



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

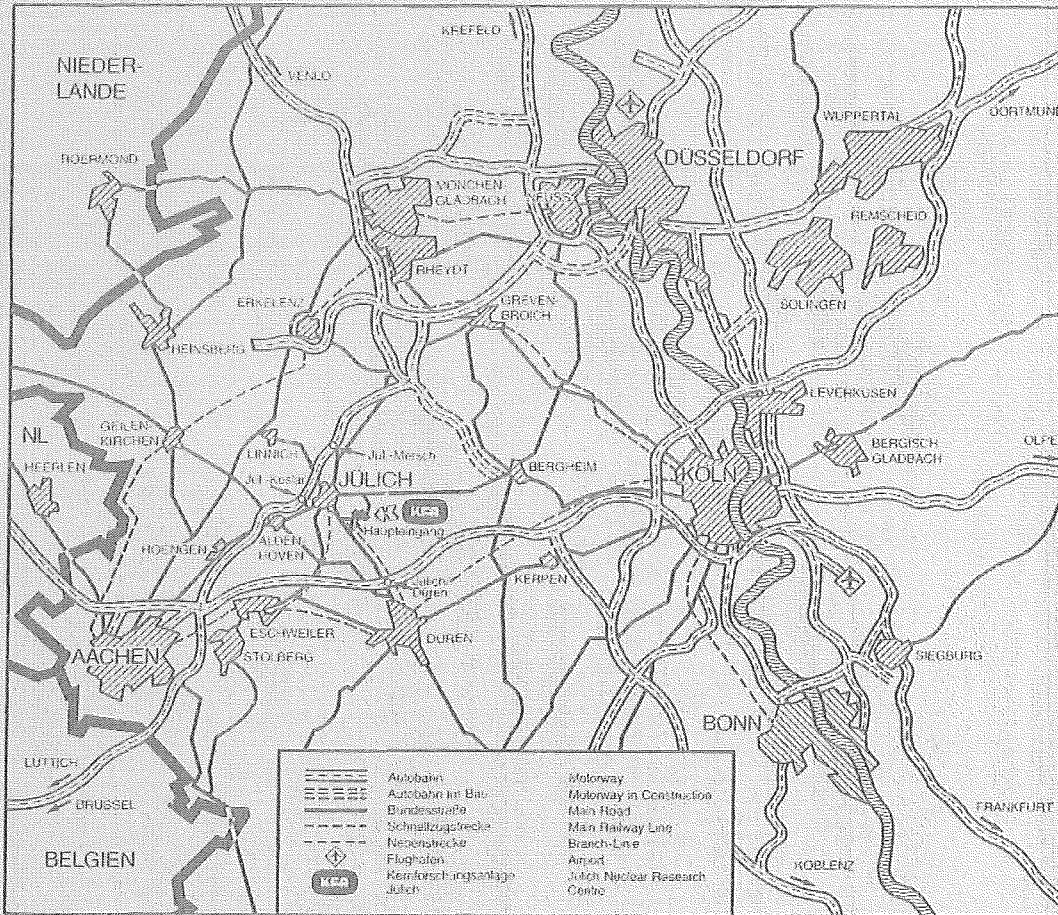
Institut für Kernphysik

**Direkte Kernreaktionen und die
Struktur der Atomkerne**

von

F. Osterfeld

Jüli - Spez - 263
Januar 1965
ISSN 0343-7639



Als Manuskript gedruckt

Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 283

Institut für Kernphysik Jül - Spez - 283

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

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

Direkte Kernreaktionen und die Struktur der Atomkerne

von

Franz Osterfeld

Diese Arbeit wurde der
Hohen Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Bonn
als Habilitationsschrift vorgelegt.

Vorwort

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. J. Speth. Ihm möchte ich danken für viele Anregungen und wertvolle Diskussionen, die die vorliegende Arbeit in einem großen Umfang geprägt haben. Für langjährige fruchtbare Zusammenarbeit möchte ich mich bedanken bei Prof. A. Fäßler, Prof. V.A. Madsen und Prof. T. Udagawa. Mein Dank gilt auch Prof. G.E. Brown, Prof. T.T.S. Kuo, Dr. G. Baur, Dr. D. Cha, Dr. H. Dermawan, Dr. C. Gaarde, Dr. S. Krewald, Dr. S.Y. Lee, DP A. Schulte, Dr. Toru Suzuki und Dr. J. Wambach für kollegiale Zusammenarbeit und inspirierende Diskussionen über die in dieser Arbeit behandelte Thematik. Weiterhin möchte ich ganz herzlich Frau M. Heese für die Geduld und Sorgfalt bei der Zusammenstellung des Manuskriptes danken sowie Herrn E. Brökel für die Anfertigung der Abbildungen. Die hier diskutierten numerischen Arbeiten wurden erst möglich gemacht durch die gute Arbeit am Zentralinstitut für Angewandte Mathematik der KFA Jülich, für die ich mich ebenfalls an dieser Stelle bedanken möchte.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Formale Streutheorie	12
2.1 Der effektive Hamiltonoperator	12
2.2 Die Gleichungen der gekoppelten Reaktionskanäle	15
2.3 Die effektive Projektilnukleon-Targetnukleon-Wechselwirkung	22
3. Mikroskopische Beschreibung der elastischen Nukleon-Kernstreuung	26
3.1 Das mikroskopische optische Potential als Vielkörperproblem	26
3.2 Die Kernstrukturnäherung zum mikroskopischen optischen Potential	28
3.3 Berechnung der Formfaktoren	32
3.4 Eingaben in die Rechnungen	37
3.4.1 Die Kernstrukturinformation	37
3.4.2 Wahl der effektiven Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung (PTWW)	39
3.4.3 Optische Green-Funktion	40
3.4.4 Nichtlokalität und lokale Näherung	42
3.5 Ergebnisse für den Imaginärteil des optischen Potentials	48
3.5.1 Das absorptive, isoskalare Potential W_0	49
3.5.2 Das absorptive Isektorpotential W_1	58
3.5.3 Die Coulombkorrektur ΔW_C	61
3.5.4 Elastische Streuquerschnittsrechnungen von den mikroskopischen, nichtlokalen Potentialen	65
3.5.5 Der imaginäre inelastische Übergangsfaktor	68
4. "Mikroskopische" Beschreibung der inelastischen Nukleon-Kernstreuung und der Ladungsaustauschreaktionen	71
4.1 Die antisymmetrisierte DWBA-Übergangsamplitude	71
4.2 Das Energiefenster	74
4.3 Der Kern als Filter	79

	Seite
5. Analyse von Gamow-Teller-Resonanzen	80
5.1 Experimentelle Situation	81
5.1.1 Die Nullgradspektren	81
5.1.2 Die $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ -Spektren bei Streuwinkeln $\theta \neq 0^\circ$	92
5.2 Das Modell zur mikroskopischen Analyse der (p,n)-Spektren	95
5.3 Die Kernstrukturrechnungen	97
5.4 Die Reaktionsrechnungen	100
5.5 Normierung auf den β -Zerfall	101
5.6 Ergebnisse und Diskussionen	105
5.6.1 Analyse der $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ -Reaktion	105
5.6.2. Analyse der $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ -Reaktion unter Einschluß des Δ -Effektes	110
5.6.2.1 Das 0^0 -Spektrum und die GT-Resonanzen	110
5.6.2.2 Das 4.5^0 -Spektrum und die L=1-Resonanz	117
5.6.2.3 Das 9.5^0 -Spektrum und die L=2-Resonanz	119
5.6.2.4 Die 12.8^0 - und 18.7^0 -Spektren	122
5.6.2.5 Konvergenz der Streuquerschnittsrechnungen	123
5.6.2.6 Diskussion des Δ -"Quenching"-Mechanismus	126
5.6.2.7 Stärkeverteilungen von den experimentellen Spektren	129
5.6.2.8 Vergleich mit anderen Rechnungen	130
5.3 Analyse der $^{42}\text{Ca}(p,n)^{42}\text{Sc}$ -Reaktion	130
6. Zusammenfassung	137
Literaturverzeichnis	143

1. Einleitung

Direkte Kernreaktionen, induziert von leichten Hadronen wie Protonen, Neutronen oder α -Teilchen, haben in den letzten Jahrzehnten eine Vielfalt von Informationen über die Struktur der Atomkerne geliefert¹⁻³). Unter einer direkten Kernreaktion versteht man einen Streuprozeß, bei dem nur einfache Freiheitsgrade des Atomkerns angeregt werden. Einfach heißt, daß sich der Endzustand des Targetkerns nur minimal von seinem Anfangszustand unterscheidet, etwa durch eine einfache Einteilchen-Einloch-(1T1L)-Anregung oder durch eine kollektive Dichteschwingung, die mikroskopisch als eine kohärente Überlagerung von 1T1L-Anregungen verstanden werden kann. Aber auch andere Freiheitsgrade wie etwa die kollektive Rotationsbewegung von deformierten Kernen⁴) oder die Paarrotationen in suprafluiden Kernen⁴) gehören zu den einfachen Kernanregungen.

Der direkte Streuprozeß ist dadurch charakterisiert, daß das Streusystem nur in wenigen Reaktionsschritten vom Anfangszustand in den Endzustand gelangt. Eine "ideale" direkte Kernreaktion läuft dabei nach einem einfachen Einstufenprozeß ab, aber auch mehrere Stufen sind zugelassen. Entscheidend dafür, ob eine Reaktion direkt ist oder nicht, ist die Reaktionszeit. Diese muß für direkte Reaktionen möglichst kurz sein, etwa von der Größenordnung der Umlaufzeit eines Nukleons im Kern ($\sim 10^{-22}$ sec). Von gleicher Größenordnung sollte die Flugzeit des Projektils durch den Targetkern sein, denn nur in diesem Fall ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß Projektil und Target effektiv nur einmal miteinander wechselwirken. Eine Vorbedingung für einen direkten Reaktionsprozeß ist deshalb eine genügend hohe Einschußenergie (etwa $E > 15$ MeV für nukleon-induzierte Reaktionen). Der schnelle Reaktionsablauf bewirkt, daß sich der Streuquerschnitt nur schwach mit der Einschußenergie ändert. Dieses Verhalten

ist ein ganz charakteristisches Kennzeichen von direkten Kernreaktionen, und man kann es sogar als Definition einer solchen ansehen. Im Gegensatz dazu stehen die Compoundkernreaktionen^{5,6)}, wo der Streuquerschnitt als Funktion der Einschußenergie stark fluktuiert und viele scharfe Resonanzen von keV-Breite im Anregungsspektrum aufweist. Letztere signalisieren eine lange Reaktionszeit von etwa 10^{-16} bis 10^{-18} Sekunden. Diese Reaktionszeit ist um Größenordnungen länger als die für direkte Reaktionen. Projektil- und Targetnukleonen können während dieser Zeit sehr oft miteinander wechselwirken, und die kinetische Energie des Projektils kann gleichmäßig auf viele Freiheitsgrade des Streusystems verteilt werden. Beide Kerne fusionieren und formen einen Compoundkern. Dieser lebt sehr lange und zerfällt schließlich durch Nukleonenemission bzw. durch γ -Emission. Formation und Zerfall des Compoundkerns unterliegen statistischen Gesetzen und sind völlig unabhängig voneinander. Bei direkten Reaktionen hingegen besteht eine starke Korrelation zwischen Eingangs- und Ausgangskanal, und der Streuquerschnitt hängt stark vom Überlapp der Wellenfunktionen des Anfangs- und des Endkerns ab.

Zwischen den beiden "extremen" Reaktionsmechanismen der direkten Reaktion, die nur wenige Reaktionsprozesse involviert, und der Compoundkernreaktion, die über sehr viele Stufen abläuft, gibt es alle möglichen Zwischenstufen. Reaktionen, die weder zu der einen noch zu der anderen Kategorie gehören, nennt man Präcompoundreaktionen. Für diesen Reaktionstyp sind in den letzten Jahren verschiedene Modelle entwickelt worden⁷⁻¹²⁾. Wir werden uns in dieser Arbeit jedoch nur mit den direkten Kernreaktionen beschäftigen.

Von theoretischer Seite her hat man nun in den letzten Jahren versucht, direkte Kernreaktionen auf möglichst mikroskopischer Basis zu verstehen. Dies gilt sowohl für den Reaktionsmechanismus als auch für die Kernstrukturinformation,

die eine direkte Kernreaktion enthält. Beide Aspekte einer Kernreaktion sind eng miteinander verkoppelt. Soll eine Kernreaktion zum Studium von Kernstruktureigenschaften benutzt werden, muß der Reaktionsmechanismus bekannt sein. Dieser sollte möglichst einfach sein, damit die Kernstrukturinformation, die vom gemessenen Streuquerschnitt extrahiert werden soll, vom benutzten Reaktionsmodell möglichst unabhängig ist. Umgekehrt kann man einen Reaktionsmechanismus nur dadurch festlegen, daß man die Anregung von Zuständen mit bekannter Kernstruktur studiert. Diese kann zum Beispiel aus Elektronstreuexperimenten oder anderen nichthadronischen Reaktionen wie γ -Absorption oder β -Zerfall usw. bekannt sein. Die Anregung dieser Kernzustände mit der hadronischen Probe ermöglicht dann durch Analyse der gemessenen Streuquerschnitte die Bestimmung des Reaktionsmechanismus sowie das Studium der effektiven Wechselwirkung, die während des Stoßprozesses zwischen dem Projektil und den Targetnukleonen wirkt. Letztere kann durch dieses Verfahren sozusagen geeicht werden und darf dann anschließend bei der Analyse von anderen Streudaten als bekannt vorausgesetzt werden.

Die Darlegung dieses Zusammenspiels zwischen Reaktionsmechanismus einerseits und Kernstruktur andererseits im Falle hadroneninduzierter direkter Reaktionen ist das Thema dieser Arbeit. Dabei werden wir uns im wesentlichen auf Protonen und Neutronen als Projektile beschränken, aber auch Hinweise auf Verfahrenswesen bei Reaktionen mit zusammengesetzten Projektilen geben. Je nach Problemstellung werden wir entweder die Kernstruktur des Targetkerns als bekannt voraussetzen und dann den Reaktionsmechanismus und die effektive Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung (PTWW) untersuchen, oder aber wir setzen Kernreaktionsmechanismus und effektive PTWW als bekannt voraus und führen Kernstrukturstudien durch. In beiden Fällen werden die Untersuchungen immer auf möglichst mikroskopischer Basis durchgeführt. Insofern besteht ein Ziel dieser

Arbeit darin, zu zeigen, inwieweit direkte Kernreaktionen heute mikroskopisch verstanden werden können und inwieweit wir dadurch neue Einsichten in die innere Dynamik der Atomkerne erhalten.

Gemäß den obigen Zielsetzungen zerfällt diese Arbeit in zwei Teile. In einem ersten Teil diskutieren wir am Beispiel der elastischen Nukleon-Kernstreuung, wie sich die spezifischen Struktureigenschaften eines Targetkerns auf den Streuprozess auswirken. Umgekehrt zeigen wir im zweiten Teil dieser Arbeit, wie man mit Hilfe von hochenergetischen Protonen ($E > 100$ MeV) quantitative Informationen über die Struktur der Atomkerne erhalten kann. Letzteres demonstrieren wir am Beispiel der (p,n) -Ladungsaustauschreaktion, die sich in den letzten Jahren als hervorragendes Hilfsmittel bei der Untersuchung von magnetischen Kerneigenschaften erwiesen hat.

Die elastische Streuung eines Nukleons von einem Targetkern der Massenzahl A stellt ein $(A+1)$ -Körperproblem dar. Dieses $(A+1)$ -Körperproblem wird üblicherweise durch ein Einkörperproblem mit komplexem Potential, dem sog. optischen Potential, ersetzt. Feshbach¹³⁾ und Bell und Squires¹⁴⁾ haben gezeigt, daß diese Transformation des $(A+1)$ -Körperproblems auf ein Einkörperproblem im Green-Funktionsformalismus¹⁵⁾ exakt durchgeführt werden kann. Das optische Potential entspricht in diesem Formalismus dem Massenoperator der Einteilchen-Green-Funktion. Der Massenoperator, d.h. das optische Potential, ist nichtlokal, komplex und hängt von der Einschubenergie E ab. Außerdem schließt der Massenoperator alle Antisymmetrisierungseffekte zwischen dem Projektilnukleon und den Targetnukleonen ein.

Wegen der komplizierten Struktur des optischen Potentials kann dieses immer nur näherungsweise berechnet werden. Je nach Art der Näherung lassen sich die bisher durchgeführten Rechnungen in zwei Kategorien einteilen: die Kernmate-

rienäherung (nuclear matter approach¹⁶⁻²¹) und die Kernstrukturnäherung (nuclear structure approach²²⁻³⁷). In der Kernmaterienäherung wird der endliche Targetkern A durch Kernmaterie (Massenzahl $A \rightarrow \infty$) ersetzt. Jeukenne, Lejeune und Mahaux^{16,17}) berechnen das optische Potential zunächst in Kernmaterie im Rahmen der Brueckner-Hartree-Fock-Näherung. Anschließend führen sie am Brueckner-Hartree-Fock-Potential eine lokale Dichtenäherung (local density approximation^{17,38,39}) durch und erhalten so das optische Potential für den endlichen Kern. Brieva und Rook¹⁸) hingegen berechnen zuerst die Nukleon-Nukleon- t -Matrix in Kernmaterie und nehmen anschließend an der t -Matrix eine lokale Dichtenäherung vor. Durch Faltung der t -Matrix mit der Grundzustandsdichteverteilung des Targetkerns erhalten sie dann das optische Potential für den endlichen Kern.

Die lokale Dichtenäherung^{38,39}) basiert auf der Annahme, daß sich die Nukleon-Kernstreuung lokal, d.h. am Ort \vec{r} mit der Dichte $\rho(\vec{r})$ genauso verhält wie die Streuung eines Nukleons in Kernmaterie mit gleicher Dichte. Diese Näherung vernachlässigt Effekte, die proportional zum Dichtegradienten $\nabla\rho$ sind. Der Dichtegradient ist aber besonders groß an der Kernoberfläche, wo sich direkte Reaktionen hauptsächlich abspielen. Deshalb ist die lokale Dichtenäherung in diesem Fall nicht unbedingt gut und stellt sozusagen eine Schwachstelle in der Kernmaterienäherung zum optischen Potential dar..

Ein Vorteil der Kernmaterienäherung liegt darin, daß man in dieser Näherung zum optischen Potential von einer realistischen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung wie den phänomenologischen Hamada-Johnston⁴⁰) oder Reid-Potentialen⁴¹) bzw. den mesonentheoretischen Paris⁴²) oder Bonn⁴³)-Potentialen ausgeht und eine mehr oder weniger parameterfreie Rechnung für das optische Potential in Kernmaterie durchführt. Einerseits hat sich gezeigt, daß diese Näherung tatsäch-

lich genau genug ist, um ganz allgemeine Eigenschaften des optischen Potentials wie z.B. die Energieabhängigkeit seines Realteils quantitativ zu erklären^{17,20,21}). Andererseits enthält diese Näherung jedoch, abgesehen von der Reduktion der Dichte an der Kernoberfläche, keine spezifischen Effekte, die auf die endliche Größe des Targetkerns zurückgehen, wie z.B. seine Kollektivität, Schalenstruktur usw.

Eine andere Näherung zur Berechnung des optischen Potentials, die wir in dieser Arbeit verfolgen, ist die sog. Kernstrukturnäherung²²⁻³⁷). Bei dieser Näherung nimmt man an, daß die effektive PTWW im Prinzip bekannt ist, d.h. durch die Bruecknersche G-Matrix⁴⁴) approximiert werden kann, aber bei der die unelastischen Anregungen des endlichen Targetkerns explizit berücksichtigt werden. In gewissem Sinne ist diese Näherung komplementär zu der Kernmaterienäherung, obwohl man noch nicht weiß, inwieweit sie ineinander übergreifen. Während die Kernmaterienäherung inelastische Anregungen des endlichen Kerns nur im Mittel berücksichtigt, behandelt die Kernstrukturnäherung diese Anregungen explizit und schließt deshalb die spezifischen Eigenschaften des Targetkerns wie seine Schalenstruktur, seine Kollektivität etc. im Detail ein. Die korrekte Behandlung der energetisch offenen Reaktionskanäle sollte jedoch besonders wichtig für die Berechnung des Imaginärteils des optischen Potentials bei niedrigen Einschußenergien ($E < 50$ MeV) sein, weil hier die Absorption ziemlich stark von der Anzahl und der Natur der energetisch offenen Reaktionskanäle abhängt. Faessler u.a.⁴⁵⁻⁴⁸) haben die Kernmaterienäherung auf Schwerionenpotentiale angewendet. Sie finden, daß die Kernmaterienäherung viel zu wenig Absorption liefert⁴⁵⁻⁴⁷). Sie können die Absorption beträchtlich erhöhen, wenn sie kollektive Effekte nach Art der Kernstrukturnäherung einschließen⁴⁸).

In dieser Arbeit werden wir den Imaginärteil des optischen Potentials für Proton- und Neutronstreuung von ^{40}Ca , ^{48}Ca und ^{208}Pb berechnen. Dabei beschreiben wir die intermediär angeregten Targetzustände durch Random Phase Approximation (RPA)-Wellenfunktionen. Die Antisymmetrisierung zwischen dem Projektilnukleon und den Targetnukleonen wird exakt behandelt. Wir zeigen, daß der Einschluß von kollektiven Kerneigenschaften wesentlich ist, um eine vernünftige Beschreibung des Imaginärteils des optischen Potentials zu erhalten. Außerdem studieren wir verschiedene Eigenschaften des imaginären optischen Potentials wie seine Energie- und Isospinabhängigkeit, seine Nichtlokalität sowie Coulombeffekte, die zu einer unterschiedlichen Absorption in der Proton- und Neutronstreuung bei gleicher Einschußenergie führen³³⁾.

Der zweite Teil dieser Arbeit ist den $A(p,n)B$ Ladungsaustauschreaktionen gewidmet. In den letzten Jahren sind mit Hilfe dieser Reaktion⁴⁹⁻⁶¹⁾ sowie mit den (e,e') -⁶²⁻⁶⁵⁾ und den (p,p') -Reaktionen⁶⁶⁻⁷⁵⁾ die magnetischen Riesenresonanzen in Atomkernen ganz intensiv untersucht worden. So wurde im Jahre 1980 die Gamow-Teller-Riesenresonanz ($GTR, 1^+, L=0, S=1, T=1$) als absolut dominanter Zustand im 0^0 -Spektrum der $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ -Reaktion bei einer Einschußenergie von 160 MeV entdeckt⁴⁹⁻⁵¹⁾. Die GTR ist eine kollektive Kernschwingung, in der die Neutronen in kohärenter Weise ihre Spins und Isospins umklappen, ohne ihre räumliche Position zu ändern. Theoretisch wurde die Existenz dieser GTR bereits im Jahre 1963 von K. Ikeda u.a.⁷⁶⁾ vorausgesagt. Jedoch die hohen Einschußenergien an der Indiana University Cyclotron Facility (IUCF) machten erst im Jahre 1980 eine eindeutige Identifikation der GTR möglich^{50,51)}, obwohl schon "Teile" von ihr vorher bei niedrigen Einschußenergien (45 MeV) gesehen worden waren⁴⁹⁾.

Die mikroskopische Struktur der GTR ist ähnlich der der wohlbekannteren isobaren Analogresonanz (IAR, $J^\pi=0^+, L=0, S=0, T=1$). Beide können im Rahmen der RPA als kohärente Überlagerung von Protonteilchen-Neutronloch- (PN^{-1}) -Zuständen verstanden werden, die im Falle der IAR zum Gesamtspin $J^\pi=0^+$ und im Falle der GTR zu $J^\pi=1^+$ koppeln. Die Entdeckung der GTR ist aus verschiedenen Gründen von großer Bedeutung. Zum einen erhält man durch Reproduktion ihrer Anregungsenergie im mikroskopischen Teilchen-Loch-(TL)-Modell Aussagen über die Stärke der TL-Restwechselwirkung im Spin-Isospin-Kanal. Über diesen Teil der TL-Restwechselwirkung war bisher sehr wenig bekannt. Zum anderen existiert für die GTR eine fast modellunabhängige Summenregel⁷⁷⁾, die den Betrag der zu erwartenden Übergangsstärke festlegt. Nun findet man in den (p,n) -Experimenten jedoch nur etwa 50-60 % der theoretisch erwarteten minimalen Summenregelstärke⁵⁹⁻⁶¹⁾. Um dieses sog. "Quenching" der totalen GT-Stärke zu erklären, sind bisher im wesentlichen zwei physikalisch verschiedene Modelle diskutiert worden. Im ersten Modell⁷⁸⁻⁹²⁾ nimmt man an, daß $\Delta(1232)$ Isobar-Nukleonloch (ΔN^{-1}) -Zustände in die (PN^{-1}) -GTR hineinkoppeln und einen Teil der GT-Stärke von dem Niederenergiespektrum (Anregungsenergie ~ 10 MeV) wegnehmen und in den Δ -Anregungsbereich von ~ 300 MeV hinauftransportieren. Diesen Mechanismus kann man sich folgendermaßen veranschaulichen. Bringt man ein Nukleon in ein Feld, das an den Spin-Isospin-Freiheitsgrad der Quarks angreift (dieses Feld wird in der (p,n) -Reaktion durch virtuellen Pi-Meson- und Rho-Meson-Austausch und im β -Zerfall durch die schwache Wechselwirkung erzeugt), so kann ein Quark seinen Spin und Isospin umklappen. Dabei wird das Nukleon in ein $\Delta(1232)$ -Teilchen mit Spin $3/2$ und Isospin $3/2$ umgewandelt. Dieser innere Freiheitsgrad des Nukleons kann nun mit dem normalen Spin-Isospin-Freiheitsgrad der Nukleonen im Kern koppeln mit dem Effekt, daß der energetisch niedrigliegende ($E_x \sim 10$ MeV) GT-Zustand einen Teil seiner Anregungsstärke verliert und stattdessen die Anregungsstärke der Δ -

Schwingung bei 300 MeV vergrößert wird. Man könnte meinen, daß aufgrund der hohen Anregungsenergie von 300 MeV die Quark-Spin-Isospin-Schwingung von der normalen GT-Schwingung mit $E \sim 10$ MeV entkoppelt ist. Es ist jedoch zu beachten, daß an der Quark-Spin-Isospin-Schwingung alle Nukleonen im Kern teilnehmen können, weil das Δ -Teilchen wegen seines Spins $s = 3/2$ keinem "Pauli blocking" unterworfen ist. Andererseits können an der normalen GT-Schwingung nur die Überschußneutronen an der Kernoberfläche, d.h. die Neutronen mit Energien $\varepsilon_F^p < \varepsilon < \varepsilon_F^n$ (ε_F^p : = Protonfermienergie, ε_F^n : = Neutronfermienergie) mitwirken. Folglich könnte allein die große Anzahl der an der Δ -Anregung teilnehmenden Nukleonen den enormen Energieunterschied von 300 MeV überbrücken und die Übergangsstärke der niedrigliegenden GTR reduzieren.

Das zweite Modell⁹³⁻⁹⁷), das zur Erklärung der Unterdrückung der GT-Stärke herangezogen wurde, beruht auf der Annahme, daß energetisch hochliegende Zweiteilchen-Zweiloch (2T2L)-Zustände mit der niedrigliegenden 1T1L-GTR koppeln und einen Teil der GT-Stärke in den Energiebereich oberhalb der GT-Resonanz ($20 \text{ MeV} < E_x < 50 \text{ MeV}$) schieben. In diesem Modell resultiert das "Quenching" der GT-Stärke aus einem an sich gewöhnlichen Konfigurationsmischungseffekt.

Explizite Rechnungen zeigen nun, daß beide Modelle für sich allein das "Quenching" der GT-Stärke erklären können. Rechnungen mit Δ -Freiheitsgraden reduzieren die GT-Stärke je nach Kopplungsstärke der (ΔN^{-1}) -Restwechselwirkung um 30-50 %^{82,87-89}), während 2T2L-Rechnungen ebenfalls die GT-Stärke in dem Bereich um 50 % reduzieren⁹³⁻⁹⁷), wo Schalenmodellrechnungen mit kleiner Basis sie voraussagen. Die Stärke erscheint in letzteren Rechnungen im Energiebereich oberhalb der GT-Resonanz. Wir betonen, daß beide Ergebnisse sehr sensitiv von der TL-Restwechselwirkung abhängen. Dies gilt sowohl für die (ΔN^{-1}) -Beimischungen als auch für die Kopplung der 1T1L- an die 2T2L-Zustände. Es

existiert eine mikroskopische Rechnung⁹⁸⁾ für die (ΔN^{-1}) -Restwechselwirkung, die neben der G-Matrix auch die induzierte TL-Restwechselwirkung, die einer Summation aller Ringgraphen im TL-Kanal entspricht, berücksichtigt. Diese mikroskopische (ΔN^{-1}) -Restwechselwirkung sagt einen Isobar-Quenching-Effekt von 30 % voraus. Diese Rechnung wurde jedoch in Kernmaterie durchgeführt, so daß der Effekt in endlichen Kernen durchaus geringer sein könnte.

Ähnliche Probleme bezüglich der Stärke der TL-Restwechselwirkung hat man in den 2T2L-Rechnungen für die Verteilung der GT-Stärke. Dies gilt vor allem für die Tensorkraft. Eine starke Tensorkraft kann energetisch sehr hochliegende ($E_x \sim 100$ MeV) 2T2L-Zustände noch effektiv mit den 1T1L-GT-Zuständen koppeln und so GT-Stärke zu sehr hohen Anregungsenergien hin verschieben^{96,97)}. Andererseits ist die effektive Stärke der Tensorkraft in einem 1T1L+2T2L-Modellraum kaum untersucht worden und deshalb auch nicht sehr gut bekannt.

Es wäre nun ideal, wenn man durch direkte Analyse der (p,n) -Daten entscheiden könnte, welcher von beiden Mechanismen nun wirklich für die Unterdrückung der GT-Stärke verantwortlich ist. Die bisherigen Analysen begünstigten weder den einen noch den anderen Mechanismus. Diese Doppeldeutigkeit in der Analyse der Daten resultiert aus der Form der 0^0 (p,n) -Spektren^{50,51,54)}. Diese weisen eine starke Resonanzstruktur auf, die als GT-Zustand identifiziert wurde. Die Resonanz sitzt jedoch auf einem breiten, kontinuierlichen Spektrum mit einem relativ großen Hochenergieanteil. Dieses breite Kontinuum, das tatsächlich einen größeren Teil des Spektrums einnimmt, macht es schwierig, zwischen dem GT-Streuquerschnitt und dem kontinuierlichen Untergrund, der durch Anregung anderer Zustände erzeugt wird, zu unterscheiden. In dieser Arbeit werden wir nun zeigen, daß die gesamten (p,n) -Spektren unter Vorwärtswinkeln in mikroskopischen Kernmodellen quantitativ berechenbar sind⁹⁹⁻¹⁰⁶⁾. Deshalb können wir

auch quantitative Aussagen über den Verbleib der "fehlenden" GT-Stärke machen. Insgesamt werden wir zwei verschiedene Kernmodelle verwenden. Im ersten⁹⁹⁻¹⁰¹⁾ nehmen wir an, daß der Kern nur aus Nukleonen besteht, während im zweiten¹⁰⁴⁾ auch Δ -Isobar-Teilchen explizit berücksichtigt werden. Es stellt sich heraus, daß unsere Schlußfolgerungen bezüglich des Verbleibs der "fehlenden" GT-Stärke nahezu modellunabhängig sind.

Wir möchten betonen, daß eine Analyse in dieser mikroskopischen und konsistenten Weise hier zum ersten Mal für eine durch Nukleonen induzierte Kernreaktion durchgeführt wird. Unsere Ergebnisse haben weitreichende Konsequenzen für alle inelastischen Kernreaktionen, die bei Einschußenergien von $100 \text{ MeV} < E/\text{Nukleon} < 500 \text{ MeV}$ untersucht werden, denn wir beweisen, daß die Vorwärtswinkelspektren dieser Reaktionen nur auf direkte Einstufenprozesse zurückgehen. Deshalb stellen diese Spektren die lineare 1T1L-Response des Targetkerns auf das vom Projektil während des Streuvorgangs erzeugte äußere Feld dar. Bei diesen hohen Einschußenergien von $E > 100 \text{ MeV/Nukleon}$ existiert so etwas wie Untergrund, der bei niedriger Einschußenergie ($E < 100 \text{ MeV/Nukleon}$) dominant durch komplizierte Mehrstufenprozesse erzeugt wird¹⁰⁷⁻¹⁰⁹⁾, nicht mehr, was die Interpretation der gemessenen Streudaten stark vereinfacht.

Im Kapitel 2 formulieren wir die allgemeine Streutheorie für direkte Kernreaktionen. Im Kapitel 3 stellen wir die mikroskopische Berechnung der imaginären optischen Potentiale mit den zugehörigen Ergebnissen dar. Die mikroskopische Beschreibung der unelastischen Nukleon-Kernstreuung und der Ladungsaustauschreaktionen wird im Kapitel 4 angegeben. Die Ergebnisse für die (p,n)-Ladungsaustauschreaktionen und die Gamow-Teller-Riesenresonanzen werden im Kapitel 5 diskutiert. Das Kapitel 6 bringt eine kurze Zusammenfassung dieser Arbeit.

2. Formale Streutheorie

2.1 Der effektive Hamiltonoperator

Wir betrachten die Streuung eines Projektils a von einem Targetkern A . Der Hamiltonoperator H des Gesamtsystems kann dann geschrieben werden als

$$H = H_a + H_A + T_{aA} + V_{aA} . \quad (2.1)$$

Dabei sind H_a und H_A die inneren Hamiltonoperatoren des Projektilsystems a bzw. des Targetsystems A . T_{aA} ist die relative kinetische Energie zwischen Projektil und Target und V_{aA} ist deren Wechselwirkungsenergie. Wir nehmen an, daß V_{aA} als Summe von Zwei-Nukleon-Wechselwirkungen zwischen Projektil- und Targetnukleonen geschrieben werden kann:

$$V_{aA} = \sum_{\substack{i \in a \\ j \in A}} V(i,j) \quad (2.2)$$

Das Streuproblem, das wir studieren müssen, ist gegeben durch die Schrödingergleichung

$$(E-H)\Psi^{(+)}(E) = 0 . \quad (2.3)$$

Die Wellenfunktion $\Psi^{(+)}(E)$ ist die exakte, antisymmetrische $(a+A)$ -Körperwellenfunktion und ist den vom Streuexperiment geforderten Randbedingungen unterworfen: in ihrem asymptotischen Bereich muß sie im Eingangskanal die Form einer einlaufenden ebenen Welle und in den Ausgangskanälen die Form von auslaufenden Kugelwellen haben. Wir eichen unsere Energieskala so, daß Projektil und Target in ihren Grundzuständen die Gesamtenergie $E_a^0 + E_A^0 = 0$ besitzen. Dann ist

die Energie E in Gl. (2.3) identisch mit der kinetischen Energie des asymptotisch einlaufenden Projektils.

Das Streuproblem (2.3) kann wegen seiner Komplexität im allgemeinen nicht im gesamten Hilbertraum gelöst werden. Vielmehr muß man einen geeigneten, dem Problem angepaßten Unterraum des Hilbertraumes wählen und dann versuchen, das Streuproblem in diesem sog. Modellraum zu lösen. Haben wir einmal einen Modellraum gewählt, so können wir, ausgehend von Gl. (2.3), für diesen Raum einen effektiven Hamiltonoperator konstruieren, der im Prinzip das Streuproblem noch exakt beschreibt. Die Transformation des exakten Streuproblems auf das Modellraumproblem kann am elegantesten mit Hilfe des Projektionsformalismus von Feshbach¹³⁾ durchgeführt werden. Dazu führen wir Projektionsoperatoren P und Q ein, die auf den Modellraum P bzw. auf den zum Modellraum komplementären Teil des Hilbertraumes Q projizieren. Die Projektionsoperatoren besitzen folgende Eigenschaften:

$$P \cdot P = P, \quad Q \cdot Q = Q \quad (2.4a)$$

$$P \cdot Q = Q \cdot P = 0 \quad (2.4b)$$

$$P + Q = I, \quad (2.4c)$$

wobei I der Identitätsoperator ist. Mit Hilfe dieser Operatoren läßt sich nun die Schrödingergleichung (2.3) schreiben als

$$(E - H)(P\Psi^{(+)} + Q\Psi^{(+)}) = 0. \quad (2.5)$$

Durch Multiplikation von Gl. (2.5) mit P bzw. Q von links erhalten wir zwei gekoppelte Gleichungen:

$$(E-H_{PP})\Psi_P^{(+)} = H_{PQ}\Psi_Q^{(+)} \quad (2.6a)$$

$$(E-H_{QQ})\Psi_Q^{(+)} = H_{QP}\Psi_P^{(+)} \quad (2.6b)$$

Dabei haben wir die Abkürzungen

$$H_{PP} \equiv PHP ; \quad H_{QQ} \equiv QHQ \quad (2.7a)$$

$$H_{PQ} \equiv PHQ ; \quad H_{QP} \equiv QHP \quad (2.7b)$$

sowie

$$\psi_P^{(+)} = P\Psi^{(+)} \quad \text{und} \quad \psi_Q^{(+)} \equiv Q\Psi^{(+)} \quad (2.7c)$$

verwandt. Lösen wir Gl. (2.6b) nach $\Psi_Q^{(+)}$ auf

$$\Psi_Q^{(+)} = \frac{1}{E-H_{QQ}+i\epsilon} H_{QP}\Psi_P^{(+)} \quad (2.8)$$

und setzen das Ergebnis in Gl. (2.6a) ein, so erhalten wir

$$(H_{PP}+H_{PQ} \frac{1}{E-H_{QQ}+i\epsilon} H_{QP})\Psi_P^{(+)} = E\Psi_P^{(+)} . \quad (2.9)$$

Gl. (2.9) ist eine Schrödingergleichung für die Modellraumwellenfunktion $\Psi_P^{(+)}$ mit dem effektiven Hamiltonoperator

$$H' = H_{PP}+H_{PQ} \frac{1}{E-H_{QQ}+i\epsilon} H_{QP} . \quad (2.10)$$

Der erste Term in Gl. (2.10) ist die Projektion des exakten Hamiltonoperators aus Gl. (2.1) auf den Modellraum P und der zweite Term ist die Korrektur für die Elimination von Ψ_Q . Der Operator H_{QP} führt das System aus dem P-Raum in

den Q-Raum, dort propagiert das System vermöge des Operators $(E-H_{QQ}+i\varepsilon)^{-1}$ und der Operator H_{PQ} bringt das System vom Q-Raum zurück in den P-Raum. Insgesamt stellt der zweite Term in Gl. (2.10) eine komplizierte effektive Modellraumwechselwirkung dar. Diese ist energieabhängig, nichtlokal und sogar komplex (nichthermitesch), wenn der Q-Raum energetisch offene Reaktionskanäle enthält. Der Imaginärteil der effektiven Wechselwirkung beschreibt dann den Verlust an Fluß von den Kanälen des P-Raums in die offenen Reaktionskanäle des Q-Raums und ist deshalb absorptiv. Formal erscheint die Absorption als Resultat einer Polstelle des Q-Raumpropagators:

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} (E-H_{QQ}+i\varepsilon)^{-1} = \mathcal{P}(E-H_{QQ})^{-1} - i\pi\delta(E-H_{QQ}) . \quad (2.11)$$

Hier bezeichnet \mathcal{P} den Cauchyschen Hauptwert und die δ -Funktion bezüglich der Energie E beschreibt die Absorption in asymptotisch offene Kanäle.

Wir weisen darauf hin, daß man neben der hier dargestellten, allgemein bekannten energieabhängigen Theorie der effektiven Wechselwirkung auch eine energieunabhängige Theorie formulieren kann¹¹⁰⁻¹¹⁵). Die energieabhängige und die energieunabhängige Theorie beschreiben die gleiche Physik, unterscheiden sich jedoch wesentlich in der formalen Struktur der effektiven Wechselwirkung, d.h. in ihrer Energieabhängigkeit und ihrer Nichtlokalität.

2.2 Die Gleichungen der gekoppelten Reaktionskanäle

Zum Studium einer spezifischen Kernreaktion unter Verwendung von Gl. (2.9) müssen wir einen geeigneten, der Reaktion angepaßten Modellraum P wählen. Die Wahl des Modellraumes hängt wesentlich vom zu behandelnden Reaktionsproblem

ab, nämlich ob nur elastische und unelastische Streuung oder auch Transferreaktionen untersucht werden sollen. Im letzteren Fall findet während der Reaktion ein Massetransfer zwischen Projektil und Target statt, so daß im Eingangs- und Ausgangskanal asymptotisch verschiedene Massenfragmentationen vorliegen. Dann muß man im allgemeinen mit einer nichtorthogonalen Basis im P-Raum arbeiten^{116,117}). Diesen etwas komplizierten Fall stellen wir zunächst zurück und behandeln zuerst nur die elastische und unelastische Streuung. Dazu entwickeln wir die totale Streuwellenfunktion $\Psi^{(+)}$ des (a+A)-Systems nach den inneren Energieeigenfunktionen Ψ_α der getrennten Kerne:

$$\Psi^{(+)} = \sum_{\alpha} \chi_{\alpha}(\vec{R}) \Psi_{\alpha} \quad (2.12)$$

Hier beschreibt $\chi_{\alpha}(\vec{R})$ die Relativbewegung zwischen Projektil und Target und \vec{R} ist die Relativkoordinate. Die Energieeigenfunktionen Ψ_{α} sind Lösungen der Schrödingergleichung

$$(H_a + H_A) \Psi_{\alpha} = \epsilon_{\alpha} \Psi_{\alpha} \quad (2.13)$$

und lassen sich als Produktwellenfunktion $\Psi_{\alpha} = \Psi_a \Psi_A$ darstellen, wobei Ψ_a die innere Wellenfunktion des Projektilsystems und Ψ_A die des Targetsystems ist. Wir nehmen an, daß Ψ_a und Ψ_A für sich völlig antisymmetrisch sind, aber daß die Antisymmetrisierung zwischen Projektil- und Targetnukleonen explizit durchgeführt werden muß. Im Falle der Streuung zusammengesetzter Projektile ist die Behandlung der Antisymmetrisierung ziemlich involviert und wird deshalb häufig vernachlässigt. Wir werden den Formalismus, den wir hier entwickeln, später auf elastische und unelastische Nukleonenstreuung anwenden und dann die Antisymmetrisierung exakt berücksichtigen. Trotzdem vernachlässigen

wir sie hier zunächst in der allgemeinen Formulierung, um die Gleichungen so einfach wie möglich zu halten. Später führen wir dann an geeigneter Stelle die Antisymmetrisierung explizit ein.

Setzen wir nun die Entwicklung (2.12) für die totale Streulösung in die Schrödingergleichung (2.3) ein, so erhalten wir durch linksseitige Multiplikation mit der inneren Wellenfunktion ψ_β und gleichzeitige Integration über die inneren Koordinaten des Kanals β ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem für die Relativwellenfunktionen χ_β :

$$(\psi_\beta | H - E | \psi_\beta \chi_\beta) = - \sum_{\alpha \neq \beta} (\psi_\beta | H - E | \psi_\alpha \chi_\alpha) \quad (2.14)$$

Die runde Klammer deutet dabei die Integration über die inneren Koordinaten von ψ_β an. Setzen wir nun den Hamiltonoperator aus Gl. (2.1) in Gl. (2.14) ein und machen wir außerdem von der Orthonormalität der inneren Wellenfunktionen

$$(\psi_\beta | \psi_\alpha) = \delta_{\alpha, \beta} \quad (2.15)$$

Gebrauch, so geht Gl. (2.14) in folgendes Differentialgleichungssystem über:

$$[T_{aA} + (\psi_\beta | V_{aA} | \psi_\beta) + \epsilon_\beta - E] \chi_\beta(\vec{R}) = - \sum_{\alpha \neq \beta} (\psi_\beta | V_{aA} | \psi_\alpha) \chi_\alpha(\vec{R}) \quad (2.16)$$

Dies sind die Gleichungen für die gekoppelten Kanäle¹¹⁶⁻¹¹⁸⁾ (CC-Gleichungen vom englischen "coupled channel equations") und sie sind, da wir über den unendlichen Satz von Zuständen α summieren, noch völlig äquivalent zur exakten Schrödingergleichung (2.3). In praktischen Rechnungen können wir jedoch immer nur einige wenige, sagen wir n Kanäle, explizit behandeln. Deshalb greifen wir jetzt auf die Modellraum-Schrödingergleichung (2.9) zurück und definieren einen Projektionsoperator P durch

$$P = \sum_{\alpha=1}^n |\psi_{\alpha}\rangle\langle\psi_{\alpha}| \quad (2.17)$$

wobei die Summe über n ausgewählte Kanäle läuft.

Unter Beachtung der Operatoridentität

$$P(T_{aA}+H_a+H_A)Q = Q(T_{aA}+H_a+H_A)P = 0 \quad (2.18)$$

können wir Gl. (2.9) in völliger Analogie zu Gl. (2.16) schreiben als

$$\begin{aligned} & \{T_{aA}+(\psi_{\beta}|V_{aA}|\psi_{\beta})+(\psi_{\beta}|V_{aA}Q\frac{1}{E-H_{QQ}+i\epsilon}QV_{aA}|\psi_{\beta})+\epsilon_{\beta}-E\}X_{\beta}(\vec{R}) \\ & = - \sum_{\substack{i=1 \\ \alpha \neq \beta}}^n [(\psi_{\beta}|V_{aA}|\psi_{\alpha})+(\psi_{\beta}|V_{aA}Q\frac{1}{E-H_{QQ}+i\epsilon}QV_{aA}|\psi_{\alpha})]X_{\alpha}(\vec{R}) \quad 1 \leq \beta \leq n \end{aligned} \quad (2.19)$$

Im Unterschied zu Gl. (2.16) haben wir nun anstatt unendlich vieler n gekoppelte Gleichungen, aber dafür wesentlich kompliziertere Kopplungspotentiale. Der zweite und dritte Term auf der linken Seite von Gl. (2.19) definieren zusammen ein optisches Potential für den Kanal β :

$$U_{\beta}(\vec{R}) = (\psi_{\beta}|V_{aA}|\psi_{\beta})+(\psi_{\beta}|V_{aA}Q\frac{1}{E-H_{QQ}+i\epsilon}QV_{aA}|\psi_{\beta}) \quad (2.20)$$

Dieses Potential ist wegen seiner Kopplung zum Q-Raum immer nichtlokal, auch wenn die Wechselwirkung V_{aA} selbst lokal ist. Es ist komplex, falls einige der eliminierten Kanäle im Q-Raum energetisch offen sind. Außerdem ist das Potential grundsätzlich energieabhängig und hängt natürlich immer von der Wahl des P-Raumes ab. Ganz analoge Eigenschaften besitzen die Kopplungsmatrixelemente auf der rechten Seite von Gl. (2.19). In der Praxis wird das Potential Gl. (2.20) meistens durch ein phänomenologisches lokales optisches Potential ap-

proximiert, während für das Kopplungspotential sowohl phänomenologische¹¹⁸⁾ als auch mikroskopische¹¹⁹⁾ Modelle verwendet werden.

Die gekoppelten Gleichungen Gl. (2.19) sind sehr praktisch, um elastische und unelastische Streuprozesse zu studieren. Zur Untersuchung von Transferreaktionen sind sie jedoch völlig ungeeignet, obwohl sie diese Prozesse implizit enthalten. Das Problem der Transferreaktionen liegt darin, daß im Eingangs- und Ausgangskanal verschiedene Massenfragmentationen $a+A$ und $b+B$ auftreten. Das bedeutet, daß die inneren Kanalwellenfunktionen Ψ_α und Ψ_β des Eingangs- (α) und Ausgangskanals (β) nicht mehr orthogonal sind. Sie sind Eigenlösungen zu verschiedenen Hamiltonoperatoren $H_\alpha = H_a + H_A$ und $H_\beta = H_b + H_B$, die durch die Aufspaltung des Gesamthamiltonoperators in der Form

$$H = H_\alpha + T_\alpha + V_\alpha = H_\beta + T_\beta + V_\beta \quad (2.21)$$

festgelegt sind ($T_\alpha := T_{aA}$, $V_\alpha := V_{aA}$ und analog für Kanal β). Um auch Transferreaktionen beschreiben zu können, ändern wir nun die Entwicklung von Ψ^+ in Gl. (2.12) so ab, daß wir nicht nur über alle Zustände innerhalb einer Massenfragmentation, sondern auch über alle möglichen verschiedenen Massenfragmentationen summieren¹¹⁶⁾:

$$\Psi^{(+)} = \sum_{\alpha} \chi_{\alpha}(\vec{r}_{\alpha}) \Psi_{\alpha} \quad (2.22)$$

Diese Darstellung von $\Psi^{(+)}$ entspricht einer Entwicklung nach einem übervollständigen, nichtorthogonalen Funktionensystem. Das Problem der Übervollständigkeit des Hilbertraumes spielt jedoch in der Praxis eine untergeordnete Rolle, weil numerische Rechnungen ohnehin immer nur in einem sehr beschränkten Modellraum P durchgeführt werden können. Ein größeres Problem ist dagegen das

der Nichtorthogonalität von Wellenfunktionen verschiedener Reaktionskanäle¹¹⁷). Die Nichtorthogonalitätseffekte können oft ziemlich groß sein und müssen deshalb explizit berechnet werden¹²⁰⁻¹²²).

