



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

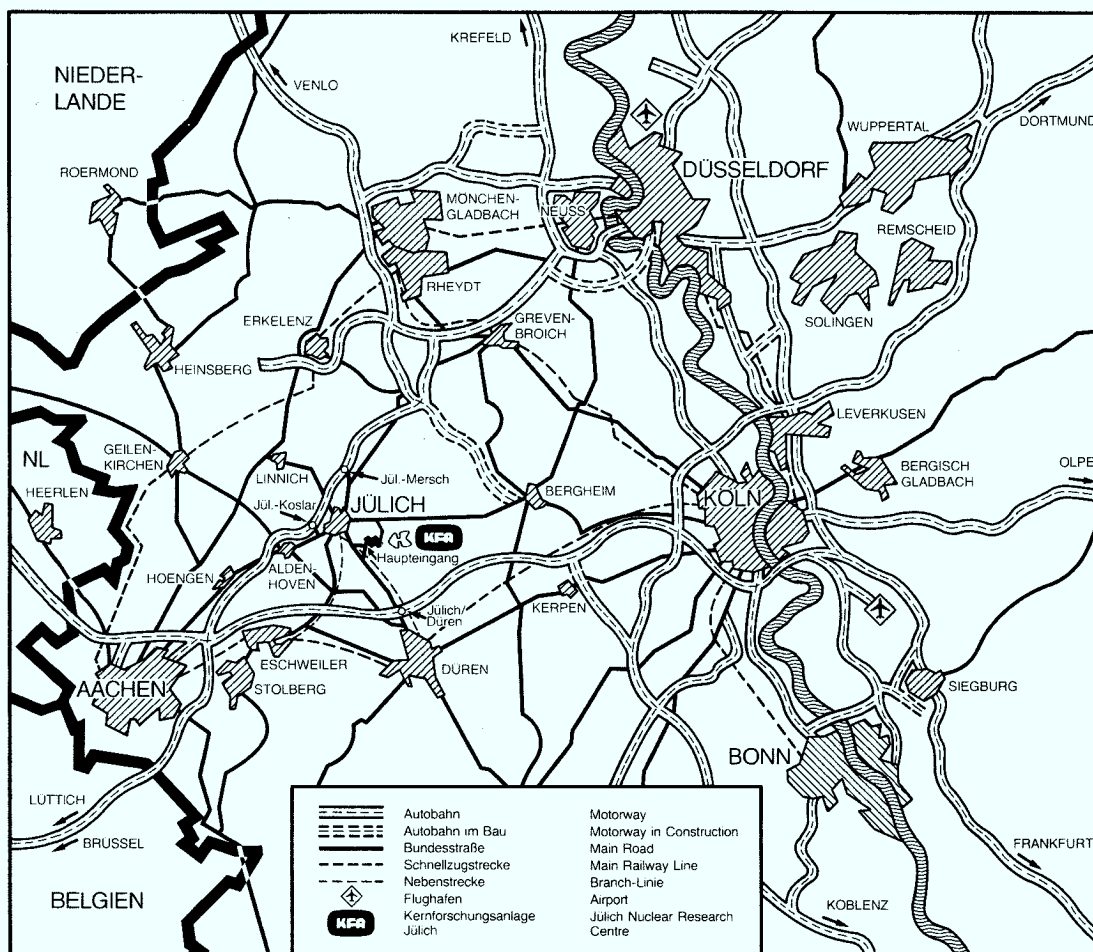
Institut für Kernphysik

**Elastische Deuteronenstreuung
im Energiebereich
zwischen 50 und 85 MeV**

von

J. Bojowald

Jül - 1927
Juni 1984
ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1927

Institut für Kernphysik Jül - 1927

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

**Elastische Deuteronenstreuung
im Energiebereich
zwischen 50 und 85 MeV**

von

J. Bojowald

D 5 (Diss. Uni. Bonn)

Abstract

To investigate the elastic deuteron scattering, the angular distributions of deuterons scattered from the target nuclei ^{27}Al , ^{89}Y , ^{120}Sn and ^{208}Pb were measured at 58.7 and 85 MeV at the isochronous cyclotron JULIC. The charged particles were detected and separated by means of $\Delta E/E$ -semiconductor telescopes using (because of the high particle energies) 20 mm long Ge(Li)-diodes (as E-detectors) and modified preamplifiers. Deadtime, loss of efficiency due to radiation damage as well as to nuclear reactions in the Ge(Li)-detectors, and deviations of the beam from the optical axis were controlled periodically and taken into account accordingly in the data analysis. The performance of these preventive measures and the determination of the correction factors are described in detail in the experimental part and in the appendices of the text.

The data were analyzed in the framework of the optical model with the aim to determine the parameters of the optical deuteron potential as a function of energy and target mass. The usual phenomenological parametrization of the optical potential with Woods-Saxon-type form factors was adopted. The large number of possible free parameters was reduced by considering the results of the theoretical derivation of the deuteron potential using the folding model. In order to get a broader possible basis for the determination of the potential parameters, some angular distributions of other authors at 52 and 80 MeV were included in the analysis, among these analyzing power data measured recently.

In the sections describing the optical potential generally and the optical deuteron potential especially the basics of the microscopic calculations and the folding model are reported. The importance of the deuteron break-up in the derivation of the deuteron potential is shown. The semiclassical models are also presented which make use of both quantummechanical and classical aspects and give a simple and "illustrative" interpretation of the experimental results.

Kurzfassung

Zur Untersuchung der elastischen Deuteronenstreuung wurden am Jülicher Isochronenzyklotron JULIC die Winkelverteilungen der an den Targetkernen ^{27}Al , ^{89}Y , ^{120}Sn und ^{208}Pb elastisch gestreuten Deuteronen bei 58.7 und 85 MeV gemessen. Die geladenen Teilchen wurden mit $\Delta E/E$ -Halbleiterteleskopen nachgewiesen, wobei wegen der hohen Energien etwa 20 mm lange Ge(Li)-Dioden als E-Detektoren und modifizierte Vorverstärker verwendet wurden. Totzeiten, Intensitätsverluste aufgrund von Kernreaktionen bzw. Strahlenschäden im Ge(Li)-Detektor sowie Abweichungen der Strahlrichtung von der optischen Achse wurden ständig überwacht und bei der Auswertung der Meßdaten entsprechend berücksichtigt. Die Durchführung dieser Kontrollmaßnahmen und die Bestimmung der Korrekturfaktoren werden im experimentellen Teil bzw. in den Anhängen ausführlich beschrieben.

Die Daten wurden im Rahmen des optischen Modells analysiert mit dem Ziel, die Abhängigkeit der Parameter des optischen Deuteronenpotentials von Energie und Targetmasse zu bestimmen. Für das optische Potential wurde die übliche phänomenologische Parametrisierung mit Woods-Saxon-Formfaktoren übernommen. Dabei wurde die Vielzahl der möglichen freien Parameter durch Berücksichtigung der Ergebnisse, die bei der theoretischen Ableitung des Deuteronenpotentials mit Hilfe des Faltungsmodells gewonnen wurden, physikalisch sinnvoll eingeschränkt. Um die Bestimmung der Potentialparameter auf eine möglichst breite Grundlage zu stellen, wurden in die Analyse auch Winkelverteilungen anderer Autoren bei 52 und 80 MeV einbezogen, darunter auch neuere Daten, die mit polarisierten Deuteronen gemessen wurden.

Im Kapitel über das optische Potential im allgemeinen und das optische Deuteronenpotential im besonderen werden die Grundzüge mikroskopischer Rechnungen und des Faltungsmodells dargelegt, wobei insbesondere die Bedeutung des Deuteronenaufbruchs bei der Ableitung des Deuteronenpotentials gezeigt wird. In einem gesonderten Kapitel werden die halbklassischen Modelle ausführlich beschrieben, bei denen quantenmechanische und klassische Gesichtspunkte nebeneinander angewendet werden und die eine "anschauliche" Interpretation der Meßergebnisse ermöglichen.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	1
II. Experimentelle Methoden und Ergebnisse	6
1) Deuteronenstrahl	6
2) Streukammer	10
3) Detektoren	15
4) Meßelektronik und Datenaufnahme	19
5) Zählratenabhängigkeit und Modifikation der Vorverstärker	27
6) Targets	39
7) Experimentelle Fehler	44
8) Datenauswertung und Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte	49
III. Die Winkelverteilungen und ihre halb- klassische Deutung	54
IV. Das optische Modell	67
1) Das optische Potential zur Beschreibung der elastischen Streuung	67
2) Das optische Potential für elastische Deuteronenstreuung	77
V. Analyse der Meßergebnisse mit dem optischen Modell	88
1) Methode der Analyse	88
2) Analyse der in dieser Arbeit gemessenen Daten und einiger Winkelverteilungen bei 52 und 79.5 MeV von anderen Autoren	95
VI. Zusammenfassung und Schlußbemerkungen	125
VII. Literaturverzeichnis	133
VIII. Anhänge	138

	Seite
Anhang 1: Energieverlust der Deuteronen auf dem Weg vom Target bis zum Detektor	138
Anhang 2: Energieverschmierung (energy straggling) beim Durchgang durch Materie	140
Anhang 3: Linien-Intensitätsverluste aufgrund von Kernreaktionen im Ge-Detektor	142
Anhang 4: Mittlere Spannung $\bar{v}_{st}$ und ihre Streuung $\sigma_{\bar{v}}$ am Vorverstärkerausgang	147
Anhang 5: Zusammenhang zwischen kartesischen und sphärischen Polarisationsdaten	149
Anhang 6: Formeln zur Berechnung des Volumenintegrals und des mittleren quadratischen Radius von Real- und Imaginärpotential ..	150

I. Einleitung

Die Winkelverteilungen der elastischen Streuung können mit dem optischen Potential gut wiedergegeben werden. Das optische Potential ist komplex, wobei der Realteil des Potentials die Streuung der Teilchen bewirkt und der Imaginärteil die Absorption von Teilchen berücksichtigt. Die Absorption wird durch eine Vielzahl von inelastischen Stößen und Kernreaktionen verursacht, die auch von den besonderen Eigenschaften der Targetkerne und des Projektils abhängen. Der Imaginärteil des optischen Potentials ist ein mittleres Potential, das diese spezifischen Reaktionen nur pauschal berücksichtigt. Der große Erfolg des optischen Potentials bei der Beschreibung der elastischen Streuung war deshalb zunächst überraschend.

Das optische Potential hat sich aber nicht nur bei der Wiedergabe von elastischen Streudaten bewährt. Analysen der Wirkungsquerschnitte von inelastischer Streuung und von Kernreaktionen mit Hilfe der Born'schen Näherung mit verzerrten Wellen (DWBA) haben gezeigt, daß die mit dem optischen Potential gewonnenen verzerrten Wellen für die Wiedergabe der Reaktionsquerschnitte gut geeignet sind. Die Bedeutung des optischen Potentials liegt gerade in den Anwendungen bei spektroskopischen Untersuchungen in DWBA-Rechnungen, mit denen Kenntnisse über die Struktur der Kerne und die Art der Reaktionsmechanismen gewonnen werden können.

Es wurden deshalb viele Experimente durchgeführt, bei denen eine große Anzahl von elastischen Streudaten gemessen wurde. Die experimentellen Daten wurden mit dem optischen Potential analysiert und im allgemeinen gut reproduziert. In vielen Experimenten und

Analysen wurde eine sehr begrenzte Zahl von Targetkernen bei nur einer Energie untersucht. Es wurden aber auch einige umfangreiche Experimente und Analysen mit Winkelverteilungen von vielen Targetkernen und bei mehreren Energien durchgeführt mit dem Ziel, die mittlere Abhängigkeit der Parameter des optischen Potentials von der Energie und der Targetmasse zu bestimmen, damit die Parameter bei Bedarf interpoliert werden können [z.B. bei Nukleonenstreuung (BeG 69), bei Deuteronenstreuung (Hin 68, Dae 80)]. Experimentelle Daten der elastischen Deuteronenstreuung sind bisher, bis auf wenige Ausnahmen (Duh 71, Dae 80, Hat 80), nur im Energiebereich bis 52 MeV gemessen worden (Referenzen auf S. 77). Es war deshalb das Ziel dieser Arbeit, elastische Deuteronenstreudaten bis 85 MeV zu messen, um den Bereich der experimentellen Daten zu erweitern und das Verhalten der Parameter des optischen Deuteronenpotentials bei den höheren Energien zu untersuchen. Um die resultierenden Potentialparameter auf eine möglichst breite Grundlage zu stellen, wurden in die Analyse neben den eigenen Daten auch einige Winkelverteilungen anderer Autoren im Energiebereich 52-80 MeV einbezogen, darunter insbesondere auch neuere Daten, die mit polarisierten Deuteronen gemessen wurden.

Die Analysen wurden auf den Deuteronenenergiebereich 52-85 MeV beschränkt. Dieser Energiebereich umfaßt die höchsten zur Zeit verfügbaren Deuteronenenergien, wenn von Energien $E_d > 450$ MeV (weit oberhalb der Pionenschwelle) abgesehen wird. Experimentelle Daten bei niedrigeren Energien wurden nicht berücksichtigt, weil sie Anteile von compound-elastischen Effekten enthalten, und weil bei ihnen zur Streuung lediglich der auslaufende Teil des Potentials beiträgt und die Potentialparameter deshalb nur ungenau bestimmt werden können. Bei höheren Energien stammen die Hauptbeiträge zur Streuung aus dem Randbereich oder sogar schon aus dem

Kerninnern, wenn die experimentellen Daten bis über den Regenbogenwinkel hinausreichen. Die Winkelverteilungen dieser Arbeit wurden deshalb bis zu entsprechend großen Winkeln gemessen. Außerdem ist bei höheren Energien die de Broglie-Wellenlänge der Geschoßteilchen kleiner, so daß Einzelheiten des Potentialverlaufs abgetastet werden, und der Einfluß des Pauli-Prinzips wird geringer, weil der Überlapp der Energieverteilungen der Nukleonen im Targetkern und im Geschoßteilchen kleiner wird. Bei höheren Energien hat das optische Potential deshalb mehr Gültigkeit als bei niedrigeren.

Das optische Potential wird im allgemeinen in phänomenologischer Form mit Woods-Saxon-Formfaktoren bzw. deren Ableitungen angewendet. Es gibt aber Hinweise dafür, daß diese Potentialform das richtige Potential in einigen Fällen nur unzureichend wiedergibt (Gub 78, Mey 81). Außerdem weisen die Parameter des phänomenologischen optischen Potentials, insbesondere bei niedrigen Energien, diskrete und kontinuierliche Vieldeutigkeiten auf. Es wurde deshalb schon früh versucht, das optische Potential theoretisch abzuleiten (Fes 58, Wat 58). Dies ist in letzter Zeit für elastische Protonen- und α -Streuung mit mikroskopischen Rechnungen gelungen (BrR 77, Ost 81). Dabei wird das optische Potential aus der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und der Massenverteilung des Targetkerns (Kernmaterienäherung) oder aus einer effektiven Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung und der Energiestruktur des Targetkerns (Kernstrukturnäherung) abgeleitet. Elastische Daten von Protonen- und α -Streuung konnten damit erfolgreich wiedergegeben werden, ohne daß freie Parameter verwendet werden mußten. Bei Deuteronenstreuung ist eine solche Ableitung des optischen Potentials noch nicht gelungen; Schwierigkeiten bereitet vor allem die Behandlung des Deuteronenaufbruchs, dessen Einfluß wegen der geringen Bindungsenergie des Deuterons groß ist. Das optische Deuteronenpotential wird deshalb nach dem Faltungsmodell (Wat 58),

einer unteren Stufe der mikroskopischen Berechnung, abgeleitet, wobei phänomenologische Nukleonenpotentiale verwendet werden. Im Rahmen des Faltungsmodells unter Einbeziehung des Deuteronenaufbruchs konnten in letzter Zeit die elastischen Streudaten von ^{58}Ni bei 79.5 MeV ebenfalls gut wiedergegeben werden (Ste 83).

Solche theoretischen Ableitungen des optischen Potentials sind äußerst schwierig. Weiterhin können die mikroskopisch berechneten oder nach dem Faltungsmodell abgeleiteten optischen Potentiale nicht in analytischer Form dargestellt werden. Sie können deshalb in systematischen Untersuchungen von elastischen Winkelverteilungen und in DWBA-Rechnungen nicht eingesetzt werden. Die Analysen werden deshalb auch in dieser Arbeit mit dem phänomenologischen Potential durchgeführt. In Kapitel IV. über das optische Potential wird aber eine ausführliche Übersicht über die Grundgedanken der mikroskopischen Berechnung des optischen Potentials und der Ableitung des optischen Deuteronenpotentials nach dem Faltungsmodell gegeben, wobei insbesondere die Bedeutung des Deuteronenaufbruchs gezeigt wird.

In Kapitel III. werden die Grundzüge der halbklassischen Modelle dargelegt, bei denen quantenmechanische und klassische Gesichtspunkte nebeneinander angewendet werden. Sie wurden früher auch für quantitative Aussagen herangezogen, als große Rechenmaschinen, mit denen seit einiger Zeit die umfangreichen Rechnungen mit optischem Potential ausgeführt werden können, nicht zur Verfügung standen. Die halbklassischen Modelle werden bei höheren Energien, bei denen sie wegen der größeren ℓ -Werte mehr Gültigkeit erlangen, auch heute gern angewendet. Sie ermöglichen nämlich eine Interpretation der Meßergebnisse und der Resultate der komplizierten Rechnungen mit einfachen physikalischen Bildern und geben so ein "anschauliches" Bild vom Streuvorgang. Zum Beispiel können die

Struktur der Winkelverteilungen und die vollständige Polarisierung der in große Streuwinkel gestreuten Teilchen bei höheren Energien mit halbklassischen Modellen gedeutet werden.

Im experimentellen Teil der Arbeit werden einige Überlegungen bzw. Maßnahmen, die zur Durchführung bzw. Kontrolle des Experiments erforderlich waren, erläutert. Die folgenden seien aufgezählt: Überlegungen über die Zählratenabhängigkeit der Vorverstärker haben gezeigt, daß die Vorverstärker wegen der hohen Energien der Teilchen und wegen der bei Beschleunigerexperimenten infolge Strahlstromschwankungen auftretenden Zählratenschwankungen modifiziert werden müssen, damit die Energieauflösung nicht durch Unlinearitäten der Vorverstärker beeinträchtigt wird. Für eine zuverlässige Einstellung und Überwachung der Teilchenfenster zur Teilchenidentifizierung wurde ein Gerät gebaut, mit dessen Hilfe auf einem Oszillographenschirm die Teilchen innerhalb und außerhalb der Teilchenfenster mit unterschiedlicher Helligkeit dargestellt werden. Wegen der Empfindlichkeit einiger Potentialparameter auf die absolute Höhe der Daten und die Größe der Fehler wurde besondere Mühe für die Bestimmung der Fehler und insbesondere für die Bestimmung der Targetdicken und deren Fehler aufgewendet. Wegen der vor allem bei Vorwärtswinkeln erforderlichen Genauigkeit des Streuwinkels wurde die Strahlrichtung während der Messungen regelmäßig durch elastische Streuung an Wasserstoffkernen überprüft.

II. Experimentelle Methoden und Ergebnisse

1) Deuteronenstrahl

Die Messungen wurden mit dem externen Strahl des Jülicher Isochronzyklotrons JULIC ausgeführt. Das energievariable Zyklotron liefert einen Strahl leichter Atomkerne mit Energien von 22.5 - 45 MeV pro Nukleon und einer Energieschärfe von 0.3 %. Die radiale Emittanz ist $\leq 20 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ und die axiale Emittanz $\leq 15 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$. Die Messungen dieser Arbeit wurden mit Deuteronen von 58.7 MeV und 85 MeV Einschußenergie durchgeführt.

Die Abbildung 1 zeigt den Grundriß des Zyklotronbunkers und der Experimentierhalle. Im Zyklotronbunker befindet sich auch der Doppel-Monochromator mit den beiden Dipolmagneten AM1 und AM2, der achromatisch oder dispersiv betrieben werden kann. Bei dispersiver Betriebsweise wird die Energieschärfe des Strahls bis auf etwa 10^{-4} verbessert (analysierter Strahl). Mit Hilfe der Schaltmagnete SM2 und SM3 kann der Strahl als direkter oder als analysierter Strahl zu den einzelnen Meßplätzen geführt werden.

Die im folgenden beschriebenen Messungen wurden an Meßplatz E durchgeführt. Bei Vorwärtswinkeln wurde mit dem analysierten Strahl gemessen; zum einen, weil es wegen der höheren Auflösung möglich ist, in den Spektren die Linien von Verunreinigungen im Target zu trennen, zum anderen aber auch deshalb, weil bei dieser Betriebsweise die Lage des Strahls relativ zur Streukammergeometrie zeitlich besser stabil bleibt. Die Strahlstromstärke betrug hierbei 10-50 nA. Bei mittleren und großen Streuwinkeln wurde mit dem nicht analysierten Strahl gemessen (Monochromator in achromatischer Betriebsweise), um eine höhere Strahlstromstärke zu erreichen. Die Strahleigenschaften wurden allerdings verbessert: Durch Zu-

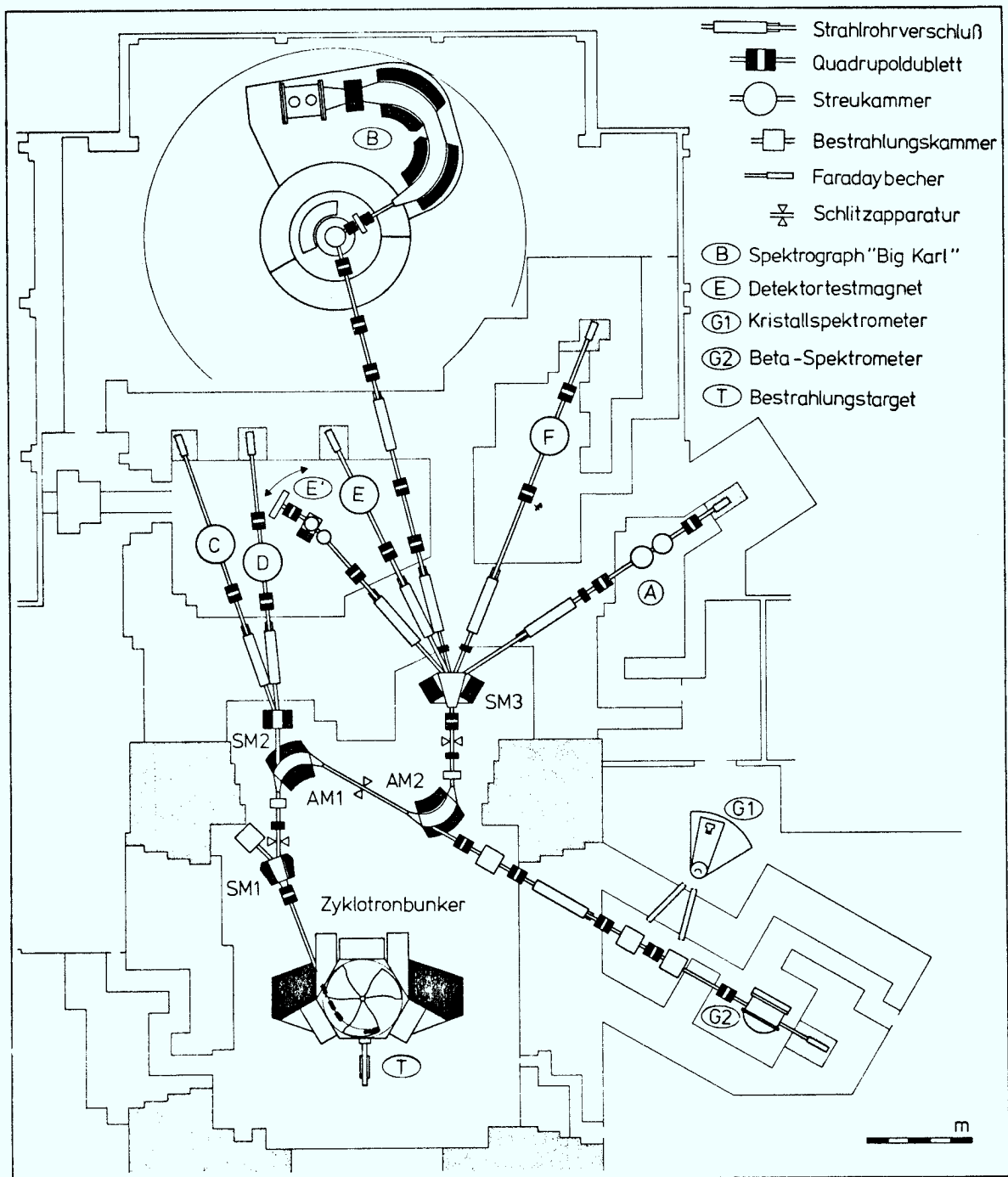


Abb. 1: Grundriß des Zyklotronbunkers und der Experimentierhalle. Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden an Meßplatz E durchgeführt.

fahren des Mittenschlitzes zwischen AM1 und AM2 und des Austrittsschlitzes am Ende des Monochromatorsystems auf jeweils etwa 7 mm wurde nur der mittlere Teil des Strahls zur Messung benutzt. Dadurch wurden Energieschärfe und Divergenz im Strahl etwa auf die Hälfte verringert und eine bessere Stabilität der Strahllage erreicht. Die Strahlstromstärke betrug 100 - 150 nA. Höhere Strahlströme wurden nicht verwendet, um den Untergrund durch Neutronen und γ -Strahlung sowie die Totzeit bei der Datenaufnahme in Grenzen zu halten.

Die Güte des Strahls wurde kontrolliert durch Beobachten des mit einem $(\text{CH}_2)_n$ -Target (Polyäthylen-Target) gemessenen Deuteronenspektrums. Die Abbildung 2 zeigt ein Beispiel. Zu sehen sind die Linien, die durch elastische bzw. inelastische Streuung an den Kohlenstoff- und den Wasserstoffatomkernen erzeugt werden (auch eine Verunreinigung durch Sauerstoff ist zu erkennen). Die Kinetik der an den leichten H-Kernen gestreuten Deuteronen ist viel stärker winkelabhängig als die der an den schwereren ^{12}C -Kernen gestreuten (hier bei 15° Streuwinkel gilt: 13,1 keV/ $0,1^\circ$ bei Streuung an ^{12}C und 158 keV/ $0,1^\circ$ bei Streuung an H). Die Breite der H-Linie wird deshalb durch Energieunschärfe und Winkeldivergenz im Strahl deutlich beeinflusst, die Breite der ^{12}C -Linien dagegen zwar durch die Energieunschärfe, aber im Vergleich dazu wenig durch die Winkeldivergenz im Strahl. Die Schlitze wurden so eingestellt, daß die H-Linie schmal und symmetrisch wurde. Aus der Halbwertsbreite der ^{12}C -Linie folgt, nach Abzug der kinematischen Verbreiterung aufgrund des Detektoröffnungswinkels (hier $0,41^\circ$) und des Beitrags der Energieverschmierung (energy straggling) aufgrund des Energieverlustes im Target und auf dem Weg zum Detektor, für die Energieschärfe des Strahls ≤ 130 keV (entsprechend 0,15 %). Die Auflösung von Detektor und Elektronik (zusammen wenige keV) ist dabei vernachlässigbar. Aus der Halbwertsbreite der H-Linie folgt dann nach Abzug der Bei-

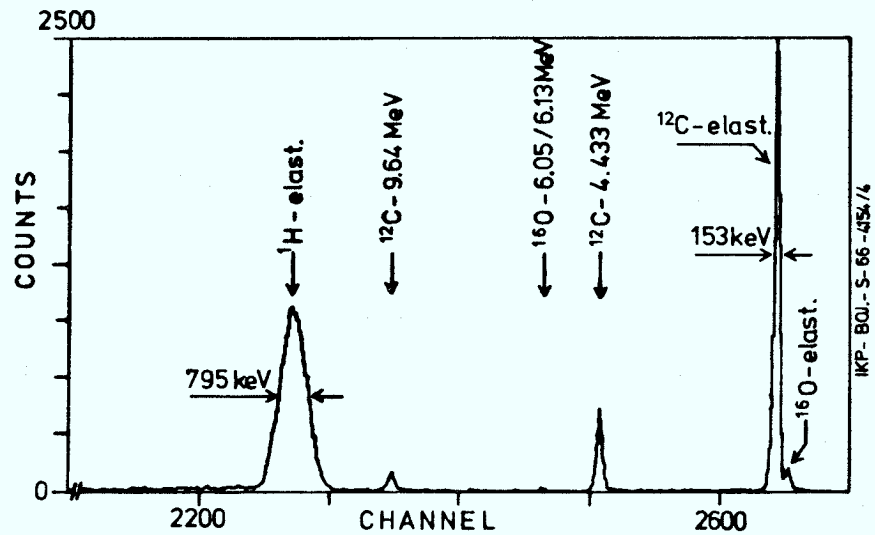


Abb. 2: Deuteronenspektrum gemessen mit dem $(\text{CH}_2)_n$ -Target bei 85 MeV unter einem Streuwinkel von 15° .

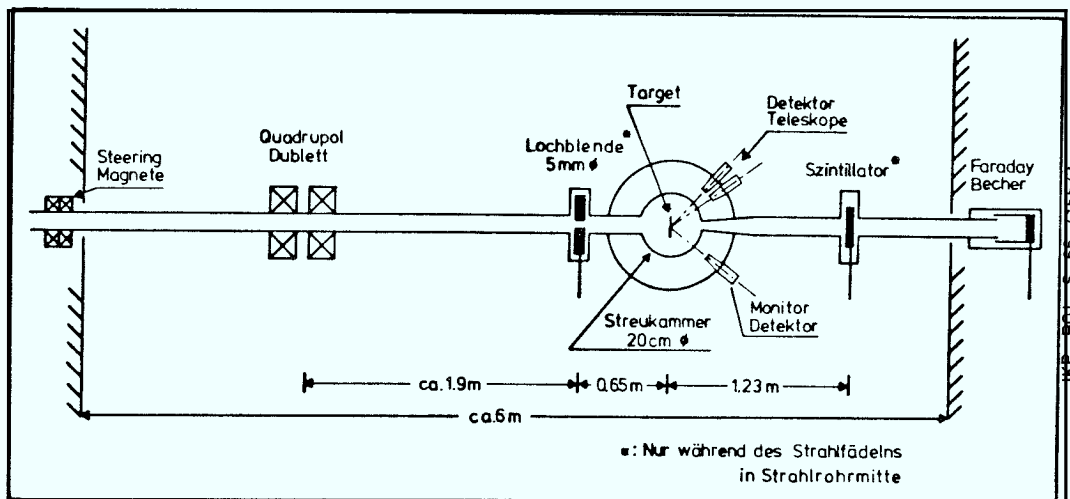


Abb. 3: Schematische Darstellung des Strahlführungssystems in der Umgebung der Streukammer.

träge durch die Energieschärfe des Strahls und durch die Kinematik eine Winkeldivergenz im Strahl von $0,28^\circ$. Zu beachten ist, daß die einzelnen Beiträge sich quadratisch addieren.

Die Abbildung 3 zeigt schematisch die Strahlführungselemente in der Umgebung der Streukammer. Während des Strahlfädelns wurde mit Fernsehkameras der Strahlfleck auf einem in Targetposition gefahrenen Szintillatortarget (ZnS-Target) mit Fadenkreuz und auf dem entsprechend markierten Szintillatorschirm hinter der Streukammer beobachtet. Mit Hilfe des Schaltmagneten SM3 und der Steering-Magnete wurde der Strahl so justiert, daß der Strahlfleck jeweils zentral lag. Außerdem mußte der Strahlstrom, der auf die Lochblende vor der Streukammer fiel, minimal sein. Mit Hilfe des Quadrupoldubletts wurde der Strahl auf das Target fokussiert. Der Strahlfleck auf dem Target hatte einen Durchmesser von etwa 1,5 mm. In einem Abstand von etwa 3 m hinter der Streukammer wurde der Strahl in einem mit Blei und Paraffin gut abgeschirmten Faradaybecher aufgefangen. Die gesammelte Ladung wurde mit einem Strahlstromintegrator gemessen.

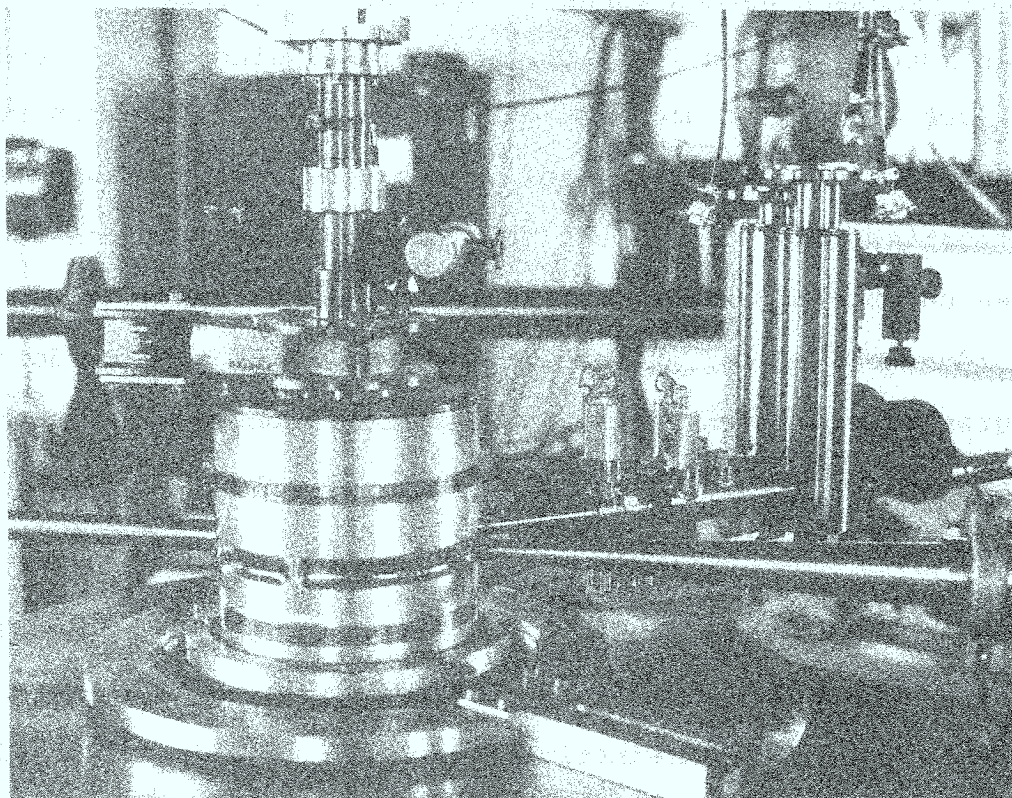
2) Streukammer

Die Streukammer hat einen Durchmesser von 20 cm. Die Detektoren werden außerhalb der Streukammer aufgebaut. Die im Target gestreuten Teilchen treten durch ein Fenster, das mit einer 19 μm dicken Mylarfolie abgedichtet ist, aus der Kammer aus, durchqueren eine Luftstrecke (je nach Aufbau der Detektoren 1 cm bis 7 cm) und gelangen in das Detektorgehäuse. Der Energieverlust^{*)} auf dem Wege vom Target bis zum Detektor beträgt bei den Deuteronen, die hier interessieren, je nach ihrer Energie und je nach Aufbau der Detektoren etwa 100 keV bis 300 keV. Er ist, abgesehen von der Energieverschmierung (energy straggling)^{**)}, die je nach Luftstrecke 60 keV

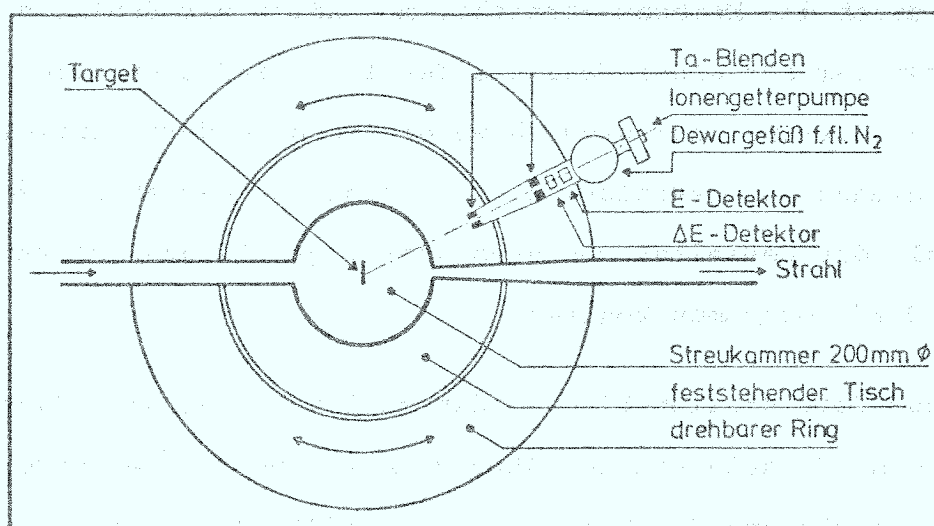
^{*)} siehe dazu Anhang 1

^{**)} siehe dazu Anhang 2

bis 82 keV ausmacht, für die eigentliche Messung der elastischen Streuung unerheblich. Er muß jedoch bei den Eichmessungen zur genauen Winkelbestimmung mit dem $(\text{CH}_2)_n$ -Target berücksichtigt werden.



(a)



(b)

Abb. 4: Experimenteller Aufbau mit Streukammer und Detektortele-
skopen; (a) Photo, (b) schematische Darstellung.

Abbildung 4 zeigt ein Photo (a) bzw. eine Skizze (b) der Streukammeranordnung. Die zylinderförmige Streukammer ist auf einem runden Tisch zentrisch aufgebaut. Das Strahlrohr ist an der Austrittsstelle konusförmig, damit möglichst kleine Streuwinkel gemessen werden können. Mit den verwendeten Detektorteleskopen konnte 10° als kleinster Streuwinkel eingestellt werden. Der Tisch ist von einem Ring umgeben, der mit Hilfe eines Motorantriebs um die Targetmitte drehbar ist. Auf diesen sind Präzisionswinkelsegmente aufmontiert mit in Richtung Targetmitte ausgerichteten Führungsnuten und Bohrungen für den exakten Aufbau von Blenden- und Detektoranordnungen. An der Außenkante des Ringes ist eine Gradeinteilung eingraviert, die von einer Fernsehkamera beobachtet wird und die es ermöglicht, über eine Fernsteuerung den Streuwinkel auf $0,1^{\circ}$ genau einzustellen.

Der Streuwinkel stimmt jedoch im allgemeinen nicht mit der abgelesenen Winkelanzeige überein, weil Strahlrichtung und 0° -Richtung der Kammereinteilung nicht übereinstimmen. Abweichungen der Strahlrichtung bis zu $\pm 0,4^{\circ}$ kamen vor. Eine recht gute Stabilität des Strahls wurde zwar durch die Methode erreicht, mit Hilfe der Schlitze im Monochromatorsystem nur einen Teil aus der Intensitätsverteilung des Strahls herauszuschneiden; dadurch wurden insbesondere kurzzeitige Strahlschwankungen ausgeschlossen. Die Erfahrung hat aber gezeigt, daß innerhalb der Meßzeiten von etwa drei Tagen Langzeitschwankungen bis etwa $\pm 0,2^{\circ}$ vorkommen konnten.

Wegen der zum Teil steilen Flanken der Minima in den Winkelverteilungen ist eine Genauigkeit des Streuwinkels von $0,1^{\circ}$ erforderlich. Deshalb wurden während der Messungen regelmäßig die Strahlrichtung

und damit die Korrektur für die Streuwinkel aus dem Unterschied der Kinematik von Deuteronen bestimmt, die an ^{12}C bzw. Wasserstoff gestreut wurden. Zu diesem Zweck wurden regelmäßig bei Standardwinkeln Deuteronenspektren mit dem $(\text{CH}_2)_n$ -Target gemessen. Ein Beispiel dafür ist Abbildung 2.

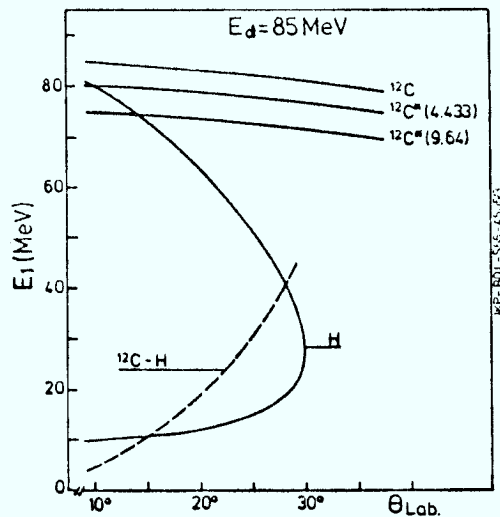


Abb. 5:

Relativistische Zweiteilchenkinematik für Streuung von Deuteronen an ^{12}C und H (durchgezogene Kurven); die gestrichelte Kurve gibt die Abhängigkeit der Energiedifferenz $E_1(^{12}\text{C}) - E_1(\text{H})$ vom Streuwinkel an (es wurde nur der obere Zweig der H-Kurve, der die starke Abhängigkeit vom Streuwinkel enthält, ausgenutzt).

Wie Abbildung 5 zeigt, ist bei Streuung an den H-Kernen die Energie $E_1(\text{H})$ der gestreuten Deuteronen stark vom Streuwinkel abhängig, bei Streuung an den ^{12}C -Kernen dagegen nur schwach. In Tabelle 1 ist die Änderung ΔE_1 in Abhängigkeit von Änderungen des Streuwinkels θ und

E_d (MeV)		Winkelabh. $\Delta E_1 / \Delta \theta$ (keV/0,1°)			Energieabh. $\Delta E_1 / \Delta E_d$ (keV/100 keV)		
		15°	20°	25°	15°	20°	25°
58,7	$E_1(^{12}\text{C})$	- 9	- 12	- 15	99	98	97
	$E_1(\text{H})$	-109	-147	-201	86	75	61
	$E_1(^{12}\text{C}) - E_1(\text{H})$	+100	+135	+186	13	23	36
85,0	$E_1(^{12}\text{C})$	- 13	- 17	- 21	99	98	97
	$E_1(\text{H})$	-158	-214	-289	86	75	60
	$E_1(^{12}\text{C}) - E_1(\text{H})$	+145	+197	+268	13	23	37

Tabelle 1: Die Änderung der Energien bzw. Energiedifferenzen gestreuter Deuteronen bei kleinen Änderungen des Streuwinkels θ bzw. der Einschussenergie E_d , jeweils für die hier verwendeten Standardwinkel.

der Einschußenergie E_0 angegeben und zwar jeweils für die Streuwinkel, bei denen die Kontrollspektren regelmäßig gemessen wurden. Für die Bestimmung des effektiven Streuwinkels wird ausgenutzt, daß die Differenz $E_1(^{12}\text{C}) - E_1(\text{H})$ aus den Energien der Linien von an ^{12}C - und H-Kernen gestreuten Deuteronen (gestrichelte Kurve in Abb. 5) stark vom Streuwinkel und, wie aus Tab. 1 zu ersehen, nur wenig von der Einschußenergie abhängt. Die Energiedifferenz selbst wird mit großer Genauigkeit bestimmt, weil die $(\text{CH}_2)_n$ -Spektren mit Hilfe der Energiedifferenzen zwischen den ^{12}C -Linien geeicht werden, die vernachlässigbar wenig von Änderungen des Streuwinkels und der Einschußenergie abhängen. Allerdings muß eine Korrektur für die Energieverluste auf dem Weg vom Target bis zum Detektor angebracht werden. Die effektiven Streuwinkel bzw. die Strahlrichtung können auf diese Weise auf besser als $\pm 0,1^\circ$ genau bestimmt werden.

Die Targetleiter mit fünf verschiedenen Targets kann durch eine auf dem Streukammerdeckel aufmontierten Vakuumschleuse ferngesteuert in die Kammer eingefahren werden. Die vorwählbaren Targetpositionen werden von einer Steuerelektronik auf 0,5 mm reproduzierbar positioniert. Die Targets sind um die vertikale Targetstange als Achse mit einer Genauigkeit von 1° drehbar, damit verschiedene Winkel zwischen Target und Strahlrichtung eingestellt werden können.

3) Detektoren

Als Detektoren wurden (ΔE -E)-Teleskope (Gou 64 und Gou 75) verwendet, mit denen zusätzlich zur Bestimmung der Teilchenenergie auch eine Teilchenidentifizierung durchgeführt werden kann. Es wurden jeweils zwei solcher Teleskope zur Messung der Winkelverteilungen und ein Monitordetektor zur Überwachung des Experiments verwendet. Die Teleskope wurden im Abstand von 10° zueinander auf die Präzisionswinkelsegmente des drehbaren Ringes montiert. Der Monitordetektor wurde auf der gegenüberliegenden Seite der Streukammer bei einem festen Winkel aufgebaut; es wurde jeweils ein Winkel gewählt, bei dem die Winkelverteilung ein Maximum aufweist. In Abb. 3 ist die Anordnung der Detektoren schematisch dargestellt.

Die Teleskopkryostate wurden im Zählerlabor des Instituts entwickelt (Rie 72). Sie enthielten einen Si-Oberflächensperrschichtzähler als ΔE -Detektor und eine Li-gedriftete Ge-Diode als E-Detektor. Der Ge(Li)-Detektor wurde mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Das erforderliche gute Vakuum im Kryostaten wurde mit Hilfe einer Ionengetterpumpe aufrecht erhalten. Das Eintrittsfenster bestand aus einer $2.2 \mu\text{m}$ dicken Havar-Folie (Havar ist eine Legierung, die im wesentlichen die Elemente Co, Cr, Fe, Ni, W enthält). In Abb. 4 ist eine schematische Zeichnung eines Teleskopkryostaten zu sehen, in Abb. 5 eine photographische Aufnahme.

