



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

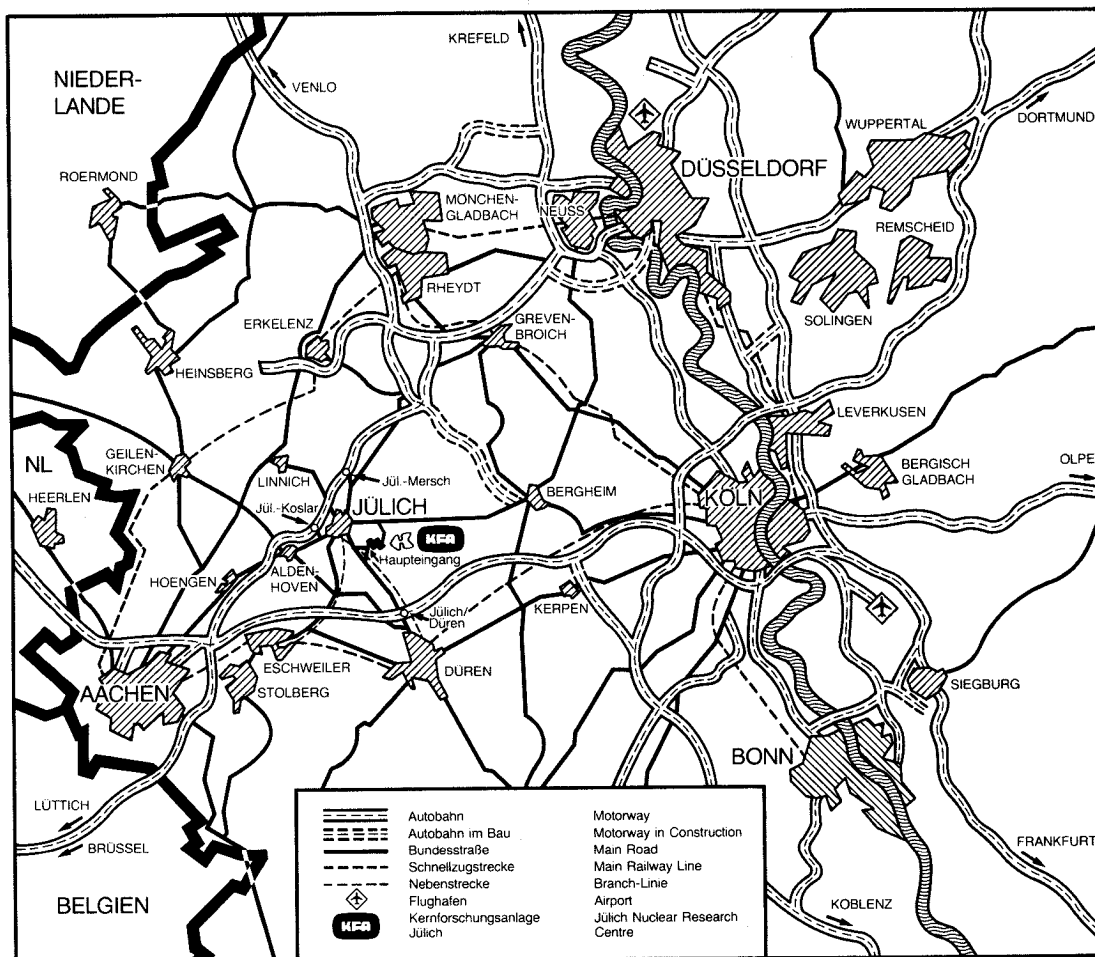
Institut für Kernphysik

**Kernstruktur und
Reaktionsmechanismen untersucht an
Alpha-Teilchen Übergängen**

von

W. Oelert

**Jül - 2068
Juni 1986
ISSN 0366-0885**



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 2068

Institut für Kernphysik Jül - 2068

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

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

Kernstruktur und Reaktionsmechanismen untersucht an Alpha-Teilchen Übergängen

von

W. Oelert

Diese Arbeit wurde der Fakultät für Physik und
Astronomie der Ruhr-Universität Bochum
als Habilitationsschrift vorgelegt.

Exposé

Seit der Beobachtung des natürlichen Alpha-Zerfalls von Atomkernen wurde und wird das Alpha-Teilchen als wichtiger Baustein der Kernmaterie betrachtet. Die modernen Untersuchungen von Alpha-Teilchen Transfer-Reaktionen gelten der Frage nach Vierteilchenkorrelationen (Alpha-Teilchen Cluster) allgemein in Kernmaterie oder auch an Kern-Oberflächen. Dabei ist man heute noch von einem einheitlichen Bild des Mechanismus' des Alpha-Transfers durchaus entfernt: es wird gezeigt, daß verschiedene Reaktions- und Kernmodelle in einzelnen Massengebieten mit unterschiedlichem Erfolg zur Interpretation der Daten herangezogen werden müssen.

Theoretische und experimentelle Bestimmungen von spektroskopischer Stärkeverteilung haben sich dabei gegenseitig unterstützend entwickelt. Auf der experimentellen Seite ist die Frage des Reaktionsmechanismus' und der Festlegung seiner Details zu klären. Hier werden Ansätze entwickelt, die zu einer einheitlichen Beschreibung in der sd-Schale führen.

Rechnungen im Formalismus der gekoppelten Kanäle, mit im Rahmen des Schalenmodells errechneten spektroskopische Faktoren, führen zu überzeugenden Übereinstimmungen zwischen theoretischen und experimentellen Winkelverteilungen, sowohl im Hinblick auf ihre Form als auch auf ihre Amplitude. Hierbei zeigte sich, daß, neben der Bestimmung der Potentialparameter, ein Reaktionsmechanismus in zwei Stufen, wie einem Alpha-Teilchen Übergang nach oder vor einer inelastischen Anregung des Target - oder Restkernes, von entscheidender Bedeutung ist.

Inhalt:

	Seite
I. Einleitung	1
I.1 Vorbemerkung	2
I.2 Historischer Überblick	2
I.3 Zielsetzung und Überblick	4
II. Daten von Vier-Nukleon Transferreaktionen	6
II.1 Experimentelle Meßeinrichtungen	8
II.1.1 Messungen am Magnetspektrographen BIG KARL	8
II.1.2 Messungen mit Halbleiterdetektoren	10
II.1.3 Energieauflösung	12
II.1.4 Targets	12
II.1.5 Wirkungsquerschnitte	14
II.2 Verschiedene Alpha-Teilchen Transferreaktionen	15
II.3 Beobachtung von angeregten Zuständen im Ejektil	18
II.4 Selektivität der Vier-Nukleon Transferreaktion	22
II.5 Energieabhängigkeit	28
II.6 Massenabhängigkeit der Übergangsstärke	34
II.7 Formen der Winkelverteilungen	36
II.8 Energiespektren	39

III.	Theoretische Behandlung des Vier-Nukleon Transfers	42
III.1	Zum Formalismus der direkten Ein-Stufen Reaktion	45
III.2	Zum Formalismus der gekoppelten Kanäle in Bornscher Näherung	52
III.3	Spektroskopische Faktoren des Alpha-Teilchen Transfer ..	54
III.4	Vergleich von SU(3)- und Schalenmodell-Ergebnissen	58
III.5	Quantitative Modelle zur Bestimmung von Alpha- spektroskopischen Amplituden	59
IV.	Ausgewählte spektroskopische Eigenschaften	61
IV.1	Alpha-Teilchen Übergang - Alpha-Teilchen Zerfall	61
IV.2	Alpha-Teilchen Cluster in schweren Kernen	64
IV.3	Zerfall der Quadrupol-Riesenresonanz als Alpha-Teilchen Übergang	67
IV.4	Wechselspiel der Interpretationen am Beispiel angeregter ^{20}Ne Zustände	71
V.	Analyse der experimentellen Daten	72
V.1	Der gebundene Zustand des Alpha-Teilchen Clusters	73
V.2	Optische Potentiale	77
V.3	Einfluß des übertragenen Drehimpulses	83
V.4	Handhabung der DWBA-Rechnungen	84
V.5	Parameter für Reaktionsprozesse höherer Ordnung	85
V.5.1	Spektroskopische Faktoren	87
V.5.2	Phasen der spektroskopischen Amplituden	88
V.5.3	Deformationsparameter	91
V.5.4	Auswahl des Kopplungsschemas	92
V.5.5	Normierung	94

VI.	Ergebnisse und Diskussionen	95
VI.1	Alpha-Teilchen Transferreaktionen an schweren Atomkernen	95
VI.2	Alpha-Teilchen Transferreaktionen an Atomkernen der seltenen Erden	97
VI.3	Alpha-Teilchen Transferreaktionen an mittel- schweren Atomkernen	99
VI.3.1	Phänomenologische Interpretation	99
VI.3.2	Interpreationen im Modell der Paar- Vibration und der IBA	102
VI.3.3	Anzeichen von Reaktionsprozessen höherer Ordnung	104
VI.4	Alpha-Teilchen Transferreaktionen an Atomkernen der sd-Schale	105
VI.4.1	Ergebnisse im DWBA-Formalismus	106
VI.4.2	Ergebnisse von Prozessen höherer Ordnung	110
VI.4.3	Ergebnisse für Zustände negativer Parität	115
VI.4.4	Ergebnisse an Atomkernen ungerader Massenzahl ..	118
VI.5	Alpha-Teilchen Transferreaktionen an leichten Atom- kernen	120
VII.	Zusammenfassung und Ausblick	122
	Danksagung	126
	Literaturverzeichnis	127

Einleitung

Nach unserer heutigen Vorstellung setzt sich ein Atomkern aus N Neutronen und Z Protonen zusammen. Dieses einfache Bild der ungeordneten Anordnung von Nukleonen auf beschränktem Raum gestattet es, schon viele Eigenschaften der Atomkerne zu erklären. Spezieller geschieht dies im Schalenmodell des Atomkerns, das jedem Nukleon einen eindeutigen Quantenzustand zuordnet und dessen Bewegung unabhängig von den anderen Nukleonen mittels einer Ein-Teilchen Wellenfunktion beschreibt. Für realistischere Betrachtungen ist die Kenntnis der Wechselwirkung zwischen den einzelnen Nukleonen unerlässlich. In praktischen Anwendungen wird diese Wechselwirkung häufig phänomenologisch beschrieben, physikalisch hat sie, in einer weiteren Näherung, ihren Ursprung in stark wechselwirkenden Mesonen. Die Struktur der Nukleonen in ihrer Zusammensetzung aus Quarks braucht in unserem Zusammenhang nicht diskutiert zu werden. Die Beobachtbarkeit mesonischer Effekte ist nur bei sehr hohen Energien gegeben, weshalb sich die Mehrzahl kernphysikalischer Reaktionsexperimente, wie auch die vorliegende Arbeit, mit der phänomenologischen Beschreibung der Kernkraft begnügen können. Eine grundlegende Frage ist hierbei: wie ist die Verteilung der Nukleonen im Atomkern? Sie könnten einer regelmäßigen Anordnung gehorchen, wie etwa die Atome im Kristallgitter des Festkörpers; sie könnten regellos verteilt sein, wie etwa die Moleküle eines Gases oder sie könnten Zwischenstufen dieser beiden Beispiele bilden, die sich durch Korrelationen zwischen einer beschränkten Anzahl von Nukleonen auszeichnen. Derartige Bildungen von Nukleonengruppen werden Cluster genannt. Sie müssen, einmal gebildet, nicht als permanente Struktur im Atomkern vorliegen, sondern können sich auflösen und neu formieren. Die Untersuchung möglicher Clusterbildung aus einzelnen Nukleonen und ihre Beobachtungsmöglichkeit in verschiedenen Atomkernen ist das Ziel von Mehr-Nukleon Transferreaktionen. Die Frage nach Korrelationen

zwischen Vier-Nukleonen zur Bildung von Alpha-Teilchen Clustern in leichten Kernen ist der wesentliche Inhalt der vorliegenden Arbeit.

I.1 Vorbemerkung

Experimentelle Untersuchungen von Kernreaktionen $A(a,b)B$, bei denen ein Nukleonensystem x zwischen Geschoßteilchen und Targetkern übertragen wird ($x = a-b$ und $x = B-A$ oder $x = b-a$ und $x = A-B$), lassen mit einer quantenmechanischen Theorie Aussagen darüber zu, mit welcher Wahrscheinlichkeit sich die Wellenfunktion des Zustandes des Atomkerns A als Produkt der Wellenfunktionen des Zustandes von Atomkern B , der Wellenfunktion des Nukleonencusters x und einer Wellenfunktion der Relativbewegung darstellen läßt. Das übertragene Nukleonensystem x muß nicht notwendigerweise mit einem als freiem Teilchen x existierenden identisch sein. In diesem Sinne sei die im folgenden benutzte Kurzform "Alpha-Teilchen Transfer" (kurz " α -Transfer") nicht unbedingt als der Transfer eines stabilen ${}^4\text{He}$ -Kernes (Alpha-Teilchens) interpretiert. Wenn die Ausdrucksweise " α -Transfer" benutzt wird, so steht sie meist für den allgemeineren Begriff des Transfers von vier Nukleonen, die durch eine Korrelation miteinander ausgezeichnet sind.

I.2 Historischer Überblick

In der Entwicklung zum Verständnis von Eigenschaften der Atomkerne nahm das Alpha-Teilchen in Form eines Vier-Nukleon Clusters einen wichtigen Platz ein [Wil 58, Wil 66, Wil 77]. Es war das erste Teilchen, das aus dem natürlichen Zerfall schwerer Kerne beobachtet wurde, also in ihnen vorgebildet sein sollte, es war das erste Teilchen, mit dessen Hilfe Wechselwirkungen mit anderen Atomkernen in Streuexperimenten untersucht wurden. Seit der Beobachtung

des natürlichen α -Zerfalls von Atomkernen wurde und wird das Alpha-Teilchen als wichtiger Baustein der Kernmaterie betrachtet. Diese bevorzugte Stellung nimmt das Alpha-Teilchen insbesondere wegen seiner symmetrischen Anordnung, bestehend aus einem Neutronen- und einem Protonenpaar, verbunden mit der hohen Bindungsenergie von 28,2 MeV ein. In leichten Systemen scheint das Alpha-Teilchen seine physikalischen Eigenschaften weitgehend beizubehalten. Die Wellenfunktion des Kernes ${}^6\text{Li}$ beispielsweise enthält mit hohem Anteil das Produkt der Wellenfunktionen von Deuteron und Alpha-Teilchen und ihrer Relativbewegung. Weiterhin wurde von Smirnov und Chlebowska [Smi 61] festgestellt, daß durch das antisymmetrisierte Produkt aus zwei Alpha-Teilchen Wellenfunktionen und der Wellenfunktion ihrer Relativbewegung, die Wellenfunktion des ${}^8\text{Be}$ gut beschrieben werden kann.

Auch für einige schwerere Atomkerne, oder zumindest für bestimmte Zustände in diesen, scheinen wesentliche Eigenschaften der Kernstruktur mittels der Idee vorgeformter Alpha-Teilchen in Atomkernen [Gam 30] erklärbar zu sein. Besonders gerne wird die Vorstellung einer Vier-Nukleon-Unterstruktur natürlich bei der Betrachtung von Atomkernen der Masse 4 N herangezogen [Mor 56]. Aber auch an sehr schweren Atomkernen wurde aus Untersuchungen der Vier-Nukleon Transferreaktion geschlossen [Jän 81], daß an der Kernoberfläche etwa 25% der dort angesiedelten Massendichte von Alpha-Teilchen gebildet wird. Weiterhin wird die Existenz von Korrelationen zwischen Nukleonen - wie möglicherweise im Vier-Nukleon Cluster - für die Produktion von Pionen an oder unterhalb der Pionenschwelle vorgeschlagen [Shy 84].

Derartigen Beobachtungen der Existenz von Clustern stehen Ergebnisse von Vier- und Fünf-Nukleon Transferreaktionen [Den 66, Den 67] gegenüber, die keinerlei Unterstützung für die Annahme einer vorherrschenden Existenz von Alpha-Teilchen Clustern liefern.

Die gleichermaßen berechtigt erscheinenden Vorstellungen - Koexistenz von Clustern und Ein-Teilchen Bild - führten zu kontroversen Diskussionen [Wil 75]. Heute jedoch mutet diese Diskussion mehr einer semantischen Auseinandersetzung als einer physikalischen Interpretation an. So konnte Arima [Ari 78] zeigen, daß kein inhaltlicher Unterschied diesen beiden Vorstellungen zugrunde liegt. Diese Aussage wird durch Rechnungen im Rahmen des Schalenmodells und in Anlehnung an Clustermodellvorstellungen unterstützt, die sich beide häufig in ihren Ergebnissen wenig unterscheiden. Übersichtsartikel, die die historische Entwicklung wiedergeben, sind unter den Referenzen [Ang 74, Bec 78, Bet 70, Ful 79, Hod 78, Kur 76, Mal 78, Oel 85, Oer 75, Ogl 73] aufgeführt.

I.3 Zielsetzung und Überblick

Der Wert von α -Transferreaktionen für kernspektroskopisch- und kernstruktur-relevante Aussagen, hängt zweifelsohne von der Kenntnis des zugrundeliegenden Reaktionsmechanismus ab. Die Möglichkeiten der Auswahl des zu untersuchenden Massensystems und der zu wählenden Einschußenergie erlauben dem Experimentator im Prinzip Bedingungen auszusuchen, die die Dominanz eines definierten Reaktionsmechanismus festlegen. Jedoch scheint diese Auswahl dadurch eingeschränkt, daß der Reaktionsmechanismus sowohl für spezielle Transferreaktionen als auch für bestimmte Targetkerne und insbesondere für bestimmte Endzustände unterschiedlich ablaufen kann. Die Aufgabe ergibt sich dann, diese möglicherweise interferierenden Mechanismen, die zudem noch von Struktureffekten des untersuchten Systems überlagert sein können, zu entfalten. Dies sollte aber in einer konsistenten, systematischen Weise geschehen, ohne ad hoc Modellvorstellungen oder Eingabeparameter zu ändern. Speziell im Falle der α -Transferreaktion ist zu hoffen, daß die Vielzahl der möglichen Experimente

sich gegenseitig ergänzen und dazu beitragen, ein einheitliches Bild entstehen zu lassen. Gemeint sind Experimente, die sich in vier Gruppen unterteilen und mit unterschiedlicher Intensität in verschiedenen Laboratorien untersucht werden:

- i) Stripping-Reaktionen, bei denen die Masse des Restkernes in der $A(a,b)B$ Reaktion um den Massenteil vermehrt wird, um den sich die Masse des Projektils verringert; sowie die entsprechende Umkehrreaktion (Pickup-Reaktion).
- ii) Reaktionen bei denen das α -Cluster aus dem Kern herausgeschlagen wird wie: $(p,p\alpha)$, $(\alpha,2\alpha)$ oder $(e,e\alpha)$ (Knockout-Reaktion).
- iii) Einfang- oder Verschmelzungsreaktionen wie $A+\alpha \rightarrow B+\gamma$.
und
- iv) Reaktionen bei denen eine spontane α -Emission oder ein Zerfall in den α -Kanal beobachtet wird, wobei der Ursprungskern ein natürlich vorkommender oder ein durch Kernreaktion über die α -Zerfallsschwelle angeregter Atomkern sein kann.

In der vorliegenden Arbeit sollen Ergebnisse von α -Transferreaktionen dargestellt und diskutiert werden, wie sie vom Autor und Mitarbeitern speziell mit dem Jülicher Zyklotron JULIC aber auch mit dem Beschleuniger des Tandemlabors der Universität Pittsburgh und mit dem Zyklotron der Universität Hamburg untersucht wurden. Die Resultate werden durch Literaturdaten ergänzt und in einen systematischen Zusammenhang gestellt. Nach einer Darlegung der experimentellen Technik wird gezeigt, inwieweit und mit welchen Beschränkungen bereits aus Messungen von Wirkungsquerschnitten Schlußfolgerungen gezogen werden können, die die α -Transferreaktion als spektroskopisches Werkzeug erkennen lassen. Im weiteren Teil wird ein Überblick von theoretischen Modellen skiz-

ziert, die zur Interpretation der gewonnenen Daten herangezogen werden. Auf der einen Seite gehört hierzu die Theorie der direkten Reaktionen, um aus den Daten experimentelle spektroskopische Informationen zu extrahieren. Auf der anderen Seite werden zur theoretischen Bestimmung von spektroskopischen Größen Betrachtungen im Rahmen der Quartettstruktur [Dan 71, Gil 75], des Clusterbildes [Wil 58, Shi 62], der $Su(3)$ Näherung [Ell 58, Ell 63, Har 68], des Paar-Vibrations-Schemas [Boh 68, Nat 68], des Interacting Boson Modells [Ari 76, Ari 77] sowie des Schalen-Modells [Hax 49, May 49, Goe 55] benutzt.

Aus dem Vergleich von experimentellen und theoretischen Ergebnissen läßt sich ablesen, inwieweit der kernphysikalische Prozeßablauf beschrieben werden kann. Dabei wird deutlich werden, daß das Verständnis des Reaktionsmechanismus eine entscheidende Schlüsselrolle einnimmt. Es zeigt sich, daß gerade das Studium des α -Transfers hierbei besonders geeignet ist, da der in der Natur spontan ablaufende α -Zerfall einen ergänzenden Prozeß darstellt. Durch den Vergleich dieser unabhängigen Information aus Transfer- und Zerfallsdaten, können wesentliche Schlüsse auf den Reaktionsmechanismus gezogen werden.

II. Daten von Vier-Nukleon Transferreaktionen

Die Techniken des Produzierens, Beschleunigens und Nachweisens von leichten wie von schweren Ionen sind heutzutage weit entwickelt. Deshalb steht dem Experimentator durch die Variationsmöglichkeit der Projektil- und Targetmasse bei unterschiedlichen Einschußenergien eine Vielzahl von Möglichkeiten offen, die im Prinzip der gleichen Fragestellung gelten. Im speziellen Falle kann die bestgeeignete Methode eingesetzt werden. Jede der denkbaren Experimentierbedingungen weist Vor- und Nachteile auf. Eine genaue Untersuchung von zunächst beobachteten Unstimmigkeiten zwischen Ergebnissen unterschiedlicher

experimenteller Bedingungen [Woz 76] führt häufig zu einem besseren Verständnis des Reaktionsablaufes oder der zugrundeliegenden Kernstrukturmerkmale.

Im folgenden soll die experimentelle Auslegung der Jülicher Meßeinrichtungen vorgestellt werden, wie sie zum Studium der α -Transferreaktion ($d, {}^6\text{Li}$) bei einer Deuteronenenergie von 80 MeV vornehmlich an leichten Targetkernen (Masse kleiner als 40) benutzt wurde. Diese Transferreaktion wurde ausgesucht, da

- i) in der ($d, {}^6\text{Li}$) Reaktion eine inelastische Anregung des ${}^6\text{Li}$ Ejektils nicht beobachtet wurde und deshalb mindestens als vernachlässigbar klein angesehen werden kann,
- ii) Parameter des phänomenologischen optischen Kernpotentials für Deuteronen recht gut bekannt sind,
- iii) bei der relativ hohen Einschußenergie von 80 MeV der direkte Reaktionsmechanismus dominant ist,
- iv) bei der relativ hohen Einschußenergie die Hoffnung besteht, Strukturen bei hohen Anregungsenergien im Restkern beobachten zu können,
- v) die leichten Targetkerne eine einwandfreie Energieauflösung der niedrig liegenden Anregungszustände erlauben und
- vi) theoretische Vorhersagen im Rahmen des Schalenmodells systematisch und verläßlich nur bis zu Massen der abgeschlossenen sd-Schale berechnet werden können.

II.1 Experimentelle Meßeinrichtungen

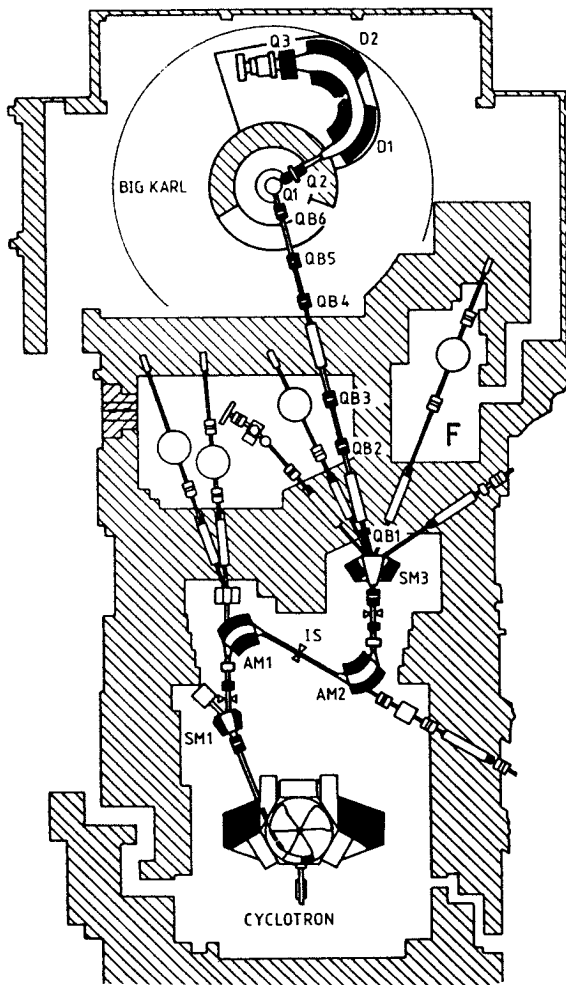
Benutzt wurden für die ($d, {}^6\text{Li}$) Messungen am Jülicher Zyklotron JULIC sowohl die Experimentiereinrichtung der Streukammer mit ΔE -E-Halbleiterdetektoren als auch die des Magnetspektrographen BIG KARL, zum Nachweis der Ausgangsprodukte.

II.1.1 Messungen am Magnetspektrograph BIG KARL

Als Faustregel läßt sich formulieren, daß bei einer vorgegebenen Projektilenergie mit der Zunahme der Masse des transferierten Teilchens um ein Nukleon, der Rekationswirkungsquerschnitt um eine Größenordnung abnimmt; der α -Transfer Wirkungsquerschnitt also um drei Größenordnungen unterhalb des Ein-Nukleon Transfer Wirkungsquerschnittes liegt. Unter anderem ist es aus diesem Grunde vorteilhaft, die Ejektile vor ihrem Nachweis im Detektor gemäß ihrer magnetischen Steifigkeit zu sortieren und möglichst nur die wirklich gewünschte Teilchensorte in der Fokalebene des Magnetspektrographen zu registrieren. Dies gilt insbesondere für Untersuchungen an schweren Targetkernen und unter kleinen Streuwinkeln, wo durch die elastische Streuung die Zählratenverhältnisse für Transferuntersuchungen besonders ungünstig werden.

Figur 1 gibt einen Überblick über die kernphysikalischen Experimentiereinrichtungen. Der im Zyklotron beschleunigte Deuteronenstrahl wird im Monochromatorsystem (AM1/AM2) an die Bedingungen des Meßplatzes angepaßt.

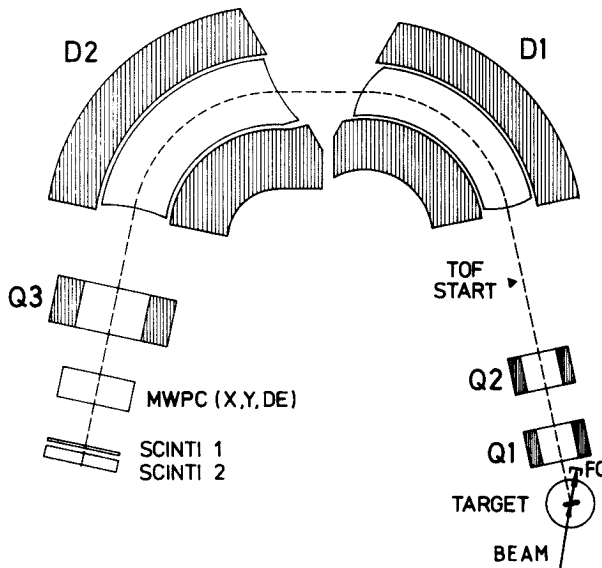
Für die hier vorliegende Arbeit wurden insbesondere die Energiespektren unter kleinen Reaktionswinkeln mit dem Magnetspektrographen gemessen. Eine Skizze der Auslegung dieses $Q_1Q_2D_1D_2Q_3$ Spektrographen (Q = magnetischer Quadrupol, D = magnetischer Dipol) ist in Fig. 2 dargestellt. Korrekturwindungen in den Dipolen D1 und D2 ermöglichen es, Fehler höherer Ordnung zu kompensieren; eine detaillierte Beschreibung des Spektrographen ist in [Mar 83] zu finden.



Figur 1:

Experimentiereinrichtung am Jülicher Zyklotron.

Nachgewiesen wurden die in der Fokalebene eintreffenden Teilchen in einem Vieldraht-Proportional Zähler (Multi Wire Proportional Counter - MWPC) [Köh 80], der Signale erzeugt, die Information über horizontale und vertikale Koordinaten des Einfallortes ermitteln lassen. Zur weiteren Identifizierung der Teilchensorten dienten ein in den MWPC eingebauter Energieverlust- (ΔE) -Detektor, sowie ein die Restenergie bestimmender Szintillationsdetektor (SCINTI 1). Im Falle der untersuchten $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion, mit ${}^6\text{Li}$ Energien von weniger als 80 MeV, erreichten die ${}^6\text{Li}$ Ausgangsprodukte den zweiten Szintillationsde-



Figur 2:

Auslegung des Magnetspektrographen BIG KARL.

tektor (SCINTI 2) nicht, er diene aber als Antikoinzidenzzähler zur Unterdrückung des Untergrundes. Der Einsatz einer für bessere Teilchenidentifizierung verfügbaren Flugzeitmeßeinrichtung, mit einem Startsignal (TOF Start) am Überschneidungspunkt der ionenoptischen Bahnen zwischen Q_2 und D_1 und einem Stoppsignal aus einem der Szintillationsdetektoren, war nicht notwendig.

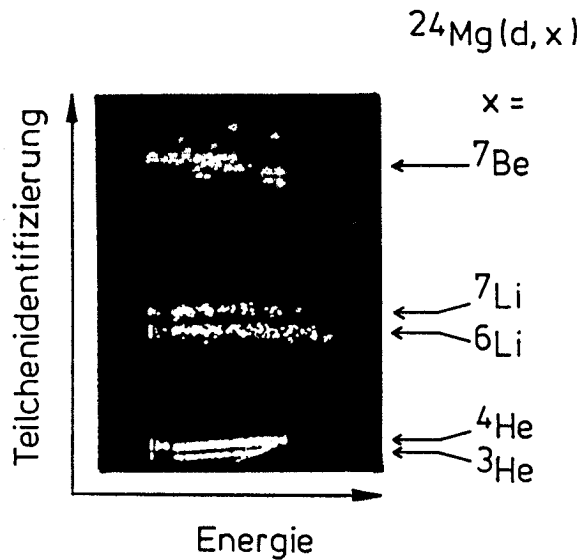
Ein Vorzug der Nutzung des Magnetspektrographen liegt in der Möglichkeit, unter gleichzeitiger Erhaltung einer hohen Energieauflösung, mit großem Öffnungswinkel zu messen (bis zu 10 msr, wenn auch in den vorliegenden Experimenten, wegen der extremen kinematischen Verhältnisse, nur 2 msr ausgenutzt wurden).

Auf der anderen Seite kann wegen der begrenzten Ausnutzung der Fokalebene, beziehungsweise der geringen Länge des Fokalebenendetektors (der MWPC hat eine verfügbare Länge von etwa 30 cm), nur ein beschränkter Ausschnitt des Energiespektrums (3 %) auf einmal beobachtet werden. Um weitere Teile des Spektrums aufzunehmen, müssen diese mit neuen Magnetfeldeinstellungen gemessen werden.

II.1.2 Messungen mit Halbleiterdetektoren

Der Nachteil, das Energiespektrum in einzelnen Schritten zu messen, entfällt bei einer Anordnung aus Halbleiterdetektoren in der Streukammer F. Dabei nimmt man jedoch geringere Energieauflösung, und eine drastische Verringerung des Öffnungswinkels in Kauf. Andererseits ergibt sich nun der Vorteil, verschiedene Reaktionsprodukte gleichzeitig nachzuweisen, wodurch der Fehler von relativen Wirkungsquerschnitten stark vermindert wird. In diesem Fall wird eine Teilchenidentifizierung notwendig, die durch den spezifischen Energieverlust in zwei (oder mehreren) hintereinander gestellten Detektoren

vermittelt wird. Ein typisches Teilchenidentifizierungsspektrum ist in Fig. 3 dargestellt, bei dem ^{24}Mg mit Deuteronen von 80 MeV beschossen wurde. Die Reaktionsprodukte ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li und ^7Be sind eindeutig erkennbar, wobei das System für den Nachweis der ^6Li Teilchen optimiert wurde.

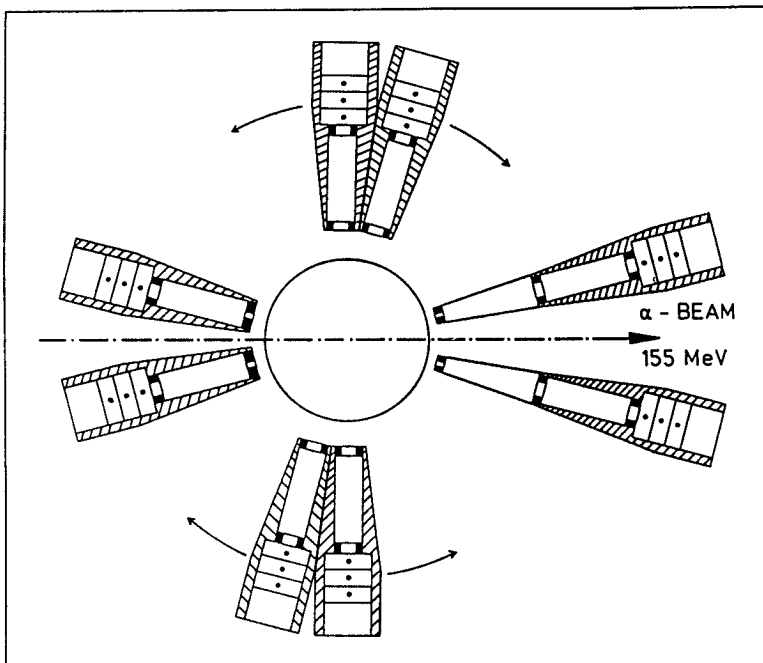


Figur 3:

Teilchenidentifizierung mit Halbleiterdetektoren, dargestellt als Aufnahme von einem Speicheroszillographen.

Experimente wie beispielsweise die $(\alpha, 2\alpha)$ Reaktion, über die im Verlauf dieser Arbeit auch berichtet wird, verlangen eine Koinzidenzan-

ordnung. Figur 4 zeigt einen Streukameraaufbau [Sük], wie er für $(\alpha, \alpha'\alpha_c)$ Experimente benutzt wurde, wobei α' die inelastisch gestreuten Alpha-Teilchen und α_c ein beliebiges geladenes Teilchen sein kann.



Figur 4:

Experimentelle Anordnung für $(\alpha, \alpha'\alpha_c)$ Experimente.

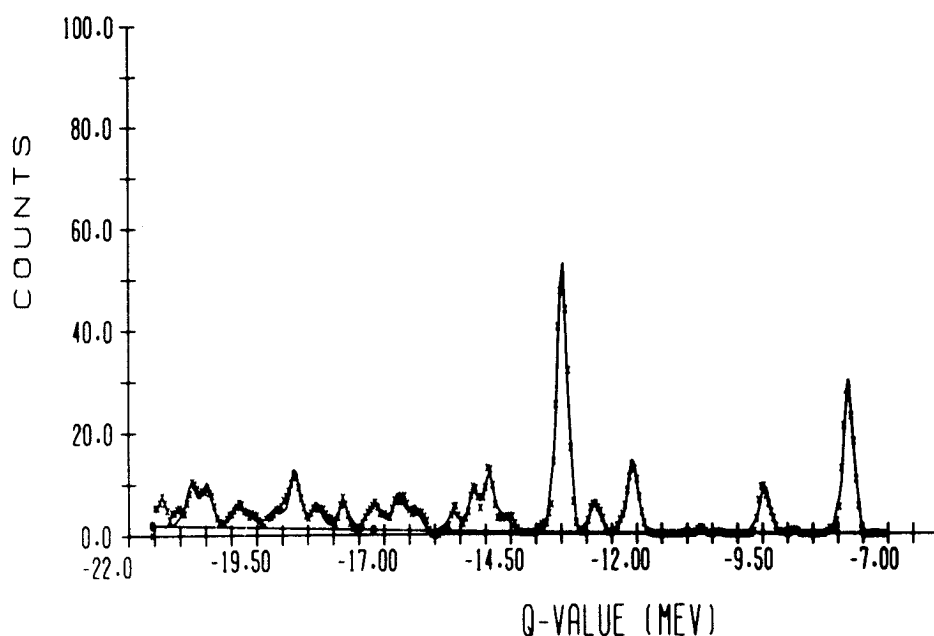
II.1.3 Energieauflösung

Die in den Spektren erreichbare Energieauflösung ist im Falle der relativ schweren Masse des Ejektils bei der $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion im wesentlichen durch die Dicke des Targets bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt der α -Transferreaktion ist $\leq 20 \mu\text{b/sr}$. Trotzdem lassen sich wegen des großen Raumwinkels am Magnet-spektrographen dünne Targets benutzen, so daß eine Auflösung von etwa 60 keV Halbwertsbreite erreicht wurde. Im Falle der Streukammerexperimente (mit kleinem Raumwinkel) wurde die Targetdicke so gewählt, daß eine Auflösung von 200 - 300 keV Halbwertsbreite resultierte. Wegen dieser schlechteren Energieauflösung konnte für diese Experimente dann die intensitätsreichere aber auflösungsschwächere achromatische Strahlführungseinstellung gewählt werden. Eine Energieauflösung, die zwischen den beiden genannten liegt, wurde erreicht, indem einige Experimente auch mit dispersiver Strahlführung und relativ dünnen Targets in der ΔE -E-Halbleiter-Teleskoptechnik in der Streukammer durchgeführt wurden. Unter derartigen Experimentierbedingungen ließ sich dann eine mittlere Energieauflösung von etwa 150 keV Halbwertsbreite erzielen. Das Beispiel eines Energiespektrums der ${}^{24}\text{Mg}(d, {}^6\text{Li}){}^{20}\text{Ne}$ Reaktion, gemessen unter einem Laborwinkel von 13° , ist in Fig. 5 zu sehen. Die ersten fünf beobachteten Linien rühren von der Anregung der ${}^{20}\text{Ne}$ Zustände 0^+ , 2^+ , 4^+ , 2^- und 3^- bei 0,00; 1,63; 4,25; 4,97 und 5,62 MeV her. Die durchgezogene Linie wurde von einer Anpaßprozedur mit dem Rechnerprogramm Autofit [Com] ermittelt, mit dem alle gemessenen Spektren analysiert wurden.

II.1.4 Targets

Die in Jülich durchgeführten Untersuchungen der α -Transferreaktion wurden an den Gasen ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{22}\text{Ne}$, $\text{H}_2{}^{32}\text{S}$, $\text{H}_2{}^{34}\text{S}$ und an den Feststofftar-

gets ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{28}Si , ^{40}Ca , ^{54}Fe und ^{56}Fe ausgeführt; die effektive Dicke der Targets lag zwischen $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ und $800 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Bei den Gastargets wurde die Dicke über Messungen von Druck und Temperatur in einer geschlossenen Targetzelle festgestellt. Bei den Feststofftargets wurden drei Methoden angewendet, die es erlaubten, die Dicke mit einer Unsicherheit von weniger als 10 % festzulegen:



Figur 5:

Energiespektrum der $^{24}\text{Mg}(\text{d}, ^6\text{Li})^{20}\text{Ne}$ Reaktion gemessen mit einer Energieauflösung von 150 keV Halbwertsbreite, bei $E_d = 80 \text{ MeV}$, unter einem Laborwinkel von 13° . Die integrierte Ladung betrug 2,0 mC [0el 80].

- i) Schichtdickenmessung durch Schwingkristall oder durch Bildung des Quotienten aus Gewicht und Targetfläche,
- ii) Energieverlustmessungen von 5,802 MeV Alpha-Teilchen aus einer ^{244}Cm Quelle und
- iii) Streuexperimente niederenergetischer geladener Teilchen von wenigen MeV zur Bestimmung des Rutherford-Wirkungsquerschnittes.

Als weiteres Hilfsmittel zur Überprüfung der relativen Targetdicken wurde die elastische Deuteronenstreuung von 80 MeV gemessen und deren Wirkungsquerschnitte mit Vorhersagen des optischen Modells verglichen.

Speziell die Herstellung eines Schwefeltargets ergab sich als besonders schwierig. Alle Versuche der Nutzung eines hinreichend dünnen Feststofftargets führten zu unbefriedigenden Ergebnissen, so daß schließlich ein Gastarget mit H_2S Füllung zum Einsatz kam, in welchem der Wasserstoff bei der Untersuchung der $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion im Energiespektrum nicht stört. Es wurde jedoch beobachtet, daß das H_2S -Gas unter dem Einfluß des Deuteronenstrahles in H_2 und Schwefelpulver dissoziierte und folglich sich die Konzentration der Schwefelatome im aktiven Targetvolumen strahlzeitabhängig verringerte. So war es insbesondere bei diesen Experimenten unumgänglich, die Targetzusammensetzung mittels eines Ge(Li) -Monitordetektors, der die elastisch gestreuten Deuteronen registrierte, ständig zu überwachen und die Wirkungsquerschnitte unter Zuhilfenahme der Monitorzählrate zu ermitteln.

II.1.5 Wirkungsquerschnitte

Ein Monitor, wie zuvor für den Fall des H_2S Targets als notwendig beschrieben, wurde bei allen Experimenten unter 30° Reaktionswinkel eingesetzt, um die Target- und Strahleigenschaften während der Messungen unter Kontrolle zu haben. Die Zählrate der elastisch gestreuten Deuteronen diente weiterhin dazu, die Genauigkeit der ermittelten Wirkungsquerschnitte zu überprüfen. Diese wurden zunächst jedoch durch Integration des in dem Faraday Becher (FC) gestoppten Strahles unter Verwendung der bekannten Targetdicke und des eingestellten Öffnungswinkels ermittelt.

Eine Fehlerabschätzung der gemessenen Wirkungsquerschnitte ergab für den relativen Fehler zwischen Messungen an einem Target bei verschiedenen Winkeln eine Ungenauigkeit von weniger als 7 %, für den relativen Fehler zwischen Messungen an verschiedenen Targets eine solche von weniger als 15 %. Eine Analyse des absoluten Fehlers in der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte ergab, daß dieser kleiner als 25 % ist. Diese Angaben gelten selbstverständlich nur so lange, wie der statistische Fehler aus den Zählraten kleiner ist als die angegebenen Werte.

II.2 Verschiedene Alpha-Teilchen Transferreaktionen

Wie schon betont, werden im Verlauf dieser Arbeit auch aus der Literatur bekannte experimentelle Ergebnisse herangezogen, um einen zusammenfassenden Überblick geben zu können. Am häufigsten wurden folgende Vier-Nukleon Transferreaktionen untersucht:

- i) die $(p, p\alpha)$ und $(\alpha, 2\alpha)$ Reaktionen,
- ii) die $(d, {}^6\text{Li})$; $({}^3\text{He}, {}^7\text{Be})$; $({}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O})$ und $({}^{16}\text{O}, {}^{20}\text{Ne})$ Pickup-Reaktionen,
- iii) die $({}^6\text{Li}, d)$; $({}^7\text{Li}, t)$ und $({}^{16}\text{O}, {}^{12}\text{C})$ Stripping-Reaktionen und
- iv) die (α, γ) Einfangreaktion.

Weitere Untersuchungen der Vier-Nukleon Transferreaktion wie $({}^3\text{He}, {}^7\text{Li})$; $({}^{12}\text{C}, {}^8\text{Be})$; $({}^{13}\text{C}, {}^9\text{Be})$; $({}^{14}\text{N}, {}^{10}\text{B})$; $({}^{18}\text{O}, {}^{14}\text{C})$; $(\alpha, {}^8\text{Be})$ und beispielsweise $(p, d\ {}^3\text{He})$ fanden nur vereinzelt Anwendung. Neben den schon erwähnten Studien der $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion beschäftigte sich der Autor selbst mit der $({}^3\text{He}, {}^7\text{Be})$ -, der $(\alpha, 2\alpha)$ - und der $({}^{16}\text{O}, {}^{12}\text{C})$ -Reaktion. Darüber hinaus wurden Untersuchungen der (p, α) Reaktion durchgeführt [Oel 76]. Dieser Reaktionstyp wurde kürzlich im Formalismus des Herausschlagens eines Alpha-Teilchens und Einbau des Projektils in den Target-Atomkern diskutiert [Gad 84].

Zur experimentellen Beobachtung des α -Überganges steht eine Vielzahl von Geschoßteilchen zur Verfügung. Die Größe des Wirkungsquerschnittes σ der Kernreaktion $A(a,b)B$ ist experimentell deshalb von großem Interesse, weil sie direkt in die Meßzeitdauer eingeht. Da der Wirkungsquerschnitt proportional zum Produkt der spektroskopischen Faktoren S (einer physikalischen Größe, die noch diskutiert wird) aus Target (A) und Restkern (B) auf der einen und Projektil (a) und Ejektil (b) auf der anderen Seite ist,

$$\sigma \sim S^{ba} S^{BA} \quad (1)$$

sind die theoretischen Vorhersagen von Kurath [Kur 73] und Rotter [Rot 68] der α -spektroskopische Faktor S_{α} für Atomkerne der Op-Schale sehr hilfreich bei der Auswahl eines geeigneten Projektil-Ejektil Systems zum Studium der α -Transferreaktionen. Beispiele dieser S_{α} -Werte sind in Tabelle I aufgelistet und lassen sich selbstverständlich sowohl für Stripping als auch für Pickup-Reaktionen anwenden.

In einigen Fällen hat der erste angeregte Zustand des Ejektils eine beachtliche Bevölkerungswahrscheinlichkeit, eine Beobachtung, die im nächsten Abschnitt an Hand experimenteller Daten diskutiert wird. Weiterhin fällt an Tabelle I auf, daß der Transfer nicht immer durch nur einen Drehimpulsübertrag erfolgt. Darüber hinaus sind im allgemeinen die leichten Massensysteme wie $(d, {}^6\text{Li})$, $(t, {}^7\text{Li})$ und $({}^3\text{He}, {}^7\text{Be})$ durch relativ große S_{α} -Werte ausgezeichnet (siehe Fußnote zu Tabelle I). Diese Ergebnisse liefern Argumente dafür, bei der Auswahl der Experimente generell möglichst leichte Massen als Geschoßteilchen zu bevorzugen.

Tabelle I:

Alpha-Spektroskopische Faktoren für Op-Schalen Kerne [Kur 73].

Reaktion	Drehimpuls Transfer		
	L=0	L=2	L=4
$^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}, ^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$	0,23		
$^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}, ^{12}\text{C}(2^+)$		1,31	
$^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}, ^{12}\text{C}(4^+)$			2,39
$^{15}\text{N}_{\text{g.s.}}, ^{11}\text{B}_{\text{g.s.}}$		0,41	
$^{15}\text{N}_{\text{g.s.}}, ^{11}\text{B}(7/2)$			1,09
$^{14}\text{N}_{\text{g.s.}}, ^{10}\text{B}_{\text{g.s.}}$		0,01	0,69
$^{14}\text{C}_{\text{g.s.}}, ^{10}\text{Be}_{\text{g.s.}}$	0,24		
$^{14}\text{C}_{\text{g.s.}}, ^{10}\text{Be}(2^+)$		0,80	
$^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}, ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$	0,55		
$^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}, ^8\text{Be}(2^+)$		0,72	
$^{11}\text{B}_{\text{g.s.}}, ^7\text{Li}_{\text{g.s.}}$	0,17	0,26	
$^{10}\text{B}(1^+), ^6\text{Li}_{\text{g.s.}}$	0,59	0,07	
$^{10}\text{Be}_{\text{g.s.}}, ^6\text{He}_{\text{g.s.}}$	0,55		
$^9\text{Be}_{\text{g.s.}}, ^5\text{He}_{\text{g.s.}}$	0,57	0,57	
$^8\text{Be}_{\text{g.s.}}, ^4\text{He}_{\text{g.s.}}$	1,50		
$^8\text{Be}(2^+), ^4\text{He}_{\text{g.s.}}$		1,47	

S_α -Werte für Reaktionen mit leichten Ionen (p,d,t, ^3He) als Projektile oder Ejektile sind dicht bei Eins.