Setzen wir nun den Ansatz Gl. (2.22) für die totale Streulösung in Gl. (2.14) ein und verwenden wir gleichzeitig die Zerlegung des Hamiltonoperators H aus Gl. (2.21), so können wir analog zu Gl. (2.16) folgendes System gekoppelter Integrodifferentialgleichungen ableiten:

$$\left\{ T_{\beta} + (\Psi_{\beta} | V_{\beta} | \Psi_{\beta}) + \epsilon_{\beta} - E_{\beta} \right\} \chi_{\beta}(\vec{r}_{\beta}) = - \sum_{\alpha \neq \beta} (\Psi_{\beta} | V_{\beta} | \Psi_{\alpha}) \chi_{\alpha} - \sum_{\alpha \neq \beta} (T_{\beta} + \epsilon_{\beta} - E) (\Psi_{\beta} | \Psi_{\alpha}) \chi_{\alpha} \quad (2.23)$$

Die runde Klammer deutet dabei die Integration über die inneren Koordinaten ξ_{β} des Koordinatensystems $(\xi_{\beta}, \vec{r}_{\beta})$ im Kanal β an. Bringen wir den zweiten Term auf der rechten Seite von Gl. (2.23) nach links und definieren wir die Funktion $\hat{\chi}_{\alpha}(\vec{r}_{\alpha})$ durch

$$\hat{\chi}_{\alpha}(\vec{r}_{\alpha}) := \chi_{\alpha}(\vec{r}_{\alpha}) + \sum_{\gamma \neq \alpha} (\Psi_{\alpha} | \Psi_{\gamma}) \chi_{\gamma} \quad (2.24)$$

so können wir Gl. (2.23) transformieren in

$$\left\{ T_{\beta} + (\Psi_{\beta} | V_{\beta} | \Psi_{\beta}) + \epsilon_{\beta} - E \right\} \hat{\chi}_{\beta}(\vec{r}_{\beta}) = - \sum_{\alpha \neq \beta} (\Psi_{\beta} | V_{\beta} | \Psi_{\alpha}) \hat{\chi}_{\alpha} + \sum_{\substack{\alpha, \gamma \\ \alpha \neq \gamma}} (\Psi_{\beta} | V_{\beta} | \Psi_{\gamma}) (\Psi_{\gamma} | \Psi_{\alpha}) \chi_{\alpha} \quad (2.25)$$

Dies sind die Gleichungen für die gekoppelten Reaktionskanäle (coupled reaction channel (CRC) equations) in ihrer allgemeinsten Form^{117,120}). Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die Kopplung zwischen den Kanälen α und β aufgrund des Kopplungspotentials V_{β} . Der zweite Term ist der sog. Nichtor-

thogonalitätsterm. Er verschwindet, sobald die Wellenfunktionen ψ_α und ψ_γ orthogonal sind. Zur praktischen Verwendung von Gl. (2.25) müssen wir wieder einen Modellraum P der Dimension n wählen, der jetzt jedoch Zustände mit verschiedenen Massenfragmentationen enthält, die deshalb nichtorthogonal sind. Dann können wir Gl. (2.25) auf ein zu Gl. (2.19) analoges Modellraumproblem transformieren, wobei die CRC-Gleichungen nun wie Gl. (2.19) effektive Wechselwirkungen enthalten. Der einzige Unterschied zu Gl. (2.19) besteht dann darin, daß wegen der Nichtorthogonalität von Reaktionskanälen noch zusätzlich Nichtorthogonalitätsterme auftreten.

Zur Berechnung des differentiellen Streuquerschnittes $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ für eine Reaktion $a+A \rightarrow b+B$ müssen wir das Gleichungssystem Gl. (2.19) bzw. Gl. (2.25) für die χ_β unter den eingangs genannten Randbedingungen lösen, d.h. die χ_β müssen im Eingangskanal asymptotisch die Form einer einlaufenden ebenen Welle und in den Ausgangskanälen asymptotisch die Form von auslaufenden Kugelwellen haben:

$$\begin{aligned} \hat{\chi}_\beta(\vec{r}_\beta) \underset{r_\beta \rightarrow \infty}{\sim} \delta_{\beta, \alpha_0} \exp\{i(k_\beta z_\beta + n_\beta \ln(2k_\beta r_\beta))\} \\ + f_{\beta, \alpha_0}(\hat{r}_\beta) \frac{1}{r_\beta} \exp\{i(k_\beta r_\beta - n_\beta \ln(2k_\beta r_\beta))\} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Dabei spezifiziert α_0 den Eingangskanal und $\hat{r}_\beta = \frac{\vec{r}_\beta}{r_\beta}$ ist der Einheitsvektor in Richtung von \vec{r}_β . Die Größen k_β und n_β bezeichnen die Wellenzahl und den Coulombparameter im Kanal β . Die z-Achse des Koordinatensystems ist so gewählt, daß \vec{k}_{α_0} parallel zum einfallenden Strahl liegt. Die Übergangsamplitude $f_{\beta, \alpha_0}(\hat{r}_\beta)$ ist proportional zum T-Matrixelement

$$T_{\beta\alpha} := - \frac{2\pi\hbar^2}{\mu_\beta} f(\vec{k}_{\alpha_0}, \hat{r}_\beta) \quad (2.27)$$

wobei μ_β die reduzierte Masse im Kanal β ist. $T_{\beta\alpha}$ bestimmt den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} |T_{\beta\alpha}|^2 \quad (2.28)$$

2.3 Die effektive Projektilnukleon-Targetnukleon-Wechselwirkung

Während die formale Herleitung der CC-Gleichungen, Gl. (2.19), für den Modellraum P ziemlich einfach ist, ist deren exakte Lösung genauso unmöglich wie die direkte Lösung der Vielteilchenschrodingergleichung, Gl. (2.3). Die Hauptschwierigkeiten liegen dabei in dem Operator der effektiven Wechselwirkung (s. Gl. (2.19) und Gl. (2.20))

$$V_{\text{eff}} = V_{aA} + V_{aA} Q \frac{1}{E - H_{QQ} + i\epsilon} Q V_{aA} \quad (2.29)$$

Da wir V_{eff} nicht exakt berechnen können, stellt sich die Frage, wie wir V_{eff} am besten nähern. Dazu entwickeln wir zunächst den Propagator in Gl. (2.29) gemäß

$$\begin{aligned} \frac{1}{E - Q(H_0 + V_{aA})Q + i\epsilon} &= \frac{Q}{E - H_0 + i\epsilon} + \frac{Q}{E - H_0 + i\epsilon} V_{aA} \frac{Q}{E - H_0 + i\epsilon} \\ &+ \frac{Q}{E - H_0 + i\epsilon} V_{aA} \frac{Q}{E - H_0 + i\epsilon} V_{aA} \frac{Q}{E - H_0 + i\epsilon} + \dots \end{aligned} \quad (2.30)$$

wobei der ungestörte Hamiltonoperator H_0 definiert ist durch

$$H_0 = T_{aA} + H_a + H_A \quad (2.31)$$

Setzen wir Gl. (2.30) in Gl. (2.29) ein, so ergibt sich

$$\begin{aligned}
 V_{\text{eff}} &= V_{aA} + V_{aA} \frac{Q}{E-H_0+i\epsilon} V_{aA} + V_{aA} \frac{Q}{E-H_0+i\epsilon} V_{aA} \frac{Q}{E-H_0+i\epsilon} V_{aA} + \dots \\
 &= V_{aA} + V_{aA} \frac{Q}{E-H_0+i\epsilon} V_{\text{eff}}
 \end{aligned}
 \tag{2.32}$$

Dies ist eine Lippmann-Schwinger-Gleichung für V_{eff} , die Zwei-, Drei- und Mehrteilchenkorrelationen einschließt. Die Aufteilung des Hamiltonoperators H in einen ungestörten Teil $H_0 = T_{aA} + H_a + H_A$ und eine Störung $V_{aA} = \sum v(i,j)$ setzt voraus, daß wir das ungestörte Problem H_0 , das den Projektil(H_a)- und den Targethamiltonoperator (H_A) enthält, lösen können und daß wir außerdem wissen, wie wir mit dem Propagator $Q(E-H_0+i\epsilon)^{-1}Q$ umzugehen haben. Dieser Propagator koppelt die innere Kerndynamik von Projektil und Target mit der Relativbewegung zwischen beiden. Wir nehmen die Aufteilung von H in H_0+V_{aA} vor in der Kenntnis, daß wir Gl. (2.32) später auf Probleme anwenden werden, wo spezifische Kernstruktureffekte auf V_{eff} als klein angesehen werden können. Zum Beispiel können wir bei genügend hohen Einschußenergien die speziellen Struktureigenschaften von H_a und H_A durch mittlere Kerngrößen wie Grundzustandsdichte, Einteilchen- und Zweiteilchenkorrelationsfunktionen ersetzen.

Die komplizierte Vielteilchen-Lippmann-Schwinger-Gleichung (2.32) kann nun in eine Form gebracht werden¹²³⁾, die es uns erlaubt, zunächst über alle Streuungen zu summieren, die ein fest vorgegebenes Projektilnukleon i an einem bestimmten Targetnukleon j durchführt. Der wesentliche Grund dafür, so zu verfahren, liegt darin, daß wir mit der starken Wechselwirkung arbeiten. Viele realistische Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen (NNWW) enthalten stark repulsive, kurzreichweitige Komponenten, die in manchen Potentialen sogar durch einen unendlich repulsiven Anteil in der NNWW für kleine Relativabstände (den sog.

"hard core") simuliert werden. Die Aufsummation aller Streuungen des Projektilnukleons i vom Targetnukleon j entspricht dann der Bruecknerschen Reaktionsmatrix⁴⁴⁾, die diese stark repulsiven Anteile nicht mehr enthält. Die Reaktionsmatrix, auch t -Matrix genannt⁺, erhält man durch Lösung der Lippmann-Schwinger-Gleichung:

$$t_{ij} = v_{ij} + v_{ij} \frac{Q'}{E-H_0+i\epsilon} t_{ij} \quad (2.33)$$

Man beachte, daß sich Nukleon i und j in Gl. (2.33) mit den übrigen $(a-1)$ Projektil- und $(A-1)$ Targetnukleonen in Wechselwirkung befinden. Diese Wechselwirkung geht auf die Hamiltonoperatoren H_a und H_A zurück, die in Gl. (2.33) im Propagator $(E-H_0)^{-1} = (E-T_{aA}-H_a-H_A+i\epsilon)^{-1}$ auftauchen. Man beachte auch, daß wir in Gl. (2.33) einen neuen Projektionsoperator Q' eingeführt haben. Dieser hängt mit dem alten Projektionsoperator Q über

$$Q = Q' + Q'' \quad (2.34)$$

zusammen. Der Operator Q' projiziert also auf einen Unterraum von Q , d.h. Q selbst wird dadurch in zwei orthogonale Unterräume Q' und Q'' zerlegt. Hinter dieser Zerlegung verbirgt sich folgende Absicht¹²⁴⁾: Wählen wir für Q' energetisch sehr hochliegende, intermediäre Zustände - sagen wir Zustände, die eine höhere Energie besitzen als eine gewisse Energieschranke E_S (z.B. $E_S = 100$ MeV) - und für Q'' die Zustände mit Energien $E < E_S$, so können wir mit der Wechselwirkung t aus Gl. (2.33) die Kernzustände in Q'' störungstheoretisch behan-

⁺ Im Unterschied zur Reaktionsmatrix für gebundene Nukleonen, die reell ist und G -Matrix genannt wird, nennt man die Reaktionsmatrix für ein Problem mit einem Teilchen im Kontinuum t -Matrix. Diese ist komplex, denn es sind energetisch offene unelastische Reaktionskanäle vorhanden.

deln. Den Raum Q'' nennen wir Nahraum, der Kernzustände enthält, die wir im Modellraum P zwar nicht explizit berücksichtigen können, die aber noch kernspezifisch sind. Der Fernraum Q' enthält energetisch hochliegende Kernzustände, deren Eigenschaften nahezu unabhängig vom speziellen Targetkern sind. Wechselwirken nun Projektil- und Targetnukleon aufgrund des kurzreichweitigen Anteils der Kernkraft miteinander, so werden beide Nukleonen vornehmlich in intermediäre Zustände hoher Anregungsenergie, also in den Fernraum Q' gestreut. Hier werden sie wiederholt miteinander wechselwirken, aber mit einer letzten Wechselwirkung v_{ij} kehren die Nukleonen schließlich in den Nahraum Q'' zurück. Die Aufsummation aller Nukleon-Nukleon-Streuungen dieser Art zwischen den Teilchen i und j ergibt die Streumatrix t_{ij} , die nun keinen "hard core" mehr enthält und "schwach" ist in dem Sinn, daß wir t_{ij} im Nahraum Q'' für störungstheoretische Zwecke verwenden können.

Wie wir die Energieschranke E_S zur Bestimmung der Räume Q' und Q'' im einzelnen legen, hängt vom zu behandelnden Streuproblem ab. Im folgenden diskutieren wir diese Frage für die Nukleon-Kernstreuung. Bei niedrigen Einschußenergien ($E \ll 100$ MeV) wählen wir für $E_S \sim 100$ MeV, d.h. der Raum Q' besteht ausschließlich aus energetisch geschlossenen Kanälen. In diesem Fall ist die t -Matrix reell und hängt nur schwach von der Einschußenergie E sowie der Energieschranke E_S ab. Für Einschußenergien $E < 60$ MeV kann man dann die t -Matrix sehr gut durch effektive Wechselwirkungen wie z.B. die M π -Kraft approximieren¹²⁵⁾, die auf G -Matrixrechnungen für gebundene Nukleonen zurückgeht.

Bei Einschußenergien $E \gg 100$ MeV wählen wir für Q' den gesamten Hilbertraum und führen weiterhin die sog. Impulsnäherung¹²⁶⁾ ein. Die Impulsnäherung besagt, daß bei genügend hohen Einschußenergien die t -Matrix aus Gl. (2.33) in die freie Nukleon-Nukleon- t -Matrix übergeht. Die freie Nukleon-Nukleon- t -Matrix, t_F , ist Lösung der freien Lippmann-Schwinger-Gleichung

$$t_F(o,i) = v(o,i) + v(o,i) \frac{1}{E - T_0 - T_i + i\epsilon} t_F(o,i) \quad (2.35)$$

Um Gl. (2.35) aus Gl. (2.33) herzuleiten, müssen wir in Gl. (2.33) den Projektionsoperator Q durch den Identitätsoperator I und H_A durch den Operator der kinetischen Energie T_i ersetzen. T_0 ist die kinetische Energie des Projektilnukleons. In der Impulsnäherung ignorieren wir also die Tatsache, daß sich das Targetnukleon i während seiner Wechselwirkung mit Projektilnukleon 0 in einem Medium, d.h. im Kern, befindet. Wir vernachlässigen damit im wesentlichen dichteabhängige Effekte sowie Bindungseffekte. Die Güte der Impulsnäherung hängt vom betrachteten Streuproblem ab und ihre Gültigkeit muß jeweils geprüft werden. Für Nukleon-Kernstreuung liefert sie bereits gute Ergebnisse für Einschußenergien $E > 100$ MeV ¹²⁶⁾. Oberhalb 400 MeV ist die Näherung im allgemeinen sehr gut ^{126,127)}.

3. Mikroskopische Beschreibung der elastischen Nukleon-Kernstreuung

3.1 Das mikroskopische optische Potential als Vielkörperproblem

Die mikroskopische Berechnung des optischen Potentials für die elastische Nukleon-Kernstreuung ist ein herausforderndes und fundamentales Problem in der Kernphysik. Vom Standpunkt der Vielkörpertheorie aus kann das optische Potential mit dem Massenoperator der Einteilchen-Green-Funktion identifiziert werden ¹⁴⁾. Im Feshbach-Formalismus ¹³⁾ erscheint das optische Potential als eine effektive Wechselwirkung - s. Gl. (2.9), (2.10) und (2.20) - wobei der Modellraum P nur aus einem Zustand, dem Targetgrundzustand ψ_A^0 , besteht. Das optische Potential U_{nA} ist dann gegeben durch (s. Gl. (2.20)):

$$U_{nA} = (\psi_A^0 | V_{nA} | \psi_A^0) + (\psi_A^0 | V_{nA} Q \frac{1}{E - H_{QQ} + i\epsilon} Q V_{nA} | \psi_A^0) \quad (3.1)$$

In Gl. (3.1) ist die Antisymmetrisierung des Projektilnukleons mit den Targetnukleonen noch nicht berücksichtigt. Der Massenoperator des Green-Funktionsformalismus hingegen schließt diese Austauscheffekte automatisch ein. Der Massenoperator selbst ist ein sehr kompliziertes Gebilde. Seine Störungsreihe besteht aus der Summe aller irreduziblen Selbstenergieanteile der Einteilchen-Green-Funktion (zur genaueren Definition s. Ref. 15). Diese Summe kann in systematischer, diagrammatischer Form aufgeschrieben werden. Die systematische Behandlung der einzelnen Beiträge hilft, Doppelzählungen bei der Berechnung des Potentials zu vermeiden. Villars¹²⁸⁾ hat folgenden Ausdruck für den exakten Massenoperator $U(\vec{k}', \vec{k}, E)$ in der Impulsdarstellung angegeben:

$$U(\vec{k}', \vec{k}, E) = U_{HF}(\vec{k}', \vec{k}) + \sum_n s^{(n)}(\vec{k}', \vec{k}) \quad (3.2a)$$

mit

$$s^{(n)} = \sum_{p+s+r=n} \langle 0 | (v \frac{1}{E_0 - H_0})^p J(\vec{k}') \frac{1}{E - H_0 + i\eta} (v \frac{1}{E - H_0 + i\eta})^r J^+(\vec{k}) (\frac{1}{E_0 - H_0} v)^s | 0 \rangle_{LC} \quad (3.2b)$$

$$- \langle 0 | (v \frac{1}{E_0 - H_0})^p J^+(\vec{k}) (\frac{-1}{E + H_0 - i\eta}) (v \frac{-1}{E + H_0 - i\eta})^r J(\vec{k}') (\frac{1}{E_0 - H_0} v)^s | 0 \rangle_{LC}$$

Hier ist U_{HF} das nichtlokale Hartree-Fock(HF)-Potential, H_0 der ungestörte HF-Hamiltonoperator, E_0 die ungestörte Targetgrundzustandsenergie und $|0\rangle$ die zugehörige HF-Grundzustandswellenfunktion. Der Index LC bezeichnet "linked cluster", was bedeutet, daß nur solche Diagramme (Terme) in der Entwicklung von U eingeschlossen werden dürfen, die sich nicht durch einfaches Schneiden der Projektilteilchenlinie in zwei verschiedene, unabhängige Diagramme zerlegen lassen¹⁵⁾. Der Operator $J^+(\vec{k})$ ist definiert durch

$$J^+(\vec{k}) = [V, a_{\vec{k}}^+] = \sum_{\lambda\mu\nu} a_{\lambda}^+ a_{\mu}^+ \langle \lambda\mu | V | \vec{k}\nu \rangle a_{\nu} \quad (3.3a)$$

und $J(\vec{k})$ durch

$$J(k) = [a_{\vec{k}}, V] = \sum_{\beta\gamma\delta} a_{\beta}^+ \langle \vec{k}\beta | V | \gamma\delta \rangle a_{\delta} a_{\gamma} \quad (3.3b)$$

Diese Operatoren beschreiben die Wechselwirkung zwischen dem Projektil und den Targetnukleonen. Sie übernehmen in Gl. (3.2) die Rolle, die V_{nA} in Gl. (3.1) innehat. Die unabhängigen Summen über s und p bezüglich der Operatoren $(G_0 V)^S$ bzw. $(V G_0)^P$ erzeugen bei Anwendung auf den HF-Grundzustand $|0\rangle$ den exakten (korrelierten) Targetgrundzustand ψ_A^0 . Dabei ist $G_0 = (E - H_0)^{-1}$ die ungestörte Greenfunktion. Die unabhängige Summe über r beschreibt die Q-Raumpropagation des Systems. Diese Zuordnung macht dann die Beziehung zwischen Gl. (3.1) und Gl. (3.2) recht deutlich. Bei der Störungsentwicklung des optischen Potentials, Gl. (3.2), ist angenommen, daß die Wechselwirkung V genügend schwach ist, damit Störungstheorie gilt. Das bedeutet, daß V im wesentlichen eine Bruecknersche G -Matrix⁴⁴⁾ bzw. für den Streuprozess eine t -Matrix sein muß. Beide schließen jeweils die Zweiteilchenkorrelationen für gebundene bzw. ungebundene Nukleonen exakt ein (s. Gl. (2.33)).

3.2 Die Kernstrukturnäherung zum mikroskopischen optischen Potential

Im folgenden wollen wir das optische Potential U in Gl. (3.2) näherungsweise berechnen. Insbesondere interessieren wir uns für den Imaginärteil $\text{Im}U$, der ausschließlich vom zweiten Term auf der rechten Seite von Gl. (3.2a) erzeugt wird. Der dominante Beitrag zum Realteil $\text{Re}U$ des optischen Potentials kommt

vom HF-Potential U_{HF} . Vom zweiten Term erwartet man nur geringe Korrekturen zu U_{HF} in der Größenordnung von 10 %. Der eigentlich mikroskopisch noch recht wenig verstandene Anteil von U ist der Imaginärteil. Auf seine Berechnung wollen wir uns hier konzentrieren, und zwar wollen wir ihn direkt für den endlichen Kern berechnen.

Der Imaginärteil $\text{Im}U$ beschreibt den Stromverlust vom elastischen Kanal in die energetisch offenen, angeregten Zustände des $(A+1)$ -Systems. Die "doorways", die zu diesen angeregten Zuständen führen, sind die 2 Teilchen-1 Loch (2T1L)-Zustände. Durch das Wirken von J^+ auf den exakten Grundzustand ψ_A^0 werden diese "doorways" angeregt und das System propagiert anschließend unter Einfluß der exakten $(A+1)$ -Green-Funktion (die Summe über r in Gl. (3.2)). Diese bringt dann sukzessiv die 3T2L-, 4T3L-Zustände usw. ins Spiel. Physikalisch ist klar, daß man - will man eine rasche Konvergenz der Störungsreihe bezüglich der Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung (PTWW) erzwingen - die "doorways" so wählen muß, daß sie bereits möglichst viele Korrelationen enthalten. In der Kernstrukturnäherung macht man nun einen Produktansatz für die 2T1L-Zustände von der Form Projektilwellenfunktion mal korreliertem TL-Zustand des Targets. Die Berücksichtigung der TL-Korrelationen ist besonders wichtig, denn diese bauen die kollektiven Zustände des Targetkerns auf. In sphärischen Kernen sind dies die niedrigliegenden und hochliegenden Riesenresonanzzustände, die aus einer kohärenten Überlagerung vieler 1T1L-Zustände entstehen. Die unelastische Nukleonstreuung zu diesen Zuständen führt im allgemeinen zu großen Streuquerschnitten, und deshalb tragen diese Zustände auch wesentlich zur Absorption, also zum Imaginärteil des optischen Potentials bei.

Da die Energien der kollektiven Zustände gegenüber den Energien der ungestörten TL-Zustände stark nach unten und oben verschoben sind, ist der Einschluß

von TL-Korrelationen bei der Berechnung des Massenoperators insbesondere bei niedrigen Einschüßenergien wichtig. Diagrammatisch entspricht der Einschluß der TL-Korrelationen der Aufsummation von Ring-Diagrammen im Massenoperator:

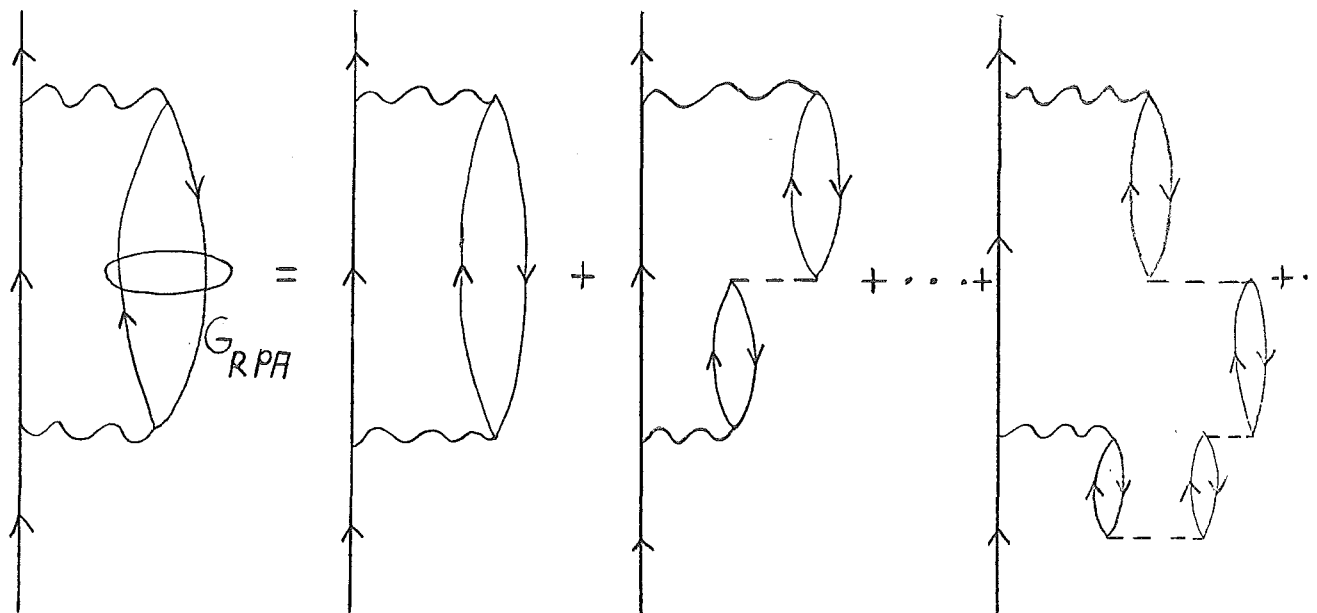


Abb. 1: Graphische Darstellung der Teilchen-Loch-Korrelationen in der RPA-Näherung. Die gestrichelte Linie stellt die effektive Teilchen-Loch-Restwechselwirkung dar. Diese wird bis zu unendlicher Ordnung summiert. Man beachte, daß die Diagramme in Abb. 1 alle nur von 2. Ordnung in der effektiven PTWW (gewellte Linie) sind.

Alle Diagramme in Abb. 1 sind von zweiter Ordnung in der PTWW. Natürlich müssen wir neben den direkten Graphen in Abb. 1 auch alle Austauschgraphen berücksichtigen. Diese sind in Abb. 2 angegeben.

Die Graphen in Abb. 1 und 2 beinhalten die sog. Kernstrukturnäherung zum optischen Potential. Die intermediären Kernzustände werden durch RPA-Wellenfunktionen genähert und nur Beiträge von 2. Ordnung in der PTWW werden berücksichtigt. Die Propagation des intermediären Projektils wird entweder durch eine freie²⁸⁾ oder durch eine optische³²⁾ Green-Funktion beschrieben.

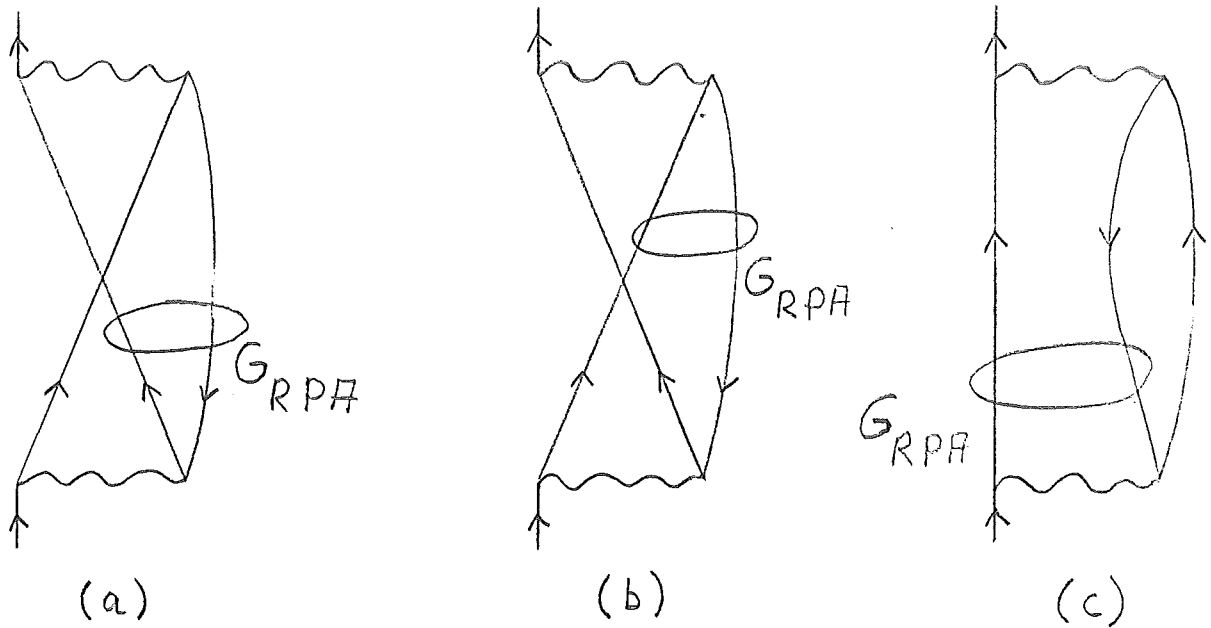


Abb. 2: Die drei Austauschgraphen, die zum direkten Graphen in Abb. 1 gehören. G_{RPA} bezeichnet die RPA-Greenfunktion.

Wenn wir die intermediären (A+1)-Zustände als ein Produkt von Projektil- und Targetwellenfunktionen darstellen und dann über alle Zwischenzustände summieren, kommt eine Doppelzählung aufgrund der Identität von Projektil und Targetnucleonen vor^{29,32}). Diese Doppelzählung tritt jedoch nur bei Diagrammen 2. Ordnung auf, wo gewisse intermediäre Zustände zweimal gezählt werden, wenn separat über Projektil- und Targetzustände summiert wird. Dies erkennt man leicht aus den Diagrammen in Abb. 1 und Abb. 2, wo das direkte Diagramm aus Abb. 1 und das Austauschdiagramm Abb. 2c sowie die Austauschdiagramme 2a und 2b identisch werden, wenn wir die 0. Näherung zur RPA-Greenfunktion G_{RPA} nehmen. Berücksichtigen wir diese Doppelzählung, so erhalten wir folgendes Resultat³²) für $W \equiv \text{Im}U$:

$$\begin{aligned}
 W(\vec{k}, \vec{k}') = & \text{Im} \sum_{N, q} \int f [\langle \Psi_0 | J(\vec{k}', \vec{q}) | \Psi_N \rangle \frac{1}{E - \epsilon_q - E_N + i\epsilon} \langle \Psi_N | J(\vec{q}, \vec{k}) | \Psi_0 \rangle \\
 & - \frac{1}{2} \langle \Psi_0 | J(\vec{k}', \vec{q}) | \Psi_N \rangle \frac{1}{E - \epsilon_q - E_N^{(0)} + i\eta} \langle \Psi_N | J(\vec{q}, \vec{k}) | \Psi_0 \rangle]
 \end{aligned}
 \tag{3.4}$$

Hier ist

$$J(\vec{q}, \vec{k}) = \sum_{\beta\gamma} a_{\beta}^{\dagger}(\vec{q}\beta | V | \vec{k}\gamma) a_{\gamma} \quad (3.5)$$

ein hermitescher Einkörperoperator, der die Streuung des Projektils vom Target einschließlich der Austauscheffekte beschreibt. In Gl. (3.4) bezeichnen Ψ_0 und Ψ_N den exakten Grundzustand bzw. die exakten angeregten Zustände des A-Nukleonsystems, während \mathcal{S}_0 und \mathcal{S}_N die entsprechenden Zustände des unkorrelierten Systems bezeichnen. Der zweite (unkorrelierte) Term in Gl. (3.4) stellt die Doppelzählungskorrektur dar. Die Formfaktoren $\langle \Psi_N | J(\vec{q}, \vec{k}) | \Psi_0 \rangle$ und $\langle \mathcal{S}_N | J(\vec{q}, \vec{k}) | \mathcal{S}_0 \rangle$ werden im nächsten Paragraph berechnet, wobei wir Ψ_N durch RPA-Wellenfunktionen und \mathcal{S}_N durch ungestörte TL-Zustände approximieren.

3.3 Berechnung der Formfaktoren

In Gl. (3.4) beschreibt die Funktion

$$\langle \Psi_N | J(q, k) | \Psi_0 \rangle = \langle qN | \sum_i V_{oi} (1 - P_{oi}) | k0 \rangle \equiv \langle q | F_{NO} | k \rangle \quad (3.6)$$

den antisymmetrischen Formfaktor F_{NO} für die Anregung des Zustandes N vom Targetgrundzustand $|0\rangle$ aus. F_{NO} enthält den Austauschoperator P_{oi} , der auf die Projektilwellenfunktion in Gl. (3.4) wirkt und den Targetteilchenindex i mit dem des Projektils o vertauscht. Der Formfaktor F_{NO} läßt sich zerlegen in einen direkten und einen Austauschanteil

$$F_{NO} = F_{NO}^D + F_{NO}^E \quad (3.7a)$$

wobei der direkte Formfaktor

$$F_{NO}^D = \delta(\vec{r}_0 - \vec{r}'_0) \langle N | \sum_i V(o, i) | 0 \rangle \quad (3.7b)$$

und der Austauschformfaktor

$$F_{NO}^E = \langle N | \sum_i \delta(\vec{r}_0 - \vec{r}'_i) \delta(\vec{r}'_0 - \vec{r}_i) \bar{V}(|\vec{r}_0 - \vec{r}_i|) | 0 \rangle \quad (3.7c)$$

ist. Das Wechselwirkungspotential \bar{V} in (3.7c) ist ein einfaches Zweikörperpotential mit einer Austauschmischung, die sich im allgemeinen von der für $V(o, i)$ unterscheidet^{119,129}:

$$\bar{V}(|\vec{r}_0 - \vec{r}_i|) = \frac{1}{2} (1 + \vec{\tau}_0 \cdot \vec{\tau}_i) \frac{1}{2} (1 + \vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_i) V(|\vec{r}_0 - \vec{r}_i|) \quad (3.7d)$$

Gl. (3.4) kann dann im Ortsraum geschrieben werden als

$$W(\vec{r}_0, \vec{r}'_0) = \text{Im} \left[\sum_N \iint F_{NO}^*(\vec{r}_0, \vec{r}_0'') g_N(\vec{r}_0'', \vec{r}_0''') F_{NO}(\vec{r}_0''', \vec{r}'_0) d^3\vec{r}_0'' d^3\vec{r}_0''' \right] \quad (3.8)$$

- $\frac{1}{2}$ gleiche Summe für ungestörte Teilchen-Lochzustände]

Die Spin- und Winkelintegrationen können in geschlossener Form ausgeführt werden, die Radialintegrale $dr_0'' dr_0'''$ müssen jedoch numerisch mit dem Computer berechnet werden. Die Endform von $W(\vec{r}_0, \vec{r}'_0)$ ist gegeben durch³²)

$$W(\vec{r}_0, \vec{r}'_0) = \text{Im} \left[\sum_{LSJ} (-1)^{J_A - M_A + 1/2 - m_b + S + M_S} \left(\frac{1}{2} m_a \frac{1}{2} - m_b | S - M_S \right) (J M_J S M_S | L - M_L) \right. \quad (3.9)$$

$$\left. \times (J_A M_A J_B - M_B | J M_J) (-1)^{L - M_L} \sum_{\ell_a \ell_b} [i^{\ell_a} a_{Y_{\ell_a}}(r_0) i^{\ell_b} b_{Y_{\ell_b}}(r'_0)]_{L - M_L} \sum_{J_N} F_{LSJ}^{\ell_a \ell_b J_N}(r_0, r'_0) \right]$$

mit dem nichtlokalen radialen Formfaktor

$$F_{LSJ}^{\ell_a \ell_b J} N(r_0, r'_0) = i^{\ell_a + \ell_b} \hat{J} \hat{S} \sum_{\substack{S_1 L_1 J_1 S_2 L_2 J_2 \\ \ell_c s_c k_c, S_1 S_2}} \\ \times (-)^{J} W(J_A J_1 J_B J_2, J_N J) (-)^{j_c} \bar{S}_2 B(\ell_a \ell_c s_c j_c, L_1 S_1 J_1, \bar{S}_1) \quad (3.10)$$

$$\times B(\ell_b \ell_c s_c j_c, L_2 S_2 J_2, \bar{S}_2) W(\ell_a \bar{S}_1 \ell_b \bar{S}_2; j_c L) \begin{Bmatrix} J_2 & s_c & \bar{S}_2 \\ J_1 & s_c & \bar{S}_1 \\ J & s & L \end{Bmatrix} \\ \times \int dr''_0 r''_0{}^2 \int dr'''_0 r'''_0{}^2 \left[\frac{\delta(r'_0 - r'''_0)}{r'_0 r'''_0} (\ell_b 0 \ell_c 0 | L_2 0) F_{J_N J_A, L_2 S_2 J_2}^D(r'''_0) \right. \\ \left. - F_{J_N J_A, L_2 S_2 J_2, \ell_b \ell_c}^E(r'_0, r'''_0) \right] \\ \times g_{\ell_c j_c}(r'''_0, r''_0) \left[\frac{\delta(r_0 - r''_0)}{r_0 r''_0} (\ell_a 0 \ell_c 0 | L_1 0) F_{J_N J_A, L_1 S_1 J_1}^D(r''_0) \right. \\ \left. - F_{J_N J_A, L_1 S_1 J_1, \ell_a \ell_c}^E(r_0, r''_0) \right]$$

wobei

$$B(\ell_a \ell_c s_c j_c, L_1 S_1 J_1, \bar{S}_1) \quad (3.11) \\ = (-)^{J_1} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \hat{\ell}_a \hat{\ell}_c \hat{S}_c \hat{j}_c \hat{L}_1 \hat{S}_1 \hat{S}_1^2 W(\ell_a \bar{S}_1 \ell_c s_c; j_c L_1) W(J_1 S_1 \bar{S}_1 s_c, L_1 s_c)$$

und $j = \sqrt{2j+1}$ ist. Die Größe $g_{\ell_c j_c}(r'''_0, r''_0)$ in Gl. (3.10) ist der Radialteil der optischen Green-Funktion, die die Propagation des intermediären Projektils beschreibt, und die radialen Formfaktoren F^D und F^E sind definiert durch

$$F_{N^J A^J L S J}^D(r_0) = \sum_{n, \lambda} (-)^{L+\lambda} \hat{n} \hat{J} W(L \lambda S S, n J) \int dr r^2 \rho_{\lambda S J}^{J N^J A^J}(r) v_{L \lambda}^n(r_0, r) \quad (3.12a)$$

bzw.

$$\begin{aligned} F_{N^J A^J L S J}^E a_c^{\ell} (r_0, r_0'') \\ = (-)^{L+\ell} a \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \hat{L} \hat{J}^2 \sum_{\substack{a, a_2 \\ \ell_1 \ell_2 \lambda}}^{n} (-)^{\ell_1+\lambda} \hat{a}_1 \hat{a}_2 \hat{\lambda}^2 W(L \lambda S S, n J) (\ell_c 0 a_2 0 | \ell_1 0) (\ell_a 0 a_1 0 | \ell_2 0) \\ \times \begin{Bmatrix} a_1 & a_2 & n \\ \ell_a & \ell_c & L \\ \ell_2 & \ell_1 & \lambda \end{Bmatrix} \rho_{\ell_1 \ell_2 \lambda S J}^{J N^J A^J}(r_0, r_0'') v_{a_1 a_2}^n(r_0, r_0'') \end{aligned} \quad (3.12b)$$

In Gl. (3.12) sind die Koeffizienten $v_{a_1 a_2}^n$ die Multipolkomponenten¹³⁰⁾ der Zentral($n=0$)- und Tensor($n=2$)anteile in der effektiven PTWW und die lokalen und nichtlokalen Übergangsdichten sind definiert durch^{32,129)}

$$\begin{aligned} \rho_{\lambda S J}^{J N^J A^J}(r_0) = \sum_{\substack{n_1 \ell_1 j_1 \\ n_2 \ell_2 j_2}} (X_{j_1 j_2}^{J N^J A^J + Y_{j_1 j_2}^{J N^J A^J}) \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{\hat{1}}{2} \hat{S}_{j_1 j_2} \hat{J} \hat{\lambda} \hat{\ell}_1 (\ell_1 0 \lambda 0 | \ell_2 0) \\ \times \begin{Bmatrix} \ell_2 & 1/2 & j_2 \\ \ell_1 & 1/2 & j_1 \\ \lambda & S & J \end{Bmatrix} R_{n_2 \ell_2 j_2}(r_0) R_{n_1 \ell_1 j_1}(r_0) \end{aligned} \quad (3.13a)$$

bzw.

$$\begin{aligned} \rho_{\ell_1 \ell_2 \lambda S J}^{J N^J A^J}(r_0, r_0') = \sum_{\substack{n_1 j_1 \\ n_2 j_2}} (X_{j_1 j_2}^{J N^J A^J + Y_{j_1 j_2}^{J N^J A^J}) \frac{\hat{1}}{2} \hat{S}_{j_1 j_2} \hat{\lambda} \\ \times \begin{Bmatrix} \ell_2 & 1/2 & j_2 \\ \ell_1 & 1/2 & j_1 \\ \lambda & S & J \end{Bmatrix} R_{n_2 \ell_2 j_2}(r_0) R_{n_1 \ell_1 j_1}(r_0') \end{aligned} \quad (3.13b)$$

wobei die $X_{j_1 j_2}$ und $Y_{j_1 j_2}$ die RPA-TL-Amplituden und die $R_{n_i l_i j_i}$ die radialen Einteilchenwellenfunktionen bezeichnen.

Man beachte, daß in Gl. (3.10) zwei Terme auftreten, nämlich einer mit $J=0$, $L=0$ und $S=0$ und einer mit $J=0$, $L=1$, $S=1$. Hier berechnen wir nur den $J=L=S=0$ -Term. Der $J=0, L=1, S=1$ -Term gehört zu einem nichtlokalen Spin-Bahn-Potential.

Wir haben ein Rechenprogramm entwickelt, das den Imaginärteil des nichtlokalen optischen Potentials aus Gl. (3.10), der in detaillierter Form in Gl. (3.11)-(3.13) gegeben ist, berechnet. Die Berechnung des nichtlokalen Formfaktors in Gl. (3.12) ist ein nichttriviales Problem, denn es involviert für EE (Austausch-Austausch) eine 6-dimensionale Integration über eine 12-dimensionale Funktion. Vier Integrationen davon sind im Winkel. Diese können in geschlossener Form ausgeführt werden. Zwei Integrationen sind im Ortsraum, welche numerisch ausgeführt werden müssen. Wegen der Doppelintegration im Ort ist es angebracht, eine geeignete Integrationsmethode zur Berechnung von (3.10) zu wählen. Bei unserem Problem haben wir extensiven Gebrauch von der Tatsache gemacht, daß der nichtlokale Formfaktor $F^E(r_0, r'_0)$ sich nur schwach als Funktion von r_0 und r'_0 ändert. Deshalb reicht es aus, ihn nur auf einem Netz mit ziemlich großer Schrittweite (von typisch 0.4 oder gar 0.8 fm) exakt zu berechnen. Die übrigen intermediären Punkte können durch Interpolation gewonnen werden. Die Formfaktoren werden auf die Schrittweite der Green-Funktion interpoliert, die oszillatorisches Verhalten zeigt und deshalb auf einem Netz mit kleiner Schrittweite (0.1 fm) berechnet wird.

Man beachte, daß die Terme DD, DE und ED in Gl. (3.12) entweder keine oder nur eine Radialintegration einschließen. Andernfalls ist die Rechnung ähnlich wie oben beschrieben.

3.4 Eingaben in die Rechnungen

3.4.1 Die Kernstrukturinformation

Zur Berechnung des imaginären optischen Potentials W müssen wir die Kernübergangsdichten aus Gl. (3.13) kennen. Wir werden im folgenden das optische Potential nur für sphärische Kerne, d.h. für Kerne mit abgeschlossenen Protonen- und Neutronenschalen berechnen. Die Targetkerne, die wir untersuchen werden, sind ^{40}Ca , ^{48}Ca und ^{208}Pb . In diesen Fällen gibt die Random Phase Approximation (RPA) eine ziemlich befriedigende Beschreibung der Kernspektren. In der RPA wird ein angeregter Kernzustand Ψ_N durch eine Linearkombination von TL-Zuständen beschrieben¹³¹⁾:

$$|\Psi_N\rangle = \sum_{m,i} \{X_{mi}^N a_m^+ a_i - Y_{mi}^N a_i^+ a_m\} |\Psi_0\rangle \quad (3.14)$$

Dabei ist $|\Psi_0\rangle$ der exakte korrelierte Grundzustand des Kerns. Die Operatoren a_m^+ und a_i sind die Einteilchenerzeugungs- und -vernichtungsoperatoren, die ein Nukleon im Zustand m erzeugen bzw. ein Nukleon im Zustand i vernichten. Die Koeffizienten X_{mi}^N und Y_{mi}^N sind die Vorwärts- bzw. Rückwärts-TL-Amplituden. Man erhält sie durch Lösung der RPA-Gleichung

$$\begin{pmatrix} A-E & B \\ B^* & A^*+E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = 0 \quad (3.15)$$

wobei die Matrixelemente durch

$$A_{mi,nj} = (\epsilon_m - \epsilon_i) \delta_{m,n} \delta_{i,j} + \langle mi^{-1} | F^{ph} | nj^{-1} \rangle \quad (3.16a)$$

und

$$B_{mi,nj} = \langle mi^{-1} | F^{ph} | jn^{-1} \rangle \quad (3.16b)$$

gegeben sind. In Gl. (3.16) sind die ϵ_m und ϵ_j die Schalenmodell-Einteilchenenergien und F^{ph} ist die TL-Restwechselwirkung.

In unseren Rechnungen verwenden wir die RPA-Wellenfunktionen von Krewald und Speth¹³²⁾ für ^{40}Ca und die von Speth und Mitarbeitern¹³³⁾ für ^{208}Pb . Die genannten Autoren verwenden eine Einteilchenbasis, die durch Lösung der Einteilchen-Schrödingergleichung mit einem Woods-Saxon-Potential erzeugt wird. Die Parameter des Woods-Saxon-Potentials werden so gewählt, daß die experimentell bekannten Einteilchenenergien in der Nähe der Fermikante ϵ_F wiedergegeben werden. Für die TL-Restwechselwirkung F^{ph} wird die dichteabhängige Migdal-Kraft¹³⁴⁾ genommen. Diese Kraft hat den großen Vorteil, daß sie sowohl das niedrigliegende als auch das Riesenresonanzspektrum verschiedener doppelt magischer Kerne wie ^{16}O , ^{40}Ca und ^{208}Pb gut beschreibt¹²⁹⁾. Die Parameter der TL-Restwechselwirkung sind so angepaßt, daß jeweils die Anregungsenergie und die Übergangsstärke zum niedrigliegenden 3^- -Zustand möglichst gut reproduziert werden und gleichzeitig die Dipol- und Quadrupolriesenresonanzen die richtige Anregungsenergie bekommen. Die Energie des spuriosen 1^- , $T=0$ -Zustandes, der keiner inneren Kernanregung sondern einer Translation des Gesamtkernes entspricht, wird auf die Anregungsenergie Null gebracht. Bei der Berechnung des optischen Potentials wird dieser Zustand ausgeschlossen. In ^{40}Ca besteht die Einteilchenbasis aus allen Schalenmodellzuständen von $0s_{1/2}$ bis $0h_{11/2}$ und schließt alle $1h\omega$ -, $2h\omega$ - und fast alle $3h\omega$ -Zustände ein.

Die RPA-Rechnungen für ^{208}Pb ¹³³⁾ sind noch genauer als die für ^{40}Ca . In diesem Kern beschreibt die RPA nicht nur Anregungsenergien und Übergangswahrscheinlichkeiten zu den niedrigliegenden und hochliegenden kollektiven Zuständen sondern auch die Übergangsdichten, die in den letzten Jahren im Detail mit Hilfe von unelastischen Elektronstreuexperimenten ausgemessen wurden¹³⁵⁾. Des-

halb dürfen wir insbesondere bei ^{208}Pb annehmen, daß die Kernstruktureingabe für die mikroskopischen Potentialrechnungen bekannt ist, so daß wir Aussagen über die Güte der Kernstrukturnäherung zum optischen Potential machen können.

3.4.2 Wahl der effektiven Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung (PTWW)

Neben der Kernstrukturinformation müssen wir bei der Berechnung des mikroskopischen optischen Potentials auch die effektive PTWW kennen. Aus Kapitel 2.3 wissen wir, daß die PTWW am besten durch die t-Matrix, Gl. (2.33), approximiert wird. Da wir hier den Imaginärteil zum optischen Potential unter störungstheoretischer Behandlung der energetisch offenen Reaktionskanäle berechnen wollen, ist es sinnvoll, die Version der t-Matrix aus Gl. (2.33) zu benutzen, wo der Operator Q' auf die energetisch hochliegenden, geschlossenen Kanäle, d.h. den Fernraum, projiziert. Dann ist die t-Matrix reell und der Imaginärteil des optischen Potentials ist allein ein Resultat der störungstheoretischen Behandlung der Zustände im Nahraum Q'' . Die reelle t-Matrix approximieren wir wiederum durch eine geeignete effektive Wechselwirkung wie z.B. durch die M3Y-Kraft von Bertsch u.a.¹²⁵⁾ (M3Y \equiv Summe dreier Yukawa-Kräfte verschiedener Reichweiten). Die M3Y-Kraft ist eine Parametrisierung der Brueckner-G-Matrix, die ausgehend von einer realistischen NNWW durch Lösung der Bethe-Goldstone-Gleichung für gebundene Nukleonen gewonnen wurde; daher hat die M3Y-Kraft keinen Imaginärteil. In unseren Rechnungen benutzen wir die äquivalente Eikemeier-Hackenbroich-Kraft^{136,137)} für die effektive PTWW. Diese beschreibt, wie die M3Y-Kraft, ziemlich gut unelastische Protonenstreudaten zu natürlichen und unnatürlichen Paritätszuständen. Diese Tatsache können wir auch so auffassen, daß wir die effektive PTWW zunächst in der unelastischen Nukleonenstreuung ei-

chen, bevor wir sie für die mikroskopische Berechnung des optischen Potentials verwenden. Auf jeden Fall ist damit garantiert, daß die unelastische Übergangsstärke vom Grundzustand zu den angeregten Zuständen im Streuprozess richtig beschrieben wird, und dies ist gerade bei der mikroskopischen Berechnung des Imaginärteils des optischen Potentials gefordert.

3.4.3 Optische Green-Funktion

Wie in den Arbeiten von Satchler u.a.²⁵⁾ benutzen wir eine optische Green-Funktion für $g_N(\vec{r}_0, \vec{r}'_0)$ in Gl. (3.8). Optisch heißt, daß wir die Green-Funktion an einem komplexen Einteilchenpotential erzeugen. In einer selbstkonsistenten Rechnung sollten wir eigentlich für das Einteilchenpotential das HF-Potential U_{HF} aus Gl. (3.2a) nehmen. Da wir hier nicht selbstkonsistent rechnen - es würde eine selbstkonsistente Behandlung des Reaktions- und des Kernstrukturproblems erfordern, was numerisch sehr aufwendig ist - ersetzen wir U_{HF} durch ein Faltungspotential, das wir durch Faltung der effektiven PTWW mit der Targetgrundzustandsdichte erhalten³⁵⁾. Wenn wir die Spin-Bahn-Wechselwirkung (und imaginäre Potentiale) vernachlässigen, können wir dann folgende Eigenfunktionsentwicklung der Green-Funktion angeben

$$g_N^{(+)}(E, \vec{r}, \vec{r}') = \sum_{n\ell m} \frac{\psi_{n\ell m}(\vec{r}) \psi_{n\ell m}^*(\vec{r}')}{E - E_N - \epsilon_{n\ell} + i\epsilon} \quad (3.17)$$

wobei die $\psi_{n\ell m}(\vec{r})$ die Einteilchenzustände, $\epsilon_{n\ell}$ die Einteilchenenergien und E_N die Anregungsenergien des intermediären Kernzustandes sind. Die Summe über $(n\ell m)$ schließt gebundene und ungebundene Zustände ein. Von dieser Summe müssen die von den Targetnukleonen bereits besetzten Zustände ausgeschlossen werden,

damit das Pauli-Prinzip nicht verletzt wird. Wir bemerken jedoch, daß dieser sog. Ausschlußeffekt für den Imaginärteil des Potentials keine Rolle spielt, denn die Summe über gebundene Zustände in Gl. (3.17) ist immer rein reell. Deshalb beeinflußt der Ausschluß von gebundenen Zuständen nur den Realteil und nicht den Imaginärteil der Green-Funktion bzw. des mikroskopischen optischen Potentials.