Die ΔE -Detektoren waren kommerziell erhältliche (Firma Ortec) Oberflächensperrschichtzähler mit einer Dicke von $1000 \mu\text{m}$, bei denen die Verarmungszone über die gesamte Detektordicke reicht ("totally depleted"). Sie wurden mit 10 % Überspannung betrieben, damit das gesamte Detektorvolumen mit Sicherheit verarmt wurde. Die E-Detektoren waren

Ge(Li)-Detektor vom "side entry"-Typ, die im Zählerlabor des Instituts hergestellt wurden (Rie 72 und Rie 75). Die Bahnen der seitlich einfallenden Teilchen verlaufen bei diesem Detektortyp senkrecht zur Li-Driftrichtung bzw. zur Richtung des elektrischen Feldes. Die Tiefe der Detektoren, die für die Messung von höherenergetischen Teilchen benötigt wird, ist deshalb nicht auf die Drifttiefe (< 10 mm) begrenzt. Die Länge der hier verwendeten E-Detektoren betrug etwa 20 mm und war ausreichend lang, um alle Teilchen mit Energien bis 90 MeV abstoppen zu können.

Bis zum Beginn dieser Messungen gab es noch erhebliche Schwierigkeiten, weil die Linien in den Spektren einen langen Schwanz auf der niederenergetischen Seite hatten, dessen Anteil nicht konstant war. Die zu verschiedenen Zeiten bzw. mit verschiedenen Teleskopen gemessenen Daten stimmten deshalb nicht überein und mußten zu einem großen Teil verworfen werden. Dieser Schwanz wurde durch teilweise schlechte Ladungssammlung im Ge(Li)-Detektor aufgrund von toten Zonen verursacht. Zum einen waren es tote Zonen an den Oberflächen, die durch Feldverzerrungen infolge angelagerter elektrisch aktiver Schichten zustande kommen können. Zum anderen waren es tote Zonen, die auftraten, weil das aktive Volumen des Detektors nach dem Regenerieren zu klein für die Reichweite der zu messenden Teilchen war. Die Technologie bei der Herstellung und Regenerierung der Detektoren konnte soweit verbessert werden, daß dieses "tailing"-Problem jetzt nicht mehr auftritt und die Daten reproduzierbar gemessen werden können.

Allerdings muß während der Meßzeit sorgfältig auf Strahlenschäden im Detektor geachtet werden, die ebenfalls schlechte Ladungssammlung im Detektor und damit "tailing" in den Spektren erzeugen. Sie werden einerseits durch den bei Deuteronenstrahl vorhandenen hohen Neutronenuntergrund, hauptsächlich aber durch die geladenen Teil-

chen selbst, die gemessen werden, verursacht und können deshalb nicht verhindert werden. Das Auftreten von Strahlenschäden im Detektor ist früh genug durch Beobachten der Spektren ("tailing") oder mit Hilfe der oszillographischen Darstellung der Teilchen, die im nächsten Kapitel beschrieben wird, zu erkennen. Ein Beispiel zeigt Abbildung 6. Die Punkte der Teilchen, deren Ladung

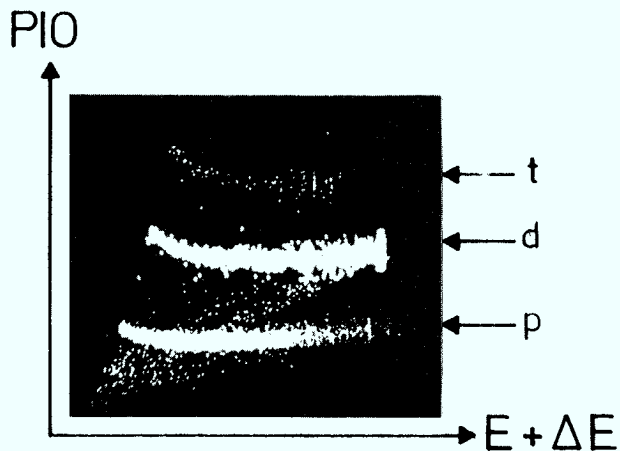


Abb. 6:
Zweidimensionale Darstellung der von einem Teleskop gemessenen Teilchen. Die "Schleiern" zwischen den Teilchenbändern und dem Nullpunkt sind ein Anzeichen für Strahlenschäden im Ge(Li)-Detektor.

nicht vollständig gesammelt wurde, fallen aus den horizontalen Teilchenbändern heraus. Besonders deutlich ist der Effekt an den "Schleiern" zu erkennen, die in den intensitätsstarken Linien beginnen und aus den Teilchenbändern in Richtung Nullpunkt herausragen. Durch Erhöhen der Detektorspannung kann die Ladungssammlung wieder verbessert und die Verfügbarkeit verlängert werden. Die Erfahrung zeigt aber, daß nach einer Meßzeit mit Deuteronenstrahl von etwa vier Tagen (bei mittleren Zählraten) die Detektoren so geschädigt sind, daß sie regeneriert werden müssen.

Selbst bei guter Ladungssammlung ist in den Spektren noch ein geringer niederenergetischer Schwanz zu erkennen. Er wird verursacht durch Streuung an der den Raumwinkel bestimmenden Blende und durch Kernreaktionen sowie Vielfachstreuung im Detektor. Die Blendenstreuung erzeugt einen gleichmäßigen Untergrund, der bei der verwendeten Geometrie nur wenige Prozent ausmacht und im Bereich der elastischen Linie vernachlässigbar ist.

Die Ereignisse, die aufgrund von Kernreaktionen im Detektor in den sog. "reaction tail" fallen, sind Intensitätsverluste, die korrigiert werden müssen. Auf die Abschätzungen diesbezüglich wird in Anhang 3 näher eingegangen. Hier sei nur angeführt, daß diese Verluste bei Deuteronen mit einer Energie von 60 MeV etwa 4 % und von 85 MeV etwa 8 % betragen.

Der Raumwinkel der Detektoren wird durch die Ringblende von 2 mm Innendurchmesser vor dem ΔE -Zähler und durch den Abstand dieser Blende vom Target bestimmt. Der Abstand betrug bei Vorwärtswinkeln 277 mm und bei größeren Streuwinkeln 217 mm. Daraus resultiert ein Raumwinkel von $0.408 \cdot 10^{-4}$ sr bzw. $0.665 \cdot 10^{-4}$ sr oder eine Winkelöffnung von $\pm 0.21^\circ$ bzw. $\pm 0.26^\circ$. Bei größeren Streuwinkeln wurde der kürzest mögliche Abstand gewählt, um den Raumwinkel zu vergrößern und den starken Abfall des elastischen Streuquerschnitts mit zunehmendem Streuwinkel etwas zu kompensieren. Bei Vorwärtswinkeln mußte wegen den teils steilen und tiefen Minima in den Winkelverteilungen auf eine bessere Winkelauflösung geachtet werden. Die Blende bestand aus 7 mm dickem Tantal-Material, damit alle Teilchen mit Energien bis 90 MeV absorbiert werden.

Unmittelbar hinter dem Eintrittsfenster des Kryostaten (101 mm vor der raumwinkelbestimmenden Blende) war eine zweite Blende aus ebenfalls 7 mm dickem Ta-Material und einem Innendurchmesser von 4 mm angebracht. Sie sollte Untergrundstrahlung absorbieren, die aufgrund von Haloeffekten im Strahl vom Targetrahmen oder aufgrund von Schlitzstreuung im Strahlführungssystem schräg aus dem Strahlrohr kommt. In Abb. 4 ist die Blendenanordnung schematisch zu erkennen.

4) Meßelektronik und Datenaufnahme

Den elektronischen Aufbau zeigt das Blockschaltbild in Abbildung 7. Die Ladungsimpulse der Detektoren werden zunächst in den ladungs-empfindlichen Vorverstärkern verstärkt. Diese liefern treppenförmige Spannungsimpulse, die anschließend in den Hauptverstärkern weiter verstärkt und geeignet umgeformt (Zeitkonstante 0,5 μ sec) werden, damit ein entsprechend gutes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht werden kann. Die gaußförmigen Ausgangsimpulse der Hauptverstärker werden zum einen dem Summierverstärker (Σ) zur Bildung der Gesamtenergie ($\Delta E + E$) des registrierten Teilchens und zum anderen dem Teilchenidentifizierungssystem (PI = Particle Identifier) zugeleitet. Es werden getrennte Hauptverstärker für den Energiezweig

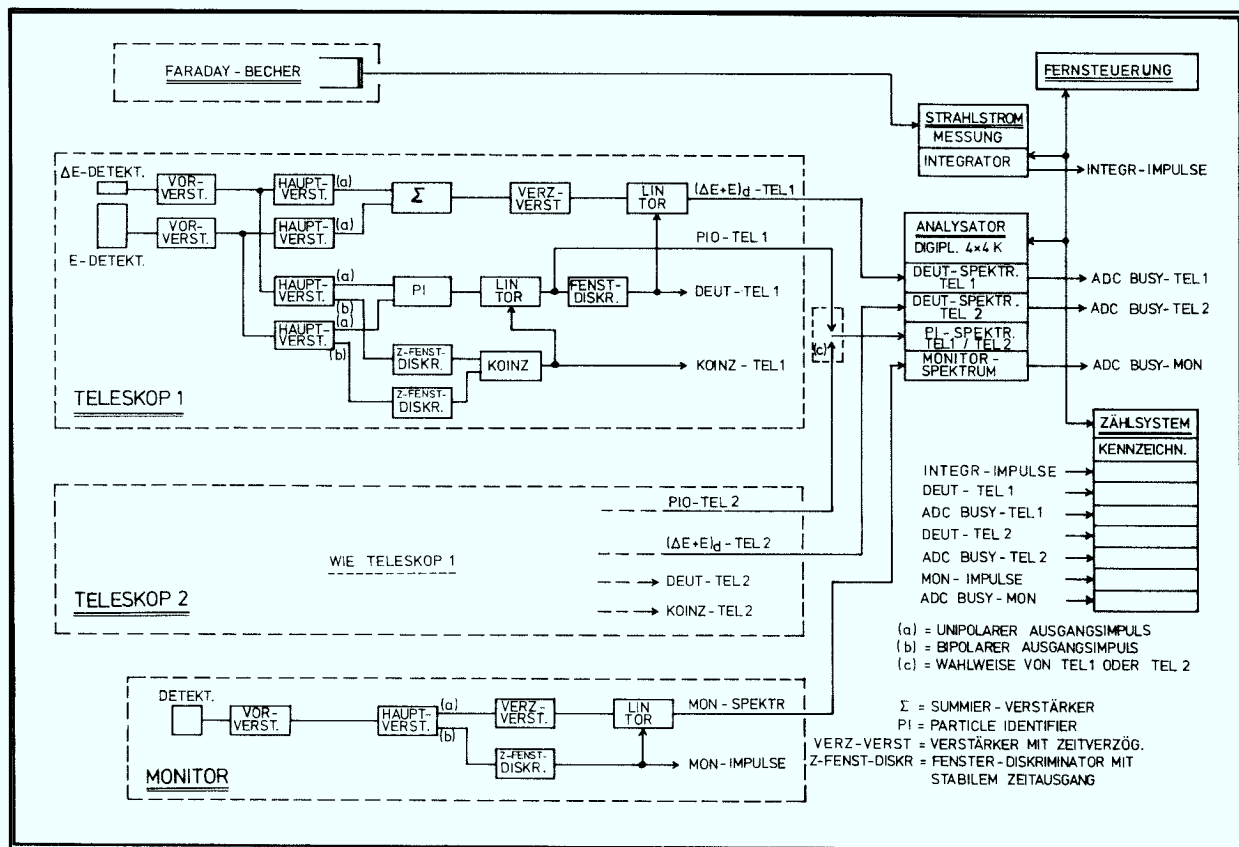


Abb. 7: Blockschaltbild der elektronischen Meßapparatur.

bzw. das Identifizierungssystem verwendet, weil die Verstärkungen im Energiezweig für eine richtige Energiesummation genau bestimmte Werte haben müssen, die Verstärkungen im Identifizierungssystem dagegen für eine optimale Teilchentrennung experimentell eingestellt werden. Auf die genaue Einstellung der Verstärkungen im Energiezweig wird in diesem Kapitel später ausführlich eingegangen.

Im Identifizierungssystem wird zur Reduktion der hohen Einzelzählraten eine Koinzidenz zwischen ΔE - und E-Impulsen gebildet, die das Lineare Tor hinter dem PI kontrolliert. Auf diese Weise werden im Identifier-Spektrum (Teilchenspektrum) diejenigen Impulse unterdrückt, die im E-Detektor durch γ -Strahlung (hier bei Deuteronenstrahl besonders intensiv wegen des hohen Neutronenuntergrundes) und im ΔE -Detektor durch die darin abgestoppten Teilchen erzeugt werden. Mit Hilfe des nachgeschalteten Fensterdiskriminators wird eine Teilchensorte, hier die Deuteronen, aussortiert.

Die Ausgangsimpulse des Fensterdiskriminators öffnen das Lineare Tor im Energiezweig, das somit an seinem Ausgang die Impulse des Energiespektrums der Deuteronen liefert. Diese werden den Analog-Digital-Wandlern (ADC's) des Vielkanalanalysators eingegeben. Der Analysator ermöglicht die gleichzeitige Aufnahme von vier Einzelspektren mit je 4096 Kanälen. Auf diese Weise konnten die Deuteronenspektren der beiden Teleskope, das Spektrum des Monitor-detektors und eines der beiden Teilchenspektren (jeweils im Wechsel von Teleskop 1 oder Teleskop 2) gleichzeitig gemessen werden.

In einem Zählsystem werden zur Überwachung des Experiments bzw. für Korrekturzwecke die Ausgangsimpulse des Strahlstromintegrators, der Deuteronen-Fensterdiskriminatoren beider Teleskope, des Moni-

tor-Fensterdiskriminators und die Busy-Signale der ADC's registriert. Die Integratorimpulse werden zur Normierung der Linienintensitäten bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte benötigt. Das Verhältnis aus den Zählraten der Fensterdiskriminatoren und der zugehörigen ADC-Busy-Signale ergibt direkt den Faktor zur Korrektur der ADC-Totzeit, die bei dieser Apparatur den wesentlichen Anteil der Totzeit ausmacht und deshalb als Systemtotzeit angenommen werden kann. Während der Messungen wurde die Strahlstromstärke jeweils so gewählt, daß die Totzeit weniger als 3 % betrug.

Durch eine Fernsteuerung werden Strahlstromintegrator, Vielkanalanalysator und Zählsystem gemeinsam gestartet und gestoppt. Am Ende jeder Einzelmessung werden die Spektren auf Magnetband geschrieben und die Zählerinhalte auf einer Fernschreibmaschine ausgedruckt. Eine entsprechende Kennzeichnung (geeignete Numerierung) gewährleistet die Zugehörigkeit der einzelnen Daten bei den späteren Auswertungen an einer PDP 15-Rechenmaschine.

Die Teilchenidentifizierung wird mit einem "Particle Identifier" (Modell 2161 der Firma Canberra) durchgeführt, der das Teilchenidentifizierungssignal PIO (Particle Identifier Output) gemäß der Formel

$$\text{PIO} \doteq \Delta E(E + E_0 + k \cdot \Delta E) \sim MZ^2 \cdot \Delta x \quad (2.1)$$

erzeugt (Eng73; Gou75). Hierbei sind E_0 und k Parameter, die für beste Teilchentrennung experimentell eingestellt werden, Δx die Dicke des ΔE -Detektors sowie M die Masse und Z die Ladungszahl des registrierten Teilchens. Da im Experiment Δx konstant ist, ergeben die Teilchenidentifizierungssignale $\text{PIO} \sim MZ^2$ das Spektrum der vom Teleskop gemessenen Teilchen. Der Ausdruck (2.1) für PIO resultiert

nach Approximation und Umformung der Beziehung für den spezifischen Energieverlust dE/dx eines geladenen Teilchens in Materie (Bethe-Bloch-Formel). Seine Gültigkeit setzt deshalb voraus, daß die Energieabgabe im ΔE -Detektor klein ist und daß die Teilchenenergie noch nicht zu stark relativistisch ist (leichte Teilchen mit Energien bis 200 MeV). Im Energiebereich des Jülicher Zyklotrons ist deshalb diese Methode zur Teilchenidentifizierung gut geeignet, wenn die Dicke des ΔE -Detektors geeignet gewählt wird.

Der Vollständigkeit und Übersicht wegen sei erwähnt, daß neben dieser Multiplikationsmethode eine zweite grundlegende Methode zur Teilchenidentifizierung (Gou64; Gou75) verbreitet ist, die auf der empirischen Reichweitenbeziehung $R = a \cdot E^b$ beruht, wobei R die Reichweite und E die Energie des Teilchens bedeuten^{*)}. Für leichte Teilchen gilt $b \approx 1.72$. Die Konstante a ist von der Teilchensorte und dem Absorbermaterial abhängig. Ist Δx wiederum die Dicke des ΔE -Detektors, dann folgt

$$PIO \doteq [(\Delta E + E)^b - E^b] \sim \Delta x / a \quad . \quad (2.2)$$

Da angenähert $a \sim 1/MZ^2$ ist, gilt auch hier $PIO \sim MZ^2 \cdot \Delta x$. Diese Methode zur Teilchenidentifizierung setzt nicht voraus, daß ΔE klein und damit der ΔE -Detektor dünn sein muß. Ihre Anwendbarkeit ist deshalb universeller als die der Multiplikationsmethode nach (2.1). Aus diesem Grunde wird sie in den meisten der Particle-Identifizier-Geräte (z.B. auch in dem hier anfangs verwendeten Modell

^{*)} Diese Beziehung ist eine Abwandlung des Geigerschen Reichweitengesetzes, wonach $R \approx a \cdot v^3$ gilt mit v = Geschwindigkeit des Teilchens.

423 von Ortec) und in den Programmen der on-line Systeme zur Teilchenidentifizierung verwendet.

Um die Optimierung der Teilchenidentifizierung und die Einstellung der Teilchenfenster zu vereinfachen, wurde ein Gerät (Kontrollsystem für Teilchendarstellung) gebaut, mit dessen Hilfe es möglich ist, die von den Teleskopen gemessenen Teilchen auf dem Schirm eines Speicheroszillographen als Punkte darzustellen. Das Blockschaltbild zeigt Abbildung 8. Ohne Rückwirkung auf die eigentliche Meßapparatur (Abbildung 7) kann durch einfaches Umschalten jedes Teleskop zur

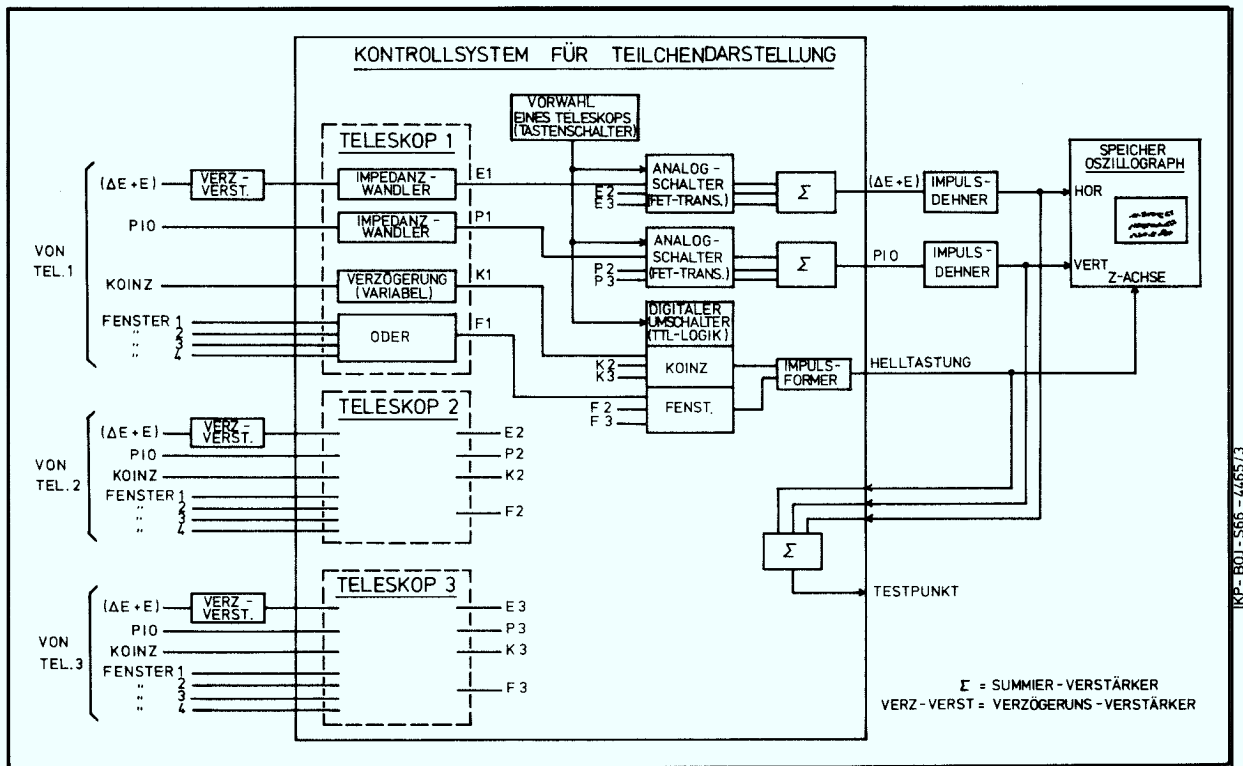


Abb 8: Blockschaltbild des Systems zur Darstellung der von den Teleskopen gemessenen Teilchen auf dem Schirm eines Speicher-Oszillographen.

Darstellung gebracht werden. Dabei werden die Teilchen, deren PIO-Signale in eines der vorgewählten Fenster fallen (hier also die Deuteronen), mit größerer Helligkeit wiedergegeben. In jedem Teleskop können mehrere Teilchenfenster vorgesehen werden, wenn die Spektren mehrerer Teilchen gleichzeitig gemessen werden sollen. Der zeitliche Abgleich erfolgt schnell und einfach durch Beobachten der Impulse an einem Testpunkt. Dort sind die drei Impulse aufsummiert, die dem Oszillographen gleichzeitig zugeführt werden müssen. Mit Hilfe der Verzögerungsverstärker und der variablen Verzögerung in den Eingangsschaltungen für die Koinzidenzsignale wird der zeitliche Überlapp eingestellt. Für die Fenstersignale gilt lediglich die Forderung, daß sie vor Generierung des Helltastimpulses eingetroffen sein müssen. Das Eintreffen eines Fenstersignales wird in der Impulsformerstufe gespeichert und zur Erzeugung eines zeitlich längeren Helltastimpulses verwertet, wodurch eine größere Helligkeit für die Punkte erreicht wird, die Ereignissen innerhalb eines Fensters entsprechen. Die größere Helligkeit für solche Ereignisse kann nicht durch eine größere Amplitude des Helltastimpulses erzeugt werden, weil die Fokussierungsbedingungen für eine punktuelle Darstellung jeweils nur für eine Amplitude des Helltastimpulses optimal eingestellt werden können.

Abbildung 9 (a) zeigt ein Beispiel einer solchen oszillographischen Darstellung, die während einer Eichmessung mit dem $(\text{CH}_2)_n$ -Target bei $E_d = 85 \text{ MeV}$ aufgenommen wurde. Deutlich sind die größeren Punkte der Deuteronen zu erkennen. Diese Art der Darstellung war insbesondere gut dafür geeignet, die Güte der Teilchentrennung und die Stabilität des Identifizierungssystems bzw. der eingestellten Fenster während der zum Teil langen Meßzeiten zu kontrollieren. In

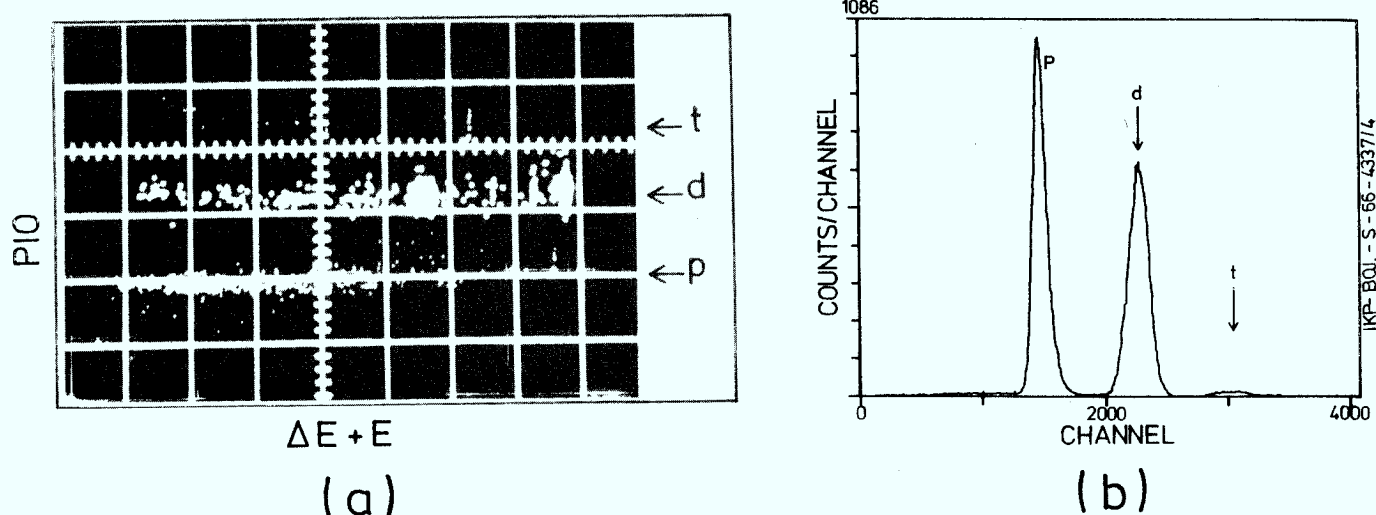


Abb. 9: Teilchenidentifizierung bei $E_d = 85$ MeV; Messung mit $(CH_2)_n$ -Target unter einem Streuwinkel $\theta_{lab} = 20^\circ$:
 (a) oszillographische Darstellung (siehe Text),
 (b) gleichzeitig aufgenommenes Teilchenspektrum (Projektion auf PIO-Achse).

Abbildung 9 (b) ist das gleichzeitig im Vielkanalanalysator aufgenommene Teilchenspektrum, das der Projektion auf die PIO-Achse entspricht, wiedergegeben. Es demonstriert die gute Teilchentrennung, die erreicht werden konnte.

In Abbildung 9 (a) sind innerhalb der breiten Teilchenbänder die schmalen Linien in den Spektren zu erkennen. Im Deuteronenband erkennt man z.B. deutlich die schmalen Linien der an den ^{12}C -Atomkernen gestreuten Deuteronen und die breitere Linie der an den H-Atomen gestreuten Deuteronen. Die Breite der Teilchenbänder (bzw. das Auseinanderziehen der Linien in PIO-Richtung) rührt daher, daß bei Teilchen gleicher Energie die Energieabgabe im ΔE -Detektor infolge unterschiedlicher Weglängen oder Energie-Stragglings verschieden ist. Unterschiedliche Weglängen kommen zustande aufgrund des endlichen Öffnungswinkels und aufgrund von Winkel-Stragglings (evt. auch wegen Nichtplanparallelität des ΔE -Detektors). Die Einzelspektren von

ΔE - und E-Detektor zeigen deshalb breite Linien. Nach der Summation der ΔE - und E-Impulse resultieren wieder schmale Linien, die allerdings nur dann senkrecht zur $(\Delta E + E)$ -Achse stehen und damit eine gute Auflösung in den Energiespektren [Projektion auf die $(\Delta E + E)$ -Achse] ergeben, wenn die Verstärkungen im ΔE - und E-Zweig richtig eingestellt sind. Gemeint sind hier die Gesamtverstärkungen, die jeweils dem Produkt aus den Verstärkungen von Vor- und Hauptverstärker und gegebenenfalls den Abschwächungen aufgrund von Kabelabschlüssen entsprechen. Sind ΔE - und E-Detektor aus gleichem Material, dann müssen die Verstärkungen genau gleich sein. Sind aber, wie in diesem Fall, die beiden Detektoren aus Silizium bzw. Germanium, dann müssen sie um den Betrag (umgekehrt) verschieden sein, um den die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares erforderliche Energie in beiden Materialien verschieden ist ($\epsilon_{\text{Si}} = 3,6 \text{ eV}$ bei 300 K; $\epsilon_{\text{Ge}} = 2,9 \text{ eV}$ bei 77 K; $\epsilon_{\text{Si}}/\epsilon_{\text{Ge}} = 1,24$).

Die richtige Einstellung der Verstärkungen für korrekte Summation der ΔE - und E-Impulse kann deshalb schnell und einfach erreicht werden, indem zunächst die Linien in den Teilchenbändern der zweidimensionalen Darstellung auf dem Oszillographenschirm parallel zur PIO-Achse ausgerichtet werden und anschließend (als feine Korrektur) die Halbwertsbreiten der Linien in den Energiespektren optimiert werden. Die Einstellung der Verstärkungen mit Hilfe von "charge injection" (Einkopplung eines geeichten Ladungsimpulses am Detektoreingang des Vorverstärkers) ist im Vergleich dazu umständlich, weil der die geeichte Kapazität enthaltende "charge injector" wechselweise eingefügt und sorgfältig darauf geachtet werden muß, daß während der Kalibrierung die gleiche Kapazität (Summe von Detektorkapazität und Kapazitäten von Verbindungs-

kabel und Steckern) am Eingang des Vorverstärkers anliegt wie im Experiment. Da die Detektorkapazität spannungsabhängig ist, muß dabei die Detektorspannung anliegen. Außerdem muß der Si/Ge-Faktor berücksichtigt werden. Diese Methode ermöglicht es allerdings, die Verstärkungen schon vor Beginn des Experiments einzustellen und wurde deshalb hier in vereinfachter Form bei den Experimentvorbereitungen zur Grobeinstellung angewandt.

5) Zählratenabhängigkeit und Modifikation der Vorverstärker

Die Empfindlichkeiten kommerziell erhältlicher Vorverstärker sind für Messungen bei den am Jülicher Zyklotron erreichbaren Energien zu hoch, so daß die Vorverstärker für kleinere Empfindlichkeiten modifiziert werden müssen. Die Empfindlichkeit ist durch die Größe der Kapazität in der Gegenkopplung bestimmt, eine kleinere Empfindlichkeit wird durch Vergrößern dieser Kapazität erreicht. Dabei kann die Empfindlichkeit nicht beliebig reduziert werden, weil dadurch das Signal-Rausch-Verhältnis verschlechtert wird und andererseits die Vorverstärker bei größeren Rückkoppelkapazitäten leichter zum Schwingen neigen. Im folgenden soll deshalb die Abhängigkeit der maximal zulässigen Zählrate von Empfindlichkeit und Abfallszeitkonstante des Vorverstärkers berechnet werden, um Aufschluß darüber zu bekommen, wie die Vorverstärker geeignet modifiziert werden müssen.

Abb. 10(a) zeigt das Prinzipschaltbild eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers, der über C_0 kapazitiv an den Detektor (dargestellt durch die Detektorkapazität C_D) angekoppelt ist (AC-Kopplung). Bei direkter Ankopplung (DC-Kopplung) wird der Detektor direkt an den Eingang des Vorverstärkers angeschlossen und die Biasspannung U_B

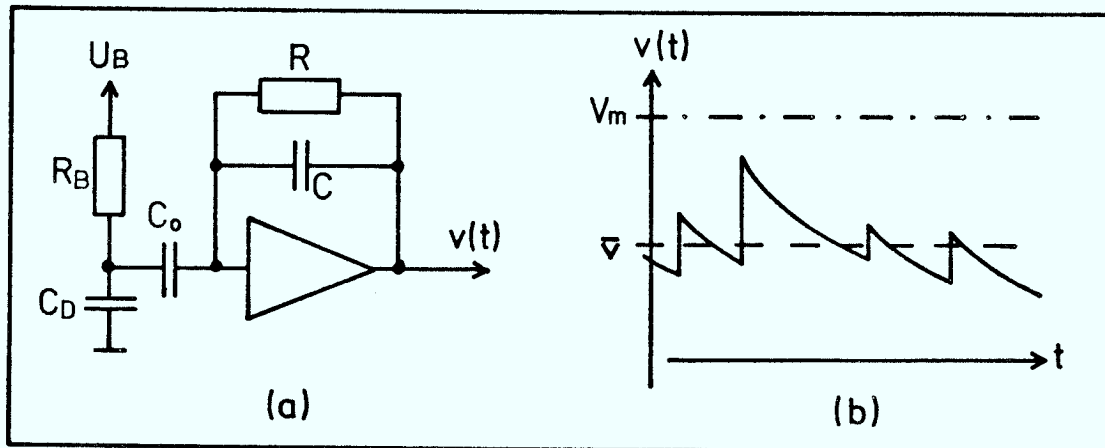


Abb. 10: (a) Prinzipschaltbild eines ladungsempfindlichen Vorverstärkers;

(b) Ausgangsimpulse des Vorverstärkers.

an der anderen Elektrode des Detektors zugeführt; Koppelkapazität C_0 und Biaswiderstand R_B entfallen dabei. Bei den nachfolgenden Überlegungen geht wesentlich ein, ob AC- oder DC-Kopplung vorliegt. Es sei noch darauf hingewiesen, daß viele Vorverstärker im Anschluß an die in Abb. 10(a) dargestellte ladungsempfindliche Stufe einen Nachverstärker enthalten, der die Impulse zum einen verstärken, vor allem aber die Abfallflanke verkürzen soll. Die Problematik der Zählratenabhängigkeit liegt hauptsächlich in der ladungsempfindlichen Stufe. Im folgenden sind deshalb immer Empfindlichkeit und Abfallzeitkonstante der ladungsempfindlichen Stufe gemeint.

In Abb. 10(b) ist ein typischer Verlauf der Ausgangsspannung dargestellt. Die Ausgangsimpulse haben die Form

$$v(t) = \frac{Q}{C} \cdot e^{-t/\tau} = \varepsilon \cdot E \cdot e^{-t/\tau} . \quad (2.3)$$

Hierin bedeuten Q die Ladung, die im Detektor aufgrund der Absorption eines Teilchens mit der Energie E erzeugt wird, C die Integrationskapazität in der Rückkopplung, ε die Empfindlichkeit (z.B. in

[mV/MeV]) und $\tau = RC$ die Abfallzeitkonstante der exponentiell abfallenden Ausgangsimpulse (typisch ist $\tau \approx 1$ msec). Je größer die Zählrate ist, desto mehr fallen nachfolgende Impulse auf die Abfallflanke der vorhergehenden (Impulsaufstockung oder "pile up"-Effekt; siehe Abb. 10(b)). Am Ausgang des Vorverstärkers wird je nach Zählrate eine mittlere Spannung $\bar{v}$ erzeugt, die eine ebenfalls von der Zählrate abhängige Schwankungsbreite $\sigma_{\bar{v}}$ (Standardabweichung) hat.

Damit der begrenzte Linearitätsbereich V_m des Vorverstärkers (typisch ± 5 V für 0,1 % Unlinearität) die Auflösung nicht beeinträchtigt, müssen Empfindlichkeit und Abfallszeitkonstante so bemessen sein, daß auch bei höheren Zählraten (z.B. $2 \cdot 10^4$ Impulse/sec) höchstens 1 % der Impulse mit maximaler Amplitude $\epsilon \cdot E_m$ (z.B. Linie am hochenergetischen Ende des Spektrums) aus dem Linearitätsbereich herausragen. Außerhalb von $\pm 2,5 \cdot \sigma$ liegen etwa 1,4 % der Ereignisse. Da die Impulse unipolar sind, können von diesen 1,4 % nur die am oberen Rand des Schwankungsbereichs aus dem Linearitätsbereich herausragen, somit also weniger als 1 %. Es muß dann gelten:

$$\bar{v} + 2,5 \cdot \sigma_{\bar{v}} \leq V_m - \epsilon E_m. \quad (2.4)$$

Sind Vorverstärker und Detektor direkt gekoppelt, dann entspricht $\bar{v}$ der mittleren Spannung $\bar{v}_{St}$ (St für Statistik) der statistischen Folge der Impulse mit der Impulsform (2.3) und es gilt (*):

$$\bar{v}_{St} + 2,5 \cdot \sigma_{\bar{v}} \leq V_m - \epsilon E_m \quad \text{bei DC-Kopplung.} \quad (2.4a)$$

Ausdrücke für $\bar{v}_{St}$ und die zugehörige Standardabweichung $\sigma_{\bar{v}}$ werden weiter unten angegeben.

Sind dagegen Vorverstärker und Detektor kapazitiv gekoppelt, dann entspricht $\bar{v}$ der Summe aus $\bar{v}_{St}$ und der mittleren Spannung $\bar{v}_{AC}$, die der Entladestrom der Koppelkapazität C_0 am Gegenkopplungswiderstand

(*) Der Einfluß des Detektorleckstroms wurde dabei vernachlässigt.

DC-Kopplung ist nur dann anwendbar, wenn der Leckstrom klein ist.

R erzeugt. C_O wird durch die Ladungsimpulse aus dem Detektor aufgeladen und entlädt sich über $(R_B + R)$. Die Entladezeitkonstante $\tau_O = C_O \cdot (R_B + R)$ liegt im Sekundenbereich ($\tau_O \sim 1000 \cdot \tau$), der Entladestrom ist deshalb nahezu ein Gleichstrom. Die mittlere Spannung $\bar{V}_{St}$ entspricht andererseits auch dem Spannungsabfall, den der mittlere Entladestrom der Gegenkopplungskapazität C an R erzeugt. Beide mittleren Entladeströme entsprechen dem mittleren Ladungstransport aufgrund der Energieabsorption im Detektor und sind deshalb gleich. Da beide über dem Gegenkopplungswiderstand R in entgegengesetzte Richtungen fließen, ist $\bar{V}_{St} = -\bar{V}_{AC}$ bzw. $\bar{V} = \bar{V}_{St} + \bar{V}_{AC} = 0$. Somit gilt:

$$2,5 \cdot \sigma_{\bar{V}} \leq V_m - \epsilon E_m \quad \text{bei AC-Kopplung} \quad (2.4b)$$

Gleichung (2.4b) sagt aus, daß bei AC-Kopplung die von der Zählrate stark abhängige mittlere Verschiebung $\bar{V}_{St}$ des Gleichspannungsniveaus nicht eingeht, nur deren Schwankung $\sigma_{\bar{V}}$ bestimmt das Zählratenverhalten. Ein Vergleich von (2.4a) und (2.4b) läßt somit schon erkennen, daß bei AC-Kopplung höhere Zählraten verarbeitet werden können als bei DC-Kopplung. Wie anschließend auch quantitativ nachgewiesen wird (siehe Tabelle 2 auf Seite 35), kann $\bar{V}_{St}$ um mehr als eine Größenordnung größer sein als $\Delta \bar{V} = 2,5 \cdot \sigma_{\bar{V}}$, so daß in manchen Fällen auch die im Vorverstärker möglichen Zählraten bei AC-Kopplung um mehr als eine Größenordnung größer sein könnten als bei DC-Kopplung. Meistens können allerdings so hohe Zählraten, die der Vorverstärker noch verkraften könnte (z.B. mehr als 10^5 Impulse/sec), nicht ausgenutzt werden, weil dann die Auflösung durch Aufstockung der Impulse im Hauptverstärker verschlechtert wird oder die Totzeit in den ADC's der Analysatoren bzw. in den Apparaturen zur Unterdrückung von durch Aufstockung verfälschten Impulsen ("pile-up rejector") über 50 % anwächst. Grundsätzlich kann aber gesagt werden, daß AC-Kopplung im allgemei-

nen vorzuziehen ist, weil im Detektor-Vorverstärker-System weniger Schwierigkeiten bei höheren Zählraten zu erwarten sind und vor allem auch der Detektor (wegen Erdung einer Elektrode) einfacher aufgebaut werden kann. DC-Kopplung ist dann notwendig, wenn Auflösungen von weniger als $\sim 1,8$ keV gefordert werden (z.B. bei der Messung von linienreichen γ -Spektren oder Röntgenspektren). Eine höhere Auflösung kann bei DC-Kopplung erreicht werden, weil der Rauschbeitrag des bei AC-Kopplung erforderlichen Biaswiderstandes R_B entfällt und ein DC-gekoppeltes Detektorsystem weniger mikrophonieempfindlich ist. (Da der Detektorleckstrom hierbei ebenfalls über den Gegenkopplungswiderstand fließt, ist diese Methode nur bei Detektoren mit kleinem Leckstrom anwendbar). Eine solch hohe Auflösung ist allerdings bei Teilchenspektroskopie an Beschleunigern wegen der begrenzten Energieauflösung des Strahls nicht erforderlich.

Die Gültigkeit von (2.4b) bzw. die Überlegenheit der AC-Kopplung bei hohen Zählraten treffen nur dann zu, wenn die Zählrate wenig schwankt, weil sich nur dann die mittleren Entladeströme gegenseitig kompensieren. Bei plötzlichen Änderungen der Zählrate ändert sich $\bar{v}_{St}$ ebenfalls prompt, während $\bar{v}_{AC}$ mit Sekundenzeitkonstante nachläuft. Da $\bar{v}_{St}$ unter Umständen große Spannungswerte annehmen kann, besteht die Gefahr, daß die Ausgangsstufe des Vorverstärkers bei plötzlichem Ändern der Zählrate sogar in Sättigung gerät. Dadurch entstehen unkontrollierbare Totzeiten und die Auflösung wird erheblich verschlechtert. Die große Zeitkonstante τ_O kann auch nicht wesentlich verkürzt werden, um diesen Effekt zu mildern. Es muß nämlich $\tau_O \gg \tau = RC$ gelten, weil sonst durch τ_O der Impulsabfall beeinflußt und damit ein einwandfreier Abgleich der Impulsform ("pole zero cancellation") im Hauptverstärker verhindert wird, wodurch zählratenabhängige Verschiebungen des Gleichspannungsniveaus und folglich Auflösungsverschlechterungen hervorgerufen würden.

Plötzliche Zählratenschwankungen können bei Beschleunigerexperimenten zum Teil häufig auftreten, z.B. bei Instabilitäten von Ionenquelle, HF-Sender oder Extraktionselementen. Oder sie werden gezielt herbeigeführt, wenn ein gepulster Strahl verwendet wird. Ist die Pulsung im msec-Bereich oder schneller, dann verhält sich ein AC-gekoppelter Vorverstärker bezüglich der Zählratenabhängigkeit wie ein DC-gekoppelter. Grundsätzlich sollte bei Beschleunigerexperimenten deshalb nicht auf die hohe Zählratenfestigkeit vertraut werden, die mit AC-gekoppelten Vorverstärkern bei gleichmäßigen Zählraten erreicht werden kann. Vorerst zusammenfassend kann somit gesagt werden, daß bei Beschleunigerexperimenten die Vorverstärker AC-gekoppelt werden sollten, daß aber ein Zählratenverhalten zugrunde gelegt werden sollte, als ob sie DC-gekoppelt wären.

Für die praktische Ausführung der Vorverstärker ist es wichtig, den Zusammenhang zwischen den maximal möglichen Zählraten und den Vorverstärkerparametern (z.B. ϵ und τ) bzw. der im Detektor absorbierten Energie zu kennen. Entsprechende Beziehungen können aus (2.4a) und (2.4b) gewonnen werden. Zu diesem Zweck müssen zunächst Ausdrücke für $\bar{v}_{St}$ und $\sigma_{\bar{v}}$ abgeleitet werden. In Anhang 4 sind entsprechende Ergebnisse für statistische Impulse mit einer Impulsform, wie sie von den Vorverstärkern geliefert werden, angegeben. Danach gilt für die mittlere Spannung und ihre Standardabweichung

$$\underline{\underline{\bar{v}_{St} = \epsilon \bar{E} n \tau}} \quad (2.5)$$

$$\underline{\underline{\sigma_{\bar{v}} = \epsilon \cdot \sqrt{\bar{E}^2} \cdot \sqrt{\frac{n \tau}{2}}}} \quad (2.6)$$

Hierin sind ϵ und τ Empfindlichkeit und Abfallszeitkonstante des Vorverstärkers, n die Zählrate, ferner $\bar{E}$ die mittlere Energie und

$\sqrt{E^2}$ der mittlere quadratische Wert der Energie im Spektrum. $\bar{E}$ und $\sqrt{E^2}$ hängen von der Form des Spektrums ab. $\bar{E}$ ist als Energie des Spektrum-Schwerpunkts im allgemeinen leicht aus dem Spektrum selbst zu erkennen, nicht dagegen $\sqrt{E^2}$. Eine Abschätzung liefert als Näherung: $\sqrt{E^2} \approx \bar{E} \cdot \sqrt{\frac{2+1 \cdot \frac{E_m}{\bar{E}}}{3+3 \cdot \frac{E_m}{\bar{E}}}}$. Wegen $\bar{E} < E_m$ gilt also im allgemeinen $\bar{E} < \sqrt{E^2} < E_m$. Nur in wenigen Fällen ist $\bar{E} \approx E_m$ (in Spektren einer monoenergetischen Strahlung, die im Detektor auch noch in einer Linie nachgewiesen wird, z.B. in Spektren von α -Quellen oder von Streumessungen bei kleinen Streuwinkeln, bei denen die elastische Streuung stark überwiegt) und folglich $\sqrt{E^2} \approx \bar{E}$. In den meisten Spektren ist $\frac{E_m}{4} \lesssim \bar{E} \lesssim \frac{3}{4} \cdot E_m$ und demnach $1,1 \cdot \bar{E} \lesssim \sqrt{E^2} \lesssim \sqrt{2} \cdot \bar{E}$. Im allgemeinen gilt somit näherungsweise:

$$\sigma_V \lesssim \epsilon \bar{E} \cdot \sqrt{n\tau}. \quad (2.6a)$$

Für die maximal möglichen Zählraten n_m bei DC- bzw. AC-Kopplung folgt aus (2.4a) bzw. (2.4b) nach Einsetzen von (2.5) und (2.6):

$$n_m^{(DC)} \leq \frac{0,78}{\tau} \cdot \frac{\bar{E}^2}{\bar{E}^2} \cdot \left(\sqrt{1 + 1,28 \cdot \frac{\bar{E}(V_m - \epsilon E_m)}{\epsilon \bar{E}^2}} - 1 \right)^2 \quad (2.7)$$

$$n_m^{(AC)} \leq \frac{0,32}{\tau} \cdot \frac{(V_m - \epsilon E_m)^2}{\epsilon^2 \bar{E}^2} \quad (2.8)$$

Diese für die Praxis zum Teil umständlichen Formeln können durch Näherungen weiter vereinfacht werden. Damit Zählraten von mehr als $2 \cdot 10^4$ Imp./sec erreicht werden können, müssen die Vorverstärker im allgemeinen so ausgelegt sein, daß $\epsilon E_m \lesssim 0,1 V_m$ ist. Unter dieser Voraussetzung und (für eine Abschätzung nach unten) mit der in den Spektren meist zutreffenden Näherung $1,1 \cdot \bar{E} \approx \sqrt{E^2}$ folgt aus (2.7):

$$n_m^{(DC)} \approx \frac{1}{\tau} \cdot \frac{V_m}{\epsilon \bar{E}} \cdot \left(1 - 2 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon \bar{E}}{V_m}} \right) \quad (2.7a)$$

Aus (2.8) folgt mit $\sqrt{\bar{E}^2} \lesssim \bar{E} \cdot \sqrt{2}$ unter der Bedingung $\epsilon E_m \lesssim 0,05 \cdot V_m$:

$$\underline{\underline{n_m^{(AC)} \lesssim \frac{0,16}{\tau} \cdot \left(\frac{V_m}{\epsilon \bar{E}}\right)^2}} \quad (2.8a)$$

Mit (2.7a) und (2.8a) können die maximalen Zählraten aus der mittleren Energie $\bar{E}$ des Spektrums berechnet werden, wenn nur die im allgemeinen erfüllten Voraussetzungen $\epsilon E_m \lesssim 0,1 \cdot V_m$ bei DC-Kopplung bzw. $\epsilon E_m \lesssim 0,05 \cdot V_m$ bei AC-Kopplung zutreffen. Für $\epsilon \bar{E} \ll V_m$ folgt aus (2.7a) $\epsilon \bar{E} \cdot n_m^{(DC)} \approx V_m / \tau = \text{const.}$ Die maximale Zählrate DC-gekoppelter Vorverstärker kann also unter der Voraussetzung $\epsilon \bar{E} \ll V_m$ mit einer maximalen mittleren Energie pro Zeiteinheit angegeben werden. Eine solche Angabe wird von manchen Herstellern gemacht (siehe Tabelle 2).