Im Falle der Stripping-Reaktion, wie beispielsweise (${}^6\text{Li}, d$) ist der Effekt des Aufbruches [Bau 84] (${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$) dafür verantwortlich, daß ein starker Untergrund bei höheren Anregungsenergien beobachtet wird. Neben der dadurch bedingten Unsicherheit beim Abzug des Untergrundes, kann der Aufbruchsprozeß im allgemeinen starke Einflüsse und Fehlerquellen für die Bestimmung der relevanten optischen Potentiale beinhalten.

II.3 Beobachtung von angeregten Zuständen im Ejektil

Tabelle I zeigt für einige Projektil-Ejektilsysteme der Op-Kerne beachtliche S_{α} -Werte und dies insbesondere für angeregte, auslaufende Teilchen. Deshalb soll zunächst die Frage nach der Beobachtbarkeit angeregter Zustände im Ejektil gestellt werden. Die Schalenmodellrechnungen ergeben, daß der Kern ${}^{16}\text{O}$ einen wesentlich größeren Überlap zu ${}^{12}\text{C}$ im angeregten [${}^{12}\text{C}(4,44 \text{ MeV}; 2^+) + \alpha$] Zustand als zu ${}^{12}\text{C}$ im Grundzustand [${}^{12}\text{C}(0,00 \text{ MeV}; 0^+) + \alpha$] hat. Qualitativ wird dieses theoretische Ergebnis durch Clustermodellrechnungen [Ich 73] und durch Untersuchungen der ($d, {}^6\text{Li}$) Reaktion [Bed 72, McG 71, Oel 78, Oel 79] an ${}^{16}\text{O}$ bestätigt. Es wäre deshalb folgerichtig, daß in der $A({}^{16}\text{O}, {}^{12}\text{C})B$ Reaktion sowohl der Grundzustand als auch der 4,44 MeV- 2^+ Zustand in ${}^{12}\text{C}$ angeregt und beobachtet werden. Die experimentellen Befunde stellen sich insofern kontrovers dar, als die beiden Zustände bei Untersuchungen an leichten Targetkernen beobachtet wurden [Roy 70, Vri 73], hingegen eine Anregung des 4,44 MeV- 2^+ Zustandes bei Reaktionen an Kernen der Of-1p Schale nicht auftrat [Mal 78]. Darüber hinaus wurde in Studien der (${}^{16}\text{O}, {}^{12}\text{C}$) Reaktion [Ers 75, Pen 76] an Kernen der sd-Schale gefunden, daß der 4,44 MeV- 2^+ Zustand von ${}^{12}\text{C}$ mit erwarteter Stärke auftrat, solange ${}^{24}\text{Mg}$ als Target diente und Endzustände in ${}^{28}\text{Si}$ spektroskopiert wurden, dies war jedoch nicht der Fall am ${}^{28}\text{Si}$ Target führend zu

Endzuständen in ^{32}S . Es konnte gezeigt werden [Pen 76], daß der Grad der Anregung des 4,44 MeV- 2^+ Zustandes wesentlich von dem Q-Wert der Reaktion abhängt. Diese Aussage wird anhand von Fig. 6 für die Betrachtung der Abhängigkeit des

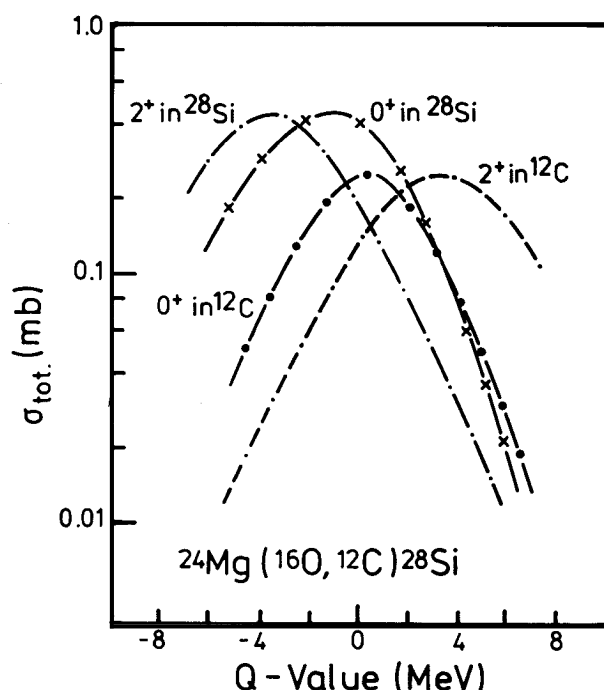


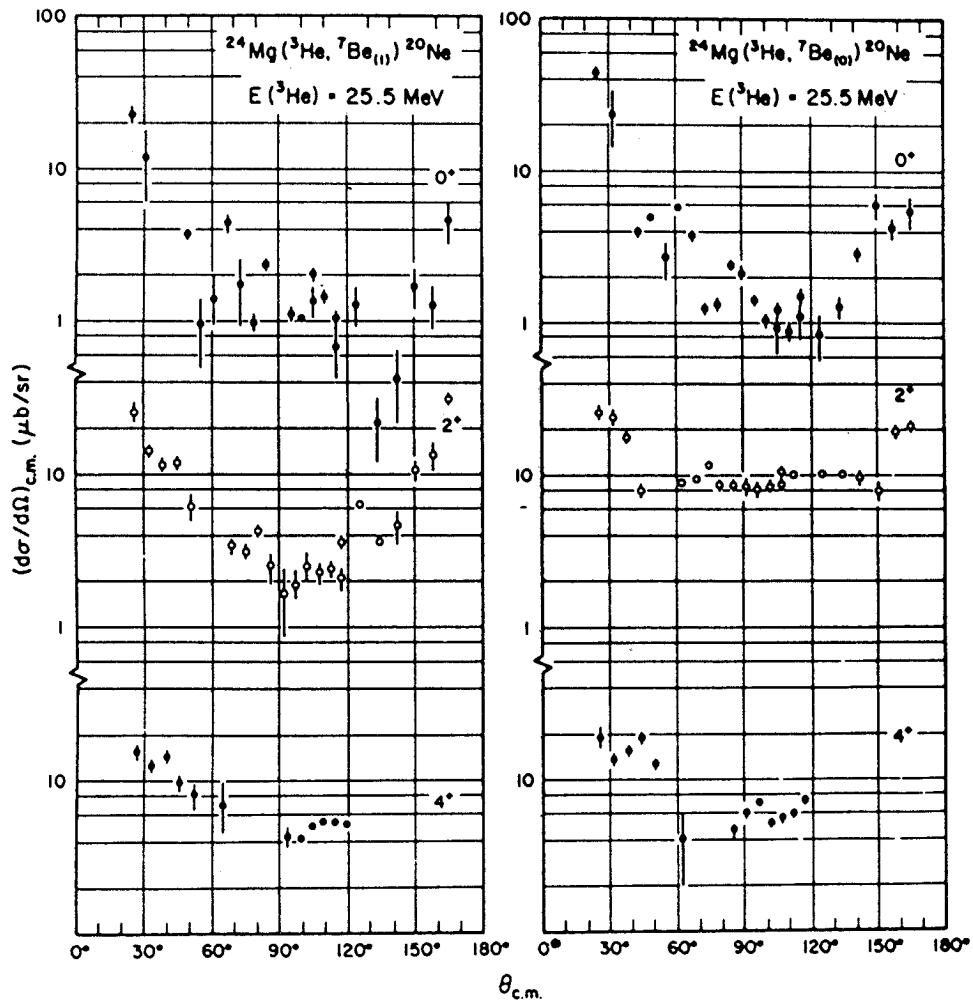
Figure 6:

Totaler Wirkungsquerschnitt als Funktion des Q-Wertes, errechnet im DWBA-Formalismus, für die Anregungsstärke der 0^+ und 2^+ Zustände in ^{28}Si oder ^{12}C , bei einer Einschußenergie von 42 MeV.

totalen Wirkungsquerschnittes vom Reaktions-Q-Wert unterstützt. Es handelt sich hierbei um Rechnungen im Formalismus der direkten Reaktionen und einer - physikalisch unbegründeten - freien Wahl des Reaktions-Q-Wertes. Die dargestellten Abhängigkeiten zeigen alle eine Form, die einer Gaußkurve ähnelt, mit einem stärksten Wirkungsquerschnitt bei einem optimalen Q-Wert (Q_{opt}). Der Zahlenwert für den optimalen Q-Wert der Anregung der 2^+ Zustände im ^{12}C und ^{28}Si unterscheiden sich um 7 MeV. Hier zeigt sich der entscheidende Einfluß des Form-Faktors auf den optimalen Q-Wert, beziehungsweise auf die Anregungswahrscheinlichkeit der ersten 2^+ Zustände. Entsprechende direkte Reaktionsmechanismus-Rechnungen für den Fall $^{28}\text{Si}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{32}\text{S}$ zeigen, daß im untersuchten Winkelbereich die Anregung des 4,44 MeV Zustandes in ^{12}C fünf- bis zehnmal kleiner erwartet wird als für die $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ Reaktion, woraus sich das Ergebnis erklärt, daß dieser Zustand in der $^{28}\text{Si}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{32}\text{S}$ Reaktion nicht beobachtet wurde [Pen 76, Ber 78].

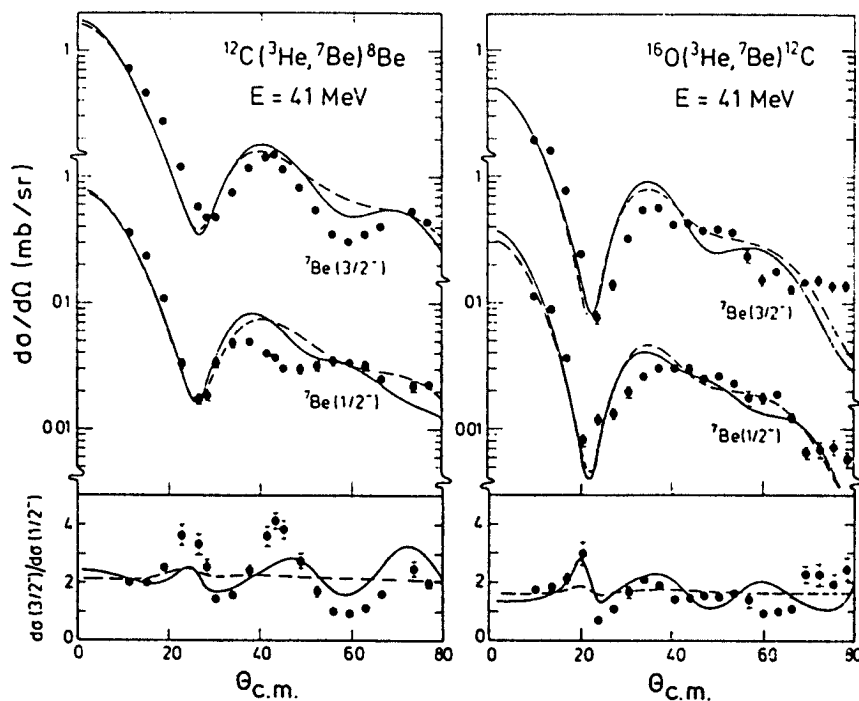
Die Frage der Stärke des ersten angeregten Zustandes in ^{12}C scheint also für die $(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})$ Reaktion verstanden zu sein. Hingegen ist die Anregungsstärke des ersten angeregten Zustandes in ^7Be , bevölkert in der $(^3\text{He}, ^7\text{Be})$ Reaktion, nach wie vor offen. Die Wellenfunktionen von Grundzustand und erstem angeregten Zustand in ^7Be sind sehr ähnlich; deshalb wird erwartet, daß der Wirkungsquerschnitt für diese beiden Zustände sich aus dem statistischen Gewicht der Zustände bestimmt $\sigma_{\text{g.s.}}/\sigma_1 = (2s_0+1)/(2s_1+1) = 2$, da der Grundzustand einen Spin von $s_0 = 3/2$ und der erste angeregte Zustand einen Spin von $1/2$ hat. Jedoch ergab eine systematische Studie der $(^3\text{He}, ^7\text{Be})$ Reaktion [Ste 76], die bei einer ^3He -Energie von 70 MeV an verschiedenen Targetkernen durchgeführt wurde, daß die experimentellen Werte sich signifikant von den Vorhersagen unterscheiden und darüber hinaus starke Fluktuationen als Funktion des Reaktionswinkels zeigen. Dies wird auch an den Daten [Pis 76] bei 25,5 MeV ^3He -Energie für die Anregung des 2^+ Zustandes in ^{20}Ne in der Nähe des Winkels von 90° deutlich, wie in Fig. 7 gezeigt.

Lezoch und Mitarbeiter [Lez 81] erklären diese Beobachtung durch eine Spin-Abhängigkeit des optischen Potentials von Eingangs- und Ausgangskanal in Untersuchungen der $(^3\text{He}, ^7\text{Be})$ Reaktion bei 41 MeV. Ein derartig signifikanter Einfluß der Spin-Bahn Kraft wurde angezweifelt [Pis 76]. Es zeigte sich jedoch, daß die relativ geringen Potentialtiefen von 1,8 MeV für ^3He und 1,3 MeV für ^7Be ausreichen, die Struktur der Winkelverteilung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses von $^7\text{Be}(3/2^-)$ zu $^7\text{Be}(1/2^-)$ zu erklären, wie es am Beispiel der $(^3\text{He}, ^7\text{Be})$ Reaktion für $^{12}\text{C} + ^8\text{Be}$ und $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ in Fig. 8 demonstriert wird. Es bleibt abzuwarten, ob weitere systematische Untersuchungen die Spinabhängigkeit der optischen Potentiale und den Reaktions-Q-Wert für die Größe der Wirkungsquerschnitte angeregter Ejektile bestätigen, oder ob noch weitere und andere Mechanismen und ihre Interferenz zu den beobachteten Fluktuationen beitragen.



Figur 7: Winkelverteilungen der $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, ^7\text{Be})^{20}\text{Ne}$ Reaktion [Pis 76].
 Links: ^7Be im ersten angeregten Zustand.
 Rechts: ^7Be im Grundzustand.

Die Untersuchungen der α -Transferreaktionen $(d, ^6\text{Li})$, $(^6\text{Li}, d)$ und $(^7\text{Li}, t)$ gaben keine Hinweise auf die Anregungsstärke von angeregten Zuständen in den ^6Li oder ^7Li Teilchen, zumindest nicht in einem Anregungsenergiebereich, in dem einzelne Zustände energetisch aufgelöst sind. Auf der anderen Seite wurde der erste angeregte Zustand von ^7Li - und ^7Be -Teilchen im Ausgangskanal beobachtet. In Studien mit schwereren Reaktionspartnern, wie bei der α -Transferreaktion $A(^{32}\text{S}, ^{28}\text{Si})B$ wurde überdies die Anregung von Zuständen sowohl im Projektil als auch im Ejektil nachgewiesen [Bil 85]. Da die inelasti-



Figur 8:

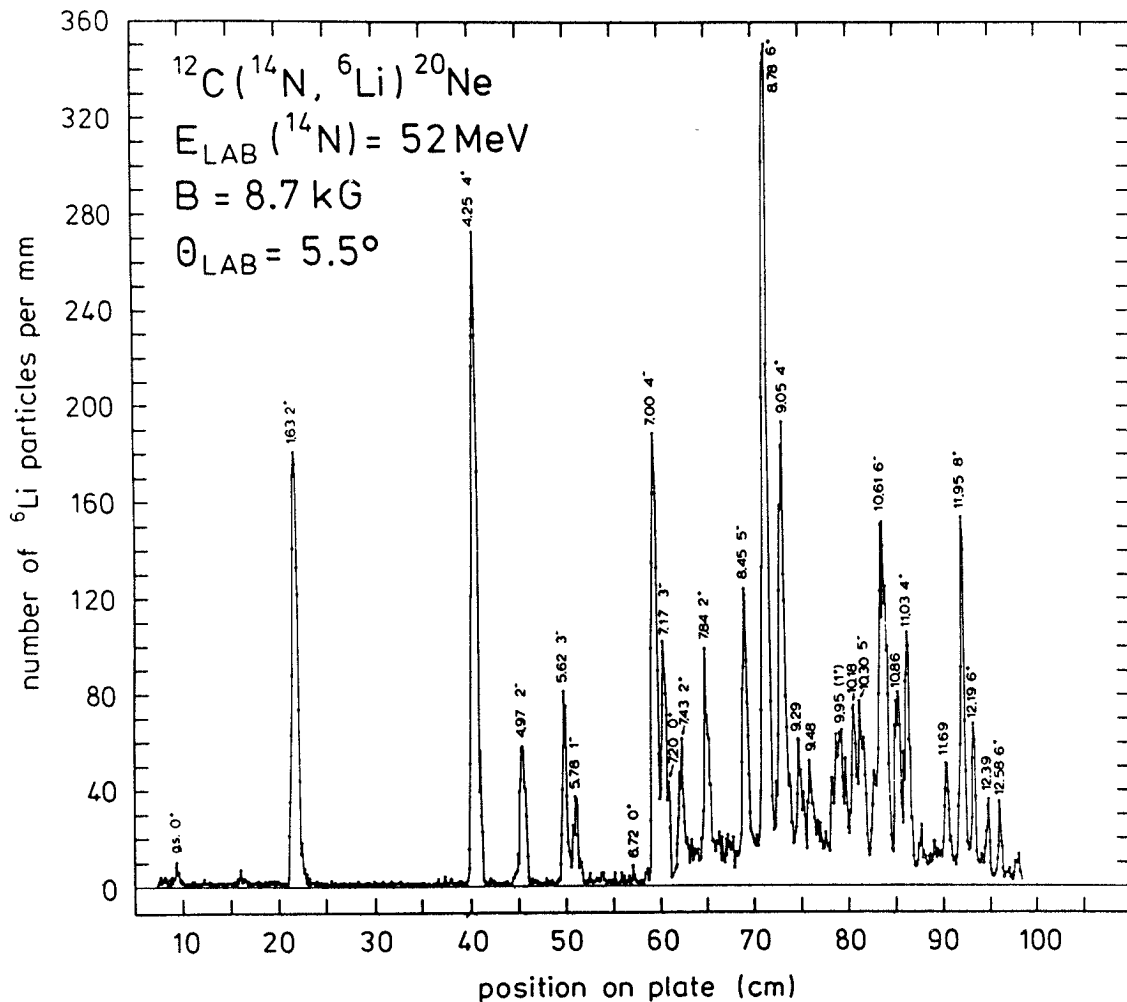
$(^3\text{He}, ^7\text{Be})$ Reaktionsuntersuchungen [Lez 81] an ^{12}C (links) und ^{16}O (rechts).
 Oben: Winkelverteilungen der Übergänge zum Grundzustand des Restkernes, jedoch mit ^7Be in seinem Grundzustand ($3/2^-$) und seinem ersten angeregten Zustand ($1/2^-$); unten: Verhältnis der Wirkungsquerschnitte.

sche Anregung die Interpretierbarkeit der Daten wesentlich erschwert, manifestiert sich hier ein weiterer Vorteil der Benutzung der $(d, ^6\text{Li})$ Reaktion für Untersuchungen des Alpha-Teilchen Transfers.

II.4 Selektivität der Vier-Nukleon Transferreaktion

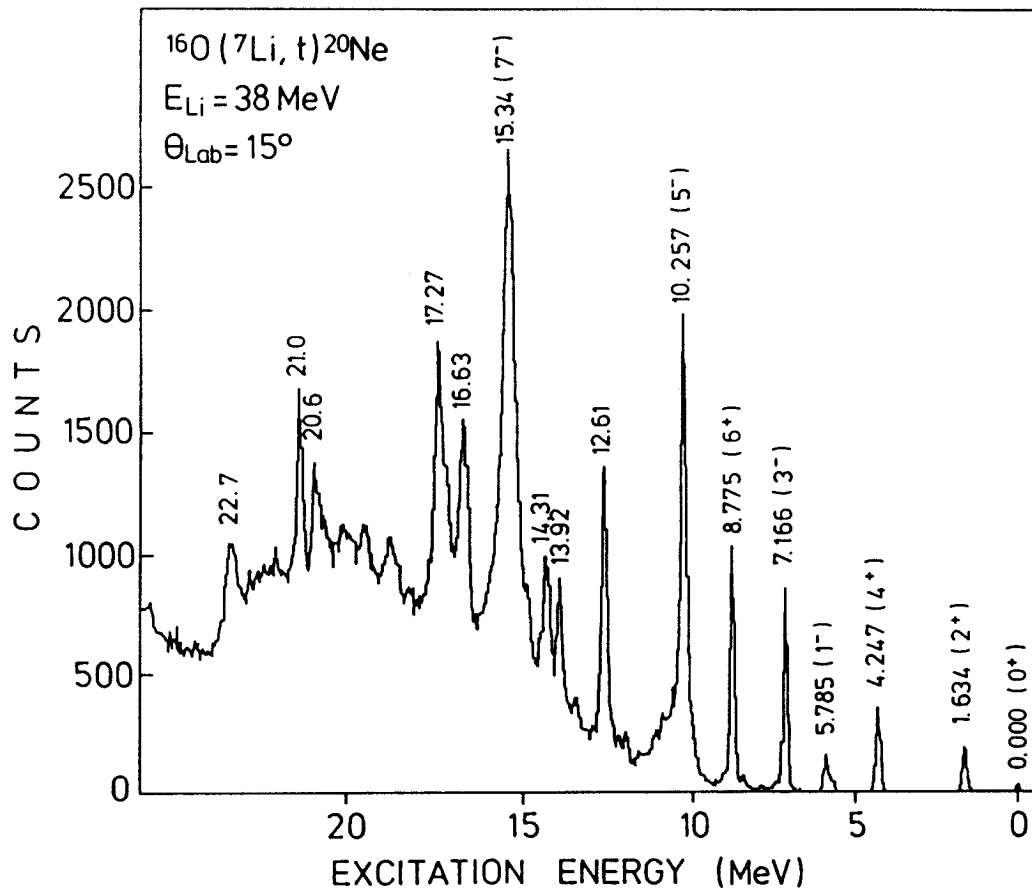
Die Bedeutung für die α -Transferreaktion liegt unter anderem in der eingangs beschriebenen Vermutung, daß mögliche Clustereffekte, insbesondere für Vier-Nukleon-Korrelationen erwartet werden. Wenn sich diese Annahme als richtig erweist, dann sollten diese Reaktionen selektiv Zustände anregen, die sich durch Vier-Teilchen- oder Vier-Loch Strukturen auszeichnen. Der Vergleich

zwischen der Acht- Nukleon Transferreaktion [Mar 71] ($^{14}\text{N}, ^6\text{Li}$), dargestellt in Fig. 9, und der α -Transferreaktion ($^7\text{Li}, t$), dargestellt in Fig. 10, dokumentiert qualitativ eine erwartete Selektivität, wobei beides Stripping-Reaktionen sind, die zu Zuständen in ^{20}Ne führen. Bis zu einer Anregungsenergie von 12,6 MeV in ^{20}Ne regt die α -Transferreaktion ($^7\text{Li}, t$) mit dem Grundzustandsübergang acht Zustände, die ($^{14}\text{N}, ^6\text{Li}$) Reaktion 24 Zustände signifikant an. Die beobachtete Selektivität liegt in dem Teilchen-Loch Charakter der Zustände begründet; beispielsweise ist der 2^+ Zustand bei 7,84 MeV als Acht-Teilchen - Vier-Loch Zustand bekannt.



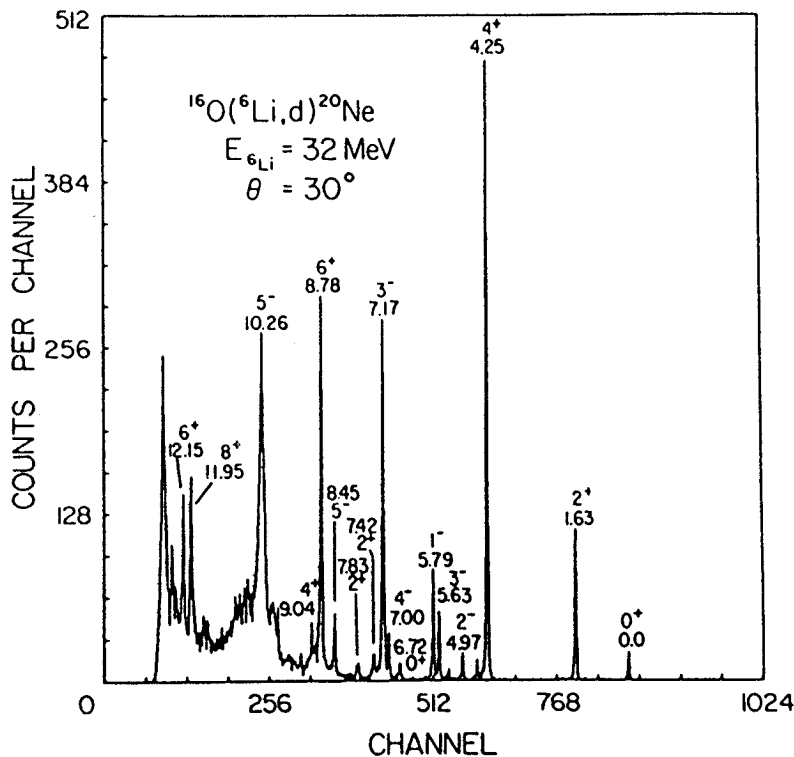
Figur 9:

Energiespektrum der Acht-Nukleon Transferreaktion [Mar 71] ($^{14}\text{N}, ^6\text{Li}$) zu Endzuständen in ^{20}Ne .



Figur 10: Energiespektrum der $^{16}\text{O}(^7\text{Li}, t)^{20}\text{Ne}$ Reaktion [Cob 76].

Es wird später noch diskutiert werden, daß der 8^+ Zustand bei 11,95 MeV von besonderem Interesse ist, da er von der Acht-Nukleon Transferreaktion sehr stark angeregt wird, im Spektrum der $(^7\text{Li}, t)$ Reaktion kaum zu bemerken ist und überraschenderweise in der α -Transferreaktion $(^6\text{Li}, d)$ deutlich angeregt wird, wie in Fig. 11 zu sehen ist. Diese unterschiedliche Anregungsstärke führte zu der Spekulation [Cob 76], daß der 8^+ Zustand nicht zur Grundzustandsbande gehören könnte. Offensichtlich kommen hier verschiedene Mechanismen und Strukturbesonderheiten zusammen, die einer genaueren Untersuchung bedürfen. Daß das Wechselspiel zwischen Struktur der Restkernzustände in Verbin-

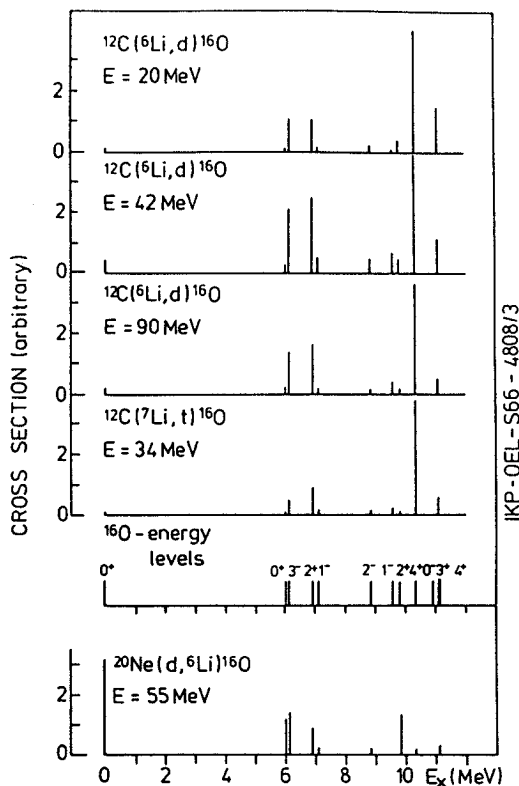


Figur 11:

Energiespektrum [Ful 79]
 der (⁶Li,d) Reaktion zu
 Endzuständen in ²⁰Ne.

dung mit Effekten aus dem Reaktionsmechanismus eine entscheidende Rolle spielt, zeigt sich weiterhin an der Beobachtung zur Anregungsstärke der Mitglieder der $K^\pi = 2^-$ Bande in ²⁰Ne. Diese Zustände werden mit geringer Stärke in der (⁶Li,d) Reaktion (Fig. 11), mit unbedeutender Stärke in der (⁷Li,d) Reaktion (Fig. 10) und mit mittlerer Stärke in der (¹⁴N,⁶Li) Reaktion (Fig. 9) beobachtet. Auf der anderen Seite regt die inverse (d,⁶Li) Reaktion (siehe Fig. 5) den 3⁻ Zustand dieser Bande bei 5,63 MeV ($Q = -13,47 \text{ MeV}$) sehr stark, die übrigen Zustände der $K^\pi = 2^-$ Bande aber nur schwach jedoch signifikant an [Oel 80, Ver 81]. Auch auf diese Beobachtung wird noch eingegangen werden.

In Fig. 12 wird an dem Beispiel von Endzuständen in ¹⁶O gezeigt, daß die erwartete qualitative Selektivität unabhängig von Projektilmasse und Projektileinschußenergie gilt. Wirkungsquerschnitte von α -Transferreaktionen vom ¹²C Targetkern zu Endzuständen in ¹⁶O, im oberen Teil [Bec 78, Bec 78a, Bec 80, Mei 68], und vom ²⁰Ne Targetkern zu Endzuständen in



Figur 12:

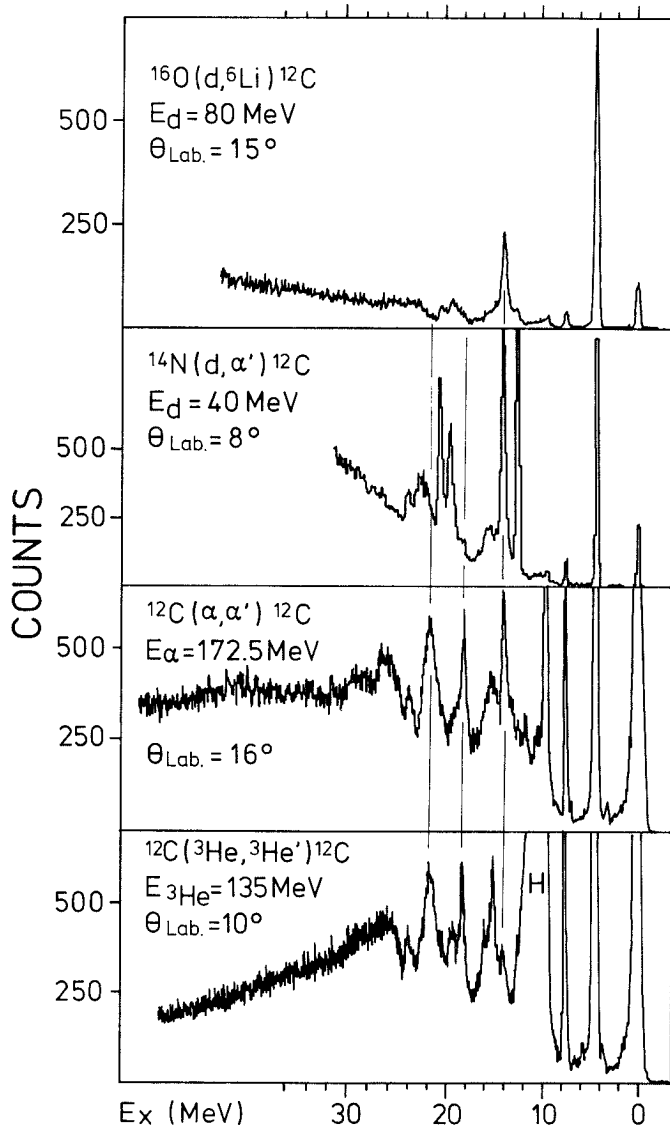
Selektivität des ^{16}O -Energiespektrums auf Einschußenergie und α -Transfer Reaktionstyp.

^{16}O , im unteren Teil, werden dem bekannten Niveauschema von ^{16}O gegenübergestellt. Die unterschiedlichen Anregungsstärken, beobachtet in der Striping-Reaktion auf der einen und in der Pickup-Reaktion auf der anderen Seite (vergleiche z.B. die Wirkungsquerschnitte von den Grundzustandsüber-

gängen und den Übergängen zu den 9,85 MeV- 2^+ sowie 6,92 MeV- 2^+ und 10,35 MeV- 4^+ Zuständen durch die verschiedenen Reaktionen), sind verständlich durch die Struktur der entsprechenden Zustände, die sich als Teilchen- oder als Lochcharakter auszeichnen.

Die aus dem Vergleich der Figuren 5 und 9-11 abzulesende, aber nicht einheitliche reaktionsabhängige Anregung von Endzuständen (insbesondere im Falle des 2^- Zustandes in ^{20}Ne) gibt einen deutlichen Hinweis darauf, daß die Selektivität qualitativ, jedoch nicht gleichermaßen quantitativ beobachtet wird. Die Ursache hierfür liegt offensichtlich darin begründet, daß wir es hier nicht unbedingt mit einem reinen α -Transfer im Ein-Stufen Prozeß zu tun haben. Das Zwischenspiel von Reaktionsmechanismus und Struktureffekten wird deutlich.

Dem Linienspektrum von Fig. 12 wird in Fig. 13 ein Vergleich von experimentellen Rohdaten gegenübergestellt, der anhand von verschiedenen Reaktionsarten die Selektivität des α -Transfers ($d, {}^6\text{Li}$) [Oel 78] gegenüber dem Zwei-Nukleon Transfer [Wou 76] und der inelastischen Streuung [Tur 77] durch ${}^3\text{He}$ - und ${}^4\text{He}$ Teilchen verdeutlicht. Zwischen den Zwei- und Vier-Nukleon Transfer-Spektren ist eine verblüffende Ähnlichkeit festzustellen, wenn man von einigen in der (d, α) Reaktion zusätzlich angeregten Zuständen absieht. Diese sind darin begründet, daß vom ${}^{14}\text{N}$ als einem 1^+ Atomkern mit der (d, α) Reaktion andere Zustände in ${}^{12}\text{C}$ bevölkert werden können (wie z.B. der 1^+ Zustand bei 12,7 MeV) als in der ($d, {}^6\text{Li}$) Reaktion vom ${}^{16}\text{O} - 0^+$ Zustand ausgehend.



Figur 13:

Selektivität des ${}^{12}\text{C}$ -Energiespektrums, angeregt über den α -Transfer (oben), den Zwei-Nukleon Transfer [Wou 76] (mitte) und die inelastische Streuung [Tur 77] (unten), siehe auch [Oel 78].

Die generelle Ähnlichkeit der Struktur zwischen Spektren der Vier-Nukleon und der Zwei-Nukleon Transferreaktion legt die Vermutung nahe, daß qualitativ die gleiche Selektivität für beide Reaktionsmechanismen verantwortlich ist. Diese Vorstel-

lung kann die Grundlage für beobachtete Anregungen von unnatürlichen Paritätszuständen und von Isospinänderungen $\Delta T=1$ zwischen Target und Restkern [Lin 77] in α -Transferreaktionen sein. Häufig wird in der Literatur auf die große qualitative Übereinstimmung zwischen Vier- und Zwei-Nukleon Transferstärke hingewiesen [Bec 75, Bec 75a, Ben 78, Ber 84, Bet 77, Bet 81, Bro 78, Han 77, Jän 79, Mil 77, Sie 83] und dient als Basis für Schlußfolgerungen der Reaktionsabläufe.

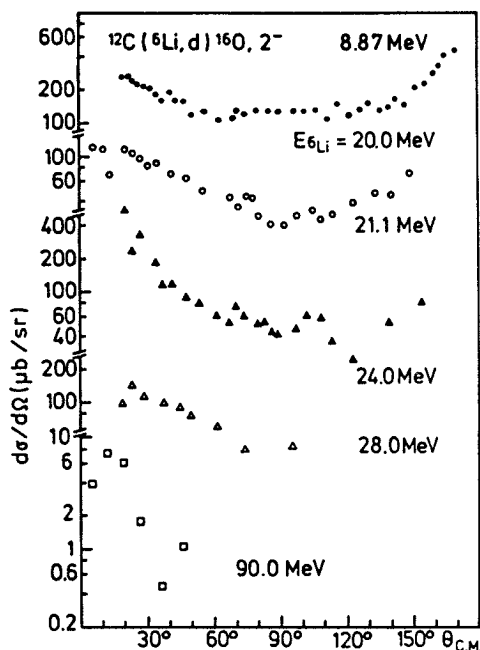
II.5 Energieabhängigkeit

Die Diskussion der Energieabhängigkeit von Wirkungsquerschnitten oder von ermittelten experimentellen spektroskopischen Faktoren (die an sich energieunabhängig sein sollten), führt zum Kern der Interpretation des Reaktionsmechanismus. Da jedoch spektroskopische Größen und Modellvorstellungen beziehungsweise Rechenparameter dieser Modelle sich gegenseitig beeinflussen und auf die Wirkungsquerschnitte der Winkelverteilungen in Form und Amplitude auswirken, ist eine eindeutige physikalische Interpretation unmöglich, solange nicht einer der beiden Teile verstanden ist.

Bei kleinen bis sehr kleinen Einschußenergien (in der Nähe der Coulomb-schwelle) ist sicherlich die Bildung von Compoundkernzuständen dominant. Hierbei formen Projektil und Targetkern einen angeregten Vereinigungskern $(A+a)^*$, der sich durch Teilchenemission abregt, ohne durch seinen Entstehungsprozeß beeinflußt zu werden. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Einschußenergie wird durch scharfe Resonanzen geprägt. Der mathematische Formalismus für die Berechnung dieses Reaktionsprozesses wurde von Hauser und Feshbach formuliert [Hau 52, Fes 60] und fand weite Anwendung [Art 75, Bec 78,

Cun 78, Mei 68, Püh 79] auch für die α -Transferreaktionen. Winkelverteilungen von Compoundkernprozessen sind, solange es sich bei den beobachteten Winkelverteilungen um isolierte oder überlappende Zustände gleicher Parität handelt, im Schwerpunkssystem symmetrisch zu 90° und zeigen als Funktion des Reaktionswinkels keine Oszillationen. Natürlich ist dieser statistische Reaktionsmechanismus nicht nur entscheidend für kleine Einschußenergien sondern auch bei hohen Projektilenergien für die Stärke von hoch angeregten Zuständen im Restkern, d.h. für kleine Ejektilenergien. Folglich trägt der Reaktionsmechanismus der Compoundkernbildung in jedem Falle entscheidend zum totalen Wirkungsquerschnitt bei.

Die Anregung von unnatürlichen Paritätszuständen in der α -Transferreaktion ist experimentell nachgewiesen, obwohl im Formalismus des direkten, einstufigen Transfers verboten. Deshalb wird die Beobachtung derartiger Zustände selbst bei hohen Einschußenergien häufig herangezogen [Bec 80], um den Anteil von statistischen Reaktionsprozessen in seiner Stärke abzuschätzen, der neben dem direkten Reaktionsmechanismus vermutet wird. Mit anderen möglichen Erklärungen der Anregung von unnatürlichen Paritätszuständen in



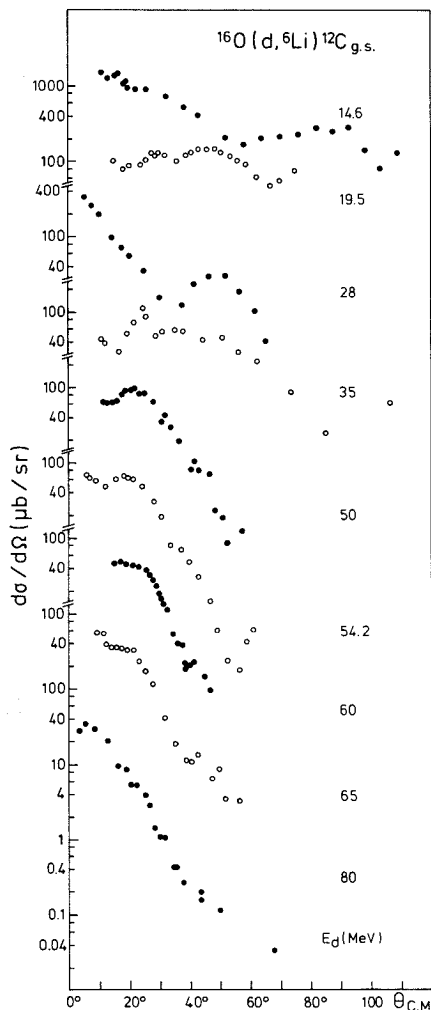
Figur 14:

Energieabhängigkeit der Winkelverteilungen zum 2^- Zustand in ^{16}O .

α -Transferreaktionen werden wir uns noch zu beschäftigen haben. Hier sollen zunächst nur experimentelle Daten gezeigt werden, die schon in sich eine Änderung des Reaktionsprozesses mit wachsender Einschußenergie beweisen. Dazu sind in Fig. 14 Winkelverteilungen der $(^6\text{Li}, d)$ Stripping Reaktion ge-

zeigt (entnommen von [Bec 80, Cun 78, Mei 68, Püh 79]), die alle von der Anregung des 2^- Zustandes bei 8,87 MeV in ^{16}O herrühren. Bei einer ^6Li Energie von 20 MeV (3,33 MeV/Nukleon) wird eine Winkelverteilung beobachtet, die die für Compoundkernreaktionen erwartete Form ideal wiedergibt. Mit steigender Einschußenergie wird ein wachsender Vorwärtisanstieg deutlich, der sich bei 90 MeV (15 MeV/Nukleon) in einem Maximum um 13° zeigt, auch wenn hier leider nur ein sehr beschränkter Winkelbereich ausgemessen wurde. Das Fehlen von Messungen bei größeren Winkeln mit Projektilen hoher Einschußenergie ist für gewöhnlich auf den starken Abfall der Wirkungsquerschnitte zurückzuführen.

Im allgemeinen nimmt die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Reaktionsmechanismus im direkten Prozeß abläuft, mit steigender Energie auf Kosten der Compoundkernbildung zu. Im Bild des direkten Mechanismus findet in der Pickup-Reaktion nur eine Wechselwirkung zwischen Projektil und dem Teil (Cluster) des Targetkernes statt, der von diesem zum Projektil transferiert wird; sinngemäß umgekehrt stellt sich die Beschreibung für die Stripping-Reaktion dar. Im Falle der Gültigkeit des direkten Reaktionsmechanismus wird eine stetige Veränderung des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Einschußenergie beobachtet. Wenn in Fig. 14 durch die Änderung der Form der Winkelverteilung die Entwicklung des Reaktionsmechanismus an dem Beispiel der Anregung eines Zustandes un natürlicher Parität gezeigt wurde, so mag Fig. 15 dazu dienen, anhand des Grundzustandsüberganges der $(d, ^6\text{Li})$ Reaktion zu ^{12}C ein ähnliches Verhalten zu demonstrieren. Die Abhängigkeit der Winkelverteilung in Form und Stärke von der Einschußenergie ist deutlich zu beobachten. Bei Energien kleiner als 20 MeV werden Winkelverteilungen mit geringer Änderung ihrer Amplitude im untersuchten Winkelbereich beobachtet, bei 28 MeV-35 MeV zeigen sie ausgeprägte Strukturen und bei weiter wachsender Einschußenergie wird eine Verstärkung des



Figur 15:

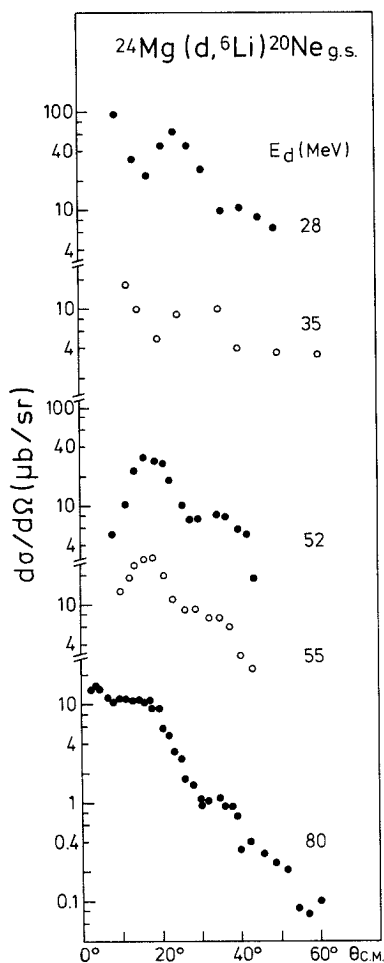
Energieabhängigkeit der Winkelverteilung des Grundzustandsüberganges zum ^{12}C .

Abfalls im Wirkungsquerschnitt zu größeren Reaktionswinkeln zum signifikanten Merkmal (die Daten stammen von Ref. [Bed 72, Dae 64, Gut 71, Nag 76, Oel 79, Yam 80]). Die deutliche Änderung der Winkelverteilungsform zwischen 28 MeV und 35 MeV demonstriert die Gefahr, Schlußfolgerungen aus Messungen relativer Wirkungsquerschnitte in einem beschränkten Winkelbereich zu ziehen. Diese Gefahr zur Mißinterpretation wird speziell an dem Beispiel der $^{24}\text{Mg}(d, ^6\text{Li})^{20}\text{Ne}_{\text{g.s.}}$ Reaktion verdeutlicht, deren Winkelverteilungen bei Einschußenergien zwischen 28 MeV

und 80 MeV [Com 72, Cos 76, Dja 74, For 78, Oel 80, Red, Ver] in Fig. 16 gezeigt werden. Bei 18° wird für die niedrigeren Energien ein relatives Minimum des Wirkungsquerschnittes beobachtet, wohingegen bei diesem Winkel und Einschußenergien von 52 MeV bis 55 MeV ein deutliches Maximum existiert. Bei noch höheren Energien vermindert die Winkelverteilung ihre Struktur. Ein Vergleich zwischen den Figuren 15 und 16 lehrt, daß Winkelverteilungen an verschiedenen Targetkernen trotz gleichen Drehimpulsübertrages und gleicher Einschußenergie ungleiche Formen aufweisen. Jedoch ergibt sich als gemeinsame Eigenschaft eine wachsende Ausbildung des Vorwärtsanstiegs der Winkelverteilung mit steigender Einschußenergie. Diese Beobachtung deutet auf die Dominanz des direkten Reak-

Figur 16:

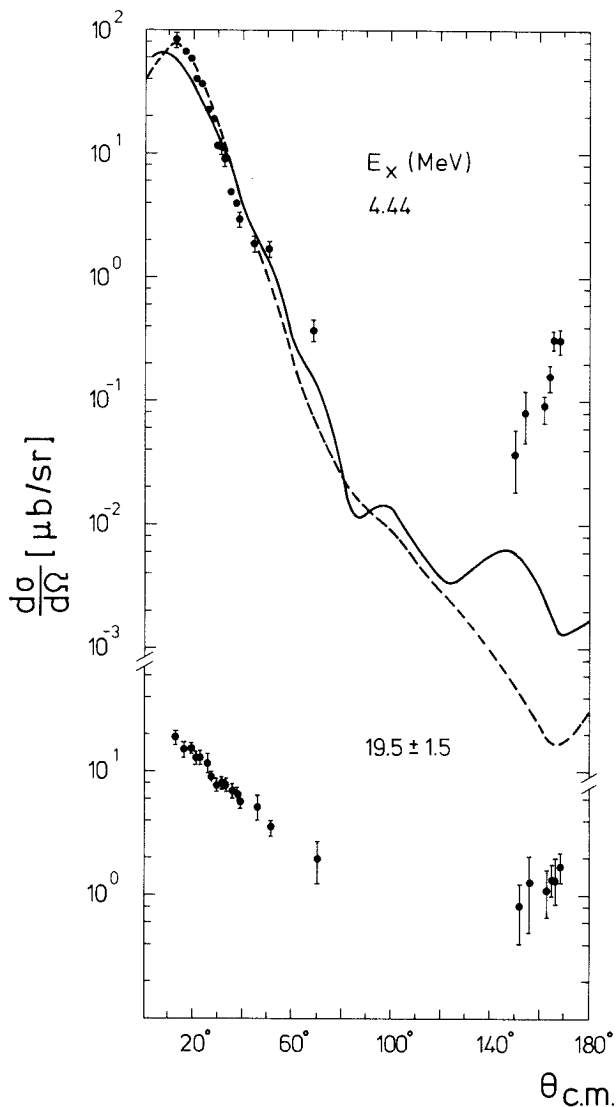
Energieabhängigkeit der Winkelverteilungen zum Grundzustand von ^{20}Ne , angeregt über die $(d, ^6\text{Li})$ Reaktion.



tionsmechanismus hin. Dieser braucht jedoch nicht einstufig zu sein. Prozesse höherer Ordnung, deren Signifikanz von Fall zu Fall unterschiedlich sein kann, wie sequentieller Teilchentransfer oder Transfer nach beziehungsweise vor einer inelastischen Anregung des Targettrumpfes sind auch zu den direkten Reaktionen zu zählen. Hierbei erfordert dann speziell die Interferenz der verschiedenen Reaktionswege besondere Vorsicht, wie später noch eingehend besprochen werden wird.