Wenn ein rein reelles Potential zur Erzeugung der Green-Funktion benutzt wird, besitzt diese für gewisse Energien sehr scharfe Resonanzen und damit auch das zu berechnende optische Potential. Nun wissen wir aber, daß optische Potentiale an sich energiemittelte Größen sind, die sich nur schwach mit der Energie E ändern. Um diese Eigenschaft in unsere Rechnungen einzubeziehen, müssen wir die Green-Funktion in Gl. (3.16) energiemitteln. Dazu falten wir $g_N^{(+)}(E, \vec{r}, \vec{r}')$ in eine Lorentzverteilung mit der Energie E und der Breite I und erhalten

$$g_N^{(+)}(E+iI, \vec{r}, \vec{r}') = \frac{I}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dE' \frac{g_N(E', \vec{r}, \vec{r}')}{(E-E')^2+I^2} \quad (3.18)$$

Die energiemittelte Green-Funktion ist einfach die ursprüngliche Green-Funktion berechnet an der komplexen Energie $E+iI$. Im Kerninnern ist die Wellengleichung für eine komplexe Energie jedoch äquivalent zu der mit einem absorptiven optischen Potential, das die Absorption $W = I/2$ besitzt. Deshalb kann man die Energiemittelung auch durch Verwendung eines komplexen, absorptiven Potentials simulieren. Gleichzeitig berücksichtigt dieses absorptive Potential auch in qualitativer Weise den Effekt der tatsächlichen Absorption in intermediären Kanälen, die aus der Kopplung der 2T1L-Doorways mit komplizierteren Zuständen vom 3T2L-Typ, 4T3L-Typ usw. resultiert.

Für die Berechnung des imaginären Potentials ist es wesentlich und notwendig, daß eine optische Green-Funktion verwendet wird. Eine freie Green-Funktion produziert überraschenderweise mehr Absorption als eine optische³²⁾. Die Erklärung dafür ist, daß ein Projektil, das in einem attraktiven Potential propagiert, sich wesentlich schneller bewegt als ein freies Teilchen. In der WKB-Näherung wird diese Eigenschaft durch einen Faktor $(k(x))^{-1/2}$ in der Wellenfunktion ausgedrückt, wobei $k(x)$ die ortsabhängige Wellenzahl ist. Dieser Faktor macht die optische Greenfunktion im Kerninnern kleiner im Vergleich zur freien Greenfunktion und damit auch das berechnete imaginäre Potential.

3.4.4 Nichtlokalität und lokale Näherung

Eine wichtige Eigenschaft des berechneten imaginären Potentials W ist seine Nichtlokalität. Diese Nichtlokalität wird wesentlich durch die intermediäre Green-Funktion g_N , Gl. (3.17), bestimmt. Der Einfachheit halber diskutieren wir zunächst das nichtlokale Verhalten von W für den Fall einer freien Green-Funktion (FGF), denn dann kann die Nichtlokalität in analytischer Form angegeben werden. Diese ist für den Imaginärteil der FGF gegeben durch

$$\text{Im } g_N^f(\vec{r}, \vec{r}') = - \frac{2\mu k_N^f}{\hbar^2} \frac{\sin(k_N^f s)}{k_N^f s} \quad (3.19)$$

wobei $\vec{s} := \vec{r} - \vec{r}'$ die Nichtlokalitätskoordinate, $k_N^f = \sqrt{(E - E_n) \cdot 2\mu / \hbar^2}$ die freie (f) Wellenzahl und μ die reduzierte Masse bezeichnet. Die Nichtlokalität in Gl. (3.19) hat die Struktur einer Bessel-Funktion $j_0(k_N^f s)$ mit einem großen Diagonalwert bei $s=0$ und relativ kleinen positiven und negativen Oszillationen bei größeren Werten von s . Wir definieren die Nichtlokalitätslänge b als den

Wert von s , für den die Funktion (3.19) um den Wert e^{-1} gegenüber ihrem Wert bei $s=0$ abgefallen ist. Diese Länge beträgt im Fall einer FGF ungefähr $b = 2.2/k_N^f$ fm und nimmt wegen $b \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$ mit wachsender Einschubenergie E ab. Man erwartet also, daß im allgemeinen eine lokale Näherung zum nichtlokalen $W(\vec{r}, \vec{r}')$ am besten ist für hohe Einschubenergien und daß außerdem die Nichtlokalitätslänge b zum Kernrand hin wächst, weil dort die (lokale) Wellenzahl k abnimmt. Für 30 MeV Neutronen erhält man außerhalb des Kerns für b einen Wert von $2.20/1.36 = 1.6$ fm. Dies ist eine gute Abschätzung, wie wir später noch zeigen werden.

Obwohl der Imaginärteil der optischen (Op) Green-Funktion

$$\text{Im } g_N^{Op}(\vec{r}, \vec{r}') = - \frac{2\mu k_N}{\hbar^2} \text{Re} \left\{ \sum_{\ell m} R_\ell(r_<) R_\ell^{(+)}(r_>) Y_{\ell m}(r) Y_{\ell m}^*(r') \right\} \quad (3.20)$$

mit

$$R_\ell^{(+)} \rightarrow h_\ell^{(1)}(k_N r) \quad (\text{Hankelfunktion 1. Art}) \quad (3.20a)$$

viel komplizierter ist als der von FGF und sowohl von der Koordinate $\vec{R} = (\vec{r} + \vec{r}')/2$ als auch von der Nichtlokalitätskoordinate \vec{s} abhängt, behält $\text{Im } g_N^{Op}$ trotzdem die charakteristische Eigenschaft, an der Diagonalen $r=r'$ am stärksten zu absorbieren. Die Nichtlokalität hängt nun jedoch nicht nur von $|\vec{s}|$ sondern auch von der Richtung von \vec{s} ab. Zur Absorption im optischen Potential tragen im allgemeinen viele intermediäre Zustände N bei, über die in Gl. (3.8) summiert wird. Diese besitzen im allgemeinen verschiedene Energien E_N und damit auch die zugehörigen Green-Funktionen verschiedene Wellenzahlen k_N . Durch Überlagerung der verschiedenen Beiträge zu W , die von der Form $\text{Im } F_{ON} g_N^{Op} F_{ON}^*$, also Produkt aus Green-Funktion und Formfaktoren sind, wird die Nichtlokalität von W an der Diagonalen ($s=0$) schärfer und bei größeren Werten von s stark gedämpft, denn dort geraten die verschieden oszillierenden Beiträ-

ge außer Phase und mitteln sich weg. Dieser Effekt ist bei der Neutron- und Protonstreuung eindeutig vorhanden, wie man in Abb. 3 sehen kann. Dort wird das nichtlokale Verhalten für $^{40}\text{Ca}(p,p)$ - und $^{40}\text{Ca}(n,n)$ -Potentiale bei einem Radius von $R = 3.2$ fm, d.h. für einen Ort an der Kernoberfläche, gezeigt. Es treten keine Oszillationen auf und die nichtlokale Form kann gut durch eine Gauß-Funktion genähert werden.

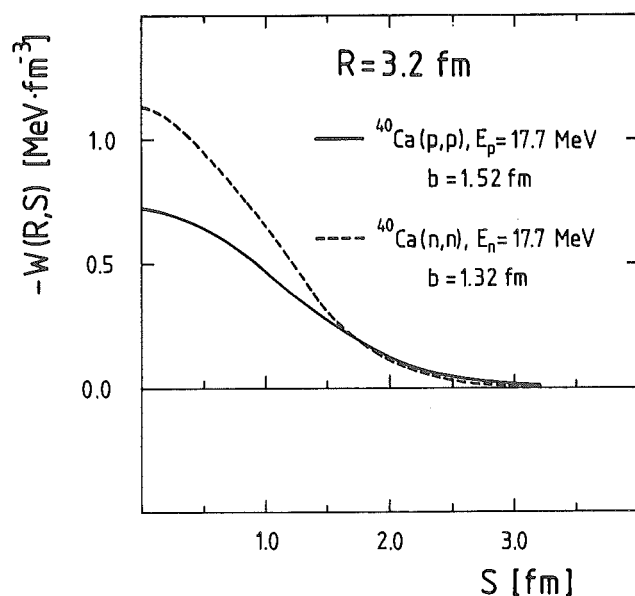


Abb. 3: Das Potential $W(R,s)$ als Funktion der Koordinate s bei einem Radius $R = 3.2$ fm, berechnet für 17.7 MeV Proton- und Neutronstreuung von ^{40}Ca .

Der Grad der Dämpfung hängt wesentlich von der Größe und der Variation der beitragenden intermediären Wellenzahlen k_N ab. Zum Beispiel sind in der α - ^{40}Ca -Streuung die Wellenzahlen für alle Zwischenzustände N wegen der größeren reduzierten Masse ($\mu_\alpha \sim 4\mu_n$) ziemlich groß. Dann ist die Summe über intermediäre Zustände N bei der Dämpfung der Oszillationen ziemlich uneffektiv, weil alle Beiträge in etwa in Phase schwingen. In Abb. 4 zeigen wir in perspektivischer Darstellung das nichtlokale Potential $W(\vec{r}, \vec{r}')$ für 31 MeV α -Streuung von ^{40}Ca bei einem Winkel von 0° zwischen den Vektoren \vec{r} und \vec{r}' (34).

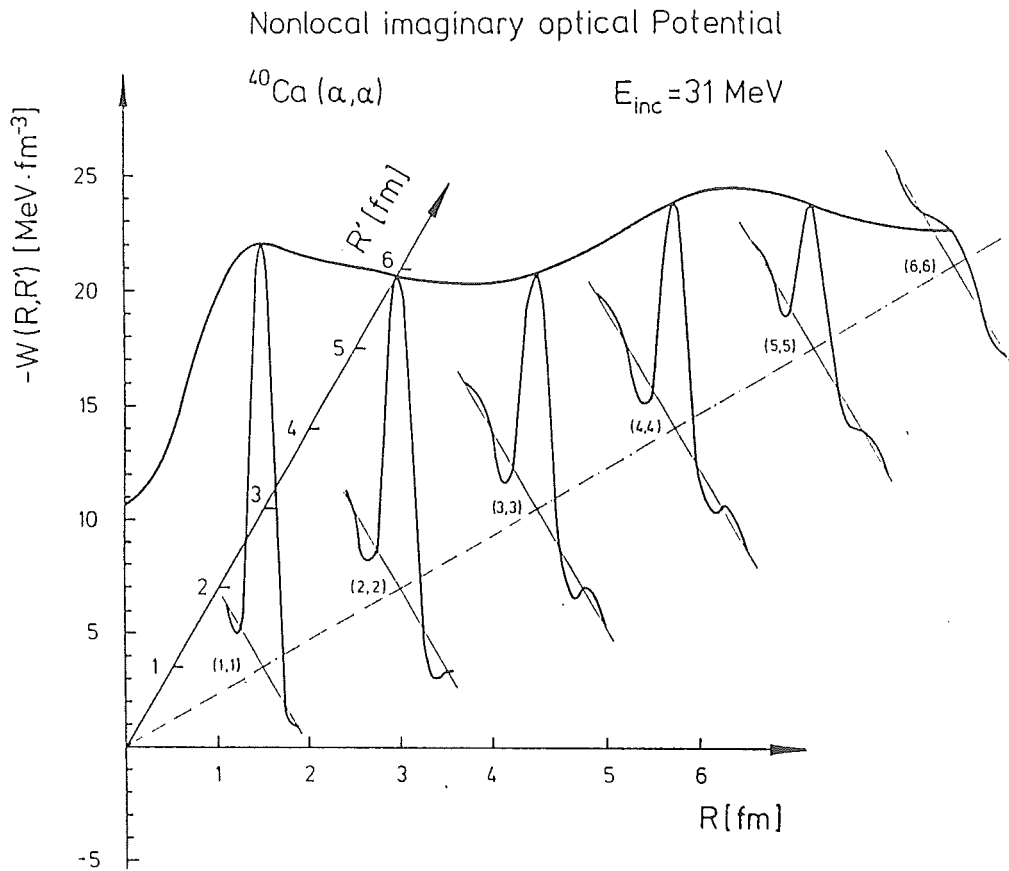


Abb. 4: Das berechnete α - ^{40}Ca nichtlokale imaginäre Potential für 31 MeV Einschußenergie in perspektivischer Form als Funktion von r und r' ($\angle(\vec{r}, \vec{r}') = 0^\circ$) gezeichnet.

Die positiven Oszillationen des Potentials außerhalb der Diagonalen sind ziemlich groß, besonders an der Kernoberfläche. Die Nichtlokalitätslänge des Hauptmaximums beträgt hier $b = 0.69 \text{ fm}$, ist also wesentlich kleiner als für 30 MeV Nukleonenstreuung mit $b = 1.5 \text{ fm}$. Jenseits des Hauptmaximums setzt sich die Nichtlokalität in einer ziemlich komplizierten Weise fort. Dieses Ergebnis zeigt, daß das imaginäre optische Potential für α -Streuung und ganz allgemein für Streuung schwerer Ionen hochnichtlokal ist und daß die schmale Breite des Hauptmaximums nicht unbedingt ein Kriterium für die Gültigkeit einer lokalen Näherung ist.

Das Erscheinen von positiven Oszillationen in W bedeutet nicht, daß das Potential Fluß (Teilchen) erzeugt. Es gibt keine lokale Kontinuitätsgleichung für die Schrödinger-Gleichung im Falle eines nichtlokalen Potentials. Man muß mindestens über einen Bereich von der Größe der Nichtlokalitätslänge integrieren, um eine Kontinuitätsgleichung zu bekommen. Diese Gleichung zeigt dann, daß es immer Absorption gibt, wenn Gl. (3.8) für das imaginäre Potential benutzt wird.

Das nichtlokale imaginäre Potential $W(E, \vec{R}, \vec{s})$ soll nun in ein "äquivalentes" lokales Potential transformiert werden. Dies ist wünschenswert, um die mikroskopischen Potentiale mit herkömmlichen, phänomenologischen Potentialen vergleichen zu können. Auch erleichtern lokale Potentiale wesentlich die Berechnung des elastischen Streuquerschnitts. Die lokale Näherung zum nichtlokalen Potential W besteht darin, daß man die Nichtlokalität durch eine analytische Funktion wie z.B. eine Gauß-Funktion parametrisiert und dann über die Nichtlokalitätskoordinate s integriert. Die Nichtlokalität von W hängt von den Vektoren \vec{R} , \vec{s} und dem Winkel $\theta = \angle(\vec{R}, \vec{s})$ ab. Wir verwenden hier eine Lokalitätsvorschrift, die von Perey und Saxon¹³⁸⁾ angegeben wurde (s. auch Ref. 32). Sie beruht auf der Annahme, daß man das Hauptmaximum in der Nichtlokalität (s. Abb. 3 und 4) durch eine Gauß-Form parametrisieren kann. Das äquivalente lokale Potential $\tilde{W}(R)$ erhält man dann nach der Formel³²⁾

$$\tilde{W}(R) = W(R, R) \pi^{3/2} b_r(R) b_\theta^2(R) \exp\left\{-\left(b_r^2(R) + 2b_\theta^2(R)\right) \times \frac{2\mu(E - V(R))}{12\hbar^2}\right\} \quad (3.21)$$

wobei $b_r(R)$ die radiale Nichtlokalitätslänge und $b_\theta(R)$ die Nichtlokalität im Winkel ist. Beide sind Funktionen vom Ort R . V ist das mittlere reelle Potential, an dem die Green-Funktion erzeugt wird, und $W(R, R)$ ist der Diagonalwert des nichtlokalen Potentials.

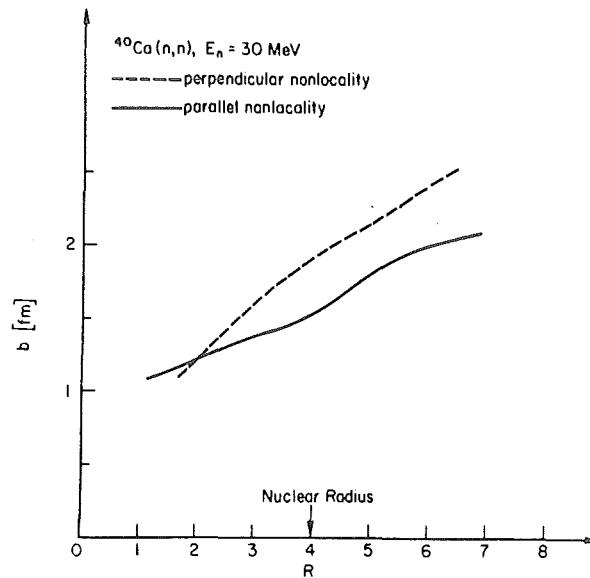


Abb. 5: Die radiale Nichtlokalität $b_r(R)$ (durchgezogene Linie) und die Nichtlokalität im Winkel $b_\theta(R)$ (gestrichelte Linie) als Funktion von R für das nichtlokale Potential $W(\vec{r}, \vec{r}')$ bei 30 MeV Neutronstreuung von ^{40}Ca . Dabei ist b die Länge, bei der das Potential $W(\vec{R}, \vec{s})$ um e^{-1} gegenüber dem Diagonalwert $W(\vec{R}, \vec{s}=0)$ abgefallen ist.

In Abb. 5 zeigen wir die radiale Nichtlokalität und die Nichtlokalität im Winkel für $W(\vec{r}, \vec{r}')$ im Falle von 30 MeV Neutronstreuung von ^{40}Ca . Die Nichtlokalität wächst stetig von kleinen Radien R im Kern bis hin zu großen R außerhalb des Kerns. Die Nichtlokalität im Winkel $b_\theta(R)$ ist bei allen Radien etwas größer als $b_r(R)$. Der "Daumenwert" $b = 1.6$ fm im Falle einer FGF ist offensichtlich auch hier relevant.

Aus Abb. 4 geht hervor, daß eine oszillatorische Nichtlokalität nur sehr schlecht durch eine Gauß-Form parametrisiert werden kann, weil sie die positiven und negativen Oszillationen bei großen Werten von s einfach nicht berücksichtigt. Deshalb werden auch andere analytische Darstellungen für die Nichtlokalität gewählt, die die Oszillationen des nichtlokalen Potentials explizit einschließen³⁵).

Wir möchten nochmals betonen, daß wir die lokale Näherung hauptsächlich deshalb durchführen, um die physikalische Information, die in den nichtlokalen Potentialen steckt, anschaulich zu machen. Außerdem möchten wir natürlich die mikroskopischen Potentiale mit den phänomenologischen Potentialen vergleichen, deren Eigenschaften wir bereits kennen. Obwohl die lokale Näherung nicht immer gut ist, verwenden wir die "äquivalent" lokalen Potentiale zur Berechnung von elastischen Streuquerschnitten. Da wir auch die elastischen Streuquerschnitte von den nichtlokalen Potentialen berechnen, haben wir ein Maß an der Hand, über Güte und Qualität der lokalen Näherung zu entscheiden.

3.5 Ergebnisse für den Imaginärteil des optischen Potentials

Im Lane-Modell¹³⁹⁾ wird der Kernanteil U_N des phänomenologischen optischen Potentials für Nukleon-Kernstreuung geschrieben als

$$U_N(E,r) = U_0(E,r) \pm \frac{N-Z}{4A} U_1(E,r) + \Delta U_C(E,r) , \quad (3.22)$$

wobei U_0 den isoskalaren Anteil, U_1 den Isevektoranteil und ΔU_C die Coulombkorrektur des optischen Potentials bezeichnet. Die Coulombkorrektur¹⁴⁰⁾ tritt nur bei Protonenstreuung auf und trägt der Tatsache Rechnung, daß die Projektilenergien von Proton und Neutron im Kernbereich wegen der repulsiven Coulombkraft verschieden sind. Die beiden letzteren Terme in Gl. (3.22) sind ladungsabhängig, aber nur der U_1 -Term, auch Lane-Potential genannt, enthält einen Isospinoperator $\vec{\tau} \cdot \vec{T}$ (\vec{T} : = Isospin des Targets, $\vec{\tau}$: = Isospin des Projektils). Deshalb kann das Lane-Potential auch eine Ladungsaustauschreaktion induzieren, was für die Coulombkorrektur nicht möglich ist. Jeder Term in Gl. (3.22) besteht aus einem Realteil und einem Imaginärteil:

$$U_k(E,r) = V_k(E,r) + iW_k(E,r) ; \quad k=0,1 \quad (3.23a)$$

$$\Delta U_c(E,r) = \Delta V_c(E,r) + i\Delta W_c(E,r) \quad (3.23b)$$

Es sind die Imaginärteile $(W_k)_{k=0,1}$ und ΔW_c , die wir im folgenden mikroskopisch berechnen wollen.

3.5.1 Das absorptive, isoskalare Potential W_0

Das isoskalare Potential W_0 haben wir für die $^{40}\text{Ca}(n,n)$ -Reaktion bei verschiedenen Projektilenergien E berechnet^{32,33,35}). Dabei sind wir von Gl. (3.4) ausgegangen. Für die effektive PTWW haben wir die Eikemeier-Hackenbroich (EH) t -Matrix benutzt^{136,137}). Diese wurde aus der EH-Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung¹³⁶) mit Hilfe der Scott-Moszkowski-Separationsmethode zur G -Matrix¹⁴¹) konstruiert. Die Güte der EH- t -Matrix wurde in verschiedenen Analysen von inelastischen (p,p') -Streudaten^{129,142}) und von (p,n) -Ladungsaustauschreaktionen¹⁴³) erfolgreich getestet. Die Volumenintegrale ihrer Zentral- und Tensor-komponenten stimmen ziemlich gut (innerhalb von 10 %) mit denen der häufig benutzten M3Y-Kraft¹²⁵) überein. Wir verwenden hier die EH- anstelle der M3Y-Kraft, weil erstere eine Gaußförmige Radialabhängigkeit besitzt, welche die an sich komplizierten numerischen Rechnungen für das mikroskopische optische Potential sehr vereinfacht.

Für die intermediären Zustände Ψ_N in Gl. (3.4) verwenden wir die RPA-Wellenfunktionen von Krewald und Speth¹³²). Wir schließen alle energetisch offenen Zwischenzustände in unseren Rechnungen ein, d.h. alle inelastischen natürlichen und unnatürlichen Paritätszustände sowie auch alle entsprechenden La-

dungsaustauschzustände. In einem doppelt magischen Kern wie ^{40}Ca sind die meisten energetisch niedrigliegenden Zustände von natürlicher Parität, während die unnatürlichen Paritätszustände erst bei höheren Anregungsenergien (~ 10 MeV) erscheinen. Deshalb geht ein großer Teil der Absorption auf die natürlichen Paritätszustände zurück, insbesondere auf die niedrigliegenden 3^- - und 5^- -Zustände. Bei einer Einschußenergie von 30 MeV werden jedoch auch die Dipolriesenresonanz, die isoskalare Quadrupolriesenresonanz und ein größerer Teil der $3\hbar\omega$ Hexadekapol- (3^-) -Stärke angeregt, die alle wesentlich zur Absorption beitragen. Im Gegensatz zu diesen natürlichen Paritätszuständen besitzen die Zustände mit unnatürlicher Parität weniger Kollektivität und tragen deshalb weniger zur Absorption bei.

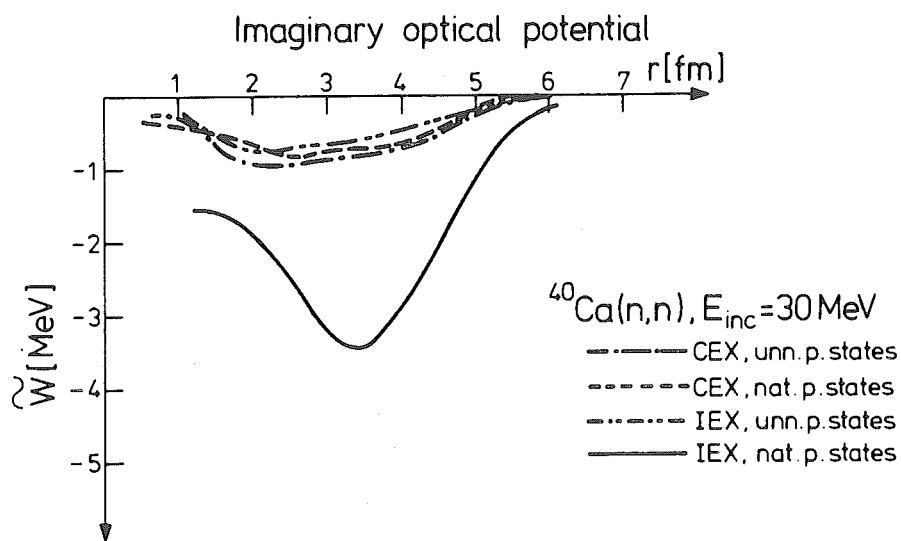


Abb. 6: Beiträge zum imaginären optischen Potential von verschiedenen Klassen von intermediären Zuständen. Diese sind die unelastischen natürlichen und unnatürlichen Paritätszustände (IEX) und die entsprechenden Ladungsaustauschzustände (CEX).

In Abb. 6 zeigen wir die verschiedenen Beiträge zum Imaginärteil des optischen Potentials für $^{40}\text{Ca}(n,n)$, die von den verschiedenen Klassen von intermediären Zuständen produziert werden. Es ist zunächst etwas überraschend, daß Ladungsaustausch einen so großen Beitrag zur Absorption liefert. Dies ist darauf zu-

rückzuführen, daß die Ladungsaustauschzustände, die in der (n,p)-Reaktion angeregt werden, um die Coulombenergiedifferenz der Kerne (Z,N) und (Z-1,N+1) energetisch nach unten verschoben sind. Außerdem ist das Projektilmatrixelement bei Ladungsaustausch um einen Faktor 2 größer als bei unelastischer Streuung.

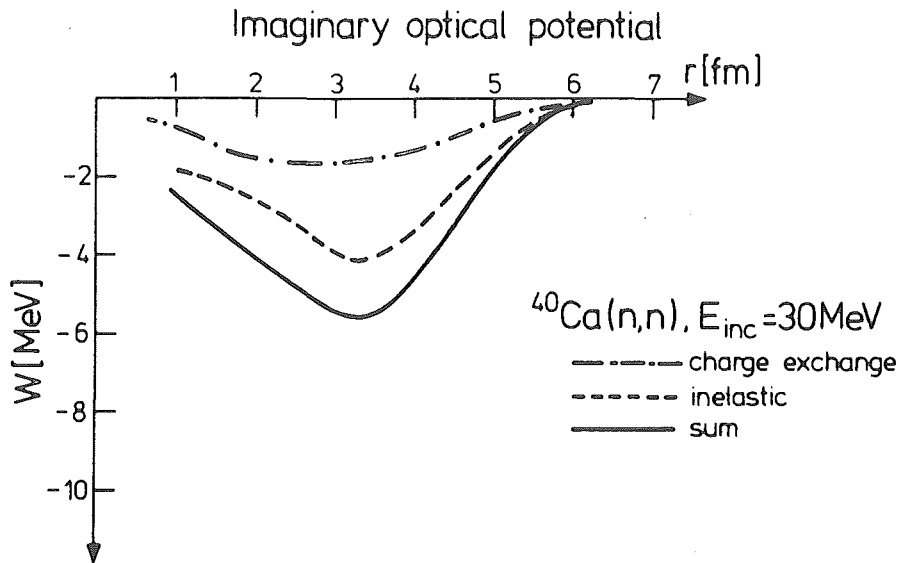


Abb. 7: Beiträge zum imaginären optischen Potential von allen unelastischen Kanälen und von allen Ladungsaustauschkanälen.

In Abb. 7 zeigen wir die Summe der Beiträge von Ladungsaustausch und die von inelastischer Streuung getrennt. Wir finden, daß nahezu 30 % der Gesamtabsorption an der Kernoberfläche auf Ladungsaustauschkanäle zurückgeht.

Wie wir bereits in § 3.2 diskutiert haben, müssen wir die RPA-Ergebnisse um die Beiträge korrigieren, die von der Anregung der ungestörten TL-Doorway-Zustände herrühren, weil wir diese sonst doppelt zählen. Dieser TL-Doorway-Beitrag stellt auch gleichzeitig das Ergebnis dar, das man mit ungestörten, intermediären TL-Zuständen erhalten würde, d.h. unter Vernachlässigung von kollektiven Effekten. Wie man aus Abb. 8 sieht, ist die TL-Korrektur ziemlich klein. Dies bedeutet, daß eine Berechnung des imaginären optischen Potentials

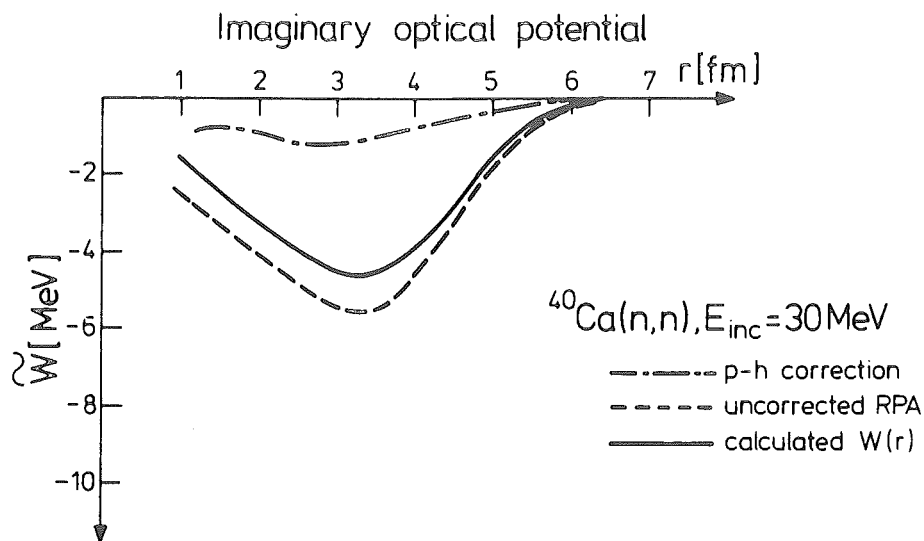


Abb. 8: Effekt der Doppelzählungskorrektur (ph) für den Imaginärteil des optischen Potentials. Dieser wird durch die kurz-lang-gestrichelte Kurve dargestellt. Die Doppelzählungskorrektur ist auch gleichzeitig das Ergebnis für das imaginäre optische Potential, wenn anstatt der intermediären RPA- ungestörte TL-Wellenfunktionen benutzt werden.

mit reinen TL-intermediären Zuständen die Absorption stark unterschätzen würde. Deshalb ist ein großer Teil der Absorption auf kollektive Effekte des Kerns zurückzuführen. Da kollektive Zustände Übergangsdichten besitzen, die besonders groß an der Kernoberfläche sind, erzeugen sie auch gerade an der Kernoberfläche eine starke Absorption und sind deshalb hauptsächlich für die experimentell beobachtete Oberflächenabsorption der optischen Potentiale bei niedrigen Einschubenergien ($E < 50 \text{ MeV}$) verantwortlich. Dieser Effekt ist auch in Abb. 6 deutlich zu sehen, wo nur die inelastischen natürlichen Paritätszustände starke Oberflächenabsorption aufweisen. Diese Klasse von Zuständen besitzt auch die stärksten kollektiven Zustände.

In den Abb. 9 und 10 vergleichen wir das berechnete, mikroskopische Potential für $30 \text{ MeV } ^{40}\text{Ca}(n,n)$ -Streuung mit verschiedenen phänomenologischen Potentialen¹⁴⁴⁻¹⁴⁶⁾ und mit dem berechneten Potential von N. Vinh Mau²⁸⁾. Unser berechnetes Potential ist oberflächenabsorbierend, aber der Oberflächenpeak ist

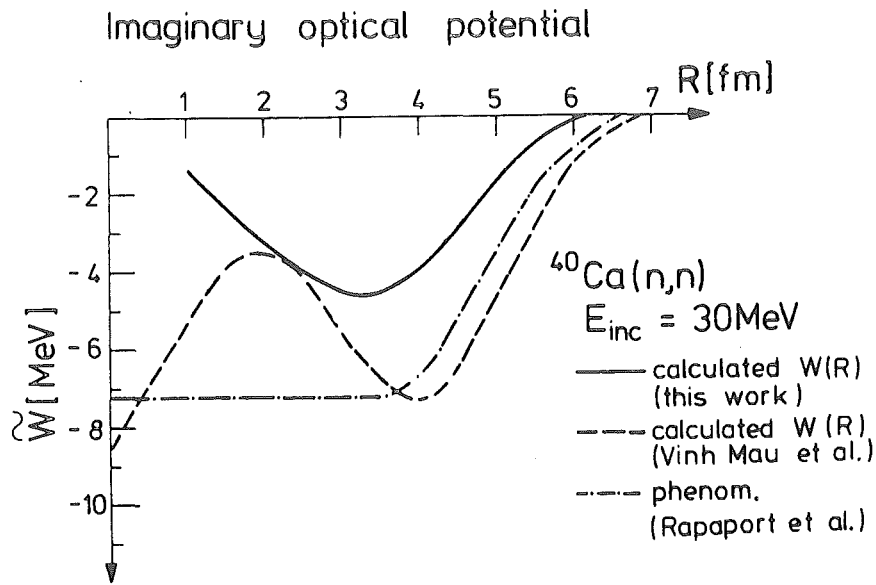


Abb. 9: Vergleich des berechneten Potentials mit einer ähnlichen Rechnung von Vinh Mau²⁸⁾ und einem phänomenologischen Potential¹⁴⁴⁾ bei 30 MeV Einschubenergie.

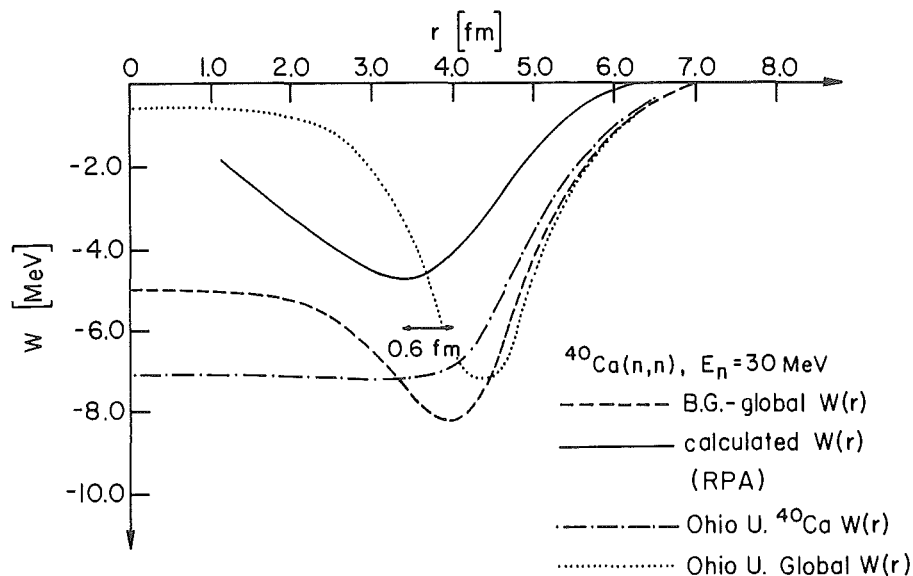


Abb. 10: Vergleich von unserem berechneten Potential mit den phänomenologischen Potentialen von Becchetti-Greenlees¹⁴⁴⁾ und der Ohio Universität^{145,146)}.

im Vergleich zu den phänomenologischen Potentialen um 0.6 fm zum Kerninnern hin verschoben. Außerdem hat es eine um 2 MeV geringere Tiefe als die phänomenologischen Potentiale. Die Unterschätzung in der Tiefe ist vielleicht nicht

so überraschend, da wir nur die energetisch offenen, inelastischen Kanäle als Zwischenzustände einschließen, aber keine Rearrangement-Kanäle, die einen additiven Beitrag zur Absorption liefern würden. Ein Vergleich zwischen unserer Rechnung und der von Vinh Mau²⁸⁾ zeigt, daß unser Potential zu weit im Kerninnern absorbiert und auch eine geringere Tiefe aufweist. Um diese Unterschiede zu verstehen, bedarf es der Erwägung folgender Punkte:

(i) Wir benutzen in unseren Rechnungen die Übergangsdichten von Krewald und Speth¹³²⁾, während Vinh Mau²⁸⁾ jene von Gillet und Sanderson¹⁴⁷⁾ verwendet. Ein Vergleich der RPA-Übergangsdichten für den niedrigliegenden kollektiven 3^- -Zustand zeigt nun, daß die Gillet-Sanderson-Übergangsdichte ihr Maximum bei einem größeren Radius als die von Ref. 132 erreicht. Die Differenz beträgt etwa 0.3 fm.

(ii) Die unterschiedliche Tiefe der beiden Potentiale ist jedoch schwieriger zu verstehen. Die RPA-Rechnungen von Krewald und Speth sind in einem wesentlich größeren Modellraum (nahezu alle $3\hbar\omega$ Anregungen waren eingeschlossen) durchgeführt worden als die von Gillet und Sanderson. Deshalb schließen die RPA-Rechnungen der ersteren Autoren auch einen größeren Teil der totalen Multipolübergangsstärke bezüglich der Operatoren $r^L Y_L$ ein als die von Gillet und Sanderson. Folglich sollte unser Potential stärker absorbierend sein als das von N. Vinh Mau, was aber nicht der Fall ist. Es gibt jedoch noch einen weiteren wichtigen Unterschied zwischen den beiden Potentialrechnungen, und zwar wurden in beiden Rechnungen unterschiedliche effektive PTWW benutzt. In unseren Rechnungen benutzen wir die EH-Kraft, welche im Mittel die experimentellen inelastischen Streuquerschnitte zu den niedrigliegenden kollektiven Zuständen reproduziert. Dies haben wir geprüft, indem wir mikroskopische, antisymmetrisierte DWBA-Rechnungen für diese Zustände mit den RPA-Wellenfunktionen von

Ref. 132 durchgeführt haben. Dadurch haben wir die effektive PTWW sozusagen an der inelastischen Streuung geeicht, bevor wir sie in der Potentialrechnung verwendet haben. N. Vinh Mau²⁷⁻³⁰⁾ hingegen benutzt die Reichstein-Tang-Wechselwirkung¹⁴⁸⁾, die um einen Faktor 1.5 größere inelastische Streuquerschnitte liefert als die EH-Kraft. Deshalb würden wir auch ein um 50 % tieferes imaginäres optisches Potential erhalten, wenn wir diese Wechselwirkung benutzen würden. Diese würde jedoch auch zu große inelastische Streuquerschnitte liefern. Offensichtlich ist die effektive PTWW nicht eindeutig bestimmt und muß irgendwo, z.B. an der inelastischen Streuung, geeicht werden, bevor sie in den Rechnungen für das optische Potential benutzt werden kann.

Wir haben schon erwähnt, daß unser berechnetes Potential für $^{40}\text{Ca}(n,n)$ seine maximale Potentialtiefe etwas innerhalb des Kerns erreicht. Es gibt verschiedene mögliche Erklärungen für diese Verschiebung der Absorption zu kleineren Radien hin. Eine erste Möglichkeit ist die, daß die EH-Kraft keine Dichteabhängigkeit besitzt. Eine dichteabhängige effektive PTWW hat die Tendenz, die Absorption nach größeren Radien hin zu verschieben. Um dies zu testen, haben wir die EH-Kraft "künstlich" dichteabhängig gemacht. Dazu haben wir die dichteabhängigen Singulett- und Triplettfaktoren von Green's Paper¹⁴⁹⁾ genommen, die dort zusammen mit der Kallio-Kolltveit-Kraft¹⁵⁰⁾ benutzt wurden, und haben mit diesen Faktoren die Singulett- und Triplettzentralanteile der EH-Kraft multipliziert. Wie Abb. 11 zeigt, vergrößert diese spezielle Dichteabhängigkeit die Absorption an der Kernoberfläche wesentlich und verschiebt die Peakposition um 0.4 fm zum Kernrand hin.

Eine zweite Möglichkeit ist die, daß die RPA-Übergangsdichten zu den kollektiven intermediären Zuständen in ^{40}Ca nicht die richtige Oberflächenform haben. Dann wird auch das absorptive Potential diese Eigenschaft besitzen, weil es

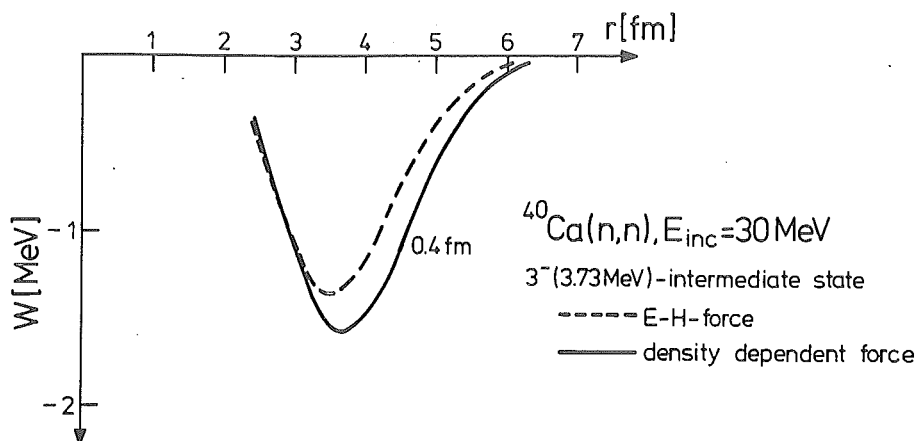


Abb. 11: Effekt einer dichteabhängigen effektiven PTWW auf die Form des imaginären optischen Potentials. Nur der kollektive 3^- -Zustand wurde als Zwischenzustand in dieser Testrechnung berücksichtigt.

hauptsächlich die kollektiven Zustände sind, die die Form des imaginären Potentials bei niedrigen Einschubenergien, $E < 50 \text{ MeV}$, bestimmen. Um diese Fragen zu klären, haben wir das mikroskopische, imaginäre optische Potential $W_N = \text{Im}(U_N)$ (s. Gl. (3.22)) für die elastische Protonstreuung von ^{208}Pb berechnet. Wir haben ^{208}Pb gewählt, weil die Übergangsdichten zu vielen kollektiven Zuständen in ^{208}Pb mit Hilfe der inelastischen Elektronenstreuung¹³⁵⁾ gemessen worden sind. Weiterhin erzielen die RPA-Rechnungen von Speth und Mitarbeitern¹³³⁾ die besten Ergebnisse für diesen Kern und beschreiben Anregungsenergien, $B(E\lambda)$ -Werte und Übergangsdichten vieler niedrig- und hochliegender kollektiver Zustände quantitativ. Deshalb dürfen wir annehmen, daß im Falle von ^{208}Pb die Kernstruktureingaben in unsere mikroskopischen Potentialrechnungen bekannt sind, und konsequenterweise können wir entscheiden, ob die Verschiebung von \tilde{W} in ^{40}Ca zu kleineren Radien hin ein echter physikalischer Effekt ist oder ob sie einfach auf einen Defekt in den RPA-Übergangsdichten zurückzuführen ist.

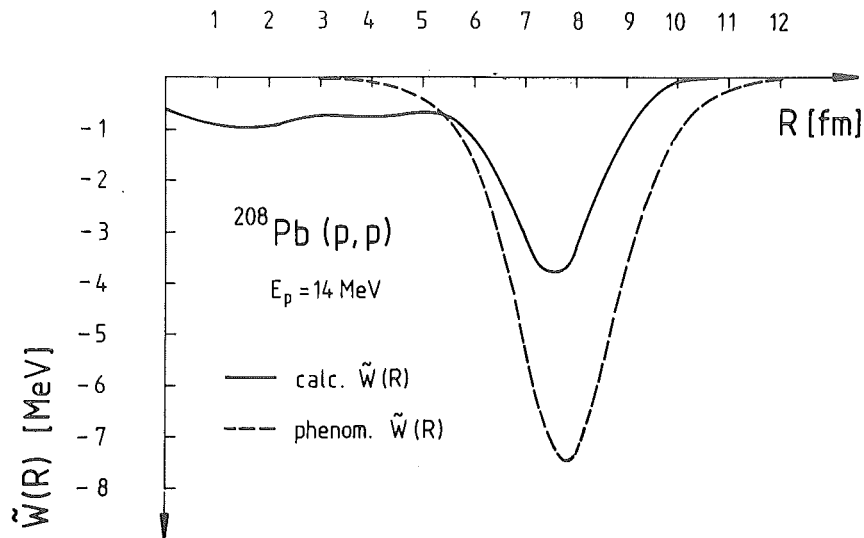


Abb. 12: Vergleich des berechneten mikroskopischen imaginären Potentials für $^{208}\text{Pb}(p,p)$ mit dem phänomenologischen Potential von Ref. 151.

In Abb. 12 vergleichen wir das berechnete, äquivalent lokale Potential für $^{208}\text{Pb}(p,p)$ mit dem phänomenologischen Potential von Ref. 151. Das berechnete Potential ist oberflächenabsorbierend und, im Gegensatz zu $^{40}\text{Ca}(n,n)$, erscheint die Peakposition des Potentials nun im Falle von $^{208}\text{Pb}(p,p)$ nahezu an der richtigen Stelle. Das mikroskopische Potential \tilde{W} besitzt die größte Absorption beim Radius $r = 7.6 \text{ fm}$ in guter Übereinstimmung mit dem phänomenologischen Potential, dessen größte Tiefe bei $r = 7.8 \text{ fm}$ vorliegt. Die Verschiebung in der Peakposition um 0.2 fm ist viel kleiner als im Falle der $^{40}\text{Ca}(n,n)$ -Streuung (0.6 fm , s. Fig. 9). Diese kleine Diskrepanz von 0.2 fm kann leicht mit der Vernachlässigung der Dichteabhängigkeit in der PTWW erklärt werden. Das Resultat für $^{208}\text{Pb}(p,p)$ zeigt deutlich, daß gute Strukturwellenfunktionen zur Beschreibung der intermediären Zustände benötigt werden, um die phänomenologischen Potentiale richtig beschreiben zu können. Das Volumenintegral pro Nukleon J_W des mikroskopischen Potentials beträgt für ^{208}Pb 33 MeV fm^3 und das des phänomenologischen Potentials 73 MeV fm^3 . Das Volumen-

integral/Nukleon von \tilde{W} ist also um einen Faktor ~ 2 kleiner als das des phänomenologischen Potentials. Diesen Faktor "2" haben wir auch schon beim Studium der mikroskopischen Potentiale für $^{40}\text{Ca}(p,p)$ - und $^{40}\text{Ca}(n,n)$ -Streuung gefunden^{32,33,35}).

3.5.2 Das absorptive Isevektorpotential W_1

Vom mikroskopischen Standpunkt aus wird das Isevektorpotential W_1 in $N \neq Z$ -Kernen durch inelastische Übergänge der Überschußneutronen (Protonen) in den letzten besetzten Schalen erzeugt. Abgesehen von Isospinfaktoren ist das Potential W_1 identisch mit dem Imaginärteil des Ladungsaustauschübergangspotentials zwischen dem Targetgrundzustand und seinem isobaren Analogzustand (IAS)⁺. Deshalb wählen wir diesen Übergang, um das Potential W_1 mikroskopisch zu bestimmen. Es gibt vier Typen von intermediären Teilchen-Loch-Anregungen, welche in 2. Ordnung zur Anregung des IAS beitragen können. Diese involvieren intermediäre unelastische oder Ladungsaustauschanregungen, wobei im 2. Schritt entweder das intermediäre Teilchen oder das intermediäre Loch gestreut wird (s. Abb. 13). Die Summe der Beiträge dieser Diagramme ergibt dann in 2. Ordnung einen Ladungsaustauschoperator, der proportional zu $U_1 = V_1 + iW_1$ ist.

Für den isoskalaren Anteil W_0 des imaginären optischen Potentials spielt die Kollektivität in den intermediären, inelastischen Übergängen eine zentrale Rolle. Die attraktive TL-Restwechselwirkung verschiebt die isoskalare Stärke zu niedrigen Anregungsenergien hin, verstärkt dadurch die Absorption in unelastische Kanäle und vergrößert in dieser Weise das imaginäre optische Poten-

⁺ Der isobare Analogzustand (IAS) wird auch häufig mit isobarer Analogresonanz bezeichnet (IAR).

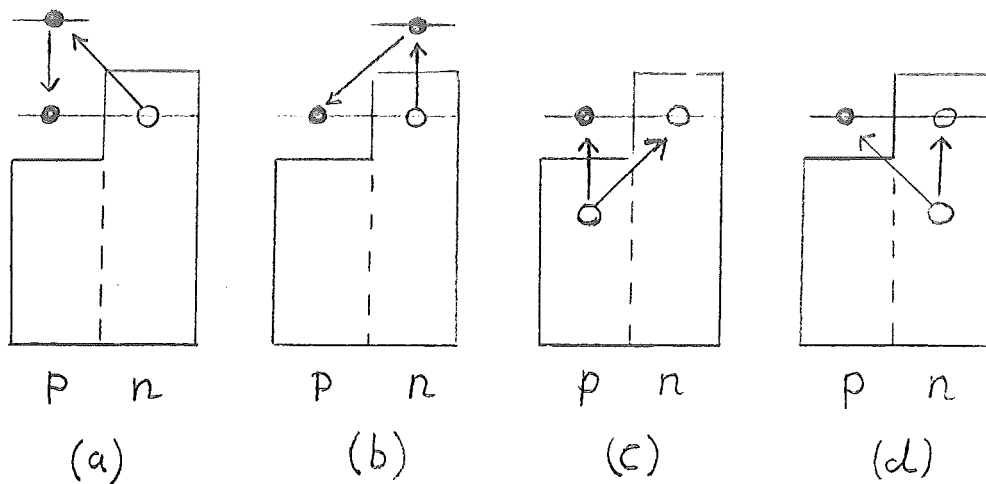


Abb. 13: Teilchen(a,b)- und Loch(c,d)-Streuprozesse, die in 2. Ordnung Störungstheorie zum imaginären W_1 -Potential beitragen.

tial. Die starken isoskalaren, kollektiven Zustände besitzen jedoch keine großen Ladungsaustauschmatrixelemente mit dem IAS-Zustand. Die Zustände, die stark mit dem IAS koppeln, sind die Isevektorzustände, die jedoch energetisch nach oben verschoben sind und deshalb dahin tendieren, die Absorption eher zu verkleinern als zu vergrößern. Aus diesem Grund haben wir entschieden, das W_1 -Potential mit reinen, ungestörten TL-Zuständen zu berechnen, wohl wissend, daß wir mit dieser Näherung nicht sehr viel an Ladungsaustauschübergangsstärke verlieren. Das angeregte Teilchen (s. Abb. 13) wird entweder in gebundene Zustände oder ins Kontinuum gestreut, welches wir exakt behandeln.