Division der Beziehungen (2.7a) und (2.8a) ergibt

$$\frac{n_m^{(DC)}}{n_m^{(AC)}} \approx 6,25 \cdot \frac{\epsilon \bar{E}}{V_m} \cdot \left(1 - 2 \sqrt{\frac{\epsilon \bar{E}}{V_m}}\right) \quad (2.9)$$

Daraus ist zu erkennen, daß die maximal möglichen Zählraten bei AC-Kopplung nur dann viel größer sind als bei DC-Kopplung, wenn $\epsilon \bar{E} \ll V_m$ gilt, wenn also die Energien klein sind oder wenn die Empfindlichkeit ϵ klein ist. Da die Empfindlichkeit, wie zu Anfang erläutert, vor allem aus Gründen des Signal-Rausch-Verhältnisses nicht beliebig reduziert werden kann, ist die Überlegenheit der AC-Kopplung bei höheren Energien nicht mehr so groß. Die Beschränkung bei Beschleunigerexperimenten auf die maximalen Zählraten, wie sie bei DC-Kopplung möglich sind, ist deshalb keine wesentliche Ein-

Vorverstärker			$\bar{E}$	DC-Kopplung			AC-Kopplung		
Typ	Parameter (*)	max. Zählrate nach Firmen- angabe	mittlere Energie (MeV)	$n_m^{(DC)}$ (10^3 Imp./sec)	$\bar{v} = \bar{v}_{St}$ (Volt)	$\Delta \bar{v}$ (Volt)	$n_m^{(AC)}$ (10^3 Imp./sec)	$\bar{v}_{St}$ (Volt)	$\Delta \bar{v}$ (Volt)
Canberra Ind. CI 970-HE	$\epsilon = 2$ $\tau = 0,44$ $V_m = 5$		1 45 90 135 180	5500 92 39 23 18	4,8 3,7 3,1 2,7 2,9	0,3 1,4 1,9 2,1 1,8	$2,3 \cdot 10^6$ 1100 281 125 121	2000 44 22 15 19	5,0 5,0 5,0 5,0 4,6
Canberra Ind. CI 970-D	$\epsilon = 10$ $\tau = 0,47$ $V_m = 5$		1 10 45	969 76 9,5	4,6 3,6 2,0	0,5 1,5 2,4	85000 851 42	400 40 9	5,0 5,0 5,0
Canberra Ind. CI 2003	$\epsilon = 20$ $\tau = 0,22$ $V_m = 10$	$2 \cdot 10^6$ MeV/sec	1 10 45 60	2100 163 20 11,6	9,1 7,1 4,0 3,1	1,1 3,0 4,7 4,8	$1,8 \cdot 10^5$ 1800 90 51	800 80 18 13	10,0 10,0 10,0 10,0
Ortec 142B Ortec 242B	$\epsilon = 20$ $\tau = 1$ $V_m = 7$	$3 \cdot 10^5$ MeV/sec	1 10 45	313 23 2,2	6,3 4,6 2,0	0,8 2,4 3,3	20000 196 9,7	392 39 9	7,0 7,0 7,0
Ortec 142AG	$\epsilon = 8$ $\tau = 0,68$ $V_m = 7$	$2 \cdot 10^6$ MeV/sec	1 10 45 90	1200 101 16 5,1	6,5 5,5 3,8 2,5	0,6 1,7 2,9 3,4	$1,8 \cdot 10^5$ 1800 89 22	980 98 22 11	7,0 7,0 7,0 7,0
Tennelec TC 171	$\epsilon = 20$ $\tau = 2,2$ $V_m = 10$	1 MeV(Si): $3,6 \cdot 10^7$ Imp./sec 10 MeV(Si): $3,5 \cdot 10^5$ Imp./sec	1 10 45	207 16 2,0	9,1 7,2 4,0	1,1 2,9 4,7	18000 182 9,0	800 80 18	10,0 10,0 10,0
(*) ϵ (mV/MeV), τ (msec), V_m (Volt)									

Tabelle 2: Max. Zählraten n_m , mittl. Spannungen $\bar{v}_{St}$ und Schwankungsbreiten $\Delta \bar{v} = 2,5 \cdot \sigma_{\bar{v}}$ von Vorverstärkern mit kleinerer Empfindlichkeit als üblich. Die Werte wurden, ausgenommen bei $\bar{E} = 180$ MeV, mit den Formeln (2.7a), (2.8a), (2.5) und (2.6a) ermittelt. Bei $\bar{E} = 180$ MeV wurden die Formeln (2.7), (2.8), (2.5) und (2.6) angewendet mit $\bar{E} = \sqrt{\bar{E}^2} = E_m = 180$ MeV (dazu siehe Text). Die Parameter ϵ , τ , und V_m sind Empfindlichkeit, Abfallszeitkonstante und linearer Bereich der ladungsempfindlichen Stufe, bei zweistufigen Vorverstärkern also nicht das Verstärkerausgangs. Der Vorverstärker CI 970-HE ist der in dieser Arbeit für höhere Energien modifizierte. Die anderen sind handelsübliche Geräte.

schränkung, wenn ein Strahl mit höherenergetischen Teilchen zur Verfügung steht.

In Tabelle 2 sind für verschiedene Vorverstärker, deren Empfindlichkeiten kleiner als gewöhnlich sind, die maximalen Zählraten n_m , die mittlere Spannung $\bar{v}_{St}$ und die Schwankungsbreite $\Delta \bar{v} = 2,5 \cdot \sigma_{\bar{v}}$ bei DC-

und AC-Kopplung angegeben. Der an erster Stelle aufgeführte Vorverstärker CI 970-HE (HE für "höhere Energien") ist ein aufgrund der hier angestellten Überlegungen modifizierter Vorverstärker CI 970-D der Firma Canberra Industries. (Gleichzeitig wurde auch das bei höheren Zählraten notwendige "pole zero cancellation"-Netzwerk zwischen ladungs-empfindlicher Stufe und Nachverstärker, das im CI 970-D nicht mehr vorhanden ist, wieder nachgerüstet.) Die Angaben für den CI 970-HE in Tabelle 2 sind für mittlere Energien $\bar{E}$ bis zu 180 MeV (entsprechend der maximalen α -Energie an JULIC) gemacht. Die Vorverstärker sollten nämlich so modifiziert werden, daß sie auch für die Experimente mit 180 MeV α -Strahl geeignet sind. Allerdings kann $\bar{E} \approx 180$ MeV nur bei kleinen Streuwinkeln vorkommen, bei denen die elastische Streuung stark überwiegt und deshalb $\bar{E} \approx \sqrt{E^2} \approx E_m$ gilt. Für diesen Fall wurden die Werte in Tabelle 2 mit dieser Bedingung aus den exakten Formeln (2.7), (2.8), (2.5) und (2.6) berechnet. Ansonsten wurden die Angaben in Tabelle 2 anhand der Näherungsformeln (2.7a), (2.8a) und (2.6a) ermittelt. Dabei wurden aber nur solche mittleren Energien $\bar{E}$ berücksichtigt, bei denen $n_m^{(DC)}$ noch einige 10^3 Imp./sec beträgt.

Aus Tabelle 2 ist zu entnehmen, daß bei AC-Kopplung zwar viel höhere Zählraten im Vorverstärker verarbeitet werden könnten, daß dabei aber die mittleren Spannungen $\bar{V}_{St}$ größer sind als der lineare Bereich V_m des Vorverstärkers. Bei Instabilitäten des Strahls oder bei gepulstem Strahl würde, wie bereits vorher schon erläutert, der Vorverstärker bei solchen Zählraten ständig in Sättigung geraten und die Messungen erheblich verfälschen oder sogar unmöglich machen. Bemerkenswert sind in diesem Zusammenhang die ebenfalls in Tabelle 2 aufgeführten maximalen Zählraten nach Firmenangabe. Die Angaben von Canberra Ind. und Ortec sind experimentell mit einer ^{60}Co -Quelle und

üblicher Meßelektronik bestimmte Werte. Sie stimmen überraschenderweise fast mit den nach (2.7a) berechneten Werten für DC-Kopplung überein. Die bei AC-Kopplung im Vorverstärker möglichen hohen Zählraten können offensichtlich wegen Aufstockung der Impulse ("pile up") im Hauptverstärker experimentell nicht ausgenutzt werden. Die Angaben von Tennelec für den TC 171, die direkt aus (2.8) unter der Annahme $\bar{E} = \sqrt{E^2} = E_m$ resultieren, haben deshalb für Energiespektroskopie nur wenig praktische Bedeutung.

Die Modifizierungen wurden zunächst auch an anderen Vorverstärkern verschiedener Hersteller versucht, jedoch mit unterschiedlichem Erfolg. Es traten zum Teil erhebliche Schwierigkeiten auf, so z.B. mit der Stabilität oder mit der Anstiegszeit in eine Polaritätsrichtung. Es wären deshalb noch weitere Eingriffe in die Verstärker notwendig gewesen. (Die in der Tabelle aufgeführten Vorverstärker CI 2003 und Ortec 142 AG waren zum damaligen Zeitpunkt noch nicht auf dem Markt). Beim CI 970-D konnten die Änderungen problemlos durchgeführt werden, auch die Korrektur der Leerlaufverstärkung zur Phasenkontrolle konnte mit einem bereits eingebauten Potentiometer vorgenommen werden. Das Rauschen bei 0 pF Detektorkapazität erhöht sich nach Modifikation aufgrund der größeren Gegenkopplungskapazität und des kleineren Gegenkopplungswiderstandes von ~ 2 keV auf ~ 6 keV. Dabei wird aber wegen der dann größeren dynamischen Eingangskapazität des Vorverstärkers der Rauschanstieg von ~ 11 eV/pF auf ~ 8 eV/pF verbessert.

Untersuchungen zur Zählratenabhängigkeit von Vorverstärkern sind von Fairstein und Ferrari (Fai65 und Fer68) veröffentlicht worden. In (Fer 68) werden Formeln für die maximalen Zählraten angegeben,

die sofort aus (2.8) bzw. (2.7a) resultieren, wenn $\bar{E} = \sqrt{E^2} = E_m$ gesetzt wird. Sie sind deshalb nur bei einer monoenergetischen Strahlung gültig, die im Detektor auch noch als Linie nachgewiesen wird. Dies trifft aber nur in wenigen Fällen zu, wie schon erwähnt wurde. Die in (Fer 68) angegebenen Formeln sind deshalb nur begrenzt gültig.

Viele Vorverstärker enthalten im Anschluß an die ladungsempfindliche Stufe einen Nachverstärker für eine bessere Signalübertragung. Ist τ' die Abfallszeitkonstante und A der Verstärkungsfaktor des Nachverstärkers, dann gilt für die mittlere Spannung $\bar{v}'_{St}$ und die Schwankungsbreite $\Delta \bar{v}' = 2,5 \cdot \sigma_{\bar{v}'}$ am Ausgang des Vorverstärkers:

$$\bar{v}'_{St} = A \cdot \epsilon \bar{E} n \tau' \quad (2.10)$$

$$\Delta \bar{v}' = 2,5 \cdot A \epsilon \sqrt{\bar{E}^2} \cdot \sqrt{\frac{n \tau'}{2}} \quad (2.11)$$

Im allgemeinen ist A klein ($A=2-10$) und es gilt $\tau' < \tau$, so daß wegen $A \cdot \tau' < \tau$ und $A \cdot \sqrt{\tau'} < \sqrt{\tau}$ mittlere Spannung und Schwankungsbreite am Ausgang des Vorverstärkers kleiner sind als am Ausgang der ladungsempfindlichen Stufe. Das Zählratenverhalten des Vorverstärkers wird folglich nur durch die ladungsempfindliche Stufe bestimmt.

6) Targets

Die Messungen wurden an vier Targetkernen aus verschiedenen Massenbereichen des Periodensystems durchgeführt, um die Abhängigkeit der Parameter des optischen Potentials von der Masse des Targetkerns bestimmen zu können. Es wurden dazu die Targetkerne ^{27}Al , ^{89}Y , ^{120}Sn und ^{208}Pb ausgewählt, die einen Energieabstand von mehr als 1 MeV zwischen Grundzustand und erstem angeregtem Niveau aufweisen und aus deren Material Targets auf einfache Weise hergestellt werden können, die ohne besondere Vorkehrungen gehandhabt werden können und über längere Zeit stabil bleiben. Die Targets bestanden aus freitragenden Folien. Sie waren auf Metallrähmchen aufgeklebt und mit diesen auf der Targetleiter aufgeschraubt. Die Targetleiter war um die Achse senkrecht zur Detektorebene drehbar. Der Winkel zwischen Target und Strahlrichtung betrug 90° oder 45° . Bei Messungen mit $\theta_{\text{lab}} = 60^\circ - 115^\circ$ wurde das Target auf 45° gedreht, um den Weg der gestreuten Teilchen im Target und damit Vielfachstreuung bzw. Energieverschmierung (energy straggling) zu vermindern.

Zusammen mit den Meßtargets befanden sich auf der Targetleiter ein Szintillatortarget und ein $(\text{CH}_2)_n$ -Target. Das Szintillatortarget wurde zur Fokussierung des Strahls und das $(\text{CH}_2)_n$ -Target für regelmäßige Eichmessungen zur Winkelkontrolle und zur Überwachung des "tailings" aufgrund von Strahlenschäden in den Detektoren benötigt.

Die ^{27}Al -Targets und das $(\text{CH}_2)_n$ -Target wurden aus industriell hergestellten Folien angefertigt (^{27}Al -Targets aus 10 μm bzw. 40 μm dicken Folien aus Reinstaluminium der Firma REBAG; $(\text{CH}_2)_n$ -Target aus 25 μm dicker Polyäthylen-Folie der Firma Kalle). Die ^{89}Y -, ^{120}Sn - und ^{208}Pb -Targets wurden aus angereichertem bzw. nahezu isotopenreinem Material durch mehrfaches Walzen hergestellt. Das ^{120}Sn - und ^{208}Pb -Material war angereichertes Material vom Oak Ridge National Labora-

tory (ORNL), USA, das hochreine ^{89}Y -Material stammte vom Max Planck Institut für Kernphysik in Heidelberg. Aus den Folien bzw. dem gewalzten Material wurde jeweils ein geeignetes Stück aus der Mitte herausgeschnitten. Störende Verunreinigungen waren nur in den ^{27}Al -Targets durch Sauerstoff infolge Oxydation der Oberfläche vorhanden. Der Großteil der Messungen am ^{27}Al -Kern wurde deshalb mit einem relativ dicken ^{27}Al -Target durchgeführt, bei dem der Sauerstoffanteil vergleichsweise gering ist.

Die Targetdicken wurden unter verschiedenen Gesichtspunkten ausgewählt. Zum einen sollte die Targetdicke möglichst groß sein, damit auch bei kleinen Wirkungsquerschnitten und Strahlströmen von etwa 100 nA eine genügend hohe Zählrate und damit ausreichende Statistik in nicht allzu langen Meßzeiten erreicht werden kann. Andererseits sollten die Targets nicht zu dick sein, damit die Energieverschmierung nur unwesentlich die Energieauflösung beeinflusst und Vielfachstreuung bei der Messung der Streuquerschnitte vernachlässigbar ist. Auch sollte der Strahl selbst nicht zu stark aufgefächert werden, damit er vollständig im Faradaybecher gesammelt wird, der aus Gründen von Untergrundstrahlung entfernt angebracht war. In Tabelle 3 sind die Targets mit ihren wichtigsten Angaben aufgelistet.

Der Fehler der Meßdaten wird, außer bei Messungen mit sehr kleinen Wirkungsquerschnitten wegen schlechter Statistik, im allgemeinen hauptsächlich durch den Fehler der Targetdicke bestimmt, weil dieser wegen unbekannter Inhomogenitäten der Targets entsprechend groß eingeschätzt werden muß. Da die Anpassung der Potentialparameter zur optimalen Beschreibung der elastischen Winkelverteilungen zum Teil empfindlich vom Absolutwert und den Fehlern der Streudaten abhängt, wurde versucht, die Targetdicken möglichst genau zu be-

Target		Targetdicke (mg/cm ²)		Energieverschmierung von Deuteronen (keV)		
Kern	Isotopen- reinheit	aus Wägung	mit α -Quelle	im Target	bis zum Detektor 1 cm Luft	7 cm Luft
²⁷ Al	100 %	2,6	2,69	33	60	83
		11,3		69	86	103
⁸⁹ Y	100 %	6,4	6,85	50	73	92
		8,03		56	77	96
¹²⁰ Sn	98,4 %	4,84	5,56	42	68	89
		6,07		47	72	91
²⁰⁸ Pb	99,1 %	5,04	6,04	42	68	89
		6,39		47	72	92
(CH ₂) _n		2,2		31	59	82

Tabelle 3: Die verwendeten Targets und die wichtigsten Angaben dazu.

Die angegebene Energieverschmierung gilt für senkrechten Durchgang der Deuteronen (zu Energieverschmierung siehe Anhang 2).

stimmen. Zu diesem Zweck wurden die Targetdicken der vier untersuchten Kerne mittels drei voneinander unabhängiger Methoden vermessen bzw. durch Vergleich gemessener Streudaten überprüft. Dabei wurde die Homogenität der Targets durch stichprobenartige Vergleichsmessungen an verschiedenen Stellen der Targets kontrolliert.

Die drei Methoden und die dabei auftretenden Fehler sind die folgenden:

- 1) Dickenbestimmung durch Wägung auf einer Mikrowaage, Flächenbestimmung auf Millimeterpapier und stichprobenartige Überprüfung der Homogenität durch Vergleichsmessungen mit Strahlfleck bzw. kollimierten α -Teilchen einer α -Quelle (²⁴⁴Cm) an verschiedenen Stellen der Targets.

Der Fehler der Wägung selbst ist vernachlässigbar. Der Fehler der Flächenbestimmung beträgt, da die Targets ungefähr $1,5 \text{ cm}^2$ groß waren, bei mehrfacher Bestimmung der Fläche und Durchschnittsbildung etwa 6 %. Aus den stichprobenartigen Messungen an verschiedenen Stellen der Targets folgt ein Fehler aufgrund von "makroskopischen" Inhomogenitäten von $\lesssim 7 \%$. Damit resultiert nach quadratischer Addition ein Fehler ΔD_1 der "Dickenbestimmung durch Wägung" von $\Delta D_1 \lesssim 10 \%$.

- 2) Unabhängige Herstellung von zwei Targets des gleichen Isotops, Dickenbestimmung nach 1) und Vergleich der Streudaten. Die Streudaten stimmen innerhalb der Fehler "aus Wägung" (Methode 1)) überein, d.h. für die Targetdicken kann aufgrund dieser Methode eine Streuung bzw. ein zufälliger Fehler $\Delta D_2 \lesssim 10 \%$ angenommen werden.
- 3) Dickenbestimmung aus dem Energieverlust der α -Teilchen der ^{244}Cm -Quelle. Mit einer Lochblende wurde dabei eine Teilfläche des Targets etwa von der Strahlfleckgröße ausgeblendet, damit "mikroskopische" Inhomogenitäten in gleicher Weise wie im Experiment gemittelt werden.

Die so bestimmten Targetdicken stimmen gut mit den "aus Wägung" erhaltenen überein (Unterschied $\lesssim 8 \%$, zum Teil viel kleiner als die Fehlergrenzen "bei Wägung"). Der Fehler ΔD_3 dieser Dickenbestimmung beträgt jedoch ebenfalls etwa 10 % wegen Fehlern in den Werten für den spezifischen Energieverlust (dE/dx -Werte). Bei Al und Y ist der Fehler in den dE/dx -Werten sicher viel kleiner, da viele experimentelle Werte in dem hier interessierenden Energiebereich vorhanden sind. Bei Sn und Pb dagegen existieren für $E_\alpha > 2 \text{ MeV}$ (bis auf zwei Punkte älterer Messungen) keine experimentellen dE/dx -Werte und die Fehler der theoretischen Werte können nach Ziegler (Zie 80) bis zu 10 % betragen.

Die Fehler ΔD_i dieser drei Methoden können als voneinander unabhängige (zufällige) Fehler der dreifach bestimmten Targetdicke angesehen werden. Da sie ungefähr gleich groß sind ($\Delta D_i \lesssim \Delta D_1 = 10 \%$), ist der resultierende wahrscheinlichste Fehler ΔD der Targetdicke gegeben durch:

$$(\Delta D)^2 = \frac{1}{3} (\Delta D_1)^2 \quad (2.12)$$

$$\Delta D \lesssim 6 \% .$$

Die Dickenbestimmung aus dem Energieverlust der α -Teilchen erfolgte mit Hilfe der Beziehung

$$D = \int_0^D dx = \int_{E_\alpha - \Delta E_\alpha}^{E_\alpha} (dE/dx)^{-1} dE . \quad (2.13)$$

Hierin sind E_α und ΔE_α die Energie der einfallenden α -Teilchen ($E_\alpha = 5.805$ MeV) und ΔE_α ihr Energieverlust im Target. Der spezifische Energieverlust dE/dx für α -Teilchen in dem hier interessierenden Energiebereich von 3-6 MeV verläuft fast genau proportional zu E^{-1} , so daß $(dE/dx)^{-1}$ sehr gut linear approximiert werden kann. Das Integral kann deshalb leicht gelöst werden und es gilt:

$$D = \Delta E_\alpha \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right)_{E=E^*}^{-1} \quad \text{mit} \quad E^* = E_\alpha - \frac{\Delta E_\alpha}{2} . \quad (2.14)$$

Es wurden ausschließlich die dE/dx -Werte aus den Kurven von Ziegler (Zie80) verwendet. Die Rechnungen von Ziegler enthalten im Vergleich zu Theorien anderer Autoren zusätzliche Korrekturen und sie berücksichtigen eine große Anzahl von experimentellen dE/dx -Werten, die auch in den Kurven angegeben sind. Es sei darauf aufmerksam gemacht, daß z.B. die Werte der häufig verwendeten dE/dx -Tabellen von Williamson et al. (Wil66) von den Ergebnissen von Ziegler und neueren experimentellen dE/dx -Werten zum Teil um mehr als 10 % abweichen.

Die Linien der α -Teilchen, die das Targetmaterial durchquert haben, sind viel breiter als der Energieverschmierung im Targetmaterial entspricht. Nach Abzug des Anteils infolge Energieverschmierung verbleibt eine Halbwertsbreite, die auf Inhomogenitäten beim ^{27}Al -Target von $\pm 5\%$ und beim ^{120}Sn - bzw. ^{208}Pb -Target sogar von etwa $\pm 15\%$ schließen läßt. Die Ursache dafür sind "mikroskopische" Inhomogenitäten, die insbesondere beim Walzen des Materials entstehen. Sie sind, wie die stichprobenartigen Messungen zeigen, über die Fläche der Targets nahezu gleichmäßig verteilt. Der Strahlfleck bzw. die ausgeblendeten α -Teilchen (Durchmesser jeweils etwa 1.5 mm) belegen offenbar eine Fläche, die groß genug ist, daß über viele solcher "mikroskopischer" Inhomogenitäten gemittelt wird. Aus diesem Grunde können diese bei der Bestimmung der Targetdicke bzw. der entsprechenden Fehler unberücksichtigt bleiben. Allerdings muß gewährleistet sein, daß keine "offenen Durchgänge" vorhanden sind, die im Spektrum mit α -Quelle daran zu erkennen wären, daß ein Teil der α -Teilchen das Target ohne Energieverlust durchquert.

7) Experimentelle Fehler

Die Analyse der Daten selbst und systematische Tests haben gezeigt, daß bei der Anpassung der Parameter des optischen Potentials zur optimalen Beschreibung von elastischen Winkelverteilungen einige dieser Parameter sehr empfindlich auf die absolute Höhe der Daten und die Größe der Fehler sind. Es wurde deshalb angestrebt, die Daten den vorhandenen Möglichkeiten entsprechend möglichst genau zu messen, d.h. möglichst alle Fehlerquellen ausfindig zu machen und die Fehler durch Anwendung geeigneter Meßmethoden zu verringern.

Bei experimentellen Fehlern wird grundsätzlich zwischen zufälligen und systematischen Fehlern unterschieden. Die zufälligen Fehler sind durch die unvermeidbaren Unzulänglichkeiten der Meßmethoden bzw. auch des Experimentators begründet und sie können durch Wiederholungsmessungen unter gleichen experimentellen Bedingungen erkannt und abgeschätzt werden. Der Fehler der Meßgröße kann dabei als Fehler des Durchschnitts aus den Einzelmessungen verbessert werden. Die systematischen Fehler werden im Gegensatz dazu durch fehlerhafte Funktion oder Kalibrierung der Apparatur oder durch fehlerhafte Arbeitsweise des Experimentators verursacht. Sie haben ein bestimmtes Vorzeichen. Sie sind nur durch Vergleich von Messungen der gleichen Meßgröße zu erkennen, die mit unterschiedlichen Methoden oder experimentellen Bedingungen durchgeführt wurden. Systematische Fehler werden, wenn sie bestimmt sind, durch Einführung von Korrekturen eliminiert. Hier sind es z.B. die Korrekturen für den Streuwinkel, für Verluste im Detektor und die Totzeitkorrekturen.

In dieser Arbeit wurden sowohl Wiederholungsmessungen unter gleichen Bedingungen als auch Vergleichsmessungen mit unterschiedlichen experimentellen Bedingungen durchgeführt, einmal um experimentelle Fehler, soweit sie nicht direkt aufgrund von Überlegungen bzw. Messungen an den einzelnen Komponenten der Meßapparatur ersichtlich sind, erkennen und abschätzen zu können und zum anderen um die Meßgenauigkeit zu überprüfen und zu verbessern. So wurden bestimmte Winkel oder Winkelbereiche aller Winkelverteilungen mehrmals gemessen und zwar:

- a) während einer Strahlzeit periodisch als Test auf zufällige Fehler bzw. eventuelle Veränderungen in der Meßapparatur z.B. durch Strahlenschäden in den Detektoren;

- b) in verschiedenen Strahlzeiten, d.h. mit unterschiedlichen Fokussierungsbedingungen im Strahl bzw. mit unterschiedlicher Strahllage und deshalb unterschiedlichen Winkelkorrekturen;
- c) mit zwei verschiedenen Targets des gleichen Kerns, die unabhängig voneinander hergestellt worden waren;
- d) mit verschiedenen Detektorteleskopen, d.h. mit verschiedenen Raumwinkeln und verschiedenen Detektoren;
- e) mit jeweils zu verschiedenen Strahlzeiten neu aufgebauter bzw. abgeglicher elektronischer Apparatur, d.h. mit unterschiedlichen und unabhängig voneinander eingestellten Teilchenidentifizierungen und Teilchenfenstern;
- f) mit unterschiedlichen Strahlstromstärken, um die Totzeitkorrekturen oder eventuelle zählratenabhängige Effekte (z.B. im Vorverstärker oder den ADC's) überprüfen zu können.

Weiterhin wurde beim Messen der Winkelverteilungen die Strahlrichtung wegen der in den Flanken der Minima erforderlichen Genauigkeit des Streuwinkels von $0,1^\circ$ regelmäßig überprüft [ausführliche Erläuterungen dazu in I.2)]. Daten, die in verschiedenen Meßzeiten und folglich mit unterschiedlichen Winkelkorrekturen gemessen wurden, führten nach Anbringung der Korrektur zu sehr gut übereinstimmenden Wirkungsquerschnitten.

Bei allen Messungen wurde das Experiment zusätzlich durch einen Monitor-detektor überwacht, der bei einem festen Winkel aufgebaut war und dessen Spektrum gleichzeitig mit den anderen abgespeichert wurde. Mit Hilfe der Monitorintensitäten wurde z.B. auch die Normierung der effektiven Targetdicke bei Targetwinkeln von 45° vorgenommen. Veränderungen der Targets wären sofort zu erkennen gewesen und hätten korrigiert werden können.

Die Totzeit der Apparatur wurde im wesentlichen durch die Konversionszeit der ADC's des Analysators bestimmt. Zur Überwachung und Korrektur wurden deshalb die Zählraten der Fenstersignale (Deut-Signale in Abb. 7 auf S. 19) und die Busy-Signale der ADC's mitgezählt. Das Verhältnis dieser Zählraten ergibt direkt den Faktor für die Totzeitkorrektur. Die Strahlstromstärke wurde jeweils so gewählt, daß die Totzeit kleiner als 3 % war.

Im folgenden sind die Einzelfehler angegeben und zwar eingeteilt in zwei Kategorien:

- 1) "absolute" Fehler, die den Absolutwert aller Daten in gleicher Weise beeinflussen ("Normierung"); dies sind die Fehler von:

Eichung des Stromintegrators:	< 1 %
Raumwinkelbestimmung:	< 2 %
Targetdickenbestimmung:	$\lesssim$ 6 %
Korrektur für Verluste im Detektor (Korrektur $\lesssim$ 8 %):	< 2 %
Targetwinkeleinstellung (Fehler wegen Normierung mit Monitorzählrate auch bei 45° klein):	<u>< 1 %</u>
Gesamtbeitrag (quadrat. Addition):	$\lesssim$ 7 %

- 2) "relative" Fehler, die die Meßgenauigkeit der einzelnen Meßpunkte innerhalb einer Winkelverteilung relativ zueinander angeben; dies sind die Fehler infolge:

Statistik der Zählrate (Linienintegrale):	typisch 2 % - 4 %
Ungenauigkeit der Ladungsintegration:	< 1 %
Totzeit (Korrektur $\lesssim$ 3 %):	<u>< 1 %</u>
Gesamtbeitrag:	3 % - 4 %

Ungenauigkeit in steilen Flanken der Minima wegen endlichem Raumwinkel und Ungenauigkeit des Streuwinkels (durch Wiederholungsmessungen verbessert): $\lesssim$ 4 %

Gesamtbeitrag in steilen Flanken: 5 % - 6 %

Quadratische Addition der Gesamtbeiträge ergibt, wenn zunächst von Winkeln mit sehr kleinem Wirkungsquerschnitt abgesehen wird, einen Gesamtfehler von üblicherweise etwa 8 % und von etwa 9 % in den steilen Flanken der Minima. Es ist ersichtlich, daß der Fehler der Targetdicke auch trotz des Aufwandes zur Dickenbestimmung noch den größten Beitrag zum Gesamtfehler liefert. Nur bei großen Streuwinkeln mit sehr kleinen Wirkungsquerschnitten kann der statistische Fehler wesentlich größer sein, in wenigen Fällen sogar bis zu 25 %.

Der Fehler der Daten einer Winkelverteilung relativ zueinander ("relativer" Fehler), also die Reproduzierbarkeit der Struktur der Winkelverteilung, ist, außer bei sehr kleinen Wirkungsquerschnitten, mit 3 % - 6 % erheblich kleiner.

8) Datenauswertung und Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte

Abbildung 11 zeigt als Beispiel zwei Deuteronenspektren, die bei 85 MeV Einschußenergie gemessen wurden. Die Auflösung im Spektrum mit dem ^{120}Sn -Target beträgt 115 keV bzw. 0.14 %. Die Linien im Spektrum mit dem ^{27}Al -Target sind breiter und um etwa 2.4 MeV zu niedrigeren Energien verschoben, weil die Energie der gestreuten Deuteronen bei Streuung an den leichten ^{27}Al -Kernen stärker vom Winkel abhängt ($\sim 12.5 \text{ keV}/0.1^\circ$ bei $\theta_{\text{lab}} = 35^\circ$) als bei Streuung an den ^{120}Sn -Kernen ($\sim 3 \text{ keV}/0.1^\circ$ bei $\theta_{\text{lab}} = 35^\circ$).

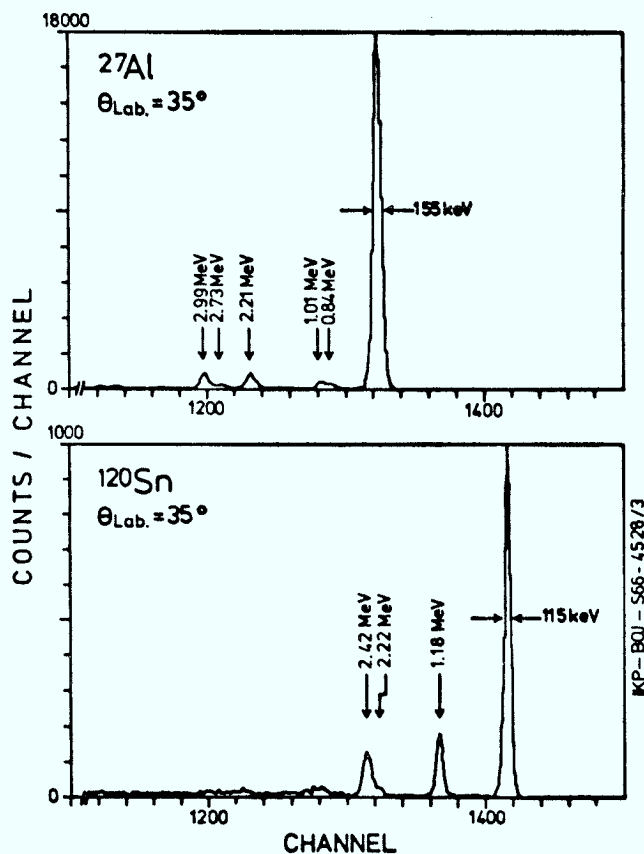


Abb. 11:

Deuteronenspektren, gemessen bei 85 MeV Einschußenergie; im Spektrum mit ^{27}Al als Target sind die Linien wegen der stärkeren kinematischen Winkelabhängigkeit bei Streuung an ^{27}Al breiter und zu niedrigeren Energien verschoben.

Der Untergrund im Bereich der elastischen Linie ist sehr klein und konnte im allgemeinen vernachlässigt werden. Lediglich bei Messungen mit dem ^{27}Al -Target war bei den kleinsten Streuwinkeln ($\sim 10^\circ$) wegen Sauerstoffverunreinigungen im Target die Linie von an Sauerstoff elastisch gestreuten Deuteronen störend. Der Untergrund auf der niederenergetischen Seite der elastischen Linie wird durch Kernreaktionen im Detektor (dazu II 3)) und durch Blendenstreuung verursacht. Der Anteil durch Kernreaktionen im Detektor ist ein Intensitätsverlust, der bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte durch eine Korrektur berücksichtigt werden muß. Die Verluste im Ge-Detektor betragen etwa 4 % bei 60 MeV und 8 % bei 85 MeV (siehe Anhang 3). Der Anteil durch Blendenstreuung wird von Teilchen erzeugt, die nicht in den eigentlichen Raumwinkel gestreut wurden, und kann deshalb unberücksichtigt bleiben.

Im allgemeinen wurden die Meßzeiten so gewählt, daß die Intensität der elastischen Linie einige tausend Ereignisse enthielt und ein statistischer Fehler von weniger als 3 % resultierte. Die Strahlstromstärke wurde dabei so vorgegeben, daß die Totzeit im Analysator nicht größer als 3 % wurde. Bei großen Streuwinkeln mußten allerdings kleinere Linienintensitäten bzw. größere statistische Fehler in Kauf genommen werden, weil sonst die Meßzeiten zu lang geworden wären.

Die auf Magnetband geschriebenen Spektren wurden an einer PDP15-Rechenmaschine ausgewertet. Für die Bestimmung der Streuwirkungsquerschnitte wurden zunächst die Integrale $I(\theta)$ der elastischen Linien ermittelt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt im Laborsystem $[d\sigma/d\Omega(\theta)]_{\text{lab}}$ entspricht definitionsgemäß der

Anzahl der in den Einheitsraumwinkel mit dem Streuwinkel θ gestreuten Teilchen pro Streuzentrum und Zahl der einfallenden Geschoßteilchen pro cm^2 . Er entspricht folglich auch der Anzahl der in den Einheitsraumwinkel mit dem Streuwinkel θ gestreuten Teilchen pro Geschoßteilchen und Zahl der Streuzentren pro cm^2 . Ist $N(\theta)$ die Anzahl der mit dem Streuwinkel θ in das Raumwinkelement $\Delta\Omega$ gestreuten Teilchen, ferner N_T die Anzahl der Targetkerne pro cm^2 und N_d die Anzahl der Geschoßteilchen, hier also der Deuteronen, dann gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt im Laborsystem

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right]_{\text{lab}} = \frac{N(\theta)/\Delta\Omega}{N_T \cdot N_d} \quad . \quad (2.15)$$

N_T und N_d sind gegeben durch

$$N_T = \frac{L}{A} \cdot \frac{D}{\sin\alpha} \quad (\text{cm}^{-2}) \quad \text{mit:} \quad L = 6.025 \cdot 10^{23} \quad (\text{Mol}^{-1})$$

(Loschmidt'sche Zahl)

A = Atomgewicht des Targetkerns
(g/Mol)

D = Targetdicke (g/cm^2)

α = Targetwinkel; Winkel zwischen
Strahlrichtung und Target

$$N_d = \frac{Q}{e_0 \cdot Z}$$

mit: Q = im Faradaybecher angesammelte Ladung

e_0 = Elementarladung

Z = Ladungszahl der Geschoßteilchen, hier also $Z=1$.

Die Anzahl $N(\theta)$ der elastisch gestreuten Teilchen wird aus den Linienintegralen $I(\theta)$ erhalten nach Korrektur K für Verluste durch Kernreaktionen im Detektor und Korrektur T für Totzeitverluste:

$$N(\theta) = I(\theta) \cdot K \cdot T \quad .$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt im Laborsystem wird deshalb bestimmt gemäß

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right]_{\text{lab}} = 2.66 \cdot 10^{-34} \cdot \frac{A \cdot \sin \alpha}{D \cdot \Delta \Omega} \cdot \frac{I(\theta) \cdot K \cdot T}{Q} \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{sr}} \right) \quad (2.16)$$

$$= 2.66 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{A \cdot \sin \alpha}{D \cdot \Delta \Omega} \cdot \frac{I(\theta) \cdot K \cdot T}{Q} \text{ (mb/sr)} \quad (2.17)$$

mit Q in (μC), $\Delta \Omega$ in (sr) und D in (mg/cm^2).

In Abb. 12 sind die experimentellen Winkelverteilungen zusammen mit theoretischen Kurven, die Ergebnisse von Rechnungen mit optischem Potential sind, dargestellt. Die absoluten Fehler der Wirkungsquerschnitte (dazu II 7)) liegen im allgemeinen bei 8 % - 9 % und sind kleiner als die Punktgröße. Nur bei großen Streuwinkeln können sie wegen zu geringer Statistik bis zu 25 % betragen. Die relativen Fehler der Wirkungsquerschnitte einer Winkelverteilung untereinander sind mit 3 % - 6 % wesentlich kleiner.

Einige allgemeine Eigenschaften fallen auf. Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Winkelverteilungen überstreichen etwa sechs Dekaden. In den vorderen Winkelbereichen sind Oszillationen mit regelmäßiger Periodizität vorhanden, die bei mittleren Streuwinkeln schließlich gedämpft werden. Bei großen Streuwinkeln haben die Winkelverteilungen einen glatten Verlauf. Mit zunehmender Targetmasse wird der Bereich der Oszillationen größer, die Periodizität aber kleiner. Mit zunehmender Energie werden Periodizität und Bereich der Oszillationen kleiner. Der Bereich der Oszillationen scheint bei höheren Energien zu kleineren Streuwinkeln verschoben. Gleichzeitig ist der Abfall im glatten Verlauf der Winkelverteilung steiler.

Die Winkelverteilungen können durch Rechnungen mit dem optischen Modell sehr gut reproduziert werden. Die eigentliche Analyse der

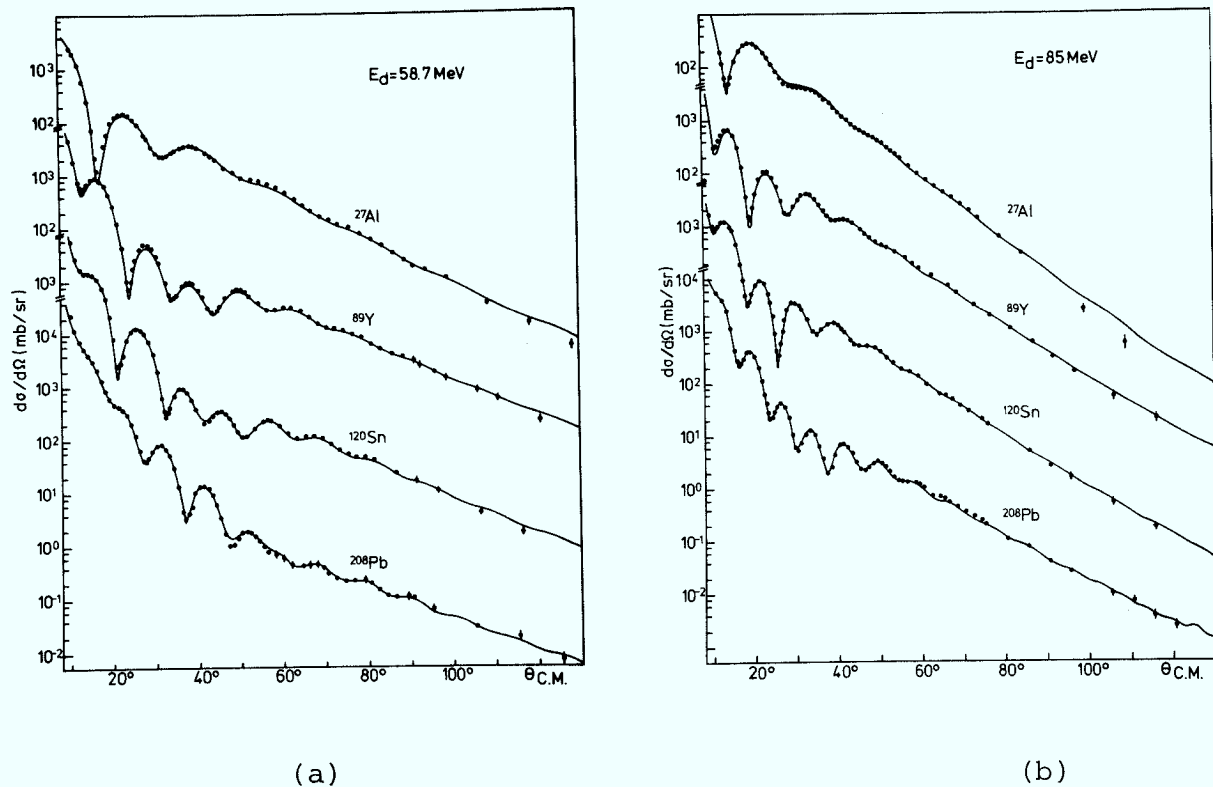


Abb. 12: Die Winkelverteilungen elastisch gestreuter Deuteronen bei 58.7 MeV und 85 MeV. Die theoretischen Kurven sind Ergebnisse von Rechnungen mit optischem Potential (Parameter in Tab. 4 auf S. 102).

Daten wird auch im Rahmen des optischen Modells erfolgen, insbesondere weil die resultierenden Parameter des optischen Potentials für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte von inelastischer Streuung und von Kernreaktionen von besonderer Bedeutung sind. Zuvor aber sollen die Winkelverteilungen mit Hilfe von halbklassischen Modellen diskutiert werden, weil auf diese Weise die unterschiedlichen Strukturen erklärt und mit den physikalischen Effekten, die dem Streuvorgang zugrunde liegen, in Beziehung gebracht werden können.

