

KfK 4551
März 1989

**Experimentelle Untersuchung
des direkten elastischen
Aufbruchs von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ bei
großen asymptotischen
Relativimpulsen der
Aufbruchfragmente**

N. Heide
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Kernphysik

KfK 4551

Experimentelle Untersuchung des direkten elastischen Aufbruchs
von 156 MeV ${}^6\text{Li}$ bei großen asymptotischen Relativimpulsen
der Aufbruchfragmente

N. Heide

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die dreifach differentiellen Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ aus den direkten elastischen Aufbruchreaktionen $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ und $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV für große asymptotische Relativimpulse der Aufbruchfragmente mit zwei ortsempfindlichen Halbleiterteleskopen gemessen. Die gemessenen Koinzidenzwirkungsquerschnitte zeigen außer dem für Projektilaufbruchreaktionen typischen glockenförmigen Verlauf bei großen Relativimpulsen eine bisher nicht beobachtete Doppelstruktur. Die theoretische Analyse der Koinzidenzwirkungsquerschnitte im Rahmen des Spektator-Bildes bzw. der prior-DWBA ermöglicht ein qualitatives Verständnis dieser Doppelstruktur. Danach können in den hier betrachteten Winkelbereichen sowohl das α -Teilchen als auch das Deuteron die Rolle des Spektators in der Aufbruchreaktion mit Wahrscheinlichkeiten in vergleichbarer Größenordnung übernehmen. Durch die kohärente Addition der beiden Beiträge kommt im Modell die beobachtete Doppelstruktur zustande. Ausgehend vom diffraktiven Aufbruchmodell wird die Möglichkeit diskutiert, aus den gemessenen Koinzidenzwirkungsquerschnitten experimentelle Informationen für die half-on-shell T-Matrix der Streuung des ^6Li zu erhalten.

Abstract

Experimental Investigation of Direct Elastic 156 MeV ${}^6\text{Li}$ Break-Up at Large Relative Momenta of the Fragments

The triple differential cross-sections $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ for the reactions ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{208}\text{Pb}$ and ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{12}\text{C}$ at 156 MeV have been measured at large asymptotic relative momenta of the fragments using position sensitive semiconductor telescopes. The measured coincidence cross-sections show beside the typical break-up bump an up to now unobserved double structure. The origin of this structure can be understood qualitatively within the spectator picture and a prior-DWBA analysis, respectively. Both of the fragments can act as a spectator with comparable probability. The coherent sum of these contributions provides the double structure in this picture. The obtainability of experimental values for the half-on-shell T-matrix for ${}^6\text{Li}$ scattering from the coincidence data within the diffractive dissociation model is discussed.

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	1
2. Experimentelle Anordnung	7
2.1 Strahlführung, Streukammer und Targets	7
2.2 Detektorsysteme	8
2.3 Elektronik und Datenaufnahme	11
3. Koinzidenzmessungen, Datenaufbereitung und Ergebnisse	15
3.1 Energieeichung	15
3.2 E- ΔE Teilchenidentifizierung	15
3.3 Ortsberechnung	18
3.4 Reaktionskinematik	21
3.5 Selektion der koinzidenten Ereignisse	25
3.6 Koinzidenzwirkungsquerschnitte	29
3.7 Winkelkorrelationen	45
4. Theoretische Analyse der experimentellen Ergebnisse	49
4.1 Formale Reaktionstheorie für binäre Projektilauf- bruchreaktionen	49
4.2 Das Spektator-Bild	52
4.3 DWBA	58
4.4 Die Bestimmbarkeit der half-on-shell T-Matrix unter Zugrundelegung des diffraktiven Aufbruchmodells	87
4.4.1 Die T-Matrix	87
4.4.2 Das diffraktive Aufbruchmodell	89
4.4.3 Anwendung des Modells	93
5. Zusammenfassung und Ausblick	105
6. Literaturverzeichnis	109
Anhang A. Statistische Fehler der Wirkungsquerschnitte	115
Anhang B. Tabellen der benutzten optischen Potentiale	117

1. EINLEITUNG

Eine der ersten Entdeckungen, die durch Experimente mit hochenergetischen Projektilen gemacht wurden [HEL47], war die Beobachtung, daß beim Auftreffen von Deuteronen auf einem Target unter Vorwärtswinkeln Protonen und Neutronen emittiert werden, deren kinetische Energien näherungsweise der halben kinetischen Energie des einfallenden Deuterons entsprechen. Dieses Ergebnis wurde von Serber [SER47] durch ein einfaches geometrisches Modell erklärt. Danach trifft eines der beiden Fragmente des Deuterons den Targetkern und wird absorbiert, während das andere seinen Vorwärtsimpuls beibehält und sich weiterbewegt.

Solche Aufbruchreaktionen stellen einen erheblichen Anteil an den jeweiligen totalen Reaktionswirkungsquerschnitten dar [PAM78] und wurden in der Vergangenheit für eine Reihe von Projektilen in den verschiedensten Energiebereichen, so zum Beispiel für Deuteronen [UDO65, FIN69, JAR73, GEM76, MAT82], ^3He [AAR81, AAR81a, AAR82, AAR84, AAR85], α -Teilchen [WU78, WU79, WU79a] und ^6Li [NEU80, NEU82, HEI87, JEL88, JEL88a, KIE88, KIE88a] sowie für schwerere Projektile wie beispielsweise ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O und ^{20}Ne intensiv untersucht. Dabei zeigte es sich, daß die Vielzahl der neu beobachteten Phänomene detailliertere quantenmechanische Beschreibungen erforderlich machen und daß durch die Grundidee des Modells nach Serber lediglich ein Teil der auftretenden Phänomene bei Aufbruchreaktionen berücksichtigt werden.

Generell unterscheidet man bei binären Projektilaufbruchprozessen den sequentiellen und den direkten Projektilaufbruch. Der sequentielle Aufbruch verläuft über einen angeregten Zwischenzustand des Projektils mit definierter Halbwertsbreite, Spin und Parität. Der Prozeß erfolgt in zwei Stufen: das im Feld des Targetkerns angeregte Projektil zerfällt nach der Anregung außerhalb des Targetfeldes.

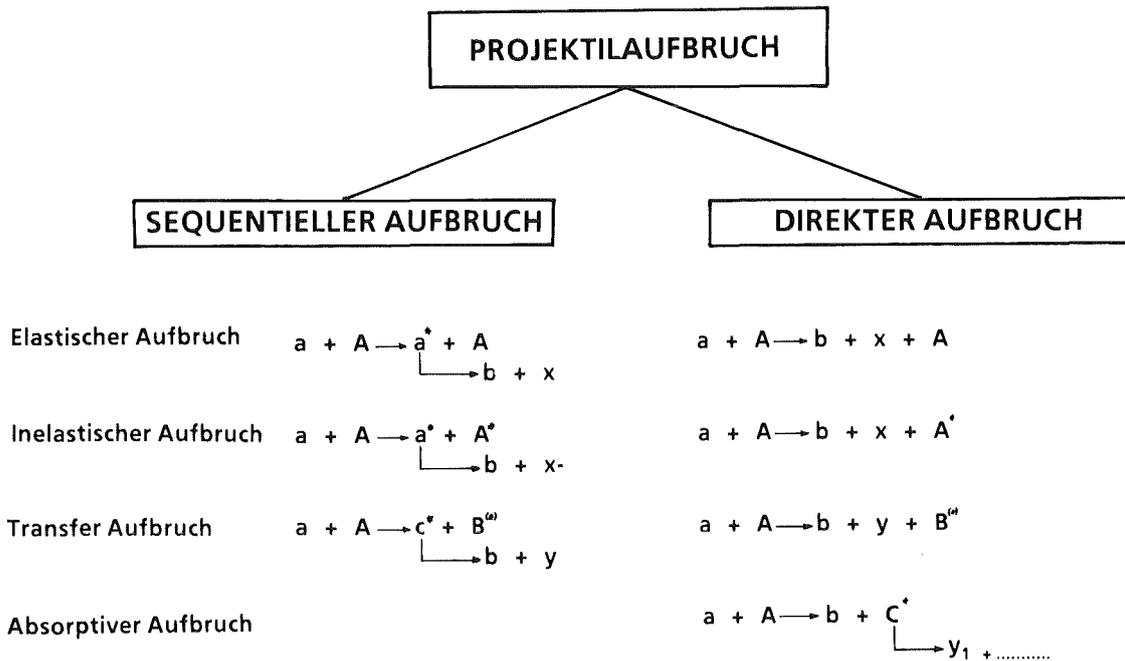


Abbildung 1. : Binäre Projektilaufbruchreaktionen.

Beim direkten Aufbruch erfolgt die Reaktion über einen einstufigen Prozeß infolge der Wechselwirkung des Projektils mit dem Target.

Beide Reaktionstypen lassen sich je nach den Endzuständen des Targets und den Charakteristiken der Aufbruchfragmente weiter unterteilen (Abb. 1):

- Elastischer Aufbruch:

Das Projektil a bricht im Feld des Targetkerns in seine Konstituenten b und x auf, der Targetkern bleibt im Grundzustand.

- Inelastischer Aufbruch:

Das Projektil a bricht im Feld des Targetkerns in seine Konstituenten b und x auf, der Targetkern wird in einen definierten Zustand A^* angeregt.

- Transferaufbruch:

Es findet ein Teilchentransfer zwischen dem Projektil und dem Targetkern in Verbindung mit einem Projektilaufbruch (direkter Transferaufbruch) oder mit einem Ejektlaufbruch (sequentieller Transferaufbruch) statt. Der Restkern B verbleibt dabei entweder in seinem Grundzustand oder in einem angeregten Zustand B^* .

- Absorptiver Aufbruch:

Das Projektil bricht in zwei Fragmente auf; ein Fragment wird direkt emittiert, während das andere Fragment vom Targetkern absorbiert wird und einen (Pre-) Compoundkern C^* bildet, der durch die Emission der Teilchen Y_1, Y_2, \dots zerfällt. Da der Projektilaufbruch dabei über einen direkten Prozeß stattfindet, sei im folgenden der absorptive Aufbruch als direkter Prozeß bezeichnet.

Für Projektile mit $A \geq 3$ können prinzipiell mehr als zwei projektilähnliche Fragmente aus einer Reaktion entstehen; es handelt sich dann nicht mehr um eine binäre Reaktion. Bei schwereren Projektilen führt dies zu einer Vielzahl von konkurrierenden Reaktionsmechanismen, deren experimentelle Identifikation im einzelnen oft schwierig ist und die mit dem oben angegebenen Schema nicht mehr sinnvoll klassifiziert werden können, da die angegebenen Reaktionstypen in den verschiedensten Kombinationen auftreten können.

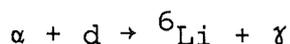
In dieser Situation besteht ein besonderes Interesse an der Untersuchung von ${}^6\text{Li}$ induzierten Aufbruchreaktionen. Der ${}^6\text{Li}$ -Kern nimmt infolge seiner Masse eine Übergangstellung zwischen den leichten Isotopen $p, d, {}^3\text{He}, \alpha$ und den üblicherweise als schwere Kerne bezeichneten Isotopen wie beispielsweise ${}^{12}\text{C}, {}^{14}\text{N}, {}^{16}\text{O}$ und ${}^{20}\text{Ne}$ ein. Das aus sechs Nukleonen bestehende ${}^6\text{Li}$ -

Isotop zeigt eine ausgeprägte ($\alpha + d$) Clusterstruktur; der spektroskopische Faktor der αd Clusterwellenfunktion liegt bei Werten um 0.7 [KUK84], die αd Cluster sind nur schwach gebunden ($E_B = -1.47$ MeV). ${}^6\text{Li}$ stellt also einerseits im Unterschied zu den leichten Projektilen ein relativ komplexes System dar, das sich andererseits aber noch als einfaches Teilchen mit erkennbaren Strukturen auffassen läßt.

Inklusive Messungen, bei denen nur eines der Fragmente aus einer Reaktion nachgewiesen wird, wurden in der Vergangenheit für ${}^6\text{Li}$ induzierte Reaktionen im Energiebereich von 28 bis 178 MeV und damit auch weit oberhalb der Coulombschwelle durchgeführt [NEU79, NEU80, NEU82, CAS80, RAM86, JEL88, JEL88a]. Die dabei erhaltenen inklusiven Energiespektren bestehen aus mehreren Komponenten; neben Teilchen, die aus verschiedenen Aufbruchreaktionen stammen, enthalten sie auch Anteile aus Precompound- und Compoundkernreaktionen. Eine Identifikation bestimmter Aufbruchkanäle ist durch sie prinzipiell nicht möglich.

Kinematisch vollständige Messungen, bei denen auch das zweite Fragment in Koinzidenz mit dem ersten Fragment nachgewiesen wird, enthalten demgegenüber wesentlich detailliertere Informationen und erlauben insbesondere die Identifizierung bestimmter Aufbruchkanäle. Solche Koinzidenzmessungen erfordern andererseits wegen der Kleinheit der Koinzidenzwirkungsquerschnitte im allgemeinen längere Meßzeiten, systematischen Untersuchungen sind in der Praxis daher Grenzen gesetzt.

Grundsätzlich kann der Projektilaufbruch sowohl von der starken Wechselwirkung als auch von der Coulombwechselwirkung induziert werden. In dem hier betrachteten Fall des ${}^6\text{Li}$ -Aufbruchs bei 156 MeV zeigt es sich, daß man bei Beobachtung der Aufbruchfragmente unter extremen Vorwärtswinkeln und kleinen Relativwinkeln und damit kleinen asymptotischen Relativimpulsen Aufschluß über den von der Coulombwechselwirkung induzierten sequentiellen bzw. direkten Aufbruchprozeß (${}^6\text{Li}, \alpha d$) erhalten kann [KIE88, KIE88a]. Letztgenannter Prozeß ist von großem Interesse für die nukleare Astrophysik. Hier spielt der zeitumgekehrte Prozeß, der direkte Strahlungseinfang



eine wichtige Rolle bei der Nukleosynthese der Elemente in Sternen. Es wurde vorgeschlagen, aus den entsprechenden Aufbruchmessungen bei sehr kleinen Relativenergien die Wirkungsquerschnitte für die zeitumgekehrte Reaktion zu extrahieren, die im Bereich kleiner Relativenergien direkt nicht meßbar sind [BAU86].

Im Bereich großer Relativimpulse, also bei großen Relativwinkeln der Aufbruchfragmente α und d , werden Aufbruchreaktionen vor allem durch die starke Wechselwirkung induziert. So ergibt sich die Möglichkeit, den Einfluß der Wechselwirkungen in kinematischen Bereichen zu untersuchen, in denen jeweils eine der beiden Wechselwirkungen für den Aufbruch dominiert, bzw. in denen beide Wechselwirkungen Aufbruchreaktionen bewirken.

Ziel der vorliegenden Untersuchungen ist es, durch Messung der Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ der direkten elastischen Reaktionen ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{208}\text{Pb}$ und ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{12}\text{C}$ bei großen Relativimpulsen der Aufbruchfragmente Aufschluß zu erhalten über den Reaktionsmechanismus und über den Einfluß der αd Clusterwellenfunktion des ${}^6\text{Li}$ auf die erhaltenen Ergebnisse. Die αd Clusterwellenfunktion war in der Vergangenheit der Gegenstand zahlreicher experimenteller und theoretischer Untersuchungen [JÄN80, KUK84, PAR84, BEC85, WAR85, ENT86]. Ihre Kenntnis ist wegen der oben angedeuteten Zwischenstellung des ${}^6\text{Li}$ von grundsätzlicher Bedeutung; die entsprechenden mikroskopischen Beschreibungen des ${}^6\text{Li}$, etwa im Rahmen von Fadeev-Rechnungen [KUK84], bilden einen eigenen Forschungsgegenstand. Die verschiedenen theoretischen Beschreibungsmöglichkeiten dieser Wellenfunktion unterscheiden sich in ihrer Struktur vor allem im Bereich großer Relativimpulse der Cluster. Frühere Koinzidenzmessungen der Reaktion ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^6\text{Li}$ bei 156 MeV [MIC83] sowie entsprechende Rechnungen in einer modifizierten prior-DWBA [SRI85] ergaben in diesem Fall eine Sensitivität des Koinzidenzwirkungsquerschnitts gegenüber Details der Clusterwellenfunktion; in diese Messungen waren allerdings eher kleinere Relativimpulse involviert. In einem naiven Spektator-Bild (vgl. Kap. 4.2) sind die Koinzidenzwirkungsquerschnitte im we-

sentlichen proportional der αd Relativimpulsdichte; Messungen im Bereich großer Relativimpulse sollten danach also Eigenschaften der Relativwellenfunktion reflektieren und die Überprüfung der verschiedenen möglichen Wellenfunktionen erlauben.

Die in den betrachteten Reaktionen vorliegende Drei-Körper-Situation ist von grundsätzlichem theoretischem Interesse; die hier gemessenen Wirkungsquerschnitte bieten die Möglichkeit, die verschiedenen theoretischen Näherungsansätze zur Handhabung dieses Problems zu überprüfen (Kap. 4).

Die erhaltenen experimentellen Ergebnisse eröffnen außerdem die Möglichkeit experimentelle Werte für die half-on-shell T-Matrix zur Beschreibung der Streuung des ${}^6\text{Li}$ zu erhalten (Kap. 4.4). Auf diesen Punkt ist bisher im Zusammenhang mit ${}^6\text{Li}$ -Aufbruchreaktionen noch nicht hingewiesen worden; der hier aufgezeigte Ansatz ähnelt im Grundsatz Überlegungen, die im Zusammenhang mit ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$ knock-out Reaktionen bereits früher gemacht wurden [WAT71].

2. EXPERIMENTELLE ANORDNUNG

2.1 STRAHLFÜHRUNG, STREUKAMMER UND TARGETS

Die Messungen zur Bestimmung der dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ der Aufbruchreaktionen $^{12}\text{C}(^6\text{Li},\alpha d)^{12}\text{C}$ und $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha d)^{208}\text{Pb}$ wurden in der 130 cm Streukammer am externen Strahlführungssystem des Karlsruher Isochronzyklotrons durchgeführt. Die $^6\text{Li}^{3+}$ -Ionen wurden in einer externen ECR-Quelle produziert, mit einer Energie von ≈ 30 keV aus der Ionenquelle extrahiert und dann axial in das Zyklotron eingeleitet. Nach der Beschleunigung hatte der extrahierte ^6Li -Strahl eine feste Endenergie von 156 MeV mit einer Energieunschärfe von ≈ 600 keV (FWHM); dieser Wert der Energieunschärfe des Strahls wurde mit Hilfe eines Analysiermagneten auf ≈ 90 keV verbessert. Der Durchmesser des Strahlflecks auf dem Target war ≈ 1.5 mm. Die unter diesen Bedingungen auf dem Target zur Verfügung stehende Strahlintensität betrug im Mittel ≈ 3 nA.

Targets	Anreicherung	Dicke
^{12}C	98.98 %	4.2 mg/cm ²
^{208}Pb	98.24 %	4.0 mg/cm ²

Tabelle 1 : Eigenschaften der verwendeten Targets

Tabelle 1 enthält Details der verwendeten selbsttragenden Targetfolien. Nach dem Durchlaufen der Streukammer wurde der Strahl in einem abgeschirmten Faraday-Käfig gestoppt. Der Faraday-Käfig war mit einem Stromintegrator verbunden, der die Messung des Strahlstromes und der akkumulierten Ladung erlaubte.

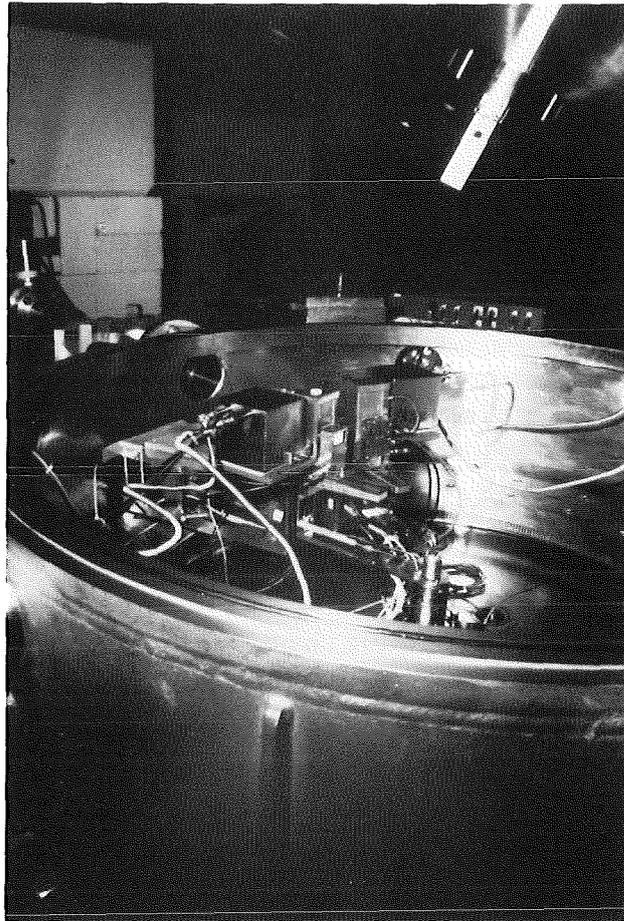


Abbildung 2. : Ansicht der Streukammer

Eine Ansicht der geöffneten Streukammer zeigt Abb. 2. Im Inneren der Streukammer erkennt man zwei unabhängig voneinander um den Mittelpunkt der Streukammer drehbare Arme, auf denen sich die beiden ortsempfindlichen ΔE -E Detektorsysteme befinden. Der Abstand der definierenden Blenden vom Target betrug 190 mm.

2.2 DETEKTORSYSTEME

Zum koinzidenten Nachweis der Ejektile α und d aus den untersuchten (${}^6\text{Li}, \alpha d$)-Aufbruchreaktionen dienten zwei ΔE -E Halbleiterteleskope, die die Identifizierung leichter geladener Teil-

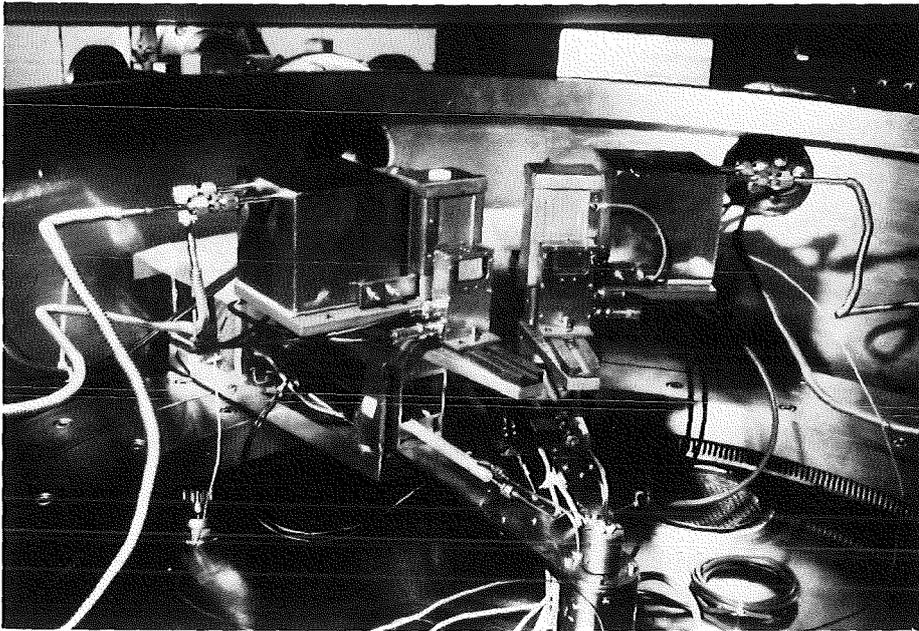


Abbildung 3. : Ansicht der Detektoren

chen mit $Z = 1$ bis $Z = 3$ sowie die Bestimmung der zugehörigen Teilchenenergien ermöglichten. Von besonderer Bedeutung angesichts der niedrigen Koinzidenzzählrate war die Verwendung ortsempfindlicher ΔE -Zähler, die die simultane Erfassung eines Winkelbereichs von 3.3° in jedem Teleskop erlaubten. Die totale Raumwinkelakzeptanz eines Detektorsystems betrug 304.7 \mu sr .

Bei den ortsempfindlichen ΔE -Zählern handelte es sich jeweils um 500 \mu m dicke vollständig depletierte ionenimplantierte Silizium-Detektoren. Als E-Zähler wurden zwei intrinsische hochreine Germanium-Detektoren mit einer Dicke von je 20 mm benutzt. Die Betriebstemperatur dieser Detektoren lag bei -190° Celsius. Daten und Eigenschaften der Detektorsysteme sind in Tabelle 2 zusammengefaßt.

Abb. 3 zeigt den mechanischen Aufbau der Detektorsysteme. In der Bildmitte sind im Vordergrund die äußeren kleinen Gehäuse der beiden ortsempfindlichen ΔE -Detektoren mit den seitlich unten nach links und rechts herausgeführten elektrischen An-

ΔE -Zähler	Teleskop 1 / Teleskop 2
Aktive Fläche	$(15 \times 8) \text{ mm}^2$ / $(15 \times 8) \text{ mm}^2$
Aktive Dicke	485 μm / 485 μm
Energieauflösung mit 5.47 MeV α -Teilchen	< 30 keV / < 30 keV
Ortsauflösung	< 0.15 mm / < 0.15 mm
E-Zähler	Teleskop 1 / Teleskop 2
Aktive Fläche	200 mm^2 / 200 mm^2
Aktive Dicke	21 mm / 20 mm
Energieauflösung mit 5.47 MeV α -Teilchen	< 22 keV / < 20 keV
Energieauflösung am analysierten 104 MeV α -Strahl	< 180 keV / < 160 keV
(\approx 90 keV Strahlaufklärung)	

Tabelle 2 : Daten und Eigenschaften der Detektorsysteme

schließen zu sehen. Die jeweilige Akzeptanz des Systems wurde durch eine 8 mm dicke Tantalblende definiert; zum Schutz gegen Verschmutzung der Detektoroberflächen mit Vakuumpumpenöl bei der niedrigen Betriebstemperatur waren die beiden Akzeptanzöffnungen durch 5 μm dicke Aluminiumfolien abgedeckt. Am rechten und linken Bildrand befinden sich zwei würfelförmige Vorratsbehälter für flüssigen Stickstoff mit den jeweiligen Zulauf- und Abluftschläuchen. Neben den Stickstoffvorratsbehältern befinden sich hinter den ΔE -Detektoren die äußeren Gehäuse für die E-Zähler. Die E-Zähler waren jeweils frontal auf einen Kühlfinger aus Messing montiert, dessen anderes Ende auf der Vorderseite der Stickstoffbehälter festgeschraubt war und so einen guten thermischen Kontakt zwischen Stickstoffreservoir und Detektor gewährleistete. Die Außentemperatur der Stickstoffbehälter wurde durch Thermoelemente überwacht. Der Stickstoffpegel in den Vorratsgefäßen wurde durch innen angebrachte Platin-Meßwiderstände überwacht, deren elektrische Anschlüsse

durch die Abluftwellenschläuche nach außen geführt wurden. Bei Bedarf löste eine Steuerungselektronik den Nachfüllvorgang aus.

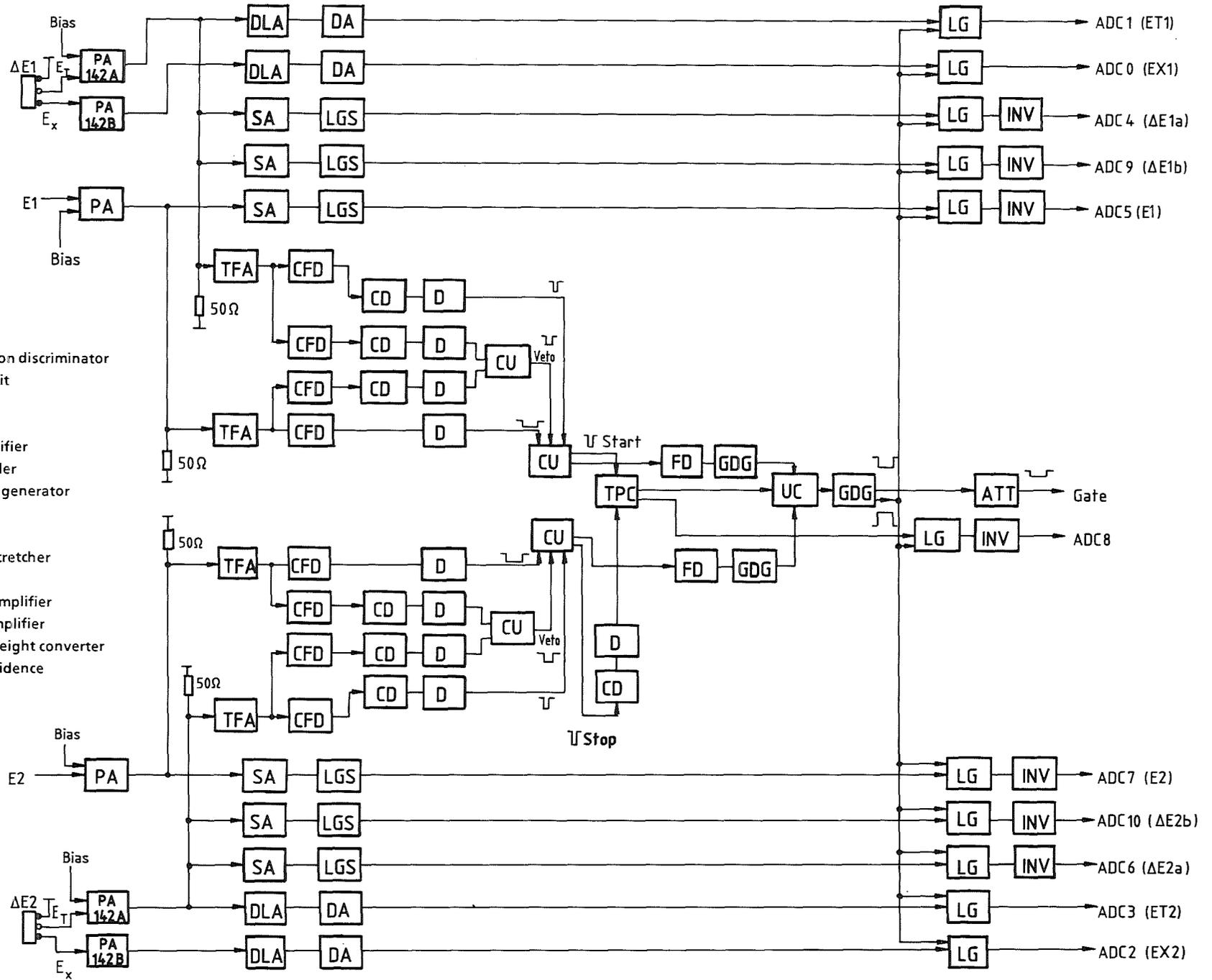
2.3 ELEKTRONIK UND DATENAUFNAHME

Die verwendete Detektoranordnung erzeugt insgesamt sechs elektrische Analogsignale. Die ortsempfindlichen ΔE -Zähler liefern jeweils ein dem Energieverlust des nachgewiesenen Teilchens im ΔE -Zähler proportionales Signal E_T sowie ein sowohl der horizontalen Ortskoordinate als auch dem Energieverlust des nachgewiesenen Teilchens proportionales Signal E_x ; das Verhältnis E_x/E_T ist damit proportional der horizontalen Ortskoordinate des nachgewiesenen Teilchens im Detektor. Die E-Zähler erzeugen jeweils ein der Restenergie der beobachteten Teilchen proportionales Signal.

Der elektronische Aufbau erfolgte in der üblichen Fast-Slow-Technik. Für jedes Vorverstärkersignal wird ein langsames analoges Signal generiert; aus den E_T -Vorverstärkersignalen werden außerdem noch je zwei weitere langsame analoge Signale generiert, so daß insgesamt die Signale $\Delta E1a$, $\Delta E1b$, $\Delta E2a$ und $\Delta E2b$ erzeugt werden. Die Signale $\Delta E1a$ und $\Delta E1b$ beziehungsweise $\Delta E2a$ und $\Delta E2b$ unterscheiden sich lediglich durch verschiedene Verstärkungsfaktoren der entsprechenden Spectroscopy Amplifier (SA); sie ermöglichen so eine bequeme Teilchenidentifizierung (vgl. Kap. 3.2). Zusätzlich wird für die ΔE - und E-Signale jeweils ein schnelles logisches Zeitsignal erzeugt. Diese logischen Signale werden miteinander verknüpft um schnell zu entscheiden ob ein Ereignis den vorgegebenen Bedingungen genügt; gegebenenfalls werden die Linear Gates (LG) für die langsamen analogen Signale geöffnet und die Signale an die Analog-to-Digital-Converter (ADC) des Datenaufnahmerechners weitergegeben.

Die benutzte Nachweiselektronik ist in Abb. 4 schematisch dargestellt. Der schnelle logische Teil der Schaltung prüft zunächst für jedes Teleskop die Koinzidenz der ΔE - und E-Pulse.

Abbildung 4. : Blockschalbild der Elektronik



Das aus den ΔE - und E-Pulsen erzeugte Veto-Signal bewirkt die Ausgrenzung gewisser Teilbereiche aus dem entstehenden E- ΔE Diagramm; die E- ΔE Koinzidenzeinheit akzeptiert nur Signale unterhalb der durch das Setzen von Schwellen in den das Veto-signal betreffenden Constant-Fraction-Diskriminatoren (CFD) festgelegten Maximalwerte. Damit ließen sich bei den vorliegenden αd Koinzidenzmessungen von vorneherein die von elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Kernen verursachten zufälligen Koinzidenzen zwischen beiden Teleskopen unterdrücken (vgl. Kap. 3.5). Die Ausgangssignale der E- ΔE Koinzidenzeinheiten liefern die Start-beziehungsweise Stoppsignale für einen Time-to-Pulse-Height-Converter (TPC). Echte Koinzidenzereignisse zeichnen sich im Unterschied zu zufälligen Koinzidenzereignissen durch eine feste Zeitbeziehung der E- ΔE Koinzidenzen zwischen den beiden Teleskopen aus. Durch das Setzen eines geeigneten Fensters im entsprechenden Teilbereich des TPC-Spektrums läßt sich die korrekte Zeitbeziehung für jedes Koinzidenzereignis sicherstellen (vgl. Kap. 3.5). Zusätzlich zu den Start- und Stoppsignalen für den TPC erzeugen die E- ΔE Koinzidenzeinheiten jeweils ein weiteres logisches Signal; diese logischen Signale werden untersetzt und bilden zusammen mit dem logischen Ausgangssignal des TPC die Eingangssignale für eine Universal-koinzidenzeinheit (UC). Der Arbeitsmodus der UC wurde so gewählt, daß jedes der drei Eingangssignale für sich ein logisches Ausgangssignal der UC zur Ansteuerung des Gate-and-Delay-Generator (GDG) zum Öffnen sämtlicher Linear Gates für die analogen Zweige erzeugen kann.

Die Schaltung ermöglicht also neben der Selektion der koinzidenten Ereignisse die mit einem Untersetzungsfaktor versehene Erfassung derjenigen Ereignisse, bei denen mindestens ein Teleskop angesprochen hat.

Alle Ereignisse wurden im Listmode auf Magnetband geschrieben. Als Datenaufnahmerechner diente ein PDP11-Computer. Das Datenaufnahmeprogramm war eine modifizierte Version des Programms RUNEXP von H. Schlösser [SCH88].



3. KOINZIDENZMESSUNGEN, DATENAUFBEREITUNG UND ERGEBNISSE

Die Verarbeitung der vom Datenaufnahmerechner auf Magnetband geschriebenen Rohdaten geschah am IBM-Großrechner des Kernforschungszentrums Karlsruhe. Zur Analyse der experimentellen Daten wurde ein Programm EVAL [HEI87a] entwickelt, das neben der Berechnung der Wirkungsquerschnitte und Teilchenspektren aus den Listmode-Daten die graphische Darstellung der Ergebnisse ermöglicht.

3.1 ENERGIEEICHUNG

Die Energieeichung der beiden Teleskope wurde mit elastisch gestreuten Protonen, α -Teilchen und ${}^6\text{Li}$ -Ionen mit je 26 MeV/amu vorgenommen. Eine durch die drei Eichpunkte gelegte Ausgleichsgerade lieferte für jeden Detektor die gesuchte und in sehr guter Näherung erfüllte lineare Beziehung zwischen den Kanalnummern des jeweiligen Spektrums und der zugehörigen Energie. Korrekturen hinsichtlich des Energieverlusts der Teilchen im Target beziehungsweise in den die Detektorakzeptanzen abdeckenden dünnen Aluminiumfolien wurden vorgenommen, ihr Einfluß auf die erhaltenen Ergebnisse ist jedoch gering.

3.2 E-AE TEILCHENIDENTIFIZIERUNG

Nach Bethe-Bloch [BET30] gilt für den Energieverlust geladener ionisierender Teilchen beim Durchgang durch eine dünne Absorberschicht näherungsweise die Beziehung

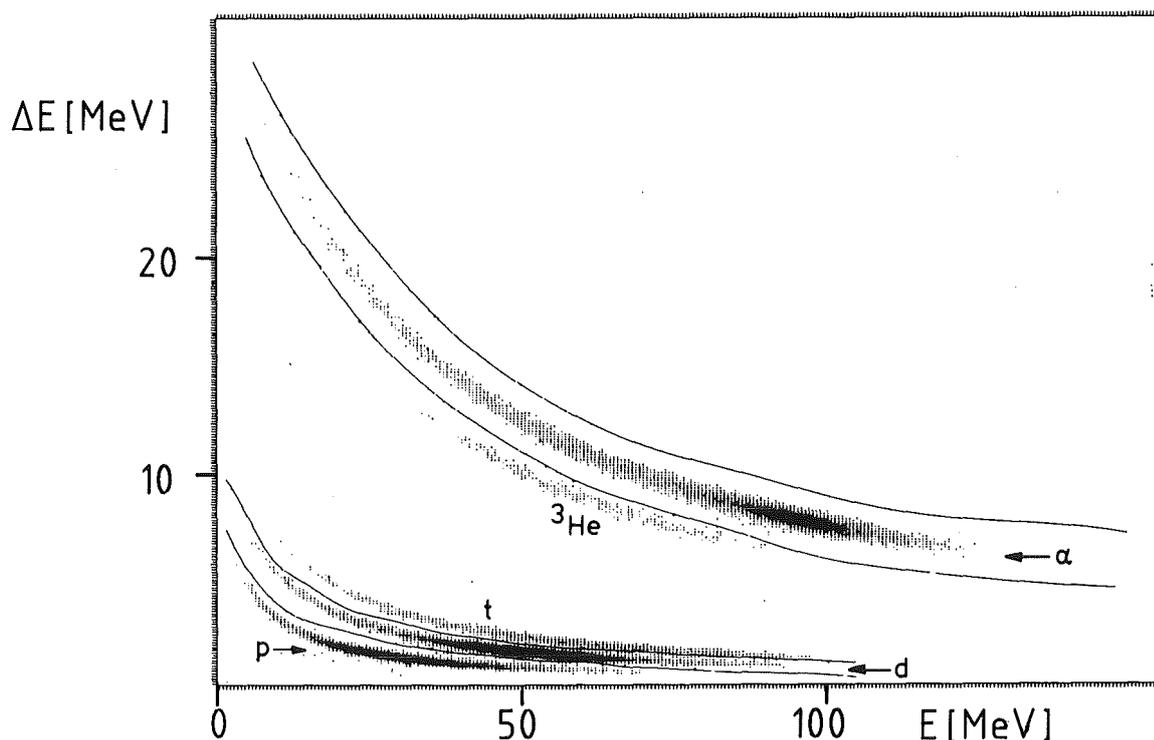


Abbildung 5. : E- ΔE Diagramm

$$(3.1) \quad \Delta E \propto \frac{mZ^2}{E}$$

wobei m die Masse, Z die Ladungszahl, E die Energie und ΔE der Energieverlust des Teilchens im betrachteten Absorbermaterial ist. Trägt man den von einer geeigneten E- ΔE Detektoranordnung erhaltenen Energieverlust geladener ionisierender Teilchen gegen ihre Restenergie auf, so ordnen sich die verschiedenen Teilchen gemäß Gleichung (3.1) längs gekrümmter Bänder in dem entstehenden E- ΔE Diagramm an.

Abb. 5 zeigt ein mit Teleskop 1 der in Kapitel 2.2 beschriebenen Anordnung erhaltenes E- ΔE Diagramm. Die einzelnen Bänder entsprechen in der Reihenfolge von oben nach unten α -Teilchen, ${}^3\text{He}$ -Kernen, Tritonen, Deuteronen und Protonen. Für die Koinzidenzmessungen wurden schwerere Teilchen durch das Benutzen der in Kapitel 2.3 beschriebenen Veto-Signale von vorneherein auf

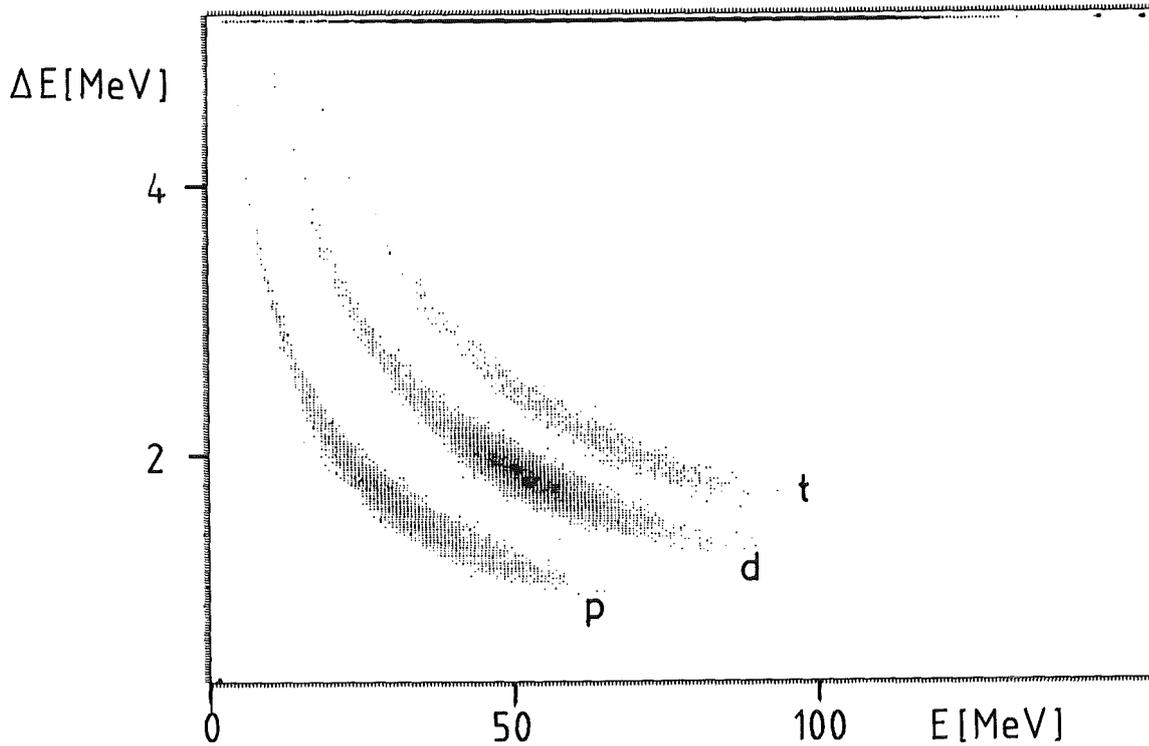


Abbildung 6. : E- ΔE Diagramm für die Wasserstoffisotope

elektronischem Wege ausgesondert; insbesondere enthält das Diagramm daher in diesem Falle keine elastisch gestreuten ${}^6\text{Li}$ -Teilchen. Durch das Setzen von geeigneten Fenstern können die verschiedenen Isotope vom Auswerteprogramm identifiziert werden.

Die in Kapitel 2.3 erläuterten Signale $\Delta E1b$ und $\Delta E2b$ ermöglichen mit guter Auflösung eine vergrößerte Darstellung des Bereichs der Wasserstoffisotope aus dem E- ΔE Diagramm und erlauben damit ein bequemes Festlegen der entsprechenden Fenster (Abb. 6).