Der Übergang von Compound- zu direkten Reaktionen ist fließend. So wurde bei kleinen Energien eindeutig die Signatur des direkten Prozesses neben statistischen Mechanismen gefunden [Bet 70, Den 66, Den 67], bei hohen Energien (90 MeV- ^6Li) wurde [Bec 80] in der $(^6\text{Li}, d)$ Reaktion ein 10 % Anteil von statistischem Reaktionsablauf vermutet. Die oben erwähnten direkten Reaktionsprozesse höherer Ordnung können als Schritt vom reinen Ein-Stufenmechanismus zur Compoundkernbildung aufgefaßt werden. Precompoundbetrachtungen, bei denen die Verdampfung nach einer gewissen Zahl von Stößen zwischen Nukleonen aus Projektil und Target, aber vor einer statistischen Gleichverteilung der verfügbaren Energie über das Gesamtsystem erfolgt, können als Schritt vom extremen Com-

pound- zum direkten Reaktionsmechanismus angesehen werden. Um die Dominanz des direkten Reaktionsmechanismus sicherzustellen, wurden die $(d, {}^6\text{Li})$ Experimente in Jülich bei einer Deuteronenenergie von 80 MeV durchgeführt. Figur 17 verdeutlicht, daß diese Dominanz auch tatsächlich gegeben ist; denn für den 2^+ Zustand in ${}^{12}\text{C}$ ist der vorwärtige Wirkungsquerschnitt um mehr als zwei Größenordnungen größer als der rückwärtige; und selbst für das hohe Anregungsenergiegebiet von $19,5 \pm 1,5$ MeV ist noch eine Größenordnung in der Asymmetrie der Winkelverteilung zu beobachten.



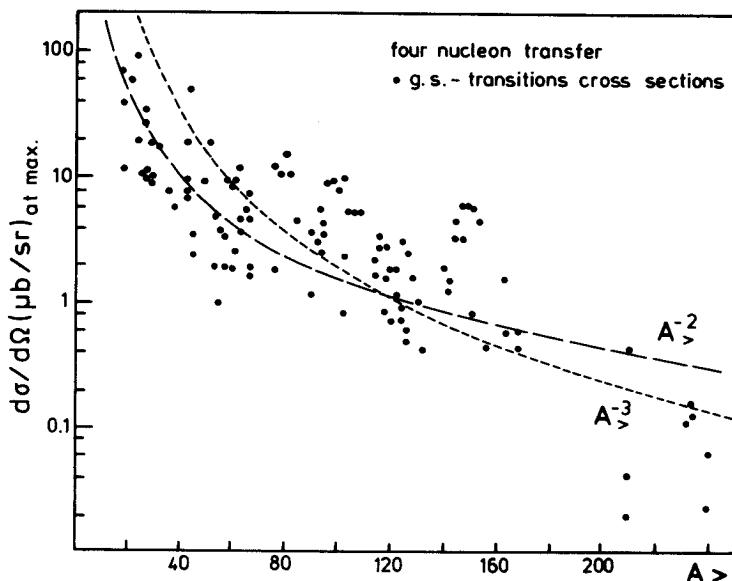
Figur 17:

Stärke des Wirkungsquerschnitts der ${}^{16}\text{O}(d, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}$ Reaktion in vorwärtigen und rückwärtigen Winkelbereichen; oberer Teil: Winkelverteilung zum 2^+ Zustand in ${}^{12}\text{C}$, unterer Teil: Winkelverteilung des Anregungsenergiebereiches 18 MeV - 21 MeV. Die Linien entsprechen DWBA-Rechnungen [Oel 78].

Die Diskrepanz zwischen experimentellen Daten und DWBA-Rechnungen für die Wirkungsquerschnitte bei großen Winkeln konnte nicht geklärt werden. Verschiedene Ursachen sind denkbar, die hier lediglich aufgelistet werden sollen: Unsicherheiten in den optischen Potentialen, mehrstufige Reaktionsprozesse, Anteile von Compoundkernbildung oder Zehn-Nukleonen-Transfer.

II.6 Massenabhängigkeit der Übergangsstärke

Transferreaktionen, bei denen ein Nukleoncluster übertragen wird, zeichnen sich insbesondere dadurch aus, daß der Reaktionsvorgang in einem beschränkten Bereich an der Kernoberfläche stattfindet. Dies ist erklärlich, weil zusammengesetzte Teilchen nicht tief in die Kernmaterie eindringen können, ohne mit dieser in intensive Wechselwirkung zu treten und weil durch Aufbruchprozesse [Bau 84] der Wirkungsquerschnitt stark reduziert wird. Figur 18 zeigt eine Sammlung von Wirkungsquerschnitten, die im Maximum der Winkelverteilungen für Grundzustandsübergänge von α -Transferreaktionen gemessen wurden. Von verschiedenen Arbeiten aus der Literatur (siehe Fußnote*) wurden diese Werte zusammengetragen. Obwohl die Daten sehr stark streuen, ein Umstand, der



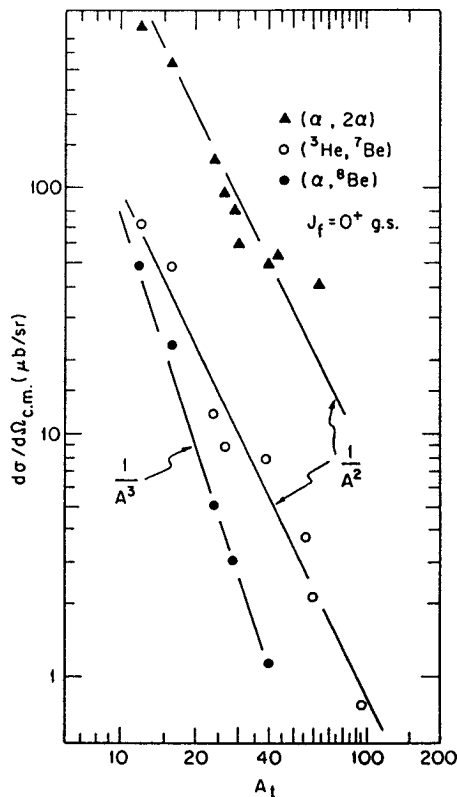
Figur 18:

Wirkungsquerschnitte der Grundzustandsübergänge der Vier-Nukleon Transferreaktion als Funktion der größeren Masse von Target- oder Restkern.

*) Fußnote: Literaturhinweise für Daten zu Fig. 18:

Ana 74	Ana 75	Ana 77	Aud 75	Bac 76	Bed 72	Bec 75	Bec 75a
Ben 78	Ber 78	Ber 84	Ber 84a	Bet 77	Bet 78	Bet 81	Bro 78
Ceb 74	Com 72	Cos 76	Dja 74	Dra 71	Ers 75	For 78	Ful 77
Gut 72	Han 77	Jän 79	Jän 80	Jän 81	Mat 76	Mar 73	McG 71
Mil 77	Mol 75	Oel 78	Oel 79	Oel 79a	Oel 80	Oel 83	Pen 76
Pis 76	Red	Roy 70	She 76	Sie 83	Ste 76	Ste 77	Str 74
Str 75	Ver	Ver 81	Vri 73	Vri 75	Yam 80		

zumindest weitgehend darauf beruht, daß verschiedene Reaktionstypen bei unterschiedlichen Energien in die Abbildung aufgenommen wurden, wird ein eindeutiger Abfall des Wirkungsquerschnittes mit steigender Kernmasse beobachtet. Der mittlere Verlauf des Wirkungsquerschnittes ist gleichermaßen durch ein $1/A^3$ wie durch ein $1/A^2$ Gesetz beschrieben. In diesem Zusammenhang ist es interessant festzustellen, daß eine $1/A^3$ Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der $(\alpha, {}^8\text{Be})$ Reaktion beobachtet wird [Bec 81], wobei ${}^8\text{Be}$ mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 2 \cdot 10^{-16}$ s ungebunden ist, für die Reaktionen $({}^3\text{He}, {}^7\text{Be})$ und $(\alpha, 2\alpha)$ jedoch eine von $1/A^2$, wie in Fig. 19 dargestellt.

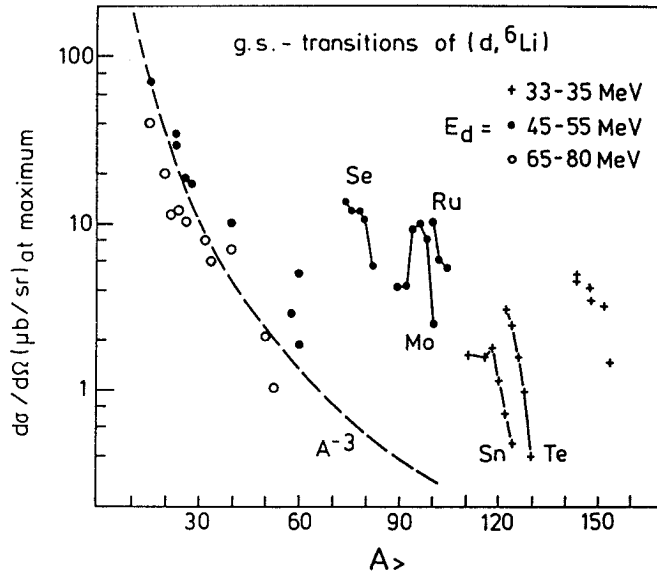


Figur 19:

Wirkungsquerschnitte der Grundzustandsübergänge als Funktion der Targetmasse für drei α -Transferreaktionen [Bec 81].

Es gibt Massenbereiche (Fig. 18), etwa bei Atommassen 78, 100 und 148, in denen sich der Wirkungsquerschnitt von dem mittleren Verlauf durch starke Überhöhung auszeichnet. Es scheint, daß die α -Transferstärke an Kernen ohne Schalenabschluß und in der Nähe der Änderung der Form des Atomkernes (Masse 148) bevorzugt ist.

Figur 20 zeigt ein detailliertes Bild der Massenabhängigkeit der $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktions-Grundzustandsübergänge. Im Bereich für Massen kleiner als 60 ist eine Reduktion des Wirkungsquerschnittes für die höheren Projektilenergien (65 MeV - 80 MeV) gegenüber den kleineren (45 MeV bis 55 MeV) deutlich zu beobachten,



Figur 20:

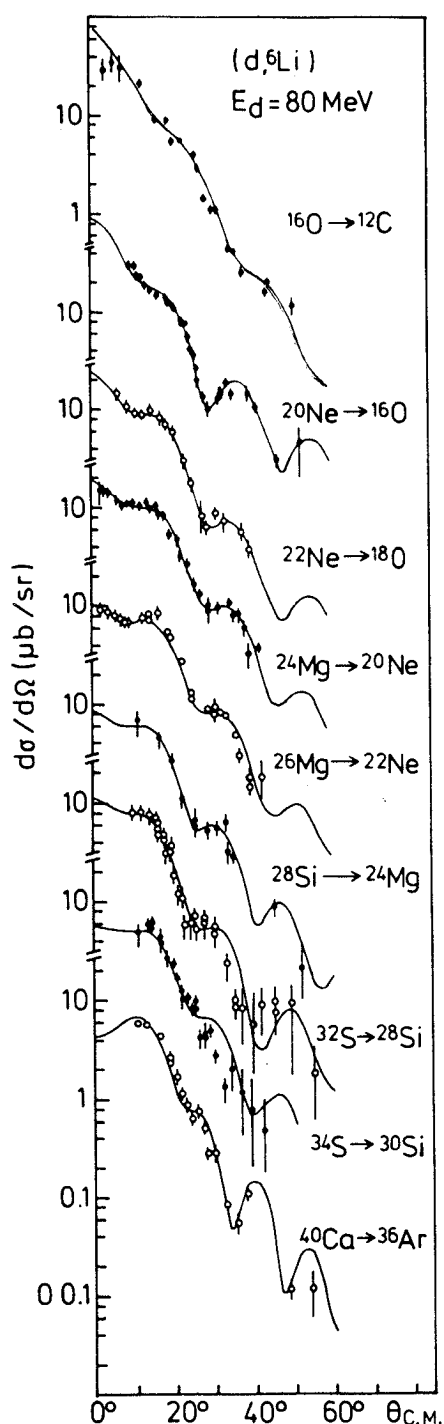
Detaillierte Darstellung von Fig. 18.

jedoch innerhalb der beiden Energieintervalle wird der mittlere Wirkungsquerschnitt mit steigender Masse durch

eine $1/A^3$ Abhängigkeit wiedergegeben. Hingegen ergibt sich für Messungen [Ber 84, Ber 84a, Ber, Jän 79] an den Isotopenreihen Se, Mo, Ru, Sn und Te eine deutliche Abhängigkeit von der Neutronenzahl. In der Nähe geschlossener Schalen, wie z.B. bei $^{90}_{40}\text{Zr}$ und $^{92}_{42}\text{Mo}$ - wo die $g_{9/2}$ Neutronenschale gefüllt ist, wird ein stark reduzierter Wirkungsquerschnitt des α -Grundzustandsüberganges gemessen; dieser wächst mit steigender Neutronenzahl an und fällt dann mit dem Einsetzen von Kerndeformation steil ab. Es bedarf der Untersuchung des individuellen Falles, in welchem Maße dieser Abfall auf relative Strukturänderungen zwischen den Reaktionspartnern zurückzuführen ist.

II.7 Formen der Winkelverteilungen

Winkelverteilungen der $(d, ^6\text{Li})$ Reaktion, die von Grundzustand zu Grundzustand zwischen relativ leichten Atomkernen führen, werden in Fig. 21 gezeigt. Es handelt sich hier um Jülicher Daten, die bei einer Einschußenergie von 80 MeV aufgenommen wurden. Die ausgezogenen Linien repräsentieren DWBA Rechnungen, die später noch diskutiert werden, hier aber schon - anhand der Übereinstimmung zwischen diesen Rechnungen und den Daten - die gute Beschreib-



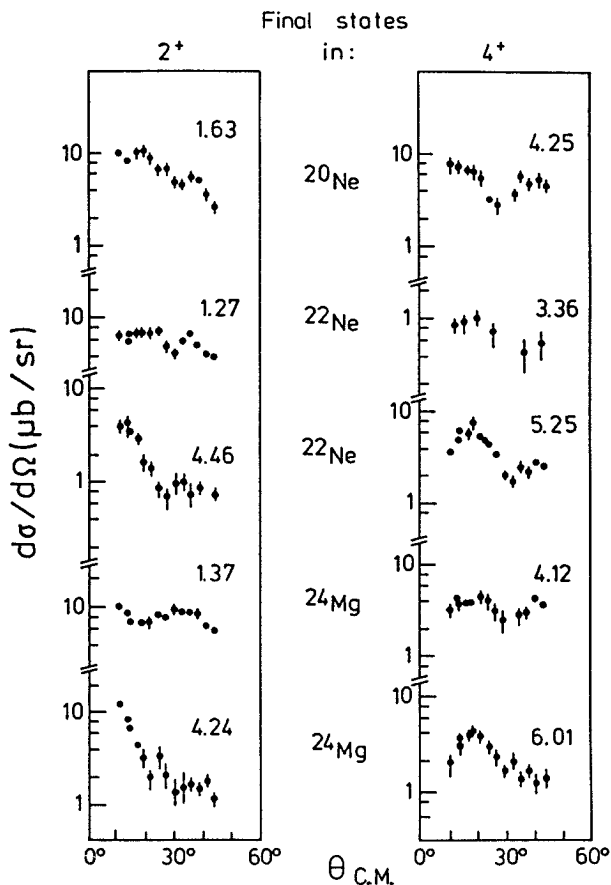
Figur 21:

Winkelverteilungen der Grundzustandsübergänge an leichten Kernen. Die Linien resultieren von DWBA Rechnungen.

barkeit des Reaktionsablaufes dokumentieren. Während die zum Grundzustand von ^{12}C führende Winkelverteilung eine recht monotone Form hat, zeichnen sich jene an den Kernen der sd-Schale durch eine signifikante Struktur aus, die aber weniger ausgeprägt ist als bei kleineren Einschußenergien, wie an Fig. 16 zu sehen. Die relativen Minima, die bei 30° und 48° in der $^{20}\text{Ne}(d, ^6\text{Li})^{16}\text{O}$ Reaktion beobachtet werden, schieben sich für schwerere Massen zu kleineren Winkeln (etwa 22° und 35°). Ein entsprechendes Verhalten ergibt sich für das relative Maximum (bei 37° für leichte Massen); jedoch scheint es für die Daten der $^{34}\text{S}(d, ^6\text{Li})^{30}\text{Si}$ Reaktion zu verschwinden, die sich experimentell als strukturelose Winkelverteilung darstellen, obwohl die DWBA Vorhersagen durchaus noch einen

Hinweis auf dieses Maximum bei etwa 30° geben. Die Ursache für diese Abweichung zwischen experimentellen und theoretischen Winkelverteilungen, die die einzige Diskrepanz darstellt, ist nicht eindeutig geklärt. Trotzdem scheint die Schlußfolgerung aus Fig. 21 erlaubt, daß die Formen der Winkelverteilungen

der $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion, bei 80 MeV, an Atomkernen der sd-Schale, für den betrachteten Drehimpulsübertrag von $L=0$, sehr ähnlich sind und folglich ihre Gestalt als typische $L=0$ Winkelverteilung angesehen werden kann. Für angeregte Endkernzustände ist dieses Resultat nicht immer gegeben, wie im weiteren Verlauf der Arbeit gezeigt werden wird. Um an dieser Stelle aber schon deutlich zu machen, daß derartige ungleiche Winkelverteilungsformen trotz gleichen Drehimpulsübergangs nicht nur bei den Experimenten mit einer Projektilenergie von 80 MeV beobachtet wurden, sollen in Fig. 22 $(d, {}^6\text{Li})$ Daten [Ver] der Groninger Gruppe gezeigt werden, die bei einer Deuteronenenergie von 55 MeV an leichten sd-Schalen Kernen aufgenommen wurden. Die Winkelverteilungen für die Anregung der ersten 2^+ Zustände bei 1,27 MeV in ${}^{22}\text{Ne}$ und bei 1,37 MeV in ${}^{24}\text{Mg}$ zeigen flache, mit steigendem Winkel fast konstante Wirkungsquerschnitte. Hin



Figur 22:

Experimentelle Winkelverteilungen der $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion bei $E_d = 55$ MeV [Ver] zu 2^+ und 4^+ Zuständen in ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{22}\text{Ne}$ und ${}^{24}\text{Mg}$.

gegen zeichnen sich die Winkelverteilungen, die zu den zweiten angeregten 2^+ Zuständen führen (4,46 MeV in ${}^{22}\text{Ne}$ und 4,24 MeV in ${}^{24}\text{Mg}$), durch einen starken Vorwärtisanstieg der Winkelverteilungen aus. Qualitativ ähnliche Verhältnisse werden bei der Anregung der 4^+ Zustände gefunden;

die mit niedrigerer Anregungsenergie (bei 3,36 MeV in ^{22}Ne und bei 4,12 MeV in ^{24}Mg) führen zu relativ strukturlosen Winkelverteilungen, die mit höherer Anregungsenergie (5,25 MeV in ^{22}Ne und 6,01 MeV in ^{24}Mg) haben ein signifikantes Maximum der Winkelverteilung bei 17° . In Ergänzung dieses experimentellen Befundes zeigen die ersten Zustände in ^{20}Ne (2^+ bei 1,63 MeV und 4^+ bei 4,25 MeV) Winkelverteilungen, deren Gestalt keiner der anderen in Fig. 22 gezeigten Formen mit gleichen Drehimpulsübertragungswert zugeordnet werden kann. Die beschriebene Variation der Form der Winkelverteilungen bei gleichem Drehimpulstransfer gibt einen deutlichen Hinweis auf die Notwendigkeit des Verständnisses vom Reaktionsmechanismus, bevor eine physikalische Interpretation unternommen werden kann.

II.8 Energiespektren

Obwohl die niedrigliegenden Zustände des Restkernes nur einen kleinen Prozentsatz des gesamten Wirkungsquerschnittes der Transferreaktion ausmachen, beschäftigen sich fast alle α -Übergangsreaktionen ausschließlich mit diesem in einzelne Zustände energetisch auflösbaren Energiebereich unterhalb von etwa 10 MeV Anregungsenergie. In Fig. 13 wurde die Selektivität der $(d, ^6\text{Li})$ Reaktion an Endzuständen in ^{12}C dokumentiert und gezeigt, daß keine Zustände über etwa 20 MeV Anregungsenergie mit signifikanter Stärke beobachtet werden. Ein derartiges Verhalten ist typisch für Pickup-Reaktionen (auch wenn im Detail abhängig von der Projektilenergie) und ergibt sich beispielsweise auch für das $^{14}\text{N}(d, ^6\text{Li})^{10}\text{B}$ Energiespektrum [Oel 79b], wie im oberen Teil von Fig. 23 deutlich zu sehen. Einzelne, stark bevölkerte Zustände werden nur unterhalb von 6 MeV Anregungsenergie beobachtet. (Die scheinbar hervorgehobene, untergrundsartige Reaktionsausbeute zwischen 4 MeV und 15 MeV Anregungsenergie ist nicht auf ^6Li Stärke zurückzuführen, die möglicherweise vom Aufbruch des ^{10}B Rest-

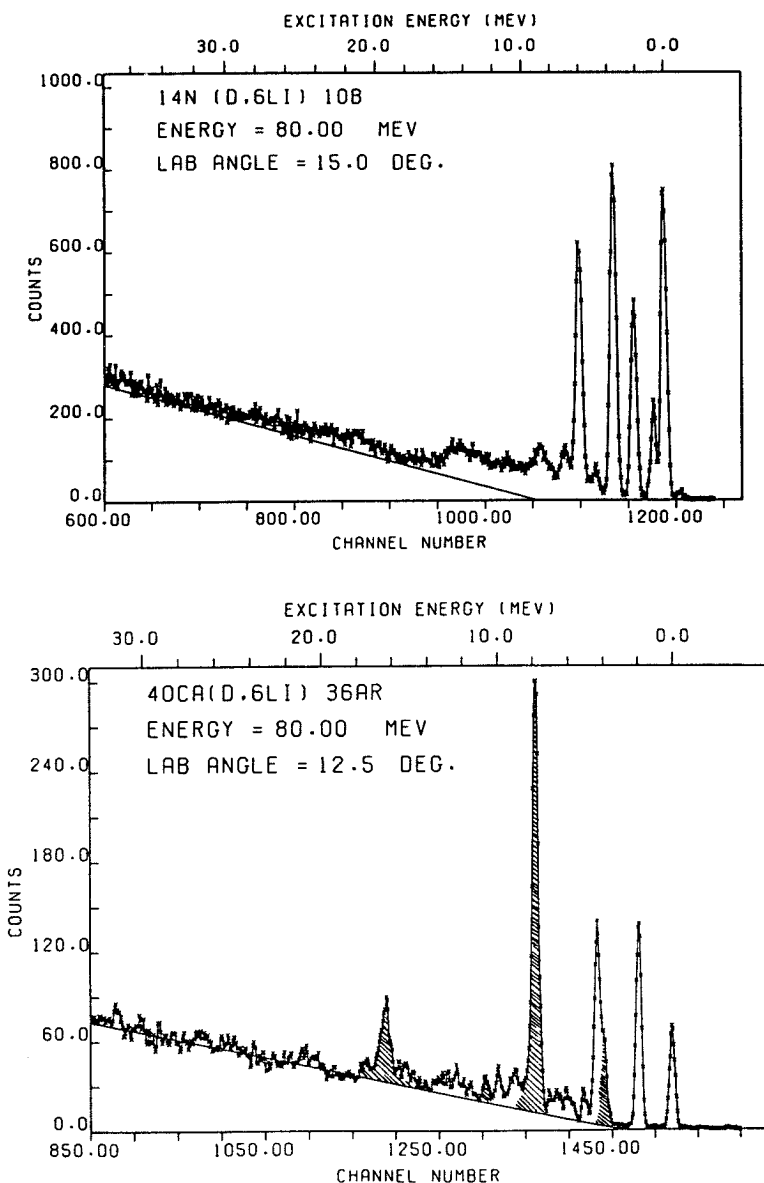


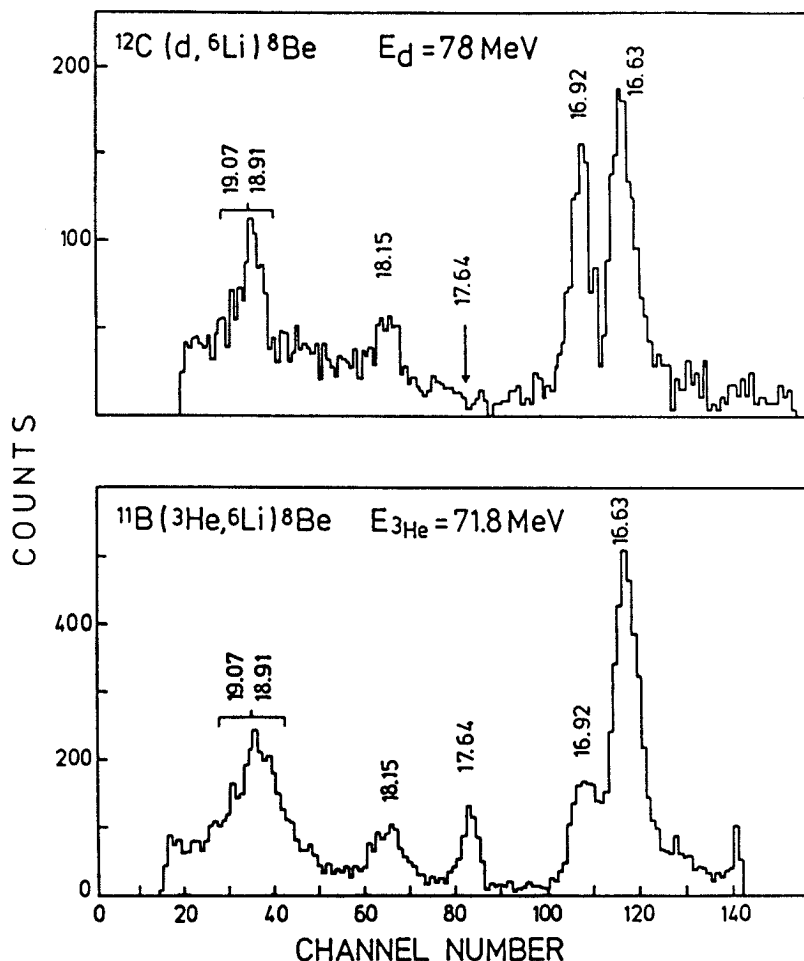
Figure 23:

Energiespektren der $(d, ^6\text{Li})$ Reaktion an ^{14}N (oben) [Oel 79b] und an ^{40}Ca (unten) [Oel 79a] bei $E_d = 80$ MeV.

kerns in ^6Li und α herrühren könnte. Hier wird vielmehr ein Schaleneffekt beobachtet, der in der unterschiedlichen α -Übergangsstärke beim Transfer von Nukleonen aus der $0p$ - oder der $0s$ -Schale begründet ist). Berücksichtigt man, daß im ^{40}Ca Target ^{16}O als Verunreinigung enthalten ist, die zu der schattierten Stärke im

entsprechenden Energiespektrum von Fig. 23 führt (vergleiche hierzu Fig. 13), so zeigt sich auch in der $^{40}\text{Ca}(d, ^6\text{Li})^{36}\text{Ar}$ Reaktion, daß lediglich die niedrigsten Zustände signifikant angeregt werden. Diese sind hier der Grundzustand und der 2^+ und 4^+ Zustand der Grundzustandsbande. Bis hin zu 14 MeV Anregungsenergie lassen sich einige schwach angeregte Zustände vermuten und auch identifizieren. Es versteht sich aus dem Reaktionstyp, daß diese relative Bevorzugung der niedrig liegenden Zustände in der Stripping-Reaktion nicht gegeben ist.

Der Vorteil, die Mehr-Nukleon Transferreaktion als spektroskopisches Werkzeug einzusetzen, wird in der Kombination aus Selektivität der Anregung von Zuständen und der experimentellen Möglichkeit hochauflösender Messungen deutlich. Hierbei lassen sich auch Untersuchungen im hohen Anregungsenergiebereich durchführen. So wurde z.B. die Frage nach der Isospinbestimmung [Bar 66] der Zustände zwischen 16 MeV und 19 MeV in ^8Be durch den Vergleich aus der α - $^{12}\text{C}(d, ^6\text{Li})^8\text{Be}$ und der Drei-Nukleon Transferreaktion $^{11}\text{B}(^3\text{He}, ^6\text{Li})^8\text{Be}$ beantwortet [Jar 84]. Da ein Isospinwechsel von Targetkern zu Restkern durch den α -Transfer nicht erlaubt ist, sollten Isospin $T=1$ Zustände im Restkern ^8Be ($T=0$) nicht angeregt werden. Das Nichtbeobachten des 17,64 MeV Zustandes in ^8Be bei den $(d, ^6\text{Li})$ Untersuchungen, aber das deutliche Erscheinen dieses Zustandes in der $(^3\text{He}, ^6\text{Li})$ Reaktion, wie in den Ausschnitten der Energiespektren in Fig. 24 gezeigt, liefert ein starkes Argument dafür, diesen als $T=1$ Zustand zu identifizieren.



Figur 24:
Energiespektren der Alpha-Teilchen (oben) und der Drei-Nukleon Transferreaktionen zu Endzuständen in ^8Be .

III. Theoretische Behandlung des Vier-Nukleon Transfers

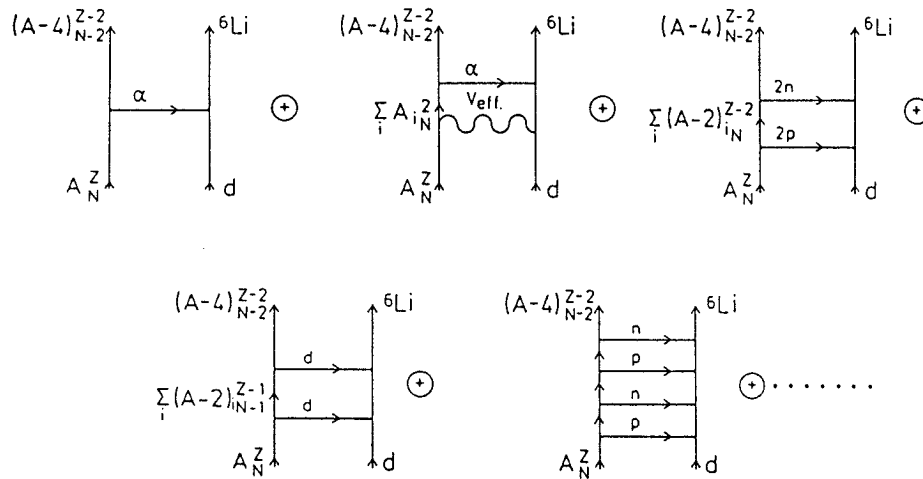
Um ein Verständnis der physikalischen Vorgänge im Reaktionsablauf zu erhalten, ist es notwendig, eine spektroskopische Größe aus den experimentellen Daten zu extrahieren, die sich mit Vorhersagen theoretischer Modellrechnungen vergleichen läßt, um so anhand des Maßes der Übereinstimmung die Güte und Qualität des Modells abschätzen zu können. Für diese gesuchte Größe wird häufig der spektroskopische Faktor benutzt, der sich aus dem Quadrat der spektroskopischen Amplitude ergibt und für die Reaktionsprodukte (A) und (B) der $A(a,b)B$ Reaktion definiert ist als die Wahrscheinlichkeit, daß die Wellenfunktion des Zustandes vom Kern B, ψ_B , sich zusammensetzt aus der Clusterwellenfunktion des transferierten Nukleonensystems mit Drehimpuls L und der Wellenfunktion des Zustands vom Kern A, ψ_A . Die mathematisch formulierte Definition der spektroskopischen Amplitude wird weiter unten in den Gleichungen (14) bzw. (15) gegeben. Entsprechendes gilt selbstverständlich für das Projektil-Ejektil-System. Aus dem Gesagten folgt, daß die Transferreaktion nur eine Aussage über den Endzustand relativ zum Ausgangszustand liefert.

In der Theorie der direkten Reaktionen findet die "Distorted Wave Born Approximation" (DWBA) Anwendung, mit deren Hilfe der spektroskopische Faktor S, durch Vergleich der experimentellen und theoretischen Winkelverteilungsstärke und Form ermittelt werden kann durch

$$S^{BA} = N \frac{d\sigma/d\Omega(\text{exp})}{d\sigma/d\Omega(\text{DWBA})} \quad (2)$$

Hierbei ist der spektroskopische Faktor des Systems Projektil-Ejektil (der sehr häufig zu Eins angenommen wird) in der Normierungskonstanten N enthalten, die ihrerseits wiederum von der benutzten Näherung und der zugrundeliegenden Konvention der DWBA-Rechnungen abhängt.

Der direkte Reaktionsmechanismus ist als schneller Prozeß ($\sim 10^{-21}$ s) klassifiziert und nur durch wenige Freiheitsgrade ausgezeichnet. Die Anwendungsmöglichkeit der DWBA ist darauf beschränkt, daß der Reaktionsablauf in einem Schritt erfolgt, es - in den hier diskutierten Reaktionen - folglich nur zu einer Wechselwirkung zwischen Projektil und α -Cluster kommt, wie schematisch in Fig. 25 links oben dargestellt. Sollte jedoch dieser direkte, einstu-



Figur 25: Mögliche Reaktionswege der $A_N^Z(d, {}^6\text{Li}) (A-4)_{N-2}^{Z-2}$ Reaktion.

fige Prozeß aus Gründen von Auswahlregeln, Struktureffekten und/oder kinematischen Bedingungen unterdrückt oder sogar verboten sein, so verliert diese Darstellung an Bedeutung und höhere Ordnungsterme bestimmen den Reaktionsprozeß. Derartige Mehr-Stufen Prozesse beeinflussen dann die Wirkungsquerschnitte nicht nur in ihrer Amplitude sondern auch in der Winkelverteilungsform. Die Komplexität der Betrachtungsweise in der Datenanalyse wächst; denn nicht nur, daß die zusätzlichen, zudem noch untereinander wechselwirkenden Kanäle in die Rechnungen einzuschließen sind, sondern die Auswahl der Kanäle darf nicht einer ad hoc getroffenen Selektion entsprechen, die zwar eventuell die Daten beschreibt aber physikalisch relevante Kanäle vernachlässigt. Darüber hinaus

sollte geprüft werden, ob das Hinzunehmen zusätzlicher Kanäle nicht andere Observable unphysikalisch verändert. Figur 25 stellt einige mögliche Kanäle dar, wie i) die inelastische Anregung durch eine effektive Wechselwirkung vor oder (nicht abgebildet) nach dem α -Übergang, ii) α -Transfer zusammengesetzt aus Di-Neutron und Di-Proton Übergang, iii) Transfer zweier Deuteronen und iv) den Vier-Nukleonen Transfer einzelner Nukleonen. Speziell in dem letzten Fall ergeben sich die beiden Extreme des simultanen Transfer eines Vier-Nukleon Clusters (Quartett, bei dem die Vier-Nukleonen nicht im relativen s-Zustand übertragen werden, aber ein Einstufenprozeß abläuft) und des sequentiellen Überganges von vier einzelnen Nukleonen, was einem sehr unwahrscheinlichen Vier-Stufen Prozeß entspricht. Reaktionswege, die über die dargestellten Möglichkeiten in Fig. 25 hinausgehen, sind denkbar und sollten in speziellen Fällen in Betracht gezogen werden, wie beispielsweise der Transfer eines Tritons, gefolgt von einem Proton oder ein Cluster-Übergang der Masse fünf, gefolgt von einem Stripping-Prozeß eines Nukleons oder sequentielle Kombinationen dieser Prozesse mit inelastischen Anregungen.

"At this point one may ask, 'Where does one stop'? The availability of computational facilities provides one limitation. We may also be limited by our lack of knowledge of the values of the numerous input parameters such as spectroscopic factors. The first-order distorted-waves method often has the advantage of giving a cross section that factors into these quantities and a reduced cross section. If the shape (angular distribution) of the latter agrees with experiment, it is trivial to extract a structure factor from the magnitude needed to match the data. This is no longer true when multistep processes are studied; the structure amplitudes (and their signs) are involved in an intimate way. Ideally, these should be adjusted to fit several different

sets of data simultaneously; in practice, this may be difficult and expensive. There is always the danger of invoking a particular process in an ad hoc manner simply for the purpose of 'explaining' some experimental observation. By itself this has little value. However, it is standard procedure to enlarge and generalize our models. When this is done carefully and in a coordinated way, we gain new insight into the physics".

Dieser letzte Absatz ist ein Zitat aus dem Kapitel I des Buches über "Direkte Kernreaktionen" von G.R. Satchler [Sat 83] und demonstriert die Anwendbarkeit und Gefahr der Benutzung von Reaktionsprozessen höherer Ordnung in der Analyse experimenteller Daten. In der Schwierigkeit der Analyse liegt wohl auch die Tatsache begründet, daß wenige systematische Untersuchungen durchgeführt wurden. Eigenschaften und die Entwicklung der Theorie der direkten Reaktionen wurden mit der experimentellen Beobachtung von Winkelverteilungen mit vorwärtigem Anstieg [Bur 50, Hol 50] und ihrer Erklärung [But 50, But 51] durch Anpassung mit Legendre Polynomen in Übersichtsartikeln regelmäßig dargestellt [Aus70, Bal61, Bas62, Gle63, Lev68, Sat80, Sat83, Tam74, Tob61]. Aus diesem Grunde wird hier auf eine detaillierte Darstellung verzichtet; lediglich einige wichtige Formulierungen und Schlußfolgerungen werden zusammengestellt.

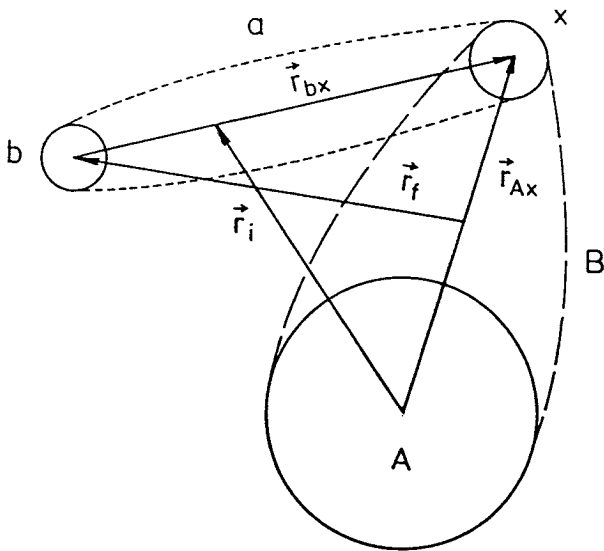
III.1 Zum Formalismus der direkten Ein-Stufen Reaktion

Die untersuchte ($d, {}^6\text{Li}$) Reaktion erlaubt in erster Näherung eine Analyse im relativ einfachen Formalismus der DWBA mit einer α -Cluster Näherung. Diese Annahme erscheint sinnvoll, da a) die Wellenfunktion des Grundzustandes vom ${}^6\text{Li}$ einen großen Überlapp mit dem Produkt der Wellenfunktionen von Deuteron und Alpha-Teilchen und ihrer Relativbewegung hat und b) die Reaktion in der

Oberflächenregion des Atomkernes stattfindet, wo die starke Wechselwirkung der transferierten Nukleonen eine Clustermodellbeschreibung rechtfertigt. Im weiteren Verlauf wird dann gezeigt, daß der einstufige Prozeß in gewissen Massenbereichen nicht hinreichend ist, wie sich bereits aus den oben diskutierten experimentellen Daten vermuten läßt.

Zunächst betrachten wir die Stripping-Reaktion $A(a,b)B$ und die Umkehr-Pickup-Reaktion $B(b,a)A$, so daß für beide Fälle $B=A+x$ und $a=b+x$ gilt, mit dem übertragenen Cluster x . Figur 26 stellt die Koordinaten des untersuchten Systems dar. Die im Reaktionsexperiment beobachtete Größe ist der differentielle Wirkungsquerschnitt, gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} f \leftarrow i = \frac{\mu_i \mu_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_f}{k_i} \right) \left| T_{f \leftarrow i}(\vec{k}_f, \vec{k}_i) \right|^2, \quad (3)$$



Figur 26:

Koordinaten für die Beschreibung der $A(a,b)B$ Reaktion.

wobei die reduzierte Masse μ und die Wellenzahl k mit dem Index i oder f versehen sind, die für Eingangs- (initial A und a) und Ausgangs- (final B und b) Kanal stehen.

Die Übergangsamplitude T ist im DWBA-Formalismus [Sat 83]

$$T_{f \leftarrow i}^{DWBA}(\vec{k}_f, \vec{k}_i) = \langle \chi_f^{(-)}(\vec{k}_f) \psi_f | W | \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i) \psi_i \rangle \quad (4)$$

$$= \iint d\vec{r}_f d\vec{r}_i \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}_f) \langle \psi_f | W | \psi_i \rangle \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_i) \quad (5)$$

$$= \iint d\vec{r}_f d\vec{r}_i \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}_f) I_{fi}(\vec{r}_f, \vec{r}_i) \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_i) , \quad (6)$$

wobei die Funktionen χ_i und χ_f die gestörten Wellen wiedergeben, die die Relativbewegung von Projektil und Target (Ejektil und Restkern) angeben. Folglich läßt sich mit ihnen die elastische Streuung im jeweiligen Kanal beschreiben. Die asymptotische Form der gestörten Wellen setzt sich aus der Überlagerung einer einfallenden ebenen Welle und einer auslaufenden (+) oder einlaufenden (-) Kugelwelle zusammen.

Die Wellenfunktionen ψ beschreiben die internen Zustände der Kerne, es gilt für die Systeme 'b und B' und 'a und A'

$$\psi_f \equiv \psi_b \psi_B \quad \text{und} \quad \psi_i \equiv \psi_a \psi_A . \quad (7)$$

In Gleichung (6) stellt I_{fi} den Wechselwirkungsteil der Kraft (full kernel) dar, der für den Übergang zwischen den elastischen Streuzuständen χ_i und χ_f verantwortlich ist.

Die in der Gleichung (5) dargestellte Übergangsamplitude kann so geformt werden, daß das Kernmatrizelement, nachdem die Jacobitransformation $([\vec{r}_f, \vec{r}_i] \rightarrow [\vec{r}_{bx}, \vec{r}_{Ax}])$, siehe Fig. 26) angewendet wird, von dem Teil der gestörten Wellen bezüglich ihrer Integrationsvariablen getrennt ist.

Im DWBA Formalismus werden zwei Repräsentationen benutzt, die sich in der Anwendung der Restwechselwirkung W unterscheiden, und im Prinzip zu den gleichen Ergebnissen führen. Bezeichnen wir die internen Variablen mit ξ , so folgt für die Restwechselwirkung in der "prior"-Darstellung

$$W = V_i - U_i = V_{Ax}(\vec{r}_{Ax}, \xi_x, \xi_A) + V_{bA}(\vec{r}_{bA}, \xi_b, \xi_A) - U_i(\vec{r}_i, \xi_a, \xi_A) \quad (8)$$

und in der "post"-Darstellung

$$W = V_f - U_f = V_{bx}(\vec{r}_{bx}, \xi_x, \xi_b) + V_{bA}(\vec{r}_{bA}, \xi_b, \xi_A) - U_f(\vec{r}_f, \xi_b, \xi_B) , \quad (9)$$

wobei U das optische Potential ist, mit dessen Hilfe die gestörten Wellen χ konstruiert werden, die sich als Lösung der Schrödingergleichung

$$[E + \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 - U(r)]\chi(\vec{k}, \vec{r}) = 0 \quad (10)$$

ergeben. Die Größe V bezeichnet die Summe der Zweikörper-Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung v_{ij} , so daß beispielsweise gilt

$$V_{bx} = \sum_{i=1}^x \sum_{j=x+1}^{x+b} v_{ij} . \quad (11)$$

Die Potentiale V_{Ax} und V_{bx} sind verantwortlich für die Bindung des Clusters x an den Kern A oder an den Kern b und formen so den Kern B beziehungsweise a . Unter der weiteren Annahme, daß V_{bA} und U_i (für den Fall der "prior"-Darstellung), sowie V_{bA} und U_f (für den Fall der "post"-Darstellung) sich jeweils gegenseitig aufheben [Sat 83, Smi 71, Tob 73], folgt mit den Gleichungen (5), (7) und (9) die Übergangsamplitude in der "post"-Darstellung des DWBA-Formalismus

$$T_{f \leftarrow i}^{DWBA} = \iint d\vec{r}_f d\vec{r}_i \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}_f) \langle \psi_b \psi_B | V_{bx}(\vec{r}_{bx}) | \psi_a \psi_A \rangle \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_i) . \quad (12)$$

In dieser Weise ist der Formfaktor aufgespalten; denn die Kernstrukturinformation, die in dem Matrixelement enthalten ist, reduziert sich zu einem Produkt aus Wechselwirkungspotential V_{bx} mit den Überlappfunktionen (ψ_B, ψ_A) und (ψ_b, ψ_a) . Der Formfaktor läßt sich darstellen als Integral über die internen Koordinaten der Wellenfunktionen [Kur 74] zu

$$\begin{aligned} \langle \psi_b \psi_B | V_{bx}(\vec{r}_{bx}) | \psi_a \psi_A \rangle &= \\ &= \{ \binom{B}{4} \binom{a}{4} \}^{1/2} \int d\xi_\alpha [\int d\xi_A \psi_B^*(\xi_B) \psi_A(\xi_A)] V_{bx}(\vec{r}_{bx}) \cdot \\ &\cdot [\int d\xi_b \psi_b^*(\xi_b) \psi_a(\xi_a)] . \end{aligned} \quad (13)$$

Die statistischen Faktoren $\binom{B}{4}$ und $\binom{a}{4}$ berücksichtigen die Zahl gleichbedeutender Möglichkeiten in dem vier Nukleonen transferiert werden können [Gle 65].

Nach [Kur 74] kann das Überlappintegral in Gleichung (13) wie folgt entwickelt werden, wenn wir für das übertragene Alpha-Teilchen im relativen s-Zustand den totalen Drehimpuls mit J und seine Projektion mit M bezeichnen

$$\begin{aligned} \binom{B}{4}^{1/2} \int d\xi_A \psi_B^*(\xi_B) \psi_A(\xi_A) &= \sum_{J_\alpha M_\alpha} \langle J_A M_A J_\alpha M_\alpha | J_B M_B \rangle \cdot \\ &\cdot \sum_{NL} A_{NL} [\rho(\xi_\alpha) \times \phi^{NL}(\vec{r}_{\alpha A})]_{M_\alpha}^{J_\alpha} . \end{aligned} \quad (14)$$

Hierbei beschreiben $\rho(\xi_\alpha)$ und $\phi^{NL}(\vec{r}_{\alpha A})$ jeweils die innere und relative Bewegung des Alpha-Teilchen Clusters im Kern B. A_{NL} ist die spektroskopische Am-

plitude. Eine zu Gleichung (14) äquivalente Form läßt sich für das Projektil-Ejektil System angeben und so deren spektroskopische Amplitude A_{NL} definieren.