III. Die Winkelverteilungen und ihre halbklassische Deutung

In halbklassischen Modellen werden klassische Teilchenbahnen und wellenmechanische Eigenschaften bzw. Ergebnisse miteinander verknüpft. Dazu werden in den quantenmechanisch exakten Ausdruck für die Streuamplitude Näherungen eingeführt, die aus einer klassischen Betrachtungsweise des Streuvorgangs resultieren. Diese Modelle sind deshalb natürlich nur begrenzt anwendbar. Eine weitere, besonders wichtige Voraussetzung ist außerdem, daß die wesentlichen Beiträge von Partialwellen mit großen ℓ -Werten stammen. Diese Voraussetzung war ursprünglich vor allem für eine einfachere mathematische Behandlung von grundlegender Bedeutung (in der nur langsam konvergierenden Streuamplitude können dann die Legendre-Polynome durch ihre asymptotischen Näherungen ersetzt werden und die Summe kann durch ein Integral angenähert werden). Sie ist aber gleichzeitig eine Rechtfertigung für die halbklassischen Modelle, denn im Falle großer Quantenzahlen gehen die Ergebnisse der Quantenmechanik in die der klassischen Physik über. Die Voraussetzung großer ℓ -Werte bedeutet aber auch, wenn man z.B. die Partialwelle am Kernrand betrachtet, daß

$$\ell = k \cdot R \gg 1 \quad \text{oder} \quad R \gg \lambda \quad (3.1)$$

gilt und folglich eine Anwendung auf höhere Teilchenenergien beschränkt bleibt. R ist der Kernradius, k die Wellenzahl und λ die reduzierte de Broglie-Wellenlänge der einfallenden Teilchen.

Halbklassische Modelle werden auch heute noch häufig angewendet und sie erweisen sich als sehr nützlich, weil sie es ermöglichen, die Meßergebnisse oder die Resultate komplizierter Rechnungen

mit einfachen physikalischen Vorstellungen zu interpretieren und auf diese Weise ein "anschauliches" Bild vom Streuvorgang zu gewinnen. Die Rechnungen im Rahmen des optischen Modells, die heute mit Hilfe der Großrechner möglich sind, reproduzieren die experimentellen Daten sehr gut und sie machen genaue Angaben über das optische Potential, also die pauschale Wechselwirkung. Es ist aber im allgemeinen schwierig, aufgrund der Rechenergebnisse die Meßergebnisse in direkte Verbindung zu den komplizierten Vorgängen bei der Streuung der Teilchen am Kern zu bringen. Es ist deshalb sehr sinnvoll, einfachere Modelle bzw. Methoden zu entwickeln, gleichsam als Übergang zwischen den Meßergebnissen und der grundlegenden Theorie.

In manchen Fällen sind neben der anschaulichen Interpretation auch vereinfachte Rechnungen möglich, die sogar zufriedenstellende quantitative Ergebnisse liefern können. Es sei hier erwähnt, daß z.B. bei Atom- und Molekülstößen, bei denen l -Werte bis zu 100 vorkommen, halbklassische Modelle sehr erfolgreich sind. Andererseits sind sie bei der Streuung von schweren Ionen, bei der ebenfalls hohe Drehimpulse vorherrschen, für quantitative Aussagen nicht so gut geeignet, weil die Absorption zu stark ist. Auf die besondere Bedeutung der Absorption beim Streuprozess wird im folgenden noch ausführlicher eingegangen.

Bei Deuteronenstreuung in dem hier untersuchten Energiebereich sind die Voraussetzungen für eine halbklassische Betrachtungsweise gut erfüllt, so daß es sinnvoll erscheint, die Meßergebnisse mit halbklassischen Methoden zu betrachten und dadurch die Einzelheiten beim

Streuvorgang zu beleuchten. Im übrigen sind die halbklassischen Modelle auch ein schönes Beispiel für die Korrespondenz zwischen Teilchen und Wellen.

In Abb. 13 sind die Winkelverteilungen nochmals dargestellt, jetzt aber als Verhältnis des differentiellen Wirkungsquerschnitts zum Rutherfordquerschnitt (eine für elastische Streudaten übliche

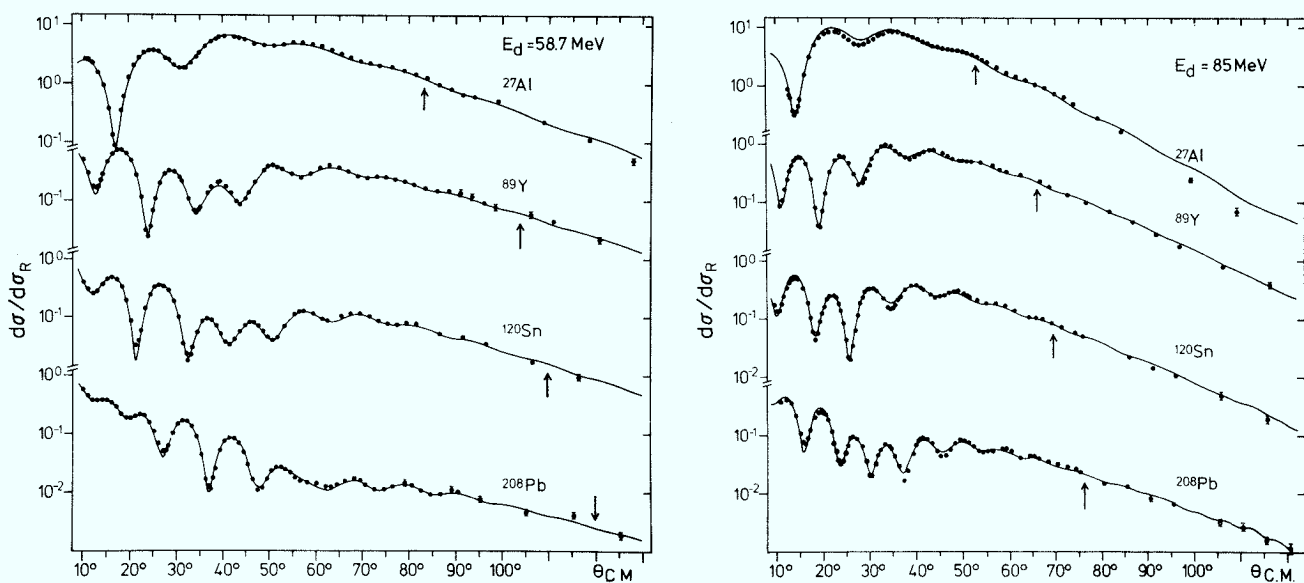


Abb. 13: Die Deuteronenwinkelverteilungen bei 58.7 und 85 MeV; dargestellt ist hier das Verhältnis des differentiellen Wirkungsquerschnitts zum Rutherfordstreuquerschnitt. Die Pfeile bezeichnen die Lage der nuklearen Regenbogenwinkel. Parameter der theoretischen Kurven wie in Abb.12.

Darstellung). Dadurch treten die unterschiedlichen Strukturen noch deutlicher hervor, am besten ausgeprägt in der Winkelverteilung mit dem ^{208}Pb -Target bei 85 MeV.

Die unterschiedlichen Strukturen kommen zustande, weil der Streuung in die entsprechenden Winkelbereiche verschiedene physikalische

Effekte zugrunde liegen. Im vorderen Winkelbereich ist es die Beugung der Teilchenwellen am Kernrand, die ein Beugungsbild entstehen läßt, das dem der Fraunhofer-Beugung an einer kreisförmigen Scheibe oder Kugel in der Optik ähnlich ist. Die Struktur in diesem Bereich der Winkelverteilung wird deshalb auch Diffraktionsstruktur genannt. Bei mittleren Streuwinkeln werden die Oszillationen des Beugungsbildes gedämpft und die Winkelverteilungen gehen in einen Verlauf über, der typisch für Streuung durch Brechung der Teilchenbahnen im Kern ist: Gleichzeitig mit dem Verschwinden der Beugungsstrukturen tritt zunächst eine Anhebung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in einem breiten Maximum ein und anschließend beginnt ab einem Winkel θ_r , der in Abb. 13 jeweils mit einem Pfeil gekennzeichnet ist, ein exponentieller Abfall. Es tritt also ein "maximaler" Streuwinkel θ_r auf, aufgrund dessen zu kleineren Winkeln hin die erhöhte Intensität erzeugt wird und Teilchen zu größeren Streuwinkeln als θ_r nur mit exponentiell abfallender Wahrscheinlichkeit (Tunneleffekt) gestreut werden können. Die Streuung in der Umgebung von θ_r hat einen Verlauf ganz ähnlich wie beim optischen Regenbogen (der allerdings als klassische Erscheinungsform eine nahezu scharfe Kante oberhalb von θ_r besitzt). Wegen dieser Analogie wird auch bei Teilchenstreuung der maximale Winkel θ_r mit Regenbogenwinkel und diese Art der Streuung durch Brechung mit Regenbogenstreuung bezeichnet (FOW 59).

Bei der Streuung von geladenen Teilchen gibt es einen zweiten Regenbogenwinkel, den Coulomb-Regenbogenwinkel. Er ist der maximale Winkel, der beim Übergang von reiner Coulombstreuung (mit positivem Ablenkwinkel) zur Streuung durch das anziehende Kernpotential (mit negativen Ablenkwinkeln) auftritt. Zur Unterscheidung wird

deshalb der vorher beschriebene Regenbogenwinkel, der dem maximalen Ablenkwinkel bei Streuung durch das Kernpotential entspricht, der nukleare Regenbogenwinkel genannt. In den Winkelverteilungen von Abb. 13 treten die Coulomb-Regenbogenwinkel zwar nicht auf (außer bei ^{208}Pb mit $E_d = 85 \text{ MeV}$ sind sie kleiner als 10°), aber ihre Wirkung ist an dem exponentiellen Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnitts zu erkennen, wenn über die Diffraktionsstrukturen gemittelt wird. Bei kleineren Energien und insbesondere bei Schwerionenstreuung (wegen der Stärke der Coulombkraft) ist Coulomb-Regenbogenstreuung ganz deutlich zu beobachten (z.B. Sat 77).

Abb. 13 veranschaulicht, daß bei Deuteronenstreuung die Diffraktionsstrukturen nur im Winkelbereich zwischen den beiden Regenbogenwinkeln deutlich ausgeprägt sind und daß die Oszillationen in der Nähe der Regenbogenwinkel gedämpft werden. Bei ^{208}Pb und $E_d = 85 \text{ MeV}$ ist dieser Winkelbereich groß genug und die Periodizität der Oszillationen klein, so daß die Regelmäßigkeit des Fraunhofer-Beugungsbildes besonders gut hervortritt. In den Winkelverteilungen bei $E_d = 58.7 \text{ MeV}$ oder auch $E_d = 52 \text{ MeV}$ (Hin 68) kann sich das klassische Beugungsbild nicht so deutlich ausbilden. Man hat dort den Eindruck, daß sich in Abhängigkeit von der Targetmasse ein schmaler Bereich mit Oszillationen über den Winkelbereich verschiebt. Eine einfache Erklärung dafür erhält man, wenn man die Massen- und Energieabhängigkeit der Regenbogenwinkel und der Periodizität der Diffraktionsstruktur betrachtet.

Die Winkelabhängigkeit bzw. die Periodizität der Minima wird schon erstaunlich gut durch eine einfache Modellrechnung unter

Anwendung der Born'schen Näherung mit sphärischem Rechteckpotential und ebenen Wellen im Eingangs- und Ausgangskanal beschrieben. Danach ist der differentielle Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat einer Besselfunktion (Gug 56, MaK 79), ähnlich dem Intensitätsverlauf bei Fraunhofer-Beugung an einer kreisförmigen Scheibe oder Kugel in der Optik (Som 59). Die Diffraktionsstruktur wird zwar nicht gut wiedergegeben, z.B. sind die Minima viel zu tief, aber die Lage der Minima θ_n und ihre Periodizität $\Delta\theta$ stimmen gut mit dem experimentellen Befund überein. Sie sind gegeben durch

$$2kR \cdot \sin \frac{\theta_n}{2} = (n + \frac{1}{2}) \cdot \pi \quad (3.2)$$

$$\Delta\theta = \frac{\pi}{kR \cos \frac{\theta}{2}} \text{ bzw. } \Delta\theta \approx \frac{\pi}{kR} \text{ für } \theta \lesssim 40^\circ, \quad (3.3)$$

ganz ähnlich den entsprechenden Ausdrücken in der Optik. Diese Analogie zur Beugung in der Optik gab den Anlaß für die zunächst eingeführten Diffraktionsmodelle. Anfangs lag ebenfalls ein Rechteckpotential mit totaler Absorption im Innern ("sharp cut-off", Bla 54) zugrunde, man erkannte aber bald, daß für eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ein allmählicher Übergang im Kernrand erforderlich ist ("smooth cut-off", McI 60, Fra 63, Fra 72), ähnlich der "diffusen" Oberfläche der Ladungsverteilung in den Kernen. Die allmählich einsetzende Absorption bewirkt, daß die Minima aufgefüllt und die Oszillationen gedämpft werden. Daran wird deutlich, daß die Streuung von Teilchen an Kernen mit einer endlichen Absorption gekoppelt ist. Ein vergleichbarer Vorgang in der Optik ist die Beugung von Licht an einer trüben Kugel.

Im Bereich der Regenbogenstreuung versagen die Diffraktionsmodelle, weil sie Brechungseffekte nicht berücksichtigen können. Eine zufriedenstellende Beschreibung gelingt mit Hilfe der Theorie der Regenbogenstreuung (FoW 59) und der erweiterten halbklassischen Modelle mit komplexen Bahnen (BeM 72, KnS 76). Dabei werden in der quantenmechanischen Streuamplitude die Phasenverschiebungen δ_ℓ durch die JWKB-Phasenverschiebungen^{*)} angenähert, die aus einer "stationären" Behandlung des Streuvorgangs abgeleitet werden. Es wird angenommen, daß sich das Teilchen im Bereich des klassischen Umkehrpunktes seiner Bahn, also während der besonders wichtigen Phase des Streuvorgangs, gleichsam in einem Einteilchenpotential bewegt. Der Abstand des klassischen Umkehrpunktes (minimaler Abstand) ist hierbei deshalb ein wichtiger Parameter. Die JWKB-Phasenverschiebungen werden insbesondere auch deshalb genommen, weil für sie eine einfache, aber für die halbklassische Betrachtungsweise bedeutende Relation zum Streuwinkel besteht:

$$\Theta(\ell) = 2 \cdot \frac{\partial (\text{Re } \delta_\ell)}{\partial \ell} \quad (3.4)$$

Der Streuwinkel $\Theta(\ell)$ wird dabei als kontinuierliche Funktion von ℓ angesehen, die Ablenkfunktion genannt wird. Der Übergang zu kontinuierlichen ℓ -Werten ist eine erlaubte Approximation, weil die zur Streuung im wesentlichen beitragenden ℓ -Werte groß sein sollen. Der obige Ausdruck für die Ablenkfunktion gilt aber nur, wenn die Absorption nicht zu stark ist, wenn also das Imaginärpotential klein im Vergleich zum Realpotential ist. Denn nur unter dieser Voraussetzung können die Teilchenbahnen bzw. die Ablenkwinkel mit dem Realpotential allein berechnet und das Imaginär-

^{*)} benannt nach H. Jeffrey, G. Wentzel, H.A. Kramers und L. Brillouin, die die Methode der "stationären" Behandlung einführten

potential lediglich als quantenmechanische Korrektur in einem Abschwächungsfaktor berücksichtigt werden.

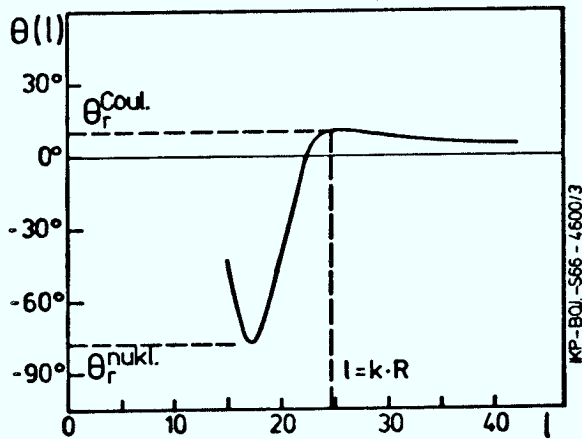


Abb. 14:

Prinzipieller Verlauf einer Ablenkfunktion. Er entspricht ungefähr der Ablenkfunktion bei Deuteronenstreuung mit $E_d = 85$ MeV an ^{208}Pb . $\Theta_r^{\text{nukl.}}$ und $\Theta_r^{\text{Coul.}}$ sind nuklearer und Coulomb-Regenbogenwinkel. Bei höheren Energien (kleine $\Theta_r^{\text{Coul.}}$ und geringe Krümmung der Teilchenbahn) ist $\Theta_r^{\text{Coul.}} \approx k \cdot R$ mit $R = R_{\text{Targ.}} + R_{\text{Proj.}}$.

Der Ablenkfunktion kommt eine besondere Bedeutung zu, weil es mit ihrer Hilfe möglich ist, verschiedene Effekte bei der Streuung zu unterscheiden. Bei großen l -Werten herrscht reine Coulombstreuung vor. Die Regenbogenwinkel liegen an den Stellen, an denen die Ablenkfunktion Extrema hat. Der klassische Charakter der Ablenkfunktion wird dabei deutlich, weil zu größeren Winkeln hin eine scharfe Kante vorliegt. Der Bereich größerer Streuwinkel ist für klassische Teilchenbahnen verboten, für die quantenmechanischen Wellen aber durch Tunneleffekt teilweise erreichbar. Im l -Bereich zwischen den Regenbogenwinkeln findet die Beugung der entsprechenden Partialwellen am Kernpotential statt. Je nach Streuexperiment kann der nukleare Regenbogenwinkel auch größer als 180° sein. Die Ablenkfunktion hat, wenn er viel größer als 180° ist, an dieser Stelle eine Singularität. Die Art der Streuung wird in diesem Fall "Orbiting" genannt, weil die Teilchen

dabei den Kern gegebenenfalls mehrfach umrunden, sie befinden sich gleichsam in einem quasi-gebundenen Zustand. Darauf wird später nochmals im Zusammenhang mit der Eindeutigkeit des optischen Potentials eingegangen.

In manchen Fällen kann die Ablenkfunktion sogar in guter Näherung mit den Formeln der klassischen Mechanik berechnet werden (Ste 81). Weil dabei nur der Realteil des Potentials berücksichtigt werden kann, wird auch dadurch nochmals deutlich, daß die halbklassischen Methoden nur dann gültige Resultate ergeben, wenn im Vergleich zum reellen Potential die Absorption klein ist. Das reelle Potential besteht, wenn das Teilchen einen Spin besitzt, aus den Realteilen des Zentralpotentials und des Spin-Bahn-Potentials. Die Potentiale und Ablenkfunktionen sind deshalb für die einzelnen Spinrichtungen verschieden und folglich auch die Streuung der Teilchen mit unterschiedlichen Spinrichtungen. Der Vergleich dieser Ablenkfunktionen ergibt eine einfache und direkte Erklärung für die starke Polarisierung der gestreuten Teilchen im Bereich der Regenbogenstreuung (Ste 81).

Die halbklassische Betrachtungsweise des Streuvorgangs läßt auch Rückschlüsse auf die Eindeutigkeit des optischen Potentials zu (GoS 72, GoS 73). Aus dem bisher Gesagten geht schon hervor, daß der Bereich der nuklearen Regenbogenstreuung besonders wichtig für die Untersuchung des Potentials ist, weil nur die in diesen Bereich gestreuten Teilchen den Realteil des Kernpotentials empfindlich "spüren". Der strukturelle Verlauf im Bereich der Regenbogenstreuung (breites Maximum und exponentieller Abfall) wird sogar im wesentlichen nur durch das reelle Potential bestimmt (GoS 74). Das Imaginärpotential beeinflusst nur die abso-

lute Höhe und zum Teil (z.B. bei Deuteronenstreuung) auch die Steigung des Abfalls. Das reelle Potential wird deshalb nur dann empfindlich getestet, wenn in die Analyse auch Daten oberhalb des nuklearen Regenbogenwinkels einbezogen werden^{*)}. Nach (GoS 72) kann das optische Potential dann sogar eindeutig bestimmt werden.

Eine Erklärung dafür folgt aus der Betrachtung des effektiven Potentials

$$V_{\text{eff}}(\ell, r) = V_c(r) + V(r) + \frac{\hbar^2 \cdot \ell(\ell+1)}{2mr^2} \quad (3.5)$$

Die einzelnen Terme sind das Coulombpotential, das reelle Kernpotential (anziehend, deshalb negativ) und der Zentrifugalwall (m = reduzierte Masse). In Abb. 15 ist das effektive Potential für Deuteronenstreuung an ^{208}Pb dargestellt. Im klassischen Umkehrpunkt r_1 der Teilchenbahn mit bestimmtem ℓ gilt $V_{\text{eff}}(\ell, r_1) = E_{\text{cm}}$,

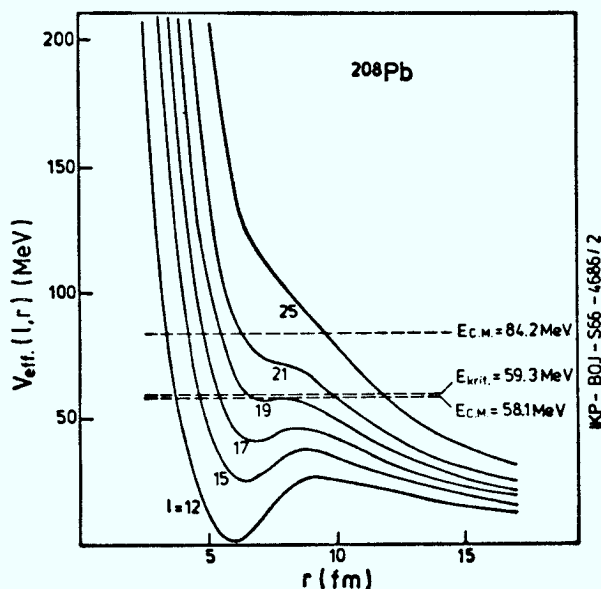


Abb. 15:
Effektives Potential $V_{\text{eff}}(\ell, r)$ für Deuteronenstreuung an ^{208}Pb . Es wurden die optischen Parameter des Realpotentials bei 85 MeV aus Tab. 9 verwendet. $E_{\text{krit.}}$ wurde nach (3.7) mit den Parametern aus Tab. 9 berechnet. Die angegebenen Schwerpunktennergien entsprechen den Laborenergien 58.7 und 85 MeV dieser Arbeit.

^{*)} Der Anteil von Zweistufen-Prozessen ist im Bereich der elastischen Regenbogenstreuung vernachlässigbar (näheres dazu in Kapitel V 2)).

wobei E_{cm} die Teilchenenergie im Schwerpunktsystem ist. Bei ℓ -Werten, die kleiner als ein $\ell_{krit.}$ sind, hat $V_{eff}(\ell, r)$ jeweils ein Minimum. Bei niedrigen Teilchenenergien springt deshalb der Umkehrpunkt der Teilchenbahnen mit $\ell < \ell_{krit.}$ wegen der Minima in V_{eff} plötzlich zu kleineren Abständen. Mit diesem Sprung im Umkehrpunkt ist ein Sprung in den Phasenverschiebungen verbunden, der ein Vielfaches von π betragen kann. Tragen die entsprechenden Partialwellen wesentlich zur Streuung bei, dann ist das optische Potential wegen der Mehrdeutigkeit in den Phasenverschiebungen ebenfalls mehrdeutig. Ist dagegen die Teilchenenergie größer als die Energie $E_{krit.}$, von der an die Minima in V_{eff} gerade verschwinden, dann ändert sich der Umkehrpunkt der Teilchenbahnen in Abhängigkeit von ℓ und r langsam und stetig für alle ℓ . Die Phasenverschiebungen sind eindeutig und folglich auch das optische Potential.

Die Energie $E_{krit.}$ ist nach (Mil 69) gleichzeitig die kleinste Energie von der an "Orbiting" nicht mehr auftritt und der nukleare Regenbogenwinkel kleiner als 180° wird. Auf diese Weise kommt also eine Verbindung zwischen nuklearem Regenbogenwinkel und Eindeutigkeit des optischen Potentials zustande. Zur eindeutigen Bestimmung des optischen Potentials müssen die elastischen Streudaten bei Energien $E_{cm} > E_{krit.}$ gemessen werden (damit überhaupt ein nuklearer Regenbogenwinkel auftritt) und dabei bis zu Streuwinkeln oberhalb des nuklearen Regenbogenwinkels. Abb. 13 zeigt, daß die Deuteronenwinkelverteilungen dieser Arbeit ausreichend vermessen wurden, so daß das optische Potential eindeutig bestimmt werden kann.

Mit halbklassischen Methoden können auch Näherungsformeln für die Berechnung des nuklearen Regenbogenwinkels und der kritischen Energie abgeleitet werden (KnS 76). Hat das Realpotential Woods-Saxon-Form mit Tiefe V , Radius R und Diffusität a , dann gilt:

$$\theta_r^{\text{nukl.}} \approx \frac{V_c}{E_{\text{cm}}} - 0.56 \cdot \frac{V}{E_{\text{cm}}} \cdot \sqrt{\frac{R}{a}} \text{ (rad)} \quad (3.6)$$

$$E_{\text{krit.}} \approx \frac{V_c}{2} + V \cdot \frac{(R-2a)^2 + 2a^2}{8aR} \text{ (MeV)} \quad (3.7)$$

V_c ist hierbei das Coulombpotential bei $r=R$. Mit obiger Formel wurden die Regenbogenwinkel in Abb. 13 berechnet. Wegen der schwachen Energieabhängigkeit der Tiefe V des Realpotentials ist $\theta_r^{\text{nukl.}}$ bei einem bestimmten Kern umgekehrt proportional zur Teilchenenergie (bzw. es gilt allgemeiner $E_{\text{cm}} \cdot \theta_r^{\text{nukl.}} \approx \text{const.}$). Die Massenabhängigkeit ist bei höheren Energien nahezu linear (GoS 74).

Zum Schluß sei nochmals auf den Einfluß der Absorption eingegangen. Eine endliche Absorption ist erforderlich, um die Diffraktionsstrukturen richtig beschreiben zu können. Das Imaginärpotential ist also ein ausschlaggebender Faktor bei der Beugung der Teilchenwellen am Kern. Bei der Brechung der Teilchenwellen im Bereich der nuklearen Regenbogenstreuung hat das Imaginärpotential dagegen eine untergeordnete Bedeutung, weil es im wesentlichen nur die Höhe der differentiellen Wirkungsquerschnitte beeinflusst, nicht aber den für die Brechungserscheinungen typischen Verlauf. Das Imaginärpotential muß sogar im Vergleich zum reellen Potential klein sein, damit Regenbogenstreuung in den Winkelverteilungen deutlich hervortreten kann. Ist diese Bedingung

nicht erfüllt, dann dominieren die Beugungseffekte so stark, daß die Brechungseffekte überlagert werden. Darin liegt auch der Grund dafür, daß bei Nukleonenstreuung (z.B. Oer 74, Sch 83) und Streuung mit schweren Ionen (z.B. Sat 77, Boh 82) in den Winkelverteilungen nukleare Regenbogenstreuung nicht oder nur angedeutet auftritt, auch dann, wenn die Energie der Teilchen groß genug ist.

Für die Streuung der Teilchen durch Brechung im Kernpotential kann in Analogie zur Optik ein Brechungsindex eingeführt werden, der wegen der auftretenden Absorption komplex ist. Der Brechungsindex entspricht dem Verhältnis der Wellenlängen bzw. wegen der de Broglie-Beziehung dem reziproken Verhältnis der Wellenzahlen im freien Raum und im Kernpotential. Es gilt so-

mit

$$n = \frac{\sqrt{2m(E_{cm} + V + iW)}/\hbar}{\sqrt{2mE_{cm}}/\hbar} = \sqrt{1 + \frac{V}{E_{cm}} + i \frac{W}{E_{cm}}}, \quad (3.8)$$

wobei $-(V+iW)$ mit $V, W > 0$ das komplexe Kernpotential ist. Nur unter der Bedingung $W \ll V$ kann der Brechungsindex in Real- und Imaginärteil separiert werden:

$$n \approx \sqrt{1 + \frac{V}{E_{cm}}} + i \cdot \frac{W}{2E_{cm} \cdot \sqrt{1 + V/E_{cm}}} \quad \text{für } W \ll V. \quad (3.9)$$

Dies kann ebenfalls so interpretiert werden, daß bei Teilchenstreuung die Brechungseffekte (die wie in der Optik dem Realteil des Brechungsindex zuzuordnen sind) und damit Regenbogenstreuung nur dann ungestört in Erscheinung treten können, wenn das Imaginärpotential klein gegen das reelle Potential ist.

IV. Das optische Potential

1) Das optische Potential zur Beschreibung der elastischen Streuung

Die Analogie zwischen Teilchenstreuung an Kernen und Streuung von Licht an einer teilweise absorbierenden Kugel, die durch einen komplexen Brechungsindex beschrieben werden kann, gab den Anlaß zur Einführung des optischen Potentials. Dieses ist ebenfalls komplex, wobei der Imaginärteil die Absorption von Teilchen aus dem einlaufenden Strahl berücksichtigt. Bei nicht zu kleinen Energien wird die Absorption durch eine Vielzahl von inelastischen Stößen und Kernreaktionen verursacht, die vor allem auch von den besonderen Eigenschaften der Targetkerne abhängen. Der Imaginärteil des optischen Potentials ist ein mittleres Potential und kann all diese spezifischen Reaktionen nur pauschal berücksichtigen. Es war deshalb bei den ersten Anwendungen sehr überraschend, daß das optische Potential z.B. die Energie- und Massenabhängigkeit der totalen Reaktionsquerschnitte erstaunlich gut beschreiben konnte (Fes 54). Seitdem ist das optische Modell bei der Wiedergabe von elastischen Wirkungsquerschnitten sehr erfolgreich. Weiterhin haben Analysen der Wirkungsquerschnitte von inelastischer Streuung und von Kernreaktionen mit Hilfe der Born'schen Näherung mit verzerrten Wellen (DWBA) gezeigt, daß die mit den Parametern des optischen Potentials gewonnen gestörten Wellen für die Reproduktion der Reaktionsquerschnitte gut geeignet sind.

Das optische Potential enthält neben dem schon erwähnten komplexen Kernpotential einen Coulombterm, und (falls das Teilchen einen Spin hat) einen Spin-Bahn-Term, der die Spinabhängigkeit des Kernpotentials und daher die Polarisierung der gestreuten Teilchen

berücksichtigt. Das optische Potential hat somit die folgende Form (z.B. Hod 63 und PeP 66):

$$\begin{aligned}
 U(r) = & V_C(r) - V \cdot f_V(r, R_V, a_V) \\
 & - i \cdot [W_{Vol.} \cdot f_W(r, R_W, a_W) - 4a_W \cdot W_{Obfl.} \cdot \frac{d}{dr} f_W(r, R_W, a_W)] \\
 & + V_{LS} \cdot \left(\frac{\hbar}{m \cdot c} \right)^2 \cdot (\vec{l} \cdot \vec{s}) \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} f_{LS}(r, R_{LS}, a_{LS})
 \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$\text{mit: } f_X(r, R_X, a_X) = \frac{1}{1 + e^{(r - R_X)/a_X}}$$

$$\text{und } R_X = r_X \cdot A^{1/3}.$$

Die Funktionen $f_X(r, R_X, a_X)$ sind die Formfaktoren der entsprechenden Potentialterme. Sehr häufig wird die hier angegebene Woods-Saxon-Form (WS-Form) verwendet, wobei R_X der Radius (r_X = Radiusparameter, A = Masse des Targetkerns) und a_X der Parameter der Randunschärfe ("Diffuseness"-Parameter) ist, der die Oberflächendicke bestimmt (Oberflächendicke $\approx 4,4 \cdot a_X$).

Das Coulomb-Potential entspricht dem Potential einer homogen geladenen Kugel der Ladung $Z \cdot e$ und dem Radius $R_C = r_C \cdot A^{1/3}$:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z \cdot e^2}{2R_C} \cdot \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) & \text{für } r \leq R_C \\ \frac{Z \cdot e^2}{r} & \text{für } r > R_C \end{cases} \quad (4.2)$$

Z ist die Ladungszahl des Targetkerns. Der Coulomb-Radius R_C beeinflusst die Rechenergebnisse nicht stark. Er wird gewöhnlich etwas größer als der Radius R_V des Realpotentials gewählt; ein häufig verwendeter Wert ist $R_C = 1,3 \cdot A^{1/3}$ (fm).

Der Imaginärterm besteht aus einem Volumenterm (Index Vol.) und einem Oberflächenterm (Index Obfl.; der Faktor $4a_W$ ist eingefügt, damit dieser Term in seinem Maximum den Wert $W_{Obfl.}$ bekommt). Bei niedrigen Energien werden die experimentellen Daten mit dem Ober-

flächenterm allein besser wiedergegeben (d.h. Absorption in der Oberfläche), bei hohen Energien aber besser mit dem Volumenterm (d.h. bei hohen Energien größere Eindringtiefe der gestreuten Teilchen in den Targetkern). In dem Deuteronenenergiebereich, der in dieser Arbeit untersucht wurde, ist die Oberflächenabsorption noch überwiegend, die Volumenabsorption aber schon bedeutend, so daß beide Terme verwendet werden müssen. Der Radius des Imaginärpotentials ist im allgemeinen viel größer als der des Realpotentials, d.h. die Absorption findet auch schon außerhalb des Kerns statt. Dies ist ein Hinweis auf den peripheren Charakter vieler Reaktionen.

Der Spin-Bahn-Term hat gewöhnlich die Thomas-Form (siehe 4.1)), die in Analogie zur Spin-Bahn-Kopplung in der Atomhülle übernommen wurde. Statt der Compton-Wellenlänge des Elektrons wurde dabei die des π -Mesons eingesetzt. Es gilt $(\hbar/m_{\pi} \cdot c)^2 \approx 2,0 \text{ fm}^2$. Die Vektoren $\vec{l}$ und $\vec{s}$ sind Bahndrehimpuls und Spin des gestreuten Teilchens in Einheiten von $\hbar$. Die Einführung des Spin-Bahn-Terms hat insbesondere die Wiedergabe der experimentellen Daten bei großen Streuwinkeln verbessert. Es gibt theoretische und experimentelle Hinweise dafür, daß ein komplexes Spin-Bahn-Potential erforderlich ist (GoH 78, Nad 81). Einige Analysen (auch der Daten dieser Arbeit) lassen aber auch den Schluß zu, daß der imaginäre Spin-Bahn-Term sehr schwach ist.

Bei Deuteronenstreuung treten wegen des Spins 1 des Deuterons neben der Vektorpolarisation iT_{11} der gestreuten Teilchen auch die Tensorpolarisationen T_{20} , T_{21} und T_{22} auf (z.B. Sch 68). Im optischen Potential für Deuteronen können deshalb zusätzlich zum Vektorterm, dem Spin-Bahn-Term, auch Tensorterme eingeführt werden. Nach (Sat 60) bleiben aus Symmetriegründen von mehreren möglichen Tensoroperatoren nur drei übrig, die quadratische Skalarprodukte des Spinope-

rators mit dem Ortsvektor, dem linearen Impuls und dem Drehimpuls des Deuterons enthalten und mit T_r , T_p und T_L bezeichnet werden:

$$\begin{aligned} T_r &= (\vec{s} \cdot \vec{r})^2 - 2/3 \cdot r^2 \\ T_p &= (\vec{s} \cdot \vec{p})^2 - 2/3 \cdot p^2 \\ T_L &= (\vec{s} \cdot \vec{\ell})^2 + 1/2 \cdot \vec{s} \cdot \vec{\ell} - 2/3 \cdot \ell^2 . \end{aligned} \quad (4.3)$$

Als Formfaktoren für die Tensorpotentialterme, die komplex sind, werden 2te und 3te Ableitungen der WS-Form angenommen (Ray 63, GoH 79), wobei die Wirkung dieser Terme im wesentlichen außerhalb des Targetkerns erfolgt (peripherer Charakter der Tensorwechselwirkung). Nach Störungsrechnungen (HoJ 71) sind die Tensorpolarisationen Effekte 2. Ordnung und hängen in erster Linie vom Zentralpotential und dem Spin-Bahn-Potential ab. Zudem sind die Auswirkungen des T_r - und T_p -Terms kaum zu unterscheiden und es wird erwartet, daß der T_L -Term sehr klein ist (GoH 79). In den meisten Analysen mit Tensordaten wurde deshalb nur ein T_r -Term verwendet. Nach (KnH 75, Bue 75) wirken die Tensorterme im wesentlichen nur auf die Wiedergabe der Tensordaten, ohne die Wiedergabe der differentiellen Wirkungsquerschnitte und Vektorpolarisationen zu beeinflussen. In dieser Arbeit sind deshalb keine Tensorterme im optischen Potential verwendet worden.

In dieser phänomenologischen Parametrisierung des optischen Potentials ist eine Vielzahl von experimentellen elastischen Wirkungsquerschnitten sehr gut reproduziert worden. Es sind auch umfangreiche systematische Untersuchungen durchgeführt worden mit dem Ziel, die Parameter des optischen Potentials in Abhängigkeit von Targetmasse und Energie zu bestimmen [z.B. bei Nukleonenstreuung (BeG 69), bei Deuteronenstreuung (Hin 68, Dae 80)], weil sie für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte von inelastischer

Streuung und von Kernreaktionen im Rahmen der DWBA benötigt werden. Dabei zeigte sich, daß sich die Parameter nur langsam und gleichmäßig ändern. Dies kann auch als Beweis für die berechnete Annahme eines mittleren Streupotentials angesehen werden.

Das optische Potential trifft für schwerere Kerne besser zu, weil bei ihnen die Kernmaterie homogener verteilt ist und die Energieniveaus dichter liegen. Isolierte Resonanzen oder "Cluster"-Effekte, die bei leichten Kernen auftreten, entfallen. Dies trifft auch bei höheren Energien besser zu als bei niedrigeren, weil bei höheren Energien mehr Ausgangskanäle offen sind. Weiterhin verschwindet bei höheren Energien der Einfluß des Pauli-Austauschprinzips, weil der Überlapp der Energieverteilung der Nukleonen im Targetkern mit der Energieverteilung des Geschoßteilchens bzw. der Nukleonen im Geschoßteilchen kleiner wird. Das optische Modell sollte deshalb bei höheren Energien und schwereren Kernen die Daten besser reproduzieren, als bei kleineren Energien bzw. bei leichten Kernen.

Bei höheren Energien ist aber eine genauere Kenntnis der Potentialform erforderlich, insbesondere im Randbereich. Denn die Hauptbeiträge zur Streuung stammen aus dem Randbereich oder sogar schon aus dem Innern und nicht nur aus dem asymptotischen Teil außerhalb des Kerns, wie bei niedrigen Energien. Außerdem wird bei höheren Energien die de Broglie-Wellenlänge der Geschoßteilchen kleiner, so daß Einzelheiten des Potentialverlaufs "abgetastet" werden. Die WS-Form hat sich als Formfaktor der Potentiale bei niedrigen und mittleren Energien im allgemeinen gut bewährt. Sie entspricht in etwa dem Verlauf der Massendichte im Kern (im Innern nahezu konstant und im äußeren Bereich exponentiell abfallend), sie weicht aber in einigen Fällen doch erheblich von den berechneten bzw.

auch gemessenen Massendichten ab (abgesehen davon, daß der Radius wegen der endlichen Reichweite der Kernkraft größer sein muß). In manchen Fällen gibt die WS-Form den wahren Potentialverlauf offenbar nur sehr schlecht wieder, so daß für eine zufriedenstellende Beschreibung der experimentellen Daten speziellere Potentialformen gesucht werden müssen. So kann z.B. der Rückwärtsanstieg des elastischen Wirkungsquerschnitts bei α -Streuung an ^{40}Ca nicht mit einem WS-Potential reproduziert werden, wohl aber sehr gut mit einem $(\text{WS})^\nu$ -Potential mit $\nu = 2,86$, das der Massenverteilung des ^{40}Ca -Kerns am Kernrand angepaßt ist (Gub 78). Und für die richtige Wiedergabe der elastischen Winkelverteilungen von Protonen an ^{12}C bei etwa 200 MeV ist ein "double WS"- oder "wine bottle"-Potential erforderlich, das als Differenz zweier WS-Terme dargestellt werden kann (Mey 81). In diesem Fall ist das Potential am Kernrand anziehend und im Kerninnern weniger anziehend bzw. bei noch höheren Energien sogar abstoßend (ein Verlauf wie der Boden einer Weinflasche). Dieses phänomenologische "wine bottle"-Potential stimmt gut mit den Ergebnissen überein, die theoretisch in einer mikroskopischen Betrachtungsweise abgeleitet werden können. Die beiden verschiedenen Anteile des Potentials können dabei als Folge des unterschiedlichen Verhaltens der direkten bzw. der Austausch-terme verstanden werden, die beide für sich allein nahezu eine WS-Form haben.

Die beiden Beispiele zeigen, daß man versuchen muß, die allgemeine Form des Potentials theoretisch abzuleiten oder zumindest physikalische Grundlagen als Hinweis für den Aufbau des Potentials auszuarbeiten. Die theoretische Grundlage ist vor allem auch deshalb notwendig, weil das phänomenologische Potential auch bei guter Wiedergabe experimenteller Daten nicht immer eindeutig be-

stimmt werden kann. In den letzten Jahren sind sog. mikroskopische Ableitungen des Potentials gelungen, auf die weiter unten noch etwas näher eingegangen wird. So konnten z.B. die elastischen Wirkungsquerschnitte und Vektorpolarisationen bei Streuung von Protonen an ^{40}Ca und ^{208}Pb sehr gut reproduziert werden (BrR 78), ohne daß ein freier Parameter angepaßt wurde. Diese realistischen Potentiale können aber nicht in relativ einfacher analytischer Form dargestellt werden und sie hängen stark von den individuellen Eigenschaften der einzelnen Kerne ab, weil sie direkt mit der Massendichte im Kern oder dessen Struktur (Energiezustände) korreliert sind. Eine so einfache und systematische Anwendung wie mit dem phänomenologischen Potential ist deshalb nicht möglich.

Es können aber wichtige Folgerungen für die richtige Wahl des phänomenologischen Potentials entnommen werden, wie das Beispiel des "wine bottle"-Potentials schon zeigte. Weiterhin ergeben die theoretischen Ableitungen, daß das Spin-Bahn-Potential proportional zu $\frac{1}{r} \cdot \frac{d\rho(r)}{dr}$ ist, wobei $\rho(r)$ die Massendichte des Targetkerns ist. Die im phänomenologischen Potential angenommene Thomas-Form entspricht diesem Potentialverlauf, wenn die Parameter richtig gewählt werden (Maximum am Kernrand, dem Maximum der Massendichteänderung). Weiterhin folgt, daß das Spin-Bahn-Potential fast energieunabhängig und nur schwach von der Targetmasse abhängig sein sollte. Dies sind besonders wichtige Informationen für die Auswahl der Parameter im phänomenologischen Potential, weil der Spin-Bahn-Term (insbesondere dessen Geometrie) bei der Wiedergabe der elastischen Wirkungsquerschnitte und sogar auch der Vektorpolarisationen nicht sehr empfindlich eingeht und deshalb phänomenologisch nicht eindeutig bestimmt werden kann. Je nach Wahl der Parameter des Spin-Bahn-Terms kann durch Verändern der

Zentralterme eine gleich gute Wiedergabe der experimentellen Daten erreicht werden. Die Struktur und die Nullstellen auch der Vektorpolarisationen hängen im wesentlichen von den Zentralpotentialen ab (Sch 68).

Eine theoretische Ableitung des optischen Potentials kann mit Hilfe des Feshbach-Formalismus (Fes 58), der das bei der Streuung vorliegende Vielkörperproblem auf ein Einteilchenproblem transformiert, durchgeführt werden. Das resultierende Potential enthält in erster Näherung einen energieabhängigen lokalen Realteil und einen energieabhängigen nichtlokalen Imaginärteil. Die Berücksichtigung der Antisymmetrisierung bedingt einen weiteren reellen Term, der energieabhängig und nichtlokal ist (Sin 75, Maj 78), so daß sich insgesamt ein komplexes, energieabhängiges und nichtlokales Potential ergibt. Da nichtlokale Potentiale nur schwer zu handhaben sind, wird dieses im allgemeinen in ein äquivalentes lokales Potential umgewandelt (gemäß PeS 64), wobei als Korrektur eine zusätzliche Energieabhängigkeit eingeführt werden muß.

Wegen der komplizierten mathematischen Zusammenhänge kann das optische Potential jedoch immer nur näherungsweise berechnet werden. Erfolgversprechende Berechnungen, die experimentelle Daten auch ohne Anpassung eines freien Parameters zufriedenstellend beschreiben können, sind mit sog. mikroskopischen Modellen durchgeführt worden. Wesentliche Größen, die dabei eingehen, sind die Massen- und Ladungsverteilungen der einzelnen Kerne. Deren Verlauf ist aus Streuexperimenten mit hochenergetischen Elektronen und aus Untersuchungen von mesonischen Atomen gut bekannt. Je nach zugrunde gelegten Näherungen können die bisherigen Berechnungen in eine der beiden Klassifizierungen Kernmaterienäherung

oder Kernstrukturnäherung eingeordnet werden. In der Kernmaterienäherung wird in einem ersten Schritt das optische Potential (JLM 77) oder zunächst auch nur die effektive Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung (BrR 77) in unendlicher Kernmaterie berechnet. Bei (JLM 77) wird das resultierende dichteabhängige Potential anschließend durch Substitution der experimentellen Massendichte des betreffenden Kerns in das entsprechende ortsabhängige optische Potential umgeformt. Dabei wird angenommen (sog. lokale Dichtenäherung), daß das Potential in jedem Punkt des Kerns gleich dem in homogener Materie mit der in diesem Punkt vorliegenden Dichte ist (diese Annahme ist am Kernrand, wo sich die Dichte stark ändert, nicht sehr gut erfüllt). Bei (BrR 77) resultiert das optische Potential nach Faltung der im ersten Schritt berechneten effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung (im Ortsraum) mit der Massendichte des Kerns. Da bei der Kernmaterienäherung die effektive Wechselwirkung in uneingeschränkter Kernmaterie berechnet wird, können wichtige Eigenschaften endlicher Kerne wie kollektive Anregungen (Riesenresonanzen) oder Schaleneffekte in die Rechnungen nicht einbezogen werden. Das Imaginärpotential wird deshalb unterschätzt.