Das Setzen der Fenster geschah an einem Graphikterminal durch interaktive graphische Eingabe einzelner Koordinaten; die entsprechenden Fenster wurden dann durch Spline-Interpolation berechnet.

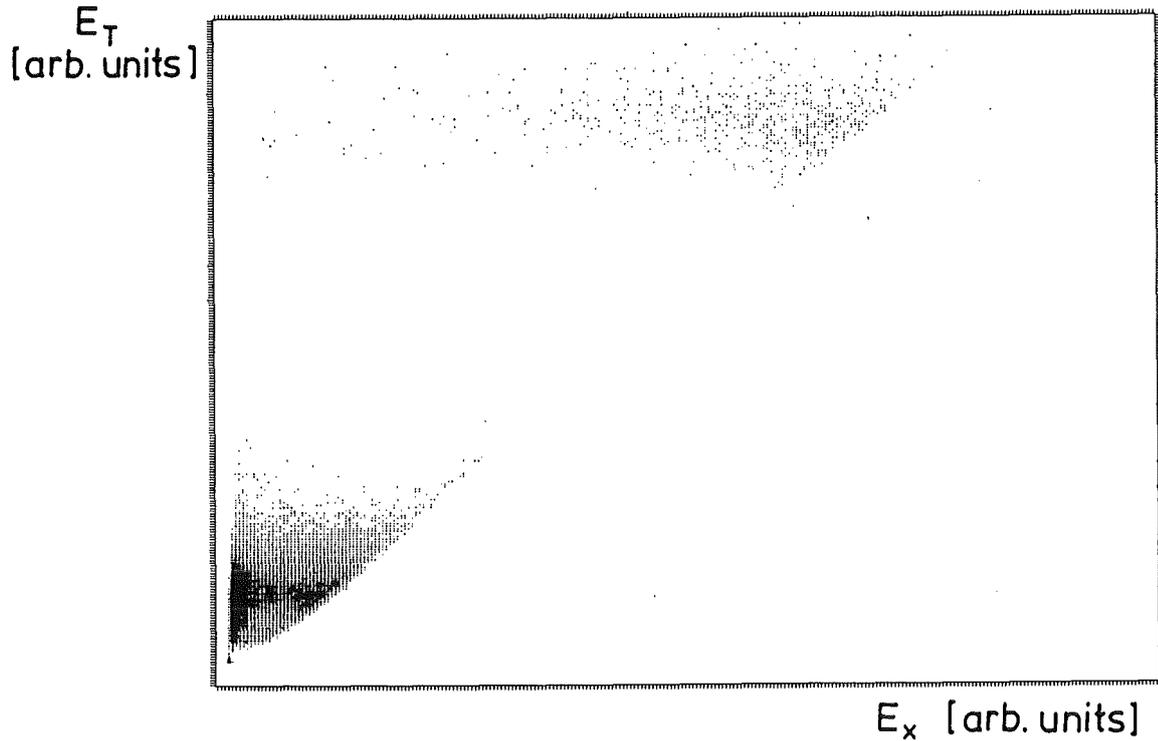


Abbildung 7. : E_x - E_T Diagramm

3.3 ORTSBERECHNUNG

Der horizontale Ort x der die Ortszähler passierenden Teilchen berechnet sich gemäß

$$(3.2) \quad x = C \cdot \frac{E_x - P_x}{E_T - P_T}$$

Dabei sind C eine Proportionalitätskonstante und E_x und E_T die Signalhöhen der entsprechenden Analogsignale. Das Auftreten der Konstanten P_x und P_T hat seine Ursachen in einer Eigenschaft des verwendeten ADC-Systems. Die benutzten ADC's überlagern jedem zu konvertierenden analogen Signal einen konstanten Wert, im folgenden Pedestal genannt; der Nullpunkt des analogen Signals liegt also nach der Konversion nicht in Kanal 1 sondern

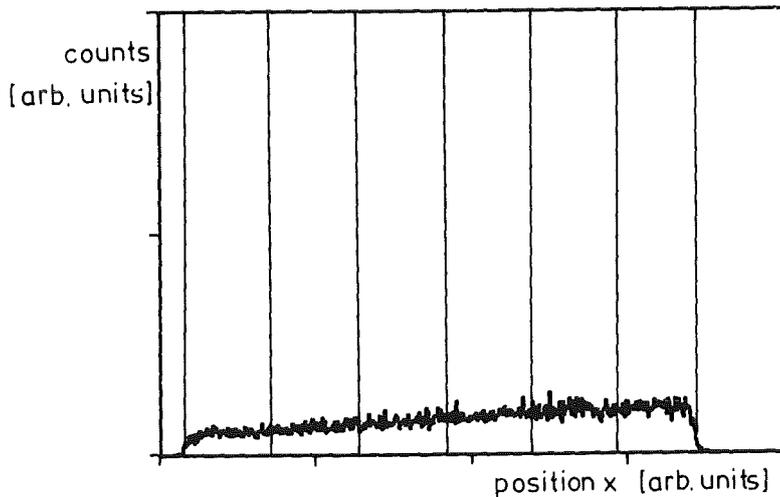


Abbildung 8. : Typisches Ortschafterspektrum für α -Teilchen

ist zu höheren Kanalnummern verschoben. Solange E_x und E_T wesentlich größere Werte haben als die zugehörigen Pedestals ist dieser Effekt für die Ortsberechnung von untergeordneter Bedeutung.

Von dieser Voraussetzung kann man jedoch im vorliegenden Falle für die Wasserstoffisotope infolge ihres geringen Energieverlustes im ΔE -Zähler nicht mehr ausgehen. Die Ortsberechnung muß daher nach Formel (3.2) erfolgen.

Die Ermittlung der Pedestals erfolgt am einfachsten graphisch aus dem entsprechenden E_x - E_T Diagramm. In Abb. 7 ist ein Ausschnitt eines typischen E_x - E_T Diagramms wiedergegeben; dargestellt ist der zu den Wasserstoffisotopen gehörende Bereich für niedrige Werte von E_x und E_T sowie bei höheren Werten von E_T ein Teil des Bereichs der Heliumisotope. Die von den Teilchen bedeckte Fläche in der E_x - E_T -Ebene hat im Idealfall eine V-förmige Gestalt. Der Abstand der beiden die V-förmige Fläche begrenzenden Geraden parallel zur Abszisse entspricht für einen bestimmten Wert von E_T der horizontalen Akzeptanz des Detektors. Man erkennt aus Abb. 7, daß die Spitze der V-förmigen Fläche nicht im Koordinatenursprung liegt, sondern infolge des

Auftretens der Pedestals für beide Signale verschoben ist. Die Pedestalwerte lassen sich so graphisch aus den Schnittpunkten der beiden obengenannten Geraden ermitteln.

Für sehr kleine Werte von E_T weichen die seitlichen Begrenzungslinien des von den Teilchen belegten E_X - E_T -Bereichs von einer linearen Form ab. Diese Unlinearitäten des Detektors betreffen jedoch vor allem Protonen, die nur noch mit schlechter Ortsauflösung nachgewiesen werden können. Die vom Detektorhersteller (Fa. Enertec Schlumberger) spezifizierte Ortsauflösung von 0.15 mm (Tabelle 2), die sich auf die Messung mit einem Eichpräparat (5.47 MeV α -Teilchen) bezieht, konnte für 156 MeV ${}^6\text{Li}$ -Teilchen und 104 MeV α -Teilchen durch Lochblendenmessungen bestätigt werden. Die Unlinearitäten für die leichten Teilchen sind abhängig von der Zählrate im Detektor und verringern unter den hier betrachteten Bedingungen die Ortsauflösung für Deuteronen auf einen Wert von ≈ 0.3 mm. Die aus den Unlinearitäten resultierenden Unsicherheiten für die ermittelten Pedestalwerte sind für die Ortsbestimmung der Deuteronen und aller schwereren Teilchen tolerierbar.

Abb. 8 zeigt ein typisches Ortsspektrum für α -Teilchen aus einer Koinzidenzmessung. Die Flanken an den beiden Seiten des Spektrums entsprechen den Kanten der die Akzeptanz definierenden Blende. Die totale horizontale Akzeptanz eines Teleskops betrug 3.3° und wurde bei der Auswertung durch Setzen von entsprechenden Fenstern im berechneten Ortsspektrum sechsfach unterteilt, wie es in Abb. 8 schematisch angedeutet ist. Eine noch feinere Unterteilung des Ortsspektrums wäre von der horizontalen Ortsauflösung des Detektors her möglich gewesen; die endliche Targetfleckgröße des ${}^6\text{Li}$ -Strahls sowie die endliche vertikale Akzeptanz des Detektors begrenzen in der Praxis jedoch diese Möglichkeit. Wegen der niedrigen Koinzidenzzählrate führt eine zu feine Unterteilung der Ortsspektren außerdem zu signifikant größeren statistischen Fehlern der gemessenen Koinzidenzwirkungsquerschnitte.

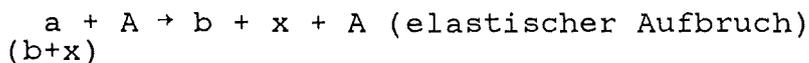
Ein Teleskop erfaßt gleichzeitig sechs aneinanderliegende Winkel mit einer Akzeptanzbreite von 0.55° . Durch geometrische Überlegungen läßt sich die Unsicherheit dieses Wertes aufgrund

der endlichen Targetfleckgröße und der endlichen vertikalen Akzeptanz zu einem Wert von $\approx \pm 0.04^\circ$ abschätzen. Berücksichtigt man durch quadratische Addition der Fehler zusätzlich die unterschiedliche Ortsauflösung von α -Teilchen und Deuteronen, so ergibt sich die Unsicherheit bei der Winkelbestimmung der α -Teilchen zu $\approx \pm 0.06^\circ$ und bei Deuteronen zu $\approx \pm 0.09^\circ$.

3.4 REAKTIONSKINEMATIK

Kinematisch vollständige Experimente, die den Ausgangskanal einer Reaktion eindeutig festlegen, erlauben einen detaillierteren Einblick in einzelne Reaktionsmechanismen. Im vorliegenden Fall ermöglichen kinematische Überlegungen die eindeutige Identifizierung der direkten elastischen Aufbruchreaktion (${}^6\text{Li}, \alpha d$). Wegen ihrer Bedeutung für die vorliegenden Messungen sei daher nachstehend auf die Reaktionskinematik näher eingegangen.

Durch die Angabe der beiden Reaktionswinkel und der Energie eines der beiden Fragmente ist die Reaktion bei bekannten Massen der Teilchen kinematisch eindeutig festgelegt. Nach Ohlsen [OHL65] gilt für eine Drei-Teilchen-Reaktion des Typs



bei der die Aufbruchfragmente b und x in Koinzidenz nachgewiesen werden die Beziehung

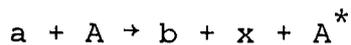
$$(3.3) \quad \frac{1}{m_3} [E_1^1(m_1+m_3) + E_2^1(m_2+m_3) - 2(m_p m_1 E_p^1 E_1^1)^{1/2} \cos\theta_1^1 - 2(m_p m_2 E_p^1 E_2^1)^{1/2} \cos\theta_2^1 + 2(m_1 m_2 E_1^1 E_2^1)^{1/2} \cos\theta_{12}^1] =$$

$$= Q + E_p^1 \left(1 - \frac{m_p}{m_3}\right)$$

Dabei bedeuten m_p , m_1 , m_2 , und m_3 die Massen, E_1^1 , E_2^1 , und E_p^1 die Laborenergien, θ_1^1 , θ_2^1 , und θ_{12}^1 die Laborstreuwinkel der beteiligten Teilchen. Q bezeichnet den Q -Wert der Reaktion. Gleichung (3.3) ist im allgemeinen Fall eine Ellipse im $(E_1^1)^{1/2}$, $(E_2^1)^{1/2}$ Raum. Für den Fall eines schweren Targets entartet diese Ellipse jedoch; es besteht dann eine näherungsweise lineare Beziehung zwischen E_1^1 und E_2^1 :

$$E_1^1 + E_2^1 \approx E_p^1 + Q \text{ mit } m_3 \gg m_p, m_1, m_2$$

Eventuelle inelastische Prozesse



führen zu einer um die Anregungsenergie des Targets verminderten Summe von E_1^1 und E_2^1 und sind damit unterscheidbar vom elastischen Anteil.

Die kinematische Situation ist am Beispiel der Reaktionen $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha d)^{12}\text{C}$ und $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ für die bei den in dieser Arbeit betrachteten Messungen typischen Reaktionswinkel $\theta_\alpha = 14^\circ$ und $\theta_d = -14^\circ$ in Abb. 9 dargestellt; es ist jeweils die Energie des Deuterons als Funktion der Energie des α -Teilchens aufgetragen. Man erkennt, daß in sehr guter Näherung die Summe der Energien der Aufbruchfragmente einen konstanten Wert haben. Im Falle des ^{12}C treten für sehr große oder sehr kleine Werte der Energie des α -Teilchens merkliche Abweichungen von dieser linearen Beziehung zwischen E_α und E_d infolge von Rückstoßeffekten auf; da in diesen Fällen der Koinzidenzwirkungsquerschnitt aber wesentlich kleiner als bei der der Strahlgeschwindigkeit entsprechenden Energie $E_\alpha \approx 102 \text{ MeV}$ ist, treten diese Effekte praktisch nicht in Erscheinung.

Für die gleiche kinematische Situation ist in Abb. 10 der Verlauf der asymptotischen Relativenergie der Aufbruchfragmente

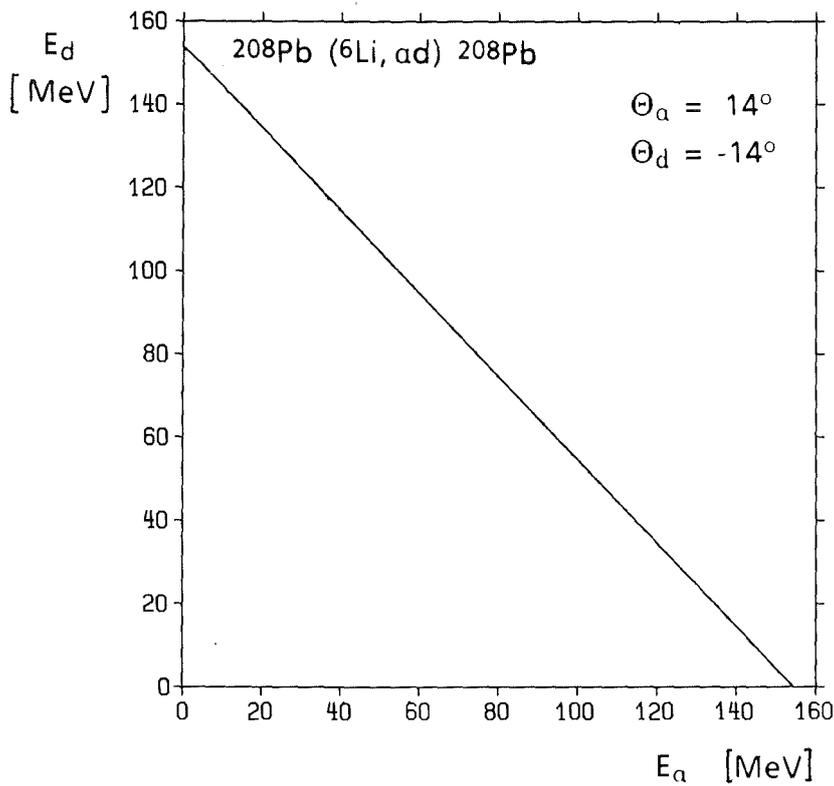
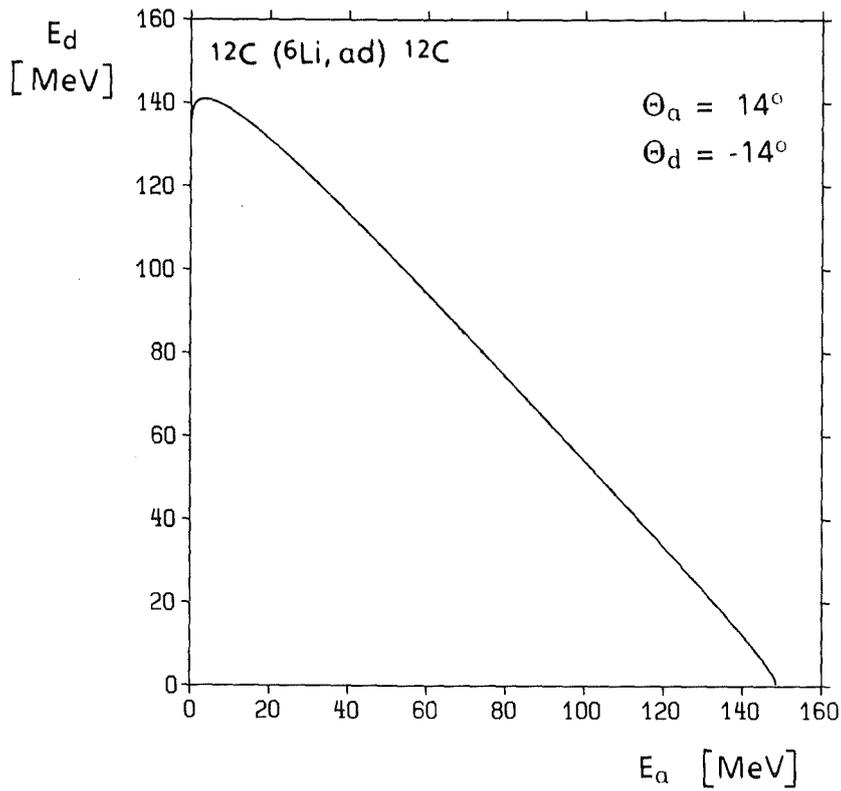


Abbildung 9. : Die kinematische Beziehung zwischen den Energien der Aufbruchfragmente aus den Reaktionen $^{208}\text{Pb} (^6\text{Li}, \alpha d) ^{208}\text{Pb}$ und $^{12}\text{C} (^6\text{Li}, \alpha d) ^{12}\text{C}$ bei 156 MeV

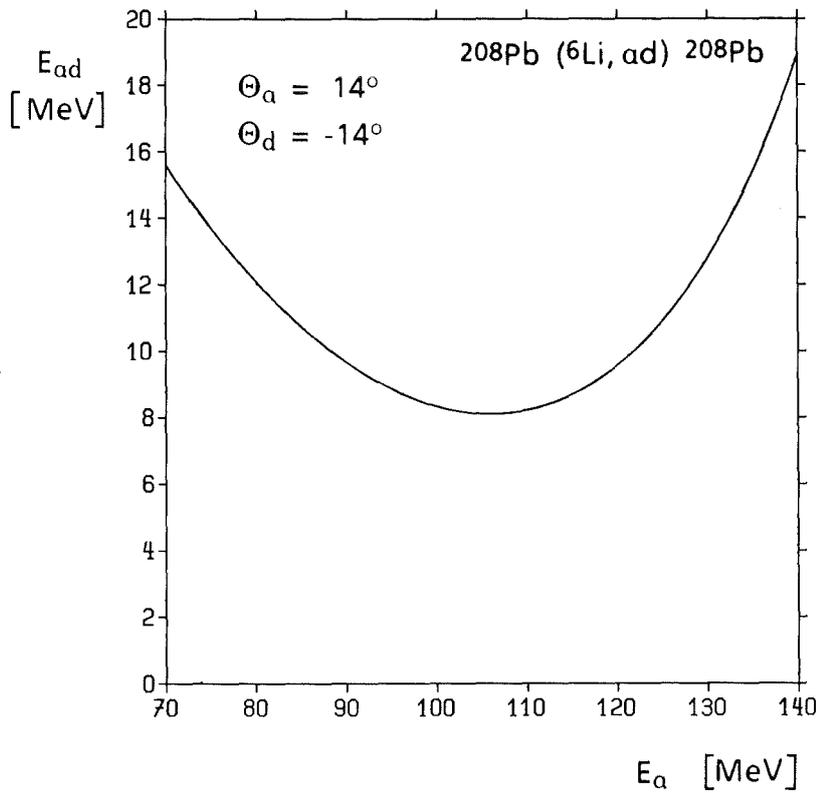
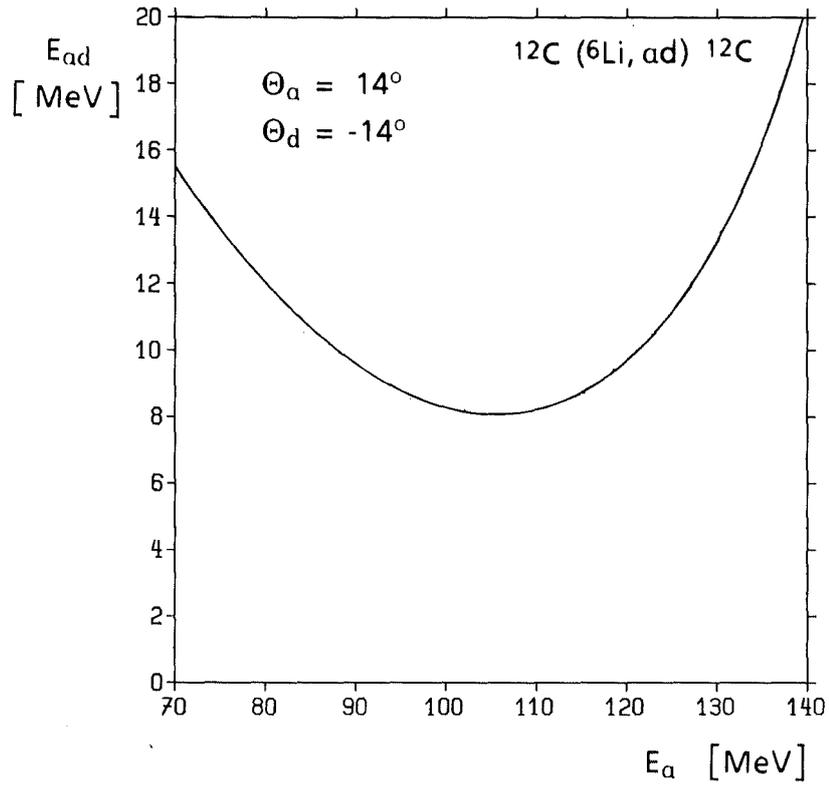


Abbildung 10. : Die Relativenergien der Aufbruchfragmente aus den Reaktionen $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ und $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV

als Funktion der Energie des α -Teilchens dargestellt. Die Kurven haben ein Minimum bei ≈ 102 MeV; dies entspricht anschaulich dem Fall, daß α -Teilchen und Deuteron nahezu mit Strahlgeschwindigkeit emittiert werden. Man erkennt, daß asymptotische Relativenergien unterhalb des Minimums unter den genannten Streuwinkeln prinzipiell nicht beobachtbar sind. Weiterhin sieht man, daß bei vorgegebener Relativenergie oberhalb des Minimums im allgemeinen zwei kinematische Lösungen existieren.

Bei sequentiellen Prozessen ist im Unterschied zum direkten Aufbruch die Relativenergie der Aufbruchfragmente innerhalb sehr enger Grenzen festgelegt. Der erste angeregte 2.18 MeV 3^+ Zustand des ${}^6\text{Li}$ führt beispielsweise über einen entsprechenden sequentiellen Prozeß zu einer um den Q -Wert der Reaktion von 1.47 MeV verminderten asymptotischen Relativenergie der Aufbruchfragmente von ≈ 0.71 MeV mit einer Unschärfe von ≈ 26 keV. Wegen der definierten Relativenergie sind die Aufbruchfragmente bei Anregung dieses ersten Zustandes im Feld von ${}^{12}\text{C}$ oder ${}^{208}\text{Pb}$ und anschließendem Aufbruch nur unter Relativwinkeln kleiner als ≈ 8.3 Grad beobachtbar. Shimoda et al. [SHI84] haben die Projektilanregung bei 178 MeV ${}^6\text{Li}$ -Energie am ${}^{208}\text{Pb}$ gemessen und die Anregung auch der höherliegenden Zustände des ${}^6\text{Li}$ untersucht. Oberhalb des dritten angeregten Zustandes (4.31 MeV, 2^+) konnte kein signifikanter Beitrag mehr beobachtet werden. Dieser dritte Zustand würde zu einer asymptotischen Relativenergie von ≈ 2.84 MeV der Aufbruchfragmente führen. Bei den vorliegenden Messungen liegen die kinematisch möglichen Relativenergien im Bereich von $\approx 5 - 12$ MeV; sequentielle Prozesse können daher keinen signifikanten Beitrag zu den gemessenen Koinzidenzwirkungsquerschnitten liefern.

3.5 SELEKTION DER KOINZIDENTEN EREIGNISSE

Zur Selektion der aus der direkten elastischen Reaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha){}^{208}\text{Pb}$ bzw. ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha){}^{12}\text{C}$ stammenden α d Koinzidenzen aus den mit der in Kapitel 2.2 beschriebenen experimen-

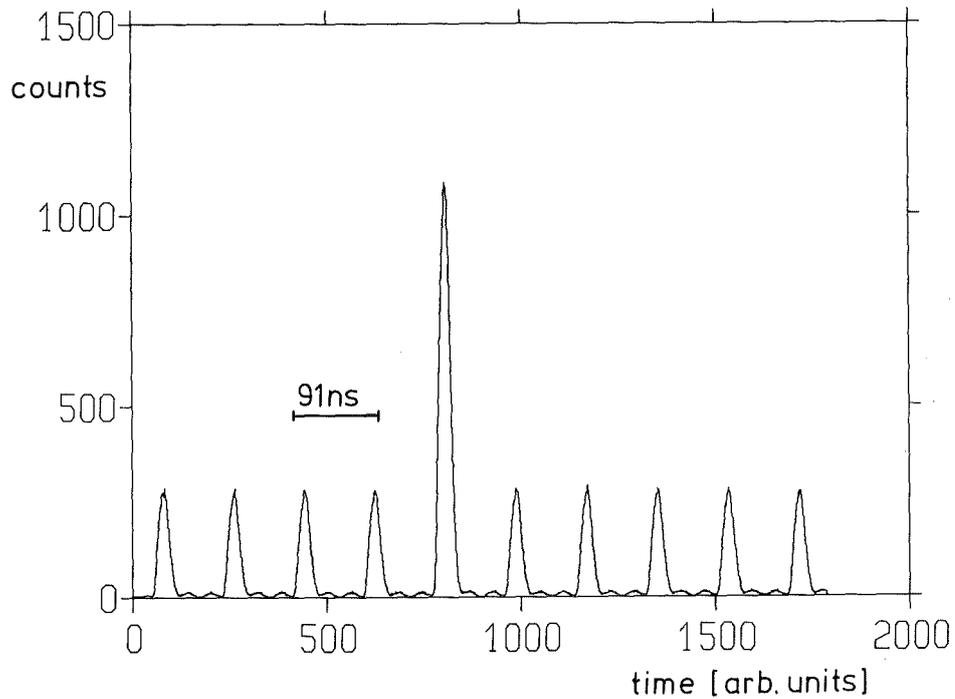


Abbildung 11. : TPC-Spektrum

tellen Anordnung im Listmode auf Magnetband aufgezeichneten Ereignissen dienten neben der Teilchenidentifizierung zwei Kriterien:

- Die korrekte Zeitbeziehung zwischen den beiden Teleskopen
- Die asymptotische Drei-Teilchen-Kinematik der Reaktion

Die erste Bedingung wird durch das Setzen eines geeigneten Fensters im TPC-Spektrum erfüllt (vgl. Kap. 2.3). Abb. 11 zeigt ein typisches TPC-Spektrum. Die einzelnen Peaks entsprechen der zeitlichen Aufeinanderfolge der Zyklotronpulse und haben einen Abstand von ≈ 91 nsec entsprechend einer Frequenz von 11 MHz. Das Karlsruher Isochronzyklotron liefert normalerweise einen gepulsten Teilchenstrahl mit einer Frequenz von 33 MHz. Durch Hinzuschalten eines Bunchers besteht die Möglichkeit durch Beschleunigen bzw. Verzögern von Teilchen aus den entsprechenden benachbarten Phasen eine erhöhte Strahlintensität mit einer Frequenz von 11 MHz zu erreichen. In Abb. 11 sind jeweils die beiden unterdrückten Pulse noch schwach erkennbar. Echte koinzidente Ereignisse entstammen dem gleichen Zyklotronpuls und erzeugen den erhöhten Peak, im folgenden prompter Peak genannt,

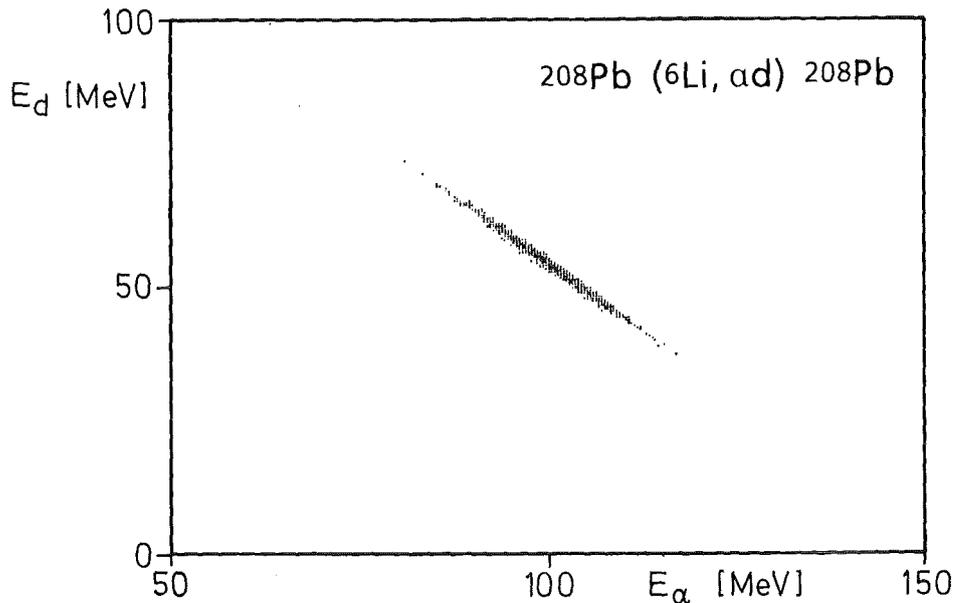


Abbildung 12. : $E_\alpha - E_d$ Diagramm aus der Reaktion
 $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$

in der Mitte des TPC-Spektrums. Die benachbarten Peaks enthalten ausschließlich zufällige Koinzidenzen, bei denen das Startsignal und das Stoppsignal für den TPC aus verschiedenen Zyklotronpulsen stammen. Dies ermöglicht eine Abschätzung des Anteils der zufälligen Koinzidenzen im prompten Peak. Die experimentelle Erfahrung zeigt, daß ein Erhöhen des ^6Li -Strahlstromes zum Erreichen einer höheren Koinzidenzzählrate den Anteil der zufälligen Koinzidenzen im prompten Peak überproportional anwachsen läßt; es existiert also eine Obergrenze für den ^6Li -Strahlstrom auf dem Target oberhalb derer keine sinnvollen Koinzidenzmessungen mit der vorliegenden Anordnung durchgeführt werden können.

Die zweite Forderung an ein Koinzidenzereignis aus den obengenannten Reaktionen besteht im Vorliegen der Beziehung

$$E_\alpha + E_d \approx \text{const.}$$

Abb. 12 zeigt eine zweidimensionale Darstellung gemessener koinzidenter Ereignisse als Funktion von E_α und E_d aus der direkten elastischen Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$. Der Bereich

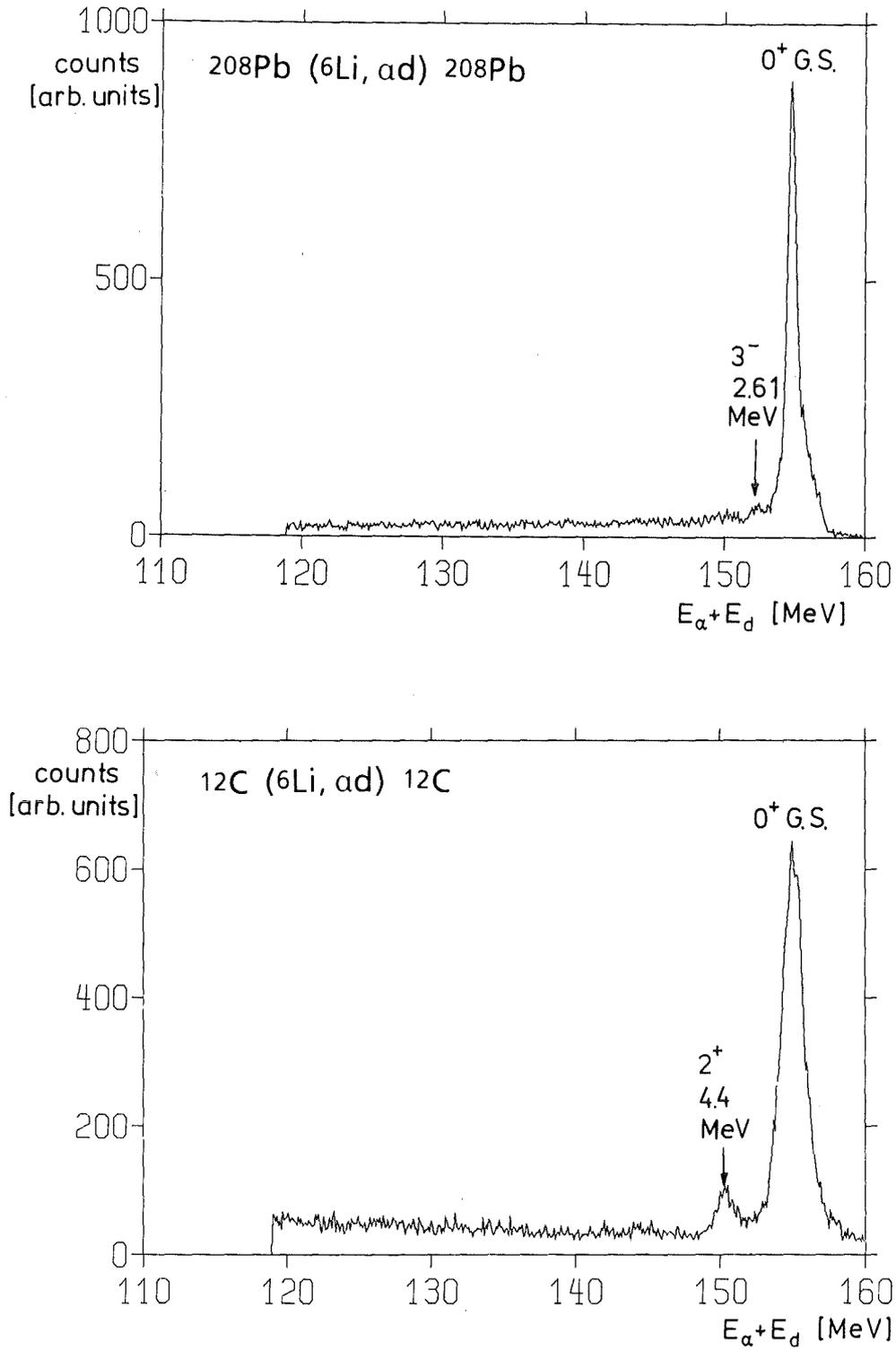


Abbildung 13. : Summenenergiespektren aus den Reaktionen $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ und $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha d)^{12}\text{C}$

konstanter Summenenergie von E_α und E_d ist deutlich erkennbar; die Höhenschnitte wurden in dieser Darstellung beim maximalen Kanalinhalt und bei 10% des maximalen Kanalinhalts gesetzt.

Zur praktischen Berücksichtigung der obengenannten kinematischen Bedingung berechnet das Datenauswertungsprogramm für die αd Koinzidenzen die Summe der experimentell ermittelten Energien E_α und E_d . Abb. 13 zeigt Beispiele solcher Summenenergiespektren. Die Spektren wurden auf der niederenergetischen Seite willkürlich begrenzt. Die Darstellung erlaubt es, inelastische direkte Aufbruchreaktionen zu identifizieren, da eine Anregung des Targets zu einem um die Anregungsenergie verminderten Wert von $E_\alpha + E_d$ führt. Im Falle des ^{12}C ist eine deutliche Anregung des ersten 2^+ Zustands bei 4.4 MeV erkennbar. Bei ^{208}Pb wurde eine sehr schwache Anregung des ersten Zustands durch die Aufbruchprozesse beobachtet. Die Summenenergiespektren ähneln den freien Energiespektren der ^6Li -Streuung. Die in Abb. 13 dargestellten Spektren enthalten neben den charakteristischen Peaks und einem gewissen Untergrundanteil, der von den zufälligen Koinzidenzereignissen herrührt, auch weitere Anteile physikalischen Ursprungs, wie z.B. die Anregung von Riesenresonanzen. Durch das Setzen eines Fensters auf den elastischen Peak in diesen Summenenergiespektren lassen sich die direkten elastischen αd Koinzidenzen eindeutig identifizieren (vgl. Kapitel 3.4).

3.6 KOINZIDENZWIRKUNGSQUERSCHNITTE

Die Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ wurden für die direkten elastischen Reaktionen $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha d)^{208}\text{Pb}$ und $^{12}\text{C}(^6\text{Li},\alpha d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV unter verschiedenen Winkeln θ_1^1 und θ_2^1 gemessen. Sämtliche Messungen wurden in einer in-plane Geometrie durchgeführt; die beiden Aufbruchfragmente α und d wurden stets auf verschiedenen Seiten des ^6Li -Strahls nachgewiesen, wie es durch die verschiedenen Vorzeichen der Streu-

winkel angedeutet ist. Tabelle 3 enthält eine Übersicht über die durchgeführten Messungen. Eine graphische Darstellung sowie die expliziten numerischen Werte aller 720 gemessenen Spektren findet man in Referenz [HEI88].

Die folgenden Abbildungen (Abb. 14-25) enthalten eine Zusammenstellung typischer Spektren aus den genannten Reaktionen. Um systematische Änderungen der Spektren bei verschiedenen Streuwinkeln zu demonstrieren wurden in jeder Abbildung bei jeweils festgehaltenem Streuwinkel des einen Fragments für sechs verschiedene Streuwinkel des anderen Fragments die entsprechenden Spektren in gleichem Maßstab wiedergegeben. Die zugehörigen statistischen Fehler lassen sich aus den Diagrammen a,b,c,d des Anhangs A entnehmen. Der Fehler der Absolutnormierung der Spektren ist kleiner als 25%; die Hauptunsicherheiten kommen durch die Fehler bei der Bestimmung der Targetdicke, des Raumwinkels und der im Faraday-Cup akkumulierten Ladung zustande.

Abb. 14 enthält bei konstantem Winkel des α -Teilchens $\theta_\alpha = 12.18$ die Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha d)^{208}\text{Pb}$ für sechs verschiedene Winkel des Deuterons. Man erkennt auf allen sechs Diagrammen einen um die der Strahlgeschwindigkeit entsprechenden Energie des α -Teilchens von ≈ 102 MeV zentrierten Peak. Dieser Peak kommt anschaulich durch die Überlagerung der Strahlgeschwindigkeit mit der Fermigeschwindigkeit des α -Clusters im ^6Li -Projektil zustande. Eine frühere Messung des Koinzidenzwirkungsquerschnitts $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV unter $\theta_\alpha = 10.0$, $\theta_d = -10.0$ und theoretische Rechnungen [HEI87] haben gezeigt, daß man diesen Peak qualitativ im Rahmen eines Spektator-Modells in PWIA bzw. quantitativ mit der post-DWBA von Baur et al. [BAU76] beschreiben kann (vgl. Kap. 4.3). Die Spektren der Abb. 14 lassen jedoch erkennen, daß mit größer werdendem Streuwinkel des Deuterons auf der niederenergetischen Seite des Aufbruchpeaks ein zweiter Peak hinzutritt. Dieser Effekt läßt sich bei größeren Streuwinkeln des Deuterons noch wesentlich deutlicher beobachten. Aus Abb. 15 entnimmt man, daß für $\theta_\alpha = 12.18$ und $\theta_d = -16.33$ die neu hinzugekommene Komponente die gleiche Höhe wie der ursprüngliche Peak hat und für $\theta_d = -16.88$ diesen sogar

Reaktion	θ_1^1	θ_2^1
$^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$	+14.88...+12.18	-16.88...-12.18
$^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha d)^{12}\text{C}$	+14.88...+12.18	-18.88...-12.18

Tabelle 3 : Übersicht über die durchgeführten Messungen

übertrifft. Zugleich erfolgt eine Verschiebung des ursprünglichen Aufbruchpeaks bis zu ≈ 10 MeV. Betrachtet man die Spektren für die sechs in Abb. 15 betrachteten Streuwinkel θ_d für Streuwinkel $\theta_\alpha = 12.68, 13.28, 13.78, 14.33$, so zeigt es sich (Abb 16-19), daß die beobachtete Doppelstruktur teilweise noch etwas deutlicher hervortritt, um dann bei $\theta_\alpha = 13.78$ wieder schwächer zu werden. Der Aufbruchpeak bei $\theta_\alpha = 13.78, 14.33$ ist dann auch kaum gegenüber der Situation in Abb. 14 verschoben.

Die Höhe der Peaks nimmt im allgemeinen mit größer werdendem Relativwinkel der beiden Aufbruchfragmente ab. Eine Darstellung der über die Energie des α -Teilchens integrierten Koinzidenzwirkungsquerschnitte (Winkelkorrelationen) findet man in Kap. 3.7.

Es hat sich gezeigt, daß die theoretische Interpretation der in den Koinzidenzwirkungsquerschnitten beobachteten Doppelstruktur nicht befriedigend im Rahmen der obengenannten theoretischen Ansätze erfolgen kann. Rechnungen mit der obengenannten post-DWBA stoßen in der Praxis auf erhebliche numerische und computertechnische Probleme (vgl. Kap. 4.3). Des weiteren ist die im Rahmen dieser Theorie implizit gemachte Annahme einer Yukawa-Wellenfunktion zur Beschreibung der Relativbewegung von α -Teilchen und Deuteron bei großen Relativwinkeln und damit großen Relativimpulsen der Aufbruchfragmente keine gute Näherung; die genannte Theorie erlaubt nicht die Verwendung einer anderen, realistischeren Wellenfunktion [SRI85a].

