



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG
Institut für Kernphysik

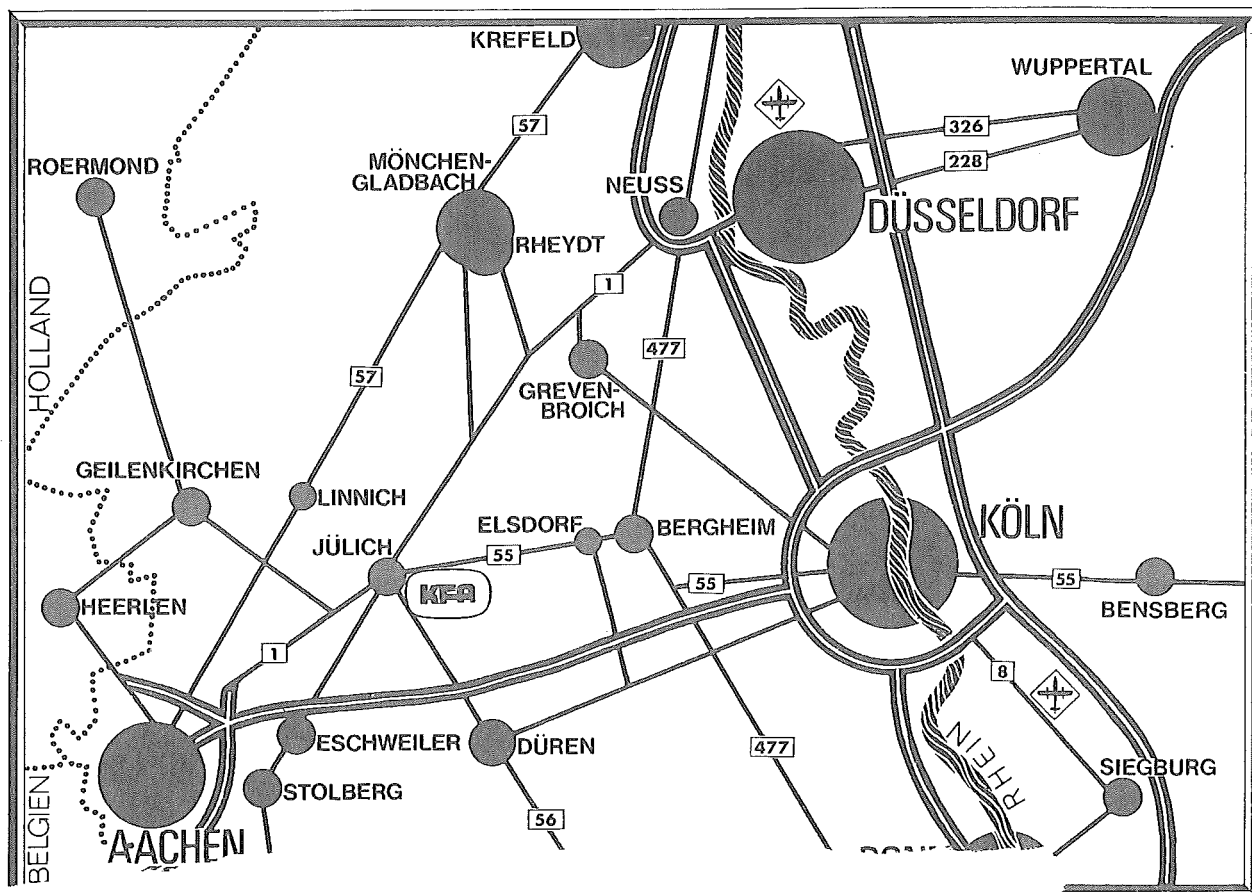
**Multipol-Riesenresonanzen als
Doorway-Zustände in unelastischer
Protonenstreuung**

von

R. Sprickmann

Jül - 1137 - KP
November 1974

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1137

Institut für Kernphysik Jülich - 1137 - KP

Dok.: Multipole Giant Resonance - Doorway State
 Doorway State - Multipole Giant Resonance
 Inelastic Proton Scattering

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
 Jülich, Bundesrepublik Deutschland

**Multipol-Riesenresonanzen als
Doorway-Zustände in unelastischer
Protonenstreuung**

von

R. Sprickmann

D 5 (Diss. Uni. Bonn)

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Einleitung	1
2. Der Formalismus	10
2.1 Die Feshbach-Theorie	10
2.2 Die Distorted-Wave-Näherung und die Darstellung der Greensfunktion	19
2.2.1 Die Distorted-Wave-Näherung	19
2.2.2 Der Einstufenmechanismus	20
2.2.3 Die Kopplung zwischen P- und d-Raum und der Zweistufenmechanismus	21
2.2.4 Die Darstellung der Greensfunktion: starke Kopplung - schwache Kopplung	29
2.2.5 Die Darstellung der Greensfunktion: Jensen-Steinwedel-, Goldhaber-Teller und Modell der Oberflächenschwingungen	31
2.2.6 Zur Behandlung von isolierten und überlappenden Resonanzen: closure approximation	32
2.2.7 Zur Antisymmetrisierung zwischen Teilchen und Core: makroskopische und mikroskopische Beschreibung des Cores	34
2.2.8 Zum Zerfall des intermediären Systems: escape width und spreading width	36
2.2.9 Andere Behandlungen des Systems: Projektil, Valenznukleon, Core	
2.3 Summenregeln und Zweistufenmechanismus	38
2.4 Einige Bemerkungen zu T-Matrix, spektroskopischen Faktoren, differentielltem Wirkungsquerschnitt und spinabhängigen Meßgrößen	43
2.5 Vergleich mit anderen Untersuchungsmethoden für Riesenresonanzen	48
2.6 Vergleich mit anderen Mehrstufenprozessen	51

3.	Die Rechnungen zu ^{12}C	56
3.1	Der elastische Kanal (optische Modell-Analyse)	56
3.2	Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung	62
3.3	Spektroskopie der 1^+ -Endzustände	63
3.4	Bestimmung der Kopplungskonstanten für den Zweistufenmechanismus	65
4.	Intermediäre Strukturen in ^{12}C - Ergebnisse und Diskussion	67
4.1	Der elastische Kanal	67
4.2	Andere Kanäle	69
4.3	Die $0^+ \rightarrow 1^+$ -Übergänge	71
4.3.1	Die Stärkeverteilung der Kopplungskonstanten	71
4.3.2	Versuch einer Abschätzung der Kopplungs- konstanten mit der Summenregel	79
4.3.3	Diskussion der Schwierigkeiten bei der Analyse	82
5.	Zusammenfassung	85
Anhang A	Zur Beziehung zwischen S- und T-Matrix	87
Anhang B	Die Gell-Mann, Goldberger-Transformation	90
Anhang C	Die Umschreibung der Greensfunktion	93
	Literaturverzeichnis	96
	Tabellenbeschreibung und Tabellen	
	Figurenbeschreibung und Figuren	

V O R W O R T

Mein besonderer Dank gilt den Herren Prof. Dr. A. Fäßler und Dr. H.V. von Geramb. Ihnen danke ich für die Anregung zum Thema der vorliegenden Arbeit und ihre wohlwollende Unterstützung bei der Durchführung. Allen Mitarbeitern der theoretischen Abteilung des Instituts für Kernphysik der Kernforschungsanlage Jülich, besonders aber Herrn Prof. Dr. K.A. Amos, schulde ich Dank für klärende Hinweise und hilfreiche Diskussionen. Den Herren Prof. Dr. C. Mayer-Böricke, Dr. D. Ingham, Dr. K.T. Knöpfle und Dr. M. Rogge von der experimentellen Abteilung danke ich für die Bereitstellung der untersuchten Meßdaten. Eine wesentliche Voraussetzung für die Durchführung der Rechnungen zu dieser Arbeit war ferner die hervorragende Arbeit des Rechenzentrums der Kernforschungsanlage. Mein herzlicher Dank gilt außerdem Fräulein M. Heese für die Geduld und Sorgfalt bei der Zusammenstellung des Manuskriptes.

1. EINLEITUNG

Die Distorted-Wave-Theorie ist seit vielen Jahren eine sehr erfolgreiche Methode bei der Analyse direkter Kernreaktionen¹⁾. Besonders für inelastische Nukleonenstreuung sind große Fortschritte gemacht worden, den Streuprozess mikroskopisch, mit Hilfe einer effektiven Zweiteilchenwechselwirkung zwischen dem Projektil und allen Targetnukleonen, zu verstehen¹⁻¹¹⁾. In einem Einstufenmechanismus, über eine einmalige Wechselwirkung des einlaufenden Nukleons mit einigen wenigen aktiven Valenznukleonen, geht das Targetsystem aus dem Grundzustand in den für die Reaktionszeit langlebigen Endzustand über. Die im Gegensatz zu den Valenznukleonen inaktiven restlichen Nukleonen bilden das Core. Es ergibt sich jetzt prinzipiell die Möglichkeit, durch geeignet gewählte Übergänge die Struktur der Targetwellenfunktionen und die effektive Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zu bestimmen. Daneben muß untersucht werden, inwieweit andere, komplexere Reaktionsmechanismen eine Rolle spielen können. Der Vorteil von Protonen als Projektil gegenüber komplexeren Systemen ist dabei, daß die einlaufenden Nukleonen nicht stark absorbiert werden und damit auch im Kerninnern eine empfindliche Sonde sind. Zum anderen ist die numerische Analyse nicht so kompliziert wie bei zusammengesetzten Teilchen. Die innere Wellenfunktion des Projektils ist einfach, es kann als Punktteilchen behandelt werden, und innere Anregungen sind zu vernachlässigen. Damit ist eine größere Klarheit in der physikalischen Interpretation der Streuexperimente möglich.

Bei der Analyse geht man von der Philosophie einer zustandsunabhängigen, nur sanft von der Energie abhängigen Standardkraft

aus. Sie reproduziert das Niederenergieverhalten der freien Nukleon-Nukleon-Streuung. Diese Kraft ist effektiv, weil sie bereits wegen des "hard core" der freien Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung renormiert ist und die daraus resultierenden kurzreichweitigen Korrelationen berücksichtigt. Nicht eingeschlossen sind Renormierungen, die sich aus einer Beschränkung des Hilbertraums ergeben. Die Wellenfunktionen sollten deshalb durch Diagonalisierung in einem genügend großen Hilbertraum berechnet sein.

Dieses Problem der Basis erweist sich jedoch als sehr schwierig. Für normale Paritätsübergänge erhält man mit dem Einstufenmechanismus berechnete Streuquerschnitte, die nicht selten um den Faktor 10 kleiner als die experimentellen Werte sind. Diese Diskrepanz läßt sich aber durch die Berücksichtigung einer Renormierung klären, die man als direkten Core-Polarisationsmechanismus^{7,10,11)} bezeichnet. Er ist mit der effektiven Ladung korreliert, die man zur Beschreibung von elektrischen Multipolübergängen benötigt¹⁰⁾.

Bei nichtnormalen Paritätsübergängen, auf die wir in dieser Arbeit das Hauptaugenmerk legen wollen, findet man eine andere Situation vor. Der direkte Core-Polarisationsprozeß liefert keinen Beitrag. Solche Zustände sind außerdem nicht so kollektiv wie normale Paritätszustände, so daß dieses Problem der Hilbertraumbeschränkung bei der Berechnung der Wellenfunktionen eine geringere Rolle spielt. Man sollte also vermuten, daß das einfache Bild einer Einstufenreaktion ohne die Notwendigkeit einer Renormierung in diesem Falle verwirklicht ist. In Analysen stellt sich jedoch heraus, daß man, um die Größenordnung der experimentellen Wirkungsquerschnitte reproduzieren zu können, Stärken für die Zentralkraft benötigt, die

stark in Abhängigkeit von der Protoneneinschußenergie und von der Massenzahl des Targets fluktuieren¹²⁾. Das setzt natürlich voraus, daß die in die Rechnungen eingehenden Wellenfunktionen in einem hinreichend großen Hilbertraum diagonalisiert sind und daß diese Renormierungen nicht auf Unzulänglichkeiten in der Beschreibung der Wellenfunktionen, sondern auf andere Ursachen zurückzuführen sind. Diese Stärkevariationen sind inkonsistent mit der Vorstellung einer festen Standardkraft. Eine Erklärung läßt sich auch nicht finden, wenn man die nichtzentralen Wechselwirkungskomponenten berücksichtigt und zwischen Projektil und Targetnukleonen exakt antisymmetrisiert¹³⁾. Wir haben damit ein erstes Anzeichen auf zusätzliche Effekte gefunden, deren Einfluß bisher noch nicht in die Analysen eingeschlossen worden ist.

Neben diesen Stärkediskrepanzen findet sich ein zweiter Hinweis in der Form der Wirkungsquerschnitte für die Spinflipübergänge. Bei leichten Kernen wie ^{12}C und ^{16}O werden im Experiment anomale Strukturen für rückwärtige Streuwinkel^{12,14-20)} beobachtet, die im Bereich mittlerer Einschußenergien stark mit der Projektilenergie variieren^{12,17,19,20)}. Dieses Phänomen ist im Rahmen einer Einstufen-DWBA, wie sie oben beschrieben wurde, auch mit Variation der Potentialstärken nicht erklärbar¹²⁾.

Ähnliche Abweichungen bei der Analyse findet man auch bei (p,n)-Reaktionen²¹⁻²³⁾ und inelastischer Protonenstreuung zu angeregten O^+ -Zuständen^{19,24-26)}. Weniger ausgeprägt tritt diese Erscheinung auch bei anderen normalen Paritätsübergängen auf^{12,19)}.

Diese Effekte resultieren nicht aus Mehrstufenanregungen über niedrigliegende kollektive Zustände des Targetkerns, denn Coupled-

Channel-Rechnungen²⁷⁾, die das berücksichtigen, versagen in allen Fällen bei der Erklärung.

Diese Diskrepanzen sind dann besonders gut zu beobachten, wenn für den Übergang der konventionelle Einstufenmechanismus durch die Stärke des Wechselwirkungspotentials stark restringiert ist, weil die spin- bzw. isospinabhängige Komponente schwächer als der Wigner-term ist. In solchen Fällen spielt ein anderer zusätzlicher Reaktionsmechanismus eine dominante Rolle.

In der vorliegenden Arbeit wird - in Übereinstimmung mit Ref. 13) - dieser zusätzliche Beitrag zur Streuamplitude als Zweistufen-austauschmechanismus identifiziert. Das einlaufende Projektil wechselwirkt mit dem im Anfangs- und Endzustand als inert angenommenen Rumpf, wird dabei eingefangen und regt den Rumpf an. Durch diese Wechselwirkung wird ein intermediärer Zustand gebildet, der mikroskopisch gesehen eine 2-Teilchen-1-Loch-($2p-1h$) Anregung ist. Er ist der einfachste, mit einer einmaligen Wechselwirkung gebildete intermediäre Zustand. Solche Anregungen sind Doorwayzustände²⁸⁻³⁰⁾. Das intermediäre System kann dann über eine zweite Wechselwirkung einerseits unter Emission eines Valenznukleons in den beobachteten Ausgangskanal zerfallen, andererseits aber auch in komplexere $3p-2h$ -Zustände oder auch andere offene Kanäle.

Besonders erwähnenswert für diesen Zweistufenreaktionsmechanismus sind zwei Tatsachen. Werden Doorwayzustände mit einer bestimmten Parität gebildet, so ist die resultierende Winkelverteilung für den Prozeß symmetrisch um 90° . Das folgt aus der Paritätserhaltung der Kernkräfte³¹⁾. Diese Symmetrie bewirkt nun, daß insbesondere für rückwärtige Streuwinkel dieser Mechanismus beobachtet wird, da der

normale Einstufenmechanismus aufgrund seiner Diffraktionsstruktur in diesem Winkelbereich stark abfällt. In manchen Fällen ist es aber auch möglich, daß der Wirkungsquerschnitt im gesamten Streuwinkelbereich vom Zweistufenmechanismus dominiert wird.

Ein weiteres Merkmal dieses Zweistufenprozesses ist seine starke Energieabhängigkeit. Diese hat Resonanzcharakter und bewirkt, daß nur solche Zwischenzustände, deren Anregungsenergie mit der Projektilenergie vergleichbar sind, den Wirkungsquerschnitt merkbar beeinflussen können.

Diese Ausführungen, die zur Berücksichtigung dieses Zweistufenprozesses geführt haben, treten bei leichten Kernen bei Projektilenergien $E_p < 50$ MeV auf. Aufgrund der Resonanzbedingung bedeutet das, daß nur intermediäre Zustände in diesem Energiebereich wichtig werden, da bei noch höheren Energien der Zerfall in andere komplexere Kanäle bevorzugt ist. Damit können also nur hochangeregte quasi-gebundene $(A+1)$ -Nukleonensysteme zur Renormalisierung der Wechselwirkung mit Hilfe dieses Zweistufenresonanzmechanismus beitragen. Diese hochangeregten Rumpfstände von kollektiver $1p-1h$ -Struktur werden mit Riesenresonanzen identifiziert^{13,31)}.

Riesenresonanzen sind dominierend kollektive Superpositionen von $1p-1h$ -Anregungen, die die Grobstruktur der Resonanz erklären. Die Feinstruktur wird durch Mehrteilchen-Mehrloch-Komponenten erzeugt. - Derartige mikroskopische Anregungen können in einem einfachen makroskopisch-phänomenologischen Modell aufgefaßt werden als Polarisationschwingungen der Protonen und Neutronen in Phase ($T=0$) oder Gegenphase ($T=1$). Das Goldhaber-Teller-Modell³²⁾ nimmt dabei an, daß eine starre Neutronen- und Protonenkugel gegeneinander-

schwingen, wobei der Schwerpunkt in Ruhe bleibt. Im Jensen-Steinwedel-Modell³³⁾ oszillieren die Protonen- und Neutronenflüssigkeiten innerhalb einer Kugel relativ zueinander, wobei aber die Gesamtdichte konstant bleibt. Diese Modelle liefern eine einfache Vorschrift für die Teilchen-Core-Kopplung³⁴⁾. Sie entspricht genau der Kopplung eines Teilchens an eine Oberflächenvibration des Cores³⁵⁾. Wir werden deshalb die intermediär auftretenden Riesenresonanzen durch solche Oberflächenvibrationen beschreiben.

Die vorliegende Analyse geht davon aus, daß die effektive Wechselwirkung und die Targetspektroskopie bekannt sind, so daß der konventionelle Einstufenmechanismus parameterfrei berechnet werden kann und vollkommen festgelegt ist. Diese Vorstellung ist dadurch begründet, daß dieser einmal festgelegte Einstufenprozeß die Reaktion im höherenergetischen Bereich sehr gut beschreibt - dort also, wo die Niveaudichte so hoch ist, daß Resonanzeffekte von intermediären Strukturen keinen Einfluß mehr besitzen.

Wie im zweiten Kapitel gezeigt wird, kann das Matricelement für die Zweistufenanregung in zwei Anteile aufgespalten werden. Der erste enthält die Drehimpulsalgebra und variiert nur schwach mit der Energie. Der zweite Anteil, die Kopplungskonstante, hängt stark von der Einschußenergie ab und läßt sich für jede Multipolarität als komplexe Größe schreiben. Der Imaginärteil resultiert aus dem Zerfall des Doorwayzustandes. Die Kopplungskonstante enthält die gesamte Information über Lage, Breite und Kollektivität der intermediären Resonanz, über die wir a priori keine Aussagen machen können. Die Kopplungskonstante ist folglich der einzige freie Parameter unserer Analysen. Er wird durch die Anpassung an das

Experiment bestimmt. Es ergibt sich damit die Möglichkeit einer Spektroskopie solcher Anregungen.

Solche Untersuchungen der Riesenresonanzen sind bereits mit großem Erfolg bei der inelastischen Anregung des 2^- -Zustandes ($Q = -8.88$ MeV) in ^{16}O durchgeführt worden¹³⁾. Neben einem kollektiven 1^- T=1-Zustand, dessen Lage mit der seit langem bekannten Dipolriesenresonanz übereinstimmt, wurden auch Resonanzen der Multipolaritäten 2, 3 und 4 gefunden. Unser Ergebnis für den E2-Zustand wird durch ein Experiment mit polarisierten Protonen bestätigt³⁶⁾, bei dem die Quadrupolriesenresonanz über die Reaktion $^{15}\text{N}(\vec{p}, \gamma_0)^{16}\text{O}$ direkt angeregt wird.

Außer für Spinflipübergänge ist die Bedeutung dieses Zweistufenprozesses auch schon für (p,n)-Reaktionen³⁷⁻³⁹⁾ an ^{13}C , ^{15}N , ^{17}O und ^{27}Al und für Monopolübergänge^{40,41)} in ^{90}Zr und ^{58}Ni aufgezeigt worden.

Aufgabe dieser Arbeit soll es sein, den Einfluß dieser hochangeregten Zwischenzustände bei elastischer und inelastischer Protonenstreuung an ^{12}C systematisch zu studieren. Anomalien sind - da es sich um intermediäre Effekte handelt - in allen Kanälen zu beobachten. Aufgrund ihrer mikroskopischen Struktur und ihrer schwachen Anregung sind jedoch die beiden Spinflipübergänge zum 1^+ T=0 ($Q = -12.71$ MeV) und 1^+ T=1 ($Q = -15.11$ MeV) für eine Analyse im Rahmen unseres Formalismus besonders geeignet. Die oben erwähnten interessanten rückwärtigen Strukturen, die in der Winkelverteilung bei der Anregung solcher Zustände auftreten, sind experimentell schon sehr früh beobachtet worden¹⁴⁻¹⁸⁾, konnten aber bisher noch nicht erklärt werden^{8,17,18,42-44)}.

In vorläufigen Rechnungen⁴⁵⁾ ist für einige Protonenenergien gezeigt worden, daß der Zweistufenaustauschmechanismus die oben genannten Schwierigkeiten zufriedenstellend erklären kann. Diese Arbeit beschäftigt sich nun detailliert mit der Untersuchung dieses Resonanzmechanismus und den damit verbundenen intermediären Strukturen. Dazu werden experimentelle Daten analysiert, die am Jülicher Zyklotron im Energiebereich von 22 bis 45 MeV in 2-MeV-Intervallen gemessen wurden¹⁹⁾.

Im zweiten Kapitel soll die zur Analyse benutzte Methode, die vom Feshbach'schen Projektionsoperatorformalismus²⁸⁻³⁰⁾ ausgeht, beschrieben, in ihren Näherungen ausführlich diskutiert und gegen andere Renormalisierungen der Wechselwirkung abgegrenzt werden. Außerdem sollen Vor- und Nachteile unserer Methode zur Untersuchung von Riesenresonanzen gegenüber anderen Verfahren diskutiert werden. Die Beziehung der aus dem Experiment bestimmten Kopplungskonstanten zu Summenregeln⁴⁶⁾ wird aufgezeigt.

Das dritte Kapitel behandelt die Rechnungen am ^{12}C , die Beschreibung des elastischen Kanals, die effektive Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, die Spektroskopie der beiden 1^+ -Niveaus und die Methode zur Bestimmung der Kopplungskonstanten für den Resonanzmechanismus.

Das vierte Kapitel beschreibt die Ergebnisse, Anregungsfunktionen auch anderer Kanäle, die Analysen der differentiellen Wirkungsquerschnitte, die Stärkeverteilungen der Kopplungsparameter und Aussagen über den Isospincharakter der intermediären Zustände.

Den Schluß bilden eine Zusammenfassung, ein Anhang, das Literaturverzeichnis, Tabellen und Figuren.

2. DER FORMALISMUS

2.1 DIE FESHBACH-THEORIE

Der Feshbach'sche Projektionsformalismus²⁸⁻³⁰⁾ ist ursprünglich entwickelt worden, um den wechselseitigen Einfluß von direktem und Compoundkern-Anteil bei einer Reaktion zu studieren. Mit Hilfe dieser Methode konnte das phänomenologische optische Potential mit seinem Real- und Imaginärteil und seiner Energieabhängigkeit theoretisch fundiert werden. Andererseits ist ein solcher Formalismus dazu prädestiniert, intermediäre Resonanzen in niederenergetischer Nukleon-Kern-Streuung zu erklären. Solche Resonanzen lassen auf die starke Konkurrenz von direkten und Compoundfreiheitsgraden schließen³⁰⁾. Anwendungen dieses Formalismus in Arbeiten von Leung und Lovas liefern für elastische Neutronenstreuung an ^{12}C unterhalb der ersten inelastischen Schwelle eine gute Beschreibung des Experiments^{47,48)}.

Diese Arbeit zeigt, daß auch für mittelergetische Protonenstreuung, die dominant als direkte Reaktion (Ref. 1, Kap. 2) ablaufen sollte, intermediär quasigebundene Zustände des $(A+1)$ -Nukleonensystems eine Rolle spielen.

Zur Ableitung der Übergangsamplitude, die in einen Einstufen-Valenz-Prozeß und einen Zweistufen-Resonanz-Prozeß aufspaltet¹³⁾, gehen wir von einem Targetkern aus, dessen A -Nukleonen die Indices 1 bis A tragen sollen. Das Projektil hat den Index 0. Die exakte T -Matrix^{*}, die die inelastische Streuung des Projektils am Target

* Der Zusammenhang zwischen Übergangsmatrix T und Streumatrix S wird im Anhang gezeigt.

beschreibt, hat dann nach Anwendung der Gell-Mann, Goldberger-Transformation¹⁵⁰⁾, die im Anhang abgeleitet wird, die Form

$$T_{if} = \langle \chi_f^-(0) \phi_f(1 \dots A) | V_f - U | \psi^+ \rangle \quad (1)$$

ψ^+ ist die exakte Streulösung. Sie gehorcht der Schrödinger-gleichung

$$(E - H)\psi^+ = 0, \quad (2)$$

wobei H der volle mikroskopische Hamiltonoperator

$$H = t_0 + \sum_{i=1}^A V(o,i) + \sum_{i=1}^A t_i + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^A V(i,j) \quad (3)$$

ist. $\chi_f^- \phi_f$ ist Lösung des Hamiltonoperators

$$H_0 = t_0 + U_0 + \sum_{i=1}^A (t_i + U_i) + \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^A V(i,j) - \sum_{i=1}^A U_i \right\} \quad (4)$$

Das bedeutet, wir erzeugen unsere Targetzustände durch Diagonalisierung von $H_0 - t_0 - U_0$ in einem beschränkten Schalenmodellunterraum der gebundenen Konfigurationen. Das auslaufende Proton $\chi_f^-(0)$ wird als Streulösung am komplexen optischen Potential beschrieben. Die Randbedingungen für asymptotisch einlaufende oder auslaufende Streuwellen sind durch die Indices "+" oder "-" angedeutet worden. Die in diesem Raum verbleibende Restwechselwirkung ist

$$V_f - U = \sum_{i=1}^A V(o,i) - U_0 \quad (5)$$

Diese Wahl des Hamiltonoperators H_0 hat den Vorteil, daß die Kanalwellenfunktion $\chi_j^\pm \phi_j$ als Eigenzustände zu H_0 die richtige Asymptotik besitzen. Die "Vordiagonalisierung" der Targetzustände führt in der Schalenmodellbehandlung⁵⁴⁾ von Kernreaktionen dazu, daß die zur Lösung der exakten Streufunktion ψ^+ benötigte Lippmann-Schwinger-Gleichung keine Divergenzen enthält.

Die Lösung des exakten Streuproblems ist unmöglich. Es ist also notwendig, geeignete Approximationen für die vollständige Streulösung ψ^+ zu finden. Gleichzeitig sollen dabei die dominierenden Reaktionsmechanismen klassifiziert werden. Wir führen deshalb die Projektionsoperatoren P , d und q ein, die den Hilbertraum in drei orthogonale Unterräume aufspalten. Der P -Raum enthalte alle direkten Reaktionskanäle. Der d -Raum enthalte die quasigebundenen virtuellen Anregungen von $2p-1h$ -Charakter, die Doorwayzustände. Wir werden sie später mit der Anregung von Riesenresonanzen im Targettrumpf identifizieren. Im q -Raum liegen alle komplizierten Anregungen unseres Streusystems, die nicht direkt, sondern nur über einen Doorwayzustand an den P -Raum koppeln können. Wir wollen noch den Projektionsoperator Q als Summe von d und q definieren und können dann die Eigenschaften dieser Operatoren zusammenfassend als

$$\begin{array}{l|l}
 P \cdot P = P & P \cdot d = d \cdot P = 0 \\
 d \cdot d = d & P \cdot q = q \cdot P = 0 \\
 q \cdot q = q & d \cdot q = q \cdot d = 0 \\
 P + d + q = 1 &
 \end{array} \quad (6a)$$

und

$$\begin{array}{l|l} d + q = Q & Q \cdot Q = 0 \\ P + Q = 1 & P \cdot Q = Q \cdot P = 0 \end{array} \quad (6a)$$

schreiben. Wir verwenden die Abkürzungen $H_{PP} = PHP$, $H_{Pd} = PHd$ usw. und erhalten für die Kopplungen der einzelnen Unterräume:

$$\begin{array}{l|l} H_{Pd} = 0 & H_{PQ} = H_{Pd} \\ H_{dq} = 0 & H_{QP} = H_{dP} \\ H_{Pq} = 0 & \end{array} \quad (6b)$$

Mit unserer Definition der Projektionsoperatoren beschreibt der Hamiltonoperator H_0 in Gl. (4) den P-Raum, wenn wir uns auf ein Teilchen im Kontinuum beschränken. $P(V_f - U)P = \sum V(o,i) - U_0$ ist die Restwechselwirkung, die die P-Raum-Zustände miteinander koppelt. Die vollständige Restwechselwirkung enthält aber außerdem noch jene Anteile der Wechselwirkung zwischen den Targetnukleonen, welche aus dem beschränkten Schalenmodellraum P in den Q-Raum führen. Gl. (5) modifiziert sich deshalb zu

$$\begin{aligned} V_f - U &= P \left\{ \sum_{i=1}^A V(o,i) - U_0 \right\} P \\ &+ P \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=0 \\ i \neq j}}^A V(i,j) - \sum_{i=0}^A U_i \right\} Q \\ &+ Q \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=0 \\ i \neq j}}^A V(i,j) - \sum_{i=0}^A U_i \right\} P \\ &+ Q(V_f - U)Q. \end{aligned} \quad (5)$$

Aufgrund der beiden Projektionsoperatoren P und Q läßt sich nun die Schrödingergleichung (2)

$$(E - H)\Psi^+ = (E - H) (P + Q)\Psi^+ = 0 \quad (7)$$

durch Multiplikation mit P bzw. Q von links in ein System zweier gekoppelter Gleichungen

$$(E - H_{PP})P\Psi^+ = H_{Pd} Q\Psi^+ \quad (8a)$$

$$(E - H_{QQ})Q\Psi^+ = H_{dP} P\Psi^+ \quad (8b)$$

überführen. Aus (8) läßt sich eine formale Lösung für $Q\Psi^+$ finden:

$$Q\Psi^+ = (E^+ - H_{QQ} - H_{dP} (E^+ - H_{PP})^{-1} H_{Pd})^{-1} H_{dP} P\chi_P^+ \quad (9)$$

Dabei ist $P\chi_P^+$ die Lösung der zu Gl. (8a) gehörenden homogenen Gleichung

$$(E - H_{PP})P\chi_P^+ = 0 \quad (10a)$$

Zu der Gleichung

$$(E - H_{QQ} - H_{dP} (E^+ - H_{PP})^{-1} H_{Pd}) Q\chi_Q^+ = 0 \quad (10b)$$

existiert keine Lösung, die den Teilchenfluß erhält, weil der Eingangskanal im P-Raum liegt. Aus diesem Grunde ist die Lösung der inhomogenen Gleichung (9) bereits die vollständige Lösung für $Q\Psi^+$.

Als Randbedingung enthält $Q\Psi^+$ nur auslaufende Kugelwellen (im Q-Raum), während χ_P^+ bzw. $P\Psi^+$ neben den auslaufenden Kugelwellen im P-Raum noch zusätzlich die einlaufende ebene Welle enthalten.

Setzt man nun Gl. (9) in Gl. (1) ein, so erhält man

$$T_{if} = \langle \chi_f^-(0) \phi_f | P(V_f - U) P | \Psi^+ \rangle + \langle \chi_f^-(0) \phi_f | P(V_f - U) d \cdot G^+ H_{dP} | P \chi_P^+ \rangle \quad (11)$$

Dabei ist die Greensfunktion G^+ , die die einlaufende Welle im Q-Raum propagiert, als

$$G^+ = (E^+ - H_{QQ} - H_{dP} (E^+ - H_{PP})^{-1} H_{Pd})^{-1} \quad (12)$$

definiert.

Die T-Matrix (11) läßt sich also formal auf ganz natürliche Weise in einen Einstufen-Mechanismus und einen Zweistufen-Mechanismus aufspalten. Abgesehen davon, in welchem Raum der Eingangskanal liegt - das beeinflußt die Randbedingungen (9) und (10a) - und außer der Einschränkung $H_{PQ} = 0$ waren dabei keine weitergehenden Annahmen notwendig.

Wir wollen jetzt die Greensfunktion Gl. (12) ausführlicher behandeln. Dabei gehen wir vom Q-Raum-Hamiltonoperator H_{QQ} aus, der sich wegen der Projektionsoperatoreigenschaften Gl. (6a) als

$$H_{QQ} = H_{dd} + H_{dq} + H_{qd} + H_{dd} \quad (13a)$$

schreiben läßt. Dabei bezieht sich H_{dd} allein auf die Doorway-zustände und H_{qq} auf die komplexeren Zustände. H_{qd} und H_{dq} bilden die gegenseitige Kopplung. Das ermöglicht die Ableitung der Identität (siehe Anhang)

$$\begin{aligned} G^+ &= dG^+d = (E^+ - H_{QQ} - W^\dagger)^{-1} \\ &= d(E^+ - H_{dd} - W^\dagger - W^\dagger)^{-1}d \end{aligned} \quad (13b)$$

Die Greensfunktion propagiert also das Streusystem über gewisse Doorwayzustände, die durch H_{dd} beschrieben werden. Dabei wird der Zerfall dieser intermediären Zustände zurück in den P-Raum durch

$$W^\dagger = H_{dP} (E^+ - H_{PP})^{-1} H_{Pd} \quad (13c)$$

und der Zerfall in die komplizierten q-Raum-Anregungen durch

$$W^\dagger = H_{dq} (E^+ - H_{qq})^{-1} H_{qd} \quad (13d)$$

berücksichtigt.

Der Vollständigkeit halber erwähnen wir, daß in Analogie zu Gl. (9), die sich als

$$(E - H_{QQ} - H_{dP}(E^+ - H_{PP})^{-1} H_{Pd})Q\Psi^+ = H_{dP} P\chi_P^+ \quad (14a)$$

schreiben läßt, der P-Raum-Anteil von Ψ^+ eine Lösung der Schrödingergleichung

$$(E - H_{PP} - H_{Pd}(E - H_{QQ})^{-1} H_{dP})P\Psi^+ = 0 \quad (14b)$$

ist. Damit sind die beiden Gleichungen (8) formal entkoppelt.

Da eine exakte Behandlung aller direkten Reaktionskanäle bei der Berechnung von $P\Psi^+$ bzw. $P\chi_P^+$ unmöglich ist, müssen wir geeignete Approximationen einführen. Der Unterraum P wird in zwei orthogonale Unterräume P_1 und P_2 aufgespalten. P_1 enthalte alle die direkten Reaktionskanäle, die für den beobachteten Übergang wichtig sind und deshalb exakt behandelt werden. Das ist mindestens der Eingangskanal. In P_2 liegen die übrigen direkten Kanäle, deren Einfluß nur im Mittel berücksichtigt wird. Analog zum obigen Formalismus erhält man dann ausgehend von den Gleichungen (10a) und (14b) die Schrödingergleichungen

$$(E - H_{P_1 P_1} - H_{P_1 P_2} (E^+ - H_{P_2 P_2})^{-1} H_{P_2 P_1}) P_1 \chi_P^+ = 0 \quad (15a)$$

$$(E - H_{P_1 P_1} - \mathcal{V}_{11} - (H_{P_1 P_2} + \mathcal{V}_{12}) (E^+ - H_{P_2 P_2} - \mathcal{V}_{22})^{-1} (H_{P_2 P_1} + \mathcal{V}_{21})) P_1 \Psi^+ = 0 \quad (15b)$$

$$(H_{P_2 P_1} + \mathcal{V}_{21}) P_1 \Psi^+ = 0$$

mit der Abkürzung

$$\mathcal{V}_{ij} = H_{P_i d} (E - H_{QQ})^{-1} H_{d P_j} \quad (16)$$

Wir wollen Gl. (15b) noch etwas umschreiben und benutzen dazu die Identität (C.10). Nach einigem Umordnen ergibt sich

$$\begin{aligned}
 & \left[E - H_{P_1 P_1} - H_{P_1 P_2} (E^+ - H_{P_2 P_2})^{-1} H_{P_2 P_1} \right] P_1 \Psi^+ \\
 & + \left[-\mathcal{V}_{11} - \mathcal{V}_{12} (E^+ - H_{P_2 P_2})^{-1} (H_{P_2 P_1} + \mathcal{V}_{21}) - H_{P_1 P_2} (E^+ - H_{P_2 P_2})^{-1} \mathcal{V}_{21} \right. \\
 & \left. - (H_{P_1 P_2} + \mathcal{V}_{12}) \frac{1}{E^+ - H_{P_2 P_2}} H_{P_2 d} \frac{1}{E^+ - H_{QQ} - H_{dP_2} (E^+ - H_{P_2 P_2})^{-1} H_{P_2 d}} H_{dP_2}^* \right. \\
 & \left. \frac{1}{E^+ - H_{P_2 P_2}} (H_{P_2 P_1} + \mathcal{V}_{21}) \right] P_1 \Psi^+ = 0 \quad (15b')
 \end{aligned}$$

Sowohl $P_1 \chi_P^+$ als auch $P_1 \Psi^+$ sind also Lösungen einer Schrödinger-Gleichung mit komplexem Potential. Gl. (15a) berücksichtigt dabei in dem aus $H_{P_1 P_2} (E^+ - H_{P_2 P_2})^{-1} H_{P_2 P_1}$ resultierenden Imaginärteil nur den Einfluß der direkten Reaktionskanäle in P_2 , während in Gl. (15b') der Imaginärteil aufgrund der Wechselwirkung $\mathcal{V} = H_{Pd} (E - H_{QQ})^{-1} \cdot H_{dP}$ auch den Teilchenzahlverlust in komplizierte Q-Raum-Kanäle beschreibt. Im Falle, daß der d-Raum zu vernachlässigen ist, sind beide Gleichungen identisch und es gilt $P \Psi^+ = P \chi_P^+$ §). Beide Hamiltonoperatoren in Gl. (15) besitzen als führenden Term den Ausdruck $H_{P_1 P_1} + H_{P_1 P_2} (E^+ - H_{P_2 P_2})^{-1} H_{P_2 P_1}$, so daß es gerechtfertigt scheint, $P \Psi^+$ und $P \chi_P^+$ durch die Lösung einer Schrödinger-Gleichung zu beschreiben, die die Kopplungen der Kanäle im Unterraum P_1 exakt berücksichtigt und die schwache Kopplung an alle übrigen Kanäle durch ein komplexes Potential approximiert.