In der Kernstrukturnäherung (ViM 77, Ost 81) wird das optische Potential des Kerns mit einer effektiven Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung, die aus einer realistischen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung abgeleitet wird, im Feshbach-Formalismus (Fes 58) berechnet. Im Gegensatz zur Kernmaterienäherung werden dabei die unelastischen Anregungen und offenen Reaktionskanäle des endlichen Kerns explizit berücksichtigt, so daß insbesondere eine genauere Bestimmung des Imaginärpotentials zu erwarten ist. Die Genauigkeit hängt davon ab, wie sorgfältig alle zur Absorption beitragenden

Effekte einbezogen werden können. Dies ist gegebenenfalls bei höheren Energien schwierig, weil die Anzahl der offenen Kanäle, vor allem auch Aufbruchkanäle des Projektils, mit steigender Energie zunimmt. In (Ost 81) werden die unelastischen Targetzustände mit mikroskopischen RPA-Wellenfunktionen (KrS 74) beschrieben und im Vergleich zu ähnlichen Berechnungen anderer Autoren (z.B. ViM 77) werden die Rechnungen weitergehend exakt durchgeführt. Der elastische Streuquerschnitt wird direkt mit dem mikroskopischen nichtlokalen und mit dem äquivalenten lokalen Potential berechnet, so daß auch Effekte der Nichtlokalität und die Güte der lokalen Näherung (PeS 64) überprüft werden können.

Die sog. Faltungsmodelle entsprechen der untersten Stufe der mikroskopischen Behandlung. Sie ermöglichen die Berechnung des Realteils des optischen Potentials. Dabei wird eine effektive Wechselwirkung (z.B. effektive Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung oder effektive Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung) in die Massenverteilung des Targetkerns oder, bei Streuung von zusammengesetzten Teilchen, in die Massenverteilungen des Targetkerns und des Projektils (Doppelfaltung) gefaltet. Bei Streuung von zusammengesetzten Teilchen wird auch das Nukleon-Targetkern-Potential in die Massenverteilung des Projektils gefaltet. Der benötigte explizite Ausdruck für die effektive Wechselwirkung wird mit realistischen Ansätzen für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung abgeleitet oder aus den Ergebnissen der phänomenologischen Analyse der Nukleonenstreuung übernommen. Das Imaginärpotential wird durch Anpassung eines phänomenologischen Imaginärterms ermittelt oder mit Hilfe des Imaginärteils der Vorwärtsstreuamplitude (bzw. über das optische Theorem mit Hilfe des totalen Streuquerschnitts) näherungsweise berechnet (Sin 75). Auf das Faltungsmodell für Streuung von zusammengesetzten Teilchen wird im folgenden Kapitel am Beispiel des Deuteronenpotentials noch näher eingegangen.

2) Das optische Potential für elastische Deuteronenstreuung

Der große Erfolg des optischen Potentials bei elastischer Nukleonenstreuung führte dazu, daß man dieses Modell auch auf die Streuung zusammengesetzter Teilchen anwendete. Dabei war es überraschend, daß sich auch die elastische Streuung des nur schwach gebundenen Deuterons mit einem optischen Potential, also einem Einteilchenpotential, zufriedenstellend beschreiben ließ. Daraus folgte z.B. auch, daß die mittlere freie Weglänge der Deuteronen in Kernmaterie mit der von α -Teilchen vergleichbar ist. Inzwischen sind viele elastische Deuteronenstreudaten, insbesondere auch Polarisationsdaten, gemessen und mit dem optischen Potential analysiert worden. Neben Untersuchungen an einzelnen Kernen wurden auch umfangreiche Systematiken mit Streudaten von vielen Kernen durchgeführt, um die Parametrisierung des optischen Potentials in Abhängigkeit von Targetmasse und Energie zu bestimmen. Erwähnt seien hier nur die umfangreichen Untersuchungen ohne (Bec 63, PeP 63, PeP 66, Hin 68, Chi 74) und mit Analysen von Polarisationsdaten (Sch 69, Per 77, GoH 79, Bue 80, Mai 80, Hat 80, Dae 80). Eine Zusammenstellung der Parameter des optischen Potentials (unter Berücksichtigung aller Arbeiten bis 1976) ist bei (PeP 76) zu finden.

Die Analysen, die überwiegend phänomenologisch durchgeführt wurden, ergaben in vielen Fällen zufriedenstellende Beschreibungen der elastischen Winkelverteilungen. Bei Deuteronenenergien von etwa 15 MeV konnten für mehrere Targetkerne die Wirkungsquerschnitte und alle Polarisationen sehr gut reproduziert werden (GoH 79). Eine wesentliche Verbesserung brachte dabei die Einführung eines imaginären Spin-Bahn-Terms (GoH 78). Bei 80 MeV Deuteronenenergie konnten jedoch Wirkungsquerschnitte und Polari-

sationen in einer phänomenologischen Analyse nicht so zufriedenstellend wiedergegeben werden (Ste 81).

Wegen der großen Anzahl der Parameter im Deuteronenpotential können oft gleich gute Anpassungen an die experimentellen Daten mit verschiedenen Parametersätzen erreicht werden, vor allem dann, wenn keine oder nur wenige Polarisationsdaten vorhanden sind. Außerdem ist das Potential bei nicht benügend hohen Energien nicht eindeutig (dazu auch III.2)). Es treten diskrete und kontinuierliche Vieldeutigkeiten auf. In vielen Analysen werden deshalb bestimmte Parameter unter verschiedenen Gesichtspunkten festgelegt, so daß ein Vergleich der Ergebnisse verschiedener Autoren zum Teil schwierig ist.

Es wurde deshalb schon früh die theoretische Ableitung des Deuteronenpotentials versucht. Die Voraussetzungen dafür sind aber bei weitem schwieriger als bei elastischer Nukleonenstreuung.

Wegen der geringen Bindungsenergie des Deuterons muß eine Theorie der Deuteronenstreuung auch den Aufbruch des Deuterons berücksichtigen. Bei Deuteronenstreuung liegt deshalb effektiv ein Dreikörper-System vor, das aus dem Targetkern und den beiden miteinander wechselwirkenden Nukleonen des Deuterons besteht. Um die komplizierten Zusammenhänge zu vereinfachen, wird im allgemeinen angenommen, daß die elastische Streuung überwiegt. Alle anderen Prozesse, wie Verzerrung und Aufbruch des Deuterons, Stripping- und pick up-Reaktionen sowie Anregungen des Targetkerns, werden als Korrekturen behandelt. Bei niedrigeren Energien und leichten Kernen sind auch die Auswirkungen des Pauli-Ausschließungs-Prinzips bedeutend, weil die Nukleonen von Targetkern und Deuteron ein System ununterscheidbarer Teilchen bilden und die Nukleonen

des Deuterons nur in nicht besetzte Zustände gestreut werden können. Weiterhin wird das Deuteronenpotential auch deshalb komplizierter, weil das Deuteron den Spin 1 besitzt und deshalb Tensorkräfte auftreten.

Vorwegnehmend kann hier festgestellt werden, daß es inzwischen gelungen ist, im Rahmen des Faltungsmodells unter Berücksichtigung von Aufbruchkanälen die elastischen Daten der Deuteronenstreuung an ^{58}Ni bei 80 MeV ohne freien Parameter insgesamt gesehen zufriedenstellend zu reproduzieren (Ste 83), und zwar gleichzeitig die differentiellen Wirkungsquerschnitte und Vektor- und Tensorpolarisationen. Es treten aber nicht unerhebliche Abweichungen auf (bei Vorwärtswinkeln in iT_{11}); außerdem sind dabei phänomenologische optische Nukleonenpotentiale verwendet worden. Erfolgreiche mikroskopische Berechnungen des Potentials wie bei Nukleonen- und α -Streuung sind also bei Deuteronenstreuung bisher noch nicht möglich.

Das von Watanabe (Wat 58) vorgeschlagene Faltungsmodell war der erste Versuch, das optische Potential für Deuteronen auf die optischen Potentiale für Nukleonen zurückzuführen. Das optische Deuteronenpotential U_d wird berechnet, indem die Summe der optischen Potentiale von Neutron und Proton bei der halben Deuteronenenergie über die ungestörte Dichte des Deuterons gefaltet wird:

$$U_d(\vec{R}, \vec{r}) = \int [U_n(\vec{R} + \frac{1}{2}\vec{r}) + U_p(\vec{R} - \frac{1}{2}\vec{r})] \cdot \psi_d^2(\vec{r}) d\vec{r} . \quad (4.4)$$

Hierin sind ψ_d die Wellenfunktion des Deuterons (im Grundzustand), $\vec{R}$ die Koordinate des Deuteronenschwerpunkts und $\vec{r}$ die Relativkoordinate (Abstand) von Neutron und Proton im Deuteron. Diesem einfachen Faltungsmodell liegt die Annahme zugrunde, daß die beiden Nukleonen des Deuterons quasi einzeln am Kern mit dem jeweils eigenen opti-

schen Potential gestreut werden und daß die innere Struktur des Deuterons während des Streuvorgangs die gleiche bleibt, gleichgültig, ob sich das Deuteron im freien Raum oder in Kernmaterie befindet. Es werden also insbesondere der Aufbruch und die Verzerrung bzw. Polarisierung des Deuterons vernachlässigt. Das Watanabe-Modell kann deshalb erwartungsgemäß die elastische Deuteronenstreuung nicht vollständig beschreiben. Elastische Winkelverteilungen (Wirkungsquerschnitte und Polarisierungen) bei Deuteronenenergien unterhalb der Coulombschwelle konnten in einzelnen Fällen zwar ganz gut reproduziert werden (KnH 73). Ein Vergleich (PeS 67) von (nach Watanabe) gefalteten und von phänomenologischen Deuteronenpotentialen hat aber für viele Targetkerne gezeigt, daß die Tiefe des gefalteten Realteils 10 - 20 % zu groß und die Tiefe des gefalteten Imaginärteils viel zu klein ist. Allerdings wurde in (PeS 67) die Spin-Bahn-Kopplung in den Nukleonenpotentialen vernachlässigt.

Keaton und Armstrong (KeA 73) berücksichtigten in ihren Faltungsmodellrechnungen explizit die Spineffekte, indem sie die Spin-Bahn-Terme in den Nukleonenpotentialen und den D-Zustand des Deuterons durch einen Spinoperator in der Deuteronenwellenfunktion einbezogen. Dadurch resultierte auch ein Tensorterm im Deuteronenpotential. In ergänzenden Rechnungen mit gekoppelten Kanälen haben sie näherungsweise den im einfachen Watanabe-Modell vernachlässigten Aufbruchterm berechnet. Ohne freien Parameter konnten sie auf diese Weise die elastischen Wirkungsquerschnitte und Polarisierungen bei 15 MeV Deuteronenenergie qualitativ gut reproduzieren. Sie stellten bereits fest, daß die Tensorpolarisationen auf den Aufbruchterm empfindlich sind. Es waren aber auch erhebliche Abweichungen von den experimentellen Daten vorhanden, die verbessert werden konnten, wenn die Tiefe des Realpotentials um etwa 10 % reduziert wurde.

Eine für phänomenologische Analysen besonders wichtige Folgerung aus der Herleitung des Deuteronenpotentials von Keaton und Armstrong ist die, daß die Deuteronenpotentialterme ebenfalls nahezu Woods-Saxon-Form (bzw. deren Ableitungen) haben, wenn die Nukleonenpotentialterme Woods-Saxon-Form haben. Zum Beispiel erhält der Spin-Bahn-Term ebenfalls nahezu Thomasform und die Formfaktoren der Tensorterme sind 2te und 3te Ableitungen der Woods-Saxon-Form, wie bereits vorher schon phänomenologisch eingeführt. Die Tiefe des Realpotentials entspricht etwa der Summe der Realpotentialtiefen der Nukleonenpotentiale. Die Radien sind ein wenig kleiner und die Diffuseness-Parameter etwas größer als in den Nukleonenpotentialen. Das Potential des Faltungsmodells kann also durch Woods-Saxon-Terme angenähert werden, wenn die Parameter geeignet gewählt werden.

Allerdings weisen die Abweichungen in der Wiedergabe experimenteller Daten darauf hin, daß offenbar einige Effekte im Faltungsmodell noch nicht oder nur unzureichend berücksichtigt wurden (z.B. Aufbruch des Deuterons, Strippingreaktionen und Pauli-Effekt) und daß es nicht so ohne weiteres möglich ist, diese durch entsprechende Anpassung der Parameter zu simulieren. Das Faltungsmodell in dieser Form war deshalb nicht sehr erfolgreich und wurde von verschiedenen Autoren nur zum Teil oder nur als Anweisung verwendet, um einzelne Parameter physikalisch sinnvoll festzulegen oder einzugrenzen, während die anderen frei angepaßt wurden. Insofern hat das Faltungsmodell durchaus dazu beigetragen, die Vieldeutigkeiten in den Parametern des optischen Deuteronenpotentials teilweise zu beseitigen. So kann die diskrete Vieldeutigkeit in der Tiefe des Realpotentials V gelöst werden, indem gemäß dem Faltungsmodell die

Parameterfamilie mit $V \approx V_n + V_p$ ausgewählt wird, und die kontinuierlichen Vieldeutigkeiten können zum Teil eliminiert werden, wenn der Radiusparameter des Realpotentials auf den gemäß dem Faltungsmodell physikalisch sinnvollen Wert $r_v \approx 1.17$ fm eingeengt wird (im Gegensatz zu früher oft verwendeten Werten $r_v = 1.05$ fm oder 1.25 fm). Die Geometrie des Spin-Bahn-Terms, die bei der Analyse der Daten relativ unempfindlich eingeht, kann mit $r_{LS} \approx 1.00$ fm (im Gegensatz zu früher z.B. $r_{LS} = r_v$) sinnvoll vorgegeben werden.

Die notwendige Korrektur der Tiefe des gefalteten Realpotentials von etwa 10 % bei 20 MeV kann auf den Einfluß des Pauli-Ausschließungs-Prinzips zurückgeführt werden. Pong und Austern (PoA 75) untersuchten die Auswirkungen der Antisymmetrisierung bezüglich des Austausches der Nukleonen von Deuteron und Targetkern. Ihre Rechnungen ergaben energieabhängige Korrekturterme für das Faltungsmodell und zwar eine Reduktion des Realpotentials um ebenfalls etwa 10 % bei Energien kleiner als 20 MeV und eine Erhöhung des Imaginärpotentials am Kernrand. Die Korrekturterme werden mit zunehmender Energie schwächer, da die Anzahl der freien Zustände für die Nukleonen des Deuterons ansteigt. Ähnliche Korrekturterme, die allerdings phänomenologisch eingeführt wurden, sind auch für α -Streuung angegeben worden (Wal 78, CoW 78). Den Autoren zufolge weist das Energieverhalten des Korrekturterms für die Reduktion des Realpotentials (bei α -Streuung 40 %) auf das Pauli-Austausch-Prinzip als Ursache hin. Die Erhöhung des Imaginärpotentials am Kernrand wird als Korrektur für Stripping- und pick up-Reaktionen interpretiert.

Die Beschreibung der elastischen Streuung mit dem Faltungsmodell blieb, so lange der Aufbruch des Deuterons nicht ausreichend in

die Rechnungen einbezogen wurde, nur eine qualitative Beschreibung. Manche phänomenologische Untersuchungen konnten im Gegensatz dazu die elastischen Daten sehr gut wiedergeben, insbesondere, wenn ein imaginärer Spin-Bahn-Term hinzugefügt wurde (GoH 78, GoH 79).

Der Aufbruch des Deuterons wurde zuerst von Johnson und Soper (JoS 70) in der von ihnen vorgeschlagenen "adiabatischen Näherung" bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte von Stripping-Reaktionen behandelt. Dabei wird im DWBA-Formalismus das optische Deuteronenpotential durch ein effektives Deuteronenpotential, das adiabatische Deuteronenpotential, ersetzt. Es wird mit Hilfe der optischen Nukleonenpotentiale bei der halben Deuteronenenergie und einer effektiven Proton-Neutron-Wechselwirkung abgeleitet. Die zugrunde gelegte adiabatische Näherung besteht in der Annahme, daß die Energie der inneren Bewegung der Nukleonen im Deuteron klein ist im Vergleich zur Energie der Schwerpunktsbewegung des Deuterons und daß sie sich während des Streuvorgangs nicht merklich ändert. In diesem Fall kann der Hamilton-Operator der inneren Bewegung durch die Bindungsenergie des Deuterons ersetzt werden und die Relativkoordinate ist keine dynamische Variable mehr, sondern ein Parameter. Unter dieser Voraussetzung wird der Aufbruch des Deuterons in den 3S -Zustand der relativen Bewegung des n-p-Systems ($\ell=0$, wie im Grundzustand des Deuterons) berücksichtigt, d.h. der Aufbruchzustand, bei dem Proton und Neutron parallel weiterfliegen. Mit dem adiabatischen Deuteronenpotential in DWBA-Rechnungen werden die experimentellen Daten von Transferreaktionen besser wiedergegeben und, was besonders bedeutend ist, ohne daß wie zuvor ein willkürlicher Abschnitt der Wellenfunktion bei einem cut off-Radius erforderlich ist (Sat 71, COO 74).

Das adiabatische Deuteronenpotential weicht aber deutlich von dem üblichen phänomenologischen optischen Deuteronenpotential ab und kann elastische Streudaten nicht reproduzieren. Es ist zwar möglich, die elastische Streuung im Rahmen der adiabatischen Theorie zu beschreiben, das optische Potential ist dabei aber nur als nichtlokales Potential in einem gekoppelten Gleichungssystem gegeben und kann nicht so ohne weiteres in ein äquivalentes lokales Potential umgewandelt werden (JoS 70). Die Wiedergabe von elastischen Streudaten ist außerdem nur dann zufriedenstellend, wenn die Tiefe des Realteils, ähnlich wie im Watanabe-Modell, um etwa 10 % reduziert wird.

Entscheidende Weiterentwicklungen bei der Berechnung von Aufbruchkanälen haben Amakawa et al. (Ama 79) und Rawitscher und Mukherjee (RaM 78, RaM 80) gebracht. Ihre Überlegungen basieren auf dem adiabatischen Modell von Johnson und Soper, aber sie berücksichtigen auch Aufbrüche in Zustände mit relativem Drehimpuls des n-p-Systems mit $\ell > 0$ (es treten nur geradzahlige ℓ auf, da das Deuteron gerade Parität hat). Sie vernachlässigen allerdings das Pauli-Prinzip. Die Rechnungen ergeben, daß der Beitrag des Aufbruchs in den $\ell=2$ -Zustand im Vergleich zu dem in den $\ell=0$ -Zustand sogar sehr bedeutend ist (bei Amakawa et al. sogar um einen Faktor 2 größer), der in den $\ell=4$ -Zustand ist aber klein.

Amakawa et al. führen bei 80 MeV Deuteronenenergie, bei der die adiabatische Näherung gut erfüllt ist (Aufbruchenergien werden deshalb vernachlässigt), Rechnungen mit gekoppelten Kanälen durch in einer, wie sie sagen, relativ einfachen und direkten Weise. Dabei vernachlässigen sie das Spin-Bahn-Potential. Außerdem vergleichen sie ihre Berechnungsergebnisse nur mit den Winkelver-

teilungen von differentiellen Wirkungsquerschnitten, nicht mit denen von Polarisationen. Bei 80 MeV verwenden sie die alten Daten von Duhamel et al. (Duh 71), die nur bis $\theta_{\text{lab}} \approx 60^\circ$ reichen.

Rawitscher und Mukherjee berücksichtigen Spin-Effekte und vernachlässigen auch die Aufbruchenergien nicht. Für die Proton-Neutron-Wechselwirkung verwenden sie eine realistische spinabhängige Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung (soft core-Potential von Reid). Die Nukleon-Targetkern-Potentiale sind aber phänomenologische optische Nukleonenpotentiale. Im Deuteronenpotential werden durch die Aufbruch-Zustände insbesondere die tensor- und spinabhängigen Terme stark beeinflusst. Dadurch werden Korrekturterme erforderlich, die ℓ -abhängig sind. Das Deuteronenpotential wird dadurch dem aus phänomenologischen Untersuchungen mit imaginärem Spin-Bahn-Term (GoH 79) ähnlich. Der imaginäre Spin-Bahn-Term ist aber etwa 6-mal kleiner und hat ein anderes Vorzeichen als in (GoH 79). Die Erklärung dafür könnte sein, daß der imaginäre Spin-Bahn-Term in den phänomenologischen Untersuchungen versucht, ℓ -abhängige Aufbruch-Effekte des Zentralpotentials zu simulieren.

Die Wiedergabe der experimentellen Daten in (RaM 80) ist jedoch nicht gut. Die Daten, Wirkungsquerschnitte und Vektorpolarisationen von ^{58}Ni bei 80 MeV Deuteronenenergie, sind sogar bei etwa $\theta_{\text{lab}} = 60^\circ$ abgeschnitten. In (Ste 83) wurden die vollständigen 80 MeV-Daten (bis etwa $\theta_{\text{lab}} = 110^\circ$) und zusätzlich auch Tensorpolarisationen mit den Rechenmethoden von (RaM 80) analysiert. Die Übereinstimmung der gerechneten Kurven mit den experimentellen Daten ist erstaunlich gut. Eine solche Übereinstimmung ist bei einer phänomenologischen Analyse (Ste 81) nicht erreicht worden. Bei großen Streuwinkeln, bei denen die Regenbogenstreuung und folglich

der Einfluß des Realpotentials überwiegen, werden die experimentellen Daten besonders gut reproduziert. Bei Vorwärtswinkeln sind allerdings in der Winkelverteilung der Vektorpolarisationen erhebliche Abweichungen vorhanden. Die X_2 -Tensordaten (die Größe X_2 ist eine Kombination der Tensorpolarisationen T_{20} und T_{22} ; sie ist im wesentlichen nur vom Tensorpotential und kaum vom Spin-Bahn-Potential abhängig) werden mit einem T_r -Tensorterm gut wiedergegeben, während in der phänomenologischen Analyse damit Schwierigkeiten auftraten.

Bei höheren Energien scheint also das Faltungsmodell unter Berücksichtigung von Aufbruchkanälen erfolgreich zu sein. In (Ste 83) wird aber nicht direkt erklärt, was die im Vergleich zu (RaM 80) viel bessere Wiedergabe der experimentellen Daten ermöglicht hat. Es wird zwar angeführt, daß die Vektorpolarisationsdaten neu normiert werden mußten und daß 42 Partialwellen statt 32 bei (RaM 80) verwendet wurden, aber in beiden Arbeiten wird angegeben, daß die Rechnungen ohne freien Parameter durchgeführt wurden. Vermutlich sind doch Änderungsmöglichkeiten bzw. verschiedene Annahmen in der Theorie vorhanden. In (Bue 80) wird z.B. angeführt, daß die ℓ -abhängigen Korrekturterme im Faltungsmodell von (RaM 80) unpraktisch seien, weil die ℓ -Abhängigkeit theoretisch nicht gut vorhergesagt werden könne. Ein Mangel der Theorie ist es auch, daß phänomenologische optische Nukleonenpotentiale verwendet werden. Mikroskopische Nukleonenpotentiale sind aber auch noch nicht in einer Form verfügbar, daß sie im Faltungsmodell eingesetzt werden könnten. Es muß festgestellt werden, daß die theoretische Ableitung des Potentials für elastische Deuteronenstreuung bei weitem noch nicht den Stand erreicht hat wie für Nukleonen- und α -Streuung.

Das Faltungsmodell von (RaM 80) ist bisher nur mit experimentellen Daten von ^{58}Ni bei 80 MeV geprüft worden. Weitere Daten in diesem höheren Energiebereich müssen gemessen und analysiert werden. Es war deshalb auch das Ziel dieser Arbeit, solche Daten sorgfältig zu messen und bereitzustellen. An JULIC können aber nur Wirkungsquerschnitte gemessen werden. Polarisationsdaten in diesem Energiebereich sind jedoch unbedingt erforderlich, weil das Potential für elastische Streuung in der Lage sein muß, alle beobachtbaren elastischen Größen zu reproduzieren. Nur bei gleichzeitiger Analyse auch der Polarisationsdaten kann überprüft werden, wie vollständig das optische Potential den Streuprozess beschreibt, d.h. wie richtig es insgesamt den physikalischen Vorgang wiedergibt.

V. Analyse der Meßergebnisse mit dem optischen Potential

1) Methode der Analyse

Das optische Deuteronenpotential wird nicht nur zur Beschreibung der elastischen Winkelverteilungen benötigt, sondern insbesondere auch für spektroskopische Untersuchungen von Kernreaktionen mit Deuteronen im Eingangs- und/oder Ausgangskanal (im Rahmen der DWBA, bei Rechnungen mit gekoppelten Kanälen und bei Anwendung statistischer Modelle). Ein mit physikalischen Grundlagen theoretisch abgeleitetes Deuteronenpotential ist bis heute noch nicht in einer Form verfügbar, daß es bei systematischen Untersuchungen experimenteller Daten eingesetzt werden könnte. Das Deuteronenpotential wird deshalb vorwiegend auf phänomenologische Weise bestimmt, indem die mit dem parametrisierten Potential berechneten Kurven an die experimentellen Daten angepaßt werden. Dabei werden gegebenenfalls einige der Parameter unter physikalischen Gesichtspunkten auf einen engeren Wertebereich eingeschränkt.

Da die Anzahl der Parameter im Deuteronenpotential groß ist, können im allgemeinen die experimentellen Daten gut reproduziert werden, und das in manchen Fällen sogar mit verschiedenen Parametersätzen. Die Reproduktion der Daten bei Analysen für nur einzelne Kerne sind oft hervorragend. Neben diesen "best fit"-Parametern, die bei DWBA-Rechnungen für die gleichen Kerne sehr nützlich sind, müssen aber insbesondere auch die systematischen Abhängigkeiten der Parameter in einem größeren Energie- und Massenbereich bekannt sein, damit benötigte Parameter interpoliert werden können. Die "best fit"-Parameter ändern sich von Kern zu Kern zum Teil erheblich, weil besondere Eigenschaften der Kerne (z.B. Deformationen oder Schaleneffekte [z.B. "magic

term" in (Dae 80)] in den Parametern zum Ausdruck kommen. Solche Effekte kann eine mehr allgemeine Parametersystematik nicht enthalten. Sie soll vielmehr das mittlere (globale) Verhalten der Parameter angeben und dafür einen möglichst einfachen und glatten Verlauf haben. Bei der Ausarbeitung einer mittleren Parametrisierung des optischen Potentials ist besonders darauf zu achten, daß keine fehlerhaften Trends auftreten, z.B. Oszillationen oder systematische Abweichungen bei höheren Energien oder schweren Kernen.

Im allgemeinen können die elastischen Winkelverteilungen durch mittlere Parametersätze zufriedenstellend wiedergegeben werden. Die Erfahrung hat aber gezeigt, daß eine Extrapolation außerhalb des untersuchten Energiebereiches nicht sehr erfolgreich ist. Die Messungen und Analysen dieser Arbeit sollen deshalb mit dazu beitragen, den Bereich der experimentellen Daten und mittleren Parametersätze auf den der zur Zeit verfügbaren Deuteronenenergien zu erweitern. Um die resultierenden optischen Parameter auf eine möglichst breite Grundlage zu stützen, wurden in die Analyse auch sonstige elastische Deuteronenstreudaten im Energiebereich 52-80 MeV einbezogen, insbesondere auch neuere Polarisationsdaten. Es sind dies die Winkelverteilungen der diff. Wirkungsquerschnitte, Vektor- und einer Sorte der Tensorpolarisationen von ^{58}Ni bei 80 MeV (Ste 81) und die Winkelverteilungen der diff. Wirkungsquerschnitte (Hin 68) und Vektorpolarisationen (Mai 80) einiger Kerne bei 52 MeV.

Die Analyse der Daten wurde mit dem Opt.-Modell-Programm MAGALI (Ray 69) durchgeführt, das die differentiellen Wirkungsquerschnitte und Polarisationen für elastische Streuung mit dem optischen Potential in der phänomenologischen Parametrisierung von Glei-

chung (4.1) berechnet. Bei Rechnungen für Teilchen mit Spin 1 werden die Beiträge der Partialwellen bis zu $\ell = 40$ berücksichtigt. Das Programm ermöglicht insbesondere auch automatische Suchläufe, bei denen entsprechend gekennzeichnete Parameter von vorgegebenen Startwerten aus so lange variiert werden, bis die Anpassung der berechneten Kurve an die experimentellen Daten optimiert ist. Von den bis zu dreizehn Parametern (bei Einbeziehung eines imaginären Spin-Bahn-Terms sogar bis zu sechzehn) können gleichzeitig mehrere für automatisches Suchen freigegeben werden. Erfahrungsgemäß sollte aber die Anzahl der "freien" Parameter nicht mehr als drei oder vier betragen, weil der Suchlauf sonst bei unphysikalischen Parametern enden kann. Aus dem gleichen Grunde sollten auch die Startwerte geeignet vorgegeben werden. Dies bedeutet für die Praxis, daß zunächst in vielen Einzelrechnungen, bei denen einige der Parameter gitterförmig in vorgegebenen Schritten geändert, bei jeder Einzelrechnung aber konstant gehalten werden (sog. grid-Läufe), die Bereiche mit besserer Anpassung an die experimentellen Daten aufgespürt werden müssen. Die auf diese Weise gefundenen ungefähren Parameter werden als Startwerte für die anschließende Folge von Suchläufen genommen und iterativ optimiert, indem einzelne Parameterkombinationen wechselweise entweder variiert oder bei den aus dem letzten Suchlauf resultierenden Werten konstant gehalten werden, während andere "frei" sind.

Als Maß für die Güte der Anpassung einer gerechneten Kurve an die experimentelle Winkelverteilung gilt die Größe χ^2 , die definiert ist als

$$(\chi^2)_\sigma = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\sigma_{\text{th}}(\theta_i) - \sigma_{\text{exp}}(\theta_i)}{\Delta\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)} \right]^2 . \quad (5.1)$$

Hierin bedeuten $\sigma(\theta_i)$ abgekürzt die differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_i)$, jeweils die berechneten und die experimentellen, und $\Delta\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)$ den experimentellen Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnitts beim Streuwinkel θ_i . N ist die Anzahl der experimentellen Werte. Bei der Anpassung von Polarisationsdaten gilt entsprechend

$$(\chi^2)_P = \sum_{i=1}^{N'} \left[\frac{P_{\text{th}}(\theta_i) - P_{\text{exp}}(\theta_i)}{\Delta P_{\text{exp}}(\theta_i)} \right]^2, \quad (5.2)$$

wobei die verschiedenen Polarisationsdaten (das können bei Deuteronenstreuung die Winkelverteilungen der Vektorpolarisationen iT_{11} , der Tensorpolarisationen T_{20} , T_{21} und T_{22} oder von Kombinationen der Tensorpolarisationen sein) allgemein mit $P(\theta_i)$ bezeichnet sind. In den automatischen Suchläufen werden die Potentialparameter so lange variiert, bis die χ^2 -Werte ein Minimum erreichen. Für einen Vergleich der Güte der Anpassung verschiedener Winkelverteilungen ist die Größe χ^2/N geeignet^{*)}, also das mittlere χ^2 pro Meßpunkt.

Werden differentielle Wirkungsquerschnitte und Polarisationsdaten gleichzeitig angepaßt, dann wird die Summe $\chi^2 = (\chi^2)_\sigma + (\chi^2)_P$ minimalisiert. Es hat sich gerade hierbei gezeigt, daß das χ^2 -Kriterium nicht immer ein zuverlässiges Maß für die Qualität der Anpassung ist, weil die Gewichte der differentiellen Wirkungsquerschnitte bzw. der Polarisationen wegen unterschiedlicher experimenteller Fehler oder einfach wegen einer stark unterschiedlichen Anzahl von experimentellen Werten sehr verschieden sein können. Unter solchen Umständen ist gegebenenfalls eine "optische" Beurteilung der Anpassung für die Auswahl eines Parametersatzes sinnvoller.

^{*)} Eigentlich müßte die Größe $\kappa^2 = \chi^2/(N-1-f)$ verwendet werden, mit f = Anzahl der Freiheitsgrade bzw. der freien Parameter. Wegen $f \leq 4$ und $N \gtrsim 50$ gilt hier jedoch $\kappa^2 \approx \chi^2/N$.

Wegen der großen Anzahl von Potentialparametern und möglicher Vieldeutigkeiten ist eine "Führung" der Parameter erforderlich, damit der Rechen- und Zeitaufwand nicht zu groß wird und die Suchprozedur nicht bei physikalisch sinnlosen Parametern endet. Das geschieht durch Vorgabe sinnvoller Startparameter und Beobachten der Tendenz der Parameter während des Suchlaufs. Gegebenenfalls ist ein vorzeitiges Abbrechen und ein Festlegen bestimmter Parameter erforderlich, wenn das χ^2 -Verhalten zu flach ist. Durch gitterförmige Testrechnungen muß aber gewährleistet werden, daß nicht subjektiv ein Parametersatz bevorzugt wird.

Es treten bekanntlich diskrete und kontinuierliche Vieldeutigkeiten auf. Die diskreten kommen zustande, weil das effektive Potential, außer bei großen ℓ -Werten, im Bereich der Kernoberfläche ein flaches Minimum aufweist und deshalb die Phasenverschiebung in der Wellenfunktion um Vielfache von π unbestimmt ist. Infolgedessen können verschiedene Parametersätze, die sich im wesentlichen durch die Potentialtiefen unterscheiden (bei nahezu gleichen Radien also), eine gleich gute Anpassung an die experimentellen Daten ergeben. Die zugehörigen Wellenfunktionen unterscheiden sich zwar im Kerninnern durch die Zahl der Knoten, sie sind aber in ihrer asymptotischen Form gleich. Die diskreten Vieldeutigkeiten können eliminiert werden, wenn, wie in III.2) erläutert, die Energie groß genug ist und die Streudaten bis über den Regenbogenwinkel hinaus gemessen werden. In diesem Fall tritt bei Variation der Tiefe des Realpotentials nur ein einziges tiefes χ^2 -Minimum auf: es wird eine Parameterfamilie aussortiert. Bei α -Streuung resultiert dadurch sogar ein eindeutiger Parametersatz (GoS 72). Bei Deuteronenstreuung ist das χ^2 -Minimum aber sehr flach, wenn nur Winkelverteilungen von differentiellen Wirkungsquerschnitten

analysiert und dabei auch die Parameter des Spin-Bahn-Terms angepaßt werden. Der Spin-Bahn-Term vermag offensichtlich den Realteil und auch den Imaginärteil des optischen Potentials teilweise zu kompensieren. Ähnliche Effekte sind auch bei ^3He -Streuung festgestellt worden (Har 75). Es ist deshalb erforderlich, die Parameter des Spin-Bahn-Terms auf physikalisch sinnvolle Weise durch gleichzeitige Anpassung von Polarisationsdaten oder durch Vorgabe gemäß dem Faltungsmodell in engeren Grenzen zu halten. Wie später noch gezeigt wird, kann der Spin-Bahn-Term allerdings auch durch die Analyse von Polarisationsdaten nicht eindeutig bestimmt werden. Die Tiefe des resultierenden "richtigen" Realpotentials ist bei Deuteronenstreuung etwas ($\sim 10\%$) kleiner als die Summe der Realpotentialtiefen der Nukleonenpotentiale bei der halben Deuteronenenergie, in ungefähre Übereinstimmung mit dem Faltungsmodell. Die Startwerte für die Realpotentialtiefen wurden deshalb in den vorliegenden Analysen nach diesem Kriterium vorgegeben.

Charakteristisch für die einzelnen diskreten Parameterfamilien, und deshalb auch ein Auswahlkriterium, ist der Wert des Volumenintegrals des Potentials, bezogen auf die Zahl der Nukleonen von Targetkern und Projektil also auf die Zahl der Zweinukleonenwechselwirkungen. Dieser Wert entspricht somit dem Integral der Zweikörperwechselwirkung. Er ist, im Gegensatz zu den Parametern selbst, nur sehr wenig von den Massen von Target und Projektil und von der Energie abhängig. Insbesondere ist er auch unempfindlich auf die kontinuierlichen Vieldeutigkeiten. Das Volumenintegral der "richtigen" Parameterfamilien liegt in einem großen Massen- und Energiebereich zwischen 300 und 400 $\text{MeV}\cdot\text{fm}^3$.

Die kontinuierlichen Vieldeutigkeiten treten innerhalb einer Parameterfamilie auf. Man bezeichnet damit die Erscheinung, daß die Anpassung der Daten bzw. das χ^2 sich kaum ändern, wenn bei Variation eines Parameters gleichzeitig ein mit diesem korrelierter Parameter entsprechend verändert wird. Es sind verschiedene Korrelationen zwischen Parametern festgestellt worden. Die bekannteste ist die zwischen der Potentialtiefe V und dem Potentialradius R . Werden V und R so verändert, daß das Produkt $V \cdot R^x$ mit $x \approx 2$ konstant bleibt, dann ändern sich das χ^2 und die Anpassung der Daten nur wenig. Als Startwerte für die Potentialradien wurden, ebenfalls gemäß dem Faltungsmodell, die Werte der Nukleoneneffective ($r_v = 1,17$ fm und $r_w = 1,30$ fm) vorgegeben.

Die Bestimmung der Potentialparameter wurde in mehreren Schritten vorgenommen. Zuerst wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte allein analysiert. Dabei wurden zunächst die "best fit"-Parameter für jede Winkelverteilung ermittelt. Anschließend wurde angestrebt, einen mittleren Parametersatz zu finden, dessen geometrische Parameter eine möglichst einfache Abhängigkeit von Masse und Energie haben oder bei dem einige von ihnen sogar konstant gehalten werden können. Zu diesem Zweck wurden verschiedene Formen für das Imaginär- und das Spin-Bahn-Potential versucht. Die resultierenden mittleren Parameter wurden dann als Startparameter für die gleichzeitige Analyse von differentiellen Wirkungsquerschnitten und Polarisationen des gleichen Kerns verwendet. Auch hierbei war das Ziel, einen mittleren Parametersatz zu bestimmen.

2) Analyse der in dieser Arbeit gemessenen Daten und einiger Winkelverteilungen bei 52 und 79.5 MeV von anderen Autoren

Die Analysen wurden mit dem Ziel durchgeführt, das Verhalten der Parameter des optischen Deuteronenpotentials im Energiebereich zwischen 50 und 85 MeV zu untersuchen und daraus einen mittleren Parametersatz für diesen Energiebereich abzuleiten. Dieser Energiebereich enthält die höchsten zur Zeit verfügbaren Deuteronenenergien und er erweckt ein besonderes Interesse, weil die Beiträge des Realpotentials im Kerninnern bedeutend werden und im Imaginärpotential ab etwa 50 MeV die Volumenabsorption wirksam wird. Die Untersuchungen sollten sich auf möglichst viele experimentelle Daten stützen, damit der mittlere Parametersatz Allgemeingültigkeit erhält. Deshalb wurden zusammen mit den experimentellen Daten dieser Arbeit, also den Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte von ^{27}Al , ^{89}Y , ^{120}Sn und ^{208}Pb bei 58.7 und 85 MeV, auch diejenigen Winkelverteilungen elastischer Deuteronenstreuung anderer Autoren aus diesem Energiebereich analysiert, die die beiden folgenden Voraussetzungen erfüllen: Die Winkelverteilungen sollten auch Meßpunkte oberhalb des Regenbogenwinkels enthalten und die zugehörigen Targetkerne sollten einen (bezüglich der Energieauflösung des Experiments) ausreichend großen Energieabstand zu den ersten angeregten Niveaus besitzen, damit eine zuverlässige Bestimmung der elastischen Wirkungsquerschnitte zugrunde gelegt werden kann.

Nach diesen Kriterien wurden folgende Daten anderer Autoren ausgewählt und in die Analyse miteinbezogen:

- 1) Die Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte von ^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{89}Y , ^{140}Ce und ^{208}Pb bei 52 MeV von

(Hin 68) . Ebenfalls hinzugenommen wurden für Vergleichszwecke die Winkelverteilungen von ^{27}Al , ^{58}Ni und ^{103}Rh , obwohl sie die obigen Voraussetzungen nicht erfüllen (die ^{27}Al - und ^{58}Ni -Winkelverteilungen enthalten nur Daten unterhalb des Regenbogenwinkels und ^{103}Rh hat fünf angeregte Niveaus mit Energien $\lesssim 0.5$ MeV).

- 2) Die Winkelverteilungen der Vektorpolarisationen von ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , ^{58}Ni und ^{90}Zr bei 52 MeV von (Mai 80). Diese Winkelverteilungen enthalten nur Meßpunkte unterhalb des Regenbogenwinkels; die Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte der gleichen Kerne, die gleichzeitig analysiert wurden, reichen aber über den Regenbogenwinkel hinaus.
- 3) Die Winkelverteilungen von ^{58}Ni bei 79.50 MeV von (Ste 81). Dazu gehören die Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte, der (kartesischen) Vektorpolarisationen A_y und der (kartesischen) Tensorpolarisationen A_{yy} . Zur Untersuchung mit MAGALI müssen die kartesischen Polarisationen in die sphärischen umgerechnet werden (siehe dazu Anhang 5). Für die Vektorpolarisationen gilt: $iT_{11} = A_y \cdot \sqrt{3}/2$. Die kartesischen Tensorpolarisationen A_{yy} können in MAGALI als Asymmetriegrößen $As(0^0)$ untersucht werden.

$$\text{Es gilt: } As(0^0) = -\frac{1}{2} (T_{20} + \sqrt{6} \cdot T_{22}) = A_{yy}/\sqrt{2}.$$

Andere experimentelle Daten im Energiebereich 52 bis 85 MeV blieben zum Teil auch aus anderen Gründen unberücksichtigt. Die 80 MeV-Daten von (Duh 71) wurden nicht berücksichtigt, weil alle Winkelverteilungen weit unterhalb des Regenbogenwinkels enden und weil ein Vergleich mit den Daten dieser Arbeit und den ^{58}Ni -Daten von (Ste 81) zeigt, daß die Daten von (Duh 71) teilweise mit Fakto-

ren bis etwa 1.5 normiert werden müßten. Weiterhin wurden auch die alten Daten aus Jülich (Hre 73, Asp 75, Kis 76, Kno 76) nicht berücksichtigt. Während der damaligen Messungen gab es noch erhebliche Probleme mit "tailing" in den Ge(Li)-Detektoren (siehe dazu Kapitel II 3)), so daß die Meßdaten stückweise mit unterschiedlichen Faktoren normiert werden mußten. Außerdem wurden später die Zyklotronenergien von JULIC neu kalibriert. Die damalige Energie 90 MeV beträgt in Wirklichkeit 85 MeV. Die ^{27}Al - und ^{89}Y -Daten wurden deshalb in dieser Arbeit erneut gemessen. Die Targetkerne ^{115}In und ^{197}Au wurden nicht mehr verwendet, weil bei ihnen die Energien der ersten angeregten Niveaus zu gering sind und in den Spektren deutlich zu erkennen ist, daß die Intensitäten dieser Niveaus im Vergleich zu der der elastischen Linie erheblich sind und nicht eindeutig getrennt werden können. Die Daten von (Hat 80), Winkelverteilungen von diff. Wirkungsquerschnitten und Polarisationen bei 56 MeV Deuteronenenergie, wurden vorerst ausgeklammert, weil nur die Winkelverteilungen der leichten Kerne bis über den Regenbogenwinkel hinaus gemessen wurden.

Mittlere Parametersätze für das Deuteronenpotential sind von verschiedenen Autoren publiziert worden. Aber nur in den Analysen bei (Dae 80) wurden experimentelle Daten oberhalb 52 MeV verwendet. Mit Ausnahme der mittleren Potentiale von (Dae 80) geben diese Parametersätze die Winkelverteilungen dieser Arbeit nur sehr schlecht wieder. Die globalen Analysen von (Dae 80) berücksichtigen eine große Anzahl von Winkelverteilungen im Energiebereich 11.8 MeV bis 85 MeV, darunter auch Polarisationsdaten. Auch die Winkelverteilungen dieser Arbeit wurden von (Dae 80) verwendet, sie wurden allerdings bei 90° abgeschnitten. Die Wiedergabe der experimentellen Daten ist im ganzen gesehen gut. Die Potential-

parameter (Potential L für nichtrelativistische, Potential F für relativistische Kinematik) haben einen einfachen Verlauf. Eine Abhängigkeit von der Targetmasse tritt nur in der Tiefe des Realpotentials und in der Diffuseness des Imaginärpotentials auf. Bei der Wiedergabe der Winkelverteilungen dieser Arbeit sind aber auch erhebliche Abweichungen vorhanden und zwar nicht nur bei großen Streuwinkeln, sondern auch bei mittleren und vorderen. In einigen Bereichen sind theoretische Kurve und experimentelle Daten sogar außer Phase (siehe Abb. 17). Es wurde deshalb eine erneute "globale" Analyse durchgeführt, die allerdings vorerst auf den zur Zeit besonders interessanten Energiebereich oberhalb 52 MeV beschränkt wurde.