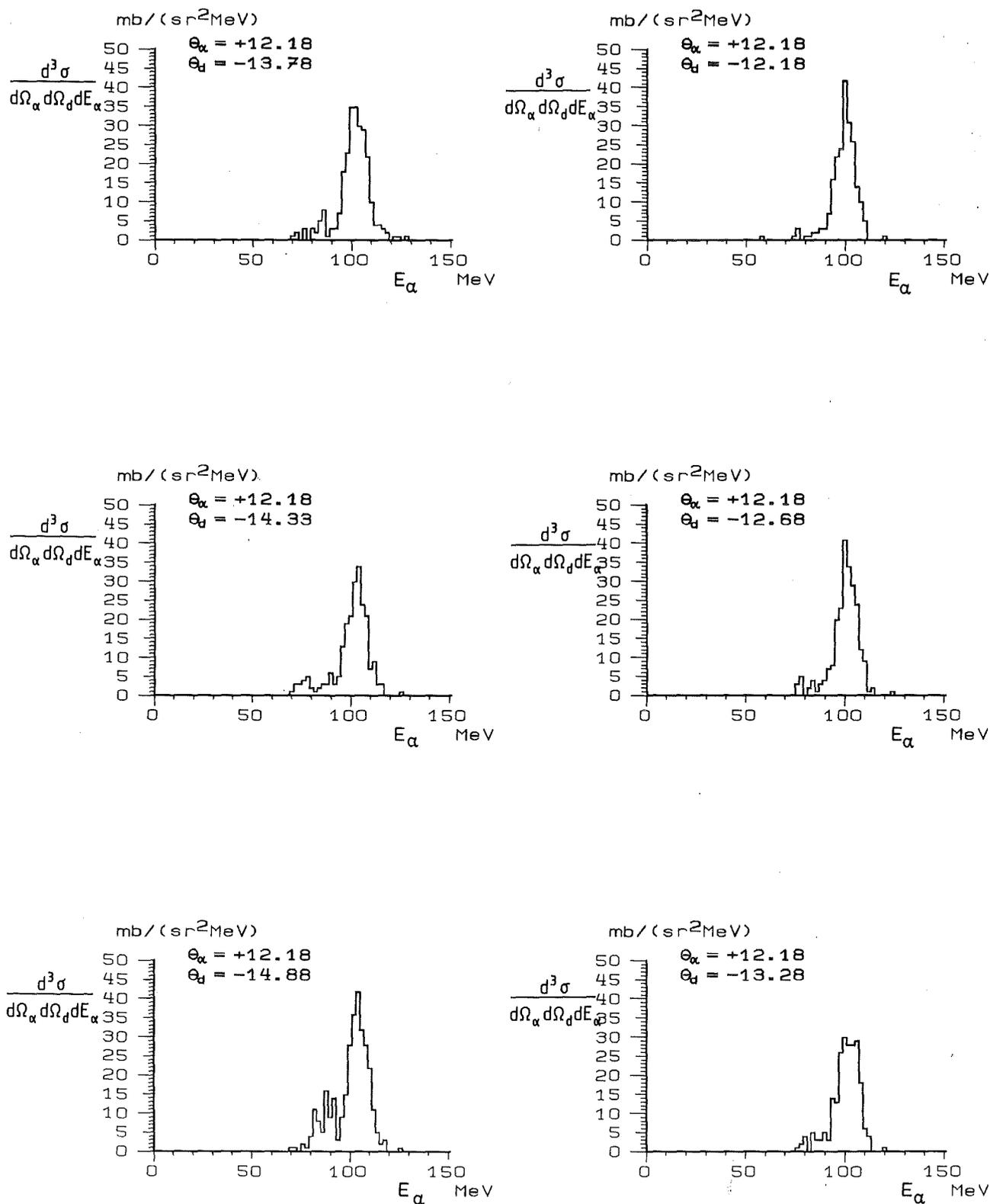


Abbildung 14. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV

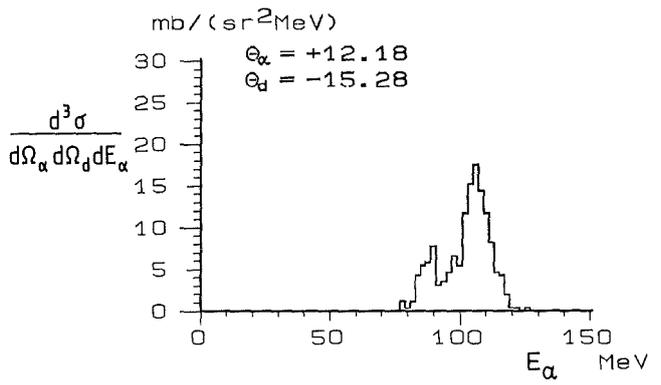
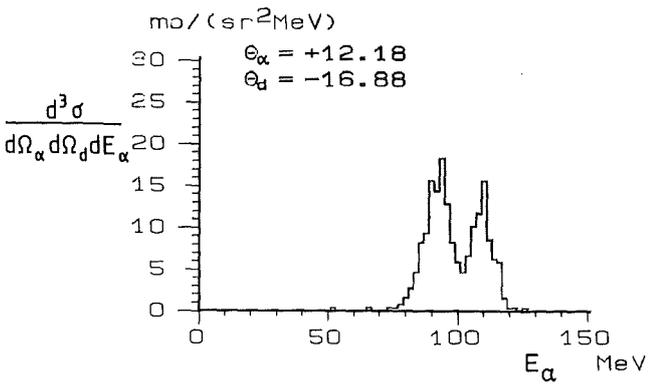
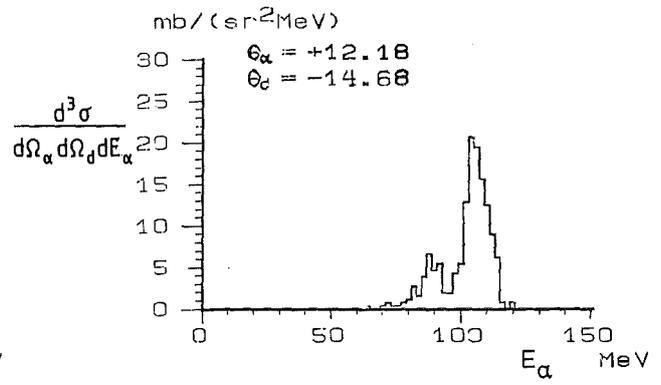
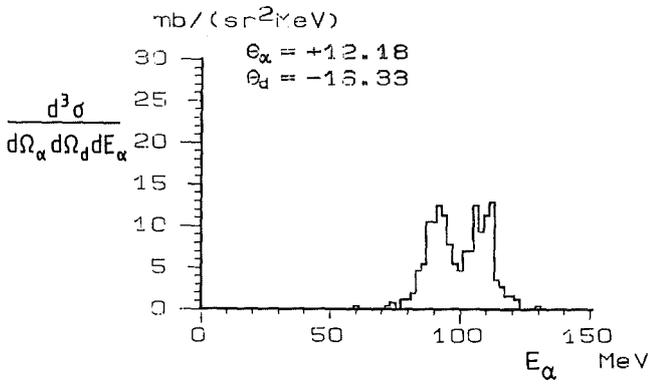
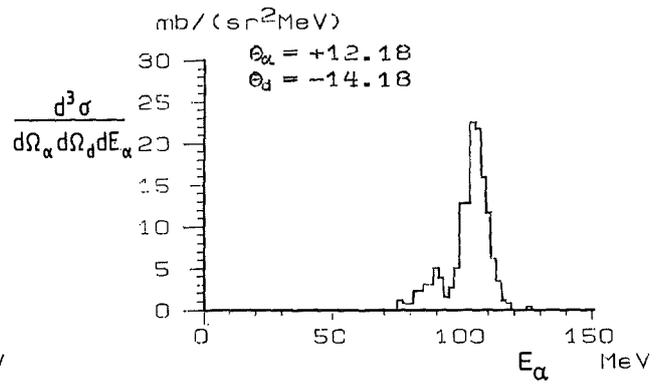
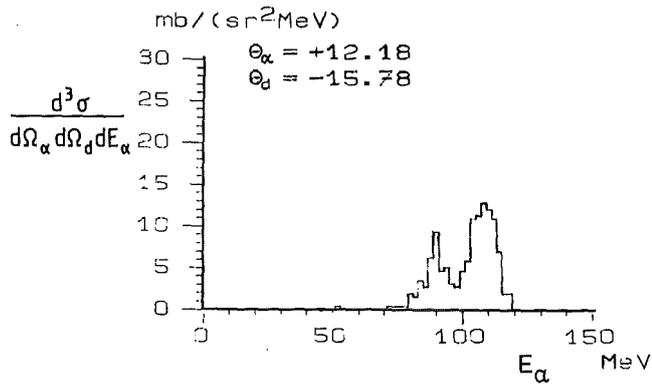


Abbildung 15. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte $\frac{d^3\sigma}{(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)}$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV

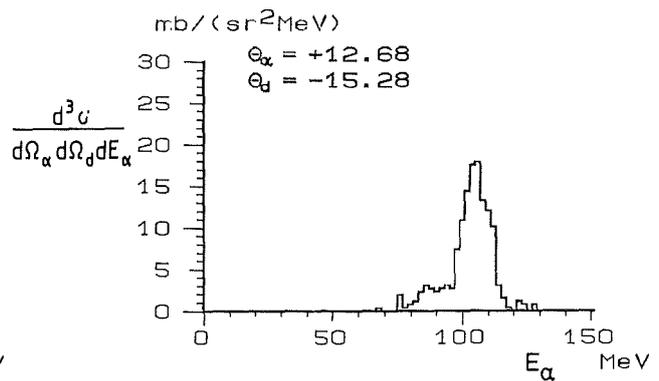
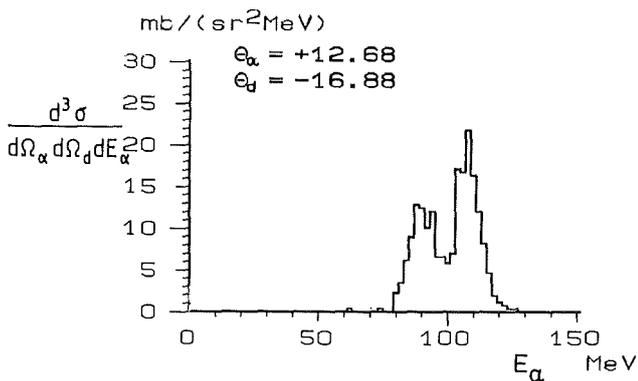
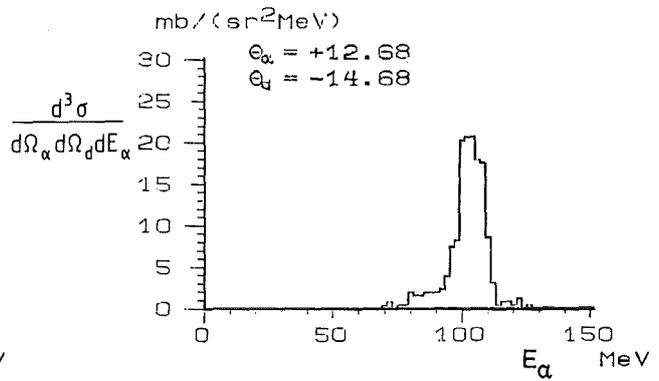
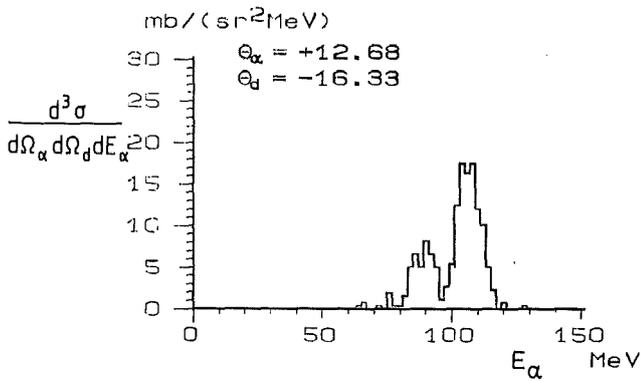
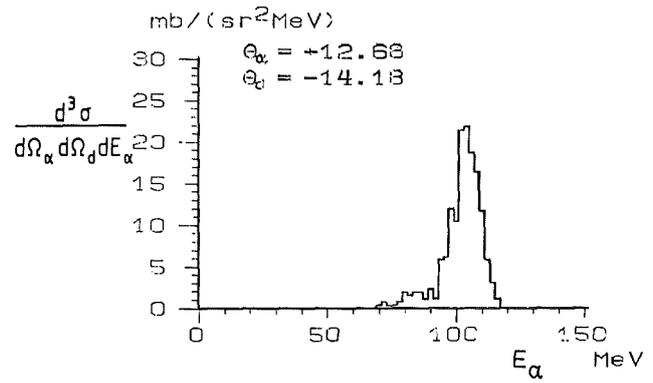
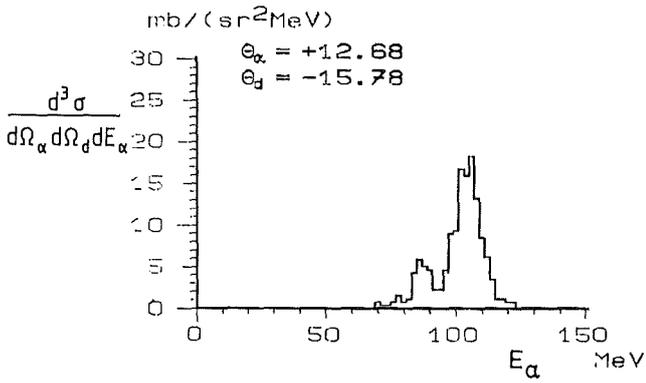


Abbildung 16. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte $\frac{d^3\sigma}{(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)}$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV

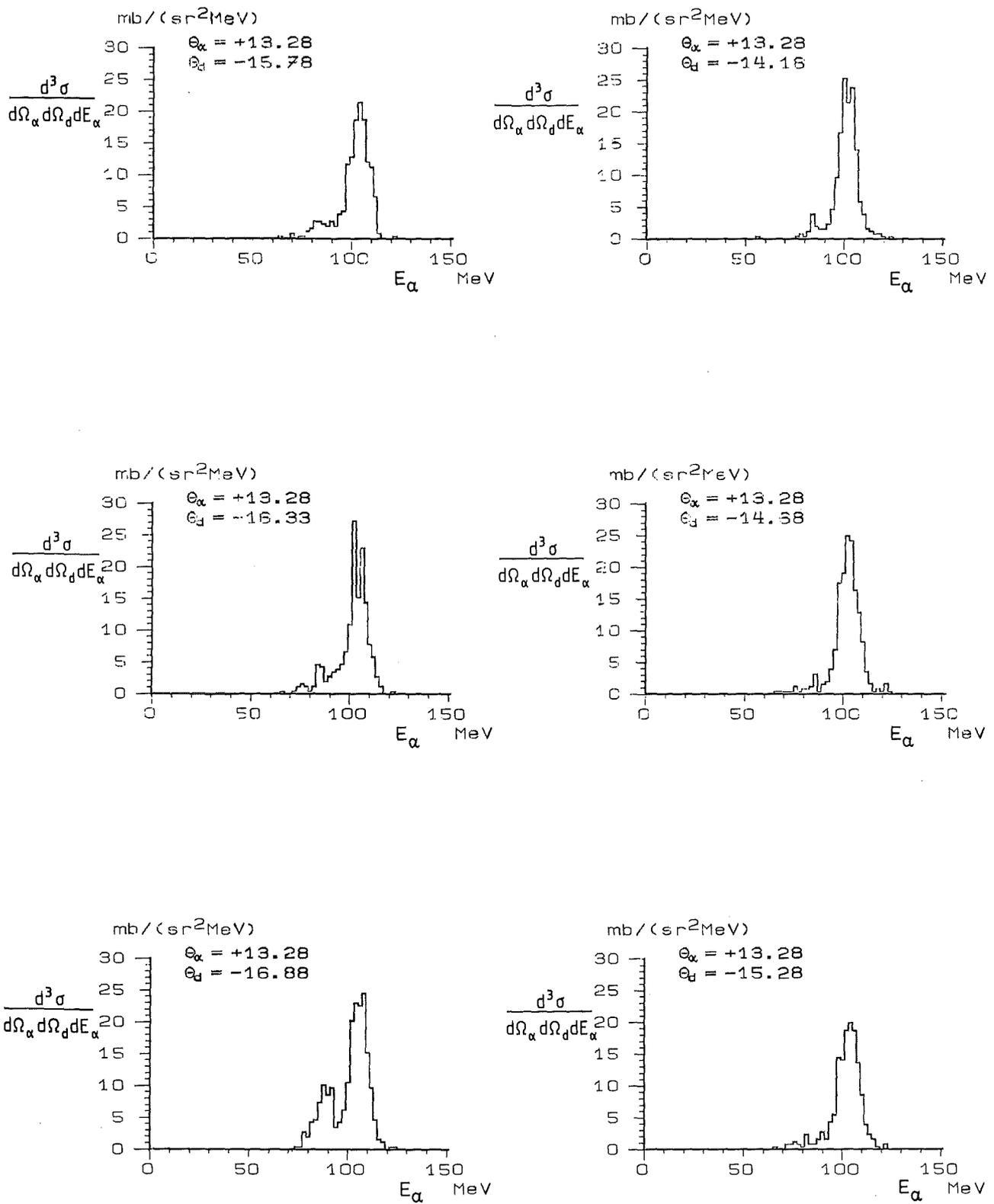


Abbildung 17. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV

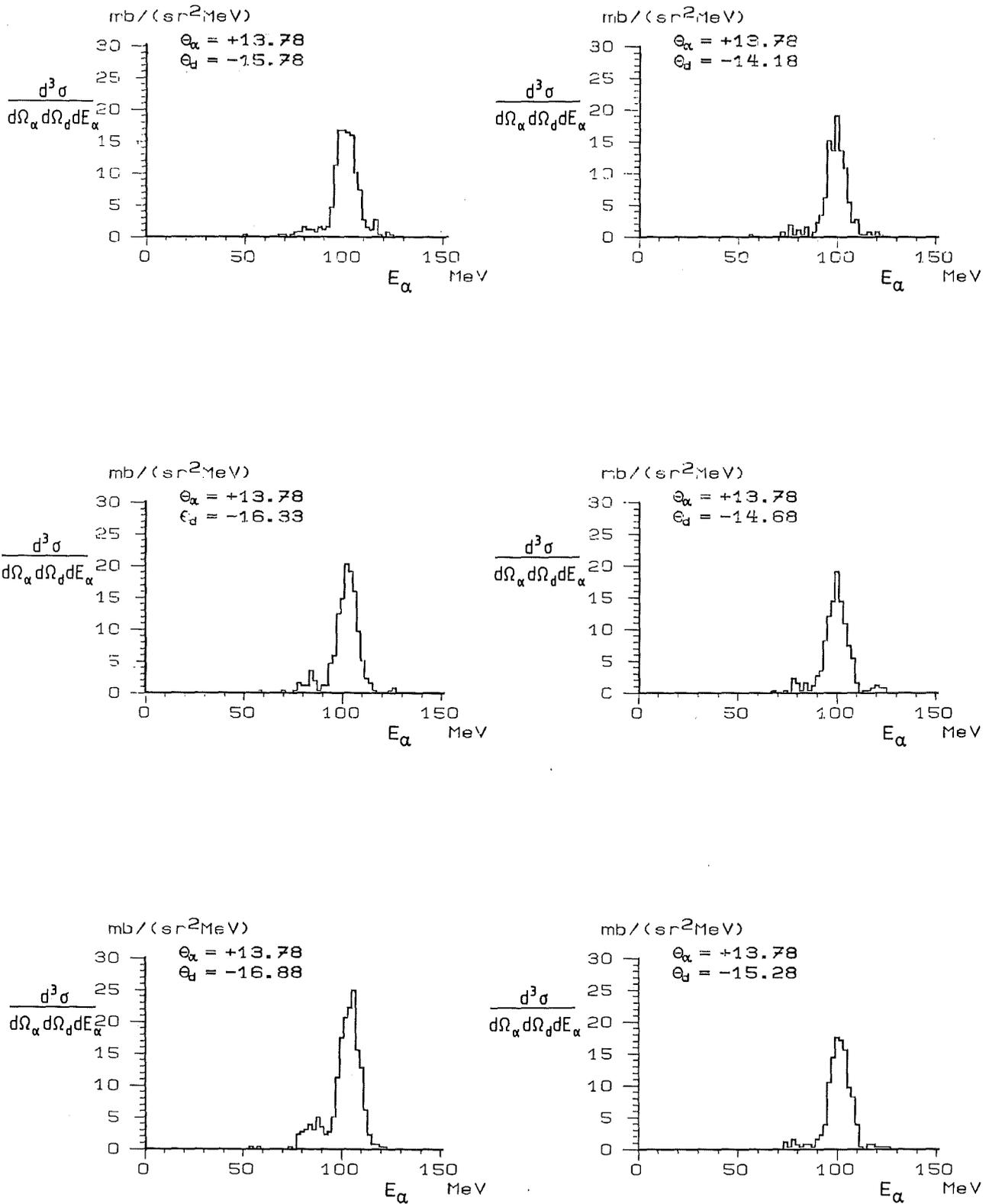


Abbildung 18. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte $\frac{d^3\sigma}{(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)}$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV

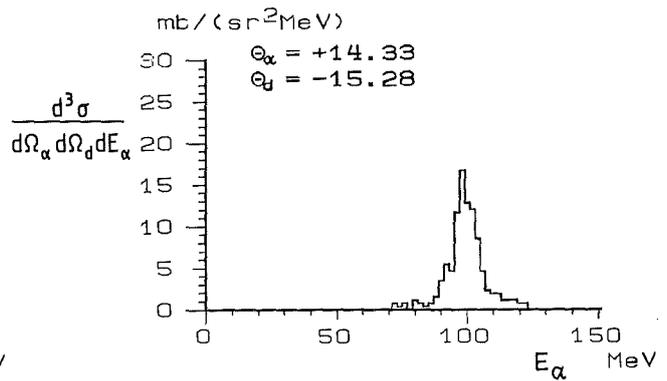
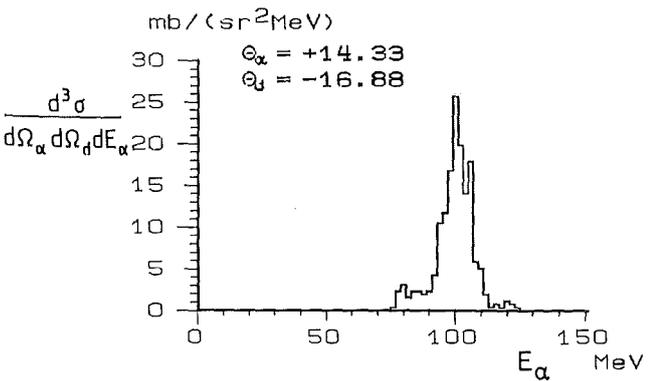
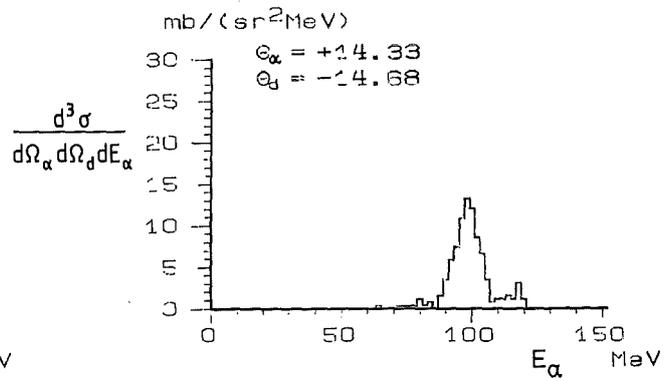
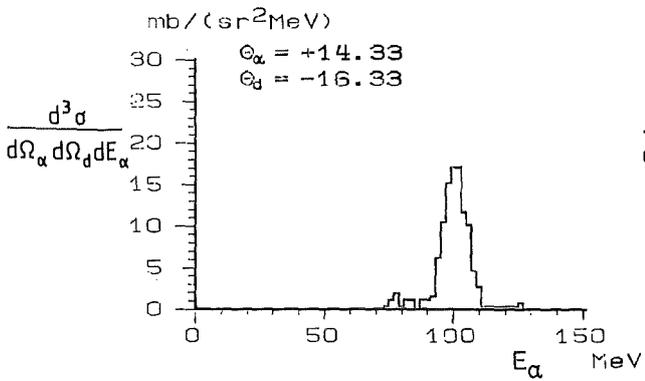
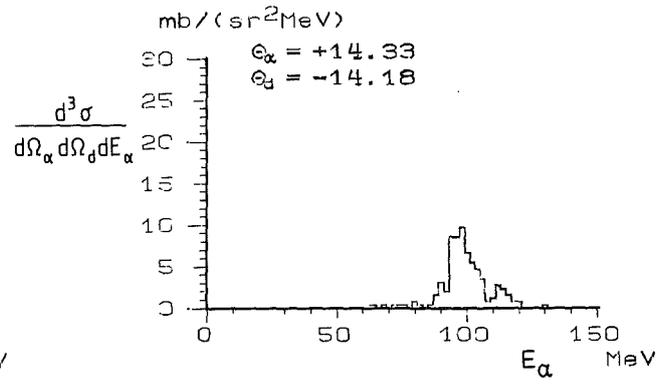
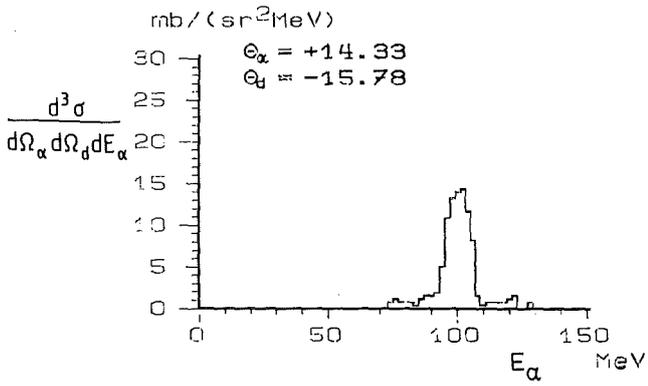


Abbildung 19. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte $\frac{d^3\sigma}{(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)}$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV

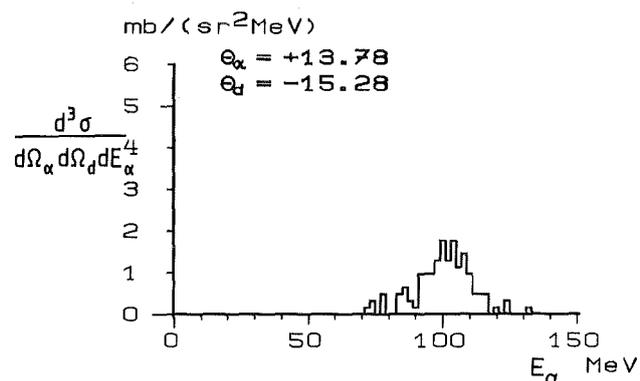
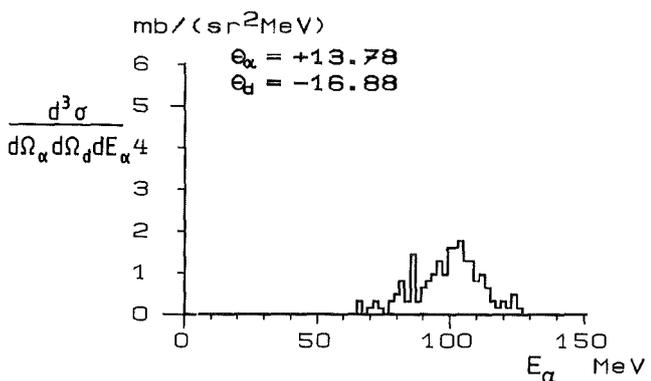
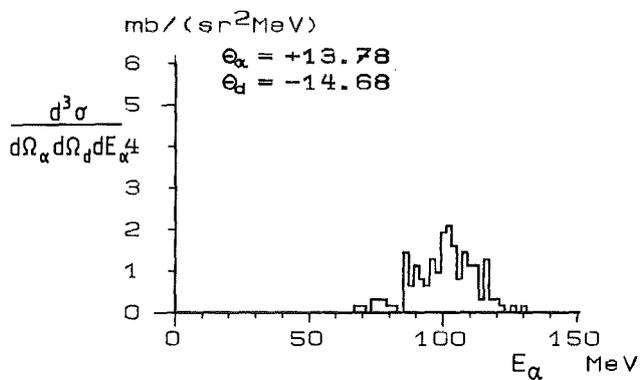
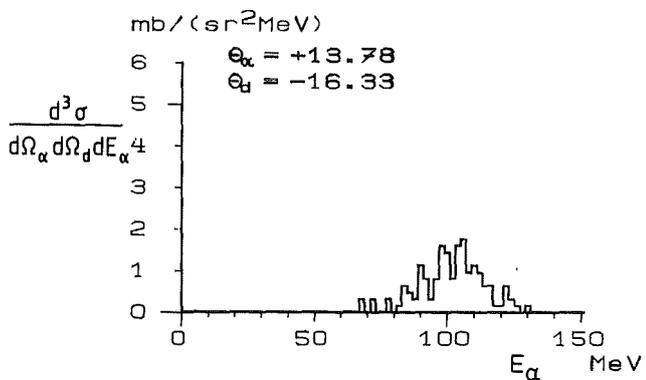
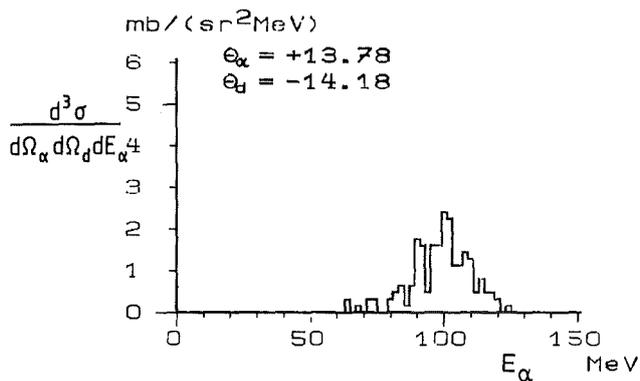
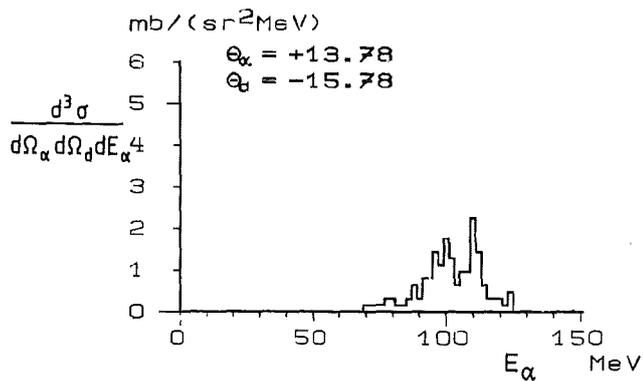


Abbildung 20. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha^4)$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li},\alpha d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV

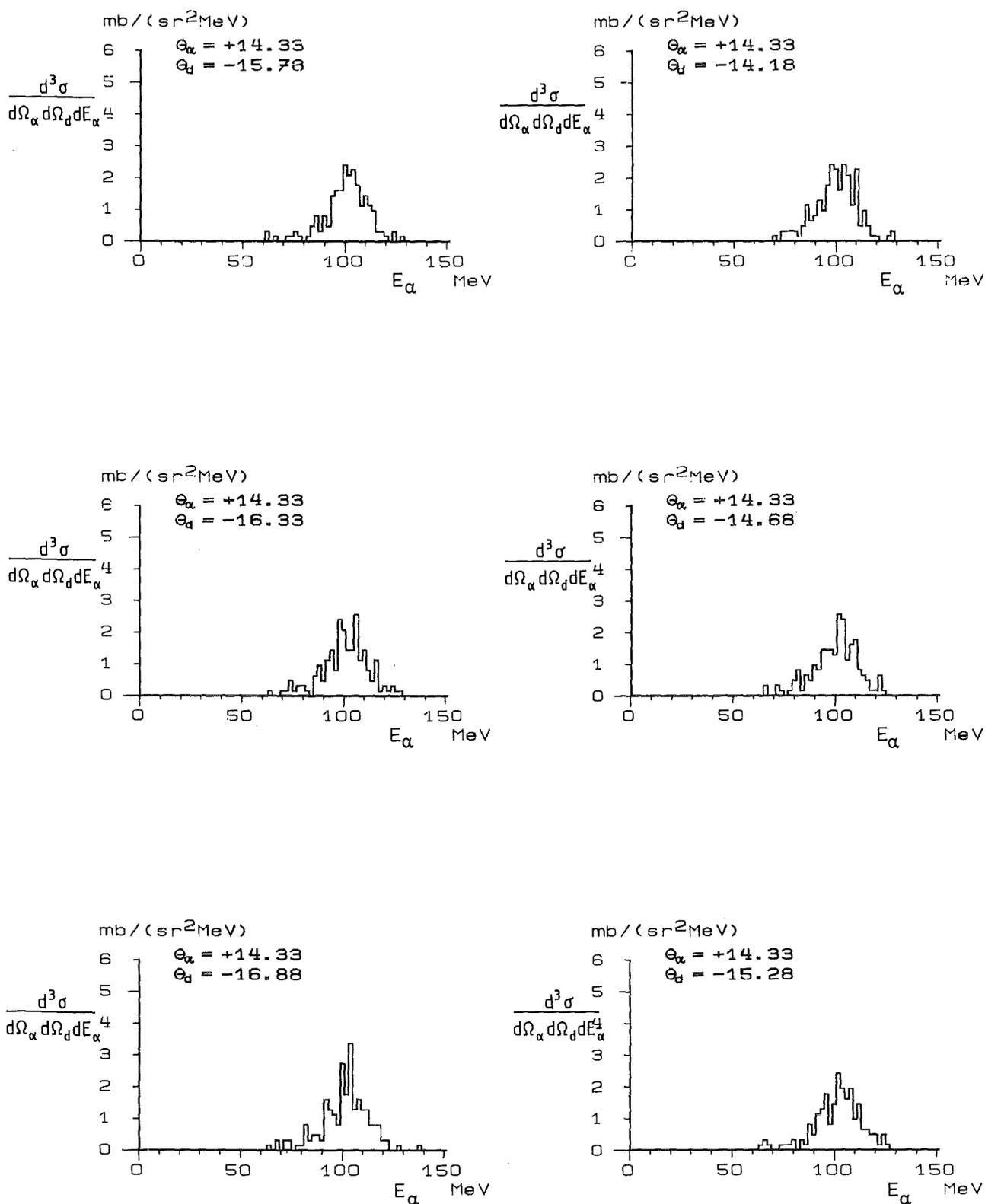


Abbildung 21. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li},\alpha d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV

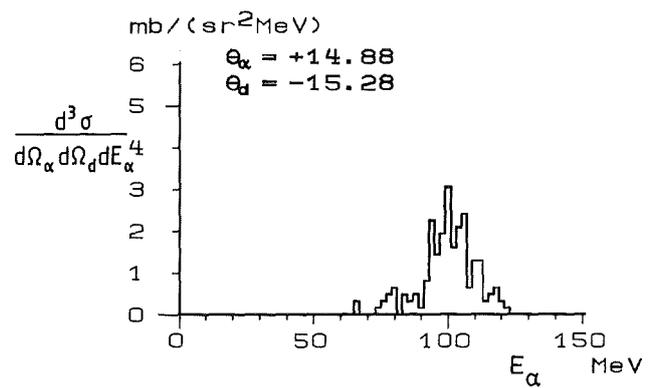
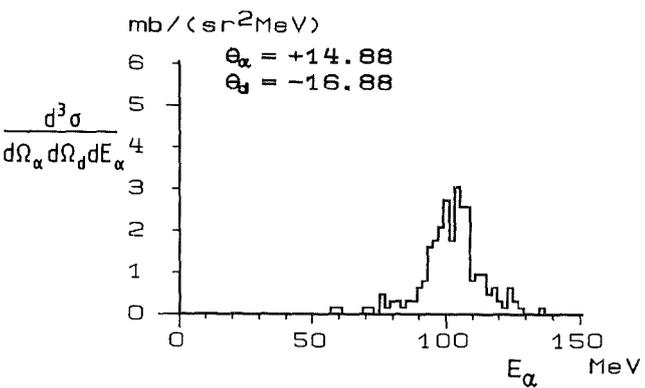
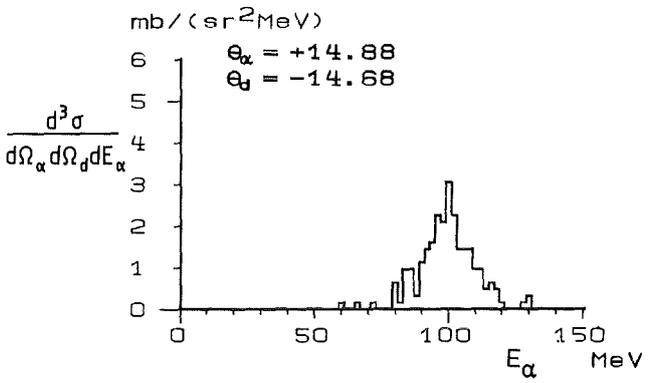
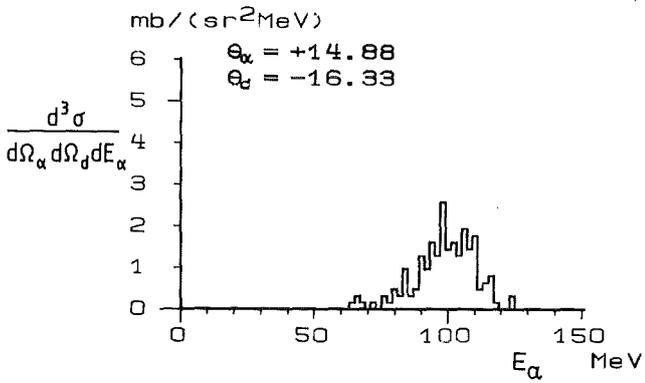
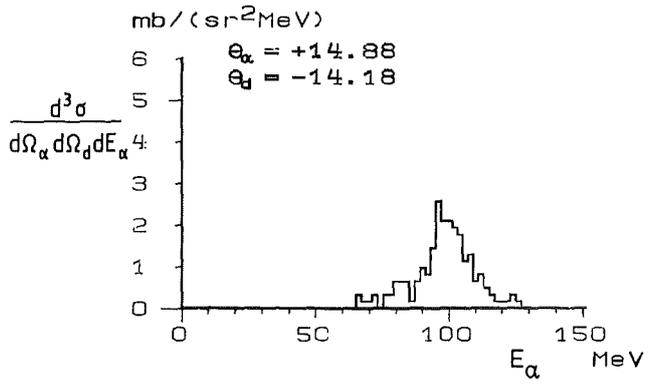
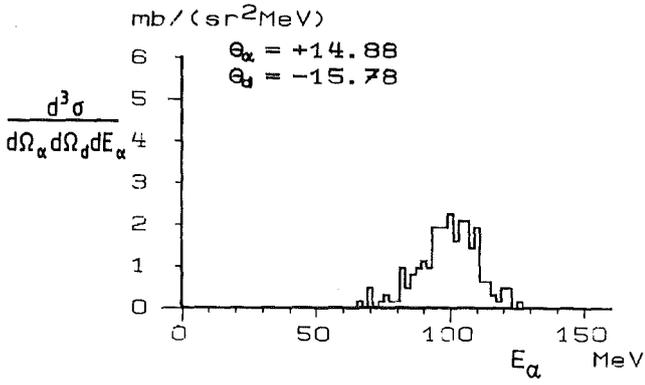


Abbildung 22. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV

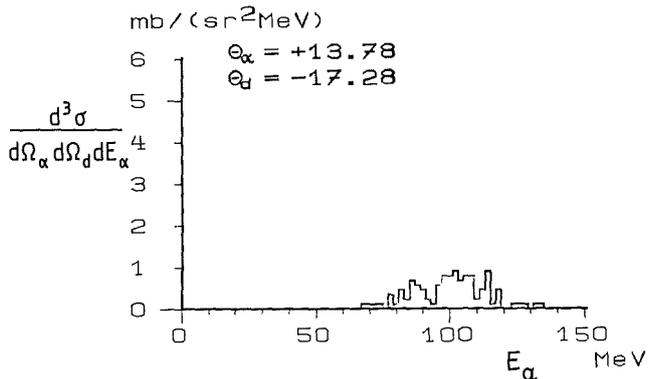
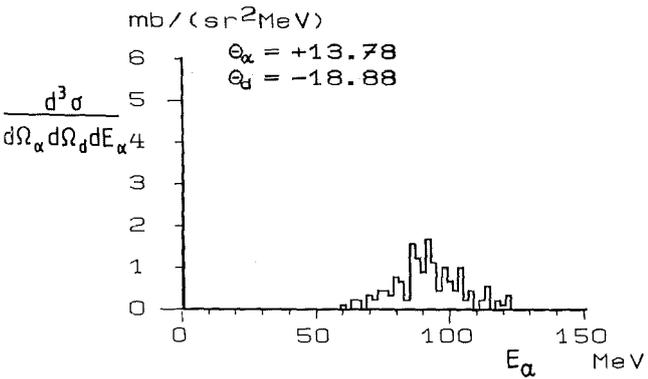
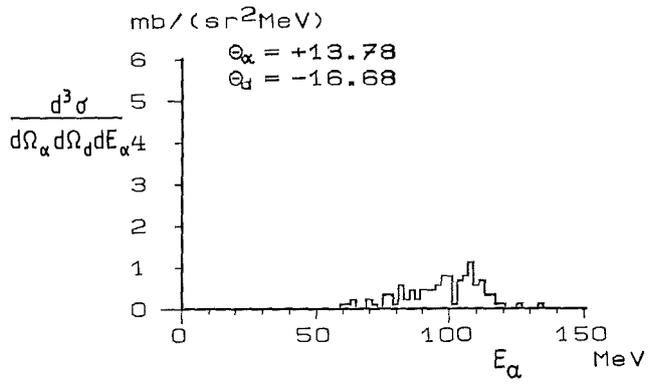
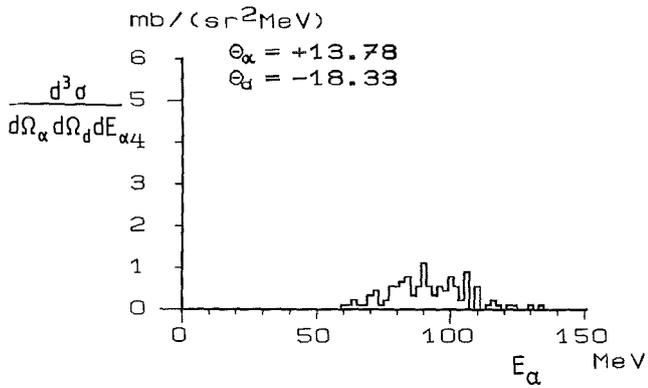
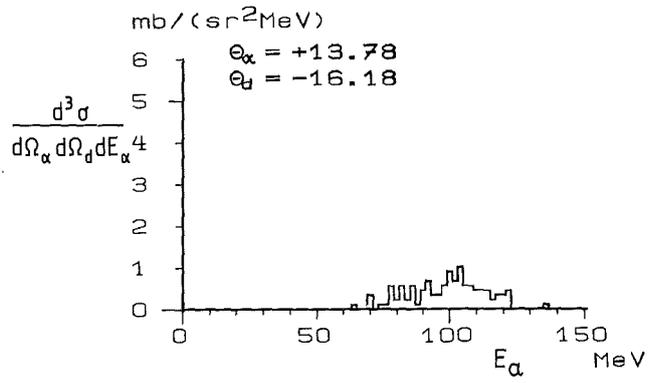
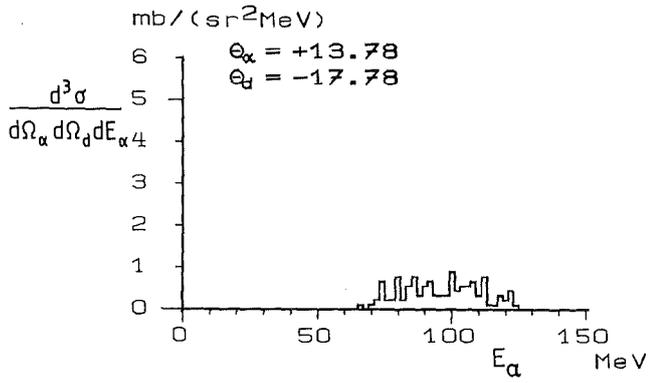