§) Um Verwechslungen zu vermeiden, sei ausdrücklich betont, daß $P \chi_P^+$ eine Vielteilchenwellenfunktion ist, die von den Koordinaten aller $A+1$ Teilchen abhängt, während χ_P^- in Gl. (1) eine Einteilchenwellenfunktion darstellt.

2.2 DIE DISTORTED-WAVE-NÄHERUNG UND DIE DARSTELLUNG DER GREENSFUNKTION

Gl. (11) gibt uns eine exakte Beschreibung der inelastischen Nukleonenstreuung. In diesem Abschnitt sollen die verschiedenen Approximationen diskutiert werden, die notwendig sind, um das Problem numerisch behandeln zu können.

2.2.1 DIE DISTORTED-WAVE-NÄHERUNG

Als erstes stellt sich die Frage, wie wir die Wellenfunktionen $P\Psi^+$ und $P\chi_P^+$, die in Gl. (11) eingehen und Lösungen von (10a) und (14b) sind, durch Näherungslösungen von Gl. (15) berechnen können. Wir gehen deshalb über zur Distorted-Wave-Approximation (DWA) und nähern

$$P_1\Psi^+ \approx \mathcal{A}(\chi_i^+(0)\phi_i(1\dots A)) \quad (17a)$$

$$P_1\chi_P^+ \approx \mathcal{A}(\chi_i^+(0)\phi_i(1\dots A)) \quad (17b)$$

durch die elastische Streuwelle im Eingangskanal i . Der Antisymmetrisierungsoperator $\mathcal{A}$ sorgt dafür, daß das Pauliprinzip erfüllt ist.

Diese Approximation bedeutet, daß die exakten Schrödingergleichungen (10a) und (14b) zur Lösung des Streuproblems im P-Raum angenähert werden durch ein optisches Modell. Damit wird nur ein mittlerer Einfluß anderer Kanäle (im P- und eventuell auch im Q-Raum), in die Teilchenstrom verloren geht, berücksichtigt. Natürlich bleibt zu überlegen, ob nicht eine eventuell vorhandene starke Ankopplung des elastischen Kanals an andere (wichtige) inelastische Kanäle -

die dann zum P-Raum gehören sollen - in einer Coupled-Channel-Rechnung²⁷⁾ mitgenommen werden sollten. Wegen der numerischen Aufwendigkeit und anderer schwerwiegender Probleme einer solchen Methode wurde diese Aufgabenstellung bis jetzt noch nicht behandelt.

2.2.2 DER EINSTUFENMECHANISMUS

Für den Einstufenmechanismus in Gl. (11) erhält man nach expliziter Antisymmetrisierung zwischen Projektil und allen Targetnukleonen den Ausdruck¹⁾

$$\begin{aligned}
 T_{if}^{(1)} &= \langle \chi_f^-(0) \phi_f(1 \dots A) | P(V_f - U) P | \chi_i^+(0) \phi_i(1 \dots A) \rangle \\
 &= \langle \chi_f^-(0) \phi_f(1 \dots A) | P(V_f - U) P | \left[1 - \sum_{j=1}^A P_{oj} \right] \chi_i^+(0) \phi_i(1 \dots A) \rangle \\
 &= A \langle \chi_f^-(0) \phi_f(1 \dots A) | V(0, 1) | \chi_i^+(0) \phi_i(1 \dots A) \\
 &\quad - \chi_i^+(1) \phi_i(0, 2 \dots A) \rangle.
 \end{aligned} \tag{18}$$

Die durchgeführten Umformungen basieren dabei wesentlich auf den Symmetrieeigenschaften der Zweiteilchenwechselwirkung $P(V_f - U)P$. Die restlichen, aus der Antisymmetrisierung resultierenden Terme, der heavy-particle-stripping-Term¹⁾

$$T_{if}^{(1)}(\text{hps}) = -A \langle \chi_f^-(0) \phi_f(1 \dots A) | \sum_{i=2}^A V(i, 0) | \chi_i^+(1) \phi_i(0, 2 \dots A) \rangle \tag{18a}$$

und der distorting-potential-Term¹⁾

$$T_{if}^{(1)}(\text{dp}) = A \langle \chi_f^-(0) \phi_f(1 \dots A) | U_0 | \chi_i^+(1) \phi_i(0, 2 \dots A) \rangle \tag{18b}$$

würden verschwinden, wenn Orthogonalität zwischen gebundenen Zuständen und Kontinuumsfunktionen angenommen wird. Theoretisch hat das Einteilchenpotential U_i für jedes Teilchen i die gleiche Form, so daß die zur Ableitung von Gl. (1) geforderte Orthogonalität der Wellenfunktionen erfüllt ist. In praxi werden jedoch die Wellenfunktionen gebundener Nukleonen in einem reellen Einteilchenpotential und die des Kontinuumsteilchens in einem optischen Potential erzeugt. Das kann zu Orthogonalitätsproblemen führen, die jedoch meistens mit der Begründung unberücksichtigt bleiben, daß das optische Potential eine einfache Erweiterung des Schalenmodellpotentials ins Kontinuum ist.

Fig. 1a,b zeigt die zu (18) gehörenden Graphen: In der direkten Amplitude wechselwirkt das einfallende Nukleon mit einem Valenzteilchen über eine effektive Wechselwirkung $V(o,1)$ und wird ins Kontinuum zurückgestreut. Beim Austauschmechanismus wird das Projektil in den angeregten Zustand eingefangen und das im Eingangskanal gebundene Valenzteilchen wird ins Kontinuum gestreut.

2.2.3 DIE KOPPLUNG ZWISCHEN P- UND d-RAUM UND DER ZWEI-STUFENMECHANISMUS

Bereits im vorletzten Absatz stellte sich bei der Diskussion der Näherungen für $P\Psi^+$ und $P\chi_P^+$ das Problem einer genaueren Definition der drei Unterräume P , d und q . Dieses Problem tritt verstärkt bei der Behandlung des Zweistufenmechanismus, des zweiten Terms in Gl. (11), auf. In Ref. ²⁸⁾ liegen alle offenen Kanäle im P -Raum, alle geschlossenen im Komplement Q . Diese Aufteilung bietet auf natürliche Weise die Annahme einer schwachen Kopplung zwischen

beiden Unterräumen an^{47,48)}. Dadurch wird unser Streuproblem ganz wesentlich vereinfacht, da dann beide Unterräume P und Q voneinander entkoppelt behandelt werden können. Die gegenseitige Wechselwirkung darf dann in Störungsrechnung behandelt werden.

Wir wollen diese Approximation der schwachen Kopplung übernehmen und uns jetzt der Frage zuwenden, wie die Doorwayzustände, die an den P-Raum koppeln, beschrieben werden können.

Um den Zweistufenmechanismus in (11)

$$T_{if}^{(2)} = \langle \chi_f^-(0) \phi_f(1 \dots A) | P_1' (V_f - U) d G^+ H_{dP_1} | \chi_i^+ \phi_i \rangle \quad (19)$$

weiter behandeln zu können, müssen wir die Kopplung

$$P_1' (V_f - U) d = P_1' \sum_{i=1}^A V(0, i) - U(0) + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^A V(i, j) - \sum_{i=1}^A U(i) d \quad (20)$$

eingehender untersuchen. Wegen der Näherung Gl. (17) ist dabei die Kopplung H_{dP} durch H_{dP_1} ersetzt worden. Außerdem wurde aus Symmetriegründen der Projektionsoperator P_1' eingefügt. Im Sinne unserer Approximation (17), bei der P_1 de facto auf die elastische Streuung auf Grundzustand projiziert, läßt sich P_1' als Projektionsoperator auf "die elastische Streuung am angeregten Endzustand" interpretieren. $P_1' \chi_f \phi_f$ gehorcht dann einer zu Gl. (15) analogen Schrödingergleichung mit der totalen Energie $E = E_f = E_i + Q$ -Wert. Unsere Approximation (18) der Einstufenamplitude, die P mit sich selbst koppelt, legt uns nahe, den P-Raum als den Raum aller Anregungen der Valenzteilchen zu interpretieren. Damit sind die virtuellen Anregungen des Rumpfes, d.h. der inaktiven Nukleonen, Bestandteil

des Q-Raumes. Das Schalenmodell- bzw. optische Potential U in Gl. (20), das von diesen inaktiven Teilchen gebildet wird, läßt sich als das mittlere (kugelsymmetrische) Feld deuten, in dem sich die Valenzteilchen und das Projektil bewegen. Es liegt somit auf der Hand, die Restwechselwirkung (20) als das Feld aufzufassen, das durch virtuelle (nicht sphärische) Anregungen des Cores entsteht. Diese Anregungen sollen als kollektive Oberflächenschwingungen³⁵⁾ des Kerns parametrisiert und durch die kollektiven Variablen $\alpha_{\lambda\mu}$ beschrieben werden^{*}. Die Oberfläche gehorcht dann der Beziehung

$$R = R_O (1 + \sum \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\vartheta, \varphi)). \quad (21)$$

Die kollektiven Variablen werden in zweiter Quantisierung

$$\alpha_{\lambda\mu\tau\eta} = (\hbar\omega_{\lambda\tau}/2C_{\lambda\tau})^{1/2} (b_{\lambda\mu\tau\eta}^+ + (-)^{\mu+\eta} b_{\lambda-\mu\tau-\eta}^+) \quad (22)$$

durch Phononenerzeugungs- und Vernichtungsoperatoren ausgedrückt. In der letzten Gleichung wurde bereits ein verallgemeinertes Modell⁴⁹⁾ benutzt, das neben den einfachen Oberflächenvibrationen auch Polarisationschwingungen im Spin- und Isospinraum zuläßt. Wir beschränken uns hier jedoch auf $S=0$ -Anregungen. $\Delta S=1$ -Zustände spielen für den direkten "Core"-Polarisationsmechanismus keine Rolle. Eine solche Renormalisierung braucht nicht berücksichtigt

* Zur Beschreibung kollektiver 1^- $T=1$ Core-Zustände (der Dipolriesenresonanzen) finden auch die Modelle von Goldhaber-Teller¹⁷⁾ und Steinwedel-Jensen¹⁸⁾ Verwendung. Ein Vergleich zu dem hier diskutierten Modell wird in Absatz 2.2.5 durchgeführt.

zu werden, da das Problem der Hilbertraumbeschränkung bei der Berechnung der Wellenfunktionen von nichtnormalen Paritätszuständen eine untergeordnete Rolle spielt. Außerdem haben einfache Testrechnungen ergeben, daß von den Spinpolarisationen kein nennenswerter Beitrag zum Wirkungsquerschnitt - weder in Form noch Größe - zu erwarten ist. Der Einfluß von $\Delta S=1$ -Zuständen im Zweistufenaustauschmechanismus ist noch nicht eingehend untersucht worden, doch ist zu erwarten, daß solche Zwischenzustände von nichtnormaler Parität nicht kollektiv genug sind, um den Wirkungsquerschnitt merklich zu beeinflussen.

Der Operator $b_{\lambda\mu\tau\eta}^+$ erzeugt eine Oberflächenschwingung der Multipolarität 2^λ , bei der Protonen und Neutronen in Phase ($T=0$) oder gegenphasig ($T=1$) schwingen.

Wir entwickeln jetzt das durch die Coreanregungen deformierte Potential um die sphärische Gleichgewichtslage und erhalten in niedrigster Näherung von α für die Kopplung von P und d die verallgemeinerte Teilchen-Core-Wechselwirkung⁴⁹⁾

$$\begin{aligned}
 P(V_f - U)d &= P \sum_{i=1}^A V(o, i) + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^A V(j, i) - U(o) - \sum_{j=1}^A U(j)d \\
 &= P \sum_{\lambda} \left\{ (\vec{\alpha}_{\lambda} \cdot \vec{Y}_{\lambda}(\hat{r}_o)) R \frac{\partial U(r_o - R)}{\partial R} + \frac{J_{o1}}{J_{oo}} (\vec{\alpha}_{\lambda} \cdot \vec{Y}_{\lambda}(\hat{r}_o)) (\vec{\tau}(o) \cdot \vec{\tau}(\alpha)) R \frac{\partial U(r_o - R)}{\partial R} \right. \\
 &\quad \left. + \sum_{j=1}^A (\vec{\alpha}_{\lambda} \cdot \vec{Y}_{\lambda}(\hat{r}_j)) R \frac{\partial U(r_j - R)}{\partial R} + \frac{J_{o1}}{J_{oo}} (\vec{\alpha}_{\lambda} \cdot \vec{Y}_{\lambda}(\hat{r}_j)) (\vec{\tau}(j) \cdot \vec{\tau}(\alpha)) R \frac{\partial U(r_j - R)}{\partial R} \right\} d \\
 &= \sum_{\eta\tau\lambda\mu} (v_{\lambda\mu}^{\tau\eta}(o) + \sum_j v_{\lambda\mu}^{\tau\eta}(j)) \cdot \alpha_{\lambda-\mu} \cdot o_{\tau-\eta}^{(\alpha)} (-)^{\mu+\eta} = \vec{v}(o) \cdot (\vec{\alpha}\vec{0}) + \vec{v}(j) \cdot (\vec{\alpha}\vec{0}),
 \end{aligned}
 \tag{23a}$$

mit dem kollektiven Isospinoperator

$$\vec{\sigma}_\tau = \begin{cases} 1 & \tau=0 \\ \vec{\tau} & \text{(Pauli Spin Matrixen für } \tau=1) \end{cases} \quad (23b)$$

und der Abkürzung

$$(\vec{\alpha}_\lambda \cdot \vec{Y}_\lambda) = \sum_{\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^* \quad (23c)$$

für das Skalarprodukt der beiden irreduziblen Operatoren. Die Stärke der isovektoriellen Kopplung relativ zur isoskalaren ist durch J_{01}/J_{00} gegeben und wird durch das Verhältnis von Symmetrieanteil zum isospinunabhängigen Anteil des optischen Potentials bestimmt. Für $\lambda \neq 0$ ergibt sich aus Gl. (23) $H_{Pd} = H_{dP}$.

Diese Kopplung (23) ist nur für $\lambda \neq 0$ gültig. Für $\lambda=0$ -Anregungen, die sogenannten "breathing modes"⁵⁰⁾ müssen wir eine endliche Kompressibilität des Cores annehmen. Das führt zu einem von Gl. (23) unterschiedlichen Formfaktor für die Kopplung⁵¹⁾. Solche Anregungen werden weiter unten im Zusammenhang mit den numerischen Resultaten näher diskutiert.

Mit dieser Wahl (23) des Kopplungspotentials zwischen p- und d-Raum liefern also nur solche d-Raum-Zustände einen Beitrag, die sich als kollektive Vibration der Multipolarität 2^λ mit Isospin $T=0$ oder 1 plus ein äußeres Teilchen darstellen lassen. Nicht kollektive einfache 2p-1h-Anregungen fallen auch darunter. Implizit wird ihrem Einfluß auf den Streuquerschnitt Rechnung getragen, da man aus der Streuung zu niedrigliegenden Einteilchenniveaus weiß, daß der Formfaktor dieser Anregung sehr gut durch den hier verwendeten makroskopischen Formfaktor parametrisiert werden kann.

Setzt man (23) in (19) ein und führt gleichzeitig die Antisymmetrisierung aus, so erhält man

$$T_{if}^{(2)} = A \langle \chi^-(0) \phi_f(1 \dots A) |$$

$$\cdot [\vec{v}(0) + \vec{v}(1)] (\vec{\alpha} \vec{O}) G^+ [\vec{v}(0) + \vec{v}(1)] (\vec{\alpha} \vec{O}) | \chi^+(0) \phi_i(1 \dots A) \quad (24)$$

$$- \chi^+(1) \phi_i(0, 2 \dots A) \rangle.$$

Existiert für jede Multipolarität λ jeweils nur ein Zwischenzustand, so erlaubt unsere Darstellung der Greensfunktion G^+ die Integration über die kollektiven Koordinaten. De facto kann man aber nicht voraussetzen, daß nur jeweils ein Zustand existiert. Wir benutzen deshalb die closure approximation und ersetzen die Summation über alle Zustände λ durch einen mittleren Zustand. Probleme, die mit dieser Näherung zusammenhängen, werden im Abschnitt 2.2.6 diskutiert. - Für den Zweistufenprozeß ergibt sich aus Gl. (24):

$$T_{if}^{(2)} = -A \sum_{\substack{\lambda \mu \\ \tau \eta}} \langle \chi^-(0) \phi_f(1 \dots A) v_{\lambda \mu}^{\tau \eta}(0) v_{\lambda - \mu}^{\tau - \eta}(1) (-1)^{\mu + \eta} \quad (25)$$

$$\cdot | y_{\lambda \tau}(Q) \chi^+(0) \phi_i(1 \dots A) - y_{\lambda \tau}(\bar{Q}) \chi^+(1) \phi_i(0, 2 \dots A) \rangle.$$

Die Kopplungskonstanten $y_{\lambda \tau}(\bar{Q})$ sind durch

$$y_{\lambda \tau}(\bar{Q}) = \frac{-\hbar \omega_{\lambda \tau}}{2C_{\lambda \tau}} \left[\frac{1}{Q - \hbar \omega_{\lambda \tau} - \Delta_{\lambda \tau} + \frac{1}{2} i \Gamma_{\lambda \tau}} + \frac{1}{-Q - \hbar \omega_{\lambda \tau} - \Delta_{\lambda \tau} + \frac{1}{2} i \Gamma_{\lambda \tau}} \right] \quad (26)$$

definiert. Dabei ist der Energieübertrag $\bar{Q}$ des Projektils auf das Valenzteilchen für den direkten Mechanismus gegeben durch

$$Q = Q = \epsilon_{j_i} - \epsilon_{j_f} = \text{Q-Wert der Reaktion} \quad (27a)$$

und für den Austauschterm durch

$$Q = \bar{Q} = E_p - \epsilon_{j_f} = E_{p'} - \epsilon_{j_i}. \quad (27b)$$

Die Niveauverschiebung Δ ergibt sich aus dem Hauptwertintegral des Ausdrucks

$$W = W^\uparrow + W^\downarrow = H_{dP}(E^+ - H_{PP})^{-1} H_{Pd} + H_{dq}(E^+ - H_{qq})^{-1} H_{qd} \quad (28)$$

und die Zerfallsbreite erhält man aus dem Deltafunktionsbeitrag³⁰⁾

$$\Gamma_{\lambda\tau} = \Gamma_{\lambda\tau}^\uparrow + \Gamma_{\lambda\tau}^\downarrow, \quad (29a)$$

wobei die "escape width"

$$\Gamma_{\lambda\tau}^\uparrow = 2\pi \langle \phi_S | H_{dP} \delta(E^+ - H_{PP}) H_{Pd} | \phi_S \rangle \quad (29b)$$

den Zerfall zurück in den P-Raum und die "spreading width"

$$\Gamma_{\lambda\tau}^\downarrow = 2\pi \langle \phi_S | H_{dq} \delta(E^+ - H_{qq}) H_{qd} | \phi_S \rangle \quad (29c)$$

den Zerfall in die komplexen q-Raum-Anregungen beschreibt. Die ϕ_S sind die Doorwayzustände.

Fig. 1c-f zeigt die Graphen des Zweistufenmechanismus. Im direkten Term regt das einlaufende Proton das Core über eine erste Wechselwirkung an und wird ins Kontinuum gestreut. Das Core entregt

sich wieder über eine zweite Wechselwirkung mit dem Valenzteilchen und überträgt dabei den Q -Wert der Reaktion. Da Q und $\hbar\omega$ beide positiv sind, spielt der Prozeß 1d, bei dem die zeitliche Reihenfolge der beiden Wechselwirkungen vertauscht ist, eine untergeordnete Rolle.

Da wir uns auf eine spinunabhängige Teilchen-Core-Wechselwirkung beschränken wollen, liefert der direkte Mechanismus keinen Beitrag bei der Anregung nichtnormaler Paritätsübergänge - im Gegensatz zum Austauschprozeß, der auch ohne eine spinabhängige Kraft Spinflip erlaubt. Das einlaufende Proton wird vom Targetkern eingefangen und regt dabei den Rumpf an. Das Niveau, in das das Projektil dabei eingebaut wird, ist eindeutig bestimmt durch die mikroskopische Beschreibung des Endzustandes ϕ_f . Dieses intermediär gebundene $(A+1)$ -Teilchensystem zerfällt in den Ausgangskanal über eine Wechselwirkung mit dem Valenzteilchen, das mit umgedrehtem Spin den Kern verläßt. Analog zum direkten Mechanismus kann der Beitrag in Fig. 1f vernachlässigt werden, da $\bar{Q} \approx \hbar\omega$ erfüllt sein muß.

Ausdrücklich betont sei in diesem Zusammenhang, daß gemäß der Kopplungskonstanten Gl. (26) der direkte Zweistufenmechanismus unabhängig von der Projektilenergie ist, während die Austauschamplitude von der Projektilenergie abhängig ist und damit bei variabler Einschußenergie spektroskopische Informationen über die Zwischenzustände liefert.

Nachdem bis hierher ausschließlich das von uns verwandte Modell diskutiert wurde, soll in den folgenden Abschnitten unsere

Behandlungsweise mit anderen Möglichkeiten verglichen und dagegen abgegrenzt werden.

2.2.4 DIE DARSTELLUNG DER GREENSFUNKTION: STARKE KOPPLUNG - SCHWACHE KOPPLUNG

Die in unserem Falle relevanten d-Raum-Zustände werden durch ein hochangeregtes gebundenes (A+1)-Nukleonensystem gebildet, das sich in einen kollektiven Vibrator plus eingefangenes Proton aufspalten läßt. Dieses System beschreiben wir durch den Hamilton-operator

$$H_{dd} = H_{core} + H_{Einteilchen} \quad (30a)$$

mit den Eigenzuständen

$$H_{core} |\lambda\mu\tau\eta\rangle = \hbar\omega_{\lambda\tau} |\lambda\mu\tau\eta\rangle \quad (30b)$$

$$H_{Eint.} |j_f\rangle = \epsilon_{j_f} |j_f\rangle, \quad (30c)$$

behandeln es also ungekoppelt. Das entspricht einer Summation über alle entarteten Zustände $J = \lambda \otimes j_f$. Wenn man eine Kopplung zwischen Teilchen und Corevibration berücksichtigt - sie kann stark oder schwach sein¹⁵¹⁾ - so würde eine Restwechselwirkung der Form^{53,151)}

$$H_{WW} = - A \vec{\lambda} \cdot \vec{j} \quad (30d)$$

die Entartung aufheben und die Zustände J aufspalten lassen. Eventuell muß noch ein Quadrupol-Quadrupol-Term berücksichtigt werden^{53,151)}. Eine solche Wechselwirkung (30d) erhält den Schwerpunkt⁵³⁾

$$\sum_J (2J+1) \langle J | H_{WW} | J \rangle = 0 . \quad (30e)$$

Unsere Approximation (30a) legt also die gesamte Stärke der intermediären Zustände $|J\rangle$, die zu einer Coreanregung gehören, in den Schwerpunkt und kennzeichnet diesen durch die Quantenzahl λ (j_f ist durch die Beschreibung des Endzustandes bereits festgelegt.). Im Gegensatz zu unserer Behandlungsweise ist natürlich auch eine Spezifizierung nach gekoppelten Zuständen J möglich und in der Untersuchung von isobaren Analogresonanzen mit niederenergetischen Protonen^{30,54)} und von intermediären Strukturen mit langsamen Neutronen^{47,48)} sogar üblich.

Aus Isospinauswahlregeln folgt, daß unsere Zwischenzustände durch die Quantenzahl $T = T_{\text{CORE}} \otimes 1/2 = 1/2$ charakterisiert sind, weil für $N=Z$ -Targetkerne ($T_i = 0$) nur dieser Kanal offen ist. Zwar kann T_{CORE} intermediär die Werte 0 und 1 annehmen, doch ist die Kopplung von $T_{\text{CORE}} = 1$ mit dem eingefangenen Proton zum Isospin $3/2$ verboten.

Ein wesentlicher Punkt für die Schwerpunktserhaltung ist die Tatsache, daß unsere d-Raum-Zustände als Corevibrationen plus Teilchen darstellbar sind. Im Gegensatz dazu muß bei einer starken Kopplung zwischen Teilchen und Corerotationen eine Restwechsel-

wirkung⁴⁸⁾

$$H_{WW} = -A (\vec{\lambda} + \vec{j}) \cdot \vec{j} = -A \vec{j} \cdot \vec{j} , \quad (30f)$$

die der klassischen Corioliskraft entspricht, diagonalisiert werden. Diese Kraft enthält einen Monopolterm $-A j^2$ und ist damit nicht schwerpunktserhaltend⁵³⁾.

2.2.5 DIE DARSTELLUNG DER GREENSFUNKTION: JENSEN-STEINWEDEL-, GOLDHABER-TELLER- UND MODELL DER OBERFLÄCHENSCHWINGUNGEN

Unsere kollektiven Coreanregungen werden durch das einfache verallgemeinerte Modell der Oberflächenvibrationen beschrieben⁴⁹⁾. Daneben lassen sich für die Beschreibung der Dipolriesenresonanz $1^- T=1$ auch noch andere Modelle wie z.B. die von Goldhaber-Teller^{32,50)} oder Jensen-Steinwedel^{33,50)} denken. Das Goldhaber-Teller-Modell nimmt an, daß eine starre Neutronen- und Protonenkugel gegeneinanderschwingen, wobei der Schwerpunkt in Ruhe bleibt. Im Jensen-Steinwedel-Modell oszillieren die Protonen- und Neutronenflüssigkeiten relativ zueinander innerhalb einer Kugel, wobei aber die Gesamtdichte konstant bleibt. Ebenso wie für unser Modell bestimmt auch hier das Symmetriepotential die Kopplung dieser Zustände an den P-Raum³⁴⁾. Wenn wir nun annehmen, daß das Symmetriepotential Volumenform hat, also in etwa proportional zur Dichte ist, dann liefern beide Modelle einen Formfaktor, der dem unseres Modells der Oberflächenschwingung ähnlich ist³⁴⁾. Beide lassen jedoch nur einen einzigen Zustand zu, der die gesamte Stärke, die nach der Summenregel erlaubt ist, ausschöpft. Wir dagegen betrachten die

Kopplungskonstante ($\tilde{Q} \approx \hbar\omega!$)

$$y_{\lambda\tau}(\bar{Q}) = - \frac{\hbar\omega_{\lambda\tau}}{2C_{\lambda\tau}} (\bar{Q} - \hbar\omega_{\lambda\tau} - \Delta_{\lambda\tau} + \frac{1}{2}i\Gamma_{\lambda\tau})^{-1}, \quad (31)$$

die die Übergangsstärke für den Zustand $\lambda\tau$ bestimmt (siehe auch im nächsten Abschnitt!), für jede Einschußenergie als freien Parameter, so daß mehrere Zustände derselben Multipolarität möglich sind. Die auch experimentell beobachtete Aufspaltung einer Resonanz wird somit erlaubt.

2.2.6 ZUR BEHANDLUNG VON ISOLIERTEN UND ÜBERLAPPENDEN RESONANZEN: CLOSURE APPROXIMATION

Ein Vergleich der Greensfunktion G^+ Gl. (12) mit der daraus resultierenden Kopplungskonstante y Gl. (26), (31) zeigt, daß wir isolierte, also nicht überlappende Resonanzen²⁸⁻³⁰⁾ annehmen. Im Falle vieler schmaler, sich überlappender Resonanzen können diese über das Kontinuum mit Hilfe der Wechselwirkung W Gl. (28) koppeln und unsere diagonale Darstellung der Greensfunktion

$$\langle \lambda | G^+ | \lambda' \rangle = \langle \lambda | E^+ - H_{dd} - W | \lambda' \rangle^{-1} \delta_{\lambda\lambda'}, \quad (32)$$

die eine schwache Kopplung W voraussetzt, muß neu überdacht werden.

Zwei exakte Möglichkeiten bieten sich an. Die erste bestände aus einer Berechnung der Greensfunktion G^+ durch Inversion des Operators $E^+ - H_{dd} - W$ im Raum unserer Eigenzustände $|\lambda\mu j_f\rangle$ von H_{dd} . Diese Methode würde, falls sie überhaupt numerisch möglich wäre, die einfache Vorstellung von einzelnen Zuständen, die wieder in

den P-Raum zerfallen, vollständig verdecken.

Zum zweiten könnte man Eigenzustände $|\alpha\rangle$ der Schrödinger-gleichung $(E_\alpha - H_{dd} - W)|\alpha\rangle = 0$ suchen²⁸⁻³⁰). Die Energien E_α sind dabei komplex mit negativem Imaginärteil. Wir hätten eine diagonale Darstellung der Greensfunktion gefunden. Da diese Eigenzustände sicherlich sehr komplizierter Natur sein werden, hätte diese Methode ebenfalls den Nachteil, die anschauliche Vorstellung von unseren d-Zuständen als kollektive Vibrationen zu zerstören.

Wir wollen deshalb solche Feinstrukturen vernachlässigen und das intermediäre System so behandeln, als ließe es sich durch eine Resonanz darstellen. Das entspricht einer "closure approximation". Für den Zweistufenprozeß

$$\begin{aligned} T_{if}^{(2)} &= \langle f | H_{Pd} G^+ H_{dP} | i \rangle \\ &= \sum_{\alpha} \langle f | H_{Pd} | \phi_{\alpha} \rangle (E - E_{\alpha})^{-1} \langle \phi_{\alpha}^A | H_{dP} | i \rangle \end{aligned} \quad (33a)$$

nehmen wir eine mittlere Anregungsenergie $\bar{E}_{\alpha}$ an. Da die $|\phi_{\alpha}\rangle$ Lösungen einer komplexen Schrödingergleichung sind, benötigen wir die adjungierten Lösungen $\langle \phi_{\alpha}^A |$. Mit Hilfe der Vollständigkeitsrelation

$$1 = \sum_{\alpha} |\phi_{\alpha}\rangle \langle \phi_{\alpha}^A| \quad (33b)$$

erhält man

$$T_{if}^{(2)} = \langle f | H_{Pd} (E - \bar{E}_{\alpha})^{-1} H_{dP} | i \rangle . \quad (33c)$$

Die in einem Energieintervall um E sich überlappenden Resonanzen werden also von einer Lorentzverteilung als Einhüllender der Grobstruktur repräsentiert. Diese Lorentzverteilung wird durch Breite und Lage einer Resonanz charakterisiert, und dem entsprechen in unserer Behandlungsweise genau die Breite $\Gamma_{\lambda\tau}$ und die mittlere Coreanregung $\hbar\omega_{\lambda\tau}$ aus Gl. (31).

2.2.7 ZUR ANTISYMMETRISIERUNG ZWISCHEN TEILCHEN UND CORE:

MAKROSKOPISCHE UND MIKROSKOPISCHE BESCHREIBUNG DES CORES

Im Zusammenhang mit unserer Beschreibung der intermediären Zustände sollte vielleicht noch einmal auf die exakte Antisymmetrisierung des $(A+1)$ -Nukleonensystems eingegangen werden. Wie Gl. (18) und Gl. (25) zeigen, wird zwischen Projektil 0 und Valenznukleon 1 exakt antisymmetrisiert, dagegen wird im Zweistufenmechanismus Gl. (25) ein Austausch zwischen Valenz- und Core-Nukleonen aufgrund der phänomenologischen Beschreibung des Cores nicht explizit berücksichtigt. Eine approximative Behandlung dieser Antisymmetrisierungsterme ist jedoch gegeben, da der Formfaktor $\partial U / \partial r$ der Kopplung Gl. (23) durch solch ein lokales Potential beschrieben wird, das äquivalent zu einem nichtlokalen⁵⁵⁾, also Austauscheffekte berücksichtigenden Potential^{56,57)} ist. Daneben führt unsere makroskopische Beschreibung des Cores zu einer Vernachlässigung des "blocking effect" im Zwischensystem: das Projektil wird in ein fest definiertes Orbit eingefangen (wegen des Endzustandes ϕ_f), und damit ist die Anregung von Core-Nukleonen in diesen Zustand verboten.

Eine wirklich mikroskopische Beschreibung der intermediären Zustände - dabei werden auch die Antisymmetrisierungseffekte exakt berücksichtigt - würde einerseits den Aufwand unserer Rechnungen enorm vergrößern, andererseits liegen große Unsicherheiten in dem Problem, wie gut solche Wellenfunktionen sind. Ein Vorteil bestände allerdings darin, daß im Gegensatz zu Gl. (25), die nur Einteilchen-Einloch-Endzustände (relativ zum Grundzustand) erlaubt, über Zweiteilchen-Einloch-Zwischenzustände auch Zweiteilchen-Zweiloch-Endkonfigurationen erreichbar sind. Damit solche Ausgangskanäle auch über die Kopplung des P-Raumes mit sich selbst (den ersten Term in Gl. (11))

$$T_{if}^{(1)} = \langle \chi_f^- \phi_f | P(V_f - U)P | P\Psi^+ \rangle \quad (34)$$

möglich sind, müssen wir von der DW-Näherung (17) der Wellenfunktion $P\Psi^+$ übergehen zu einer Coupled-Channel-Beschreibung²⁷⁾ (wie schon weiter oben angedeutet worden ist).

Ein Schritt in diese Richtung einer solchen weitergehenden mikroskopischen Beschreibung unseres (A+1)-Teilchen-Streuproblems ist die Anwendung des Faltungsmodells^{56-58,49)} für unsere Kopplung (23) von P und d. Mit Hilfe einer mikroskopischen Beschreibung des hochangeregten Corezustandes λ - das liefert uns eine Übergangsdichte ρ_λ - wird die Kopplung approximiert durch

$$\begin{aligned} R \partial U(r)/\partial r (\alpha_\lambda \cdot Y_\lambda) &\rightarrow \langle \lambda | V(r, r') | 0 \rangle \\ &= \int d^3 r' \rho_\lambda(r') V(r, r') \end{aligned} \quad (34)$$

Daraus resultieren für die Dipolriesenresonanz Formfaktoren, die denen aus einer makroskopischen Beschreibung wie in Gl. (23) ähnlich sind⁵⁹⁾. Erste, erfolgversprechende Ansätze für eine mikroskopische Beschreibung der Riesenresonanzen mit höherer Multipolarität, wie sie zur Berechnung von Gl. (35) notwendig sind, werden im Rahmen der RPA-Näherung im Moment durchgeführt⁶⁰⁻⁶⁴⁾.

2.2.8 ZUM ZERFALL DES INTERMEDIÄREN SYSTEMS: ESCAPE WIDTH UND SPREADING WIDTH

Wir interpretieren unsere intermediären Teilchen-plus-core-Resonanzen als "Doorway"-Zustände, die nach ihrer Anregung über eine erste Wechselwirkung durch eine zweite Wechselwirkung in den Ausgangskanal zerfallen. Die Breite dieses Zerfalls wird mit "escape width" bezeichnet³⁰⁾. Daneben besteht aber auch die Möglichkeit, daß die Doorway-Zustände über eine zweite Wechselwirkung in kompliziertere Compoundkernzustände (3-Teilchen-2-Loch $\hat{=}$ 3p-2h und dann über weitere Wechselwirkungen in 4p-3h, 5p-4h-Zustände usw.) übergehen können³⁰⁾. Die Breite dieses Zerfalls wird mit "spreading width" bezeichnet. Diese komplizierten Anregungen sollten jedoch bei den von uns betrachteten höheren Einschußenergien keine große Rolle spielen. Der Zerfall in diese komplexen Kanäle entspricht einem Verlust an Teilchenfluß in den von uns beobachteten Kanälen. Bei so hohen Projektilenergien sind aber so viele Kanäle offen, daß es genügt, einen mittleren Teilchenverlust in diese Compoundzustände zu berücksichtigen. Das tun wir, indem wir in der Kopplung Gl. (23) auch den Imaginärteil, der für den Fluß in solche Kanäle verantwortlich ist, deformieren.

Rechnungen mit dem Feshbachformalismus bei niederen Energien⁴⁷⁾ lassen vermuten, daß unsere Approximation, nur die Doorwayzustände explizit mitzunehmen, für leichte Kerne wie ^{12}C ausreichend ist.

2.2.9 ANDERE BEHANDLUNGEN DES SYSTEMS: PROJEKTIL, VALENZ- NUKLEON, CORE

Zum Schluß sei noch kurz erwähnt, daß eine andere Ableitung der Aufspaltung der T-Matrix in einen Einstufen- und einen Zweistufenmechanismus, der hier Corepolarisationsmechanismus heißt, von Love und Satchler angegeben wird^{10,11)}. Er führt auf genau dieselben Ausdrücke wie hier, man erhält jedoch im Gegensatz zu uns nur reelle Kopplungskonstanten (26). Im Unterschied zu Love und Satchler ergeben sich bei der Anwendung des Feshbach'schen Projektionsformalismus auf natürliche Weise komplexe y_λ , die den Zerfall (Γ_λ) der intermediären Resonanzen berücksichtigen und die sich in den numerischen Anwendungen als notwendig erweisen, um die sehr empfindlichen Interferenzen der verschiedenen Übergangsamplituden zu berücksichtigen.