Nach [Ich 73] läßt sich die spektroskopische Amplitude schreiben zu

$$A_{NL} = \left(\frac{B}{4}\right)^{1/2} \langle \psi_B(\xi_B) | \psi_A(\xi_A) \rho(\xi_\alpha) \phi^{NL}(\vec{r}_{\alpha A}) \rangle \quad (15)$$

und analog für A_{NL} .

Schließlich ergibt sich die Übergangsamplitude zu [Ich 73, Kur 74]

$$T_{f \leftarrow i}^{DWBA} = \sum_{NL, NL} A_{NL}(A, B) A_{NL}(a, b) \beta_{NL, NL}(\theta) \quad (16)$$

mit

$$\begin{aligned} \beta_{NL, NL}(\theta) = & \frac{1}{\sqrt{2L+1} i L} \int d\vec{r}_f d\vec{r}_i x_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}_f) \phi^{NL}(\vec{r}_{\alpha B}) V_{b\alpha}(\vec{r}_{b\alpha}) \\ & \cdot \phi^{NL}(\vec{r}_{b\alpha}) x_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_i), \end{aligned} \quad (17)$$

wobei $\beta_{NL, NL}$ den kinematischen Teil der Reaktion darstellt, der mittels DWBA Rechnerprogrammen [Kun 4, Kun 5, Kun, Vri 73, Iga 77, Ray 77, Yos 4, Tam 74] ermittelt werden kann.

Damit läßt sich nun der Wirkungsquerschnitt im DWBA Formalismus schreiben als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_i \mu_f}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \left| \sum_{NL, NL} A_{NL} A_{NL} \beta_{NL, NL}(\theta) \right|^2. \quad (18)$$

Die Aufteilung des Wirkungsquerschnittes in kinematische Abhängigkeit (β_{NLNL}) und Kernstrukturanteil ($A_{NL}A_{NL}$) ist damit erreicht. Es soll jedoch betont werden, daß der kinematische Anteil über die relative Bewegung des Alpha-Teilchens (der Wellenfunktion des gebundenen Zustandes ϕ^{NL} (oder ϕ^{NL}), siehe Gleichung (17)), von der Kernstruktur beeinflusst wird. Hier liegt eine wesentliche Quelle für die Modellabhängigkeit der Datenanalyse und ihrer Interpretation.

Obwohl auch vereinzelt mikroskopische Rechnungen angestellt wurden [Vit 80], wird die Beschreibung dieses gebundenen Zustandes für den α -Transfer normalerweise im Clustermodell durchgeführt. Hierbei wird der Formfaktor in einem Woods-Saxon-Kernpotential mit überlagertem Coulombpotential errechnet. Die Tiefe des Potentials wird durch Anpassung der bekannten Bindungsenergie des Clusters an den Rumpf, unter Beibehaltung vorgegebener geometrischer Parameter festgelegt. Die Quantenzahlen dieses makroskopischen Formfaktors werden unter Berücksichtigung der Energieerhaltung bestimmt. Die Transformation der Wellenfunktionen der x Einzelnukleonen mit den Schalenmodell-Quantenzahlen (n_i, l_i) zu der Wellenfunktion des x -Nukleon Clusters mit Schwerpunktsquantenzahlen (N, L) ist gegeben durch

$$2N+L + 2v+\lambda = \sum_{i=1}^x (2n_i + l_i) . \quad (19)$$

N ist die Zahl der Knoten der radialen Wellenfunktion; L der relative Drehimpuls zwischen Cluster und Rumpf (im Falle eines 0^+ Targetkernes der transferierte Drehimpuls); v und λ bezeichnen die internen Quantenzahlen des Nukleon Clusters. Unter der Annahme des Übertrages eines Alpha-Teilchens im relativen $0s$ Zustand folgt, daß $v=0$ und $\lambda=0$ sind. Hieraus ergibt sich, daß für einen bestimmten Transfer $2N+L$ konstant ist, es also zu einem Drehimpulsübertrag L nur einen Wert der Hauptquantenzahl N gibt, so daß (mit $A_{NL}^2 = S_{NL}$) die Gleichung (18) sich schreibt als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_i \mu_f}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{2J_B+1}{2J_A+1} S_{NL} \left| A_{NL} \beta_{NL} \mathcal{N}(\theta) \right|^2, \quad (20)$$

die Summe über NL sich also zu einem Term reduziert. Da das Quadrat als spektroskopische Amplitude in die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes eingeht, ist im DWBA-Formalismus eine Aussage über die Phase nicht möglich.

III.2 Zum Formalismus der gekoppelten Kanäle in Bornscher Näherung

Die grundsätzlichen Formulierungen, wie sie für den DWBA-Formalismus skizziert wurden, gelten auch für die Bornsche Näherung der gekoppelten Kanäle (coupled-channels Born Approximation (CCBA)). Die CCBA-Betrachtung wurde Mitte der sechziger Jahre vorgeschlagen [Pen 64, Ian 66]. Ihre explizite Darstellung [Sat 83] ist sehr umfangreich und soll hier nicht wiederholt werden. Die Relation von CCBA- zu DWBA-Beschreibung läßt sich am besten darstellen durch den Vergleich der Übergangsamplituden. Für den DWBA-Formalismus ist diese in Gleichung (6) gegeben, für den CCBA-Formalismus lautet sie

$$T_{f \leftarrow i}^{CCBA} = \sum_{f' i'} \iint d\vec{r}_f d\vec{r}_i \chi_{f' i'}^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}_f) I_{f' i'}(\vec{r}_f, \vec{r}_i) \chi_{i' i}^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}_i). \quad (21)$$

Die Terme auf der rechten Seite bezeichnen verschiedene Reaktionswege, durch die ein Übergang vom Target- zum Restkernzustand vor sich gehen kann. Hierbei haben wir sowohl den direkten Prozeß vom Ausgangs- zum Endzustand ($i \rightarrow f$), so daß $i'=i$ und $f'=f$ ist, als auch die indirekten Wege $i \rightarrow i' \rightarrow f$ (mit $i \neq i'$ und $f'=f$); $i \rightarrow f' \rightarrow f$ (mit $i'=i$ und $f' \neq f$) und schließlich $i \rightarrow i' \rightarrow f' \rightarrow f$ (mit $i' \neq i$ und $f' \neq f$). Es wird bei Satchler [Sat 83] gezeigt, daß sich die Übergangsamplitude nun zusammensetzt aus direktem und indirektem Term

$$T^{CCBA} = T^{CCBA}(\text{direkt}) + T^{CCBA}(\text{indirekt}). \quad (22)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den CCBA-Formalismus ergibt sich damit zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} f \leftarrow i = \frac{\mu_i \mu_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_f}{k_i} \right) \sum_m \left| T_m^{\text{CCBA}}(\vec{k}_f, \vec{k}_i) \right|^2, \quad (23)$$

wodurch ersichtlich wird, daß zwischen direktem und indirektem Anteil der Übergangsamplitude eine Interferenz stattfindet, die den Wirkungsquerschnitt der einzelnen Übergänge vermehren oder vermindern kann. Das Maß der relativen Bedeutung von direktem zu indirektem Prozeß hängt, neben den oben schon angeführten spektroskopischen Größen und kinematischen Verhältnissen, von der Stärke inelastischer Übergangsamplituden ab.

Wenn es bei Analysen im DWBA Formalismus üblich ist, die theoretischen Wirkungsquerschnitte mit den experimentellen zu vergleichen, um dadurch (siehe Gleichung (2)) den spektroskopischen Faktor zu extrahieren, der dann Modellvorstellungen gegenübergestellt werden kann, so muß im CCBA Formalismus - wegen der Interferenz der verschiedenen Reaktionswege - die theoretische Winkelverteilung des Überganges vom Target zu einem Restkernzustand, unter Berücksichtigung der relevanten Reaktionswege, errechnet werden. Dabei sind die aus Modellvorstellungen gewonnenen spektroskopischen Amplituden in die Rechnung einzubeziehen. Das Maß der Übereinstimmung von experimenteller und CCBA-theoretischer Winkelverteilungsform und -amplitude gibt Auskunft über die Qualität der Modellvorhersage. In beiden Fällen jedoch - DWBA und CCBA - ist es entscheidend, die Qualität der Eingangsparameter für die Rechnungen zu kennen; denn eine Unstimmigkeit zwischen experimenteller und theoretischer Winkelverteilung kann sowohl an Unsicherheiten der spektroskopischen Amplituden liegen, als auch in nicht realistisch bestimmten Parametersätzen der benutzten optischen Potentiale oder Formfaktoren seinen Ursprung haben. Auf der anderen Sei-

te kann eine Übereinstimmung der theoretischen und experimentellen Winkelverteilungen auch darauf beruhen, daß unphysikalische Parameter im gegenseitigen Wechselspiel sich aufheben und so eine Konsistenz vortäuschen. Deshalb sollten CCBA-Analysen keine unbegründeten Parameterbestimmungen enthalten und in systematischen Studien untersucht werden. Im Falle eines einzeln betrachteten Überganges bleibt der Wert der Analyse zweifelhaft.

III.3 Spektroskopische Faktoren des Alpha-Teilchen Transfer

Berechnungen von spektroskopischen Amplituden wurden in verschiedenen Modellvorstellungen ausgeführt, wobei die verfügbare Rechnerkapazität und der jeweils untersuchte Massenbereich die Durchführbarkeit prägten. Zur Bestimmung der α -spektroskopischen Amplituden $A_\alpha(\text{NL})$ (spektroskopischer Faktor $S_\alpha = A_\alpha^2$) bediente man sich vielfach der Clustervorstellung [Ich 73, Wil 58, Wil 59], bei der die Wellenfunktion des Kernes B, bestehend aus einem spinlosen Rumpf und einem α -Cluster, dargestellt wird als antisymmetrisiertes Produkt der Rumpfwellenfunktion und der α -Wellenfunktion sowie der Wellenfunktion der Relativbewegung zwischen Alpha-Teilchen und Rumpf. Wegen des Pauli-Prinzips kann die spektroskopische Amplitude auch für Cluster-Modell-Zustände kleiner als Eins sein. Gillet [Gil 75] zeigte bei der Diskussion von Quartettstrukturen, daß deutlich unterschieden werden muß zwischen Rumpf- und Valenznukleonen, da im Falle der letzteren Paarungs- und Ausrichtungseffekte ohne wesentliche Einschränkung wirken können. Ein Quartett zeichnet sich dadurch aus, daß die Wechselwirkung zwischen Di-Proton und Di-Neutron wesentlich stärker ist als mit anderen Nukleonen, so daß ein Quartett als ein stark korreliertes "Zwei-Protonen-Zwei-Neutronen" System anzusehen ist.

Als Extremfall des Cluster-Modells ist das Ketten-Modell anzusehen, bei dem angenommen wird [Ich 73, Mor 66, Tak 70, Tak 71], daß die innere Wellenfunktion eines zu beschreibenden Zustandes durch eine lineare Kette von Clustern, speziell von α -Clustern, angenähert werden kann. In diesem Sinne ist eine Ketten-Wellenfunktion des Kernes B ein antisymmetrisiertes und normiertes Produkt von $N = B/4$ Alpha-Teilchen Schalenmodell-Wellenfunktionen mit gleichbleibenden Abständen zwischen den Clusterzentren entlang einer Achse. Im Grenzfall von verschwindend kleinen Abständen, bei gleichzeitiger Auswahl von guten Drehimpulsquantenzahlen L, führen diese Ketten-Modell Wellenfunktionen zu Schalenmodell Wellenfunktionen mit SU(3) Signatur, die die Konfiguration höchster Symmetrie wiedergeben.

In dem unteren Massenbereich der sd-Schale (Masse ≤ 28), wo der Spin-Bahn-Teil der Wechselwirkungskraft zu schwach ist, um die räumliche Symmetrie merklich aufzuheben, ist anzunehmen, daß das SU(3) Modell gute Wellenfunktionen der ersten angeregten Zustände der Atomkerne liefert. Draayer [Dra 75] benutzte den SU(3) Formalismus zur Berechnung von spektroskopischen Amplituden des α -Überganges zwischen Kernen der Massen 16 bis 28. Er stellte darüber hinaus Überlegungen an, welcher Einfluß von der Mischung verschiedener Komponenten der SU(3) Signatur (mit sinkendem Grad der Symmetrie) auf den spektroskopischen Faktor zu erwarten ist. In realistischen Fällen wurde ein deutlicher Effekt für einzelne Werte beobachtet; der generelle Trend, wie aus der SU(3) Darstellung mit der Signatur höchster Symmetrie bestimmt, blieb jedoch erhalten. Wir werden auf die Frage der Mischung von Komponenten noch im Kapitel IV.4 zurückkommen.

Berechnungen von spektroskopischen Amplituden für sd-Schalen Kerne wurden von Ichimura und Mitarbeitern [Ich 73], Draayer [Dra 75] und Hecht und

Braunschweig [Hec 75] durchgeführt. Diesen Referenzen folgend, sind die spektroskopischen Amplituden durch drei Faktoren bestimmt

$$A_{NL} = \left(\frac{B}{A}\right)^{\frac{2N+L}{2}} \sum_{\Gamma} \frac{1}{\hat{J}} \langle \psi_B | \psi_{\alpha}^{\Gamma} | \psi_A \rangle \cdot G(\Gamma, NL, n\ell) \quad (25)$$

mit

$$G(\Gamma, NL, n\ell) = \langle \rho(\xi_{\alpha}) \phi^{NL}(\vec{r}_{\alpha A}) | \psi^{\Gamma}(\zeta_{\alpha}) \rangle \quad (26)$$

und $\hat{J} = \sqrt{2J_B+1} \cdot \sqrt{2T_B+1}$.

Der erste Faktor in Gleichung (25) folgt aus der verallgemeinerten Talmi-Moshinsky Transformation [Smi 62], durch die die Schalen-Modell Wellenfunktion zu einer Wellenfunktion umgewandelt wird, die von inneren- und Schwerpunktskoordinaten abhängt. Der zweite Faktor ist das reduzierte Matrixelement des Vier-Nukleon Erzeugungsoperators, der durch die Quantenzahlen Γ ausgezeichnet ist. Der dritte Faktor (G-Faktor [Ich 73, Gle 63], Gleichung (26)) gibt den Überlapp der Vier-Nukleon Schalenmodell Wellenfunktion, die die Bewegung der vier Nukleonen im Zentralpotential beschreibt (ζ_{α}) mit der Vier-Nukleon Cluster Wellenfunktion und den Koordinaten der inneren Freiheitsgrade (ξ_{α}). Da der G-Faktor nur von den Oszillator Quantenzahlen abhängt [Ich 73], ist er für eine definierte Hauptschalenkonfiguration (z.B. (sd)⁴) konstant und unabhängig von der relativen Besetzungswahrscheinlichkeit innerhalb einer Hauptschale (s_{1/2}, d_{5/2}, d_{3/2}).

Wie schon bemerkt, sind Vorhersagen im SU(3) Formalismus auf die Atomkerne leichter Massen der sd-Schale beschränkt und zeigen darüber hinaus eine deutliche Abhängigkeit von dem Anteil der in der Rechnung berücksichtigten Konfigurationsmischung. Spektroskopische Amplituden, die unter Benutzung von empirisch bestimmten Schalenmodellwellenfunktionen ermittelt werden, sollten dieses Problem der explizit eingeführten Konfigurationsbeiträge vermindern.

Schalenmodell Wellenfunktionen für Zustände von sd-Schalenkernen wurden im jj-Koppelungsschema errechnet [Chu 78]. Ein einheitlicher Modellraum und ein vollständiger Satz von Basisvektoren, die aus den aktiven Schalen $0d_{5/2}$, $1s_{1/2}$ und $0d_{3/2}$ bestimmt wurden, bildeten die Grundlage dieser Rechnungen. Da ^{16}O als nicht aktiver Rumpf angenommen und Beiträge aus höheren Schalen (z.B. fp-Schale) nicht zugelassen wurden, sind Wellenfunktionen für Zustände negativer Parität in den Schalenmodellrechnungen nicht verfügbar. Der Hamiltonoperator wurde empirisch durch Anpassung der Wechselwirkungsparameter gemäß experimentell bekannter Zustände bestimmt, die Wechselwirkung ist unter dem Namen "empirische Chung-Wildenthal Wechselwirkung" bekannt [Chu 78, Chu, Wil 84]. Genau genommen wurden zwei Wechselwirkungen festgelegt, eine für den unteren Massenbereich, die Teilchenwechselwirkung, und eine für den oberen Massenbereich der sd-Schale, die Lochwechselwirkung. An einer Fortentwicklung zu einer massenabhängigen, systematischen Wechselwirkung, die für die gesamte sd-Schale gelten soll, wird noch gearbeitet [Wil 84].

Im Rahmen des Schalenmodells können theoretische S_{α} -Werte mit einer Methode berechnet werden, die von Bennett [Ben 77] beschrieben wird. Er schlägt eine Entwicklung nach Zwischenzuständen vor, um die Matrixelemente des Vier-Nukleon Transfers auf der Basis einfacherer Ein- und Zweiteilchen Matrixelemente zu ermitteln. Diese Methode fand Anwendung in der Berechnung der α -spektroskopischen Faktoren [Chu 78, Chu 84, Oel 85], wie sie im folgenden als Schalenmodell S_{α} -Werte zitiert werden.

III.4 Vergleich von SU(3)- und Schalenmodell-Ergebnissen

Die α -Transferreaktionen $^{24}\text{Mg}(d, ^6\text{Li})^{20}\text{Ne}$ und $^{26}\text{Mg}(d, ^6\text{Li})^{22}\text{Ne}$ wurden experimentell intensiv untersucht. In Tabelle II ist eine Auswahl relativer S_α -Werte aus Schalenmodell- und SU(3) Rechnungen experimentellen Ergebnissen von Untersuchungen bei $E_d = 55$ MeV [Ver 81] und $E_d = 80$ MeV [Oel 80] gegenübergestellt, wobei die experimentellen Resultate auf der Annahme eines ausschließlich direkten, einstufigen Reaktionsablaufes basieren. Ein Vergleich der in den beiden Arbeiten ermittelten experimentellen Ergebnisse untereinander (in der Tabelle II sind nur die Ergebnisse für die Anregung von Zuständen der Grundzustandsbande angeführt) zeigt, daß die ermittelten S_α -Werte in den meisten Fällen recht gut übereinstimmen. Im einzelnen jedoch, wie beispielsweise für den 2^+ Zustand in ^{20}Ne und die 6^+ Zustände in ^{20}Ne und ^{22}Ne , werden

Tabelle II: Relative spektroskopische Faktoren

E_x	$J\pi$	SU(3)	SM	Exp.Ergebnisse	
		[Dra 75]	[Chu 84]	[Ver 81]	[Oel 80]
<u>$^{24}\text{Mg}(d, ^6\text{Li})^{20}\text{Ne}$</u>					
0,00	0^+	1,00	1,00	1,00	1,00
1,63	2^+	0,13	0,20	0,80	0,39
4,24	4^+	0,80	0,41	0,93	0,89
8,78	6^+	1,84	0,71	1,65	0,72
<u>$^{26}\text{Mg}(d, ^6\text{Li})^{22}\text{Ne}$</u>					
0,00	0^+	1,00	1,00	1,00	1,00
1,27	2^+	0,77	0,15	0,83	0,66
3,36	4^+	0,11	0,02	0,14	0,15
6,31	6^+	0,21	0,03	1,01	0,35

signifikante Unterschiede der experimentellen Resultate beobachtet. Bei dem Vergleich der Zahlenwerte in Tabelle II erhebt sich darüber hinaus der Eindruck, daß die SU(3) Modell-Vorhersagen die experimentellen Werte besser wiedergeben, als die Schalenmodell Resultate. Auf dieses Ergebnis, sowohl im Vergleich der experimentellen Werte untereinander, als auch zwischen Theorie und Experiment, werden wir bei der Frage nach dem Reaktionsmechanismus zurückkommen.

III.5 Quantitative Modelle zur Bestimmung von Alpha-spektroskopischen Amplituden

Die Modelle, wie sie bisher zur Berechnung von α -spektroskopischen Amplituden dargestellt wurden, sind nur eingeschränkt anwendbar. Entweder sind sie a priori nur für bestimmte Massenbereiche gültig oder ihre Anwendung muß aufgrund des anderweitig nötigen Rechenaufwandes in einem verkleinerten Modellraum durchgeführt werden. Deshalb wurden phenomenologische Modelle entwickelt, die auf der einen Seite den Vorteil haben, dem physikalischen Geschehen eine verständliche, durchschaubare Basis zu geben, auf der anderen Seite aber den Nachteil aufweisen, ebenfalls nur in beschränkten Massenbereichen oder in Gebieten bestimmter ausgeprägter Kernstruktur Gültigkeit zu haben.

Der Vollständigkeit wegen sollen die gängigsten Modelle hier kurz vorgestellt werden. Im wesentlichen beruhen sie auf dem Ergebnis, daß eine starke Korrelation zwischen Zwei-Nukleon und Vier-Nukleon Transfer beobachtet wurde, siehe z.B. die Spektren der $(d, {}^6\text{Li})$ und der (d, α) Reaktionen in Fig. 13. Die Anregung von niedrig liegenden 0^+ Zuständen in mittelschweren bis schweren Atomkernen deutet eine derartige Korrelation an, wie auch die ausgeprägte

Neutron- oder Protonpaar Wechselbeziehung, die in den Fällen beobachtet wird, die durch starken α -Zerfall ausgezeichnet sind. Schließlich wurde eine deutliche Übereinstimmung in der spektroskopischen Stärke von α -Übergängen und von Zwei-Proton und/oder Zwei-Neutron Übergängen bei Anregung des gleichen Endzustandes in den verschiedenen Reaktionen gefunden. Folglich erscheint die Annahme gerechtfertigt, daß die Reaktionsmechanismen, die den Zwei-Nukleon Transfer bestimmen, auch für den Vier-Nukleon Transfer verantwortlich sind. Auf dieser experimentellen Basis scheint die Idee der Faktorisierung der Wellenfunktion, Überlappfunktion oder Strukturamplitude (siehe [Kur 74, Gle 65] in Neutronen und Protonenkomponenten, wie sie im Zwei-Nukleon Transfer auftreten, gerechtfertigt. Dadurch werden Kohärenzeffekte, die aus dem Zwei-Nukleon Transfer bekannt sind, auf den Vier-Nukleon Transfer übertragen.

Es sei hier darauf hingewiesen, daß diese einfache Vorstellung des Übertragens von spektroskopischer Stärke auf Vier-Nukleon Übergänge, die aus dem Zwei-Nukleon Transfer bekannt sind, nur so lange Gültigkeit behält, wie beispielsweise durch die Änderung der Neutronenzahl die Struktur der Protonenkonfiguration nicht beeinflußt wird. Ein drastisches Beispiel für einen derartigen Fall ist in Ref. [Oel 76] gegeben.

Das Paar-Vibrationsmodell (PVM) [Bes 66, Boh 68, Bro 83, Nat 68] fand Anwendung für 0^+ Zustände (Monopol PVM), für 2^+ Zustände (Quadrupol PVM) und für entsprechende α -Zustände (α -PVM) der jeweilig betrachteten Restkerne. In den Untersuchungen zum α -Transfer erwies es sich zur Beschreibung von 0^+ Zuständen in der Nähe von Atomkernen mit geschlossener Protonen und Neutronen-Schalenstruktur als recht erfolgreich, hingegen scheint es bei der Interpretation von 2^+ Zuständen mit niedrigen Anregungsenergien nicht sehr überzeugend zu sein.

Das Modell wechselwirkender Bosonen (Interacting Boson Approximation (IBA)) [Ari 76, Ari 77, Ben 79, Iac 77] wurde sehr erfolgreich bei der Beschreibung von Eigenschaften niedrig angeregter Zustände in Vibrations-, Rotations- und Übergangskernen angewendet. Der wesentliche Unterschied zwischen PVM und IBA liegt darin, daß die letztere sowohl Neutron- von Protonpaaren unterscheidet als auch Effekte des Pauli-Prinzips berücksichtigt. Speziell die IBA ist weiterhin in einer Fortentwicklung begriffen [Iac 84]. Beispiele erfolgreicher Interpretationen werden im Kapitel VI gezeigt und Details sowie weitere Literaturhinweise sind in Ref. [Oel 85] zu finden.

IV. Ausgewählte spektroskopische Eigenschaften

In der vorliegenden Arbeit werden im wesentlichen die α -Übergangs Untersuchungen an sd-Schalenkernen behandelt, mit dem Schwerpunkt von Schlußfolgerungen über Struktureffekte und Reaktionsmechanismen an diesen leichten Massensystemen. Da jedoch in Studien zum α -Transfer die beobachteten Effekte in ihrem Auftreten und in ihrer Deutlichkeit, wie sich gezeigt hat, wesentlich von den untersuchten Massenbereichen abhängen, sollen Phänomene von allgemeinem Interesse hier ebenfalls dargestellt werden, zumal sie auch zum Verständnis des Reaktionsmechanismus beitragen.

IV.1 Alpha-Teilchen Übergang - Alpha-Teilchen Zerfall

Gegenüber allen anderen im Labor studierten Transferreaktionen zeichnet sich die Beschäftigung mit dem α -Transfer dadurch aus, daß seine Ergebnisse mit Resultaten von Messungen des natürlichen α -Zerfalls [Man 64] verglichen werden können. Hierdurch ergibt sich der überragende Vorteil, voneinander unabhängig gewonnene experimentelle Daten und extrahierte spektroskopische

Größen einander gegenüberstellen zu können. Die Vergleichsgröße, die hierbei herangezogen wird, ist die reduzierte Breite γ_{α}^2 , die für den α -Transfer definiert ist zu

$$\gamma_{\alpha}^2(s) (\text{transfer}) = (\hbar^2 s / 2\mu) S_{\alpha} [\phi(s)]^2 \quad (27)$$

mit der reduzierten Masse μ , dem Kanalradius s , der - da die Reaktion an der Kernoberfläche stattfindet - , zu $s = 1,7 A^{1/3}$ fm parametrisiert wird [Jän 79, Jän 80], und dem α -spektroskopischen Faktor S_{α} . Die α -Wellenfunktion ϕ entspricht der Wellenfunktion des gebundenen Clusters in der Berechnung der direkten Reaktion (Gleichung (15)). Da nach Gleichung (17) und (18) der Reaktionswirkungsquerschnitt proportional zum Produkt aus spektroskopischem Faktor und Quadrat des Formfaktors ist, ergibt sich aus Gleichung (2), daß die reduzierte Breite (im Gegensatz zum spektroskopischen Faktor) unabhängig von der modellabhängigen Clusterwellenfunktion ist. Eine Abhängigkeit der reduzierten Breite vom optischen Potential bleibt jedoch bestehen.

Im Falle des Alpha-Zerfalls eines instabilen Kernes mit der Halbwertszeit $T_{1/2}$ ist die reduzierte Breite gegeben durch

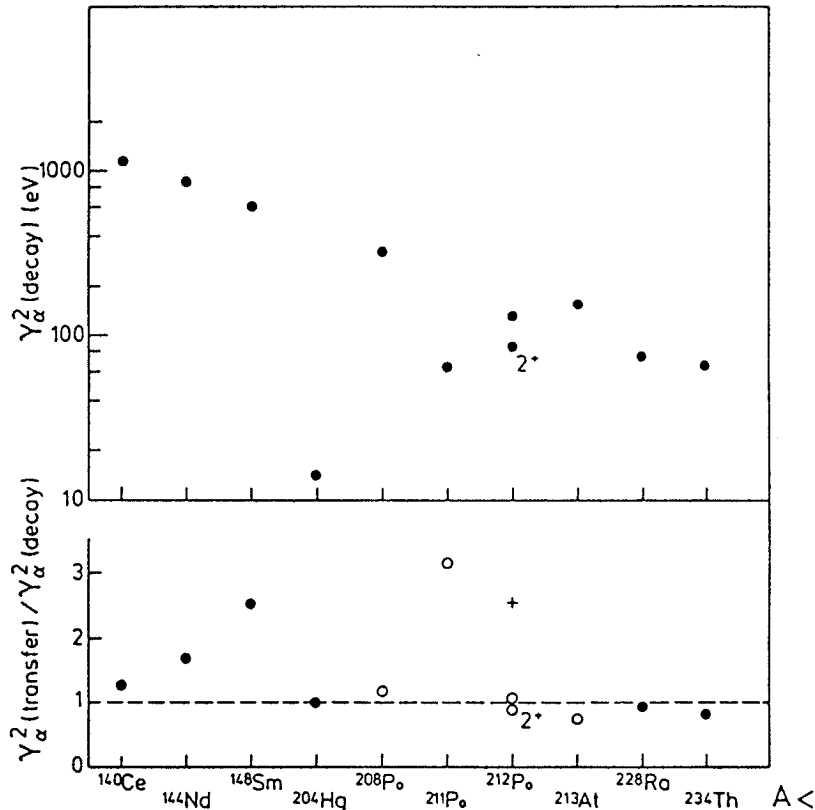
$$\gamma_{\alpha}^2(s) (\text{decay}) = (\hbar s / 2kT_{1/2}) [\phi_{\alpha}(s)]^2. \quad (28)$$

Im oberen Teil von Fig. 27 wird gezeigt, daß die reduzierte Breite (hier am Beispiel vom Zerfall ($\gamma_{\alpha}^2(\text{decay})$)) im Massenbereich von 140 bis 234 um zwei Größenordnungen variiert. Sollte eine Korrelation zwischen

$$\gamma_{\alpha}^2(\text{transfer}) \text{ und } \gamma_{\alpha}^2(\text{decay})$$

bestehen, so ist diese Beziehung ein starkes Argument dafür, daß der angenommene direkte, einstufige Reaktionsmechanismus des Transfers eine vernünftige

Beschreibung des physikalischen Ablaufes darstellt. Diese Korrelation wird in verschiedenen Arten von α -Transferreaktionen gefunden, wie in Fig. 27 im unteren



Figur 27:

Reduzierte Breite des α -Zerfalls (oben) und Verhältnis der reduzierten Breiten aus α -Transfer und -Zerfall (unten). Im unteren Teil der Figur bedeuten die Datenpunkte: voller Punkt ($d, {}^6\text{Li}$) [Jän 80] offene Punkte (${}^{16}\text{O}, {}^{12}\text{C}$) [Dav 76] und Kreuz (${}^6\text{Li}, d$) [Jän 80] Reaktionsdaten.

ren Teil zu sehen ist. Die von den Transferreaktionen und von Zerfallsdaten extrahierten reduzierten Breiten sind in den meisten Fällen gleich groß, $Y_{\alpha}^2(\text{transfer})/Y_{\alpha}^2(\text{decay}) = 1$; das Verhältnis ist in jedem Fall kleiner als drei. Ein ähnliches Ergebnis wird für angeregte Endzustände in ${}^{228}\text{Ra}$ und ${}^{234}\text{Th}$ beobachtet [Ber 84b, Jän 81]. Die Bedeutung dieses Ergebnisses kann erst gewürdigt werden, wenn man beachtet, daß die von Zerfallsmessungen extrahierten reduzierten Breiten umgekehrt proportional zur Halbwertszeit der beteiligten Atomkerne sind (siehe Gleichung (28)) und diese für den angegebenen Massenbereich sich um 30 Größenordnungen unterscheiden, wie aus Tabelle III zu sehen ist. Angesichts dieser starken Variation der Eingangsgrößen für die Berechnung der reduzierten Breiten, ist die Korrelation als bestätigt anzusehen.

Vergleiche von DWBA-Rechnungen und experimentellen Daten der α -Transferreaktion an schweren Isotopen [Ber 84b] bestätigen überdies die Dominanz der Gültigkeit des direkten Reaktionsmechanismus'.

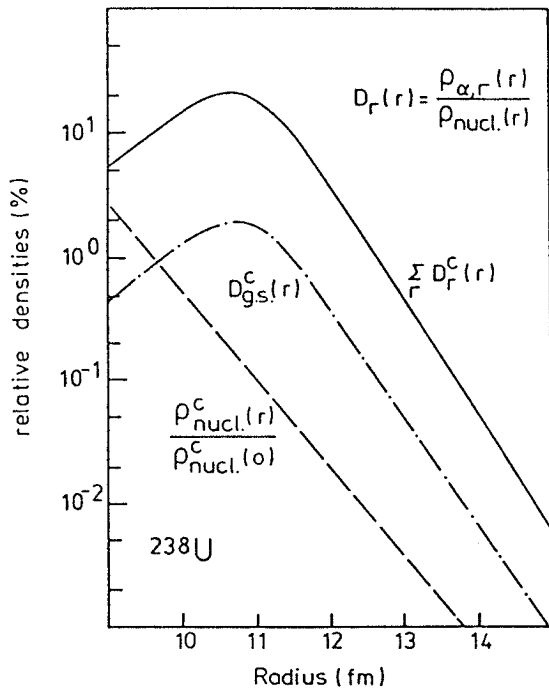
Tabelle III:

Halbwertszeiten von Atomkernen, die in α -Übergängen untersucht wurden.

$A_{>}$	$T_{1/2}$ (Jahren)	$A_{<}$	$T_{1/2}$ (Jahren)
^{144}Nd	$2 \cdot 10^{15}$	^{140}Ce	stabil
^{148}Sm	$7 \cdot 10^{15}$	^{144}Nd	$2 \cdot 10^{15}$
^{152}Gd	$1 \cdot 10^{14}$	^{148}Sm	$7 \cdot 10^{15}$
^{108}Pb	stabil	^{204}Hg	stabil
^{208}Po	$3 \cdot 10^0$	^{204}Pb	$> 1 \cdot 10^{17}$
^{211}Po	$2 \cdot 10^{-8}$	^{207}Pb	stabil
^{212}Po	$9 \cdot 10^{-15}$	^{208}Pb	stabil
^{213}At	$3 \cdot 10^{-15}$	^{209}Bi	stabil
^{232}Th	$1 \cdot 10^{10}$	^{228}Ra	$6 \cdot 10^0$
^{238}U	$4 \cdot 10^9$	^{234}Th	$7 \cdot 10^{-2}$

VI.2 Alpha-Teilchen Cluster in schweren Kernen

Wie eingangs beschrieben, sollten α -Transferreaktionen geeignet sein, die Frage nach α -Clustern in Kernmaterie zu beantworten. Zu diesem Zwecke wurden von Jänecke und Mitarbeitern [Jän 80, Jän 81] Wahrscheinlichkeiten der α -Cluster Dichte, definiert als das Verhältnis aus der Ladungsdichte der Kernmaterie, die gekoppelt ist an Alpha-Teilchen in bestimmten Quantenzuständen zu der Ladungsdichte der Kernmaterie, aus experimentellen Daten an schweren Massensystemen extrahiert. Die Dichteverteilung am Atomkernrand ist in Fig. 28

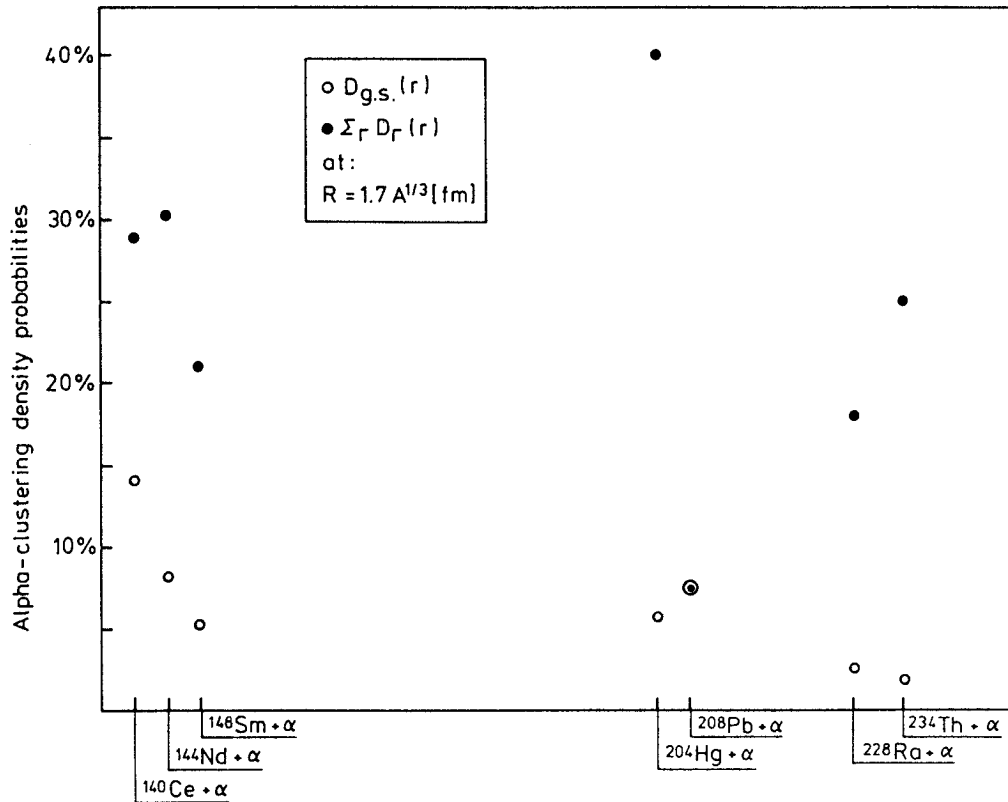


Figur 28:

Wahrscheinlichkeit der Beobachtung [Jän 80] von α -Clustern $D(r)$ in dem Übergang von $^{238}\text{U}_{\text{g.s.}}$ zum ^{234}Th -Grundzustand und zu angeregten Zuständen in ^{234}Th unterhalb 1,5 MeV.

als Funktion des Kernradius, hier für den Fall des ^{234}Th , dargestellt und zeigt eine maximale α -Cluster Wahrscheinlichkeit bei 10,65 fm (d.h. bei $R = 1,7 A^{1/3}$ fm). In einem Radiusbereich, wo die Kern-

materiedichte selbst 0,3 % der Dichte im Kerninnern beträgt, wurde gefunden, daß diese maximale Cluster Wahrscheinlichkeit 1,8 % für den Übergang von Grundzustand zu Grundzustand und 20 % für die Summenstärke der Übergänge von Grundzustand zu angeregten Zuständen unterhalb von 1,5 MeV Anregungsenergie ist. Für weitere Massensysteme wurden Werte ermittelt, die für die Grundzustandsübergänge zwischen etwa 2 % und 14 % und für die Summe der Übergänge zu angeregten Zuständen zwischen 7 % und 40 % liegen. Die Ergebnisse sind in Fig. 29 dargestellt und zeigen z.B. daß der Atomkern $^{208}\text{Pb} \equiv ^{204}\text{Hg} + \alpha$ eine kleine Wahrscheinlichkeit für die Darstellung als " ^{204}Hg im Grundzustand plus Alpha-Teilchen" hat, aber mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 40 % der Kern-dichte bei 10,65 fm darzustellen ist als " ^{204}Hg in angeregten Zuständen plus Alpha-Teilchen". Auf der anderen Seite hat die Wellenfunktion des Grundzustandes vom Atomkern ^{212}Po nur eine relative Überschneidungs-Wahrscheinlichkeit mit " ^{208}Pb im Grundzustand plus Alpha-Teilchen", angeregte Zustände von ^{208}Pb tragen nicht bei. Obwohl dieses Ergebnis durch den Schalenabschluß bei ^{208}Pb



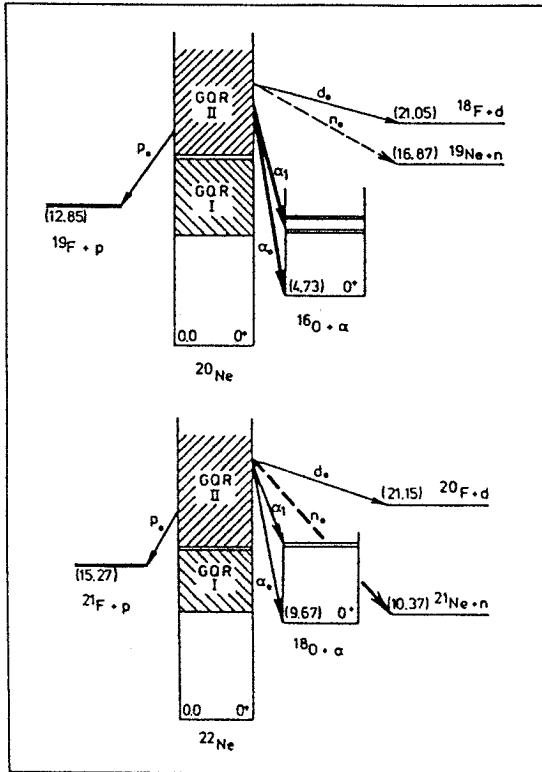
Figur 29:

α -Cluster-Wahrscheinlichkeit $D(r)$ zu Grundzuständen (offene Punkte) und Summe von angeregten Zuständen (volle Punkte) der Restkerne. Die Daten sind von Ref. [Jän 80].

verständlich ist, fehlt bis heute eine wenigstens qualitative theoretische Beschreibung. Realistische Modellrechnungen sind in diesem Massenbereich nicht durchführbar, so daß die Frage, ob es sich hier um in der Kernmaterie a priori vorhandene Cluster handelt beziehungsweise speziell eine α -Cluster bildende Korrelationswechselwirkung gefordert werden muß, nicht beantwortet werden kann.

IV.3 Zerfall der Quadrupol-Riesenresonanz als Alpha-Teilchen Übergang

Die Quadrupol-Riesenresonanz läßt sich durch inelastische Streuexperimente untersuchen. Wie Fig. 30 zeigt, wird dabei der Targetkern in hoch ange-

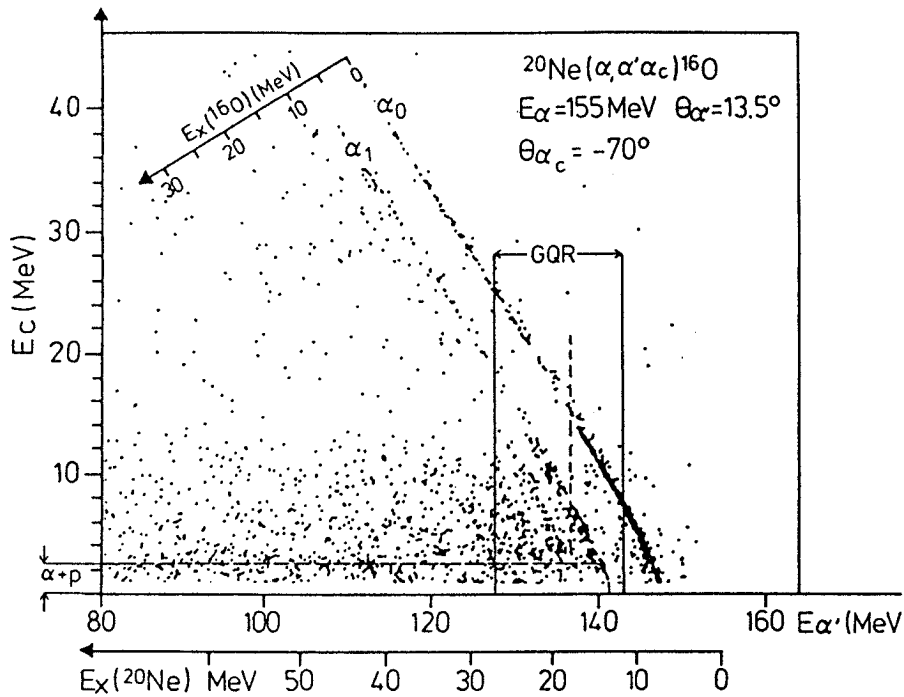


Figur 30:

Zerfallsschema der Quadrupol-Riesenresonanz, angeregt durch die (α, α') inelastische Streuung [Sük].

regte Zustände über der Teilchenschwelle versetzt, bevor er sich dann durch Teilchenemission wieder abkühlt. Untersuchungen des Zerfalls der Riesenresonanz [Sük, Wag 81] an leichten Kernen haben gezeigt, daß die im direkten Reaktionsmechanismus beobachteten zerfallenden

Beiträge zur Interpretation ihrer spezifischen Struktur eingesetzt werden können. Als Beispiel für diese Art von Experimenten, die mit einer Anordnung, wie in Fig. 4 dargestellt, gemessen wurden, wird in Fig. 31 eine kinematische Graphik der $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha')^{16}\text{O}$ Reaktion gezeigt. Linien, die von Übergängen aus ^{20}Ne Riesenresonanzzuständen in den Grundzustand von ^{16}O (α_0) und in eine Gruppe von nicht aufgelösten angeregten Zuständen von ^{16}O (α_1) herrühren, sind klar zu sehen und signalisieren den Zerfall durch Alpha-Teilchen. Entsprechende kinematische Figuren wurden für andere Targets und andere Zerfallsteilchen aufgenommen, wobei beobachtet wurde, daß abhängig von der Teilchenemissionsschwelle Zustände der Quadrupol-Riesenresonanz verschiedener Atomkerne im wesentlichen über Alpha-Teilchen-, Protonen-, und/oder Neutronen-Emission zer-



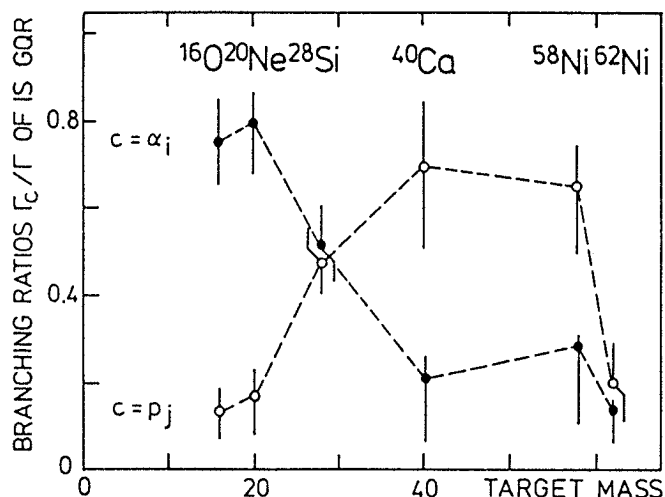
Figur 31:

Zweidimensionales Spektrum der $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha' \alpha_c)$ Koinzidenzen [Sük].

E_α bezeichnet die Energieskala der inelastisch gestreuten Alpha-Teilchen;

E_c bezeichnet die Energieskala der geladenen Teilchen aus dem Zerfall, hier der Alpha-Teilchen.

fallen. Die Verteilung der Zerfallswege auf verschiedene Teilchensorten oder auf unterschiedliche Niveaus der Restkerne hängt stark von dem untersuchten Targetsystem ab. So ist z.B. der Zerfall der Quadrupol-Riesenresonanz in den α_0 Kanal aus den Kernen ^{12}C , ^{16}O und ^{28}Si deutlich schwächer, als aus ^{20}Ne und ^{22}Ne . Weiterhin wurde beobachtet, daß das Verhältnis der Summe der Zerfallswege für Alpha-Teilchen und Protonen-Zerfall $\sum_i r_{\alpha_i} / \sum_j r_{p_j}$ für die Targetkerne ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ca und ^{58}Ni sich verhält wie 5 : 1 : 0,25 : 0,1. Ergebnisse derartiger Untersuchungen sind in Fig. 32 (modifiziert von [Knö 79]) dargestellt und zeigen deutlich die Bevorzugung des Zerfalls in den α -Kanal im unteren Massenbereich. Für größere Massen übernimmt der Zerfall durch Protonen-Emission die Dominanz, bis bei ^{62}Ni der Zerfall der Quadrupol-Riesenresonanz in geladene Teilchenkanäle zu Gunsten des Zerfalls in den Neutronenkanal verschwindend klein wird. Qualitativ wurden einige dieser experimentellen Re-



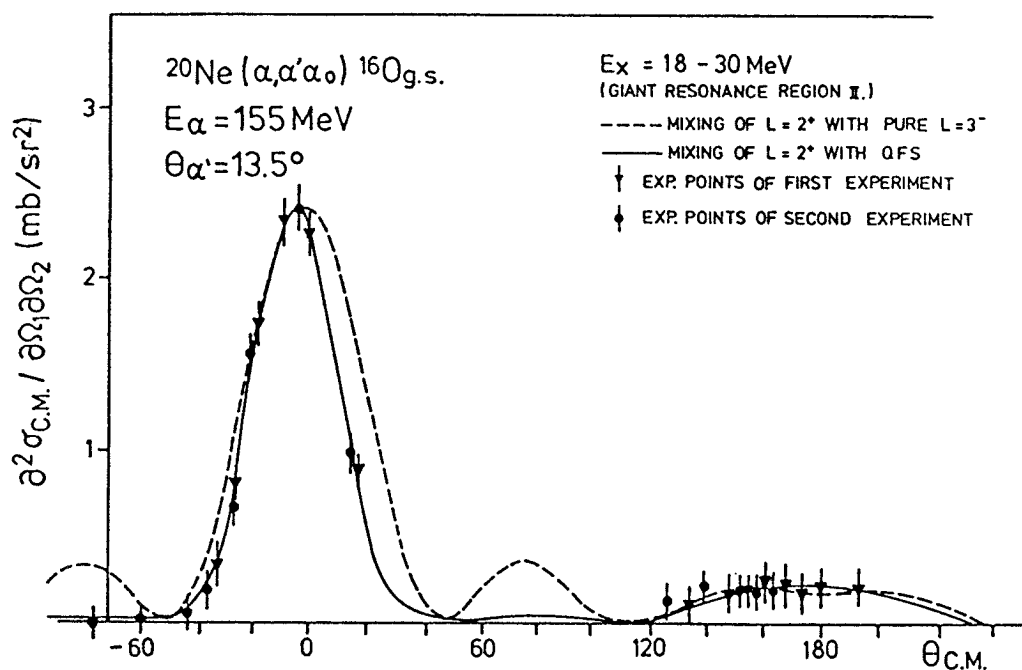
Figur 32:

Verzweigungsverhältnisse für Protonen- und α -Zerfall aus der Quadrupol-Riesenresonanz.

sultate durch Fäßler und Mitarbeiter [Fae 79] im Rahmen von SU(3) Rechnungen verifiziert.