Abbildung 23. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV

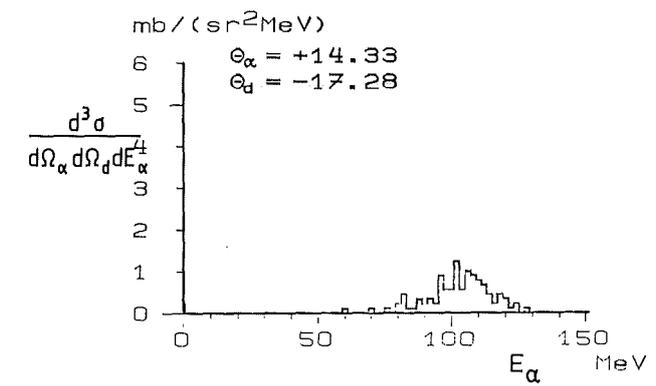
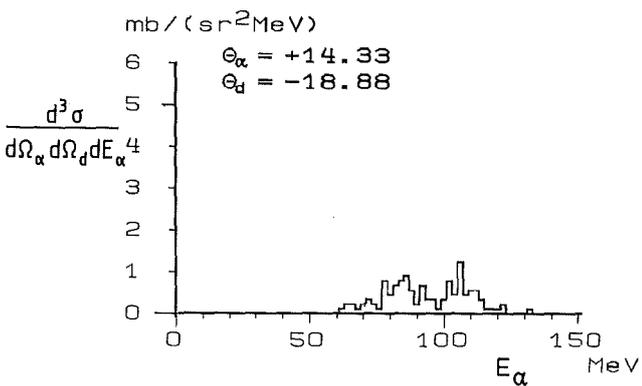
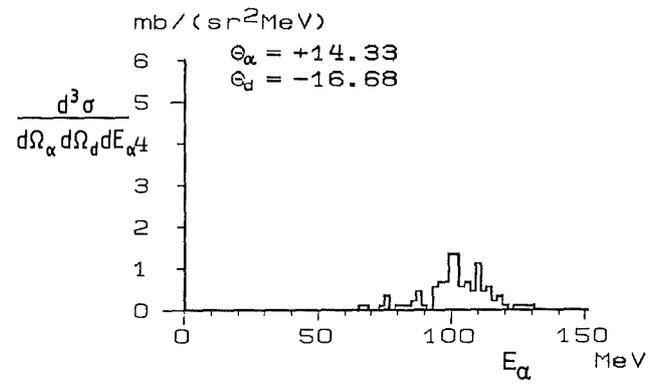
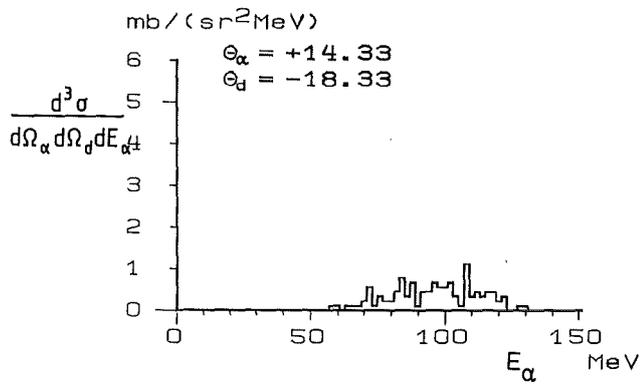
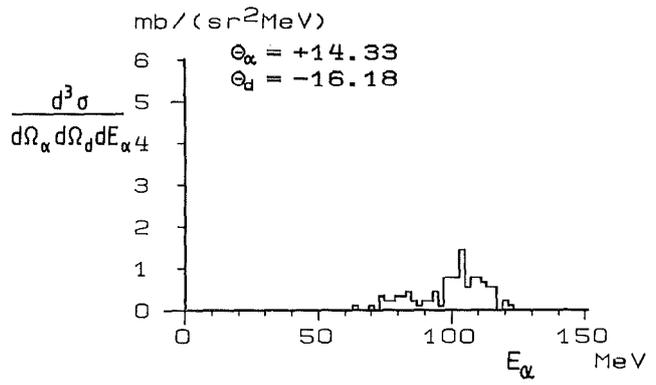
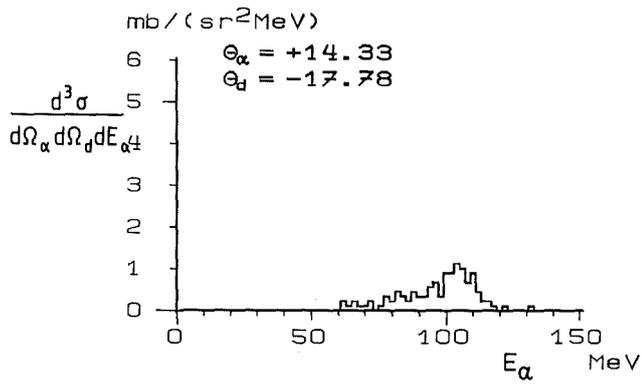


Abbildung 24. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV

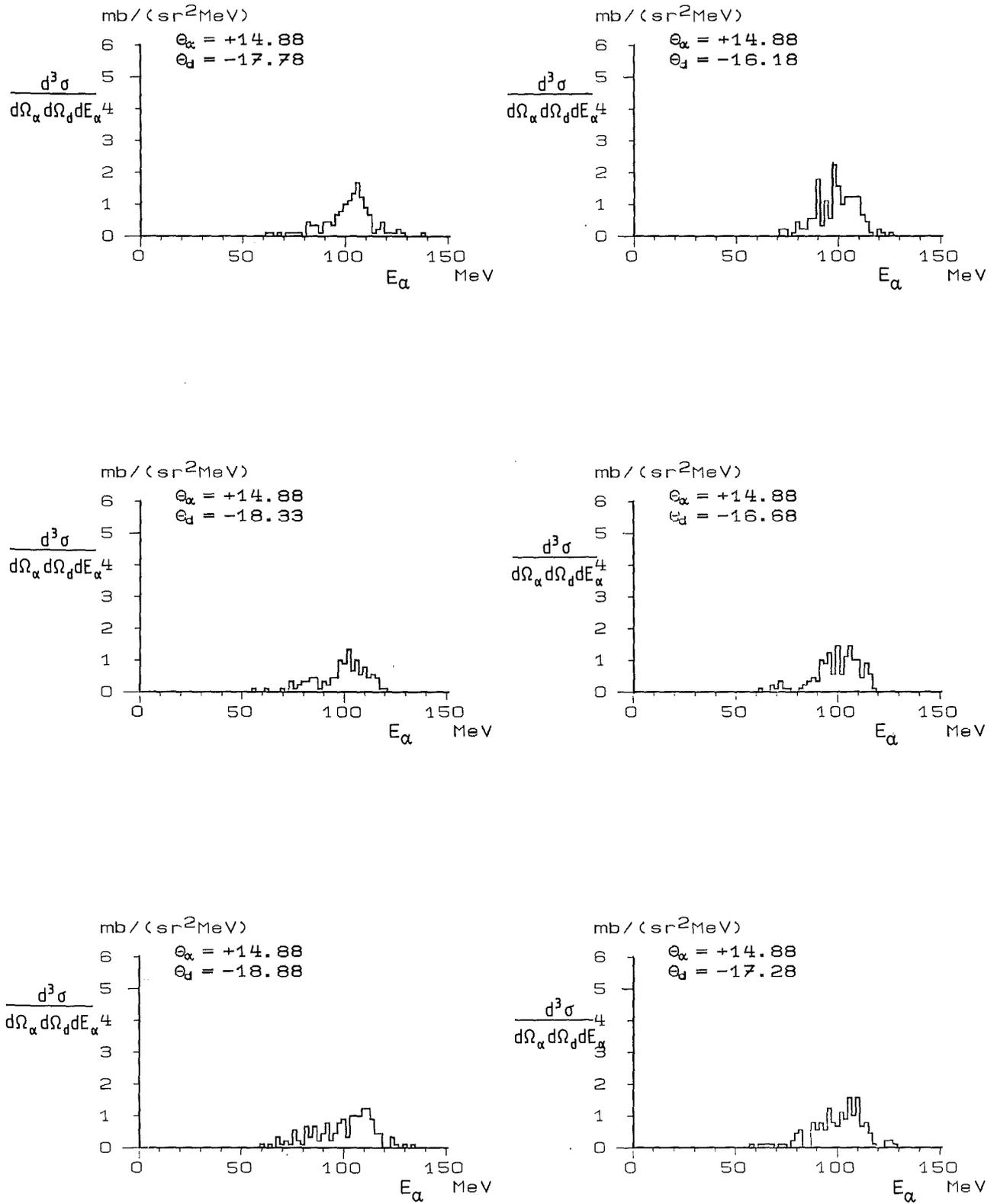


Abbildung 25. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li},\alpha d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV

Die erwähnten Schwierigkeiten treten bei der theoretischen Behandlung des Problems in der prior-DWBA [AUS72] nicht auf. Wie in Kapitel 4.3 gezeigt ist, ermöglicht die prior-DWBA eine qualitative Beschreibung der beobachteten Doppelstrukturen. Eine gegenüber der prior-DWBA transparentere Möglichkeit zur Beschreibung der gemessenen Spektren liefert eine Theorie, die den ${}^6\text{Li}$ -Aufbruchprozeß als diffraktiven Dissoziationsprozeß des ${}^6\text{Li}$ betrachtet [EVL86]; in Kapitel 4.4 wird in diesem Zusammenhang die Möglichkeit diskutiert, aus den gemessenen Streudaten experimentelle Werte für die half-on-shell T-Matrix der Streuung des ${}^6\text{Li}$ zu erhalten.

Die Koinzidenzmessungen der Reaktion ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{12}\text{C}$ erstrecken sich über einen etwas ausgedehnteren Winkelbereich. Gegenüber den Messungen für die Reaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{208}\text{Pb}$ sind hier die erhaltenen Spektren ebenfalls um die zur Strahlgeschwindigkeit gehörende Energie von 102 MeV zentriert und sind wesentlich verbreitert. Eine Doppelstruktur wie im oben diskutierten Fall ist hier ebenfalls, wenn auch nicht so klar ausgeprägt, erkennbar.

Die Abbildungen 20 bis 22 enthalten für die festen Winkel

$$\theta_{\alpha} = 13.78, 14.33, 14.88$$

des α -Teilchens und jeweils für die Winkel

$$\theta_d = -16.88, -16.33, -15.78, -15.28, -14.68, -14.18$$

des Deuterons die Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_{\alpha}d\Omega_d dE_{\alpha})$ aus der direkten elastischen Reaktion ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{12}\text{C}$. Die Spektren zeigen teilweise eine leichte Asymmetrie der beobachteten Aufbruchpeaks. Dies deutet darauf hin, daß auch hier, ähnlich wie bei den Messungen am ${}^{208}\text{Pb}$, eine in diesem Fall schwache zweite Komponente auf der niederenergetischen Seite des Aufbruchberges hinzutritt.

Diese zweite Komponente tritt bei noch größeren Winkeln des α -Teilchens und damit noch größeren Relativwinkeln der Aufbruchfragmente etwas deutlicher in Erscheinung. Die Abbildungen

23 bis 25 zeigen die Ergebnisse der Messungen bei den festen Winkeln

$$\theta_{\alpha} = 13.78, 14.33, 14.88$$

des α -Teilchens und jeweils für die Winkel

$$\theta_d = -18.88, -18.33, -17.78, -17.28, -16.68, -16.18$$

des Deuterons. Infolge der insbesondere bei den großen Relativwinkeln geringen Statistik manifestiert sich die Doppelstruktur hier nicht so deutlich wie bei den Messungen am ^{208}Pb .

3.7 WINKELKORRELATIONEN

Die gemessenen Winkelkorrelationen zeigen im untersuchten Winkelbereich im Fall der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ keine prägnanten Strukturen. In Abb. 26 sind die entsprechenden Ergebnisse aus den Messungen am ^{208}Pb wiedergegeben. Dargestellt sind die Winkelkorrelationen $d^2\sigma/(d\Omega_{\alpha}d\Omega_d)$ als Funktion des Streuwinkels θ_d mit θ_{α} als Parameter. Im Rahmen der Meßgenauigkeit zeigen die Kurven für

$$\theta_{\alpha} = -16.88, -16.33, -15.78, -15.28, -14.88, -14.68$$

einen näherungsweise konstanten Verlauf. Für noch kleinere Werte des α -Streuwinkels von

$$\theta_{\alpha} = -14.33, -14.18, -13.78$$

zeigen die Kurven allmählich einen gleichförmigen Anstieg bei steigendem θ_d . Bei den Streuwinkeln

$$\theta_{\alpha} = -13.28, -12.68$$

ergibt sich wieder ein eher konstanter Verlauf. Lediglich für

$$\theta_{\alpha} = -12.18$$

zeigt sich im Bereich $\theta_d \approx 14$ ein deutlicher Abfall der Kurve innerhalb einer kleinen Änderung von θ_d .

Die gemessenen Winkelkorrelationen $d^2\sigma/(d\Omega_{\alpha}d\Omega_d)$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li},\alpha d)^{12}\text{C}$ zeigen dagegen ausgeprägtere Strukturen. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Abb. 27 dargestellt. Für Werte von

$$-18.88 \geq \theta_{\alpha} \geq -15.28$$

zeigt sich ein gleichförmiger, unterschiedlich stark ansteigender Kurvenverlauf mit steigendem θ_d . Für die übrigen Werte von θ_{α} erstrecken sich die Messungen bis zu $\theta_d = 18.88$. Bei

$$\theta_{\alpha} = -14.88, -14.33, -14.18, -13.78$$

erkennt man eine stufenförmige Abnahme der Werte mit steigendem θ_d . Ein wiederum verschiedenes Bild zeigen die Daten bei

$$\theta_{\alpha} = -13.28, -12.68, -12.18.$$

In diesen Fällen existiert ein ausgeprägtes Minimum in den Werten für $\theta_d \approx 15$.

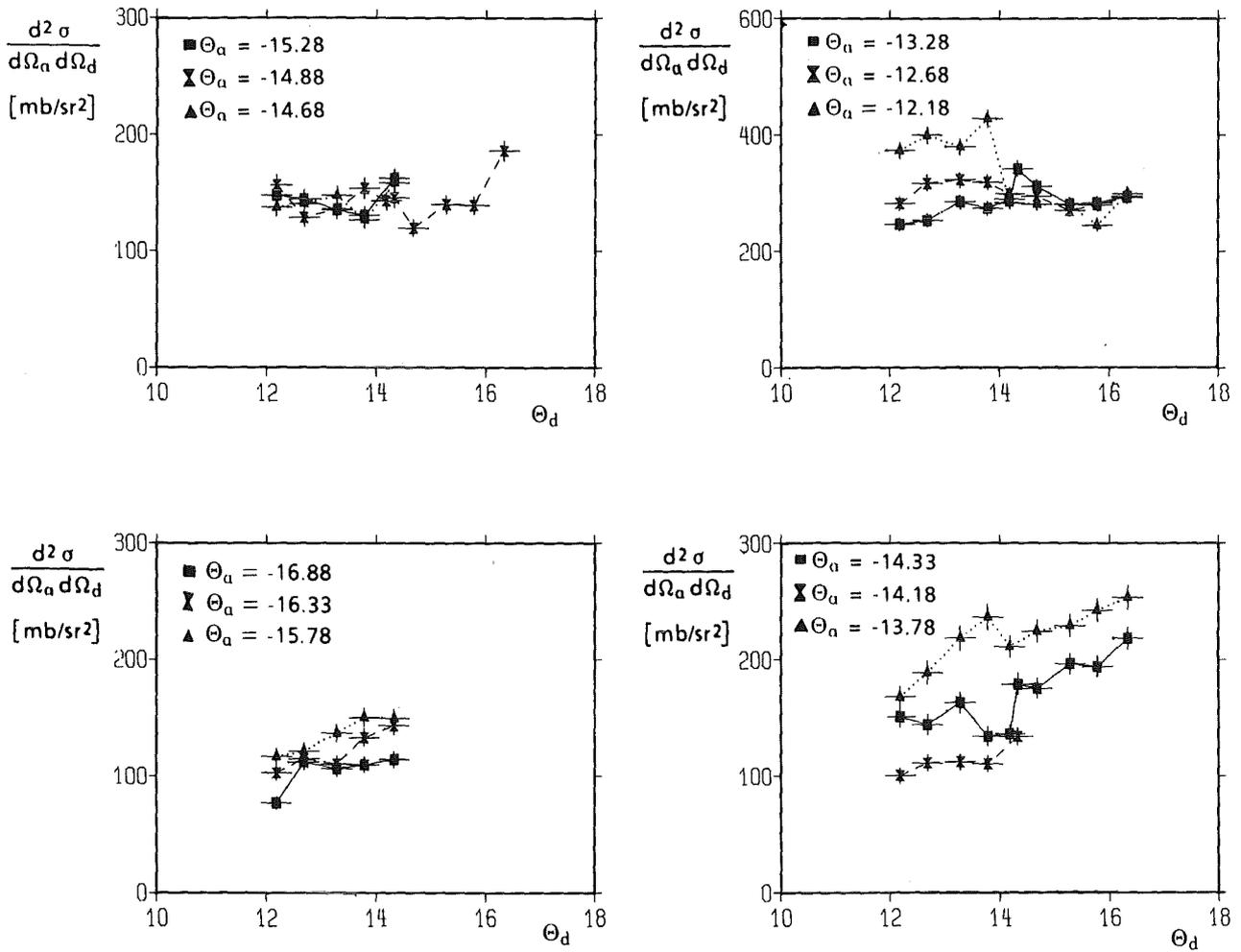


Abbildung 26. : Winkelkorrelationen $\frac{d^2 \sigma}{(d\Omega_\alpha d\Omega_d)}$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV

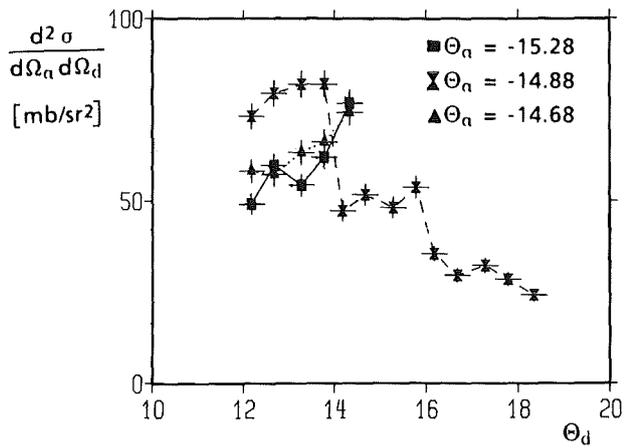
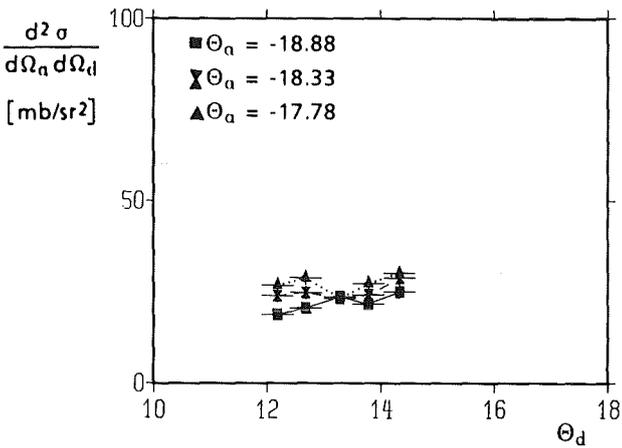
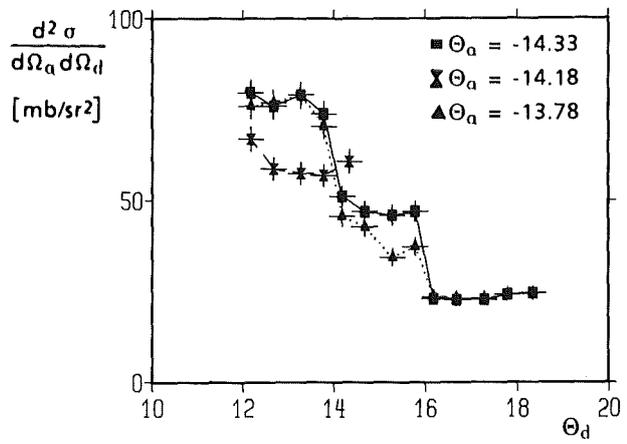
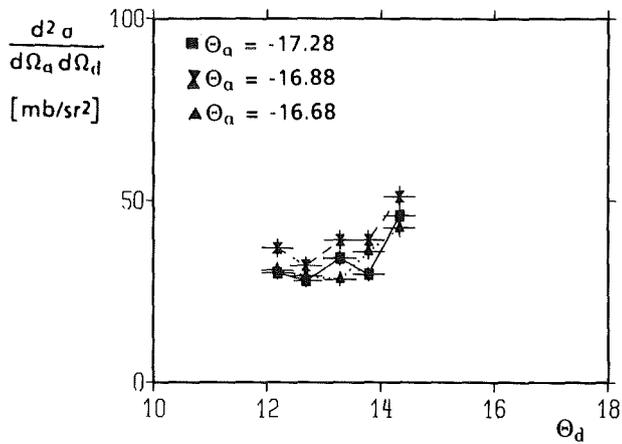
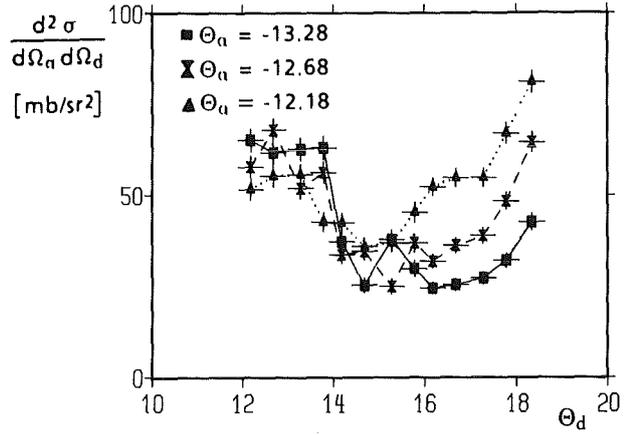
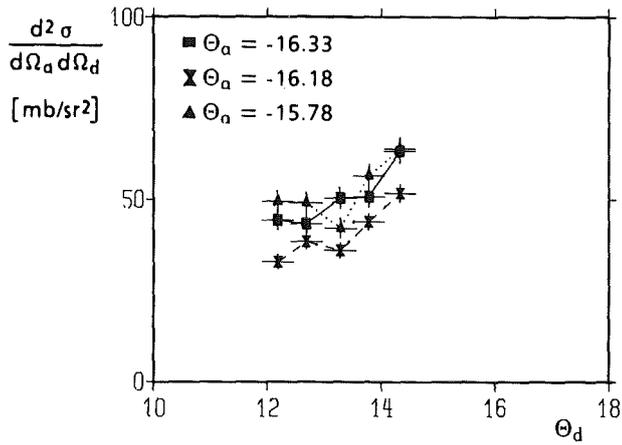


Abbildung 27. : Winkelkorrelationen $d^2\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d)$ aus der direkten elastischen Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV

4. THEORETISCHE ANALYSE DER EXPERIMENTELLEN ERGEBNISSE

4.1 FORMALE REAKTIONSTHEORIE FÜR BINÄRE PROJEKTILAUFBROCHREAKTIONEN

Eine Kernreaktion, bei der ein Projektil a auf ein Target A trifft und im Ausgangskanal die Teilchen 1, 2 und 3 vorliegen läßt sich schematisch schreiben als

$$(4.1) \quad a + A \rightarrow 1 + 2 + 3$$

$$(4.1a) \quad a + A \rightarrow b + x + A \quad (\text{elastischer Aufbruch})$$

Der allgemeine Ausdruck für den zugehörigen dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt im Laborsystem lautet

$$(4.2) \quad d\sigma = \frac{2\pi m_a}{\hbar^2 k_a} |T_{fi}|^2 (2\pi\hbar)^3 \delta^{(4)}(P_i - P_f) \prod_{j=1}^3 \frac{d^3p_j}{(2\pi\hbar)^3}$$

Dabei sind m_a die Masse und $\hbar k_a$ der Impuls des Projektils. Die Erhaltung von Energie und Impuls ist in der Deltafunktion

$$\delta^{(4)}(P_i - P_f)$$

enthalten, wobei die Vierervektoren P_i und P_f gegeben sind durch

$$(4.3) \quad P_i = (E_a + E_A, P_a + P_A)$$

$$P_f = (\sum_j E_j - Q, \sum_j P_j)$$

E_j und P_j bezeichnen Energie und Impuls des Teilchens j ; Q ist der Q -Wert der Reaktion und T_{fi} ist das T-Matrixelement. Die rechte Seite von Gleichung (4.2) enthält zwei Teile:

- Die Kinematik der Reaktion, repräsentiert durch den Phasenraumfaktor:

$$(4.4) \quad \rho(E_1, E_2, E_3) \pi \prod_{j=1}^3 d^3 p_j = (2\pi\hbar)^3 \delta^{(4)}(P_i - P_f) \prod_{j=1}^3 \frac{d^3 p_j}{(2\pi\hbar)^3}$$

Dieser Faktor bestimmt den verfügbaren Phasenraum für die Reaktionsprodukte im Ausgangskanal.

- Die Dynamik der Reaktion, repräsentiert durch das T-Matrixelement T_{fi} ; diese Größe bezeichnet die Übergangswahrscheinlichkeit vom Eingangskanal in einen bestimmten Ausgangskanal.

Der totale Hamiltonoperator im Eingangskanal der Reaktion läßt sich schreiben als

$$(4.5) \quad H_i = H_i^0 + V_i$$

mit $H_i^0 = H_a + H_A$ und $V_i = V_{aA}$, wobei V_{aA} die Wechselwirkung zwischen den Teilchen a und A beschreibt.

Die Hamiltonoperatoren der zusammengesetzten Teilchen a und A sind gegeben durch

$$(4.6) \quad H_a = T_a + H_a' \quad \text{und} \quad H_A = T_A + H_A'$$

T_a und T_A sind dabei die Operatoren der kinetischen Energie für die Teilchen a und A; H_a' , H_A' sind die Hamiltonoperatoren zur Beschreibung der inneren Bewegung und des gebundenen Zustands des Projektils bzw. des Targetkerns. Im Ausgangskanal der Reaktion läßt sich der totale Hamiltonoperator analog schreiben als

$$(4.7) \quad H_f = H_f^0 + V_f$$

Dabei bedeuten

$$(4.8) \quad H_f^0 = \sum_j H_j = \sum_j (T_j + H_j')$$

wobei j der Teilchenindex ist und

$$(4.9) \quad V_f = V_b + V_x + V_{bx}$$

und es gilt $H_f = H_i$. V_b , V_x und V_{bx} sind dabei die Wechselwirkungspotentiale der Teilchen b und x mit dem Target bzw. untereinander; diese Potentiale werden im allgemeinen durch die zugehörigen optische Potentiale U_b , U_x und U_{bx} beschrieben. Mit diesen Definitionen läßt sich die T-Matrix ausdrücken durch [GOL65, ROD67, JAC70]

$$(4.10) \quad T_{fi} = \underset{\text{post-Form}}{\langle \phi_f | V_f | \psi_i^+ \rangle} = \underset{\text{prior-Form}}{\langle \psi_f^- | V_i | \phi_i \rangle}$$

mit

$$(4.11) \quad \text{a) } H_i | \psi_i^+ \rangle = E | \psi_i^+ \rangle$$

$$\text{b) } H_f | \psi_f^- \rangle = E | \psi_f^- \rangle$$

$$\text{c) } H_i^0 | \phi_i \rangle = E | \phi_i \rangle$$

$$\text{d) } H_f^0 | \phi_f \rangle = E | \phi_f \rangle$$

wobei mit E die totale Energie des Systems bezeichnet sei. Die Zustände $|\phi_i\rangle$ und $|\phi_f\rangle$ sind die Eigenzustände der ungestörten Hamiltonoperatoren H_i^0 bzw. H_f^0 . Die Zustände $|\psi_i^+\rangle$ und $|\psi_f^-\rangle$ sind die stationären Streuzustände der Operatoren H_i bzw. H_f mit den asymptotischen Randbedingungen einer einlaufenden bzw. auslaufenden sphärischen Welle.

Eine grundsätzliche Schwierigkeit bei der expliziten Berechnung der T-Matrix ist das durch die Reaktion (4.1) gegebene komplexe Drei-Körper-Problem. In der Praxis versucht man durch geeignete Näherungsverfahren das Problem auf ein handhabbareres effektives Zwei-Körper-Problem zu reduzieren. In den nachfolgenden Abschnitten wird detaillierter auf die Berechnung der T-Matrix

und der Koinzidenzwirkungsquerschnitte sowie auf die den jeweiligen Näherungen zugrundeliegenden Annahmen eingegangen.

4.2 DAS SPEKTATOR-BILD

Die möglicherweise charakteristischste Eigenschaft direkter Aufbruchreaktionen ist die Erzeugung eines Energiespektrums von Projektilaufbruchfragmenten, das bei nicht zu großen Streuwinkeln um die zur Strahlgeschwindigkeit gehörende Energie zentriert ist. Durch diese experimentelle Beobachtung wird die Vorstellung nahegelegt, daß der Aufbruchprozeß durch Impulsübertrag auf lediglich eines der beiden Fragmente (Participant) induziert wurde, während das andere Fragment (Spektator) sich ungestört weiterbewegt bzw. in einer realistischeren Beschreibung einer elastischen Trajektorie im Feld des Targetkerns folgt. Das Spektator-Teilchen behält im Prinzip seine originale Geschwindigkeit bei, die lediglich geringfügig infolge des negativen Q -wertes der Reaktion modifiziert wird. Die älteste Anwendung dieses Spektator-Bildes für Aufbruchreaktionen stammt von Serber [SER47] und wurde ursprünglich zur Beschreibung des Deuteronenaufbruchs entwickelt. In moderner Terminologie handelt es sich dabei um ein on-shell Modell, das man ausgehend von der T-Matrix in der prior-Form (Gleichung 4.10) in PWBA (plane-wave-Born-approximation) erhält. Konkret bedeutet diese Näherung, daß U_x und U_b einfach durch U_x angenähert wird (b ist das Spektatorenteilchen) und alle einlaufenden und auslaufenden Teilchen durch ebene Wellen beschrieben werden.

Man erhält dann die T-Matrix für die direkte Aufbruchreaktion explizit gemäß:

$$(4.12) \quad T_{fi}(S) = \int e^{-ik_b' r_b} e^{ik_x' r_x} V_x(r_x) e^{i(k_x r_x + k_b r_b)} \phi_a(r_x - r_b) d^3 r_x d^3 r_b$$

Dabei wurde von einer unendlich großen Targetmasse ausgegangen. $\phi_a(\mathbf{r}_x - \mathbf{r}_b)$ bezeichnet die Clusterwellenfunktion des Projektils; die mittleren Impulse der Teilchen x und b im Projektil a sind wie folgt definiert:

$$\mathbf{k}_x \equiv (m_x/m_a)\mathbf{k}_a, \quad \mathbf{k}_b \equiv (m_b/m_a)\mathbf{k}_a$$

Durch Wechsel der Integrationsvariablen in (4.12) erhält man

$$(4.13) \quad T_{fi}^{(S)} = V_x^{\sim}(Q) \phi_a^{\sim}(q_b)$$

wobei V_x^{\sim} und ϕ_a^{\sim} die Fouriertransformierten von V_x und ϕ_a sind und

$$q_b = k_b - k_b'$$

$$Q = k_a - k_x' - k_b'$$

der mittlere Impulstransfer auf das Spektorteilchen und auf das Target sind. Der erhaltene Ausdruck für die T-Matrix (4.13) läßt sich wie folgt interpretieren: Die im Projektil a gebundenen Clusterfragmente b und x haben eine innere Bewegung, die Fermi-Bewegung, die durch die Impulsverteilung $|\phi_a^{\sim}(q)|^2$ beschrieben wird. Diese Fermi-Bewegung ist die Ursache dafür, daß der Impuls des Spektator-Teilchens überhaupt von seinem ursprünglichen, zur Strahlgeschwindigkeit gehörenden Impuls abweichen kann ohne Impuls vom Target aufzunehmen. Der Peak im Energiespektrum der auslaufenden Spektorteilchen kommt im Serbermodell durch die Überlagerung der Fermibewegung mit der mittleren Strahlgeschwindigkeit zustande. Die Reaktion wird also einfach als Streuung des Participants x am Target aufgefaßt, die in diesem Bild durch das entsprechende Matrixelement in Bornscher Näherung $V_x^{\sim}(Q)$ als Funktion des totalen Impulstransfers auf das Target beschrieben wird. $V_x^{\sim}(Q)$ wird gewichtet mit der Wahrscheinlichkeit, daß der Participant zum Zeitpunkt des Aufbruchs relativ zum Spektator den Impuls q_b hat. Das Impulsspektrum des auslaufenden Spektators ist damit in diesem Modell im wesentlichen gegeben durch $|\phi_a^{\sim}(q)|^2$ und damit nahezu unabhängig vom Target. Im ursprünglichen Serber-Modell

tritt der Faktor $V_x^{\sim}(Q)$ nicht auf, die T-Matrix $T_{fi}^{(S)}$ ist dort einfach proportional zu $|\phi_a^{\sim}(q)|^2$.

Setzt man Kenntnis der Relativwellenfunktion ϕ_a voraus, so ist das Serber-Modell in der Lage, in vielen Fällen die Gestalt der Spektren aus direkten Aufbruchreaktionen für Vorwärtswinkel (unterhalb des grazing angle) zu beschreiben; es liefert aber viel zu hohe Absolutwerte für die Wirkungsquerschnitte. Anschaulich liegt der Grund dafür darin, daß das Teilchen b nur dann als Spektator agieren kann, wenn die Reaktion an der Peripherie des Targetkerns stattfindet, so daß b den Targetkern nicht "trifft"; dies eliminiert einen großen Teil der Impaktparameter, die in Serbers Modell Beiträge zum Wirkungsquerschnitt liefern. Demnach würde eine Verbesserung des Serber-Modells darin bestehen, die Absorption des Spektators b im Modell zu berücksichtigen, was eine Modifikation der reinen "Zuschauerrolle" des Teilchens b bedeuten würde.

Eine andere naheliegende Verbesserung ist das Ersetzen des in PWBA erhaltenen Ausdrucks $|V_x^{\sim}(Q)|^2$ durch den korrekten gemessenen elastischen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $A(x, x')A$. Diese Annahme ist zwar streng genommen im Rahmen des Modells nicht konsistent, wird aber dennoch häufig mit Erfolg benutzt.

Aarts, de Meijer et al. [AAR82, AAR84, AAR85] haben zur Analyse des ^3He Aufbruchs im Feld von ^{12}C , ^{28}Si und ^{58}Ni bei 52 MeV eine Erweiterung der Spektatormodells hinsichtlich der Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung des Spektators b mit dem Target vorgenommen. Die T-Matrix in diesem quasifreien Aufbruchmodell (QFBM) ergibt sich ähnlich wie in Formel (4.13)

$$(4.14) \quad T_{fi}^{\text{QFBM}} = T_x^{\text{QF}}(Q) \phi_a^{\sim}(q_b)$$

Das half-on-shell Matrixelement $T_x^{\text{QF}}(Q)$ beschreibt hier die volle Wechselwirkung (inklusive Coulombwechselwirkung) des Participant x mit dem Target. Die Coulombwechselwirkung des Spektators b und des Projektils a mit dem Target wird durch die local-momentum-approximation (LMA) [MCV80] angenähert; dabei werden die exakten Coulombwellen durch gedrehte ebene Wellen ersetzt. Damit sind q_b und Q gegeben durch

$$q_b = k_b^c - k_b'^c$$

$$Q = k_a^c - k_x' - k_b'^c$$

wobei der hochgestellte Index c eine Drehung des entsprechenden Wellenzahlvektors gemäß der local-momentum-approximation (LMA) bezeichnet. In diesem Modell wird vorausgesetzt, daß der Aufbruch von der starken Wechselwirkung dominiert wird und die Coulombwechselwirkung für die Teilchen b und a lediglich kleine Korrekturen verursacht. Weiterhin wird davon ausgegangen, daß half-on-shell Effekte bei der Berechnung des Matrixelements $T_x^{QE}(Q)$ vernachlässigbar sind und daher $T_x^{QE}(Q)$ on-shell, z.B. in einer optischen Modellrechnung für die Reaktion $A(x,x')A$ bestimmt werden kann. Auf die Problematik dieser Annahme wird in Zusammenhang mit dem diffraktiven Aufbruchmodell in Kap. 4.4 näher eingegangen.

Durch die Einführung der LMA sind selbstverständlich keine Absorptionseffekte berücksichtigt worden, die sich ergebenden Wirkungsquerschnitte sind in ihren Absolutwerten nach wie vor zu hoch.

Im Falle des (^3He , pd)-Aufbruchs hat es sich gezeigt, daß man sowohl Koinzidenzwirkungsquerschnitte als auch Winkelkorrelation deutlich verbessert gegenüber dem Serber-Modell beschreiben kann; aufgrund der nicht berücksichtigten Absorptionseffekte (vgl. oben) müssen die Wirkungsquerschnitte aber mit einem Normierungsfaktor an die experimentellen Daten angepaßt werden.

Im Prinzip können im Rahmen des QFBM die Amplituden für die beiden Fälle

- b ist Spektator, x ist Participant
- x ist Spektator, b ist Participant

berechnet werden und kohärent addiert werden. Das resultierende T-Matrix-Element lautet

$$(4.15) \quad T_{fi}^{QFBM} = T_x^{QE}(Q_x) \tilde{\phi}_a(q_b) + T_b^{QE}(Q_b) \tilde{\phi}_a(q_x)$$

mit

$$Q_x = k_a^c - k_x' - k_b'^c$$

und

$$Q_b = k_a^c - k_b' - k_x'^c$$

Die Problematik bei der praktischen Berechnung dieses Ausdrucks liegt darin, daß wegen der nicht berücksichtigten Absorption im Prinzip jeder der beiden Terme getrennt renormiert werden muß; eindeutige Aussagen über Interferenzeffekte zwischen den beiden Termen lassen sich also nicht machen. Das QFBM sollte also dann gute Ergebnisse liefern, wenn einer der beiden Terme stark dominiert, d.h. wenn klar ist, welches Teilchen Spektator und welches Participant ist. Man würde dies z.B. intuitiv von einer Situation erwarten, bei der eines der beiden Fragmente nahe der Vorwärtsrichtung emittiert wird und das andere Fragment eher zu größeren Winkeln gestreut wird; in diesem Fall käme das nahe der Vorwärtsrichtung gestreute Teilchen als Spektator in Betracht. Aarts et al. haben diese Auffassung bei der untersuchten (^3He , pd) Reaktion unter gewissen Einschränkungen bestätigt gefunden [AAR82, AAR84, WER87].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Computercode entwickelt [HEI87b], der die Berechnung von Koinzidenzwirkungsquerschnitten für binäre direkte elastische Projektilaufbruchreaktionen unter Zugrundelegung des QFBM erlaubt. Für eine Auswahl der gemessenen Wirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ wurden entsprechende Rechnungen durchgeführt; die Ergebnisse sind zusammen mit den experimentellen Daten sowie prior-DWBA-Ergebnissen in den Abbildungen 32-37 wiedergegeben.

Zur Beschreibung der Wellenfunktion $\tilde{\phi}_a$ für die Relativbewegung der Cluster wurde die in Kapitel 4.3 näher erläuterte 2s-Funktion gewählt. Die T-Matrix $T_x^{QE}(Q)$ wurde gemäß

$$(4.16) \quad T_x^{QF}(Q) = \frac{\pi i \hbar^2}{\mu k} \sum_l (2l+1) P_l(\cos \theta) [\exp(2i\delta_l) - 1]$$

berechnet. Dabei sind μ die reduzierte Masse und hk der Relativimpuls des $x+A$ Systems und δ_l die von der Kernkraft und der Coulombwechselwirkung verursachte Phasenverschiebung, die übrigen Symbole haben die übliche Bedeutung. Bei den Rechnungen wurde die gemäß Gleichung (4.15) berechnete T-Matrix zusätzlich mit einem für beide Terme gemeinsamen Normierungsfaktor versehen, der durch die Anpassung des theoretischen Wirkungsquerschnitts an die experimentellen Daten für den Fall $\theta_\alpha = -11.13$, $\theta_d = +14.13$ bestimmt wurde.

Im allgemeinen erhält man in den hier betrachteten Fällen für die Koinzidenzwirkungsquerschnitte (Abb. 32-37) einen einzelnen Peak, der um $E_\alpha \approx 100-108$ MeV zentriert ist und in denjenigen Spektren, in denen die experimentellen Werte lediglich einen einzelnen Peak zeigen, die Breite des experimentellen Peaks gut wiedergibt, währenddem die Lagen der theoretischen Kurven um 2-4 MeV gegenüber den experimentellen Werten zu höheren Energien verschoben sind. Die theoretischen Kurven zeigen für $\theta_\alpha = -13.78$, und $\theta_d = -14.68, 14.13$ eine Doppelstruktur. Die Doppelstruktur hat ihre Ursachen in Interferenzerscheinungen zwischen den beiden Termen

$$T_x^{QF}(Q_x) \tilde{\Phi}_a(q_b)$$

und

$$T_b^{QF}(Q_b) \tilde{\Phi}_a(q_x)$$

in Gleichung (4.15). Die Doppelstruktur kommt also in diesem Bild anschaulich dadurch zustande, daß sowohl das α -Teilchen als auch das Deuteron mit Wahrscheinlichkeitsamplituden gleicher Größenordnung Spektator bzw. Participant in dieser Reaktion sein können.

Die in den hier durchgeführten Rechnungen benutzte LMA ist insbesondere für die Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ problematisch,

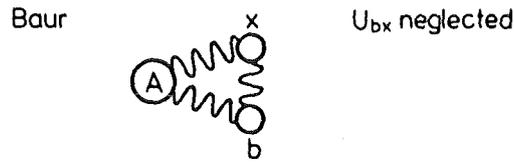
da sie infolge der hohen Kernladungszahl des $^{208}_{82}\text{Pb}$ keine kleine Korrektur mehr bedeutet, wie es in der Herleitung der Formel (4.14) von Aarts et al. [AAR82] vorausgesetzt wurde. Das Ersetzen der gedrehten ebenen Coulombwellen der LMA durch realistischere Coulombwellen läßt sich zwar prinzipiell durchführen; die Transparenz und insbesondere die einfache Faktorisierbarkeit der T-Matrix geht dabei aber verloren.

Eine weitaus realistischere Beschreibungsmöglichkeit, die dem Spektatormodell im Grundsatz zwar entspricht, aber durch das Verwenden realistischerer Wellenfunktionen Coulombeffekte und insbesondere Absorptionseffekte mit einschließt, ist die prior-DWBA nach Austern et al. [AUS72]. Sie berücksichtigt die beiden Wechselwirkungen U_b und U_x und damit auch die auftretenden Interferenzen ohne daß eine Renormierung der Beiträge notwendig ist. Bevor im nachfolgenden Kapitel näher auf die prior-DWBA und die erhaltenen Ergebnisse eingegangen wird, erfolgt ein kurzer Abriß der in der Vergangenheit sehr erfolgreichen post-DWBA nach Baur et al. [BAU76], in der das Spektatorbild allerdings nicht klar zutage tritt.

4.3 DWBA

In der Vergangenheit wurden im Zusammenhang mit DWBA-Rechnungen zur Beschreibung von binären Projektilaufbruchreaktionen zwei Näherungsansätze benutzt (vgl. Abb. 28):

- Baur et al. [BAU76] gehen davon aus, daß das Potential V_{bx} schwach ist und bei der Berechnung der Lösung des totalen Hamiltonoperators im Ausgangskanal vernachlässigt werden kann.
- Austern et al. [AUS72] ersetzen $U_b + U_x$ durch ein Potential U_a , das die Bewegung der Teilchen b und x im Ausgangskanal beschreibt.



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

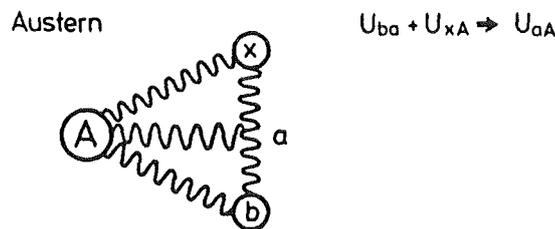


Abbildung 28. : Näherungsansätze nach Baur und Austern zur Reduktion des Drei-Körper-Problems bei Aufbruchreaktionen auf ein Zwei-Körper-Problem.

Diese beiden Annahmen stellen jeweils deutliche Einschränkungen für den Gültigkeitsbereich der Theorien dar. Die Wechselwirkung V_{bx} zwischen den Fragmenten b und x kann sicher nicht vernachlässigt werden, wenn die Relativenergie der Fragmente klein ist. Die Bestimmung eines optischen Potentials, das die Schwerpunktsbewegung zweier freier Teilchen relativ zum Target beschreibt, ist ebenfalls problematisch.