In Abb. 14 zeigen wir das berechnete imaginäre Potential W_1 zusammen mit einer separaten Rechnung für den Beitrag zu W_1 , der vom intermediären Deuteronkanal herkommt. Da die Formation eines intermediären Deuterons auch einer Projektil-plus TL-Targetanregung entspricht, ist dieser Kanal nichtorthogonal zu den intermediären unelastischen und Ladungsaustauschkanälen. Wir haben deshalb die Beiträge, die von diesen beiden Typen von Doorway-Zuständen herkommen, nicht addiert, aber zeigen sie beide, um eine Abschätzung für die Stärke dieses ei-

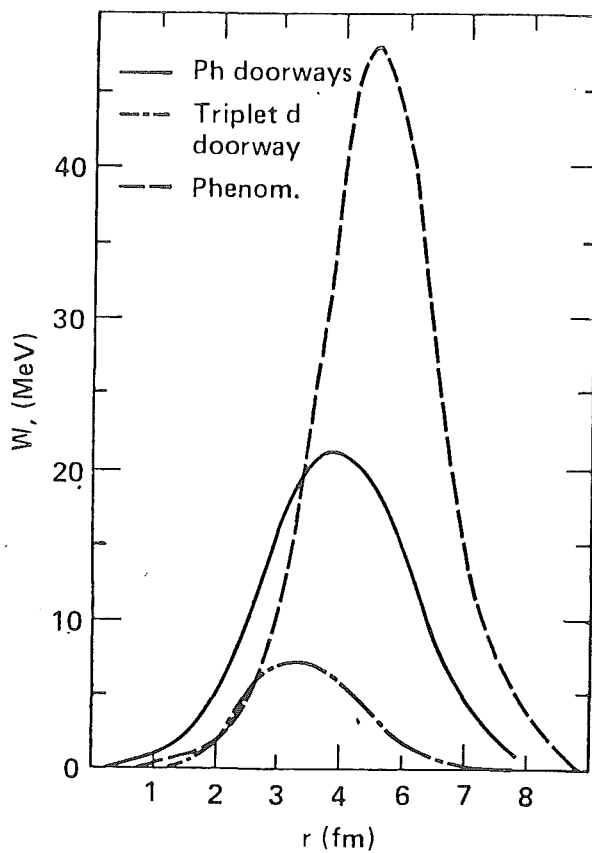


Abb. 14: Vergleich des berechneten imaginären Isektorpotentials W_1 für ^{48}Ca mit dem phänomenologischen W_1 -Potential von Becchetti-Greenlees¹⁴⁴⁾. Auch der Beitrag des intermediären Deuteronkanals zu W_1 wird gezeigt.

nen intermediären Deuteronkanals zu geben. Wegen der Doppelzählung stellt die Summe der Beiträge vom Deuteronkanal und den anderen TL-Doorways eine obere Grenze für die Absorption dar, die man von beiden Doorway-Typen gemeinsam erwarten kann. In Abb. 14 zeigen wir auch das phänomenologische W_1 -Potential von Becchetti und Greenlees (BG)¹⁴⁴⁾. Das Volumenintegral des BG-Potentials ist mehr als doppelt so groß wie das des berechneten Potentials.

3.5.3 Die Coulombkorrektur ΔW_C

Die Coulombkorrektur wird üblicherweise nur am Realteil des optischen Potentials vorgenommen¹⁵²⁾. Sie trägt der Tatsache Rechnung, daß bei gleicher asymptotischer Einschubenergie die kinetischen Energien von Proton und Neutron am Kern aufgrund der Coulombkraft verschieden sind. Deshalb wählt man zur Beschreibung der Protonstreuung das reelle Potential $V_N(E-E_C)$ bei der Energie $E-E_C$, wobei E_C die mittlere Coulombenergie im Kernbereich und E die asymptotische Einschubenergie ist. Die Energie $E-E_C$ ist dann die mittlere kinetische Energie des Protons am Kern. Der Vergleich mit dem Experiment zeigt, daß das Potential $V_N(E-E_C)$ die Daten tatsächlich besser beschreibt als $V_N(E)$.

Neulich hat man festgestellt, daß eine Coulombkorrektur auch für den Imaginärteil des optischen Potentials gemacht werden muß. Diese Erkenntnis resultierte einerseits aus einem Vergleich von empirischen optischen Potentialen für Protonen und Neutronen¹⁴⁰⁾, andererseits aber auch aus mikroskopischen Rechnungen für das imaginäre optische Potential^{33,153)}. Sowohl die Kernmaterienäherung¹⁵³⁾ als auch die Kernstrukturnäherung³³⁾ zum optischen Potential fordern diese Korrektur. In der ersteren der beiden Näherungen entsteht die Coulombkorrektur durch die Abhängigkeit des imaginären Potentials für Kernmaterie von der Fermienergie, die für Protonen und Neutronen wegen des Coulombhintergrundpotentials verschieden ist¹⁵³⁾. In der zweiten Näherung ist der Coulombeffekt direkt mit der unterschiedlichen Absorption verknüpft, die Protonen und Neutronen bei der Streuung vom endlichen Kern erfahren³³⁾. Dabei scheint die Kernstrukturnäherung geradezu ideal zu sein, um alle Coulombeffekte genau zu studieren, denn diese werden in allen Phasen der Rechnung ziemlich realistisch eingeschlossen.

Im Falle der Nukleonstreuung von ^{40}Ca verschwindet der Parameter $\epsilon = (N-Z)/A$ in Gl. (3.22), d.h. es gilt:

$$U_p = U_0(E, r) + \Delta U_C(E, r) \quad (3.24a)$$

$$U_n = U_0(E, r) \quad (3.24b)$$

Die Coulombkorrektur erhält man dann durch Bildung der Differenz $\Delta U_C = U_p - U_n$. Im wesentlichen gibt es zwei wichtige Coulombeffekte³³⁾. Der erste geht auf die Anregung von intermediären Ladungsaustauschzuständen zurück. Dazu betrachten wir einen selbstkonjugierten Kern wie ^{40}Ca , bei dem die Zustände des Isospin- $T=1$ -Multipletts sowohl durch die $^{40}\text{Ca}(p, n)^{40}\text{Sc}$ - als auch durch die $^{40}\text{Ca}(n, p)^{40}\text{K}$ -Reaktion angeregt werden können. Die Zustände in ^{40}K sind jedoch, verglichen mit ihren Doppeltanalogzuständen in ^{40}Sc , um die zweifache Coulombenergie E_C energetisch nach oben verschoben. Während deshalb bei gleicher Einschussenergie E viele Ladungsaustauschzustände in der (n, p) -Reaktion energetisch offen sind und Fluß vom elastischen Kanal wegtragen, sind viele ihrer Doppeltanalogzustände in der (p, n) -Reaktion energetisch geschlossen und tragen deshalb nicht zur Absorption bei. Dieser Effekt des Ausschlusses von intermediären Zuständen als absorbierende Kanäle in der Protonstreuung wird in der Neutronstreuung teilweise dadurch kompensiert, daß bei den (n, p) , (p, n) -Prozessen ein Coulombpropagator auftritt, der effektiv einige von den energetisch hochliegenden Zuständen ausschließt.

Der zweite Coulombeffekt resultiert aus der intermediären Green-Funktion, die wegen des Coulombpotentials für Protonen und Neutronen verschieden ist. In der Kernmaterienäherung schließt das repulsive, konstante Coulombhintergrundpotential viele energetisch hochliegende, intermediäre Zustände, die in der Neutronstreuung zur Absorption beitragen, von der Absorption für Protonen aus,

weil das Coulombpotential die kinetische Energie der Protonen relativ zu der der Neutronen erniedrigt. Bei der Streuung von einem endlichen Kern tritt dieser Ausschlußeffekt dagegen in dieser drastischen Form nicht auf, weil hier das Coulombpotential für $r \rightarrow \infty$ gegen Null strebt. Nur bei endlichen Abständen können hochliegende intermediäre Zustände effektiv ausgeschlossen sein. Trotzdem könnte man meinen, daß wegen dieses Ausschlußeffektes der Imaginärteil für Protonen kleiner wäre als der für Neutronen. Das Gegenteil ist jedoch der Fall, denn der Ausschluß von Zuständen im Fall der Protonstreuung wird durch einen größeren Protonpropagator für die zur Absorption beitragenden Zustände kompensiert. Der Protonpropagator ist größer als der Neutronpropagator, weil sich das Proton in dem repulsiven Coulombpotential langsamer bewegt als das Neutron. In der WKB-Näherung findet diese Eigenschaft ihren Ausdruck in dem Faktor $(k(x))^{-1/2}$ in der Wellenfunktion, wobei k die lokale Wellenzahl bedeutet. Dieser Effekt ist so groß, daß, gäbe es nicht den Ladungsaustauscheffekt, die Absorption für Protonen immer größer wäre als die für Neutronen.

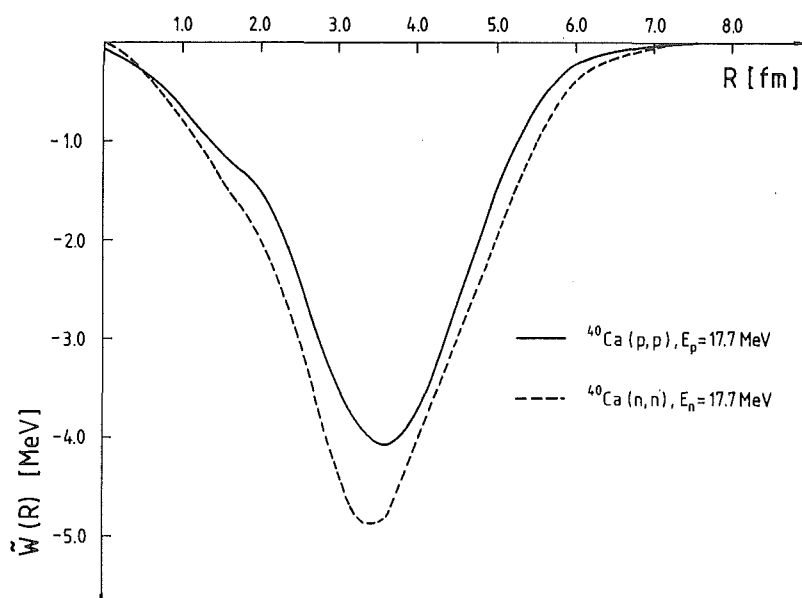


Abb. 15: Äquivalent lokale imaginäre Neutron- und Protonpotentiale für $^{40}\text{Ca}(n,n)$ - und $^{40}\text{Ca}(p,p)$ -Streuung bei 17.7 MeV Einschußenergie.

In Abb. 15 zeigen wir die berechneten äquivalent lokalen imaginären optischen Potentiale für $^{40}\text{Ca}(n,n)$ und $^{40}\text{Ca}(p,p)$ bei einer Einschußenergie von 17.7 MeV. Die berechneten Potentiale zeigen Oberflächenabsorption. Die maximale Absorption tritt etwas innerhalb vom Kern auf und die Potentialtiefen sind etwas kleiner als die von phänomenologischen Potentialen. Weil die Radialformen der beiden Potentiale verschieden sind, wählen wir wie Rapaport¹⁴⁰⁾ die Volumenintegrale als das Maß, um die Potentiale zu vergleichen. Von Tabelle 1 sehen wir, daß das Volumenintegral des imaginären Neutronpotentials bei $E = 17.7$ MeV größer ist als das für Protonen mit derselben Einschußenergie. Es ist jedoch kleiner als das für 25 MeV Protonen, welche an der Kernoberfläche im Mittel etwa die gleiche kinetische Energie besitzen wie 17.7 MeV Neutronen. Wenn nun das Argument der gleichen mittleren kinetischen Energie am Kernort, das bei der Coulombkorrektur für den Realteil des optischen Potentials angewandt wurde¹⁵²⁾, auch für den Imaginärteil gelten sollte, müßten die berechneten Potentiale für 17.7 MeV Neutronen und 25 MeV Protonen gleiche Absorption aufweisen. Von unseren Rechnungen sieht man, daß diese Vorschrift zwar in die richtige Richtung zielt, daß aber 17.7 Neutronen doch eine geringere Absorption erfahren als 25 MeV Protonen. Bei genauerer Untersuchung stellt man fest, daß dieser Unterschied in der Absorption in unseren Rechnungen auf die starke 2^+ -Quadrupolriesenresonanz bei 19.6 MeV Anregungsenergie¹²⁹⁾ zurückgeht, die zur Absorption der Protonen ($E = 25$ MeV) beiträgt, aber nicht zur Absorption der Neutronen ($E = 17.7$ MeV). Die Tatsache, daß die Protonen in ^{40}Ca eine mittlere Coulombenergie von $(25-17.7)$ MeV haben, ist offensichtlich irrelevant für ihre Fähigkeit, diese Resonanz anzuregen. Die Übereinstimmung zwischen den berechneten und empirisch bestimmten Verhältnissen der Volumenintegrale in Tabelle 1 ist ziemlich gut.

Projektil	E (MeV)	J/A (MeV fm ³)	J _n /J _p ^a	J _n /J _p ^b
n	17.7	56.32		
p	17.7	45.38	1.24	1.26
p	25.0	65.92	0.85	

^a = diese Arbeit; ^b = Ref. 140.

Tabelle 1: Volumenintegrale/A von verschiedenen berechneten mikroskopischen Potentialen \tilde{W} . In Spalte 4 und 5 sind Verhältnisse zwischen berechneten bzw. experimentell bestimmten Proton- und Neutronvolumenintegralen aufgeführt.

3.5.4 Elastische Streuquerschnittsrechnungen von den mikroskopischen, nichtlokalen Potentialen

Die berechneten mikroskopischen Potentiale $W(\vec{r}, \vec{r}')$ sind nichtlokal. In § 3.4.4 haben wir die nichtlokalen Potentiale in "äquivalent" lokale Potentiale \tilde{W} umgeformt. Wir haben dann diese äquivalent lokalen Potentiale mit den phänomenologischen Potentialen verglichen und Unterschiede und Ähnlichkeiten zwischen beiden diskutiert. Ein weiterer wichtiger Test für die Qualität der mikroskopischen nichtlokalen Potentiale besteht darin, daß man sie direkt in den elastischen Streuquerschnittsrechnungen benutzt. Dazu haben wir ein Programm entwickelt³⁵⁾, das das Potentialstreuproblem auch für nichtlokale Potentiale lösen kann. Mit diesem Programm haben wir elastische Streuquerschnittsrechnungen für die mikroskopischen, nichtlokalen und äquivalent lokalen Potentiale durchgeführt. Das benutzte nichtlokale Potential hat die Form

$$V_{\ell}(r, r') = [V_f(r) + V_C(r)] \delta^3(\vec{r} - \vec{r}') + iW_{\ell}^{(2)}(r, r') \quad (3.25)$$

wobei V_f das reelle Faltungspotential, V_C das Coulombpotential und $W_\ell^{(2)}(r,r')$ das 2. Ordnung mikroskopische, nichtlokale, imaginäre optische Potential für die Partialwelle ℓ ist. Das äquivalent lokale Potential hat die Form

$$V(R) = V_f(R) + V_C(R) + \tilde{W}(R) \quad (3.26)$$

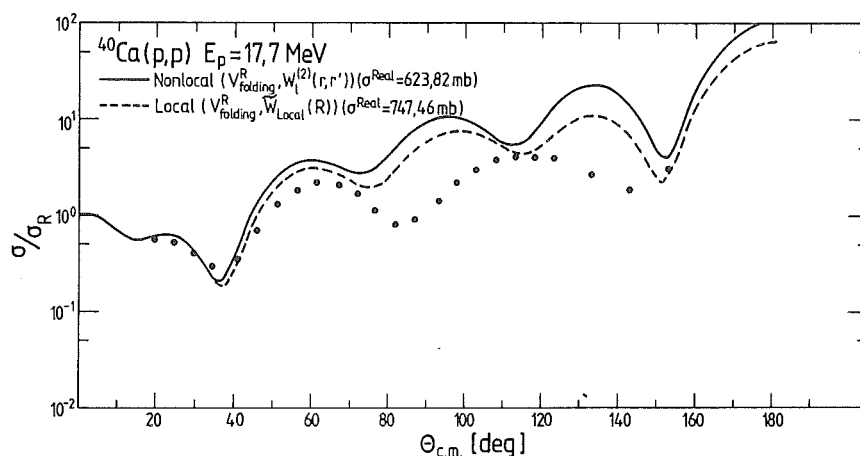


Abb. 16: Vergleich von berechneten $^{40}\text{Ca}(p,p)$ differentiellen Streuquerschnitten bei $E = 17.7$ MeV mit den experimentellen Daten von Ref. 153. Die durchgezogene Kurve ist die exakte nichtlokale Rechnung und die gestrichelte Kurve eine Rechnung mit dem äquivalent lokalen imaginären Potential.

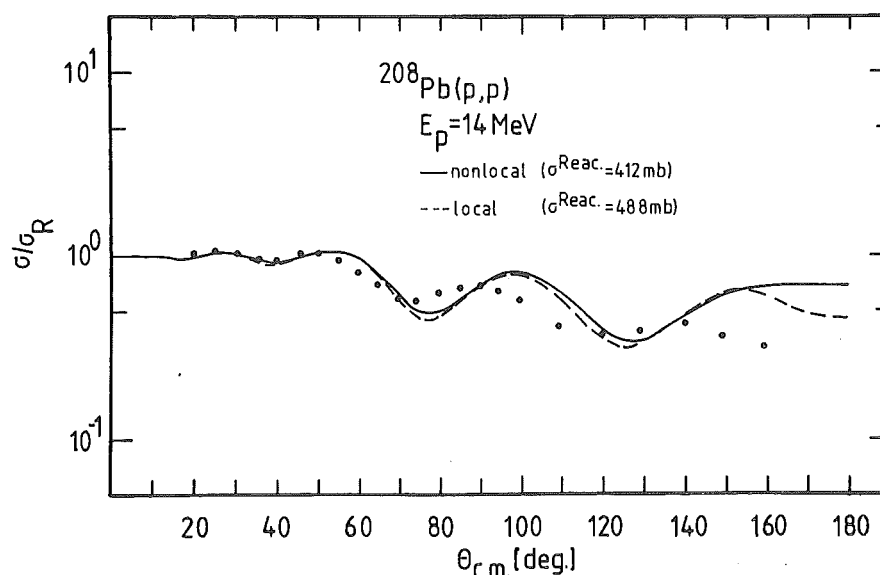


Abb. 17: Vergleich des berechneten $^{208}\text{Pb}(p,p)$ differentiellen Streuquerschnitts bei $E = 14$ MeV mit den experimentellen Daten von Ref. 151. Die durchgezogene Kurve ist die exakte nichtlokale Rechnung und die gestrichelte Kurve eine Rechnung mit dem äquivalent lokalen imaginären Potential.

wobei $\tilde{W}(R)$ äquivalent lokal zu dem nichtlokalen Potential $W(\vec{r}, \vec{r}')$ ist. Die Resultate, die wir mit diesen Potentialen erhalten haben, werden in Abb. 16 mit gemessenen elastischen Streudaten für $^{40}\text{Ca}(p,p)$ (¹⁵⁴) und in Abb. 17 für $^{208}\text{Pb}(p,p)$ (¹⁵¹) verglichen. Die Rechnungen für $^{40}\text{Ca}(p,p)$ stimmen bis zum Winkel $\theta = 60^\circ$ gut mit den Daten überein, aber bei größeren Streuwinkeln sind die berechneten Streuquerschnitte zu hoch, was auf zu geringe Absorption zurückzuführen ist. Obwohl das allgemeine Verhalten der beiden Winkelverteilungen, berechnet mit den nichtlokalen und den äquivalent lokalen Potentialen, ziemlich ähnlich ist, gibt es Unterschiede bis zu 100 % bei großen Streuwinkeln. Diese Abweichungen spiegeln die Ungenauigkeit der lokalen Näherung wider. Der Reaktionsstreuquerschnitt der nichtlokalen Rechnung beträgt 624 mb und der der lokalen Rechnung 748 mb. Ein ähnliches Resultat wurde für $^{208}\text{Pb}(p,p)$ (s. Abb. 17) erhalten. Obwohl die beiden berechneten Winkelverteilungen in diesem Fall sehr ähnlich sind, existieren Unterschiede im Reaktionsstreuquerschnitt bis zu 20 %. Dies deutet wiederum auf mangelnde Genauigkeit in der Lokalapproximation

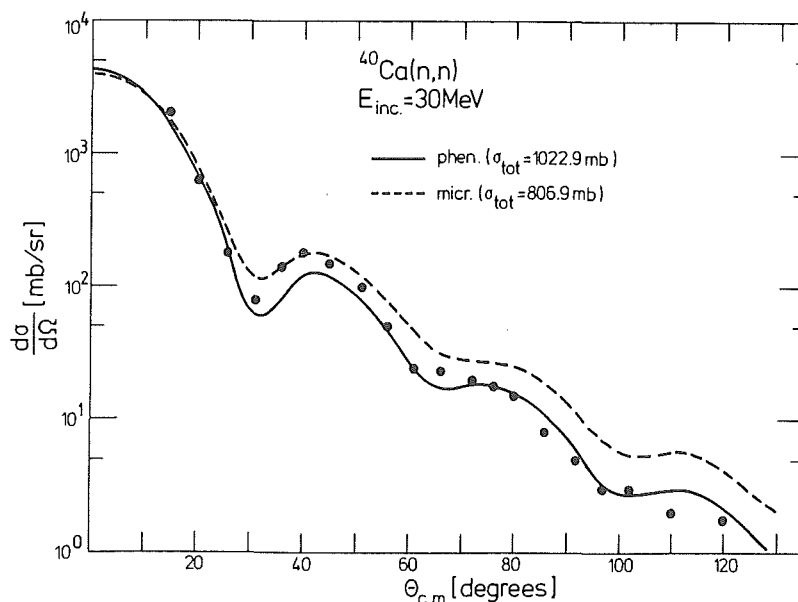


Abb. 18: Vergleich des berechneten $^{40}\text{Ca}(n,n)$ differentiellen Streuquerschnitts bei $E = 30$ MeV mit den experimentellen Daten von Ref. 155. Die gestrichelte Kurve ist eine Rechnung mit dem mikroskopischen, äquivalent lokalen imaginären Potential und die durchgezogene Kurve eine Rechnung mit dem phänomenologischen Potential von Ref. 144.

hin. Für Neutronstreuung bei höherer Einschubenergie (30 MeV) scheint die Übereinstimmung zwischen mikroskopischer Streuquerschnittsrechnung und gemessenen Daten¹⁵⁵⁾ etwas besser zu werden, wie man Abb. 18 entnehmen kann. Dort wird der mit dem äquivalent lokalen, mikroskopischen Potential \tilde{W} berechnete Streuquerschnitt mit den Daten von Ref. 155 und mit einer Rechnung, durchgeführt mit einem phänomenologischen Potential¹⁴³⁾, verglichen. Auch hier erzeugt das mikroskopische Potential \tilde{W} zu wenig Absorption, doch das Ergebnis ist insgesamt ermutigend.

3.5.5 Der imaginäre inelastische Übergangsfaktor

Es ist seit langem bekannt¹⁵⁶⁻¹⁵⁸⁾, daß ein komplexer Übergangsfaktor benötigt wird, um die unelastische Streuung zu kollektiven Kernzuständen gut zu beschreiben. Im kollektiven Modell¹⁵⁹⁾ erhält man den unelastischen Übergangsfaktor als Ableitung des optischen Potentials

$$F(\vec{r}) = -\beta_L R \frac{d}{dr} [V(r) + iW(r)] Y_{LM} \quad (3.27)$$

wobei $\beta_L R$ die Deformationslänge des Potentials ist. Dieser Formfaktor ist in natürlicher Weise komplex. In mikroskopischen Modellen^{129,157)} berechnet man den Formfaktor normalerweise störungstheoretisch durch Faltung der beteiligten Kernzustände mit der PTWW

$$F(\vec{r}) = \langle \Psi_f | \sum_{n=1}^A V(\vec{r}, \vec{r}_n) | \Psi_i \rangle \quad (3.28)$$

welches einen reellen Formfaktor ergibt, wenn V reell ist. Jedoch die Daten tendieren dahin, besser mit Gl. (3.27) als mit Gl. (3.28) übereinzustimmen, so daß häufig ein Hybridmodell^{157,158)} benutzt wird, in dem der Realteil des Formfaktors vom mikroskopischen Modell und der Imaginärteil vom makroskopischen Modell genommen wird.

Den ersten Beitrag zum Imaginärteil des mikroskopischen Formfaktors erhält man in 2. Ordnung Störungstheorie (s. auch Gl. (3.9)):

$$\text{Im } F(\vec{r}, \vec{r}') = \text{Im} \sum_N \langle \psi_f | V | \psi_N \rangle G_N(\vec{r}, \vec{r}') \langle \psi_N | V | \psi_i \rangle \quad (3.29)$$

Der Imaginärteil der Green-Funktion $G_N(\vec{r}, \vec{r}')$ ist immer negativ. Da bei elastischer Streuung der Anfangszustand ψ_i gleich dem Endzustand ψ_f ist, erscheint in Gl. (3.29) ein Absolutquadrat des Matrixelementes $|\langle \psi_N | V | \psi_i \rangle|^2$, so daß alle Terme der Summe konstruktiv addieren. Bei der unelastischen Streuung müssen die verschiedenen Terme nicht immer das gleiche Vorzeichen haben, sondern dieses könnte sogar "zufällig" und die Summe daher destruktiv sein. Andererseits zeigt der Erfolg des kollektiven Modells jedoch, daß auch bei unelastischer Streuung ein ziemlich großer Imaginärteil zu erwarten ist. Tatsächlich gibt das kollektive Modell einen imaginären Formfaktor, der über die Deformationslänge βR direkt mit dem reellen Formfaktor in Beziehung steht.

In Ref. 160 wurde bewiesen, daß die Interferenz zwischen den einzelnen Termen von Gl. (3.29) in der Tat teilweise destruktiv ist, jedoch nicht in einer zufälligen, sondern in einer systematischen Weise. Der Beweis dafür basiert auf folgenden zwei Annahmen:

(i) Die Anfangs- und Endkernzustände ψ_i und ψ_f unterscheiden sich nur durch eine Überlagerung von TL-Anregungen

$$|\psi_f\rangle = \sum_{j,i} A_{ji} a_j^+ a_i |\psi_i\rangle \quad (3.30)$$

wobei a_j^+ ein Teilchen im Zustand j erzeugt und a_i ein Teilchen im Zustand i vernichtet. Gl. (3.30) gilt für Tamm-Dancoff (TDA)- und RPA-kollektive Zustände sowie auch für einfache Einteilchenübergänge.

(ii) Die intermediären Zustände ψ_N sind ebenfalls mit dem Anfangs- und Endzustand durch eine Linearkombination von 1T1L-Übergängen verbunden.

Beide Annahmen sind in unserem Fall der Anregung des isobaren Analogzustands in der $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}(0^+, E_x = 6.68 \text{ MeV})$ -Reaktion perfekt erfüllt. In diesem Fall ist der imaginäre Formfaktor $\text{Im } F(\vec{r}, \vec{r}')$ von Gl. (3.29) identisch mit dem Potential $W_1(\vec{r}, \vec{r}')$ aus Gl. (3.23). Wir haben bereits in § 3.5.2 gesehen, daß das berechnete mikroskopische Potential \tilde{W}_1 in der Tat eine ähnliche Radialabhängigkeit wie das phänomenologische W_1 -Potential besitzt, wie es in Ref. 160 vorausgesagt wurde.

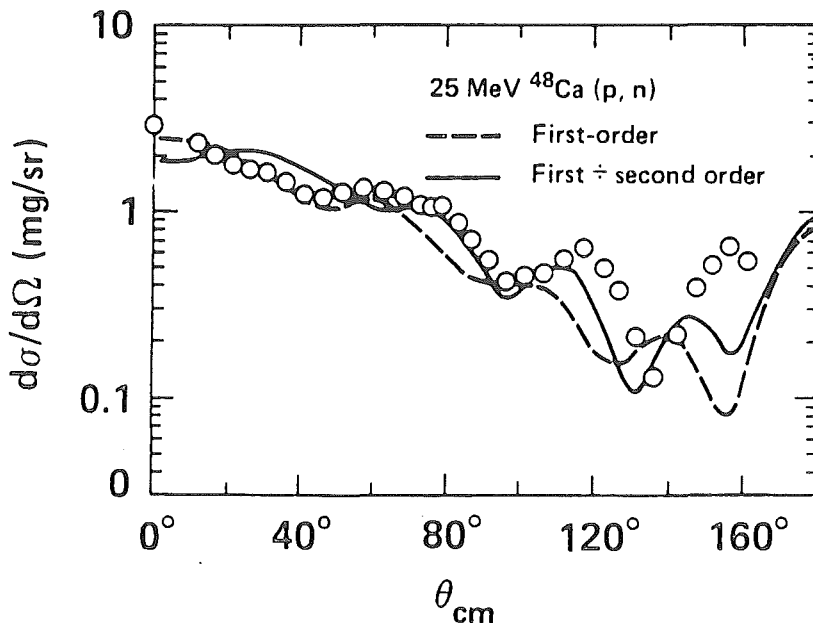


Abb. 19: Winkelverteilungen für die $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}(0^+, E_x = 6.68 \text{ MeV})$ -Reaktion bei 25 MeV Einschubenergie. Die Daten wurden von Ref. 161 genommen. Die gestrichelte Kurve ist eine mikroskopische, antisymmetrische DWBA-Rechnung 1. Ordnung und die durchgezogene Kurve eine mikroskopische, antisymmetrische 1. und 2. Ordnung DWBA-Rechnung, die das nichtlokale imaginäre Übergangspotential $W_1(\vec{r}, \vec{r}')$ einschließt.

In Abb. 19 zeigen wir Winkelverteilungen für die $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}(0^+, E_x = 6.68 \text{ MeV})$ -Reaktion bei 25 MeV Einschußenergie. Zwei verschiedene, berechnete Winkelverteilungen werden mit den Daten¹⁶¹⁾ verglichen. Die gestrichelte Kurve ist das Ergebnis einer mikroskopischen, antisymmetrischen DWBA-Rechnung 1. Ordnung, wobei die EH-Wechselwirkung¹³⁷⁾ als effektive PTWW benutzt wurde, und die durchgezogene Kurve ist eine völlig antisymmetrische DWBA-Rechnung 2. Ordnung, die das nichtlokale imaginäre Übergangspotential $W_1(\vec{r}, \vec{r}')$ einschließt. Wie man aus Abb. 19 sieht, gibt die vollständige Rechnung 2. Ordnung bei größeren Streuwinkeln eine bessere Beschreibung der Daten als die 1. Ordnung DWBA. Wir möchten hier jedoch nicht so sehr die Übereinstimmung mit dem Experiment betonen, sondern die Tatsache, daß die unelastischen Formfaktoren auch in mikroskopischen Modellen einen ziemlich großen Imaginärteil besitzen, wie er auch vom kollektiven Modell gefordert wird.

4. "Mikroskopische" Beschreibung der inelastischen Nukleon-Kernstreuung und der Ladungsaustauschreaktionen

4.1 Die antisymmetrisierte DWBA-Übergangsamplitude

Mit dem Wort "mikroskopisch" bezeichnen wir hier den Versuch, den unelastischen Streuprozeß so weit wie möglich auf die Bewegung individueller Nukleonen und ihrer Wechselwirkungen zurückzuführen. Dies ist eigentlich nur dann möglich, wenn der Reaktionsmechanismus nach einem direkten Einstufenprozeß abläuft. In diesem Falle können wir das CC-System aus Gl. (2.19) auf folgende zwei Gleichungen reduzieren:

$$\{T_{\alpha} + U_{\alpha} + \epsilon_{\alpha} - E\} \chi_{\alpha}^{(+)} = 0 \quad (4.1a)$$

$$\{T_{\beta} + U_{\beta} + \epsilon_{\beta} - E\} \chi_{\beta} = -(\Psi_{\beta} | \sum_{i=1}^A V(0,i) | \Psi_{\alpha}) \chi_{\alpha}^{(+)} \quad (4.1b)$$

Dies ist die sog. DWBA-Näherung^{162,163}) zur unelastischen Streuung in der Quelltermformulierung. Die Kopplung zwischen dem Eingangskanal α und dem Ausgangskanal β wird nur in 1. Ordnung behandelt. Lösen wir Gl. (4.1b) nach χ_{β} auf

$$\chi_{\beta} = -G_{\beta}^{(+)} (\Psi_{\beta} | \sum_i V(0,i) | \Psi_{\alpha}) \chi_{\alpha}^{(+)} \quad (4.2)$$

und beachten wir, daß der Green's-Operator

$$G_{\beta}^{(+)} = (T_{\beta} + U_{\beta} + \epsilon_{\beta} - E)^{-1} \quad (4.3)$$

sich im Ortsraum asymptotisch wie

$$G_{\beta}^{(+)}(\vec{r}_0, \vec{r}'_0) \underset{r_0 \rightarrow \infty}{\rightarrow} \frac{\mu_{\beta}}{2\pi h^2} \frac{\exp[i(k_{\beta} r_0 - n_{\beta} \ln(2k_{\beta} r_0))]}{r_0} \chi_{\beta}^{(-)*}(\vec{k}_{\beta}, \vec{r}'_0) \quad (4.4)$$

verhält, so erhalten wir unter gleichzeitiger Berücksichtigung der Gl. (4.1a) und (4.1b) die DWBA-Übergangsamplitude $T_{\alpha \rightarrow \beta}^D$ in bekannter Integraldarstellung:

$$T_{\alpha \rightarrow \beta}^D = \int d^3\vec{r}_0 \chi_{\beta}^{(-)*}(\vec{k}_{\beta}, \vec{r}_0) (\Psi_{\beta} | \sum_i V(0,i) | \Psi_{\alpha}) \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_0) . \quad (4.5)$$

Die "distorted waves" $\chi_{\alpha}^{(+)}$ und $\chi_{\beta}^{(-)*}$ sind die homogenen Lösungen der Gl. (4.1a) und (4.1b) mit den optischen Potentialen U_{α} bzw. U_{β} . Die optischen Potentiale können in mikroskopischer Form vorliegen. Meistens jedoch werden sie durch phänomenologische, komplexe Woods-Saxon-Potentiale parametrisiert, deren Parameter so angepaßt sind, daß sie die elastische Streuung reproduzieren.

Die Übergangsamplitude $T_{\alpha\beta}^D$ beschreibt nur den direkten (D) Streuprozess. Führen wir nun die Antisymmetrisierung zwischen Projektil- und Targetnucleonen explizit ein, so müssen wir zu $T_{\alpha\beta}^D$ noch die Austauschamplitude $T_{\alpha\beta}^E$ addieren. Dann ist die totale antisymmetrisierte DWBA-Übergangsamplitude gegeben durch

$$T_{\alpha\beta} = T_{\alpha\beta}^D + T_{\alpha\beta}^E \quad (4.6)$$

wobei $T_{\alpha\beta}^E$ in expliziter Form geschrieben werden kann als^{119,129)}

$$T_{\alpha\beta}^A = \int d^3\vec{r}_0 \int d^3\vec{r}'_0 \chi_{\beta}^{(-)*}(\vec{k}_{\beta}, \vec{r}'_0) (\Psi_{\beta} | \sum_i V^E(0,i) | \Psi_{\alpha}) \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_0) . \quad (4.7)$$

In Gl. (4.7) ist $V^E(0,i)$ das in Gl. (3.7c) und (3.7d) definierte nichtlokale Austauschpotential.

Unter mikroskopischer Beschreibung verstehen wir nun, daß bei der Berechnung der Matrixelemente bezüglich der inneren Wellenfunktionen Ψ_{α} und Ψ_{β} in Gl. (4.5) und (4.7) mikroskopische Kernwellenfunktionen verwendet werden. Dies können etwa Schalenmodell- oder RPA-Wellenfunktionen sein. Außerdem benötigt man eine mikroskopische PTWW $V(0,i)$. Diese kann von phänomenologischer Natur sein und aus einer Summe von Yukawa- oder Gaußkräften bestehen, deren Parameter an unelastische Streudaten zu bekannten Kernzuständen angepaßt werden. Die PTWW kann aber auch eine realistische t-Matrix sein, die entweder aus der freien NN-Streuung abgeleitet oder auf mikroskopischer Basis durch Lösung der Bethe-Goldstone-Gleichung mit einer realistischen NNWW gewonnen wird.

Der Notation Tamuras¹⁶⁴⁾ folgend, schreiben wir für das direkte und das Austauschmatrixelement bezüglich der inneren Wellenfunktionen $|\Psi_{\alpha}\rangle \equiv |I_A M_A s_a m_a\rangle$ und $|\Psi_{\beta}\rangle \equiv |I_B M_B s_b m_b\rangle$ in den Gl. (4.5) und (4.7):

$$\begin{aligned}
 & \langle I_B^{M_B} s_b^{m_b} | V^D + V^E | I_A^{M_A} s_a^{m_a} \rangle \quad (4.9) \\
 & = \sum_{j\ell s} (-)^{I_A - M_A + s_b - m_b + s + m_s + \ell - m_\ell} (I_A^{M_A} I_B^{-M_B} | j m_j) \times (s_a^{m_a} s_b^{-m_b} | s m_s) (j m_j s m_s | \ell - m_\ell) \\
 & \times \{ F_{j\ell s}^D(r_0) i^\ell Y_{\ell - m_\ell} + \sum_{\ell_a \ell_b} F_{\ell_a \ell_b}^{j\ell s}(r_0, r'_0) [i^{\ell_a} Y_{\ell_a}(r_0) i^{\ell_b} Y_{\ell_b}(r'_0)]_{\ell - m_\ell} \}
 \end{aligned}$$

wobei der lokale, direkte Formfaktor $F_{j\ell s}^D$ und der nichtlokale Austauschformfaktor wie in Gl. (3.12a) bzw. Gl. (3.12b) berechnet werden. Ein Rechenprogramm "FROST" wurde entwickelt, das den direkten und den Austauschformfaktor von Gl. (4.9) berechnet. Dieses Programm wird dann mit dem DWBA-Code MARS von Tamura und Low¹⁶⁶⁾ gekoppelt, um den differentiellen Streuquerschnitt aus Gl. (2.28) zu berechnen.

4.2 Das Energiefenster

Damit wir vom gemessenen unelastischen Streuquerschnitt Kernstrukturinformationen extrahieren können, müssen wir den Reaktionsmechanismus und die effektive PTWW kennen. Die PTWW ist im allgemeinen recht kompliziert. Sie ist eine Funktion der Einschußenergie E , der Targetdichte ρ , sie ist nichtlokal und komplex. Im Prinzip sollte sie durch die Bruecknersche NN-t-Matrix, Gl. (2.33), genähert werden. Die explizite Berechnung der t-Matrix für einen endlichen Kern ist jedoch sehr schwierig und bisher noch nicht durchgeführt worden. t-Matrixrechnungen¹⁸⁻²¹⁾ existieren aber für Kernmaterie. Von diesen kann mit Hilfe der lokalen Dichtenäherung eine t-Matrix für endliche Kerne konstruiert werden. Es sollte jedoch betont werden, daß diese sog. realistischen Wechselwirkungen noch immer Näherungen sind und daß ihre Darstellungen als effektive

Wechselwirkungen nicht eindeutig sind. In einem Übersichtsartikel hat Mahaux¹⁷⁾ abgeschätzt, daß die Genauigkeit der Brueckner-Hartree-Fock-(BHF)-Näherung, die in diesen Rechnungen gemacht wird, nicht besser ist als 10 % und daß die Rechenverfahren, die zur Lösung der BHF-Gleichungen benutzt werden, ebenfalls einen Fehler von 5 bis 10 % involvieren. Konsequenterweise muß jede Übereinstimmung mit dem Experiment, die besser ist als diese Genauigkeit, als zufällig betrachtet werden.

Ganz unabhängig davon, welchen Ursprung die effektive PTWW hat, kann diese aufgrund von Invarianzforderungen immer in eine Summe von Zentral (C)-, Spin-Bahn (LS)- und Tensortermen (T) zerlegt werden. Da die Behandlung von Streuproblemen eine Multipolentwicklung der PTWW erfordert, ist es vorteilhaft, für diese eine lokale Darstellung zu wählen, denn dann ist die Multipolentwicklung verhältnismäßig einfach. Die Nichtlokalität des Streuproblems resultiert dann ausschließlich aus der Antisymmetrisierung zwischen Projektil- und Targetnukleonen. In diesem Zusammenhang ist es günstig, die einzelnen Wechselwirkungsterme in ihre verschiedenen Spin-Isospin-Komponenten zu zerlegen:

$$\begin{aligned}
 V(0,i) = & V_0^C(r_{0i}) + V_\sigma^C(r_{0i}) \vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_i + V_\tau(r_{0i}) \vec{\tau}_0 \cdot \vec{\tau}_i + V_{\sigma\tau}^C(r_{0i}) \vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_i \vec{\tau}_0 \cdot \vec{\tau}_i \\
 & + [V^{LS}(r_{0i}) + V_\tau^{LS}(r_{0i}) \vec{\tau}_0 \cdot \vec{\tau}_i] \vec{L}_{0i} \cdot \vec{S} \\
 & + [V^T(r_{0i}) + V_\tau^T(r_{0i}) \vec{\tau}_0 \cdot \vec{\tau}_i] S_{0i}
 \end{aligned} \tag{4.10a}$$

wobei der relative Bahndrehimpuls zwischen Projektil 0 und Targetnukleon i gegeben ist durch

$$\vec{L}_{0i} = (2\hbar)^{-1} (\vec{r}_0 - \vec{r}_i) \times (\vec{p}_0 - \vec{p}_i) \tag{4.10b}$$

und der Tensoroperator durch

$$S_{0i} = 3(\vec{\sigma}_0 \cdot \hat{r}_{0i})(\vec{\sigma}_i \cdot \hat{r}_{0i}) - \vec{\sigma}_0 \cdot \vec{\sigma}_i \quad (4.10c)$$

gegeben ist. In Gl. (4.10) bezeichnet r_{0i} den Relativabstand zwischen dem Projektil 0 und dem Targetnukleon i , und $\vec{S} = \vec{S}_0 + \vec{S}_i$ ist der Gesamtspin der beiden wechselwirkenden Nukleonen. Die explizite Darstellung der Spin(σ)- und Isospin(τ)-Freiheitsgrade der PTWW ist vorteilhaft, weil das Projektil in einer Kernreaktion nur ganz bestimmte Spin- und Isospinquantenzahlen auf den Kern überträgt. Alle Terme mit $\vec{\sigma}$, \vec{S} und S_{0i} können Spin-Umklapp-Prozesse ($S=1$) bewirken und alle Terme mit τ Ladungsaustausch ($T=1$).

Die verschiedenen Kraftkomponenten sind jeweils Funktionen der Einschußenergie E , wobei jede Kraftkomponente ihre spezifische Energieabhängigkeit besitzt. Bei niedrigen Einschußenergien ($E < 50$ MeV) wird diese im allgemeinen von vielen Effekten beeinflusst (s. § 2.3). Für praktische Zwecke kann man sich jedoch die wichtige Tatsache zunutze machen, daß mit zunehmender Einschußenergie E ($E > 100$ MeV) die effektive Wechselwirkung der freien NN-t-Matrix immer ähnlicher wird, denn Effekte, die von der spezifischen Struktur des Targets herrühren, werden mit zunehmender Einschußenergie immer unwesentlicher. Bei 200 MeV Einschußenergie ist die effektive PTWW der freien NN-t-Matrix schon recht ähnlich, so daß es für eine qualitative Diskussion der Energieabhängigkeit der einzelnen Kraftkomponenten gerechtfertigt ist, die freie NN-t-Matrix zugrunde zu legen. Die Ersetzung der effektiven PTWW durch die freie NN-t-Matrix wird auch mit Impulsnäherung¹²⁶⁾ bezeichnet. Die Attraktivität dieser Näherung liegt auf der Hand, denn die t-Matrix kann direkt aus gemessenen NN-Streuphasen konstruiert werden, ohne ein NN-Potential einführen zu müssen.

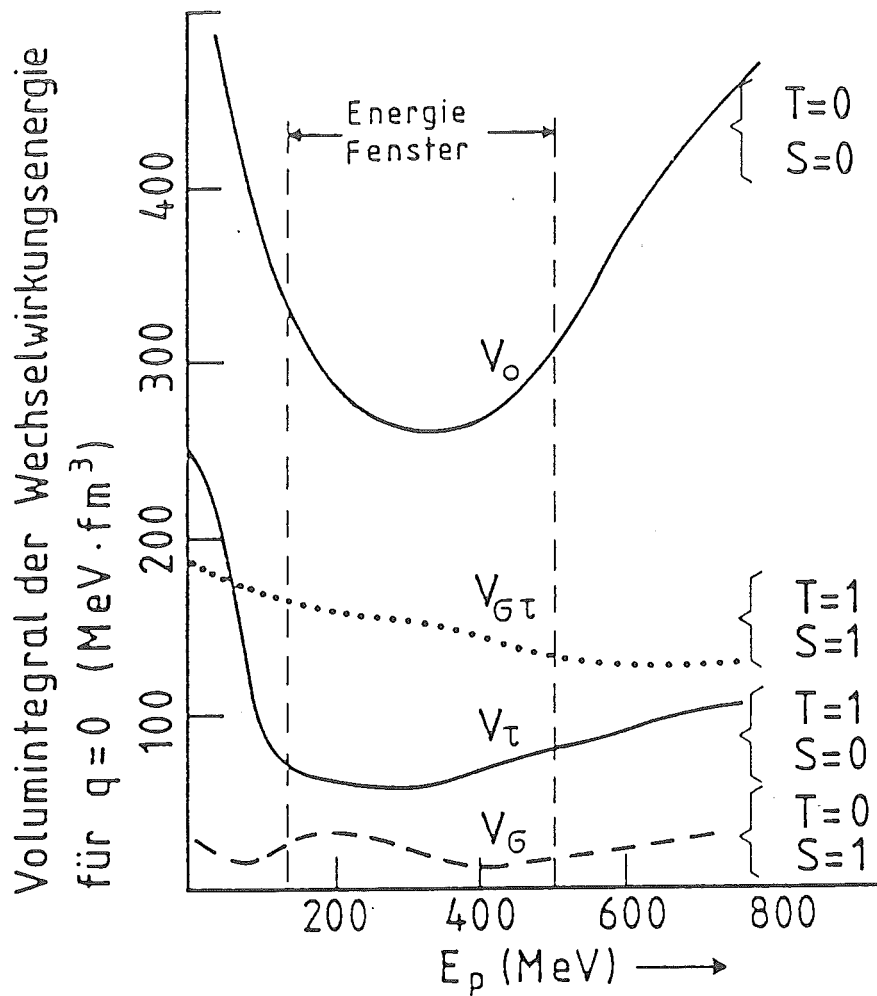


Abb. 20: Energieabhängigkeit der Volumenintegrale der Zentralkomponenten der NN-t-Matrix¹²⁷⁾.

Abb. 20 zeigt, wie die einzelnen Kraftstärken der zentralen Wechselwirkung sich in dieser Impulsnäherung mit der Einschussenergie ändern. Aufgetragen sind die Volumenintegrale, d.h. $V(q)$ beim Impulsübertrag $q=0$ gegen die Einschussenergie E . Offensichtlich dominiert der spin- und isospinunabhängige Anteil V_0 überall, er erreicht jedoch ein breites Minimum für $150 \text{ MeV} \leq E \leq 500 \text{ MeV}$. Diesen Energiebereich, in dem die PTWW besonders schwach wird, nennt man auch das Energiefenster. Die Existenz dieses Energiefensters resultiert aus der Tatsache, daß die $1S_0$ -NN-Streuphase, die bei niedrigen Energien groß und posi-

tiv ist, bei $E \sim 200$ MeV verschwindet und dann mit wachsendem E negativ wird⁴⁾. Aus der stark attraktiven Wechselwirkung im $1S_0$ -Kanal bei niedrigen Energien wird eine effektiv repulsive Kraft bei hohen Energien ($E \geq 250$ MeV). Anschaulich bedeutet dies, daß das gestreute Teilchen bei $E \sim 200$ MeV den repulsiven, kurzreichweitigen Anteil der NNWW, d.h. den "hard core", zu fühlen beginnt. Das Energiefenster ist nun besonders gut geeignet, um Kernstruktureigenschaften mit nukleoneninduzierten Reaktionen zu studieren, denn Distortioneffekte auf die einlaufende Projektilwelle und die auslaufende Ejektilwelle sind hier besonders klein. Außerdem sind aufgrund der schwachen PTWW Mehrstufenprozesse unterdrückt. Die Kernanregungsspektren für Anregungsenergien $E_x < 50$ MeV resultieren deshalb im wesentlichen aus Einteilchen-Einloch-Anregungen des Targetkerns, so daß sie unter Zuhilfenahme mikroskopischer Kernmodelle verstanden werden können⁹⁹⁻¹⁰⁵).

Aus Abb. 20 läßt sich weiter erkennen, daß im Energiefenster Spin-Isospin-Freiheitsgrade des Kerns besonders gut angeregt und studiert werden können, da die Kraftkomponente $V_{\sigma\tau}$, die Spin und Isospin ändert, hier relativ groß ist. Reaktionen, die nur den Spin oder nur den Isospin involvieren, sind hingegen in diesem Bereich stark unterdrückt, denn die Kraftkomponenten V_τ und V_σ sind im Energiefenster verhältnismäßig klein. Man hat nun die Wahl, Kernzustände mit Reaktionen ohne Isospinänderung, z.B. durch (p,p') und (n,n') (isoskalare Anregung) oder mit Isospinänderung, z.B. durch (p,p') , (p,n) oder (n,p) (isovektorielle Anregung), anzuregen. Erstere werden durch die Kraftkomponenten ohne $\vec{\tau} \cdot \vec{\tau}$ -Anteil und letztere durch die mit $\vec{\tau} \cdot \vec{\tau}$ -Anteil induziert. Durch die Wahl des Reaktionstyps und die Wahl des Energiebereichs kann man dann in sehr selektiver Weise anregen. Zum Beispiel regt man bei niedrigen Einschußenergien ($E < 80$ MeV) mit der (p,n) -Reaktion vornehmlich Isospinfreiheitsgrade des Targetkerns an, die keinen Spintransfer involvieren. Dies liegt daran, daß bei

niedrigen Einschubenergien die Kraftkomponente V_τ größer ist als $V_{\sigma\tau}$ (s. Abb. 20). Durch Vergleich der bei niedriger und hoher Einschubenergie gemessenen (p,n)-Spektren kann man dann verhältnismäßig leicht die verschiedenen isovektoriellen Kernzustände mit und ohne Spintransfer trennen. Durch Messungen von Spektren bei verschiedenen Einschubenergien hat man sozusagen die Möglichkeit, Kernspektren nach den verschiedenen Klassen von Kernzuständen zu zerlegen. Macht man auch von der Streuung zusammengesetzter Projektile wie Deuteron, ^3He - und α -Teilchen Gebrauch, so erhält man aufgrund der speziellen Auswahlregeln für diese Reaktionen zusätzliche Selektivität. Ein α -Teilchen mit $S=0, T=0$ kann z.B. nur isoskalare Nicht-Spinflip-Zustände anregen, während polarisierte Deuteronen gezielt $T=0, S=1$ -Zustände anregen.