Weiterhin wurde durch die Mes-

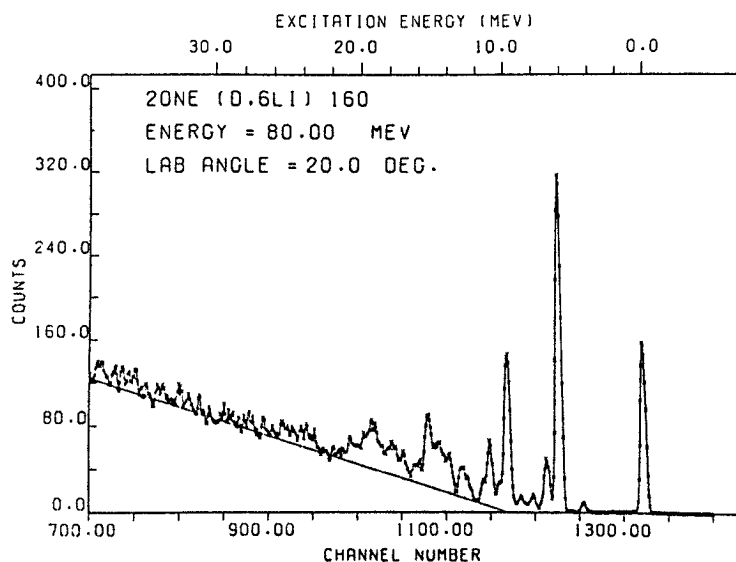
sungen von Winkelkorrelationsfunktionen, die zumindest bisweilen nicht symmetrisch zu 90° waren und deren Form durch Interferenzprozesse mit der quasi-freien Streuamplitude erklärt werden konnte, siehe Fig. 33, gezeigt, daß der Teilchenzerfall der Quadrupol-Riesenresonanz Merkmale von schnellen, also direkten Reaktionsmechanismen trägt.



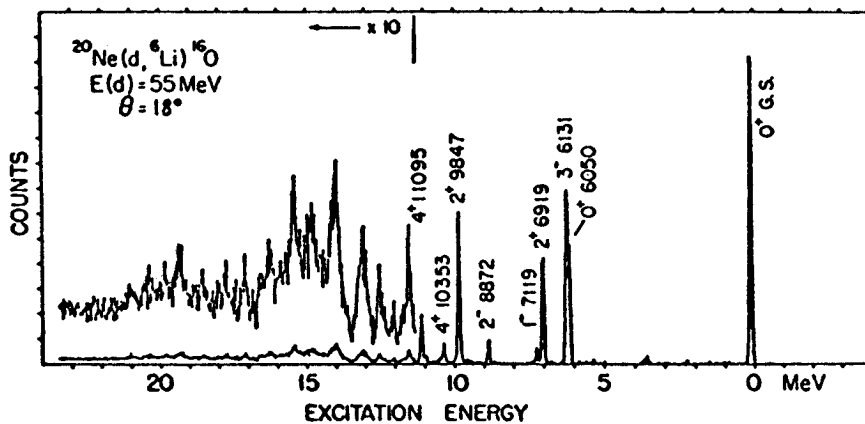
Figur 33:

Winkelkorrelationsfunktions-Daten für den Zerfall des Bereiches 18 - 30 MeV Anregungsenergie der Quadrupol-Riesenresonanz, verglichen mit theoretischen Berechnungen [Sük].

Im Kapitel IV.1 wurde auf die starke Korrelation zwischen reduzierten Breiten von Zerfall und Übergangsreaktionen hingewiesen. Zusammen mit den Ergebnissen der Studien des Zerfalls der Quadrupol-Riesenresonanz läßt sich vermuten, daß in Atomkernsystemen, bei denen die Zustände der Riesenresonanz vornehmlich durch α -Emission zu niedrig liegenden Zustände im Restkern zerfallen, Merkmale der Riesenresonanzstruktur in den α -Transferreaktionen beobachtet werden können. In Stripping-Reaktionen ist eine derartige Beobachtung jedoch bisher nicht gelungen [Eas 82], insbesondere deshalb, weil der interessierende Anregungsenergiebereich durch Aufbruchsprozesse des Ejektils überdeckt wird. Andererseits lassen sich aber beispielsweise in der $^{20}\text{Ne}(d, ^6\text{Li})^{16}\text{O}$ Reaktion hervorgehobene angeregte Energiebereichsgruppen bei 13,5 MeV bis 17 MeV und bei 17 MeV bis 22 MeV Anregungsenergie ausmachen, wie an den Spektren in den Figuren 34 und 35 [Jän 84] zu sehen, die die gleiche Reaktion darstellen, jedoch bei verschiedener Projektilenergie und mit unterschiedlicher Energieauflösung gemessen wurden. In welchem Maße diese beobachteten kompakten Anregungen, für die DWBA-Rechnungen der Winkelverteilungen einen Drehimpulsübertrag von $L = 2 \pm 1$ nahelegen, von Strukturkonfigurationen beeinflusst werden, die für die Bildung von Quadrupol-Riesenresonanzzuständen verantwortlich sind, konnte bisher nicht geklärt werden.



Figur 34:
Energiespektrum der
(d, ^6Li) Reaktion bei
 $E_d = 80$ MeV zu End-
zuständen in ^{16}O
[Oel 85].



Figur 35:

Energiespektrum der $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion bei $E_d = 55$ MeV [Jän 84] zu Endzuständen in ${}^{16}\text{O}$.

IV.4 Wechselspiel der Interpretationen am Beispiel angeregter ${}^{20}\text{Ne}$ Zustände

Bei der Beschreibung der Berechnung von spektroskopischen Faktoren im Rahmen der $\text{SU}(3)$ Betrachtung (Kapitel III.3) wurde die Frage des Einflusses von Komponentenmischungen aufgeworfen, auf die wir hier an einem Beispiel zurückkommen.

Die Stärke des α -Zerfalls wurde für die ungebundenen Zustände 6^+ bei 8,77 MeV und 8^+ bei 11,95 MeV Anregungsenergie in ${}^{20}\text{Ne}$ gemessen [Häu 72]. Es wurde gefunden, daß die reduzierte Breite des 8^+ Zustandes mit 35 eV kleiner war als die des 6^+ Zustandes mit 110 eV. Aufgrund dieses Ergebnisses wurde bezweifelt, daß der 8^+ Zustand zur Grundzustandsbande von ${}^{20}\text{Ne}$ gehört, wie in den Referenzen [For 73] und [Ale 72] diskutiert. Arima und Yoshida [Ari 74] versuchten die Zerfallsresultate dadurch zu interpretieren, daß sie dem α -Cluster, das mit dem Rumpf ${}^{16}\text{O}$ den Atomkern ${}^{20}\text{Ne}$ bildet, für den 8^+ Zustand einen kleineren Abstand vom Rumpf zuwiesen als für das 6^+ Niveau. Auf diese Art konnte die theoretische $\text{SU}(3)$ -Vorhersage [Dra 75] gleicher spektroskopischer Faktoren für beide Zustände gerettet werden. Obwohl es schwer vorzustellen ist, daß Zustände mit höheren Drehimpulsen zu sphärischeren Atomkernen führen, wurde in "Variation-after projection Hartree-Fock" Rechnungen [Cus 73, Lee 72] gezeigt, daß in der Tat die Grundzustandsbande von ${}^{20}\text{Ne}$ mit

wachsenden Drehimpulsen zu sphärischeren Atomkernformen führt. Hierdurch wurde die Annahme einer Radiusabhängigkeit vom Drehimpuls zur Erklärung der experimentellen Daten unterstützt.

Eine alternative Interpretation ergibt sich, wenn man den Abstand zwischen α -Cluster und ^{16}O Rumpf für den 6^+ und den 8^+ Zustand in ^{20}Ne als gleich annimmt, woraus zwingend folgt, daß der spektroskopische Faktor für den 8^+ Zustand kleiner ist als für den 6^+ Zustand. Dieses Ergebnis wird auch von Schalenmodellvorhersagen [Chu 84] bestätigt.

In diesem speziellen Fall konnte gezeigt werden [Man 75, Man 83, Oel 85], daß im wesentlichen der gleiche Effekt durch eine Verringerung des Radius vom α -Cluster Potential oder durch Berücksichtigung von Konfigurationsmischungen hervorgerufen wird. Eine Betrachtung im $\text{SU}(3)$ Formalismus, die nur die Darstellung der wesentlichen Konfigurationskomponenten berücksichtigt, gibt den physikalischen Sachverhalt nicht genügend wieder, kann aber durch die Flexibilität des Radius simuliert werden. Realistische Berechnungen der Breite des α -Zerfalls führen zu guter Übereinstimmung mit experimentell bestimmten Werten.

V. Analyse der experimentellen Daten

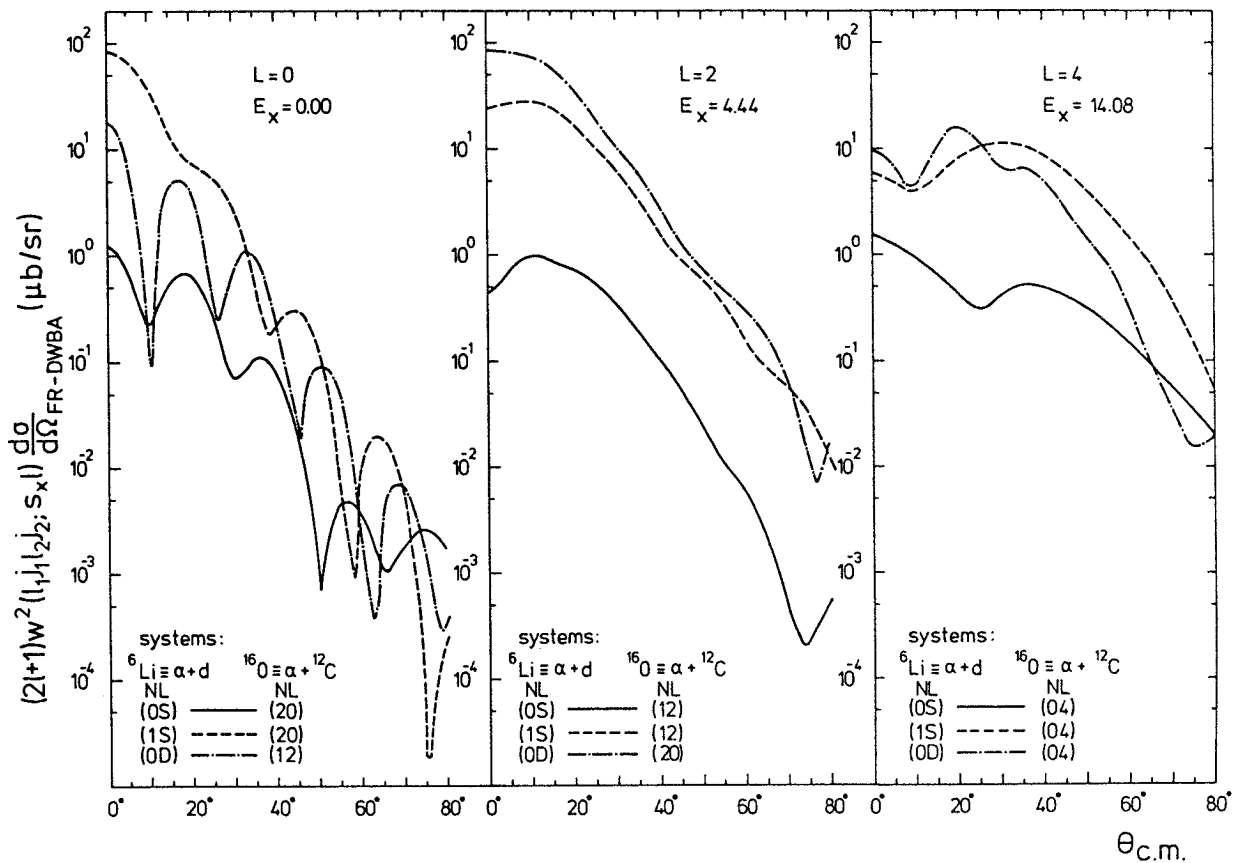
Gemäß Gleichung (2) in Kapitel III ist der spektroskopische Faktor S^{BA} einer Kernreaktion proportional zum experimentellen und umgekehrt-proportional zum DWBA-Wirkungsquerschnitt. Folglich sind die Eingabeparameter der theoretischen Winkelverteilungsberechnung von entscheidender Bedeutung für die Verlässlichkeit der Interpretation. Bei der Diskussion von Fig. 25 wurde darauf hingewiesen, daß über den direkten einstufigen Reaktionsmechanismus hinaus, der im Formalismus der DWBA berechnet wird, mögliche andere Reaktionsabläufe in

Betracht gezogen werden sollten. Diese Prozesse höherer Ordnung, die als sequenzieller Teilchentransfer des Vier-Nukleon Systems und/oder als inelastische Anregung des Atomkernes vor oder nach dem Übertragungsvorgang des Nukleonclusters denkbar sind, werden im Formalismus der CCBA oder CRC beschrieben [Sat 83, Tam 74]. Wenn derartige Reaktionsprozesse merklich zum Wirkungsquerschnitt bestimmter Endzustände beitragen, werden die Winkelverteilungen in Form und Stärke wesentlich durch die Interferenz der spektroskopischen Amplituden der einzelnen Reaktionswege beeinflusst. Darüber hinaus ist in Analysen im Rahmen der gekoppelten Kanäle die physikalische Signifikanz der Eingabeparameter von entscheidender Bedeutung, da sie sich in ihrer Auswirkung auf den Wirkungsquerschnitt gegenseitig beeinflussen. Folglich sollen hier die wichtigsten Eingabeparameter, die zur Berechnung der Reaktionsstärke im direkten Mechanismus benutzt werden, vorgestellt werden.

V.1 Der gebundene Zustand des Alpha-Teilchen Clusters

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte von α -Transferreaktionen, stellt sich die Bestimmung des Formfaktors für den gebundenen Clusterzustand zwischen Alpha-Teilchen und Rumpfatomkern als besonders empfindlich heraus. Die Quantenzahlen dieses Clusters (N,L) werden nach Schalenmodell Vorstellungen abgeschätzt (wie in Gleichung (19) angegeben). Eine ausführliche Darstellung des Wechselwirkungspotentials, das zur Konstruktion der Wellenfunktion der Relativbewegung herangezogen wird, ist in den Referenzen [Jän 80, Cha 82] für den Fall des " $d + \alpha = {}^6\text{Li}$ " Systems gegeben. Werby und Mitarbeiter [Wer 73] schlagen vor, zu der gewöhnlich benutzten NL = 1S Komponente kleine 0S und 0D Beiträge für die " $d + \alpha$ " Relativbewegung beizumischen. Die in der Literatur nicht abbrechende Diskussion um die Darstellung des Formfaktors demonstriert die herrschende Unsicherheit.

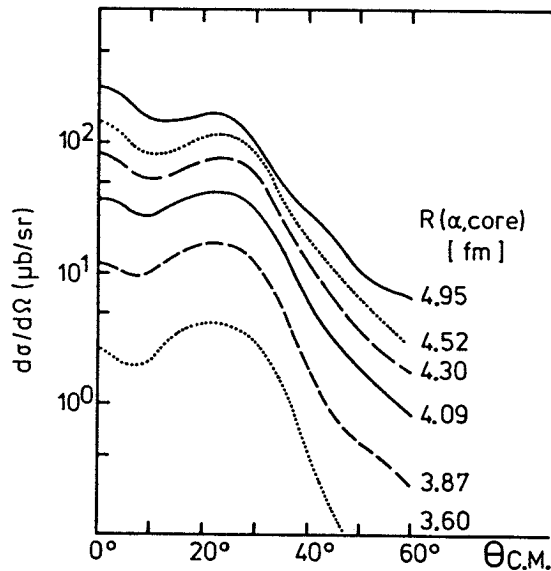
Für das Beispiel der $^{16}\text{O}(d, ^6\text{Li})^{12}\text{C}$ Reaktion bei der Jülicher Einschubenergie von $E_d = 80$ MeV [Oel 78, Oel 79] wurde anhand von DWBA-Rechnungen die Empfindlichkeit und der Einfluß der Winkelverteilungsform und -stärke auf verschiedene Quantenzahlen des gebundenen Zustandes untersucht. Das Ergebnis ist in Fig. 36 für die Niveaus der Grundzustandsbande (0^+ , 2^+ und 4^+) dargestellt und demonstriert eindeutig die Notwendigkeit der Kenntnis dieser Eingangsparameter, bzw. zeigt die Modellabhängigkeit in der Anwendung der DWBA-Analyse.



Figur 36:

Winkelverteilungen von α -Übergängen zwischen ^{16}O und Zuständen in ^{12}C in Abhängigkeit von verschiedenen Quantenzahlen der gebundenen Zustände [Oel 78].

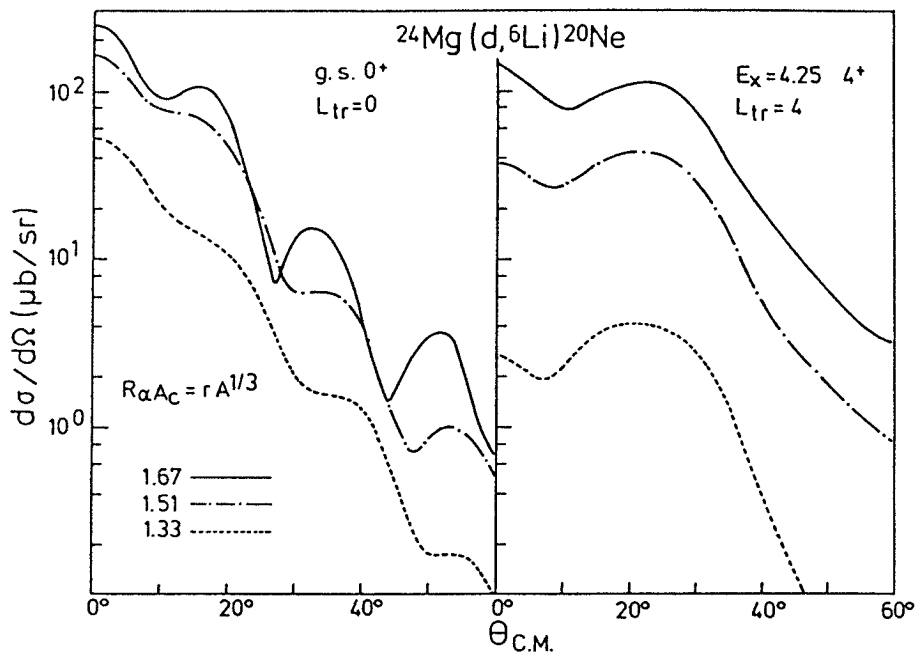
Bei der Diskussion um die Flexibilität des Atomkernradius' (Kapitel IV.4) ist der Einfluß des Radiusparameters vom Woods-Saxon Potential für das α -Cluster zum Rumpf System auf die Wirkungsquerschnitte von besonderem Interesse. Figur 37 zeigt am Beispiel der $^{24}\text{Mg}(d, ^6\text{Li})$ Reaktion [Oel 80] für die



Figur 37:

DWBA-Winkelverteilungen für die Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, ^6\text{Li})^{20}\text{Ne}$, führend zum 4^+ Zustand bei 4.25 MeV Anregungsenergie in ^{20}Ne , als Funktion verschiedener Radien des Relativabstandes zwischen α -Cluster und Kernrumpf [Oel 80].

Anregung des 4^+ Zustandes bei 4,25 MeV, daß bei einer Vergrößerung des Potentialradius' um etwa 40 % - (von 3,60 fm = $1,33 A^{1/3}$ fm auf 4,95 fm = $1,82 A^{1/3}$ fm, also durchaus innerhalb von Werten, die im Rahmen gebräuchlicher Parametrisierung liegen) - die Wirkungsquerschnittsamplitude um mehr als eine Größenordnung variiert, wohingegen sich die Winkelverteilungsform nur leicht verändert. Folglich bekundet die Abbildung auf eindrucksvolle Weise, daß eine freie Wahl der Radiusparametrisierung sehr empfindliche Rückwirkungen auf die Interpretation haben kann. Es wird häufig angenommen, daß dieser beobachtete drastische Einfluß des Radius' auf die Wirkungsquerschnittsgröße, wegen des gleichen Einflusses auf verschiedene Endzustände im selben Restkern, im relativen Vergleich bedeutungslos ist. Wie aus Fig. 38 zu sehen, braucht dieses Argument aber nicht unbedingt richtig zu sein. Neben einer beachtlichen Änderung der Winkelverteilungsform für den Übergang zum Grundzustand in ^{20}Ne mit wechselndem Radius, wird eine Abnahme des Wirkungsquerschnittes von 100 $\mu\text{b/sr}$



Figur 38:

Theoretische DWBA-Winkelverteilungen der $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion, fñhrend zum Grundzustand und zum 4^+ Zustand bei 4,25 MeV von ${}^{20}\text{Ne}$. Die Kurven wurden berechnet mit verschiedenen, gebräuchlichen Radiusparametern.

($R = 1,67 A^{1/3}$ fm) zu 15 $\mu\text{b/sr}$ ($R = 1,33 A^{1/3}$ fm) bei 14° beobachtet. Hingegen wird für den Übergang zum 4^+ Zustand in ${}^{20}\text{Ne}$ bei gleichem Winkel eine Abnahme von etwa 100 $\mu\text{b/sr}$ auf Werte unterhalb von 4 $\mu\text{b/sr}$ von der DWBA Rechnung vorhergesagt. Der relative spektroskopische Faktor für den 4^+ Zustand (relativ zum Grundzustandsübergang) würde also bei einem Radiusparameter von $r = 1,33$ fm um 4/15 kleiner sein als bei $r = 1,67$ fm. Dieses Ergebnis, das für andere Massensysteme und anderen optische Potentiale differenziert ausfallen kann, unterstreicht die Notwendigkeit der vorsichtigen Auswahl der Parametrisierung des Radius'. Eine eingehende Untersuchung [Oel 79a] führte zu dem Ergebnis, daß mit einer Radiusabhängigkeit des Formfaktorpotentials wie $R = 0,97 (A_\alpha^{1/3} + A_\alpha^{1/3})$ fm sowohl das Target-Restkern System als auch das Projektil-Ejektil System vernünftig beschrieben werden konnte. Diese Darstellung kam folglich bei den weiteren Betrachtungen in der DWBA-Analyse zur Anwendung.

V.2 Optische Potentiale

Wie schon gesagt, werden die Parameter der optischen Potentiale durch Anpassung an elastische Streudaten gewonnen, um dann mit Hilfe der Potentiale die gestörten Wellen von Eingangs- und Ausgangskanal zu beschreiben. Obwohl globale Potentialsätze den Nachteil in sich tragen, Struktureffekte bestimmter Endkerne nicht zu berücksichtigen, und dadurch die Qualität der Beschreibung der elastischen Streuung geringer ist als bei individuell bestimmten Potentiale, werden sie in systematischen Studien bevorzugt eingesetzt. Der Nachteil der nur angenähert richtigen Darstellung bei masse- und energieabhängigen, globalen Potentialsätzen wird aber durch den Vorteil aufgehoben, daß für verschiedene untersuchte Massen relativ zueinander unbegründete Parametrisierungen sich nicht in die Analyse einschleichen können. Darüber hinaus ist der Gebrauch von globalen Potentialen bei instabilen Restkernen unumgänglich.

Die analytische Gestalt der benutzten optischen Potentiale, wie sie in der vorliegenden Arbeit benutzt wurde, ist

$$\begin{aligned}
 V(r) = & V_{\text{Coul}} - V_R f(r, r_0, a_0) - i W_S f(r, r_I, a_I) + i 4 a_I W_D \frac{d}{dr} f(r, r_I, a_I) \\
 & + V_{LS} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 (\vec{L} \cdot \vec{S}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_{LS}, a_{LS})
 \end{aligned} \tag{29}$$

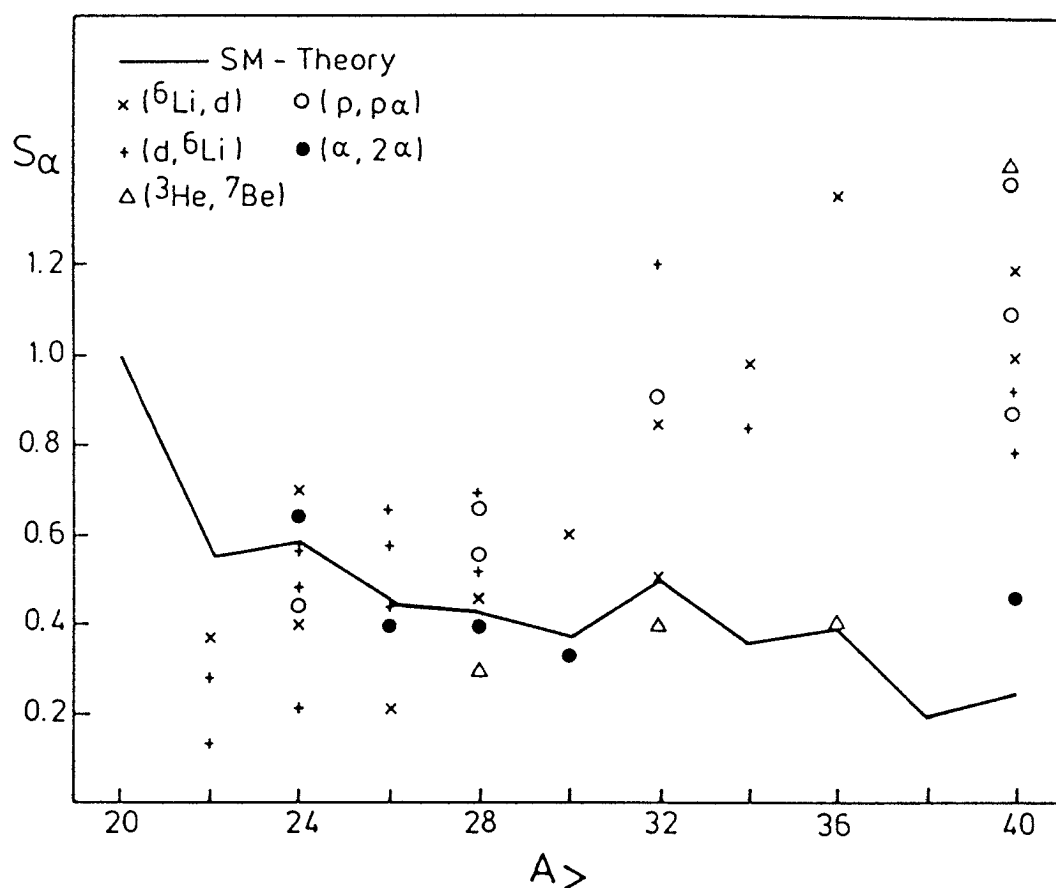
mit $f(r, r_i, a_i) = [1 + \exp(r - R_i)/a_i]^{-1}$ und

$$R_i = r_i A_T^{1/3} \text{ oder } R_i = r_i (A_T^{1/3} + A_p^{1/3}),$$

wobei V_{Coul} das Coulombpotential einer homogen geladenen Kugel mit dem Radius $R_C = r_C A^{1/3}$ und A_T bzw. A_p die Targetmasse und die Masse des zugehörigen

Projektils beschreiben. Nach ausgedehnten Tests vieler verfügbarer optischer Potentialsätze wurde für die Deuteronen auf Werte aus [Chi 74] und für ${}^6\text{Li}$ -Teilchen auf Parameter aus [Chu 76] zurückgegriffen, wobei das ${}^6\text{Li}$ Potential jedoch, wie im folgenden besprochen, modifiziert werden mußte.

Für die Diskussion der Empfindlichkeit der optischen Modellpotentiale auf die Extraktion spektroskopischer Information sei in Fig. 39 ein Vergleich zwischen theoretisch berechneten und experimentell ermittelten spektroskopischen Faktoren für Grundzustandsübergänge zwischen Atomkernen der sd-Schale

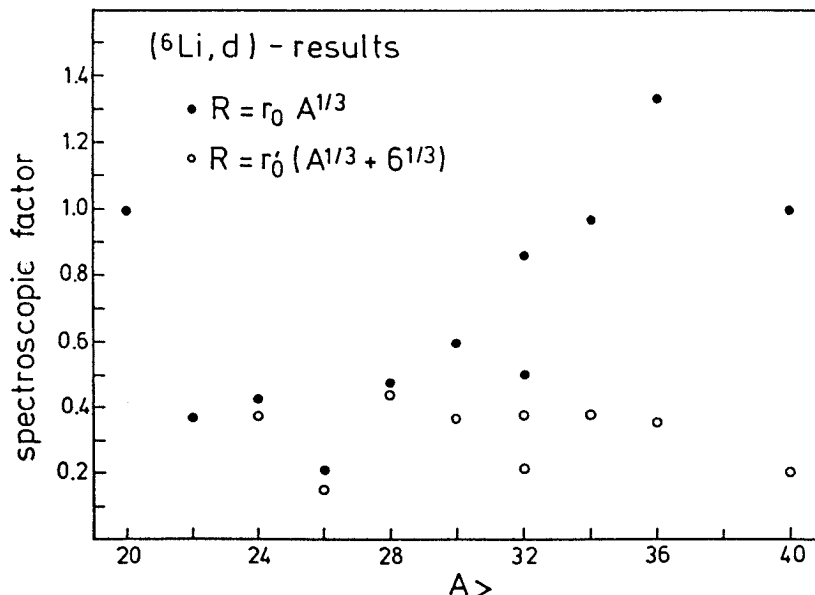


Figur 39:

Relative α -spektroskopische Faktoren (S_α) für Übergänge zwischen Atomkernen der sd-Schale.

herangezogen. Ein sehr kontroverses Ergebnis stellt sich dar: nicht nur, daß die experimentellen Ergebnisse meist den Schalenmodellvorhersagen widersprechen, sondern auch innerhalb der Experimente selbst ist keine einheitliche Bestimmung der relativen spektroskopischen Faktoren gegeben. Dies, obwohl - im Gegensatz zu der Diskussion von Fig. 18, wo Wirkungsquerschnitte verschiedener Reaktionen bei unterschiedlichen Energien dargestellt waren - der spektroskopische Faktor unabhängig von kinematischen Größen sein sollte. Demzufolge erscheint die gewaltige Streuung der Werte experimenteller spektroskopischer Faktoren unerklärlich. Die Ursache für diese unbefriedigende Situation scheint in der Parametrisierung des optischen Potentials von ${}^6\text{Li}$ zu liegen, wie die beiden im folgenden beschriebenen Untersuchungen ergeben haben.

In der ersten führten Fulbright und Mitarbeiter [Ful 79] für die $({}^6\text{Li},d)$ Reaktion eine Radiusabhängigkeit des Realteils vom Potential wie $R = r(A_T^{1/3} + A_{6\text{Li}}^{1/3})$ statt der üblichen $R = r A_T^{1/3}$ ein. Diese Potentialabhängigkeit, die als Schwerionenkonvention bekannt ist, wurde erfolgreich für fp-Schalen Kerne eingesetzt [Str 75] und zeigt in Fig. 40 am Beispiel der sd-Schale für Massen > 30 einen starken, für die leichteren Massen jedoch einen untergeordneten Einfluß bei der Bestimmung von spektroskopischen Faktoren.



Figur 40:

Relative spektroskopische Faktoren [Ful 79] für die $({}^6\text{Li},d)$ Reaktion an Atomkernen der sd-Schale, unter Verwendung unterschiedlicher Parametrisierung des Radiuswertes des ${}^6\text{Li}$ optischen Potentials.

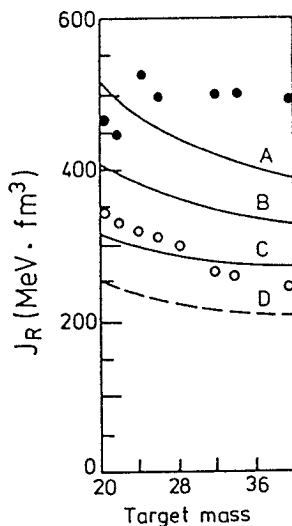
Auf der anderen Seite argumentieren Lezoch und Mitarbeiter [Lez 81a] anhand einer systematischen Untersuchung von optischen Modellparametern, daß das Volumenintegral des Realteiles, J_R , das definiert ist als

$$J_R = (A_p A_T)^{-1} \int |V(r)| 4\pi r^2 dr \quad (30)$$

und angenähert werden kann durch

$$J_R(A_T) = \frac{4\pi}{3A_p} r_0^3 V_R \left(1 + \frac{\pi^2 a_0^2}{r_0^2 A_T^{2/3}} \right), \quad (31)$$

für realistische optische Potentiale von ${}^6\text{Li}$ kleiner als 320 MeV fm^3 sein sollte. Verschiedene optische Potentialfamilien, die als Linien A bis D in Fig. 41 dargestellt sind, beschreiben elastische Streudaten gleichermaßen.

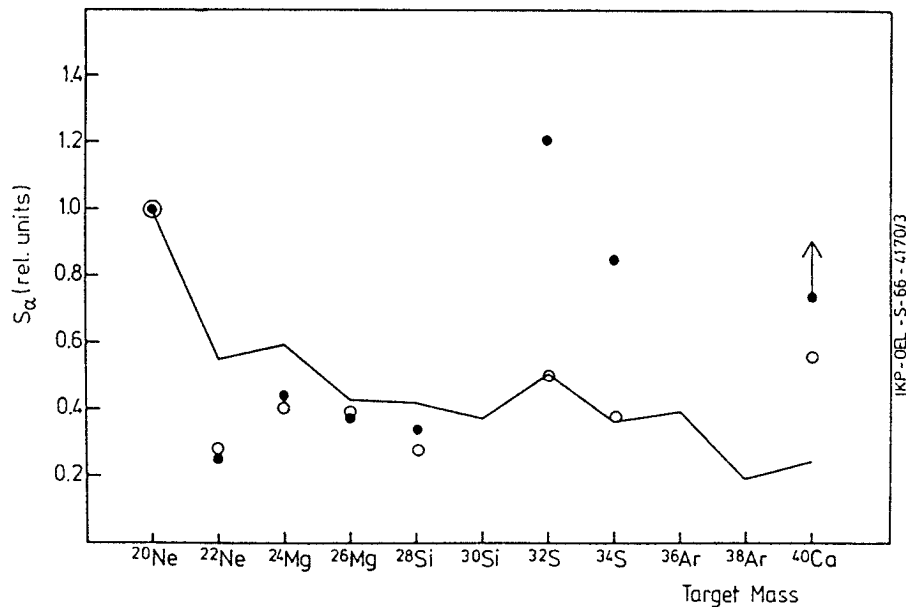


Figur 41:

Volumenintegrale von optischen Potentialen (A, B, C, D), die alle die elastische Streuung beschreiben. Gewonnen wurden die Potentiale bei einer ${}^6\text{Li}$ Energie von 32 MeV [Lez 81a]. Die offenen und vollen Punkte bezeichnen Volumenintegrale, die sich auf die optischen Potentiale beziehen, die für die Analyse der 80 MeV Daten [Oel 85] benutzt wurden, siehe Fig. 42.

Es wurde aus systematischen Untersuchungen gefunden [Lez 81a], daß die Potentiale der physikalischen Realität am nächsten kommen, deren Volumenintegrale mit C oder D ($< 320 \text{ MeV fm}^3$) bezeichnet sind. Die den vollen Punkten in Fig. 41 entsprechenden optischen ${}^6\text{Li}$ Potentiale wurden zur Bestimmung der spektroskopischen Faktoren aus der $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion in Fig. 39 benutzt. Auf der

Basis der Ergebnisse von Lezoch und Mitarbeitern [Lez 81a] wurden die Jülicher ($d, {}^6\text{Li}$) Daten analysiert [Oel 84]. Da wir es hier mit höherer Projektilenergie zu tun haben, erscheint es plausibel, daß die gefundene Abhängigkeit des Volumenintegrals mit der Masse (offene Punkte) steiler verläuft als die Kurve C in Fig. 41. Die spektroskopischen Faktoren der Grundzustandsübergänge, bei deren Berechnung ${}^6\text{Li}$ -Potentiale eingesetzt wurden, die den offenen Punkten der Volumenintegrale entsprechen, sind in Fig. 42 ebenfalls durch offene Punkte

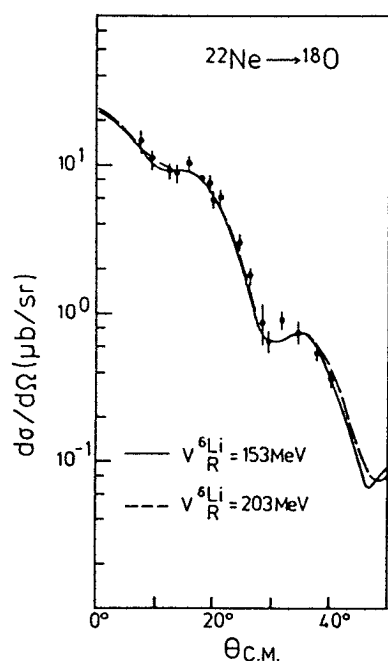


Figur 42:

Relative theoretische [Chu 78] und experimentelle spektroskopische Faktoren für Vier-Nukleon Transfer Übergänge zwischen den Grundzuständen von Target- und Restkernen [Oel 79, Oel 85]. Die Ergebnisse, die mit den offenen (vollen) Punkten bezeichnet sind, entsprechen der Benutzung von optischen Potentialen, mit Volumenintegralen, wie mit demselben Zeichen in Fig. 41 dargestellt.

dargestellt. Die Verminderung der Werte der spektroskopischen Faktoren für Massen > 30 , relativ zu denen, die mit dem tiefen Volumenintegral (volle Punkte in Fig. 41 und Fig. 42) bestimmt wurden, ist wie am Beispiel der (${}^6\text{Li}, d$) Reaktion in Fig. 40 zu beobachten. Die relativen spektroskopischen

Faktoren für die Targetkerne ^{32}S und ^{34}S , führend zu den Grundzuständen der Restkerne ^{28}Si und ^{30}Si , normiert auf den Grundzustandsübergang $^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{16}\text{O}$, stimmen nun sehr gut mit den Schalenmodell-Vorhersagen überein. Im unteren Massenbereich der sd-Schale erfolgt durch die physikalisch sinnvollere Parametrisierung jedoch keine Verbesserung der Abweichung zur Vorhersage. Die Frage, ob es sich hier um Ungenauigkeiten in der Theorie handelt oder auch diese Diskrepanz auf die Extraktion der experimentellen Werte zurückzuführen ist, wird uns im letzten Kapitel beschäftigen.



Figur 43:

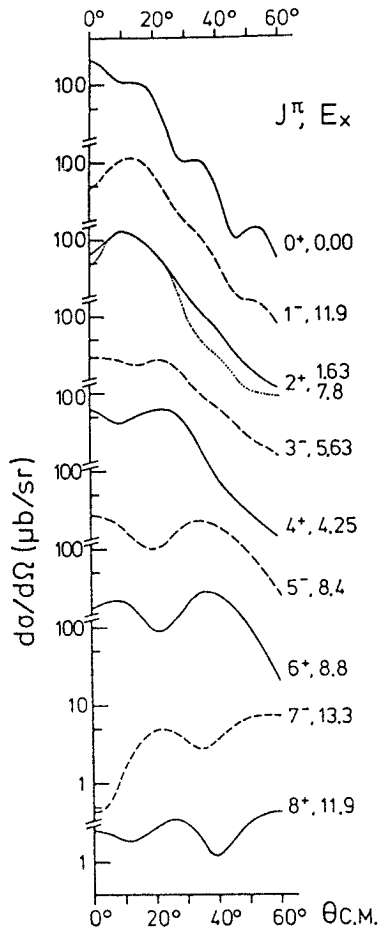
Experimentelle Winkelverteilung der $(d, ^6\text{Li})$ Reaktion führend von ^{22}Ne zum Grundzustand von ^{18}O . Verglichen werden die Daten zu DWBA-Rechnungen mit verschiedenen Potentialtiefen des ^6Li optischen Potentials [Oel 84].

Es sei noch hinzugefügt, daß bezüglich der Qualität der Beschreibung experimenteller Winkelverteilungen durch DWBA-Rechnungen die verschiedenen Potentialfamilien gleichbedeutend sind, wie aus Fig. 43 an dem Beispiel der $^{22}\text{Ne}(d, ^6\text{Li})^{18}\text{O}$ Reaktion zu sehen ist. In Fig. 21 wurde gezeigt, daß die in den Rechnungen benutzten optischen Potentiale gute Beschreibungen der Winkelverteilungsform für Grundzustandsübergänge zwischen Atomkernen der sd-Schale liefern.

V.3 Einfluß des übertragenen Drehimpulses

Die Form der Winkelverteilung von Reaktionsprodukten, die bei dem Studium einer Kernreaktion beobachtet werden, hängt von den beteiligten Drehimpulsen, insbesondere auch vom übertragenen Drehimpuls ab. Folglich ist es eine gebräuchliche Prozedur bei der Analyse von Reaktionsdaten, Spin und Parität eines Zustandes im Restkern entweder durch Vergleich der Winkelverteilung zu einer schon bekannten, für einen Drehimpulsübertrag typischen Form oder durch Vergleich zu Winkelverteilungsvorhersagen aus DWBA-Rechnungen zu ermitteln. Zur eindeutigen Bestimmung ist hierbei die Kenntnis der Quantenzahlen des Targetzustandes und die Gültigkeit von Auswahlregeln notwendig. Selbst wenn wir annehmen, daß diese Voraussetzungen gegeben sind, so verlangt die Prozedur der Drehimpulsübertragsbestimmung durch Vergleich, daß der in Frage stehende Übergang dem gleichen Reaktionsmechanismus gehorcht (wie der als beispielhaft, experimentell bekannt herangezogene) oder im Falle des Vergleiches zu DWBA-Rechnungen, daß der Übergang ein unverfälschter, direkter Ein-Stufen Prozeß ist. Aus Fig. 44 lernen wir für den Fall der $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion am $0^+ {}^{24}\text{Mg}$ Target, bei dem der übertragene Drehimpuls gleich dem Spin des angeregten Endzustandes ist, daß für benachbarte Drehimpulsübertragswerte, wie z.B. $L=1$ und $L=2$ oder $L=5$ und $L=6$, eine sehr ähnliche Form der Winkelverteilung von DWBA-Rechnungen vorhergesagt wird. Folglich ist es nicht möglich, die Form der Winkelverteilung allein zur eindeutigen Bestimmung von Spin und Parität des Endzustandes zu benutzen; weitere Kriterien müssen hinzugezogen werden.

Neben der Abhängigkeit der Winkelverteilungsform vom jeweiligen Drehimpulsübertrag, zeigt Fig. 44 an dem Beispiel der Anregung zweier 2^+ Zustände, daß die theoretische Winkelverteilungsform nicht sehr stark von dem Reaktions-Q-Wert (durchgezogene Linie für $E_x = 1,63$ MeV-, gepunktete Linie für $E_x = 7,8$ MeV Anregungsenergie) beeinflusst wird.



Figur 44:

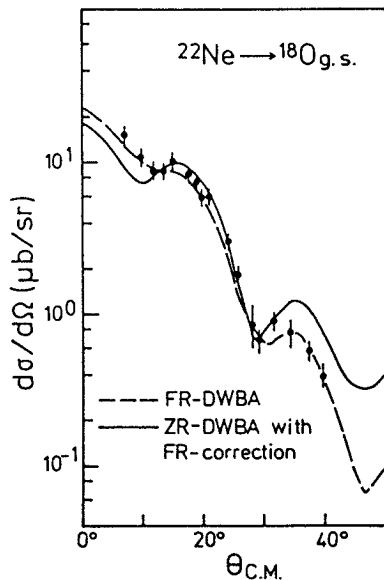
DWBA-Rechnungen für Winkelverteilungen der $^{24}\text{Mg}(d, ^6\text{Li})^{20}\text{Ne}$ Reaktion bei $E_d = 80$ MeV, die zu Zuständen natürlicher Parität im Restkern führen [Oel 80].

V.4 Handhabung der DWBA-Rechnungen

Zur Durchführung der Rechnungen der direkten Reaktionen wurden die Rechnerprogramme DWUCK5 [Kun 5] und LOLA [Vri 73] benutzt, die das sechsfache Integral in Gleichung (12) im Prinzip ohne weitere Näherung lösen, und deswegen als "Exact-Finite Range" Rechnungen (FR-DWBA) bezeichnet werden. Wesentlich einfacher und zeitsparender gestaltet sich die Rechnung jedoch, wenn man die Nullreichweitennäherung (Zero-Range (ZR-DWBA)) zuläßt, die den Relativabstand $\vec{r}_{bx}$ zwischen Cluster x und Ejektil b (siehe Fig. 26) verschwindend klein macht, so daß die Überlappfunktion aus Gleichung (12) durch eine Delta Funktion angenähert werden kann:

$$\langle \psi_a | V_{bx} | \psi_b \rangle \rightarrow D_0 \delta(r_{bx}) . \quad (32)$$

Die Rechnerprogramme DWUCK4 [Kun 4] und CHUCK [Kun], wobei "CHUCK" für die Rechnungen im Formalismus der gekoppelten Kanäle eingesetzt wurde, benutzen diese ZR-DWBA Näherung, lassen jedoch einen Korrekturfaktor zu [Ben 64, But 71, Dic 65, Per 64], der eine exakte Rechnung approximiert. Am Beispiel des Überganges von ^{22}Ne zum Grundzustand von ^{18}O zeigt Fig. 45, daß die ZR-DWBA in der Tat die Daten etwas besser beschreibt als die ZR-DWBA mit Kor-



Figur 45:

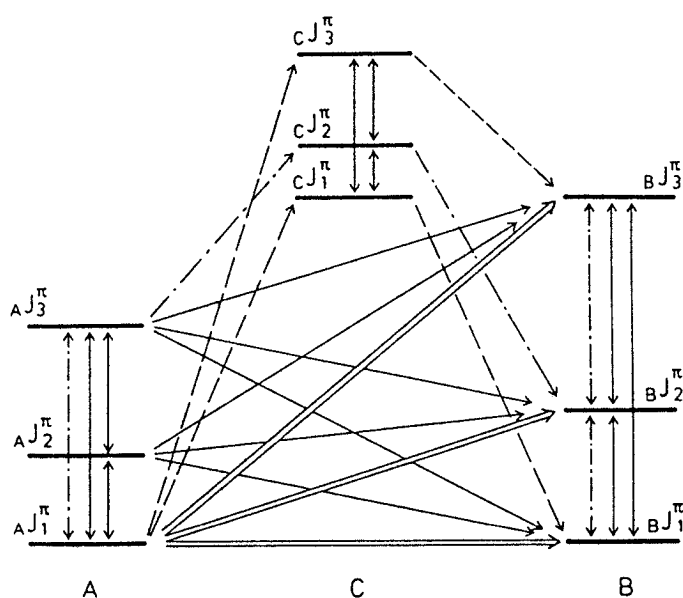
Experimentelle Winkelverteilung des Grundzustand-überganges der $^{22}\text{Ne}(d, ^6\text{Li})^{18}\text{O}$ Reaktion verglichen zu DWBA-Rechnungen unterschiedlicher Näherungen [Oel 84].

rekturfaktor. Der Unterschied ist allerdings nicht gravierend und kann [Oel 84] phenomenologisch durch den Imaginärteil des optischen Potentials aufgefangen werden.