In der post-DWBA lässt sich mit der Annahme von Baur et al. [BAU76] die T-Matrix schreiben als

$$(4.17) \quad T_{fi}^+ (\text{DWBA}) = \langle \chi_b^- \chi_x^- | V_{bx} | \chi_a^+ \phi_a \rangle$$

Dabei bedeuten χ_b^- , χ_x^- , χ_a^+ die verzerrten Wellen (distorted waves) für die optischen Potentiale U_b , U_x , U_a zur Beschreibung

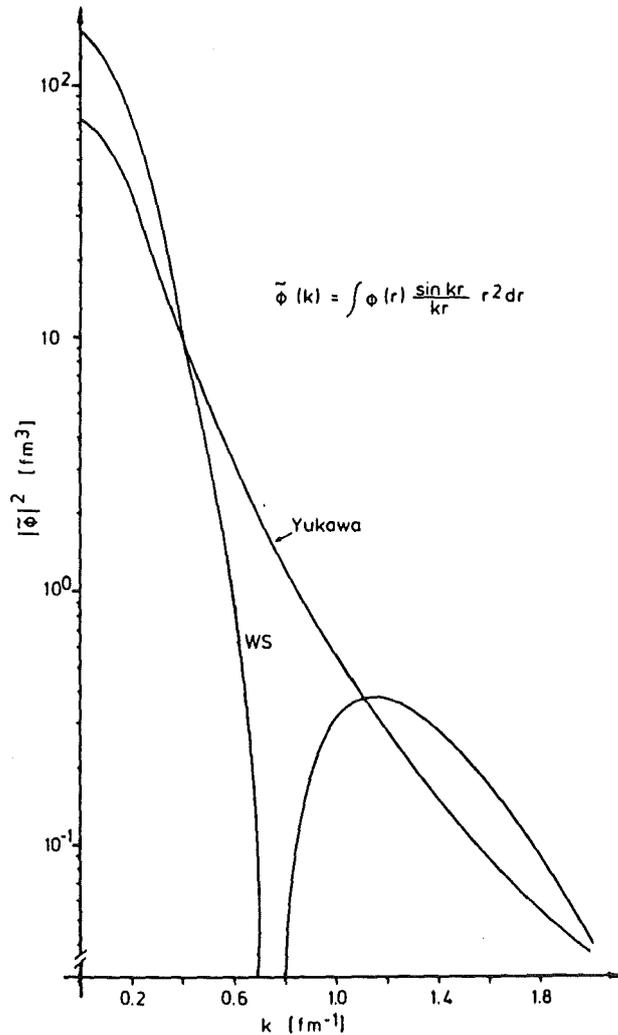


Abbildung 29. : Absolutquadrat der Fouriertransformierten der Wellenfunktion zur Beschreibung der α d Relativbewegung in ${}^6\text{Li}$.

der entsprechenden Wechselwirkung mit der Randbedingung von einlaufenden (-) bzw. auslaufenden (+) Wellen. ϕ_a ist die Wellenfunktion der Relativbewegung b und x im Grundzustand des Projektils a. Baur et al. [BAU76] haben diesen Ausdruck unter einer zusätzlichen Annahme, der sogenannten Nullreichweitennäherung (zero-range-approximation) berechnet, die besagt, daß die Beziehung

$$(4.18) \quad V_{bx}(r_{bx}) \cdot \phi_a(r_{bx}) = D_0 \cdot \delta(r_{bx})$$

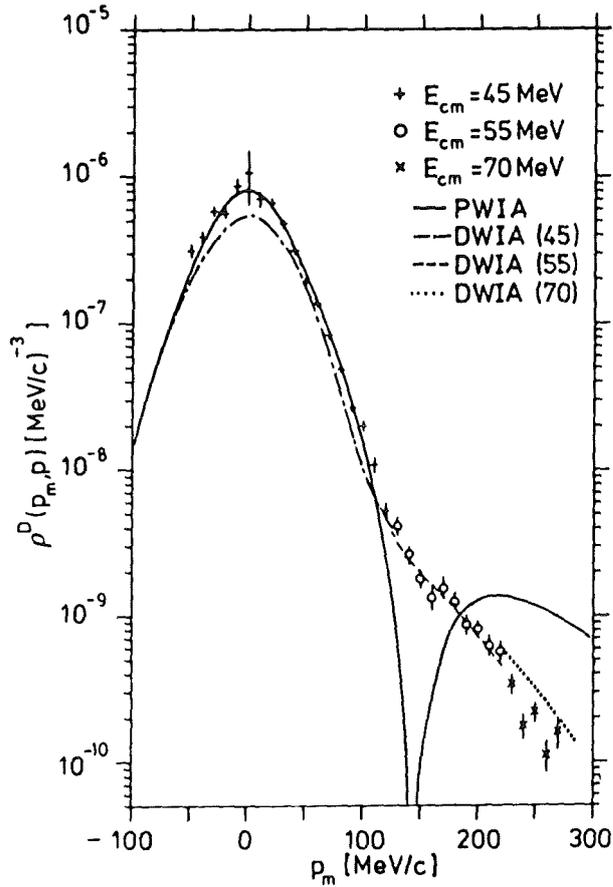


Abbildung 30. : Die aus der Reaktion ${}^6\text{Li}(e, e'd)\alpha$ erhaltene α d Relativimpulsdichte [ENT 85].

gilt. Dies impliziert, wie man sich durch Einsetzen in die entsprechende Zwei-Teilchen-Schrödinger-Gleichung leicht überzeugt, daß

$$(4.19) \quad \phi_a(r_{bx}) = \sqrt{2\alpha} \frac{e^{-\alpha r_{bx}}}{r_{bx}} \cdot Y_{00}(\Omega_{bx})$$

ist, mit

$$(4.20) \quad \alpha = \frac{(2\mu_{bx}\varepsilon)^{1/2}}{\hbar}$$

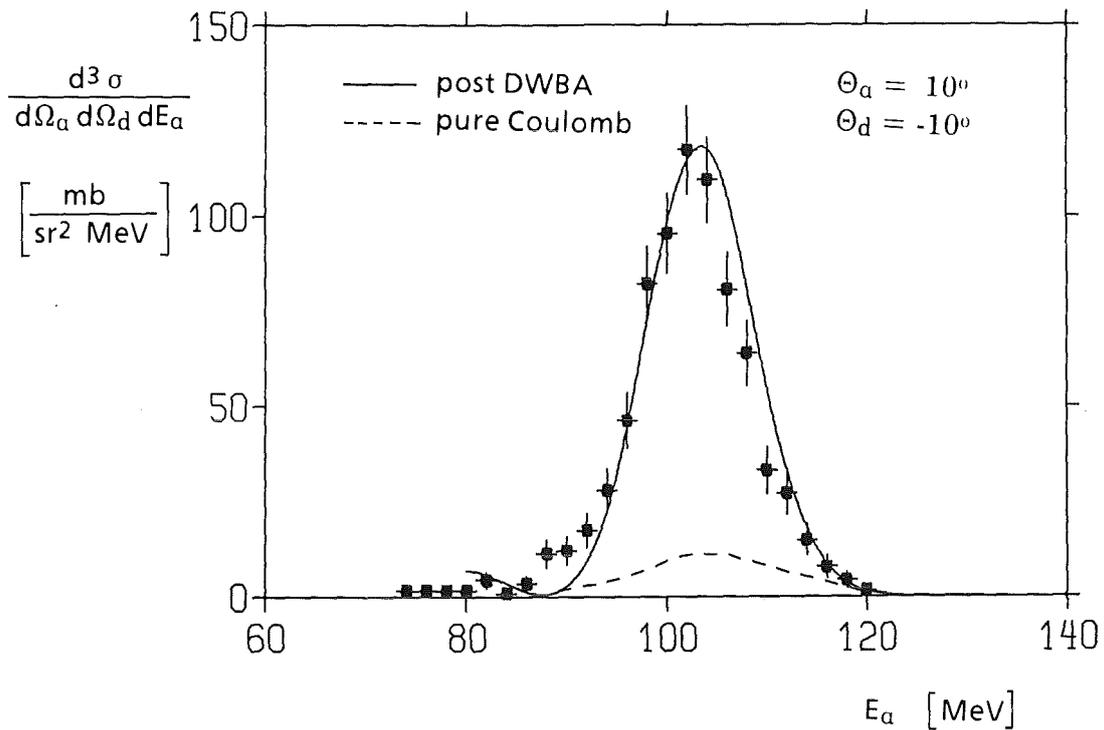


Abbildung 31. : Der Koinzidenzwirkungsquerschnitt $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ [HEI 87]

wobei ε die Bindungsenergie des Projektils ist und die übrigen Symbole die übliche Bedeutung haben. Die Nullreichweitennäherung beschränkt die Relativbewegung von b und x also auf einen $L = 0$ Zustand, wobei die radiale Wellenfunktion durch eine Yukawa-Wellenfunktion gegeben ist, deren Parameter durch die Bindungsenergie eindeutig bestimmt sind. Dies bedeutet, daß die innere Impulsverteilung der Cluster b und x im Projektil a implizit durch eine Lorentzverteilung gegeben ist, was eine starke Einschränkung der Theorie darstellt.

Eine direkte Berechnung der T-Matrix in Gleichung (4.17) unter Umgehung der Nullreichweitennäherung scheint praktisch nicht durchführbar; die Nullreichweitennäherung reduziert das ursprünglich zu berechnende sechsdimensionale Integral in Gleichung (4.17) auf ein dreidimensionales Integral, das nur ä-

berst langsam konvergiert und die Verwendung einer komplexen Integrationsmethode (contour integration) erfordert.

In der Literatur wurden in der Vergangenheit verschiedene Wellenfunktionen der αd Cluster im Grundzustand des ${}^6\text{Li}$ benutzt [JÄN80, KUK84, PAR84, BEC85, WAR85, ENT86]. Generell sind diese Wellenfunktionen entweder 2s Funktionen, die im Radialteil in einem bestimmten Abstand vom Ursprung einen Knoten haben, oder knotenlose 1s Funktionen. Abb. 29 zeigt zwei mögliche Beschreibungen des αd Grundzustands im ${}^6\text{Li}$. Aufgetragen sind die Absolutquadrate zweier verschiedener αd Relativwellenfunktionen in der Impulsdarstellung als Funktion der Relativwellenzahl k . Das erste Beispiel ist die sich aus der 1s Yukawa-Wellenfunktion ergebende Relativimpulsverteilung. Das realistischere zweite Beispiel geht von einer 2s Wellenfunktion aus, bei der der entsprechende gebundene Zustand in einem Woods-Saxon-Potential erzeugt wurde; die Tiefe des Potentials wurde so gewählt, daß die αd Bindungsenergie von 1.47 MeV reproduziert wird. Diese 2s Relativimpulsverteilung hat im Gegensatz zur 1s Relativimpulsverteilung ein Minimum bei $k \approx 0.75 \text{ fm}^{-1}$.

Beide Wellenfunktionen wurden gemäß

$$\langle \phi_a | \phi_a \rangle = 1$$

normiert. Dies bedeutet anschaulich, daß stets von einer αd Clusterung des ${}^6\text{Li}$ ausgegangen wird. Sämtliche unter Benutzung dieser Wellenfunktionen berechneten Wirkungsquerschnitte sind also mit einem entsprechenden spektroskopischen Faktor zu multiplizieren. Die aus mikroskopischen Modellrechnungen erhaltenen spektroskopischen Faktoren sind von der Größenordnung 0.7, vgl. z. B. Kukulín et al. [KUK84].

Ent et al. [ENT86] haben kürzlich die Reaktion ${}^6\text{Li}(e, e'd)\alpha$ experimentell untersucht und aus ihren Daten die αd Relativimpulsverteilung extrahiert. Die experimentellen Ergebnisse sind in Abb. 30 zusammen mit theoretischen Ergebnissen in PWIA und DWIA für verschiedene Schwerpunktsenergien dargestellt. Man erkennt, daß im Impulsbereich ab $\approx 0.75 \text{ fm}^{-1} \approx 148 \text{ MeV}/c$ die gemessene Impulsdichte deutlich langsamer abfällt als vorher.

Die Rechnungen in PWIA ergeben an dieser Stelle ein ausgeprägtes Minimum, während die Rechnungen in DWIA, die insbesondere Effekte der Endzustandswechselwirkung (final state interaction) von α und d berücksichtigen, die Daten gut beschreiben. Eine vergleichbar gute Beschreibung unter Benutzung einer $1s$ Wellenfunktion ist nicht möglich. Die von Ent et al. benutzte $2s$ Wellenfunktion ist in Referenz [PAR84] enthalten.

Man erkennt aus Abb. 29, daß sich die beiden dargestellten Ansätze für nicht zu große αd Relativimpulse nicht sehr unterscheiden, so daß in diesem Bereich die implizite Annahme einer Lorentzverteilung für die innere Impulsverteilung der Cluster α und d durch die post-DWBA nach Baur eine gute Näherung ist.

Die post-DWBA nach Baur ist in der Lage, für die hier untersuchten direkten Reaktionen bei nicht zu großen Relativwinkeln, d.h. also bei nicht zu großen asymptotischen Relativimpulsen der Aufbruchfragmente, die gemessenen Koinzidenzwirkungsquerschnitte gut zu beschreiben. In Abb. 31 ist der gemessene Koinzidenzwirkungsquerschnitt $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ für die direkte elastische Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ bei $\theta_\alpha = 10.0$ und $\theta_d = -10.0$ zusammen mit den entsprechenden post-DWBA Ergebnissen dargestellt. Die post-DWBA reproduziert sowohl die Lage als auch die Breite des Koinzidenzspektrums. Da im vorliegenden Fall der genaue Wert der zero-range-Konstanten D_0 unsicher ist, wurden die theoretischen Werte in ihrer Höhe an die experimentellen Werte angepaßt unter Benutzung von

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

Dieser Wert kommt den von Plattner et al. [PLA81] und Neumann et al. [NEU82] angegebenen Werten sehr nahe.

Aus der kinematischen Situation ergibt sich, daß die beobachteten Energien E_α asymptotischen Relativimpulsen von $k \approx 0.5 \text{ fm}^{-1}$ bzw. $E_{\alpha d} \approx 4 \text{ MeV}$ entsprechen. In diesem Bereich ist die Annahme einer Lorentzverteilung für die innere Impulsverteilung noch eine annehmbare Näherung (vgl. Abbildung 29).

Abb. 31 enthält weiterhin eine Berechnung des nur durch die Coulombwechselwirkung induzierten Anteils am Spektrum. Diese Rechnung wurde im Rahmen der prior-DWBA unter Benutzung der WKB-Näherung für die höheren Partialwellen durchgeführt [BAS87]. Die Ergebnisse zeigen, daß der Aufbruch für den hier geschilderten Fall von der starken Wechselwirkung dominiert wird. Der nur von der Coulombwechselwirkung induzierte Aufbruchprozeß (Coulombaufbruch) ist für kleinere Relativimpulse von größerer Wichtigkeit. Man kann den Coulombaufbruch als einen durch virtuelle Photonen induzierten Prozeß betrachten, die das vorbeifliegende Projektil dann in das Kontinuum aufbrechen lassen; dieser Prozeß findet bevorzugt für niedrige α d Relativenergien statt, da das virtuelle Photonspektrum hauptsächlich niederenergetische Photonen enthält und zu höheren Energien stark abfällt [BAU86]. Da bei den vorliegenden Messungen die asymptotischen Relativenergien bei noch höheren Werten (5-12 MeV) liegen, kann man davon ausgehen, daß die beobachteten direkten Aufbruchreaktionen nur durch die starke Wechselwirkung zustande gekommen sind.

Die prior-DWBA nach Austern et al. [AUS71] erlaubt die Verwendung einer realistischen 2s Wellenfunktion zur Beschreibung der α d Relativbewegung im ${}^6\text{Li}$ und bietet in dieser Hinsicht einen Ausweg aus den mit der Einführung der Nullreichweitennäherung verbundenen Einschränkungen. Ausgehend vom Ansatz nach Austern et al. [AUS71, GOT85] lautet die T-Matrix in prior-DWBA

$$(4.21) \quad T_{fi} = \langle \chi_a^- \phi_k^- | U_b + U_x | \phi_a \chi_a^+ \rangle$$

Dabei bedeuten χ_a^+ und χ_a^- die distorted waves zur Beschreibung der Wechselwirkung des ${}^6\text{Li}$ mit dem Target mit den Randbedingungen von einlaufenden (-) und auslaufenden (+) Wellen, ϕ_k^- ist die α d Streuzustandsfunktion mit der Randbedingung einer einlaufenden Welle (-) und ϕ_a beschreibt den Grundzustand des ${}^6\text{Li}$. Für ϕ_a lassen sich hier verschiedene mögliche Wellenfunktionen benutzen. U_b und U_x sind die den Aufbruch verursachenden Wechselwirkungspotentiale (transition potentials) zwischen den Teilchen b bzw. x und dem Target; der Coulombaufbruch wird hier nicht berücksichtigt (vgl. oben). Die Bewegung der Teilchen b und x im Ausgangskanal wird durch ein Potential U_a beschrieben,

das mit dem Potential zur Beschreibung der ${}^6\text{Li}$ -Wechselwirkung mit dem Target identisch ist.

Ursprünglich wurde diese Theorie von Austern et al. [AUS71] zur Deutung des Deuteronenaufbruchs bei niedrigen Energien herangezogen; in diesem Fall ergab sich allerdings keine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Im Gegensatz dazu fanden Udagawa und Tamura [UDA80] für den ${}^3\text{He}$ -Aufbruch gute Übereinstimmung der von ihnen modifizierten prior-DWBA mit dem Experiment.

Goto et al. [GOT85] haben den ${}^3\text{He}$ -Aufbruch im Rahmen der prior-DWBA durch direktes Berechnen der entsprechenden T-Matrix ohne zusätzliche Näherungen und freie Parameter beschrieben. Sämtliche in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Berechnungen für den ${}^6\text{Li}$ -Aufbruch im Rahmen der prior-DWBA folgen dem Ansatz von Goto et al. bzw. wurden mit einer geringfügig modifizierten Version [GOT88] des entsprechenden Computercodes durchgeführt.

Üblicherweise nimmt man zur Beschreibung der den Aufbruch verursachenden starken Wechselwirkung zwischen Teilchen b bzw. Teilchen x und dem Target optische Potentiale U_b und U_x . Es erhebt sich aber die grundsätzliche Frage, ob die die elastische Streuung beschreibenden optischen Potentiale eine gute Näherung für die Übergangspotentiale der hier betrachteten elastischen Aufbruchprozesse sind. Der Imaginärteil eines optischen Potentials beschreibt beispielsweise den Absorptionsanteil bei einem Streuprozess; dieser Anteil sollte beim koinzidenten Nachweis der beiden elastisch aufgebrochenen Fragmente b und x jedoch keinen Beitrag liefern. Goto et al. [GOT85] haben diesen Punkt bei ihren Untersuchungen des ${}^3\text{He}$ -Aufbruchs ebenfalls betrachtet und versuchsweise in ihren Rechnungen nur die Realteile der Potentiale U_b und U_x berücksichtigt. Für den ${}^3\text{He}$ -Aufbruch ist der dadurch verursachte Unterschied in den berechneten Koinzidenzwirkungsquerschnitten klein. Im Fall des ${}^6\text{Li}$ können jedoch Unterschiede bis zu einem Faktor zwei durch Vernachlässigen der Imaginärteile der optischen Potentiale auftreten.

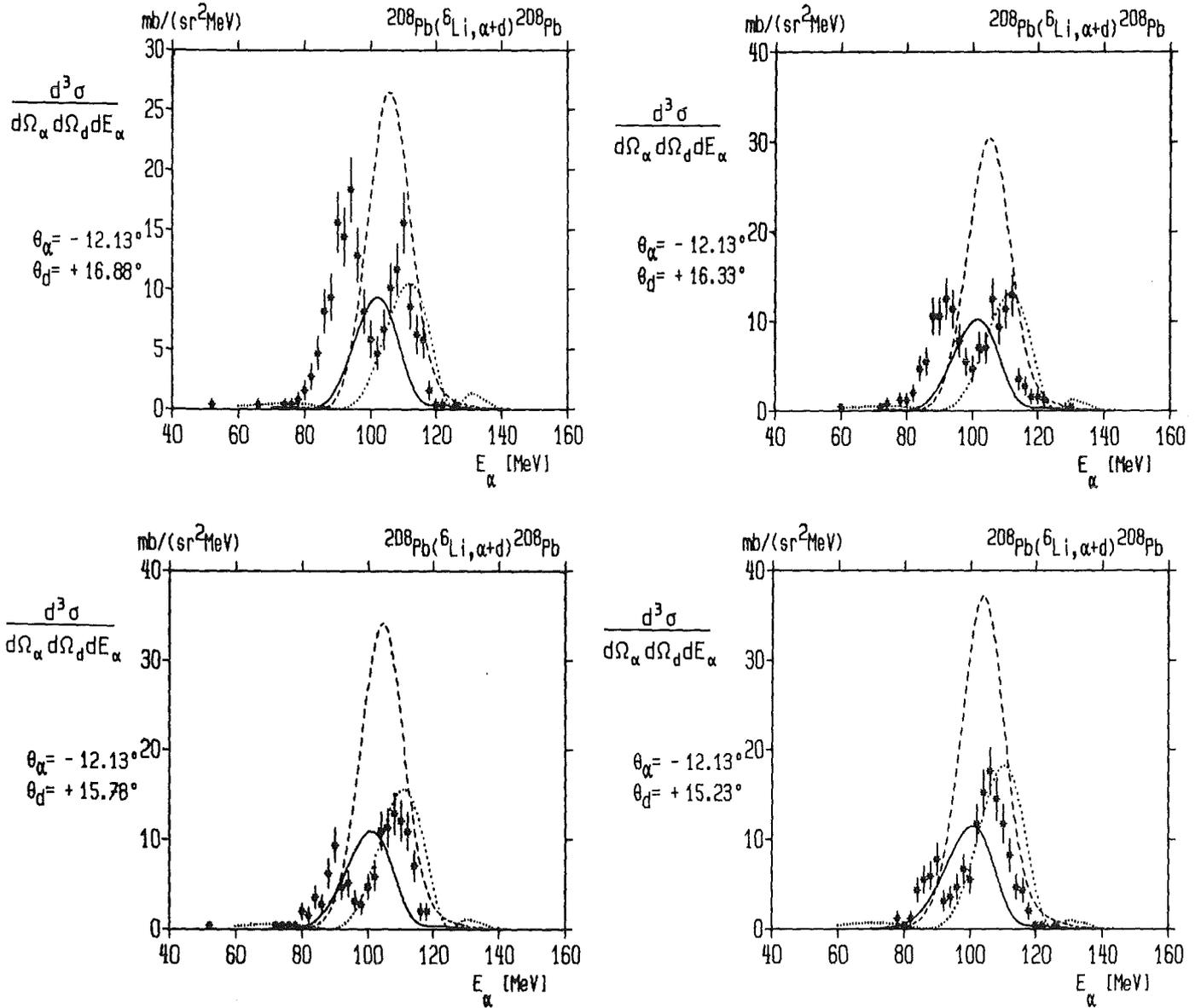


Abbildung 32. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha+d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV mit theoretischen Modellrechnungen im Rahmen der prior-DWBA mit komplexen Übergangspotentialen (durchgezogene Kurve), reellen Übergangspotentialen (gestrichelte Kurve) sowie mit dem QFBM (gepunktete Kurve)

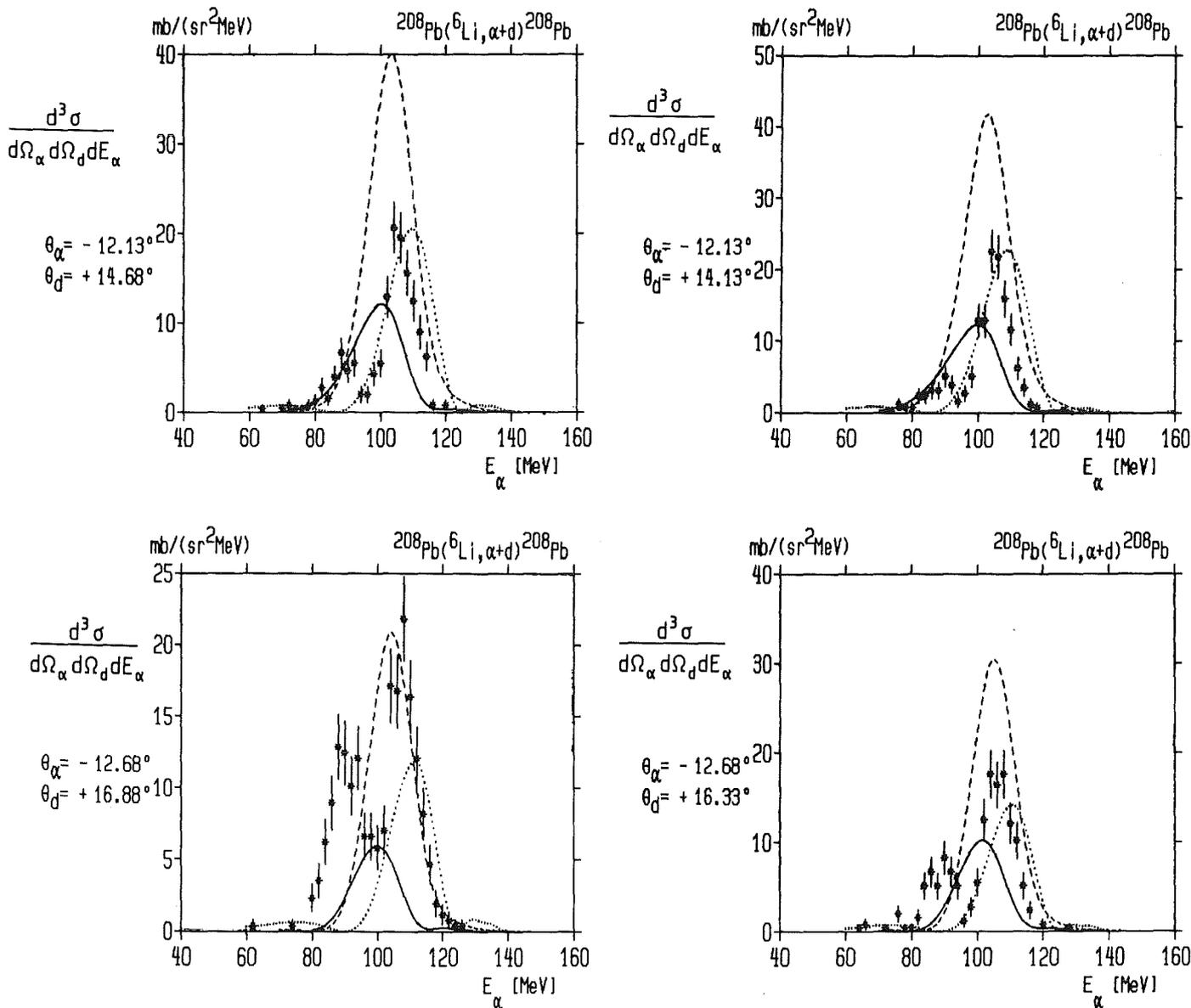


Abbildung 33. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV mit theoretischen Modellrechnungen im Rahmen der prior-DWBA mit komplexen Übergangspotentialen (durchgezogene Kurve), reellen Übergangspotentialen (gestrichelte Kurve) sowie mit dem QFBM (gepunktete Kurve)

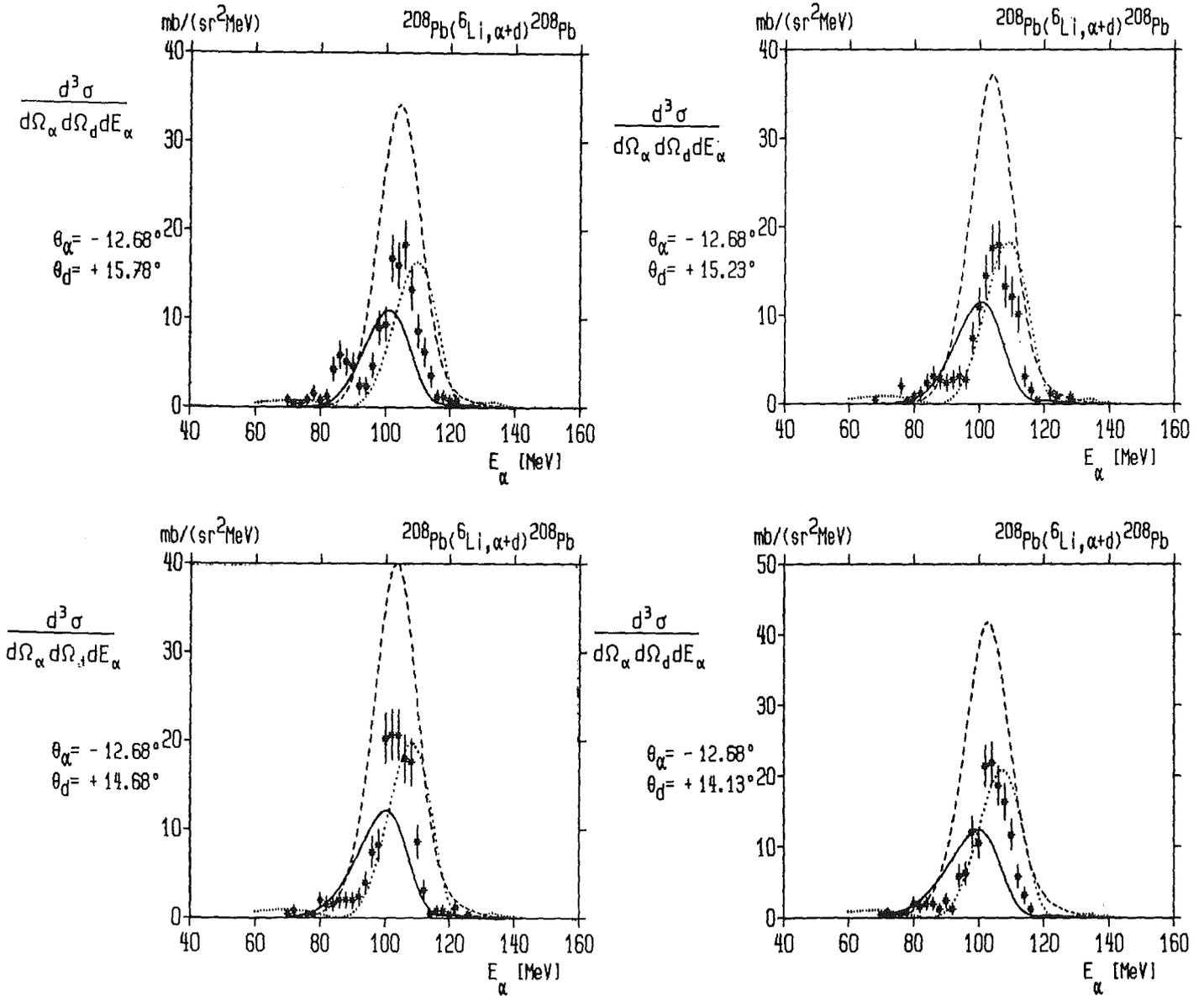


Abbildung 34. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha+d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV mit theoretischen Modellrechnungen im Rahmen der prior-DWBA mit komplexen Übergangspotentialen (durchgezogene Kurve), reellen Übergangspotentialen (gestrichelte Kurve) sowie mit dem QFBM (gepunktete Kurve)

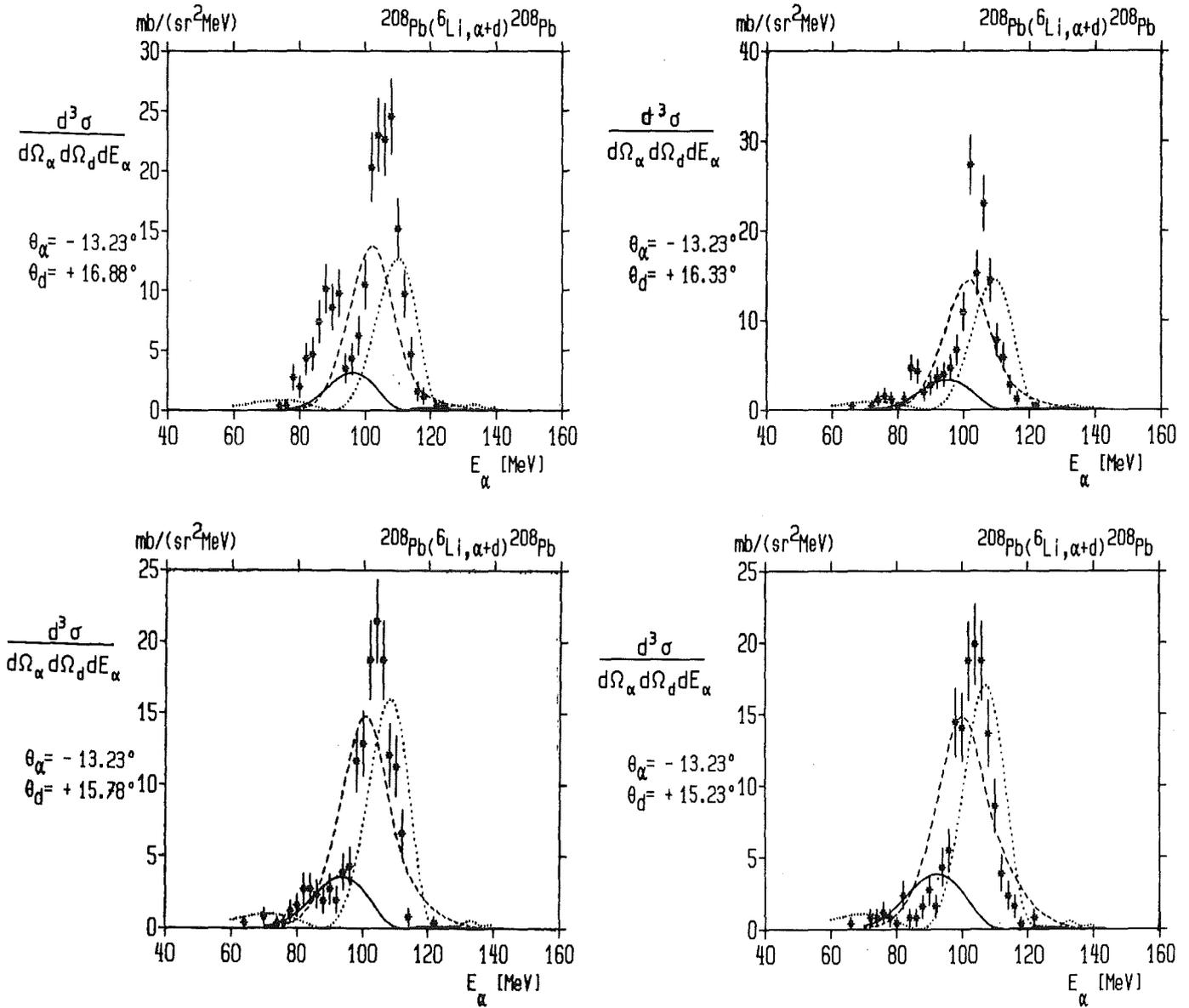


Abbildung 35. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha+d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV mit theoretischen Modellrechnungen im Rahmen der prior-DWBA mit komplexen Übergangspotentialen (durchgezogene Kurve), reellen Übergangspotentialen (gestrichelte Kurve) sowie mit dem QFBM (gepunktete Kurve)

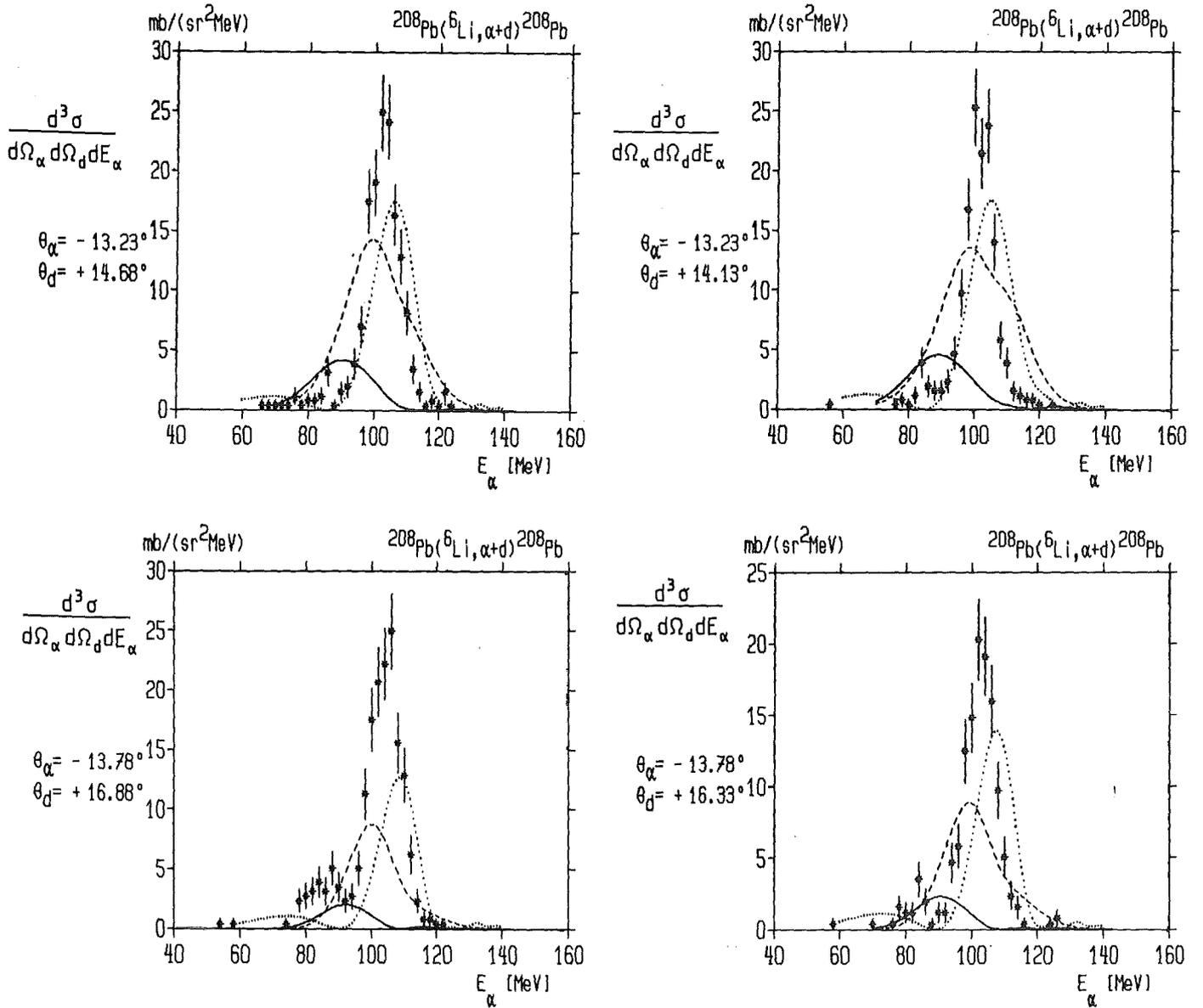


Abbildung 36. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha+d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV mit theoretischen Modellrechnungen im Rahmen der prior-DWBA mit komplexen Übergangspotentialen (durchgezogene Kurve), reellen Übergangspotentialen (gestrichelte Kurve) sowie mit dem QFBM (gepunktete Kurve)

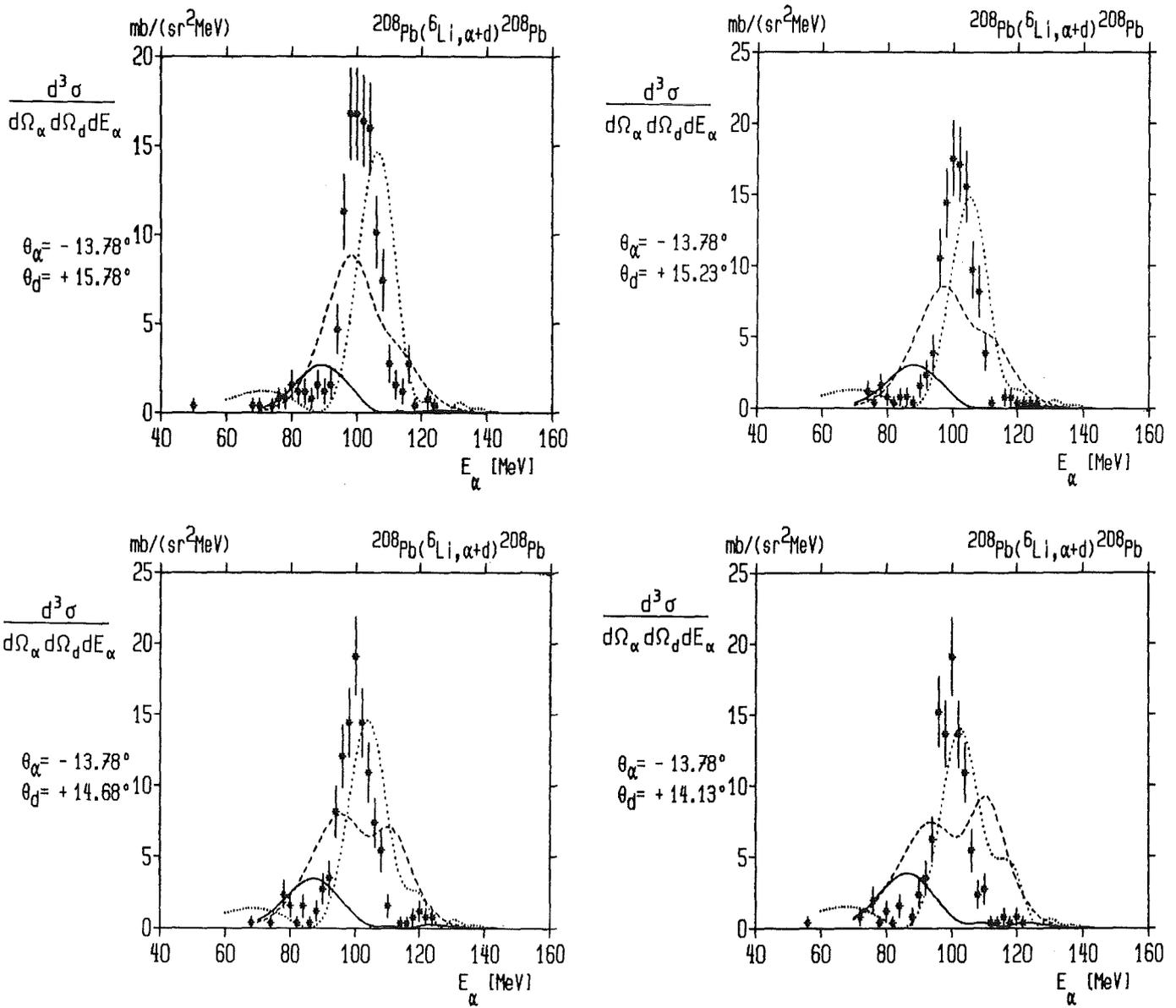


Abbildung 37. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha+d)^{208}\text{Pb}$ bei 156 MeV mit theoretischen Modellrechnungen im Rahmen der prior-DWBA mit komplexen Übergangspotentialen (durchgezogene Kurve), reellen Übergangspotentialen (gestrichelte Kurve) sowie mit dem QFBM (gepunktete Kurve)