4.3 Der Kern als Filter

Die Tatsache, daß infolge der Auswahlregeln nur bestimmte Komponenten der effektiven Wechselwirkung zu einer Reaktion beitragen, kann man benutzen, um eben diese Wechselwirkung zu testen. Voraussetzung ist, daß die Struktur der beteiligten Kernzustände genau bekannt ist, z.B. durch Untersuchungen mit inelastischer Elektronenstreuung oder mit anderen nichtheadronischen Sonden. Um die Komponente V_0 der Zentralkraft und die isospinunabhängige Komponente der Spin-Bahnkraft (V_{LS}) zu untersuchen, kann man z.B. ein Multiplett von Kernzuständen mit natürlicher Parität $I = 0^+, 2^+, 4^+, \dots, 12^+$ wählen, wie es z.B. in ^{208}Pb existiert. Da Drehimpuls I und Impulsübertrag q qualitativ nach $I \approx qR$ zusammenhängen ($R = \text{Kernradius}$), wird bei den mit kleinen Impulsüberträgen erzeugten niedrigen Spinzuständen ($0^+, 2^+, 4^+$) hauptsächlich die Zentralkraft beitragen, während für die Hochspinzustände ($I=10^+$) überwiegend die Spin-Bahn-

Kraft wirksam ist¹²⁷⁾. In ähnlicher Weise kann man die isospinabhängigen Terme V_{τ} und $V_{LS\tau}$ durch eine Ladungsaustauschreaktion vom Typ (p,n) prüfen. Die Kraftanteile $V_{\sigma\tau}$ und die Tensorkraft schließlich werden am besten an Multipletts mit unnatürlichen Paritäten ($J^{\pi} = 1^+, 3^+, 5^+, \dots$) untersucht, wobei wiederum die niedrigen Spinzustände hauptsächlich auf die Zentralkraft und die hochliegenden auf die Tensorkraft empfindlich sind. Die in der beschriebenen Weise festgelegte effektive Wechselwirkung bildet ihrerseits die Basis zur Interpretation von Kernstrukturdaten, die mit hadronischen Projektilen gewonnen werden. In den folgenden Abschnitten werden wir zeigen, daß dies in ausgezeichneter Weise funktioniert.

5. Analyse von Gamow-Teller-Resonanzen

In diesem Kapitel wollen wir die Riesenresonanzzustände, die durch Ladungsaustauschreaktionen angeregt werden, diskutieren. In einem ersten Abschnitt werden wir die experimentelle Situation darlegen, dann werden wir die Kernstruktur der beteiligten Zustände angeben und anschließend eine vollständige, mikroskopische Analyse der gesamten Vorwärtswinkelspektren für (p,n) -Reaktionen präsentieren.

5.1 Experimentelle Situation

5.1.1 Die Nullgradspektren

Die (p,n)-Experimente⁴⁸⁻⁵⁹⁾ bei intermediären Einschußenergien ($100 \text{ MeV} < E_p < 200 \text{ MeV}$) an der Indiana Cyclotron Facility (IUCF) haben zu einem größeren Durchbruch in unserem Verständnis von Spin-Isospin-Korrelationen in Atomkernen geführt. Abb. 21 zeigt 0° (p,n)-Spektren für eine Reihe von

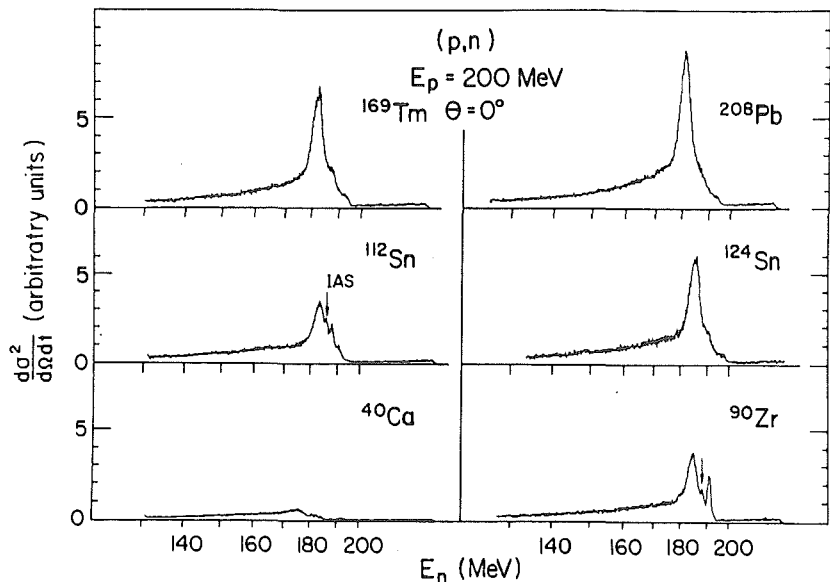


Abb. 21: Neutronflugzeitspektren für verschiedene Targetkerne bei 200 MeV Einschußenergie, gemessen an der Indiana University Cyclotron Facility (IUCF). Die Normierung der Spektren ist relativ, so daß die verschiedenen Spektren direkt miteinander verglichen werden können (von Ref. 54).

Targetkernen quer übers periodische System der Elemente bei einer Einschußenergie von 200 MeV⁵⁴⁾. Die doppelt differentiellen Streuquerschnitte sind als Funktion der Neutronenenergie im Ausgangskanal aufgetragen. Die Spektren der Kerne mit $N > Z$ werden von einem einzigen Peak dominiert. Dieser ist um so größer und stärker, je größer der Neutronenüberschuß ($N-Z$) des betreffenden Kerns ist. Man interpretiert diesen Peak als einen kollektiven 1^+ -Zustand.

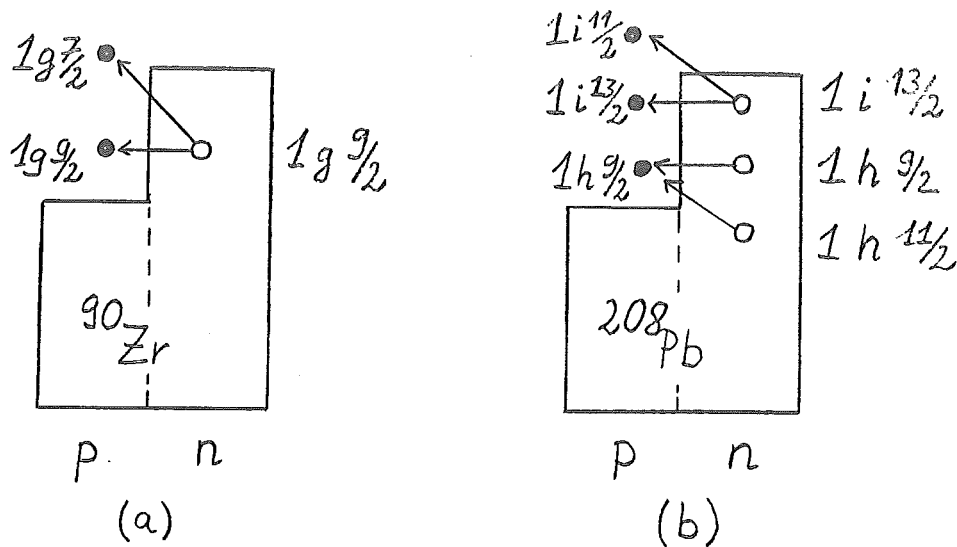


Abb. 22: Schematische Darstellung der 1T1L-Übergänge, die die GTR in ^{90}Zr (a) bzw. ^{208}Pb (b) aufbauen.

Diese sog. Gamow-Teller-Resonanz (GTR) ist eine kollektive Spin-Isospin-Schwingung, bei der die Überschussneutronen in kohärenter Weise ihre Spins und Isospins umklappen, ohne ihre Ortswellenfunktion zu ändern. Die beteiligten Einteilchenübergänge, die diese GTR aufbauen, sind für die Kerne ^{90}Zr und ^{208}Pb in Abb. 22a und b dargestellt. Zur Anregung dieser Übergänge wird der GT-Übergangoperator $\sigma\tau_{-}$ benötigt.

Daß die beobachtete Resonanz einer Spin-Isospin-Schwingung entsprechen muß, kann schon allein aus der Abhängigkeit des gemessenen Streuquerschnitts von der Einschubenergie E gefolgert werden, denn das Verhältnis zwischen Streuquerschnitten zu Spinflip- und Nicht-Spinflip-Zuständen ändert sich dramatisch, wenn die Einschubenergie über einen größeren Energiebereich variiert wird. Dies kann man aus Abb. 23 erkennen, in der 0^0 -Spektren für die $^{90}\text{Zr}(p,n)$ -Reaktion bei Einschubenergien von 120 MeV und 200 MeV miteinander verglichen werden⁵⁹⁾. Bei 120 MeV wird die bekannte 0^+ isobare Analogresonanz (IAR)^{167,168)}, die einer kollektiven Isospinschwingung der Überschussneutronen

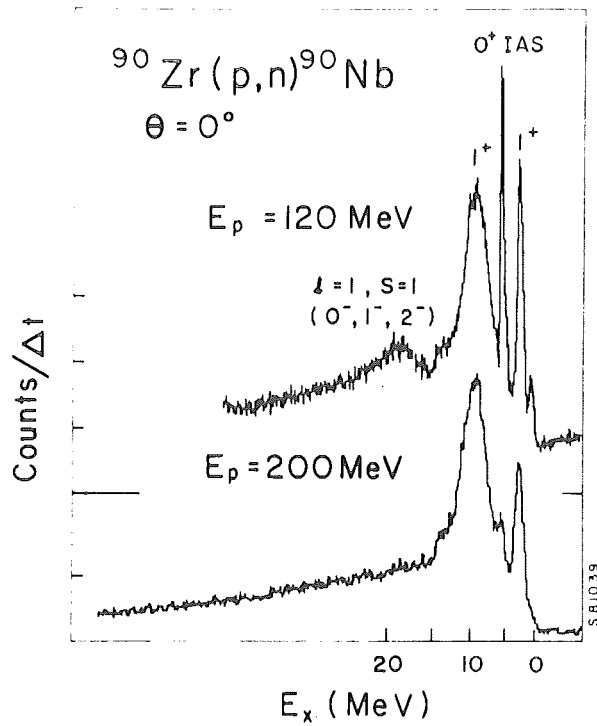


Abb. 23: Neutronflugzeitspektren für ^{90}Zr bei 120 MeV und 200 MeV Einschubenergie (von Ref. 59).

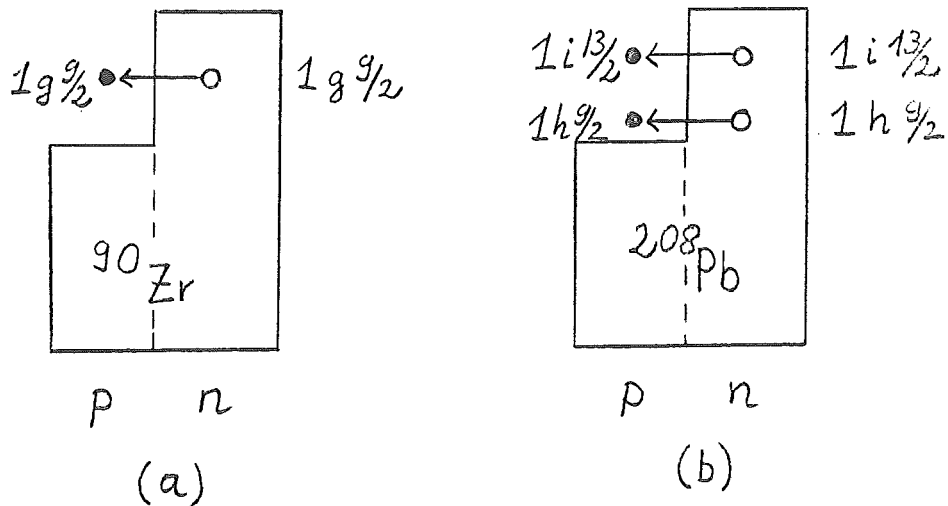


Abb. 24: Schematische Darstellung der 1T1L-Übergänge, die die IAR in ^{90}Zr (a) bzw. ^{208}Pb (b) aufbauen. Dies sind Fermiübergänge, die durch den Operator τ_- induziert werden.

ohne Beteiligung der Spinfreiheitsgrade entspricht (s. Abb. 24), noch wesentlich stärker angeregt als die GTR, aber bei 200 MeV ist es gerade umgekehrt. Hier besitzt die GTR einen weit größeren Streuquerschnitt als die IAR. Diese Änderung in der Anregungsstärke der Zustände bei verschiedenen Einschubenergien ist ein Resultat der unterschiedlichen Energieabhängigkeit der Kraftkomponenten V_τ und $V_{\sigma\tau}$, die die IAR bzw. die GTR anregen. Aus Abb. 20 sieht man, daß die Kraftstärke V_τ relativ zu $V_{\sigma\tau}$ mit wachsender Einschubenergie abnimmt. Das relative Verhältnis beträgt bei 200 MeV etwa $\left| \frac{V_{\sigma\tau}}{V_\tau} \right|^2 \approx 10$. Dieses Verhältnis spiegelt sich dann direkt in den 0^0 -(p,n)-Streuquerschnitten für die IAR und die GTR wider. Offensichtlich kann man durch geeignete Wahl der Einschubenergie bestimmte Klassen von Kernzuständen ganz selektiv anregen, wie bei 200 MeV die Spin-Isospinflip-Zustände.

Aus den 0^0 -Streuquerschnitten der IAR und der GTR kann die Energieabhängigkeit der Kopplungspotentiale V_τ und $V_{\sigma\tau}$ direkt abgeleitet werden. Dazu machen wir uns zunutze, daß sich im Grenzfall kleiner Impulsüberträge die differentiellen Streuquerschnitte für Fermi (F)- und GT-Übergänge in der Impulsnäherung schreiben lassen als⁵¹⁾

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_F (q \sim 0) = \left(\frac{\mu}{2\pi h^2} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} N_\tau |J_\tau|^2 B(F) \quad (5.1a)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{GT} (q \sim 0) = \left(\frac{\mu}{2\pi h^2} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} N_{\sigma\tau} |J_{\sigma\tau}|^2 B(GT) \quad (5.1b)$$

wobei k_i und k_f die Wellenzahlen der einlaufenden und auslaufenden Streuwellen sind und μ die reduzierte Masse ist. $N_{\sigma\tau}$ und N_τ sind Distortionsfaktoren, um die die Streuquerschnitte aufgrund der Absorption der Streuwellen im Eingangs- und Ausgangskanal gegenüber dem Born-Streuquerschnitt reduziert werden. Die Distortionsfaktoren können durch Vergleich von Streuquerschnitten, die einmal

mit ebenen und einmal mit optischen Streuwellenfunktionen berechnet werden, einfach bestimmt werden. Bei 50 MeV Einschubenergie reduzieren die Distortionsfaktoren den Born-Streuquerschnitt um einen Faktor ~ 20 , bei 200 MeV jedoch nur um einen Faktor von ~ 2 . Dies zeigt ganz deutlich, daß die Atomkerne gegenüber 200 MeV Protonenstreuung sehr transparent sind. Die Größen J_{τ} und $J_{\sigma\tau}$ in Gl. (5.1) bezeichnen die Volumenintegrale der Kraftkomponenten V_{τ} bzw. $V_{\sigma\tau}$ der effektiven PTWW, die den Fermi- bzw. Gamow-Teller-Übergang induzieren. Die B-Werte für die Kernübergänge $i \rightarrow f$ (i : = Anfangszustand, f : = Endzustand) sind definiert durch

$$B(F) = \left\langle f \left| \sum_{k=1}^A t_{-}(k) \right| i \right\rangle^2 \quad \text{Fermiübergang} \quad (5.2a)$$

$$B(GT) = \sum_{\mu} \left\langle f \left| \sum_{k=1}^A \sigma_{\mu}(k) t_{-}(k) \right| i \right\rangle^2 \quad \text{Gamow-Teller-Übergang} \quad (5.2b)$$

Die gleichen Übergangsmatrixelemente treten beim β_{-} -Zerfall auf. Die (p,n) -Reaktion kann neben den Endzuständen f , die beim β_{-} -Zerfall erreichbar sind, auch solche GT-Übergänge anregen, die beim β -Zerfall energetisch verboten sind (s. Abb. 25).

Wählt man nun einen Satz von Kernzuständen aus, deren B-Werte vom β -Zerfall her bekannt sind, und mißt man für diese Übergänge den 0^0 (p,n) -Streuquerschnitt als Funktion der Einschubenergie E , so kann man mit Hilfe von (5.1a) und (5.1b) die E -Abhängigkeit der Volumenintegrale $J_{\tau}(E)$ und $J_{\sigma\tau}(E)$ bestimmen. Dies ist von den Experimentalphysikern getan worden^{54,59-61}). Bei 200 MeV Einschubenergie finden sie die Werte $J_{\tau} = 48 \text{ MeV fm}^3$ und $J_{\sigma\tau} = 151 \text{ MeV fm}^3$, d.h. $\left| \frac{J_{\sigma\tau}}{J_{\tau}} \right|^2 \sim 10$.

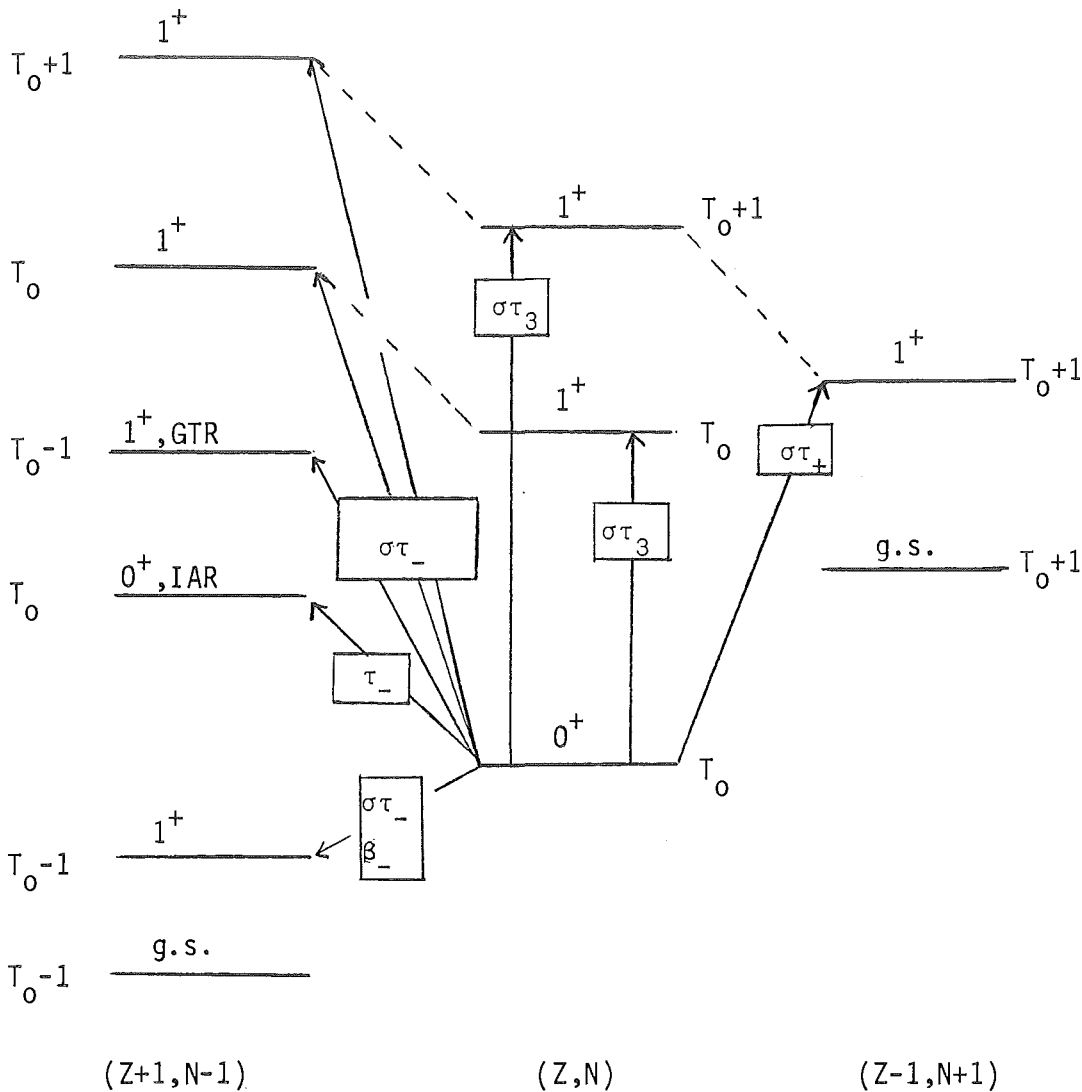


Abb. 25: GT (M1)-Anregungen in einem neutronenreichen Kern mit Isospin $|T_0, T_0\rangle$. Der Operator $\sigma\tau_3$ (bzw. die (p,p')- oder (e,e')-Reaktion) regt die 1^+ (M1)-Stärke im Kern (Z,N) an, der Operator τ_- (bzw. die (p,n)-Reaktion) die IAR und der Operator $\sigma\tau_-$ (bzw. die (p,n)-Reaktion) die GT (β_-)-Stärke im Nachbarkern (Z+1,N-1). Der Operator $\sigma\tau_+$ (bzw. die (n,p)-Reaktion) mißt die GT (β_+)-Stärke aus. Die totale GT (β_-)-Stärke verteilt sich auf Zustände mit Isospin $T_f = T_0-1$, T_0 und T_0+1 , deren relative Übergangsstärke durch das Quadrat des Clebsch-Gordan (CG)-Koeffizienten $(T_0 T_0-1 | T_f T_0-1)^2$ bestimmt wird. Für $T_f = T_0-1$ gilt: $(CG)^2 \sim 1$, für $T_f = T_0$: $(CG)^2 \sim \frac{1}{T_0}$ und für $T_f = T_0+1$: $(CG)^2 \sim \frac{1}{2T_0}$.

Die experimentelle Bestimmung der Volumenintegrale J_τ und $J_{\sigma\tau}$ durch Analyse bekannter F- und GT-Übergänge kann man auch als Normierung der (p,n)-Daten auf den β -Zerfall auffassen. Dies ist so, weil die B-Werte durch den β -Zerfall auf

modellunabhängige Weise bestimmt sind. Kennt man nun die Volumenintegrale J_{τ} und $J_{\sigma\tau}$, so kann man mit Hilfe der (p,n)-Reaktion auch die restliche Fermi- und Gamow-Teller-Stärke ausmessen und so die totalen F- und GT-Übergangsstärken bestimmen. Letztere erfüllen ganz allgemeine, modellunabhängige Summenregeln, die man von Kommutatorrelationen der Isospinoperatoren τ_{+} und τ_{-} herleiten kann⁷⁷⁾. Für Fermiübergänge gilt:

$$\begin{aligned} \langle i | [\tau_{+}, \tau_{-}] | i \rangle &= \sum_{\vec{f}} [\langle i | \tau_{+} | \vec{f} \rangle \langle \vec{f} | \tau_{-} | i \rangle - \sum_{\vec{f}'} \langle i | \tau_{-} | \vec{f}' \rangle \langle \vec{f}' | \tau_{+} | i \rangle] \\ &= \sum_{\vec{f}} B(F, i \xrightarrow{\beta_{-}} \vec{f}) - \sum_{\vec{f}'} B(F, i \xrightarrow{\beta_{+}} \vec{f}') \quad (5.3a) \\ &= S_{\beta_{-}}(F) - S_{\beta_{+}}(F) = (N-Z) \end{aligned}$$

und für Gamow-Teller-Übergänge

$$\begin{aligned} \langle i | [\sigma\tau_{+}, \sigma\tau_{-}] | i \rangle &= \sum_{\vec{f}} [\langle i | \sigma\tau_{+} | \vec{f} \rangle \langle \vec{f} | \sigma\tau_{-} | i \rangle - \sum_{\vec{f}'} \langle i | \sigma\tau_{-} | \vec{f}' \rangle \langle \vec{f}' | \sigma\tau_{+} | i \rangle] \\ &= \sum_{\vec{f}} B(GT, i \xrightarrow{\beta_{-}} \vec{f}) - \sum_{\vec{f}'} B(GT, i \xrightarrow{\beta_{+}} \vec{f}') \quad (5.3b) \\ &= S_{\beta_{-}}(GT) - S_{\beta_{+}}(GT) = 3(N-Z) \end{aligned}$$

Die Gl. (5.3a) und (5.3b) geben die Differenz zwischen der $S_{\beta_{-}}$ - und der $S_{\beta_{+}}$ -Stärke an, die ausgehend von einem Anfangszustand $|i\rangle$ durch Anregung aller Endzustände $|\vec{f}\rangle$ erzeugt werden kann. Man beachte, daß die Summenregeln weder vom Anfangs- noch von den Endzuständen abhängen. Dies bedeutet, daß sie modellunabhängig sind. Die einzige Annahme, die bei der Herleitung von (5.3a) und (5.3b) gemacht wurde, ist die, daß σ und τ_{\pm} Einkörperoperatoren sind, die nur die Spin- bzw. Isospin-Richtungen der Nukleonen ändern.

Um diese Summenregeln nun zum Vergleich mit (p,n)-Experimenten heranziehen zu können, muß man die S_{β^+} -Stärke kennen. Diese könnte mit der (n,p)-Reaktion bestimmt werden. Leider existiert bis heute noch keine technische Einrichtung, die das Studium von (n,p)-Reaktion mit 200 MeV "energiescharfen" Neutronen ermöglicht. Daher können die Summenregeln (5.3a) und (5.3b) mit guter Genauigkeit nur in schweren Targetkernen mit großem Neutronenüberschuß überprüft werden. Für diese Kerne wie z.B. ^{208}Pb ist die S_{β^+} -Stärke sehr klein, weil bei der Transformation eines Protons in ein Neutron die meisten Neutronenzustände schon besetzt sind. Im "Independent Particle"-Modell gilt tatsächlich für diese Kerne: $S_{\beta^+} = 0$. Das Vorhandensein von Grundzustandskorrelationen ermöglicht jedoch die Erzeugung von S_{β^+} -Übergangsstärke (s. Abb. 26), die nicht unbedingt groß sein muß, aber trotzdem zu $S_{\beta^+} \neq 0$ führt.

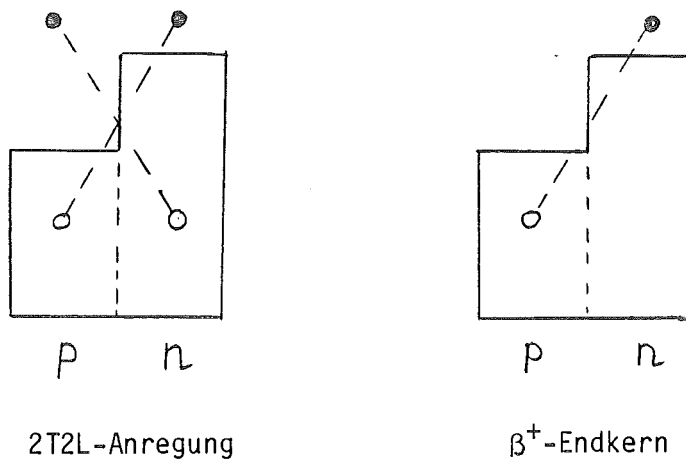


Abb. 26: $\text{GT}(\beta^+)$ -Übergänge, die in einem Kern mit großem Neutronenüberschuß aufgrund von Grundzustandskorrelationen ermöglicht werden. Die 2T2L-Konfiguration ist zu einem Spin $J^\pi = 0^+$ gekoppelt.

Nun findet man experimentell, daß die gesamte Fermi-Übergangsstärke in einem Zustand, nämlich in der IAR, konzentriert ist⁵⁹). Dieser Zustand schöpft ganz allein schon die Summenregel $S_{\beta^-}(F) = (N-Z)$ aus. Das Gegenteil scheint hingegen für die GTR der Fall zu sein. Für diese fand man experimentell, daß sie

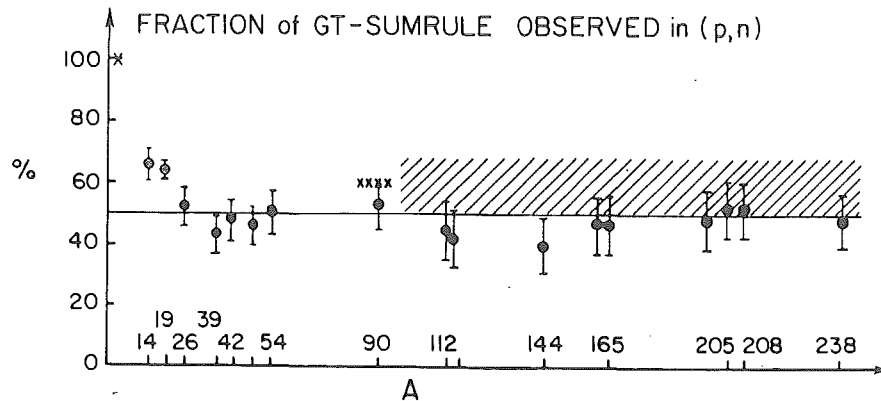


Abb. 27: Anteil der in den (p,n)-Experimenten beobachteten totalen GT-Summenregelstärke als Funktion der Massenzahl A. Bei den leichten Kernen ist die GT-Stärke häufig in einem einzigen energiescharfen Zustand konzentriert. Die schraffierte Fläche soll die Unsicherheit bei der Definition eines Untergrunds andeuten. Die Abb. wurde von Ref. 59 übernommen.

etwa nur 50 % der minimalen Summenregelstärke $S_{\beta_-} = 3(N-Z)$ ausschöpft, und zwar in allen untersuchten Kernen (s. Abb. 27). Die interessante Frage, die sich sofort stellt und die in den letzten Jahren viele Kernphysiker beschäftigt hat, ist die nach der fehlenden GT-Stärke. Teilweise hat man für dieses Fehlen der GT-Stärke innere Freiheitsgrade des Nukleons verantwortlich gemacht. Dies kommt wie folgt zustande. Die Summenregel, Gl. (5.3b), beruht auf der Annahme, daß die Nukleonen keine Substruktur besitzen. Nun bestehen die Nukleonen aber aus Gluonen und Quarks, wobei letztere Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$ und Isospin $\frac{1}{2}$ sind. Folglich kann die (p,n)-Reaktion auch einen Quark-Spin-Isospin-Übergang induzieren, wobei das Nukleon in ein Δ -Isobar ($M = 1232$ MeV, $S = 3/2$, $T = 3/2$) übergeht. Die Gamow-Teller-Stärke, die zu den $N \rightarrow \Delta$ -Übergängen gehört, ist sehr groß, denn alle Nukleonen im Kern können dazu beitragen, weil kein Pauli-Prinzip diese Anregung im Kern verbietet (s. Abb. 28). Im Gegensatz dazu können an der normalen GT-Schwingung nur die Überschußneutronen teilnehmen. Es besteht nun kein Zweifel daran, daß Δ 's im Kern angeregt werden können. Verschiedene Ladungsaustauschreaktionen, induziert von hochenergetischen

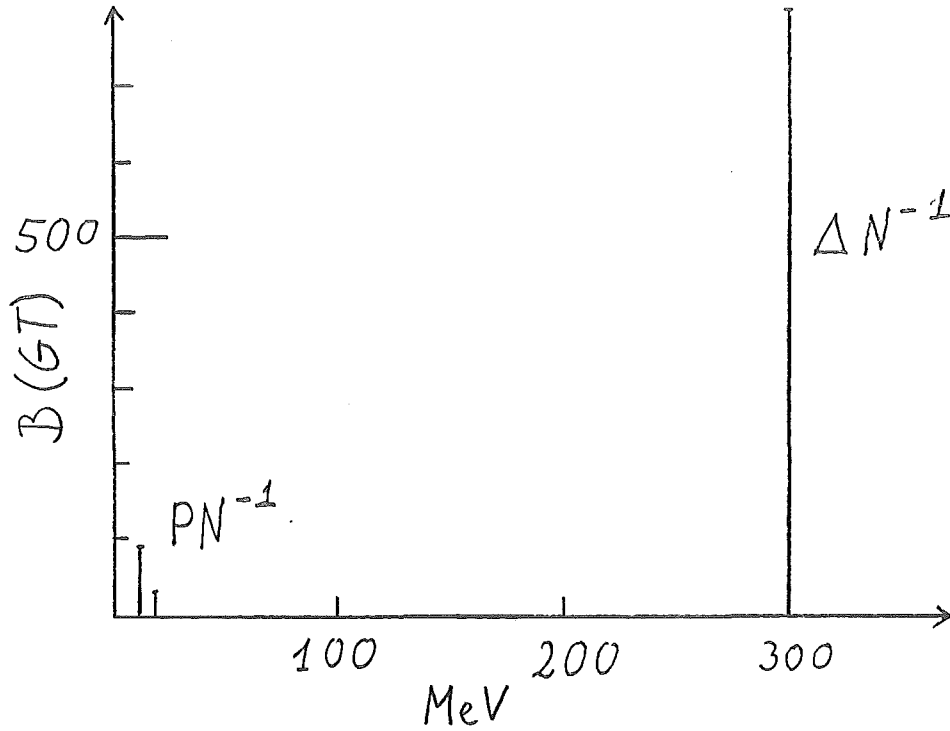


Abb. 28: GT-Stärkeverteilung für ^{208}Pb unter Einschluß von (ΔN^{-1}) -Anregungen.

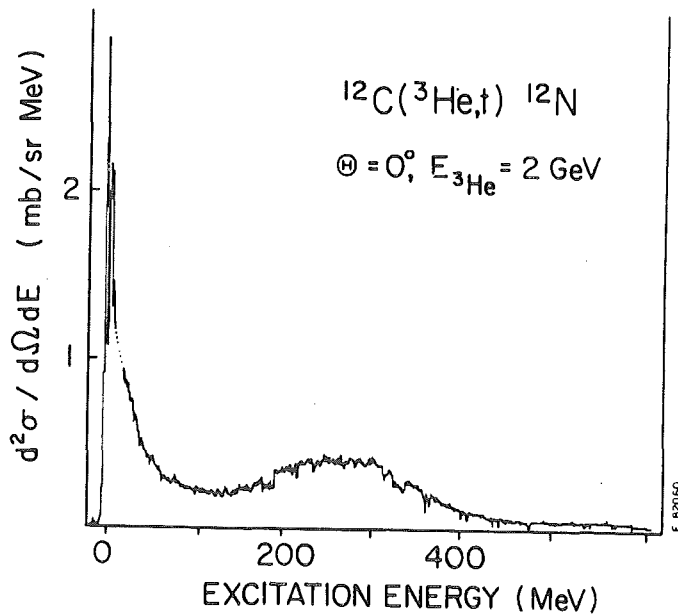


Abb. 29: Tritonspektrum für die $^{12}\text{C}(^3\text{He},\text{t})^{12}\text{N}$ -Reaktion bei 2 GeV Einschußenergie, gemessen am Saturn-Synchrotron in Saclay¹⁶⁵⁾.

Protonen mit $E = 800 \text{ MeV}$ ¹⁶⁹⁾ oder von ^3He -Teilchen und $E \sim 2 \text{ GeV}$ ¹⁷⁰⁾, weisen im Anregungsenergiebereich von 300 MeV eine mehr als 100 MeV breite Resonanzstruktur im Streuquerschnitt beim Streuwinkel $\theta = 0^\circ$ auf (s. Abb. 29). Die Frage jedoch ist, inwieweit diese energetisch hochliegenden Δ Teilchen-Nukleonloch-Zustände in die tiefliegende GT-Resonanz hineinkoppeln und deren Übergangsstärke im Niederenergiebereich reduzieren können. Die Beantwortung dieser Frage hängt wesentlich von der Stärke der (ΔN^{-1}) -Restwechselwirkung im Kern ab.

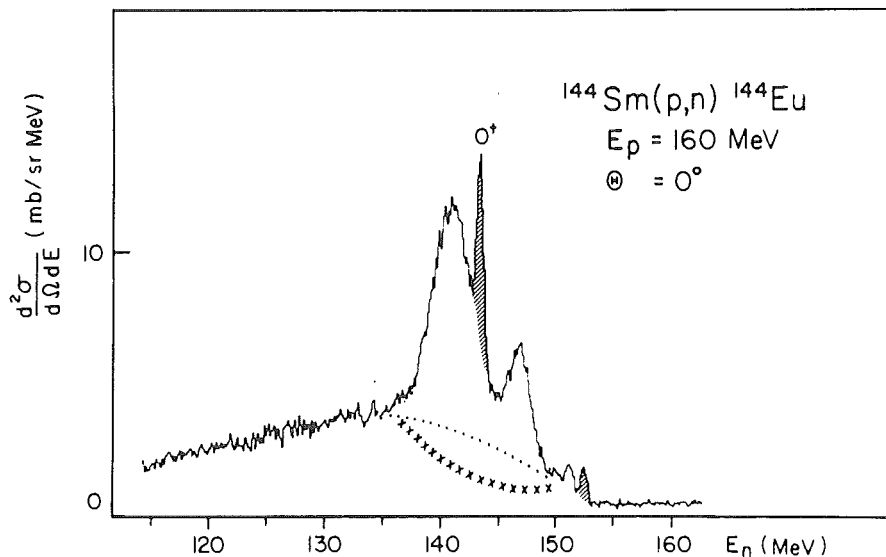


Abb. 30: Neutronspektrum für die $^{144}\text{Sm}(p,n)^{144}\text{Eu}$ -Reaktion. Der Grundzustandsübergang (schraffierte Fläche bei $E_n = 15.3 \text{ MeV}$) hat einen $B(\text{GT})$ -Wert, der vom β -Zerfall her bekannt ist. Die punktierte Linie zeigt die Untergrundsubtraktion, wie sie im allgemeinen von den Experimentalphysikern vorgenommen wird. Die Kreuze zeigen eine alternative Untergrundsubtraktion (von Ref. 59).

Obwohl die Experimentalphysiker⁶⁰⁾ zunächst nur 50 % der GT-Stärke in den Niederenergiespektren der (p,n) -Reaktionen gefunden haben, ist es durchaus nicht klar, ob dieses Fehlen allein (oder vielleicht sogar überhaupt) auf den Quark-Spinflip-Mechanismus zurückzuführen ist. Dies sieht man am besten anhand von Abb. 30, in der das Nullgradspektrum für die $^{144}\text{Sm}(p,n)^{144}\text{Eu}$ -Reaktion⁵⁹⁾ gezeigt wird. Wie bereits oben dargestellt, bildet die GT-Resonanz den dominan-

ten Zustand im Spektrum. Die GT-Resonanz selbst hat eine Breite von ~ 5 MeV und sitzt auf einem breiten kontinuierlichen Spektrum von Zuständen. Dieses wird als "Untergrund" für die GT-Resonanz angenommen. Der Untergrund geht auf Kernanregungen zurück, die nicht vom GT-Typ sind. Die Frage ist nun, wie man zwischen GT-Streuquerschnitt und Untergrund unterscheiden soll. In Abb. 30 werden zwei Möglichkeiten der Untergrundsubtraktion gezeigt⁵⁹⁾. Je nach Wahl des Untergrunds erhält man verschieden große GT-Streuquerschnitte und damit eine verschiedene Ausschöpfung der Summenregelstärke. Deshalb besteht ein ganz wichtiges Problem bei der Extraktion der GT-Stärke darin, den Untergrund möglichst genau zu bestimmen.

5.1.2 Die $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ -Spektren bei Streuwinkeln $\theta \neq 0^\circ$

Um entscheiden zu können, ob die Unterdrückung der GT-Stärke im wesentlichen auf die Ankopplung der GT-Resonanz an die $\Delta(33)$ -Resonanz zurückzuführen ist oder ob die fehlende GT-Stärke sich im "angeblichen" Untergrund befindet, müssen wir den Untergrund direkt berechnen. Wir greifen diese Frage an, indem wir von den bei verschiedenen Streuwinkeln gemessenen $^{90}\text{Zr}(p,n)$ -Spektren ausgehen. Diese Spektren⁵⁴⁾ sind in Abb. 31 als Funktion des Q-Wertes⁺ und des Streuwinkels θ aufgetragen. Man sieht, daß im Energiebereich zwischen $Q = -8$ MeV und $Q = -20$ MeV die GT-Zustände bei Vorwärtswinkeln einen sehr großen Streuquerschnitt besitzen, der aber mit wachsendem Streuwinkel sehr schnell abfällt. Bereits bei $\theta = 7^\circ$ ist der GT-Peak verschwunden. Die Winkelverteilung der GT-

⁺ Der negative Q-Wert Q_{pn} entspricht, abgesehen von der kleinen Proton-Neutron-Massendifferenz $m = 0.75$ MeV, der Anregungsenergie E_x , d.h. $E_x = -Q(p,n) - 0.75$, wenn man die Anregungsenergie bezüglich des Grundzustandes von ^{90}Zr mißt.

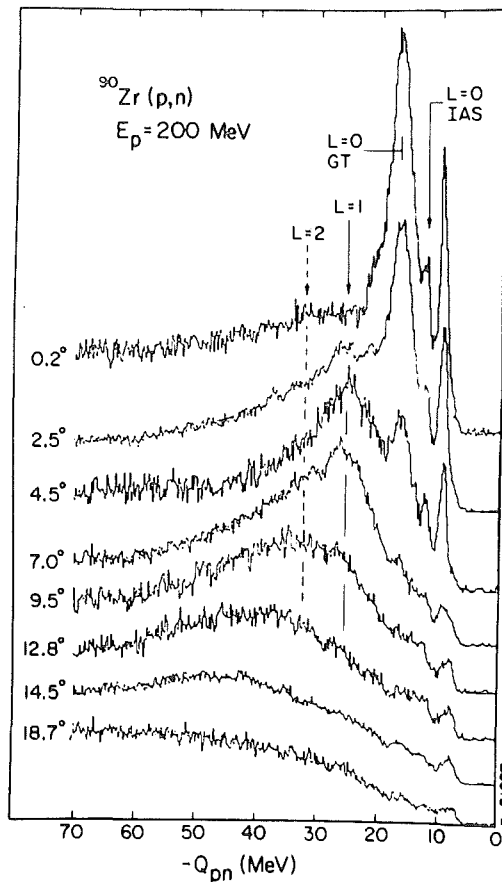


Abb. 31: Neutronspektren für die $^{90}\text{Zr}(p,n)$ -Reaktion bei verschiedenen Streuwinkeln θ (von Ref. 54).

Zustände hat eine sog. L=0-Form, wobei L den während der Reaktion auf den Kern übertragenen Bahndrehimpuls L angibt. Wie wir oben bereits wiederholt erwähnt haben, klappen die Neutronen, die an der GT-Schwingung beteiligt sind, nur ihre Spins und Isospins um, ändern aber ihre Ortswellenfunktion nicht. Deshalb benötigt man auch keinen Bahndrehimpulsübertrag, um diese Schwingung anzuregen, d.h. L=0. Eine Kernreaktion, in der kein Bahndrehimpuls übertragen wird, hat im differentiellen Wirkungsquerschnitt ihr erstes Hauptmaximum bei 0° . Dies ist für die GTR und für die IAR der Fall.

Im Anregungsenergiebereich zwischen $Q = -20$ und $Q = -30$ MeV beobachtet man in den Spektren von Abb. 31 eine weitere Struktur, deren Streuquerschnitt mit

wachsendem Winkel schnell ansteigt, bei etwa 4.5° ihr Maximum erreicht, um dann mit zunehmendem Winkel wieder abzufallen. Dieser Teil der Spektren hat in der Winkelverteilung eine $L=1$ -Form, was darauf schließen läßt, daß es sich hier um eine Spin-Isospinflip-Resonanz handelt, bei der die Targetnukleonen auch ihre Ortswellenfunktionen ändern und einen Bahndrehimpuls $L=1$ aus der Relativbewegung zwischen Projektil und Target übernehmen. Wir werden zeigen, daß diese Resonanz eine Dipolschwingung mit gleichzeitigem Spin-Isospinflip ($L=1, S=1, T=1$) ist. Die $L=1$ -Resonanz erscheint energetisch etwa 10 MeV oberhalb der GTR und besitzt eine Breite von ~ 10 MeV. Sie ist als die Summe von drei kollektiven Zuständen mit Spin-Parität $J^{\pi} = 0^{-}, 1^{+}$ und 2^{-} interpretiert worden¹⁷¹).

Im Anregungsenergiebereich zwischen 30 und 45 MeV kann man noch eine weitere Struktur identifizieren, die nun ihren größten Streuquerschnitt bei 9.5° erreicht. Dies ist, wie wir zeigen werden, eine Spin-Isospin-Quadrupolschwingung ($L=2, S=1, T=1$). Energetisch gesehen ist sie eine $2\hbar\omega$ -Schwingung und schließt Zustände mit Spin-Parität $J^{\pi} = 1^{+}, 2^{+}$ und 3^{+} ein.

Im folgenden werden wir ein mikroskopisches Modell entwickeln, das es uns erlaubt, die Spektren bei allen Streuwinkeln in konsistenter Weise zu berechnen. Wir werden zeigen, daß der gesamte gemessene Streuquerschnitt bis hinauf zu Anregungsenergien von $Q = -70$ MeV durch Spin-Isospinflip-Anregungen vom Ein teilchen-Einloch(1T1L)-Typ erzeugt wird. Unsere Rechnungen beschreiben alle Teile der Spektren, auch die, die üblicherweise zum Untergrund gezählt werden. Da wir die experimentellen Spektren im gesamten Energiebereich von $Q = 0$ bis $Q = -70$ MeV und im gesamten Winkelbereich von $\theta = 0^{\circ}$ bis $\theta = 18.7^{\circ}$ analysieren, sind wir in einer guten Position, zuverlässige Aussagen über die Gesamt-Spin-Isospin-Übergangsstärke zu machen, die in der (p,n) -Reaktion beobachtet

wird, und auch über die Frage, ob die GT-Stärke im Niederenergiebereich durch (ΔN^{-1})-Beimischungen unterdrückt wird oder nicht. Dadurch, daß wir die Spektren bei allen Streuwinkeln gleichzeitig analysieren, schließen wir zwei große Unsicherheiten aus, die gewöhnlich bei der Extraktion der GT-Stärke auftreten. Erstens haben wir kein Untergrundproblem, denn wir berechnen die gesamten Spektren. Zweitens werden Ungenauigkeiten bei der Extraktion der Stärke, die aus der Breite der Resonanzen resultieren, minimiert, weil wir die Spektren bis zu hohen Anregungsenergien hin untersuchen. Falls eine starke Verschiebung von 1T1L-Stärke zu hohen Energien hin aufgrund einer asymmetrischen Dämpfung der Resonanz bestehen sollte, werden wir dieses direkt bei der Analyse der Daten feststellen.

5.2 Das Modell zur mikroskopischen Analyse der (p,n)-Spektren

Die wichtigste Modellannahme bei unserer Analyse der Daten ist die, daß der Streuquerschnitt in (p,p')- und (p,n)-Reaktionen bei hohen Einschußenergien ($E_p > 150$ MeV) und bei Vorwärtswinkeln dominant durch Einstufenprozesse erzeugt wird, und zwar für alle Anregungsenergien, die kleiner sind als die Hälfte der Einschußenergie^{99-102,104}). Diese Annahme wird sowohl vom Experiment als auch von der Theorie unterstützt. So zeigen die 0^0 -Streuquerschnitte für die 200 MeV-Daten in Abb. 21 einen charakteristischen Abfall mit zunehmender Anregungsenergie. Große Beiträge von Zwei- und Mehrstufenprozessen sollten dagegen zu einem Anstieg im Streuquerschnitt mit wachsender Anregungsenergie führen, weil die Dichte der 2T2L-Endzustände, die dann mit Mehrstufenprozessen erreichbar sind, stark ansteigt. Rechnungen für Mehrstufenprozesse von Chiang und Hüfner¹⁷²) sowie Rechnungen von Bertsch und Scholten¹⁷³) zeigen, daß der

Streuquerschnitt unter Vorwärtswinkeln bei hochenergetischen (p,p') -Reaktionen hauptsächlich auf Einstufenprozesse zurückgeht. Auch unsere mikroskopischen Rechnungen^{99-102,104)} haben gezeigt, daß diese Annahme in der Tat richtig ist. Deshalb dürfen wir annehmen, daß die Vorwärtswinkelspektren in der (p,n) -Reaktion bei $E_p \geq 150$ MeV aus einer einfachen Überlagerung von Streuquerschnitten von unelastischen Anregungen zu gebundenen und ungebundenen Zuständen bestehen (s. Abb. 32).

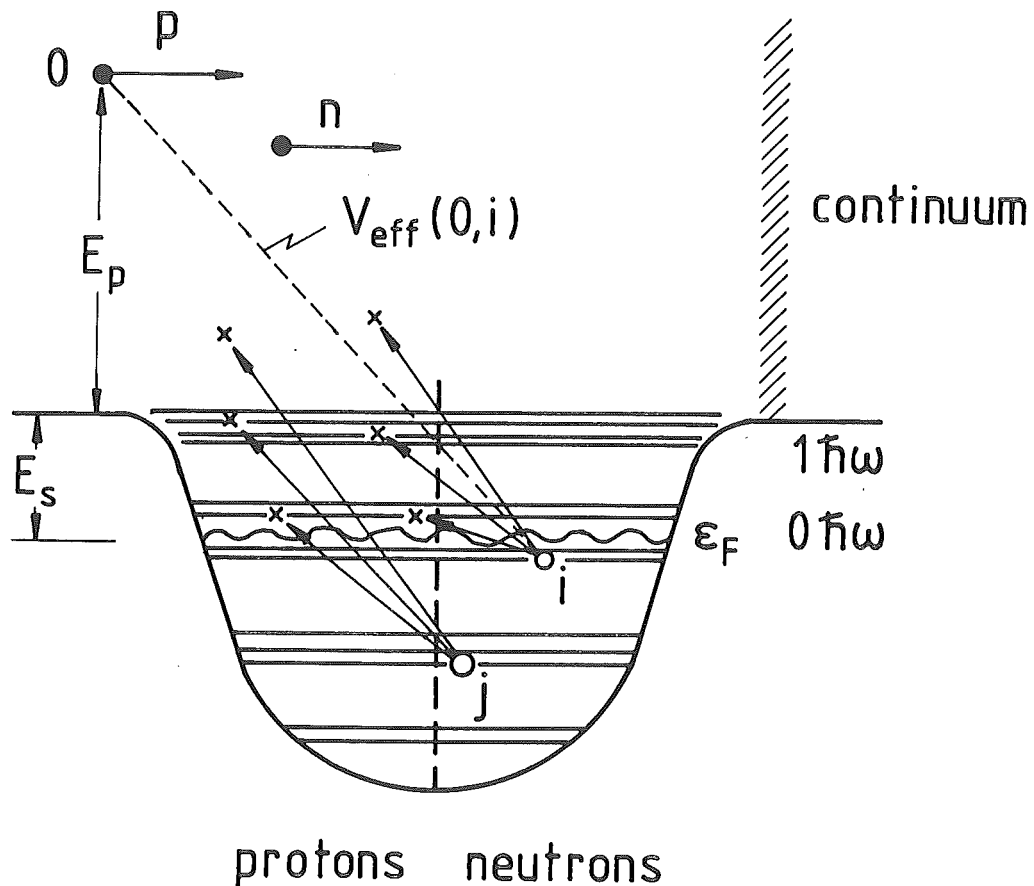


Abb. 32: Schematische Darstellung des mikroskopischen Modells, das in den Untergrundrechnungen benutzt wird. In der Abb. bezeichnet ϵ_F die Fermienergie, E_s die Nucleonenseparationsenergie und E_p die Projektilenergie. Für die effektive PTWW V_{eff} wird die freie NN-t-Matrix in der Parametrisierung von Love und Franey¹²⁷⁾ verwendet.