Im Gegensatz zu manchen anderen Analysen elastischer Streuung (z.B. Dae 80, Hat 80) wurden die Bereiche großer Streuwinkel bewußt in die Analyse einbezogen. Diese Bereiche werden oft mit der Begründung ausgeklammert, daß dort Effekte höherer Ordnung, z.B. Zwei-Stufen-Prozesse, überwiegen, deren Beiträge im optischen Modell nicht enthalten sind und deshalb mit diesem nicht reproduziert werden können. Der Einfluß solcher Effekte kann bei niedrigen Energien bedeutend sein, wenn der elastische Streuquerschnitt sehr klein ist. So konnte die Massenabhängigkeit der Vektorpolarisationen von Se-Isotopen bei 12 MeV Deuteronenenergie nur durch Einbeziehung von Zwei-Stufen-Prozessen in Rechnungen mit gekoppelten Kanälen erklärt werden (Nur 80). In (She 75) wurde berichtet, daß auch bei höheren Energien die Beiträge von Zwei-Stufen-Prozessen im Bereich großer Streuwinkel bedeutend sein können. Es gibt jedoch deutliche Hinweise dafür, daß der Anteil solcher Effekte in den elastischen Meßdaten bei höheren Energien klein ist:

- 1) In (Mey 81) wird gezeigt, daß die elastischen diff. Wirkungsquerschnitte (Protonenstreuung an ^{12}C bei 200 MeV) bei großen Streuwinkeln stark durch Änderungen des Realpotentials im Kerninnern beeinflußt werden. Aufgrund dessen wird vorgeschlagen, die elastischen Daten bis zu möglichst großen Streuwinkeln zu messen, um das Potential im Kerninnern empfindlich zu testen und auf diese Weise gegebenenfalls zwischen verschiedenen Potentialformen entscheiden zu können.
- 2) Einen weiteren Hinweis gibt die Tatsache, daß bei höheren Energien die Vektorpolarisationen elastischer Deuteronenstreuung (Ste 81, zum Teil auch bei Mai 80) bei großen Streuwinkeln zum maximalen Wert ($A_y = 1$ bzw. $iT_{11} = \sqrt{3}/2$) tendieren. Dies bedeutet vollständige Polarisation der gestreuten Teilchen bei sehr großen Streuwinkeln. Wie in Kap. III 2) bei der halbklassischen Behandlung der elastischen Streuung bereits erläutert wurde, kann diese Erscheinung als ein Effekt der Regenbogenstreuung erklärt werden, der auf den unterschiedlichen reellen Potentialen (Summe von zentralem Realpotential und reellem Spin-Bahn-Potential) für die verschiedenen Spinrichtungen beruht. Die in große Streuwinkel gestreuten Teilchen werden also im wesentlichen nur durch das optische Potential gestreut. Im übrigen liegen die mit dem optischen Potential berechneten theoretischen Kurven, auch die mit Pot.L von (Dae 80) berechneten, bis auf wenige Ausnahmen bei großen Streuwinkeln über den experimentellen Daten und nicht darunter, was auf wesentliche Beiträge von Effekten höherer Ordnung in diesem Winkelbereich schließen lassen würde.

Wie bereits in Kapitel III 2) erläutert wurde, wird bei höheren Energien gerade der Bereich der Regenbogenstreuung mit dem ex-

ponentiellen Abfall des Streuquerschnitts besonders wichtig, weil in diesem Bereich die Teilchen mit den kleinsten Stoßparametern, die noch zur Streuung beitragen, gestreut werden. Sie durchqueren teilweise den Kern und prüfen das Potential auch im Kerninnern. Allerdings ist in dieser Arbeit die de Broglie-Wellenlänge der Deuteronen mit 2.6 fm bei 58.7 MeV und 2.2 fm bei 85 MeV nicht viel kleiner als die Oberflächendicke ($\lambda \approx 4.4 \cdot a$ mit $a = \text{Diffuseness}$), so daß der Potentialverlauf bei diesen Energien noch nicht sehr empfindlich abgetastet wird.

Die Analysen wurden in drei Abschnitten durchgeführt. Zunächst wurden die "best-fit"-Parameter für die Winkelverteilungen der höheren Energien, die in dieser Arbeit gemessen wurden, ermittelt. Daraus konnten bereits wesentliche Erkenntnisse für die Form des Imaginärpotentials und die Radien von Real- und Imaginärpotential gewonnen werden. Im zweiten Abschnitt wurden die Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte von 52 MeV und 79.5 MeV (nur ^{58}Ni) hinzugenommen und mittlere Parametersätze mit einfachem und glattem Verlauf der Parameter in Abhängigkeit von Energie und Targetmasse bestimmt. Im letzten Abschnitt der Analysen wurden auch die Polarisationsdaten einbezogen. Die zuvor bestimmten mittleren Parameter wurden als Startwerte für die gleichzeitige Analyse von differentiellen Wirkungsquerschnitten und Polarisationsdaten verwendet. Für eine zufriedenstellende Wiedergabe beider experimenteller Beobachtungsgrößen mit einem mittleren Potential mußten lediglich die geometrischen Parameter des Spin-Bahn-Terms und ein wenig die Tiefe der Oberflächenabsorption geändert werden.

a) "Best fit"-Analysen der Winkelverteilungen dieser Arbeit:

Die geometrischen Parameter des Spin-Bahn-Terms wurden gemäß dem Faltungsmodell zu $r_{LS} \approx a_{LS} \approx 1.00$ fm vorgegeben und nur geringfügig variiert. Bei den höheren Energien ergibt diese "Faltungsmodell"-Geometrie im Spin-Bahn-Term die besseren Ergebnisse. Sie ist für alle Winkelverteilungen gut geeignet, wobei die Wiedergabe der experimentellen Daten sich nur wenig ändert, wenn r_{LS} und a_{LS} geringfügig variiert werden. Mit der typisch phänomenologischen Spin-Bahn-Geometrie, wie sie mit $r_{LS} \approx 0.75$ fm und $a_{LS} \approx 0.5 \cdot r_{LS}$ aus Analysen von diff. Wirkungsquerschnitten und Polarisationen bei niedrigen Energien (z.B. GoH 79) resultiert, können die Winkelverteilungen von ^{27}Al zwar auch sehr gut wiedergegeben werden, die der schwereren Kerne aber nicht. Dabei tendiert a_{LS} , wenn versuchsweise z.B. mit $a_{LS} = 0.4$ fm gestartet wird, zu sehr kleinen ($a_{LS} \approx 0.2$ fm) oder zu großen Werten ($a_{LS} \approx r_{LS}$). Wird dagegen mit $r_{LS} = 1.00$ fm gestartet, dann resultiert $a_{LS} \approx 1.00$ fm mit nur geringer Streuung.

Der Radiusparameter r_v des Realpotentials streute, wenn er ebenfalls frei angepaßt wurde, zwischen den Werten 1.16 fm und 1.21 fm für die einzelnen Kerne. Er konnte bei den "best fit"-Analysen auf den mittleren Wert $r_v = 1.18$ fm festgelegt werden, ohne daß die Wiedergabe der experimentellen Daten wesentlich verschlechtert wurde.

Im Imaginärpotential wurde zunächst nur ein Term mit Oberflächenabsorption verwendet. Damit konnten die Winkelverteilungen ausgezeichnet reproduziert werden, wenn die Tiefe V_{LS} des Spin-Bahn-Potentials frei angepaßt wurde. Die resultierenden "best fit"-Parameter sind in Tabelle 4 aufgeführt, die theoretischen Kurven sind

E_d (MeV)	Target	V (MeV)	a_v (fm)	W (MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)	V_{LS} (MeV)	r_{LS} (fm)	χ^2/N	$J_R/2A$ (MeV·fm ³)	$\langle R_R^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	$J_I/2A$ (MeV·fm ³)	$\langle R_I^2 \rangle^{1/2}$ (fm)
85	²⁰⁸ Pb	80.9	0.84	13.9	1.18	0.98	7.9	1.05	1.29	318.1	6.25	85.7	8.09
	¹²⁰ Sn	75.7	0.83	14.0	1.18	0.93	8.9	1.05	0.92	312.8	5.46	100.2	7.00
	⁸⁹ Y	74.6	0.82	12.9	1.22	0.87	10.3	1.05	1.11	318.1	5.09	101.9	6.55
	²⁷ Al	61.7	0.72	9.6	1.23	0.85	9.7	1.05	1.43	299.0	3.83	121.5	5.19
58.7	²⁰⁸ Pb	86.3	0.83	13.6	1.22	0.96	5.7	1.00	0.59	338.3	6.23	87.2	8.25
	¹²⁰ Sn	82.9	0.83	13.4	1.22	0.91	6.2	1.00	0.92	342.6	5.46	99.4	7.11
	⁸⁹ Y	81.6	0.81	12.5	1.25	0.84	7.3	1.00	0.72	346.3	5.07	99.3	6.59
	²⁷ Al	70.9	0.72	10.0	1.27	0.83	8.4	1.00	0.48	343.6	3.83	129.7	5.20
$r_c = 1.30$ fm; $r_v = 1.18$ fm; $a_{LS} = 1.0$ fm													

Tabelle 4: "best fit"-Parameter aus Analysen mit $r_v = 1.18$ fm, mit reiner Oberflächenabsorption und mit "Faltungsmodell"-Geometrie im Spin-Bahn-Term; weiterhin χ^2/N -Werte sowie Volumenintegrale und RMS-Radien von Real- und Imaginärpotential.

in den Abbildungen 12 und 13 dargestellt. Die starke Massen- und Energieabhängigkeit von V_{LS} , die ganz im Gegensatz zu den Ergebnissen des Faltungsmodells steht, weist darauf hin, daß die Parametrisierung mit reiner Oberflächenabsorption unzureichend ist. Der Parameter V_{LS} wird offensichtlich dafür benötigt, um die Mängel des Zentralpotentials zu kompensieren. Der starke Abfall des Radiusparameters r_w des Imaginärpotentials mit zunehmender Energie ist ein Zeichen dafür, daß Volumenabsorption bedeutend wird. Dies ist auch für diesen Energiebereich zu erwarten, da bei Protonenstreuung Volumenabsorption im Bereich zwischen 30 und 40 MeV einsetzt (BeG 69, Oer 74).

In den folgenden Analysen wurden deshalb im Imaginärpotential Terme für Volumen- und Oberflächenabsorption verwendet. Die geometrischen Parameter r_w und a_w wurden für beide Terme gleich gewählt, vor allem, um die Anzahl der Parameter im optischen Potential nicht zu sehr zu erweitern; zum anderen aber auch, damit das Imaginärpotential insgesamt einen gleichmäßigen Verlauf erhält,

was z.B. nicht der Fall wäre, wenn beide Terme sehr verschiedene Radien hätten. Der Radiusparameter r_v des Realpotentials konnte ebenfalls wieder bei dem gleichen mittleren Wert $r_v = 1.18$ fm festgelegt werden. Die Geometrie des Spin-Bahn-Terms wurde bei den Werten $r_{LS} = a_{LS} = 1.00$ fm festgehalten.

Die Wiedergabe der experimentellen Daten war sehr gut, mit $\chi^2/N \approx 0.5$ bei allen Winkelverteilungen. Dies bedeutet, daß die Parameter nicht empfindlich optimiert werden, und daß es möglich sein muß, einige Parameter eingeschränkten (mittleren) Bedingungen zu unterwerfen. Zunächst wurde die Tiefe V_{LS} des Spin-Bahn-Terms bei 6.0 MeV festgelegt. V_{LS} streute nämlich jetzt, nach Einführung der Volumenabsorption erfreulicherweise wenig um etwa den Mittelwert 6 MeV, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Faltungsmodells. Dabei lag der Mittelwert bei 85 MeV eher etwas höher als bei 58.7 MeV, im Gegensatz zu dem Verhalten von V_{LS} bei Protonenstreuung (z.B. Nad 81) und bei anderen mittleren Parametersätzen für Deuteronenstreuung (z.B. Dae 80), bei denen V_{LS} mit zunehmender Energie abfällt. Weiterhin wurde die Tiefe $W_{Vol.}$ des Volumenterms im Imaginärpotential bei den jeweiligen Mittelwerten von etwa 2 MeV bei 58.7 MeV und 5 MeV bei 85 MeV festgelegt. Der Radiusparameter r_w des Imaginärpotentials streute unsystematisch zwischen den Werten $r_w = 1.25$ fm und $r_w = 1.30$ fm. Auch bei den Analysen der 52 MeV-Daten schwankte er in diesem Bereich. Es wurde deshalb auch für r_w ein mittlerer Wert angenommen. Die Werte $r_w = 1.27$ fm und $r_w = 1.28$ fm ergaben insgesamt gesehen fast die gleichen Ergebnisse bei der Wiedergabe der Daten. Von diesen beiden Werten wurde $r_w = 1.27$ fm ausgewählt, weil Faltungsmodellrechnungen (KeA 73) diesen Wert vorhersagen.

Somit konnten, als ermutigendes Zwischenergebnis, die Radien der Potentialterme unabhängig von Targetmasse und Deuteronenenergie festgelegt werden. Im folgenden wurden nur noch die Tiefen und Diffuseness-Parameter von Real- und Imaginärpotential frei angepaßt. Dabei wurde aber die Tiefe $W_{Vol.}$ des Terms für Volumenabsorption bei beiden Energien bei dem jeweiligen mittleren Wert für alle Kerne festgehalten. Die Parameter des Spin-Bahn-Terms konnten bei den Werten, die das Faltungsmodell vorhersagt, festgehalten werden. Allerdings werden die Parameter des Spin-Bahn-Terms erst später bei den Analysen mit Polarisationsdaten empfindlicher getestet.

Die Reproduktion der Winkelverteilungen war auch unter diesen eingeschränkten Bedingungen ausgezeichnet. Außer bei ^{89}Y bei 58.7 MeV ist $\chi^2/N \lesssim 1$. Die Parameter sind in Tabelle 5 aufgeführt. Die theo-

E_d (MeV)	Target	V (MeV)	a_v (fm)	$W_{Vol.}$ (MeV)	$W_{Obf.}$ (MeV)	a_w (fm)	χ^2/N	$J_R/2A$ (MeV·fm ³)	$\langle R_R^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	$J_I/2A$ (MeV·fm ³)	$\langle R_I^2 \rangle^{1/2}$ (fm)
85	^{208}Pb	80.0	0.832	5.0	10.2	0.874	0.62	313.8	6.24	83.6	7.97
	^{120}Sn	75.5	0.815	5.0	9.5	0.884	0.76	310.1	5.43	94.6	6.97
	^{89}Y	74.5	0.796	5.0	8.4	0.896	0.98	314.1	5.04	96.0	6.52
	^{27}Al	66.5	0.745	5.0	7.1	0.834	1.01	328.9	3.90	119.2	5.03
58.7	^{208}Pb	85.9	0.832	2.0	12.5	0.894	0.75	336.9	6.24	88.0	8.25
	^{120}Sn	82.5	0.827	2.0	12.2	0.852	0.69	338.8	5.46	98.9	7.08
	^{89}Y	80.5	0.796	2.0	10.8	0.850	1.6	339.4	5.04	98.1	6.59
	^{27}Al	71.7	0.716	2.0	9.2	0.834	0.68	354.6	3.82	130.7	5.15
$r_c = 1.30$ fm; $r_v = 1.18$ fm; $r_w = 1.27$ fm; $V_{LS} = 6$ MeV; $r_{LS} = a_{LS} = 1.00$ fm											

Tabelle 5: "best fit"-Parameter aus Analysen mit Volumenabsorption und mittleren Werten für r_v , r_w , V_{LS} und $r_{LS} = a_{LS}$ sowie χ^2/N -Werte, Volumenintegrale und RMS-Radien.

retischen Kurven sind nicht gesondert dargestellt, weil sie die experimentellen Daten bis auf die beiden Werte bei 99.2° und 109.1° von ^{27}Al bei 85 MeV sehr gut wiedergeben.

b) Bestimmung eines mittleren Parametersatzes unter Einbeziehung der Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei 52 und 79.5 MeV:

Die Werte $r_v = 1.18$ fm und $r_w = 1.27$ fm für die Radiusparameter erwiesen sich auch bei den Energien 52 MeV und 79.5 MeV als geeignete Mittelwerte und wurden beibehalten. Die Tiefe $V_{LS} = 6$ MeV und die Faltungsmodell-Geometrie im Spin-Bahn-Term wurden ebenfalls übernommen. Die Streuung der Werte von $W_{Vol.}$ bei 52 MeV war recht groß. Bei einigen Kernen tendierte $W_{Vol.}$ nach $W_{Vol.} = 0$, bei einigen aber auch zu großen Werten $W_{Vol.} \gtrsim 2$ MeV. Es wurde der ungefähre Mittelwert $W_{Vol.} = 1$ MeV angenommen. Die Wiedergabe der Daten wurde damit gegenüber Analysen mit $W_{Vol.} = 0$ insgesamt gesehen verbessert. Die resultierenden "best fit"-Parameter sind in Tabelle 6 aufgeführt. Die größeren χ^2/N -Werte bei einigen der Winkelverteilungen von 52 MeV sollten nicht zu hoch bewertet werden, weil manche dieser Winkelverteilungen, wie in

E_d (MeV)	Target	V (MeV)	a_v (fm)	$W_{Vol.}$ (MeV)	$W_{Obfl.}$ (MeV)	a_w (fm)	χ^2/N	$J_R/2A$ (MeV·fm ³)	$\langle R_R^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	$J_I/2A$ (MeV·fm ³)	$\langle R_I^2 \rangle^{1/2}$ (fm)
79.5	⁵⁸ Ni	73.3	0.767	4.8	9.0	0.811	0.61	322.4	4.54	105.0	5.77
52	²⁰⁸ Pb	88.6	0.803	1.0	13.2	0.902	1.37	344.6	6.18	89.3	8.33
	¹⁴⁰ Ce	85.8	0.804	1.0	12.9	0.852	1.83	345.4	5.61	94.6	7.42
	¹⁰³ Rh	80.5	0.783	1.0	11.6	0.908	4.45	331.8	5.18	102.4	7.01
	⁸⁹ Y	81.5	0.802	1.0	12.0	0.827	3.75	369.8	5.05	100.7	6.58
	⁵⁸ Ni	79.1	0.771	1.0	11.5	0.797	2.40	348.7	4.55	108.8	5.90
	²⁸ Si	75.1	0.764	1.0	10.1	0.825	2.19	374.4	3.97	133.2	5.19
	²⁷ Al	73.6	0.735	1.0	9.6	0.852	1.10	361.0	3.87	134.1	5.24
	²⁴ Mg	72.1	0.714	1.0	10.4	0.892	1.89	355.9	3.74	161.6	5.28
	¹⁶ O	75.1	0.693	1.0	9.5	0.829	0.88	396.9	3.46	164.5	4.78
	¹² C	72.6	0.699	1.0	8.5	0.779	0.43	414.9	3.34	151.2	4.44
$r_c = 1.30$ fm; $r_v = 1.18$ fm; $r_w = 1.27$ fm; $V_{LS} = 6$ MeV; $r_{LS} = a_{LS} = 1.0$ fm											

Tabelle 6: "best fit"-Parameter aus Analysen mit Volumenabsorption und mittleren Werten für r_v , r_w , V_{LS} und $r_{LS} = a_{LS}$ bei 52 und 79.5 MeV; sowie χ^2/N -Werte, Volumenintegrale und RMS-Radien.

(Hin 68) angegeben, normiert werden mußten und z.B. bei ^{103}Rh die Linien der angeregten Niveaus von der elastischen nicht eindeutig getrennt werden konnten.

Im Anschluß an die "best fit"-Analysen wurde versucht, die Parameter durch analytische Formeln zu approximieren. Dies wurde zuerst nur für die Diffuseness-Parameter a_v und a_w und die Potentialtiefe W_{Vol} durchgeführt; mit den resultierenden mittleren Werten wurden dann die Potentialtiefen V und W_{Obfl} nochmals angepaßt und anschließend durch Funktionen angenähert. Die "best fit"-Parameter aus den Tabellen 5 und 6 und die bei entsprechender Darstellung resultierenden Geraden sind in Abb. 16 dargestellt. Die

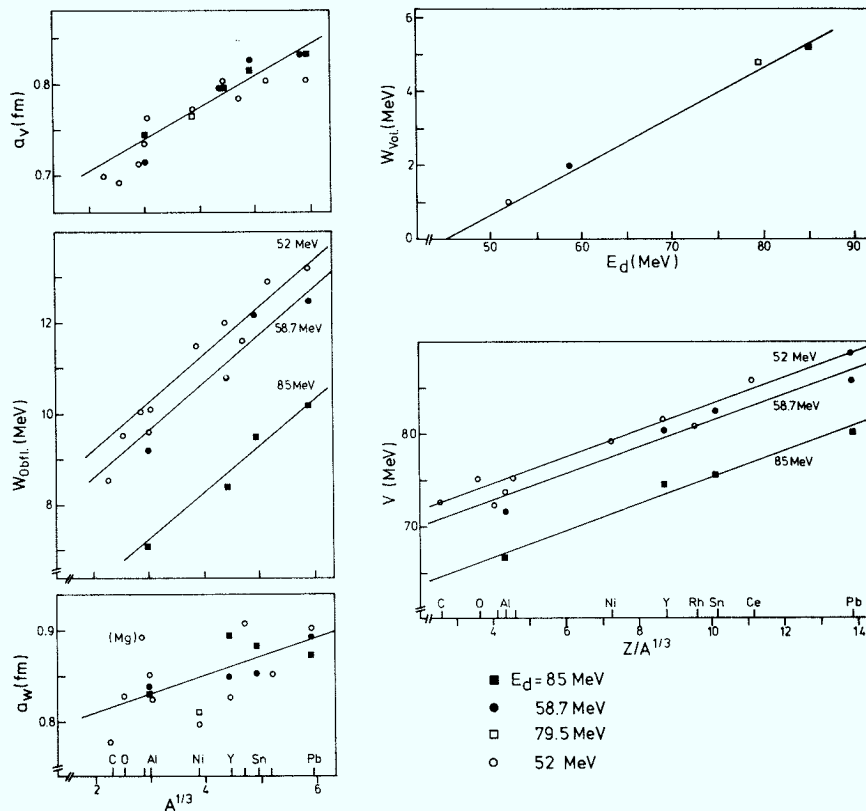


Abb. 16: Die "best fit"-Parameter von Tab. 5 und 6 und ihre mittlere Abhängigkeit von Energie und Targetkern; folgende Parameter wurden bei ihren mittleren Werten festgehalten: $r_c = 1.30 \text{ fm}$, $r_v = 1.18 \text{ fm}$, $r_w = 1.27 \text{ fm}$, $V_{\text{LS}} = 6 \text{ MeV}$, $r_{\text{LS}} = a_{\text{LS}} = 1.00 \text{ fm}$; die experimentellen Daten bei 79.5 MeV sind von (Ste 81), die bei 52 MeV von (Hin 68) bzw. (Mai 80).

Geraden sind nicht aus den Parameterwerten gemittelt, sondern so gelegt, daß die Wiedergabe der Winkelverteilungen insgesamt am besten wird.

Die Diffuseness-Parameter a_v und a_w sind von der Targetmasse abhängig als lineare Funktion von $A^{1/3}$ und unabhängig von der Energie. Hier liegt bereits ein Unterschied zu den Potentialen von (Dae 80), bei denen a_v energieabhängig und unabhängig von der Targetmasse ist. Die Potentialtiefe $W_{Vol.}$ kann gut als lineare Funktion der Energie angenähert werden. Die Potentialtiefen V und $W_{Obfl.}$ sind von der Energie und der Targetmasse abhängig. Für die Targetkern-Abhängigkeit der Potentialtiefe V wurde die in der Literatur bewährte Funktion mit Abhängigkeit von $Z/A^{1/3}$ übernommen^{*)}. Die Parameter können durch folgende analytische Darstellungen angenähert werden:

$$\begin{aligned}
 V &= 81.32 + 1.43 \cdot Z/A^{1/3} - 0.24 \cdot E_d \quad (\text{MeV}) \\
 r_v &= 1.18 \quad (\text{fm}) \\
 a_v &= 0.636 + 0.035 \cdot A^{1/3} \quad (\text{fm}) \\
 W_{Vol.} &= \begin{cases} 0.132 \cdot (E_d - 45) \quad (\text{MeV}) & \text{für } E_d \geq 45 \text{ MeV} \\ 0 & \text{für } E_d < 45 \text{ MeV} \end{cases} \\
 W_{Obfl.} &= 7.35 + 1.15 \cdot A^{1/3} - 0.712 \cdot W_{Vol.} \quad (\text{MeV}) \\
 r_w &= 1.27 \quad (\text{fm}) \\
 a_w &= 0.768 + 0.021 \cdot A^{1/3} \quad (\text{fm}) \\
 V_{LS} &= 6 \quad (\text{MeV}) \\
 r_{LS} &= a_{LS} = 1.0 \quad (\text{fm}) .
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

^{*)} Der Term mit $Z/A^{1/3}$ -Abhängigkeit im Realpotential wurde von F.G. Perey (Per 63) als Korrektur für Effekte durch Coulomb-Abstoßung eingeführt. Das mittlere Coulomb-Potential am Kernrand ist proportional zu Z/R , also proportional zu $Z/A^{1/3}$.

Dabei wurde die Energieabhängigkeit in der Formel für $W_{\text{Obfl.}}$ durch $W_{\text{Vol.}}$ ausgedrückt. Die Größe $W = W_{\text{Obfl.}} + 0.712 \cdot W_{\text{Vol.}}$ ist unabhängig von der Energie. In (Dae 80) ist die Größe $W = W_{\text{Obfl.}} + W_{\text{Vol.}}$ energieabhängig, aber unabhängig von der Targetmasse.

In Tabelle 7 sind die mittleren Parameter, die sich aus (5.3) für die untersuchten Kerne ergeben, und die aus Rechnungen mit diesen Parametern resultierenden χ^2/N -Werte aufgelistet.

E_d (MeV)	Target	V (MeV)	a_v (fm)	$W_{\text{Vol.}}$ (MeV)	$W_{\text{Obfl.}}$ (MeV)	a_w (fm)	χ^2/N	$J_R/2A$ (MeV·fm ³)	$\langle R_R^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	$J_I/2A$ (MeV·fm ³)	$\langle R_I^2 \rangle^{1/2}$ (fm)
85	²⁰⁸ Pb	80.71	0.843	5.28	10.40	0.892	2.8	317.6	6.26	87.5	8.01
	¹²⁰ Sn	75.42	0.809	5.28	9.26	0.872	1.6	309.0	5.42	92.8	6.93
	⁸⁹ Y	73.41	0.792	5.28	8.72	0.862	2.2	309.0	5.03	96.4	6.43
	²⁷ Al	67.12	0.741	5.28	7.04	0.831	1.2	331.0	3.89	119.6	5.01
79.5	⁵⁸ Ni	72.55	0.771	4.62	8.51	0.849	1.2	319.9	4.55	104.4	5.86
58.7	²⁰⁸ Pb	87.02	0.843	1.81	12.87	0.892	1.6	342.4	6.26	89.4	8.26
	¹²⁰ Sn	81.73	0.809	1.81	11.73	0.872	3.0	334.9	5.42	97.1	7.14
	⁸⁹ Y	79.72	0.792	1.81	11.19	0.862	3.2	335.5	5.03	102.1	6.62
	²⁷ Al	73.43	0.741	1.81	9.51	0.831	2.0	362.0	3.89	133.2	5.15
52	²⁰⁸ Pb	88.63	0.843	0.92	13.51	0.892	2.0	348.8	6.26	90.0	8.32
	¹⁴⁰ Ce	84.81	0.818	0.92	12.66	0.877	2.3	343.2	5.64	95.5	7.48
	¹⁰³ Rh	82.57	0.800	0.92	12.09	0.866	5.8	342.8	5.22	100.7	6.91
	⁸⁹ Y	81.33	0.792	0.92	11.82	0.862	4.4	342.3	5.03	103.5	6.67
	⁵⁸ Ni	79.18	0.771	0.92	11.14	0.849	3.6	349.1	4.55	113.1	6.03
	²⁸ Si	75.43	0.742	0.92	10.19	0.832	4.8	369.4	3.91	135.4	5.21
	²⁷ Al	75.04	0.741	0.92	10.14	0.831	1.6	370.0	3.89	136.6	5.18
	²⁴ Mg	74.79	0.737	0.92	10.01	0.828	38.4	376.5	3.80	141.1	5.07
	¹⁶ O	73.37	0.724	0.92	9.59	0.821	9.0	400.2	3.54	159.7	4.76
	¹² C	72.59	0.716	0.92	9.33	0.816	9.0	423.0	3.39	175.7	4.58
$r_c = 1.30 \text{ fm}; r_v = 1.18 \text{ fm}; r_w = 1.27 \text{ fm}; V_{LS} = 6 \text{ MeV}; r_{LS} = a_{LS} = 1.0 \text{ fm}$											

Tabelle 7: Mittlere Parameter nach (5.3) sowie resultierende χ^2/N -Werte, Volumenintegrale und RMS-Radien von Real- und Imaginärpotential.

Die Wiedergabe der Winkelverteilungen ist, bis auf die der leichten Kerne ¹²C, ¹⁶O und ²⁴Mg bei 52 MeV, recht gut. Die theoretischen Kurven sind nicht dargestellt, sie sind aber mit denen in Abb. 17 (S. 116) vergleichbar. Die χ^2/N -Werte sind, wenn von den drei leichten Kernen bei 52 MeV abgesehen wird, nur in wenigen Fällen etwas mehr als um einen Faktor 2 schlechter geworden. Die Wieder-

gabe der Winkelverteilungen von ^{12}C , ^{16}O und ^{24}Mg bei 52 MeV ist aus verschiedenen Gründen schlechter geworden. Bei ^{16}O wird der große χ^2/N -Wert im wesentlichen durch die schlechte Reproduktion des tiefen und schmalen Minimums bei 20.2° verursacht und kann deshalb akzeptiert werden. Bei ^{12}C liegt die theoretische Kurve ab etwa 37° unterhalb und bei ^{24}Mg ab etwa 38° oberhalb der experimentellen Daten. Dabei wird aber die Struktur in den Winkelverteilungen gut wiedergebracht. Die Ursachen für die Abweichungen vom mittleren optischen Potential könnten sein: bei ^{12}C Austausch- effekte oder Zwei-Stufen-Prozesse, die bei größeren Streuwinkeln einen höheren "elast." Wirkungsquerschnitt erzeugen, und bei ^{24}Mg die starke Deformation dieses Kerns, die eine andere Potentialform verlangt (die Wiedergabe der ^{24}Mg -Daten wird z.B. schon mit einem um 2 MeV kleineren V oder mit $a_w = 0.90$ fm wesentlich besser).

c) Einbeziehung der Polarisationsdaten von 52 und 79.5 MeV:

Die Berücksichtigung von Polarisationsdaten bei den Analysen zur Bestimmung der Potentialparameter ist aus zwei Gründen besonders wichtig: Zum einen muß das optische Potential auch die Winkelverteilungen der Polarisationen, die ebenfalls Beobachtungsgrößen der elastischen Streuung sind, beschreiben können und zum anderen wird der Spin-Bahn-Term bei Analysen von Polarisationsdaten empfindlicher getestet, weil bei der Polarisation der Teilchen (d.h. bei der Streuung in Abhängigkeit von der Spinrichtung) die spinabhängige Wechselwirkung eine größere Bedeutung bekommt. Der Einfluß des Spin-Bahn-Potentials bei der Wiedergabe von Polarisationsdaten scheint aber wiederum nicht so gravierend zu sein. Bei niedrigen Deuteronenenergien wurde beobachtet (Sch 68), daß die Struktur und die Lage der Nullstellen der Vektorpolarisationen im

wesentlichen nur durch das Zentralpotential bestimmt werden, während das Spin-Bahn-Potential (bei festen geometrischen Parametern) nur die Amplituden beeinflusst; dabei hängen die Amplituden der Vektorpolarisationen aber noch empfindlicher von der Tiefe des Imaginärpotentials als von der des Spin-Bahn-Potentials ab. Auch bei Analysen von diff. Wirkungsquerschnitten und Vektorpolarisationen von Tritonen (Har 75) wurde eine starke Korrelation zwischen den Tiefen W und V_{LS} von Imaginär- und Spin-Bahn-Potential festgestellt; Änderungen von V_{LS} um $\pm 2 \text{ MeV}$ (ca. 30 %) konnten durch entsprechende Anpassungen von W kompensiert werden. Andererseits hat sich bei den Analysen der Winkelverteilungen dieser Arbeit gezeigt, daß bei höheren Energien schon bei der Wiedergabe der diff. Wirkungsquerschnitte allein das Spin-Bahn-Potential einen größeren Einfluß hat. Die Winkelverteilungen der schwereren Kerne konnten nur sehr schlecht mit der phänomenologischen Spin-Bahn-Geometrie, die aus Analysen von diff. Wirkungsquerschnitten und Polarisationsdaten bei niedrigen Energien resultiert (GoH 79), reproduziert werden. Der größere Einfluß des Spin-Bahn-Potentials ist verständlich, weil bei höheren Energien wegen der größeren ℓ -Werte das Spin-Bahn-Potential im Vergleich zum Realpotential an Bedeutung gewinnt.

Analysen der Polarisationsdaten allein ergaben eine sehr gute Wiedergabe dieser Winkelverteilungen. Die Parameter, auch die des Spin-Bahn-Terms, streuten aber sehr stark und tendierten zu Werten, mit denen die Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte nur schlecht wiedergegeben wurden. Es wurden deshalb die Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte und der Polarisationsdaten des jeweiligen Kerns in der Analyse gleichzeitig angepaßt. Als Startparameter wurden die middle-

ren Parameter eingesetzt, die aus den Analysen der differentiellen Wirkungsquerschnitte allein resultierten (Tabelle 7). Es wurden nur die Parameter des Spin-Bahn-Terms und die Tiefe des Imaginärterms mit Oberflächenabsorption $W_{\text{Obfl.}}$ variiert. Andere Parameter, die zwischenzeitlich versuchsweise variiert wurden, zeigten keine wesentlichen Änderungen in ihrem mittleren Verhalten. Die Parameter des Spin-Bahn-Terms wurden aber nicht alle gleichzeitig variiert, weil sonst stark streuende Werte sowohl für r_{LS} als auch a_{LS} resultierten, mit extremen Werten zwischen 0.2 und 1.2 fm. Es wurde jeweils einer von beiden schrittweise geändert, während der andere frei angepaßt oder ebenfalls schrittweise geändert wurde (grid-Läufe). Die umfangreichen Untersuchungen ergaben schließlich, daß die Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte und der Polarisationsdaten eines Kerns nicht gleichzeitig sehr gut wiedergegeben werden können. Nach einer erreichten gewissen Optimierung wird bei weiteren Optimierungsversuchen die Wiedergabe der diff. Wirkungsquerschnitte schlechter, während die der Polarisationsdaten besser wird, und umgekehrt.

Für eine zufriedenstellende Wiedergabe der Polarisationsdaten mußte die bis dahin verwendete Spin-Bahn-Geometrie mit $r_{\text{LS}} = a_{\text{LS}} = 1.00$ fm, die das einfache Faltungsmodell angibt und die eine gute Wiedergabe der diff. Wirkungsquerschnitte ermöglicht, abgeändert werden. Mit $r_{\text{LS}} = a_{\text{LS}} = 1.00$ fm liegen die theoretischen Kurven für die Vektorpolarisationsdaten bei Vorwärtswinkeln ($\theta \lesssim 40^\circ$) systematisch über den experimentellen Werten. Eine bessere Übereinstimmung in diesem Winkelbereich ist nur mit kleineren Werten für r_{LS} und/oder a_{LS} zu erreichen. Dabei wird die Wiedergabe der diff. Wirkungsquerschnitte schlechter. Die Reproduktion der Daten ist nicht wesentlich verschieden, wenn einer der beiden Parameter r_{LS}

oder a_{LS} in dem Bereich 0.8 fm bis 1.05 fm geändert wird und dann der andere sowie V_{LS} und auch $W_{Obfl.}$ angepaßt werden. Dabei resultiert für den frei angepaßten Parameter r_{LS} bzw. a_{LS} eine starke Massenabhängigkeit. Diese wird schwächer, wenn für beide Parameter r_{LS} und a_{LS} eine Massenabhängigkeit zugelassen wird. Ein guter Kompromiß für eine akzeptable Wiedergabe von diff. Wirkungsquerschnitten und Polarisationsdaten ist es, r_{LS} und a_{LS} zwar gleich, aber kleiner als die vorher verwendeten Werte und massenabhängig zu wählen. Die resultierende Massenabhängigkeit ist nahezu die gleiche wie die von a_V :

$$a_{LS} (= r_{LS}) = 0.78 + 0.038 \cdot A^{1/3} \text{ (fm)}. \quad (5.4)$$

In Tabelle 8 sind die Potentialparameter aufgelistet, die unter Verwendung der mittleren Spin-Bahn-Geometrie (5.4) bei gleichzeitiger Anpassung der diff. Wirkungsquerschnitte und Polarisationsdaten resultieren. Die Potentialtiefe V_{LS} streut mit etwa ± 1 MeV um den mittleren Wert 6 MeV.

E_d (MeV)	Target	Daten	V (MeV)	a_V (fm)	$W_{Vol.}$ (MeV)	$W_{Obfl.}$ (MeV)	a_W (fm)	V_{LS} (MeV)	r_{LS} (fm)	χ^2/N	$J_R/2A$ (MeV·fm ³)	$\langle R_R^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	$R_I/2A$ (MeV·fm ³)	$\langle R_I^2 \rangle^{1/2}$ (fm)
79.5	⁵⁸ Ni	$d\sigma/d\Omega; iT_{11}$	72.55	0.77	4.62	9.21	0.85	6.50	0.92	8.6	319.9	4.55	111.3	5.87
	⁵⁸ Ni	$d\sigma/d\Omega; As(0^0)$	72.55	0.77	4.62	9.33	0.85	7.25	0.92	4.8	319.9	4.55	112.5	5.87
52	⁸⁹ Y	$d\sigma/d\Omega; iT_{11}$	81.33	0.79	0.92	11.78	0.86	4.77	0.95	11.2	342.3	5.03	102.9	6.67
	⁵⁸ Ni	$d\sigma/d\Omega; iT_{11}$	79.18	0.77	0.92	10.95	0.85	4.39	0.92	9.0	349.1	4.55	111.4	6.03
	²⁸ Si	$d\sigma/d\Omega; iT_{11}$	75.43	0.74	0.92	10.70	0.83	6.08	0.90	8.4	369.4	3.91	141.5	5.21
	¹⁶ O	$d\sigma/d\Omega; iT_{11}$	73.34	0.72	0.92	10.09	0.82	6.33	0.87	21.0	400.2	3.54	167.5	4.76
	¹² C	$d\sigma/d\Omega; iT_{11}$	72.59	0.72	0.92	8.53	0.82	7.45	0.86	5.6	423.0	3.39	162.3	4.73
$r_C = 1.30 \text{ fm}; r_V = 1.18 \text{ fm}; r_W = 1.27 \text{ fm}; a_{LS} = r_{LS}$														

Tabelle 8: Parameter des opt. Potentials bei gleichzeitiger Anpassung von diff. Wirkungsquerschnitten und Polarisationsdaten unter Verwendung der massenabhängigen Spin-Bahn-Geometrie (5.4); angepaßt wurden nur $W_{Obfl.}$ und V_{LS} , die anderen Parameter sind die mittleren Werte nach (5.3) und (5.4); weiterhin χ^2/N -Werte, Volumenintegrale und RMS-Radien.

Die Massenabhängigkeit des Radiusparameters r_{LS} ist in Übereinstimmung mit dem Faltungsmodell. Das optische Potential der Protonenstreuung, und zwar sowohl von phänomenologischen Untersuchungen (Oer 74, Nad 81) als auch von mikroskopischen Berechnungen (BrR 78)

enthält ein massenabhängiges r_{LS} . Die Massenabhängigkeit der Diffuseness a_{LS} steht im Gegensatz zu diesen Ergebnissen. Auch die globalen Analysen von (Dae 80) für Deuteronenstreuung ergeben einen konstanten Wert für a_{LS} . Vermutlich ist die Massenabhängigkeit von a_{LS} eine Folge der Massenabhängigkeit der Diffuseness a_v des Realpotentials, die für eine bessere Wiedergabe der hochenergetischen Daten eingeführt werden mußte. Denn das (reelle) Spin-Bahn-Potential und das zentrale Realpotential ergeben in der Summe das Realpotential für die Streuung und sind auf diese Weise miteinander verknüpft. Beide Diffuseness-Parameter a_v und a_{LS} haben nach (5.3) und (5.4) die gleiche Abhängigkeit von der Targetmasse.

Die diff. Wirkungsquerschnitte werden mit der massenabhängigen Spin-Bahn-Geometrie (5.4) insgesamt etwas schlechter, aber noch gut wiedergegeben. In Tabelle 9 sind die Parameter, χ^2/N -Werte, Volumenintegrale und RMS-Radien aufgeführt, die aus Analysen mit Spin-Bahn-Geometrie (5.4) und Anpassung von $W_{Obfl.}$ und V_{LS} resultieren. V_{LS} streut auch hier unsystematisch um etwa den Wert $V_{LS} = 6$ MeV und zeigt überraschenderweise keine Energieabhängigkeit. Eine solche wäre nach dem Faltungsmodell aufgrund der Ergebnisse der Protonenstreuung zu erwarten. In den globalen Analysen von Deuteronenstreudaten in (Dae 80) wurde ebenfalls ein energieabhängiges V_{LS} gefunden. Allerdings ist die Anzahl der zur Zeit verfügbaren Winkelverteilungen (insbesondere von Polarisationsdaten) bei höheren Deuteronenenergien zu gering, um die Bestimmung von V_{LS} und auch der geometrischen Parameter des Spin-Bahn-Terms hinreichend genau festzulegen. Es wurde deshalb für den hier untersuch-

E_d (MeV)	Target	V (MeV)	a_v (fm)	$W_{Vol.}$ (MeV)	$W_{Obfl.}$ (MeV)	a_w (fm)	V_{LS} (MeV)	r_{LS} (fm)	χ^2/N	$J_R/2A$ (MeV·fm ³)	$\langle R_R^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	$J_I/2A$ (MeV·fm ³)	$\langle R_I^2 \rangle^{1/2}$ (fm)
85	²⁰⁸ Pb	80.71	0.843	5.28	9.93	0.892	6.28	1.00	0.88	317.6	6.26	84.5	8.00
	¹²⁰ Sn	75.42	0.809	5.28	9.53	0.872	6.01	0.97	0.94	309.0	5.42	94.9	6.94
	⁸⁹ Y	73.41	0.792	5.28	8.46	0.862	5.69	0.95	1.92	309.0	5.03	94.2	6.42
	²⁷ Al	67.12	0.741	5.28	6.91	0.831	3.89	0.89	1.38	331.0	3.89	117.8	5.00
79.5	⁵⁸ Ni	72.55	0.771	4.62	8.50	0.849	4.43	0.92	1.36	319.9	4.55	104.3	5.86
58.7	²⁰⁸ Pb	87.02	0.843	1.81	12.79	0.892	5.30	1.00	1.18	342.4	6.26	88.9	8.26
	¹²⁰ Sn	81.73	0.809	1.81	12.07	0.872	5.62	0.97	2.60	334.9	5.42	99.6	7.14
	⁸⁹ Y	79.72	0.792	1.81	10.72	0.862	6.84	0.95	1.65	335.5	5.03	98.2	6.62
	²⁷ Al	73.43	0.741	1.81	9.15	0.831	5.22	0.89	1.11	362.0	3.89	128.4	5.15
52	²⁰⁸ Pb	88.63	0.843	0.92	13.36	0.892	5.38	1.00	1.72	348.8	6.26	89.0	8.32
	¹⁴⁰ Ce	84.81	0.818	0.92	12.64	0.877	5.97	0.97	2.84	343.2	5.64	95.4	7.48
	¹⁰³ Rh	82.57	0.800	0.92	12.29	0.866	8.55	0.97	3.22	342.8	5.22	102.4	6.91
	⁸⁹ Y	81.33	0.792	0.92	11.63	0.862	6.79	0.95	3.20	342.3	5.03	101.9	6.66
	⁵⁸ Ni	79.18	0.771	0.92	10.80	0.849	6.80	0.92	2.47	349.1	4.55	109.7	6.03
	²⁸ Si	75.43	0.742	0.92	10.30	0.832	3.60	0.90	4.31	369.4	3.91	136.8	5.21
	²⁷ Al	75.04	0.741	0.92	10.06	0.831	7.02	0.89	1.24	370.0	3.89	135.5	5.18
	²⁴ Mg	74.79	0.737	0.92	11.52	0.828	5.77	0.89	3.55	376.5	3.80	161.6	5.07
	¹⁶ O	73.37	0.724	0.92	10.28	0.821	8.87	0.87	8.71	400.2	3.54	170.8	4.76
	¹² C	72.59	0.716	0.92	8.21	0.816	5.54	0.86	0.83	423.0	3.39	155.4	4.58
$r_c = 1.30$ fm; $r_v = 1.18$ fm; $r_w = 1.27$ fm; $a_{LS} = r_{LS}$													

Tabelle 9: Parameter des opt. Potentials bei Anpassung der diff. Wirkungsquerschnitte unter Verwendung der massenabhängigen Spin-Bahn-Geometrie (5.4); $W_{Obfl.}$ und V_{LS} wurden angepaßt; sonstige Parameter aus (5.3); weiterhin χ^2/N -Werte, Volumenintegrale und RMS-Radien des Real- und Imaginärpotentials.

ten Energiebereich als mittlerer Wert $V_{LS} = 6$ MeV für alle Targetkerne übernommen. In Pot. F' von (Dae 80) ist im übrigen V_{LS} ebenfalls energieunabhängig.