Eine andere Behandlung unseres (A+1)-Nukleonenstreuproblems als Dreikörperproblem von Projektil, Valenznukleon und Core mit Hilfe der Faddeev-Theorie gibt Lovas⁶⁵⁾ an.

2.3 SUMMENREGELN UND ZWEISTUFENMECHANISMUS

In diesem Abschnitt soll der Zusammenhang zwischen Summenregeln, Deformation und Kopplungskonstanten, den wir für eine Diskussion der Ergebnisse benötigen, hergestellt werden. Wir gehen dabei von der energiegewichteten Summenregel⁴⁶⁾ aus:

$$\begin{aligned} S_{\Delta TL}^{EW} &= \frac{1}{2} \langle J_i | \left[Q_{ELO}, \left[H, Q_{ELO} \right] \right] | J_i \rangle \\ &= \sum_n (E_n - E_0) \langle J_i | Q_{ELO} | J_f(n) \rangle \langle J_f(n) | Q_{ELO} | J_i \rangle \end{aligned} \quad (36)$$

Dabei sei Q_{ELM} der Ladungsmultipoloperator

$$Q_{ELM} = \frac{1}{2} e \sum_{i=1}^A (1 - \tau_3(i)) r_i^L Y_{LM}(i) , \quad (37)$$

und summiert werde über alle angeregten Zustände mit dem Spin J_f . Setzt man $\hat{L} = 2L+1$ und definiert die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit als⁶⁶⁾

$$\begin{aligned} B(EL, J_i \rightarrow J_f) &= \hat{J}_i^{-1} |\langle J_f || Q_{ELO} || J_i \rangle|^2 \\ &= \hat{J}_f / \hat{J}_i \langle J_i L M_i 0 | J_f M_f \rangle^{-2} \\ &\quad |\langle J_f M_f | Q_{ELO} | J_i M_i \rangle|^2 , \end{aligned} \quad (38)$$

so erhalten wir für Gl. (36) im Falle $J_i = 0$

$$S_{\Delta TL}^{EW} = J_f^{-1} \sum_n (E_n - E_0) B(EL, 0 \rightarrow J_f(n)) \quad (39)$$

Die energiegewichtete Summenregel stellt einen Zusammenhang her zwischen der Grundzustandseigenschaft Gl. (36) - dem Doppelkommutator nämlich - und dem Grundzustandsübergang aller angeregten Niveaus mit dem Spin J_f . Ein Maß für die Kollektivität eines Zustandes ist außerdem, welchen Anteil er an der Summenregel Gl. (39) ausschöpft.

Betrachten wir zuerst den Fall $L > 1$. Dann sind Schwerpunktskorrekturen von der Größenordnung Z/A^L (für ^{12}C kleiner als 5 %) und damit vernachlässigbar⁶⁷⁾. Für $\Delta T=0$ -Übergänge läßt sich der Grundzustandsdoppelkommutator (36) exakt, d.h. ohne Anwendung eines Kernmodells, ausrechnen und man erhält⁴⁶⁾

$$S_{\Delta T=0,L}^{\text{EW}} = \frac{\hbar^2 e^2}{8\pi m} L \hat{L} \frac{Z^2}{A} \langle r^{2L-2} \rangle, \quad (40)$$

dabei sei m die Nukleonenmasse. Für $\Delta T=1$ -Übergänge spielen Austauschkräfte eine Rolle. H kommutiert dann nicht mehr mit $Q_{\text{ELO}}(\Delta T=1)$. Nimmt man jedoch an, daß für $\Delta T=0$ -Übergänge Protonen und Neutronen in Phase schwingen, darf der Operator (37) ersetzt werden⁶⁸⁾ durch

$$Q_{\text{ELM}}(\Delta T=0) = \frac{1}{2} e \sum_{i=1}^A (1 - \langle \tau_3 \rangle) r_i^L Y_{LM}(i) \quad (41)$$

Die Differenz zu Gl. (37) ist für die $\Delta T=1$ -Übergänge verantwortlich:

$$Q_{\text{ELM}}(\Delta T=1) = -\frac{1}{2} e \sum_{i=1}^A (\tau_3(i) - \langle \tau_3 \rangle) r_i^L Y_{LM}(i) \quad (42)$$

Man erhält dann für $\Delta T=1$ die Summenregel^{67,68)}

$$S_{\Delta T=1,L}^{EW} = \frac{\hbar^2 e^2}{8\pi m} \hat{L} \frac{NZ}{A} \langle r^{2L-2} \rangle . \quad (43)$$

Durch Vergleich von Gl. (40) mit Gl. (43) sieht man, daß für N=Z-Kerne wie ^{12}C beide Summenregeln den gleichen Beitrag liefern.

Wenden wir uns jetzt kurz dem Fall der kollektiven 1^- T=1-Zustände zu. Für L=1 ist der Operator (37) bereits schwerpunkts-korrigiert und man erhält die bekannte klassische Dipolsummenregel^{69,70)}

$$S_{1,1}^{EW} = \frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{NZ}{A} (1 + x) \quad (44)$$

Der Verstärkungsfaktor x rührt von dem Anteil des Potentials her, der nicht mit dem Dipoloperator kommutiert:

$$x = \frac{A}{NZ} \cdot \frac{m}{\hbar^2} \langle 0 | \left[Q_{E1,0}, \left[V, Q_{E1,0} \right] \right] | 0 \rangle \quad (45)$$

Wir wollen jetzt auf die Summenregel (39) zurückkommen und uns mit der Summation über die angeregten Zustände n beschäftigen. Dabei beschränken wir uns auf gg-Kerne mit $J_i^\pi = 0^+$. Mit Hilfe des makroskopischen Modells erhält man bei homogener Ladungsverteilung und unter Berücksichtigung von Gl. (21) in erster Ordnung von α für die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit³⁵⁾ (38)

$$\begin{aligned} B(EL, 0^+ \rightarrow J_f) &= \hat{J}_f \cdot \left| \int d\Omega \int_0^{R(\alpha)} dr r^{L+2} Y_{LO} p(\vec{r}) \right|^2 \\ &= (Ze)^2 \frac{9}{16\pi^2} R_o^{2L} \beta_L^2 \delta_{LJ_f} \end{aligned} \quad (46)$$

Dabei wurde die Relation^{34,49)}

$$\beta_L^2 = \langle 0 | \sum_M \alpha_{LM} \alpha_{LM}^* | 0 \rangle$$

bzw.

(47)

$$\beta_L = \hat{L}^{1/2} \langle LM | \alpha_{LM}^* | 0 \rangle$$

zwischen den Deformationsparametern β und α benutzt. Wir verwenden jetzt die Definition (22) für α und den Ausdruck (31) für unsere Kopplungskonstante y_L . Gl. (47) modifiziert sich dann zu

$$\begin{aligned} \beta_L^2 &= \hat{L} \hbar \omega_L / 2 C_L \\ &= -\hat{L} y_L (\bar{Q} - \hbar \omega_L - \Lambda_L + \frac{i}{2} r_L) . \end{aligned} \quad (48a)$$

Auf der Resonanz ($y_L = M_L \exp(i\pi/2) = iM_L$) gilt

$$\beta_L^2 = -L i M_L \cdot \frac{i}{2} r_L \quad (48b)$$

und aus Gl. (39), (46), (48b) ergibt sich der gewünschte Zusammenhang

$$S_{TL}^{EW} = (Ze)^2 \frac{9}{16\pi^2} R_O^{2L} \cdot \frac{1}{2} \cdot \sum_n \hbar \omega_L \cdot M_L r_L \quad (49)$$

zwischen der Summenregel und unserer Kopplungskonstanten (31). Aus (39) bzw. (49) folgt unmittelbar, daß insbesondere die hochangeregten Zustände, die aufgrund der Beziehung $\bar{Q} \approx \hbar \omega$, also $E_p \approx \hbar \omega$

wichtig für den Zweistufenaustauschprozeß sind, durch die Summenregel abgeschätzt werden können.

2.4 EINIGE BEMERKUNGEN ZU T-MATRIX, SPEKTROSKOPISCHEN FAKTOREN, DIFFERENTIELLEM WIRKUNGSQUERSCHNITT UND SPINABHÄNGIGEN MESSGRÖSSEN

An dieser Stelle sei ein kurzer Abschnitt eingeschoben, in den unsere formal abgeleiteten Übergangsmatrizen (18) und (25) so umgeschrieben werden, daß die übliche Drehimpuls- und Tensoralgebra⁶⁶⁾ zur numerischen Berechnung der Zweiteilchenmatrixelemente angewandt werden kann. Außerdem soll der Zusammenhang zwischen T-Matrix und den experimentell beobachtbaren Größen wie Asymmetrie und differentieller Wirkungsquerschnitt aufgezeigt werden.

Wir gehen dabei aus von der T-Matrix

$$T_{if} = A \langle \chi_f^-(0) \phi_f(1 \dots A) | t(0,1) | (\chi_i^+(0) \phi_i(1 \dots A) - \chi_i^+(1) \phi_i(0, 2 \dots A)) \rangle. \quad (50)$$

Mit Hilfe der Kofaktorentwicklung^{7,71)}

$$\phi_{JM}^{TM_T}(1 \dots p \dots A) = A^{-1/2} \sum_{jmy} \varphi_{jm1/2y}(p) a_{jm1/2y} \phi_{JM}^{TM_T} \quad (51)$$

der Targetwellenfunktion ϕ nach dem p-ten Teilchen erhält man

$$T_{if} = \sum_{j_1 m_1 y_1} \sum_{j_2 m_2 y_2} \langle \phi_{J_f M_f}^{T_f M_{T_f}} | a_{j_2 m_2 y_2}^+ a_{j_1 m_1 y_1} | \phi_{J_i M_i}^{T_i M_{T_i}} \rangle \quad (52)$$

$$\times \langle \chi_f^-(0) \phi_{j_2 m_2 y_2}(1) | t(0,1) | \chi_i^+ \phi_{j_1 m_1 y_1} \rangle.$$

ϕ_i ist die entsprechende Einteilchenwellenfunktion, a_i vernichtet diesen Zustand, summiert wird über den Drehimpuls j , seine Projektion m und die Isospinprojektion y des Teilchens p .

Das Matrixelement $\langle f | a_2^+ a_1 | i \rangle$ in der oberen Zeile wird als spektroskopischer Faktor definiert. Mit Hilfe des irreduziblen Tensors

$$B_{IN\Sigma\bar{N}} = \sum_{m_1 m_2 y_1 y_2} (-)^{1/2-y_1} (-)^{j_1-m_1} a_{j_2 m_2 y_2}^+ a_{j_1 m_1 y_1} \quad (53)$$

$$\langle j_1 j_2 m_1 -m_2 | I-N \rangle \langle 1/2 \ 1/2 \ y_1 -y_2 | \Sigma - \bar{N} \rangle$$

ergibt sich für die T-Matrix (52)

$$T_{if} = \sum_{j_1 j_2} \sum_{IN\Sigma\bar{N}} S \cdot M_{sp} \cdot \langle j_1 I M_1 N | j_f M_f \rangle \langle T_i \Sigma M_{T_i} \bar{N} | T_f M_{T_f} \rangle \quad (54)$$

wobei S für die reduzierte spektroskopische Amplitude

$$S = S(j_1 j_2 j_i j_f T_i T_f; I\Sigma) = \langle j_f T_f || B_{I\Sigma} || j_i T_i \rangle \quad (55)$$

steht und das Einteilchenmatrixelement M_{sp} durch

$$M_{sp} = \sum_{m_1 m_2 y_1 y_2} (-)^{j_1-m_1} (-)^{1/2-y_1} (\hat{j}_f \hat{T}_f)^{-1/2} \langle j_1 j_2 m_1 -m_2 | I-N \rangle \langle 1/2 \ 1/2 \ y_1 -y_2 | \Sigma - \bar{N} \rangle \quad (56)$$

$$x \langle \chi_f^-(0) \varphi_2(1) | t(0,1) | \chi_i^+(0) \varphi_1(1) - \chi_i^+(1) \varphi_1(0) \rangle$$

definiert ist. Die effektive Wechselwirkung $t(0,1)$ soll dabei eine Kombination sein aus Einstufen-(Valenz) und Zweistufenanteil. Zur weiteren algebraischen Behandlung der Gl. (56) sei auf die Ref. 7,71) verwiesen.

Es sei noch einmal ausdrücklich betont, daß abgesehen von den Drehimpulseigenschaften die gesamte spektroskopische Information über die Wellenfunktionen in die spektroskopischen Faktoren $\langle f | a_2^+ a_1 | i \rangle$ bzw. $\langle f | | B_1 | | i \rangle$ eingeht. Diese Ableitung ist für den Zweistufenmechanismus jedoch nur gültig, wenn wie in dem hier verwandten makroskopischen Modell für die intermediären Zustände eine explizite Antisymmetrisierung zwischen Core- und Valenz-Teilchen vernachlässigt wird. Eine vollständige mikroskopische Theorie⁷²⁾, die das Pauliprinzip auch für diese Nukleonen berücksichtigt, geht von Gl. (19)

$$T_{if}^{(2)} = \langle \chi_f^-(0) | \langle J_f M_f T_f P_f | V G^+ V | J_i M_i T_i P_i \rangle | \chi_i^+ \rangle \quad (57)$$

aus. Das Spektrum der Greensfunktion wird einfach als Satz diskreter Resonanzen angenommen, von denen jede als hochangeregtes quasigebundenes System von $A+1$ Teilchen beschrieben wird. Damit erhält man

$$T_{if}^{(2)} = A^2 \sum_{JMTP} \langle \chi_f^- | \langle J_f M_f T_f P_f | V(O, i) | JMTP \rangle \quad (58)$$

$$\times [\bar{Q} - \kappa_{\omega_J} + \frac{1}{2} \Gamma_J]^{-1} \langle JMTP | V(O, i) | J_i M_i T_i P_i \rangle | \chi_i^+ \rangle$$

Aufgrund der Kofaktorentwicklungen (51) und

$$|JMTP\rangle = (A+1)^{-1/2} \sum_{jm\alpha} \varphi_{jm\alpha} a_{jm\alpha} |JMTP\rangle \quad (59)$$

folgt dann unmittelbar

$$\begin{aligned}
 T_{if}^{(2)} &= (A+1)^{-1} \sum_{JMTP} \sum_{123456} [\bar{Q} - \hbar\omega_J + \frac{1}{2} r_J]^{-1} \\
 &\times \langle J_f M_f T_f P_f | a_5^+ a_3 a_1 | JMTP \rangle \langle JMTP | a_2^+ a_4^+ a_6 | J_i M_i T_i P_i \rangle \quad (60) \\
 &\times \langle \chi_f \varphi_5 | V(0, i) | \varphi_3 \varphi_1 \rangle \langle \varphi_2 \varphi_4 | V(0, i) | \varphi_6 \chi_i^+ \rangle .
 \end{aligned}$$

mit der Abkürzung $v = 1 \dots 6 = (j_v m_v \alpha_v)$. Die Information über die Struktur der Anfangs-, End- und Zwischenzustände ist dabei in den gegenüber Gl. (52), (55) wesentlich komplizierteren Faktoren $\langle A | a_1^+ a_2 a_3 | B \rangle$ und $\langle A | a_1^+ a_2^+ a_3 | B \rangle$ enthalten. Wegen des kollektiven Charakters der Zwischenzustände $|J\rangle$ wird eine Vielzahl solcher Produkte benötigt.

Die durch Gl. (54) bzw. (60) definierte T-Matrix hängt außer vom Streuwinkel Ω_{SC} und den Isospinquantenzahlen y_1 und y_2 unter anderem von Projektionsquantenzahlen M_i , M_f und den Spinprojektionen v_1 und v_2 des Projektils im Eingangs- und Ausgangskanal (Konvention: Quantisierungsachse senkrecht zur Streuebene!) ab. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist eine inkohärente Summe über diese Indices:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\mu_i \mu_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{k_f}{k_i} \cdot \frac{10}{2J_i} \cdot \sum_{v_1 v_2 M_i M_f y_1 y_2} |T(M_i M_f v_1 v_2 y_1 y_2, \Omega_{SC})|^2 \\
 &= \text{NORM} \cdot \sum |T|^2 \quad (61)
 \end{aligned}$$

Für Polarisation und Asymmetrie ergeben sich

$$P(\Omega_{SC}) = \text{NORM} \cdot \sum (-)^{1/2-v_2} |T|^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (62)$$

$$A(\Omega_{SC}) = \text{NORM} \cdot \sum (-)^{1/2-v_1} |T|^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (63)$$

Die Spinflipamplitude für $0^+ \rightarrow 2^+$ -Übergänge

$$S(\Omega_{SC}) = \text{NORM} \cdot \sum_{\nu_1 \neq \nu_2} |T|^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (64)$$

wird durch Korrelationsmessungen zwischen den unelastisch gestreuten Nukleonen und den in Richtung der Quantisierungsachse bei der Anregung des 2^+ -Niveaus emittierten γ -Quanten experimentell bestimmt⁷³⁾.

In diesen Gleichungen stehen μ_i und μ_f für die reduzierten Massen im Eingangs- und Ausgangskanal. Der Streuquerschnitt ist auf mbarn/sr normiert, während Polarisierung, Asymmetrie und Spinflip in den Grenzen von ± 1 liegen.

Die Gl. (61) bzw. (64) lassen sich in etwas anderer und übersichtlicherer Form schreiben als

$$\begin{aligned} \sigma(\vartheta) &= \sigma_{++} + \sigma_{--} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+} \\ A(\vartheta)\sigma(\vartheta) &= \sigma_{++} + \sigma_{+-} - \sigma_{-+} - \sigma_{--} \\ P(\vartheta)\sigma(\vartheta) &= \sigma_{++} + \sigma_{-+} - \sigma_{+-} - \sigma_{--} \\ S(\vartheta)\sigma(\vartheta) &= \sigma_{+-} + \sigma_{-+} \end{aligned} \quad (65)$$

Dabei bedeutet z.B. σ_{+-} den absoluten differentiellen Streuquerschnitt für die betrachtete Reaktion mit einlaufendem Projektil mit Spin = $+1/2$ und auslaufendem Nukleon mit Spin = $-1/2$.

2.5 VERGLEICH MIT ANDEREN UNTERSUCHUNGSMETHODEN FÜR RIESEN- RESONANZEN

Die Aufspaltung der Übergangsamplitude (1), (11) in einen Einstufen- (18) und einen Zweistufen-Mechanismus (25) erlaubt es uns, den Einfluß der hochangeregten Zwischenzustände, die wir mit Riesenresonanzen identifizieren, auf den Streuquerschnitt zu studieren. In diesem Abschnitt soll diese Art der Spektroskopie mit den herkömmlichen Methoden verglichen werden.

Die bekannte Dipolriesenresonanz ($1^- T=1$) ist schon seit langem durch photonukleare^{74,75)} Untersuchungen und Elektronenstreuung⁵⁰⁾ experimentell gesichert. Diese Methoden erweisen sich als vorteilhaft gegenüber Reaktionen mit Hadronen, weil die elektromagnetische Wechselwirkung, die die Übergänge bewirkt, exakt bekannt ist und daher keine Unsicherheiten von der Kraft herrühren. $L=1$ -Transfer wird bevorzugt. Insbesondere für Photoreaktionen läßt sich am totalen Absorptionsquerschnitt⁷⁶⁾

$$\sigma_{\gamma}(E) = 8\pi^3 e^2 \frac{L+1}{L(L!!)^2} \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2L-1} B(EL) \quad (66)$$

ablesen, daß die Anregung von Riesenresonanzen höherer Multipolarität $L>1$ stark unterdrückt ist. Aus diesem Grunde ist es schwierig, mit (γ, p) bzw. (γ, n) Aussagen über eine Quadrupolresonanz zu machen^{77,78)}. Bessere Möglichkeiten scheinen Experimente mit polarisierten Protonen zu eröffnen³⁶⁾.

Während Photonen aufgrund kinematischer Bedingungen⁷⁹⁾ nur Zustände erreichen können, deren Anregungsenergie E_x mit dem Impulsübertrag q durch die Beziehung

$$E_x = cq \quad (67a)$$

verknüpft ist, sind bei inelastischer Elektronenstreuung (k_1 = Impuls im Eingangskanal) wegen

$$E_x \leq qc \leq 2k_1c - E_x \quad (67b)$$

auch höhere Impulsüberträge und damit auch höhere L-Transfers möglich (Auch $L=0$ ist für Elektronenstreuung im Gegensatz zu Photonen erlaubt.). E2-Riesenresonanzen sind denn auch für viele mittelschwere bis schwere Kerne auf diese Art und Weise - hauptsächlich in Darmstadt und Japan - gefunden worden⁸⁰⁻⁸³). Der größte experimentelle Nachteil^{79,82}) dieser Methode liegt in der Subtraktion des starken Untergrundes und des Strahlungsschwanzes.

Eine andere, sehr aktuelle Möglichkeit zur direkten Anregung höherer Multipolresonanzen ist die Streuung mit Hadronen⁸¹⁻⁸⁴), da die hier wirksam werdende Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung die höheren L-Transfers nicht unterdrückt. Große experimentelle Schwierigkeiten liegen auch hier im Abzug eines "angenommenen Untergrundes"⁸³). Ebenso wie die Elektronenstreuung bevorzugt diese Methode mittlere bis schwere Kerne.

Aufgrund des oben Gesagten ist unsere Spektroskopie solcher Zustände eine wertvolle Ergänzung. Die Beobachtung von Riesenresonanzen als virtuelle Zwischenzustände bei inelastischer Protonenstreuung zu tiefliegenden Niveaus ist zwar eine indirekte Methode, andererseits werden aber so gravierende experimentelle Untergrundprobleme wie bei den obigen Verfahren vermieden, der Wirkungsquer-

schnitt ist mindestens innerhalb 10 % Fehlergenauigkeit bekannt. Da diese indirekte Anregung der Riesenresonanzen ebenso wie die direkte Anregung mit Hadronen im wesentlichen über die Kernkräfte abläuft, können prinzipiell alle Multipolaritäten in gleicher Stärke angeregt und damit beobachtet werden.

Unsere Methode ist besonders zur Spektroskopierung leichter und mittelschwerer Kerne geeignet. Der Grund dafür ist aus Gl. (31) leicht ersichtlich. Wir müssen die Resonanzbedingung $E_p \approx \hbar\omega$ erfüllen. Da wir unsere Analysen im Bereich mittlerer Einschußenergien ($E_p > 20$ MeV) durchführen (dort ist die DW-Näherung gültig!), können also nur Resonanzen in diesem Energiebereich wichtig werden. Andererseits gehorchen die Anregungsenergien der Riesenresonanzen einer $A^{-1/3}$ -Abhängigkeit von der Massenzahl^{81,82}). Folglich sind kleine und mittlere Massenzahlen bevorzugt, wenn die Resonanzbedingungen erfüllt sein sollen.

Nicht zuletzt sei erwähnt, daß es unsere Methode auch noch für Anregungsenergien oberhalb von 30 MeV erlaubt, Resonanzen zu entfalten, während Spektren für Elektronen- und Protonenstreuung in diesem Energiebereich keinerlei Struktur mehr zeigen⁸⁰⁻⁸³).

2.6 VERGLEICH MIT ANDEREN MEHRSTUFENPROZESSEN

Dieser letzte Abschnitt des zweiten Kapitels soll dazu dienen, den von uns beschriebenen Zweistufenmechanismus (25) gegen andere Mehrstufenprozesse abzugrenzen. Es soll zuerst gezeigt werden, daß wir (25) auch als Term zweiter Ordnung einer Bornreihe interpretieren können. Wir gehen aus vom exakten Streuprobblem

$$(H - E)\Psi = (K + V - E)\Psi = 0 \quad (68)$$

K sei die totale kinetische Energie des Systems, V die exakte Wechselwirkung. Wir benötigen noch die Distorted Wave χ als Lösungen zum Streupotential U:

$$(H_0 - E)\chi = (K + U - E)\chi = 0 \quad (69)$$

Auf beiden Seiten addieren wir die Störung V-U und erhalten als formale Lösung für Ψ

$$\Psi = \chi + (E - H)^{-1} (V - U)\chi \quad (70)$$

Mit Hilfe der Identität

$$G = G_0 + G_0(V-U)G \quad (71)$$

mit $G_0 = (E - H_0)^{-1}$ und $G = (E - H)^{-1}$

als Abkürzung für die relevanten Greensfunktionen ergibt sich für die T-Matrix (1)

$$T = \langle \chi^- | V-U | \psi^+ \rangle$$

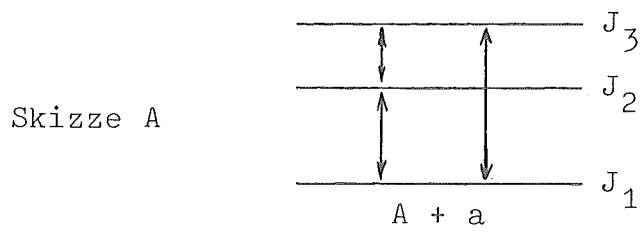
$$= \langle \chi^- | V-U | \chi^+ \rangle + \langle \chi^- | (V-U) G^+ (V-U) | \chi^+ \rangle \quad (72a)$$

$$= \langle \chi^- | (V-U) \sum_{n=0}^{\infty} [G_0^+ (V-U)]^n | \chi^+ \rangle \quad (72b)$$

Die vorher unterdrückten Indices $\pm$ sollen die asymptotischen Randbedingungen charakterisieren.

Die verschiedenen Mehrstufenprozesse unterscheiden sich nun durch die Repräsentation von G^+ bzw. G_0^+ und der Ordnung n , nach der die Reihenentwicklung abgebrochen wird.

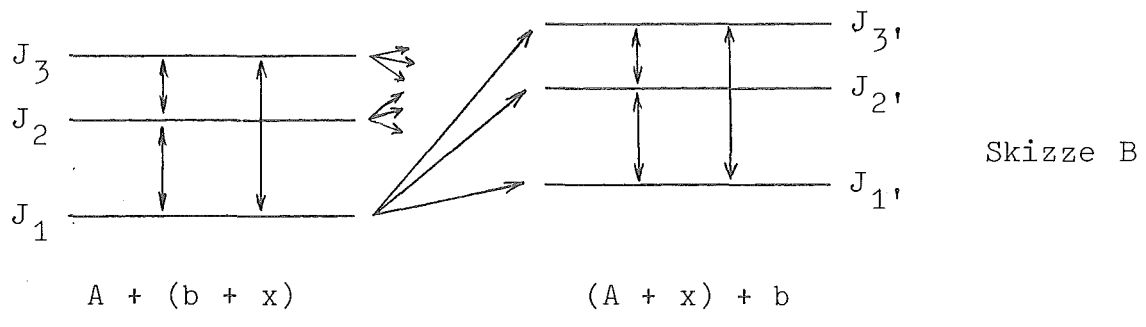
Die am längsten bekannte Methode ist die Coupled-Channel-Methode²⁷⁾, die Mehrstufenanregungen in allen Ordnung innerhalb einer Fragmentation exakt berücksichtigt, wie die untere Skizze A verdeutlichen soll. In der Sprache von Gl. (72a) bedeutet das eine



exakte Berechnung von G^+ im Raum aller inelastischen Anregungen des Targets.

Natürliche Erweiterungen der CC-Methode sind die "Coupled-Channel-Born-Approximation" (CCBA)⁸⁵⁾ und die ähnliche Quellterm-methode⁸⁶⁾. Beide behandeln inelastische Anregungen für die Fragmentationen im Eingangs- und Ausgangskanal exakt und den Teilchen-

transfer in erster Ordnung (siehe Skizze B).

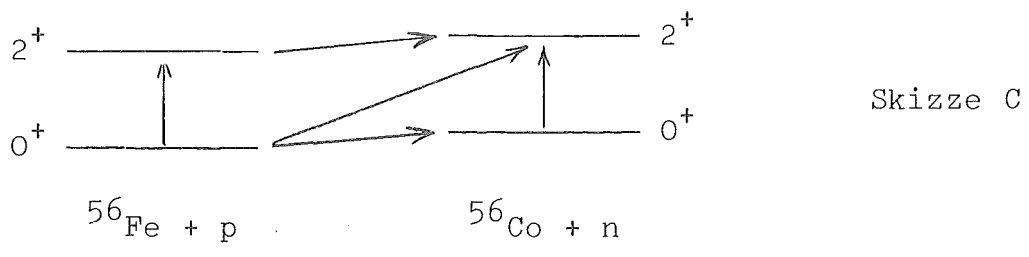


Wird auch noch der Teilchentransfer in allen Ordnungen berücksichtigt, kommt man zum Coupled-Reaction-Channel-Formalismus⁸⁷⁾ (CRC).

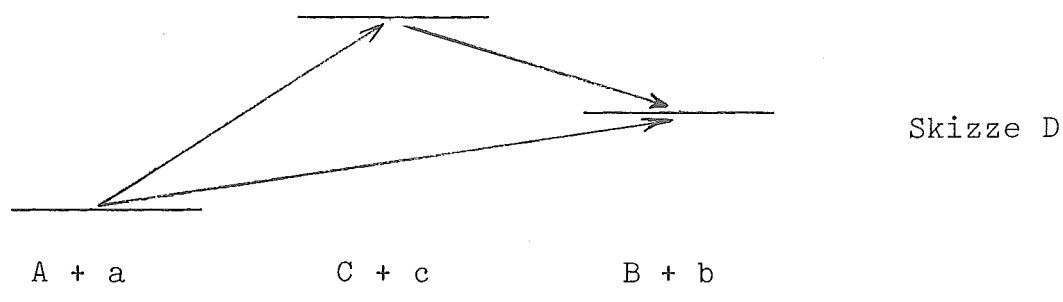
Besonders interessant und häufig untersucht wurden in den letzten Jahren Mehrstufenprozesse bei Ladungsaustausch- und Transferreaktionen. Dabei hat es sich gezeigt, daß es meistens genügt, die zweite Ordnung zu berücksichtigen. Gl. (72b) reduziert sich zu

$$T = \langle \chi^- | V - U | \chi^+ \rangle + \langle \chi^- | (V - U) G_0^+ (V - U) | \chi^+ \rangle \quad (72b)$$

Als Beispiel für diesen Fall erwähnen wir die Reaktion $^{56}\text{Fe}(p, n')$ $^{56}\text{Co}(2^+ \text{ IAS})$ ⁸⁸⁾, wobei (2^+ IAS) für die Anregung des isobaren Analogzustandes des ersten angeregten 2^+ -Niveaus des Targets steht (siehe Skizze C).



Bedeutende Beiträge können aber auch von intermediären Zuständen kommen, die eine andere Fragmentation als Eingangs- und Ausgangskanal haben. Insbesondere pick up-stripping Amplituden wie



$(^3\text{He}, \alpha)(\alpha, t)^{87,89})$ oder $(^6\text{Li}, ^7\text{Li})(^7\text{Li}, ^6\text{He})^{90})$ oder $(p, d)(d, t)^{91})$ für $(a, c)(c, b)$ scheinen wichtig. Aber auch $(p, t)(t, d)^{92})$ ist beobachtet worden.

All diesen Zweistufenmechanismen ist mit unseren gemeinsam, daß sie den Wirkungsquerschnitt einerseits in der Stärke modifizieren - was insbesondere wichtig ist, wenn die direkte Anregung verboten oder restringiert ist - andererseits aber - und das ist oft wesentlicher - auch seine Form verändern, da sie andere L-Transfers als der Einstufenterm zulassen. Ebenfalls gemeinsam ist, daß sie - auch wenn man nur die zweite Ordnung Born Approximation betrachtet - insofern nicht exakt sind, da sie gewisse intermediäre Zustände bzw. Fragmentationen als besonders wichtig aufzeigen und alle anderen vernachlässigen.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen den oben genannten und unserem Zweistufenterm besteht darin, daß alle unter Skizze A-D erwähnten Mechanismen das Pauliprinzip nicht berücksichtigen, gerade

für unseren Zweistufenprozeß aber sind Antisymmetrisierungseffekte essentiell. Erst dadurch wird in unserem Modell ein L-Transfer möglich, der ungleich dem L-Übertrag des direkten Mechanismus ist und dem Wirkungsquerschnitt die charakteristische (um 90° symmetrische) Gestalt gibt.

Ebenso wie in der CC-Theorie ist unsere Fragmentierung in allen Kanälen gleich. Ein wesentlicher Unterschied zu CC-Rechnungen besteht jedoch darin, daß wir intermediär angeregte Corezustände erlauben und deshalb andere Kopplungspotentiale verwenden.

Interessant wäre eine Erweiterung unseres Formalismus in Richtung der CC-Rechnungen, doch gibt es bis jetzt wegen der Komplexiertheit keine CC-Programme, die Antisymmetrisierungseffekte berücksichtigen.

Unsere Fragmentierung ist in allen Kanälen gleich. Dadurch wird das "Kreativitätsproblem"⁹³⁾ vermieden, das die Größenordnung der Mehrstufenprozesse in DW-Näherung und damit die Konvergenz der Bornreihe (72b) fragwürdig erscheinen läßt. Dieses Problem hängt damit zusammen, daß die ungestörte Greensfunktion $G_0 = (E-K-U)^{-1}$ wegen des optischen Potentials U nicht hermitesch ist. Bei unterschiedlicher Fragmentierung in den einzelnen Kanälen resultieren daraus Schwierigkeiten bei der Darstellung von G_0 .

3. DIE RECHNUNGEN ZU ^{12}C

Um den im zweiten Kapitel abgeleiteten und in seinen Approximationen diskutierten Formalismus auf inelastische Protonenstreuung am Targetkern ^{12}C anwenden zu können, müssen zuerst die in die Rechnungen eingehenden Parameter spezifiziert werden. Dazu werden insbesondere die Streuwellen im Eingangs- und Ausgangskanal und die Wellenfunktionen der angeregten 1^+ -Endzustände benötigt. Außerdem muß noch für den Einstufenprozeß Gl. (18) die effektive Zweiteilchenwechselwirkung festgelegt werden. Zum Schluß soll dann noch kurz das Verfahren zur Bestimmung der Kopplungskonstanten Gl. (26) bzw. (31) für den Zweistufenresonanzmechanismus Gl. (25) beschrieben werden.

3.1 DER ELASTISCHE KANAL (OPTISCHE MODELL-ANALYSE)

In diesem Abschnitt soll unsere Analyse der elastischen Daten beschrieben und, da sie die erste systematische Arbeit mit einem Standard-Optischen Modell im Energiebereich zwischen 20 und 50 MeV ist, in den Zusammenhang mit älteren benachbarten Arbeiten gestellt werden.

Das ein- bzw. auslaufende Proton wird in Distorted-Wave-Näherung beschrieben durch die Streulösung an einem optischen Potential der Gestalt

$$\begin{aligned}
 V = & V_{\text{COUL}}(r) - V_O f_O(r) + i4W_D a_D \frac{d}{dr} f_D(r) \\
 & - V_{\ell S} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_{\ell S}(r)
 \end{aligned}
 \tag{73}$$

wobei die radiale Abhängigkeit

$$f_K(r) = (1 + \exp(\frac{r-r_K \cdot A^{1/3}}{a_K}))^{-1} \quad (74)$$

von Saxon-Woods-Form ist. Das Coulombpotential

$$V_{\text{COUL}} = \begin{cases} Z_O Z_r e^2 / r & r \geq R_c = r_c \cdot A^{1/3} \\ Z_O Z_r e^2 / 2R_c \cdot (3 - r^2/R_c^2) & r < R_c \end{cases} \quad (75)$$

wird von einer homogen geladenen Kugel mit dem Radius R_c erzeugt. $Z_O e$ ist die Projektilladung, während Z_r die Zahl der Targetprotonen ist. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß zu Gl. (73) sehr oft ein Volumenabsorptionsanteil der Form

$$W_V = - i W_O f_W(r) \quad (76)$$

addiert wird. Möglich ist auch, die Oberflächenabsorption in (73) durch einen Gauß'schen Formfaktor der Gestalt

$$W_S = - i W_D \exp(-(r-r_D \cdot A^{1/3})^2/b^2) \quad (77)$$

zu ersetzen.

Während die elastische Streuung für schwere und mittelschwere Kerne ausgiebig analysiert ist und zumindest mittlere Potentiale^{1,94)} - wie sie vollständig als Eingabe für DW-Rechnungen ausreichen - existieren und die Abhängigkeit von Massenzahl, Ladung und Einschußenergie wiedergeben, liegen für ^{12}C keine systematischen Analysen

in dem für uns interessanten Energiebereich von 20-50 MeV vor. Wohl existiert für nieder- bis mittlere energetische elastische Protonenstreuung an Kohlenstoff eine Reihe von Arbeiten, die aber entweder nur die experimentellen Daten publizieren, wie Dickens et al.¹⁶⁾ (Wirkungsquerschnitte σ im Energieintervall von 18-30 MeV) und Craig et al.⁹⁵⁾ (Polarisationen P für $E = 20-28$ MeV) - oder aber Analysen wie die von Tamura und Terasawa⁹⁶⁾ (σ ; $E = 20-31$ MeV), Lowe und Watson⁹⁷⁾ (P ; $E = 20-28$ MeV) und Girod et al.⁹⁸⁾ (σ , P ; $E = 20-30$), die aber für den gesamten Energiebereich ein konstantes optisches Potential mit energieabhängigen zusätzlichen Resonanztermen annehmen und damit für uns nicht verwendbar sind. Interessant sind auch noch die Arbeiten von Nagahara⁹⁹⁾ (σ ; $E = 6-16$ MeV), Swint et al.¹⁰⁰⁾ (σ ; $E = 4-13$ MeV) und Barnard et al.¹⁰¹⁾ (σ ; $E = 2-12$ MeV), die entweder rein qualitativ oder aus Phasenanalysen auf Resonanzen schließen. Die einzigen systematischen Analysen mit einem Standard-Optischen Modell stammen von Nodvik et al.¹⁰²⁾ (σ ; P ; $E = 11-20$ MeV) und weniger ausführlich von Rosen et al.¹⁰³⁾ (P ; σ ; $E = 5-20$ MeV). In dem uns interessierenden Energieintervall existieren leider nur Einzelanalysen. Es sei auf die Ref. 15, 18, 42, 104-116) und Tabelle 3 verwiesen.