Da die Impulsnäherung bei intermediären Energien ziemlich genau ist, approximieren wir die effektive PTWW durch die freie Nukleon-Nukleon t-Matrix in der Parametrisierung von Love und Franey¹²⁷). Wie wir in § 4.2 gezeigt haben, tragen dann nur die Spinflip-Zustände ($S=1, T=1$) zu den (p,n)-Spektren bei, weil die Streuquerschnitte zu den Nicht-Spinflip-Zuständen ($S=0, T=1$) wegen des Kraftstärkeverhältnisses von $\left| \frac{V_{\sigma T}}{V_T} \right|^2 \sim 10$ stark unterdrückt sind. Aus diesem Grund vernachlässigen wir die Streuquerschnitte zu Nicht-Spinflip-Zuständen in unserer Analyse der (p,n)-Spektren, ausgenommen den zur IAR. Von den Spinflip-Zuständen schließen wir alle mit den Multipolaritäten $L=0$ bis $L=4$, d.h. alle Zustände mit Spin-Parität $J^\pi = 0^-, 1^+, 1^-, 2^+, 2^-, 3^+, 3^-, 4^-, 4^+$ und 5^+ ein.

5.3 Die Kernstrukturrechnungen

In der Analyse der Daten verwenden wir insgesamt drei verschiedene Kernmodelle zur Beschreibung des Kernanregungsspektrums. Das einfachste Modell, das wir benutzen, ist das "Independent Particle"-Modell. In diesem Modell wird die Struktur des Targetkerns auf die Bewegung unabhängiger Nukleonen in einem Einteilchenpotential zurückgeführt. Die in der Reaktion angeregten Zustände sind dann ungestörte TL-Doorway-Zustände, die gebunden oder ungebunden (Kontinuumzustände) sein können (s. Abb. 32). Die Einteilchenwellenfunktionen für die gebundenen und ungebundenen Zustände werden von einem Woods-Saxon-Potential erzeugt, welches so gewählt wird, das es die bekannten experimentellen Einteilchenenergien reproduziert. Das Protonteilchen und das Neutronloch werden zu Zuständen mit Spin-Parität J^π gekoppelt. Dies ist vorteilhaft, weil zu den Vorwärtswinkelstreuquerschnitten nur Zustände mit niedriger Multipolarität beitragen können. Weiterhin erhält man mit diesem Verfahren die Beiträge zu

den Spektren für Endzustände mit verschiedener Spin-Parität J^π getrennt. Dies gibt uns die Möglichkeit, die Kernstruktur von gewissen Zuständen mit vorgegebenem J^π in besseren Kernmodellen zu berechnen als für den Rest der Zustände. Zum Beispiel können wir die Kernkollektivität und Δ -Effekte in die Strukturrechnungen für die GTR einschließen, während wir die übrigen Zustände im ungestörten TL-Modell behandeln. Die letzteren bilden dann sozusagen den Untergrund für die GTR.

Das ungestörte TL-Modell ist natürlich viel zu einfach, um die Stärkeverteilungen der verschiedenen angeregten Zustände im Detail zu beschreiben. Dies liegt daran, daß dieses Modell keine TL-Restwechselwirkung berücksichtigt. Diagonalisierung der TL-Restwechselwirkung im 1TL-Modellraum führt zu einer Umverteilung der Stärke, die die Kollektivität der Kernzustände besser beschreibt. Bei dieser Umverteilung bleibt die Gesamt-TL-Stärke jedoch im wesentlichen erhalten. Analysiert man nun das gesamte Spektrum in einem großen Anregungsbereich, so schaut man in erster Linie auf die Gesamtstärke und zunächst nicht so sehr auf ihre detaillierte Verteilung. Die integrierte Stärke ist dann fast modellunabhängig. Deshalb behaupten wir, daß für unsere Zwecke zur Berechnung des gesamten (p,n) -Spektrums das einfache TL-Modell schon ziemlich gute Ergebnisse liefern sollte. Dies gilt insbesondere für die Abschätzung des Untergrundes unterhalb der GTR und unterhalb der $L=1$ Spin-Isospin-Dipolresonanz, denn das ungestörte TL-Modell verschafft uns hier eine obere Grenze für den Untergrundstreuquerschnitt. Dies liegt daran, daß bei Verwendung von besseren Kernwellenfunktionen, wie z.B. RPA-Wellenfunktionen, die Spin-Isospin-TL-Stärke wegen der Repulsivität der TL-Restwechselwirkung im $S=1, T=1$ -Kanal zu höheren Anregungsenergien hin verschoben wird. Außerdem reduzieren die dann teilweise eingeschlossenen Grundzustandskorrelationen den Untergrundstreuquerschnitt zusätzlich. Deshalb ist der Untergrund, der im unge-

störten TL-Modell berechnet wird, ein maximaler Untergrund. Jedes bessere Kernstrukturmodell als dieses wird weniger Untergrund produzieren, solange nur der Einstufenreaktionsmechanismus wirksam ist.

Neben den Rechnungen im ungestörten TL-Modell führen wir auch Analysen der (p,n)-Spektren mit RPA-Wellenfunktionen durch. Die RPA-Wellenfunktionen werden in gleicher Weise erzeugt wie in § 3.4 dargestellt. Für die TL-Restwechselwirkung benutzen wir eine realistische Wechselwirkung, die die Pion- und Rho-Meson-Austauschpotentiale im $\sigma\tau$ -Kanal explizit einschließt⁸⁹⁾. Die Effekte der anderen Mesonen werden durch eine Zweinukleonkorrelationsfunktion und durch eine zusätzliche Nullreichweitekraft simuliert⁸⁹⁾. Die explizite Form der TL-Wechselwirkung im Impulsraum ist dann gegeben durch¹⁰⁴⁾

$$V_{ph}(q) = \int g(k-q) \{V_{\pi}(k) + V_{\rho}(k)\} d^3k / (2\pi)^3 + \delta g'_0 C_0 \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \quad (5.4a)$$

$$g(q) = (2\pi)^3 \delta(q) - (2\pi^2/q_c^2) \delta(q - q_c), \quad q_c = 3.93 \text{ fm}^{-1} \quad (5.4b)$$

$$V_{\pi}(q) = -(f_{\pi}^2/m_{\pi}^2) [(\Lambda_{\pi}^2 - m_{\pi}^2)/(\Lambda_{\pi}^2 + q^2)]^2 \{ \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q} \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{q} / (m_{\pi}^2 + q^2) \} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \quad (5.4c)$$

$$V_{\rho}(q) = -(f_{\rho}^2/m_{\rho}^2) [(\Lambda_{\rho}^2 - m_{\rho}^2)/(\Lambda_{\rho}^2 + q^2)]^2 \{ \vec{\sigma}_1 \times \vec{q} \vec{\sigma}_2 \times \vec{q} / (m_{\rho}^2 + q^2) \} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \quad (5.4d)$$

$$f_{\pi}^2 = 0.081, \quad m_{\pi} = 0.699 \text{ fm}^{-1}, \quad \Lambda_{\pi} = 6 \text{ fm}^{-1}, \quad f_{\rho}^2 = 4.86, \quad m_{\rho} = 3.9 \text{ fm}^{-1},$$

$$\Lambda_{\rho} = 10 \text{ fm}^{-1}, \quad C_0 = 302 \text{ MeV fm}^3, \quad \delta g'_0 = 0.5 \quad (5.4e)$$

Der dritte Modellraum¹⁰⁴⁾, den wir benutzen, enthält Nukleonen und Δ -Isobar-Teilchen. In diesem Modellraum führen wir verallgemeinerte RPA-Rechnungen durch. Die Modellraumbasis wird, abhängig vom Targetkern, immer möglichst groß

gewählt. Im Falle von ^{90}Zr schließen wir z.B. alle $< 3\hbar\omega$ Anregungen für die Nukleon TL-Konfigurationen und alle Isobarzustände vom 1s- bis hinauf zum 1j-Orbital ein. Die verallgemeinerten RPA-Wellenfunktionen mit ΔN^{-1} -Beimischungen haben dann die Form:

$$|\psi^J\rangle = \left\{ \sum_{ph} x^J(ph) a^+(p) a(h) + \sum_{\Delta h} x^J(\Delta h) a^+(\Delta) a(h) \right\} |g.s.\rangle \quad (5.5)$$

wobei $x^J(ph)$ und $x^J(\Delta h)$ die RPA-Übergangsamplituden für die $|NN^{-1}\rangle$ bzw. $|\Delta N^{-1}\rangle$ -Konfigurationen sind.

5.4 Die Reaktionsrechnungen

Von den Wellenfunktionen aus Gl. (5.5) berechnen wir, wie in § 4.1 dargestellt, die differentiellen (p,n)-Streuquerschnitte mit dem DWBA-Programm FROST-MARS¹⁶⁵⁾, das die Antisymmetrisierung zwischen Projektil- und Targetnukleonen exakt berücksichtigt. Auch für die Δ -Anregung berechnen wir die direkte und die Austauschstreuamplitude (s. Abb. 33). Für die Projektil-Isobar-Wechselwirkung benutzen wir das Pion- und Rho-Meson-Austauschpotential¹⁰⁴⁾, in dem wir die Spin($\vec{\sigma}$)- und Isospin(τ)-Operatoren durch die Übergangsoperatoren S und T ersetzen. Für die Meson-Nukleon- Δ -Kopplungskonstanten wählen wir die Chew-Low-Werte $f_{\pi N\Delta} = 2f_{\pi NN}$ bzw. $f_{\rho N\Delta} = 2f_{\rho NN}$ ¹⁷⁴⁾. Eine ähnliche Projektil-Isobar-Wechselwirkung wurde schon erfolgreich in der Analyse von 160 MeV $^{48}\text{Ca}(p,n)$ -Daten in Ref. 91 benutzt.

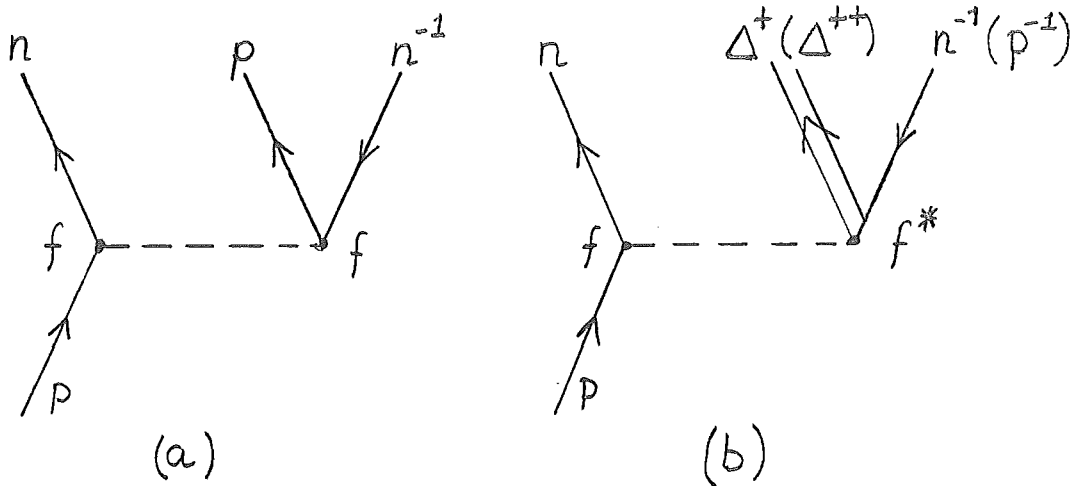


Abb. 33: Graphische Darstellung der Reaktionsprozesse, die in den DWIA-Rechnungen eingeschlossen sind. Nur die direkten Graphen werden gezeigt. Für die effektive PTWW haben wir die Love-Franey t -Matrix¹²⁷⁾ benutzt und für die Projektil- Δ -Isobar-Wechselwirkung das Einpion- und Einrhomeson-Austauschpotential. Für die Isobarkopplungskonstante wurde der Chew-Low-Wert¹⁷⁴⁾ $f^* = 2f$ genommen.

5.5 Normierung auf den β -Zerfall

Die effektive PTWW muß vor ihrer Benutzung in den Reaktionsrechnungen geeicht werden, um eine kraftunabhängige Analyse der Spektren zu garantieren. Dabei gehen wir wie folgt vor: Zunächst machen wir von der Tatsache Gebrauch, daß die 0^0 (p,n)-GT-Streuquerschnitte proportional sind zu deren $B(\text{GT})$ -Übergangsstärken (s. Gl. (5.1b)). Wir wählen also einen GT-Übergang, für den der $B(\text{GT})$ -Wert vom β -Zerfall her bekannt ist und für den auch der 0^0 (p,n)-Streuquerschnitt gemessen wurde. Ein guter Kandidat dafür ist der Übergang $^{42}\text{Ca}(0^+) \rightarrow ^{42}\text{Sc}(1^+, E_x = 0.61 \text{ MeV})$, der einen $B(\text{GT})$ -Wert von 2.57 besitzt¹⁷⁵⁻¹⁷⁷⁾ und dessen 0^0 (p,n)-Streuquerschnitt bei 200 MeV Einschußenergie 15.5 mb beträgt⁵⁹⁾. Da der β -Zerfall den $B(\text{GT})$ -Wert auf modellunabhängige Wei-

se bestimmt, dürfen wir die 0^0 (p,n)-Streuquerschnittsrechnung mit beliebigen Anfangs- und Endkernwellenfunktionen durchführen, die den gemessenen B(GT)-Wert reproduzieren. Zufälligerweise erfüllen beim $^{42}\text{Ca}(0^+) \rightarrow ^{42}\text{Sc}(1^+)$ -Übergang einfache $[f_{7/2}]^2$ -Wellenfunktionen für den Grundzustand in ^{42}Ca und den 1^+ -Zustand in ^{42}Sc bereits diese Bedingung und reproduzieren ziemlich genau den gemessenen B(GT)-Wert von 2.57. Mit diesen Wellenfunktionen und der 210 MeV t-Matrix von Love und Franey¹²⁷⁾ für die effektive PTWW berechnen wir einen 0^0 (p,n)-Streuquerschnitt von 13.4 mb. Der experimentelle 0^0 -Streuquerschnitt beträgt 15.5 mb⁵⁴⁾, so daß wir den 0^0 -Streuquerschnitt um einen Faktor $15.5/13.4 = 1.16$ renormieren müssen. Es ist zu beachten, daß wir mit diesem Verfahren nur die absolute Größe der effektiven Wechselwirkung bei $q=0$ eichen, jedoch nicht ihre q-Abhängigkeit. Letztere kann jedoch durch Analyse von inelastischen Winkelverteilungen zu Zuständen mit bekannter Kernstruktur oder durch Analyse von entsprechenden Ladungsaustauschreaktionen überprüft werden. Die q-Abhängigkeit der Zentral ($V_{\sigma\tau}$)- und Tensorkomponenten der Love-Franey-Wechselwirkung¹²⁷⁾ wurde z.B. in Ref. 91 getestet und im wesentlichen in Übereinstimmung mit dem Experiment gefunden.

Das Eichverfahren muß etwas abgeändert werden¹⁰⁴⁾, wenn die Kernwellenfunktionen (ΔN^{-1}) -Komponenten enthalten. Um dies zu zeigen, nehmen wir an, daß die Endkernwellenfunktionen von der Form

$$|\psi_f\rangle = a |NN^{-1}\rangle - b |\Delta N^{-1}\rangle \quad (5.6)$$

sind, wobei $|NN^{-1}\rangle$ und $|\Delta N^{-1}\rangle$ schematisch für den Nukleonanteil und den Δ -Anteil der Wellenfunktionen stehen. In diesem Fall müssen wir die Größe $|J_{\sigma\tau}^{NN}|^2 B(\text{GT})$ in Gl. (5.1b) ersetzen durch

$$\left| J_{\sigma\tau}^{NN} \right|^2 B(GT) \rightarrow \left[J_{\sigma\tau}^{NN} a \langle NN^{-1} | \sigma\tau | 0 \rangle - J_{\sigma\tau}^{N\Delta} b \langle \Delta N^{-1} | ST | 0 \rangle \right]^2 \quad (5.7)$$

wobei $J_{\sigma\tau}^{N\Delta}$ das Volumenintegral für die effektive Projektil- Δ -Isobar-Wechselwirkung bezeichnet. Der B(GT)-Wert ist nun definiert durch

$$B(GT) = \left[a \langle NN^{-1} | \sigma\tau | 0 \rangle - \frac{g_A^*}{g_A} b \langle \Delta N^{-1} | ST | 0 \rangle \right]^2 \quad (5.8)$$

wobei $\frac{g_A^*}{g_A}$ das Verhältnis zwischen den Axialvektorkopplungskonstanten des Nukleon(g_A)- und des Isobar(g_A^*)-Sektors ist.

Nun haben wir mit unserem Eichverfahren offensichtlich zwei unabhängige Größen, nämlich $J_{\sigma\tau}^{NN}$ und $J_{\sigma\tau}^{N\Delta}$, festzulegen. Andererseits haben wir aber auch zwei bekannte Größen, den gemessenen B(GT)-Wert und den gemessenen 0^0 (p,n)-Streuquerschnitt. Nun nehmen wir an, daß die (ΔN^{-1}) -Beimischungen in den Wellenfunktionen die totale GT-Stärke im Niederenergiebereich um einen gewissen Betrag reduzieren. Dann sollte auch der $^{42}\text{Ca}(0^+) \rightarrow ^{42}\text{Sc}(1^+)$ davon betroffen sein. Daher muß die $^{42}\text{Ca}(p,n)^{42}\text{Sc}(1^+)$ -Übergangsdichte (ΔN^{-1}) -Komponenten enthalten, deren Beimischung zur Wellenfunktion durch den Mischungskoeffizienten b in Gl. bestimmt wird. Die Größe von b hängt ganz sensitiv von der Stärke der (ΔN^{-1}) -Restwechselwirkung ab (s. Gl. (5.4)). Durch geeignete Adjustierung der Kraftparameter kann man nun immer Wellenfunktionen mit ΔN^{-1} -Komponenten erzeugen, die den gemessenen B(GT)-Wert, insbesondere auch den für den $^{42}\text{Ca} \rightarrow ^{42}\text{Sc}(1^+)$ -Übergang reproduzieren. Der wesentliche Punkt für uns ist dabei, daß mit derselben Wellenfunktion auch der gemessene 0^0 $^{42}\text{Ca}(p,n)^{42}\text{Sc}(1^+, E_x = 0.61 \text{ MeV})$ -Streuquerschnitt reproduziert werden muß. Dies erreichen wir dadurch, daß wir die Volumenintegrale $J_{\sigma\tau}^{NN}$ und $J_{\sigma\tau}^{N\Delta}$ unabhängig voneinander variieren. Wir finden in unseren Rechnungen nur zwei Lösungen, die Gl. (5.7) erfüllen, nämlich $J_{\sigma\tau}^{N\Delta} = 0$ und $\left| \frac{J_{\sigma\tau}^{N\Delta}}{J_{\sigma\tau}^{NN}} \right| = \left| \frac{g_A^*}{g_A} \right|$. Wenn die erste Lösung, $J_{\sigma\tau}^{N\Delta} = 0$,

gültig wäre, würde dies bedeuten, daß die (p,n)-Probe keine Δ 's anregen könnte. Dies ist natürlich nicht der Fall, und deshalb muß die Lösung $\left| \frac{J_{\sigma\tau}^{NA}}{J_{\sigma\tau}^{NN}} \right| = \left| \frac{g_A^*}{g_A} \right|$ die richtige sein. Dieses Ergebnis ist äußerst wichtig, denn es zeigt, daß die hadronische (p,n)-Probe bei hohen Einschubenergien Δ 's in Kernen in gleicher Weise sieht wie die schwache Wechselwirkung im β -Zerfall. Man kann auch sagen, daß die (p,n)-Reaktion bei 0^0 und bei hohen Einschubenergien wirklich GT-Stärke mißt. Dies hat die weitere wichtige Konsequenz, daß man mit Hilfe der (p,n)- und (n,p)-Reaktionen, durchgeführt bei der gleichen Einschubenergie, die Gültigkeit der Ikeda-Summenregel⁷⁷⁾ (Gl. (5.3b)) überprüfen kann.

Mit der geeichten PTWW können wir nun (p,n)-Spektren für andere Targetkerne analysieren. Die einzige Unsicherheit, die beim Übergang von $^{42}\text{Ca}(p,n)$ zu einer anderen $A(p,n)$ -Reaktion entsteht, resultiert aus dem Distortionsfaktor $N_{\sigma\tau}$ in Gl. (5.3), welcher sich mit dem Targetkern A ändert. Es stellt sich jedoch heraus, daß die Distortionsfaktoren ziemlich genau berechnet werden können. So ist die Unsicherheit, wenn man z.B. vom Target ^{42}Ca zum Target ^{90}Zr übergeht, nicht größer als 10 %. Wir haben diesen Punkt überprüft, indem wir verschiedene optische Parametersätze verwendet haben¹⁷⁸⁻¹⁸⁰⁾. Nach vielen Tests haben wir uns entschlossen, in allen Analysen für die Erzeugung der "distorted waves" den globalen Satz von Nadasen u.a.¹⁸⁰⁾ zu verwenden. Dieser Parametersatz ist als Funktion der Einschubenergie E und der Targetmassenzahl A gegeben. Diese Wahl gibt uns die Möglichkeit, optische Parameter der gleichen Potentialfamilie für verschiedene Targetkerne zu benutzen.

5.6. Ergebnisse und Diskussionen

5.6.1 Analyse der $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ -Reaktion

Die erste mikroskopische, quantitative Rechnung für den Untergrund von Gamow-Teller-Resonanzen wurde für das 0^0 -Spektrum der $^{48}\text{Ca}(p,n)$ -Reaktion durchgeführt^{99,100}). In Abb. 34 zeigen wir die Daten (dicke durchgezogene Kurve) von Anderson u.a.⁵⁸). Das Spektrum weist drei GT-Zustände bei Anregungsenergien von $E_x = 2.5, 11$ und 16.8 MeV auf. Der Zustand bei 11 MeV ist die eigentliche GT-Resonanz, die bei weitem die größte Übergangsstärke besitzt. Diese und der niedrigliegende 1^+ -Zustand bei $E_x = 2.5$ MeV besitzen den Isospin $T=3$. Der 1^+ -Zustand bei $E_x = 16.8$ MeV hat den Isospin $T=4$ und ist der Analoge zum $1^+, T=4, E_x = 10.24$ MeV-Zustand in ^{48}Ca , der in (e,e') ⁶³⁻⁶⁵- und (p,p') ^{66,69,70}-Experimenten beobachtet wurde.

Die gestrichelte Kurve unterhalb der GT-Zustände bezeichnet den Untergrund, wie er von den Experimentalphysikern abgezogen wurde⁵⁸). Unsere Rechnungen zeigen jedoch ein ganz anderes Verhalten. Der berechnete Untergrund wird in Abb. 34 durch die gestrichelt-punktierte Kurve und durch die diskreten senkrechten Linien, die Streuquerschnitte zu diskreten Zuständen bezeichnen, dargestellt. Sowohl das diskrete als auch das kontinuierliche Spektrum wurden im ungestörten TL-Doorway-Modell berechnet, wobei das Kontinuum exakt behandelt wurde⁹⁹). Das gesamte berechnete Spektrum ist die inkohärente Summe aller Streuquerschnitte mit Multipolaritäten $L=0$ bis $L=3$ ($J^\pi = 0^-, 1^+, 1^-, 2^+, 2^-, 3^+, 3^-, 4^-$). Der kontinuierliche Teil des Spektrums (gestrichelt-punktierte Linie) reproduziert die Daten bei hohen negativen Q -Werten bemerkenswert gut. Das berechnete Kontinuum fällt scharf gegen Null ab bei $Q = -20$ MeV. Dieser scharfe Abfall ist ein gemeinsamer Effekt der Coulomb- und Zentrifugalbarriere, welche die Kontinuumswellenfunktionen des angeregten Protons mit den Quantenzahlen

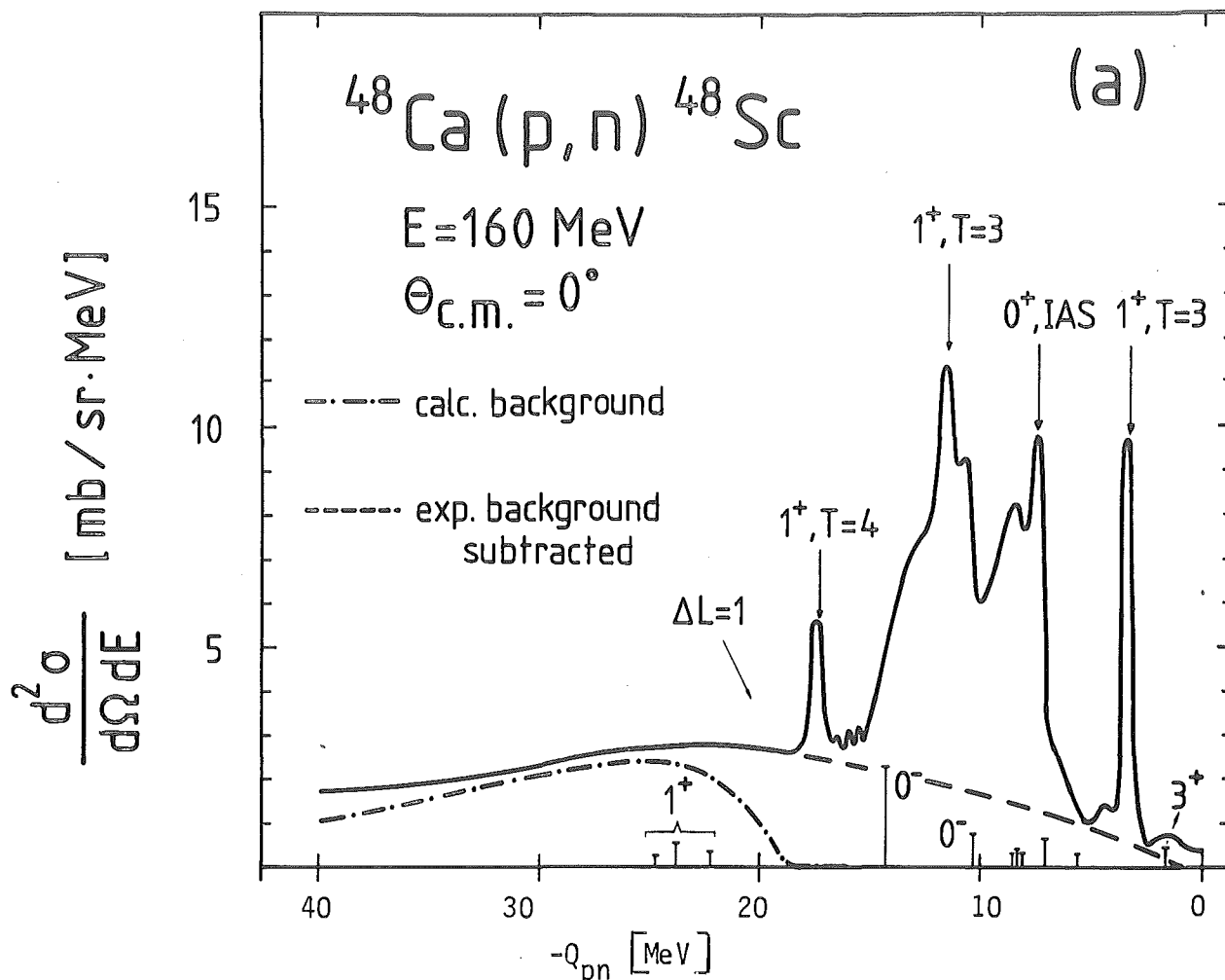


Abb. 34: Nullgradspektrn für die $^{48}\text{Ca}(p,n)$ -Reaktion bei 160 MeV Einschubenergie. Die Daten (dicke durchgezogene Linie) wurden von Ref. 58 genommen. Die diskreten Linien stellen berechnete Streuquerschnitte zu gebundenen und quasi-gebundenen Zuständen dar. Der Pfeil mit dem "Index" $L=1$ deutet die Lage an, wo die $L=1$ ($0^-, 1^-, 2^-$)-Stärke hauptsächlich lokalisiert wäre, wenn die Rechnungen die kollektiven Eigenschaften dieser Zustände berücksichtigen würden.

$|E_p, \ell_p, j_p\rangle$ klein an der Kernoberfläche machen, insbesondere für kleinere Energien ($E_p < 10$ MeV) und für Drehimpulse $\ell_p \neq 0$. Konsequenterweise sind für diese Energien die Kernübergangsdichten klein und deshalb auch die Streuquerschnitte. Der Untergrund gerade unterhalb der GT-Resonanz muß dann durch alle Übergänge erzeugt werden, die ein Neutron von der $2s_{1/2}$ - und der $1f_{7/2}$ -Schale via Ladungsaustausch in die Proton $2p_{1/2}$ - oder $1g_{9/2}$ -Schale befördern (s. Abb. 32). Die Streuquerschnitte, die von diesen Zuständen erzeugt werden, sind in Abb. 34 durch die diskreten Linien dargestellt. Die größten Beiträge gehen dabei

auf $L=1$ ($J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$)- und $L=2$ ($J^\pi = 3^+$)-Anregungen zurück. Die Summe der Streuquerschnitte, die im Q -Intervall von 2 bis 15 MeV zum Untergrund beitragen, beträgt 5.4 mb, wovon 2.5 mb auf 0^- -, 1.4 mb auf 2^- -, und 1 mb auf 3^+ -Übergänge zurückgehen. Man beachte, daß der größte Teil der $L=1(0^-, 1^-, 2^-)$ -Stärke energetisch nach oben in den Energiebereich um $Q = -22$ MeV (wie in Abb. 34 durch den Pfeil angedeutet) geschoben wird, wenn man die TL-Restwechselwirkung anschaltet. Man beachte auch, daß für die $L=1$ -Ladungsaustauschmoden eine Summenregel existiert⁷⁷⁾. Diese Summenregel besagt, daß bei Einschluß der repulsiven TL-Restwechselwirkung die Stärke lediglich umverteilt, d.h. von niedrigen zu höheren Anregungsenergien hin verschoben wird. Deshalb bedeuten die im ungestörten TL-Doorway-Modell berechneten 5 mb eine obere Abschätzung für den Untergrund unter der GTR in ^{48}Ca . In der experimentellen Analyse der Daten wurden jedoch 17 mb als Untergrund abgezogen, wenn man den Anregungsbereich $0 > Q > -15$ MeV zugrundelegt (s. die gestrichelte Kurve in Abb. 34). Unsere Rechnungen zeigen, daß von diesem Untergrund mindestens 12 mb GT-Stärke sind. Weiterhin deutet unsere Rechnung darauf hin, daß auch noch viel GT-Stärke im Energiebereich $-15 \text{ MeV} > Q > -25$ MeV sein kann. Legen wir den Energiebereich $-25 \text{ MeV} > Q > 0$ zugrunde, dann erhöht sich die GT-Stärke im Untergrund von 12 auf 30 mb! Dieser Streuquerschnitt von 30 mb ist fast genauso groß wie der von den Experimentalphysikern designierte GT-Streuquerschnitt für den $1^+, T=3$ -Zustand bei $Q = -15$ MeV. Der gesamte GT-Streuquerschnitt erhöht sich dann etwa um 66 %.

Bisher haben wir noch nicht die Streuquerschnitte der drei GT-Peaks in Abb. 34 diskutiert. Für diese Zustände haben wir getrennte Rechnungen durchgeführt, und zwar mit drei verschiedenen Modellwellenfunktionen vom TL-Doorway-, vom RPA- und vom RPA+ Δ -Typ. Die Ergebnisse dieser Rechnungen vergleichen wir in Abb. 35 mit Daten⁵⁸⁾. (Die Daten wurden mit dem experimentellen Untergrund

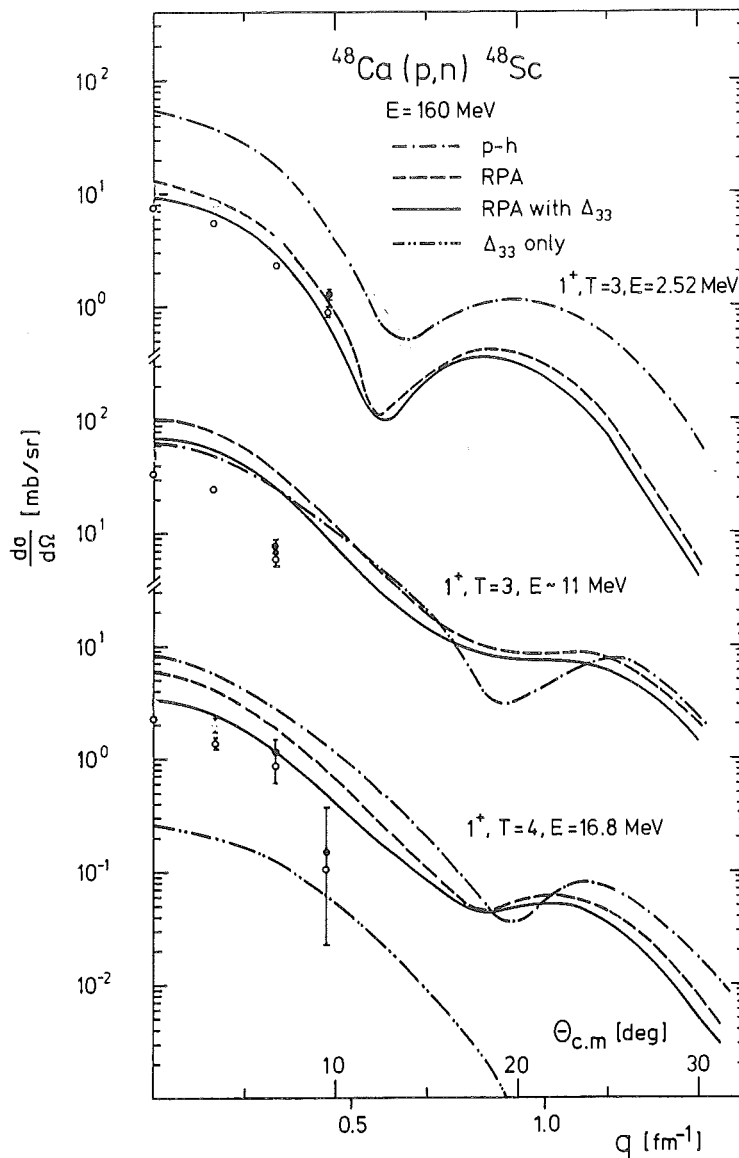


Abb. 35: Winkelverteilungen für die $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ -Reaktionen zu den drei 1^+ , GT-Zuständen in ^{48}Sc . Die Daten wurden von Ref. 58 genommen. Drei Rechnungen⁹¹⁾ werden mit den Daten verglichen, in denen die Zustände entweder durch ungestörte TL(ph)-, durch RPA- oder durch RPA+ Δ -Wellenfunktionen beschrieben werden. Die optischen Parameter wurden von Ref. 180 genommen.

(gestrichelte Linie in Abb. 34) bestimmt!) Drei verschiedene Streuquerschnitte werden jeweils mit den drei verschiedenen 1^+ -Zuständen bei $E_x = 2.52$ MeV, $E_x = 11$ MeV und $E_x = 16.8$ MeV in ^{48}Sc verglichen. Diese wurden entweder mit ungestörten TL(ph)-, mit RPA- oder mit RPA+ Δ -Wellenfunktionen berechnet. Durch

Vergleich der Resultate für "ph" und "RPA" sieht man, wie die Restwechselwirkung die GT-Stärke umverteilt, indem ein großer Teil der Stärke vom niedrigliegenden zum hochliegenden GT-Zustand geschoben wird. Der Einschluß von Δ Isobaren hat einen ähnlichen Effekt, indem ein Teil der GT-Stärke von den niedrigliegenden Zuständen weggenommen und in den Anregungsbereich um 300 MeV hinauftransportiert wird. Eine Reduktion der RPA+ Δ -Streuquerschnitte im Vergleich zu den mit RPA berechneten ist deutlich zu sehen. Für den 1^+ , $E_x = 2.52$ MeV-Zustand beträgt die Reduktion ungefähr 28 % und für den 1^+ , $E_x = .11$ MeV-Zustand etwa 30 %. Vergleichen wir nun die Rechnungen mit den experimentellen Daten, so dürfen wir das Untergrundproblem nicht vergessen. Der experimentelle 0^0 -Streuquerschnitt zum 1^+ , $E_x = 11$ MeV-Zustand wird um ~ 30 mb auf 62 mb erhöht, wenn der Untergrund richtig subtrahiert wird. Dann würden die Daten gerade mit der RPA+ Δ -Rechnung übereinstimmen. Man könnte daraus schließen, daß RPA+ Δ die richtige Lösung ist und Δ 's die GT-Stärke um 30 % unterdrücken. Hier ist jedoch Vorsicht geboten, denn wie wir schon erwähnt haben, ist der berechnete Untergrund ein maximaler Untergrund. Bessere Rechnungen, die z.B. RPA-Korrelationen einschließen, werden den Untergrund verringern. Außerdem wird ein großer Teil der Stärke zu höheren Anregungsenergien hin verschoben. Dadurch wird mehr Raum für GT-Stärke geschaffen, wodurch die GT-Stärke leicht um 30 % erhöht werden kann. Außerdem haben wir hier nur das 0^0 -Spektrum analysiert. Eine Analyse der gesamten Vorwärtswinkelspektren verschafft viel stärkere Randbedingungen für die theoretischen Rechnungen, denn man muß neben dem 0^0 -Spektrum, das von den GT-Zuständen dominiert wird, gleichzeitig auch die Spektren bei größeren Streuwinkeln beschreiben. Solch eine vollständige Analyse der (p,n)-Spektren werden wir in den nächsten Paragraphen für die $^{90}\text{Zr}(p,n)$ -Reaktion durchführen.

5.6.2 Analyse der $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ -Reaktion unter Einschluß des Δ -Effektes

In diesem Abschnitt werden wir eine vollständige, mikroskopische Analyse der gesamten $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ -Spektren, die in Abb. 31 dargestellt sind, durchführen. Diese Rechnungen hier unterscheiden sich von denen für die $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ -Reaktion dadurch, daß nun die meisten Zustände des Kernanregungsspektrums ($J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 1^+, 2^+, 3^+$) durch RPA- oder RPA+ Δ -Wellenfunktionen beschrieben werden. Wir diskutieren den gesamten Winkelbereich von 0° bis 18.7° . Beginnen werden wir mit dem 0^0 -Spektrum.

5.6.2.1 Das 0^0 -Spektrum und die GT-Resonanzen

Im oberen Teil von Abb. 36 zeigen wir Resultate für das 0^0 -Spektrum. Zwei verschiedene Rechnungen werden mit den Daten verglichen. Die erste wurde mit gewöhnlichen RPA-Wellenfunktionen durchgeführt (durchgezogene Kurve) und die zweite mit verallgemeinerten RPA-Wellenfunktionen, die Δ -Isobarfreiheitsgrade einschließen (gestrichelte Kurve). Beide Spektren sind inkohärente Summen von Streuquerschnitten mit Multipolaritäten $L=0$ bis $L=4$ ($J^\pi = 0^+, 0^-, 1^+, 1^-, 2^+, 2^-, 3^+, 3^-, 4^-, 4^+, 5^+$). Von diesen Zuständen wurden die $0^-, 1^-, 2^-$ und $1^+, 2^+, 3^+$ Zustände mit RPA oder RPA+ Δ berechnet, während die $3^-, 4^-, 4^+$ und 5^+ Zustände im ungestörten TL-Doorway-Modell von Ref. 99-102 behandelt wurden. Der Modellraum für die RPA-Rechnungen enthielt alle $3\hbar\omega$ -Anregungen, so daß die RPA-Zustände sich in ihrer Anregungsenergie bis zu $Q = -40$ MeV erstrecken. Die Streuquerschnitte jenseits von $Q = -40$ MeV werden hauptsächlich durch Zustände mit $E_x > 3\hbar\omega$ erzeugt, welche ebenfalls durch ungestörte TL-Doorway-Wellenfunktionen beschrieben werden¹⁰⁴).

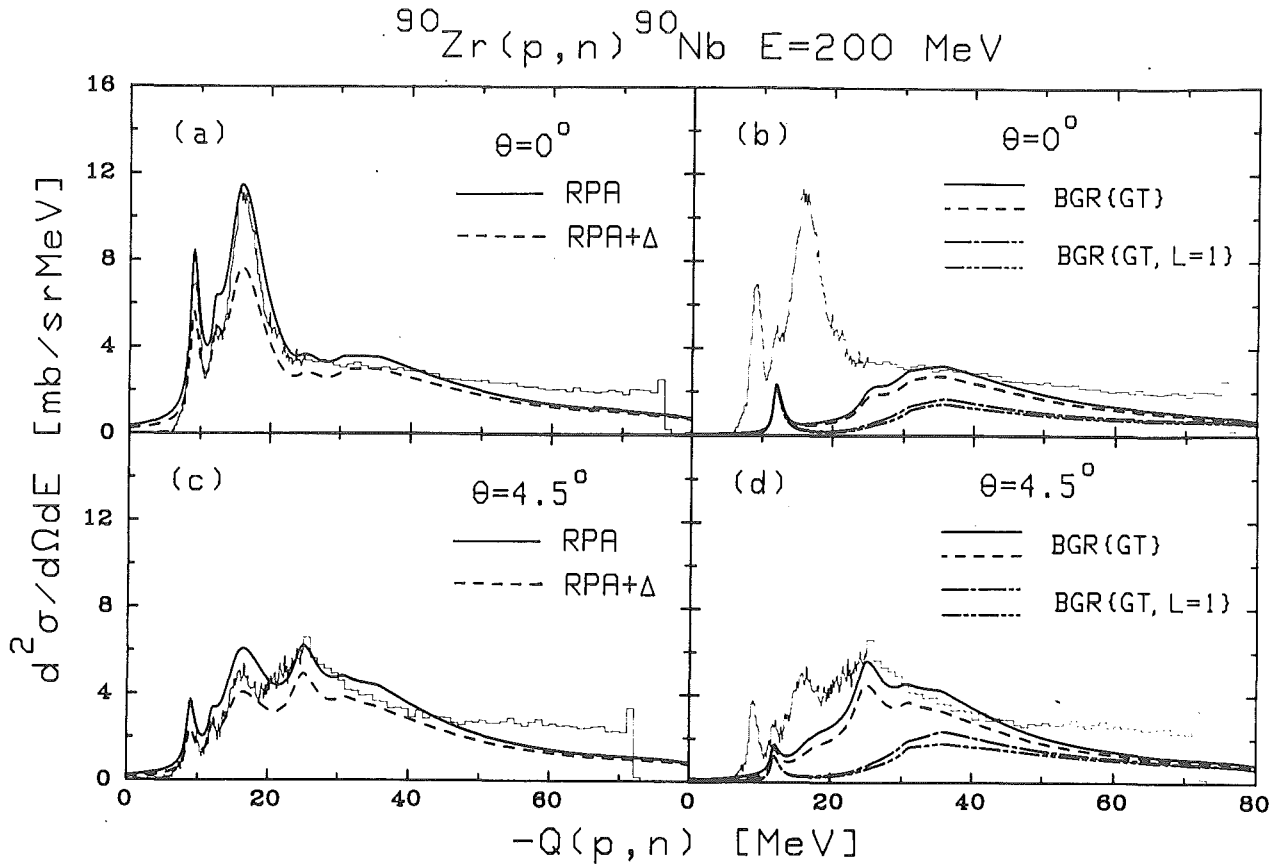


Abb. 36: Neutronspektren für die Reaktion $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ bei Streuwinkeln von $\theta=0^\circ$ (Teile (a) und (b)) und $\theta = 4.5^\circ$ (Teile (c) und (d)). Die Daten (dünne durchgezogene Linie) wurden von Ref. 54 genommen. Die vollständigen, theoretischen Spektren in (a) und (c) wurden mit RPA-Wellenfunktionen (dicke durchgezogene Linie) oder mit verallgemeinerten (RPA+ Δ)-Wellenfunktionen (gestrichelte Kurve) berechnet. Im letzteren Fall wurden die ΔN^{-1} -Beimischungen in der Wellenfunktion so angepaßt, daß das "Quenching" der totalen GT-Stärke 30 % beträgt (s. Text). Die Teile (c) und (d) zeigen jeweils den Untergrund bezüglich der GTR allein (BGR GT) bzw. den Untergrund bezüglich der GTR und der L=1-Resonanz gemeinsam (BGR GT,L=1). Die durchgezogenen und die lang-kurz-gestrichelten Kurven stellen Resultate dar, die mit RPA-Wellenfunktionen erhalten wurden, und die gestrichelten und die lang-kurz-kurz-gestrichelten Kurven geben die Resultate an, die mit RPA+ Δ berechnet wurden. Durch Subtraktion der BGR GT,L=1-Kurve von der BGR GT-Kurve erhält man die Stärkeverteilung für die $1\hbar\omega+3\hbar\omega$ L=1-Resonanz. Im Energiebereich $-20 > Q > -60$ MeV stimmt die BGR GT,L=1-Kurve im wesentlichen mit der Stärkeverteilung der $2\hbar\omega$, $J^\pi = 1^+, 2^+, 3^+$ -Resonanz überein (Ref. 104).

Die kontinuierlichen Spektren in Abb. 36 wurden erhalten, indem die Streuquerschnitte zu den diskreten RPA (RPA+ Δ)-Zuständen mit einer Verteilungsfunktion von Breit-Wigner-Form gefaltet wurden.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} J^\pi(\theta) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\Gamma} \frac{\Gamma_i^2/4}{(E-E_i)^2 + \Gamma_i^2/4} \frac{d\sigma}{d\Omega} J^\pi(\theta) \quad (5.4)$$

In Gl. (5.4) bezeichnen die E_i die Anregungsenergien und die Γ_i die Zerfallsbreiten der diskreten RPA (RPA+ Δ)-Zustände. Die Faltung simuliert effektiv die Verbreiterung der diskreten 1T1L-Stärke aufgrund ihrer Ankopplung ans Kontinuum ("escape width" Γ^\uparrow) und an kompliziertere Mehrteilchen-Mehrloch-Zustände ("spreading width" Γ^\downarrow). Die Gesamtbreite Γ ist die Summe von beiden: $\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow$. In schweren Kernen wird die Zerfallsbreite hauptsächlich durch Γ^\downarrow erzeugt. Diese kann mikroskopisch nur im Rahmen von 2T2L-Rechnungen^{97,181-187}) näherungsweise bestimmt werden. Wir nehmen in unseren Rechnungen die Zerfallsbreiten so weit wie möglich vom Experiment. Für die verschiedenen Energiebereiche wurden folgende Breiten gewählt: $\Gamma = 1$ MeV für $0 < E_x < E_{IAR}$, $\Gamma = 6$ MeV für $E_{IAR} < E_x < 15$ MeV und $\Gamma = 10$ MeV für alle Zustände mit $E_x > 15$ MeV. Um eine vernünftige Beschreibung der experimentellen Resonanzform der GT-Zustände zu erhalten, mußten die Breiten asymmetrisch angenommen werden. So wurde die GT-Resonanzbreite aufgeteilt in $\Gamma = \Gamma_\ell + \Gamma_r$ ($\ell =$ links, $r =$ rechts) mit $\Gamma_\ell = 2$ MeV und $\Gamma_r = 4$ MeV und anschließend in einer asymmetrischen Breit-Wigner Form benutzt. Eine ähnliche Asymmetrie wurde für die Zustände mit $E_x > 15$ MeV benötigt, wo die Partialbreiten $\Gamma_\ell = 2$ MeV und $\Gamma_r = 8$ MeV betragen.

Bei der Verteilung der Stärke müssen wir beachten, daß die zu höheren Anregungsenergien verschobene Stärke von einem anderen (p,n)-Übergangsoperator^{188,189}) geprobt wird als die unverschobene. Dies ist auf die Q-Abhängigkeit des hadronischen Übergangsoperators zurückzuführen^{188,189}). Diesen Effekt

haben wir in unseren Rechnungen dadurch berücksichtigt, daß wir relative Distortionsfaktoren eingeführt haben, die definiert sind durch

$$D(Q_0 + \Delta Q, \theta, J) \equiv \left\{ \frac{d\sigma}{d\Omega} (Q_0 + \Delta Q, \theta, J) \right\} / \left\{ \frac{d\sigma}{d\Omega} (Q_0, \theta, J) \right\} \quad (5.5)$$

Damit multiplizieren wir dann die Breit-Wigner-Verteilungsfunktionen. Die Distortionsfaktoren D hängen vom Spin J der Endzustände, von der Energieverschiebung ΔQ (Q_0 : = Energie des betrachteten, diskreten Zustands) und vom Streuwinkel θ ab. Für $\Delta Q=0$ gilt $D(Q_0, \theta, J) = 1$. Das Verhalten von D als Funktion von ΔQ bei vorgegebenem Streuwinkel θ kann direkt von der Form der Winkelverteilung des betreffenden Zustandes abgelesen werden. Eine Vergrößerung des Q -wertes um ΔQ ist nämlich äquivalent mit einem Anwachsen des Impulsübertrages Δq . Der Impulsübertrag kann jedoch auch durch Vergrößerung des Streuwinkels bei festgehaltenem Q geändert werden. Diese Abhängigkeit wird aber gerade durch die Winkelverteilung angegeben. Für den kollektiven GT-Zustand bei 0^0 z.B. fällt D mit wachsendem ΔQ ab, weil die GT-Winkelverteilung eine $L=0$ -Form besitzt. Für alle anderen Zustände mit Multipolaritäten $L > 0$ hingegen wächst $D(Q_0 + \Delta Q, \theta=0^0, J)$ mit ΔQ an, weil die Winkelverteilungen mit $L > 0$ von $\theta=0^0$ ansteigen. Dies bedeutet, daß die Verschiebung von GT-Stärke zu höheren Anregungsenergien den totalen GT-Streuquerschnitt bei $\theta=0^0$ reduziert, während die Verschiebung von z.B. 0^- , 1^- und 2^- Stärke den totalen 0^0 -Streuquerschnitt zu diesen Zuständen vergrößert.