Aus den Werten der Tabellen 8 und 9 lassen sich die endgültigen mittleren Parameter (Jül-Parameter) des optischen Potentials für Deuteronenstreuung im Energiebereich 50 bis 85 MeV herleiten und in analytischer Form darstellen:

$$\begin{aligned}
 V &= 81.32 + 1.43 \cdot Z/A^{1/3} - 0.24 \cdot E_d \text{ (MeV)} \\
 r_v &= 1.18 \text{ (fm)} \\
 a_v &= 0.636 + 0.035 \cdot A^{1/3} \text{ (fm)} \\
 W_{\text{Vol.}} &= \begin{cases} 0.132 \cdot (E_d - 45) \text{ (MeV)} & \text{für } E_d \geq 45 \text{ MeV} \\ 0 & \text{für } E_d < 45 \text{ MeV} \end{cases} \\
 W_{\text{Obfl.}} &= 7.80 + 1.04 \cdot A^{1/3} - 0.712 \cdot W_{\text{Vol.}} \text{ (MeV)} \\
 r_w &= 1.27 \text{ (fm)} \\
 a_w &= 0.768 + 0.021 A^{1/3} \text{ (fm)} \\
 V_{\text{LS}} &= 6 \text{ (MeV)} \\
 r_{\text{LS}} &= a_{\text{LS}} = 0.78 + 0.038 \cdot A^{1/3} \text{ (fm)} .
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

Im Vergleich zu (5.3) sind nur $W_{\text{Obfl.}}$ und $r_{\text{LS}} = a_{\text{LS}}$ geändert. Die theoretischen Kurven, die mit den Jül-Parametern (5.5) berechnet wurden, sind in den Abbildungen 17 bis 19 zusammen mit den experimentellen Daten dargestellt. Zum Vergleich sind auch die Kurven eingetragen, die aus den Parametern von Pot. L der globalen Analysen von (Dae 80) resultieren. Die Wiedergabe der experimentellen Daten ist mit beiden mittleren Potentialen befriedigend. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden, bis auf die von ^{12}C bei 52 MeV, mit den Jül-Parametern besser, zum Teil sogar um einen Faktor 2 im χ^2/N , wiedergegeben als mit den Parametern von Pot.L. In den theoretischen Kurven mit Pot.L gibt es sogar Bereiche, in denen die theoretischen und experimentellen Werte außer Phase sind (z.B. bei ^{27}Al und ^{208}Pb bei 58.7 MeV). Die Vektorpolarisationsdaten werden zum Teil mit Pot.L besser wiedergegeben. Dabei ist aber gleichzeitig die Wiedergabe der differentiellen Wirkungsquerschnitte schlechter. Insgesamt gesehen ist die Wiedergabe der Daten mit den Jül-Parametern zu bevorzugen. Die Tensorpolarisationsdaten bei 79.5 MeV werden ebenfalls mit den mittleren Parametern zufriedenstellend beschrieben. Die Struktur

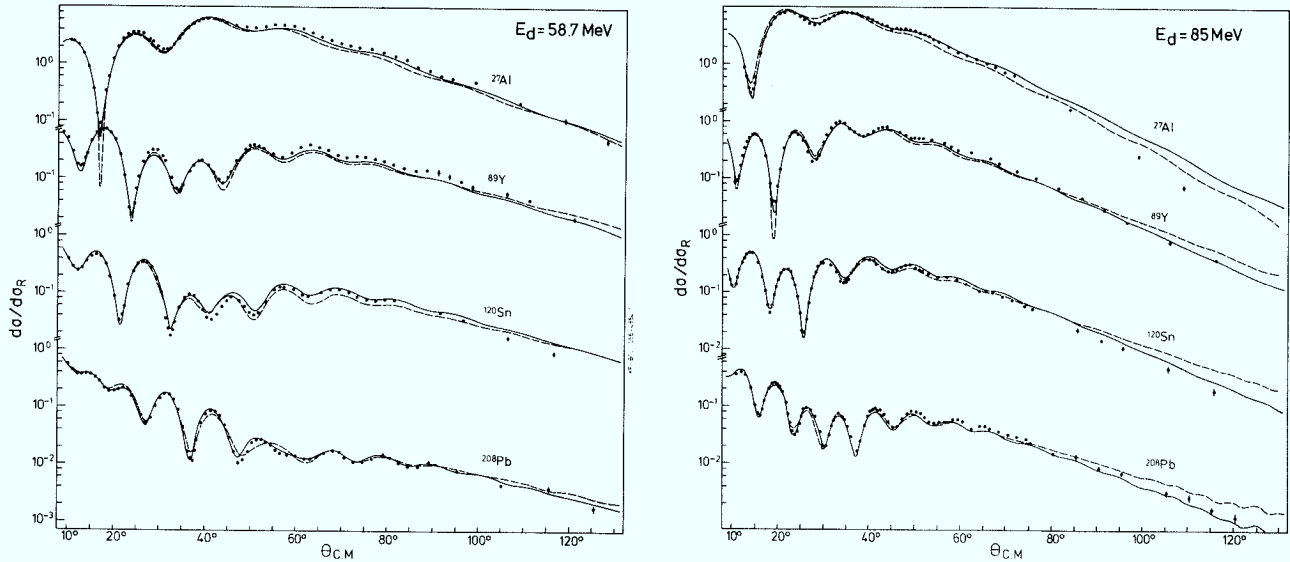


Abb. 17: Die Winkelverteilungen dieser Arbeit und theoretische Kurven, die mit den mittleren Potentialparametern (5.5) (durchgezogene Kurven) und mit den Parametern des Pot.L von (Dae 80) (gestrichelte Kurven) berechnet wurden.

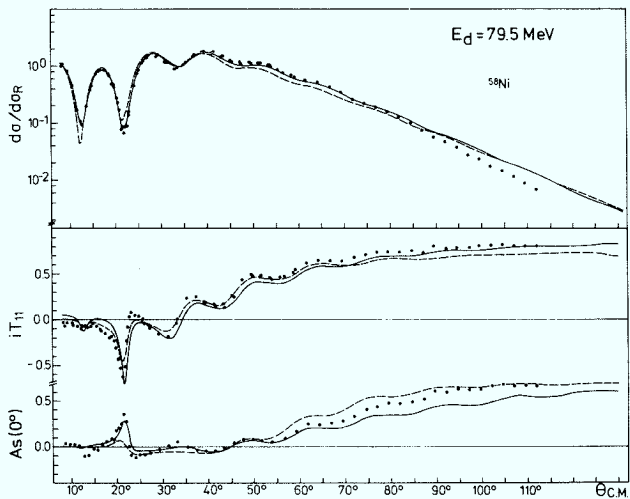


Abb. 18:
Die Winkelverteilungen von ^{58}Ni bei 79.5 MeV Deuteronenenergie von (Ste 81). Die kartesischen Größen A_y und A_{yy} von (Ste 81) wurden in die entsprechenden sphärischen Größen umgerechnet. Die theoretischen Kurven wurden mit Parametern, wie bei Abb. 17 angegeben, berechnet.

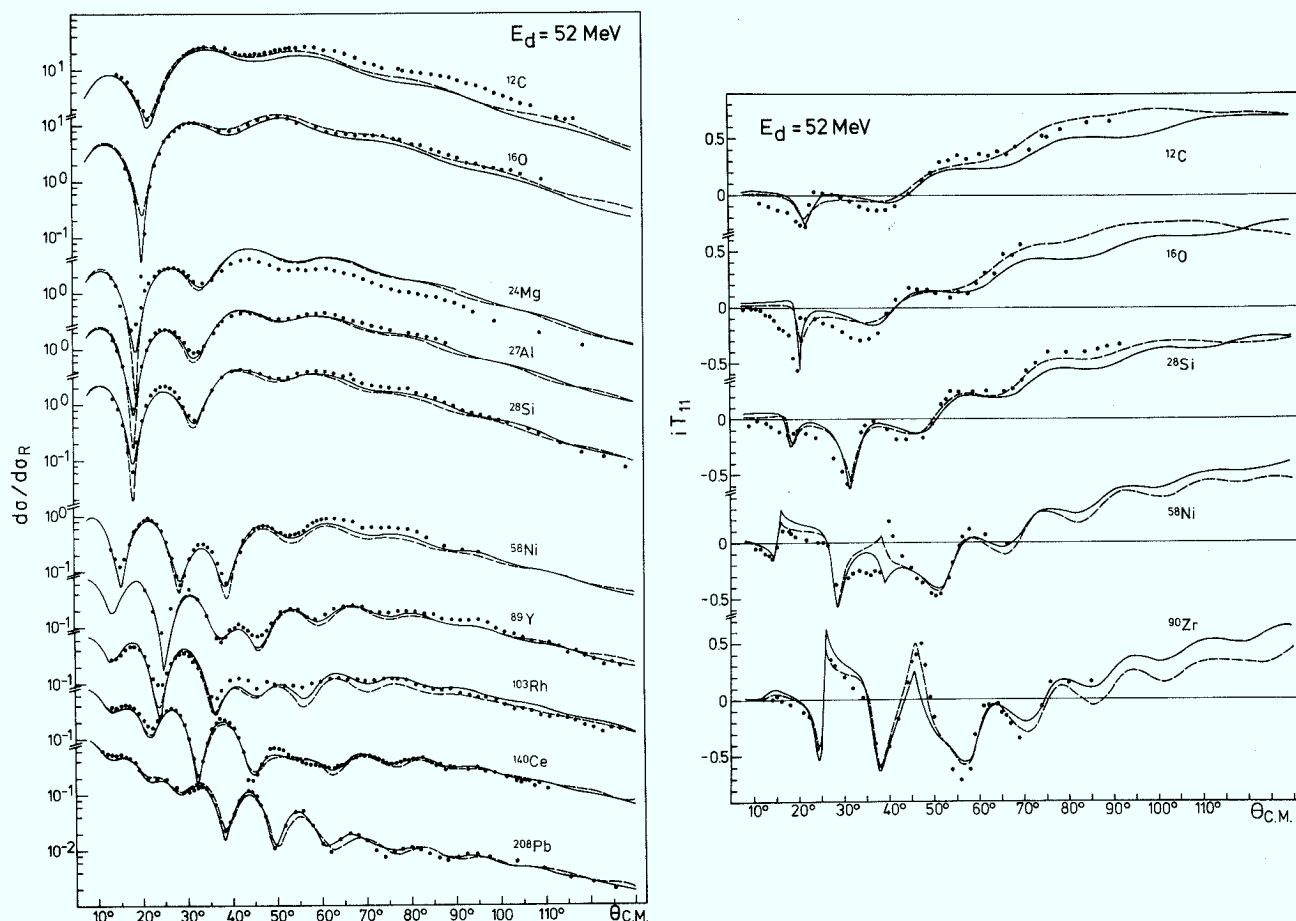


Abb. 19: Winkelverteilungen von differentiellen Wirkungsquerschnitten (Hin 68) und Vektorpolarisationsdaten (Mai 80) bei 52 MeV Deuteronenenergie. Die theoretischen Kurven wurden mit Parametern, wie bei Abb. 17 angegeben, berechnet.

im vorderen Winkelbereich wird mit den Jül-Parametern sehr gut reproduziert; der Bereich großer Streuwinkel wird dagegen mit den Parametern von Pot.L besser wiedergegeben. Damit wird das Ergebnis von Analysen bei 30 MeV (Per 77) und 56 MeV (Hat 80) sowie von Störungsrechnungen (HoJ 71) bestätigt, daß die Tensorpolarisationen A_{yy} bzw. T_{20} und T_{22} (beide ergeben die Größe $As(0^0)$, siehe dazu Anhang 5) in erster Ordnung nur vom (Vektor-) Spin-Bahn-Potential abhängen und für ihre Darstellung ein Tensorterm nicht benötigt wird.

In (Mai 80) werden die Vektorpolarisationsdaten bei 52 MeV sehr gut wiedergegeben. Die Wiedergabe der differentiellen Wirkungsquerschnitte ist aber bei großen Streuwinkeln zum Teil schlecht. Mit den von (Mai 80) vorgeschlagenen mittleren geometrischen Parametern können die Daten dieser Arbeit bei 85 MeV nicht reproduziert werden, selbst wenn alle Potentialtiefen variiert werden. Die theoretischen Kurven zeigen dabei starke Oszillationen bei großen Streuwinkeln, die in den experimentellen Daten nicht vorhanden sind.

Bemerkenswert ist die recht gute Wiedergabe der Winkelverteilung von ^{103}Rh bei 52 MeV. Die vorhandenen Abweichungen sind zum Teil mit Ungenauigkeiten der experimentellen Daten wegen unzureichender Energieauflösung zu erklären (^{103}Rh hat fünf angeregte Zustände mit Energien $\lesssim 0.5$ MeV). Bei (Hin 68) waren sogar die "best fits" wesentlich schlechter. Dies kann als Anzeichen für die ungünstige Wahl der Parameter des optischen Potentials mit $r_v = 1.05$ fm bzw. $r_v = 1.25$ fm bei (Hin 68) angesehen werden.

Die Tabellen 4 bis 9 enthalten auch die auf die Anzahl $2A$ der Nukleonen im Deuteron und Targetkern (Anzahl der Nukleonenwechselwirkungen) bezogenen Volumenintegrale $J_R/2A$ und $J_I/2A$ des Real- und Imaginärpotentials sowie die mittleren quadratischen Radien (RMS-Radien). Die Formeln für ihre Berechnung sind in Anhang 6 angegeben. Die Volumenintegrale sind ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung und die RMS-Radien geben den mittleren Abstand an, bei dem die Wechselwirkung stattfindet. Nach (GPT68) entspricht die Größe $J_R/A_P A_T$ (mit A_P und A_T gleich der Anzahl der Nukleonen in Projektil und Targetkern) dem Integral der Zweikörperwechselwirkung und sollte deshalb eindeutiger bestimmt sein als die Parameter des Potentials selbst. Insbesondere sollte es durch die

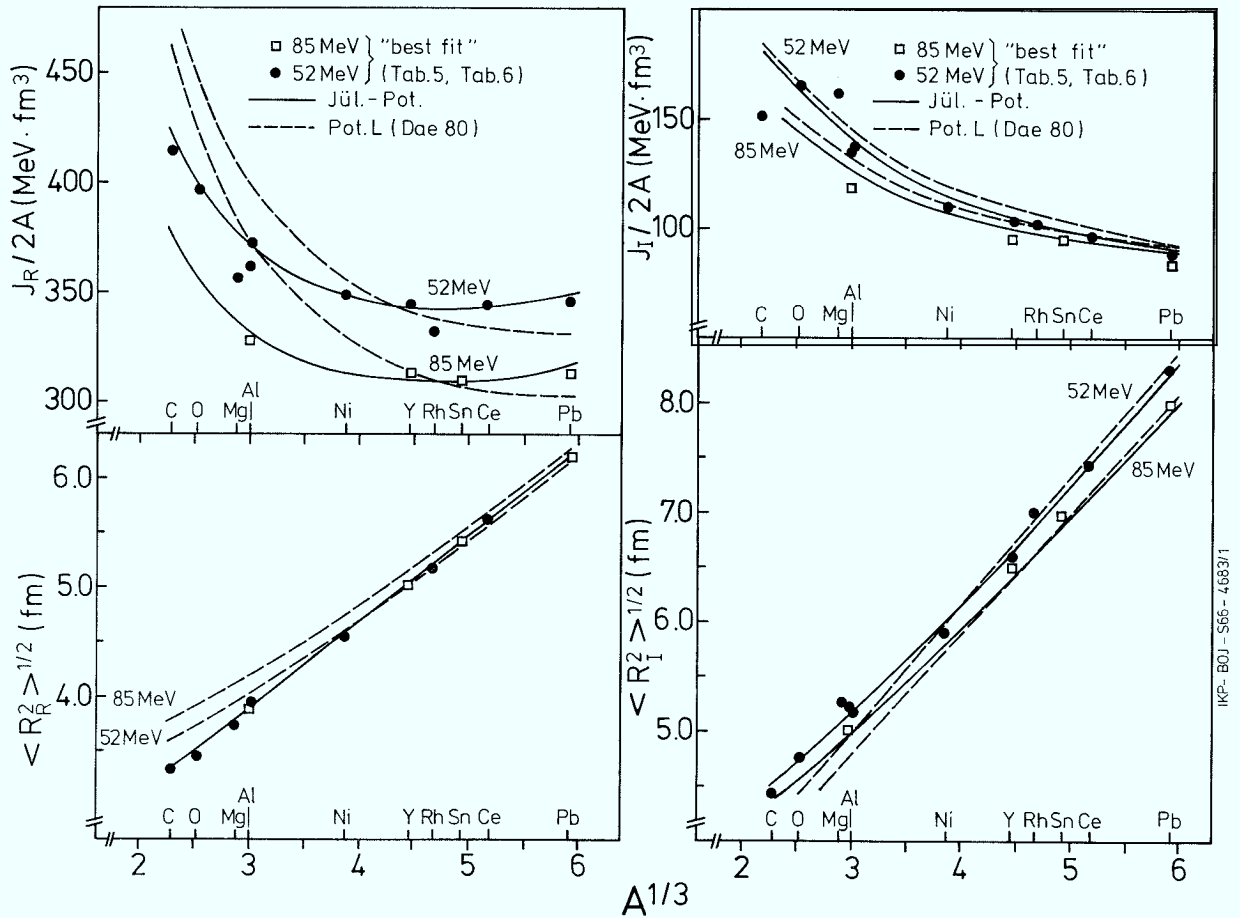


Abb. 20: Volumenintegrale und RMS-Radien des Real- und Imaginärpotentials. Die Einzelwerte (Punkte und Quadrate) wurden mit den "best fit"-Parametern von Tab. 5 und 6 berechnet, die Kurven mit Jül.-Pot. (5.5) bzw. Pot.L (hier ohne "magic term" in a_w) von (Dae 80). Zu beachten ist, daß die Nullpunkte unterdrückt sind.

kontinuierlichen Vieldeutigkeiten weit weniger beeinflusst werden. In Abb. 20 sind die Volumenintegrale und RMS-Radien dargestellt. Zum Vergleich sind die Werte eingezeichnet, die aus den Parametern des Pot.L von (Dae 80) resultieren.

Das Volumenintegral des Realpotentials hat in Abhängigkeit von der Targetmasse A einen gleichmäßigen Verlauf. Für Kerne mit $A < 50$ ist es stark massenabhängig und für $A > 50$ nahezu konstant, ähnlich dem Verhalten bei niedrigen Energien (LoH 74). Mit Pot.L

ist die Massenabhängigkeit im Bereich $A < 50$ stärker. Außer bei den ganz leichten Kernen ^{12}C und ^{16}O sind die Unterschiede zwischen den Volumenintegralen mit Jül-Parametern und Parametern des Pot.L allerdings kleiner als 10 %. Das Volumenintegral des Realpotentials fällt schwach mit steigender Energie. Im Vergleich zu den Volumenintegralen bei Protonenstreuung (Nad 81, Oer 74) bei halber Deuteronenenergie sind die resultierenden Volumenintegrale bei Deuteronenstreuung um 10 - 15 % kleiner. Der Unterschied kann auf den Einfluß des Pauli-Prinzips zurückgeführt werden, das nach (PoA 75) eine Reduktion des Realpotentials und folglich auch des Volumenintegrals bewirkt. Die mit den Jül-Parametern berechneten RMS-Radien des Realpotentials sind energieunabhängig und nahezu proportional zu $A^{1/3}$ [es gilt: $\langle R_R^2 \rangle^{1/2} \simeq 1.4 + 0.81 \cdot A^{1/3} (\text{fm})$]. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen bei Protonenstreuung (Nad 81, Oer 74), wonach die RMS-Radien des Realpotentials ebenfalls proportional zu $A^{1/3}$ [bei (Nad 81) gilt: $\langle R_R^2 \rangle^{1/2} \simeq 1.6 + 0.78 \cdot A^{1/3} (\text{fm})$] und im Energiebereich bis 180 MeV nahezu energieunabhängig sind. Die mit den Parametern von Pot.L berechneten Werte sind dagegen schwach energieabhängig (eine Folge der Energieabhängigkeit des Diffuseness-Parameters a_v in Pot.L) und weichen von der Proportionalität zu $A^{1/3}$ ab. Die Unterschiede zwischen den Werten nach Jül.-Pot. und Pot.L sind systematisch, sie betragen aber weniger als 10 %.

Das Volumenintegral des Imaginärpotentials fällt mit steigender Targetmasse. Dabei sind, insbesondere bei den leichten Kernen, Abweichungen vom mittleren Verlauf vorhanden, die auf individuelle Kerneigenschaften (z.B. Deformationen) hinweisen. Ein direkter Zusammenhang zwischen den Volumenintegralen des Imaginärpotentials und den Deformationsparametern einzelner Kerne ist bei

(LoH 74) beschrieben worden. Die Energieabhängigkeit ist bei Kernen mit $A > 50$ nur schwach. Die RMS-Radien sind nahezu proportional zu $A^{1/3}$. Sie werden mit steigender Energie langsam kleiner; dies ist ein Anzeichen für die Zunahme der Volumenabsorption mit steigender Energie. Bemerkenswert ist, daß die mit den Parametern des Jül-Pot. und des Pot.L berechneten Volumenintegrale und RMS-Radien des Imaginärpotentials (mit Ausnahme der RMS-Radien der leichten Kerne) innerhalb von 3 % übereinstimmen, obwohl die Parameter der Imaginärpotentiale von Jül-Pot. und Pot.L große Unterschiede aufweisen (z.B. ist $r_w = 1.27$ fm im Jül-Pot. und $r_w = 1.325$ fm im Pot.L). Die stark unterschiedliche Parametrisierung ergibt also nahezu die gleiche Absorption.

Das Volumenintegral des Spin-Bahn-Terms wird nicht auf die Anzahl der Nukleonenwechselwirkungen bezogen. Da es proportional zu $A^{1/3}$ ist, wird die Größe $J_{LS}/A^{1/3}$ als Vergleichsgröße genommen (Nad 81, Woy 83). Für sie gilt:

$$J_{LS}/A^{1/3} = 8\pi V_{LS} r_{LS} . \quad (5.6)$$

Es sei erwähnt, daß neben diesem einfachen Volumenintegral des Spin-Bahn-Terms (5.6) auch das mit r^2 gewichtete verwendet wird (z.B. Tho 79). Mit Parametern des Pot.L (V_{LS} energieabhängig, r_{LS} konstant) resultiert ein energieabhängiger und massenunabhängiger Wert, mit Jül-Parametern (V_{LS} konstant, r_{LS} proportional zu $A^{1/3}$) jedoch ein energieunabhängiger und massenabhängiger Wert. Die Energieabhängigkeit ist allerdings nur ungenau bestimmt; weiter oben wurde dies für V_{LS} in den Jül-Parametern erläutert, bei (Dae 80) ist ebenfalls auf die Unsicherheit der Spin-Bahn-Parameter hingewiesen. Die Massenabhängigkeit steht nicht im Widerspruch zum Faltungsmodell, denn bei Protonenstreuung (Nad 81)

resultiert ebenfalls eine Massenabhängigkeit, die wegen $r_{LS} \sim A$ sogar noch stärker ist. Auch mikroskopische Berechnungen des Protonenpotentials (BrR 78) ergeben ein massenabhängiges r_{LS} .

Gleichung (5.6) gibt im übrigen nur das Volumenintegral des Formfaktors an und nicht das des Spin-Bahn-Potentials, das noch den Faktor $(\vec{\ell} \cdot \vec{s})$ enthält. Wegen $2 \cdot (\vec{\ell} \cdot \vec{s}) = [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)]$ gilt für Deuteronenstreuung ($s=1$):

$$(\vec{\ell} \cdot \vec{s}) = \begin{cases} \ell & \text{für } j = \ell+1 \\ -1 & \text{für } j = \ell \\ -(\ell+1) & \text{für } j = \ell-1 \end{cases} \quad (5.7)$$

Mit $\ell \approx k \cdot R$ (k = Wellenzahl bzw. Betrag des Ausbreitungsvektors, R = Radius der Wechselwirkung) wird die Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung energie- und massenabhängig. Und dabei, wie aus (5.7) hervorgeht, für die verschiedenen Projektionen des Spinvektors unterschiedlich, sogar mit verschiedenen Vorzeichen. Ein Teil der Energieabhängigkeit durch k wird kompensiert, wenn V_{LS} eine negative Energieabhängigkeit hat wie z.B. in Pot.L, allerdings nicht für die Komponente mit $j=\ell$. Wegen der ℓ -Abhängigkeit und im besonderen wegen der unterschiedlichen Beiträge zu jedem ℓ -Wert kann die Spin-Bahn-Wechselwirkung nicht in so einfacher Weise pauschal dargestellt werden, wie dies für die Stärke der Wechselwirkung von Real- und Imaginärpotential möglich ist.

Das Pot.L unterscheidet sich in einigen Parametern sehr vom Jül-Pot. dieser Arbeit: der Diffuseness-Parameter a_v des Realpotentials ist umgekehrt wie beim Jül-Pot. energieabhängig und massenunabhängig; die Potentialtiefen $W_{Vol.}$ und $W_{Obfl.}$ der Terme des Imaginärpotentials sind unabhängig von der Targetmasse; der Radiusparameter r_w des Imaginärpotentials ist mit $r_w = 1.325$ fm

viel größer; der Potentialparameter V_{LS} des Spin-Bahn-Potentials ist energieabhängig; Radius- und Diffusenessparameter des Spin-Bahn-Potentials r_{LS} und a_{LS} sind konstant und a_{LS} ist mit 0.66 fm viel kleiner als $r_{LS} = 1.07$ fm. Die Parameter des Spin-Bahn-Terms sind aber ebenfalls, wie in (Dae 80) angegeben ist, mit großen Unsicherheiten behaftet. Der Vergleich der Volumenintegrale (als Maß für die Stärke der Wechselwirkung) und der RMS-Radien ergibt, daß der Unterschied zwischen dem Jül-Pot. und dem Pot.L nicht, wie es die stark unterschiedlichen Parameter des Imaginärpotentials eigentlich vermuten lassen, im Imaginärpotential liegt, sondern im Realpotential und zum Teil im Spin-Bahn-Potential. Dabei hat das Jül-Pot. den Vorzug, daß die RMS-Radien des Realpotentials energieunabhängig und proportional zu $A^{1/3}$ sind, was aufgrund der Verknüpfung des Realpotentials mit der Massenverteilung des Targetkerns zu erwarten ist. Wenn die Volumenintegrale und RMS-Radien betrachtet werden, sind die Unterschiede zwischen Jül-Pot. und Pot.L aber, trotz der zum Teil sehr unterschiedlichen Parametrisierung, nur gering. Es ist deshalb nicht überraschend, daß beide Potentiale die experimentellen Daten ähnlich wiedergeben.

Einige Untersuchungen wurden auch mit imaginärem Spin-Bahn-Term durchgeführt. Dabei wurden die geometrischen Parameter $r_{WLS} = 0.80$ fm und $a_{WLS} = 0.20$ fm von (GoH 79) übernommen und nicht variiert. Im allgemeinen wurden die χ^2/N -Werte um 10 - 20 % verbessert, in einigen wenigen Fällen (z.B. differentielle Wirkungsquerschnitte von ^{58}Ni bei 79.5 MeV) aber auch um mehr als 50 %. Bei Analysen von differentiellen Wirkungsquerschnitten allein streuten die Werte der Potentialtiefe des imaginären Spin-Bahn-Terms W_{LS} im Bereich ± 1 MeV und zwar unsystematisch bei allen untersuchten

Energien von 52 - 85 MeV. Bei Analysen von differentiellen Wirkungsquerschnitten und Vektorpolarisationsdaten gleichzeitig lag W_{LS} mit nur geringer Streuung bei etwa -0.5 MeV und zwar bei 52 MeV und 79.5 MeV. Im Gegensatz zu den Ergebnissen bei niedrigen Energien (GoH 79) mit $W_{LS} = 2.5$ MeV ist das imaginäre Spin-Bahn-Potential bei höheren Energien nur schwach und hat eher ein negatives Vorzeichen. Dies ist in Übereinstimmung mit den Untersuchungen von (Sza 78) bei Deuteronenstreuung und von (Har 75) bei Tritonenstreuung. In beiden Arbeiten sowie auch in (Dae 80) wird angegeben, daß ein imaginärer Spin-Bahn-Term zwar einige Verbesserungen bringt, die aber nicht sehr wesentlich sind. Bei niedrigen Energien (GoH 78, GoH 79) hatte die Einführung des imaginären Spin-Bahn-Terms die ausgezeichnete Wiedergabe der differentiellen Wirkungsquerschnitte und aller Polarisationsdaten (Vektor- und Tensorpolarisationen) mehrerer Targetkerne ermöglicht. Es könnte sein, daß mit einer anderen Potentialform oder bei noch höheren Energien der Einfluß größer ist. Bei Protonenstreuung ist für die Wiedergabe der experimentellen Daten bei Energien größer als 100 MeV ebenfalls ein imaginärer Spin-Bahn-Term notwendig (Nad 81).

VI. Zusammenfassung und Schlußbemerkungen

Es wurden die Winkelverteilungen der an den Targetkernen ^{27}Al , ^{89}Y , ^{120}Sn und ^{208}Pb elastisch gestreuten Deuteronen bei 58.7 und 85 MeV gemessen. Einige Überlegungen und Maßnahmen, die zur Durchführung bzw. Kontrolle des Experiments notwendig waren, wurden im experimentellen Teil der Arbeit ausführlich erläutert. Die wichtigsten seien nochmals aufgeführt: die Überlegungen über die Zählratenabhängigkeit der Vorverstärker machten eine Modifikation der Vorverstärker zur Messung der hohen Teilchenenergien erforderlich. Für eine zuverlässige Einstellung und Überwachung der Teilchenfenster zur Teilchenidentifizierung wurde ein Gerät gebaut, mit dessen Hilfe die Teilchen innerhalb und außerhalb der Teilchenfenster auf einem Oszillographenschirm mit unterschiedlicher Helligkeit dargestellt werden. Besondere Aufmerksamkeit wurde auf die Bestimmung der Fehler, insbesondere auf die Bestimmung der Targetdicken und deren Fehler, gerichtet. Weiterhin wurde wegen der vor allem bei Vorwärtswinkeln erforderlichen Genauigkeit des Streuwinkels die Strahlrichtung während der Messungen regelmäßig durch elastische Streuung an Wasserstoffkernen überprüft.

Die experimentellen Daten wurden im Rahmen des optischen Modells mit phänomenologischer Parametrisierung des optischen Potentials analysiert. Um die Bestimmung der Potentialparameter auf eine breitere Grundlage zu stützen, wurden in die Analysen auch einige Winkelverteilungen elastischer Deuteronenstreuung bei 52 und 79.5 MeV von anderen Autoren einbezogen, darunter auch Polarisationsdaten. Es war das Ziel dieser Arbeit, die mittleren Parameter des phänomenologischen optischen Deuteronenpotentials für den Energiebereich 50 - 85 MeV und für die Targetmassen mit Ausnahme der leicht-

ten Kerne ($A \lesssim 12$) zu bestimmen. Dieser Energiebereich umfaßt die höchsten zur Zeit verfügbaren Deuteronenenergien. Experimentelle Daten bei niedrigeren Energien wurden nicht berücksichtigt, weil sie compoundelastische Anteile enthalten und weil bei ihnen zur Streuung lediglich der auslaufende Schwanz des Potentials beiträgt und die Potentialparameter deshalb nur ungenau bestimmt werden können. Bei höheren Energien wird das Potential auch am Kernrand und im Kerninnern geprüft, wenn die experimentellen Daten bis über den Regenbogenwinkel hinausreichen. Die Winkelverteilungen dieser Arbeit wurden deshalb auch bis zu entsprechend großen Streuwinkeln gemessen.

Ausführlich wurde auch darauf eingegangen, wie sich die Deutung und Beschreibung der elastischen Streudaten gerade in letzter Zeit weiterentwickelt hat. Dabei wurden zunächst die halbklassischen Modelle beschrieben, bei denen quantenmechanische und klassische Gesichtspunkte nebeneinander verwendet werden. Sie werden auch heute noch, insbesondere bei höheren Energien (wegen der stärkeren Beiträge größerer ℓ -Werte ist dafür mehr Berechtigung vorhanden), gern angewendet, weil sie eine "anschauliche" Interpretation der Meßergebnisse geben können. Eine zufriedenstellende Wiedergabe der elastischen Daten ist im Rahmen des optischen Modells möglich. Das optische Potential, das phänomenologisch eingeführt wurde, weist jedoch bei niedrigen Energien diskrete und kontinuierliche Vieldeutigkeiten auf. Anhand von zwei Beispielen wurde weiterhin gezeigt, daß die übliche phänomenologische Potentialform (Woods-Saxon-Form) in einigen Fällen das wirkliche Potential nur unzureichend wiedergibt, und daß versucht werden muß, das optische Potential theoretisch abzuleiten.

Es wurden deshalb die Grundzüge der mikroskopischen Berechnungen des optischen Potentials dargelegt, bei denen das optische Potential aus einer effektiven Nukleonen-Wechselwirkung und Eigenschaften des Targetkerns (Masseverteilung oder Energiestruktur) abgeleitet wird. Auf diese Art konnten die elastischen Daten von Protonen- und α -Streuung erfolgreich wiedergegeben werden (BrR 77, Ost 81), ohne daß freie Parameter verwendet werden müssen. Bei Deuteronenstreuung ist eine solche Ableitung des optischen Potentials noch nicht gelungen; Schwierigkeiten bereitet vor allem die richtige Behandlung des Deuteronenaufbruchs, dessen Einfluß wegen der geringen Bindungsenergie des Deuterons groß ist. Das optische Potential für Deuteronenstreuung wird deshalb nach dem Faltungsmodell, einer unteren Stufe der mikroskopischen Berechnung, abgeleitet, wobei phänomenologische Nukleonenpotentiale verwendet werden. In letzter Zeit konnten die elastischen Deuteronenstreudaten von ^{58}Ni bei 79.5 MeV im Rahmen des Faltungsmodells unter Einbeziehung des Deuteronenaufbruchs gut wiedergegeben werden (Ste 83); erhebliche Abweichungen sind allerdings im vorderen Winkelbereich der Vektorpolarisationsdaten vorhanden.

Die mikroskopisch berechneten bzw. nach dem Faltungsmodell abgeleiteten Potentiale können aber nicht in einfacher analytischer Form dargestellt und deshalb nicht in systematischen Untersuchungen von experimentellen Daten eingesetzt werden. Die Analysen der elastischen Streudaten werden aus diesem Grunde im allgemeinen mit dem phänomenologischen optischen Potential durchgeführt. Dies vor allem auch, weil das optische Potential in geeigneter Parametrisierung zur Erzeugung der Wellenfunktionen in DWBA-Rechnungen benötigt wird.

Die Analysen der experimentellen Daten wurden deshalb in dieser Arbeit ebenfalls mit dem phänomenologischen Potential durchgeführt. Die Daten können in "best fit"-Analysen ausgezeichnet reproduziert werden. Auch mit dem mittleren Parametersatz ("Jül-Potential") ist die Wiedergabe zufriedenstellend. Größere Abweichungen sind bei einigen leichten Kernen vorhanden; dabei weichen die mittleren Parameter nur um wenige Prozent von den "best fit"-Parametern ab. Dies zeigt, daß individuelle Eigenschaften der Kerne (z.B. Deformationen) auch im optischen Potential zum Ausdruck kommen, und daß bei spektroskopischen Untersuchungen von Kernreaktionen (z.B. in DWBA-Analysen) "best fit"-Parameter verwendet werden sollten, wenn solche vorhanden sind. In manchen globalen Analysen werden deshalb auch kompliziertere funktionale Zusammenhänge für einzelne der mittleren Parameter angegeben, die auch individuelle Kerneigenschaften berücksichtigen (z.B. "magic term" in (Dae 80)). Dies wurde in dieser Arbeit jedoch nicht versucht, weil in dem untersuchten Energiebereich nicht ausreichend viele Winkelverteilungen vorhanden sind.

Die mittleren Parameter des Jül-Potentials haben einen gleichmäßigen Verlauf in Abhängigkeit von der Energie und der Targetmasse. Die Einführung des Terms mit Volumenabsorption war für eine einheitliche Parametrisierung des Imaginärpotentials erforderlich. Die Radiusparameter des Real- und Imaginärpotentials konnten konstant gehalten werden; die Diffuseness-Parameter sind massenabhängig aber energieunabhängig. Der Potentialparameter V_{LS} des Spin-Bahn-Terms ist nahezu unabhängig von Energie und Targetmasse. Die geometrischen Parameter des Spin-Bahn-Terms weichen stark von denen ab, die bei niedrigen Energien eine gute Wieder-

gabe von differentiellen Wirkungsquerschnitten und Polarisationsdaten ergaben und die durch $a_{LS} \approx 0.5 \cdot r_{LS}$ mit $r_{LS} \approx 0.8$ fm gekennzeichnet sind. Bei höheren Energien gilt eher $a_{LS} \approx r_{LS}$ mit $r_{LS} = 0.9 - 1.0$ fm. Mit $a_{LS} \approx 0.5 \cdot r_{LS}$ können die experimentellen Daten der schwereren Kerne nur bei Ausschluß der großen Streuwinkel wiedergegeben werden. Dies bedeutet offenbar, daß geometrische Parameter des Spin-Bahn-Terms mit $a_{LS} \approx r_{LS}$ zu bevorzugen sind, wenn das Potential im Kernrand bzw. im Kerninnern beiträgt, wie es bei höheren Energien der Fall ist.

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden, mit Ausnahme der Daten der leichten Kerne mit $A < 27$ und der Vektorpolarisationsdaten bei 52 MeV, auch in den globalen Analysen von (Dae 80) untersucht. Das dort resultierende mittlere Potential "Pot.L" gibt die hier untersuchten differentiellen Wirkungsquerschnitte (bis auf die von ^{12}C bei 52 MeV) schlechter wieder als das Jül.-Pot., zum Teil um einen Faktor 2 im χ^2/N ; in einigen Bereichen sind theoretische Kurve und experimentelle Daten sogar außer Phase. Das Potential Pot.L beschreibt aber die Vektorpolarisationsdaten teilweise erfolgreicher.

Die Parameter des Jül-Pot. und des Pot.L unterscheiden sich zum Teil erheblich. Die deutlichsten Unterschiede zeigen die Diffusenness-Parameter a_v des Realpotentials (bei Jül-Pot. energieunabhängig und massenabhängig, bei Pot.L energieabhängig und massenunabhängig) und vor allem die Parameter des Imaginärpotentials ($W_{Vol.}$ und $W_{Obfl.}$ bei Pot.L massenunabhängig; $r_w = 1.27$ fm bei Jül-Pot. und $r_w = 1.325$ fm bei Pot.L). Die Parameter des Spin-Bahn-Potentials sind ebenfalls sehr unterschiedlich, sie sind jedoch in beiden Potentialen mit großen Unsicherhei-

ten behaftet. Der Vergleich der Volumenintegrale (als Maß für die Stärke der Wechselwirkung) und der RMS-Radien ergibt, daß der Unterschied zwischen Jül-Pot. und Pot.L trotz der sehr unterschiedlichen Parametrisierung nicht im Imaginärpotential liegt, sondern im Realpotential und zum Teil im Spin-Bahn-Potential. Das Jül-Pot. hat dabei den Vorzug, daß die RMS-Radien des Realpotentials energieunabhängig und proportional zu $A^{1/3}$ sind, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen bei Protonenstreuung. Effektiv sind die Unterschiede zwischen Jül-Pot. und Pot.L, wenn die Volumenintegrale und RMS-Radien betrachtet werden, als gering zu bezeichnen. Es ist deshalb nicht überraschend, daß beide Potentiale die experimentellen Daten mit vergleichbarer Qualität wiedergeben.

Auch in DWBA-Analysen sind keine wesentlichen Unterschiede bei der Verwendung der beiden mittleren Potentiale beobachtet worden (Dja 82, Put 83). Das ist verständlich, weil bei Reaktionen das Imaginärpotential besonders bedeutend ist, und dessen Stärke bzw. RMS-Radius ist in beiden Potentialen nahezu gleich.

Die Resultate von DWBA-Rechnungen sind bei höheren Energien in einigen Fällen nicht zufriedenstellend (She 82, Kra 83, Dja 82). Für eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten müssen die Parameter des optischen Potentials offensichtlich modifiziert (Dja 82) werden oder es muß ein willkürlicher cutoff-Radius (She 82) eingeführt werden. Die Unzulänglichkeiten liegen aber nicht nur beim optischen Potential. In (She 82) und (Kra 83) wird berichtet, daß verschiedene optische Potentiale und Korrekturen in der DWBA sowie Rechnungen mit gekoppelten Kanälen die Diskrepanzen zwischen den theoretischen Kurven und den experimentellen Daten nicht beseitigen konnten. Nur ein cutoff-Radius oder ein Dämpfungsfaktor, die den Einfluß des Kerninnern ausschalten bzw.

modifizieren, bringen Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Die Autoren argumentieren, daß die DWBA versagt, weil das Kerninnere nicht richtig behandelt wird.

Das optische Potential hat sich, den Möglichkeiten entsprechend, in DWBA-Rechnungen bewährt. Das phänomenologische Deuteronenpotential kann aber oberhalb von 85 MeV nur extrapoliert werden. Wie in dieser Arbeit dargelegt wurde, ist es außerdem im Bereich 50 - 85 MeV noch nicht genau genug bestimmt, weil in diesem Bereich nicht genügend experimentelle Daten, vor allem Polarisationsdaten, vorhanden sind. Es ist deshalb dringend erforderlich, daß weitere Daten auch noch in diesem Energiebereich gemessen werden. Dabei ist besonders zu berücksichtigen, daß die Winkelverteilungen bis zu großen Streuwinkeln gemessen werden, weil die Bahnen der zu großen Streuwinkeln gestreuten Teilchen (kleine Stoßparameter) teilweise im Kerninnern verlaufen und auf diese Weise das Potential auch im Kerninnern geprüft wird. Dann ist gegebenenfalls die Voraussetzung gegeben, eine Entscheidung zwischen verschiedenen Potentialen zu treffen. Messungen bei noch höheren Deuteronenenergien sind zur Zeit noch nicht möglich, aber unbedingt notwendig, weil die Untersuchung des Potentials wegen der kleineren de Broglie-Wellenlänge der Teilchen genauer wird und die Beiträge des Potentials im Kerninnern noch stärker werden.

Weiterhin müßte auch untersucht werden, ob andere Potentialformen besser geeignet sind als die Woods-Saxon-Form (WS-Form). Wie die Beispiele des $(WS)^V$ -Potentials mit $v = 2.86$ bei α -Streuung an ^{40}Ca (Gub 78) und des "double-WS"- oder "wine-bottle"-Potentials bei höheren Protonenenergien (Mey 81) zeigten, gibt die einfache WS-Form in einigen Fällen das Kernpotential nur sehr

schlecht wieder. In dieser Arbeit und auch in (Dae 80) konnten die Winkelverteilungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte und Vektorpolarisationsdaten nicht gleichzeitig gut reproduziert werden. Der Grund könnte ebenfalls in einer nicht ausreichenden Darstellung des Realpotentials durch die verwendete WS-Form liegen. Die Verwendung einer Kombination von Volumen- und Oberflächen-Term im Imaginärpotential bedeutet schon einen allgemeineren Aufbau des Imaginärpotentials, der von der einfachen WS-Form oder deren Ableitung abweicht.