Für eine systematische Analyse mit einem Standard-Optischen Modell Gl. (73) - (77), wie wir es zur Erzeugung der Distorted Waves benötigen, wurden die am Jülicher Zyklotron zwischen 22.5 und 45 MeV gemessenen elastischen Daten¹⁹⁾ zusammen mit Literaturwerten für 49.5¹¹⁰⁾, 46¹¹⁷⁾ und 21.6 und 20¹⁶⁾ MeV-Protonen verwendet. Publierte Polarisationsdaten sind zwar für einige Energien vorhanden^{95, 107, 108, 112, 113, 118)}, wurden aber nicht berücksichtigt, da

DW-Rechnungen nicht so sensitiv auf solche Feinheiten im elastischen Kanal sind. Außerdem hat es sich gezeigt, daß es für so leichte Kerne wie ^{12}C nicht möglich ist, gleichzeitig Wirkungsquerschnitt und Polarisierung mit der sonst für einen Fit mit dem optischen Modell erreichbaren und üblichen Qualität anzupassen^{105,107,108,112,113}), es sei denn, man läßt pathologische Spinbahn-Parameter zu¹¹⁰). Da jedoch Wirkungsquerschnitte allein nicht empfindlich sind auf das Spinbahnpotential^{111,113,114}), haben wir für alle Energien einen mittleren Satz

$$\begin{aligned} V_{\text{ls}} &= 6.4 \text{ MeV} \\ r_{\text{ls}} &= 1.0 \text{ fm} \\ a_{\text{ls}} &= 0.575 \text{ fm} \end{aligned} \quad (78a)$$

festgelegt. Der Coulombradius

$$r_C = 1.24 \text{ fm} \quad (78b)$$

wurde durch die experimentellen Coulomb-Verschiebungsenergien¹¹⁹) für die gebundenen $1p_{1/2}$ - und $1p_{3/2}$ -Einteilchenzustände bestimmt.

Ein Optisches Modell-Suchprogramm wurde benutzt zur Minimierung von

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_{\text{THEOR}}(\theta_i) - \sigma_{\text{EXP}}(\theta_i)}{\Delta\sigma_{\text{EXP}}(\theta_i)} \right)^2 \quad (79)$$

in Abhängigkeit der noch freien Parameter. Die bekannte Mehrdeutigkeit zwischen Volumen- und Oberflächenabsorption¹⁾ wurde auch von

uns gesehen, doch ergab eine reine Oberflächenabsorption geringfügig bessere Fits, so daß wir $W = 0$ setzten. In der Literatur ist etwas umstritten, welche Form der Absorption gewählt wird (siehe auch Tabelle 3).

Eine erste χ^2 -Minimisierung ergab für viele Energien einen sehr konsistenten Wert für den reellen Radius r_0 . Wir haben deshalb seinen Wert auf

$$r_0 = 1.064 \text{ fm} \quad (78c)$$

fixiert und erhielten einen endgültigen Satz von Parametern, bei dem nur a_0 in der reellen Geometrie variiert wurde (Tabelle 1). Die relativ zur Rutherfordstreuung normierten Wirkungsquerschnitte werden in Fig. 2 mit den experimentellen Daten verglichen. Die Übereinstimmung ist gut. Es sei schon jetzt auf die leichten Abweichungen für Streuwinkel $\theta > 100^\circ$ hingewiesen.

Erstaunlich ist die sanfte Energieabhängigkeit der Parameter, die nur bei 24 MeV durch drastische Abweichungen insbesondere des Imaginärteils gestört wird. Diese ganzen Diskrepanzen, die auch in den Anregungsfunktionen auftreten, sollen im vierten Kapitel im Zusammenhang mit den intermediären Strukturen diskutiert werden. Sie sind nicht auf die starke Deformation und damit die starke Kopplung des elastischen Kanals an die inelastische Streuung zum 2^+ -Niveau bei 4.43 MeV zurückzuführen. Coupled Channel-Rechnungen, die diesen Effekt berücksichtigen, modifizieren die Ergebnisse der normalen Optischen Potential-Analyse nicht^{42,114)}.

Zusätzlich zur obigen Analyse wurde in einem weiteren Parametersatz die gesamte Geometrie des Realteils festgehalten, wobei als Mittelwert

$$a_0 = 0.62295 \quad (80)$$

noch zusätzlich gesetzt wurde (Tabelle 2). Weder die χ^2 -Werte noch die Anpassung an die experimentellen Daten wurden sichtbar schlechter.

In Tabelle 3 werden die von uns gefundenen optischen Modelle mit Literaturwerten verglichen. Unterschiede scheinen im wesentlichen auf die bekannten Mehrdeutigkeiten^{1,94)} zwischen z.B. V_0 und r_0 ($V_0 r_0^2 = \text{const.}$) oder aber a_D und W_D zurückzuführen sein.

In Tabelle 4 sind die optischen Modell-Parameter aus der Literatur aufgeführt, die wir für die entsprechenden Ausgangskanäle benötigen. Wegen des großen Q-Wertes von 12.71 bzw. 15.11 MeV können wir im Gegensatz zu Ref. 7) ein- und auslaufende Streuwellen nicht mit demselben Parametersatz erzeugen.

Da das "echte" optische Potential nichtlokal ist²⁸⁾, interpretieren wir unsere Potentiale als äquivalente lokale⁵⁵⁾. Wegen des Perey-Effektes^{120,121)}: die Wellenfunktion ψ_{NL} des nichtlokalen Potentials ist im Kerninnern um den Faktor

$$\psi_{NL}(r)/\psi_L(r) = [1 - (\mu\beta^2/2\hbar^2) U_L(r)]^{-1/2} \quad (81)$$

kleiner als ψ_L , vom lokalen Potential U_L erzeugt - müssen wir eine Nichtlokalitätskorrektur anbringen. Die Nichtlokalitätskonstante β wird auf 0.85 fm festgelegt¹²¹⁾, μ ist die reduzierte Masse.

3.2 DIE NUKLEON-NUKLEON-WECHSELWIRKUNG

Bei Reaktionen, die nur über eine direkte (Einstufen-) Anregung ablaufen, wird die Größe des theoretischen Wirkungsquerschnittes durch das Produkt aus spektroskopischem Faktor und Potentialstärke bestimmt. Es besteht also die Gefahr, Unzulänglichkeiten der Wechselwirkung durch (eventuell pathologische) Beschreibungen der Targetstruktur zu kompensieren und umgekehrt. Auch für Reaktionen von unserem Typ, die über Ein- und Zweistufenprozesse ablaufen, ist die Verwendung einer gesicherten Wechselwirkung unbedingt notwendig wegen der sehr empfindlichen Interferenzeffekte zwischen den beiden Reaktionsmechanismen. Wir verwenden deshalb eine Kraft, die über weite Bereiche des Periodensystems von ^{16}O bis ^{208}Pb getestet worden ist und sich sowohl für normale als auch nichtnormale Paritätsübergänge bewährt hat^{13,39-41,122)}. Sie besteht aus einem Zentral-¹²³⁾ und einem Tensoranteil¹²⁴⁾, - ein Spinbahnterm wurde vernachlässigt - und ist von der Form

$$V(0,1) = V_C^{\text{SE}} P^{\text{SE}} + V_C^{\text{TE}} P^{\text{TE}} + V_T S_{12} \tau_0 \cdot \tau_1 . \quad (82)$$

Die Zentralkraft ist vom Serbertyp und hat eine Gauß'sche radiale Abhängigkeit $V_C = \exp(-\alpha r^2)$. Sie reproduziert¹²²⁾ den langreichweitigen Teil des Hamada-Johnston-Potentials¹²⁵⁾. Die Tensorkraft besteht aus einer Linearkombination modifizierter Gauß-Potentiale $V_T = r^2 \exp(-\alpha r^2)$. Die benutzten Potentialstärken und die Reichweiteparameter sind in Tabelle 5 wiedergegeben.

3.3 SPEKTROSKOPIE DER 1^+ -ENDZUSTÄNDE

Nachdem die Frage nach einer vertrauenswürdigen Wechselwirkung geklärt ist, müssen noch die Wellenfunktionen der Endzustände festgelegt werden. Insbesondere ist es jetzt möglich, die Targetbeschreibungen in ihrer Gültigkeit für Reaktionen zu testen.

Als einfachste Konfiguration zur Bildung unserer 1^+ -Zustände läßt sich eine Einteilchen-Einloch-Anregung vom Typ $p_{3/2}^{-1} p_{1/2}$ vorstellen und RPA-Rechnungen¹²⁶⁾ scheinen auch die Dominanz dieser Konfiguration zu bestätigen (Beimischung > 96 %). DW-Rechnungen für den $0^+ \rightarrow 1^+$ -Übergang mit dieser Hauptkonfiguration blieben jedoch unbefriedigend, da sie einerseits die Potentialstärken reduzieren mußten, um gute Ergebnisse zu erhalten⁸⁾, andererseits mit realistischen Stärken die experimentellen Daten für Vorwärtswinkel (wo der Einstufenprozeß wichtig ist) stark überschätzen¹²⁷⁾. Das wurde in Testrechnungen auch von uns gefunden.

Ganz andere Ergebnisse liefern Wellenfunktionen aus Schalenmodellrechnungen. Eine exakte Diagonalisierung der in der 1p-Schale möglichen Konfigurationen mit der effektiven Wechselwirkung 8-16 POT von Cohen und Kurath¹²⁸⁾ zeigt deutlich den Einfluß von Grundzustandskorrelationen. Das führt zu enorm wichtigen Amplituden der Konfiguration $p_{1/2}^{-1} p_{3/2}$ in der Beschreibung der 1^+ -Zustände, so daß der Einstufen-Wirkungsquerschnitt aufgrund von destruktiven Interferenzen stark reduziert ist und in die Größenordnung der experimentellen Daten kommt. Tabelle 6 zeigt, zusammen mit den experimentellen Einteilchenenergien¹¹⁹⁾, die in den Rechnungen benutzten spektroskopischen Faktoren¹²⁹⁾. Diese müssen mit einem Wert von

$$S = \pm 1.2247 \quad (83)$$

für einen spektroskopischen Faktor¹³⁰⁾ der reinen $p_{3/2}^{-1} p_{1/2}$ -Konfiguration verglichen werden.

Ein Test für die Güte der von uns verwendeten Wellenfunktionen stellt die inelastische Streuung von 61.9 MeV Protonen¹³¹⁾ zu den 1^+ -Zuständen dar. Bei dieser Projektilenergie ist nämlich die Niveaudichte so hoch, daß Resonanzeffekte von intermediären Strukturen keine Rolle mehr spielen sollten. Die Reaktion sollte also ausschließlich über den Einstufenmechanismus ablaufen. Fig. 3 zeigt das Ergebnis der Rechnungen¹³²⁾. Das Experiment wird zufriedenstellend reproduziert.

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß für alle Rechnungen harmonische Oszillatorwellenfunktionen mit $\hbar\omega = 44 \cdot A^{-1/3} = 17.908$ MeV verwendet wurden. Nichtlokalitätskorrekturen analog zu den Bemerkungen in 3.1 wurden berücksichtigt.

3.4 BESTIMMUNG DER KOPPLUNGSKONSTANTEN FÜR DEN ZWEISTUFEN-MECHANISMUS

Ähnlich zu der oben erwähnten Mehrdeutigkeit zwischen spektroskopischem Faktor und Potentialstärke für den Einstufenprozeß läßt sich aus Gl. (25) eine Mehrdeutigkeit zwischen der Kopplungskonstanten y_λ und der Stärke des Kopplungspotentials $\partial U / \partial r$ feststellen. Für Coreanregungen mit $\Delta T = 0$ sei deshalb die Stärke des Potentials festgelegt durch das für diese Einschußenergie wirksame optische Modell. Das ist in Übereinstimmung mit Ref. 7,49). Für $\Delta T = 1$ -Coreanregungen, die ebenso wie die $\Delta T = 0$ -Anregungen isobarer Analogzustände¹³³⁾ über den isospinabhängigen Anteil des optischen Potentials ablaufen³⁴⁾, verwenden wir ein um den Faktor -2 gegenüber oben reduziertes Kopplungspotential. Das ist in Übereinstimmung mit Ref. 49,56,57,133).

Nachdem nun der elastische Kanal, die Targetspektroskopie und die Wechselwirkung für Ein- und Zweistufenprozesse festgelegt sind, verbleiben als einzige freie Parameter der Rechnung die Kopplungskonstanten Gl. (26) bzw. (31). Diese werden für jede Einschußenergie nach Betrag und Phase in einer χ^2 -Prozedur variiert. Dabei wird einerseits verlangt, daß mit optimal gewählten Parametersätzen das Experiment gut erklärt werden sollte, zum anderen sollen die y_λ ein Resonanzverhalten in Abhängigkeit von der Energie zeigen. Auf diese Weise läßt sich die Resonanzenergie der entsprechenden Riesenresonanz bestimmen. Aus dem Betrag lassen sich Rückschlüsse auf die Kollektivität ziehen, wie in 2.3 gezeigt wurde. Für jede Einschußenergie wurden maximal vier Resonanzen ($\lambda = 1-4$) berücksichtigt, da Resonanzen höherer Multipolarität bereits so breit sein sollten, daß

sie experimentell nur schwerlich zu beobachten sind¹³⁴⁾. Genügt bei einer Projektilenergie mehr als ein Parametersatz den oben genannten Bedingungen, so haben wir natürlich eine Möglichkeit gefunden, "Fehlerbalken" für Lage und Stärke der Resonanz zu definieren.

Nur kurz bemerkt sei, daß wir auf eine Deformation des Spinbahnterms des optischen Potentials verzichtet haben. Dies hat jedoch höchstens geringfügigen Einfluß auf die Stärke des Potentials³⁴⁾.

4. INTERMEDIÄRE STRUKTUREN IN ^{12}C - ERGEBNISSE UND DISKUSSION

Bereits in dem grundlegenden Artikel von Feshbach, Kerman und Lemmer³⁰⁾ über intermediäre Strukturen wird bemerkt, daß das Phänomen der Doorway-Resonanzen in allen Kanälen auftritt und daß dieser Effekt zur Aufdeckung dieser Resonanzen dienen kann (Dasselbe Ergebnis läßt sich auch Gl. (11) entnehmen.). Deshalb sollen zuerst die Einflüsse der intermediären Strukturen in elastischen und einigen inelastischen Kanälen diskutiert werden, bevor detailliert über die $0^+ \rightarrow 1^+$ -Übergänge berichtet wird.

4.1 DER ELASTISCHE KANAL

Schon in Abschnitt 3.1 wurden die Abweichungen zwischen experimentellen Daten und optischem Modellfit für Streuwinkel größer als 100° erwähnt. Von solchen Diskrepanzen wird auch in älteren Arbeiten berichtet^{109,111,116)}. Es handelt sich dabei um Resonanzeffekte, die für stark angeregte Kanäle besonders im rückwärtigen Streuwinkelbereich auftreten. Bereits eine relativ alte Arbeit von Kinsey¹³⁵⁾ läßt das erkennen. Ganz deutlich zeigt das auch Fig. 4, in der die Anregungsfunktion

$$\sigma(\vartheta_1, \vartheta_2) = 2\pi \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \sin\vartheta \, d\vartheta \, \sigma_{\text{exp}}(\vartheta) \quad (84)$$

für die elastische Streuung im Energiebereich von 24-45 MeV für eine Reihe von Winkeln ϑ_1 und ϑ_2 gezeichnet ist. In Fig. 5 sieht man einen Vergleich experimenteller Anregungsfunktionen¹⁶⁾ für $\vartheta = 60^\circ$, 135° und 145° mit unseren optischen Modellrechnungen, der ebenfalls

den "Rückwärtswinkeleffekt" zeigt.

Die Berücksichtigung von Resonanztermen zusätzlich zur Streuung am optischen Potential erklärt diese Rückwärtswinkeleffekte. Die auf diese Weise von mehreren Autoren gefundenen Resonanzen⁹⁶⁻⁹⁸⁾ sind in Tabelle 7 zusammengefaßt. Wir werden sie später mit den von uns identifizierten Resonanzen vergleichen. Ein weiterer Beweis für den starken Einfluß intermediärer Resonanzen auf die elastische Streuung insbesondere im Bereich der Dipolriesenresonanz zeigt unser optisches Potential (Tabelle 1) bei 24 MeV. Sowohl die starken Abweichungen von einer sanften Energieabhängigkeit für den Imaginärteil (siehe Tabelle 1) als auch für den Realteil, die durch das Volumenintegral J/A bzw. $J/(A \cdot V_0)$ und den rms-Radius gemessen werden können, deuten darauf hin (siehe Fig. 6).

4.2 ANDERE KANÄLE

Auch in den inelastischen Kanälen zeigen sich wiederum die Rückwärtswinkeleffekte. Fig. 7 bis 10 geben die Anregungsfunktionen Gl. (84) für die Übergänge

$$\begin{array}{ll} 0^+ \rightarrow 2^+ T = 0 & (Q = -4.43 \text{ MeV}) \\ 0^+ \rightarrow 0^+ T = 0 & (Q = -7.66 \text{ MeV}) \\ 0^+ \rightarrow 1^+ T = 0 & (Q = -12.71 \text{ MeV}) \\ 0^+ \rightarrow 1^+ T = 1 & (Q = -15.11 \text{ MeV}) \end{array}$$

wieder. Auffallend ist die schwache Energieabhängigkeit der Kurven oberhalb von 30 MeV, so daß für diesen Bereich aus den Anregungsfunktionen nur schwerlich auf Resonanzen geschlossen werden kann. Es ist deshalb notwendig, die differentiellen Wirkungsquerschnitte zu analysieren und dann die verbleibenden Diskrepanzen zu untersuchen. Das wird in Fig. 11 gezeigt für den Übergang zum 2^+ -Zustand bei 4.43 MeV. Coupled-channel-Rechnungen²⁷⁾ zeigen klar die Abweichungen im rückwärtigen Bereich, die für 40 und 46 MeV Protoneneinschußenergie auch von anderen Autoren^{42,114)} beobachtet wird. Auch der Monopolübergang zum Zustand bei 7.66 MeV besitzt für rückwärtige Streuwinkel die gleichen charakteristischen Strukturen (siehe Fig. 12), die auf die intermediäre Anregung von Riesenresonanzen hindeuten.

Beide Zustände wurden jedoch nicht im Rahmen unseres Formalismus analysiert,

- i) der 2^+ -Übergang nicht, weil er so stark angeregt ist (im Vergleich zum $0^+ \rightarrow 1^+$ -Übergang), daß die Anteile am Wirkungs-

querschnitt, die von unserem Zweistufen-Resonanzmechanismus herrühren, klein sind gegen die Anteile des direkten Prozesses (in 1. Ordnung DWBA oder CC gerechnet). Damit sind die verschiedenen Resonanzbeiträge schwierig zu identifizieren in ihrem empfindlichen Interferenzverhalten mit dem direkten Mechanismus. Außerdem könnten starke Kopplungseffekte zwischen dem intermediären System und dem 2^+ -Endzustand auftreten, die CC-Rechnungen mit den Kanälen $p + {}^{12}\text{C} (0^+)$, ${}^{13}\text{N}^{**}$, $p + {}^{12}\text{C} (2^+)$ erforderlich machen. Solche CC-Rechenprogramme, die Austauscheffekte berücksichtigen, stehen jedoch nicht zur Verfügung.

- ii) der 0^+ -Übergang nicht, weil er mindestens von 2p-2h, wenn nicht 4p-4h-Charakter ist¹³⁶⁾ und damit innerhalb unseres Formalismus nicht zu analysieren ist. CC-Rechnungen ähnlich wie unter i) mit den Kanälen $p + {}^{12}\text{C} (0_{\text{g.s.}}^+)$, $p + {}^{12}\text{C} (2^+)$, $p + {}^{12}\text{C} (0_1^+)$, ${}^{13}\text{N}^{**}$ wären notwendig.

Wir wenden uns deshalb den $0^+ \rightarrow 1^+$ -Übergängen zu.

4.3 DIE $0^+ \rightarrow 1^+$ -ÜBERGÄNGE

Die inelastische Anregung der 1^+ -Zustände sind in ^{12}C die Übergänge, die für die Anwendung unseres Formalismus besonders prädestiniert sind. Einerseits handelt es sich bei ihnen nicht um Zweiphotonenanregungen - wie in 3.3 ausführlich dargelegt wurde -, andererseits beträgt die partielle Zerfallsbreite dieser Niveaus für γ -Quanten zum 2^+ -Zustand bei 4.43 MeV relativ zum Grundzustand maximal 4 %¹³⁷⁾. Beide Tatsachen deuten darauf hin, daß eine starke Kanalkopplung zu niedrigliegenden Niveaus, wie dem 2^+ -Zustand, unberücksichtigt bleiben kann.

4.3.1 DIE STÄRKEVERTEILUNG DER KOPPLUNGSKONSTANTEN

Aufgrund der Korrelationen der Grundzustandswellenfunktion¹²⁹⁾

$$|0^+ \text{g.s.}\rangle = a_1 |(p_{3/2})^2\rangle + a_2 |(p_{1/2})^2\rangle \quad (85)$$

kann das einlaufende Proton im Zweistufenresonanzmechanismus entweder in das $p_{1/2}$ - oder aber in das $p_{3/2}$ -Orbit eingefangen werden, um den 1^+ -Endzustand¹²⁹⁾

$$\begin{aligned} |1^+\rangle = & b_1 |p_{3/2}^{-1} p_{1/2}\rangle + b_2 |p_{1/2}^{-1} p_{3/2}\rangle + \\ & b_3 |(p_{3/2})^2\rangle + b_4 |(p_{1/2})^2\rangle \end{aligned} \quad (86)$$

zu formen. Bei unserer χ^2 -Minimierungsprozedur haben wir deshalb verschiedene Möglichkeiten, um die in 3.4 aufgestellten Forderungen nach einer guten Anpassung an die experimentellen Daten und nach

einem Resonanzverhalten der Kopplungskonstanten erfüllen zu können.

1) Wir können die Übergangsamplituden mit $p_{1/2^-}$ und $p_{3/2^-}$ Einfang gleichzeitig und mit gleichen Stärken variieren. Das entspricht einem Einfang in ein mittleres p-Niveau mit einer mittleren Bindungsenergie von ungefähr 9 MeV. Dieses Verfahren genügte keinem der beiden Kriterien und wurde deshalb verworfen.

2). Wir variieren die Übergangsamplituden mit $p_{1/2^-}$ und $p_{3/2^-}$ Einfang gleichzeitig, erlauben jedoch unterschiedliche Kopplungsstärken, d.h. alle mit Gl. (85) und (86) möglichen Einteilchenübergänge sind zugelassen. Aus diesem Verfahren sollten für jede intermediäre Coreanregung mit fest definiertem Drehimpuls L zwei identische Resonanzkurven für die Kopplungskonstanten y_L (je eine für $p_{1/2^-}$ bzw. $p_{3/2^-}$ -Einfang) resultieren, die gemäß Gl. (31) um die Differenz der Einteilchenenergien $15.96 - 1.94 = 14$ MeV verschoben sind. Die auf diese Art und Weise gewonnenen Fits zeigten zwar eine deutlich verbesserte Anpassung an das Experiment, doch konnte das Kriterium einer sanften Energieabhängigkeit der y_L und die obige Forderung nach zwei identischen Resonanzkurven $y_L(p_{1/2^-})$ und $y_L(p_{3/2^-})$ nicht erfüllt werden. Auch dieses Verfahren wurde deshalb fallengelassen.

3) Wir variieren nur die Übergangsamplitude mit $p_{1/2^-}$ -Einfang. Das entspricht einer Vernachlässigung der Grundzustandskorrelationen - $a_2 = 0$ in Gl. (85) -. Dieses Verfahren genügte beiden oben erwähnten Kriterien und soll im weiteren allein noch diskutiert werden. Es hat gegenüber Verfahren 2 den Vorteil, daß im intermediären System keine Core-Zustände $\lambda_1 \neq \lambda_2$ existieren, die mit dem Extra-core-Teilchen zu Zuständen gleichen Gesamtdrehimpulses und gleicher

Parität koppeln und daher miteinander mischen können (z.B. $p_{1/2} \otimes 1^- |_{3/2^+}$ und $p_{3/2} \otimes 3^- |_{3/2^+}$), wie das gemäß den Abschnitten 2.2.4 und 2.2.6 im Zusammenhang mit der Spezifizierung der Resonanzen nach gutem J und den überlappenden Resonanzen wichtig sein kann. In diesem Verfahren 3 können nur Zustände mit gleichem λ miteinander mischen. Das erleichtert die Identifizierung der Resonanzen.

Die auf diese Art und Weise gewonnenen Ergebnisse sind für beide 1^+ -Zustände in Fig. 13 und 14 gezeigt. Die entsprechenden Kopplungskonstanten für die verschiedenen Multipolaritäten enthält Tabelle 8. Die experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte können für alle Projektilenergien erstaunlich gut reproduziert werden. In allen Fällen wird die Reaktion vom Zweistufenresonanzmechanismus dominiert. Für die $0^+ \rightarrow 1^+$ -Übergänge in ^{12}C scheint der konventionelle Einstufen-(Valenz-) Prozeß wesentlich stärker restringiert zu sein als für den Spinflip-Übergang¹³⁾ $0^+ \rightarrow 2^-$ in ^{16}O .

Fig. 15 zeigt die von uns gefundenen Stärkeverteilungen aus Tabelle 8. Deutlich sichtbar ist ein Resonanzverhalten für alle Multipolaritäten, wenn auch keine so schön einfachen Lorentzverteilungen wie bei den entsprechenden Rechnungen¹³⁾ in ^{16}O erkennbar sind. Das liegt im wesentlichen an der starken Deformation unseres Targetkernes, die ein Aufspalten der Zustände erzeugt^{138,139)}, und an allgemeinen Schwierigkeiten, die aus der Anwendung unseres Modells auf einen so leichten Kern wie ^{12}C resultieren - das soll weiter unten diskutiert werden.

Handelt es sich bei den von uns beobachteten intermediären Anregungen nun um Riesenresonanzen in ^{13}N oder in ^{12}C (bzw. in einem anderen $A = 12$ -Untersystem)? Da zur Bildung des 1^+ -Endzu-

standes in ^{12}C das Projektil in ein fest definiertes Niveau (hier $p_{1/2}$) eingefangen wird, ist nur ein Bruchteil aller möglichen $(2p1h)$ -Konfigurationen in ^{13}N möglich. Wir können deshalb erwarten, daß die aus dieser Analyse extrahierten Resonanzen Riesenresonanzen in $^{12}\text{C}^{140}$ und nicht in $^{13}\text{N}^{141}$ darstellen - und so zeigen denn auch die $L=1$ -Verteilungen Resonanzen für Anregungsenergien^{+) von etwa 23 und 26 MeV. Das entspricht der Dipolriesenresonanz in $^{12}\text{C}^{74,140}$, während die $T=1/2$ -Komponente der Dipolriesenresonanz in ^{13}N , die allein in der Reaktion $^{12}\text{C}+p$ aus Isospinerhaltungsgründen angeregt werden kann, bei 20 MeV liegt^{141). Frappierend ist auch die Übereinstimmung unserer Stärkeverteilung für den Übergang $0^+ \rightarrow 1^+ T=0$ mit dem totalen Wirkungsquerschnitt für die Anregung der $1^- T=1$ -Riesenresonanz in ^{12}C über die Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma_0)^{12}\text{C}^{140}$, die in Fig. 16 gezeigt wird. Es muß allerdings gesagt werden, daß der Reaktionsquerschnitt proportional dem Quadrat einer Deformation $\beta_{L=1}^2$ ist, während nach Gl. (48a) unsere Kopplungskonstante proportional zu $\beta_1^2 \times (\bar{Q} - \hbar\omega_1 + i\Gamma/2)^{-1}$ ist.}}

^{+) Die Anregungsenergien des intermediären Systems, d.h. die Resonanzenergien, lassen sich als}

$$E_x(^{12}\text{C} \otimes p_{1/2}) = (12/13) E_{\text{lab}}^{\text{RES}} + 1.94 \text{ MeV} \quad (87)$$

schreiben. Wir absorbieren also die Niveaushiftung Δ_λ aus Gl. (31) in die Resonanzenergie $\hbar\omega_\lambda$, da beide Größen sowieso nicht voneinander separat beobachtbar sind.

Die obige Erörterung legt zwar nahe, unsere Resonanzen als Riesenresonanzen in ^{12}C zu identifizieren, doch sollte - um ganz sicher zu gehen - die Frage diskutiert werden, ob unsere Resonanzen im A=12-Coresystem für T=1-Anregungen $\Delta T_z=0$ erfüllen, also Resonanzen in ^{12}C sind, oder aber welche Bedeutung $\Delta T_z=1$ -Übergänge haben. Solche Isospinüberträge entsprächen Anregungen in ^{12}N , das Projektil würde also als Neutron in das intermediäre System eingebaut werden. Das soll kurz am Beispiel der Dipolriesenresonanz diskutiert werden.

Handelt es sich bei dem intermediären Zustand um ein System $^{12}\text{C} \otimes \pi$ (π = Proton), so schreibt sich die Gesamtenergie als

$$\begin{aligned} E_1 &= E(^{12}\text{C} \otimes \pi) = BE(^{12}\text{C}) + BE(\pi p_{1/2}) + E_x^{1^-,1}(^{12}\text{C}) \\ &= 0 - 1.94 + 22.5 = 20.56 \text{ MeV} . \end{aligned}$$

Für ein System $^{12}\text{N} \otimes \nu$ (ν = Neutron) ergibt sich

$$\begin{aligned} E_2 &= E(^{12}\text{N} \otimes \nu) = BE(^{12}\text{N}) + BE(\nu p_{3/2}) + E^{1^-,1}(^{12}\text{N}) \\ &= 17.34 - 18.72 + 6 = 4.62 \text{ MeV} . \end{aligned}$$

Dabei bedeute BE Bindungsenergie¹¹⁹⁾ und die Dipolresonanz in ^{12}N wurde mit 6 MeV Anregungsenergie angenommen¹⁴²⁾. Eine einfache Abschätzung zeigt, daß in Störungstheorie 1. Ordnung Beiträge des $^{12}\text{N} \otimes \nu$ - Systems zur Wellenfunktion des intermediären Systems in der Größenordnung von $(E_1 - E_2)^{-1}$, also etwa 10 % lägen. Das wollen wir vernachlässigen, insbesondere auch in Anbetracht der guten Übereinstimmung unserer Stärkeverteilung für L=1 mit der 1^- T=1-Resonanz in ^{12}C .



Eine einfache Folgerung aus dieser Einschränkung auf $\Delta T_z=0$ -Coreanregungen besteht nun darin, daß das Projektil nur mit den Valenzprotonen wechselwirken kann im Zweistufenprozeß. Und daraus folgt unmittelbar, daß für fest definierten Isospin T des Cores die Kopplungskonstanten

$$y_{L,T}^{T_f=0} = y_{L,T}^{T_f=1} \quad (88a)$$

gleich sein müssen, da die Valenzprotonen in beiden Ausgangskanälen das gleiche Gewicht haben (s. Tabelle 6). Ebenso gilt sofort, daß

$$y_{L,T=0}^{T_f} = \left(\frac{J_{01}}{J_{00}} \right)^2 y_{L,T=1}^{T_f} \quad (88b)$$

erfüllt ist, da die für (25) bzw. (56) relevanten Matrixelemente $\langle \chi_{\varphi_2}^- | 1 | \varphi_1 \chi^+ \rangle$ und $\langle \chi_{\varphi_2}^- | \tau_{0z} \tau_{1z} | \varphi_1 \chi^+ \rangle$ jetzt gleich sind. Die in Tabelle 8 bzw. Fig. 15 angegebenen Kopplungskoeffizienten gelten für T=0-Anregungen bzw. $|J_{01}/J_{00}| = 1$.

Fig. 15 zeigt, daß die in Gl. (88) geforderte gleiche Energieabhängigkeit für die Kopplungskonstanten beider Übergänge im Mittel erfüllt ist. Für jede intermediäre Resonanz L folgen beide Verteilungen in etwa der gleichen Tendenz, auch die Lage der Resonanzen und ihre Breiten sind vergleichbar. Diskrepanzen sind jedoch besonders im unteren Energiebereich nicht zu übersehen. Das liegt sicherlich an den schon eben erwähnten Schwierigkeiten bei der Anwendung unseres Modells gerade auf einen Kern wie ^{12}C (s.u.).

Bemerkenswert sind auch die im unteren Energiebereich stark auftretenden Fluktuationen. Das mag seinen Grund darin haben, daß in diesem Energieintervall eine Vielzahl von verschiedenen, eng beieinanderliegenden Zuständen im Spektrum beobachtet wird⁸⁴⁾, die alle eine schwierig zu übersehende Rolle bei der Anregung des intermediären Systems spielen können.

Nachdem nun einige allgemeine Bemerkungen über die von uns gefundenen Resonanzkurven gemacht worden sind und nachdem gezeigt worden ist, daß unser Verfahren bei der Identifizierung der schon bekannten Dipolriesenresonanz zuverlässig und sehr zufriedenstellend arbeitet, können wir Vertrauen haben bei der Diskussion der Resultate für die experimentell auf direktem Wege noch nicht gefundenen höheren Multipolriesenresonanzen.

L=2. Wir finden zwei Zustände bei Anregungsenergien von etwa 27.8 und etwas breiter bei ca. 31.5 MeV. Konsistent zu unseren Rechnungen in ^{16}O ¹³⁾ liegt die Quadrupolriesenresonanz oberhalb der E1-Resonanz im Gegensatz zu vielen Untersuchungen gerade bei schwereren Kernen, die ein Großteil der E2-Stärke unterhalb der Dipolresonanz lokalisieren⁸⁰⁻⁸³⁾. Leider reicht das uns zur Verfügung stehende experimentelle Material nicht weit genug in diesen Bereich. Fig. 17 zeigt jedoch eine Rechnung bei $E_p = 22.5$ MeV, die neben einer L=1-Beimischung (wie in Fig. 13 und 14) auch sehr große L=2- und L=3-Beimischungen enthält, die auf solche Resonanzen unterhalb der 1^- T=1-Resonanz schließen lassen. Starke Hinweise auf solche Zustände liegen in einer Analyse der Reaktion $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)$ $^{12}\text{C}(0^+ \rightarrow 2^+)$ bei einer Neutroneneinschußenergie von 16.9 MeV, die L=2-Beiträge benötigte, und in den schon erwähnten Resonanzanalysen

im elastischen Kanal⁹⁶⁻⁹⁸⁾. Ein weiterer Hinweis ist in der Arbeit von Scott et al.¹⁷⁾ vorhanden, obwohl wegen der schlechten Fits die Schlüsse als nicht allzu zwingend angesehen werden müssen. - Ein experimenteller Anhaltspunkt für eine gewisse E2-Stärke im Bereich der Dipolresonanz bietet sich in der Abschätzung der Summenregeln bei der Photodisintegration von ^{12}C an¹⁴⁴⁾. Die Autoren finden Beimischungen in der Größenordnung von maximal 25 %.

L=3. Die von uns extrahierte Verteilung für die Oktupolresonanzen ist sehr ausgeschmiert. Das läßt sich jedoch mit dem kollektiven Modell mühelos erklären: jeder L=3-Zustand eines runden Kernes spaltet beim Übergang zu einem deformierten System in maximal vier Zustände auf¹³⁹⁾. Unsere Distribution läßt sich unter der Annahme von drei relativ breiten Resonanzen bei etwa 33.5, 38.9 und 43.5 MeV beschreiben. Drei Resonanzen werden durch das Phasenverhalten, das in diesem Bereich noch recht glaubwürdig sein sollte (s.u.), nahegelegt. Für etwas E3-Stärke im Bereich unterhalb der E1-Resonanz spricht der bereits oben diskutierte Alternativfit bei $E_p = 22.5$ MeV und die Resonanzanalysen^{17,96-98)}.

L=4. Bei Einschußenergien von 40 MeV und größer ergaben sich bei L=4-Beimischungen leicht verbesserte Anpassungen an das Experiment, doch waren diese so gering, daß keine zwingenden Schlüsse möglich waren. Besonders das Phasenverhalten ($\phi=0^\circ$) läßt allerhöchstens auf eine Resonanz im Bereich von $E_x = 50$ MeV deuten.

Im Vergleich mit den oben erwähnten Resonanzanalysen^{17,96-98)} läßt sich für die Quadrupol- und Oktupolzustände eine qualitative Übereinstimmung im Bereich von 20 bis 25 MeV feststellen, wenn wir

eine Resonanz in der Partialwelle ℓj deuten als $\ell j = L \otimes p_{1/2}$. Die in Tabelle 7 angegebenen Resonanzen werden in Fig. 18 mit unseren Ergebnissen verglichen. Für die $f_{7/2}^-$ bzw. $g_{9/2}^-$ -Resonanzen in der Arbeit von Girod⁹⁸⁾ finden wir jedoch keine Entsprechung. Es muß aber nicht unbedingt sein, daß unsere Resonanzen mit denen der anderen Arbeiten bzw. die Resonanzen der anderen Arbeiten untereinander vergleichbar sind, da in diesem Energiebereich eine Fülle von Niveaus beobachtet und noch nicht nach Spin und Parität festgelegt werden konnte⁸⁴⁾.

Interessant ist auch ein Vergleich der von uns gefundenen Resonanzen mit den von Bertsch und Shlomo im Rahmen der RPA-Näherung berechneten Riesenresonanzen⁶²⁾. Leider wurden jedoch im Gegensatz zu anderen Rechnungen⁶⁴⁾ (an runden Kernen) keine Kontinuumszustände berücksichtigt. Fig. 19 zeigt den Vergleich. Es ist erstaunlich, daß die Autoren ebenso wie wir für $L=2$ und $L=3$ relativ ausgeschmierte Verteilungen in denselben Energiebereichen finden. Nicht so gut ist die Übereinstimmung für $L=1$. Die Lage der Resonanz konnte in den Rechnungen nicht an der richtigen Stelle festgelegt werden. Auch für $L=4$ zeigen sich Unterschiede. Während die von uns vermutete Resonanz bei 50 MeV auch angegeben wird, konnten wir keinerlei Hinweis aus den von uns analysierten Experimenten auf niederenergetischere $L=4$ -Zustände entnehmen, während RPA-Rechnungen anscheinend doch sehr kollektive $L=4$ -Niveaus bei etwa 26 und 33 MeV ergeben.