V.5 Parameter für Reaktionsprozesse höherer Ordnung

Die bisher vorgestellten Parameter für die Berechnung der direkten Reaktion werden sowohl in der DWBA - als auch in der CCBA Analyse benötigt. Bei Gültigkeit des einstufigen Reaktionsablaufes werden die spektroskopischen Faktoren durch Vergleich von experimentellen und theoretischen Winkelverteilungen ermittelt. Im Falle des signifikanten Beitrags von Prozessen höherer Ordnung zum Wirkungsquerschnitt würde ein derartiger Vergleich zu experimentellen "effektiven spektroskopischen Faktoren" führen, die mit der Art der Kernstrukturen der beteiligten Atomkerne wenig zu tun haben. Daher ist es erforderlich, ein Modell des Reaktionsablaufes zu ermitteln und seine spezifischen Merkmale

in die Rechnungen einzufügen. Dabei ist es a priori nicht vorhersehbar, welchen Reaktionswegen der Übergang folgt. Die starke Bindungsenergie des Alpha-Teilchens scheint zunächst die Berechtigung zu liefern, das Vorherrschen des einstufigen Prozesses gegenüber dem sequentiellen Reaktionsablauf anzunehmen. Wir werden aber sehen, daß diese Annahme nicht immer gültig ist; wobei hier noch offen bleiben soll, ob unter einem sequentiellen Reaktionsablauf der Übertrag der vier Nukleonen in unterteilten Masseneinheiten erfolgt oder als Cluster vor bzw. nach einer inelastischen Anregung eines der Reaktionspartner. Auch das experimentelle Erkennen der Möglichkeit von Prozeßabläufen höherer Ordnung ist nicht immer eindeutig. Dies kann seinen Ursprung darin haben, daß entweder Effekte verschiedener Reaktionsanteile durch Interferenzerscheinungen sich gegenseitig auslöschen und dadurch eine gute Beschreibung der experimentellen Winkelverteilung vorgetäuscht wird, oder, eine Unstimmigkeit in Form und Größe der Wirkungsquerschnittsverteilung zwischen Rechnungen und Experiment zwar beobachtet wird, jedoch sowohl im falsch angenommenen Reaktionsablauf liegen, als auch durch ungeeignete Parameterisierung der Rechnungen hervorgerufen sein kann. Denkbare Reaktionswege sind in Fig. 46 dargestellt, wobei der Inhalt dieser Figur dem von Fig. 25 teilweise entspricht. Figur 46



Figur 46:

Allgemeines, denkbares Kopplungsschema für den Übergang von Atomkern A zu Zuständen im Restkern B.

zeigt, daß Zustände im Endkern B angeregt werden können über einstufige Prozesse (doppelte durchgezogene Linien), über inelasti-

sche Anregung vor oder/und nach dem Massenübergang (einfache durchgezogene Linien), über Zwischenzustände des Kernes C, der sich in seiner Masse von den Massen der Atomkerne A und B unterscheidet (gestrichelte Linien) und schließlich ebenfalls über Zwischenzustände im Atomkern C, jedoch mit einer inelastischen Anregung vor und/oder nach einem Massenübertrag (Strich-Punkt Linien). Prinzipiell gibt es keine Beschränkung für die Wahl weiterer Reaktionswege, wobei die Winkelverteilung des Endzustandes in Form und Stärke durch die kohärente Summe der Wirkungsquerschnitte aller Wege gebildet wird; jedoch soll hier wiederum auf die Ausführungen im Kapitel III inklusive des Zitates von Satchler [Sat 83] verwiesen werden. Im folgenden sei die Auswahl der benutzten Parameter der CCBA-Rechnungen besprochen.

V.5.1 Spektroskopische Faktoren

Testrechnungen an Kernen der sd-Schale zeigten, daß in diesem Massenbereich der Zwei-Stufen Prozeß als sequentieller Massenübergang (gemäß Fig. 46 als Übergang mit Zwischenzuständen im Atomkern C) von untergeordneter Bedeutung ist, so daß im weiteren nur die inelastische Target- und Restkernanregung vor bzw. nach dem α -Übergang betrachtet wird. Wegen der Kollektivität dieser Kerne erscheint diese Einschränkung physikalisch sinnvoll zu sein. Aus diesem Grunde wurden spektroskopische Faktoren für Übergänge aus verschiedenen Zuständen im Targetkern zu den jeweils ersten vier 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ und 8^+ Zuständen im Restkern berechnet. Schalenmodell-Wellenfunktionen, die mit der empirischen Chung-Wildenthal Teilchen-Loch Wechselwirkung im Modellraum der ganzen sd-Schale ermittelt wurden, wurden für diese Berechnungen benutzt. Da Beiträge von der tieferen p-Schale und von der höheren fp-Schale nicht berücksichtigt wurden, konnten keine spektroskopischen Faktoren negativer Paritätszustände berechnet werden. Eine Auswahl von Ergebnissen der ermittelten spek-

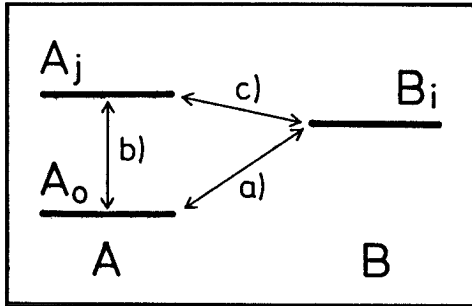
trooskopischen Faktoren mit den zugehörigen Phasen der spektroskopischen Amplituden zwischen Targetzuständen der Grundzustandsbande von ^{26}Mg (0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ und 8^+) und Endzuständen in ^{22}Ne ist in Tabelle IV dargestellt, normiert auf den Grundzustandsübergang. Für jedes untersuchte System wurde eine derartige Tabelle erstellt.

V.5.2 Phasen der spektroskopischen Amplituden

Die relativen Phasen der spektroskopischen Amplituden gehen, wegen der kohärenten Überlagerung verschiedener Reaktionswege, sehr empfindlich in die Berechnung theoretischer Wirkungsquerschnitte ein. Es erhebt sich jedoch die Frage nach der Möglichkeit, die relativen Phasen der spektroskopischen Amplituden theoretisch vorhersagen zu können. Speziell im Falle des unteren Massenbereiches der Atomkerne in der sd-Schale, die sich durch eine starke Kollektivität auszeichnen, ist eine derartige Bestimmbarkeit als sehr schwierig anzusehen [Fae]. Darüber hinaus besteht natürlich kein Zweifel, daß bei einem einzelnen Matrixelement für einen bestimmten Übergang von einem Targetzustand zu einem Restkernzustand die freie Wahl der Phasenfestlegung erlaubt ist; denn sie kann für jeden angeregten Zustand neu festgelegt werden. In anderen Worten, es gibt keine Möglichkeit, die Amplitude der Zustandswellenfunktion am Ursprung als positiv oder negativ festzulegen. Erst wenn ein in sich geschlossenes Kopplungssystem betrachtet wird, wie beispielsweise die gleichzeitig betrachteten Reaktionswege (siehe Fig. 47): a) Übergang von einem Zustand im Atomkern A (A_0) zu einem Zustand im Kern B (B_i), b) inelastische Anregung zwischen dem Zustand A_0 und einem anderen Zustand in A (A_j) und c) Übergang von Zustand A_j zu Zustand B_i , kann man annehmen, daß nach Festlegung der Phasen für die inelastische Anregung und für einen der beiden Transferreaktionsübergänge die relative Phase des zweiten Massentransfers definierbar ist.

Tabelle IV: Spektroskopische Faktoren mit den Phasen der spektroskopischen Amplituden für den Übergang $^{26}\text{Mg} \rightarrow ^{22}\text{Ne}$.

Final State in ^{22}Ne	Initial State in: $^{26}\text{Mg}(0_1^+)$, $E_{\text{calc.}}=0.00$ MeV	$^{26}\text{Mg}(2_1^+)$, $E_{\text{calc.}}=2.05$ MeV	$^{26}\text{Mg}(4_1^+)$, $E_{\text{calc.}}=4.59$ MeV	$^{26}\text{Mg}(6_1^+)$, $E_{\text{calc.}}=8.73$ MeV	$^{26}\text{Mg}(8_1^+)$, $E_{\text{calc.}}=12.80$ MeV
J_0^0 $E_{\text{calc.}}(\text{MeV})$	$L_{\text{tr}}=0$ $L_{\text{tr}}=2$ $L_{\text{tr}}=4$ $L_{\text{tr}}=6$ $L_{\text{tr}}=8$	$L_{\text{tr}}=0$ $L_{\text{tr}}=2$ $L_{\text{tr}}=4$ $L_{\text{tr}}=6$ $L_{\text{tr}}=8$	$L_{\text{tr}}=0$ $L_{\text{tr}}=2$ $L_{\text{tr}}=4$ $L_{\text{tr}}=6$ $L_{\text{tr}}=8$	$L_{\text{tr}}=0$ $L_{\text{tr}}=2$ $L_{\text{tr}}=4$ $L_{\text{tr}}=6$ $L_{\text{tr}}=8$	$L_{\text{tr}}=0$ $L_{\text{tr}}=2$ $L_{\text{tr}}=4$ $L_{\text{tr}}=6$ $L_{\text{tr}}=8$
0_1^0 0.00	-1.0	-.258	.100	.003	-.011
0_2^0 5.77	-.076	-.050	-.008	-.001	-.000
0_3^0 6.99	.029	.021	.002	.002	-.004
0_4^0 8.78	.024	-.012	-.000	.001	-.002
2_1^+ 1.39	.152	-.140	.132	-.008	-.006
2_2^+ 4.28	.037	-.133	-.029	-.036	-.015
2_3^+ 5.27	.000	-.005	-.006	.013	.000
2_4^+ 5.91	-.104	-.001	.003	-.007	.000
4_1^+ 3.42	-.021	-.144	-.003	-.010	-.001
4_2^+ 5.40	-.689	.148	.012	.024	.000
4_3^+ 6.23	.177	-.066	.130	.008	-.005
4_4^+ 7.21	.025	.001	-.014	.003	.004
6_1^+ 6.26	.031	.090	.001	-.084	-.000
6_2^+ 9.29	-.007	.029	-.035	.017	-.001
6_3^+ 9.91	.120	.004	.001	-.004	.003
6_4^+ 10.35	.312	.016	.002	-.016	.023
8_1^+ 10.83	.299	-.118	.024	.000	.004
8_2^+ 12.77	.016	-.049	.017	-.005	.092
8_3^+ 13.76	.168	-.062	.011	.002	.020
8_4^+ 15.40	.003	-.001	.004	.002	.010



Figur 47:

Einfaches Koppelungsschema zwischen zwei Teilchenübergängen [a),c)] und einer inelastischen Anregung [b)].

Tabelle V:

Übergang			Vorzeichen der spektroskopischen Amplituden und relative spektroskopische Faktoren		
			$S_{\alpha}(SM)^a$	$s_{\alpha}(SM)^b$	$S_{\alpha}(SU(3))^c$
^{24}Mg	$0^+ \rightarrow ^{20}\text{Ne}$	0^+	-1,00	-1,00	-1,00
		2^+	-0,20	-0,12	+0,13
		4^+	-0,41	-0,71	+0,80
		6^+	+0,71	-0,91	-1,84
		2^+	-0,32	-0,46	-0,37
^{26}Mg	$0^+ \rightarrow ^{22}\text{Ne}$	0^+	-1,00		-1,00
		2^+	+0,15		+0,77
		4^+	-0,02		-0,11
		6^+	+0,03		-0,21
		2^+	-0,26		+0,24

a) Schalenmodell Rechnungen, Chung-Wildenthal Wechselwirkung, [Chu 78, Chu 84]

b) Schalenmodell Rechnungen, Preedom-Wildenthal Wechselwirkung, [Pre 72],
Rechnungen von Ref. [Com 79]

c) $SU(3)$, Ergebnisse von Ref. [Dra 75] .

Tabelle V demonstriert die Uneinheitlichkeit der Phasenbeschreibung in der Literatur. Ergebnisse von Berechnungen spektroskopischer Faktoren mit den Vorzeichen der spektroskopischen Amplituden werden gezeigt für drei verschie-

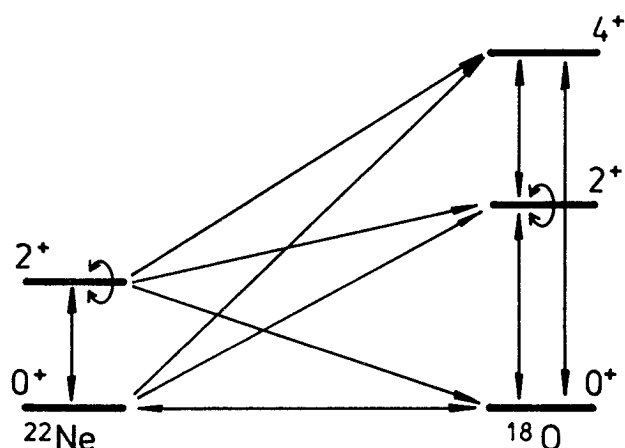
dene Vorhersagen im Falle der Übergänge von Zuständen in ^{24}Mg zu Zuständen in ^{20}Ne und für zwei Untersuchungen der $^{26}\text{Mg} + ^{22}\text{Ne}$ Reaktion. Die Schalenmodellrechnungen benutzen Wellenfunktionen, die mittels der Chung-Wildenthal [Chu, Wil 84] oder der Preedom-Wildenthal [Pre 72] Wechselwirkung ermittelt wurden [Oel 85]. Die Zahlenwerte beider Rechnungen stimmen recht gut miteinander überein. Auch die Vorhersagen der $\text{SU}(3)$ Rechnungen weichen im Betrag nicht unvernünftig stark von den Schalenmodellwerten ab. Jedoch sind die relativen Phasen der spektroskopischen Amplituden inkonsistent, und bleiben es, auch wenn man gängige Phasenkonventionen (wie $(-1)^N$ oder (i^L)) berücksichtigt. Es konnte nicht geklärt werden, welche Signifikanz die Autoren den Phasenbestimmungen selbst zuordnen. Da im Rahmen dieser Arbeit das Problem der Phasenrelation nicht zu lösen war, wurden die CCBA-Rechnungen mit den Ergebnissen der Werte aus der Chung-Wildenthal Wechselwirkung durchgeführt. Einzelne Phasen wurden den experimentellen Daten angepaßt, wenn immer dies notwendig erschien.

V.5.3 Deformationsparameter

Die Stärke der inelastischen Anregung von Zuständen ist durch die Deformation des entsprechenden Atomkernes bestimmt. Es wurde angenommen, daß sich innerhalb einer Bande die Deformation nicht verändert. Deformationsparameter β an Kernen der sd-Schale wurden ausgiebig mit verschiedenen Projektilen untersucht. Unter Ausnutzung der in [Reb 72] zusammengestellten Systematik experimenteller Ergebnisse, wurden die β -Werte für Eingangs- und Ausgangskanal sowie ihre Vorzeichen festgelegt. Die unterschiedlichen Radiusparameter der optischen Potentiale in den jeweiligen experimentellen Untersuchungen wurden durch Vergleich der Produkte $\beta \cdot R$ berücksichtigt, sowohl für β_2 - als auch für β_4 -Werte.

V.5.4 Auswahl des Kopplungsschemas

Um die CCBA-Rechnungen in überschaubarem Rahmen zu halten, wurden nur solche Reaktionswege in die Überlegungen aufgenommen, die einen betrachteten Endzustand durch den Ein-Stufen Prozeß und durch Zwei-Stufen Prozesse anregen. Höhere Mehr-Stufen Prozesse wurden explizit nicht berücksichtigt und erwiesen sich auch in Testrechnungen als vernachlässigbar. Da weiterhin nur jene Endzustände im CCBA-Formalismus untersucht werden sollten, die experimentell eindeutig festgelegt waren und nicht wegen der Niveaudichte die Spekulation von Beimischungen unaufgelöster Zustände in den Zählraten erlauben könnten, wurde das Kopplungsschema auf die Reaktionswege, wie in Fig. 48 dargestellt,



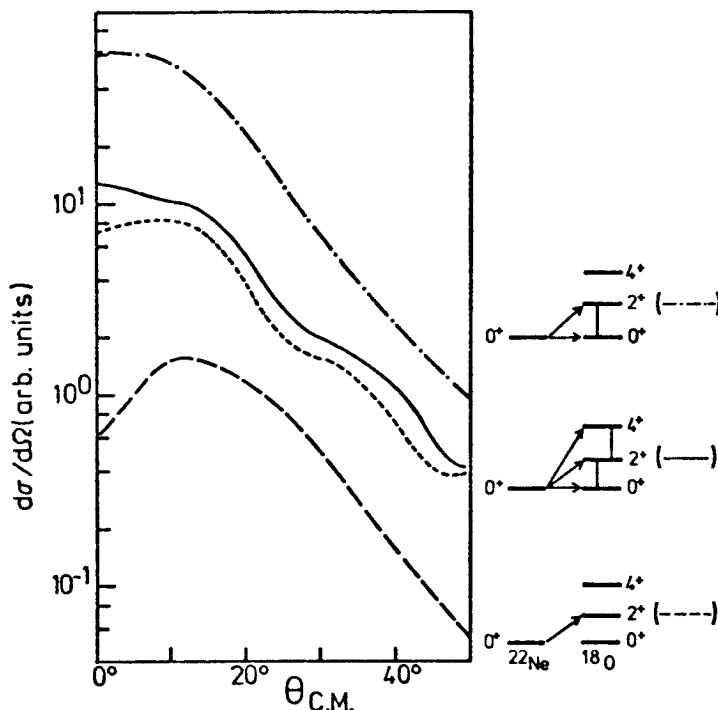
Figur 48:

Kopplungsschema wie typischerweise für die α -Übergänge benutzt, hier am Beispiel $^{22}\text{Ne} + ^{18}\text{O}$.

beschränkt. Hier gilt die Berechnung der Wirkungsquerschnitte folglich den Mitgliedern der Grundzustandsbande 0^+ , 2^+ und 4^+ im Endkern. Im Falle der Untersuchung negativer Paritätszustände, siehe Kapitel VI, wird das Kopplungsschema selbstverständlich anders sein. Die spektroskopischen Amplituden für α -Übergänge zwischen Target- und Restkernzuständen wurde wie oben angegeben aus Schalenmodellrechnungen ermittelt. Es zeigte sich anhand dieser Vorhersagen, daß in einzelnen Fällen von dem Kopplungsschema, wie in Fig. 48 dargestellt, leicht abgewichen werden mußte, da die theoretischen Rechnungen der spektroskopischen Faktoren durch die Größe der Zahlenwerte weitere Reaktions-

wege nahelegten. Dies war beispielsweise der Fall bei der $^{24}\text{Mg}(d, ^6\text{Li})^{20}\text{Ne}$ Reaktion, wo der Übergang vom ^{24}Mg Grundzustand zum 6^+ Zustand in ^{20}Ne mit 0,71 einen beachtlich großen spektroskopischen Faktor aufweist (siehe Tabelle V), wohingegen die Stärke des Überganges zum 6^+ Zustand in ^{22}Ne (^{26}Mg als Target) vernachlässigbar ist.

In Fig. 49 sei an einem Beispiel der Effekt der Interferenz verschiedener Kopplungswege demonstriert. Die durch kurze Stricke gekennzeichnete Linie gibt den mittleren Verlauf der experimentellen Winkelverteilung zum 2^+ Zustand in ^{18}O ($E_x = 1,98 \text{ MeV}$), angeregt über die $^{22}\text{Ne}(d, ^6\text{Li})$ Reaktion bei $E_d = 80 \text{ MeV}$ wieder. Die Ein-Stufen Rechnung (gestrichelte Linie) sagt den Wirkungsquerschnitt viel zu klein voraus. Das Hinzunehmen des Zwei-Stufen Prozesses durch den Übergang zum Grundzustand in ^{18}O , gefolgt von der inelastischen Anregung (Strich-Punkt Kurve), ergibt einen viel zu großen theoretischen Wirkungsquerschnitt. Nachdem jedoch der zweite Zwei-Stufen Prozeß über den α -Transfer zum 4^+ Zustand in ^{18}O , gefolgt von dem inelastischen Übergang zum betrachteten 2^+ Zustand in die Rechnungen aufgenommen wurde, ergibt sich eine Vorhersage des Wirkungsquerschnittes (durchgezogene Linie), die nur leicht über den experi-



Figur 49:

Einfluß zusätzlicher Reaktionswege zum direkten Ein-Stufen Prozeß des Überganges $^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{18}\text{O}(2^+)$; die kurzgestrichelte Linie repräsentiert die Daten [Oel 83a].

mentellen Werten liegt. Der Einfluß der inelastischen Anregung im Eingangskanal hebt auch diese leichte Diskrepanz noch auf. Das Wechselspiel aus spektroskopischen Faktoren und Phase der spektroskopischen Amplitude führt zu dieser konstruktiven und destruktiven Interferenz. Die in dieser Rechnung benutzten relativen spektroskopischen Faktoren und Phasen der zugehörigen Amplituden wurden aus Schalenmodellrechnungen ermittelt und sind:

$$^{22}\text{Ne}(0^+) \rightarrow ^{18}\text{O}(0^+): - 1.0$$

$$^{22}\text{Ne}(0^+) \rightarrow ^{18}\text{O}(2^+): 0.07$$

$$^{22}\text{Ne}(0^+) \rightarrow ^{18}\text{O}(4^+): 0.84 .$$

V.5.5 Normierung

Angesichts der Unsicherheiten der Eingabeparameter für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes im angenommenen Reaktionsmechanismus wie: spektroskopische Faktoren, Deformationsparameter, optische Potentiale und Bindungszustand des übertragenen Clusters; und angesichts der experimentellen Unsicherheit von sicherlich mehr als 10 % für die absoluten Wirkungsquerschnitte, sollte eine Übereinstimmung zwischen experimentellen und theoretischen absoluten spektroskopischen Faktoren nicht überinterpretiert werden. Den in dieser Arbeit durchgeführten CCBA-Analysen wurde die Nullreichweitennäherung zugrunde gelegt (siehe Kapitel V.4). Dadurch ergibt sich gemäß Gleichung (32) als Normierungsfaktor die Größe D_0 , die für einen Reaktionstyp (wie hier $(d, ^6\text{Li})$) konstant sein sollte und in speziellem Falle nur sehr unvollständig bekannt ist. Als Mittelwert aus den vorliegenden Untersuchungen wurde gefunden: $D_0 = 115 \pm 18 \text{ MeV fm}^{3/2}$. Hierbei wurden die absoluten theoretisch vorhergesagten Werte zugrunde gelegt und weiterhin der spektroskopische Faktor für das System " $d-\alpha = ^6\text{Li}$ " als Eins angenommen. Der gefundene Wert für D_0 ist nur um einen Faktor zwei kleiner, als aus α -Übergangsuntersuchungen an schweren Ker-

nen bestimmt [Jän 80] und weicht nicht wesentlich von dem theoretisch ermittelten Wert [Wat 72] zu $D_0 \sim 72 \text{ MeV fm}^{3/2}$ ab.

VI. Ergebnisse und Diskussion

Die Darstellung der Berechnung von Wirkungsquerschnitten im Formalismus der direkten Reaktionen berechtigt Zweifel anzumelden, ob es überhaupt möglich ist, die α -Transferreaktion als spektroskopisches Werkzeug zu nutzen; denn viele Fragen sind nach wie vor als nicht gelöst anzusehen. Dieser Zweifel bezieht sich nicht nur auf die große Zahl benötigter Eingabeparameter sondern auch auf die allgemeine Gültigkeit der angenommenen Näherungen. Bei der Vorstellung von Daten im Kapitel II wurde diese Frage schon anhand einiger Beispiele zumindest qualitativ positiv beantwortet. Quantitative Interpretationen werden zweifelsohne durch die Interferenz von Struktureffekten und Reaktionsmechanismen erheblich erschwert. Es soll im folgenden gezeigt werden, daß dieses jedoch in einigen Fällen gelungen ist; wobei deutlich wird, wie das Bemühen, quantitative Information spektroskopischer Stärkeverteilungen von Vier-Nukleon-Korrelationen zu ermitteln, durch gegenseitige Beeinflussung von theoretischer Fortentwicklung und experimentellem Fortschritt gefördert wurde.

Der Vollständigkeit halber werden zunächst in einem kurzen Abriß Ergebnisse an schweren und mittelschweren Kernmassen vorgestellt, um dann Resultate an Atomkernen der sd-Schale genauer zu diskutieren.

VI.1 Alpha-Teilchen Transferreaktionen an schweren Atomkernen

An Fig. 18, die eine Sammlung von Wirkungsquerschnitten über die Atomkernmassen darstellt, ist deutlich zu erkennen, daß für schwere Massen wenig experimentelle Daten zur Verfügung stehen. Dieser Mangel, der eine systemati-

sche Untersuchung erschwert, liegt in dem kleinen Wirkungsquerschnitt von weit weniger als 1 $\mu\text{b/sr}$ im Maximum der Winkelverteilung begründet. Trotzdem lassen sich zwei Merkmale an den schweren Massen kennzeichnen.

Die durch die α -Transferreaktion erzeugten schweren Restkerne zeichnen sich fast durchweg durch Übergänge zu Zuständen bei ca. 1 MeV Anregungsenergie aus, die in ihrer Stärke dem Grundzustandsübergang vergleichbar sind und der Interpretation einer Rotationsbandenstruktur nicht widersprechen. Vergleiche zu Zwei-Neutron Pickup-Reaktionen an Aktiniden [Mah 72, Mah 73] legen nahe, daß es sich hier um kohärente Beiträge von Proton- und Neutron-Paaranregung handelt. Jedoch liegen in diesem Massenbereich bis heute keine hinreichenden Zwei-Proton Transferdaten vor, die eine derartige Interpretation erhärten könnten. Der Versuch, eine Korrelation zwischen Zwei-Nukleon- und α -Transferdaten aufzuzeigen, wurde im Rahmen des Paar-Vibrationsmodells in der Bleiregion unternommen [Bro 82].

In den Spektren der Aktiniden werden Banden negativer Paritätszustände mit ihrem Bandenkopf bei niedrigen Anregungsenergien (wenige 100 keV) beobachtet. Einige dieser Zustände zeichnen sich durch einen kleinen α -Hinderungsfaktor (HF_α) aus, wobei dieser näherungsweise [Boh 75] für den Zustand i des Kernes A gegeben ist zu

$$HF_\alpha(i) \sim \frac{\gamma_\alpha^2(\text{g.s.})}{\gamma_\alpha^2(i)} \left[\exp \frac{L(L+1)}{(0.548 \text{ fm}^{-1} ZAR/(A+4))^{1/2}} \right] \quad . \quad (33)$$

Hier sind Z , A und R die Ladung, die Masse und der mittlere Radius des Rumpfkernes und L der Drehimpuls der Relativbewegung des Alpha-Teilchens zum Rumpf.

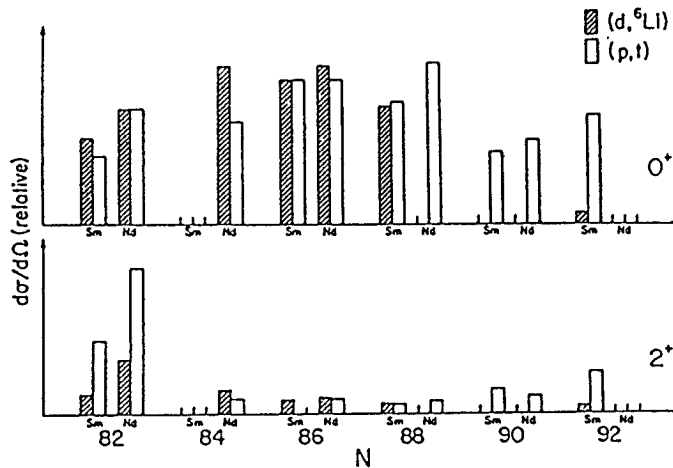
Den Unterschied zwischen Protonen und Neutronen vernachlässigend, entwickelten Iachello und Jackson [Iac 82] ein phänomenologisches Modell für die Beschreibung von Zuständen mit α -Cluster Struktur im Formalismus der IBA. Zusätzlich zu den s und d Bosonen wurde ein p Boson (für angeregte Konfigura-

tionen p^*) vorgeschlagen, das einer Oszillation des Clusters bezüglich des Kernrumpfes entspricht. Die Koexistenz von (s,d) und (s^*,p^*) Konfigurationen erlaubt, neben der Grundzustandsbande, das Auftreten natürlicher Paritätszustände bei kleinen Anregungsenergien. Auf diese Art wurde ein Modell entwickelt, das nach den Ausführungen von [Iac 82] für den Atomkern ^{222}Ra Banden negativer Parität mit kleinen Anregungsenergien und kleinen relativen HF_α -Werten vorhersagt, in Übereinstimmung zu Beobachtungen aus Zerfallsmessungen. Die relativen Hinderungsfaktoren für die ersten angeregten 1^- Zustände [Led 78] in den Atomkernen ^{222}Ra , ^{224}Ra und ^{226}Ra steigen mit wachsender Kernmasse wie 5, 11 und 39. Auf diesem Hintergrund ist es interessant, daß in den $^{230,232}\text{Th}(d,^6\text{Li})$ Reaktionen [Ber 84b, Jän 80] die Zustände negativer Parität bei niedrigen Anregungsenergien in $^{226,228}\text{Ra}$ mit nur sehr kleinen Wirkungsquerschnitten beobachtet wurden. Das sich abzeichnende Bild scheint folglich konsistent zu sein, von einem qualitativen Verständnis kann jedoch noch nicht gesprochen werden; sowohl auf theoretischer wie auf experimenteller Seite fehlt hierzu die notwendige Basis systematischer Untersuchungen.

VI.2 Alpha-Teilchen Transferreaktionen an Atomkernen der seltenen Erden

Auch in dem Massenbereich der seltenen Erden sind für eine systematische Interpretation nicht hinreichend viele Daten verfügbar. Hierin liegt wohl begründet, daß nicht entschieden werden kann, ob die "puzzling situation" [Jän 82] an einem Mangel von Daten oder an der Komplexität dieses Massenreiches liegt. Es ist jedoch bislang nicht gelungen, eine konsistente Beschreibung zu erreichen. Phasenübergänge zwischen Formen unterschiedlicher Deformation der Atomkerne sowie deren Koexistenz sind offensichtlich für drastische Änderungen von Wirkungsquerschnitten einander entsprechender Restkernzustände einer Isotopenkette verantwortlich.

Differentielle Wirkungsquerschnitte der Grundzustandsübergänge an Atomkernen der seltenen Erden, beobachtet in der Zwei-Neutron Transfer (p,t)- und der α -Transfer ($d, {}^6\text{Li}$) Reaktion, sind in Fig. 50 einander gegenübergestellt.



Figur 50:

Relative spektroskopische Faktoren für Vier-Nukleon- und Zwei-Nukleon Transferreaktionen als Funktion der Target-Neutronenzahl [Mil 77].

Die Normierung der beiden Reaktionen wurde willkürlich für den Targetkern ${}^{148}\text{Sm}$ mit der Neutronenzahl $N=86$ festgesetzt. Die relative Übereinstimmung der Übergangsstärken ist beachtlich (mit Ausnahme der stark deformierten Atomkerne $A=92$ und $A=90$ (wo keine α -Transferdaten existieren)) und legt eine Interpretation im Rahmen der Zerlegung des α -Transfers in Zwei-Neutron und Zwei-Proton Übergänge nahe. Die aus Fig. 50 abzulesende Paarungskorrelation, die auch im Ein-Nukleon Transfer von entscheidendem Einfluß auf die spektroskopische Stärke gefunden wurde [Oel 75], ist offensichtlich für die Vier-Nukleon Transferstärke verantwortlich. Theoretisch konnte der Sachverhalt bislang nicht zufriedenstellend behandelt werden, da das vom Paar-Wechselwirkungsmodell [Yos 62] vorhergesagte Maximum der Zwei-Neutron Transferstärke bei $N=90$ durch die Daten experimentell nicht bestätigt wurde.

Die Wirkungsquerschnitte von α -Übergängen zwischen den Grundzuständen sind beachtlich kleiner als die von Zwei-Neutron Transferreaktionen. Dieses Ergebnis scheint in der Abhängigkeit der Protonenkonfigurationen mit einer Veränderung der Neutronenzahl innerhalb einer Isotopenkette begründet zu sein.

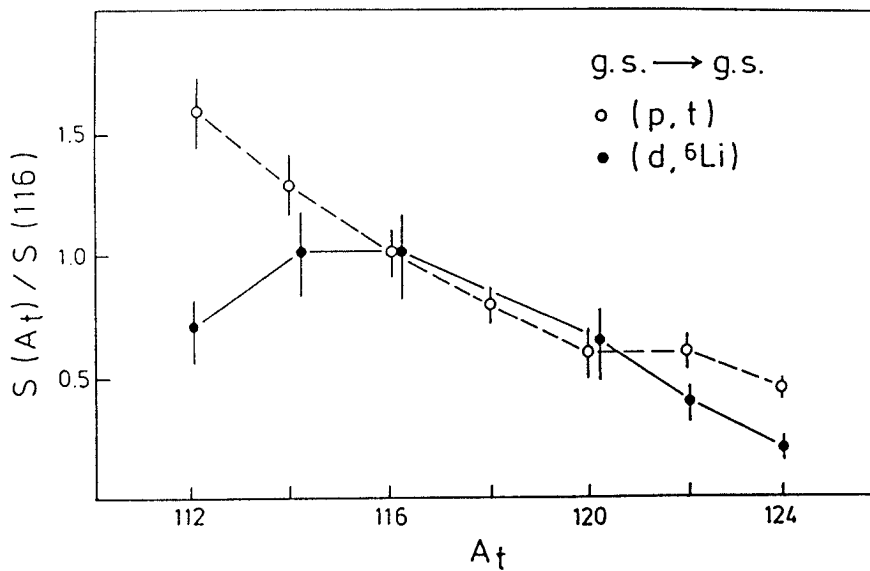
In diesem Zusammenhang sind Messungen der $^{182}\text{W}(d, ^6\text{Li})^{178}\text{Hf}$ Reaktion [Ber] von besonderem Interesse, wo Gruppen von Zuständen in ^{178}Hf angeregt wurden, die denen in der (p,t) Reaktion [Oot 73] beobachteten und als 0^+ und 2^+ Zustände identifizierten entsprechen könnten. In der α -Transfermessung wurden diese angeregten Zustände jedoch durch relative Wirkungsquerschnitte gekennzeichnet, die stärker sind als in der Untersuchung des (p,t) Zwei-Nukleon Transfers; wobei sich hier "relativ" auf die Stärke des jeweiligen Grundzustandsüberganges bezieht. Diese Verhältnisse zwischen Vier-Nukleon- und Zwei-Nukleon Pickup-Stärke sind zu erwarten, wenn die in Frage stehenden Zustände sich als " α -Cluster Zustände" charakterisieren lassen.

VI.3 Alpha-Teilchen Transferreaktionen an mittelschweren Atomkernen

VI.3.1 Phänomenologische Interpretation

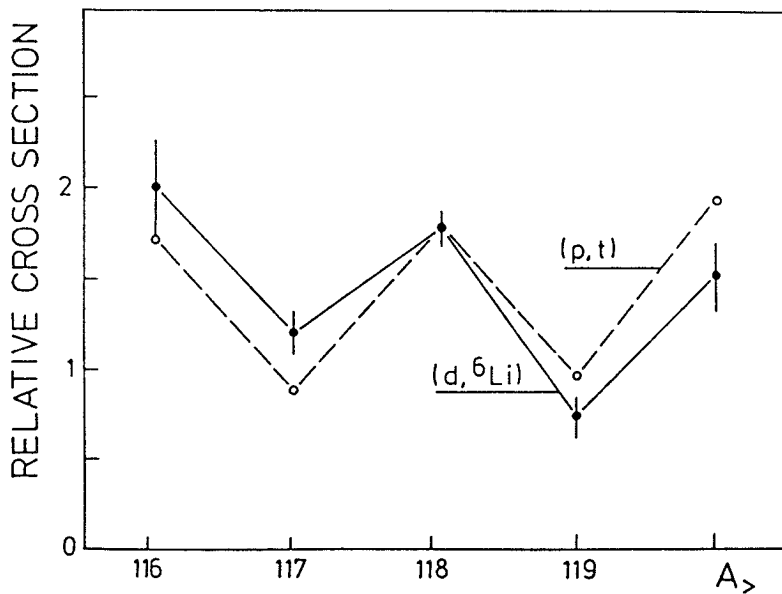
Die Interpretation von α -Transferdaten wird auch im Bereich mittelschwerer Atomkernmassen von der beeindruckenden Übereinstimmung relativer spektroskopischer Stärke zwischen Vier-Nukleon- und Zwei-Nukleon Transfer geprägt. Diese Korrespondenz wurde in Fig. 50 hervorgehoben und wird für weitere Massenbereiche in den Figuren 51-53 erhärtend dokumentiert.

Weiterhin wird in der $(d, ^6\text{Li})$ Reaktion an mittelschweren Kernen sehr häufig ein 0^+ Zustand bei etwa 2 MeV Anregungsenergie mit einer Stärke des Wirkungsquerschnittes von etwa $1/3$ des entsprechenden Überganges zum Grundzustand beobachtet. Die Analyse derartiger Daten an Atomkernen der Masse 100 scheint nahezu legen [Ber 84, Ber], daß das Verhältnis der Stärke aus den Übergängen zum ersten angeregten 0^+ Zustand und zum Grundzustand durch einfache phänomenologische orthogonale Wellenfunktionen der Protonenkonfiguration beschrieben werden kann. Dieses quantitative Ergebnis wird durch Untersuchungen der $(^6\text{Li}, ^8\text{B})$ Zwei-Proton [Tic 80] bestätigt.



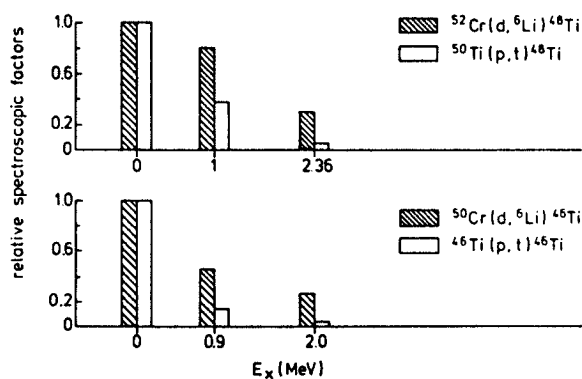
Figur 51:

Relative spektroskopische Faktoren für Grundzustandsübergänge von Alpha-Teilchen [Bec 75a]- und Zwei-Neutron [Bas 65] Transferreaktionen an Zinn-Isotopen.



Figur 52:

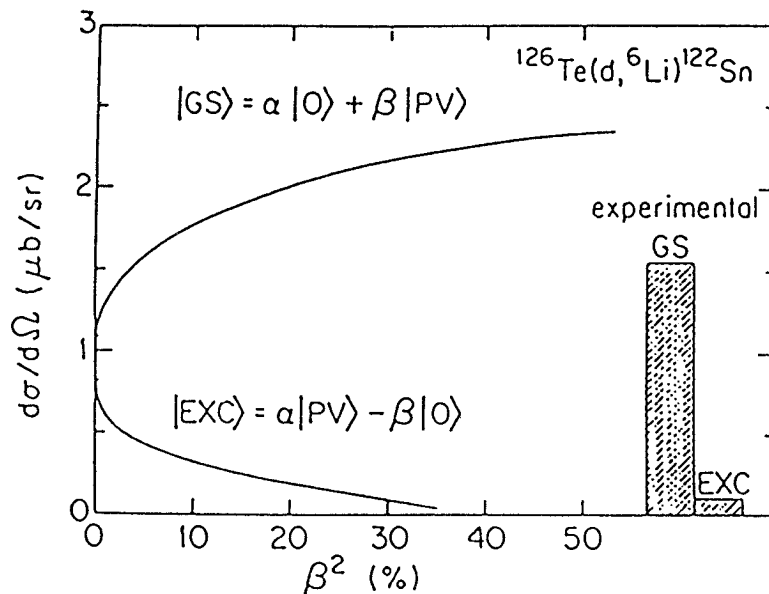
Vergleich [Bec 75] von $\text{Sn}(d, ^6\text{Li})$ und $\text{Sn}(p,t)$ Wirkungsquerschnitten der Grundzustandsübergänge; die Daten sind von [Bec 75a] und [Fle 71].



Figur 53:

Vergleich der spektroskopischen Faktoren von $(d, ^6\text{Li})$ und (p,t) Reaktionen führend zu Ti-Isotopen, siehe [Bet 81].

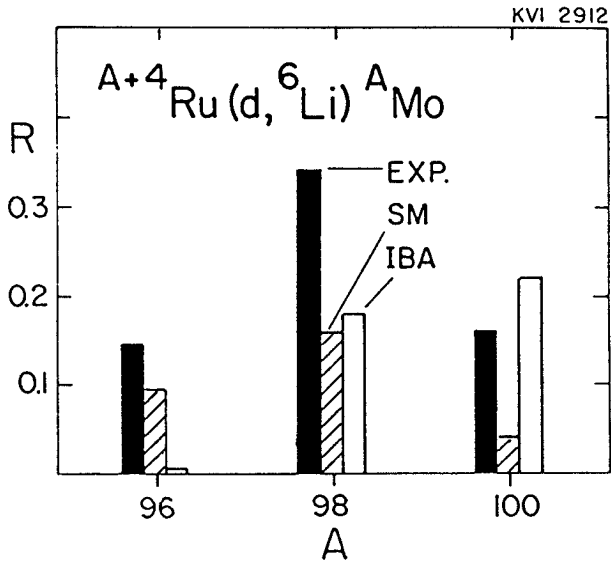
An dem Beispiel der $^{126}\text{Te}(d, ^6\text{Li})^{122}\text{Sn}$ Reaktion konnte gezeigt werden [Jän 79], wie in Fig. 54 abgebildet, daß eine Beimischung von etwa 20 % der Wellenfunktion des Paar-Vibrationszustandes zur Wellenfunktion des Grundzu-



Figur 54:

Experimentelle Wirkungsquerschnitte der $^{126}\text{Te}(d, ^6\text{Li})^{122}\text{Sn}$ Reaktion unter einem Winkel von 16° fñhrend zum 0^+ Grundzustand und zum Paar-Vibrationszustand. In den Rechnungen [Jän 79] der Wirkungsquerschnitte dieser Zustände wird ein variables Mischungsverhältnis der Entwicklungskoeffizienten dargestellt.

standes und umgekehrt die gemessenen Wirkungsquerschnitte von Grundzustandsübergang und Übergang zum ersten angeregten 0^+ Zustand beschreibt. Auf der anderen Seite sind diese einfachen Wellenfunktionen generell nicht geeignet, andere beobachtete Größen wiederzugeben, wie beispielsweise eine Vorhersage der zum Grundzustandsübergang relativen Stärke der ersten angeregten 0^+ Zustände innerhalb einer Isotopenkette [Ber 84]. Ein Vergleich von experimentellen zu theoretischen Ergebnissen für diese Verhältnisse ist in Fig. 55 dargestellt und demonstriert, daß möglicherweise die Neutronenkomponenten der Wellenfunktionen der angeregten 0^+ Zustände von der der Grundzustände abweichen und explizit berücksichtigt werden müßten. Weitere Ansätze von Analysen und Interpretationen sind in den Referenzen [Ber 83, Cat 81, Vit 80, Bro 78] besprochen.



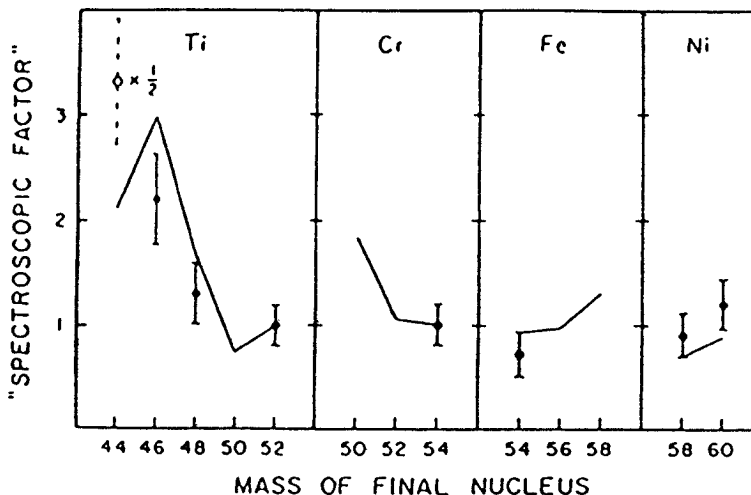
Figur 55:

Verhältnis der spektroskopischen Stärke für den Übergang zum ersten angeregten 0^+ Zustand, relativ zum entsprechenden Grundzustand [Ber 84].

VI.3.2 Interpretationen im Modell der Paar-Vibration und der IBA

Zum Schluß dieser überblicksartigen Darstellung von Untersuchungen zum α -Transfer soll noch auf den Massenbereich $A=40$ bis $A=64$ eingegangen werden, da diese Daten sowohl im Paar-Vibrations Modell als auch im Rahmen der IBA analysiert wurden.

Betts [Bet 77] untersuchte im Paar-Vibrations Modell ($^6\text{Li}, d$) Daten unter Ausnutzung spektroskopischer Information aus (t, p) und $(^3\text{He}, n)$ Experimenten. Die sehr gute Übereinstimmung zwischen seinen Resultaten und experimentellen Ergebnissen ist in Fig. 56 gezeigt, mit der einzigen signifikanten Ausnahme

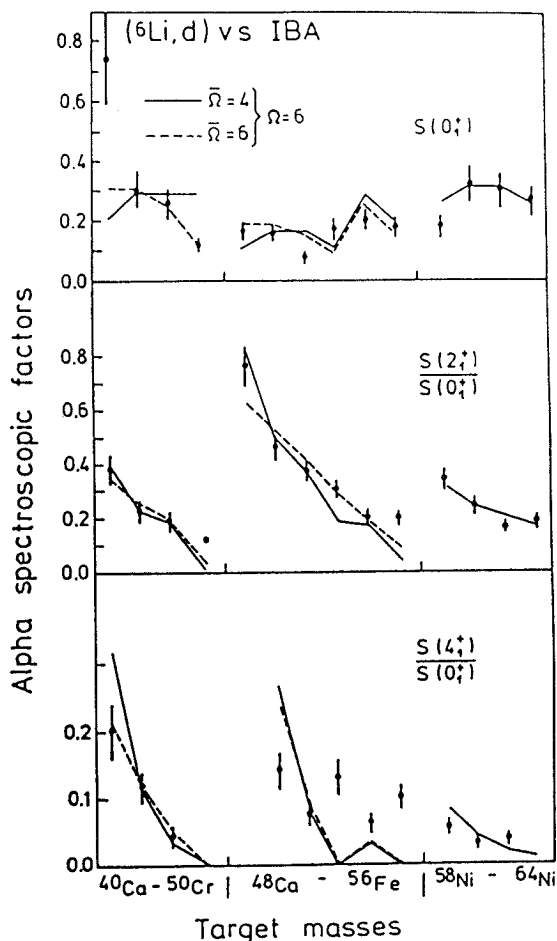


Figur 56

Vergleich [Bet 77] von experimenteller α -Übergangsstärke mit Vorhersagen des Paar-Vibrations Modelles.

für den spektroskopischen Faktor des Grundzustandsübergangs zum ^{44}Ti in der $^{40}\text{Ca}(^6\text{Li},d)^{44}\text{Ti}$ Reaktion. Der gegenüber der Modellvorhersage wesentlich größere experimentelle spektroskopische Faktor deutet auf nicht berücksichtigte Korrelationen hin und mag ein Hinweis auf α -Cluster geben, die nicht durch Paarungseffekte im System $^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{44}\text{Ti}$ enthalten sind.