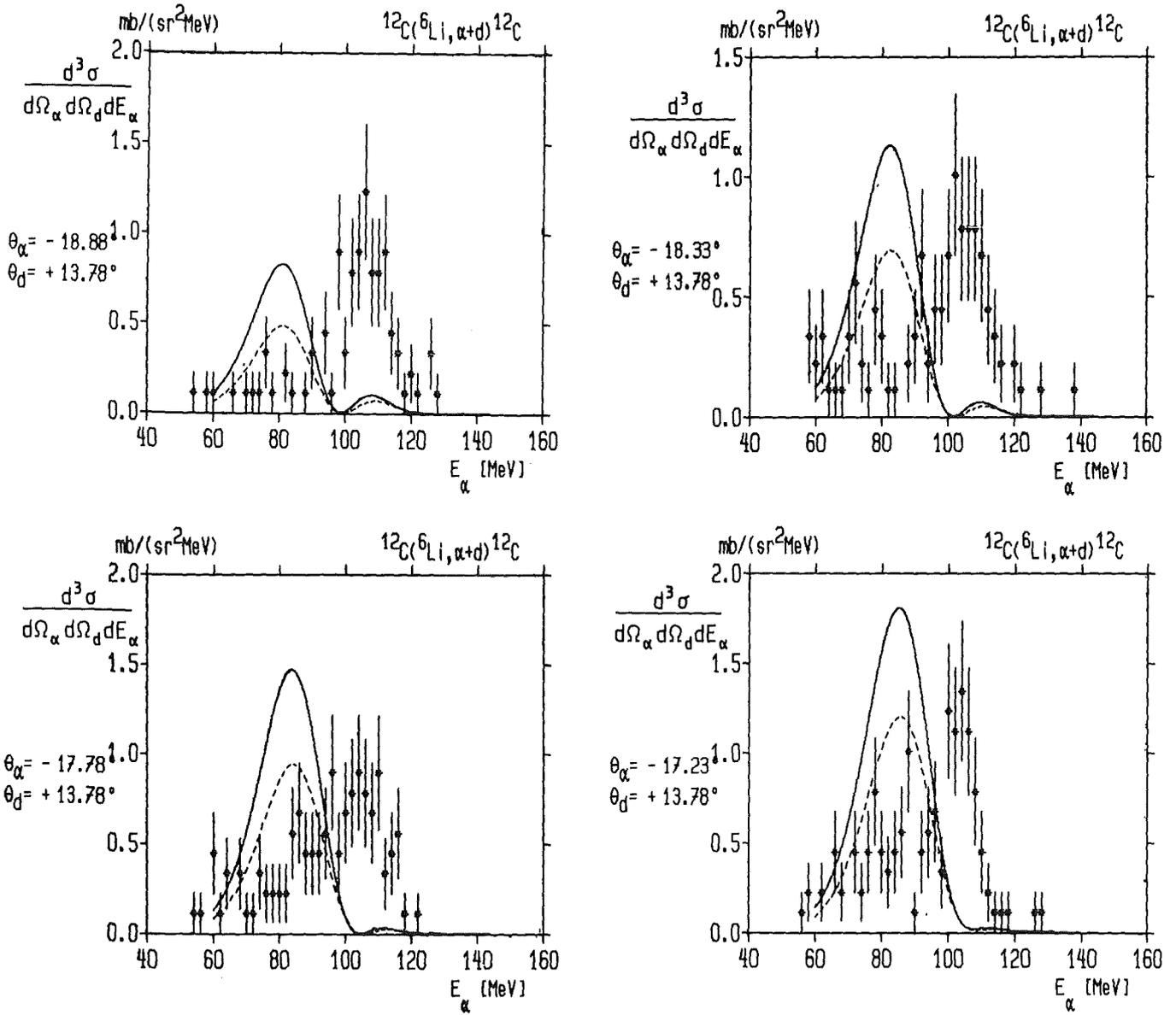


Abbildung 38. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha+d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV mit theoretischen Modellrechnungen im Rahmen der prior-DWBA mit komplexen Übergangspotentialen (durchgezogene Kurve), reellen Übergangspotentialen (gepunktete Kurve); alle theoretischen Kurven wurden mit einem Faktor 0.1 multipliziert

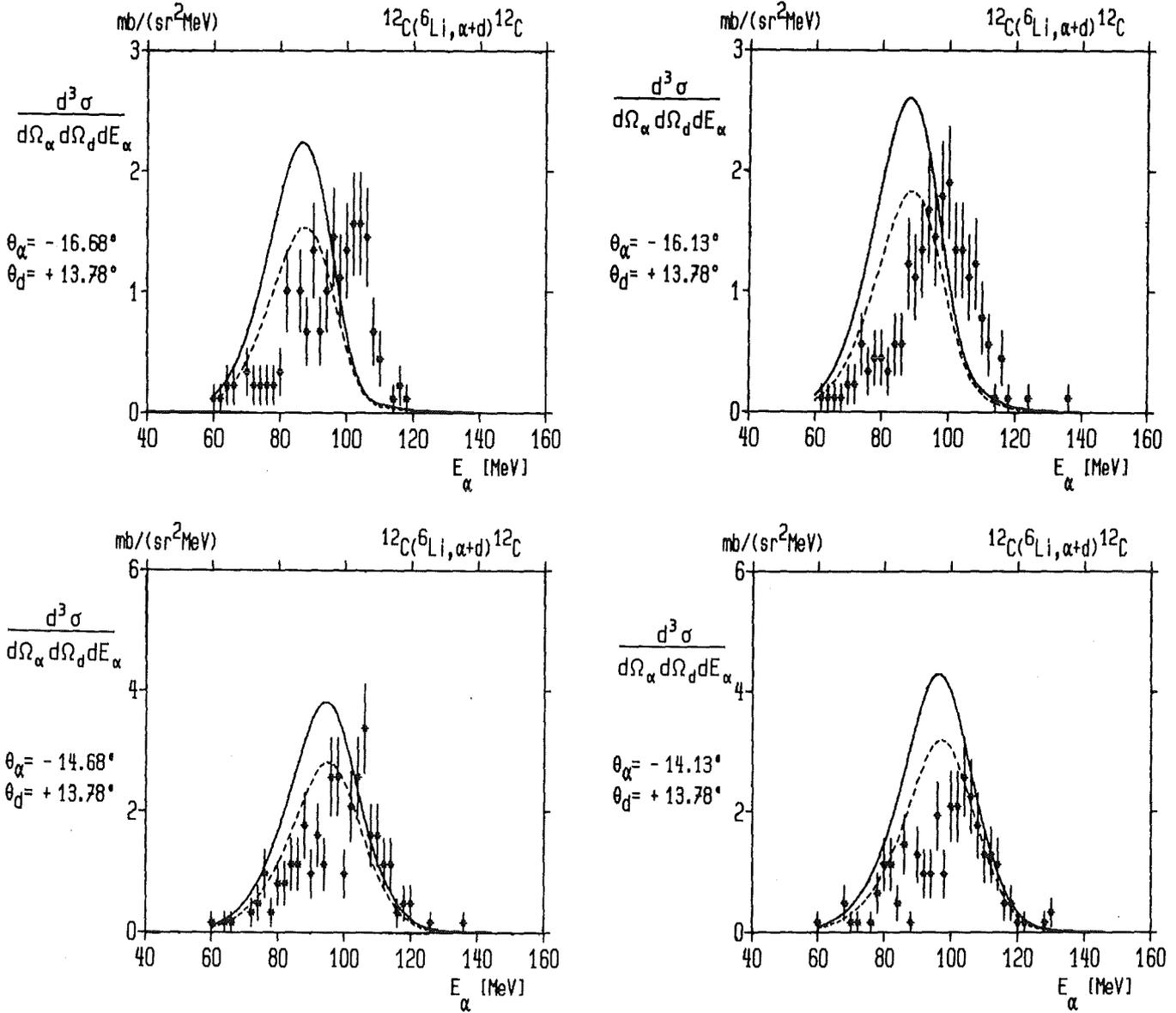


Abbildung 39. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha+d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV mit theoretischen Modellrechnungen im Rahmen der prior-DWBA mit komplexen Übergangspotentialen (durchgezogene Kurve), reellen Übergangspotentialen (gepunktete Kurve); alle theoretischen Kurven wurden mit einem Faktor 0.1 multipliziert

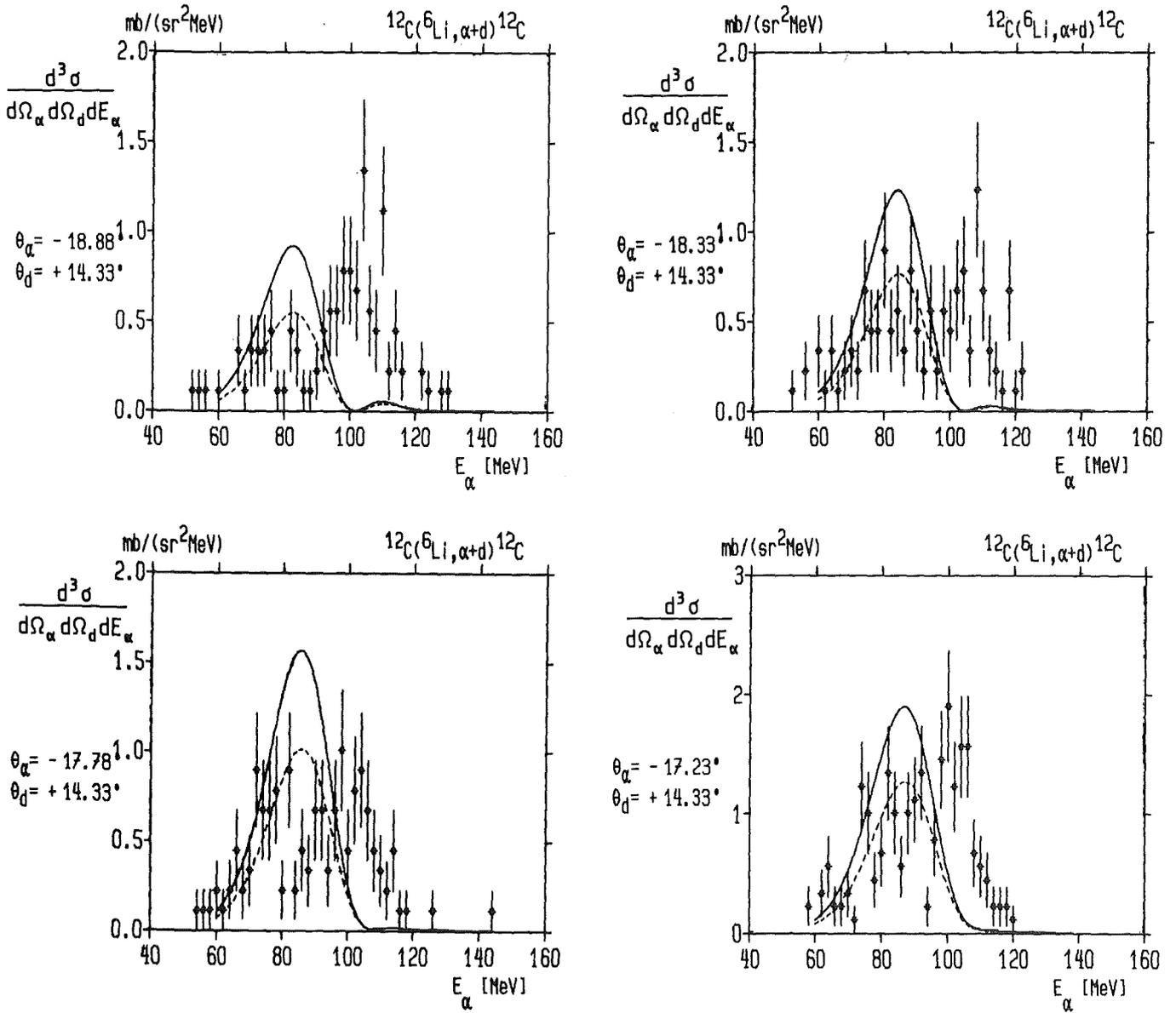


Abbildung 40. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha+d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV mit theoretischen Modellrechnungen im Rahmen der prior-DWBA mit komplexen Übergangspotentialen (durchgezogene Kurve), reellen Übergangspotentialen (gepunktete Kurve); alle theoretischen Kurven wurden mit einem Faktor 0.1 multipliziert

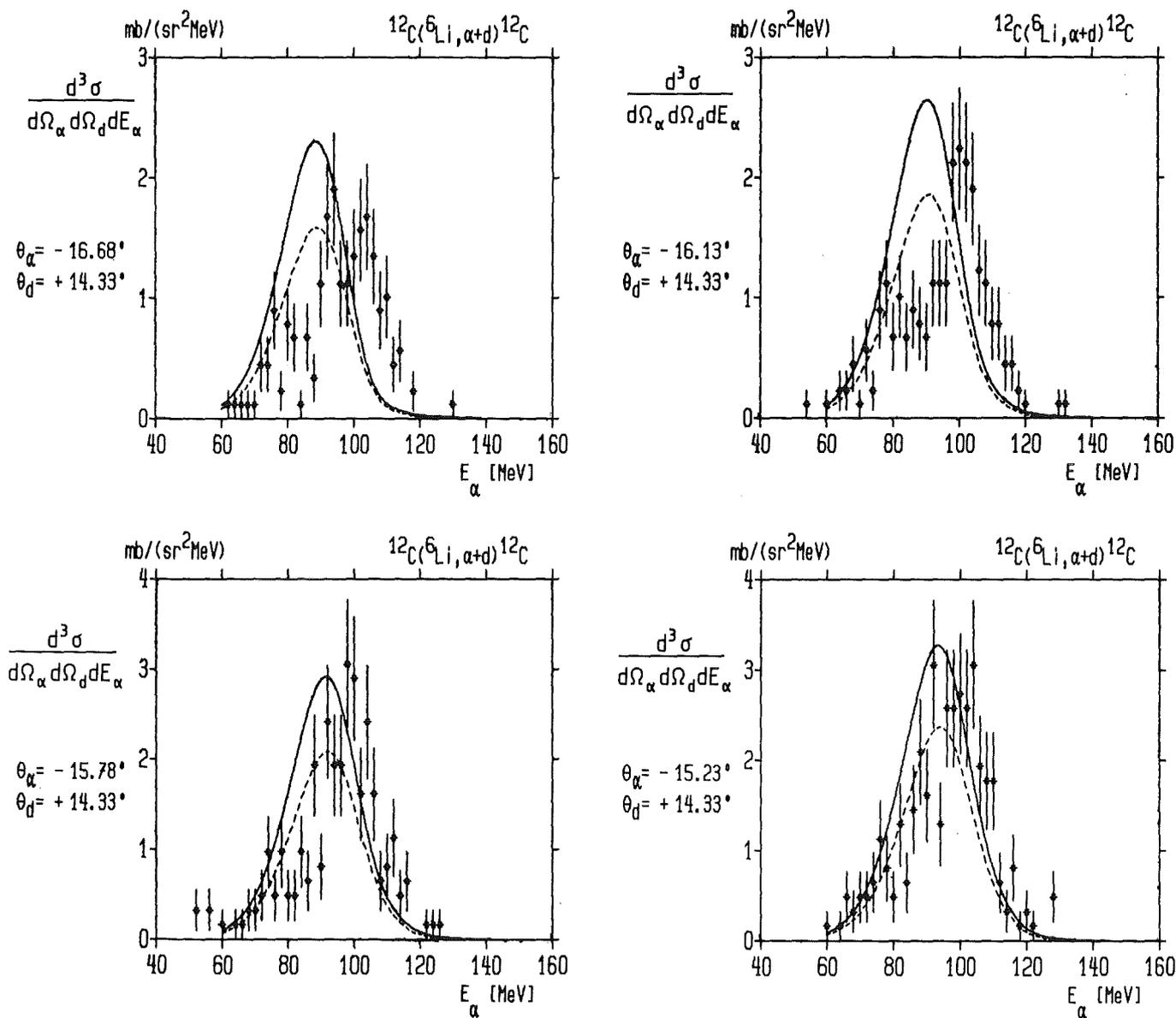


Abbildung 41. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV mit theoretischen Modellrechnungen im Rahmen der prior-DWBA mit komplexen Übergangspotentialen (durchgezogene Kurve), reellen Übergangspotentialen (gepunktete Kurve); alle theoretischen Kurven wurden mit einem Faktor 0.1 multipliziert

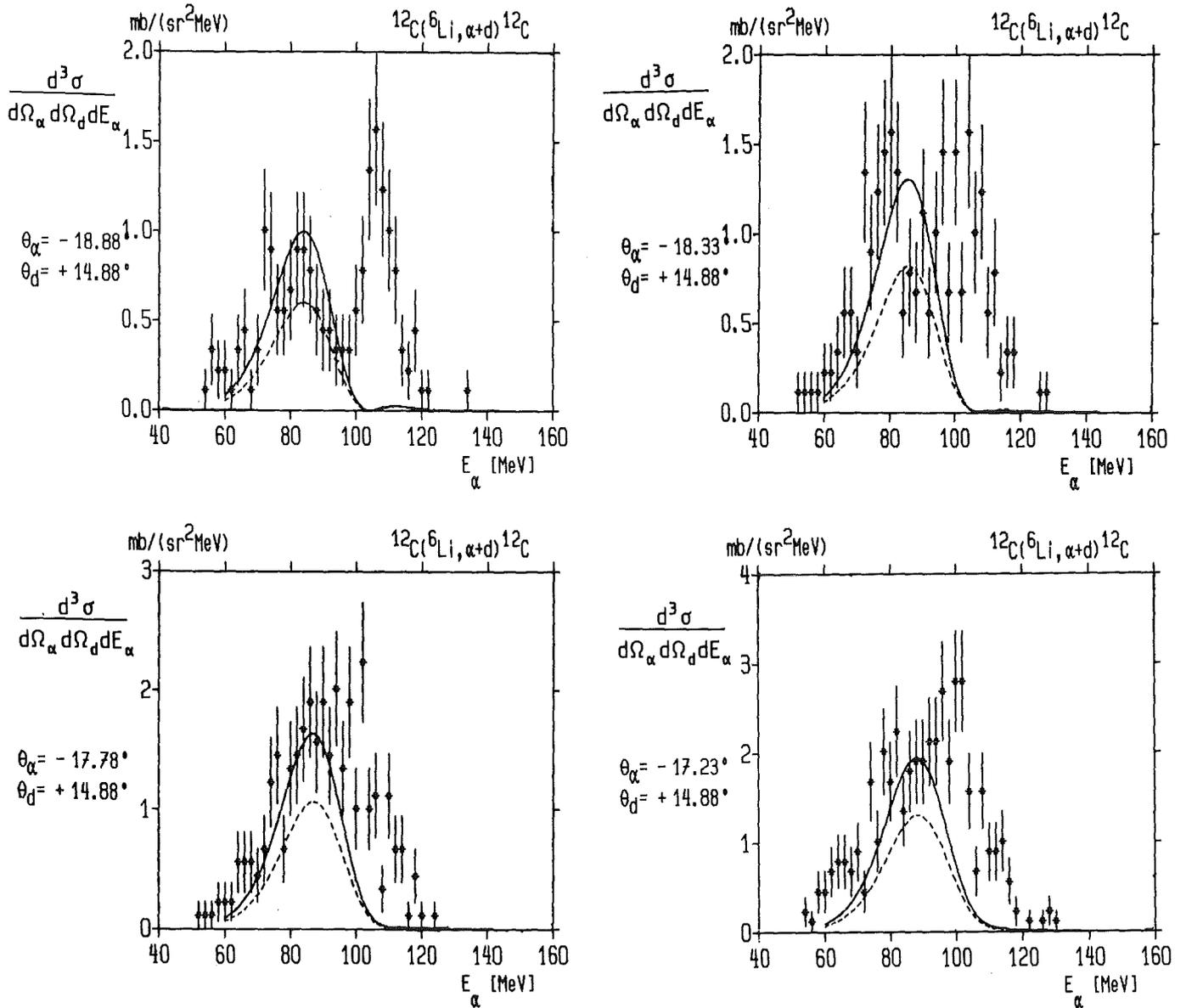


Abbildung 42. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha+d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV mit theoretischen Modellrechnungen im Rahmen der prior-DWBA mit komplexen Übergangspotentialen (durchgezogene Kurve), reellen Übergangspotentialen (gepunktete Kurve); alle theoretischen Kurven wurden mit einem Faktor 0.1 multipliziert

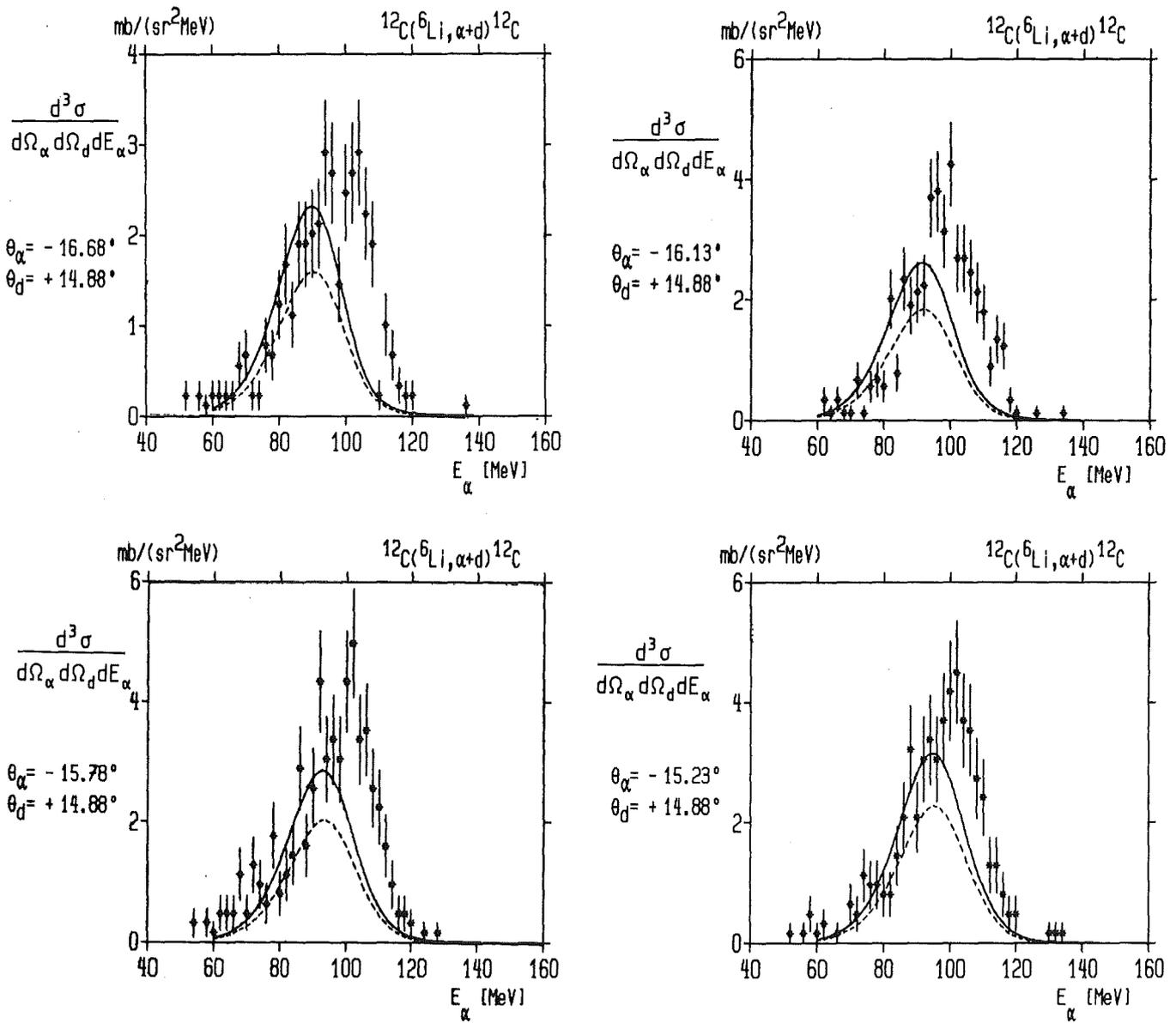


Abbildung 43. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha+d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV mit theoretischen Modellrechnungen im Rahmen der prior-DWBA mit komplexen Übergangspotentialen (durchgezogene Kurve), reellen Übergangspotentialen (gepunktete Kurve); alle theoretischen Kurven wurden mit einem Faktor 0.1 multipliziert

${}^6\text{Li}$ können jedoch Unterschiede bis zu einem Faktor zwei durch Vernachlässigen der Imaginärteile der optischen Potentiale auftreten.

Die hier benutzten optischen Potentiale sind im Anhang B wiedergegeben. Der oben erwähnte spektroskopische Faktor wurde in allen prior-DWBA Rechnungen zu Eins gesetzt. In den Abbildungen 32 bis 43 ist eine Auswahl der in der vorliegenden Arbeit experimentell bestimmten Koinzidenzwirkungsquerschnitte zusammen mit den zugehörigen Ergebnissen der prior-DWBA nach Austern dargestellt. Alle prior-DWBA-Rechnungen wurden sowohl mit den vollständigen komplexen Potentialen U_b und U_x als auch nur mit den Realteilen der Potentiale U_b und U_x durchgeführt. Für die dargestellten Spektren aus der Reaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{208}\text{Pb}$ wurden außerdem Rechnungen nach dem quasifreien Aufbruchmodell (QFBM) von Aarts et al. [AAR82] durchgeführt; die Ergebnisse sind ebenfalls in den Abbildungen 32 bis 37 dargestellt. Das QFBM, sowie die in diesem Modell erhaltenen Ergebnisse wurden in Kapitel 4.2 näher beschrieben.

Die Abbildungen 32 bis 37 zeigen die Ergebnisse für die Reaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{208}\text{Pb}$ und $\theta_\alpha = -12.13, \dots, -13.78$, $\theta_d = 14.13, \dots, 16.88$.

Generell sind die mit der prior-DWBA für die Reaktion ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha d){}^{208}\text{Pb}$ berechneten Koinzidenzwirkungsquerschnitte von der richtigen Größenordnung. Die in Kapitel 3 beschriebene experimentell beobachtete Doppelstruktur wird quantitativ nicht reproduziert, sie tritt in der Theorie vielmehr unter gegenüber den experimentellen Beobachtungswinkeln verschobenen Streuwinkeln auf, wie man an der Situation für reelle Übergangspotentiale in Abb. 37 bei $\theta_\alpha = -13.78$ und $\theta_d = 14.13, 14.68$ beziehungsweise in Abb. 32 bei $\theta_\alpha = -12.13$ und $\theta_d = 16.88, 16.33$ erkennt. Im allgemeinen haben die nur mit den Realteilen der Potentiale U_b und U_x berechneten Koinzidenzwirkungsquerschnitte größere Werte und zeigen eine ausgeprägtere Doppelstruktur gegenüber den bei Berücksichtigung auch des des Imaginärteils von U_b und U_x erhaltenen Werten und sind gegenüber dem letztgenannten Fall zu höheren Energien E_α verschoben.

Im Falle der Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha\text{d})^{12}\text{C}$ sind die Diskrepanzen bezüglich der Absolutnormierung zwischen den prior-DWBA-Rechnungen und den experimentellen Daten drastischer. Sämtliche in den Abbildungen 38 bis 43 dargestellten theoretischen Ergebnisse wurden willkürlich mit einem Faktor 0.1 multipliziert um einen besseren Vergleich mit den experimentellen Werten zu ermöglichen. Trotz der vergleichsweise großen statistischen Unsicherheiten der Daten läßt sich die bei der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha\text{d})^{208}\text{Pb}$ beobachtete Doppelstruktur auch in den Koinzidenzwirkungsquerschnitten der Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha\text{d})^{12}\text{C}$ erkennen. Auch hier wird die bei $\theta_\alpha = -18.33$, -18.88 , $\theta_d = 14.88$ beobachtete Doppelstruktur (Abb. 42) durch die prior-DWBA nicht quantitativ beschrieben. Die berechneten Kurven zeigen eine gegenüber der vorher betrachteten Reaktion schwächer ausgeprägte Doppelstruktur, die ebenfalls unter gegenüber den experimentellen Beobachtungswinkeln verschobenen Streuwinkeln auftritt. Bei $\theta_\alpha = -18.88$, $\theta_d = 13.78$ (Abb. 38) ist die in den theoretischen Rechnungen auftretende Doppelstruktur von allen hier betrachteten Fällen am deutlichsten ausgeprägt. Hinsichtlich der komplexen und reellen Übergangspotentiale ist die Situation gegenüber den Verhältnissen bei der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha\text{d})^{208}\text{Pb}$ gerade umgekehrt. Die mit den komplexen vollständigen Übergangspotentialen berechneten Wirkungsquerschnitte liegen bis zu einem Faktor zwei über den nur mit dem Realteil der Potentiale berechneten Ergebnissen. Die theoretischen Kurven sind gegenüber den experimentellen Spektren zur niederenergetischen Seite des Spektrums verschoben. Mit steigendem Relativwinkel der Aufbruchfragmente nimmt die absolute Verschiebung der theoretischen Kurven zur niederenergetischen Seite zu.

Die in den Koinzidenzwirkungsquerschnitten der Reaktionen $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha\text{d})^{208}\text{Pb}$ und $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha\text{d})^{12}\text{C}$ auftretenden Doppelstrukturen werden also von der prior-DWBA nur qualitativ wiedergegeben. Da bei den vorliegenden Messungen die asymptotischen Relativimpulse der Aufbruchfragmente den Bereich von 0.75 fm^{-1} überdecken, stellt sich die Frage, ob die beobachtete Doppelstruktur in direktem Zusammenhang mit dem in diesem Bereich liegenden Minimum der $2s$ ^6Li -Relativwellenfunktion steht. Um das Zustandekommen der Doppelstruktur in der prior-DWBA zu

untersuchen, würden für ausgewählte Streuwinkel, bei denen die Doppelstruktur in der Theorie besonders ausgeprägt ist, während die experimentellen Daten lediglich einen einzelnen Peak zeigen (vgl. oben), die aus den beiden Termen der T-Matrix (4.21) resultierenden Beiträge zum Koinzidenzwirkungsquerschnitt sowie die zugehörigen Koinzidenzwirkungsquerschnitte berechnet und die Sensitivität hinsichtlich der Relativwellenfunktion untersucht.

In den Abbildungen 44 bis 46 ist der in prior-DWBA berechnete Koinzidenzwirkungsquerschnitt $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ für die Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ bei festem Winkel $\theta_d = 14$ und verschiedenen Winkeln θ_α dargestellt. Für die Relativwellenfunktion $\phi_{\alpha d}$ wurde die in einem optischen Potential erzeugte 2s Wellenfunktion benutzt, die in Abb. 29 wiedergegeben ist.

Es wurden drei Fälle für die Übergangspotentiale in der T-Matrix (4.21) betrachtet :

- U_α, U_d sind gegeben durch die Realteile der entsprechenden optischen Potentiale für die Zwei-Teilchen-Systeme α - ^{208}Pb bzw. d - ^{208}Pb bei 104 MeV bzw. 52 MeV,
- $U_\alpha = 0$; U_d ist gegeben durch das entsprechende Potential, vgl. oben.
- $U_d = 0$; U_α ist gegeben durch das entsprechende Potential, vgl. oben.

Man erkennt aus den Abbildungen 44 bis 46, daß in diesem Modell offensichtlich der niederenergetische Peak der Doppelstruktur vor allem durch die Wechselwirkung des α -Teilchens mit dem Target zustandekommt ($U_d = 0$, Abb. 46), während der hochenergetische Peak in erster Linie durch die Wechselwirkung des Deuterons mit dem Target ($U_\alpha = 0$, Abb. 45) erzeugt wird. Die kohärente Summe der beiden Beiträge liefert das in Abb. 44 dargestellte Ergebnis.

Die im Spektator-Bild gemachte Annahme, daß entweder das α -Teilchen oder das Deuteron Spektator ist, findet hier in der prior-DWBA ihr Analogon. Die realistische Beschreibung der

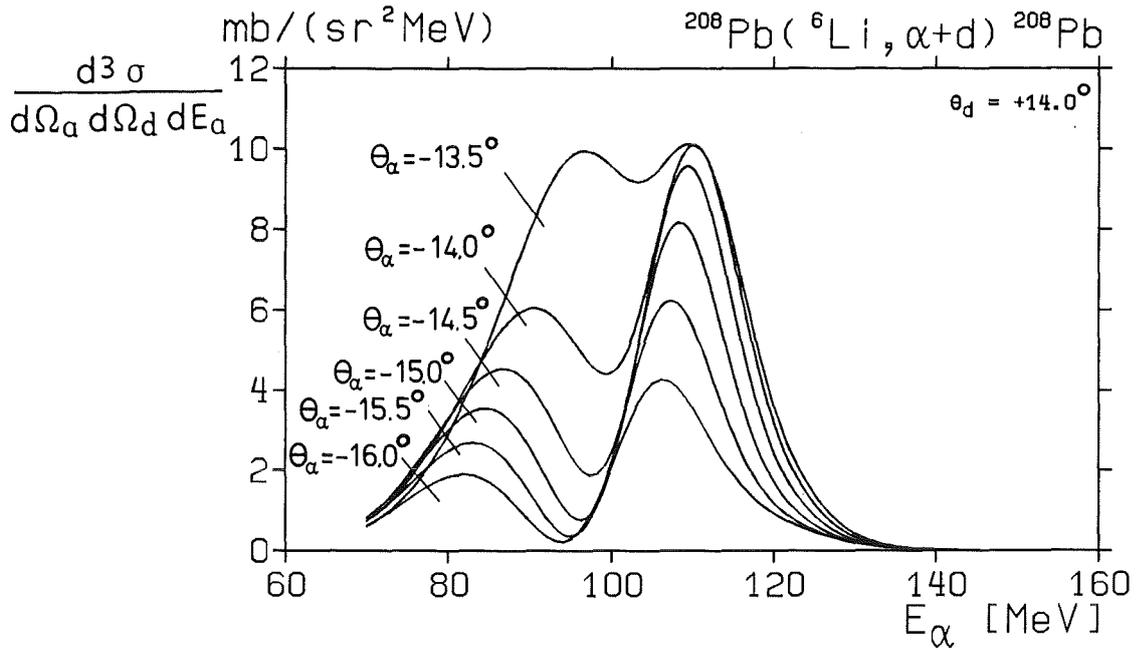


Abbildung 44. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha+d)^{208}\text{Pb}$ unter Zugrundelegung einer 2s Funktion ϕ_a in prior-DWBA

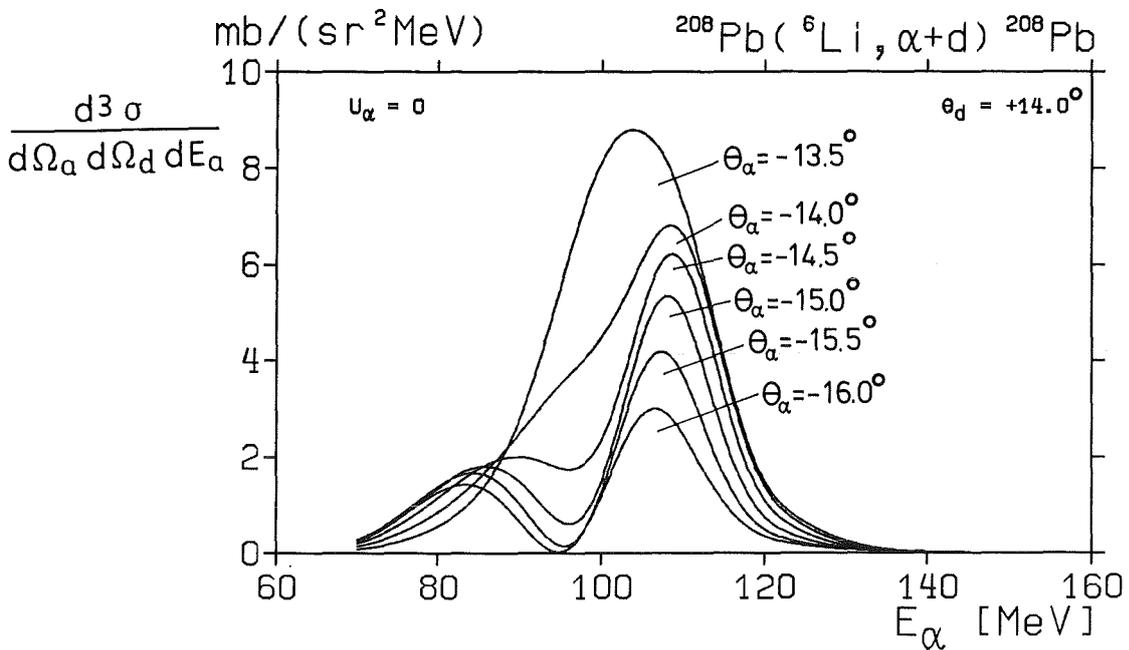


Abbildung 45. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha+d)^{208}\text{Pb}$ unter Zugrundelegung einer 2s Funktion ϕ_a in prior-DWBA und $U_\alpha = 0$

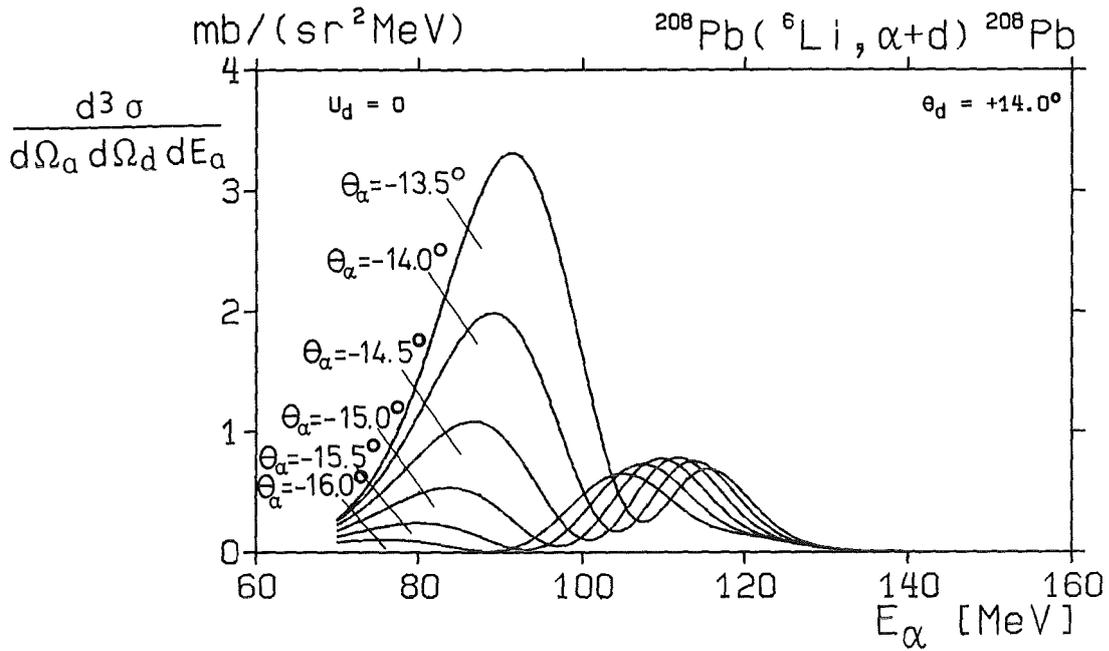


Abbildung 46. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ unter Zugrundelegung einer 2s Funktion ϕ_a in prior-DWBA und $U_d = 0$

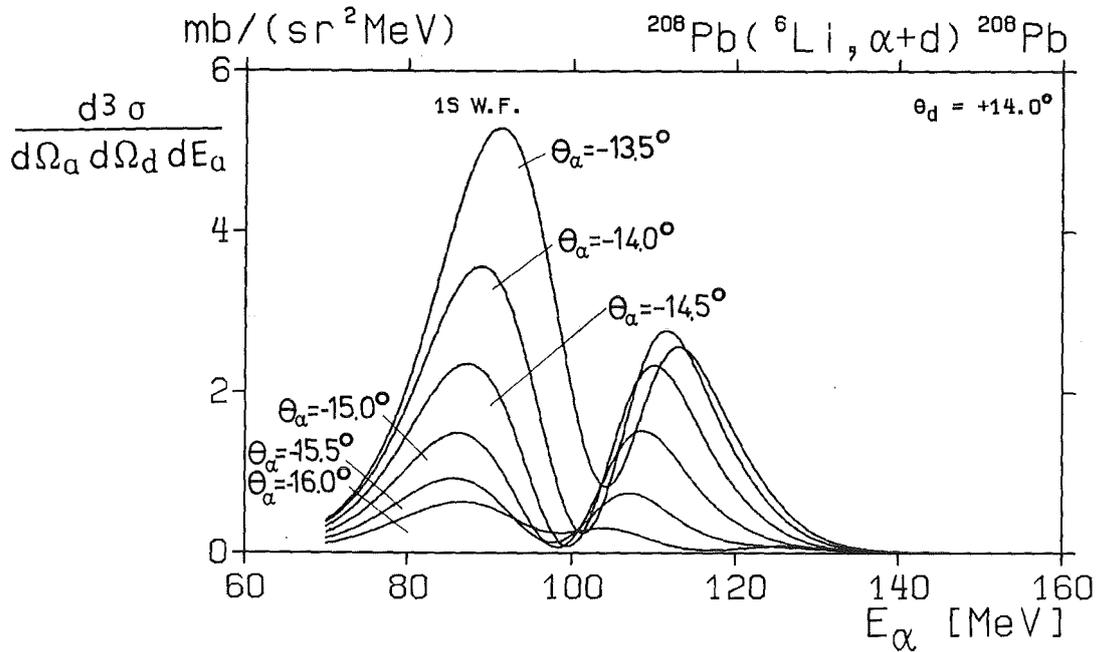


Abbildung 47. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ unter Zugrundelegung einer 1s Funktion ϕ_a in prior-DWBA

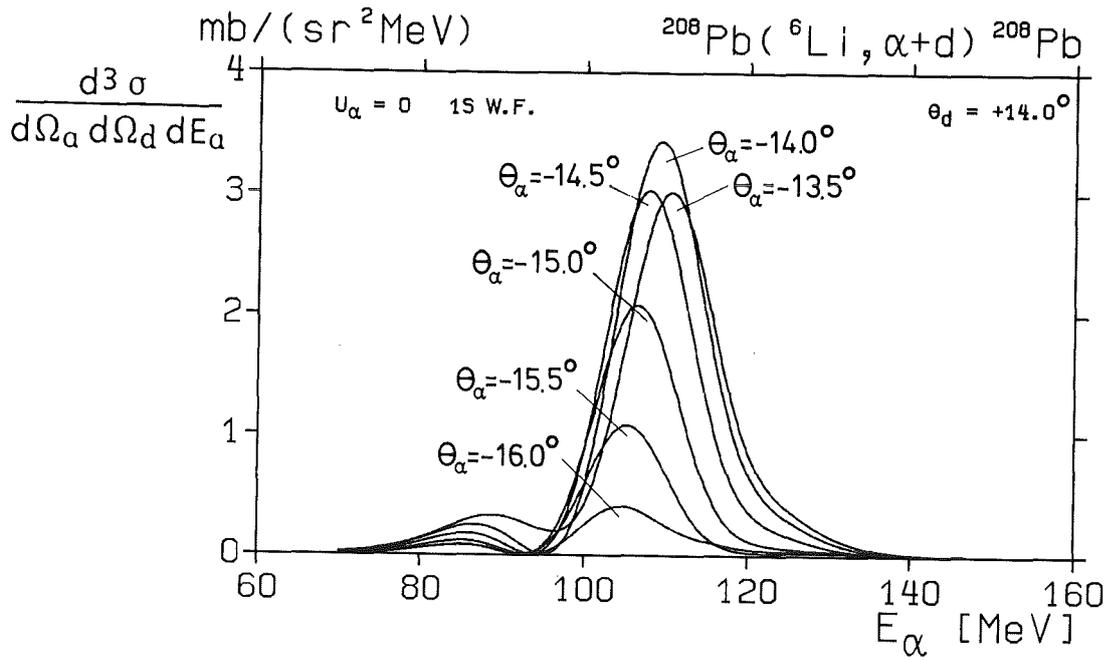


Abbildung 48. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ unter Zugrundelegung einer 1s Funktion ϕ_a in prior-DWBA und $U_\alpha = 0$

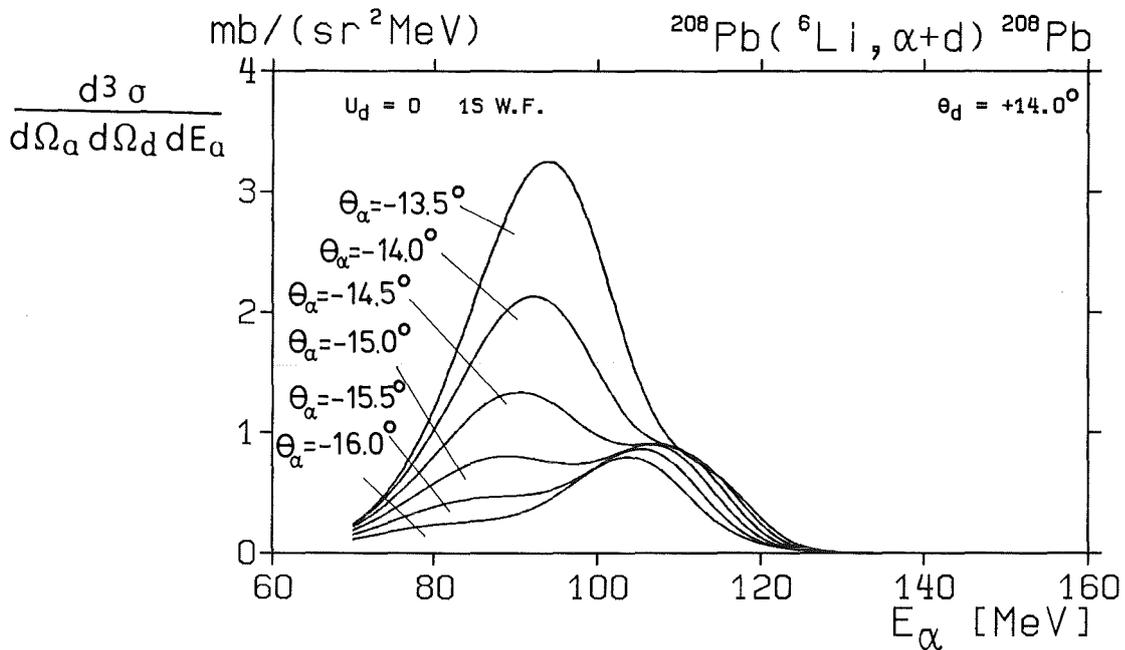


Abbildung 49. : Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ unter Zugrundelegung einer 1s Funktion ϕ_a in prior-DWBA und $U_d = 0$

Wellenfunktionen durch distorted waves, die insbesondere implizit Absorptionseffekte in die Beschreibung mit einschließen, vermeidet die im Spektator-Bild auftretenden Unsicherheiten bei der kohärenten Addition der beiden Beiträge.