Von Abb. 36a sehen wir, daß das mit RPA berechnete 0^0 -Spektrum die Form des experimentellen Spektrums ziemlich gut beschreibt. Es überschätzt die Daten jedoch im Niederenergiebereich und unterschätzt sie bei höheren Anregungsenergien. Um Theorie und Experiment im Niederenergiebereich in Übereinstimmung zu bringen, müssen wir ein "Quenching" (= Unterdrückung) einführen, welches den

Betrag der GT-Stärke im Q -Wertbereich $-8 \text{ MeV} > Q > -22 \text{ MeV}$ reduziert. Zwei verschiedene "Quenching"-Mechanismen sind vorgeschlagen worden. Beim ersten Mechanismus wird angenommen, daß ΔN^{-1} -Zustände mit den PN^{-1} -GT-Zuständen koppeln und einen Teil der GT-Stärke in den Δ -Resonanzbereich schieben⁷⁸⁻⁹²). Der zweite Mechanismus beruht auf der Annahme, daß hochliegende $2p2h$ -Zustände mit den $1T1L$ -GT-Zuständen mischen und daß dadurch GT-Stärke vom Energiebereich $0 > Q > -20 \text{ MeV}$ in den Energiebereich $-20 \text{ MeV} > Q > -70 \text{ MeV}$ transportiert wird⁹³⁻⁹⁷). Im letzteren Fall wird die GT-Stärke kontinuierlich über einen großen Energiebereich verschmiert, so daß ein Teil von ihr dem experimentellen Nachweis entgeht. Welcher von den beiden "Quenching"-Mechanismen nun vornehmlich wirksam wird, kann nur durch eine sorgfältige Analyse der vollständigen (p,n) -Spektren entschieden werden. Dies wollen wir im folgenden zeigen.

Zunächst diskutieren wir den Fall, daß nur der $2T2L$ -Mechanismus für die Unterdrückung der GT-Stärke verantwortlich ist und einen Teil der Stärke zu höheren Anregungsenergien hin verschiebt. Dieser Effekt ist schon zu einem großen Teil in unseren Rechnungen eingeschlossen, da wir die diskreten Streuquerschnitte in eine asymmetrische Breit-Wigner-Form falten, die die asymmetrische Dämpfung der GT-Schwingung beschreibt. Die Verschiebung der Stärke, die daraus resultiert, ist jedoch minimal in dem Sinne, daß die Stärke nur in einem verhältnismäßig kleinen Energiebereich von $\sim 20 \text{ MeV}$ umverteilt wird, während mikroskopische $2T2L$ -Rechnungen Verteilungsfunktionen mit einem langen, hochenergetischen Schwanz voraussagen^{97,181}). Es ist interessant festzustellen, bis zu welcher Anregungsenergie hin sich die GT-Stärke unter dieser Annahme "minimaler" Verbreiterung erstreckt. Dazu bestimmen wir zunächst den Untergrund bezüglich der GT-Resonanz im gemessenen Spektrum. Die Streuquerschnittsfläche, die nicht von den Untergrundrechnungen beschrieben wird, ist dann GT-Stärke.

In Abb. 36b zeigen wir den Untergrund für das 0^0 -Spektrum. Die durchgezogene Kurve stellt das RPA-Ergebnis dar und die gestrichelte Kurve das RPA+ Δ -Ergebnis (Untergrund mit "Quenching"). Der Peak bei $Q = -12$ MeV ist die IAR. Der übrige Untergrund bis hinaus zu $Q = -70$ MeV wird hauptsächlich von der $1\hbar\omega+3\hbar\omega$ L=1- und der $2\hbar\omega$ L=2 -Resonanz erzeugt. Deren Winkelverteilungen besitzen zwar ihre Maxima bei größeren Streuwinkeln, doch sie geben auch noch einen wesentlichen Beitrag zum 0^0 -Streuquerschnitt. Die Rechnungen zeigen einerseits, daß der Untergrund im GT-Bereich sehr klein ist, und andererseits, daß sich auch GT-Stärke jenseits des Hauptpeaks im Energiebereich $-20 \text{ MeV} > Q > -30 \text{ MeV}$ befindet. Diese Schlußfolgerung ist ziemlich definitiv. Sie würde sich auch nicht ändern, wenn wir andere Stärke-Verteilungsfunktionen als solche von Breit-Wigner-Form verwenden würden, denn der Untergrund mit seiner flachen Form ist auf solche Änderungen ziemlich unempfindlich. Durch Vergleich des berechneten Gesamtspektrums in Abb. 36a mit dem berechneten Untergrund in Abb. 36b sieht man, daß sich die GT-Stärke zu höheren Anregungsenergien hin in ganz natürlicher Weise ausbreitet, wie man es auch von der experimentellen Linienform der GT-Resonanz erwarten würde. Insofern ist unser Ergebnis für die GT-Stärkeverteilung nicht überraschend und hätte eigentlich bei der experimentellen Analyse der Daten bemerkt werden können. Offensichtlich hat man jedoch die asymmetrische Resonanzform des GT-Zustandes nicht ernst genug genommen. Mit unserer Annahme einer minimalen Ausbreitung der GT-Stärke erstreckt sich diese dann bis $Q \sim -35$ MeV. Dieser Wert ist viel kleiner als der, der von 2T2L-Konfigurationsmischungsrechnungen vorausgesagt wird (97,181).

Das mit RPA berechnete Spektrum in Abb. 36a überschätzt die Daten im Energiebereich $0 > Q > -40$ MeV. Legt man diesen Bereich zugrunde, so benötigt man ein "Quenching" von 15 %, um Theorie und Experiment in Übereinstimmung zu bringen. Leider können wir nicht direkt entscheiden, ob dieses "Quenching" auf den Δ -

Mechanismus oder auf eine zusätzliche Verbreiterung der GT- und auch der L=1- und L=2-Stärke zurückzuführen ist. Eine noch stärker asymmetrische Verteilung würde noch mehr Stärke zu hohen Anregungsenergien hin verschieben. Solch ein Effekt wäre tatsächlich höchst willkommen, denn die Theorie unterschätzt das experimentelle 0^0 (p,n)-Spektrum bei hohen Q-Werten.

Wir können jedoch beweisen, daß der Δ - "Quenching"-Effekt nicht sehr groß sein kann, d.h. daß dieser nicht die minimale S_{β_-} -Summenregelstärke um 30 % oder 50 % reduzieren kann, wie von verschiedenen Autoren⁸⁷⁻⁹⁰⁾ gefordert wurde. Dies kann von der RPA+ Δ -Rechnung in Abb. 36a (gestrichelte Kurve) gesehen werden. Hier wurden die ΔN^{-1} -Beimischungen in den Wellenfunktionen so angepaßt, daß die totale GT-Stärke ein "Quenching" von 30 % erfährt. Dies kann durch geeignete Anpassung des $(\delta g'_0)_{\Delta N}$ -Parameters in der Δ -Loch-Restwechselwirkung, Gl. (5.4), erreicht werden. Ein Wert von $(\delta g'_0)_{\Delta N} = 0.4 f^*/f$ führt zu einer 30 %igen Reduktion der totalen GT-Stärke in ^{90}Zr . Bei Verwendung der zugehörigen RPA+ Δ -Wellenfunktionen in den Streuquerschnittsrechnungen erhalten wir die gestrichelte Kurve in Abb. 36a. Zur Erstellung des kontinuierlichen Spektrums haben wir die gleichen Breiten benutzt wie beim RPA-Resultat. Das mit RPA+ Δ berechnete Spektrum unterschätzt die Daten überall und besonders stark im GT-Resonanzbereich. Legen wir den gesamten Energiebereich $0 > Q > -70$ MeV zugrunde, so fehlen 37 mb. Wir weisen jedoch darauf hin, daß der Einschluß von Grundzustandskorrelationen in ^{90}Zr vom 2p2h-Typ, die in der RPA nicht berücksichtigt werden, dieses Ergebnis ändern könnte.

5.6.2.2 Das 4.5^0 -Spektrum und die L=1-Resonanz

In Abb. 36c zeigen wir die Resultate für das 4.5^0 -Spektrum. Bei diesem Winkel ist der GT-Streuquerschnitt noch groß und der $\Delta L=1$ -Resonanz-Streuquerschnitt ist maximal. Das Spektrum, berechnet mit RPA (durchgezogene Kurve), beschreibt die Daten ziemlich gut, obwohl es im Q-Wertbereich ($0 > Q > -40$ MeV) etwas zu groß ist im Vergleich mit den Daten und bei höheren Q-Werten ($-40 > Q > -70$ MeV) zu klein. Das Spektrum, berechnet mit einem 30 %igen Δ - "Quenching"-Effekt (gestrichelte Kurve) unterschätzt andererseits die Daten überall und insbesondere im Bereich der GT- und der L=1-Resonanz. Offensichtlich liegt hier eine ähnliche Situation vor wie beim 0^0 -Spektrum. Eine Reduzierung der GT-Stärke um 30 % aufgrund des Δ - "Quenching"-Mechanismus ist einfach zu groß. Es ist interessant, daß die RPA die Form und die Größe des Spektrums im L=1-Resonanzbereich ziemlich gut beschreibt, während sie den GT-Resonanzbereich überschätzt. Eine Erklärung dafür kann man in Abb. 36d finden, wo der Untergrund bezüglich der GT-Resonanz (durchgezogene Kurve (RPA), gestrichelte Kurve (RPA+ Δ)) und bezüglich beider Resonanzen, der GT- und der L=1-Resonanz (punktgestrichelte Kurve (RPA), punktpunktgestrichelte Kurve (RPA+ Δ)) gezeigt wird. Durch Subtraktion der punktgestrichelten von der durchgezogenen Kurve erhält man die Stärkeverteilung der L=1-Resonanz. Betrachten wir nun den GT-Resonanzbereich ($Q \sim -15$ MeV), so finden wir, daß ein wesentlicher Beitrag zum Untergrund unterhalb der GT-Resonanz von der L=1-Resonanz kommt, deren Stärkeverteilung sich bis zu diesen niedrigen Q-Werten erstreckt. Wir bemerken, daß die Verteilung der L=1-Stärke nicht notwendigerweise ähnlich gut durch die RPA bestimmt wird wie die der GT-Stärke, weil die L=1-Resonanz ein komplizierteres ungestörtes TL-Spektrum besitzt. Kleine Änderungen in den Einteilchenenergien könnten leicht zu einer besseren Beschreibung des 4.5^0 RPA-Spektrums führen.

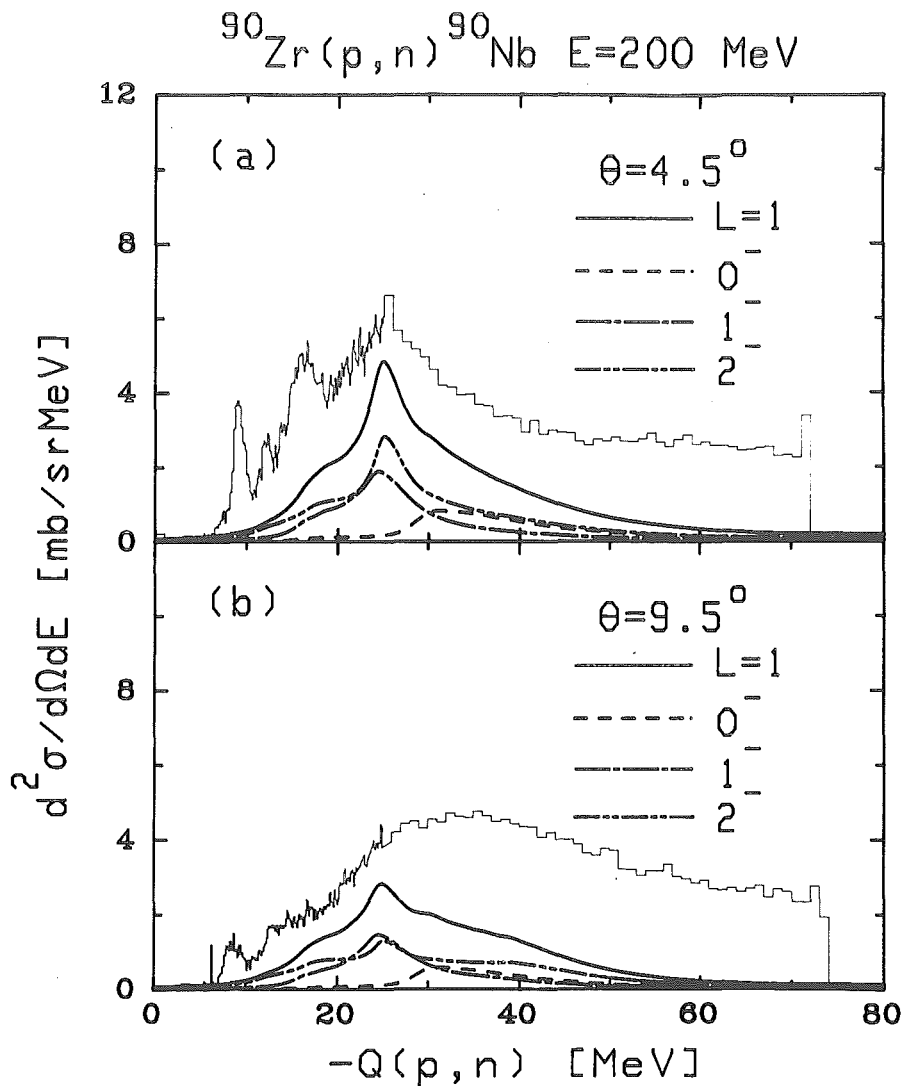


Abb. 37: Die Streuquerschnittsbeiträge der $1\hbar\omega+3\hbar\omega$, $J^\pi = 0^-$, 1^- und 2^- -Zustände zu den 4.5° - (a)- und 9.5° -Spektren (b). Diese Zustände bilden zusammen die L=1-Resonanz. Die theoretischen Streuquerschnitte wurden mit RPA-Wellenfunktionen berechnet. Die durchgezogene Kurve stellt die Summe der 0^- , 1^- und 2^- -Streuquerschnitte dar.

Die L=1-Resonanz ist eine Überlagerung von drei Resonanzen mit Spin-Paritäten $J^\pi = 0^-$, 1^- und 2^- . In den Abb. 37a und 37b zeigen wir ihre getrennten Beiträge zum Streuquerschnitt für die Streuwinkel von 4.5° bzw. 9.5° . Die 2^- -Zustände besitzen die niedrigste Anregungsenergie, dann folgen die 1^- -Zustände, und die 0^- -Zustände haben die höchste Anregungsenergie. Die Summe dieser Streuquerschnitte (durchgezogene Kurve) bildet die L=1-Resonanz, deren Maximum bei $Q = -24$ MeV liegt und die eine Gesamtbreite von ~ 15 MeV besitzt.

$\theta_{c.m.}$ (deg.)	L=1-Resonanz			L=2-Resonanz		
	0^-	1^- (mb/sr)	2^-	1^+	2^+ (mb/sr)	3^+
0.0	15 (12)	5 (5)	32 (28)	27 (23)	4 (2)	11 (10)
4.5	17 (14)	25 (23)	43 (30)	29 (20)	8 (5)	15 (14)
9.5	11 (9)	20 (16)	31 (19)	32 (17)	6 (4)	26 (21)
12.8	4 (3)	7 (5)	22 (19)	17 (7)	2 (1)	20 (16)
18.7	2 (3)	3 (3)	11 (15)	3 (2)	1 (1)	7 (5)

Tabelle 2: Energieintegrierte theoretische Streuquerschnitte für verschiedene Klassen von Endzuständen. In den Spalten 2-4 listen wir die individuellen Streuquerschnitte der $1\hbar\omega+3\hbar\omega$ -L=1-Resonanz ($J^\pi = 0^-, 1^-$ und 2^-) und in den Spalten 5-7 geben wir die analogen Streuquerschnitte für die $2\hbar\omega$, L=2-Resonanz ($J^\pi = 1^+, 2^+, 3^+$) an. Die gelisteten Zahlen wurden mit RPA-Wellenfunktionen oder mit verallgemeinerten RPA+ Δ -Wellenfunktionen (Zahlen in Klammern) berechnet (Ref. 104).

In Tabelle 2, Spalte 2-4, geben wir die detaillierten Zahlen für die Streuquerschnitte, die die individuellen J^π -Resonanzen zum gesamten L=1-Streuquerschnitt beitragen. Der 2^- -Streuquerschnitt ist bei allen Streuwinkeln am größten, aber auch die 0^- - und 1^- -Streuquerschnitte geben einen wesentlichen Beitrag.

5.6.2.3 Das 9.5^0 -Spektrum und die L=2-Resonanz

In Abb. 38a zeigen wir die Resultate für das 9.5^0 -Spektrum. Bei diesem Streuwinkel ist der Beitrag der GT-Resonanz zum Spektrum vernachlässigbar klein und die Form des Spektrums wird hauptsächlich von der L=1- und der $2\hbar\omega$, L=2-Reso-

$^{90}\text{Zr}(p, n)^{90}\text{Nb}$ $E=200$ MeV

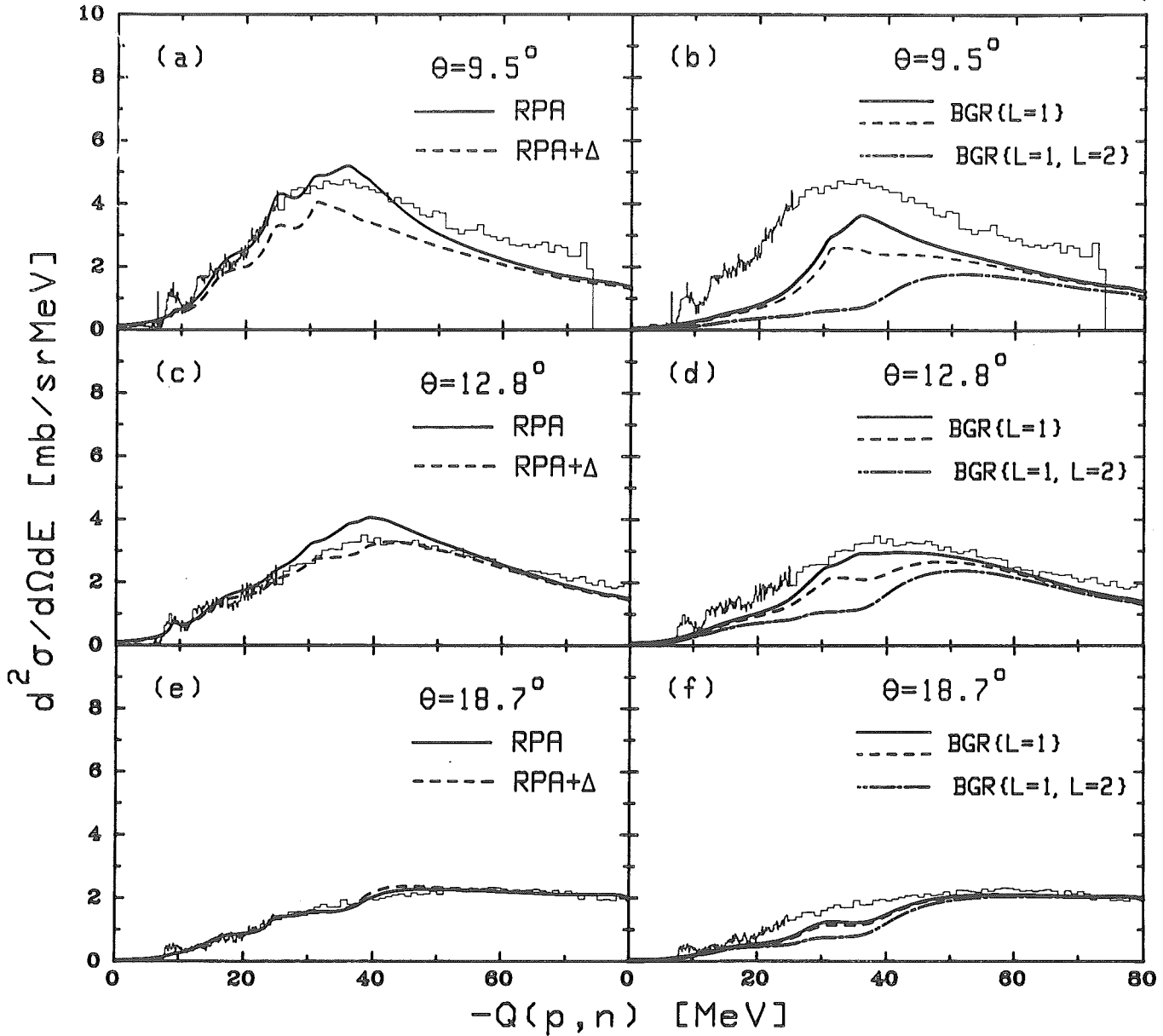


Abb. 38: Das Gleiche wie in Abb. 36, aber nun für die Streuwinkel $\theta = 9.5^\circ$, 12.8° und 18.7° . Die durchgezogenen und gestrichelten Kurven in den Abb. (b), (d) und (f) stellen nun den berechneten Untergrund bezüglich der $1\hbar\omega+3\hbar\omega$, L=1-Resonanz (BGR L=1) dar, der entweder mit RPA (durchgezogene Linie) oder mit RPA+ Δ (gestrichelte Linie) berechnet wurde. Auch der berechnete Untergrund für die $1\hbar\omega+3\hbar\omega$, L=1- und $2\hbar\omega$, L=2-Resonanz wird gezeigt (BGR L=1, L=2). Dieser wurde mit RPA-Wellenfunktionen berechnet. Durch Subtraktion dieses Untergrundes vom BGR L=1-Streuquerschnitt erhält man die Stärkeverteilung für die $2\hbar\omega$, $J^\pi = 1^{+-}, 2^+, 3^+$ -Resonanz.

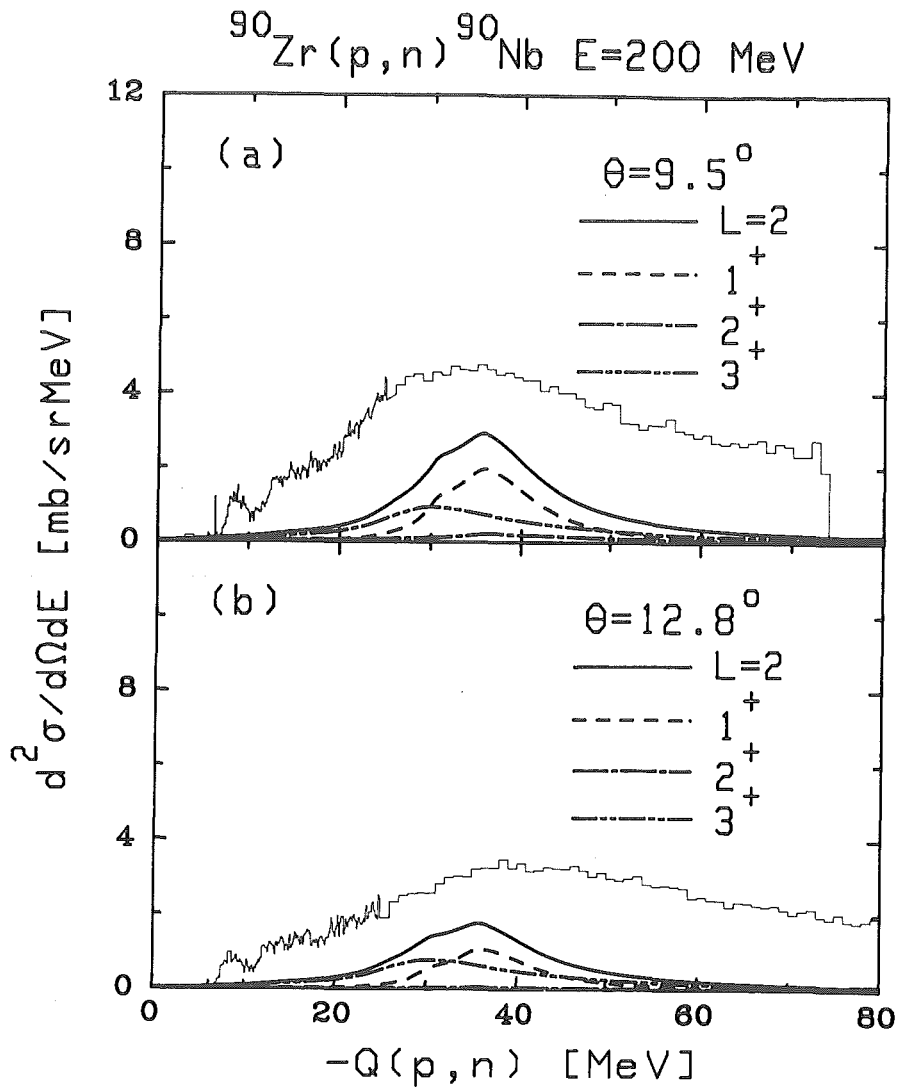


Abb. 39: Die Streuquerschnittsbeiträge der $2\hbar\omega$, $J^\pi = 1^+$, 2^+ und 3^+ -Zustände zu den 9.5° - (a) und 12.8° -Spektren (b). Diese Zustände formen zusammen die $L=2$ -Resonanz. Die theoretischen Streuquerschnitte wurden mit RPA-Wellenfunktionen berechnet. Die durchgezogene Kurve stellt die Summe der 1^+ , 2^+ und 3^+ -Streuquerschnitte dar.

nanz bestimmt. Wiederum gibt das theoretische Spektrum, berechnet mit RPA, eine gute Beschreibung der experimentellen Daten, während das Spektrum, berechnet mit RPA+ Δ , einen zu kleinen absoluten Streuquerschnitt liefert.

Die $2\hbar\omega$ -Resonanz besteht aus einer Überlagerung von drei Resonanzen mit Spin-Parität $J^\pi = 1^+, 2^+$ und 3^+ . In Abb. 39 zeigen wir ihre getrennten Beiträge zum 9.5^0 - bzw. 12.8^0 -Spektrum. Man sieht, daß die 3^+ -Resonanz sehr breit ist und ihr Maximum bei $Q \sim -38$ MeV besitzt. Dagegen hat die 1^+ -Resonanz eine kleinere Breite mit dem Peak bei $Q \sim -38$ MeV.

In Tabelle 2, Spalten 5-7, geben wir die absoluten Streuquerschnitte an, die die verschiedenen J^π -Komponenten zur $2\hbar\omega$ -Resonanz bei den verschiedenen Streuwinkeln beitragen. Die 1^+ -Zustände liefern einen großen Beitrag von 27 mb zum 0^0 -Spektrum. Dieser Streuquerschnitt sollte jedoch nicht mit der GT-Stärke verwechselt werden, die in die Summenregel, Gl. (5.3b), eingeht und die von den Operatoren $\sigma\tau_\pm$ angeregt wird. Der Erwartungswert von diesen Operatoren mit $2\hbar\omega$ -Konfigurationen verschwindet wegen der Orthogonalität der Radialwellenfunktionen. Die $2\hbar\omega$ 1^+ -Stärke wird hauptsächlich durch den Operator $f(r)[Y_2 \times \vec{\sigma}]_{1^+} \tau_\pm$ angeregt, welcher ein Teil des hadronischen Übergangsoperators ist und der auch eine Radialabhängigkeit $f(r)$ besitzt¹⁸⁸). Deshalb ist klar, daß dieser Streuquerschnittsbeitrag nicht in die Summenregel von Gl. eingeschlossen werden darf.

5.6.2.4 Die 12.8^0 - und 18.7^0 -Spektren

Besonders wichtig für unsere Diskussion sind die Resultate für die größeren Streuwinkel von $\theta = 12.8^0$ und $\theta = 18.7^0$, welche in dem unteren Teil von Abb. 38 gezeigt werden. Bei diesen Streuwinkeln geben beide, die GT- und die L=1-Resonanz, nur einen kleinen Beitrag zum totalen (p,n)-Spektrum. Die Form und Größe dieser Spektren wird deshalb hauptsächlich durch Zustände anderer Multipolarität bestimmt.

In den Abb. 38c und 38e vergleichen wir die berechneten 12.8^0 - und 18.7^0 -Spektren mit den Daten. Die durchgezogene Kurve bezeichnet wieder das RPA-Resultat und die gestrichelte Kurve das für RPA+ Δ . Während das RPA-Ergebnis die Daten im 12.8^0 -Spektrum etwas überschätzt, liefert es andererseits eine perfekte Beschreibung des 18.7^0 -Spektrums. Ein Grund für die Überschätzung des 12.8^0 -Spektrums könnte darin liegen, daß die 3^- - und 4^- -Zustände, welche in unseren Rechnungen als ungestörte TL-Zustände, d.h. ohne RPA-Korrelationen, behandelt werden, bei diesem Winkel ihren maximalen Streuquerschnitt besitzen. Der Ein-schluß von RPA-Korrelationen würde deshalb zu einer Reduktion im Streuquerschnitt führen. Die Beiträge der 2^+_{hw} , L=2-Resonanz sind bei diesem Streuwinkel noch ziemlich groß, wie man von Abb. 38d sieht, wo der Untergrund bezüglich der L=1-Resonanz (durchgezogene Kurve) und bezüglich der L=1- plus L=2-Resonanzen (gestrichelte Kurve) dargestellt ist. Das gleiche wird in Abb. 38f für das 18.7^0 -Spektrum gezeigt.

5.6.2.5 Konvergenz der Streuquerschnittsrechnungen

Die gute Beschreibung der Daten bei kleinen und großen Streuwinkeln durch unsere Modellrechnungen führt uns zu folgendem wichtigen Schluß: Bei 200 MeV Einschußenergie werden die gesamten (p,n)-Spektren bis hinauf zu Anregungsenergien von $E_x = 70$ MeV allein durch Einstufenprozesse erzeugt. Zweistufenprozesse mit expliziter Anregung von $2T2L$ -Zuständen sind noch unterdrückt. Dieser Schluß hat wichtige Konsequenzen für die Spektren bei Vorwärtswinkeln ($\theta = 0^0, 4.5^0$ und 9.5^0). Er impliziert, daß die experimentellen Streuquerschnitte bei großen negativen Q-Werten in den Abb. 36 und 38, die nicht durch unsere Rechnungen beschrieben werden, auch ein Resultat von Einstufenprozessen

sein müssen. Dies ist jedoch nur möglich, wenn es zusätzlich 1T1L-Übergangsstärke im Q -Wertbereich $-40 \text{ MeV} > Q > -70 \text{ MeV}$ gibt, deren Winkelverteilung bei Vorwärtswinkeln groß ist. Dies bedeutet, daß die Winkelverteilungen eine $L=0-$, $L=1-$ oder $L=2-$ Form haben müssen. Die gesamte 1T1L-Stärke dieser Art ist jedoch schon in unseren Rechnungen eingeschlossen, erscheint aber bei niedrigeren Anregungsenergien, wo sie zu einem zu großen theoretischen Streuquerschnitt führt. Eine einfache und mit den Daten konsistente Lösung dieses Problems kann erhalten werden, wenn wir eine noch stärkere Verschiebung von $L=0-$, $L=1-$ und $L=2-$ Stärke zu höheren Anregungsenergien annehmen, als wir es bisher schon getan haben. Mit dieser Annahme würde die Überschätzung der Daten durch die Theorie bei niedrigen Anregungsenergien und die Unterschätzung bei hohen Anregungsenergien verschwinden. Die Resultate für die großen Streuwinkel würden nicht geändert, denn dort existiert nur wenig Streuquerschnitt im Niederenergiebereich, der verschoben werden könnte.

Die obigen Schlußfolgerungen könnten sich nur ändern, wenn eine spezielle Klasse von Zweistufenprozessen existieren würde, die besonders große Streuquerschnitte bei Vorwärtswinkeln produziert. Eine Bedingung dafür, daß ein Zweistufen-Streuquerschnitt bei 0° groß ist, ist die, daß der Gesamtdrehimpulsübertrag \vec{L} im Streuprozeß klein sein muß, vorzugsweise $\vec{L}=\vec{0}$. Im Falle von Zweistufenprozessen besteht der Gesamtdrehimpulsübertrag \vec{L} aus der Summe der Drehimpulse, die in jedem Schritt übertragen werden: $\vec{L}=\vec{L}_1+\vec{L}_2$. Da wir $\vec{L}=0$ fordern, haben wir $\vec{L}_1=-\vec{L}_2$. Eine weitere Bedingung für einen starken Zweistufenprozeß ist die, daß dieser aus zwei starken Übergängen zusammengesetzt sein muß, die jeweils einen vernünftig großen Formfaktor besitzen. Die wichtigsten Prozesse werden dann in unserem Fall die inelastische Anregung des Targets mit nachfolgendem Ladungsaustausch sein bzw. die Vertauschung beider Prozesse. Dies folgt aus der Tatsache, daß in jedem Schritt eine starke Projektil-Tar-

getnukleonkopplung benötigt wird, um einen vernünftig großen Formfaktor zu erzeugen. Die starken Komponenten der zentralen PTWW bei intermediären Energien sind aber die spin-isospinunabhängigen Komponente V_0 und die spin-isospinflip-erzeugende Komponente $V_{\sigma\tau}$ (s. Abb. 20).

Ein möglicher Zweistufenprozeß, der alle diese Bedingungen erfüllt, ist die inelastische Anregung der Monopolriesenresonanz mit anschließendem GT-Übergang und umgekehrt. Die Monopolriesenresonanz (GMR) erscheint in ^{90}Zr bei einer Anregungsenergie von $E_x = 16 \text{ MeV}$ ¹⁹⁰). Der Q-Wert für den Zweistufenprozeß GMR+GTR beträgt dann etwa $Q = -(15+16)\text{MeV} = -31 \text{ MeV}$. Während der beschriebene Prozeß aus einer Kombination von $2\hbar\omega$ -Anregung plus $0\hbar\omega$ -Ladungsaustauschanregung besteht, kann man sich auch eine $1\hbar\omega$ -inelastische Anregung vom L=1-Typ (Anregung der Dipolriesenresonanz) vorstellen, die mit einer $1\hbar\omega$ -Ladungsaustauschschwingung gekoppelt wird. Solch ein Zweistufenprozeß würde zum 0^0 -Streuquerschnitt bei rund $Q = -40 \text{ MeV}$ beitragen. Ganz allgemein würde man also erwarten, daß Zweistufenbeiträge zum Streuquerschnitt von Q-Werten $Q = -30 \text{ MeV}$ an aufwärts wichtig werden könnten. Deshalb haben wir solche Prozesse berechnet. Für diese Rechnungen haben wir die erweiterte Version des Computerprogramms FROST MARS benutzt (s. § 3.3), welche eine vollständig antisymmetrische Streuquerschnittsrechnung 2. Ordnung DWBA ermöglicht. Wir finden, daß die Zweistufenstreuquerschnitte für diese ausgewählten Übergänge um drei Größenordnungen kleiner sind als die der Einstufenprozesse (etwa von der Größenordnung 10^{-3} mb/sr bei 0^0). Obwohl die Dichte der 2T2L-Zustände bei höheren Anregungsenergien ziemlich groß wird, scheint es uns trotzdem ziemlich unwahrscheinlich zu sein, daß die explizite Anregung von 2T2L-Zuständen einen großen Beitrag zum Streuquerschnitt liefern kann, weil die Zweistufenprozesse, von denen wir den größten Beitrag erwarten, schon so klein sind.

5.6.2.6 Diskussion des Δ -"Quenching"-Mechanismus

Um eine einigermaßen sichere Aussage über die Bedeutung von ΔN^{-1} -Beimischungen für die GT-Stärkeverteilung machen zu können, müssen wir die Unsicherheiten, die vom 2T2L-Konfigurationsmischungseffekt herrühren, minimieren. Dies gelingt dadurch, daß wir nur energieintegrierte Streuquerschnitte vergleichen. In Tabelle 3 zeigen wir solche energieintegrierten Streuquerschnitte als Funktion des Streuwinkels θ . Das Integrationsintervall erstreckt sich von $Q=0$ bis $Q = -70$ MeV. Der Tabelle entnimmt man, daß die theoretischen Streuquerschnitte, berechnet mit RPA-Wellenfunktionen, die gemessenen Streuquerschnitte bei allen Winkeln mit einer Genauigkeit von etwa 10 % reproduzieren, während die Streuquerschnitte, berechnet mit RPA+ Δ , diese bei Vorwärtswinkeln ($\theta = 0^\circ$, 4.5° und 9.5°) um 20 % bis 25 % unterschätzen. Bei $\theta = 18.7^\circ$ sind die RPA- und RPA+ Δ -Streuquerschnitte im wesentlichen gleich und in Übereinstimmung mit dem Experiment.

$\theta_{c.m.}$ (deg.)	σ_{exp} $0 > Q > -70$ MeV (mb/sr)	σ_{cal} $0 > Q > -70$ MeV (mb/sr)
0.0	215	232 (178)
4.5	212	211 (164)
9.5	203	192 (156)
12.8	150	164 (144)
18.7	102	102 (104)

Tabelle 3: Energieintegrierte experimentelle und theoretische Streuquerschnitte für verschiedene Streuwinkel θ . Die theoretischen Werte wurden mit RPA-Wellenfunktionen oder mit verallgemeinerten RPA+ Δ -Wellenfunktionen (die Zahlen in Klammern) berechnet. Alle Zahlen sind einer Ungenauigkeit von 10 % aufgrund der Wahl der optischen Parameter unterworfen.

Diese Ergebnisse könnten uns dazu verleiten, zu folgern, daß Δ 's für die Verteilung der GT-Stärke keine Rolle spielen. Dieser Schluß ist jedoch gewagt, denn wir haben bisher den folgenden wichtigen Effekt noch nicht berücksichtigt. Bertsch und Hamamoto⁹⁷⁾ haben gezeigt, daß dann, wenn Stärke zu hohen Anregungsenergien geschoben wird, gleichzeitig neue Stärke bei niedrigen Energien kreiert wird. Dies ist darauf zurückzuführen, daß eine starke Kopplung zwischen 1T1L- und 2T2L-Zuständen auch starke Grundzustandskorrelationen vom 2T2L-Typ impliziert. Vom Standpunkt der Störungstheorie aus sind beide Prozesse von der gleichen Ordnung in der TL-Restwechselwirkung. Die Präsenz von starken Grundzustandskorrelationen gibt nun die Möglichkeit, neue S_{β_-} - und S_{β_+} -Stärke zu erzeugen (s. Abb. 31), die beide gleich groß sein müssen, um die Summenregel, Gl. (5.3), zu erfüllen. Wieviel neue Stärke nun wirklich erzeugt wird, hängt empfindlich von der Interferenz der Grundzustandskorrelationen mit den Endzustandskorrelationen ab. Diese Interferenz ist kohärent, was eine Abschätzung der erzeugten Stärke ziemlich schwierig macht, denn man muß die Phasen in beiden Wellenfunktionen kennen. Vom experimentellen Standpunkt aus kann diese Frage nur beantwortet werden, indem man (n,p)-Experimente am gleichen Targetkern durchführt. Diese messen die S_{β_+} -Stärke direkt und damit auch die zusätzliche S_{β_-} -Stärke, die durch Grundzustandskorrelationen erzeugt wird. In Ermangelung von (n,p)-Experimenten kann man auch eine gute Abschätzung über den von Grundzustandskorrelationen zu erwartenden Betrag von S_{β_-} (S_{β_+})-Stärke erhalten, indem man die (p,n)-Reaktionen von spingesättigten Kernen wie ^{16}O oder ^{40}Ca studiert. Im Modell unabhängiger Teilchen ("Independent Particle"-Modell) haben diese Kerne keine GT-Stärke. Bei Anwesenheit von Grundzustandskorrelationen ist die S_{β_-} -Stärke von null verschieden, was zu einem vergrößerten 0^0 (p,n)-Streuquerschnitt führen muß. In einer vorläufigen Rechnung für die $^{40}\text{Ca}(p,n)$ -Reaktion bei 200 MeV Einschubenergie haben wir gefunden, daß

möglicherweise 15 mb des 0^0 -Streuquerschnitts GT-Stärke ist. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit Resultaten, die in expliziten 2T2L-Rechnungen für ^{40}Ca erhalten wurden¹⁸⁷).

In Anbetracht dieser Probleme sehen wir uns veranlaßt, aus unseren Analysen der $^{90}\text{Zr}(p,n)$ -Daten folgende Schlußfolgerungen bezüglich des Δ - "Quenching"-Mechanismus zu ziehen: Dieser wird zur Beschreibung der Daten nur benötigt, falls ein großer Betrag an S_{β_+} -Stärke in ^{90}Zr existiert. Andernfalls sind die gemessenen (p,n) -Streuquerschnitte in Übereinstimmung mit Stärkevorhersagen, wie sie von der RPA gemacht werden. Die Stärke muß jedoch über einen relativ großen Anregungsbereich verteilt werden. Um ein Gefühl für diese Verteilung zu bekommen, listen wir in Tabelle 4, Spalte 3, den Anteil des totalen GT-Streuquerschnitts, der energetisch oberhalb des GT-Peaks liegt. Dieser Anteil beträgt etwa 20 bis 25 % vom totalen GT-Streuquerschnitt.

θ c.m. (deg.)	σ_{GT} $0 > Q > -70$ MeV (mb/sr)	σ_{GT} $-20 > Q > -70$ MeV (mb/sr)
0.0	113 (76)	25 (17)
4.5	45 (29)	9 (6)
9.5	5 (6)	1 (1)
12.8	1 (4)	0 (1)
18.7	1 (1)	0 (0)

Tabelle 4: Die mit RPA berechneten totalen Gamow-Teller-Streuquerschnitte für verschiedene Streuwinkel θ . Die Werte in Klammern wurden mit RPA+ Δ -Wellenfunktionen berechnet. In Spalte 3 zeigen wir auch den Anteil des totalen GT-Streuquerschnitts, der sich im Hochenergiebereich des theoretischen Spektrums befindet.

5.6.2.7 Stärkeverteilungen von den experimentellen Spektren

Nachdem wir die gesamten Vorwärtswinkelspektren analysiert und auch die Winkelabhängigkeit der verschiedenen Resonanzen studiert haben, können wir ganz einfache Abschätzungen für die Stärkeverteilung der verschiedenen Multipole allein durch Verwendung der experimentellen Daten machen. Im folgenden wollen wir dies demonstrieren. Wir beginnen mit den Daten für große Streuwinkel. Da der Streuquerschnitt für die L=2-Resonanz bei $\theta = 9.5^\circ$ sein Maximum erreicht und die GT- und L=1-Resonanz vernachlässigbar kleine Streuquerschnitte bei 18.7° besitzen, können wir die Verteilung der L=2-Stärke abschätzen, indem wir das experimentelle 18.7° -Spektrum vom 9.5° -Spektrum subtrahieren. Dieses Verfahren ist besonders sicher für große negative Q-Werte, $Q \leq -40$ MeV, da der Streuquerschnitt bei diesen hohen Q-Werten und großen Streuwinkeln durch L=3- und L=4-Übergänge erzeugt wird, deren Winkelverteilungen noch von 9.5° nach 18.7° hin ansteigen. Mit dieser Subtraktionsmethode findet man, daß die L=2-Stärke sich mindestens bis $Q = -50$ MeV erstrecken sollte. In ähnlicher Weise können wir den Hochenergieteil des 0° -Spektrums vom 4.5° -Spektrum subtrahieren. Da der L=1-Streuquerschnitt von 0° nach 4.5° wächst, können wir bestimmen, bis zu welchem Q-Wert wir mindestens L=1-Stärke erwarten sollten. Wir finden $Q = -40$ MeV für L=1. Schließlich subtrahieren wir das 12.8° -Spektrum vom 0° -Spektrum. Bei 12.8° ist der GT-Streuquerschnitt nahezu null und der L=1-Streuquerschnitt klein. Deshalb erhalten wir durch diese Subtraktion des 12.8° - vom 0° -Spektrum eine untere Grenze für die Ausbreitung der GT-Stärke. Wir finden, daß die GT-Stärke mindestens bis $Q = -35$ MeV verteilt sein sollte. Wenn wir diese "experimentellen" Werte für die Stärkeverteilungen der verschiedenen Ladungsaustauschmoden mit denen von der mikroskopischen Analyse der (p,n)-Spektren vergleichen, finden wir, daß beide im wesentlichen übereinstim-

men. Dies gibt zusätzliches Vertrauen in unsere Schlußfolgerung, daß sich ein großer Teil der L=0-, L=1- und L=2-Stärke im Hochenergieteil des $^{90}\text{Zr}(p,n)$ -Spektrums befindet.

5.6.2.8 Vergleich mit anderen Rechnungen

Kernstrukturrechnungen, die die Dämpfung der diskreten RPA-Zustände aufgrund ihrer Kopplung mit 2T2L-Konfigurationen bestimmen, sind für elektrische Riesenresonanzzustände durchgeführt worden (siehe Ref. 184 für einen Übersichtsartikel). Neulich haben verschiedene Gruppen ähnliche Rechnungen für die GT-Zustände gemacht^{181,185-187}). Hier beziehen wir uns auf Rechnungen für ^{90}Zr von Cha u.a.¹⁸¹). Diese Autoren finden, daß sich die GT-Stärke in ^{90}Zr bis zu einer Anregungsenergie von 60 MeV erstreckt und daß der Hochenergieteil der GT-Stärkefunktion etwa 25 % der Gesamtstärke enthält. Ähnliche Resultate wurden auch von anderen Gruppen berichtet¹⁸⁵⁻¹⁸⁷). Alle diese Rechnungen stimmen qualitativ mit unseren gegenwärtigen Ergebnissen überein.

5.3 Analyse der $^{42}\text{Ca}(p,n)^{42}\text{Sc}$ -Reaktion

Eine ganz wichtige Rolle in der Diskussion der fehlenden GT-Stärke fällt der $^{42}\text{Ca}(p,n)$ -Reaktion zu, und zwar aus folgenden Gründen: Zunächst existiert in ^{42}Sc bei der niedrigen Anregungsenergie von $E_x = 0.61$ MeV ein starker GT-Zustand, dessen B(GT)-Wert vom β -Zerfall¹⁷⁵⁻¹⁷⁷) her bekannt ist. Dieser Zustand wird häufig von den Experimentalphysikern benutzt, um gemessene (p,n)-Daten für andere Targetkerne auf den β -Zerfall zu normieren^{54,59-61}). Die Genauig-

keit dieser Normierung beträgt jedoch nur $\sim 10\%$, da die Distortionsfaktoren in Gl. (5.1) nur mit dieser Genauigkeit berechnet werden können. Dementsprechend ist auch unser Eichverfahren für die effektive PTWW nicht genauer (s. § 5.5). Analysieren wir jedoch die Daten im gleichen Targetkern, in dem wir das Eichverfahren durchführen, so entfällt diese Ungenauigkeit und unsere Rechnungen werden noch beweiskräftiger. Ein weiterer wichtiger Grund für die Bedeutung der $^{42}\text{Ca}(p,n)^{42}\text{Sc}$ -Reaktion in der Diskussion der fehlenden GT-Stärke ist, daß im Gegensatz zum $^{48}\text{Ca}(p,n)-0^0$ -Spektrum, das zwei starke $T=3$ -Zustände aufweist, das $^{42}\text{Ca}(p,n)$ -Spektrum nur einen starken GT-Zustand besitzt. Dieser ist der oben diskutierte 1^+ , $E_x = 0.61$ -Zustand in ^{42}Sc . Die Wellenfunktion dieses Zustandes besitzt im wesentlichen einen $[\pi f_{7/2} \nu f_{7/2}]_{1^+}$ -Charakter. Der hochliegende 1^+ -Zustand mit der $[\pi f_{5/2} \nu f_{7/2}]_{1^+}$ -Konfiguration als dominante Komponente in der Wellenfunktion scheint jedoch im Spektrum völlig zu fehlen, abgesehen von sehr kleinen GT-Bruchstücken bei $Q = -18$ MeV. Dieses Fehlen des hochliegenden GT-Zustandes wurde als ein starker Effekt von $SU(4)$ -Symmetrie in ^{42}Ca interpretiert und im Zusammenhang damit als ein klares Anzeichen für einen starken Δ -Isobar-"Quenching"-Mechanismus in ^{42}Ca (191). Im folgenden werden wir die Frage nach der hochliegenden GT-Stärke in $^{42}\text{Ca}(p,n)^{42}\text{Sc}$ klären, indem wir explizit zeigen, wo sie sich befindet.

Unsere Modellannahmen bei der Analyse der $^{42}\text{Ca}(p,n)$ -Daten sind ähnlich wie oben in § 5.3 dargestellt, nur daß wir hier einfachere Wellenfunktionen zur Beschreibung des ^{42}Sc -Anregungsspektrums benutzen. Wir erzeugen sie, indem wir ^{42}Ca wie einen Kern mit abgeschlossenen Schalen, d.h. wie ^{48}Ca , behandeln, wo wir aber der $f_{7/2}$ -Neutronenschale eine Besetzungszahl von 0.25 geben, um eine Neutronenzahl von 22 zu machen. Dann führen wir für diesen Kern eine RPA-Rechnung in einem Modellraum mit großer Basis durch, die alle $\leq 6\hbar\omega$ -Anregungen einschließt.

In den Strukturrechnungen vernachlässigen wir 2T2L- und kompliziertere Korrelationen im Grundzustand von ^{42}Ca sowie die attraktive Teilchen-Teilchen-Wechselwirkung (TTWW) zwischen den beiden Nukleonen außerhalb des ^{40}Ca -Cores. Deshalb werden wir mit diesen Rechnungen Feinheiten des ^{42}Sc -Anregungsspektrums nicht beschreiben können. Dies gilt insbesondere für die $0\hbar\omega$ -Zustände, die sensitiv von der TTWW abhängen^{192,193}). Andererseits sind die Feinheiten der Stärkeverteilung für unsere Absicht, die Gesamtstärke im Spektrum auszurechnen, nicht so wichtig, da wir die berechnete, diskrete Stärke durch Faltung mit einer Breit-Wigner-Form sowieso verteilen. Viel wichtiger dagegen ist, daß wir die totale Summenregelstärke für jeden Multipolübergang ausschöpfen, um die berechneten und experimentellen energieintegrierten Streuquerschnitte vergleichen zu können. Trotz Vernachlässigung der TTWW sollten unsere Rechnungen die $1\hbar\omega$ -, $2\hbar\omega$ - und $3\hbar\omega$ -Zustände ziemlich realistisch beschreiben, denn diese werden nur sehr wenig von der TTWW beeinflusst.