4.3.2 VERSUCH EINER ABSCHÄTZUNG DER KOPPLUNGSKONSTANTEN MIT DER SUMMENREGEL

Im letzten Absatz 4.3.1 wurde im Zusammenhang mit Gl. (88)

gezeigt, daß wir aus einem unterschiedlichen Verhalten der y_L für $T_F = 0$ und $T_F = 1$ keine Aussage über den Isospincharakter der intermediären Zustände machen können. In diesem Abschnitt soll diskutiert werden, inwieweit eine Unterscheidung mit Hilfe der Summenregel möglich ist. Die Idee besteht dabei in folgendem: Sobald für ein bestimmtes L die von uns identifizierten intermediären Resonanzen - in die Summenregel Gl. (49) eingesetzt - die Summenregel Gl. (40) für $T=0$ mehr als ausschöpfen, können wir zumindest eine Aussage über die Existenz von höheren Multipolresonanzen mit $T=1$ und ihren Anteil an der Summenregel wagen. Allerdings sollte doch gewährleistet sein, daß wir nicht mehr als zweimal die Summenregel Gl. (40) erfüllen, da mit unseren Annahmen in 2.3 für $N=Z$ -Kerne

$$S_L^{EW} = S_{T=0,L}^{EW} + S_{T=1,L}^{EW} = 2S_{T=0,L}^{EW} \quad (89)$$

gilt (siehe Gl. (43)). Leider ist diese Forderung nicht immer erfüllt, wie wir im weiteren sehen werden.

Zur Berechnung der Summenregel Gl. (40) benötigen wir die Grundzustandserwartungswerte der Operatoren r^{2L-2} . In Tabelle 9 sind für $L=2$ und 3 diese Matrixelemente angegeben. Bemerkenswert ist die starke Streuung für verschiedene Ladungs-^{79,145,146)} und Massenverteilungen¹⁴⁷⁾, die in der p -Schale Verwendung finden. Für den weiteren Verlauf werden wir jedoch nur die speziell für ^{12}C aus Elektronenstreudaten gewonnenen Ladungsverteilungen^{79,145)} benutzen.

In Tabelle 10 werden die so gewonnenen Ergebnisse aus der Summenregel Gl. (40) mit den Werten für die Summenregel Gl. (49) verglichen, die aus unseren Resonanzen extrahiert sind. Dabei wurde auf einen spektroskopischen Faktor von 1.22 renormiert (siehe Gl. (83)), da für den Zweistufenresonanzmechanismus keine Korrelationen berücksichtigt wurden. Außerdem wurde für R_0 unser Coulombradius von $1.24 \cdot A^{1/3}$ verwendet.

L=1. Da es sich bei der Dipolriesenresonanz um einen $T=1$ -Zustand handelt, mußte die in Gl. (88b) angegebene Renormierung berücksichtigt werden. Das führt dazu, daß in unserer Analyse die klassische Dipolsummenregel Gl. (44) um den Faktor 2.5 übererschöpft wird. Diese Diskrepanz läßt sich nicht mit dem Verstärkungsfaktor x erklären, der in ^{12}C einen Wert von etwa 0.6 hat¹⁴⁸). Außerdem sollte in dem von uns analysierten Energiebereich nur eine Einheit der Summenregel ausgeschöpft werden und die Differenz im Bereich oberhalb davon liegen^{69,148}). Vielleicht lassen sich die Schwierigkeiten auf Unsicherheiten im Kopplungspotential für $\Delta T=1$ zurückführen. Zwei Gründe sprechen dafür: einerseits haben wir unsere Potentialstärke durch Extrapolation von Messungen an schwereren Kernen festgelegt¹³³), andererseits berichten auch Satchler und Mitarbeiter von Schwierigkeiten mit diesem Kopplungspotential bei der Streuung zu angeregten Zuständen über (p,n) -Reaktionen: um das Experiment zu erklären, benötigen sie Deformationsparameter, die 3-5 mal größer sind als solche, die man für (p,p') -Reaktionen erhält¹³³).

L=2. Die Summenregel Gl. (37) für $T=0$ ist übererschöpft. Wenn wir den Differenzbetrag auf $T=1$ renormieren, übererfüllen wir auch

die Summenregel Gl. (89) für $T=0$ und $T=1$ um 13 %. In Anbetracht der oben erwähnten Schwierigkeiten mit dem Kopplungspotential sollte diese Tatsache aber nicht beunruhigen. Wir können also einen hohen Anteil von $T=1$ -Zuständen feststellen. Das ist in guter Übereinstimmung mit den RPA-Rechnungen von Bertsch und Shlomo⁶²⁾.

L=3. Die $T=0$ -Summenregel wird nicht ausgeschöpft. Wir können also aufgrund unserer Analysen keine Aussage über $T=1$ -Oktupolzustände machen, während in den RPA-Rechnungen⁶²⁾ eine beträchtliche $T=1$ -Stärke gefunden wird.

L=0. Unser Kopplungspotential besitzt für Monopolanregungen des Cores zwar einen falschen Formfaktor, wir haben aber trotzdem einmal die entsprechenden Matrixelemente berechnet und finden sie etwa um den Faktor 1000 kleiner als die für $L=2$. Auch wenn diese $L=0$ -Matrixelemente um eine oder zwei Größenordnungen falsch wären, bedeutet das doch, daß wir Kopplungskoeffizienten $y_{L=0}$ zur Anpassung an die experimentellen Daten benötigen würden, die enorm groß wären und die Summenregel um vieles ausschöpfen würden. In unserer Analyse findet sich also kein Anhaltspunkt für Monopolanregungen des Cores.

4.3.3 DISKUSSION DER SCHWIERIGKEITEN BEI DER ANALYSE

Bei der Diskussion unserer Resultate in den vorangegangenen Abschnitten haben sich mehrere Diskrepanzen gezeigt. Zu nennen wären da

- 1) Unterschiede in der Stärkeverteilung für $T_f=0$ und $T_f=1$,
- 2) Fluktuationen in der Energieabhängigkeit der Kopplungskoeffizienten, die stärker als vielleicht erwartet sind, und

3) die teilweise Übererschöpfung der Summenregeln.

Um einen weiteren Eindruck von den Unsicherheiten zu geben, ist in Fig. 20 eine Verteilung der Kopplungskonstanten aufgezeigt, die aus einer Mittelung derjenigen Parametersätze entstanden ist, die eine gute Anpassung an das Experiment ergaben. Die Fehlerbalken lassen die maximale Schwankung vom Mittelwert erkennen. Es zeigt sich deutlich, daß das "Auflösungsvermögen" unserer Analyse zu gering ist in ^{12}C , um eine Feinstruktur diskutieren zu können.

Ein wesentlicher Grund für diese Schwierigkeiten liegt wohl in der Anwendung des optischen Modells bei der Berechnung der Streulösungen und des Kopplungspotentials für den Zweischrittprozeß.

Das optische Modell hat seine größten Erfolge bei der Beschreibung des elastischen Kanals im Bereich mittelschwerer und schwerer Kerne für mittlere und höhere Einschußenergien. Für einen so leichten Kern wie ^{12}C sind die Parameter des optischen Potentials jedoch nicht so gut gesichert (man denke nur an die Schwierigkeiten bei gleichzeitiger Anpassung an Wirkungsquerschnitt und Polarisierung). Besonders für so langsame Protonen, wie sie für die $0^+ \rightarrow 1^+$ -Reaktionen im Ausgangskanal auslaufen, können Resonanzen eine Rolle spielen⁹⁶⁻¹⁰³). Diese Resonanzen werden dann natürlich über die Streulösungen $\chi^\pm$ auch ihren Einfluß auf die Übergangsmatrixelemente haben.

Eine Resonanz im Compoundsystem ändert den Imaginärteil des optischen Potentials. Damit erhält das komplexe Kopplungspotential, das durch die Deformation des Real- und Imaginärteils entsteht, eine zusätzliche Phase, je nachdem, ob man auf einer Resonanz liegt oder nicht. Bei einer Einschußenergie von 30 MeV wurden Vergleichsrechnungen mit zwei optischen Potentialen durchgeführt, von denen

eines eine Resonanz berücksichtigt und das andere mit mittleren Parametern arbeitet. Die Anzeichen deuten auf Unterschiede in den Kopplungskoeffizienten y_L hin. Die L=2-Beimischungen blieben konstant, während für L=1 und 3 einmal Beimischungen notwendig waren und einmal nicht (siehe Tabelle 8).

Eine weitere Mehrdeutigkeit des Kopplungspotentials resultiert daraus, daß wir nur Terme erster Ordnung in den Deformationsparametern α_{LM} mitnehmen. Eine exakte Multipolentwicklung des deformierten Potentials schließt auch Beiträge höherer Ordnung ein, die für stark deformierte Systeme eine Rolle spielen können. Dieser Einfluß wird detailliert von Satchler diskutiert⁴²⁾.

Für das $\Delta T=1$ -Kopplungspotential mag neben den bereits in 4.3.2 erwähnten Gründen auch noch eine Rolle spielen, ob ein Oberflächen- oder ein Volumenformfaktor (wie in unseren Rechnungen) benutzt wurde³⁴⁾.

Zum Schluß sei noch kurz die Frage angedeutet, inwieweit ein Teil der Diskrepanzen nicht auf die Verwendung des "Spektatormodells" für das intermediäre System, d.h. die Aufspaltung des ^{13}N -Systems in einen Core und ein exakt zu bezeichnendes 13. Teilchen, und auf unsere Behandlung von überlappenden Resonanzen zurückzuführen ist.

5. ZUSAMMENFASSUNG

Diese Arbeit untersucht den Einfluß intermediärer Strukturen in der Reaktion $^{12}\text{C}+p$ für Einschußenergien von 20-50 MeV. In den Übergängen $0_{g.s.}^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$, $0^+ \rightarrow 2^+$, $0_{g.s.}^+ \rightarrow 0_1^+$, $0^+ \rightarrow 1^+$ $T=0$ und $0^+ \rightarrow 1^+$ $T=1$ werden solche intermediären Resonanzen anhand des experimentellen Materials qualitativ und quantitativ nachgewiesen. Im formalen theoretischen Teil wird die Reaktion im Feshbach'schen Projektionsformalismus abgeleitet und in seinen Näherungen ausführlich diskutiert. Mit seiner Hilfe läßt sich die T-Matrix in einen schwach von der Energie abhängigen Anteil, den Einstufenmechanismus, und einen stark fluktuierenden Anteil, den Zweistufenresonanzmechanismus, aufspalten. Er berücksichtigt den Einfluß der intermediären Strukturen. Für jede Anregungsmultipolarität L der Zwischenzustände im Targetcore erhält man eine energieabhängige Kopplungskonstante, welche die gesamte Information über Kollektivität, Lage und Breite der Resonanzen enthält. Da man a priori nur geringe Informationen über diese hochangeregten Zustände hat, war eine freie Parametrisierung der erfolgversprechendste Weg. In einer χ^2 -Prozedur werden die Kopplungskonstanten durch die optimale Anpassung des theoretischen Wirkungsquerschnittes an die experimentellen Daten festgelegt, um dann aus deren Energieverhalten Schlüsse über die Zwischenzustände ziehen zu können.

Für die inelastische Streuung zu den 1^+ -Zuständen bei Anregungsenergien von 12.71 MeV und 15.11 MeV in ^{12}C wurde eine detaillierte Analyse im Rahmen dieses Formalismus durchgeführt. Bei allen Einschußenergien konnten die experimentellen Wirkungsquerschnitte mit ihren anomalen rückwärtigen Strukturen gut erklärt werden. Der

Zweistufenresonanzprozeß wurde als dominanter Reaktionsmechanismus nachgewiesen. Die Energieabhängigkeit der y_L zeigte Resonanzeigenschaften, so daß neben der bekannten Dipolriesenresonanz auch Riesenresonanzen höherer Multipolarität als virtuelle Zwischenzustände im ^{12}C -Core nachgewiesen wurden. Die Quadrupol-Riesenresonanz-Zustände haben Anregungsenergien von $E_x = 28 \text{ MeV}$ ($\Gamma = 2 \text{ MeV}$) und 31.5 MeV ($\Gamma = 4 \text{ MeV}$). Schwache Anzeichen deuten auf eine weitere E2-Resonanz bei etwa 41 MeV . Oktupol-Riesenresonanzen zeigen eine Konzentration bei 33.5 MeV ($\Gamma = 3 \text{ MeV}$), 39 MeV ($\Gamma = 4 \text{ MeV}$) und 43.5 MeV ($\Gamma = 4 \text{ MeV}$). Eine weitere L=2- und L=3-Resonanz wird unterhalb von 22 MeV vermutet. Bei 50 MeV ist eine schwache L=4-Riesenresonanz angezeigt. Für L=0-Zustände erhielten wir keinen Hinweis.

In dem verwendeten Formalismus ist keine definitive Aussage über den Isospin der Zwischenzustände möglich. Deshalb wurden mit Hilfe der Summenregel pauschale Abschätzungen versucht. Für die 2^+ -Resonanzen mußten T=0- und T=1-Beimischungen angenommen werden. Für die 3^- -Resonanzen ergab sich kein Widerspruch bei der Annahme reiner T=0-Anregungen, T=1-Anregungen konnten weder bewiesen noch ausgeschlossen werden.

Insgesamt gesehen hat diese Arbeit gezeigt, daß intermediäre Strukturen in ^{12}C auch im Energiebereich zwischen $20\text{-}50 \text{ MeV}$ existieren. Als virtuelle Zwischenzustände wurden Riesenresonanzen der Multipolarität L=1, 2 und 3 identifiziert.

ANHANG A

Zur Beziehung zwischen S- und T-Matrix

Die S-Matrix¹⁴⁹⁾ ist als der Überlapp

$$S_{\alpha\beta} = \langle \psi_{\beta}^{-} | \psi_{\alpha}^{+} \rangle \quad (\text{A.1})$$

definiert, wobei $\psi_{\gamma}^{\pm}$ Lösungen des exakten Streuproblems

$$(E_{\gamma} - H)\psi_{\gamma}^{\pm} = 0 \quad (\text{A.2})$$

zu den durch die Indices angedeuteten Randbedingungen sind. Die Gesamtenergie E_{γ} des Streusystems ist die Summe aus innerer und Relativenergie.

Der vollständige Hamiltonoperator H läßt sich in die Summe aus dem Hamiltonoperator H_0 der Bruchstücke und der Wechselwirkung V zwischen den Bruchstücken aufspalten:

$$H = H_0 + V . \quad (\text{A.3})$$

H_0 enthält die innere Energie und die kinetische Energie der Relativbewegung. Die Eigenzustände ϕ_{γ} sind Lösungen der Schrödinger-gleichung

$$(E - H_0)\phi_{\gamma} = 0 . \quad (\text{A.4})$$

Neben den inneren Wellenfunktionen enthält ϕ_{γ} eine ebene Welle, die die Relativbewegung beschreibt.

Im folgenden ist es von Vorteil, die zu (A.2) äquivalenten Integralgleichungen, die Lippmann-Schwinger-Gleichungen,

$$\Psi_{\gamma}^{\pm} = \phi_{\gamma} + (E_{\gamma} - H_0 \pm i\eta)^{-1} V \Psi_{\gamma}^{\pm} \quad (\text{A.5})$$

$$\Psi_{\gamma}^{\pm} = \phi_{\gamma} + (E_{\gamma} - H \pm i\eta)^{-1} V \phi_{\gamma} \quad (\text{A.6})$$

anzugeben. Eingesetzt in die Definitionsgleichung der S-Matrix (A.1)

$$\begin{aligned} S_{\alpha\beta} &= \langle \phi_{\beta} | \phi_{\alpha} \rangle + \\ &\langle \phi_{\beta} | \frac{V}{E_{\alpha} - E_{\beta} + i\eta} | \Psi_{\alpha}^{+} \rangle + \\ &\langle \phi_{\beta} | \frac{V}{E_{\beta} - E_{\alpha} + i\eta} | \phi_{\alpha} \rangle + \\ &\langle \phi_{\beta} | V \frac{1}{E_{\beta} - H + i\eta} \cdot \frac{1}{E_{\alpha} - H_0 + i\eta} V | \Psi_{\alpha}^{+} \rangle \\ &= \langle \phi_{\beta} | \phi_{\alpha} \rangle + \langle \phi_{\beta} | V | \Psi_{\alpha}^{+} \rangle \times \left(\frac{1}{E_{\alpha} - E_{\beta} + i\eta} + \frac{1}{E_{\beta} - E_{\alpha} + i\eta} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Mit Hilfe der Beziehung

$$(x \pm i\eta)^{-1} = \frac{p}{x} \mp i\pi\delta(x) \quad (\text{A.8})$$

(p sei der Cauchy'sche Hauptwert) läßt sich Gl. (A.7) zu

$$S_{\alpha\beta} = \langle \phi_{\beta} | \phi_{\alpha} \rangle - \langle \phi_{\beta} | V | \Psi_{\beta}^{+} \rangle \cdot 2\pi i \delta(E_{\alpha} - E_{\beta}) \quad (\text{A.9})$$

umschreiben. Berücksichtigen wir die Orthogonalität der freien

Lösungen ϕ_γ und die Energieerhaltung unseres Streuproblems, so ergibt sich die Beziehung

$$S_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 2\pi i T_{\alpha\beta} \quad (\text{A.10})$$

zwischen S- und T-Matrix. Die T-Matrix bestimmt über

$$\frac{d\sigma_{\alpha\beta}}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} T^* T \quad (\text{A.11})$$

den Wirkungsquerschnitt. μ_γ und k_γ sind die reduzierten Massen und der Relativimpuls im Kanal γ . Die S-Matrix ist über die Beziehung

$$u_\alpha(r) \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} \delta_{\alpha\beta} \exp(-ik_\alpha r) - S_{\alpha\beta} \exp(ik_\beta r) \quad (\text{A.12})$$

mit der asymptotischen Form der Streuwelle im Kanal β verknüpft.

ANHANG B

Die Gell-Mann, Goldberger-Transformation

In praktisch allen physikalischen Situationen ist es notwendig, das Streuprobblem durch eine endliche Reihenentwicklung zu approximieren. Ausgangspunkt ist dabei sehr oft die Möglichkeit, das Problem als Streuung an zwei Potentialen aufzufassen, von denen das zweite dann nur noch eine schwache Störung ist und damit den Ausgangspunkt für Näherungen bildet. Die Gell-Mann, Goldberger-Transformation¹⁵⁰⁾ liefert einen Ausdruck für die T-Matrix, den man aufgrund dieser Separation des Streupotentials in zwei Anteile erhält.

U und V sind die beiden Wechselwirkungen. U sei komplex zugelassen. Damit können wir wie in der Distorted Wave Theorie U als optisches Potential wählen, das den Hauptanteil der Streuung, nämlich den elastischen Übergang, beschreibt. V ist dann die Restwechselwirkung, die für die inelastischen Anregungen verantwortlich ist. H_0 ist der ungestörte Hamiltonoperator, der die kinetische Energie der Relativbewegung und die innere Energie des Streusystems berücksichtigt. Damit schreibt sich die exakte Schrödingergleichung als

$$H\Psi_{\alpha}^{\pm} = (H_0 + U + V)\Psi_{\alpha}^{\pm} = E\Psi_{\alpha}^{\pm} \quad (B.1)$$

Die entsprechende Übergangsmatrix für den Streuprozess lautet dann

$$T_{\alpha\beta} = \langle \phi_{\beta} | U + V | \Psi_{\alpha}^+ \rangle \quad (B.2)$$

Dabei sind $|\phi_\nu\rangle$ die Ebenen-Wellen-Eigenzustände des ungestörten Systems H_0 :

$$(E - H_0)|\phi_\beta\rangle = 0 \quad (\text{B.3})$$

Wenn $|\chi^+\rangle$ die Streuung am komplexen Potential U mit asymptotisch einlaufender Streuwelle beschreibt

$$(E - H_0 - U)|\chi^+\rangle = 0 \quad (\text{B.4})$$

so gilt für den zeitumgekehrten Zustand $|\chi^-\rangle$

$$(E - H_0 - U^+)|\chi^-\rangle = 0 \quad (\text{B.5})$$

H_0 sei hermitesch. Die zu (B.1) und (B.5) äquivalenten Lippmann-Schwinger-Gleichungen sind

$$|\Psi_\alpha^+\rangle = |\chi_\alpha^+\rangle + (E - H_0 - U + i\eta)^{-1} V |\Psi_\alpha^+\rangle \quad (\text{B.6})$$

$$|\chi_\beta^-\rangle = |\phi_\beta\rangle + (E - H_0 - U^+ - i\eta)^{-1} U^+ |\phi_\beta\rangle \quad (\text{B.7})$$

und damit folgt aus (B.2) unmittelbar die gewünschte Beziehung

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta} &= \langle \phi_\beta | U | \chi_\alpha^+ \rangle + \\ &\quad \langle \phi_\beta | U (E - H_0 - U + i\eta)^{-1} V | \Psi_\alpha^+ \rangle + \\ &\quad \langle \phi_\beta | V | \Psi_\alpha^+ \rangle \\ &= \langle \phi_\beta | U | \chi_\alpha^+ \rangle + \langle \chi_\beta^- | V | \Psi_\alpha^+ \rangle \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

U wählt man vorteilhaft als Einteilchenpotential, das nur die Wechselwirkung zwischen den Bruchstücken im Grundzustand enthält und keinerlei innere Anregungen vermittelt. Aufgrund der Orthogonalität der Wellenfunktionen entfällt dann bei inelastischer Streuung der erste Term in Gl. (B.8) und wir erhalten den in Gl. (1) benutzten Ausdruck.

ANHANG C

Die Umschreibung der Greensfunktion

Zum Beweis der Identität Gl. (13b)

$$\begin{aligned} G^+ &= (E^+ - H_{QQ} - W^\uparrow)^{-1} \\ &= (E^+ - H_{dd} - W^\uparrow - W^\downarrow)^{-1} \end{aligned} \tag{C.1}$$

mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned} W^\uparrow &= H_{dP} (E^+ - H_{qq})^{-1} H_{qd} \\ \text{und} \\ W^\downarrow &= H_{dq} (E^+ - H_{qq})^{-1} H_{qd} \end{aligned} \tag{C.2}$$

folgen wir der Originalarbeit von Feshbach, Kerman und Lemmer³⁰⁾.
Dabei gehen wir von den Definitionen

$$\begin{aligned} e_Q &= Qe_QQ = E - H_{QQ} - W^\uparrow \\ e_d &= de_dd = E - H_{dd} - W^\uparrow \\ e_q &= qe_qq = E - H_{qq} \end{aligned} \tag{C.3}$$

aus. Wir benutzen die Eigenschaften Gl. (6) und erhalten

$$e_Q = e_d + e_q - H_{dq} - H_{qd} . \tag{C.4}$$

Das Inverse dieses Operators ist definiert durch die Gleichung

$$e_Q \left(\frac{1}{e_Q} \right) = 1 = (e_Q d) \left(d \frac{1}{e_Q} \right) + e_Q q \left(q \frac{1}{e_Q} \right) . \quad (C.5)$$

Die Multiplikation von (C.5) mit d von rechts und d bzw. q von links liefert uns zwei Beziehungen

$$\begin{aligned} d &= e_d \left(d \frac{1}{e_Q} d \right) - H_{dq} \left(q \frac{1}{e_Q} q \right) \\ 0 &= -H_{qd} \left(d \frac{1}{e_Q} d \right) + e_q \left(q \frac{1}{e_Q} d \right) . \end{aligned} \quad (C.6)$$

Die zweite Gleichung erlaubt es uns, $q(1/e_Q)d$ zu eliminieren und mit Hilfe der ersten Gleichung folgt sofort die gesuchte Relation

$$d \left(\frac{1}{e_Q} \right) d = d G^+ d = d \left(e_d - H_{dq} \frac{1}{e_Q} H_{qd} \right)^{-1} d \quad (C.7)$$

Zur Ableitung von Gl. (15) benötigen wir noch eine zweite Identität, die wir durch eine Reihenentwicklung der Greensfunktion

$$M = (E^+ - H_{P_2 P_2} - H_{P_2 d} (e_Q)^{-1} H_{d P_2})^{-1} \quad (C.8)$$

in Termen von $H_{P_2 d} (e_Q)^{-1} H_{d P_2}$ erhalten. Mit der Abkürzung $e_2 = E^+ - H_{P_2 P_2}$ folgt

$$\begin{aligned} M &= e_2^{-1} + e_2^{-1} (H_{P_2 d} e_Q^{-1} H_{d P_2}) e_2^{-1} \\ &+ e_2^{-1} (H_{P_2 d} e_Q^{-1} H_{d P_2}) e_2^{-1} (H_{P_2 d} e_Q^{-1} H_{d P_2}) e_2^{-1} \\ &+ \dots \end{aligned} \quad (C.9)$$

und eine einfache Umordnung ergibt dann

$$\begin{aligned}
 M &= e_2^{-1} + \\
 &e_2^{-1} H_{P_2 d} \left[e_Q^{-1} + e_Q^{-1} (H_{d P_2} e_2^{-1} H_{P_2 d}) e_Q^{-1} + \dots \right] H_{d P_2} e_2^{-1} \quad (C.10) \\
 &= e_2^{-1} + e_2^{-1} H_{P_2 d} \frac{1}{E - H_{QQ} - H_{d P_2} e_2^{-1} H_{P_2 d}} H_{d P_2} e_2^{-1} .
 \end{aligned}$$

als Endresultat.

LITERATURVERZEICHNIS

- 1) N. Austern, Direct Nuclear Reaction Theories (Wiley, New York, 1970)
- 2) G.R. Satchler, Nucl.Phys. 77 (1966) 481
- 3) K.A. Amos, V.A. Madsen, I.E. McCarthy, Nucl.Phys. A94 (1967) 103
- 4) V.A. Madsen, Nucl.Phys. 80 (1966) 177
- 5) K.A. Amos, Nucl.Phys. A103 (1967) 657
- 6) G.R. Satchler, Nucl.Phys. A95 (1967) 1
- 7) H.V. Geramb, K.A. Amos, Nucl.Phys. A163 (1971) 337
- 8) W.G. Love, L.J. Parish, Nucl.Phys. A157 (1970) 625
- 9) W.G. Love, Nucl.Phys. A192 (1972) 49
- 10) W.G. Love, G.R. Satchler, Nucl.Phys. A101 (1967) 424
- 11) W.G. Love, Nucl.Phys. A127 (1969) 129
- 12) S.M. Austin, P.J. Locard, S.N. Bunker, J.M. Cameron, J.R. Richardson, J.W. Verba, W.T.H. van Oers, Phys.Rev. C3 (1971) 1514
- 13) H.V. Geramb, R. Sprickmann, G.L. Strobel, Nucl.Phys. A199 (1973) 545
- 14) E.K. Warburton, H.O. Funsten, Phys.Rev. 128 (1962) 1810
- 15) J.K. Dickens, D.A. Haner, C.N. Waddell, Phys.Rev. 129 (1963) 743
- 16) J.K. Dickens, D.A. Haner, C.N. Waddell, Phys.Rev. 132 (1963) 2159
- 17) D.K. Scott, P.S. Fisher, N.S. Chant, Nucl.Phys. A99 (1967) 177
- 18) E.L. Petersen, I. Slaus, J.W. Verba, R.F. Carlson, J.R. Richardson, Nucl.Phys. A102 (1967) 145

- 19) K.T. Knöpfle, D. Ingham, M. Rogge, C. Mayer-Böricke, Jülich
1973, private Mitteilung
- 20) J. Arvieux, Grenoble 1974, private Mitteilung und Ref. 132
- 21) J.D. Anderson, S.D. Bloom, C. Wong, W.F. Hornyak, V.A. Madsen,
Phys.Rev. 177 (1969) 1416
- 22) H.O. Klages, Dissertation, Hamburg 1973
- 23) C. Wong, J. D. Anderson, V.A. Madsen, F.A. Schmittroth, M.J.
Stomp, Phys.Rev. C3 (1971) 1904
- 24) J.K. Dickens, E. Eichler, G.R. Satchler, Phys.Rev. 168 (1968)
1355
- 25) R.A. Hinrichs, D. Larson, B.M. Freedom, W.G. Love, F. Petro-
vich, Phys.Rev. C7 (1973) 1981
- 26) W.G. Love, Phys.Lett. 42B (1972) 13
- 27) T. Tamura, Rev.Mod.Phys. 37 (1965) 679
- 28) H. Feshbach, Ann.Phys. (N.Y.) 5 (1958) 397
- 29) H. Feshbach, Ann.Phys. (N.Y.) 19 (1962) 287
- 30) H. Feshbach, A.K. Kerman, R.H. Lemmer, Ann.Phys. (N.Y.) 41 (1967)
230
- 31) H.V. Geramb, Nucl.Phys. A183 (1972) 582
- 32) M. Goldhaber, E. Teller, Phys.Rev. 74 (1948) 1046
- 33) H. Steinwedel, J.H.D. Jensen, Z.Naturforsch. 5a (1950) 413
- 34) G.R. Satchler, Nucl.Phys. A195 (1972) 1
- 35) A. Bohr, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 26 (1952) No. 14, 27 (1953)
No. 16

- 36) S.S. Hanna, H.F. Glavish, R. Avida, J.R. Calarco, E. Kuhlmann, R. LaCanna, Phys.Rev.Lett. 32 (1974) 114
- 37) H.V. Geramb, Phys.Lett. 37B (1971) 351
- 38) H.V. Geramb, R. Sprickmann, Proc. Conf. on Nuclear Structure Study with Neutrons, Budapest 1972
- 39) H.V. Geramb, K.A. Amos, Z.Phys. 270 (1974) 149
- 40) H.V. Geramb, G.L. Strobel, R. Sprickmann, Nuovo Cimento 23A (1974) 447
- 41) K.A. Amos, H.V. Geramb, Z.Physik 267 (1974) 367
- 42) G.R. Satchler, Nucl.Phys. A100 (1967) 497
- 43) A. Mori, Lett. Nuovo Cimento 1 (1971) 703
- 44) W.G. Love, G.R. Satchler, Nucl.Phys. A159 (1970) 1
- 45) H.V. Geramb, R. Sprickmann, K.T. Knöpfle, D. Ingham, M. Rogge, in Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, Editoren J. de Boer, H.J. Mang, München 1973
- 46) A.M. Lane, Nuclear Theory (Benjamin, New York und Amsterdam 1964)
- 47) I. Lovas, Nucl.Phys. 81 (1966) 353
- 48) T.T. Leung, R.D. Koshel, Ann.Phys. (N.Y.) 75 (1973) 132
- 49) G.R. Satchler, W.G. Love, Nucl.Phys. A172 (1971) 449
- 50) H. Überall, Electron Scattering from Complex Nuclei, Part B (Academic Press, New York, 1971)
- 51) G.R. Satchler, Particles and Nuclei 5 (1973) 105
- 52) P.H. Stelson, F.K. McGowan, Ann.Rev.Nucl.Sci. 13 (1963) 163
- 53) A. deShalit, Phys.Rev. 122 (1961) 1530

- 54) Isospin in Nuclear Physics, Editor D.H. Wilkinson (North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1969);
C. Mahaux, H.A. Weidenmüller, Shell-Model Approach to Nuclear Reactions (North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1969)
- 55) F.G. Perey, B. Buck, Nucl.Phys. 32 (1962) 353
- 56) D. Slanina, H. McManus, Nucl.Phys. A116 (1968) 271
- 57) L.W. Owen, G.R. Satchler, Phys.Rev.Lett. 25 (1970) 1720
- 58) G.W. Greenless, G.J. Pyle, Y.C. Tang, Phys.Rev. 171 (1968) 1115
- 59) D. Eppel, H.V. Geramb, DPG-Frühjahrstagung (Sektion Kernphysik), Bochum 1974, Verhandl. DPG 1 (1974) 125
- 60) G.F. Bertsch, Phys.Rev.Lett. 31 (1973) 121
- 61) G.F. Bertsch, S.F. Tsai, preprint 1974
- 62) G.F. Bertsch, S. Shlomo, private Mitteilung 1974
- 63) S. Krewald, A. Faessler, J. Speth, DPG-Frühjahrstagung (Sektion Kernphysik), Bochum 1974, Verhandl. DPG 1 (1974) 126 und zur Veröffentlichung
- 64) S. Krewald, J. Birkholz, A. Faessler, J. Speth, zur Veröffentlichung
- 65) I. Lovas, preprint Jülich 1974
- 66) I. Talmi, A. deShalit, Nuclear Shell Theory (Academic Press, New York, 1963)
- 67) O. Nathan, S.G. Nilsson, in Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Band 1, Editor K. Siegbahn (North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1966)

- 68) E.K. Warburton, J. Weneser in Isospin in Nuclear Physics,
Editor D.H. Wilkinson (North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1969)
- 69) J.S. O'Connell in Proc. Int. Conf. on Photonuclear Reactions,
Editor B.L. Berman, Asilomar 1973
- 70) J.S. Levinger, Nuclear Photo-Disintegration (Oxford University
Press, Oxford, 1960)
- 71) R. Sprickmann, JÜL-843-KP, 1972
- 72) H.V. Geramb, K.A. Amos, private Mitteilung, Jülich 1974
- 73) F.H. Schmidt, R.E. Brown, J.B. Gerhart, W.A. Kolasinski, Nucl.
Phys. 52 (1964) 353
- 74) B.L. Berman, UCRL-74622
- 75) E.G. Fuller, H.M. Gerstenberg, H. Vander Molen, T.C. Dunn,
Photonuclear Reaction Data 1973, NBS Special Publication 380
- 76) J. Birkholz, private Mitteilung, Darmstadt 1974
- 77) R.J.J. Stewart, R.C. Morrison, D.E. Frederick, Phys.Rev.Lett.
23 (1969) 323
- 78) W.L. Wang, C.M. Shakin, Phys.Rev.Lett. 30 (1973) 301
- 79) H. Überall, Electron Scattering from Complex Nuclei, Part A
(Academic Press, New York, 1971)
- 80) Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure Studies Using Electron
Scattering and Photoreaction, Editoren K. Shoda, H. Ui, Sendai,
Japan, 1972
- 81) Proc. Int. Conf. on Photonuclear Reactions, Editor B.L. Berman,
Asilomar, Californien, 1973

- 82) Th. Walcher in Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, Editoren
J. de Boer, H.J. Mang, München 1973
- 83) G.R. Satchler, ORNL-TM-4347
- 84) M. Buenerd, P. Martin, P. De Saintignon, J.M. Loiseaux, J.
Arvieux, J. Menet, J.B. Viano in Communications of the Louvain-
La-Neuve Conference, Mai 1974
- 85) S.K. Penny, G.R. Satchler, Nucl.Phys. 53 (1964) 145;
Y. Dupont, M. Chabre, Phys.Lett. 26B (1968) 362;
T. Tamura, D.R. Bes, R.A. Broglia, S. Landowne, Phys.Rev.Lett.
25 (1970) 1507
- 86) R.J. Ascuitto, N.K. Glendenning, Phys.Rev. 181 (1969) 1396,
Phys.Rev. C2 (1970) 415
- 87) W.R. Coker, T. Udagawa, H.H. Wolter, Phys.Rev. C7 (1973) 1154,
Phys.Lett. 41B (1972) 237
- 88) M. Toyama, N. Onishi, Progr. Theor. Phys. 47 (1972) 460
- 89) M. Toyama, Phys.Lett. 38B (1972) 147;
R. Schaeffer, G.F. Bertsch, Phys.Lett. 38B (1972) 159
- 90) H.H. Duham, H. Hafner, R. Renfordt, M. Goldschmidt, O. Dragun,
K.I. Kubo, Phys.Lett. 48B (1974) 1
- 91) N.B. de Takacsy, Phys.Rev.Lett. 31 (1973) 1007
- 92) M. Igarashi, M. Kawai, K. Yazaki, Phys.Lett. 42B (1972) 323
- 93) D. Robson, Phys.Rev. C7 (1973) 1;
M. Toyama, Phys.Lett. 49B (1974) 311

- 94) P.E. Hodgson, Nuclear Reactions and Nuclear Structure
(Clarendon Press, Oxford, 1971);
C.M. Perey, F.G. Perey, Nuclear Data Tables 10 (1972) 539
und in beiden Arbeiten zitierte Referenzen
- 95) R.M. Craig, J.C. Dore, G.W. Greenless, J. Lowe, D.L. Watson,
Nucl.Phys. 79 (1966) 177
- 96) T. Tamura, T. Terasawa, Phys.Lett. 8 (1964) 41
- 97) J. Lowe, D.L. Watson, Phys.Lett. 23 (1966) 261, 24 (1967) 147
- 98) M. Girod, N. van Sen, J.P. Longequeue, Tsan Ung Chan,
J. Physique 31 (1970) 125
- 99) Y. Nagahara, J.Phys.Soc.Japan 16 (1961) 133
- 100) J.B. Swint, A.C.L. Barnard, T.B. Clegg, J.L. Weil, Nucl.Phys.
86 (1966) 119
- 101) A.C.L. Barnard, J.B. Swint, T.B. Clegg, Nucl.Phys. 86 (1966) 130
- 102) J.S. Nodvik, C.B. Duke, M.A. Melkanoff, Phys.Rev. 125 (1962) 975
- 103) L. Rosen, P. Darriulat, H. Faraggi, A. Garin, Nucl.Phys. 33
(1962) 458
- 104) F. Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen, Nucl.Phys. A114 (1968) 1;
F.K. McGowan, W.T. Milner, Charged-Particle Reaction List
1948-1971 (Academic Press, New York, 1973)
- 105) J.J. Kolata, A. Galonsky, Phys.Rev. 182 (1969) 1073
- 106) H.S. Sandhu, Nucl.Phys. A146 (1970) 163
- 107) R.M. Craig, J.C. Dore, G.W. Greenless, J. Lowe, D.L. Watson,
Nucl.Phys. 83 (1966) 493