Um den Einfluß der Relativwellenfunktion in der vorliegenden Situation zu studieren, wurden für die eben betrachteten Fälle die Rechnungen unter Benutzung der 1s Relativwellenfunktion (Abb. 29) bei sonst unveränderten Parametern wiederholt (Abb. 47-49). Die Resultate unterscheiden sich hinsichtlich der Doppelstruktur qualitativ nicht gegenüber dem unter Zugrundelegung der realistischen 2s Wellenfunktion betrachteten Fall. Die quantitativen Unterschiede betreffen die Höhe der Peaks bzw. Verschiebungen der Minima. Die für die Fälle $U_\alpha = 0$ und $U_d = 0$ mit der 1s Funktion erhaltenen Peaks sind gegenüber den entsprechenden Parallelfällen verbreitert; dies erklärt sich aus den entsprechenden Breiten der zugehörigen Relativwellenfunktionen.

Die im Rahmen der prior-DWBA auftretenden Doppelstrukturen haben also ihren Ursprung sicher nicht im Minimum der 2s αd Relativwellenfunktion. Sie entstehen vielmehr durch die kohärente Addition der T-Matrix-Anteile

$$\langle \chi_\alpha^- \phi_k^- | U_b | \phi_a \chi_a^+ \rangle \text{ und } \langle \chi_\alpha^- \phi_k^- | U_x | \phi_a \chi_a^+ \rangle$$

in Gleichung (4.21).

Sowohl die experimentellen Daten als auch die Ergebnisse der prior-DWBA zeigen eine große Sensitivität gegenüber vergleichsweise kleinen Änderungen der Streuwinkel der Aufbruchfragmente. Um diesen Effekt zu studieren, wurde in prior-DWBA mit komplexen Übergangspotentialen der Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ für die Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ mit $\theta_\alpha = 13.23$, $\theta_d = -16.88$ berechnet und bei jeweils festgehaltenem Streuwinkel des einen Fragments der Streuwinkel des anderen Fragments um ± 0.3 variiert; diese Variation entspricht ungefähr der endlichen Winkelakzeptanz der benutzten Detektorsysteme. Die Ergebnisse sind in Abb. 50 dargestellt. Man erkennt, daß die Änderung des Deuteronenwinkels geringen Einfluß auf die

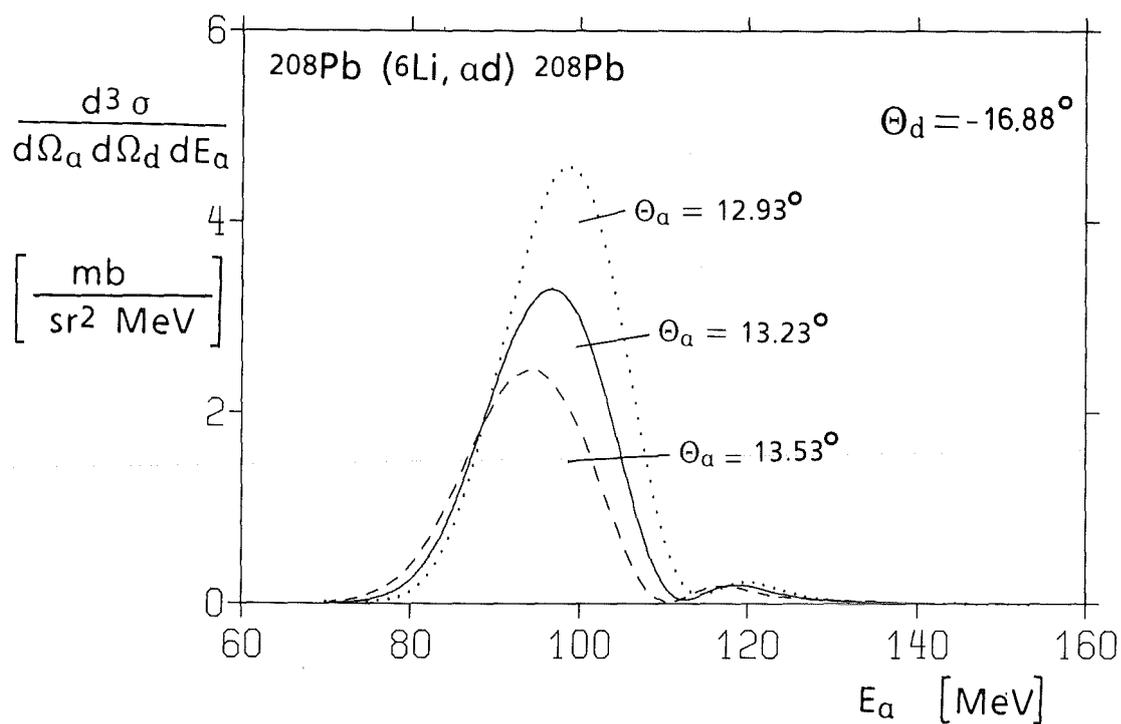
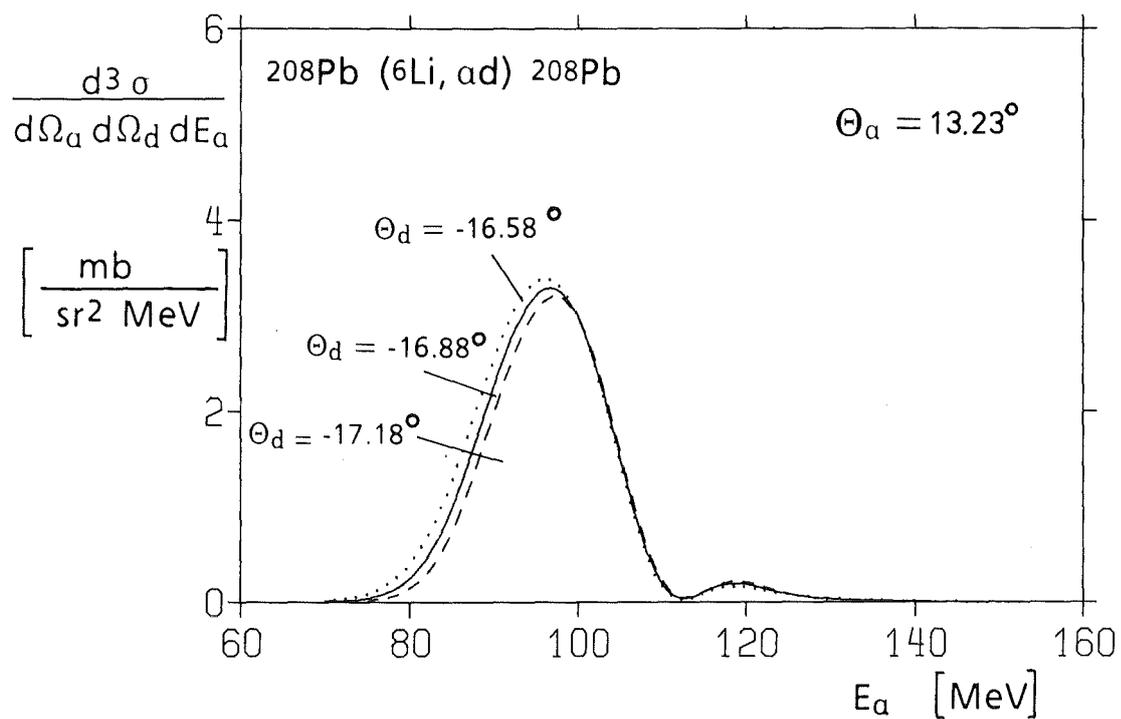


Abbildung 50. : Sensitivität des Koinzidenzwirkungsquerschnitts in prior-DWBA gegenüber kleinen Streuwinkeländerungen

erhaltenen Ergebnisse hat, während die Änderung des α -Streu-
winkels sowohl die Höhe als auch die Lage der Kurve spürbar
modifiziert. Die Messungen mit endlicher Akzeptanz der Detek-
toren entsprechen einer integralen Mittelung über die Akzep-
tanzbreite von 0.55 für jeden Streuwinkel. Die durch die Mit-
telung sich ergebende Modifikation des dreifach differentiellen
Wirkungsquerschnitts $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ ist in dem hier betrach-
teten Fall gegenüber den typischen Unsicherheiten der experi-
mentellen Daten vernachlässigbar.

4.4 DIE BESTIMMBARKEIT DER HALF-ON-SHELL T-MATRIX UNTER ZUGRUNDELEGUNG DES DIFFRAKTIVEN AUFBRUCHMODELLS

In diesem Kapitel soll gezeigt werden, daß man im Rahmen des
diffraktiven Aufbruchmodells [EVL86] aus den in dieser Arbeit
gemessenen Koinzidenzwirkungsquerschnitten Informationen über
die half-on-shell T-Matrix zur Beschreibung der Streuung des
 ${}^6\text{Li}$ erhalten kann. Vor der Beschreibung des diffraktiven Auf-
bruchmodells und der erhaltenen Ergebnisse sei zunächst auf die
formale Definition der T-Matrix und die Problematik ihrer Be-
stimmung eingegangen.

4.4.1 Die T-Matrix

Für eine Zwei-Teilchen-Reaktion ist die vollständige Lösung der
Schrödingergleichung in üblicher Notation gegeben durch [ROD67]

$$(4.22) \quad \psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k}' d\mathbf{r}' \frac{\exp[i\mathbf{k}'(\mathbf{r}-\mathbf{r}')] V(\mathbf{r}') \psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r}')}{E(\mathbf{k}) - E(\mathbf{k}') + i\epsilon}$$

Die T-Matrix ist per definitionem gegeben durch den Ausdruck

$$(4.23) \quad T(k',k) = \int d^3r e^{-ik'r} V(r) \psi_k^{(+)}(r)$$

Damit erhält man

$$(4.24) \quad \psi_k^{(+)}(r) = e^{ikr} + \frac{1}{(2\pi)^3} \int dk' \frac{\exp(ik'r) T(k',k)}{E(k) - E(k') + i\epsilon}$$

Dieser Ausdruck zeigt explizit, daß eine vollständige Kenntnis der T-Matrix für alle möglichen Werte von k' , k äquivalent der vollständigen Kenntnis der totalen Wellenfunktionen $\psi_k^{(+)}(r)$ ist. In der Literatur sind zur Charakterisierung gewisser Spezialfälle folgende Bezeichnungen üblich:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} = \frac{\hbar^2 k'^2}{2\mu} \quad \text{on-shell}$$

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} \neq \frac{\hbar^2 k'^2}{2\mu} \quad \text{half-on-shell}$$

$$E \neq \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} \neq \frac{\hbar^2 k'^2}{2\mu} \quad \text{(full) off-shell}$$

E ist dabei die Energie im Schwerpunktsystem der beiden Teilchen. Da in Streuexperimenten die Energie erhalten ist, können durch sie nur die T-Matrixelemente on-shell, d.h. für $|k'| = |k| = E$ bestimmt werden. Man kann zeigen [ROD67], daß dieser Information eine Kenntnis der totalen Wellenfunktion überall außerhalb des Bereiches der Wechselwirkung $V(r)$ gleichkommt. Umgekehrt bedeutet die Bestimmung der off-shell T-Matrixelemente die Kenntnis der totalen Wellenfunktion innerhalb des Bereichs der Wechselwirkung $V(r)$. Die Berechnung der T-Matrix läßt sich bei Kenntnis des Wechselwirkungspotentials nach Gleichung (4.23) durchführen; es sei jedoch daran erinnert, daß die in der Praxis benutzten optischen Potentiale zur Beschreibung der Wechselwirkung on-shell bestimmt werden und damit Unwägbarkeiten in der Berechnung der off-shell bzw. half-on-shell T-Matrix enthalten sind.

Experimentelle Information über die off-shell bzw. half-on-shell T-Matrix läßt sich jedoch auf indirektem Wege erhalten. Watson et al. [WAT71] haben beispielsweise aus Koinzidenzmessungen der Reaktion ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$ den off-shell Wirkungsquerschnitt und damit Absolutwerte der off-shell T-Matrix für die α - α Streuung extrahiert. Sie gingen dabei von einem Produktansatz für den Koinzidenzwirkungsquerschnitt aus, der als Faktor den zu bestimmenden off-shell Wirkungsquerschnitt enthält. Die solcherart extrahierten Werte für die off-shell T-Matrix sind modellabhängig; insbesondere wird eine genaue Kenntnis der übrigen Faktoren vorausgesetzt. Wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, liefert das diffraktive Aufbruchmodell [EVL86] für den hier betrachteten Fall des ${}^6\text{Li}$ -Aufbruchs unter vereinfachenden Annahmen einen entsprechend faktorisierten Ausdruck für den Koinzidenzwirkungsquerschnitt, der die Bestimmung der half-on-shell T-Matrix für die Streuung des ${}^6\text{Li}$ ermöglicht.

4.4.2 Das diffraktive Aufbruchmodell

Das dem diffraktiven Aufbruchmodell für den direkten elastischen Projektilaufbruch zugrunde liegende Bild wurde erstmals von Glauber beschrieben [GLA55]. Glauber wies darauf hin, daß der Aufbruch nicht auf diejenigen Fälle begrenzt ist, in denen ein Fragment den Targetkern trifft und absorbiert wird und das andere Fragment sich ungestört weiterbewegt, wie es dem Serber-Modell entspricht. Es gibt vielmehr mit beträchtlicher Wahrscheinlichkeit Aufbruchprozesse, bei denen keines der beiden Fragmente den Targetkern trifft und lediglich elastische Wechselwirkung mit dem Target stattgefunden hat. Glauber argumentierte, daß das ursprünglich sphärisch-symmetrische Volumen des die beiden Fragmente beschreibenden Wellenpakets während des Vorbeiflugs des Projektils an der Targetkante beschnitten wird. Diese Abnahme des Volumens des die beiden Fragmente beschreibenden Wellenpaketes führt zu einer Zunahme der inneren kinetischen Energie und damit zu einer gewissen Aufbruchwahrscheinlichkeit. Anders formuliert ist der Endzustand des Zwei-Teilchen-Systems der Fragmente nicht mehr der

Grundzustand des Projektils, sondern enthält eine Beimischung von angeregten Zuständen, die, falls sie nicht gebunden sind, zum Aufbruch des Projektils führen.

Ersetzt man den Targetkern durch eine flache Scheibe, senkrecht zur Einfallrichtung der Teilchen, so läßt sich die Wahrscheinlichkeitsamplitude für den direkten elastischen Aufbruchprozeß

$$a + A \rightarrow b + x + A$$

in Eikonalnäherung wie folgt ausdrücken [EVL86]:

$$(4.25) \quad f_{fi}(Q, k_{bx}) = \frac{ik}{2\pi} \int db e^{iQb} \int dr \phi_{k_{bx}}^{(-)*}(r) \omega(b) \phi_a(r)$$

Dabei bezeichnet k den Impuls des Projektils, Q die Impulsänderung durch die Streuung, k_{bx} den Relativimpuls der auslaufenden Fragmente:

$$Q = k - k_f$$

$$r = r_b - r_x$$

$$k_{bx} = (m_x/m_a)k_b - (m_b/m_a)k_x$$

$$k_f = k_b + k_x$$

Die totale Profilfunktion $\omega(b)$ setzt sich aus der Profilfunktion der Cluster b und x gemäß

$$(4.26) \quad \omega(b) = \omega_b(b_b) + \omega_x(b_x) - \omega_b(b_b) \omega_x(b_x)$$

zusammen. Die Funktionen $\omega_i(b)$ hängen dabei mit den Amplituden f_i der Streuung des Clusters i am Target über das zweidimensionale Fourier-Integral

$$(4.27) \quad \omega_i(b) = \frac{1}{2\pi ik} \int dq e^{iqb} f_i(q)$$

zusammen.

Der Vektor des Stoßparameters ist definiert gemäß

$$(4.28) \quad \mathbf{b} = (m_x/m_a)\mathbf{b}_b + (m_b/m_a)\mathbf{b}_x$$

wobei die Vektoren \mathbf{b}_b und \mathbf{b}_x die Projektionen der entsprechenden Radiusvektoren in die Ebene senkrecht zur Richtung des einlaufenden Projektils sind. Die übrigen Symbole haben die übliche Bedeutung.

Der Zustand des einfallenden Projektils ändert sich während des Vorbeiflugs am Kern vom Grundzustand in ein kontinuierliches Spektrum ungebundener Zustände; daher enthält die Amplitude (4.25) die Wellenfunktion ϕ_a des Grundzustands des Projektils und die Wellenfunktion $\phi_{k_{bx}}^{(-)*}$, die die Relativbewegung der Fragmente beschreibt, die als Ergebnis des diffraktiven Aufbruchs emittiert werden. Diese Funktionen bilden ein vollständiges orthonormiertes System.

Definiert man den inelastischen Formfaktor gemäß

$$(4.29) \quad F(Q, k_{bx}) = \int dr \phi_{k_{bx}}^{(-)*}(r) e^{iQr} \phi_a(r)$$

so läßt sich die Streuamplitude (4.25) wie folgt schreiben:

$$(4.30) \quad f_{fi}(Q, k_{bx}) = \\ = F(-(m_x/m_a)Q, k_{bx}) f_b(Q) + F((m_b/m_a)Q, k_{bx}) f_x(Q) \\ + \frac{1}{2\pi i k} \int dQ' F(Q', k_{bx}) f_b((m_b/m_a)Q-Q') f_x((m_x/m_a)Q+Q')$$

Ersetzt man mit Evlanov et al. [EVL86] die Streuamplituden der Fragmente näherungsweise jeweils durch die Streuamplitude des Projektils $f(Q)$

$$(4.31) \quad f(Q) \approx f_b(Q) \approx f_x(Q)$$

und geht außerdem davon aus, daß die gleichzeitige Streuung der Fragmente b und x , die durch den dritten Term in Gleichung (4.26) gegeben ist, vernachlässigbar ist, so erhält man

$$(4.32) \quad f_{fi}(Q, k_{bx}) \approx [F(-(m_x/m_a)Q, k_{bx}) + F((m_b/m_a)Q, k_{bx})] f(Q)$$

wobei $f(Q)$ die half-on-shell-Streuamplitude für die Streuung des Projektils am Target ist, die sich definitionsgemäß nur um den Faktor $-(4\pi\hbar^2/2\mu)$ von der entsprechenden half-on-shell T-Matrix unterscheidet.

Bei den hier gemachten Betrachtungen wurde bisher stillschweigend davon ausgegangen, daß die half-on-shell Amplitude $f(Q)$ nur eine Funktion von

$$Q = k - k_f$$

ist. Strenggenommen besteht außerdem eine Abhängigkeit der Amplitude vom Parameter ε_{off} , der die Differenz der Energien

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} \quad \text{und} \quad \frac{\hbar^2 k_f^2}{2\mu}$$

bezeichnet. Für $\varepsilon_{off} = 0$ ist die T-Matrix also on-shell. Die Abhängigkeit der Amplitude $f(Q, \varepsilon_{off})$ vom Parameter ε_{off} wird in Kapitel 4.4.3 näher betrachtet, hier sei zunächst ohne ausdrückliche Bezugnahme ε_{off} als konstant angesehen. Die Tatsache, daß es sich bei $f(Q)$ in Gleichung (4.32) um die half-on-shell Amplitude handelt, liegt anschaulich am Q -Wert der Reaktion und an der Relativenergie der Aufbruchfragmente. Für kleinere Relativenergien "nähert" sich die Amplitude der on-shell-Amplitude. Aus den gleichen Gründen handelt es sich bei der in Kapitel 4.2 im Rahmen des Spektatormodells eingeführten T-Matrix $T_x^{QE}(Q)$ um eine half-on-shell T-Matrix. Aarts et al. [AAR82] sind bei der Anwendung des QFBM für den ${}^3\text{He}$ -Aufbruch davon ausgegangen, daß diese half-on-shell Effekte klein sind und man die Matrix $T_x^{QE}(Q)$ durch die entsprechende on-shell Matrix ersetzen kann. Bei den vorliegenden experimentellen Un-

tersuchungen sind jedoch große Relativimpulse involviert; half-on-shell Effekte lassen sich also nicht a priori vernachlässigen.

4.4.3 Anwendung des Modells

Setzt man Kenntnis des inelastischen Formfaktors voraus, so eröffnet der Ausdruck (4.32) für die Streuamplitude die Möglichkeit, aus den experimentellen Koinzidenzwirkungsquerschnitten der in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen experimentelle Absolutquadrate der half-on-shell Streuamplituden für die Streuung von ${}^6\text{Li}$ an ${}^{208}\text{Pb}$ und ${}^{12}\text{C}$ zu erhalten. Der Koinzidenzwirkungsquerschnitt ist im Schwerpunktsystem gegeben durch

$$(4.33) \quad \frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha} = \frac{\mu}{(2\pi)^3 \hbar^2} \frac{k_\alpha k_d}{k} |f_{fi}(Q, k_{\alpha d})|^2$$

wobei die Amplitude $f_{fi}(Q, k_{\alpha d})$ durch Formel (4.32) gegeben ist; bei Kenntnis des inelastischen Formfaktors läßt sich also das experimentelle Absolutquadrat der half-on-shell Amplitude $f(Q)$ bestimmen, indem die experimentellen Werte für einen bestimmten Wert von Q durch alle anderen bekannten Größen aus Formel (4.33) bzw. Formel (4.32) dividiert werden.

Bei der Berechnung des inelastischen Formfaktors wurde hier von der einfachsten Beschreibungsmöglichkeit des αd Grundzustandes im ${}^6\text{Li}$, der in Kapitel 4.3 beschriebenen $1s$ Yukawawellenfunktion, ausgegangen. Dies entspricht der zero-range-approximation zur Beschreibung der αd Clusterbewegung im ${}^6\text{Li}$ Projektil. Es wurde folgender Satz vollständig orthonormierter Funktionen benutzt [EVL86]:

$$(4.34) \quad \phi_a(r) = C \cdot e^{-\alpha r}/r$$

$$(4.34a) \quad \phi_k(r) = e^{ikr} + \frac{1}{ik-\alpha} \frac{e^{-ikr}}{r}$$

mit

$$\alpha = (2\mu_{\alpha d} \varepsilon / \hbar^2)^{1/2}$$

und

$$C = \frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{2\pi}}$$

Der Parameter α ist durch die αd Bindungsenergie $\varepsilon = 1.47$ MeV festgelegt. Damit berechnet sich der inelastische Formfaktor analytisch zu

$$(4.35) \quad F(Q, k_{\alpha d}) = \sqrt{8\pi\alpha} \left(\frac{1}{\alpha^2 + (k_{\alpha d} - Q)^2} + \frac{1}{2Q(i\alpha - k_{\alpha d})} \ln \frac{k_{\alpha d} + Q + i\alpha}{k_{\alpha d} - Q + i\alpha} \right)$$

Ausgehend von diesem Modell wurden die Koinzidenzwirkungsquerschnitte durch alle bekannten Faktoren aus Formel (4.33) bzw. (4.32) dividiert; man erhält dann für jeden Punkt eines jeden Spektrums einen experimentellen Wert für $|f(Q)|^2$. Dabei wurde zunächst vorausgesetzt, daß f eine Funktion von $Q = |\mathbf{k} - \mathbf{k}_f|$ ist. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Abb. 51 und Abb. 52 wiedergegeben. Aufgetragen sind die experimentell ermittelten Werte $|f(Q)|^2$ als Funktion des Impulsübertrags Q aller hier durchgeführten Messungen der Reaktionen $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ und $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha d)^{12}\text{C}$. Führt man eine Mittelung über Intervalle $\Delta Q = 0.01 \text{ fm}^{-1}$ durch, so erhält man das in Abb. 53 und Abb. 54 dargestellte mittlere Absolutquadrat der half-on-shell Amplitude $f(Q)$. Man erkennt, daß die experimentellen Daten eine wellenförmige Struktur zeigen.

Wie in Kapitel 4.4.1 dargelegt wurde, ist die exakte theoretische Berechnung der half-on-shell T-Matrix mit grundsätzlichen Schwierigkeiten verbunden. Unter Zugrundelegung vereinfachender Näherungsannahmen, die nachstehend explizit aufgeführt sind, läßt sich jedoch die T-Matrix bzw. die zugehörige Streu-

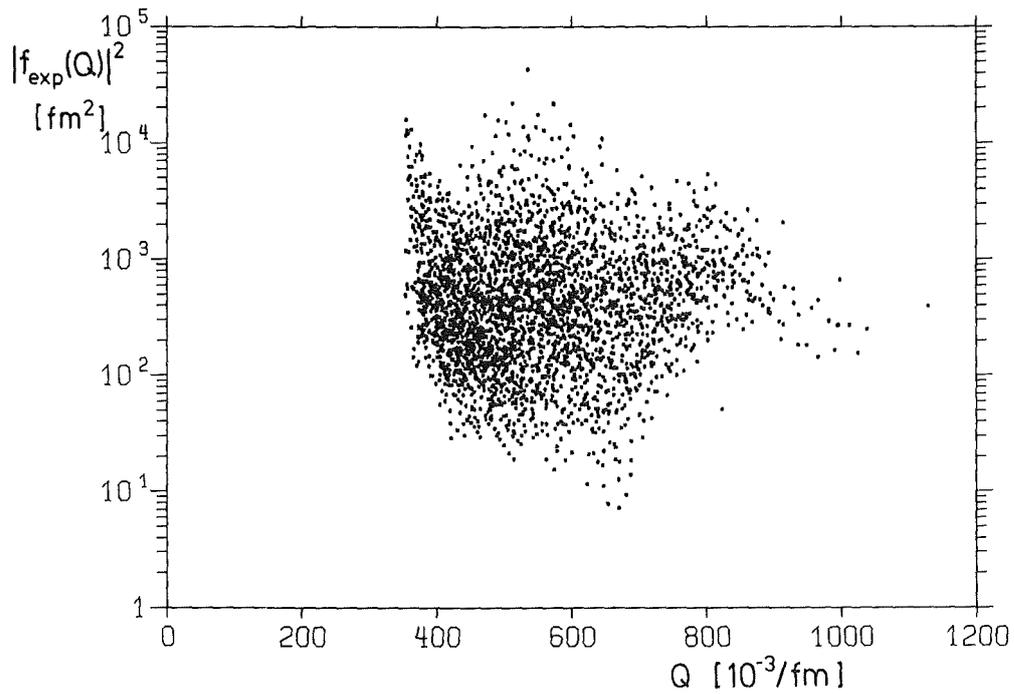


Abbildung 51. : Experimentelle Werte für $|f(Q)|^2$ aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$

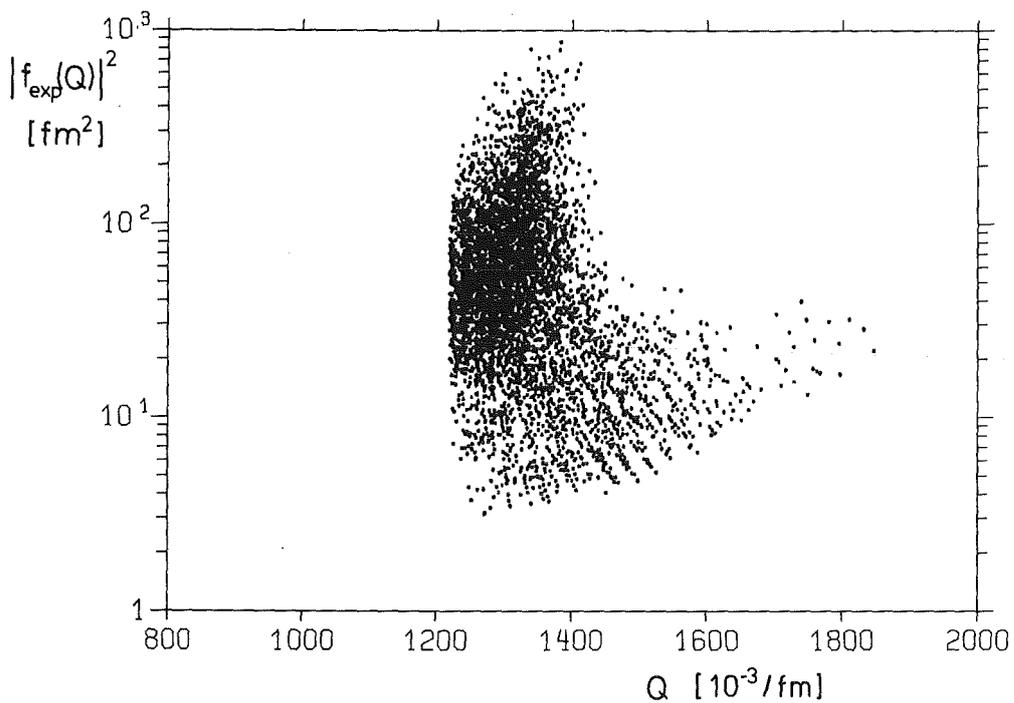


Abbildung 52. : Experimentelle Werte für $|f(Q)|^2$ aus der Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha d)^{12}\text{C}$

amplitude berechnen. Die so erhaltenen theoretischen Ergebnisse haben also lediglich instruktiven Charakter. Die benutzten optischen Potentiale sind in Anhang B wiedergegeben. Im einzelnen wurde von folgenden Ansätzen ausgegangen:

$$(4.36) \quad T = \langle e^{ik_f R} | V_N | \psi^{(+)}(k, V_N + V_C) \rangle$$

- Der Aufbruch wird durch den Kernanteil V_N induziert, der durch das entsprechende optische Potential beschrieben wird. $\psi^{(+)}(k, V_N + V_C)$ ist dabei die totale Wellenfunktion, die unter Berücksichtigung der starken Wechselwirkung V_N und der Coulombwechselwirkung V_C berechnet wurde.

$$(4.37) \quad T = \langle e^{ik_f R} | V_N | \psi^{(+)}(k, V_N) \rangle$$

- Der Aufbruch wird durch den Kernanteil V_N induziert, der durch das entsprechende optische Potential beschrieben wird. $\psi^{(+)}(k, V_N)$ ist dabei die totale Wellenfunktion, die unter Vernachlässigung der Coulombwechselwirkung V_C berechnet wurde.

$$(4.38) \quad T = \frac{\pi i h^2}{\mu k} \sum_l (2l+1) P_l(\cos \theta) [\exp(2i\delta_l) - 1]$$

- Dies ist der zu Gleichung (4.16) analoge Ausdruck für die on-shell T-Matrix. Dabei ist δ_l die von der starken Wechselwirkung und der Coulombwechselwirkung verursachte Phasenverschiebung, die übrigen Symbole haben die übliche Bedeutung.

$$(4.39) \quad f(Q) = \frac{ik}{2\pi} \int db e^{iQb} \omega(b)$$

- Diese on-shell Amplitude erhält man in Eikonalnäherung, indem die Streuung am Targetkern als Streuung an einer flachen Scheibe aufgefaßt wird. Die Profilfunktion $\omega(b)$ läßt sich aus dem zugehörigen optischen Potential berechnen [GLA59].

$$(4.40) \quad f(Q) = ikR J_1(QR)/Q$$

- Diese on-shell Amplitude erhält man in Eikonalnäherung, indem die Streuung am Targetkern als Streuung an einer flachen schwarzen Scheibe aufgefaßt wird. In der diffraktiven Aufbruchtheorie bedeutet das die Verwendung einer Profilfunktion $\omega(b) = \omega_0(b)$ mit

$$\omega_0(b) = 1 \text{ falls } b < R$$

$$\omega_0(b) = 0 \text{ falls } b > R$$

d.h. jedes Teilchen mit einem Stoßparameter $b < R$ wird völlig absorbiert. Damit geht Gl. (4.39) in Gl. (4.40) über.

In Abb. 53 sind zusätzlich zu den experimentellen Werten für $|f(Q)|^2$ aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ die Ergebnisse der Rechnungen nach Gl. (4.38-4.40) wiedergegeben. Die gemäß Gl. (4.38) berechnete on-shell Amplitude reproduziert gut die Lage der Diffraktionsminima, während die Absoluthöhe der Daten nur im Bereich $Q = 0.4 - 0.6 \text{ fm}^{-1}$ wiedergegeben wird. Die Lagen der Minima der in Eikonalnäherung nach Gl. (4.39) berechneten Amplituden sind demgegenüber zu größeren Werten von Q verschoben. Versuchsweise wurden hier zwei verschiedene optische Potentiale benutzt (Potential I bzw. II aus Anhang B); der Einfluß auf die erhaltenen Ergebnisse ist aber gering. Die einfachste Näherung für die Amplitude, die Beschreibung der Streuung an einer schwarzen Scheibe mit dem Radius R gemäß Gl. (4.40), gibt den Datenverlauf erstaunlich gut wieder; die Lage der Minima wird gut reproduziert. Als Wert für den Radius R wurde hier $R = 9.6 \text{ fm}$ gewählt; dieser Wert unterscheidet sich

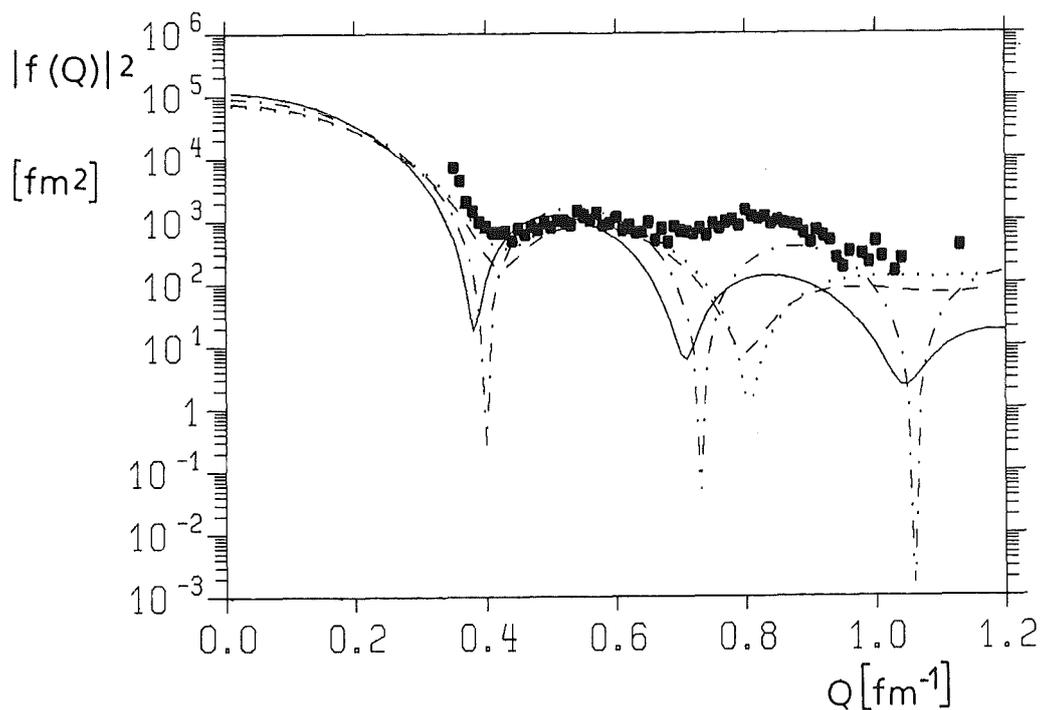


Abbildung 53. : Die experimentellen Mittelwerte von $|f(Q)|^2$ aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ im Vergleich mit theoretischen Rechnungen: Eikonalnäherung mit Potential I (...) bzw. II (---), on-shell Amplitude nach Gl. (4.38) (—), schwarzer Kern (.-.-.)

nicht sehr von dem mit der Näherungsregel $R = 1.3 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ fm berechneten Ergebnis.

Abb. 54 zeigt die Situation für ^{12}C . Die in Eikonalnäherung berechnete Kurve zeigt hier einen wesentlich flacheren Verlauf als beim ^{208}Pb , die Diffraktionsminima sind nur schwach ausgeprägt. Das Maximum bei $Q \approx 1.4 \text{ fm}^{-1}$ wird nicht wiedergegeben, bei höheren Impulsen folgt die Kurve etwa dem Verlauf der Daten. Demgegenüber reproduziert die Amplitude nach Gl. (4.40) für die Streuung am schwarzen Kern die Diffraktionsstruktur recht gut. Als Wert für den Radius R wurde hier $R = 6.0 \text{ fm}$ gewählt; dieser Wert unterscheidet sich ebenfalls nicht sehr von

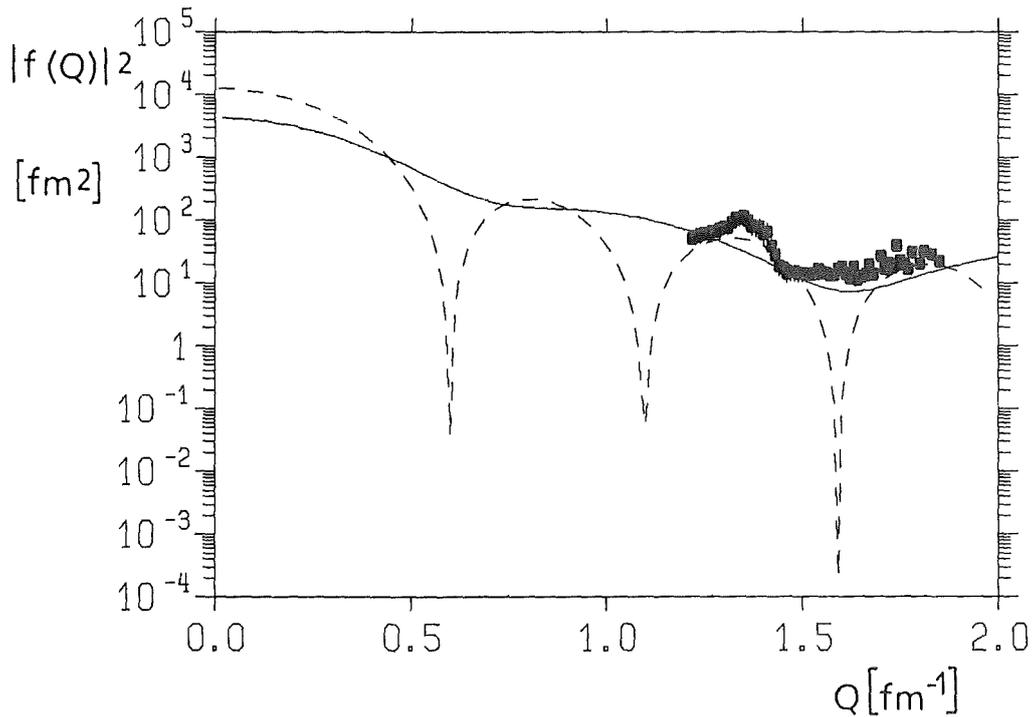


Abbildung 54. : Die experimentellen Mittelwerte von $|f(Q)|^2$ aus der Reaktion $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, \alpha d)^{12}\text{C}$ im Vergleich mit theoretischen Rechnungen: Eikonalnäherung (---), schwarzer Kern (—)

dem mit der Näherungsregel $R = 1.3 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ fm berechneten Ergebnis.

Abb. 55 und Abb. 56 zeigen für die Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ die mittleren experimentellen Werte für $|f(Q)|^2$ zusammen mit theoretischen half-on-shell Amplituden, die gemäß Gleichung (4.37) unter völliger Vernachlässigung der Coulombwechselwirkung berechnet wurden. Dabei wurden jeweils die in Anhang B angegebenen optischen Potentiale I bzw. II verwendet. Die theoretischen Kurven sind als Funktion des Parameters ϵ_{off} aufgetragen. Man erkennt, daß in den berechneten Amplituden mit steigendem ϵ_{off} mehr und mehr die Diffraktionsminima schwächer werden und die Absolutwerte der Kurven stetig zunehmen. Der Unterschied hinsichtlich der benutzten verschiedenen optischen Potentiale ist gering.

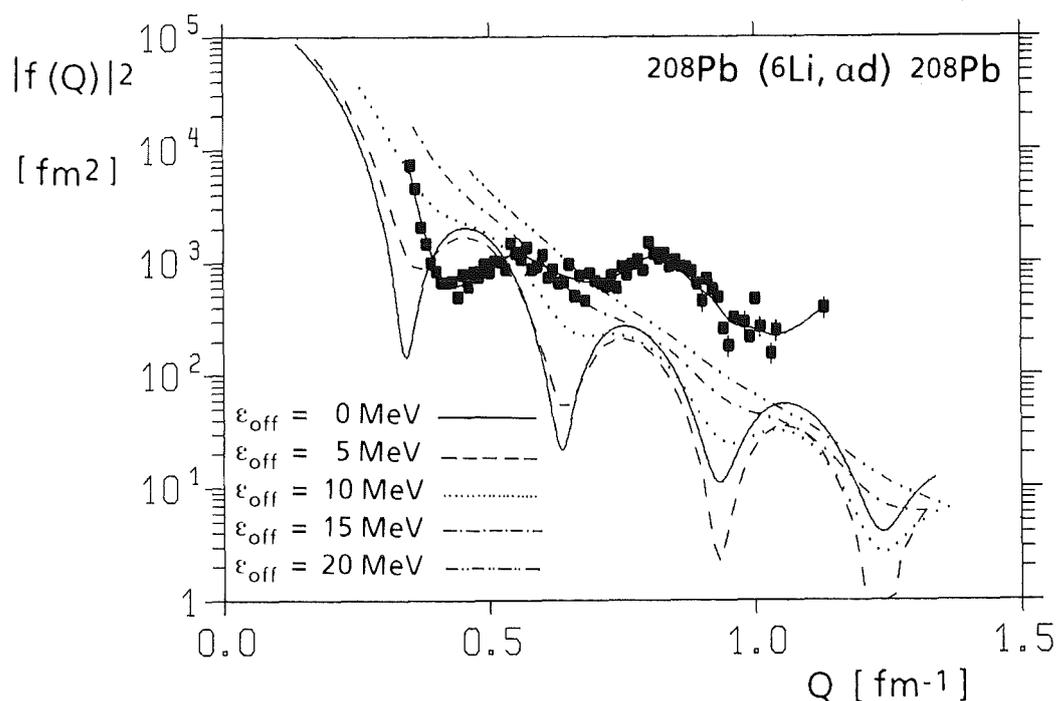


Abbildung 55. : Die experimentellen Mittelwerte von $|f(Q)|^2$ aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ im Vergleich mit theoretischen Berechnungen der half-on-shell T-Matrix mit $V_c = 0$ in Abhängigkeit von ϵ_{off} ; Potential I

Bei Berücksichtigung des Coulombpotentials V_c gemäß Gl. (4.36) wurden die zur eben geschilderten Situation analogen Rechnungen durchgeführt; die Ergebnisse sind in Abb. 57 dargestellt. Hier zeigen die berechneten Kurven für $\epsilon_{\text{off}} = 0$ einen nahezu exponentiellen Verlauf; mit steigendem ϵ_{off} treten ausgeprägtere Minima auf. Gegenüber dem vorher betrachteten Fall (V_c wird vernachlässigt) verlaufen die Kurven eher flacher und zeigen bei $\epsilon_{\text{off}} = 10$ bzw. 15 MeV eine dem Datenverlauf ähnliche Struktur. Die Berücksichtigung des Coulombpotentials in Gl. (4.36) scheint also eine realistischere Berechnung der half-on-shell T-Matrix zu ermöglichen; weitergehende quantitative Aussagen lassen sich mit diesem Ansatz nicht machen.