Literaturverzeichnis

- (Ama 79) H. Amakara et al., Phys. Lett. 82B (1979) 13 und 87B
(1979) 159
- (Asp 75) O. Aspelund et al., Nucl. Phys. A253 (1975) 263
- (Bec 63) T. Becker et al., Phys. Lett. 5 (1963) 331
- (BeG 69) F.D. Becchetti und G.W. Greenlees, Phys. Rev. 182 (1969)
1190
- (BeM 72) M.V. Berry und K.E. Mount, Rep. Prog. Phys. 35 (1972) 315
- (Bla 54) J.S. Blair, Phys. Rev. 95 (1954) 1218 und 108 (1957) 827
- (Boh 82) H.G. Bohlen et al., Z. Phys. A308 (1982) 121
- (BrR 77) F.A. Brieva and J.R. Rook, Nucl. Phys. A291 (1977) 299
und A291 (1977) 317
- (BrR 78) F.A. Brieva und J.R. Rook, Nucl. Phys. A297 (1978) 206
und A307 (1978) 493
- (Bue 75) H.R. Bürgi et al., Nucl. Phys. A247 (1975) 322
- (Bue 80) H.R. Bürgi et al., Nucl. Phys. A334 (1980) 413
- (Chi 74) J.D. Childs et al., Phys. Rev. C10 (1974) 217
- (Coo 74) M.D. Cooper et al., Nucl. Phys. A218 (1974) 249
- (CoW 78) A.A. Cowley und N.S. Wall, Phys. Rev. C17 (1978) 1322
- (Dae 80) W.W. Daehnick et al., Phys. Rev. C21 (1980) 2253
- (Dja 82) A. Djaloeis et al., Phys. Rev. C26 (1982) 797
- (Duh 71) G. Duhamel et al., Nucl. Phys. A174 (1971) 485
- (Eng 73) J.B.A. England, Nucl. Instr. and Meth. 106 (1973) 45
und Techniques in Nuclear Structure Physics, Macmillan
Press, London 1974, Teil 1, S. 463
- (Fai 65) E. Fairstein und J. Hahn, Nucleonics 23 (1965) S. 84
- (Fer 68) A.M.R. Ferrari und E. Fairstein, Nucl. Instr. and Meth.
63 (1968) 218
- (Fes 54) H. Feshbach, C.E. Porter und V.E. Weisskopf, Phys. Rev.
96 (1965) 448
- (Fes 58) H. Feshbach, Ann. Phys. 5 (1958) 357 und Ann. Phys. 19
(1962) 287
- (FoW 59) K.W. Ford und J.A. Wheeler, Ann. Phys. 7 (1959) 259-286
und 287-322

- (Fra 63) W.E. Frahn und R.H. Venter, Ann. Phys. 24 (1963) 243
- (Fra 72) W.E. Frahn, Ann. Phys. 72 (1972) 524
- (GoS 72) D.A. Goldberg und S.M. Smith, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 500
- (GoS 73) D.A. Goldberg et al., Phys. Rev. C7 (1973) 1938
- (GoS 74) D.A. Goldberg et al., Phys. Rev. C10 (1974) 1362
- (Gou 64) F.S. Goulding, D.A. Landis et al., Nucl. Instr. and Meth. 31 (1964) 1
- (Gou 75) F.S. Goulding und B.G. Harvey, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 (1975) 167
- (GoH 78) R.P. Goddard und W. Haeberli, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 701
- (GoH 79) R.P. Goddard und W. Haeberli, Nucl. Phys. A316 (1979) 116
- (GPT 68) G.W. Greenlees, G.J. Pyle und V.C. Tang, Phys. Rev. 171 (1968) 1115
- (Gub 78) H.P. Gubler et al., Phys. Lett. 74B (1978) 202
- (Gug 56) P.C. Gugelot und M. Rickey, Phys. Rev. 101 (1956) 1613
- (Har 75) R.A. Hardekopf et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1623
- (Hat 80) K. Hatanaka et al., Nucl. Phys. A340 (1980) 93
- (Hin 68) F. Hinterberger et al., Nucl. Phys. A111 (1968) 265
- (Hod 63) P.E. Hodgson, The Optical Model of Elastic Scattering, Clarendon Press, Oxford 1963
- (HoJ 71) D.J. Hooton und R.C. Johnson, Nucl. Phys. A175 (1971) 583
- (Hre 73) G. Hrehuss et al., Z. Phys. 260 (1973) 179
- (JLM 77) J.P. Jeukenne, A. Lejeune und C. Mahaux, Phys. Rev. C16 (1977) 80
- (JoS 70) R.C. Johnson und P.J.R. Soper, Phys. Rev. C1 (1970) 976
- (KeA 73) P.W. Keaton und D.D. Armstrong, Phys. Rev. C8 (1973) 1692
- (Kis 76) A. Kiss et al., Nucl. Phys. A262 (1976) 1
- (KnH 73) L.D. Knutson und W. Haeberli, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 986

- (KnH 75) L.D. Knutson und W. Haeberli, Phys. Rev. C12 (1975) 1469
- (Kno 76) K.T. Knöpfle et al., Phys. Rev. C13 (1976) 1400
- (KnS 76) J. Knoll und R. Schaeffer, Ann. Phys. 97 (1976) 307
- (Kra 83) J.J. Kraushaar, J.R. Shepard et al., Nucl. Phys. A394 (1983) 118
- (KrS 74) S. Krewald und J. Speth, Phys. Lett. 52B (1974) 295
- (LoH 74) J.M. Lohr und W. Haeberli, Nucl. Phys. A232 (1974) 381
- (Mai 80) G. Mairle et al., Nucl. Phys. A339 (1980) 61
- (Maj 78) Z. Majka et al., Phys. Rev. C18 (1978) 114
- (MaK 79) T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, Teubner-Verlag, 1979
- (McI 60) J.A. McIntyre et al., Phys. Rev. 117 (1960) 1337
- (Mey 81) H.O. Meyer et al., Phys. Rev. C23 (1981) 616 und C24 (1981) 1782;
H.O. Meyer und P. Schwandt, Phys. Lett. 107B (1981) 353
- (Mil 69) W.H. Miller, J. Chem. Phys. 51 (1969) 3631
- (Nad 81) A. Nadasen et al., Phys. Rev. C23 (1981) 1023
- (Nur 80) J. Nurzynski et al., J. Phys. G: Nucl. Phys. 6 (1980) L81
- (Oer 74) W.T.H. van Oers et al., Phys. Rev. C10 (1974) 307
und C3 (1971) 1550
- (Ost 81) F. Osterfeld et al., Phys. Rev. C23 (1981) 179 und
C24 (1981) 2468
- (PeP 63) C.M. Perey und F.G. Perey, Phys. Rev. 132 (1963) 755
und B134 (1964) B353
- (PeP 66) C.M. Perey und F.G. Perey, Phys. Rev. 152 (1966) 923
- (PeP 76) C.M. Perey und F.G. Perey, At. Data and Nucl. Data
Tables 17 (1976) 1
- (Per 63) F.G. Perey, Phys. Rev. 131 (1963) 745
- (Per 77) G. Perrin et al., Nucl. Phys. A282 (1977) 221
- (PeS 64) F.G. Perey und D.S. Saxon, Phys. Lett. 10 (1964) 107
- (PeS 67) F.G. Perey und G.R. Satchler, Nucl. Phys. A97 (1967) 515
- (PoA 75) W.S. Pong und N. Austern, Ann. Phys. 93 (1975) 369
- (Put 83) N.G. Puttaswamy et al., Nucl. Phys. A401 (1983) 269

- (Ray 63) J. Raynal, Phys. Lett. 7 (1963) 281
- (Ray 69) J. Raynal, MAGALI, Report DPh-T/69-42, CEN Saclay, 1969;
M.A. Melkanoff, T. Sawada und J. Raynal, Nuclear Optical
Model Calculations, Meth. in Comput. Phys. 6 (1966) 1,
Acad. Press, New York
- (RaM 78) G.H. Rawitscher und S.N. Mukherjee, Phys. Rev. Lett. 40
(1978) 1486 und Ann. Phys. 123 (1979) 330
- (RaM 80) G.H. Rawitscher und S.N. Mukherjee, Nucl. Phys. A342
(1980) 90
- (Rie 72) G. Riepe und D. Protić, Nucl. Instr. and Meth. 101 (1972)
77-83
- (Rie 75) G. Riepe und D. Protić, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22 (1975)
178-181; G. Riepe, D. Protić und J. Reich, Nucl. Instr.
and Meth. 124 (1975) 527
- (Sat 60) G.R. Satchler, Nucl. Phys. 21 (1960) 116
- (Sat 71) G.R. Satchler, Phys. Rev. C4 (1971) 1485
- (Sat 77) G.R. Satchler, Nucl. Phys. A279 (1977) 493
- (Sch 68) P. Schwandt und W. Haeberli, Nucl. Phys. A110 (1968)
585
- (Sch 69) P. Schwandt und W. Haeberli, Nucl. Phys. A123 (1969) 401
- (Sch 83) P. Schwandt, "The Interaction between Medium Energy
Nucleons in Nuclei - 1982", Herausg. H.O. Meyer, AIP
conf. proc. 97 (1983) 89
- (She 75) J.R. Shepard et al., Phys. Lett. 56B (1975) 135
- (She 82) J.R. Shepard et al., Phys. Rev. C25 (1982) 1127
- (Sin 75) B. Sinha, Phys. Rev. C11 (1975) 1546
- (Som 59) A. Sommerfeld, Vorlesungen über Theoretische Physik,
Band IV Optik, Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig,
1959, S. 205
- (Ste 81) E.J. Stephenson et al., Nucl. Phys. A359 (1981) 316
- (Ste 83) E.J. Stephenson et al., Phys. Rev. C28 (1983) 134
- (Sza 78) G. Szaloky et al., Phys. Rev. C18 (1978) 750
- (Tho 79) W.J. Thompson, Phys. Lett. 85B (1979) 180

- (ViM 77) N. Vinh Mau, Phys. Lett. 71B (1977) 5
- (Wal 78) N.S. Wall et al., Phys. Rev. C17 (1978) 1315
- (Wat 58) S. Watanabe, Nucl. Phys. 8 (1958) 484
- (Wil 66) C.F. Williamson et al., Tables of Ranges and Stopping Power of Chemical Elements for Charged Particles of Energies 0.05 to 500 MeV, Centre d' Etudes Nucleaires de Saclay, Rapport CEA-R 3042, 1966
- (Zie 80) J.F. Ziegler, The Stopping and Ranges of Ions in Matter, Vol. 4, Pergamon Press, 1980

Anhang 1

Energieverlust der Deuteronen auf dem Weg vom Target bis zum Detektor

Die im Target gestreuten Teilchen müssen auf dem Weg bis zum Detektor folgende Absorbermaterialien mit den angegebenen Dicken durchlaufen (als Target wurde das Eichtarget aus Polyäthylen eingesetzt):

24 µm Polyäthylenfolie	entsprechend	2.2	mg/cm ²	(CH ₂) _n
19 µm Mylarfolie	"	2.65	"	(C ₁₀ H ₈ O ₄) _n
1 cm bzw. 7 cm Luft*)	"	1.25	"	Luft pro 1 cm Luftstrecke
2.2 µm Havarfolie	"	1.83	"	(Co, Cr, Fe, Ni).

Bei den hier interessierenden Deuteronen mit Energien $E_d \geq 20$ MeV ist der Energieverlust ΔE_i in den Absorbern so klein, daß beim Durchgang mit konstantem spezifischen Energieverlust $(dE/dx)_i$ gerechnet werden kann. Dann gilt:

$$\Delta E = \sum \Delta E_i = \sum D_i \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_i^{E=E_d} \quad \text{mit } D_i = \text{Dicke des Absorbers } i.$$

Bei Molekülen oder Stoffen, die aus N_j Atomen mit dem Atomgewicht A_j zusammengesetzt sind, gilt (mit $M = \sum N_j A_j = \text{Molekulargewicht}$):

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Stoff}} = \frac{1}{M} \cdot \sum N_j A_j \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_j.$$

Sind die relativen Gewichtszusammensetzungen n_j bekannt, so kann einfacher gerechnet werden:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Stoff}} = \sum n_j \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_j \quad \text{mit } n_j = \frac{N_j A_j}{\sum N_j A_j} = \frac{N_j A_j}{M}.$$

Für den spezifischen Energieverlust der hier vorkommenden Absorber folgt dann:

$$\text{Polyäthylen: } \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{PE}} = \frac{1}{14} \left\{ 12 \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_C + 2 \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_H \right\}$$

$$\text{Mylar: } \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Mylar}} = \frac{1}{192} \left\{ 120 \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_C + 8 \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_H + 64 \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_O \right\}$$

*) Detektortelekope im Experiment so aufgebaut, daß Luftstrecke 1 cm bzw. 7 cm

Luft $[N_2 \text{ 75.48 Gew.-% (78.05 Vol.-%); } O_2 \text{ 23.19 \% (20.99 \%); Ar 1.28 \% (0.93 \%); } CO_2 \text{ 0.05 \% (0.03 \%)}]$:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Luft}} \approx \{0.755 \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_N + 0.232 \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)_O\}$$

Havar $[Co \text{ 42.5 \%}; Fe \text{ 17.9 \%}; Ni \text{ 13.0 \%}; Cr \text{ 20.0 \%}; W \text{ 2.8 \%}; \text{Rest: Mo, Mn, C, Be}]$

Innerhalb weniger Prozent gilt: $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Co} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ni} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Fe} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Cr}$

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_W \approx \frac{2}{3} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ni}$$

Folglich ist: $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Havar}} \approx \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ni}$

In der Abb. A1 ist der Energieverlust $\Delta E = \sum \Delta E_i$ für Deuteronen grafisch dargestellt.

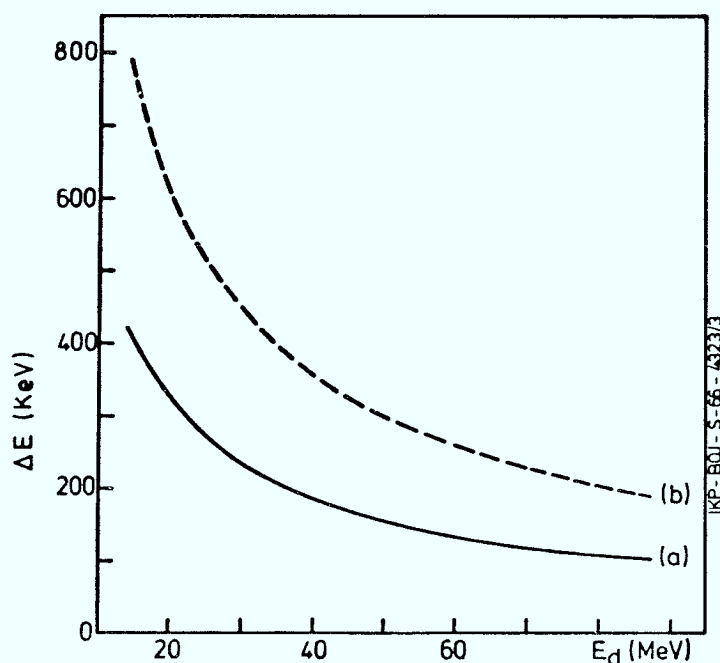


Abb. A1: Energieverlust ΔE auf dem Weg vom Target bis zum Detektor für Deuteronen; (a) Aufbau mit 1 cm Luftstrecke, (b) Aufbau mit 7 cm Luftstrecke.

Anhang 2

Energieverschmierung (energy straggling) beim Durchgang durch Materie

Nach Bohr's Theorie^{a)} geschieht der Energieverlust in einem Absorber durch die Vielzahl von Anregungs- und Ionisationsprozessen, die statistischer Natur sind. Die Energieverschmierung (energy straggling) aufgrund des Energieverlustes entspricht der Breite der Energieverlust-Verteilung, die als gaußförmig angenommen wird. Dies trifft aber nur näherungsweise zu. Nach Vavilov's Theorie^{b)} ist die Energieverlust-Verteilung eine unsymmetrische, zu größeren Energieverlusten hin langsamer abfallende Landauverteilung^{c)}, die allerdings für dicke Absorber bzw. größere Energieverluste nahezu in eine gaußförmige übergeht. Bei den hier auftretenden Teilchenenergien und Absorberdicken sind die Energieverlusts-Verteilungen bereits etwas unsymmetrisch. Für die Abschätzung der Energieverschmierungen ist jedoch eine Formel ausreichend, die auf einfache Weise aus der Bohr'schen Theorie abgeleitet werden kann. Danach gilt für die Standardabweichung σ der Energieverlust-Verteilung:

$$\sigma^2 = 4\pi Z_1^2 e^4 N Z_2 X$$

$$= 4\pi Z_1^2 e^4 L \frac{Z_2}{A_2} D$$

mit: $Z_1 e$ = Ladung des Geschosses

$Z_2 e$ = Ladung

N = Atome/cm³

X = Dicke

$D = \rho \cdot X$ = Dicke in (g/cm²)

$L = 6.025 \cdot 10^{23} \text{ (Mol)}^{-1}$ = Loschmidt-Zahl

$$\sigma = e^2 \sqrt{4\pi L} \cdot Z_1 \sqrt{\frac{Z_2}{A_2} \cdot D}$$

$$e^2 = 1.44 \cdot 10^{-10} \text{ (keV} \cdot \text{cm)}$$

$$\sigma = 12.53 \cdot Z_1 \cdot \sqrt{\frac{Z_2}{A_2} \cdot D} \text{ (keV) mit } D \text{ in (mg/cm}^2\text{)}$$

a) N. Bohr, Phil. Mag. 30 (1915) 381; siehe dazu auch in: R.D. Evans, The Atomic Nucleus, Seite 661 und R.B. Strittmatter et al., Nucl. Instr. and Meth. 135 (1976) 173

b) P.V. Vavilov, Soviet Phys. JETP 5 (1957) 749

c) Beispiele für Energieverlust-Verteilungen in dünnen Si-Detektoren in:

H. Bichsel, Nucl. Inst. and Meth. 78 (1970) 277

Für die Halbwertsbreite $\Delta E = 2.35 \cdot \sigma$ der Energieverteilung nach Durchgang durch den Absorber gilt dann:

$$\Delta E = 29.45 \cdot Z_1 \cdot \sqrt{\frac{Z_2}{A_2} \cdot D} \text{ (keV)} \quad \text{mit } D \text{ in (mg/cm}^2\text{)}$$

=====

Daraus folgt, daß ΔE unabhängig von der Einfallsenergie^{d)} und wegen $Z_2/A_2 \approx 1/2$ nahezu unabhängig vom Absorbermaterial ist. Mit guter Näherung gilt:

$$\Delta E \approx 20.82 \cdot Z_1 \sqrt{D} \text{ (keV)} \quad \text{mit } D \text{ in (mg/cm}^2\text{)} .$$

=====

In diesem Experiment durchlaufen die Teilchen auf dem Wege vom Target bis zum Detektor folgende Materialien (bei den Dickenangaben wurde eine mittlere Targetdicke von 2.2 mg/cm^2 angenommen, die z.B. der Dicke des Eichtargets aus $(\text{CH}_2)_n$ -Folie entspricht:

Target	mit Dicke	2.2	mg/cm^2
Mylarfolie	mit Dicke	2.7	mg/cm^2
Luftstrecke ^{e)}	1 cm mit Dicke	1.2	mg/cm^2
	7 cm mit Dicke	8.7	mg/cm^2
Havarfolie	mit Dicke	1.8	mg/cm^2

Je nach Luftstrecke beträgt demnach die Absorberdicke 7.9 mg/cm^2 bzw. 15.4 mg/cm^2 . Die Werte für den Energieverlust und die Energieverschmierung auf dem Weg vom Target bis zum Detektor sind in folgender Tabelle für Deuteronen zusammengestellt:

Deuteronen-Energie		Luftstrecke ^{e)}	
		1 cm	7 cm
60 MeV	Energieverlust	134 keV	255 keV
	Energieverschmierung $\Delta E(\text{FWHM})$	59 keV	82 keV
85 MeV	Energieverlust	102 keV	194 keV
	Energieverschmierung $\Delta E(\text{FWHM})$	59 keV	82 keV

Tabelle A1: Energieverlust und Energieverbreiterung für Deuteronen auf dem Weg vom Target bis zum Detektor.

d) Beispiele für Energieunabhängigkeit in: H. Bichsel, Nucl. Instr. and Meth. 78 (1970) 277

e) Detektorteleskop so aufgebaut, daß Luftstrecke 1 cm bzw. 7 cm

Anhang 3

Linien-Intensitätsverluste aufgrund von Kernreaktionen im Ge-Detektor

Die Linien-Intensitätsverluste, die beim Nachweis von geladenen Teilchen aufgrund von Kernreaktionen (einschließlich inelastischer Streuung) im Detektormaterial entstehen, sind für Protonen im Energiebereich bis 160 MeV experimentell bestimmt und auch theoretisch zufriedenstellend beschrieben worden. Die experimentellen Werte wurden durch Messungen mit monoenergetischen Protonen bestimmt und zwar a) durch Vergleich der Intensitäten in der Linie und im "tail" (Car 81, Eis 72, Ber 72, Kin 70) oder b) durch direkten Nachweis der Protonen, die in einem der Detektoren eines Detektorstapels ("stack") eine Kernreaktion eingegangen sind (Rie 80, Dor 72). Die theoretische Berechnung (Car 81, MeR 69, Mak 68) erfolgte mit Hilfe der totalen Reaktionsquerschnitte der Elemente im Detektormaterial für Protonen.

Für Deuteronen sind experimentelle oder theoretische Angaben über Verluste durch Kernreaktionen nur von (MeS 66) für NaJ- und Plastiksintillatoren und von (Eis 77) für Ge-Detektoren publiziert worden. Bei (Kin 70) wurden die Beiträge einzelner deuteroneninduzierter Reaktionen in Si-Detektoren gemessen, es wurden aber keine Angaben über die Gesamtverluste gemacht. Die Messungen in (Eis 77) erfolgten bei 120, 220 und 250 MeV Deuteronenenergie. In ihren Rechnungen legten die Autoren einen im Bereich 80 - 300 MeV konstanten totalen Reaktionsquerschnitt für Deuteronen in Ge zugrunde. Die Angaben sind deshalb für Deuteronenenergien $E_d < 120$ MeV sehr ungenau. Außerdem weist der Trend der experimentellen Werte darauf hin, daß die berechnete Kurve [Abb. 10 in (Eis 77)] in dem angegebenen Energiebereich zu steil verläuft und die Annahme eines konstanten Reaktionsquerschnitts in diesem Energiebereich unrichtig ist. Um die Meßdaten dieser Arbeit korrigieren zu können, wurde die Größe der Verluste durch Kernreaktionen im Ge(Li)-Detektor für Deuteronen in dem hier untersuchten Energiebereich berechnet.

Sind $\sigma_R(E)$ der totale Reaktionsquerschnitt für Deuteronen in Ge, R_0 die Reichweite und n_0 die Anzahl der mit der Energie E_d in den Detektor treffenden Deuteronen, dann gilt für die Anzahl $n(E_d)$ der Deuteronen, die im Detektor keine Kernreaktionen eingehen:

$$n(E_d) = n_0 \cdot \exp \left(-\frac{L}{A} \cdot \int_0^{R_0} \sigma_R(E) dx \right)$$

$$\text{bzw. } n(E_d) = n_0 \cdot \exp \left(-\frac{L}{A} \cdot \int_0^{E_d} \frac{\sigma_R(E) dE}{dE/dx(E)} \right) .$$

Hierin sind A das Atomgewicht von Ge ($A = 72.7 \text{ g/Mol}$), L die Loschmidt-Zahl und $dE/dx(E)$ der spezifische Energieverlust der Deuteronen in Ge. Die Anzahl $n_R(E_d)$ der Deuteronen, die aufgrund von Kernreaktionen im Ge-Detektor nicht mit der Gesamtenergie E_d gemessen werden, also der Linien-Intensitätsverlust, ist dann $n_R(E_d) = n_0 - n(E_d)$. Der relative Linien-Intensitätsverlust ist dann gegeben durch:

$$N_R(E_d) = 1 - \exp \left(-8.3 \cdot 10^{-6} \cdot \int_0^{E_d} \sigma_R(E) \cdot \left(\frac{dE}{dx}(E) \right)^{-1} \cdot dE \right) \quad (1)$$

mit $\sigma_R(E)$ in (mb) und $dE/dx(E)$ in ($\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$).

Zur Berechnung der Linien-Intensitätsverluste muß die Energieabhängigkeit des totalen Reaktionsquerschnitts $\sigma_R(E)$ für Deuteronen in Ge bekannt sein. Messungen von totalen Reaktionsquerschnitten für Deuteronen sind aber nur bei Energien $E_d \lesssim 25 \text{ MeV}$ durchgeführt worden [die exp. Werte sind mit Quellenangaben bei (Hod 71) aufgeführt]. Der Verlauf des totalen Reaktionsquerschnitts für Deuteronen in Ge wurde deshalb mit Hilfe des optischen Potentials berechnet (ebenfalls mit Programm MAGALI). Es gilt:

$$\sigma_R = \pi \lambda^2 \cdot \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)(1-|S_{\ell}|^2) . \quad (2)$$

Hierin sind λ die reduzierte de Broglie-Wellenlänge der Deuteronen und die S_{ℓ} die Streumatrixelemente (auch Reflexionskoeffizienten genannt) der Partial-

wellen mit Drehimpulsquantenzahl ℓ . Im allgemeinen stimmen die mit dem optischen Potential berechneten mit den experimentellen Werten gut überein (Hod 71, DeV 80, Nad 81). Bei Protonenstreuung (Nad 81) liegt eine gute Übereinstimmung mit den bis 180 MeV gemessenen totalen Reaktionsquerschnitten vor. Im oberen Teil von Abbildung A2 sind die berechneten totalen Reaktionsquerschnitte für

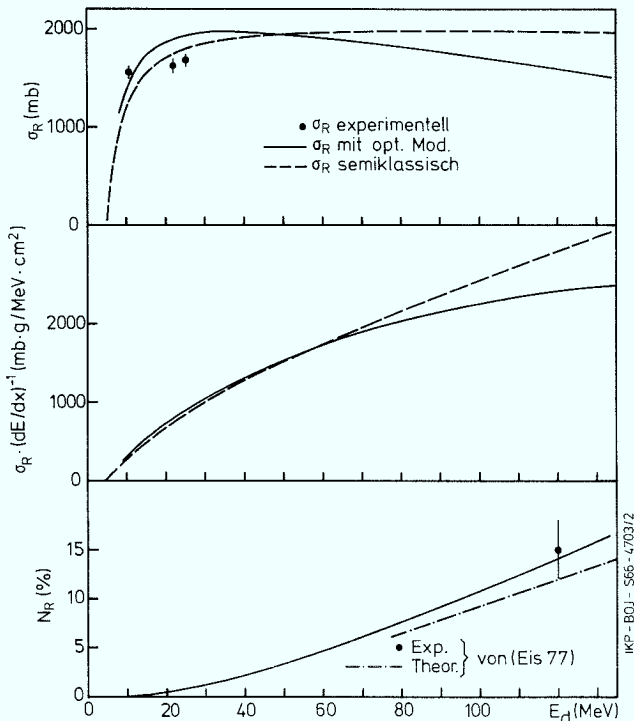


Abb. A2:
Totaler Reaktionsquerschnitt in Ge, Quotient aus totalem Reaktionsquerschnitt und spezifischem Energieverlust in Ge sowie Linien-Intensitätsverlust durch Kernreaktionen im Ge-Detektor für Deuteronen. Die experimentellen σ_R -Werte wurden mit Hilfe der Werte anderer Kerne [angegeben in (Hod 71)] interpoliert. Der experimentelle N_R -Wert und die strichpunktierte Kurve wurden zum Vergleich aus Abb.10 von (Eis 77) entnommen. Die gestrichelten Kurven wurden mit σ_R nach (3) berechnet.

Deuteronen in Ge als durchgezogene Kurve dargestellt. Die mit den Parametern des Jül-Potentials dieser Arbeit und des Pot. L von (Dae 80) berechneten Werte stimmen (außer bei Energien $E_d < 15$ MeV, die aber für das folgende nicht so bedeutend sind) innerhalb von 2 % überein und wurden deshalb nicht weiter unterschieden. Die eingetragenen experimentellen Werte wurden aus den Werten anderer Kerne (Hod 71) interpoliert; bei 22 und 25 MeV sind Unterschiede von etwa 15 % vorhanden.

Zum Vergleich (gestrichelte Kurve) ist der Verlauf des totalen Reaktionsquerschnitts wiedergegeben, wenn er mit der semiklassischen Formel (BlW 52,

Eva 55)

$$\sigma_R(E_d) = \pi(R_a + \lambda)^2 \cdot \left(1 - \frac{V_c}{E_d}\right) \quad (3)$$

berechnet wird. Als Absorptionsradius (bzw. effektiver Kernradius; im allgemeinen $R_a = R_{\text{Targ.}} + R_{\text{Proj.}}$) wurde $R_a = 1.35 \cdot A^{1/3} + 2.1 \text{ fm}$ verwendet, wobei als Deuteronenradius der RMS-Radius des Deuterons eingesetzt wurde. V_c ist das Coulombpotential im Abstand $(R_a + \lambda)$. Bei höheren Energien steigt der semiklassische Reaktionsquerschnitt bis zum geometrischen Querschnitt $\sigma_G = \pi \cdot R_a^2$ an. Die mit optischem Potential berechneten und (soweit vorhanden, z.B. bei Protonenstreuung) die experimentellen totalen Reaktionsquerschnitte fallen bei höheren Energien aufgrund der mit steigender Energie zunehmenden Transparenz der Kerne (DeV 80) ab. Der semiklassische Reaktionsquerschnitt (3) wird deshalb mit einem Term, der die Transparenz T enthält, korrigiert (DeV 80):

$$\sigma_R(E_d) = \pi(R_a + \lambda)^2 \cdot \left(1 - \frac{V_c}{E_d}\right) \cdot (1-T) . \quad (4)$$

Im mittleren Teil von Abbildung A2 ist die Energieabhängigkeit des Quotienten aus totalem Reaktionsquerschnitt $\sigma_R(E)$ und spezifischem Energieverlust $dE/dx(E)$ für Deuteronen in Ge aufgetragen, der als Integrand in Formel (1) auftritt. Es wurden die dE/dx -Werte von (Wil 66) verwendet. Die Linien-Intensitätsverluste für Deuteronen in Ge-Detektoren wurden mit (1) nach schrittweiser numerischer Integration des eben genannten Quotienten berechnet. Die Ergebnisse sind im unteren Teil der Abbildung A2 als durchgezogene Kurve dargestellt. Bei 58.7 und 85 MeV betragen die Linien-Intensitätsverluste für Deuteronen 4,4 % und 8,3 %. Die Fehlergrenzen liegen bei etwa 25 %. Sie werden im wesentlichen durch die Fehler der totalen Reaktionsquerschnitte ($\sim 15 \%$) und der spezifischen Energieverluste ($\sim 10 \%$) bestimmt. Bei 120 MeV ist die Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von (Eis 77) ausgezeichnet. Die theoretische Kurve von (Eis 77) liegt zu tief, weil der ihr zugrunde liegende totale Reaktionsquerschnitt (1490 mb konstant im Bereich oberhalb 80 MeV) zu klein ist.

Die Intensitätsverluste durch Kernreaktionen in Ge-Detektoren sind für Deuteronen nur etwa 10 % größer als für Protonen. Die Annahme in (Ber 72), daß die Verluste für beide Teilchensorten gleich wären, war innerhalb der Fehlergrenzen berechtigt.

-
- (Ber 72) F.E. Bertrand et al., Nucl. Instr. and Meth. 101 (1972) 475
- (BlW 52) J.M. Blatt und V.F. Weißkopf, Theor. Nucl. Physics, New York 1952, S. 350
- (Car 81) R.F. Carlson et al., Nucl. Instr. and Meth. 188 (1981) 465
- (Dae 80) W.W. Daehnick et al., Phys. Rev. C21 (1980) 2253
- (DeV 80) R.M. DeVries and J.C. Peng, Phys. Rev. C22 (1980) 1055
- (Dor 72) D. Dorcioman et al., Nucl. Instr. and Meth. 101 (1972) 91
- (Eis 72) R. Eisberg et al., Nucl. Instr. and Meth. 101 (1972) 85
- (Eis 77) R. Eisberg et al., Nucl. Instr. and Meth. 146 (1977) 487
- (Eva 55) R.D. Evans, The Atomic Nucleus, New York 1955, S. 469
- (Hod 71) P.E. Hodgson, Nucl. Reactions and Nucl. Structure, Oxford 1971, S. 252
- (Kin 70) T.R. King et al., Nucl. Instr. and Meth. 88 (1970) 17
- (Mak 68) M.Q. Makino et al., Nucl. Instr. and Meth. 60 (1968) 109
- (MeR 69) D.F. Measday und C. Richard-Serre, Nucl. Instr. and Meth. 76 (1969) 45
- (MeS 66) D.F. Measday und R.J. Schneider, Nucl. Instr. and Meth. 42 (1966) 26
- (Nad 81) A. Nadasen et al., Phys. Rev. C23 (1981) 1023
- (Rie 80) G. Riepe et al., Nucl. Instr. and Meth. 177 (1980) 361
- (Wil 66) C.F. Williamson et al., Rapport CEA-R 3042, C.E.N. Saclay 1966

Anhang 4

Mittlere Spannung $\bar{v}_{St}$ und ihre Streuung $\sigma_{\bar{v}}$ am Vorverstärkerausgang

Nach Campbell's Theorem^{*)} gilt für den Mittelwert $\bar{v}_{St}$ und die Streuung $\sigma_{\bar{v}}^2$ einer Folge statistischer Impulse, wenn n die Zählrate und $v(t)$ die Impulsform bedeuten:

$$\bar{v}_{St} = n \cdot \int_0^{\infty} v(t) dt$$

$$\sigma_{\bar{v}}^2 = n \cdot \int_0^{\infty} |v(t)|^2 dt .$$

Beide Größen sind der Zählrate n direkt proportional.

Wird das Amplitudenspektrum in m Abschnitte $\epsilon \cdot \Delta E$ eingeteilt (wobei m so groß sein muß, daß ΔE der Struktur im Energiespektrum entsprechend genügend klein wird; z.B. $\epsilon \cdot \Delta E$ = Breite eines Kanals), dann entspricht n_i der Zählrate der Impulse mit Amplituden zwischen $\epsilon \cdot E_i$ und $\epsilon \cdot (E_i + \Delta E)$. Die zugehörigen Vorverstärkerimpulse haben die Form $v_i = \epsilon E_i \cdot e^{-t/\tau}$. Damit folgt

$$\bar{v}_i = n_i \epsilon E_i \cdot \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} dt = \epsilon \tau n_i E_i \quad \text{und} \quad \sum_{i=1}^m n_i = n .$$

Für die mittlere Spannung $\bar{v}_{St}$ folgt somit

$$\bar{v}_{St} = \sum_{i=1}^m \bar{v}_i = \epsilon \tau \cdot \sum_{i=1}^m n_i E_i .$$

Die mittlere Energie $\bar{E}$ im Spektrum ist gegeben durch

$$\bar{E} = \frac{\sum_{i=1}^m n_i E_i}{\sum_{i=1}^m n_i} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^m n_i E_i .$$

^{*)} N.R. Campbell und V.T. Francis, A Theory of Valve and Circuit Noise, J. Inst. Elec. Engrs (London) III, 93 (1946) 45; dazu auch in: R.A. Du Bridge, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14 (1967) 241

Folglich kann die mittlere Spannung $\bar{v}_{St}$ einfach aus der mittleren Energie $\bar{E}$ berechnet werden und es gilt

$$\bar{v}_{St} = \epsilon \bar{E} n \tau .$$

Entsprechend gilt für die Streuung bzw. die Standardabweichung

$$\sigma_i^2 = n_i \epsilon^2 E_i^2 \cdot \int_0^\infty e^{-2t/\tau} dt = \epsilon^2 \cdot n_i E_i^2 \cdot \frac{\tau}{2}$$

$$\sigma_{\bar{v}}^2 = \sum_{i=1}^m \sigma_i^2 = \epsilon^2 \cdot \frac{\tau}{2} \cdot \sum_{i=1}^m n_i E_i^2 .$$

Ist $\overline{E^2}$ der mittlere quadratische Wert der Energie im Spektrum, dann folgt mit $\overline{E^2} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^m n_i E_i^2$: $\frac{\sigma_{\bar{v}}^2}{\epsilon^2} = \overline{E^2} \cdot \frac{n\tau}{2}$

$$\sigma_{\bar{v}} = \epsilon \cdot \sqrt{\overline{E^2}} \cdot \sqrt{\frac{n\tau}{2}} .$$

Die mittleren Energien $\bar{E}$ und $\sqrt{\overline{E^2}}$ hängen von der Form des Spektrums ab. $\bar{E}$ ist als Energie des Spektrum-Schwerpunkts im allgemeinen leicht aus dem Spektrum selbst zu erkennen, nicht dagegen $\sqrt{\overline{E^2}}$. Eine Abschätzung, die mittlere Zählraten für die Teilchenspektren unterhalb und oberhalb von $\bar{E}$ verwendet, liefert als Näherung: $\sqrt{\overline{E^2}} \approx \bar{E} \cdot \sqrt{\frac{2+\frac{1}{3} \cdot \frac{E_m}{\bar{E}}}{3}}$.

Wegen $\bar{E} < E_m$ folgt zum einen $\bar{E} < \sqrt{\overline{E^2}} < E_m$ und weiterhin, daß $\sqrt{\overline{E^2}}$ umso stärker von $\bar{E}$ abweicht, je kleiner $\bar{E}$ im Vergleich zu E_m ist. Nur für $\bar{E} \approx E_m$ (Spektrum einer monoenergetischen Strahlung, die im Detektor auch in einer Linie nachgewiesen wird; z.B. Spektrum einer α -Quelle oder elastische Streuung bei kleinen Streuwinkeln) wird $\sqrt{\overline{E^2}} \approx \bar{E}$. Für $\bar{E} = E_m/4$ (z.B. in manchen mit Ge(Li)-Detektoren gemessenen γ -Spektren) wird $\sqrt{\overline{E^2}} \approx \bar{E} \cdot \sqrt{2}$. In den meisten Spektren ist $\frac{E_m}{4} \leq \bar{E} \leq \frac{3}{4} E_m$ und folglich $1,1 \cdot \bar{E} \lesssim \sqrt{\overline{E^2}} \lesssim \sqrt{2} \cdot \bar{E}$. Somit gilt im allgemeinen näherungsweise:

$$\sigma_{\bar{v}} \lesssim \epsilon \bar{E} \cdot \sqrt{n\tau} .$$

Anhang 5

Zusammenhang zwischen kartesischen und sphärischen Polarisationsdaten

Seit der sog. Madison Convention (Mad70) werden bei Experimenten mit polarisierten Teilchen einheitliche Bezeichnungen und ein einheitliches Koordinatensystem (rechtshändiges Koordinatensystem mit z-Achse in Strahlrichtung

$\vec{k}_{in}$ und y-Achse in Richtung von $\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}$) verwendet. Die kartesischen und

sphärischen Größen aus verschiedenen Experimenten können seitdem direkt ineinander umgerechnet werden. Die entsprechenden Gleichungen sind ebenfalls

in der Madison Convention aufgeführt. In MAGALI können nicht die kartesischen

Polarisationsdaten z.B. A_y , A_{xx} und A_{yy} untersucht werden, sondern nur die

sphärischen iT_{11} , T_{20} , T_{21} und T_{22} sowie die sog. Asymmetrien

$As(0^0) = -\frac{1}{2} \cdot (T_{20} + \sqrt{6} \cdot T_{22})$, $As(90^0) = -\frac{1}{2} \cdot (T_{20} - \sqrt{6} \cdot T_{22})$ und

$As(45^0) = -\frac{1}{2} \cdot T_{20}$.

Für die Umrechnung zwischen kartesischen und sphärischen Größen gilt:

1. Vektorpolarisationsdaten

$$A_y = i \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot (T_{11} + T_{1-1}) = i \cdot \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot T_{11} \quad \text{wegen} \quad T_{kq} = (-1)^{k-q} \cdot T_{k-q}$$

$$\underline{\underline{iT_{11} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot A_y = 0.866 \cdot A_y}}$$

2. Tensorpolarisationsdaten

$$A_{xx} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot (T_{22} + T_{2-2}) - \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot T_{20} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (T_{20} - \sqrt{6} \cdot T_{22})$$

$$A_{yy} = -\frac{\sqrt{3}}{2} \cdot (T_{22} + T_{2-2}) - \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot T_{20} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (T_{20} + \sqrt{6} \cdot T_{22})$$

In MAGALI ist $As(0^0) = -\frac{1}{2} \cdot (T_{20} + \sqrt{6} \cdot T_{22})$ und $As(90^0) = -\frac{1}{2} \cdot (T_{20} - \sqrt{6} \cdot T_{22})$.

$$\underline{\underline{\text{Folglich gilt: } As(0^0) = \frac{A_{yy}}{\sqrt{2}} \quad \text{und} \quad As(90^0) = \frac{A_{xx}}{\sqrt{2}} .}}$$

Achtung: Bei (Per 77) ist auf Seite 223 bei ähnlichen Formeln der Faktor $\sqrt{2}$ fehlerhaft!

(Mad 70) The Madison Convention, Proc. Third Int. Symp. on polarization phenomena in nuclear reactions, Madison 1970, eds. H.H. Barshall and W. Haeberli (Univ. of Wisconsin Press, Madison 1971), Seite XXV

(Per 77) G. Perrin et al., Nucl. Phys. A282 (1977) 221

Anhang 6

Formeln zur Berechnung des Volumenintegrals und des mittleren quadratischen Radius von Real- und Imaginärpotential

Das Volumenintegral und der mittlere quadratische Radius des Potentials $U(r)$ sind gegeben durch:

$$J = \int U(r) d\tau = 4\pi \cdot \int U(r) \cdot r^2 dr$$

$$\langle R^2 \rangle = \frac{\int U(r) \cdot r^2 d\tau}{\int U(r) d\tau} = \frac{4\pi}{J} \cdot \int U(r) \cdot r^4 dr .$$

Hat $U(r)$ Woods-Saxon-Form (Volumen-Term) oder die Form der 1. Ableitung der Woods-Saxon-Form (Oberflächen-Term) und sind jeweils V die Tiefe, $R=r_x \cdot A^{1/3}$ der Radius und a die Diffuseness des Potentials, dann gilt bei Vernachlässigung von Korrekturtermen mit Faktor $e^{-(R/a)}$, d.h. wegen $(R/a) \approx 1.4 \cdot A^{1/3}$ für $A \gtrsim 10$:

$$J_{Vol.} = \frac{4\pi}{3} \cdot R^3 \cdot V \cdot \left[1 + \left(\frac{\pi a}{R}\right)^2\right]$$

$$\langle R^2 \rangle_{Vol.} = \frac{R^2}{5} \cdot \left[3 + 7 \cdot \left(\frac{\pi a}{R}\right)^2\right]$$

$$J_{Obfl.} = 16\pi a R^2 V \cdot \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\pi a}{R}\right)^2\right]$$

$$\langle R^2 \rangle_{Obfl.} = R^2 \cdot \frac{\left[1 + \left(\frac{\pi a}{R}\right)^2\right]^2}{1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\pi a}{R}\right)^2} .$$

Diese Formeln sind z.B. auch bei (Rap 79) und (Woy 83) angegeben. Die bei (Per 77) angegebene Formel für $\langle R^2 \rangle_{Obfl.}$ folgt aus der obigen unter der Voraussetzung $(\pi a/R) \lesssim 0.3$. Wegen $(a/r_x) \approx 0.7$ muß dafür $A^{1/3} \gtrsim 4$ gelten. Die Formel von (Per 77) für $\langle R^2 \rangle_{Obfl.}$ gilt also nur für $A \gtrsim 60$!

(Per 77) G. Perrin et al., Nucl. Phys. A282 (1977) 221

(Rap 79) J. Rapaport et al., Nucl. Phys. A330 (1979) 15

(Woy 83) E. Woye et al., Nucl. Phys. A394 (1983) 139

Für das Volumenintegral und den mittleren quadratischen Radius der Potentialterme des in dieser Arbeit verwendeten optischen Potentials (siehe Kapitel IV.1)) gilt dann:

1. Realpotential (Volumen-Term)

$$J_R = \frac{4\pi}{3} R_V^3 \cdot V \cdot \left[1 + \left(\frac{\pi a_V}{R_V}\right)^2\right]$$

$$\langle R_R^2 \rangle = \frac{R_V^2}{5} \cdot \left[3 + 7 \cdot \left(\frac{\pi a_V}{R_V}\right)^2\right] \quad \text{mit } R_V = r_V \cdot A^{1/3}$$

2. Imaginärpotential (Summe aus Volumen- und Oberflächen-Term)

$$J_I = J_I^{\text{Vol.}} + J_I^{\text{Obfl.}}$$

$$= \frac{4\pi}{3} R_W^3 \cdot W_{\text{Vol.}} \cdot \left[1 + \left(\frac{\pi a_W}{R_W}\right)^2\right] + 16\pi R_W^2 \cdot a_W \cdot W_{\text{Obfl.}} \cdot \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\pi a_W}{R_W}\right)^2\right]$$

$$\langle R_I^2 \rangle = \frac{J_I^{\text{Vol.}}}{J_I} \cdot \langle R_I^2 \rangle_{\text{Vol.}} + \frac{J_I^{\text{Obfl.}}}{J_I} \cdot \langle R_I^2 \rangle_{\text{Obfl.}}$$

$$= \frac{J_I^{\text{Vol.}}}{J_I} \cdot \frac{R_W^2}{5} \cdot \left[3 + 7 \left(\frac{\pi a_W}{R_W}\right)^2\right] + \frac{J_I^{\text{Obfl.}}}{J_I} \cdot R_W^2 \cdot \frac{\left[1 + \left(\frac{\pi a_W}{R_W}\right)^2\right]^2}{1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\pi a_W}{R_W}\right)^2}$$

Ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung bzw. der Absorption sind die auf die Anzahl der Nukleonen in Projektil und Targetkern bezogenen Volumenintegrale, bei Deuteronenstreuung also die Größen $J_R/2A$ und $J_I/2A$. Eine Angabe für den mittleren Abstand der Wechselwirkung bzw. der Absorption sind die quadratisch gemittelten Radien (RMS-Radien = root mean square-Radien) $\langle R_R^2 \rangle^{1/2}$ und $\langle R_I^2 \rangle^{1/2}$.

Diese Arbeit ist am Institut für Kernphysik der KFA Jülich auf Anregung und unter der Leitung von Prof. Dr. C. Mayer-Böricke durchgeführt worden. Er hat die Arbeit durch wertvolle Diskussionen und sein ständiges Interesse vielfältig gefördert, wofür ich ihm herzlich danke. Mein besonderer Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. F. Hinterberger, der nach dem Ausscheiden von Herrn Prof. Dr. C. Mayer-Böricke das Referat übernahm. Bei Herrn Prof. Dr. J. Speth bedanke ich mich für die Übernahme des Korreferates.

Den Herren Dr. M. Rogge und Dr. P. Turek danke ich ganz herzlich für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente und für zahlreiche wertvolle Diskussionen.

Den Herren Dr. C. Alderliesten (Fysisch Laboratorium der Rijksuniversiteit Utrecht, Niederlande), Dr. H. Machner, Dr. W. Oelert und Dr. P. Turek bin ich sehr dankbar für die kritische Durchsicht des Manuskripts, für klärende Diskussionen und viele nützliche Hinweise. Zu Dank verpflichtet bin ich auch Herrn Dr. F. Osterfeld für wertvolle Anregungen und die kritische Durchsicht der theoretischen Kapitel dieser Arbeit.

Besonders bedanken möchte ich mich bei den Herren Dipl.-Phys. D. Protić und Dr. G. Riepe vom Halbleiterlabor des Instituts für die Bereitstellung der Ge(Li)-Detektoren, sowie für zahlreiche Diskussionen und Hinweise. Die von ihnen und ihren Mitarbeitern hergestellten Detektoren haben es erst ermöglicht, die Daten mit der notwendigen Qualität zu messen. Ich danke deshalb auch den anderen Damen und Herren des Halbleiterlabors. Für die Herstellung der Targets sei Herrn J. Pfeiffer besonders gedankt. Den Mitarbeitern der Zyklotrongruppe, die oftmals viel Mühe für die Bereitstellung des Deuteronenstrahls aufwenden mußten, möchte ich ebenfalls meinen Dank aussprechen.

Nicht zuletzt gilt mein herzlicher Dank Frau A. Dohmen für ihre Geduld und Sorgfalt bei der Reinschrift des Manuskriptes und Herrn H.W. Pohl für die sorgfältige Anfertigung der Zeichnungen.