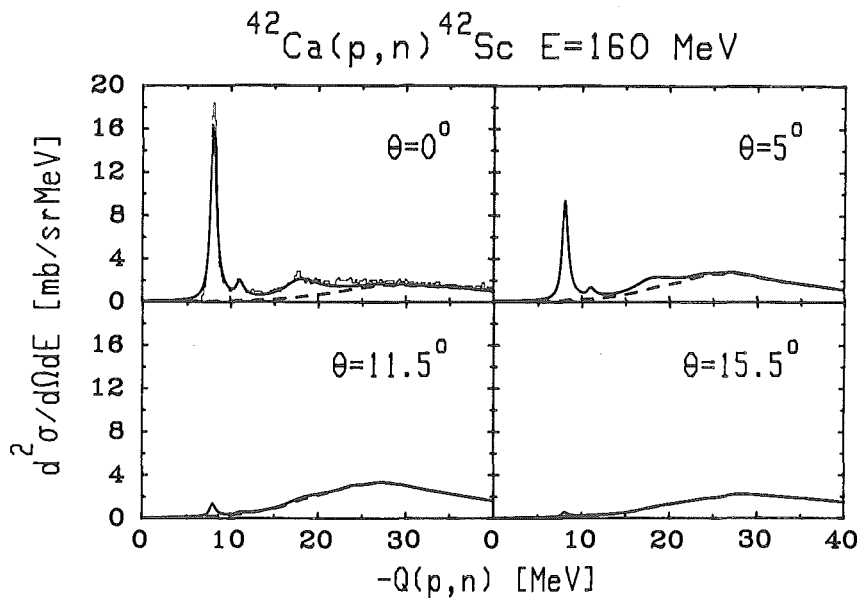


Abb. 40: Neutronspektren für die $^{42}\text{Ca}(p,n)$ -Reaktion bei verschiedenen Streuwinkeln θ . Die 0° -Daten (dünne durchgezogene Kurve) wurden von Ref. 191 genommen. Die theoretischen Spektren wurden mit RPA-Wellenfunktionen berechnet, wobei die optischen Parameter von Ref. 180 und die Love-Franey t-Matrix¹²⁷) für die effektive PTWW genommen wurden. Letztere wurden auf den β -Zerfall geeicht (s. Ref. 105).

In Abb. 40 zeigen wir die berechneten Spektren für die $^{42}\text{Ca}(p,n)^{42}\text{Sc}$ -Reaktion bei einer Einschußenergie von 160 MeV. Die Spektren sind inkohärente Summen von Streuquerschnitten mit $L=0$ bis $L=3$ ($J^\pi = 0^+, 0^-, \dots, 4^-$). Die RPA-Rechnungen sagen zwei starke GT-Zustände voraus. Der tiefliegende besitzt einen 0^0 -Streuquerschnitt von 15 mb und der hochliegende einen 0^0 -Streuquerschnitt von 19 mb. In Wirklichkeit ist die Stärke dieser Zustände fragmentiert aufgrund der TTWW sowie aufgrund von 2T2L-Beimischungen. Um dies zu berücksichtigen, haben wir die GT-Stärke umverteilt zu den experimentell beobachteten Positionen von $Q = -8, -11$ und -17.8 MeV. Außerdem mußten wir etwa 30 % der hochliegenden Stärke zu den niedrigen Zuständen verschieben (20 % zum $Q = -8$ MeV und 10 % zum $Q = -11$ MeV 1^+ -Zustand), um eine gute Beschreibung des experimentellen 0^0 -Spektrums zu erhalten. Diese Umverteilung ist verständlich, denn diese würde von der attraktiven TTWW bewirkt, wenn sie in den Rechnungen eingeschlossen wäre. Die kontinuierlichen Spektren in Abb. 40 wurden dann durch Faltung der diskreten Streuquerschnitte mit einer Breit-Wigner-Verteilung erhalten. Die Breiten wurden so weit wie möglich vom Experiment genommen. Für die Breite des hochliegenden GT-Zustandes bei $Q = -17.8$ MeV haben wir 6 MeV angenommen, welches der experimentellen Breite der hochliegenden GT-Resonanz in ^{48}Ca entspricht (s. Abb. 29). Für alle anderen Zustände wählten wir eine asymmetrische Breite von 10 MeV. Die Faltung simuliert die Dämpfung der diskreten RPA-Zustände wegen ihrer Kopplung an 2T2L- und kompliziertere Kernzustände.

Im oberen linken Teil von Abb. 40 vergleichen wir das berechnete 0^0 -Spektrum (dicke durchgezogene Linie) mit den Daten von Goodman u.a.¹⁹¹) (dünne durchgezogene Linie). Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment ist sehr gut. Die gestrichelten Kurven in Abb. 40 bezeichnen den Untergrund bezüglich der GT-Zustände. Offensichtlich existiert kaum Untergrund unterhalb der GT-Resonanz im 0^0 -Spektrum. Dies kann man besser von Abb. 41 sehen, wo wir eine

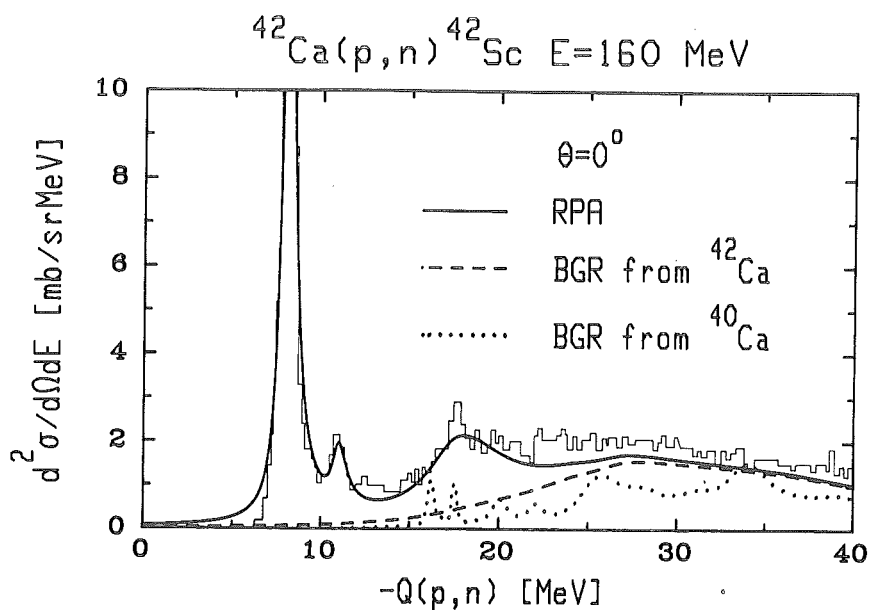


Abb. 41: Nullgradspektrum für die $^{42}\text{Ca}(p,n)^{42}\text{Sc}$ -Reaktion. Die Daten (dünne durchgezogene Kurve) wurden von Ref. 191 genommen. Das vollständige theoretische Spektrum wurde berechnet wie im Text beschrieben. Die gestrichelte Kurve zeigt den Untergrund bezüglich der GT-Zustände. Die gepunktete Kurve ist das berechnete 0^0 - $^{40}\text{Ca}(p,n)^{40}\text{Sc}$ -Spektrum (Ref. 105).

vergrößerte Version des 0^0 -Spektrums zeigen. Die Tatsache, daß der Niederenergiebereich des 0^0 -Spektrums praktisch frei von Untergrund ist, ist an sich keine Überraschung, denn dieser Untergrund muß von $0\hbar\omega$ - und $1\hbar\omega$ -Zuständen mit Spin-Parität $J^\pi \neq 1^+$ erzeugt werden. Von diesen Zuständen hat nur die IAR ihren Peakstreuquerschnitt bei 0^0 . Alle anderen $0\hbar\omega$ -Zustände mit $J^\pi = 2^+, 3^+, 4^+$ etc. tragen nur sehr wenig zum 0^0 -Streuquerschnitt bei. Ähnlich ist es mit den tiefliegenden $0^-, 1^-$ und 2^- -Zuständen, deren Winkelverteilungen eine $L=1$ -Form besitzen und deshalb nur von einem verhältnismäßig großen Q -Wert an zum 0^0 -Spektrum beitragen. Da im Q -Wertbereich $0 > Q > -20$ MeV praktisch kein Untergrund vorhanden ist, ist klar, daß dieser Teil des Spektrums direkt die GT-Stärkefunktion reflektiert. Dies ist sehr wichtig, denn es besagt, daß unsere Ergebnisse auch nicht geändert würden, wenn wir bessere $0\hbar\omega$ -Wellenfunktionen benutzen würden, welche auch die Details der GT-Stärkefunktion beschreiben.

Unsere Analyse des 0^0 -Spektrums fordert nun, daß der "Peak" im Spektrum bei $Q = -18$ MeV der hochliegende kollektive GT-Zustand ist. Die Breite von diesem Zustand ist 6 MeV, die gleiche Breite wie die des kollektiven GT-Zustandes in ^{48}Ca . Seine Stärke schöpft etwa 40 % der totalen GT-Summenregelstärke aus. Die relative Stärke zwischen dem niedrigliegenden und dem hochliegenden GT-Peak ist in ^{42}Ca gerade umgekehrt verteilt wie in ^{48}Ca , wo der hochliegende GT-Peak mehr Stärke besitzt als der niedrigliegende. Dieses Verhalten ist auf die attraktive TTWW zurückzuführen, die in ^{42}Ca wirkt, aber nicht in ^{48}Ca .

$\theta_{\text{c.m.}}$ (deg.)	σ_{GT} (mb/sr)	σ_{bgr} (mb/sr)	$\sigma_{\text{GT}} + \sigma_{\text{bgr}}$ (mb/sr)
0.0	13	8	21
5.5	8	19	27
11.5	2	24	26
15.5	1	15	15

Tabelle 5: Energieintegrierte theoretische Streuquerschnitte ($-15 > Q > -25$ MeV) als Funktion des Streuwinkels θ . Spalte 2 zeigt den Streuquerschnitt für den hochliegenden GT-Zustand in ^{42}Ca , Spalte 3 den zugehörigen Untergrundstreuquerschnitt und Spalte 4 die Summe von beiden.

Man wird fragen, warum diese GT-Stärke bei $Q = -18$ MeV bisher experimentell noch nicht beobachtet wurde. Der Grund dafür kann von Tabelle 5 gesehen werden, wo wir für den fraglichen Energiebereich die energieintegrierten GT- und Untergrundstreuquerschnitte angeben. Man sieht, daß der Untergrund im Energiebereich $-15 \text{ MeV} > Q > -25 \text{ MeV}$ rasch mit dem Streuwinkel ansteigt und daß die Summe aus GT- und Untergrundstreuquerschnitt die Form einer L=1- anstelle einer L=0-Winkelverteilung hat. Letztere ist notwendig, um die GT-Stärke identifizieren zu können. Unsere Behauptung, daß ein großer Teil der GT-Stärke bei $Q = -18$ MeV liegt, kann direkt durch Messung des transversalen Spintransferkoeffizien-

ten D_{NN} in der $^{42}\text{Ca}(\vec{p}, \vec{n})$ -Reaktion nachgewiesen werden. Solch ein Experiment wurde neulich erfolgreich bei IUCF für andere Targetkerne durchgeführt¹⁹⁴).

Man wird auch fragen, warum wir die berechneten Spektren bei höheren Streuwinkeln ($\theta = 5^\circ, 11.5^\circ$ und 15.5°) nicht mit Daten vergleichen. Tatsächlich sind Daten für diese Streuwinkel gemessen worden¹⁹⁵), sie sind aber noch nicht publiziert. Wir haben die theoretischen Spektren mit diesen unpublizierten Daten verglichen und finden, daß sie beide gut übereinstimmen.

In Abb. 41 zeigen wir auch eine Rechnung für das 0^0 -Spektrum der $^{40}\text{Ca}(p, n)^{40}\text{Sc}$ -Reaktion (gestrichelte Kurve). Dieses Spektrum wurde in der gleichen Weise berechnet wie das für $^{42}\text{Ca}(p, n)$, nur daß wir hier normale RPA-Wellenfunktionen zur Beschreibung des ^{40}Sc -Anregungsspektrums genommen haben. Wir benutzten außerdem eine kleine Breite von 3 MeV bei der Faltung der Streuquerschnitte der hochangeregten Zustände mit der Breit-Wigner-Verteilung, um zu demonstrieren, daß unsere Ergebnisse ziemlich unabhängig von der Wahl dieser Breite sind. Man beachte, daß der $^{42}\text{Ca}(p, n)^{42}\text{Sc}$ -Untergrund nur ein wenig größer ist als der $^{40}\text{Ca}(p, n)$ -Streuquerschnitt. Dies ist auf die beiden zusätzlichen Neutronen in ^{42}Ca zurückzuführen.

Durch Vergleich des berechneten Spektrums für $^{42}\text{Ca}(p, n)$ mit den Daten erkennt man, daß die Theorie die Daten im Q -Wertbereich um $Q = -25$ MeV unterschätzt. Zusätzliche 1^+ -Stärke (und/oder $L=1$ -Stärke) von ~ 8 mb wird benötigt, um die Daten optimal zu beschreiben. Diese zusätzliche Stärke muß von $2T2L$ -Grundzustandskorrelationen in ^{42}Ca erzeugt werden, welche nicht in unseren Rechnungen eingeschlossen sind.

Zusammenfassend können wir für die $^{42}\text{Ca}(p, n)$ -Reaktion sagen, daß der hochliegende 1^+ -Zustand mit der $[\pi f_{5/2} \nu f_{7/2}]_{1^+}$ -Konfiguration in ^{42}Sc bei einer Anre-

gungsenergie von 10 MeV existiert und eine Breite von 6 MeV besitzt, welche der Breite der GT-Riesenresonanz in ^{48}Ca entspricht. Der größte Anteil vom 0^0 -Streuquerschnitt im Q -Wert-Bereich von $0 > Q > -20$ MeV ist 1^+ -Stärke, die in ^{42}Ca zu einer totalen GT-Summenregelstärke führt, die größer ist als der minimale Summenregelwert von $3(N-Z)$. Dies bedeutet, daß alle Stärke, die im $^{42}\text{Ca}(p,n)$ -Spektrum als fehlend angenommen wurde, im Niederenergiespektrum vorhanden ist.

6. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit zwei verschiedenen Aspekten von direkten Kernreaktionen, nämlich einerseits mit der mikroskopischen Berechnung des imaginären optischen Potentials für die elastische Nukleon-Kern-Streuung sowie andererseits mit der mikroskopischen Analyse von magnetischen Riesenresonanzzuständen in Atomkernen, die durch (p,n) -Ladungsaustauschreaktionen angeregt werden.

Im ersten Teil der Arbeit wird der Imaginärteil $W(E, \vec{r}, \vec{r}')$ des optischen Potentials für die elastische Proton- und Neutron-Kernstreuung im Rahmen der sog. Kernstrukturnäherung zum optischen Potential mikroskopisch berechnet. Die Rechnungen werden im Feshbach-Formalismus in zweiter Ordnung Störungstheorie bezüglich einer effektiven Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung durchgeführt. Die Antisymmetrisierung zwischen dem Projektilnukleon und den Targetnukleonen wird exakt behandelt. Eine optische Green-Funktion wird zur Beschreibung der Propagation des Projektils in intermediären Reaktionskanälen verwendet. Die intermediär angeregten Kernzustände werden durch mikroskopische RPA-Wellenfunktionen genähert. Letztere haben den Vorteil, daß sie die kollektiven Kerneigenschaften ziemlich gut beschreiben. Alle energetisch offenen inela-

stischen Kanäle sowie alle Ladungsaustauschkanäle werden in den Rechnungen berücksichtigt. Damit wird die gesamte Einteilchen-Einloch-Stärke, die in zweiter Ordnung angeregt werden kann, ausgeschöpft. Für die Neutronstreuung sind die intermediären Ladungsaustauschzustände sehr wichtig und erzeugen bei 30 MeV Einschußenergie etwa ein Drittel der Gesamtabsorption W .

Die berechneten imaginären Potentiale zeigen alle Oberflächenabsorption. Diese ist hauptsächlich auf die wichtigen intermediären kollektiven Zustände zurückzuführen. Die Peakposition der Absorption ist sehr sensitiv auf Details der verwendeten Kernstrukturwellenfunktionen. Insbesondere die Übergangsdichten zu den kollektiven Zuständen müssen in Übereinstimmung mit dem Experiment sein, um die Form des imaginären Potentials an der Kernoberfläche richtig zu beschreiben. Ohne Einschluß der Kernkollektivität kann kein stark oberflächenabsorbierendes Potential erzeugt werden. Außerdem ist die Absorption dann viel zu schwach.

Verschiedene Eigenschaften der mikroskopischen imaginären Potentiale werden diskutiert. Dazu gehören ihre Energie- und Isospinabhängigkeit, ihre Nichtlokalität und die Coulomb-Korrektur, die zu einer unterschiedlichen Absorption in der Proton- und Neutronstreuung führt.

Die berechneten nichtlokalen Potentiale werden mit Hilfe der lokalen Näherung von Perey und Saxon¹³⁸⁾ in "äquivalent" lokale Potentiale überführt. Es stellt sich heraus, daß die lokale Näherung nur beschränkt gültig ist. Elastische Streuquerschnitte, die mit den nichtlokalen und den "äquivalent" lokalen Potentialen berechnet werden, zeigen in der Struktur ein ähnliches Verhalten, unterscheiden sich jedoch bei Rückwärtswinkeln merklich in der Größe. Bei der lokalen Näherung geht offensichtlich zuviel Information verloren, die das mikroskopische nichtlokale Potential noch enthält.

In allen untersuchten Fällen sind die Volumenintegrale der mikroskopischen Potentiale um einen Faktor 1.5 bis 2 kleiner als die der phänomenologischen Potentiale. Diese Unterschätzung der Absorption kann drei verschiedene Ursachen haben. Ein offensichtlicher Grund liegt darin, daß unelastische Kanäle allein als intermediäre Doorways nicht ausreichen, um genügend Absorption zu erzeugen. Andere Reaktionskanäle wie Transferkanäle müssen möglicherweise eingeschlossen werden, um die Absorption zu erhöhen. Diese sind jedoch nichtorthogonal zu den unelastischen Kanälen und führen deshalb zu Doppelzählungsproblemen.

Eine andere Ursache für die Unterschätzung der Absorption könnte die Vernachlässigung der Kopplung zwischen den angeregten Doorway-Zuständen sein. Dieser Effekt ist in den beschriebenen Rechnungen nicht eingeschlossen.

Eine dritte, an sich einfache Möglichkeit, um den Unterschied zwischen den berechneten und den phänomenologischen Volumenintegralen zu erklären, ist die, daß die Eikemeier-Hackenbroich t -Matrix, die für die effektive Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung benutzt wird, keine explizite Dichteabhängigkeit besitzt. Eine dichteabhängige Wechselwirkung hat die Tendenz, die Absorption besonders an der Kernoberfläche zu vergrößern. Zusammenfassend kann man sagen, daß eine Abweichung um einen Faktor 2 in den Volumenintegralen tatsächlich nicht besonders groß ist und daß ein Zusammenwirken aller drei Effekte, Einschluß von anderen Reaktionskanälen, Kopplung zwischen Doorways und Berücksichtigung der Dichteabhängigkeit in der Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung notwendig ist, um diese Diskrepanz zwischen theoretischen und phänomenologischen Potentialen zu beheben.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wird im Rahmen von mikroskopischen Kernmodellen eine vollständige Analyse von verschiedenen $A(p,n)B$ -Ladungsaustauschreaktionen

bei hohen Einschüßenergien $160 \text{ MeV} \leq E \leq 200 \text{ MeV}$ durchgeführt. Die Kernanregungsspektren werden entweder durch mikroskopische RPA-Wellenfunktionen oder durch verallgemeinerte RPA+ Δ -Wellenfunktionen, die Δ -Isobar-Freiheitsgrade explizit enthalten, beschrieben. Die Streuquerschnitte werden in der sog. "distorted wave" Impulsapproximation berechnet. Die effektive Projektil-Targetnukleon-Wechselwirkung wird durch ein spezielles Eichverfahren auf den β -Zerfall normiert, um eine vom Reaktionsmodell möglichst unabhängige Analyse der Spektren zu garantieren. Es wird gezeigt, daß die gesamten Vorwärtswinkel-(p,n)-Spektren bis hinauf zu Anregungsenergien von 70 MeV allein aus korrelierten Einteilchen-Einloch-Spin-Isospin-Übergängen resultieren. Die Spektren stellen deshalb die lineare Spin-Isospin-Response des Targetkerns auf das probende (p,n)-Feld dar. Sowohl die diskreten Zustände als auch die kontinuierlichen Teile der Spektren lassen sich allein auf Einteilchen-Einloch-Anregungen des Targetkerns zurückführen. Die Spektren sind untergrundfrei, wobei hier mit Untergrund der Anteil des Streuquerschnitts bezeichnet wird, der durch komplizierte Mehrstufenprozesse erzeugt wird.

Durch die mikroskopische Analyse lassen sich die Spektren in Zustände verschiedener Multipolarität L bzw. Spin-Parität J^π zerlegen. In der $^{90}\text{Zr}(p,n)$ -Reaktion können drei kollektive Spin-Isospin-Resonanzen eindeutig identifiziert werden. Dies sind die kollektive Gamow-Teller-Resonanz (GTR) mit den Quantenzahlen $L=0$, $S=1$, $T=1$, $J^\pi = 1^+$, die Spin-Isospin-Dipolriesenresonanz mit den Quantenzahlen $L=1$, $S=1$, $T=1$, $J^\pi = 0^-, 1^-$ und 2^- , und die kollektive Spin-Isospin-Quadrupolriesenresonanz mit den Quantenzahlen $L=2$, $S=1$, $T=1$, $J^\pi = 1^+, 2^+, 3^+$. Die GTR besitzt in ^{90}Zr eine Anregungsenergie von $E_x = 16 \text{ MeV}$ und eine Breite von ca. 6 MeV. Die $L=1$ -Resonanz erscheint energetisch etwa 10 MeV oberhalb der GTR und besitzt eine Breite von ungefähr 15 MeV. Sie setzt sich aus drei kollektiven Zuständen mit Spin-Parität $J^\pi = 0^-, 1^-$ und 2^- zusammen. Die

L=2-Resonanz ist eine $2\hbar\omega$ -Schwingung mit einer Anregungsenergie von ungefähr 35 MeV und einer Breite von ungefähr 15-20 MeV. Sie schließt Zustände mit Spin-Parität $J^\pi = 1^+, 2^+$ und 3^+ ein. Die letzten beiden Resonanzen wurden in dieser Arbeit erstmals eindeutig lokalisiert.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit besteht in der quantitativen Bestimmung der totalen Gamow-Teller-Übergangsstärke S_{β^-} , die in den (p,n)-Reaktionen beobachtet wird. Die Bestimmung dieser Größe ist besonders wichtig, weil in den bisherigen Analysen der (p,n)-Spektren nur 50-60 % der totalen GT-Übergangsstärke gefunden wurden und für dieses Fehlen der Stärke innere Nukleonfreiheitsgrade wie die $\Delta(33)$ -Anregung verantwortlich gemacht wurden. In dieser Arbeit wird nun gezeigt, daß ein großer Teil der "fehlenden" GT-Stärke tatsächlich in dem Teil der Spektren lokalisiert ist, den die Experimentalphysiker als "Untergrund" klassifiziert haben. Berücksichtigt man diesen Teil der GT-Stärke, so erhöht sich die beobachtete GT-Stärke auf einen Wert, der mit der minimalen Ikeda-Summenregelstärke von $S_{\beta^-} = 3(N-Z)$ verträglich ist. Diese Aussage trifft zumindest für die in dieser Arbeit untersuchten Targetkerne ^{48}Ca , ^{90}Zr und ^{42}Ca zu. Da dieses Ergebnis von eminenter Bedeutung für die Rolle von Δ -Isobar-Freiheitsgraden in Atomkernen ist, soll diese Aussage noch präziser formuliert werden. Für ^{90}Zr gilt, daß die totale GT-Stärke S_{β^-} so groß sein darf wie die minimale Ikeda-Summenregelstärke $S_{\beta^-} = 3(N-Z)$, ohne daß ein Widerspruch mit den $^{90}\text{Zr}(p,n)$ -Daten auftritt. Ein "Quenching" von GT-Stärke durch den Δ -Isobar-Mechanismus ist nur erforderlich, wenn aufgrund von Zweiteilchen-Zweiloch- oder Mehrteilchen-Mehrloch-Grundzustandskorrelationen, die nicht in der RPA eingeschlossen sind, zusätzliche GT-Stärke (d.h. S_{β^-} - und S_{β^+} -Stärke) erzeugt wird.

Eine etwas modifizierte Aussage trifft für die $^{42}\text{Ca}(p,n)^{42}\text{Sc}$ -Reaktion zu. Hier zeigen die Analysen der Daten, daß diese mit einer totalen GT-Summenregelstärke von $3(N-Z) + 24\%$, d.h. mit $S_{\beta^-} = 1.24 \times 3(N-Z)$ verträglich sind. Dieser Wert liegt um 24 % höher als die minimale Summenregelstärke $3(N-Z)$. Deshalb ist auch in ^{42}Ca nur ein starker Δ -Isobar-"Quenching"-Mechanismus notwendig, wenn starke Grundzustandskorrelationen noch wesentlich mehr S_{β^-} -Stärke als $S_{\beta^-} = 1.24 \times 3(N-Z)$ erzeugen.

Die in dieser Arbeit durchgeführten quantitativen Analysen der (p,n) -Spektren zeigen, daß dem Δ -Isobar-Freiheitsgrad möglicherweise eine weit geringere Bedeutung bei der Unterdrückung der GT-Stärke zukommt als in der Vergangenheit vielfach angenommen wurde. Eine quantitative Entscheidung über die Größe dieses Δ -Isobar-Effekts kann letztlich aber nur durch (n,p) -Experimente gegeben werden, die die S_{β^+} -Stärke direkt messen. Unter gleichzeitiger Berücksichtigung der (p,n) -Experimente kann dann die Ikeda-Summenregel $S_{\beta^-} - S_{\beta^+} = 3(N-Z)$ direkt überprüft werden. Deshalb sind (n,p) -Experimente besonders wichtig für die Beantwortung der Frage nach der Bedeutung von Δ -Isobar-Freiheitsgraden für das Niederenergieanregungsspektrum von Atomkernen.

Literaturverzeichnis

1. G.R. Satchler, Direct Nuclear Reactions, Clarendon Press, Oxford, 1983.
2. N. Austern, Direct Nuclear Reaction Theories, John Wiley & Sons, New York, 1970.
3. P.E. Hodgson, Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Press, Oxford, 1971.
4. A. Bohr, B. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. I + II, W.A. Benjamin, London, 1975.
5. N. Bohr, Nature 137 (1936) 344.
6. G. Breit, E. Wigner, Phys. Rev. 49 (1936) 159.
7. M. Blann, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 (1975) 123.
8. D. Agassi, H.A. Weidenmüller, G. Mantzouranis, Phys. Rep. 22C (1975) 145.
9. T. Udagawa, T. Tamura, B.T. Kim, Phys. Lett. 82B (1979) 349.
10. H. Feshbach, A. Kerman, S. Koonin, Ann. Phys. 125 (1980) 429.
11. K.W. McVoy, X.T. Tang, Phys. Rep. 94C (1983) 139.
12. H. Machner, Proc. Int. Symp. on Highly Excited States and Nuclear Structure, Hrsg. N. Marty und N. Van Giai, J. de Phys. 45 (1984).
13. H. Feshbach, Ann. Phys. 5 (1958) 357; Ann. Phys. 19 (1962) 287.
14. J.S. Bell, E.J. Squires, Phys. Rev. Lett. 3 (1959) 96;
J.S. Bell, Lectures on the Many Body Problem, Hrsg. E.R. Caïnello, Academic Press, New York, 1962.
15. A.L. Fetter und J.D. Walecka, Quantum Theory of Many-Particle Systems, McGraw-Hill, New York, 1976.
16. J.P. Jeukenne, A. Lejeune, C. Mahaux, Phys. Rep. 25 (1976) 83; Phys. Rev. C16 (1977) 80.

17. C. Mahaux, Microscopic Optical Potentials, Lecture Notes in Physics 89, Hrsg. H.V. von Geramb, Springer, Berlin, 1979; IUCF Workshop 1982, Hrsg. H.O. Meier, AIP Conf. Proc. 97, American Inst. of Physics, New York, 1983.
18. F.A. Brieva und J.R. Rook, Nucl. Phys. A291 (1977) 299; Nucl. Phys. A291 (1977) 317; Nucl. Phys. A307 (1978) 493.
19. F.A. Brieva, H.V. von Geramb, J.R. Rook, Phys. Lett. 79B (1978) 177.
20. H.V. von Geramb, F.A. Brieva, J.R. Rook, Microscopic Optical Potentials, Lecture Notes in Physics 89, Hrsg. H.V. von Geramb, Springer, Berlin, 1979; Proc. 1983 RCNP Int. Symp. on Light Ion Reaction Mechanism, Hrsg. H. Ogata, T. Kammuri und I. Katayama, Osaka University, Osaka, Japan.
21. H.V. von Geramb, IUCF Workshop 1982, Hrsg. H.O. Meier, AIP Conf. Proc. No. 97, American Inst. of Physics, New York, 1983.
22. D.A. Slanina und H. McManus, Nucl. Phys. A116 (1968) 27.
23. L.W. Owen und G.R. Satchler, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1720.
24. C.B. Dover und N. Van Giai, Nucl. Phys. A190 (1972) 373.
25. C.L. Rao, M. Reeves III, G.R. Satchler, Nucl. Phys. A207 (1973) 182.
26. P.W. Coulter und G.R. Satchler, Nucl. Phys. A293 (1977) 269.
27. N. Vinh Mau, Theory of Nuclear Structure, IAEA, Wien, 1970, S. 931.
28. N. Vinh Mau und A. Bouyssy, Nucl. Phys. A257 (1976) 189.
29. N. Vinh Mau, Phys. Lett. 71B (1977) 5; Microscopic Optical Potentials, Lecture Notes in Physics 89, Hrsg. H.V. von Geramb, Springer, Berlin, 1979, S. 40.
30. A. Bouyssy, N. Ngo und N. Vinh Mau, Nucl. Phys. A371 (1983) 173.
31. V. Bernard und N. Van Giai, Nucl. Phys. A327 (1979) 397.
32. F. Osterfeld, J. Wambach, V.A. Madsen, Phys. Rev. C23 (1981) 179.
33. F. Osterfeld und V.A. Madsen, Phys. Rev. C24 (1981) 2468.

34. H. Dermawan, F. Osterfeld, V.A. Madsen, Phys. Rev. C25 (1982) 180.
35. H. Dermawan, F. Osterfeld, V.A. Madsen, Phys. Rev. C27 (1983) 1474.
36. H. Dermawan, F. Osterfeld, V.A. Madsen, Phys. Rev. C29 (1984) 1075.
37. F. Osterfeld und V.A. Madsen, Proc. Nucleon-Nucleus Collision Conf.,
Glouster, Ohio, 1984.
38. P.J. Siemens, Nucl. Phys. A141 (1970) 225.
39. J.W. Negele, Phys. Rev. C1 (1970) 1260.
40. T. Hamada und I. Johnston, Nucl. Phys. 34 (1962) 382.
41. R.V. Reid, Jr., Ann. Phys. 50 (1968) 411.
42. M. Lacombe, B. Loiseau, J.M. Richard, R. Vinh Mau, P. Pires und R. de
Tourel, Phys. Rev. D12 (1975) 1495.
43. K. Erkelenz, K. Holinde und K. Bleuler, Nucl. Phys. A139 (1969) 308;
K. Erkelenz, Phys. Rep. C13 (1974) 191;
K. Holinde und R. Machleidt, Nucl. Phys. A256 (1976) 479.
44. K.A. Brueckner, Phys. Rev. 96 (1954) 508;
K.A. Brueckner, C.A. Levinson, Phys. Rev. 97 (1955) 1344.
45. T. Izumoto, S. Krewald, A. Faessler, Nucl. Phys. A341 (1980) 319; Nucl.
Phys. A357 (1981) 471; Phys. Lett. 95B (1980) 16.
46. A. Faessler, T. Izumoto, S. Krewald, R. Sartor, Nucl. Phys. A359 (1981)
509.
47. R. Sartor, A. Faessler, S.B. Khadkikar, S. Krewald, Nucl. Phys. A359
(1981) 467.
48. S.B. Khadkikar, L. Rikus, A. Faessler, Nucl. Phys. A369 (1981) 495.
49. R.R. Doering, A. Galonsky, D. Patterson und G.F. Bertsch, Phys. Rev.
Lett. 35 (1975) 1961.
50. D.E. Bainum, J. Rapaport, C.D. Goodman, D.J. Horen, C.C. Foster, M.B.
Greenfield und C.A. Goulding, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1751.

51. C.D. Goodman, C.A. Goulding, M.B. Greenfield, J. Rapaport, D.E. Bainum, C.C. Foster, W.G. Love und F. Petrovich, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1755.
52. D.J. Horen, C.D. Goodman, C.C. Foster, C.A. Goulding, M.G. Greenfield, J. Rapaport, E. Sugarbaker, T.G. Masterson, F. Petrovich und W.G. Love, Phys. Lett. 95B (1980) 27.
53. D.J. Horen, C.D. Goodman, D.E. Bainum, C.D. Foster, C. Gaarde, C.A. Goulding, M.B. Greenfield, J. Rapaport, T.N. Taddeucci, E. Sugarbaker, T. Masterson, S.M. Austin, A. Galonsky und W. Sterrenburg, Phys. Lett. 99B (1981) 383.
54. C. Gaarde, J. Rapaport, T.N. Taddeucci, C.D. Goodman, C.C. Foster, D.E. Bainum, C.A. Goulding, M.G. Greenfield, D.J. Horen und E. Sugarbaker, Nucl. Phys. A369 (1981) 258.
55. A. Galonsky et al., Phys. Lett. 74B (1978) 176.
56. C. Gaarde et al., Nucl. Phys. A334 (1980) 248.
57. W.A. Sterrenburg et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1839.
58. B.D. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 699.
59. C. Gaarde, Nucl. Phys. A396 (1983) 127c; Spin Excitations in Nuclei, Hrsg. F. Petrovich et al., Plenum, New York, 1984.
60. J. Rapaport, AIP Conf. Proc. No. 97, Hrsg. H.O. Meyer, American Inst. of Physics, New York, 1983, S. 365.
61. C.D. Goodman, in: Spin Excitations in Nuclei, Hrsg. F. Petrovich et al., Plenum, New York, 1984; Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., Vol. 2, Florenz, 1983, Hrsg. P. Blasi und R.A. Ricci, Tipografia Compositori, Bologna.
62. W. Steffens, H.-D. Gräf, W. Gross, D. Meuer, A. Richter, E. Spamer, O. Titze und W. Knüpfer, Phys. Lett. 95B (1980) 23.
63. W. Steffen, H.-D. Gräf, A. Richter, A. Härting, W. Weise, U. Deutschmann, G. Lahm und R. Neuhausen, Nucl. Phys. A404 (1983) 413.

64. S. Müller, F. Beck, D. Meuer und A. Richter, Phys. Lett. 113B (1982) 362.
65. A. Richter, Proc. Int. Conf. on Nucl. Physics, Florenz, Italien, 29.8.-3.9.1983, Edizione Compositori, Florenz, und Referenzen darin.
66. N. Anantaraman, G.M. Crawley, A. Galonsky, C. Djalali, N. Marty, M. Morlet, A. Willis und J.C. Jourdain, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1318.
67. C. Djalali, N. Marty, M. Morlet, A. Willis, J.C. Jourdain, N. Anantaraman, G.M. Crawley, A. Galonsky und P. Kitching, Nucl. Phys. A388 (1982) 1.
68. F.E. Bertrand, E.E. Gross, D.J. Horen, J.R. Wu, J. Tinsley, D.K. McDaniels, L.W. Swenson und R. Liljestrang, Phys. Lett. 103B (1981) 326.
69. Y. Fujita, M. Fujiwara, S. Morinobu, T. Yamazaki, T. Itahashi, S. Imanishi, H. Ikegami und S.I. Hayakawa, Phys. Rev. C25 (1982) 678.
70. G.P.A. Berg, W. Hürlimann, I. Katayama, S.A. Martin, J. Meißburger, J. Römer, B. Styczen, F. Osterfeld, G. Gaul, R. Santo und G. Sondermann, Phys. Rev. C25 (1982) 2100.
71. K.E. Rehm, P. Kienle, D.W. Miller, R.E. Segel und J.R. Comford, Phys. Lett. 114B (1982) 15.
72. G.M. Crawley, N. Anantaraman, A. Galonsky, C. Djalali, N. Marty, M. Morlet, A. Willis und J.C. Jourdain, Phys. Lett. 127B (1983) 322.
73. C. Djalali, Proc. Int. Symp. on Highly Excited States and Nucl. Structure, Hrsg. N. Marty und N. Van Giai, J. de Phys. 45 (1984).
74. C.M. Crawley, C. Djalali, N. Marty, M. Morlet, A. Willig, J.C. Jourdain, N. Anantaraman, A. Galonsky, J. Duffy, Proc. 1983 RCNP Int. Symp. on Light Ion Reaction Mechanism, Hrsg. H. Ogata, T. Kammuri und I. Katayama, Osaka University, Osaka, Japan.

75. S.K. Nanda, C. Glashausser, K.W. Jones, J.S. McGill, T.A. Carey, J.B. McClelland, J.M. Moss, S.J. Seestrom-Morris, J.R. Comfort, S. Levenson, R. Segel und H. Ohnuma, Highly Excited States and Nucl. Structure, Hrsg. N. Marty und N. Van Giai, J. de Phys. 45 (1984).
76. K.I. Ikeda, S. Fujii und J.I. Fujita, Phys. Lett. 3 (1963) 271.
77. K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. 31 (1964) 434.
78. M. Ericson, A. Figureau und C. Th evenet, Phys. Lett. 45B (1973) 19.
79. M. Rho, Nucl. Phys. A231 (1974) 493.
80. K. Ohta und M. Wakamatsu, Nucl. Phys. A234 (1974) 445.
81. J. Delorme, M. Ericson, A. Figureau und C. Th evenet, Ann. Phys. 102 (1976) 273.
82. E. Oset und M. Rho, Phys. Lett. 42 (1979) 42.
83. W. Kn upfer, M. Dillig und A. Richter, Phys. Lett. 95B (1980) 349.
84. A. H arting, W. Weise, H. Toki und A. Richter, Phys. Lett. 104B (1981) 261.
85. H. Toki und W. Weise, Phys. Lett. 97B (1980) 12.
86. S. Krewald, F. Osterfeld, J. Speth, G.E. Brown, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 103.
87. A. Bohr und B.R. Mottelson, Phys. Lett. 100B (1981) 10.
88. G.E. Brown und M. Rho, Nucl. Phys. A372 (1982) 397.
89. T. Suzuki, S. Krewald und J. Speth, Phys. Lett. 107B (1981) 9.
90. H. Sagawa und N. Van Giai, Phys. Lett. 118B (1982) 167.
91. F. Osterfeld, S. Krewald, J. Speth und T. Suzuki, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 11.
92. E. Oset, H. Toki und W. Weise, Phys. Rep. C83 (1982) 281 und Referenzen darin.

93. I.S. Towner und F.C. Khanna, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 51; Nucl. Phys. A399 (1983) 334.
94. A. Arima und H. Hyuga, Mesons in Nuclei, Hrsg. D. Wilkinson, North-Holland, Amsterdam, 1979, S. 683.
95. K. Shimizu, M. Ichimura und A. Arima, Nucl. Phys. A226 (1978) 282.
96. A. Arima, Spin Excitations in Nuclei, Hrsg. F. Petrovich, G.E. Brown, G.T. Garvey, C.D. Goodman, R.A. Lindgren und W.G. Love, Plenum, New York, 1984.
97. G.F. Bertsch und I. Hamamoto, Phys. Rev. C26 (1982) 1323.
98. K. Nakayama, S. Krewald, J. Speth, G.E. Brown, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 500.
99. F. Osterfeld, Phys. Rev. C26 (1982) 762.
100. F. Osterfeld, Spin Excitations in Nuclei, Hrsg. F. Petrovich, G.E. Brown, G.T. Garvey, C.D. Goodman, R.A. Lindgren und W.G. Love, Plenum, New York, 1984.
101. F. Osterfeld und A. Schulte, Phys. Lett. 138B (1984) 23.
102. F. Osterfeld und A. Schulte, Highly Excited States and Nucl. Structure, Hrsg. N. Marty und N. Van Giai, J. de Phys. 45 (1984).
103. T. Izumoto, Nucl. Phys. A395 (1983) 189.
104. F. Osterfeld, D. Cha, J. Speth, Phys. Rev. C (im Druck).
105. D. Cha und F. Osterfeld, Phys. Rev. Lett. (eingereicht).
106. A. Klein, W.G. Love, N. Auerbach, preprint
107. G.F. Bertsch und S.F. Tsai, Phys. Rep. 18C (1975) 125.
108. S.F. Tsai und G.F. Bertsch, Phys. Rev. C11 (1975) 1634; Phys. Lett. 73B (1978) 248.

109. T. Tamura, T. Udagawa, Phys. Lett. 78B (1978) 189; Proc. 1980 RCNP Int. Symp. on Highly Excited States in Nuclear Reactions, Osaka University, 1980.
110. T.T.S. Kuo, F. Osterfeld, S.Y. Lee, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 786.
111. S.Y. Lee, F. Osterfeld, K. Tam, T.T.S. Kuo, Phys. Rev. C24 (1981) 329.
112. T. Londergan und G.A. Miller, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1545; Phys. Rev. C25 (1982) 46.
113. B. Buck und R. Lipperheide, Nucl. Phys. A368 (1981) 141.
114. Z.Y. Ma, K.C. Tam und T.T.S. Kuo, Nucl. Phys. A394 (1983) 60.
115. M.S. Hussein, E.J. Moniz, Phys. Rev. C29 (1984) 2054.
116. W.R. Coker, T. Udagawa, H.H. Wolter, Phys. Lett. 41B (1972) 237; Phys. Rev. C7 (1973) 1154.
117. T. Udagawa, H.H. Wolter, W.R. Coker, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1507.
118. T. Tamura, Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 679.
119. V.A. Madsen, Nuclear Spectroscopy and Reactions, Academic Press, 1975.
120. F. Osterfeld, Dissertation Univ. Bonn, 1975; KFA Jül-Report 1247.
121. F. Osterfeld, T. Udagawa, H.H. Wolter, Nucl. Phys. A278 (1977) 1.
122. F. Osterfeld, H.H. Wolter, Phys. Lett. 60B (1976) 253.
123. J. Eisenberg und D. Koltun, Theory of Meson Interactions with Nuclei, Kapitel 4, John Wiley & Sons, New York, 1980.
124. V.A. Madsen, F. Osterfeld, J. Wambach, Microscopic Optical Potentials, Lecture Notes in Physics 89, Hrsg. H.V. von Geramb, Springer, Berlin, 1979.
125. G.F. Bertsch, J. Borysowicz, H. McManus, W.G. Love, Nucl. Phys. A284 (1977) 399.
126. A.K. Kerman, H. McManus und R.M. Thaler, Ann. Phys. 8 (1959) 551.
127. W.G. Love und M.A. Franey, Phys. Rev. C24 (1981) 1073.

128. F. Villars, in: Fundamentals of Nuclear Theory, Hrsg. A. de Shalit und C. Villi, IAEA, Wien, 1967.
129. J. Wambach, F. Osterfeld, J. Speth und V.A. Madsen, Nucl. Phys. A324 (1979) 77.
130. H. Horie und K. Sasaki, Prog. Theor. Phys. 25 (1961) 475.
131. J. Speth, E. Werner, W. Wild, Phys. Rep. 33 (1977) 127.
132. S. Krewald und J. Speth, Phys. Lett. 74B (1974) 295.
133. J. Speth und A. van der Woude, Rep. Prog. Phys. 44 (1981) 719 und Referenzen darin.
134. A.B. Migdal, Nucl. Phys. 13 (1956) 655; Theory of Finite Fermi Systems and Applications.
135. J. Heisenberg, Nucl. Phys. A396 (1983) 171 und Referenzen darin.
136. H. Eikemeier und H. Hackenbroich, Nucl. Phys. A169 (1971) 407.
137. Die effektive Wechselwirkung wurde von der Eikemeier-Hackenbroich NNWW¹³⁶⁾ konstruiert, indem nur der langreichweitige Anteil der Wechselwirkung gemäß der Scott-Moszkowski-Näherung¹⁴¹⁾ zur G-Matrix berücksichtigt wurde. Für weitere Einzelheiten siehe Ref. 33 und Ref. 142.
138. F.G. Perey und D.S. Saxon, Phys. Lett. 10 (1964) 107.
139. A.M. Lane, Phys. Rev. 8 (1962) 171; Nucl. Phys. 35 (1962) 676.
140. J. Rapaport, Phys. Lett. 92B (1980) 233; Phys. Rep. 87 (1982) 27.
141. S.A. Moszkowski und B.L. Scott, Ann. Phys. 11 (1960) 65.
142. K.A. Amos, H.V. von Geramb, R. Sprickmann, J. Arvieux, M. Buenerd, G. Perrin, Phys. Lett. 52B (1974) 138.
143. J. Wambach, Dissertation Univ. Bonn, 1979; KFA Jül-Report 42.
144. F.D. Becchetti und G.W. Greenlees, Phys. Rev. 182 (1969) 1190.
145. J. Rapaport, V. Kulkarni und R.W. Finlay, Nucl. Phys. A330 (1979) 15.

146. J. Rapaport, J.D. Carlson, D. Bainum, T.S. Cheema und R.W. Finlay, Nucl. Phys. A286 (1977) 232.
147. V. Gillet und E.A. Sanderson, Nucl. Phys. A54 (1964) 472; Nucl. Phys. A91 (1967) 292.
148. I. Reichstein und Y.C. Tang, Nucl. Phys. A139 (1969) 144.
149. A.M. Green, Phys. Lett. 24B1 (1967) 384.
150. A. Kallio und K. Kolltveit, Nucl. Phys. 53 (1964) 87.
151. J.S. Eck und W.J. Thompson, Nucl. Phys. A237 (1975) 83.
152. G.R. Satchler, Isospin in Nuclear Physics, Hrsg. D.H. Wilkinson (North-Holland, Amsterdam, 1969), Kap. 9.
153. J.P. Jeukenne, A. Lejeune und C. Mahaux, Phys. Rev. C15 (1977) 10; Phys. Rev. C16 (1977) 80.
154. W.T.H. Oers, Phys. Rev. C3 (1971) 1550.
155. R.P. DeVito, S. Austin, W. Sterrenburg, U.E.P. Berg, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 628.
156. G.R. Satchler, Phys. Lett. 35B (1971) 279.
157. G.R. Satchler, Z. Phys. 260 (1973) 209.
158. H.V. Geramb und P. Hodgson, Nucl. Phys. A246 (1975) 173.
159. G.R. Satchler, Proc. Int. School of Physics Enrico Fermi, LXIX Corso, 1976.
160. G. Baur, V.A. Madsen, F. Osterfeld, Phys. Rev. C17 (1978) 819.
161. D.M. Patterson, R.R. Doering, A. Galonsky, Nucl. Phys. A263 (1976) 261.
162. N. Austern, R.M. Drisko, E. Rost und G.R. Satchler, Phys. Rev. 128 (1962) 733.
163. G.R. Satchler, Nucl. Phys. 55 (1964) 1; Nucl. Phys. 77 (1966) 481.
164. T. Tamura, Phys. Rep. 14 (1974) 59.
165. F. Osterfeld, FROST-MARS-Code (unveröffentlicht).

166. T. Tamura und K.S. Low, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1356; Comp. Phys. Comm. 8 (1974) 349.
167. J.D. Anderson, C. Wong, Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 250.
168. J.D. Anderson, C. Wong und J.W. McClure, Phys. Rev. 138 (1965) B615.
169. B.E. Bonner, J.E. Simmons, C.R. Newson, P.J. Riley, G. Glass, J.C. Hiebert, M. Jain und L.C. Northcliffe, Phys. Rev. C18 (1978) 1418.
170. C. Ellegaard, C. Gaarde, J.S. Larsen, C. Goodman, I. Bergqvist, L. Carlen, P. Ekstrom, B. Jakobsson, M. Bedjidian, M. Chamchum, J.Y. Grossiord, A. Guichard, D. Bachelier, J.L. Boyard, T. Hennino, J.C. Jourdain, M. Roy-Stephan, M. Boivin und P. Radvanyi, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1745.
171. F. Osterfeld, S. Krewald, H. Dermawan, J. Speth, Phys. Lett. 105B (1981) 257.
172. H.C. Chiang und J. Hüfner, Nucl. Phys. A349 (1980) 466.
173. G. Bertsch und O. Scholten, Phys. Rev. C25 (1982) 804.
174. G.F. Chew und F.E. Low, Phys. Rev. 101 (1956) 1570.
175. P.M. Endt und C. von der Leun, Nucl. Phys. A310 (1978) 622.
176. A. Gallmann u.a., Phys. Rev. 186 (1969) 1160.
177. A.M. Aldrige u.a., Phys. Lett. 30B (1969) 165.
178. G.M. Crawley u.a., Phys. Rev. C26 (1982) 87.
179. G.R. Satchler, Nucl. Phys. A394 (1983) 189.
180. A. Nadasen, D. Schwandt, P.P. Singh, W.W. Jacobs, A.D. Bacher, P. Debevec, M.D. Kaitchuck und J.T. Meek, Phys. Rev. C26 (1982) 87.
181. D. Cha, B. Schwesinger, J. Wambach und J. Speth, Nucl. Phys. A430 (1984) 321.
182. J.S. Dehesa, Doktorarbeit Universität Bonn, 1978.

183. J.S. Dehesa, S. Krewald, J. Speth, A. Faessler, Phys. Rev. C15 (1977) 1858.
184. G.F. Bertsch, P.F. Bortignon und R.A. Broglia, Rev. Mod. Phys. 55 (1983) 287.
185. V.G. Soloviev, Proc. Int. Symp. on Highly Excited States and Nuclear Structure, Hrsg. N. Marty und N. Van Giai, J. de Phys. 45 (1984).
186. W. Knüpfer und B.C. Metsch, *ibid.* Ref. 185.
187. P.F. Bortignon, R.A. Broglia, Xa Ke-Ding, *ibid.* Ref. 185.
188. F. Osterfeld, J. Wambach, H. Lenske und J. Speth, Nucl. Phys. A318 (1979) 45.
189. F. Osterfeld, Proc. 1980 RCNP Kikuchi Summer School, Dojo, Kobe, 1980, Hrsg. T. Yamazaki, K. Ando und K. Itonaga, Osaka University, Japan.
190. D.H. Youngblood, J.M. Moss, C.M. Rozsa, J.D. Bronson, A.D. Bacher und D.R. Brown, Phys. Rev. C13 (1976) 994.
191. C.D. Goodman u.a., Phys. Lett. 107B (1981) 406.
192. D. Cha, Phys. Rev. C27 (1983) 2269.
193. H. Toki und G.F. Bertsch, Phys. Rev. C26 (1982) 2330.
194. T.N. Taddeucci u.a., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1023.
195. C. Gaarde, private Mitteilung.