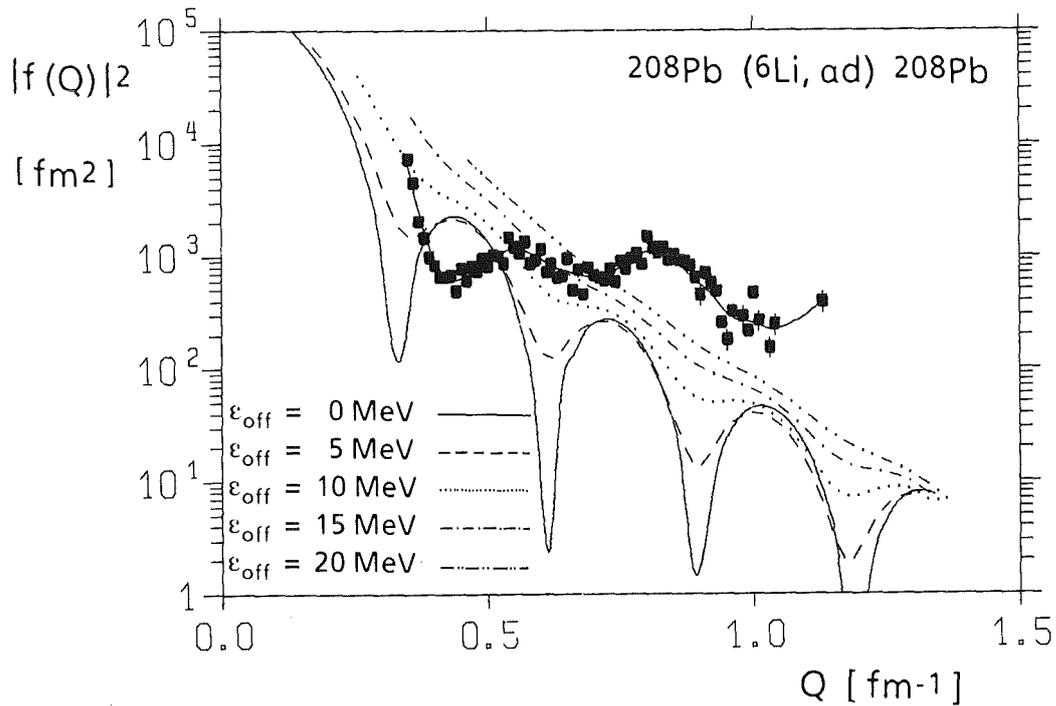


Abbildung 56. : Die experimentellen Mittelwerte von $|f(Q)|^2$ aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha d)^{208}\text{Pb}$ im Vergleich mit theoretischen Berechnungen der half-on-shell T-Matrix mit $V_C = 0$ in Abhängigkeit von ϵ_{off} ; Potential II

Bei der Ermittlung der experimentellen Werte für $|f(Q)|^2$ war zunächst davon ausgegangen worden, daß nur eine Q -Abhängigkeit der half-on-shell Amplitude besteht. Berechnet man bei der Ermittlung der Datenpunkte in Abb. 51 für jeden Datenpunkt den zugehörigen Wert von ϵ_{off} und führt eine Mittelung über Intervalle $\Delta Q = 0.02 \text{ fm}^{-1}$ und $\Delta \epsilon_{\text{off}} = 2 \text{ MeV}$ durch, so erhält man das Absolutquadrat der experimentellen half-on-shell Amplitude $|f(Q, \epsilon_{\text{off}})|^2$. Anders ausgedrückt werden sämtliche Datenpunkte aus Abb. 51 hinsichtlich Q und ϵ_{off} in Kanäle der Breite ΔQ bzw. $\Delta \epsilon_{\text{off}}$ einsortiert und für jeden durch Angabe von Q und ϵ_{off} klassifizierten Kanal der arithmetische Mittelwert gebildet. Das Resultat ist in Abb. 58 wiedergegeben. Aufgetragen ist das Absolutquadrat der experimentellen half-on-shell Amplitude

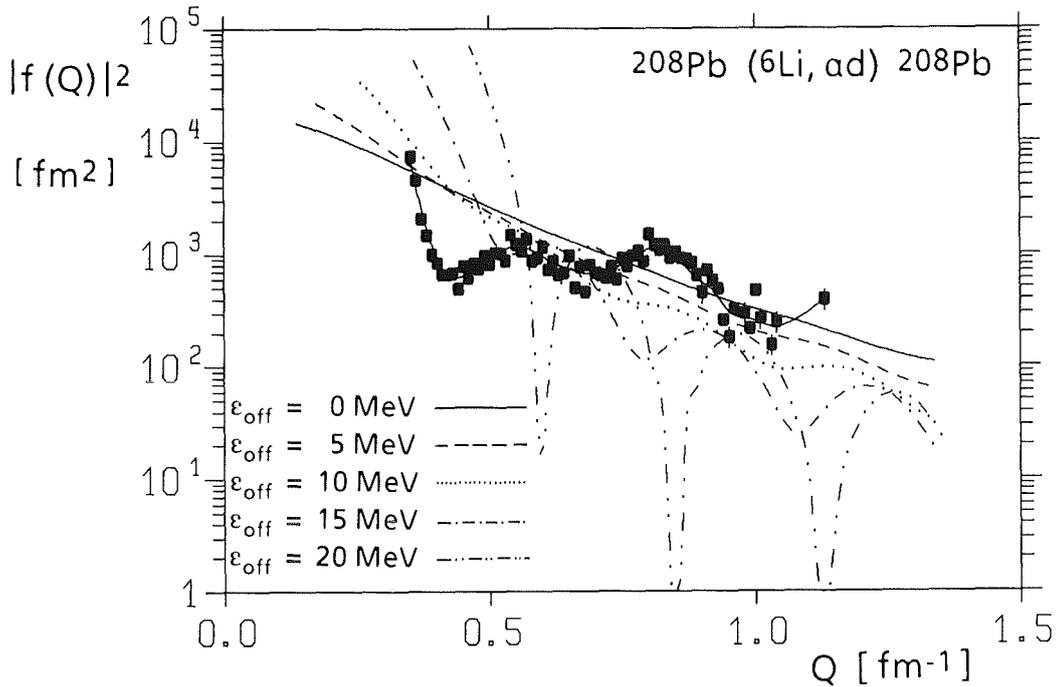


Abbildung 57. : Die experimentellen Mittelwerte von $|f(Q)|^2$ aus der Reaktion $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, \alpha)^{208}\text{Pb}$ im Vergleich mit theoretischen Berechnungen der half-on-shell T-Matrix mit Berücksichtigung von V_c in Abhängigkeit von ϵ_{off} ; Potential II

$|f(Q)|^2$ für verschiedene Parameter ϵ_{off} . Zur Verdeutlichung wurden die Datenpunkte mit geraden Streckenzügen verbunden.

Man entnimmt unmittelbar aus Abb. 58, daß deutliche Abhängigkeiten vom Parameter ϵ_{off} bestehen. Im erfaßten Winkelbereich des Experiments treten off-shell Parameter im Bereich $\epsilon_{\text{off}} \approx 11-19$ MeV auf. Bedingt durch die Koinzidenzwirkungsquerschnitte und die Geometrie des Experiments treten bei den niedrigsten erfaßbaren off-shell Parametern wesentlich mehr Datenpunkte als bei den höchsten erfaßbaren off-shell Parametern auf. Das bedeutet, daß die ohne Berücksichtigung des Parameters ϵ_{off} ermittelte Größe $|f(Q)|^2$ im wesentlichen durch die Daten mit $\epsilon_{\text{off}} \approx 12-14$ MeV dominiert wird. Die sich hier experimentell mani-

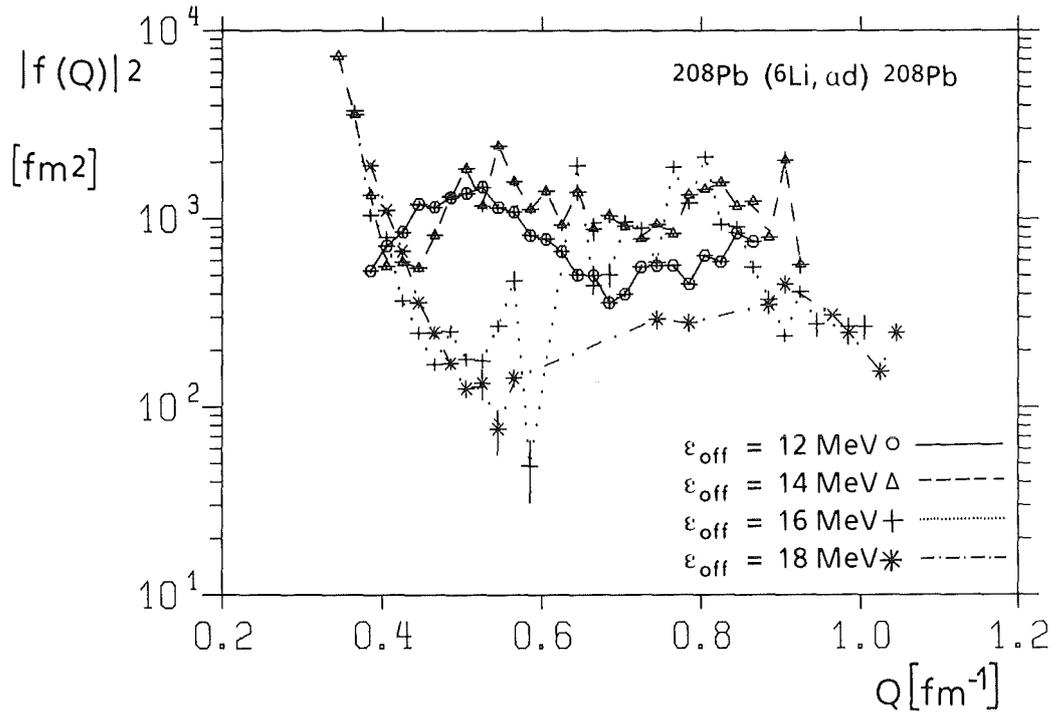
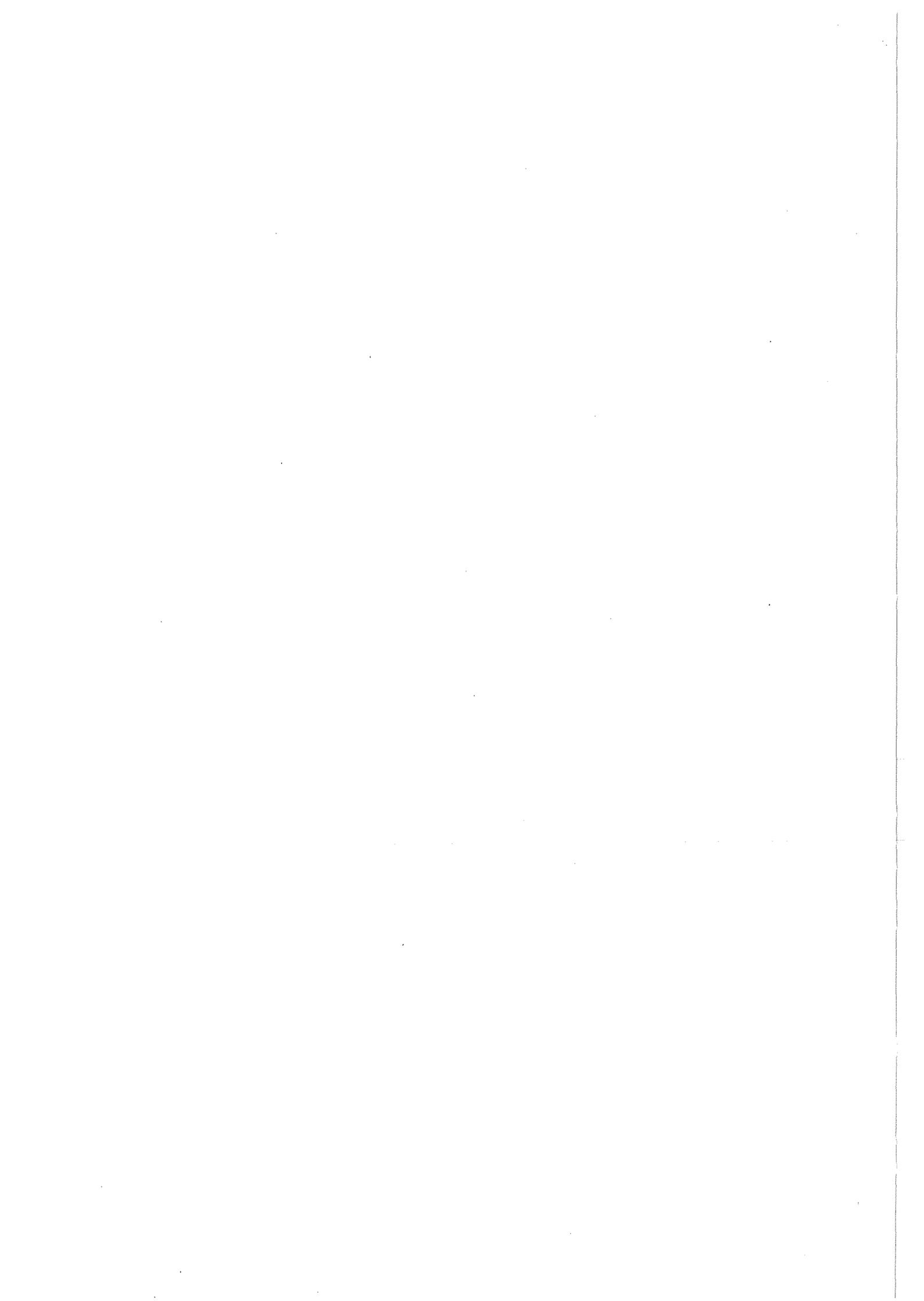


Abbildung 58. : Experimentelle Werte von $|f(Q)|^2$ als Funktion von ϵ_{off}

festierende Abhängigkeit der half-on-shell T-Matrix vom off-shell Parameter ϵ_{off} entzieht sich einer quantitativen theoretischen ad-hoc Beschreibung mit den obigen Ansätzen.

Die Betrachtungen dieses Kapitels zeigen, daß die in dieser Arbeit gemessenen Koinzidenzwirkungsquerschnitte aus direkten elastischen ${}^6\text{Li}$ induzierten Aufbruchreaktionen Aufschluß über die half-on-shell T-Matrix der Streuung des ${}^6\text{Li}$ geben können. Das unter vereinfachenden Annahmen deduzierte zugehörige mittlere Absolutquadrat der half-on-shell Streuamplitude zeigt Diffraktionsstrukturen, die durch einfache Näherungsansätze überraschend gut reproduziert werden. Die von optischen Potentialen ausgehende Berechnung der half-on-shell T-Matrix erlaubt zwar keine quantitative Beschreibung der Daten, ermöglicht aber qualitative Einsicht in die durch die Coulombwechselwirkung verursachten Effekte.



5. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Der experimentelle Teil dieser Arbeit umfaßt die Messung der dreifach differentiellen Koinzidenzwirkungsquerschnitte $d^3\sigma/(d\Omega_\alpha d\Omega_d dE_\alpha)$ aus den direkten elastischen Aufbruchreaktionen $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li},\alpha d)^{208}\text{Pb}$ und $^{12}\text{C}(^6\text{Li},\alpha d)^{12}\text{C}$ bei 156 MeV für große asymptotische Relativimpulse der Aufbruchfragmente. Der Nachweis der Aufbruchfragmente α und d geschieht mit zwei ortsempfindlichen Halbleiterteleskopen, die die simultane Erfassung verhältnismäßig großer Streuwinkelbereiche ermöglichen, was angesichts der niedrigen Koinzidenzzählrate von großer Bedeutung für die vorliegenden Messungen ist. In der vorliegenden Arbeit ist eine charakteristische Auswahl aus den insgesamt 720 gemessenen Koinzidenzspektren wiedergegeben; eine vollständige Übersicht enthält Referenz [HEI88].

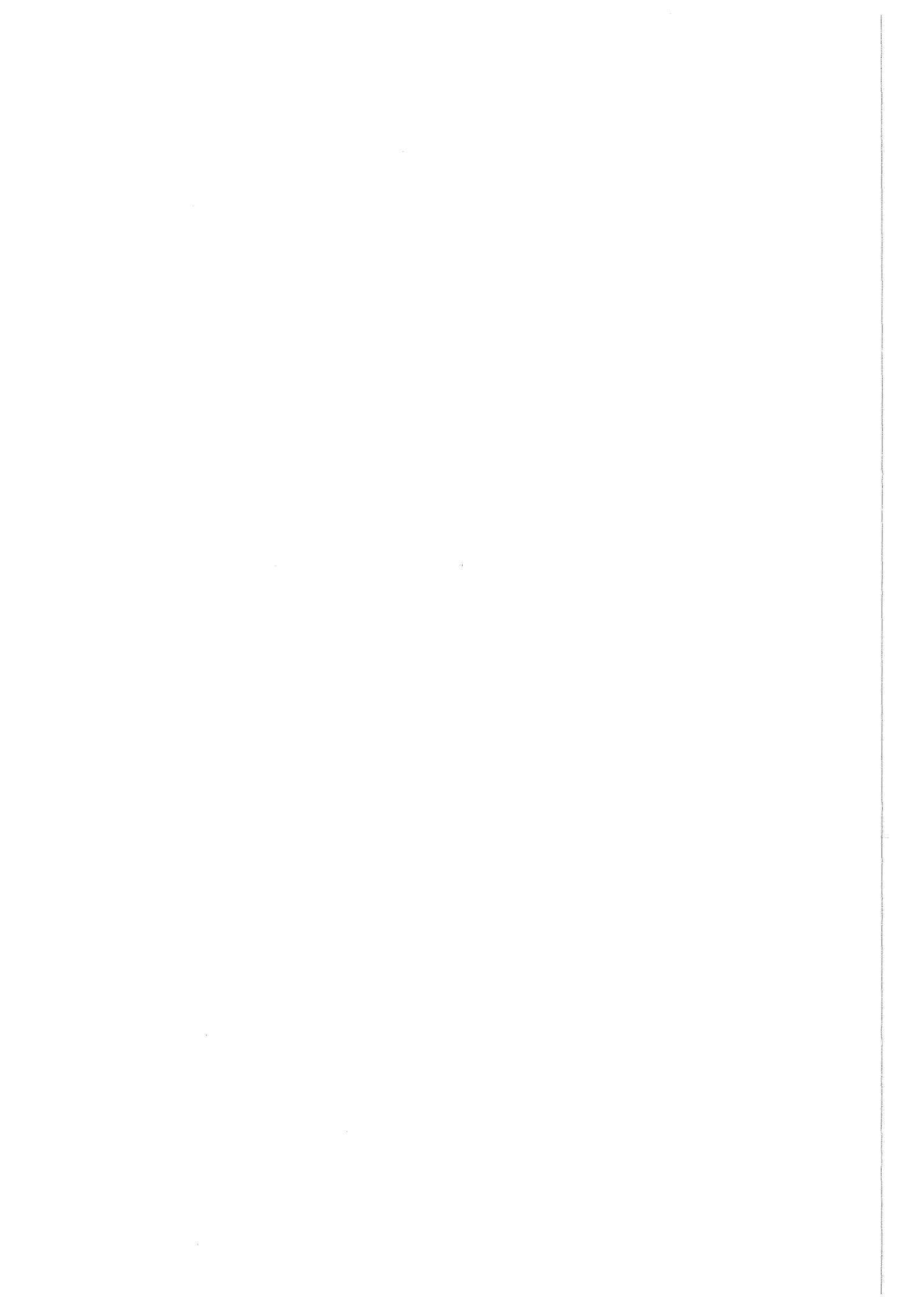
Die gemessenen Koinzidenzwirkungsquerschnitte zeigen neben der für direkte Aufbruchprozesse charakteristischen glockenförmigen Verteilung unter großen Streuwinkeln bei Relativimpulsen größer als $\approx 0.5 \text{ fm}^{-1}$ eine bisher nicht beobachtete Doppelstruktur. Die glockenförmige Verteilung der Koinzidenzwirkungsquerschnitte bei Relativimpulsen bis zu $\approx 0.5 \text{ fm}^{-1}$ läßt sich quantitativ und qualitativ im Rahmen der post-DWBA von Baur et al. [BAU76] beschreiben; diese Theorie wurde bisher erfolgreich zur Beschreibung des Deuteronen- und ^3He -Aufbruchs herangezogen und wird hier erstmalig zur Berechnung von Koinzidenzwirkungsquerschnitten auf das schwerere Projektil ^6Li angewandt. Die theoretische Analyse der Koinzidenzwirkungsquerschnitte bei Relativimpulsen größer als $\approx 0.5 \text{ fm}^{-1}$ im Rahmen des Spektatorbildes bzw. der prior-DWBA nach Austern et al. [AUS72] ermöglicht ein qualitatives Verständnis der in diesem Relativimpulsbereich beobachteten Doppelstruktur. Danach können in den hier betrachteten Winkelbereichen sowohl das α -Teilchen als auch das Deuteron die Rolle des Spektators in den Aufbruchreaktion mit Wahrscheinlichkeiten in vergleichbarer Größenordnung übernehmen. Durch die kohärente Addition der beiden Beiträge kommt im Modell die beobachtete Doppelstruktur zustande.

Die prior-DWBA nach Austern et al. [AUS72], die bisher nur zur Beschreibung des Aufbruchs leichterer Projektile benutzt wurde, wird in dieser Arbeit erstmalig auf den Projektilaufbruch des ${}^6\text{Li}$ bei großen Relativimpulsen der Fragmente angewandt. Im Unterschied zu dem von Goto et al. [GOT85] bei der Analyse des ${}^3\text{He}$ -Aufbruchs erhaltenen Ergebnis ist diese Theorie im Fall des ${}^6\text{Li}$ -Aufbruchs sensitiv hinsichtlich der den Aufbruch beschreibenden Übergangspotentiale; insbesondere ist der Imaginärteil der Übergangspotentiale von Wichtigkeit. Die Frage nach realistischen Übergangspotentialen für die betrachteten ${}^6\text{Li}$ -Aufbruchreaktionen läßt sich zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht beantworten. Weiterhin ist die Frage offen, ob das Potential zur Beschreibung der Wechselwirkung von α und d mit dem Target im Ausgangskanal einfach durch das die Streuung des ${}^6\text{Li}$ beschreibende optische Potential des Eingangskanals angenähert werden darf. Hier bestehen Möglichkeiten, die durchgeführten prior-DWBA Rechnungen zu verbessern.

Entgegen früher geäußerten Vermutungen [HEI87] beeinflußt das Minimum der $2s$ αd Clusterwellenfunktion die in prior-DWBA berechneten Koinzidenzwirkungsquerschnitte infolge von Distortionseffekten nur wenig. Die Unterschiede zwischen einer $1s$ bzw. $2s$ αd Clusterwellenfunktion manifestieren sich vielmehr in verschiedenen Absoluthöhen und Breiten der berechneten Kurven.

Aus den hier gemessenen Koinzidenzwirkungsquerschnitten können unter Zugrundelegung des diffraktiven Aufbruchmodells [EVL86] experimentelle Werte für das Absolutquadrat der die Streuung des ${}^6\text{Li}$ beschreibenden half-on-shell T-Matrix ermittelt werden. In der vorliegenden Arbeit wird dabei von vereinfachenden Vorstellungen ausgegangen, die im diffraktiven Aufbruchmodell zu analytischen Ausdrücken insbesondere für den inelastischen Formfaktor führen. Die erhaltenen modellabhängigen Werte für das mittlere Absolutquadrat der half-on-shell T-Matrix zeigen deutliche Diffraktionsstrukturen. Eine weiterführende Betrachtung im Rahmen dieses Modells würde bei der Berechnung des inelastischen Formfaktors von der $2s$ αd Clusterwellenfunktion ausgehen; die αd Streuzustände im Kontinuum sowie der inelastische Formfaktor lassen sich dann allerdings nur noch nume-

risch berechnen. Die eingehendere Untersuchung der im Modell ad hoc gemachten Annahme der Annäherung der Profilfunktionen für die beiden Fragmente durch zwei gleiche Profilfunktionen könnte interessante Aspekte ergeben; ohne diese Annahme erhält man dann in Eikonalnäherung eine T-Matrix, die dem Spektator-Bild verwandt ist. Weiterhin wäre die Miteinbeziehung des die gleichzeitige Streuung der beiden Cluster beschreibenden Terms in der Aufbruchamplitude von großem Interesse; dieser Term ist prinzipiell nicht in der prior-DWBA enthalten und könnte möglicherweise neue Einsichten in den komplizierten Aufbruchprozeß ermöglichen.



6. LITERATURVERZEICHNIS

- AAR81 E.H.L. Aarts, R.K. Bhowmik, R.J. de Meijer,
S.Y. van der Werf, Phys. Lett. 102B (1981) 307
- AAR81a E.H.L. Aarts, P. Grasdijk, R.J. de Meijer,
S.Y. van der Werf, Phys. Lett. 105B (1981) 130
- AAR82 E.H.L. Aarts, R. Malfliet, S.Y. van der Werf,
R.J. de Meijer, Nucl. Phys. A380 (1982) 465
- AAR84 E.H.L. Aarts, R.J. de Meijer, S.Y. van der Werf,
Nucl. Phys. A425 (1984) 23
- AAR85 E.H.L. Aarts, R.J. de Meijer, S.Y. van der Werf,
Nucl. Phys. A439 (1985) 45
- AKH57 A.I. Akhieser, A.G. Sitenko, Phys. Rev 106 (1957) 1236
- AUS72 F. Rybicki, N. Austern, Phys. Rev.C6 (1972) 1525
- BAS87 D. Basu, D.K. Srivastava, private Mitteilung
- BAU76 G. Baur, D. Trautmann, Phys. Rep. C25 (1976) 293;
G. Baur, F. Rösler, D. Trautmann, R. Shyam, ibid. C111
(1984) 333
- BAU86 G. Baur, C.A. Bertulani, H. Rebel, Nucl. Phys. A458
(1986) 188
- BEC85 R. Beck, F. Dickmann, R.G. Lovas, Nucl. Phys. A446
(1985) 703
- BET30 H.A. Bethe, Ann. d. Phys. 5 (1930) 325
- CAS80 C.M. Castaneda, H.A. Smith jr., P.P. Singh,
H. Karwowski, Phys. Rev. C21 (1980) 179

- COO82 J. Cook, H.J. Gils, H. Rebel, Z. Majka, H. Klewe-Nebenius, Nucl. Phys. A388 (1982) 173
- CUN80 A. Cunsolo, A. Foti, A. Imme, G. Pappalardo, G. Raciti, N. Saunier, Phys. Rev. C21 (1980) 2345
- DAE80 W.W. Daehnick, J.D. Childs, Z. Vrcelj, Phys. Rev. C21 (1980) 2253
- ENT86 R. Ent, H.P. Block, J.F.A. van Hienen, G. van der Steenhoven, J.F.J. van den Brand, J.W.A. den Herder, E. Jans, P.H.M. Keizer, L. Lapikas, E.N.M. Quint, P.K.A. de Witt Huberts, B.L. Berman, W.J. Briscoe, C.T. Christou, D.R. Lehmann, B.E. Norum, A. Saha, Phys. Rev. 57 (1986) 2367
- EVL86 M.V. Evlanov and A.M. Sokolov, Nucl. Phys. A452 (1986) 477
- FIN69 C.L. Fink, B.C. Cohen, J.C. van der Weerd and R.J. Petty, Phys. Rev. 1985 (1969) 1568
- GEM76 H. Gemmeke, D. Baumgartner, A. Richter and L. Lassen, Z. Phys. A279 (1976) 425
- GIL76 H.J. Gils, H. Rebel, J. Buschmann, H. Klewe-Nebenius, G.P. Nowicki and W. Nowatzke, Z. Phys. A279 (1976) 53
- GLA55 R.J. Glauber, Phys. Rev. 99 (1955) 1515
- GLA59 R.J. Glauber, in: Lectures in Theoretical Physics, ed. W.E. Brittin et al., New York, 1959, vol. I, p.315
- GOL65 M.L. Goldberger, K.M. Watson, Collision Theory, New York, 1965
- GOT85 A. Goto, H. Kamitsubo, N. Matsuoka, H. Sakaguchi, Nucl. Phys. A444 (1985) 248
- GOT88 A. Goto, D.K. Srivastava, private Mitteilung

- HEI87 N. Heide, V. Corcalciuc, H.J. Gils, H. Rebel,
S. Zagromski, D.K. Srivastava, C. Samanta,
Proceedings of the XXV. International Winter Meeting
on Nuclear Physics, Bormio, Italy, 1987, ed. by I.
Iori, Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente,
University of Milano, Supl. No. 56
- HEI87a N. Heide, Computercode EVAL, 1987, unpublished
- HEI87b N. Heide, Computercode QFBM, 1987, unpublished
- HEI88 N. Heide, Interner Primärbericht KfK, 1988, unpublis-
hed
- HEL47 A.C. Helmholtz, E.M. McMillan and A.C. Sewell,
Phys. Rev. 27 (1947) 1003
- JAC70 D.F. Jackson, Nuclear Reactions, London, 1970
- JÄN80 J. Jänecke, F.D. Becchetti, D. Overway, Nucl. Phys.
A343 (1980) 161
- JAR73 L. Jarczyk, J. Lang, R. Müller, D. Balzer, P. Viatte,
P. Marmier, Phys. Rev. C8 (1973) 68
- JEL88 H. Jelitto, J. Buschmann, V. Corcalciuc, H.J. Gils,
N. Heide, J. Kiener, H. Rebel, C. Samanta,
S. Zagromski, to be published
- JEL88a H. Jelitto, thesis, Univ. Heidelberg (1987)
- KIE88 J. Kiener, H.J. Gils, H. Rebel, G. Baur,
G. Gantenbein, N. Heide, H. Jelitto, J. Wentz,
S. Zagromski, Interner Bericht KfK, 1988, unpublished
- KIE88a J. Kiener, H.J. Gils, H. Rebel, D.K. Srivastava,
G. Baur, Contribution to the 5th Int. Conf. on
Clustering Aspects in Nuclear and Subnuclear Systems,
Kyoto, Japan, July 25-29, 1988

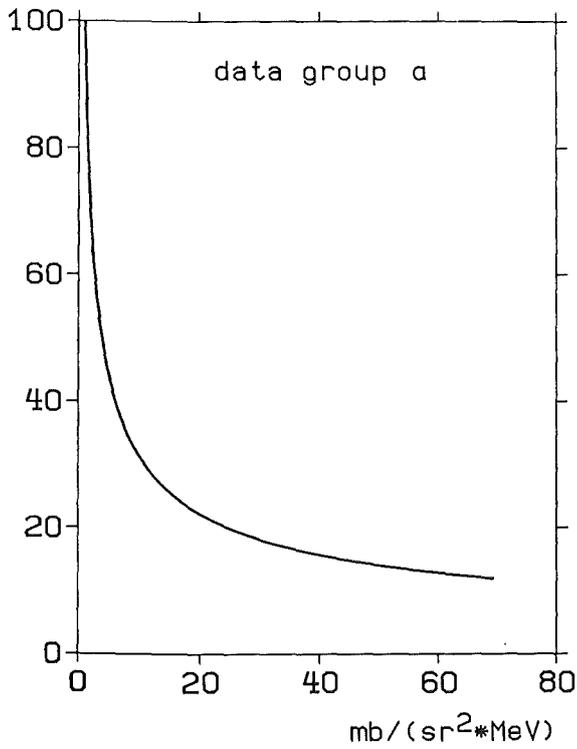
- KÜH78 J.H. Kühn, S.A. Nissen-Meyer, Nucl. Phys. A312 (1978) 409
- KUK84 V.I. Kukulín, V.M. Krasnopol'sky, V.T. Voronchev, P.B.Sazonov, Nucl. Phys. A417 (1984) 128
- MAI80 G. Mairle, K.T. Knöpfle, H. Riedesel and G.J. Wagner, Nucl. Phys. A339 (1980) 61
- MAT82 N. Matsuoka, K. Hatanuka, T. Saito, T. Itakashi, K. Hosono, A. Shimizu, M. Kondo, F. Ohtani, C. Cynski, Nucl. Phys. A391 (1982) 357
- MCV80 K. McVoy, M.C. Nemes, Z. Phys. A295 (1980) 177
- MIC83 S. Micek, unpublished results (1983)
- NEU79 B. Neumann, J. Buschmann, H. Klewe-Nebenius, H. Rebel, H.J. Gils, Nucl. Phys. A329 (1979) 259
- NEU80 B. Neumann, H. Rebel, J. Buschmann, H.J. Gils, H. Klewe-Nebenius, S. Zagromski, Z. Phys. A296 (1980) 113
- NEU82 B. Neumann, H. Rebel, H.J. Gils, R. Planeta, J. Buschmann, H. Klewe-Nebenius, S. Zagromski, R. Shyam, H. Machner, Nucl. Phys. A382. (1982) 296
- OHL65 G.G. Ohlsen, Nucl. Instr. Meth. 37 (1965) 240
- PAM78 J. Pampus, J. Bisplinghof, J. Ernst, T. Meyer-Kuckuk, J. Rama Rao, G. Baur, F. Rösel, D. Trautmann, Nucl. Phys. A311 (1978) 141
- PAR84 W.C. Parke, D.R. Lehmann, Phys. Rev. C29 (1984) 2319
- PLA81 G.R. Plattner, R.D. Viollier, Nucl. Phys. A365 (1981) 8

- RAM86 J. Rama Rao, J. Ernst, H. Machner, Nucl. Phys. A448
(1986) 365
- ROD67 L.S. Rodberg and R.M. Thaler, Introduction to the
Quantum Theory of Scattering, New York, London(1967)
- SCH88 H. Schlösser, thesis, Universität Erlangen (1988)
- SER47 R. Serber, Phys. Rev. 72 (1947) 1008
- SHI84 T. Shimoda, N. Ikeda, K. Katori, T. Fukuda,
S. Shimoura, T. Mori, C. Konno, H. Ogata, RCNP Annual
Report, Osaka (1984) 93
- SIT87 A.G. Sitenko, M.V. Evlanov, A.D. Polozov,
A.M. Sokolov, Sov. J. Nucl. Phys. 45 (1987) 818
- SMI73 S.M. Smith, G. Tibell, A.A. Cowley, D.A. Goldberg,
H.G. Pugh, W. Reichart, N.S. Wall Nucl. Phys. A207
(1973) 273
- SRI85 D.K. Srivastava, H. Rebel, Proceedings of the Fourth
International Conference on the Nuclear
Reaction Mechanism, Varenna, Italy, (1985), edited by
E. Gadioli, Ricerca Scientifica ed Educazione
Permanente, University of Milano, Suppl. No. 46
- SRI85a D.K. Srivastava, KfK-Bericht Nr. 4007 (1985)
- UDA80 T. Udagawa and T. Tamura Phys. Rev. C21 (1980) 1271
- UDO65 F. Udo, Rev.Mod.Phys. 37 (1965) 265
- WAR85 R.E. Warner, J.-Q. Yang, D.L. Friesel, P. Schwandt,
G. Caskey, A. Galonsky, B. Remington, A. Nadasen,
N.S. Chant, F. Khazaie, C. Wang, Nucl. Phys. A443
(1985) 64

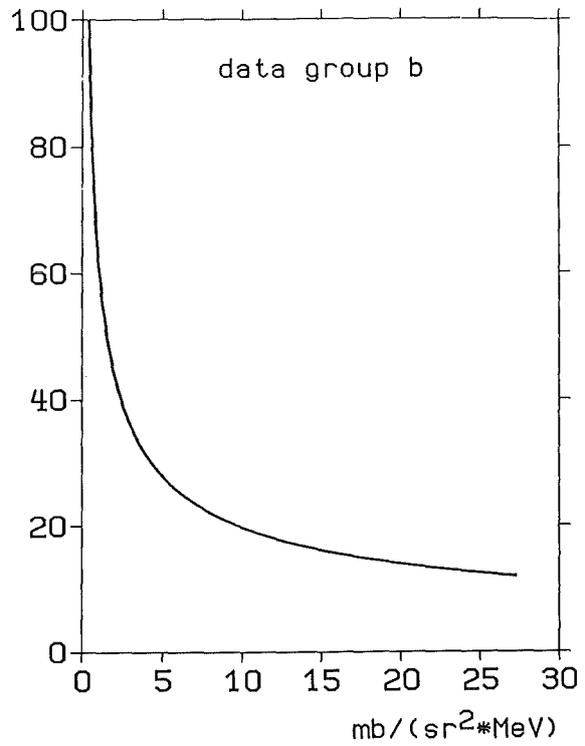
- WAT71 J.W. Watson, H.G. Pugh, P.G. Roos, D.A. Goldberg,
R.A.J. Riddle, D.I. Bonbright, Nucl. Phys. A172 (1971)
513
- WER87 S.Y.van der Werf, private Mitteilung (1987)
- WU78 J.R. Wu, C.C. Chang, H.D. Holmgren, Phys. Rev. Lett.
40 (1978) 1013
- WU79 J.R. Wu, C.C. Chang, H.D. Holmgren, R.W. Koontz,
Phys. Rev. C20 (1979) 1284
- WU79a J.R. Wu, C.C. Chang, H.D. Holmgren, Phys. Rev. C19
(1979) 370

ANHANG A. STATISTISCHE FEHLER DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE

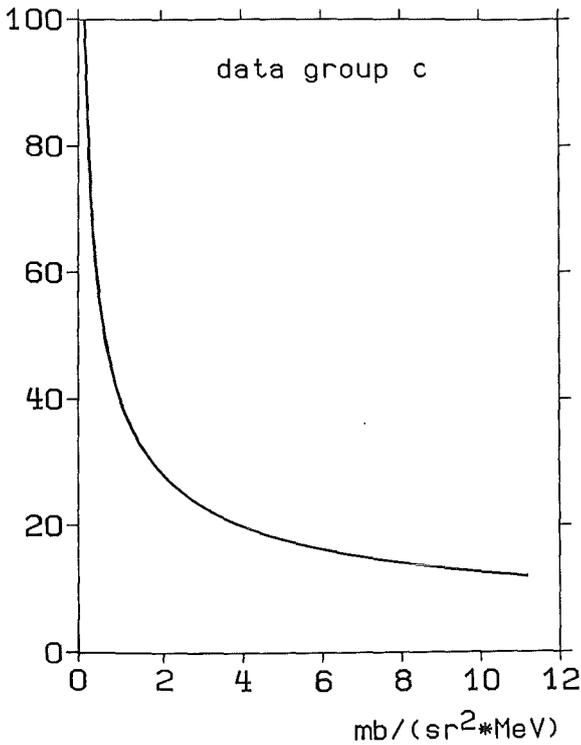
relative error [%]



relative error [%]



relative error [%]



relative error [%]

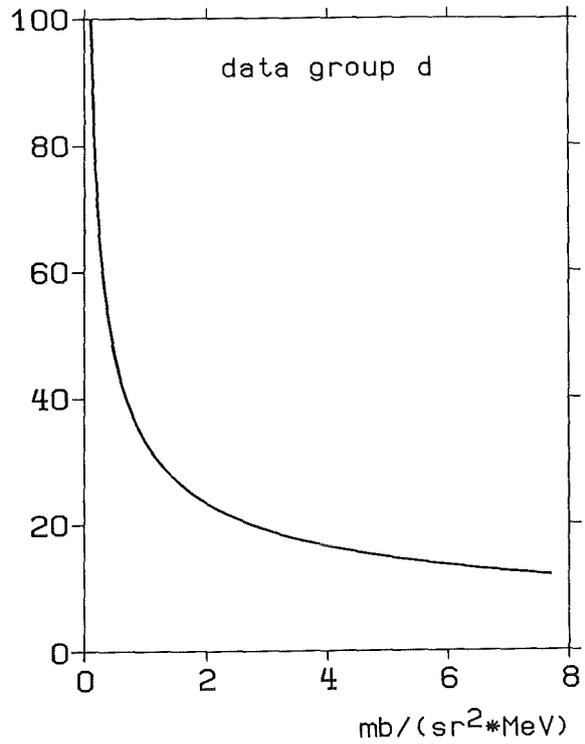


Abbildung 59. : Statistische Fehler der Koinzidenz-
wirkungsquerschnitte

Die nachstehende Übersicht enthält die Zuordnung der Diagramme zu den in den angeführten Abbildungen wiedergegebenen experimentellen Wirkungsquerschnitten.

data group a Abb. 15 bis Abb. 19

data group b Abb. 23 bis Abb. 25

data group c Abb. 20 bis Abb. 22

data group d Abb. 14

ANHANG B. TABELLEN DER BENUTZTEN OPTISCHEN POTENTIALE

Zur Beschreibung der Wechselwirkung von ${}^6\text{Li}$, α -Teilchen und Deuteron mit ${}^{208}\text{Pb}$ wurden die folgenden optischen Potentiale bei einer Energie von 26 MeV/amu benutzt:

	V_0	r_V	a_V	W_0	r_W	a_W	Ref.
d	90.5	1.15	0.755	9.01	1.63	0.626	MAI80
α	146.	1.222	0.83	17.6	1.565	0.83	GIL76
${}^6\text{Li}$ (I)	240.	1.17	0.766	20.0	1.554	1.015	CO082
${}^6\text{Li}$ (II)	113.5	1.3	0.673	16.2	1.7	0.995	CO082

Zur Beschreibung der Wechselwirkung von ${}^6\text{Li}$ und α -Teilchen mit ${}^{12}\text{C}$ wurden die folgenden optischen Potentiale bei einer Energie von 26 MeV/amu benutzt:

	V_0	r_V	a_V	W_0	r_W	a_W	Ref.
α	114.0	1.22	0.80	13.8	1.91	0.500	SMI73
${}^6\text{Li}$	112.1	1.3	0.816	32.1	1.7	0.808	CO082

Zur Beschreibung der Wechselwirkung des Deuterons mit ${}^{12}\text{C}$ wurden das folgende globale optische Potential benutzt [DAE80]:

${}^{12}\text{C}$

V_R	$88.5 - 0.26E + 0.88ZA^{-1/3}$	(MeV)
r_0	1.17	(fm)
a_0	$0.709 + 0.0017E$	(fm)
W_V	$(12.2 + 0.0026E)(1 - e^\beta)$	(MeV)
W_D	$(12.2 + 0.0026E)e^\beta$	(MeV)
r_0	1.325	(fm)
a_0	$0.53 + 0.07A^{1/3}$	(fm)
r_0	1.3	(fm)

Dabei bedeuten E die Energie des Deuterons, Z die Kernladungszahl und A die Massenzahl des Targets; der Parameter β ist definiert durch

$$\beta = -(E/100)^2$$

Die vorliegende Arbeit entstand im Institut für Kernphysik III des Kernforschungszentrums Karlsruhe, dem ich für die Gewährung eines Stipendiums dankbar bin. Herrn Prof. Dr. G. Schatz danke ich für die Ermöglichung der Durchführung dieser Arbeit sowie für sein förderndes Interesse.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe, Herrn Dr. V. Corcalciuc (Central Institute of Physics, Bucharest, Romania), Herrn Dipl.-Phys. G. Gantenbein, Herrn Priv.-Doz. Dr. H. J. Gils, Herrn Dr. H. Jelitto, Herrn Dipl.-Phys. J. Kiener, Frau A. Köhler, Herrn Dipl.-Math. J. Oehlschläger, Herrn Prof. Dr. H. Rebel, Herrn Dr. D. K. Srivastava (Bhabha Atomic Research Centre, V.E.C. Centre, Calcutta, India), Herrn cand. phys. J. Wentz und Herrn Dipl.-Ing. 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 die Anregung zu diesem Thema und für seine zahlreichen konstruktiven Hinweise und Erläuterungen.

Herrn Dr. D. K. Srivastava bin ich insbesondere für die Hilfe bei der Durchführung der DWBA-Rechnungen zu Dank verpflichtet. Der Betriebsgruppe des Karlsruher Isochronzyklotrons danke ich für den steten Einsatz zur Bereitstellung des ${}^6\text{Li}$ -Strahls.

Schließlich möchte ich mich bei Frau A. Köhler und Frau S. Polgar für ihre technische Hilfe bei der Erstellung der Druckvorlage dieser Arbeit bedanken.