- 108) P.D. Greaves, V. Hnizdo, J. Lowe, O. Karban, Nucl.Phys. A179
(1972) 1
- 109) G.M. McAllen, W.T. Pinkston, G.R. Satchler, Particles and
Nuclei 1 (1971) 412
- 110) J.A. Fannon, E.J. Burge, D.A. Smith, N.K. Ganguly, Nucl.Phys.
A97 (1967) 263
- 111) R.C. Barrett, A.D. Hill, P.E. Hodgson, Nucl.Phys. 62 (1965) 133
- 112) M.P. Fricke, E.E. Gross, B.J. Morton, A. Zucker, Phys.Rev. 156
(1967) 1207
- 113) L.N. Blumberg, E.E. Gross, A. Van der Woude, A. Zucker, R.H.
Bassel, Phys.Rev. 147 (1966) 812
- 114) M.P. Fricke, G.R. Satchler, Phys.Rev. 139 (1965) B567
- 115) A.A. Rush, E.J. Burge, D.A. Smith, Nucl.Phys. A166 (1971) 378
- 116) N.M. Clarke, E.J. Burge, D.A. Smith, J.C. Dore, Nucl.Phys. A157
(1970) 145
- 117) H. Willmes, J.R. Richardson, I. Slaus, J.W. Verba, Particles
and Nuclei 4 (1972) 192
- 118) C.F. Hwang, G. Clausnitzer, D.H. Nordby, S. Suwa, J.H. Williams,
Phys.Rev. 131 (1963) 2602
- 119) A.H. Wapstra, N.B. Gove, Nucl. Data Tables 9 (1971) 265
- 120) F.G. Perey in Proc. Int. Conf. on Direct Interactions and
Nuclear Reaction Mechanisms, Padua 1962, Editoren E. Clementel,
C. Villi (Gordon and Breach, New York);
N. Austern, Phys.Rev. 137 (1965) B752

- 121) G.R. Satchler in Lectures in Theoretical Physics, Vol. VIIIC
(University of Colorado Press, Boulder, Colorado, 1965)
- 122) H.V. Geramb, Habilitationsschrift, Universität Bonn, 1973
- 123) C.W. Wong, C.Y. Wong, Nucl.Phys. A91 (1967) 433
- 124) H. Eikemeier, H.H. Hackenbroich, Nucl.Phys. A169 (1971) 407
- 125) T. Hamada, I.D. Johnston, Nucl.Phys. 34 (1962) 382
- 126) V. Gillet, N. Vinh Mau, Nucl.Phys. 54 (1964) 321
- 127) W.G. Love, G.R. Satchler, Nucl.Phys. A159 (1970) 1
- 128) S. Cohen, D. Kurath, Nucl.Phys. 73 (1965) 1
- 129) J.B. McGrory, private Mitteilung, ORNL, 1973
- 130) V.A. Madsen, Nucl.Phys. 80 (1966) 177
- 131) ORNL Cyclotron Lab., unveröffentlichte Daten
- 132) K.A. Amos, H.V. Geramb, R. Sprickmann, J. Arvieux, M. Buenerd,
G. Perrin, Phys.Lett. 52B (1974) 138
- 133) G.R. Satchler in Isospin in Nuclear Physics, Editor D.H.
Wilkinson (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1969);
G.R. Satchler, R.M. Drisko, R.H. Bassel, Phys.Rev. 136 (1964)
B637
- 134) M.B. Lewis in Ref. 81
- 135) B.B. Kinsey, Phys.Rev. 99 (1955) 332
- 136) D. Amit, A. Katz, Nucl.Phys. 58 (1964) 388;
M. Bouten, M.-C. Bouten, H. Depuydt, L. Schotsmans, Nucl.Phys.
A158 (1970) 217

- 137) E. Almqvist, D.A. Bromley, A.J. Ferguson, H.E. Gove, A.E. Litherland, Phys.Rev. 114 (1958) 1040
- 138) M. Danos, Nucl.Phys. 5 (1958) 23;
J.M. Eisenberg, W. Greiner, Nuclear Models, Vol. 1 (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1970)
- 139) A.M. Lane, E.D. Pendlebury, Nucl.Phys. 15 (1960) 39
- 140) C. Brassard, H.D. Shay, J.P. Coffin, W. Scholz, D.A. Bromley, Phys.Rev. C6 (1972) 53
- 141) P.S. Fisher, D.F. Measday, F.A. Nikolaev, A. Kalmykov, A.B. Clegg, Nucl.Phys. 45 (1963) 113
- 142) A. Langsford, P.H. Bowen, G.C. Cox, R.A.J. Riddle in Proc. Int. Conf. on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms, Padua 1962, Editoren E. Clementel, C. Villi (Gordon and Breach, New York);
L.R.B. Elton, a.a.O.
- 143) G. Mertens, M. Thumm, H.V. Geramb, zur Veröffentlichung
- 144) F. Erdas, B. Mosconi, A. Pompei, P. Quarati, Nuovo Cimento 64B (1969) 406
- 145) A. Nakada, Y. Torizuka, Y. Horikawa, Phys.Rev.Lett. 27 (1971) 745
- 146) R. Hofstadter, Ann.Rev.Nucl.Sci. 7 (1957) 231
- 147) D.H. Wilkinson, M.E. Mafethe, Nucl.Phys. 85 (1966) 97
- 148) J. Ahrens, H. Borchert, H.B. Eppler, H. Gimm, H. Gundrum, P. Riehn, G. Sita Ram, A. Zieger, M. Kröning, B. Ziegler in Ref. 80

- 149) R.G. Newton, Scattering Theory of Waves and Particles
(McGraw-Hill, New York, 1966)
- 150) M. Gell-Mann, M.L. Goldberger, Phys.Rev. 91 (1953) 398
- 151) V.K. Thankappan, W.W. True, Phys.Rev. 137 (1965) B793

TABELLENBESCHREIBUNG

Tabelle 1: Optisches Potential für $^{12}\text{C}(\text{p},\text{p})$ im Energiebereich von 20-50 MeV. Parametersatz 1: die festgehaltenen Werte sind rechts neben der Tabelle zu entnehmen. Die Einheiten sind MeV und fm.

Tabelle 2: Wie Tabelle 1. Zusätzlich wurde jedoch a_0 noch festgehalten (Parametersatz 2).

Tabelle 3: Im Vergleich zu Tabelle 1 und 2 sind einige optische Potentiale aus der Literatur angegeben worden. In Klammern gesetzte Zahlen deuten auf festgehaltene Parameter hin.

Tabelle 4: Optische Potentiale, die zusätzlich zu Tabelle 1 zur Erzeugung der Distorted Waves im Ausgangskanal benötigt wurden. Für auslaufende Protonen mit $E_p = 9.6, 7.6$ und 6.1 MeV wurde die Potentialtiefe des 8.6 MeV-Potentials¹⁰³⁾ nach der Beziehung $V_0(\Delta E) = V_0 - 0.3 \Delta E$ verändert.

Tabelle 5: Die Parameter der effektiven Zweiteilchenwechselwirkung. Für die Zentralkraft wurde ein Gauß'scher Formfaktor verwendet, für die Tensorkraft eine Linearkombination modifizierter Gaußpotentiale $V_0 r^2 \exp(-\alpha r^2)$.

Tabelle 6: Der obere Teil gibt die in den Rechnungen benutzten spektroskopischen Amplituden¹²⁹⁾ für die beiden $0^+ \rightarrow 1^+$ -Übergänge wieder. Das obere/untere Vorzeichen bezieht sich auf Protonen/Neutronen als Valenzteilchen. Darunter

sind zum Vergleich die Werte für eine reine $(p_{3/2}^{-1} p_{1/2})$ -Konfiguration ohne Berücksichtigung von Korrelationen angegeben. Alle Zahlen wurden bereits mit dem Faktor $(-)^{1/2-y_1} \langle 1/2 \ 1/2 \ y_1-y_2 | T_f 0 \rangle$ multipliziert, der aus der Isospinkopplung herrührt (siehe Gl. (53)).

Im unteren Teil sind die Bindungsenergien¹¹⁹⁾ der entsprechenden Einteilchenzustände wiedergegeben.

Tabelle 7: In anderen Analysen gefundene Resonanzen im intermediären ^{13}N -System.

Tabelle 8: Die aus der χ^2 -Prozedur resultierenden Werte der Kopplungskonstanten $y_\lambda(\bar{Q})$, die als $y_\lambda(\bar{Q}) = M_\lambda \exp(i\varphi_\lambda) \cdot 10^{-3} \text{ MeV}^{-1}$ dargestellt ist. Für intermediäre T=1-Zustände entsprechen die Werte einer Kopplungsstärke $|J_{01}/J_{00}| = 1$.

Tabelle 9: Die Erwartungswerte von $\langle r^2 \rangle$ und $\langle r^4 \rangle$ für verschiedene Ladungs- und Massenverteilungen.

Tabelle 10: Die Abschätzung der intermediären Resonanzen mit der Summenregel. In der oberen Zeile ist jeweils die Summenregel Gl. (49) angegeben. Darunter finden sich für beide Übergänge 1^+ , 0 und 1^+ , 1 die Resonanzenergien $E_x = \hbar\omega$, die Kopplungsstärken $y_L = iM_L$ auf der Resonanz und die Breiten der Zwischenzustände. Die gemäß Abschnitt 4.3.2 renormierten Werte für die Summenregel wurden über die beiden Endzustände gemittelt. Im unteren Teil ist die Summenregel Gl. (40) bzw. (44) mit Hilfe von Tabelle 9 berechnet worden. Mittelwerte sind ebenfalls verzeichnet.

FIGURENBESCHREIBUNG

Fig. 1: Die Graphen für den Einstufenmechanismus (a,b) und den Zweistufenmechanismus (c-f).

Fig. 2: Elastische Streuung von Protonen an ^{12}C im Energiebereich von 24-50 MeV. Für das optische Modell wurde Parametersatz 1 (Tabelle 1) verwendet.

Fig. 3: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung von 61.9 MeV-Protonen zu den 1^+ -Zuständen in ^{12}C . Die durchgezogenen Linien entsprechen einer Analyse allein mit dem Einstufenmechanismus.

Fig. 4: Die Anregungsfunktionen

$$\sigma(\vartheta_1, \vartheta_2) = 2\pi \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \sin\vartheta \, d\vartheta \, \sigma_{\text{exp}}(\vartheta)$$

für den elastischen Kanal.

Fig. 5: Die experimentellen Anregungsfunktionen im elastischen Kanal für drei Streuwinkel im Vergleich mit der Vorhersage des optischen Modells.

Fig. 6: Die Energieabhängigkeit von Volumenintegral und rms-Radius des reellen optischen Potentials (Tabelle 1).

Fig. 7: Wie Fig. 4, jedoch für den Übergang $0^+ \rightarrow 2^+$ bei 4.43 MeV.

Fig. 8: Wie Fig. 4, jedoch für den Übergang $0^+ \rightarrow 0_1^+$ bei 7.66 MeV.

Fig. 9: Wie Fig. 4, jedoch für den Übergang $0^+ \rightarrow 1^+, 0$ bei 12.71 MeV.

Fig. 10: Wie Fig. 4, jedoch für den Übergang $0^+ \rightarrow 1^+, 1$ bei 15.11 MeV.

Fig. 11: Protonenstreuung zum 2^+ -Zustand in ^{12}C . Vergleich des experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitts mit einer Coupled-Channel-Analyse.

Fig. 12: Der experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitt für Protonenstreuung zum 1. angeregten 0^+ -Zustand bei 7.66 MeV.

Fig. 13: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Protonenstreuung zum 1^+ T=0-Zustand bei 12.71 MeV. Die ausgezogenen Linien entsprechen einer vollen Analyse mit Ein- und Zweistufenmechanismus. Die gestrichelten Linien geben den Beitrag der Austauschamplituden, die vom Zweistufenresonanzmechanismus dominiert werden, wieder. Für 34 und 22.5 MeV sind auch die direkten Anteile gezeigt.

Fig. 14: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Protonenstreuung zum 1^+ T=1-Zustand bei 15.11 MeV. Die ausgezogenen Linien entsprechen einer vollen Analyse mit Ein- und Zweistufenmechanismus.

- Fig. 15: Graphische Darstellung der Kopplungskonstanten y_λ für die beiden 1^+ -Übergänge nach Tabelle 8. Die Verbindungslinien sollen nur die Augen führen.
- Fig. 16: Die Kopplungskonstante y_1 für die Anregung der Dipolriesenresonanz als intermediärer Zustand im Übergang $0^+ \rightarrow 1^+$ $T=0$ (-12.71 MeV). Im Vergleich dazu den totalen Wirkungsquerschnitt¹⁴⁰⁾ für die Reaktion $^{11}\text{B}(p, \gamma_0)^{12}\text{C}$.
- Fig. 17: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung von 22.5 MeV-Protonen zu den 1^+ -Zuständen in ^{12}C . Die durchgezogenen Linien entsprechen einer vollen Analyse mit dem Ein- und Zweistufenmechanismus, wobei im Gegensatz zu Fig. 13 und 14 zusätzlich noch intermediäre Quadrupol- und Oktupolzustände zugelassen sind.
- Fig. 18: Vergleich der von uns im Energiebereich von 20-30 MeV identifizierten Resonanzen mit denen aus anderen Analysen (siehe Tabelle 7).
- Fig. 19: Die von uns gefundenen Riesenresonanzen im Vergleich zu RPA-Rechnungen von Bertsch und Shlomo⁶²⁾. Die Anregungsenergien sind angegeben. In Klammern stehen relative Übergangswahrscheinlichkeiten. $T=1$ -Zustände sind durch einen Stern gekennzeichnet.

Fig. 20: Die Energieabhängigkeit von Kopplungskonstanten, die aus einer Mittelung über "gute" Parametersätze entstanden sind (siehe Abschnitt 4.3.3). Die Fehlerbalken geben die maximale Schwankung vom Mittelwert wieder.

Tabelle 1

$E_{\text{LAB}}(\text{MeV})$	V_0	a_0	W_D	r_D	a_D
49.5	43.779	0.6570	3.9996	1.4	0.6780
46.00	46.145	0.6654	4.0077	1.4	0.6976
45	45.401	0.6462	4.0902	1.350	0.6806
42.5	49.417	0.629	4.9243	1.248	0.6847
40.0	47.428	0.6673	4.0058	1.3996	0.6335
38.0	52.079	0.6185	6.0363	1.1254	0.6505
36.0	51.546	0.6321	5.1760	1.1977	0.6379
34.0	53.749	0.6273	6.6328	1.1117	0.6144
32.0	53.709	0.6326	6.2192	1.1664	0.5744
30.0	54.979	0.6118	6.0525	1.1635	0.6014
28.0	58.447	0.5686	5.9131	1.2421	0.5277
26.0	57.081	0.5939	5.9668	1.2546	0.5032
24.0	60.845	0.7001	22.1228	1.3630	0.1541
21.6	58.693	0.5350	4.2962	1.5215	0.5041
20.0	62.251	0.5595	6.2961	1.2502	0.4332

$$r_0 = 1.064 \text{ fm}$$

$$V_{ls} = 6.4 \text{ MeV}$$

$$r_{ls} = 1.0 \text{ fm}$$

$$a_{ls} = 0.575 \text{ fm}$$

$$r_c = 1.24 \text{ fm}$$

Tabelle 2

E_{LAB}	V_o	W_D	r_D	a_D
49.48	43.702	4.470	(1.4)	0.6328
46	44.911	4.451	(1.4)	0.6226
45.00	45.887	4.457	1.292	0.6879
42.50	49.588	5.094	1.225	0.6856
40.00	49.028	4.888	1.287	0.6343
38.00	52.109	5.988	1.124	0.6562
36.00	51.711	5.336	1.195	0.6294
34.00	53.927	6.754	1.109	0.6061
32.00	54.104	6.399	1.170	0.5684
30.00	55.058	6.106	1.139	0.6134
28.00	59.630	7.344	1.017	0.5823
26.00	56.050	5.370	1.242	0.5568
24.00	61.105	23.37	1.313	0.1526
22.5	54.513	9.773	1.654	0.2018
21.6	54.022	10.787	1.683	0.1864
20.00	59.769	9.190	1.472	0.2587

$$r_o = 1.064 \text{ fm}$$

$$a_o = 0.62295 \text{ fm}$$

$$V_{ls} = 6.4 \text{ MeV}$$

$$r_{ls} = 1.0 \text{ fm}$$

$$a_{ls} = 0.575 \text{ fm}$$

$$r_c = 1.24 \text{ fm}$$

Tabelle 3a

E_p	26.0	28.0	29.0	30.0					31.0	31.1
V_o	48.48	37.2	37.0	45.4	51.35	50.4	50.4	36.5	55.05	54.3
r_o	1.07	1.33	(1.25)	1.07	1.026	(1.15)	(1.15)	(1.25)	0.917	1.1
a_o	0.634	0.578	(0.65)	0.662	0.655	(0.585)	0.63	(0.65)	0.582	0.64
W_D	3.33	3.13	0.6	3.36	3.86	6.5	8.67	-	4.1	6.49
r_D	1.34	1.33	1.25	1.431	1.163	(1.15)	(1.25)	-	0.802	1.1
a_D	0.682	0.365*	0.47	0.628	0.83	(0.585)	0.42	-	>1.1*	0.496*
W	-	5.02	7.0	-	-	-	-	8.45	-	4.0
r_W	-	1.33	(1.25)	-	-	-	-	(1.25)	-	1.1
a_W	-	0.513	(0.65)	-	-	-	-	(0.65)	-	0.69
V_{ls}	7.34	7.06	6.0	6.13	7.82	7.5	8.0	(12.0)	12.8	3.7
r_{ls}	1.01	1.33	(1.25)	0.982	1.026	1.0	1.04	(1.25)	1.27	1.1
a_{ls}	0.485	0.539	(0.65)	0.489	0.655	0.585	0.47	(0.65)	0.678	0.64
r_c	1.2	1.2	1.25	(1.1)	1.1	(1.3)	(1.25)	(1.25)	1.2	1.1
Ref.	105)	106)	107)	108)	108)	109)	110)	111)	106)	15)

*) Gauß'scher Formfaktor wurde in äquivalenten Saxon-Woods-Formfaktor umgerechnet.

Tabelle 3b

E_p	40.0								
V_o	45.06	38.6	38.38	38.29	47.19	47.2	38.8	38.5	37.6
r_o	1.08	(1.15)	1.182	(1.16)	1.069	1.07	(1.18)	(1.18)	(1.18)
a_o	0.689	0.73	0.624	(0.75)	0.647	0.65	(0.7)	(0.7)	(0.7)
W_D	5.19	-	5.12	1.18	0.328	0.81	0.2	4.03	-
r_D	1.25	-	1.91	(1.37)	1.354	1.25	(1.3)	(1.04)	-
a_D	0.533	-	0.016	(0.63)	0.731	0.75	(0.6)	(0.7)	-
W	-	7.15	2.94	8.72	6.65	6.6	4.8	-	5.2
r_W	-	(1.25)	1.91	(1.37)	1.354	1.25	(1.3)	-	(1.4)
a_W	-	0.44	0.016	(0.63)	0.731	0.75	(0.6)	-	(0.7)
V_{ls}	7.45	3.23	6.18	(6.04)	7.0	7.0	(6.0)	(7.5)	(7.5)
r_{ls}	1.08	0.75	1.109	(1.064)	1.069	1.1	(1.05)	(1.18)	(1.18)
a_{ls}	0.485	0.07	0.517	(0.738)	0.647	0.65	(0.7)	(0.7)	(0.7)
r_c	(1.2)	(1.25)	1.25	1.25	1.25	1.25	(1.25)	1.2	1.2
Ref.	105)	110)	112)	112)	113)	113)	113)	114)	114)

Tabelle 3c

E_p	46.0	49.5					
V_o	44.1	35.8	67.2	37.06	33.43	35.7	36.7
r_o	1.064	1.185	0.819	1.11	1.23	(1.15)	1.15
a_o	0.664	0.651	0.715	0.704	0.661	0.67	0.68
W_D	1.05	-	7.5	3.14	3.43	-	1.8
r_D	1.427	-	1.324	1.43	0.958	-	1.31
a_D	0.89	-	0.515	0.539	0.454	-	0.52
W	4.0	6.4	-	24.58	6.88	5.84	-
r_W	1.427	1.205	-	0.333	0.778	(1.25)	-
a_W	0.89	0.988	-	0.171	0.949	0.8	-
V_{ls}	6.9	6.61	11.8	4.77	3.77	4.62	8.0
r_{ls}	1.064	1.185	0.819	0.866	0.683	0.62	1.15
a_{ls}	0.664	0.651	0.715	0.418	0.247	0.26	0.68
r_c	1.0	1.2	1.2	1.25	1.25	1.25	1.15
Ref.	18)	42)	42)	115)	116)	110)	107)

Tabelle 4

E_p	31.0	29.0	18.4	17.8	16.2	15.66	14.36	13.64	12.25	11.85	8.6
V_o	54.696	57.065	51.0	49.0	51.0	52.7	52.6	52.1	58.1	56.8	71.0
r_o	1.065	1.065	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.2
a_o	0.6218	0.5898	0.5	0.5	0.4	0.41	0.46	0.42	0.3	0.39	0.3
W_D	6.39	6.24	17.9	12.1	17.3	17.9	19	a)	15.7	16.7	4.5
r_D	1.17	1.21	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.2
a_D	0.566	0.543	0.25**	0.25**	0.25**	0.25**	0.25**	0.25**	0.25**	0.25**	0.4**
W	-	-	2.0	4.0	-	-	-	-	-	-	-
r_W	-	-	1.25	1.25	-	-	-	-	-	-	-
a_W	-	-	0.17	0.17	-	-	-	-	-	-	-
V_{ls}	6.4	6.4	2.7	3.9	5.4	5.5	5.7	5.8	6.3	5.4	6.5
r_{ls}	1.0	1.0	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.2
a_{ls}	0.575	0.575	0.5	0.5	0.4	0.41	0.46	0.42	0.3	0.39	0.3
r_c	1.24	1.24	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.25	1.2
Ref.	wir (inter- poliert)	wir intp.	102)	102)	102)	102)	102)	102)	102)	102)	103)

a) einmal mit $W_D = 24.2$ (= Resonanz berücksichtigt),
einmal mit $W_D = 20$ gerechnet

**) Gauß'scher Formfaktor : $a_D = b$

Tabelle 5

V_C^{SE}	V_C^{TE}		α_C^{SE}	α_C^{TE}	
-25.0	-47.0		0.275	0.3373	
$V_T^{TE}(1)$	$V_T^{TE}(2)$		$\alpha_T^{TE}(1)$	$\alpha_T^{TE}(2)$	
-105.25	-1.9481		1.0862	0.24174	
$V_T^{TO}(1)$	$V_T^{TO}(2)$	$V_T^{TO}(3)$	$\alpha_T^{TO}(1)$	$\alpha_T^{TO}(2)$	$\alpha_T^{TO}(3)$
17.918	-2.3085	0.3810	0.76116	0.52277	0.20041

Die Einheiten sind MeV und fm^{-2}

Tabelle 6

$(lj)_1/(lj)_2$	$p_{3/2}p_{1/2}$	$p_{1/2}p_{3/2}$	$p_{1/2}p_{2/2}$	$p_{3/2}p_{3/2}$
$0^+,0 \rightarrow 1^+,0$ (12.71 MeV)	$^+_{+}0.8802$	$^+_{+}0.4341$	$^-0.05308$	$^+_{+}0.01689$
$0^+,0 \rightarrow 1^+,1$ (15.11 MeV)	$^+_{-}0.8452$	$^+_{-}0.4157$	$^+_{-}0.07121$	$^+_{-}0.09320$
$0^+,0 \rightarrow 1^+,0$	$^+_{+}1.22$	ohne Berücksichtigung der Korrelationen		
$0^+,0 \rightarrow 1^+,1$	$^+_{-}1.22$			

	$\pi p_{1/2}$	$\pi p_{3/2}$	$\nu p_{1/2}$	$\nu p_{3/2}$
B.E. [MeV]	1.9435	15.957	4.946	18.722

Tabelle 7

ℓj	E_{CM} [MeV]	$E_x^{^{13}N}$ [MeV]	r [MeV]	Ref.
$d_{3/2}$	19.75	21.7	2.492	96)
$d_{5/2}$	20.048	22.0	1.46	
$p_{3/2}$	24.927	26.9	2.174	
$d_{5/2}$	19.0	20.95	1.5	97)
$f_{5/2}$	20.8	22.75	1.0	
$f_{7/2}$	22.2	24.15	0.5	
$d_{5/2}$	19.0	20.9	1.5	98)
$f_{5/2}$	20.8	22.7	1.0	
$f_{7/2}$	22.2	24.1	0.5	
$f_{7/2}$	24.0	25.9	1.5	
$g_{9/2}$	26.0	27.9	2.0	
$5/2^+$	19.0	20.9	?	17)
$5/2^-$	20.6	22.5	?	
$3/2^-$	23.6	25.5	?	

Tabelle 8

E_p	$T_f = 0$			$T_f = 1$		
	$L = 1$	$L = 2$	$L = 3$	$L = 1$	$L = 2$	$L = 3$
45	-	7.16 (147°)	41.81 (77°)	-	-	23.13 (77°)
42.5	-	13.22 (99°)	41.97 (84°)	-	-	19.61 (60°)
40	-	10.64 (160°)	42.45 (94°)	-	-	31.62 (94°)
38	-	20.13 (151°)	37.58 (61°)	-	-	20.0 (141°)
36	14.29 (173°)	46.27 (130°)	25.7 (107°)	-	-	21.74 (107°)
34	10.68 (180°)	47.79 (97°)	35.23 (101°)	-	12.08 (131°)	31.0 (101°)
32	20.59 (180°)	53.56 (73°)	23.3 (2°)	-	32.21 (0°)	-
30	35.68 (180°)	31.66 (56°)	29.96 (0°)	-	50.6 (0°)	-
				17.19 (180°)	59.06 (0°)	16.03 (8°)
28	35.48 (180°)	62.74 (94°)	24.31 (0°)	-	56.16 (0°)	-
26	84.75 (180°)	-	21.01 (0°)	85.38 (180°)	21.5 (29°)	-
24	62.15 (0°)	-	-	80.99 (150°)	-	-
22.5	108.5 (0°)	-	-	44.5 (0°)	-	-
	61.59 (0°)	67.85 (0°)	43.69 (95°)	43.47 (0°)	59.72 (62°)	28.89 (161°)

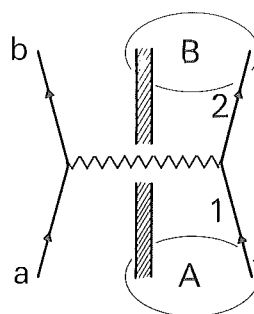
Tabelle 9

λ	$\langle r^{2\lambda-2} \rangle$	Ref.	Bemerkung
2	5.86	145)	a) aus Elektronenstreuung an ^{12}C mit $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 2.42$
	6.47	79)	b) aus Elektronenstreuung an ^{12}C : Ladungsverteilung mit $r_0=0.98$ $a_0=0.5$
	7.21	146)	c) aus Elektronenstreuung: mittlere Ladungsverteilung mit $r_0=1.07$ $a_0=0.55$
	9.58	-	d) unsere Massenverteilung im optischen Modell mit $r_0=1.065$ $a_0=0.62$
	9.8	147)	e) Massenverteilung in ^{12}C aus Proton-Bindungsenergien: $r_0=1.42$ $a_0=0.5$
	12.18	147)	f) " $r_0=1.42$ $a_0=0.65$
3	51.59	145)	a) mit $\langle r^4 \rangle^{1/4} = 2.68$
	69.72	79)	b)
	93.5	146)	c)
	147.62		d)
	141.88	147)	e)
	238.2	147)	f)

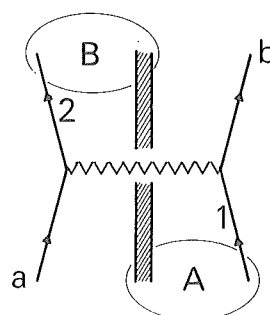
Tabelle 10

	L = 1				L = 2				L = 3			
	$S_{1,1}^{EW} = 8.268 \cdot [\hbar\omega M r] [e^2 \text{MeVfm}^2]$				$S_{T,2}^{EW} = 66.63 \cdot [\hbar\omega M r] [e^2 \text{MeVfm}^4]$				$S_{T,3}^{EW} = 537 \cdot [\hbar\omega M r] [e^2 \text{MeVfm}^6]$			
	E_x	M	r	$S^{\text{renorm.}}$	E_x	M	r	$S^{\text{renorm.}}$	E_x	M	r	$S^{\text{renorm.}}$
$T_f=0$	22.7	108	1		27.8	60	2		33.3	30	2.5	
	25.9	85	2		32.4	50	4		38.9	40	3.5	
				$\overline{159}$				$\overline{458}$	43.5	35	3.5	$\overline{4990}$
$T_f=1$	24.1	80	1		27.8	55	2		33.8	25	3	
	25.9	85	2		30.6	45	4		38.9	30	4	
				$\overline{147}$				$\overline{400}$	43.5	25	4	$\overline{4343}$
				$\bar{S}_{1,1} = 153$				$\bar{S}_{T,2} = 429$				$\bar{S}_{T,3} = 4666$
e^-	$S_{1,1} = \frac{(\hbar c)^2}{2mc^2} \cdot \frac{NZ}{A} (1 + x)$				$S_{0,2} = 49.5 \langle r^2 \rangle$				$S_{0,3} = 104 \langle r^4 \rangle$			
					$= 290.1 \text{ (Ref. 145))}$				$= 5366 \text{ (Ref. 145))}$			
					$= 320.5 \text{ (Ref. 79))}$				$= 7252 \text{ (Ref. 79))}$			
	$= 62.2 (1 + x)$				$\bar{S}_{0,2} = 305$				$\bar{S}_{0,3} = 6309$			

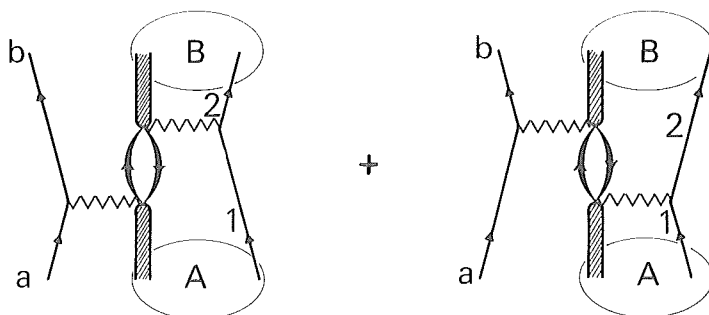
Valence DIRECT
(a)



Valence EXCHANGE
(b)



Core DIRECT
(c+d)



Core EXCHANGE
(e+f)