Das IBA Modell wurde erfolgreich für die Bestimmung spektroskopischer Stärke niedrig angeregter Zustände angewendet [Ben 78]. Wie wir anhand von Fig. 57 sehen, wird in dem Massenbereich von 40 bis 64 generell eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen Ergebnissen der α -Übergänge und der IBA Vorhersagen beobachtet. Dies gilt zumindest für den Übergang zum Grundzustand und zum ersten angeregten 2_1^+ Zustand im Restkern. Auch hier, wie bei der Interpretation im Rahmen des Paar-Vibrations Modelles (Fig. 56), ist die experimentelle Stärke des Grundzustandsüberganges zum ^{44}Ti wesentlich größer als



Figur 57:

Vergleich [Ben 78] von experimentellen spektroskopischen Faktoren zu theoretischen Werten, die im Formalismus der IBA berechnet wurden. Drei Massenbereiche werden unterschieden:

- 1) 40-50: Proton- und Neutron-Paare füllen Bosonenlöcher im ^{56}Ni Rumpf,
- 2) 48-56: Das Protonpaar füllt Bosonen Lochzustände, das Neutronpaar füllt Bosonen Teilchenzustände oberhalb der $f_{7/2}$ Schale,
- 3) 58-64: Proton- und Neutron-Paare füllen Bosonen Teilchenzustände oberhalb der $f_{7/2}$ Schale.

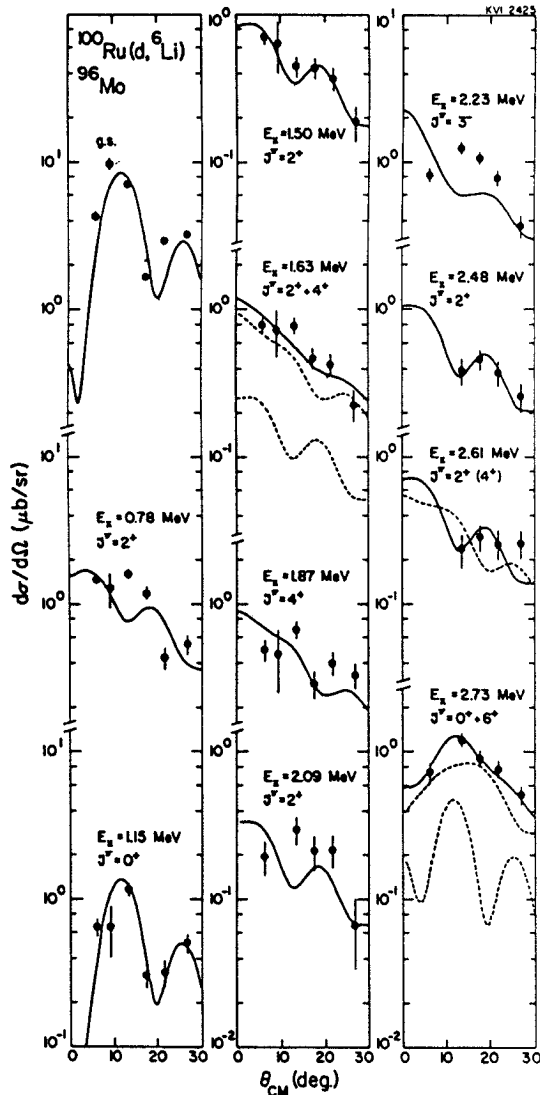
vorhergesagt. In dem mittleren Massenbereich $^{48}\text{Ca} - ^{56}\text{Fe}$ bleibt die Übereinstimmung von IBA Rechnungen und experimentell extrahierten Werten unbefriedigend. Es stellte sich heraus, daß die Massenabhängigkeit der spektroskopischen Faktoren für die Anregung der zweiten 2_2^+ und 0_2^+ Zustände der des ersten angeregten 4_1^+ Zustandes (siehe Fig. 57) sehr ähnlich ist. Diese Beobachtung legt die Vermutung nahe, daß diese 0_2^+ , 2_2^+ und 4_1^+ Zustände durch zwei d-Bosonen unterschiedlicher Drehimpulskopplung angeregt werden.

VI.3.3 Anzeichen von Reaktionsprozessen höherer Ordnung

In der bisherigen Diskussion der Daten zum α -Transfer haben wir gesehen, daß phänomenologisch die physikalischen Vorgänge erklärbar scheinen. Struktureffekte der untersuchten Massensysteme haben jedoch einen entscheidenden Einfluß, der wegen fehlender experimenteller Daten und/oder theoretischer Vorhersagen häufig nicht berücksichtigt werden kann. Darüber hinaus muß die Frage nach dem Ablauf des Reaktionsmechanismus gestellt werden. Das Auftreten von Mechanismen jenseits des direkten Ein-Stufen Prozesses wird deutlich, wenn die experimentellen Winkelverteilungen signifikant von DWBA-Rechnungen abweichen. Für den hier diskutierten Massenbereich ist die $^{100}\text{Ru}(d, ^6\text{Li})^{96}\text{Mo}$ Reaktion ein deutliches Beispiel, wie in Fig. 58 gezeigt. Die Winkelverteilung zum ersten 2_1^+ Zustand wird durch DWBA-Rechnungen in ihrer Form nicht beschrieben und weicht deutlich von der zum zweiten 2_2^+ Zustand ab. Eine Analyse im CCBA-Formalismus [Ber 83a] erklärt, daß diese beobachtete "untypische" Form der Winkelverteilung des Überganges zum 2_1^+ Zustand auf Reaktionsmechanismen höherer Ordnung zurückzuführen ist.

Ein weiteres Beispiel für Reaktionsprozesse höherer Ordnung wurde bei der Anregung des 3^- Zustandes in ^{44}Ti über die $(^6\text{Li}, d)$ Reaktion beobachtet [Pal 78]. In diesem Fall konnte die Wirkungsquerschnittsamplitude durch CCBA-

Rechnungen wiedergegeben werden, der Vergleich zur Winkelverteilungsform blieb jedoch unbefriedigend.



Figur 58:

Winkelverteilungen der $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion am ${}^{100}\text{Ru}$ bei $E_d = 45$ MeV [Ber].

Es zeigt sich, daß eine CCBA-Analyse bei Betrachtung eines einzelnen Überganges der Gefahr von ungerechtfertigter Parameteranpassung leicht erliegen kann und damit wertlos wird, wie im Zitat von Satchler im Kapitel III ausgeführt. Eine konsistente systematische Analyse (von Daten, gemessen an unterschiedlichen Massen und für verschiedene Endzustände) im Formalismus gekoppelter Reaktionskanäle, ist sehr zeitaufwendig. Darüber hinaus muß sie sich, wie im Kapitel V.5 dargelegt, auf relevante, physikalisch sinnvolle Größen und Parameter verlassen können. Aufgrund

theoretischer und experimenteller Entwicklungen scheinen die Voraussetzungen für eine derartig komplexe Analyse an Atomkernen der sd-Schale am ehesten gegeben zu sein.

VI.4 Alpha-Teilchen Transferreaktionen an Atomkernen der sd-Schale

Für systematische Untersuchungen der Vier-Nukleon Übergangsstärke in einem größeren Massenbereich sind die Atomkerne der sd-Schale geeignet, da an

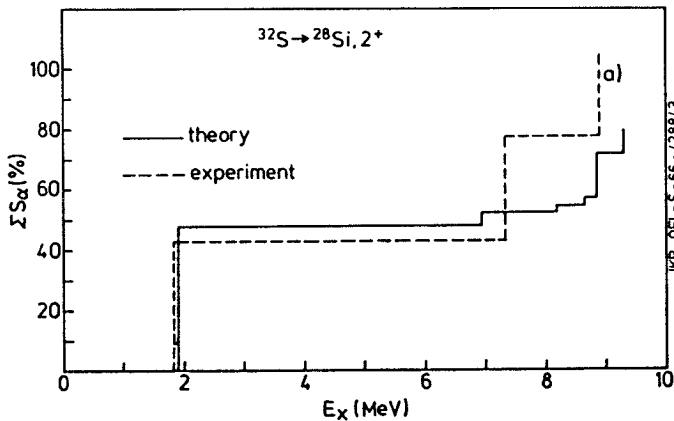
diesen sehr viele Experimente durchgeführt wurden und Schalenmodellrechnungen für die gesamte Schale vorliegen bzw. erstellt werden konnten.

Auch an diesen leichten Kernen wurde wiederum eine Ähnlichkeit der spektroskopischen Stärkeverteilung zwischen α -Übergängen und Zwei-Nukleon Transfer beobachtet; hierzu sei auf einen Vergleich zwischen der Fig. 42 und der Fig. 3 in [For 79] verwiesen. Die Faktorisierung der spektroskopischen Stärke in Zwei-Neutron- und Zwei-Proton Übergangskomponenten, wie sie für relativ einfache Anregungsmoden an schweren Kernen diskutiert und benutzt wurde, kann jedoch eine Betrachtung mit realistischen Wellenfunktionen im Formalismus des Schalenmodells nicht ersetzen. Derartige Berechnungen spektroskopischer Amplituden wurden im Kapitel III.3 vorgestellt und sind für die Atomkerne der sd-Schale durchgeführt worden [Chu 78, Chu 84].

VI.4.1 Ergebnisse im DWBA-Formalismus

An einigen ausgewählten Beispielen sollen Analysen im Formalismus des direkten, einstufigen Reaktionsprozesses besprochen werden. In Fig. 42 haben wir gesehen, daß die relativen spektroskopischen Faktoren der Grundzustandsübergänge von den Targetkernen ^{32}S und ^{34}S sehr gut mit den theoretischen Vorhersagen übereinstimmen, solange ein physikalisch sinnvolles optisches Potential zur Anwendung kommt. Darüber hinaus zeigt Fig. 21 eine zufriedenstellende Beschreibung der experimentell beobachteten Winkelverteilung. In Ref. [Oel 83] wird dargelegt, daß die Beschreibung des Reaktionsmechanismus an diesen schwereren Kernen der sd-Schale den Vorstellungen des Ein-Stufen Prozesses sehr nahe kommt. Lediglich geringfügige Abweichungen zwischen experimentellen und errechneten Winkelverteilungen, sowie zwischen extrahierten und theoretisch berechneten spektroskopischen Faktoren deuten die Möglichkeit zusätzlicher

Reaktionsprozesse an. Dies gilt wiederum insbesondere für jene Endzustände, die in der theoretischen Vorhersage durch kleine spektroskopische Faktoren ausgezeichnet sind. Als Beispiel der guten Übereinstimmung zeigt Fig. 59 die Summation der 2^+ -Stärke in ^{28}Si , obwohl die Aufteilung über die Anregungsenergie experimentell stärker konzentriert zu sein scheint als theoretisch vorher-



Figur 59:

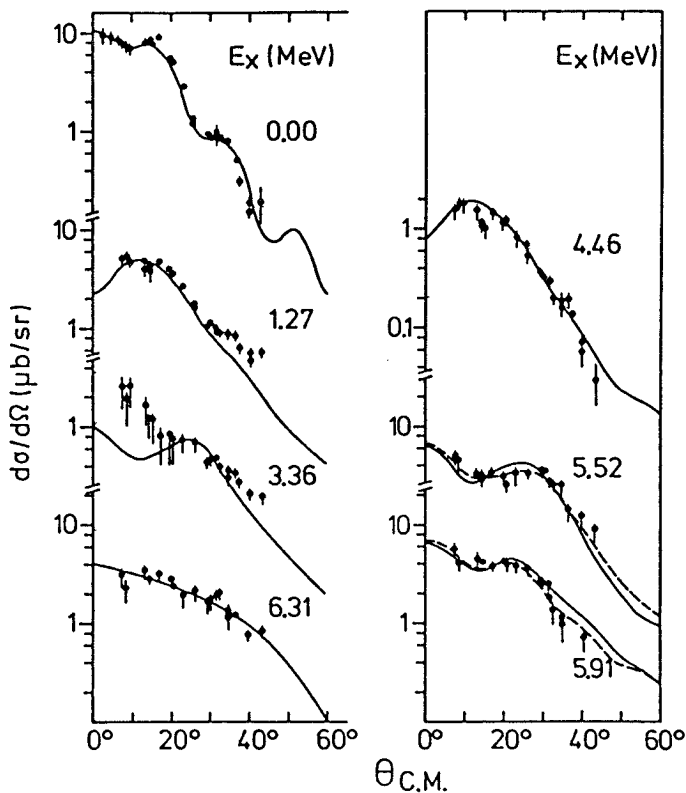
Summe der Alpha-spektroskopischen Faktoren für 2^+ Zustände im Restkern ^{28}Si in Abhängigkeit der Anregungsenergie [Oel 83].

gesagt. Es sei betont, daß die gegenüber der Modellvorstellung beobachtete größere experimentelle Stärke darin begründet sein kann, daß die Schalenmodellrechnung auf die sd-Schale beschränkt ist und keine Anteile der fp-Schale berücksichtigt. Darüber hinaus muß festgestellt werden, daß die zwischen den Anregungsenergien 6,9 MeV und 9,5 MeV vorhergesagten theoretischen 2^+ Stärken sich durch derartig kleine Wirkungsquerschnitte auszeichnen würden, daß die entsprechende erwartete Zählrate an oder unterhalb der Nachweisschwelle läge. In diesem Sinne ist die Übereinstimmung zwischen Schalenmodellvorhersage und experimentellen Ergebnissen quantitativ auch als gut anzusehen.

Im Falle der $(d, ^6\text{Li})$ Untersuchungen an den leichteren Kernmassen der sd-Schalen Atomkerne (^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{26}Mg und ^{28}Si als Targetkerne) werden gute Übereinstimmungen zwischen experimenteller und theoretischer Winkelverteilungsform für die Grundzustandsübergänge beobachtet, wie in Fig. 21 zu sehen ist. Jedoch deuten die aus den offenen Datenpunkten in Fig. 42 abzulesenden Abweichungen zwischen experimentellen und theoretischen spektroskopischen Fak-

toren auf eine Unstimmigkeit hin. Angesichts der Aussage eines relativen experimentellen Fehlers von weniger als 15 % (siehe Kapitel II.1) zwischen den Messungen an unterschiedlichen Targetkernen muß die Diskrepanz als signifikant angesehen werden.

Anhand von Fig. 22 hatten wir festgestellt, daß über die $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion bei $E_d = 55$ MeV [Ver 81] Zustände in ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{22}\text{Ne}$ und ${}^{24}\text{Mg}$ angeregt werden, die trotz gleichen Spins und gleicher Parität unterschiedliche Winkelverteilungsformen aufweisen. Ungleiche Formen der Winkelverteilungen trotz gleichen Drehimpulsübertrags wurde auch für den Fall der Deuteronenenergie von $E_d = 80$ MeV beobachtet, jedoch stellt sie sich qualitativ anders dar. Wenn beispielsweise für $E_d = 55$ MeV die Winkelverteilung zu dem zweiten 2^+ Zustand in ${}^{22}\text{Ne}$ bei $E_x = 4,46$ MeV sich gegenüber der zum ersten 2^+ Zustand bei 1,27 MeV durch einen starken Vorwärtsanstieg auszeichnet (Fig. 22), so ist in Fig. 60 bei den $E_d = 80$ MeV Daten zu beobachten [Oel 80], daß die Formen beider Winkelverteil-

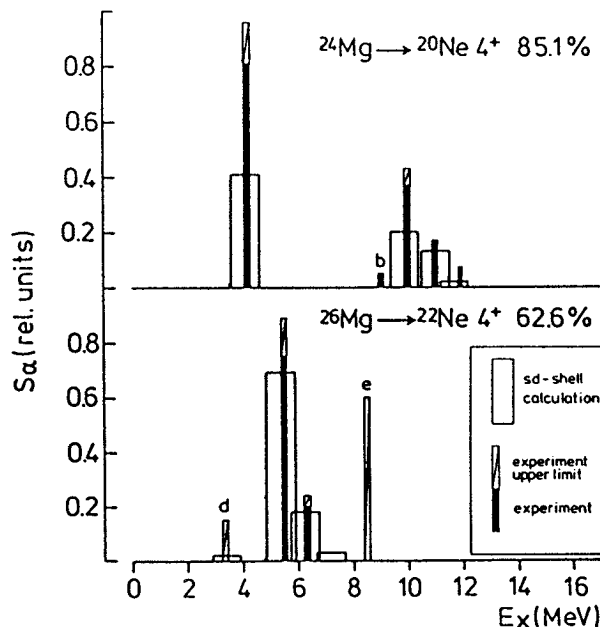


Figur 60:

${}^{26}\text{Mg}(d, {}^6\text{Li}){}^{22}\text{Ne}$ Winkelverteilungen der Anregung von ausgewählten Endzuständen [Oel 80].

ungen bis etwa 30° gut durch die DWBA-Rechnungen beschrieben werden; also eine ähnliche Winkelverteilungsform aufweisen. Erst für Winkel größer als 30° zeigt die Verteilung, die zum ersten 2^+ Zustand in ${}^{22}\text{Ne}$ führt, einen

stärkeren Wirkungsquerschnitt als vorhergesagt. Besonders auffällig ist die unterschiedliche Form der Winkelverteilungen für die Übergänge zu den beiden 4^+ Zuständen in ^{22}Ne . Bei dem 3,36 MeV Zustand gibt die DWBA-Beschreibung die Daten keineswegs wieder, hingegen wird für den 5,52 MeV Zustand eine einwandfreie Übereinstimmung in der Winkelverteilungsform zwischen DWBA-Vorhersage und experimentellen Wirkungsquerschnitten beobachtet. Die relative spektroskopische Stärke, normiert auf den jeweiligen Grundzustandsübergang, zu 4^+ Endzuständen in den Kernen ^{20}Ne und ^{22}Ne ist in Fig. 61 dargestellt und mit Scha-



Figur 61:

Verteilung der relativen Alpha-Teilchen Übergangsstärke in ^{20}Ne und ^{22}Ne für 4^+ Endzustände [Oel 80]. Es bedeutet:

- b: Anregung des Kernrumpfes trägt zum Wirkungsquerschnitt bei,
- d: schlechte Übereinstimmung der Winkelverteilung zu DWBA Rechnungen,
- e: Bestimmung zu $J^\pi = 4^+$ ist nicht eindeutig.

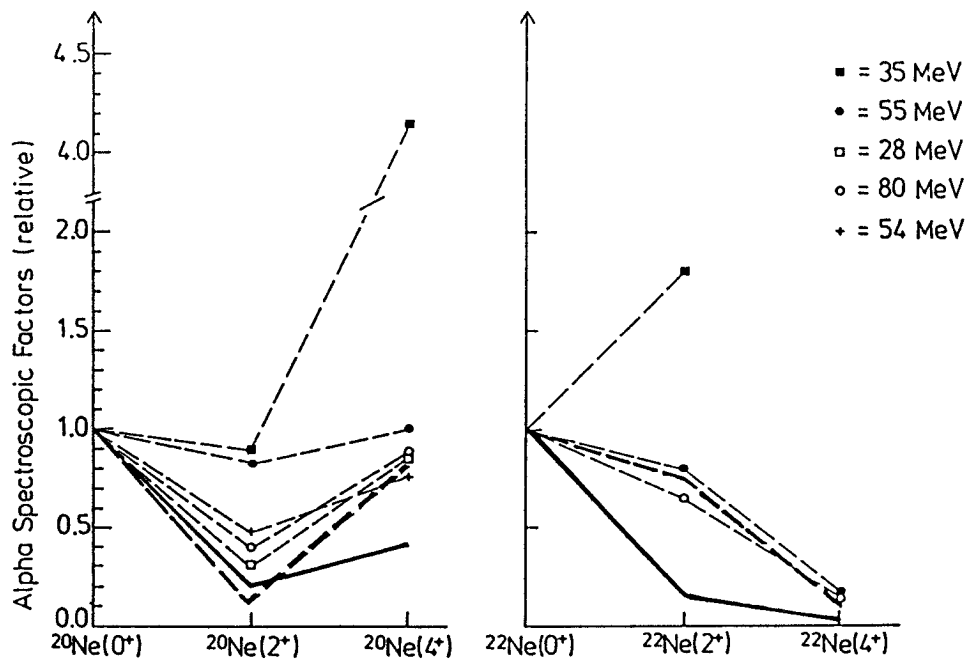
lenmodellvorhersagen verglichen. Es zeigt sich, daß sich experimentelle und theoretische spektroskopische Faktoren um so besser entsprechen, je genauer die experimentelle Winkelverteilungsform von der DWBA-Rechnung beschrieben wird. Weitere Darstellungen und eine ausführlichere Diskussion ist in Ref. [Oel 80] gegeben.

Ein Vergleich verschiedener experimentell ermittelter spektroskopischer Faktoren für den α -Übergang der $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion von ^{24}Mg zu ^{20}Ne und von ^{26}Mg

zu ^{22}Ne ist für die ersten drei Zustände 0^+ , 2^+ und 4^+ im Restkern in Fig. 62 zusammengestellt. Ergänzt wird die Figur durch Schalenmodell- (dicke durchgezogene Linie) und durch SU(3)-Vorhersagen (dick gestrichelte Linie), wobei die Werte jeder Reaktion auf den Grundzustandsübergang normiert wurden. Abgesehen von einer starken Fluktuation der experimentellen Resultate in sich, auf die wir im nächsten Abschnitt zurückkommen werden, ergibt sich der Eindruck, daß die SU(3)-Rechnungen die experimentellen Ergebnisse besser beschreiben als die Schalenmodellvorhersagen. Diese Schlußfolgerung wurde schon aus den Werten der Tabelle II in Kapitel III.4 geschlossen. Es fällt beispielsweise auf, daß die spektroskopischen Faktoren für die 2^+ und 4^+ Zustände in ^{22}Ne , deren Winkelverteilungen von DWBA-Rechnungen nicht beschrieben werden konnten, siehe Fig. 60, deutlich von den Schalenmodellwerten abweichen aber dicht bei den SU(3) Vorhersagen liegen. Allein diese Beobachtung, die in Ref. [Oel 85] noch durch weitere Beispiele erhärtet wird, läßt die Interpretation der α -Transfer Daten zum Verständnis der Kernstruktur im unteren Massenbereich der sd-Schale noch als sehr unbefriedigend erscheinen.

VI.4.2 Ergebnisse von Prozessen höherer Ordnung

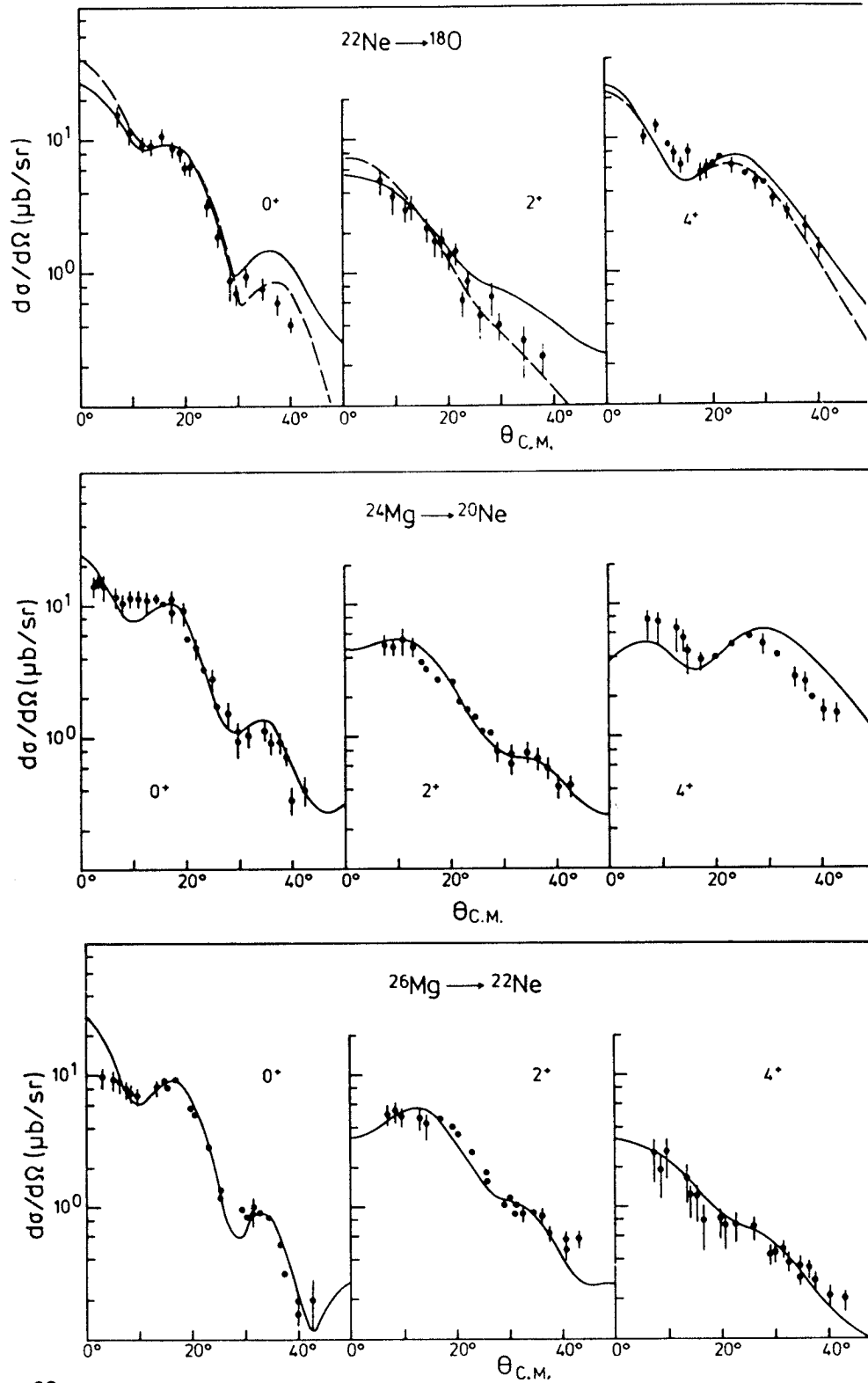
Die Inkonsistenz experimenteller Ergebnisse unter sich, wie in Fig. 62 dokumentiert, und die Beobachtung ungleicher Winkelverteilungsformen bei Anregung von Endzuständen gleicher Quantenzahlen erfordert eine sorgfältige Überprüfung der Datenanalyse. Schon das Vergleichen experimentell verfügbarer Daten, läßt den Einfluß von Interferenzphänomenen vermuten, was durchaus im Einklang zum stark kollektiven Charakter der leichten Atomkerne in der sd-Schale ist. Folglich wurde für die Reaktionen $^{22}\text{Ne}(d, ^6\text{Li})^{18}\text{O}$, $^{24}\text{Mg}(d, ^6\text{Li})^{20}\text{Ne}$ und $^{26}\text{Mg}(d, ^6\text{Li})^{22}\text{Ne}$ eine CCBA Analyse der ersten drei Zustände im jeweiligen Restkern unternommen. Die Eingabeparameter wurden wie in Kapitel V beschrieben



Figur 62:

Relative spektroskopische Faktoren für den Alpha-Teilchen Transfer zum ersten angeregten 2^+ und 4^+ Zustand in ^{20}Ne und ^{22}Ne . Den Daten [Com 72, Cos 76, For 78, Oel 80, Ver81, Jam 80] von Experimenten bei verschiedenen Energien sind Schalenmodell- (durchgezogene Linie) und SU(3)- (dicke gestrichelte Linie) Vorhersagen gegenübergestellt.

ausgewählt, die $^{20}\text{Ne}(d, ^6\text{Li})^{16}\text{O}_{\text{g.s.}}$ Reaktion wurde als Normierungsbasis betrachtet. Die Ergebnisse dieser systematischen Analyse sind in Fig. 63 durch den Vergleich von experimentellen Winkelverteilungen zu Resultaten der CCBA-Rechnungen dargestellt. Es ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung sowohl bezüglich der Amplitude der Wirkungsquerschnitte als auch bezüglich der Form der Winkelverteilungen. Auf die unterschiedliche Form der Winkelverteilungen für Endzustände gleichen Spins und gleicher Parität sei nochmals hingewiesen. So zeigt beispielsweise die Winkelverteilung zum 2^+ Zustand in ^{18}O einen monotonen Abfall mit steigendem Winkel, wohingegen die Winkelverteilungen zu den 2^+ Zuständen in ^{20}Ne und ^{22}Ne zwischen 5° und 13° einen flachen Verlauf auf-



Figur 63:

Winkelverteilungen zu Mitgliedern der Grundzustandsbande in ^{18}O , ^{20}Ne und ^{22}Ne , verglichen mit CCBA-Vorhersagen. Die optischen Potentiale wurden wie in Kapitel V beschrieben benutzt. Die gestrichelte Linie resultiert aus einer 50 % Änderung des Imaginärteils im ^6Li optischen Potential [Oel 85].

weisen. Auch die stark abweichende Form der Winkelverteilung zum 4^+ Zustand in ^{22}Ne - relativ zu denen in ^{18}O und ^{20}Ne - sei nochmals besonders hervorgehoben. Rechnungen im einstufigen Reaktionsprozeß des DWBA-Formalismus¹ sind nicht in der Lage, derartig unterschiedliche Winkelverteilungsformen zu erklären. Erst die Berücksichtigung von Zwei-Stufen Prozessen und ihre Interferenz erlauben es, durch Lösung des gekoppelten Gleichungssystems die Daten in konsistenter Weise zu beschreiben. In Tabelle VI werden die in den Rechnungen benutzten spektroskopischen Faktoren mit denen der Schalenmodell-Rechnungen verglichen. Es wird durch die Tabelle zweifelsohne demonstriert, daß die vorhergesagten spektroskopischen Faktoren als sehr verläßlich anzusehen sind. Lediglich für die zwei Übergänge vom ^{24}Mg Grundzustand zum 2^+ Zustand und zum 4^+ Zustand in ^{20}Ne wurden die theoretischen Werte geringfügig verändert, wie in der Tabelle zu sehen ist. Die Diskussion um die Vorzeichen der spektroskopischen Amplituden, siehe Kapitel V.5.2, kann noch nicht abschließend behandelt werden. Die Änderungen, die relativ zur Schalenmodellvorhersage durchgeführt wurden, scheinen plausibel im Sinne einer erweiterten Konsistenz zwischen den untersuchten Systemen [Oel 85]. Vorläufige Analysen für Daten bei anderen Einschußenergien tendieren dazu, das vorgestellte Ergebnis zu bestätigen. Eine Untersuchung der Umkehrreaktion, bei gleichen kinematischen Bedingungen im Schwerpunktssystem, sollte als weiteres Hilfsmittel noch herangezogen werden, entsprechend den Vorstellungen in Ref. [Sco 75].

Tabelle VI

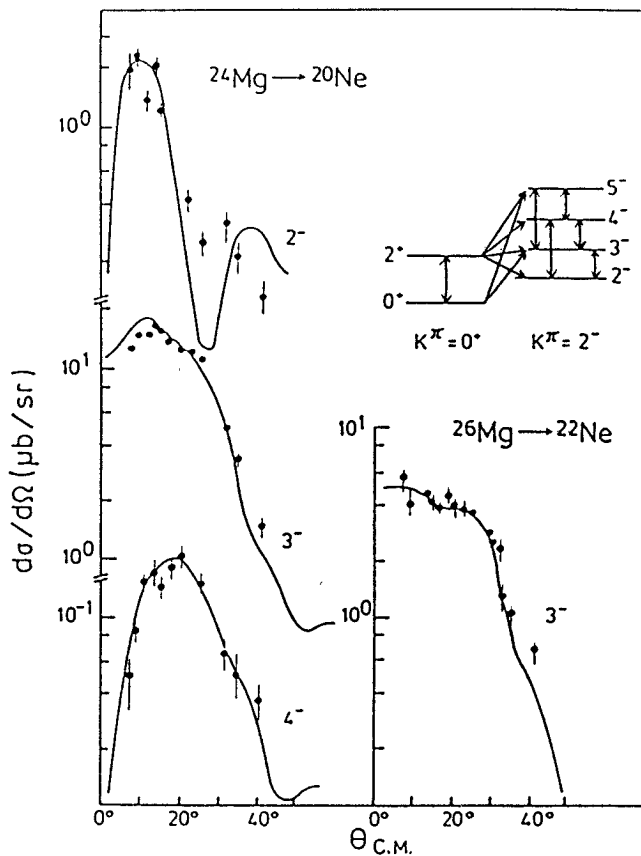
Übergang		Vorzeichen der spektroskopischen Amplitude und relativer spektroskopischer Faktor für											
		$^{22}\text{Ne} \rightarrow ^{18}\text{O}$				$^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{20}\text{Ne}$				$^{26}\text{Mg} \rightarrow ^{22}\text{Ne}$			
A → B	L_{tr}	vorliegende Schalenmodell-		Vorhersage		vorliegende Schalenmodell-		Vorhersage		vorliegende Schalenmodell-		Arbeit	Vorhersage
$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$		Arbeit				Arbeit				Arbeit			
$0^+ 0^+$	0	-1,00		-1,00		-1,00		-1,00		-1,00		-1,00	-1,00
$0^+ 2^+$	2	+0,07		+0,07		-0,30		-0,20		-0,15		-0,15	+0,15
$0^+ 4^+$	4	+0,84		+0,84		-0,36		-0,41		-0,02		-0,02	-0,02
$0^+ 6^+$	6	-		-		-0,71		+0,71		a)		a)	+0,03
$2^+ 0^+$	2	-0,61		-0,61		-0,32		-0,32		-0,26		-0,26	-0,26
$2^+ 2^+$	0	-0,06		-0,06		+0,20		+0,20		+0,14		+0,14	-0,14
	2	a)		0,00		a)		-0,01		-0,02		-0,02	+0,02
	4	-0,11		-0,11		-0,25		+0,25		-0,13		-0,13	-0,13
$2^+ 4^+$	2	+0,33		-0,33		+0,36		+0,36		-0,14		-0,14	-0,14
	4	-0,20		+0,20		-0,14		-0,14		a)		a)	0,00
	6	-0,24		+0,24		a)		0,00		-0,08		-0,08	-0,08

a) Die spektroskopischen Werte sind so klein, daß das Vorzeichen der spektroskopischen Amplitude nicht signifikant in den Winkelverteilungen in Erscheinung tritt.

Angesichts der nun demonstrierten Notwendigkeit, die $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion an den kollektiven Kernen im unteren Massenbereich der sd-Schale im Formalismus der gekoppelten Kanäle zu beschreiben, wird einsichtig, warum die experimentellen Ergebnisse von DWBA Analysen inkonsistent beschrieben werden. Das Zwischenspiel der beitragenden Kanäle und ihre koherente Überlagerung führen zu Interferenzen, die es nicht erlauben, spektroskopische Stärke aus experimentellen Daten zu bestimmen, ohne die explizite Berücksichtigung des Reaktionsmechanismus'.

VI.4.3 Ergebnisse für Zustände negativer Parität

Wir haben bei der Besprechung von Energiespektren im Kapitel II gesehen, daß auch Zustände negativer Parität im α -Transfer angeregt werden, wobei, ausgehend von einem 0^+ Targetzustand, die Beobachtung von Zuständen unnatürlicher Parität deswegen von besonderem Interesse ist, da derartige Übergänge im Formalismus der direkten einstufigen Reaktion verboten sind. Aus diesem Grunde wird die Anregungsstärke dieser Zustände häufig dazu benutzt, Beiträge im Reaktionsmechanismus abzuschätzen, die für die Bildung von Compoundkernsystemen verantwortlich sind, wie im Kapitel II diskutiert. Da wir jedoch im vorangegangenen Kapitel gesehen haben, daß selbst für Zustände der Grundzustandsbanden mit Wirkungsquerschnitten von einigen $\mu\text{b/sr}$ der direkte Zwei-Stufen Prozeß die Übergangsstärke wesentlich beeinflusst, liegt es nahe, Reaktionsprozesse höherer Ordnung auch für die Anregung der $K^\pi = 2^-$ Rotationsbanden mit Bandenköpfen bei 4,97 MeV in ${}^{20}\text{Ne}$ und bei 5,48 MeV in ${}^{22}\text{Ne}$ verantwortlich zu machen. In der Analyse wurde angenommen, daß diese Zustände negativer Parität sich durch ein Loch in der Op-Schale auszeichnen; die Quantenzahlen des gebundenen Zustandes sich also als $2N + L=7$ ergeben, siehe Gleichung (19). Mit dem Kopplungsschema wie in Fig. 64 enthalten (das qualitativ dem entspricht, wie



Figur 64:

Winkelverteilungen für Zustände der $K^\pi = 2^-$ Banden in ^{20}Ne und ^{22}Ne verglichen zu CCBA Rechnungen [Oel 85, Pal 84].

in Fig. 48 dargestellt und für die Grundzustandsbanden benutzt), wurden die Analysen mit dem Rechnerprogramm für gekoppelte Kanäle CHUCK [Kun], ausgeführt, unter Beibehaltung der gleichen Parameter wie für die Grundzustandsbanden.

Anhand von Fig. 64 ist zu sehen,

daß im gleichen CCBA-Formalismus wie für die Zustände positiver Parität angewendet, auch die Zustände negativer Parität und speziell unnatürlicher Parität in Form und Amplitude der Winkelverteilungen gut beschrieben werden können. Schalenmodellrechnungen liegen für die negativen Paritätszustände nicht vor, weshalb durch Anpassung an die experimentellen Daten empirische spektroskopische Faktoren ermittelt wurden. Diese sind in Tabelle VII aufgelistet und bewegen sich in plausiblen Größenordnungen, zumal die Werte der Übergänge $0^+ \rightarrow 3^-$ und $0^+ \rightarrow 5^-$ dicht bei den Vorhersagen des $\text{SU}(3)$ [Ver 81] Modells liegen.

Zwei Beobachtungen an den Ergebnissen zu Endzuständen negativer bzw. unnatürlicher Parität seien noch besonders hervorgehoben. Zum einen wird in der durchgeführten CCBA-Analyse die Anregung des 2^- Zustandes in ^{22}Ne mit einem kleinen, maximalen Wirkungsquerschnitt von 15 nb/sr errechnet (wie aus Fig. 64

Tabelle VII:

Übergang		Vorzeichen der spektroskopischen Amplitude und relativer spektroskopischer Faktor für		
$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	L_{tr}	$^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{20}\text{Ne}$	$^{26}\text{Mg} \rightarrow ^{22}\text{Ne}$	
$0^+ \rightarrow 3^-$	3	$1,51(2,65)^a$	$0,66(0,50)^a$	
$0^+ \rightarrow 5^-$	5	$-0,51(0,51)^a$	$-0,99(0,99)^a$	
$2^+ \rightarrow 2^-$	3	0,23	-0,25	
$2^+ \rightarrow 3^-$	3	-0,09	0,30	
$2^+ \rightarrow 4^-$	3	-0,25		
$2^+ \rightarrow 4^-$	5	0,02		
$2^+ \rightarrow 5^-$	3	0,16	0,16	

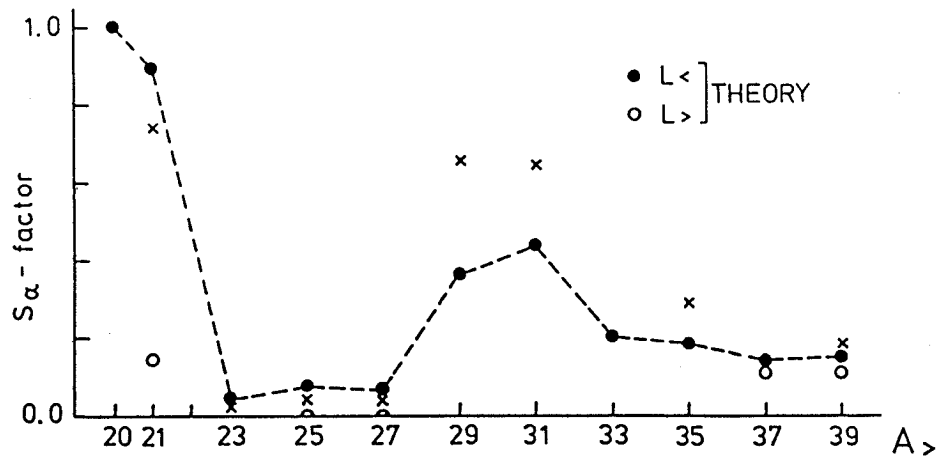
^a Werte, vorhergesagt im Formalismus der SU(3) [Ver 81],
ohne Angabe des Vorzeichens der spektroskopischen Amplitude.

zu sehen, ist dieser für den 2^- Zustand in $^{20}\text{Ne} \sim 2 \mu\text{b/sr}$, also etwa um einen Faktor 130 größer); dies, obwohl der spektroskopische Faktor für den Übergang vom 2^+ zum 2^- Zustand in beiden Reaktionen $^{24}\text{Mg}(d, ^6\text{Li})^{20}\text{Ne}$ und $^{26}\text{Mg}(d, ^6\text{Li})^{22}\text{Ne}$ als gleich ermittelt wurde. Im Gegensatz zum ^{20}Ne Restkern wurde der 2^- Zustand im ^{22}Ne nicht beobachtet. Auch in diesem Sinne ergibt sich eine Übereinstimmung zwischen Experiment und angenommenem Reaktionsprozeß, Interferenzeffekte bewirken diese ungleiche Anregungsstärke des 2^- Zustandes. Zum anderen wird beobachtet, daß für den 4^- Zustand in ^{20}Ne die Wirkungsquerschnitte zu 0^0 hin stark abnehmen. Weitere Daten für die Anregungsstärke des 2^- und 4^- Zustandes in ^{20}Ne unter kleinen Winkeln wären sehr aufschlußreich; denn dieses Verschwinden des Wirkungsquerschnittes wird für $s=0$ Clusterübergänge erwartet [Uda 73], wenn ein Zustand unnatürlicher Parität durch einen Zwei-Stufen Reaktionsmechanismus bevölkert wird, wobei der Transfer vor oder nach einer inela-

stischen Anregung stattfinden kann. Im Gegensatz hierzu wäre der Zwei-Stufen Prozeß des sequentiellen Teilchentransfers wie (d,α) ($\alpha, {}^6\text{Li}$) zu sehen, der zu endlichen Wirkungsquerschnitten unter 0° führen würde. Es sei hier darauf hingewiesen, daß im Falle der Stripping-Reaktion ${}^{16}\text{O}({}^6\text{Li},d){}^{20}\text{Ne}$ bei $E_{{}^6\text{Li}} = 32 \text{ MeV}$ der Wirkungsquerschnitt zu unnatürlichen Paritätszuständen unter 0° nicht zu verschwinden scheint [Gun 77], was auf sequentiellen Teilchentransfer und/oder auf Compoundkernbeiträge zum Reaktionsprozeß schließen läßt.

VI.4.4 Ergebnisse an Atomkernen ungerader Massenzahl

Experimente zu α -Übergängen an Atomkernen ungerader Masse sind wenig untersucht worden, was im wesentlichen an zwei Gründen liegt. Zum einen fordern diese Experimente selbst für die Beobachtung der ersten angeregten Zustände wegen der Niveaudichte schon eine höhere Energieauflösung, zum anderen wird der Übergang wegen des Targetspins durch mehr als einen Drehimpulstransfer L_{tr} geprägt. Beispielsweise sind für den Übergang von ${}^{25}\text{Mg}(5/2^+)$ Grundzustand zu dem $7/2^+$ Zustand in ${}^{21}\text{Ne}$ die L_{tr} -Werte zu $L_{tr} = 2, 4$ und 6 möglich. Folglich wird der Versuch, sinnvolle spektroskopische Faktoren zu extrahieren gegenüber dem Experiment an einem 0^+ Targetkern wesentlich erschwert; denn die Prozedur des Aufsummierens von DWBA-Wirkungsquerschnitten mit unterschiedlichen L_{tr} -Werten ohne vorgegebenes Verhältnis zwischen diesen, läßt häufig weiten Interpretationsspielraum. Speziell wird diese Methode erschwert, da als einziges Maß der verschiedenen Wirkungsquerschnittsanteile (letztlich also die Größe der spektroskopischen Faktoren für die Übergänge mit unterschiedlichen L_{tr} -Werten) die Qualität der Anpassung an die experimentellen Daten gilt; ohne zu wissen, ob die DWBA-Vorhersagen für einen einzigen L_{tr} -Übertrag die entsprechende - jedoch nicht beobachtete - Winkelverteilungsförm beschreiben würde.



Figur 65:

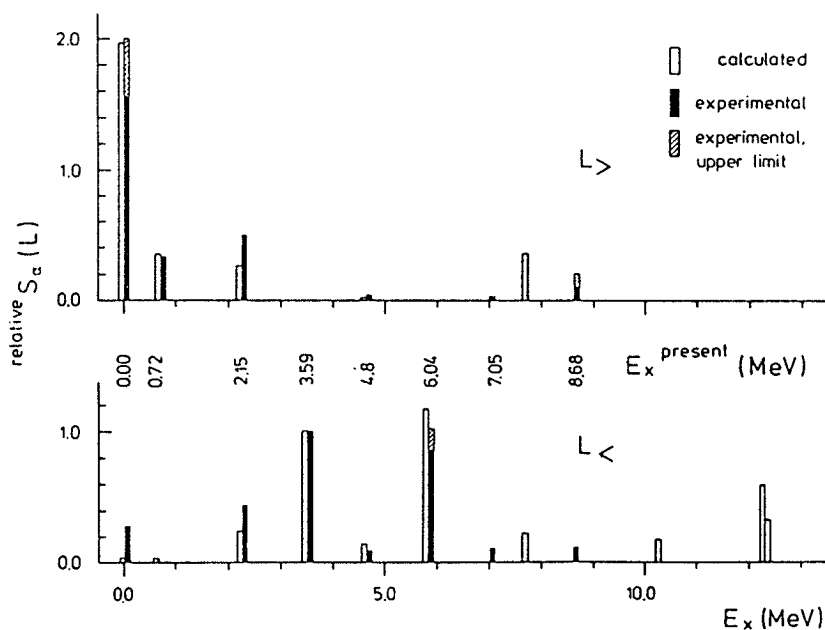
Relative spektroskopische Faktoren [Chu 78] für α -Grundzustandsübergänge der Stripping-Reaktion (${}^6\text{Li}, d$) an ungeraden Atomkernen der sd-Schale. Die kleineren von möglichen L_{tr} -Werten sind durch eine gestrichelte Linie verbunden. Die Daten sind durch Kreuze dargestellt und bezeichnen die spektroskopischen Faktoren des zugehörigen kleineren L_{tr} -Überganges.

Angesichts dieser experimentellen Schwierigkeiten zeigt Fig. 65 [Chu 78] eine erstaunliche Übereinstimmung zwischen (${}^6\text{Li}, d$) experimentellen und theoretischen relativen spektroskopischen Faktoren in Abhängigkeit der Masse vom Restkern für den Übergang von Grundzustand zu Grundzustand an sd-Schalen Atomkernen. Wie zu sehen ist, sagen die Schalenmodellrechnungen für den Fall von zwei möglichen Drehimpulsübergängen L_{tr} einen kleineren spektroskopischen Faktor für den größeren L_{tr} voraus. Da wir im vorangegangenen Kapitel die Wichtigkeit des Zwei-Stufen Prozesses als Reaktionsmechanismus an leichten sd-Schalen Kernen untersucht haben, scheint dieser signifikante Reaktionsablauf eine Erklärung dafür zu liefern, daß die theoretische Abhängigkeit der spektroskopischen Faktoren vom Drehimpulsübertrag nicht in Einklang ist zu experimentellen Werten, die aus ($d, {}^6\text{Li}$) Reaktionen [Ver 81a] für verschiedene angeregte Zustände in ${}^{21}\text{Ne}$ und ${}^{23}\text{Na}$ extrahiert wurden. Aufgrund dieser Experimen-

te, analysiert im Formalismus des Einstufen-Prozesses und durch optimale Anpassung der DWBA Winkelverteilungen für die verschiedenen L_{tr} -Werte an die Daten, scheint der größere der möglichen Drehimpulsübertragungswerte dem größeren spektroskopischen Faktor zugeordnet zu werden.