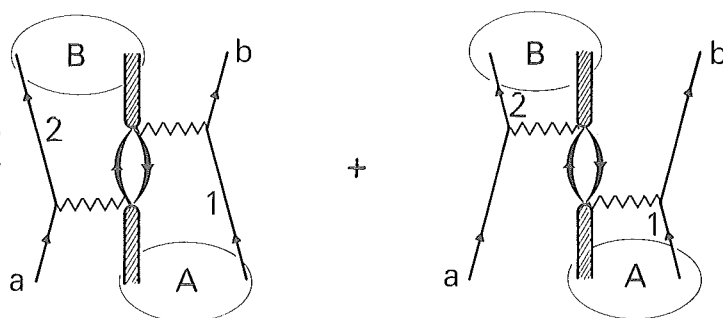


Fig. 1

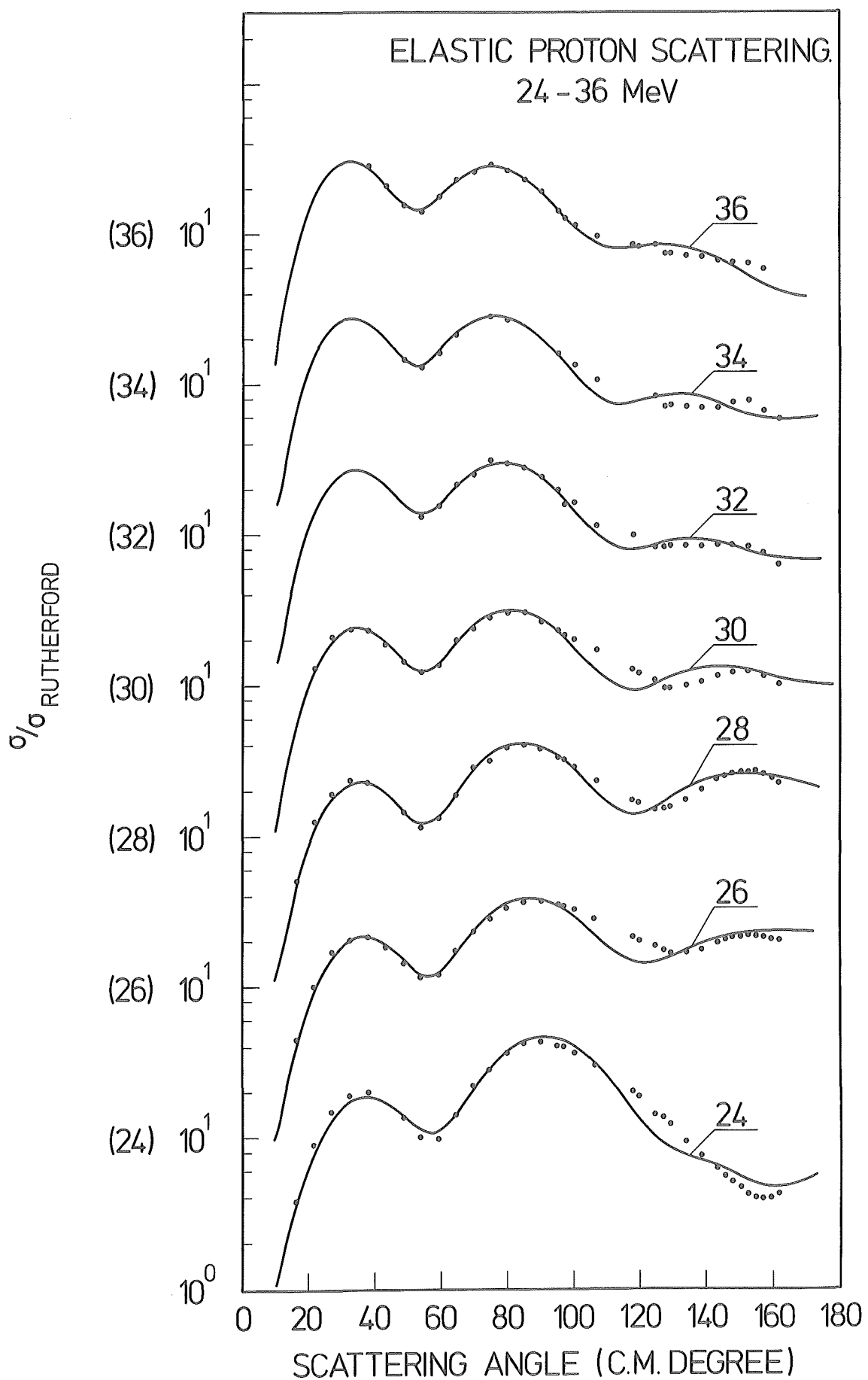


Fig. 2a

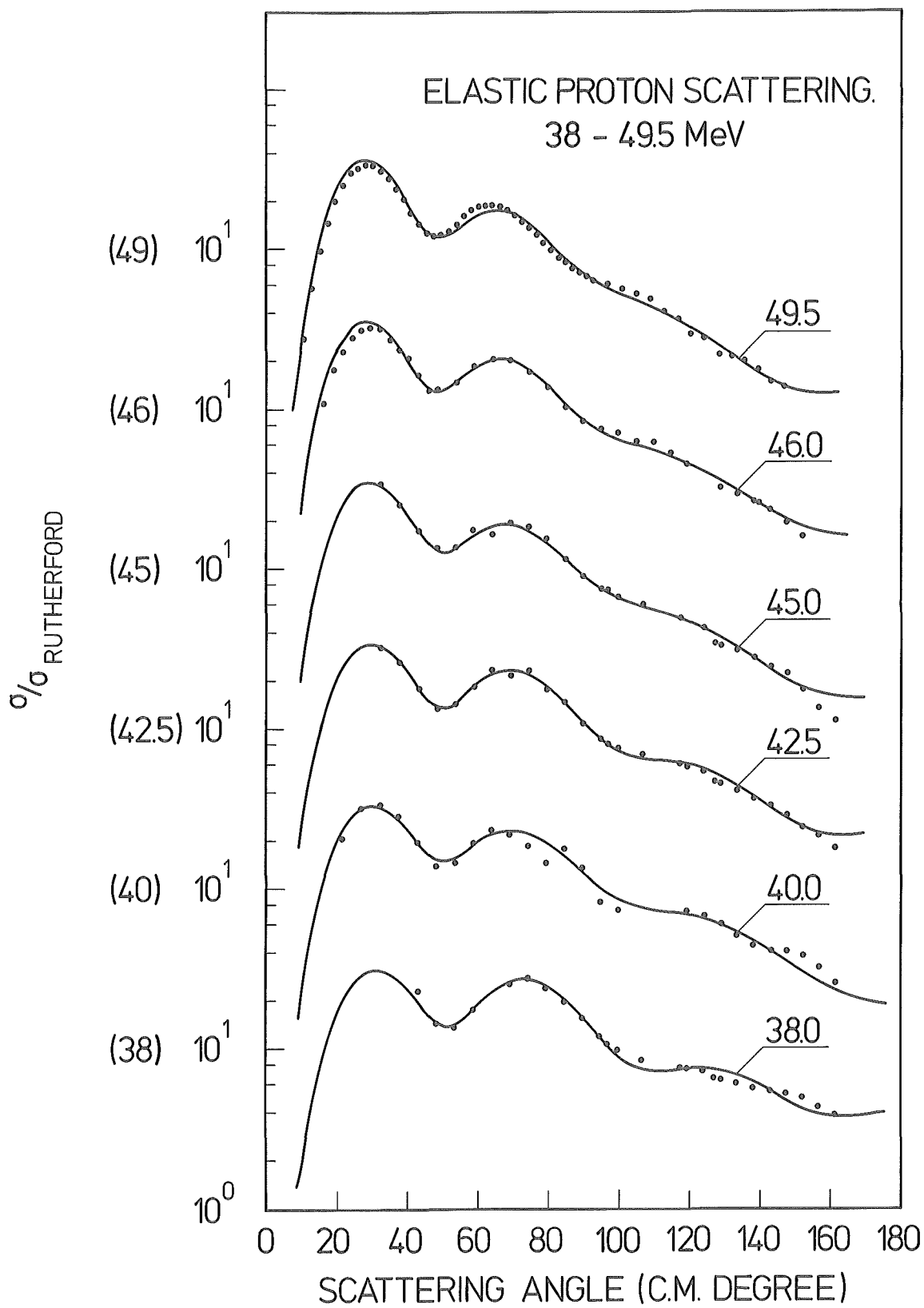


Fig. 2b

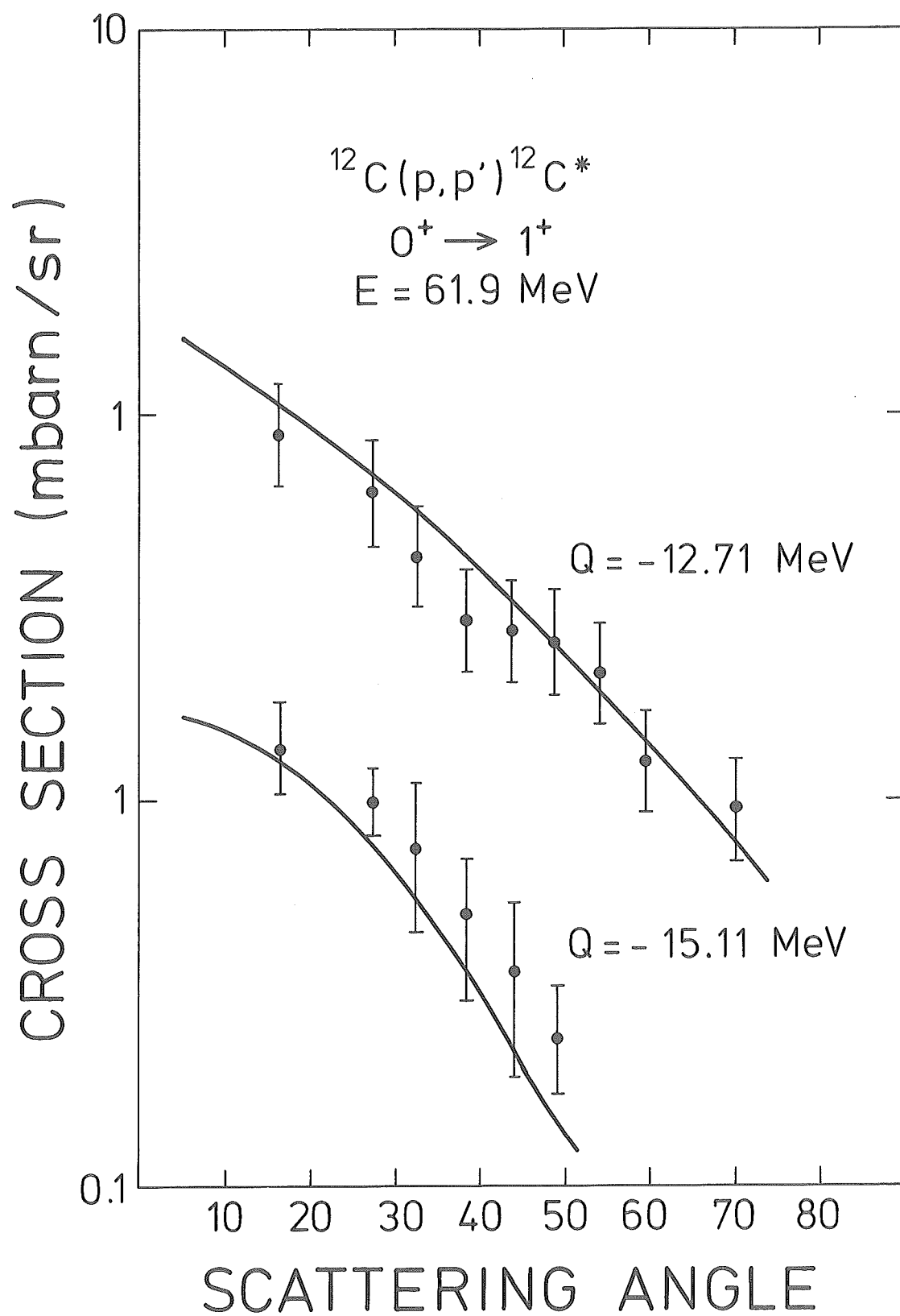


Fig. 3

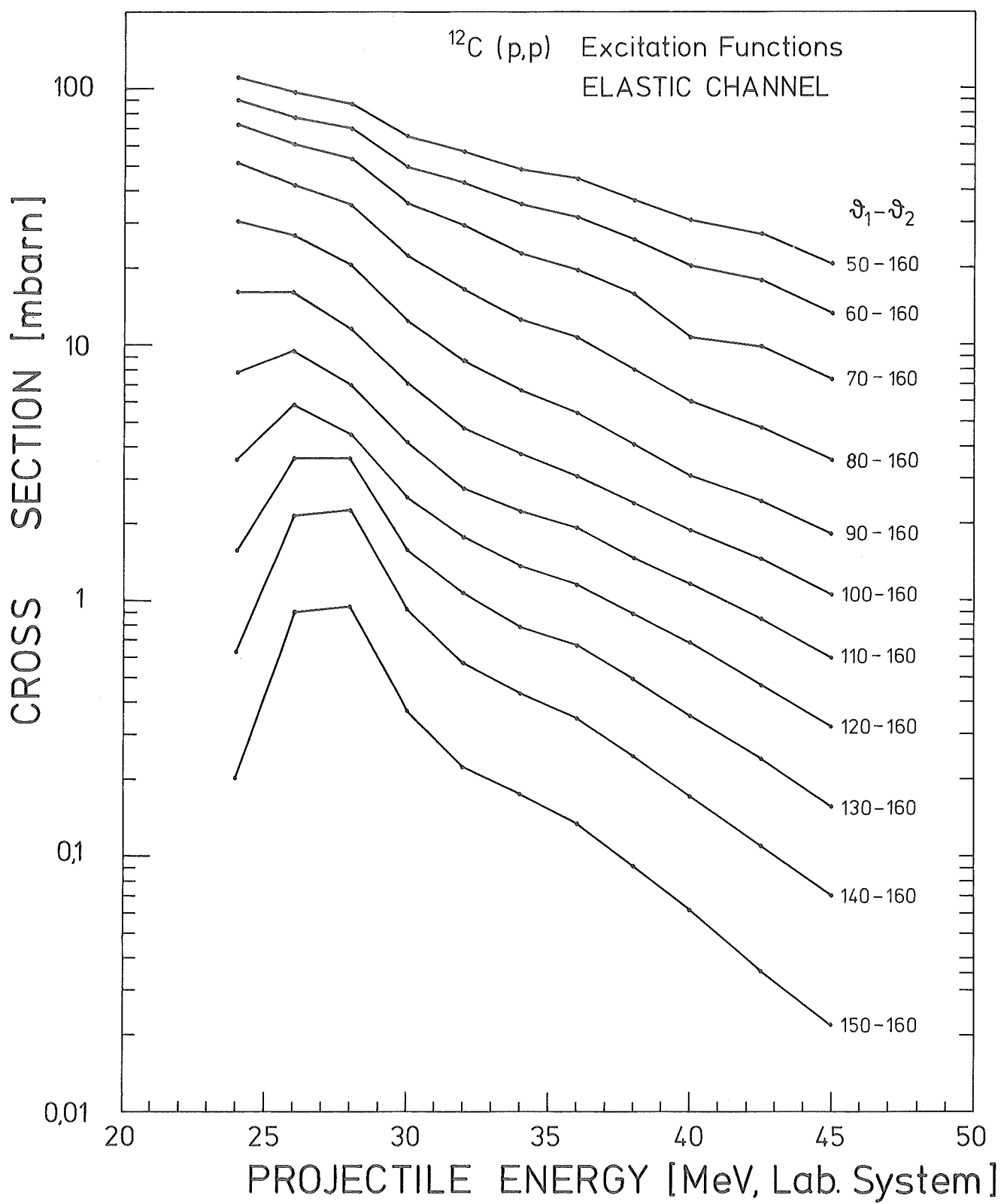
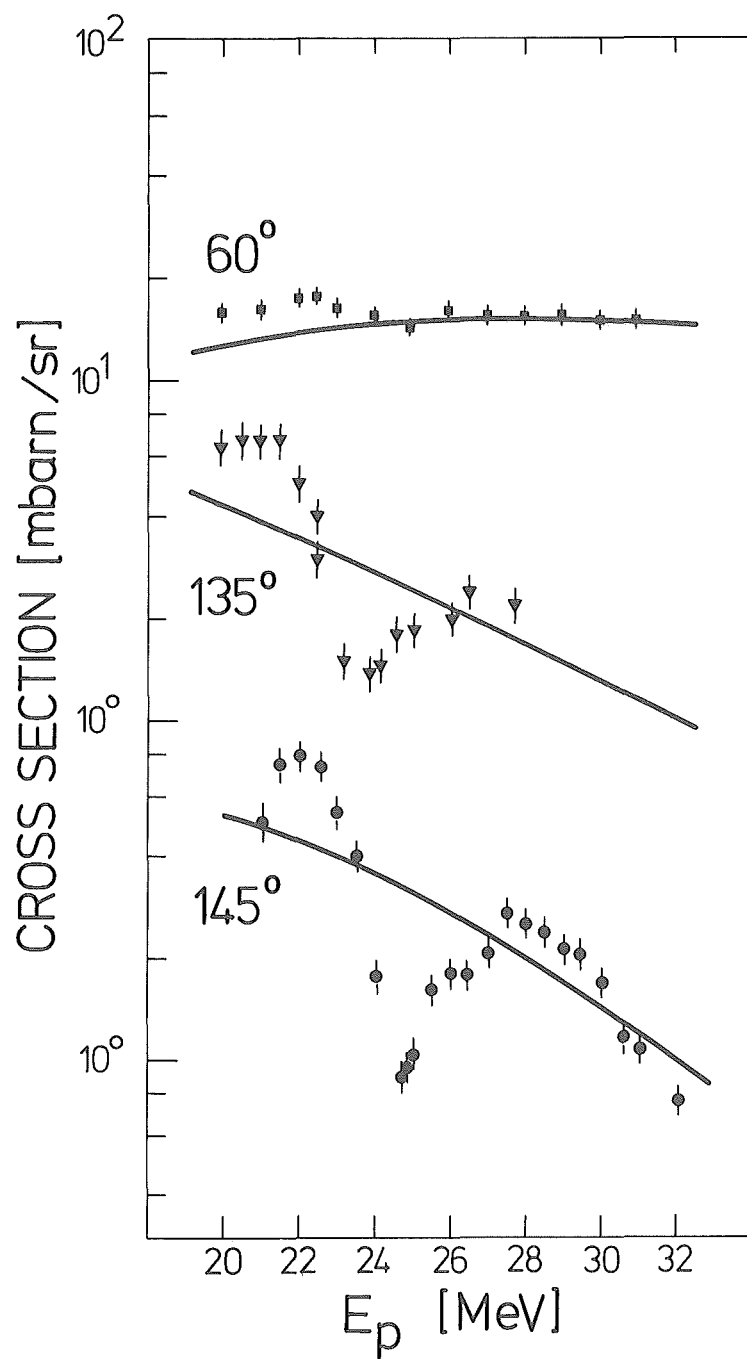


Fig. 4



$^{12}\text{C}(p,p)$

Comparison :
Optical Model
Data

Fig. 5

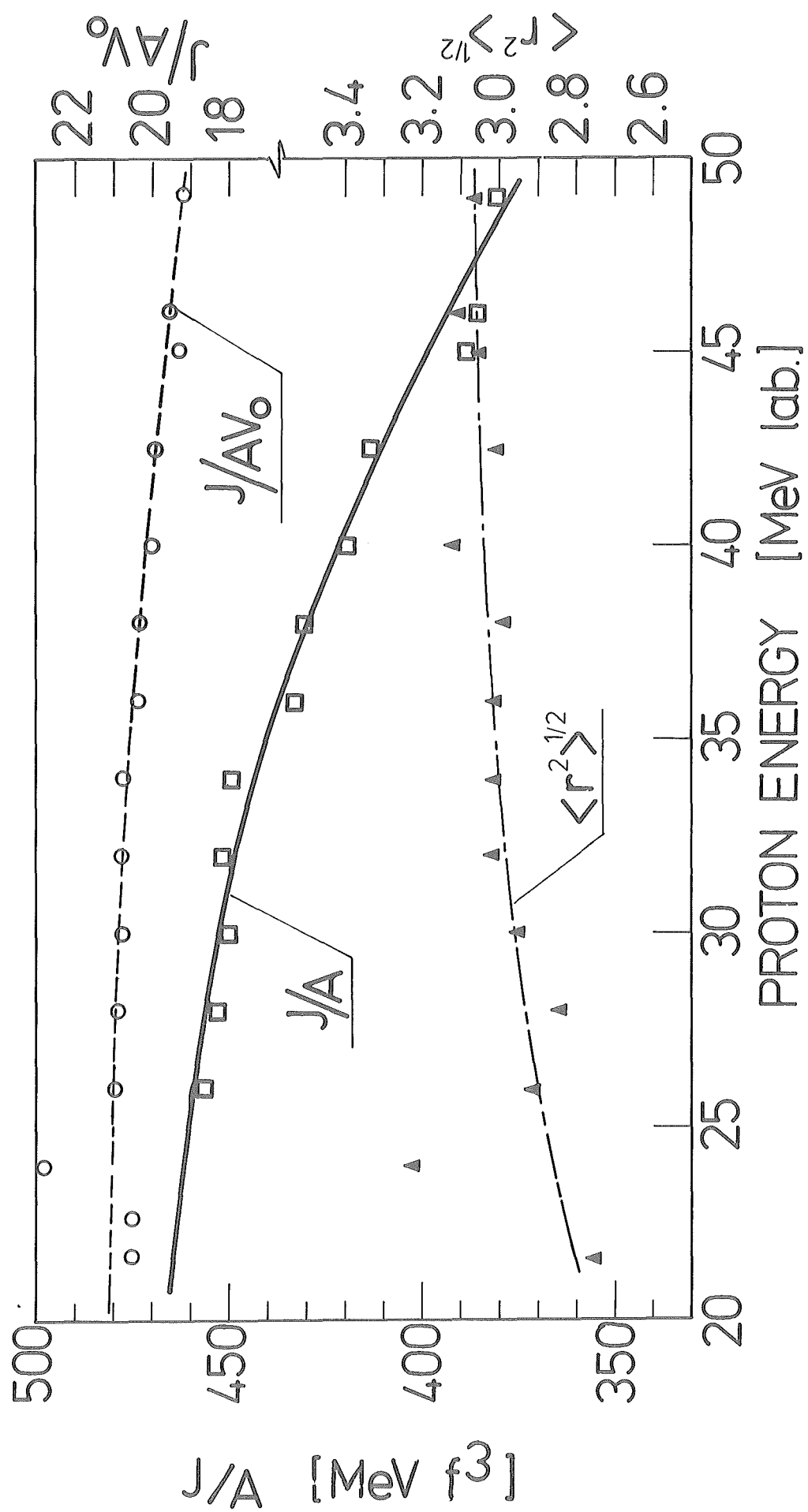


Fig. 6

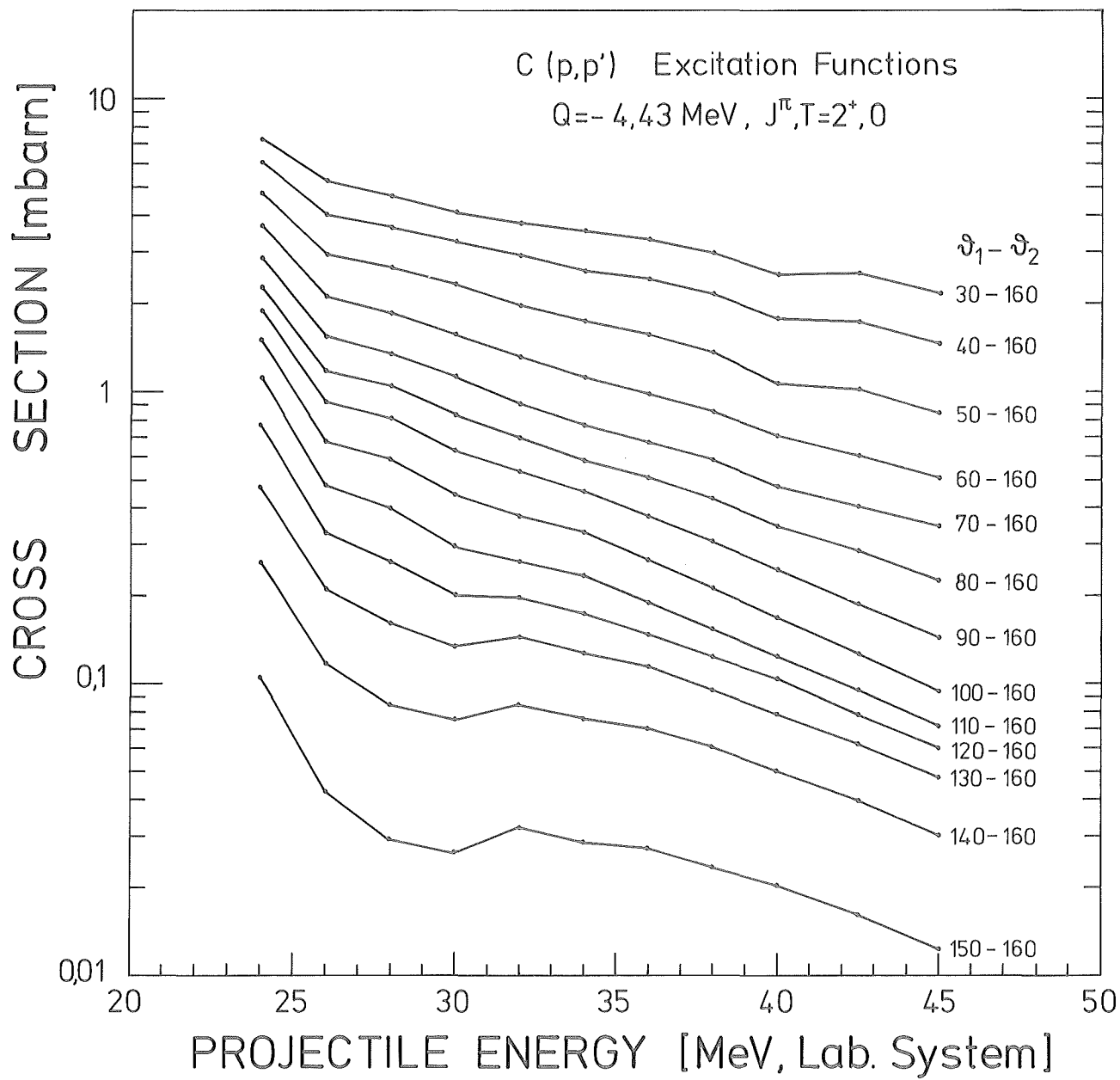


Fig. 7

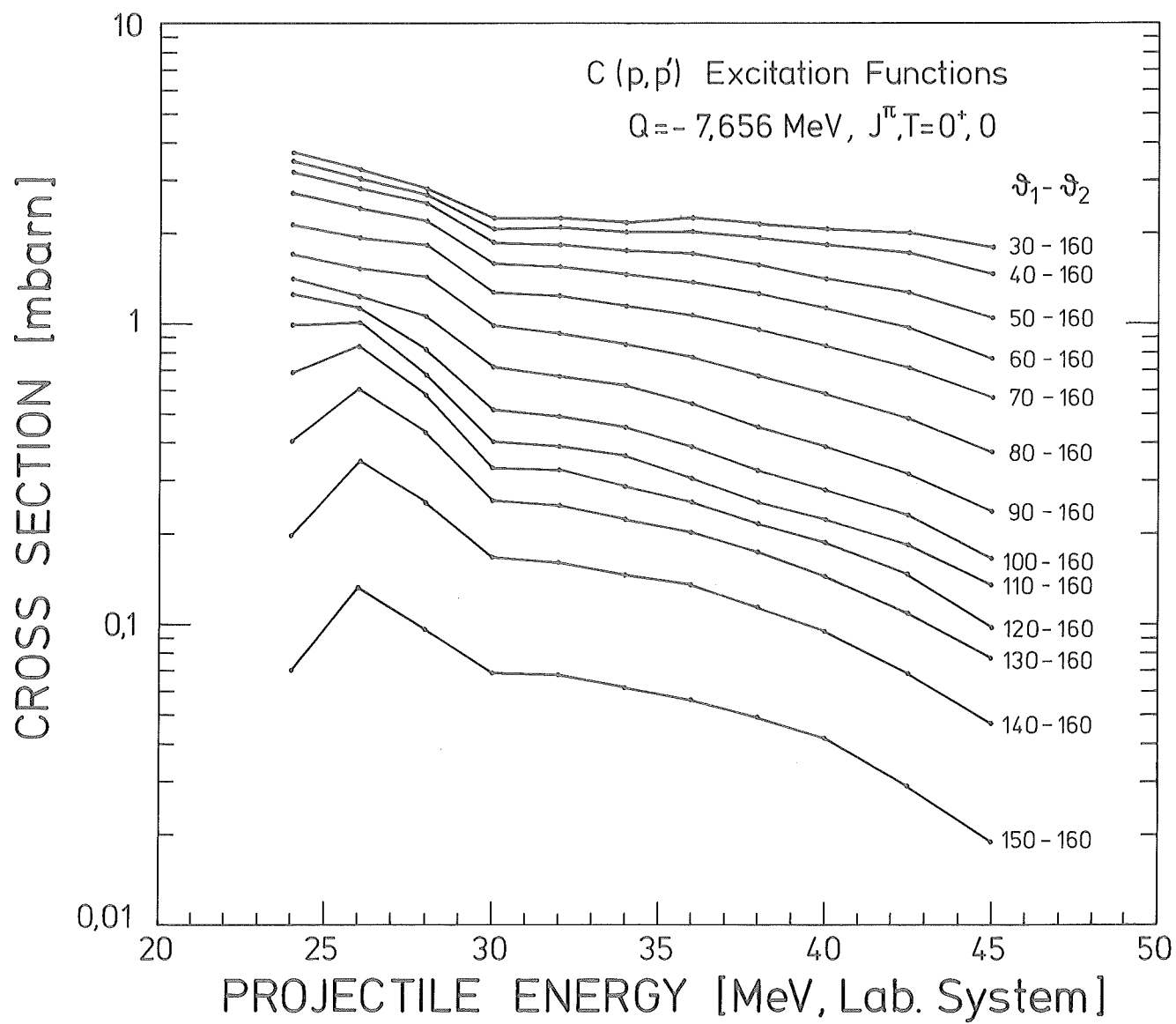
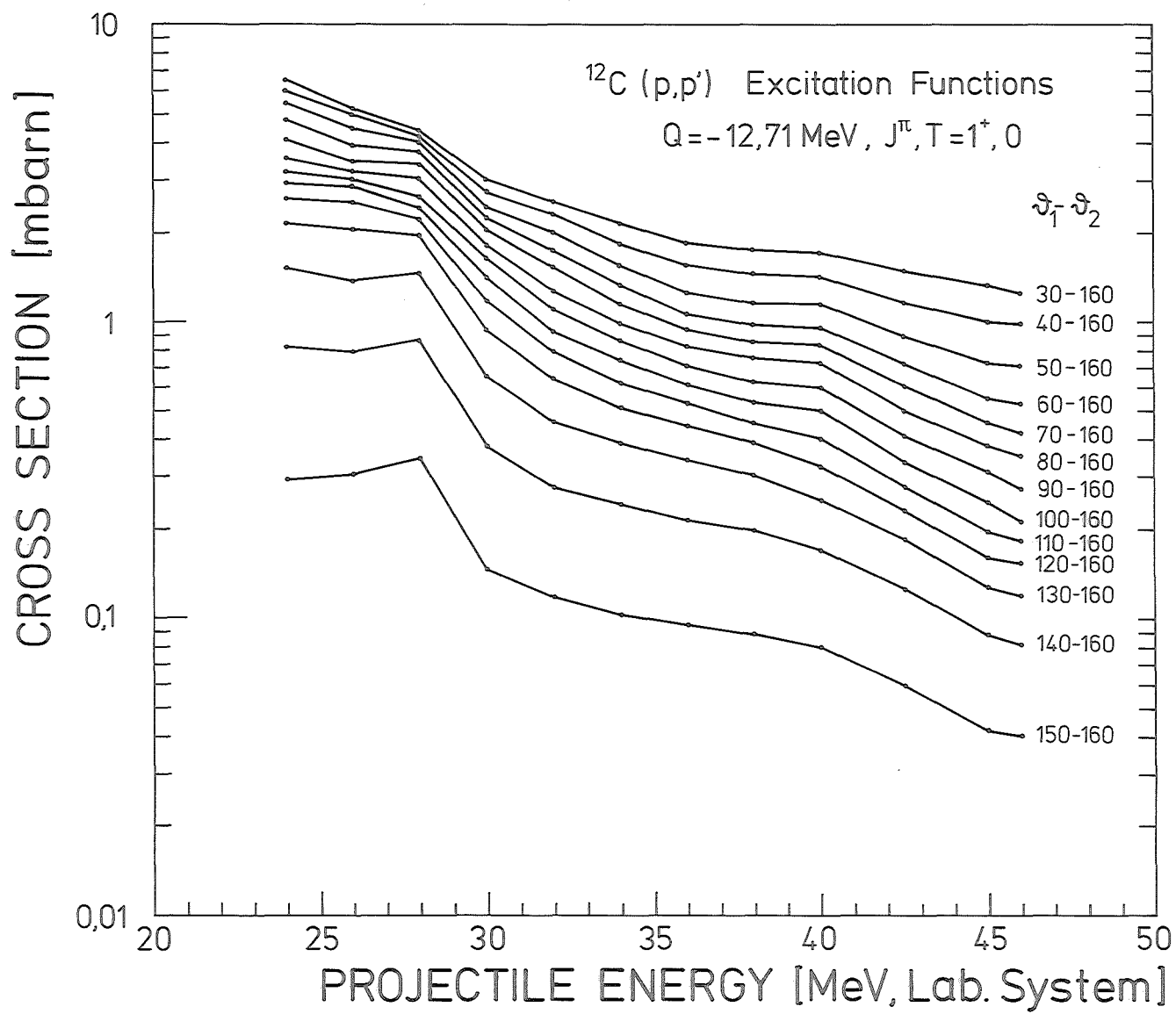


Fig. 8

Fig. 9



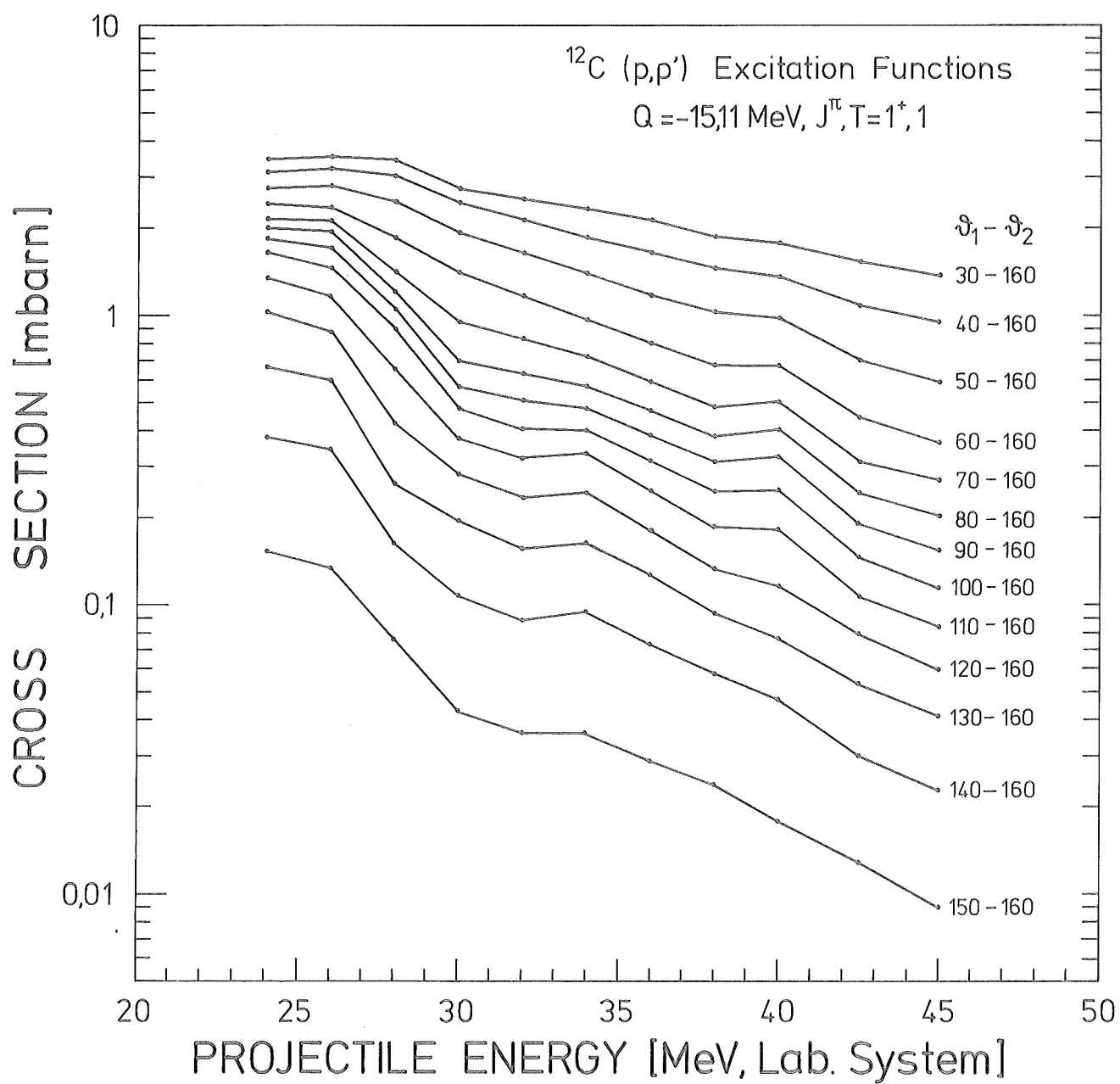


Fig. 10

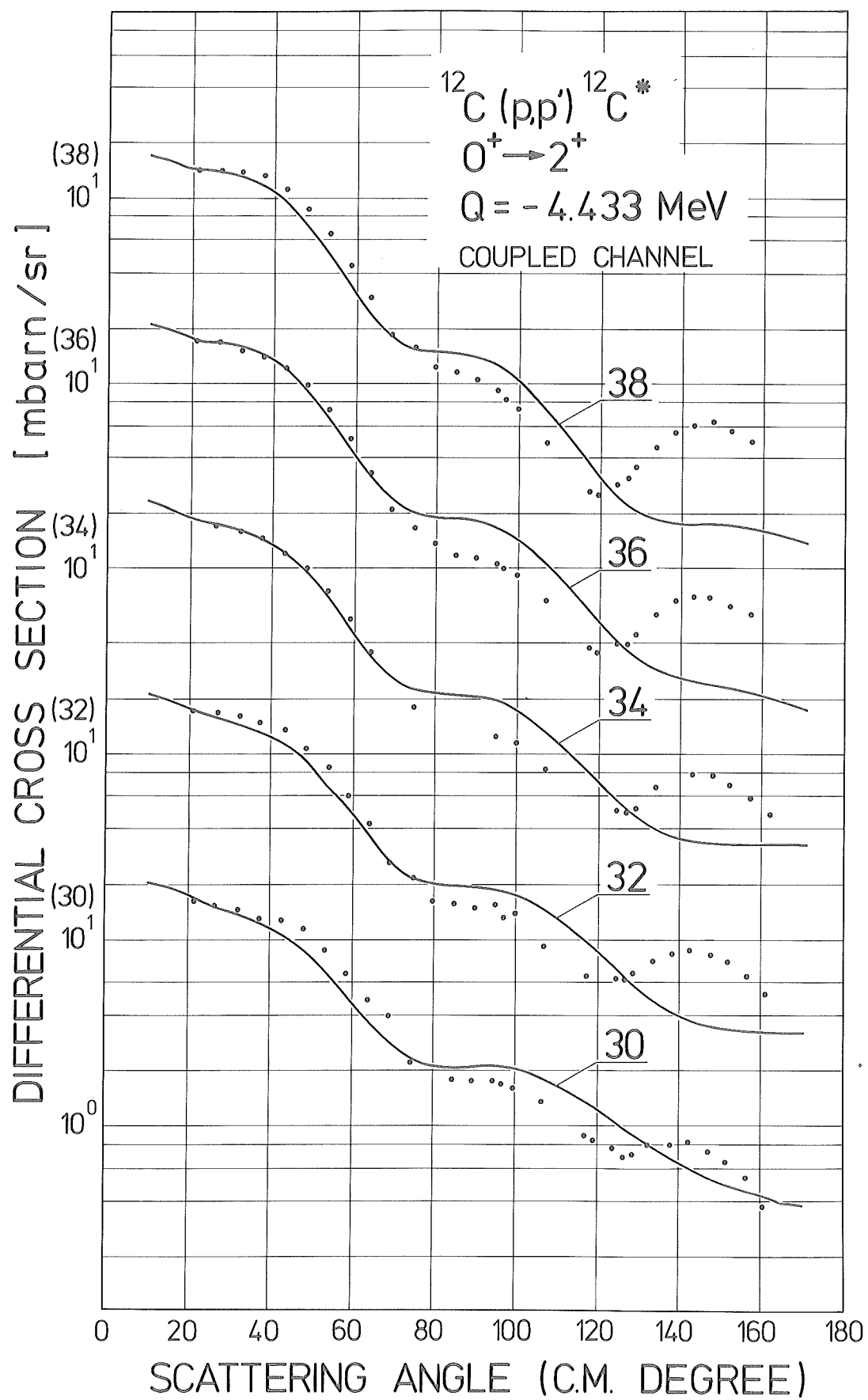


Fig. 11

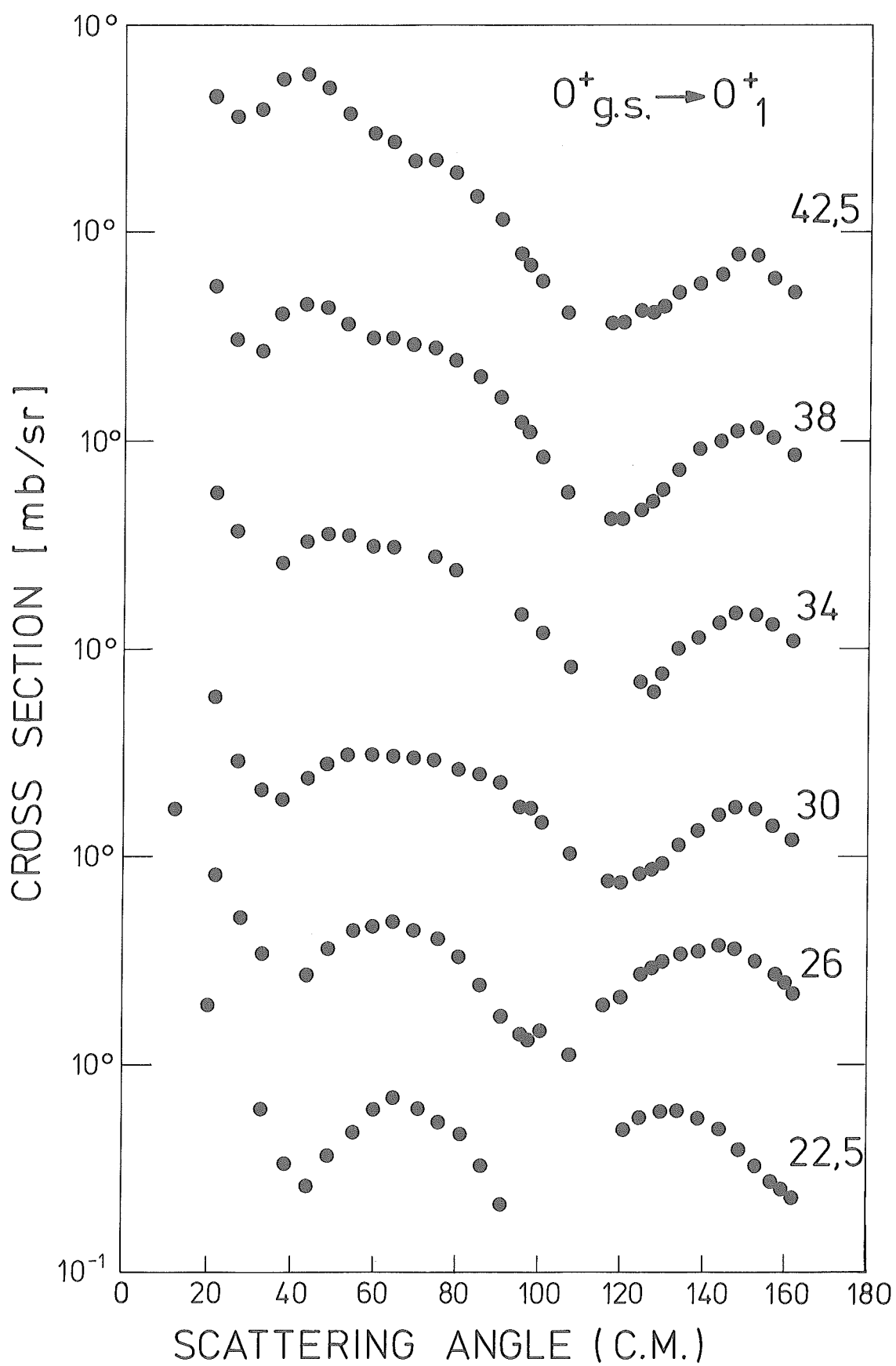


Fig. 12

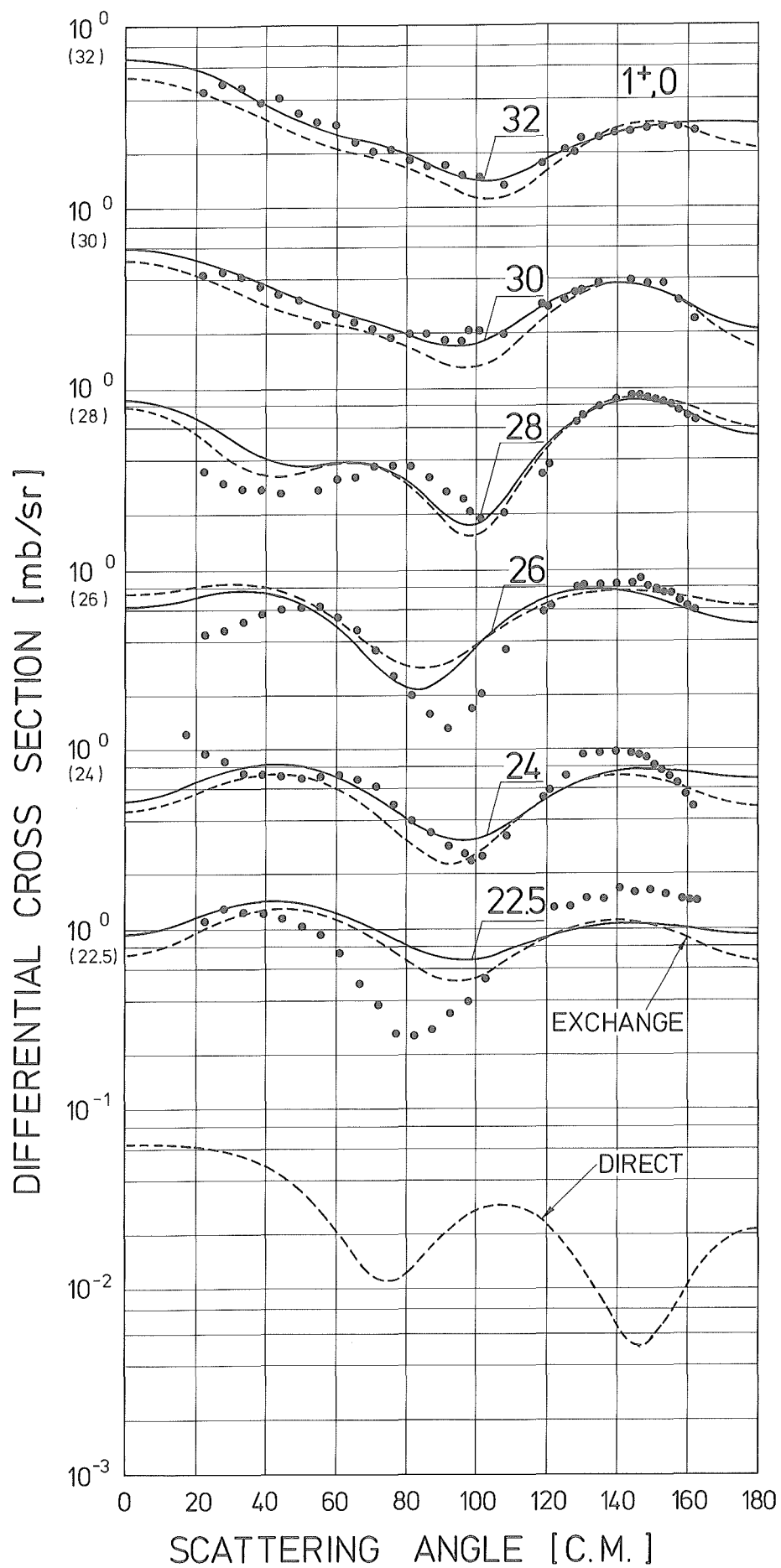


Fig. 13a

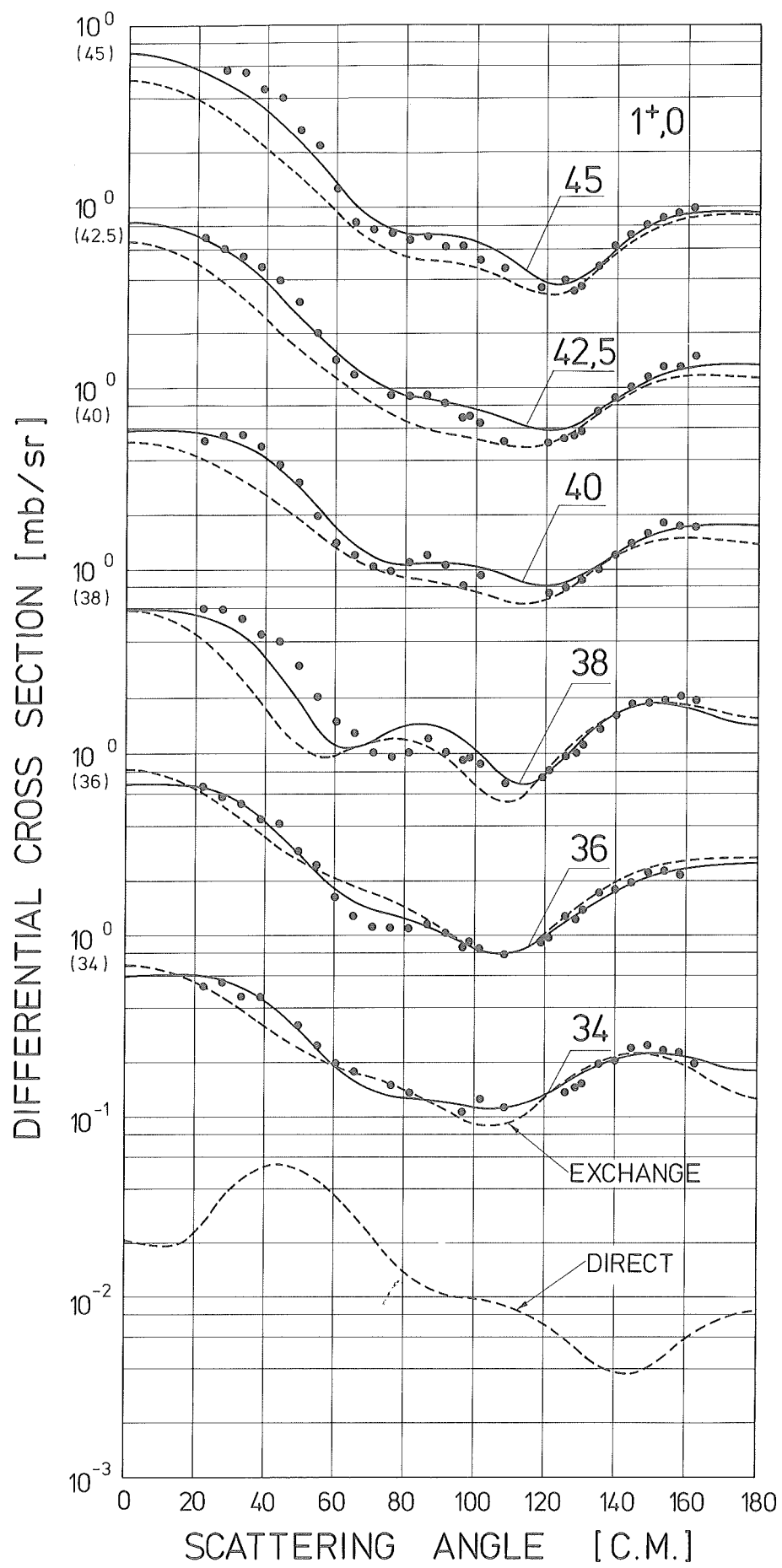


Fig. 13b

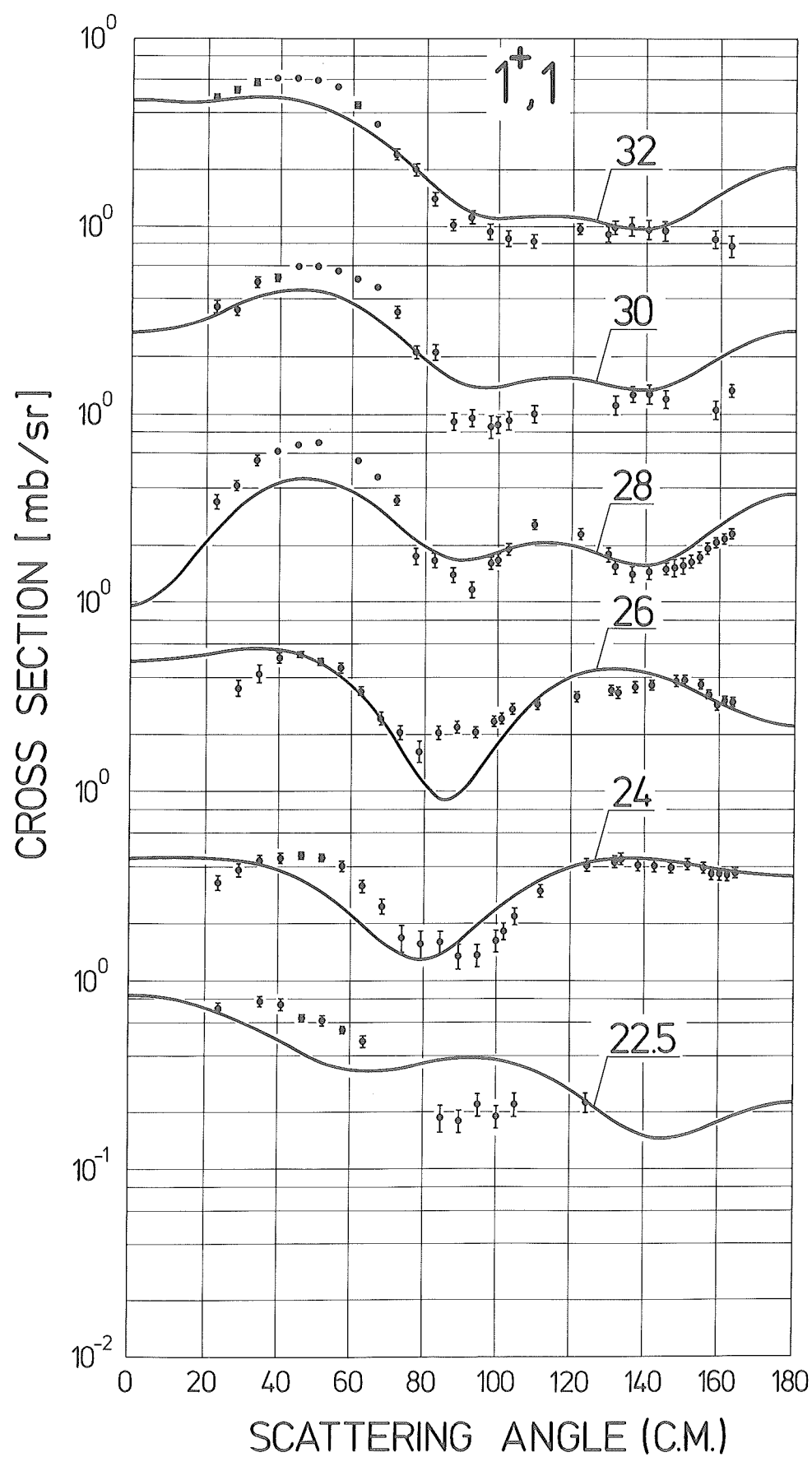


Fig. 14a

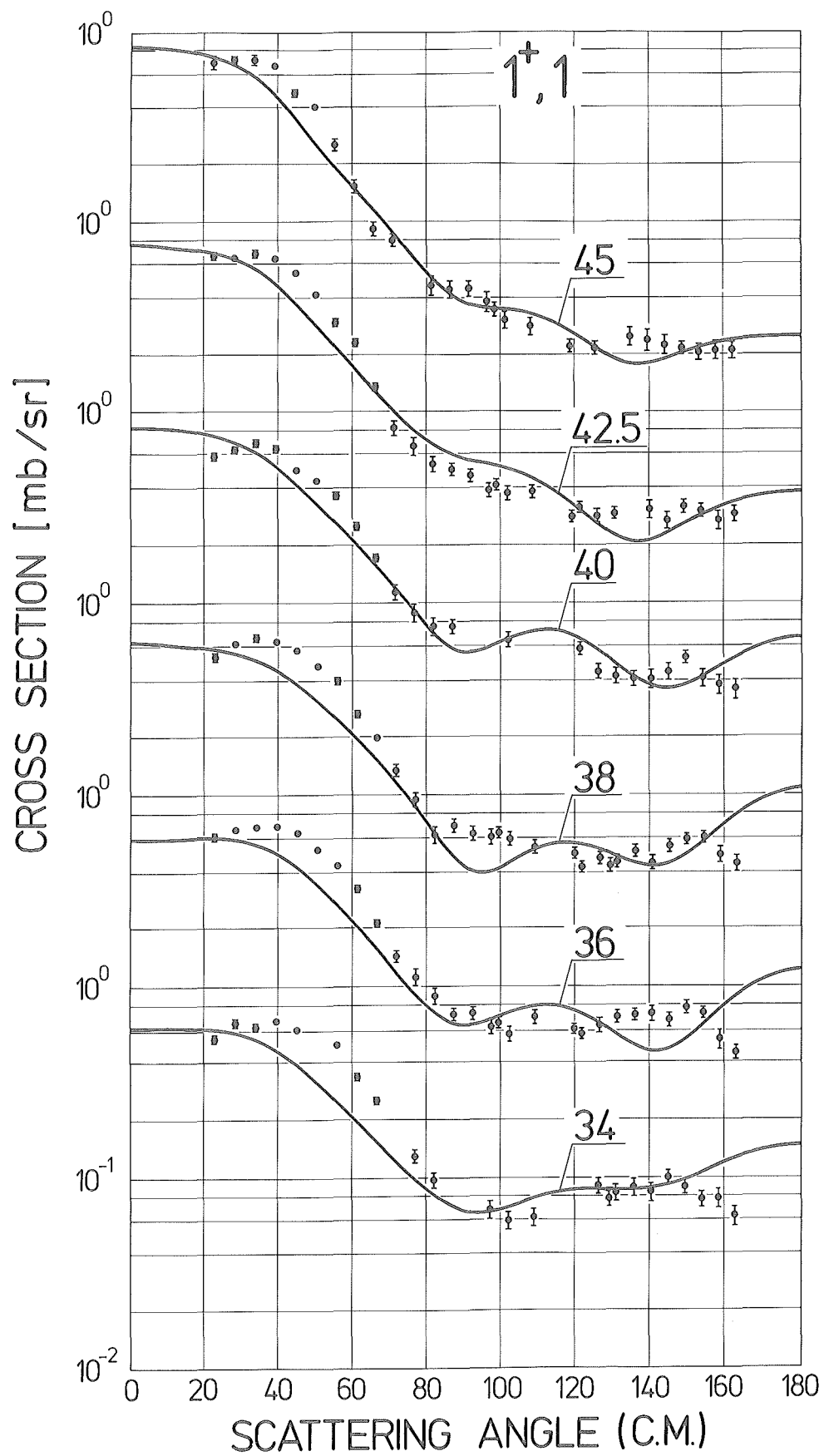


Fig. 14b

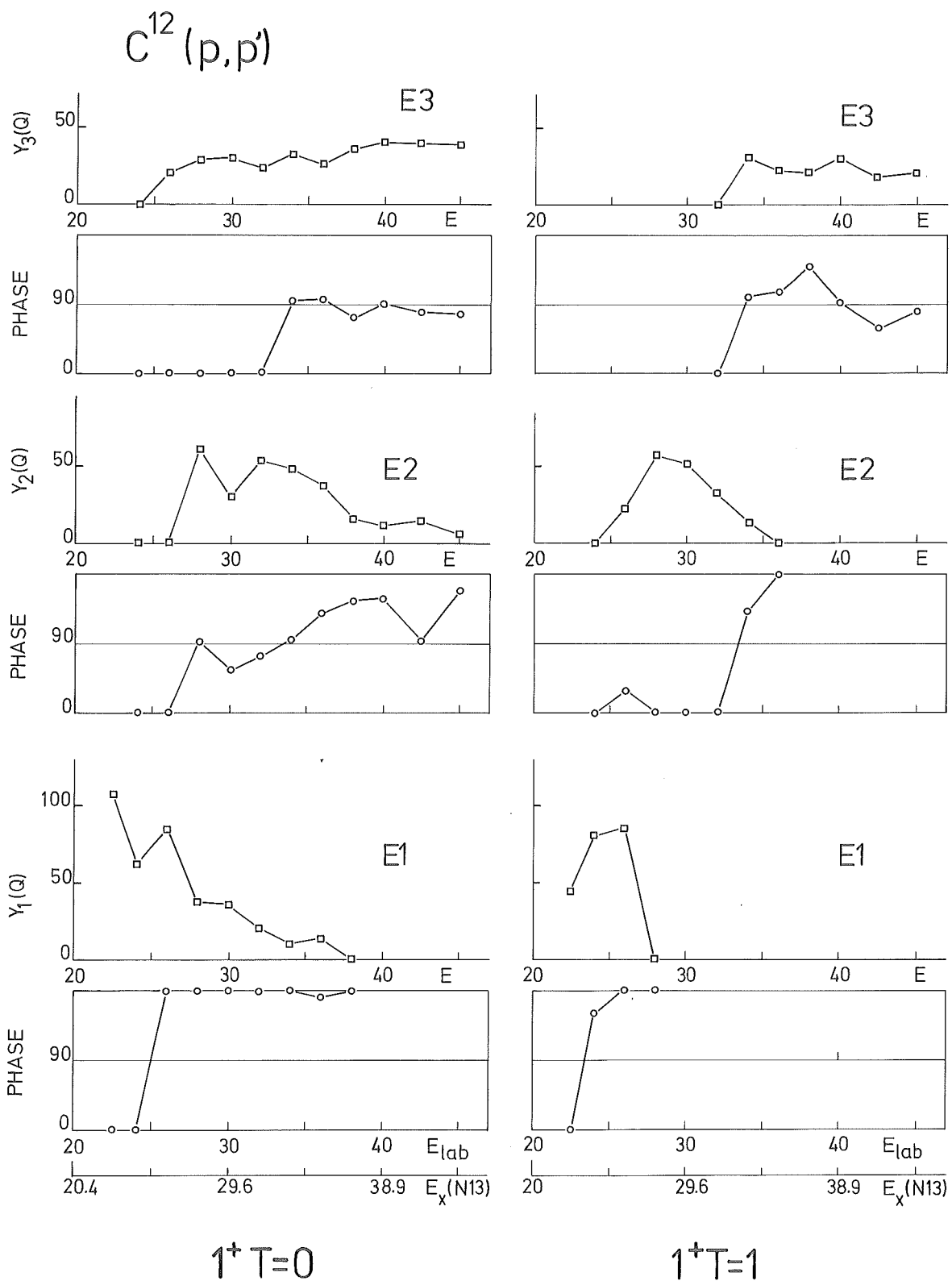


Fig. 15

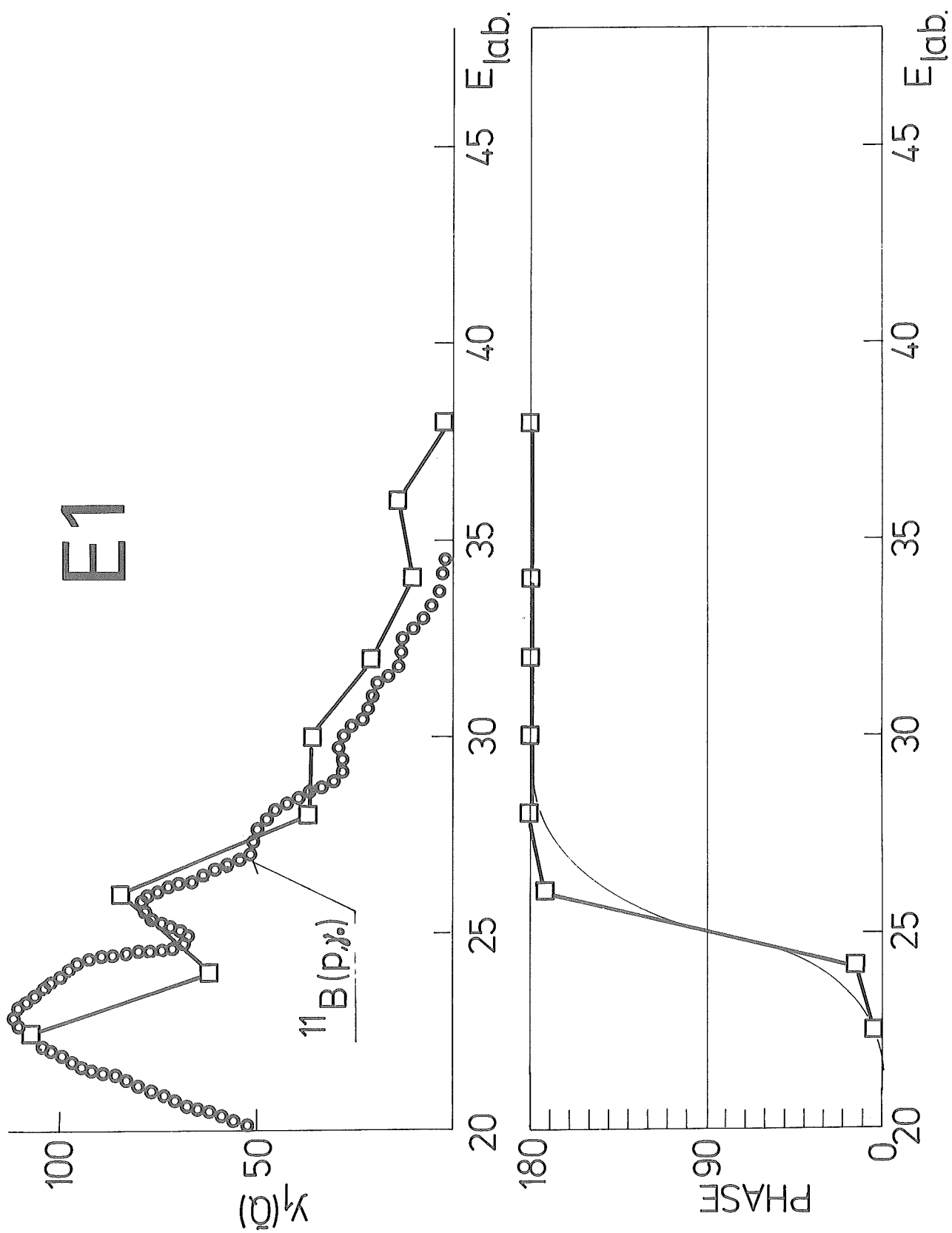


Fig. 16

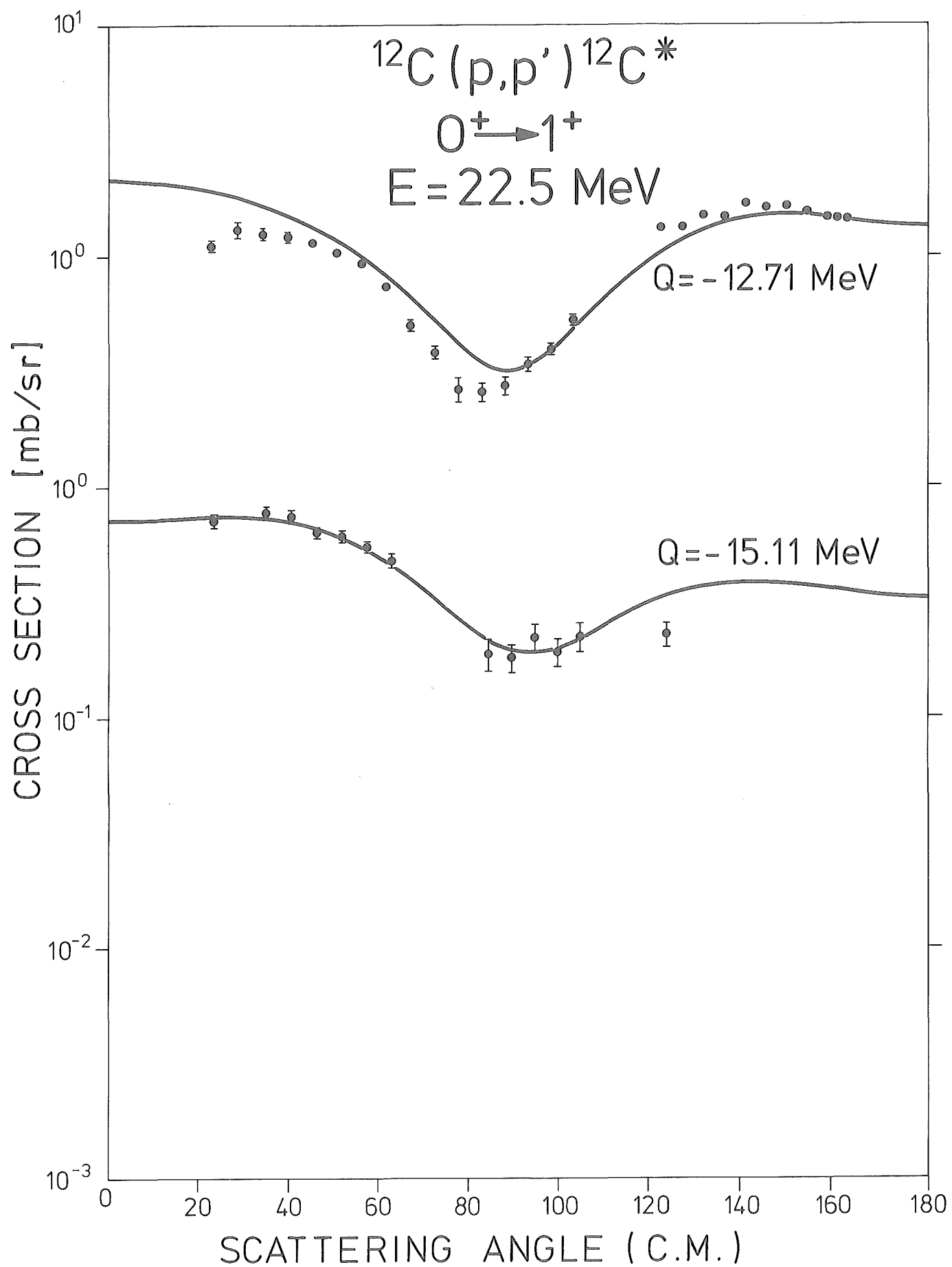
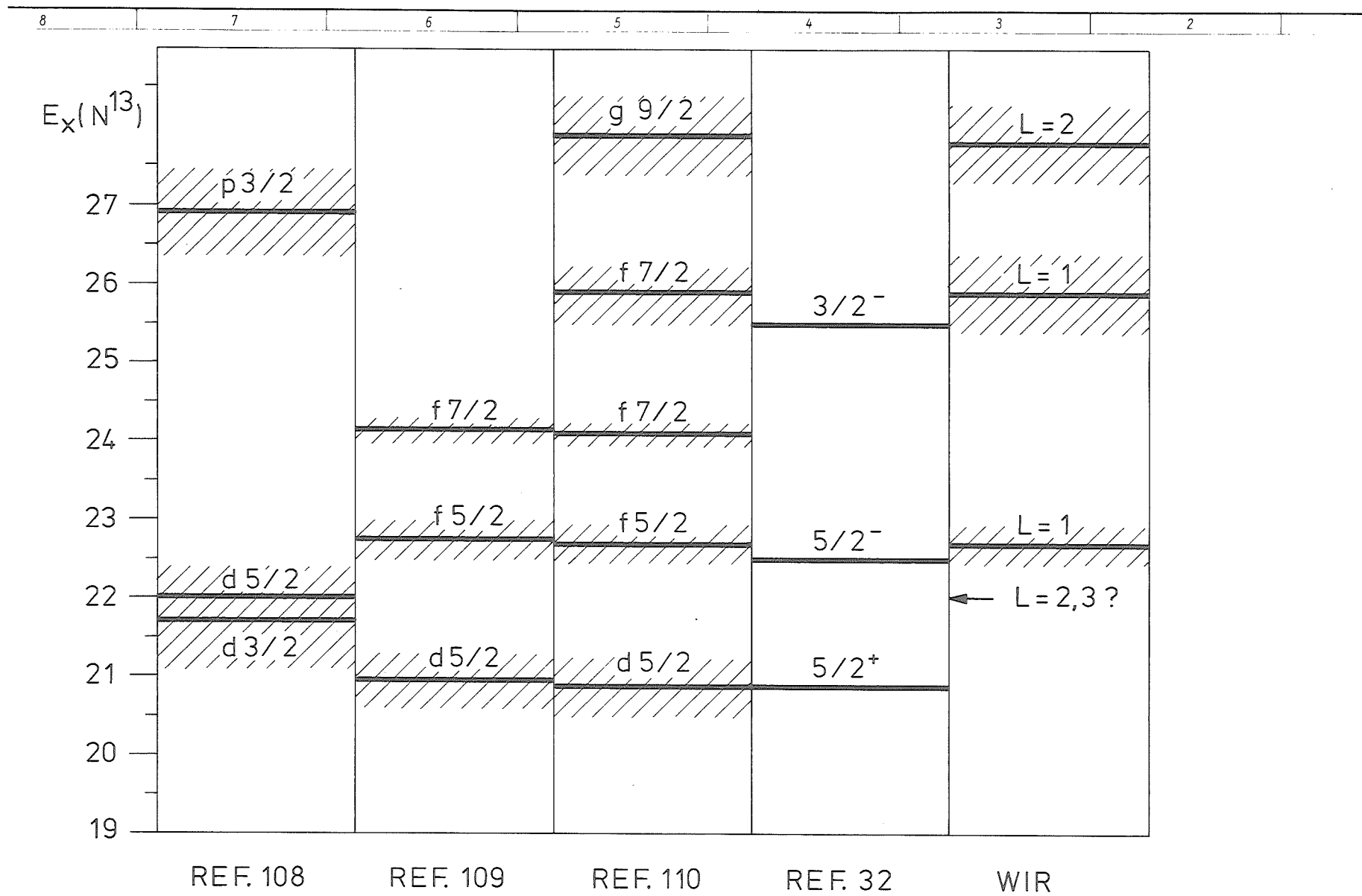


Fig. 17

Fig. 18



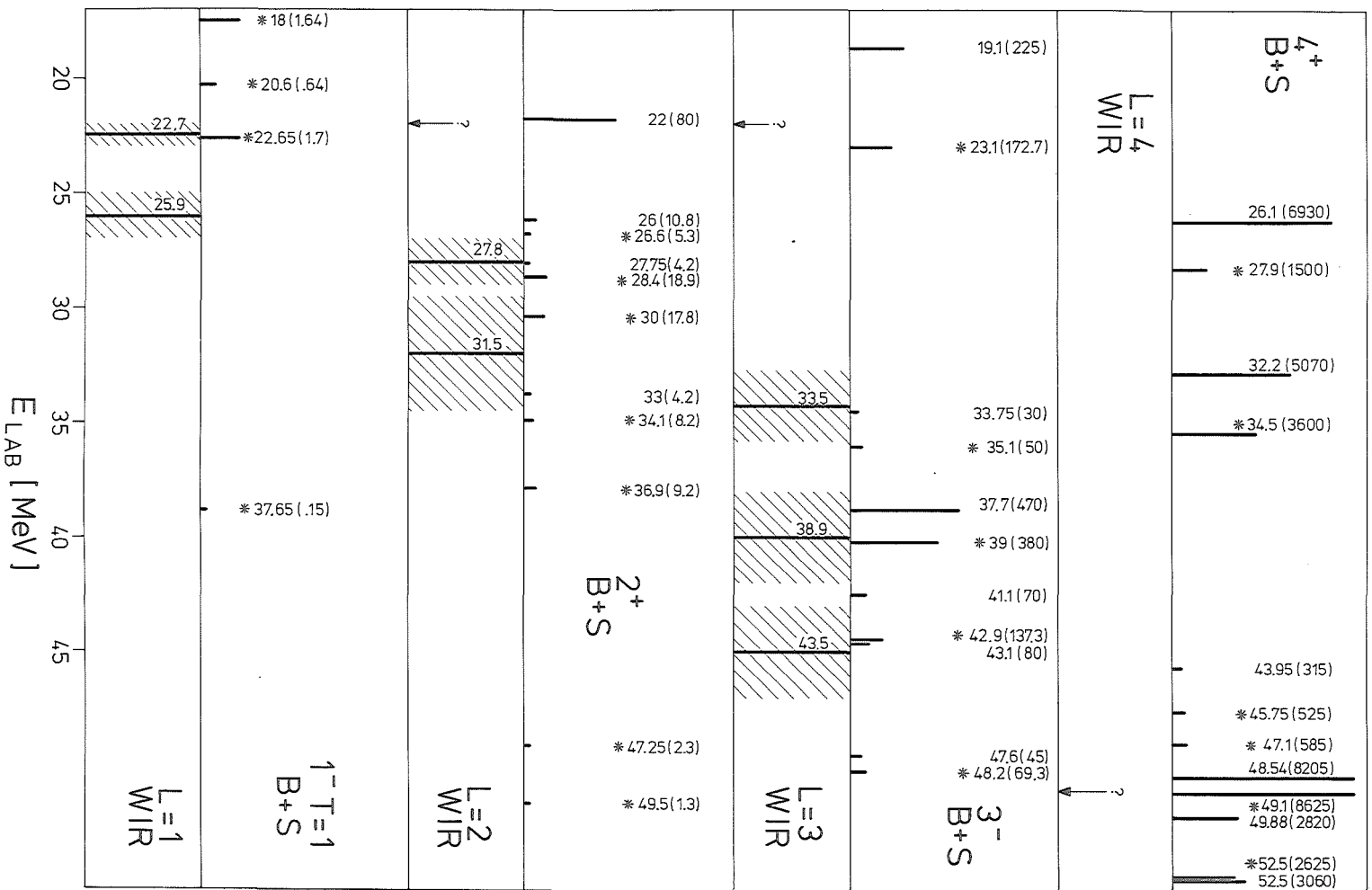


Fig. 19

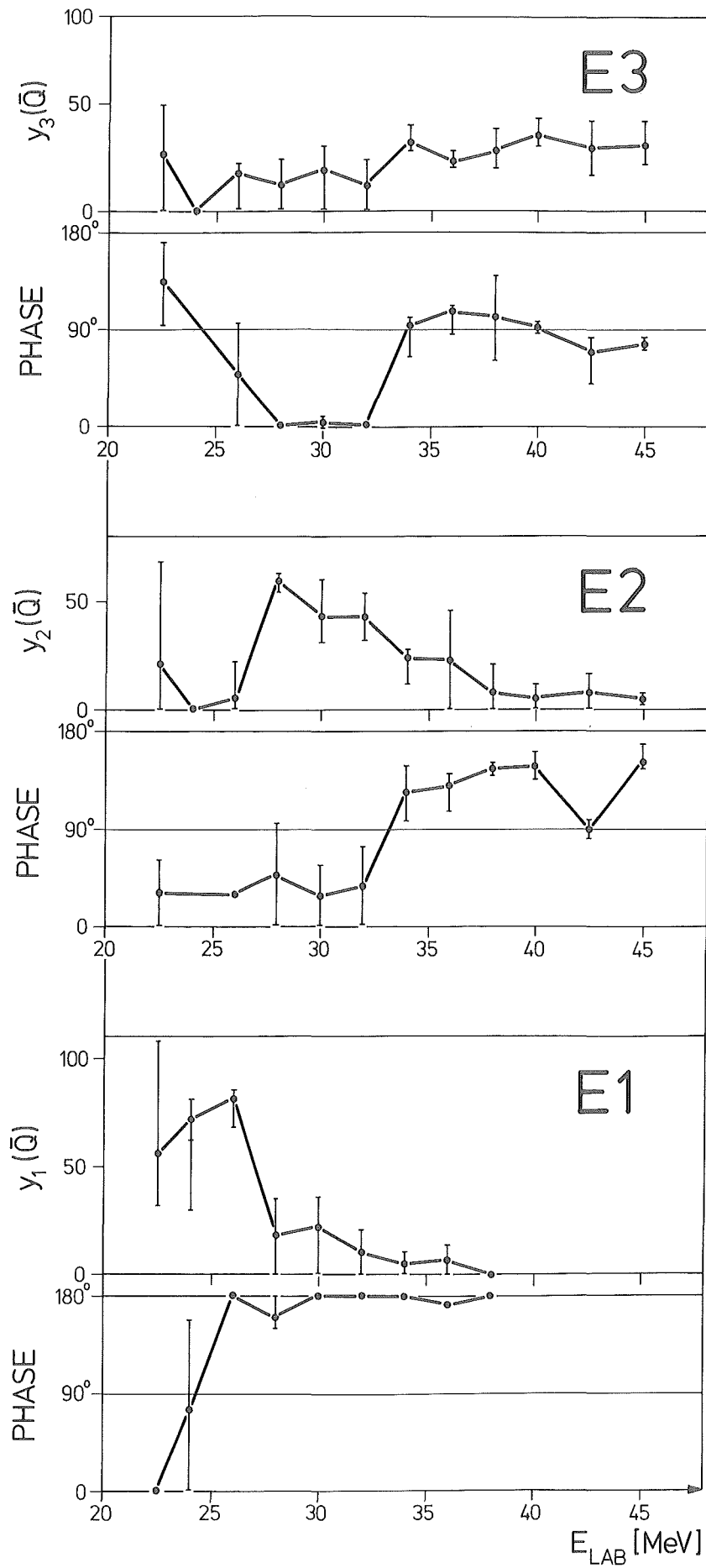


Fig. 20