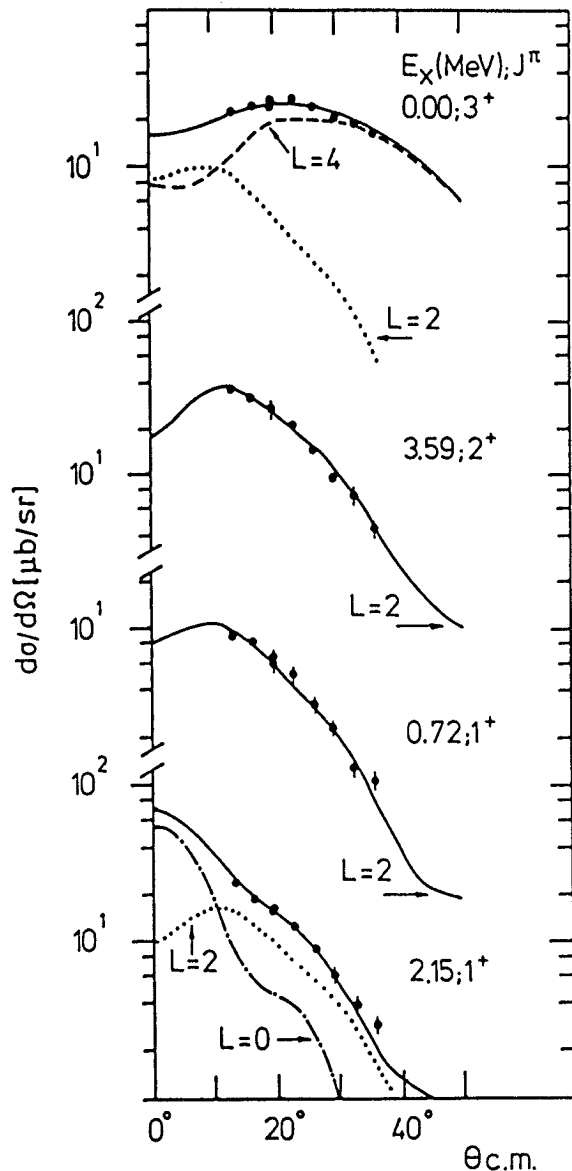
VI.5 Alpha-Teilchen Transferreaktionen an leichten Atomkernen

Alpha-Teilchen spektroskopische Faktoren zwischen Atomkernen der Op-Schale [Kur 73, Rot 68] sind speziell für Fragen der Evolution der Sternsysteme von besonderem Interesse [Rol 78, Tan 84]. Experimentell wurde beobachtet [Den 67], daß Wirkungsquerschnitte von Vier- und Fünf-Nukleon Transferreaktionen an leichten Massensystemen sich nicht wesentlich voneinander unterscheiden und daher die Vermutung unterstützen, daß für den Transfer verschiedener Massen-Cluster an leichten Kernen ein gleicher Reaktionsprozeß verantwortlich ist. Als Beitrag zu diesen Untersuchungen wurde die $(d, {}^6\text{Li})$ Reaktion bei $E_d = 80$ MeV an dem Targetkern ${}^{14}\text{N}$ gemessen [Oel 79b]. Ein typisches Energiespektrum ist im oberen Teil von Fig. 23 dargestellt. Wie aus Fig. 66 zu sehen ist, ergibt die Analyse der Daten, die unter der Annahme der Gültigkeit



Figur 66:

Vergleich von relativen spektroskopischen Faktoren der ${}^{14}\text{N}(d, {}^6\text{Li}){}^{10}\text{B}$ Reaktion zu Schalenmodell-Vorhersagen. Wenn zwei L_{tr} -Werte möglich, sind beide im oberen und unteren Teil der Figur eingetragen [Oel 79b].



Figur 67:

Experimentelle Winkelverteilungen der $^{14}\text{N}(\text{d}, ^6\text{Li})^{10}\text{B}$ Reaktion bei $E_d = 80$ MeV, verglichen zu DWBA-Rechnungen [Oel 79b].

des Ein-Stufen Prozesses durchgeführt wurde, eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und theoretischen spektroskopischen Faktoren. Normiert wurden die Werte relativ zueinander für den Übergang zum 2^+ 3,59 MeV Zustand in ^{10}B , da vom 1^+ Targetkern aus hier nur ein L_{tr} -Wert möglich ist. Für diesen Zustand ergab sich das Verhältnis der absoluten spektroskopischen Faktoren zu $S_{\alpha}^{\text{exp}}/S_{\alpha}^{\text{theo}} = 2,1$. Dieser geringe Unterschied deutet an, daß die Parametrisierung realistisch gewählt wurde. Die gute Übereinstimmung der relativen spektroskopischen Faktoren läßt den Schluß

zu, daß an den leichten Kernen der einfache Ein-Stufen Prozeß für den α -Transfer als dominant anzusehen ist. Erhärtet wird diese Aussage durch die einwandfreie Beschreibung der experimentellen Winkelverteilungen durch die DWBA-Rechnungen, wie in Fig. 67 dargestellt, und weiterhin dadurch, daß für die $^{14}\text{N}(\text{d}, ^6\text{Li})$ Reaktion, im Gegensatz zu dem zuvor beschriebenen Fall an den ungeraden leichten Kernen der sd-Schale, für den Grundzustandsübergang experimentell wie theoretisch ein größerer spektroskopischer Faktor für den Transfer mit dem größeren der beiden erlaubten Drehimpulsübergänge beobachtet wird.

VII. Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Frage von Struktureffekten, die möglicherweise durch α -Cluster hervorgerufen werden. Hierzu wurden Experimente der Vier-Nukleon Transferreaktion ($d, {}^6\text{Li}$) vornehmlich an leichten Atomkernen bei einer Einschußenergie von 80 MeV am Jülicher Zyklotron untersucht. Es wurde gezeigt, daß die Energie hoch genug ist, um sicherzustellen, daß der Reaktionsablauf dem Mechanismus des direkten Prozesses unterliegt und Compoundkernbildung nicht merklich zum Wirkungsquerschnitt der Anregung von niedrig liegenden Zuständen beiträgt. Neben der Darstellung der in Jülich durchgeführten Experimente werden Daten und Analysen anderer Untersuchungen vorgestellt und zur Interpretation herangezogen. Erst durch den Vergleich verschiedenartiger Experimente, bei unterschiedlichen Einschußenergien, unterschiedlichen Reaktionstypen und unterschiedlichen Massen, können die Resultate systematisch, sich gegenseitig unterstützend oder gegenseitig ausschließend interpretiert werden.

Für schwere Atomkerne sind α -Übergangs- wie Zerfallseigenschaften wenig verstanden, so lange die Forderung nach einer theoretisch vorhersagbaren spektroskopischen Stärkeverteilung auf der Basis absoluter Werte gefordert wird. Der gemeinsame Charakter im Übergangsmechanismus zwischen α -Transferreaktion und α -Zerfall - einer für das Studium von Kernreaktionen einmaligen Möglichkeit spektroskopisch relevante Größen mit verschiedenen Hilfsmitteln zu bestimmen - wird jedoch in bemerkenswerter Art durch die Korrelation der ermittelten reduzierten Breiten hervorgehoben. In diesem Sinne wurde festgestellt [Ste 83], daß bei der Berechnung der Lebensdauer von α -Instabilen-Atomkernen der zerfallende Zustand als ein gebundener α -Cluster Zustand beschrieben werden müßte, mit der physikalisch relevanten α -Struktur an der Kernoberfläche.

Bei kleinen Einschußenergien (kleiner als 10 MeV/Nukleon) steht der direkte Reaktionsmechanismus in Konkurrenz zur Compoundkernbildung, jedoch ist bei hinreichend großen Projektilenergien - abhängig von dem Reaktionstyp und dem Q-Wert der Reaktion - der direkte Reaktionsmechanismus zweifelsohne dominant. Die Anwendbarkeit des direkten Prozesses im Formalismus der DWBA als α -Cluster Transfer wurde angenommen. Diese Näherung zur Berechnung des Vier-Nukleon Übertrags als "Ein-Nukleon Transfer der Masse vier" scheint den physikalischen Gegebenheiten an der Kernoberfläche nahe zu kommen, zumal die im Vier-Nukleon Transfer ein- oder auslaufenden zusammengesetzten Teilchen nicht tief in die Kernmaterie eindringen können. Es wird gezeigt, daß eine ausschlaggebende Bedingung für den Erfolg der Interpretation experimenteller Daten, die sorgfältige Auswahl physikalisch sinnvoller Parameter ist.

Auch wenn an schweren Kernen Wahrscheinlichkeiten für die Bildung oder Existenz von α -Clustern an der Kernoberfläche ermittelt wurden, bleibt die Frage nach ihrem Bildungsmechanismus bestehen. Schalenmodellrechnungen mit hinreichend exakter Basis sind in diesem Massenbereich zu umfangreich, um verlässliche Antworten geben zu können. Aus diesem Grunde wurden phänomenologische Modelle für den α -Transfer entwickelt, die spektroskopische Stärke der Zwei-Neutron und/oder Zwei-Proton Übergangsamplituden beinhalten. Auf der Basis des Paar-Vibrationsmodelles und der IBA wurden spektroskopische Observable bestimmt, die im Vergleich zu experimentellen Beobachtungen die Paarkorrelation im α -Transfer nahelegen.

Für leichte Atomkerne ist man heute in der Lage, realistische Schalenmodellrechnungen von spektroskopischen Faktoren innerhalb einer Hauptschale zu berechnen. Da an den sehr leichten Kernen der Op-Schale eine gute Übereinstimmung zwischen experimenteller und im Schalenmodell errechneter theoretischer spektroskopischer Stärkeverteilung beobachtet wurde und überdies die experi-

mentellen Winkelverteilungen sehr gut durch Rechnungen im direkten Ein-Stufen Reaktionsmodell beschrieben werden konnten, wird der α -Transfermechanismus hier sicherlich durch den relativ einfachen DWBA-Formalismus hinlänglich beschrieben. Dieses Ergebnis konnte insbesondere an den leichten Atomkernen der sd-Schale, die sich durch einen starken kollektiven Strukturcharakter auszeichnen, nicht verifiziert werden. Es wurde beobachtet:

- i) die in DWBA-Rechnungen ermittelten Winkelverteilungen zu angeregten Zuständen ließen in der Qualität der Übereinstimmung zu experimentellen Daten signifikante Abweichungen erkennen;
- ii) verschiedene experimentelle Winkelverteilungen zu Endzuständen gleicher Quantenzahlen zeigen unterschiedliche, für den Drehimpulsübertrag untypische Formen auf, wie sie nicht durch kinematische oder strukturelle Effekte erklärt werden konnten;
- iii) Zustände unnatürlicher Parität wurden mit Wirkungsquerschnitten bis zu etwa 1/3 der Übergangsstärke zum Grundzustand gemessen.

Diese bei ausschließlicher Gültigkeit des direkten Ein-Stufen Prozesses festgestellten Unstimmigkeiten, konnten in überzeugender Weise geklärt werden. Der Reaktionsmechanismus an den leichten sd-Schalenkernen wird wesentlich von Prozessen höherer Ordnung bestimmt. Es ergab sich als ausreichend, die direkten Zwei-Stufen Prozesse in Form der inelastischen Anregung vor und/oder nach dem α -Transfer zum direkten Ein-Stufen Übergang hinzuzunehmen, um die Daten innerhalb ihrer experimentellen Unsicherheit einwandfrei zu beschreiben. Die Interferenz der verschiedenen Reaktionskanäle erlaubte es, die Winkelverteilungen zu den ersten angeregten Zuständen in verschiedenen Atomkernen sowohl hinsichtlich ihrer Form als auch bezüglich ihrer Amplitude zu beschreiben. Es kann wohl festgestellt werden, daß es hiermit erstmalig gelungen ist, in einem

einheitlichen Modellbild für einen Massenbereich und für verschiedene Endzustände natürlicher wie unnatürlicher Parität Winkelverteilungen zu beschreiben, die teilweise als untypisch für den betreffenden Drehimpulsübertrag angesehen werden müssen. Darüber hinaus ergibt sich, daß die Schalenmodell-Vorhersagen der spektroskopischen Faktoren als sehr verläßlich anzusehen sind. Dieses Ergebnis ist um so bemerkenswerter, als die α -Transferreaktion unter anderem an den Atomkernen ^{20}Ne , ^{24}Mg und ^{28}Si durchgeführt wurde, die häufig als "Alpha-Teilchen Kerne" bezeichnet werden. Es zeigt sich, daß bei Zugrundelegen des richtigen Reaktionsmechanismus keine zusätzlichen α -Korrelationen gefordert werden müssen, die nicht in der empirischen Schalenmodell-Wechselwirkung enthalten sind, um die experimentellen Daten und Resultate zu beschreiben.

Die Rolle des Alpha-Teilchens - bzw. allgemein die der Korrelation von einigen, wenigen Nukleonen - in der Kernmaterie wird zukünftige Untersuchungen sicherlich noch weiter beschäftigen. In der Literatur sind Hinweise bekannt, daß Phänomene von Korrelationen zwischen einigen, wenigen Nukleonen innerhalb der Kernmaterie wichtige Strukturelemente und Voraussetzungen für die Absorption von Pionen, für die Produktion von Pionen speziell unterhalb der Produktionsschwelle und möglicherweise für die Bildungsprozesse von überschweren Atomkernen sind. Eine quantitative Erhärtung derartiger Vorstellungen und eine qualitative Interpretation dieser Postulate notwendiger Clusterstrukturen, mit einem Verständnis der sie erzeugenden Wechselwirkung, kann nur durch weitere Experimente gewonnen werden. Derartige Experimente sollten in Korrelation zum Erzeugungsprozeß den Zerfall in Teilchen-, Gamma-Strahlungs- oder Pionen-Kanäle angeregter Zustände mit Nukleonen-Cluster Struktur beinhalten. Wie weit das Alpha-Teilchen als Vier-Nukleon-Cluster-System dann eine dominante Rolle spielt, bleibt zu ergründen.

Danksagung

Herrn Prof. Dr. C. Mayer-Böricke möchte ich für die vielfältige Unterstützung zu Beginn der dieser Arbeit zugrunde liegenden Untersuchungen danken. Die fruchtbaren Diskussionen mit Dr. G. Baur, Dr. F. Osterfeld und Dr. G. Pälla haben sehr zum Gelingen und Verständnis beigetragen. Herrn Dr. P. Turek gilt mein besonderer Dank für intensiven Hilfen bei den Experimenten und für das kritische Lesen des Manuskriptes. Vielen Physikern der Fakultät für Physik und Astronomie der Ruhr-Universität Bochum bin ich für Hinweise, Ratschläge und interessante Gespräche zu Dank verpflichtet. Herr H.W. Pohl hat die meisten der abgebildeten Figuren gezeichnet, Herr Pfeiffer erstellte die im Experiment benötigten Feststofftargets und Frau A. Dohmen hat mit außerordentlicher Geduld und Sorgfalt das Manuskript zusammengestellt. Ihnen sei hier herzlichst gedankt, wie auch der Zyklotronmannschaft des IKP an der Kernforschungsanlage Jülich für die große Mühe bei der Bereitstellung des Strahls für die Experimente.

Literaturverzeichnis:

- Ale 72 T.K. Alexander, O. Häusser, A.B. McDonald, A.J. Ferguson, W.T. Diamond und A.E. Litherland, Nucl. Phys. A179 (1972) 477
- Ana 74 N. Anantaraman, H.E. Gove, J. Toke und J.P. Draayer, Nucl. Phys. A279 (1974) 474 und Phys. Lett. 60B (1976) 149
- Ana 75 N. Anantaraman, C.L. Bennett, J.P. Draayer, H.W. Fulbright, H.E. Gove und J. Toke, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1131
- Ana 77 N. Anantaraman, H.E. Gove, J.P. Trentelman, J.P. Draayer und F.C. Jundt, Nucl. Phys. A276 (1977) 119
- Ang 74 N. Angas-Weiss, J.C. Cornell, P.S. Fisher, P.N. Hudson, A. Menchaca-Rocha, D.J. Millener, A.D. Panagiotou, D.K. Scott, D. Strottman, D.M. Brink, B. Buck und P.J. Ellis, Phys. Reports 12C (1974) 201
- Ari 72 A. Arima und S. Yoshida, Phys. Lett. 40B (1972) 15 und Nucl. Phys. A219 (1974) 475
- Ari 76 A. Arima und F. Iachello, Ann. Phys. 99 (1976) 253
- Ari 77 A. Arima und F. Iachello, Phys. Rev. C16 (1977) 2085
- Ari 78 A. Arima, AIP Conference Proceedings No. 47, Clustering Aspects of Nuclear Structure und Nuclear Reactions, Winnipeg, 19-23 June 1978, p. 1, Herausgeber: W.T.H. van Oers, J.P. Svenne, J.S.C. McKee und W.R. Falk
- Art 75 K.P. Artemov, V.Z. Goldberg, I.P. Petrov, V.P. Rudakov, I.N. Serikov und V.A. Timofeev, Soviet J. of Nucl. Phys. 20 (1975) 368
- Aud 75 G. Audi, C. Détraz, M. Langevin und F. Pougheon, Nucl. Phys. A237 (1975) 300
- Aus 70 N. Austern, Direct nuclear reaction theories, John Wiley & Sons, New York (1970)
- Bac 76 D. Bachelier, J.L. Boyard, T. Hennino, H.D. Holmgren, J.C. Jourdain, P. Radvanyi, R.G. Roos und M. Roy-Stephan, Nucl. Phys. A268 (1976) 488
- Bal 61 A.M. Baldin, V.I. Goldanskii und I.L. Rozenthal, Kinematics of Nuclear Reactions, Pergamon Press, Oxford-London (1961)
- Bar 66 E.C. Barker, Nucl. Phys. 83 (1966) 418
- Bas 62 R.H. Bassel, R.M. Drisko und G.R. Satchler, ORNL (1962) 3240
- Bas 65 G. Bassani, N.M. Hintz, C.D. Kavaloski, J.R. Maxwell und G.N. Reynolds, Phys. Rev. 139 (1965) B830

- Bau 84 G. Baur, F. Röscl, D. Trautmann und R. Shyam, Phys. Rep. 111 (1984) 333
- Bec 75 F.D. Becchetti und J. Jänecke, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 268
- Bec 75a F.D. Becchetti, L.T. Chua, J. Jänecke und A.M. van der Molen, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 225
- Bec 78 F.D. Becchetti, J. Jänecke und C.E. Thorn, Nucl. Phys. A305 (1978) 313
- Bec 78a F.D. Becchetti, AIP Conference Proceedings No. 47, Clustering Aspects of Nuclear Structure und Nuclear Reactions, Winnipeg, 19-23 June 1978, p. 308, Herausgeber: W.T.H. van Oers, J.P. Svenne, J.S.C. McKee und W.R. Falk
- Bec 78b F.D. Becchetti, E.R. Flynn, D.L. Hanson und J.W. Sunier, Nucl. Phys. A305 (1978) 293
- Bec 80 F.D. Becchetti, D. Overway und J. Jänecke, Nucl. Phys. A344 (1980) 336
- Bec 81 F.D. Becchetti und J. Jänecke, Proceedings of the Nuclear Physics Workshop, I.C.T.P., Trieste, Miramare, Italy, 5-30 October 1981, p. 235, Herausgeber: C.H. Dasso, R.A. Broglia und A. Winther
- Bed 72 M. Bedjidian, M. Chevallier, J.Y. Grossiord, A. Guichard, M. Gusakow, J.R. Pizzi und C. Ruhla, Nucl. Phys. A189 (1972) 403
- Ben 64 Gy. Bencze und J. Zimanyi, Phys. Lett. 9 (1964) 246
- Ben 77 C.L. Bennett, Nucl. Phys. A284 (1977) 301
- Ben 78 C.L. Bennett und H.W. Fulbright, Phys. Rev. C17 (1978) 2225
- Ben 79 C.L. Bennett, H.W. Fulbright, J.F.A. van Hienen, W. Chung und B.H. Wildenthal, Phys. Rev. C19 (1979) 1099 und Ref. 71
- Ber A.M. van den Berg, Dissertation, Universität Groningen, nicht veröffentlicht
- Ber 78 G.P.A. Berg, B. Berthier, J.P. Fouan, J. Gastebois, J.P. Le Fèvre und M.C. Lemaire, Phys. Rev. C18 (1978) 2204
- Ber 83 A.M. van den Berg, N. Blasi, R.H. Siemssen und W.A. Sterrenburg, Nucl. Phys. A403 (1983) 57
- Ber 83a A.M. van den Berg, N. Blasi, R.h. Siemssen und W.A. Sterrenburg, Phys. Rev. C27 (1983) 2377
- Ber 84 A.M. van den Berg, R. Bijker, N. Blasi, M. Sambataro, R.H. Siemssen und W.A. Sterrenburg, Nucl. Phys. A422 (1984) 61

- Ber 84a A.M. van den Berg, A. Saha, G.D. Jones, L.W. Put und R.H. Siemssen, Nucl. Phys. A429 (1984) 1
- Ber 84b A.M. van den Berg, N. Blasi, R.H. Siemssen, W.A. Sterrenburg und Z. Sujkowski, Nucl. Phys. A422 (1984) 45
- Bes 66 D.R. Bès und R.A. Broglia, Nucl. Phys. 80 (1966) 289
- Bet 70 K. Bethge, Ann. Rev. Nucl. Sci. 20 (1970) 255
- Bet 77 R.R. Betts, Phys. Rev. C16 (1977) 1617
- Bet 78 R.R. Betts, N. Stein, J.W. Sunier und C.W. Woods, Phys. Lett. 76B (1978) 47
- Bet 81 M.G. Betigeri, W. Chung, A. Djaloeis, W. Oelert und P. Turek, Nucl. Phys. A363 (1981) 35
- Bil 85 B. Bilwes, private Mitteilung und Konferenzbeitrag zu "Conference on Nuclear Structure with Heavy Ions", Legnaro, 27-31 May, 1985, p. 43
- Boh 68 A. Bohr, in Nuclear Structure (International Atomic Energy Agency, Vienna 1968), Dubna Symp., p. 179
- Boh 75 A. Bohr und B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. II, W.A. Benjamin inc, Reading 1975
- Bro 78 R.A. Broglia, L. Ferreira, P.D. Kunz, H. Sofia und A. Vitturi, Phys. Lett. 79B (1978) 351
- Bro 82 R.A. Broglie, Lecture Notes in Physics 168 (1982) 108
- Bro 83 R.A. Broglia, Nucl. Phys. A409 (1983) 163c, siehe außerdem R.A. Broglia in Advances in Nuclear Physics, Herausgeber: M. Baranger und E. Vogt, Volume 6 und Lecture Notes in Physics 168 (1982) 107
- Bur 50 H.B. Burrows, W.M. Gibson und J. Rotblat, Phys. Rev. 80 (1950) 1095
- But 50 S.T. Butler, Phys. Rev. 80 (1950) 1095
- But 51 S.T. Butler, Proc. Roy. Soc. A208 (1951) 559
- But 71 P.J.A. Buttler und L.J.B. Goldfarb, Nucl. Phys. A176 (1971) 299
- Cat 81 F. Catara, L. Ferreira, A. Insolia, A. Vitturi und R.A. Broglia, Nucl. Phys. A372 (1981) 237
- Ceb 74 A.E. Ceballos, H.J. Erramuspe, A.M.J. Ferrero, M.J. Sametband, J.E. Testoni, D.R. Bès, E.E. Maqueda, R.P.J. Perazzo und S.L. Reich, Nucl. Phys. 228 (1974) 216
- Cha 82 D.R. Chakrabarty und M.A. Eswaran, Phys. Rev. C25 (1982) 1933 und J. Cook und K.W. Kemper, Phys. Lett. 123B (1983) 5

- Chi 74 J.D. Childs, W.W. Daehnick und M.J. Spisak, Phys. Rev. C10 (1974) 217; W.W. Daehnick, J.D. Childs und Z. Vrcel, Phys. Rev. C21 (1980) 2253
- Chu W. Chung, Dissertation, Universität Michigan, nicht veröffentlicht
- Chu 76 L.T. Chua, F.D. Becchetti, J. Jänecke und F.L. Milder, Nucl. Phys. A271 (1976) 243
- Chu 78 W. Chung, J. van Hienen, B.H. Wildenthal und C.L. Bennett, Phys. Lett. 79B (1978) 381
- Chu 84 W. Chung, private Mitteilung und Rechnungen 1984 durchgeführt mit den Rechnerprogrammen von W. Chung
- Cob 76 M.E. Cobern, D.J. Pisano und P.D. Parker, Phys. Rev. C14 (1976) 491
- Com J.R. Comfort, P. Sprink und J.R. Erskine, nicht veröffentlicht
- Com 72 J.R. Comfort, W.J. Braithwaite, J.R. Duray, H.T. Fortune, W.J. Courtney und H.G. Bingham, Phys. Lett. 40B (1972) 456
- Con 79 M. Conze und D. Manakos, J. Phys G: Nucl. Phys. 5 (1979) 671
- Cos 76 J.P. Cossairt, R.D. Bent, A.S. Broad, F.D. Becchetti und J. Jänecke, Nucl. Phys. A261 (1976) 373
- Cun 78 A. Cunsolo, A. Foti, G. Pappalardo, G. Raciti und N. Saunier, Phys. Rev. C18 (1978) 856
- Cus 73 R.Y. Cusson und H.C. Lee, Nucl. Phys. A211 (1973) 429
- Dae 64 W.W. Daehnick und L.J. Denes, Phys. Rev. 136 (1964) B1325
- Dan 71 M. Danos und V. Gillet, Phys. Lett. 34B (1971) 24
- Dav 76 W.G. Davies, R.M. DeVries, G.C. Ball, J.S. Forster, W. McLatchie, D. Shapira, J. Toke und R.E. Wagner, Nucl. Phys. A269 (1976) 477
- Den 66 L.J. Denes, W.W. Daehnick und R.M. Drisko, Phys. Rev. 148 (1966) 1097
- Den 67 L.J. Denes und W.W. Daehnick, Phys. Rev. 154 (1967) 928
- Dic 65 J.K. Dickens, R.M. Drisko, F.G. Perey und R.G. Satchler, Phys. Lett. 15 (1965) 337
- Dja 74 A. Djaloeis, D. Ingham, H. Kelleter, O. Aspelund und C. Mayer-Böricke, Zeitschrift für Physik 269 (1974) 133
- Dra 71 O. Dragun, G.G. Dussel, E. Maqueda und R.P.J. Perazzo, Nucl. Phys. A167 (1971) 529
- Dra 75 J.P. Draayer, Nucl. Phys. A237 (1975) 157
- Eas 82 N. Easwar, J.V. Maher, W.W. Daehnick, R.E. Segel, W.P. Jones, F. Soya und P.P. Singh, Report of Current Research June 1, 1980 - May 15, 1982, Universität Pittsburgh, p. 58 nicht veröffentlicht

- E11 58 J.P. Elliott, Proc. Roy. soc. A245 (1958) 128 ibi 562
- E11 63 J.P. Elliott und M. Harvey, Proc. Roy. Soc. A272 (1963) 557
- Ers 75 J.R. Erskine, W. Henning, D.C. Kovar, L.R. Greenwood und R.M. DeVries, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 680
- Fae A. Faessler, private Mitteilung
- Fae 79 A. Faessler, D.J. Millener, P. Paul und D. Strottman, Nucl. Phys. A330 (1979) 333
- Fes 60 H. Feshbach, Nuclear Spectroscopy, Academic, New York, 1960, Herausgeber: F. Ajzenberg-Selove
- Fle 71 D.G. Fleming, M. Blann und H.W. Fulbright, Nucl. Phys. A163 (1971) 401
- For 73 H.T. Fortune, R.R. Betts, J.D. Garrett und R. Middleton, Phys. Lett. 44B (1973) 65
- For 78 H.T. Fortune, W.J. Courtney, J.R. Comfort, W.J. Braithwaite, J.R. Duray und A.A. Pilt, Phys. Rev. C17 (1978) 1955
- For 79 H.F. Fortune, L. Bland, R. Middleton, W. Chung und B.H. Wildenthal, Phys. Lett. 87B (1979) 29
- Ful 77 H.W. Fulbright, C.L. Bennett, R.A. Lindgren, R.G. Markham, S.C. McGuire, G.C. Morrison, U. Strohmusch und J. Toke, Nucl. Phys. A284 (1977) 329
- Ful 79 H.W. Fulbright, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 29 (1979) 161
- Gad 84 E. Gadioli, E. Gadioli-Erba, P. Guazzoni, P.E. Hodgson und L. Zetta, 4th International Conference on Cluster Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions, Chester, 23.-27. Juli 1984, p. 237, Herausgeber: J.S. Lilley und M.A. Nagarajan
- Gam 30 G. Gamow, Proc. Roy. Soc. A126 (1930) 632
- Gil 75 V. Gillet, Proceedings of the Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei, College Park, Maryland, 21-25 April 1975, p. 23, Herausgeber: D.A. Goldberg, J.B. Marion und S.J. Wallace
- Gle 63 N.K. Glendenning, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963)
- Gle 65 N.K. Glendenning, Phys. Rev. 137 (1965) B102
- Goe 55 M. Goeppert-Mayer, J.H.D. Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, New York 1955
- Gra 71 R.L. McGrath, D.L. Hendrie, E.A. McClatchie, B.G. Harvey und J. Cerny, Phys. Lett. 34B (1971) 289

- Gun 77 G.D. Gunn, R.N. Boyd, N. Anantaraman, D. Shapira, J. Toke und H.E. Gove, Nucl. Phys. A275 (1977) 524
- Gut 71 H.H. Gutbrod, H. Yoshida und R. Bock, Nucl. Phys. A165 (1971) 240
- Gut 72 H.H. Gutbrod und R.G. Markham, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 808
- Han 77 O. Hansen, J.V. Maher, J.C. Vermeulen, L.W. Put, R.H. Siemssen und A. van der Woude, Nucl. Phys. A292 (1977) 253
- Har 68 M. Harvey, Adv. in Nucl. Phys. I (1968) 67
- Hau 52 W. Hauser und H. Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 366
- Häu 72 O. Häusser, A.J. Ferguson, A.B. McDonald, I.M. Szöghy, T.K. Alexander und D.L. Disdier, Nucl. Phys. A179 (1972) 465
- Hax 49 O. Haxel, J.H.D. Jensen und H.E. Suess, Phys. Rev. 75 (1949) 1769
- Hec 75 K.T. Hecht und D. Braunschweig, Nucl. Phys. A244 (1975) 365
- Hod 78 P.E. Hodgson, Nuclear Heavy-ion Reactions, Oxford 1978, 588, Clarendon und in: The Uncertainty Principle und Foundations of Quantum Mechanics, A Fifty Years' Survey, A. Wiley-Interscience Publication, ISBN 0471994146, John Wiley & Sons, London, New York, Sydney, Toronto, Herausgeber: W.C. Price und S.S. Chissick, 1977, p. 485
- Hol 50 J.R. Holt und C.T. Young, Proc. Phys. Soc. A63 (1950) 833
- Iac 77 F. Iachello Nukleonika 22 (1977) 107
- Iac 82 F. Iachello und A.D. Jackson, Phys. Lett. 108 (1982) 151
- Iac 84 F. Iachello, Proceedings of the 4th International Conference on Clustering Aspects of Nuclear Structure und Nuclear Reactions, Chester College, Chester, 23.-27. Juli 1984, Herausgeber: J.S. Lilley und M.A. Nagarajan, im Druck
- Ian 66 P.J. Iano und N. Austern, Phys. Rev. 151 (1966) 853
- Ich 73 M. Ichimura, A. Arima, E.C. Halbert und T. Terasawa, Nucl. Phys. A204 (1973) 225
- Iga 77 M. Igarashi, Rechnerprogramm TWOFNR, finite-range (1977) nicht veröffentlicht
- Jän 79 J. Jänecke, F.D. Becchetti und C.E. Thorn, Nucl. Phys. A325 (1979) 337
- Jän 80 J. Jänecke, F.D. Becchetti und B. Overway, Nucl. Phys. 343 (1980) 161
- Jän 81 J. Jänecke, F.D. Becchetti, D. Overway, J.D. Cossairt, R.L. Spross, Phys. Rev. C23 (1981) 101

- Jän 81a J. Jänecke und F.D. Becchetti, Proc. of the Nuclear Physics Workshop, I.C.T.P., Trieste, Miramare, Italy, 5-30 Oct. 1981, p. 253,
Herausgeber: C.H. Dasso, R.A. Broglia und A. Winther
- Jän 82 J. Jänecke, F.D. Becchetti, D. Overway und C.E. Thorn, Phys. Rev. C26 (1982) 405
- Jän 84 J. Jänecke, E.H.L. Aarts, A.G. Drentje, R.V.F. Janssens und L.W. Put, 4th International Conference on Clustering Aspects of Nuclear Structure und Nuclear Reactions, Chester 23-27 July 1984, p. 211,
Herausgeber: J.S. Lilley und M.A. Nagarajan
- Jar 84 L. Jarczyk, A. Strzalkowski, B. Styczen, G.P.A. Berg, B. Brinkmöller, G. Hlawatsch, A. Magiera, J. Meissburger, W. Oelert, D. Prasuhn, P. von Rossen, J.G.M. Römer und J.L. Tain, Annual Report, IKP-KFA Jülich, 1984
- Kik 68 K. Kikuchi und M. Kawai, Nuclear Matter und Nuclear Reactions, North-Holland, Amsterdam (1968)
- Knö 79 K.T. Knöpfle, Lecture Notes in Physics 109 (1979) 311
- Köh 80 M. Köhler, K.D. Müller, H. Stoff, M. Teske, G.P.A. Berg, A. Hardt, S. Martin, C. Mayer-Böricke und J. Meissburger, Nucl. Instr. Meth. 175 (1980) 357
- Kun P.D. Kunz, Rechnerprogramm CHUCK, zero-range coupled channel, Universität Colorado, Boulder (nicht veröffentlicht)
- Kun 4 P.D. Kunz, Rechnerprogramm DWUCK4, zero-range, Universität Colorado, Boulder (nicht veröffentlicht)
- Kun 5 P.D. Kunz, Rechnerprogramm DWUCK5, finite-range, Universität Colorado, Boulder (nicht veröffentlicht)
- Kur 73 D. Kurath, Phys. Rev. C7 (1973) 1390
- Kur 74 D. Kurath und I.S. Towner, Nucl. Phys. A222 (1974) 1
- Kur 76 D. Kurath, Proceedings Int. School "Enrico Fermi" LXII, 1976, P. 58,
Herausgeber: H. Faraggi, R.A. Ricci
- Lee 72 H.C. Lee und R.Y. Cusson, Ann. Phys. (N.Y.) 72 (1972) 353 und H.C. Lee und R.Y. Cusson, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1525
- Led 78 Tables of Isotopes, Herausgeber: C.M. Lederer und V.S. Shirley (1978) Lawrence Berkeley Laboratory, Univ. of California, Berkeley
- Lev 68 F.S. Levin, H. Feshbach, Reaction Dynamics, Documents on Modern Physics, Gordon und Breach Science Publisher, New York, London, Paris (1968)

- Lez 81 P. Lezoch, H.J. Trost, Md.A. Rahman und U. Strohbusch, Phys. Lett. 98B (1981) 158
- Lez 81a P. Lezoch, H.J. Trost und U. Strohbusch, Phys. Rev. C23 (1981) 2763
- Lin 77 J.M. Lind, G.T. Garvey und R.E. Tribble, Nucl. Phys. A276 (1977) 25
- Mah 70 J.V. Maher, J.R. Erskine, A.M. Friedman, J.P. Schiffer und R.M. Siemssen, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 302
- Mah 72 J.V. Maher, J.R. Erskine, A.M. Friedman, R.H. Siemssen und J.P. Schiffer, Phys. Rev. C5 (1972) 1380
- Mal 78 M.C. Mallet-Lemaire, AIP Conference Proceedings No. 47, Clustering Aspects of Nuclear Structure und Nuclear Reactions, Winnipeg, 19-23 June 1978, p. 271, Herausgeber: W.T.H. van Oers, J.P. Svenne, J.S.C. McKee und W.R. Falk
- Man 64 H.J. Mang, Ann. Rev. Nucl. Sci. 14 (1964) 1
- Man 75 H.J. Mang, Proceedings of the Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei, College Park, Maryland, 21-25 April 1975, p. 601, Herausgeber: D.A. Goldberg, J.B. Marion und S.J. Wallace
- Man 83 P. Manakos, T. Fliessbach und H. Wallisen, Phys. Rev. C27 (1983) 2930
- Mar 71 N. Marquardt, W. von Oertzen und R.L. Walter, Phys. Lett. 35B (1971) 37. Herrn Marquardt sei gedankt für das Überlassen der Fig. zum Abdruck
- Mar 73 P. Martin, J.B. Viano, J.M. Louseaux und Y. Le Chalony, Nucl. Phys. A212 (1973) 304
- Mar 83 S.A. Martin, A. Hardt, J. Meissburger, G.P.A. Berg, U. Hacker, W. Hürlimann, J.G.M. Römer, T. Sagefka, A. Retz, O.W.B. Schult, K.L. Brown und K. Halbach, Nucl. Instr. und Methods 214 (1983) 281
- Mat 76 E. Mathiak, K.A. Eberhard, J.G. Cramer, H.H. Rossner, J. Stettmeier und A. Weidinger, Nucl. Phys. A259 (1976) 129
- May 49 M.G. Mayer, Phys. Rev. 75 (1949) 1969 und Phys. Rev. 78 (1950) 16
- Mei 68 K. Meier-Ewert, K. Bethge und K.-O. Pfeiffer, Nucl. Phys. A110 (1968) 142
- Mil 77 F.L. Milder, J. Jänecke und F.D. Becchetti, Nucl. Phys. A276 (1977) 72
- Mol 75 A. van der Molen, J. Jänecke und F.D. Becchetti, Proceedings of the Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei, College Park, Maryland, 21-25 April 1975, p. 413, Herausgeber: D.A. Goldberg, J.B. Marion und S.J. Wallace

- Mor 56 H. Morinaga, Phys. Rev. 101 (1956) 254
- Mor 66 H. Morinaga, Phys. Lett. 21 (1966) 78
- Nag 76 P. Nagel und R.D. Koshel, Phys. Rev. C14 (1976) 1667
- Nat 68 O. Nathan in Nuclear Structure (International Atomic Energy Agency, Vienna 1968), Dubna Symp., p. 191
- Oel W. Oelert, wird veröffentlicht
- Oel 75 W. Oelert, J.V. Maher, D.A. Sink und M.J. Spisak, Phys. Rev. C12 (1975) 417 und 1495
- Oel 76 W. Oelert, J.V. Maher, D.A. Sink, M.J. Spisak und C.M. Cheng, Proceedings of the International Conference on Selected Topics in Nuclear Structure, Dubna, 1976
- Oel 78 W. Oelert, A. Djaloeis, C. Mayer-Böricke, P. Turek und S. Wiktor, Nucl. Phys. A306 (1978) 1
- Oel 79 W. Oelert, M. Betigeri, W. Chung, A. Djaloeis, C. Mayer-Böricke und P. Turek, Nucl. Phys. A329 (1979) 192
- Oel 79a W. Oelert, W. Chung, M. Betigeri, A. Djaloeis, C. Mayer-Böricke und P. Turek, Phys. Rev. C20 (1979) 459
- Oel 79b W. Oelert, A. Djaloeis, C. Mayer-Böricke und P. Turek, Phys. Rev. C19 (1979) 1747
- Oel 80 W. Oelert, W. Chung, A. Djaloeis, C. Mayer-Böricke und P. Turek, Phys. Rev. C22 (1980) 408
- Oel 83 W. Oelert, G.P.A. Berg, A. Djaloeis, C. Mayer-Böricke und P. Turek, Phys. Rev. C28 (1983) 73
- Oel 83a W. Oelert und G. Pál, Proceedings of the 1983 RCNP International Symposium on Light Ion Reaction Mechanism, Osaka, 1983, p. 420, Herausgeber: H. Ogata, I. Kammuri und I. Katayama
- Oel 84 W. Oelert, G. Pál, B. Rubio, M.G. Betigeri, C. Mayer-Böricke, P. Turek und H.T. Fortune, Phys. Rev. C30 (1984) 1378
- Oel 85 W. Oelert, wird veröffentlicht in: International Review of Nuclear Physics
- Oer 75 W. von Oertzen, Proceedings of the Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei, College Park, Maryland, 21-25 April 1975, p. 367, Herausgeber: D.A. Goldberg, J.B. Marion und S.J. Wallace
- Ogl 73 A.A. Ogloblin, Soviet J. of Part. und Nucl. 3 (1973) 467
- Oot 73 M.A. Oothoudt und N.M. Hintz, Nucl. Phys. A213 (1973) 221

- Pal 78 G. Pál, D. Eppel und U. Strohm, Z. Physik A287 (1978) 369
- Pal 84 G. Pál und W. Oelert, Phys. Rev. C30 (1984) 1331
- Pen 64 S.K. Penny und G.R. Satchler, Nucl. Phys. 53 (1964) 145
- Pen 76 J.C. Peng, J.V. Maher, W. Oelert, D.A. Sink, C.M. Cheng und H.S. Song, Nucl. Phys. A264 (1976) 312
- Per 64 F.G. Perey und D.S. Saxon, Phys. Lett. 10 (1964) 107
- Pis 76 D.J. Pisano und P.D. Parker, Phys. Rev. C14 (1976) 475
- Pre 72 B.M. Preedom und B.H. Wildenthal, Phys. Rev. C6 (1972) 1633
- Püh 79 F. Pühlhofer, H.G. Ritter, R. Bock, G. Brommundt, H. Schmidt und K. Bethge, Nucl. Phys. A147 (1979) 258
- Ray 77 J. Raynal, Rechnerprogramm DWBA 77, nicht veröffentlicht
- Reb 72 H. Rebel, G.W. Schweimer, G. Schatz, J. Specht, R. Löhken, G. Hauser, D. Habs und H. Klewe-Nebenius, Nucl. Phys. A182 (1972) 145
- Red J. Reder, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, nicht veröffentlicht
- Rol 78 C. Rolfs und H.P. Trautvetter, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 28 (1978) 115
- Rot 68 I. Rotter, Fortschr. Phys. 16 (1968) 195; Nucl. Phys. A122 (1968) 567
- Roy 70 J.C. Roynette, Nucl. Phys. A155 (1970) 548
- Sat 80 G.R. Satchler, Introduction to Nuclear Reactions, Macmillan Press, London (1980)
- Sat 83 G.R. Satchler, Direct Nuclear Reactions, International Series of Monographs on Physics 68, Clarendon Press, Oxford, Oxford University Press, New York (1983)
- Sco 75 D.K. Scott, B.G. Harvey, D.L. Hendrie, U. Jahnke, L. Kraus, C.F. Maguire, J. Mahoney, J. Terrien, K. Yagi und N.K. Glendenning, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 895
- She 76 J.D. Sherman, D.L. Hendrie und M.S. Zisman, Phys. Rev. C13 (1976) 20
- Shi 62 I. Shimodaya, R. Tamagaki und Tanaka, Progress of Theor. Phys. 27 (1962) 793
- Shy 84 R. Shyam und J. Knoll, Phys. Lett. 136B (1984) 221
- Sie 83 R.H. Siemssen, Nucl. Phys. A409 (1983) 73c
- Smi 61 Yu. F. Smirnov und D. Chlebowska, Nucl. Phys. 26 (1961) 306
- Smi 62 Y.F. Smirnov, Nucl. Phys. 39 (1962) 346
- Smi 71 W.R. Smith, Phys. Lett. 34B (1971) 252
- Ste 76 W.F. Steele, P.A. Smith, J.E. Finck und G.M. Crawley, Nucl. Phys. A266 (1976) 424

- Ste 77 N. Stein, J. Sunier und C. Woods, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 587
- Ste 83 T. Steinmayer, W. Sünkel und K. Wildermuth, Phys. Lett. 125B (1983) 437
- Str 74 U. Strohmusch, C.L. Fink, B. Zeidman, R.G. Markham, H.W. Fulbright und R.N. Horoshko, Phys. Rev. C9 (1974) 965
- Str 75 U. Strohmusch, G. Bauer und W.W. Fulbright, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 968
- Sük C. Sükösd, C. Mayer-Böricke, M. Rogge, P. Turek, K. Schindler, K.T. Knöpfle, H. Riedesel und G.J. Wagner, wird veröffentlicht
- Tak 70 N.De. Takacsy und S.D. Gupta, Phys. Lett. 33B (1970) 556
- Tak 71 N. Takigawa und A. Arima, Nucl. Phys. A168 (1971) 593
- Tam 74 T. Tamura und K.S. Low, computer code Saturn-Mars, Comput. Phys. Commun. 8 (1974) 349
- Tam 74a T. Tamura, Phys. Rep. 14C (1974) 59
- Tan 84 Y.C. Tang, Clustering Aspects in Astrophysics und Relativistic Heavy-Ion Reactions, Invited Talk at the 4th International Conference on Clustering Aspects of Nuclear Structure und Nuclear Reactions, Chester College, Chester, 23-27 July 1984, Herausgeber: J.S. Lilley und M.A. Nagarajan
- Tic 80 R.S. Tickle, W.S. Gray und R.D. Bent, Phys. Lett. 92B (1980) 283
- Tob 61 W. Tobocman, Theory of Direct Nuclear Reactions, Oxford University Press 1961
- Tob 73 W. Tobocman, R. Ryan, A.J. Baltz und S. Kahana, Nucl. Phys. A205 (1973)
- Tur 77 P. Turek, A. Kiss, C. Mayer-Böricke, M. Rogge und S. Wiktor, Annual Report 1976, KFA-IKP 10/77 (1977) 4
- Uda 73 T. Udagawa und D.K. Olsen, Phys. Lett. 46B (1973) 285
- Ver J.C. Vermeulen, Dissertation und [Ver 81]
- Ver 81 J.C. Vermeulen, A.G. Drentje, H.T. Fortune, L.W. Put, R.R. de Ruyter von Steveninck, R.H. Siemssen, J.F.A. van Hienen und H. Hasper, Nucl. Phys. A362 (1981) 189
- Ver 81a J.C. Vermeulen, A.G. Drentje, L.W. Put, R.R. de Ruyter van Steveninck, R.H. Siemssen, J.F.A. van Hienen, H. Hasper und H.T. Fortune, Nucl. Phys. A369 (1981) 82
- Vit 80 A. Vitturi, L. Ferreira, P.D. Kunz, H.M. Sofia, P.F. Bortignon und R.A. Broglia, Nucl. Phys. A340 (1980) 183

- Vri 73 R.M. De Vries, Rechnerprogramm LOLA, finite-range, Phys. Rev. C8 (1973) 951
- Vri 73a R.M. DeVries, Nucl. Phys. A212 (1973) 207
- Vri 75 R.M. DeVries, H.W. Fulbright, R.G. Markham und U. Strohmusch, Phys. Lett. 55B (1975) 33
- Wag 81 G.J. Wagner, Proceedings of the Nuclear Physics Workshop, I.C.T.P., Trieste, Miramare, Italy, 5-30 October 1981, p. 385, Herausgeber: C.H. Dasso, R.A. Broglia und A. Winther, siehe auch Ref. 37
- Wat 72 J.W. Watson, Nucl. Phys. A198 (1972) 129
- Wer 73 M.F. Werby, M.B. Greenfield, K.W. Kemper, D.L. McShan und S. Edwards, Phys. Rev. C8 (1973) 106
- Wil 58 K. Wildermuth und T. Kanellopoulos, Nucl. Phys. 7 (1958) 150
- Wil 59 K. Wildermuth und T. Kanellopoulos, Nucl. Phys. 9 (1959) 449
- Wil 66 K. Wildermuth und W. McClure, Springer Tracts in Modern Physics Vol. 41, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Herausgeber: G. Höhler, Berlin, Springer 1966
- Wil 77 K. Wildermuth und Y.C. Tang, Aunified theory of the nucleus (Cluster phenomena in nuclei, Vol. 1) Braunschweig, Vieweg 1977 ISBNB: 3-528-08373-5
- Wil 75 L. Wilets, Proceedings of the Second International Conference on Clustering Phenomena in Nuclei, College Park, Maryland, 21-25 April 1975, p. 615, Herausgeber: D.A. Goldberg, J.B. Marion und S.J. Wallace
- Wil 84 B.H. Wildenthal, Progress in Particle und Nuclear Physics 11 (1984) 5, Pergamon Press, Herausgeber: Sir D. Wilkinson
- Wou 76 A. van der Woude und R.J. de Meijer, Nucl. Phys. A258 (1976) 195
- Woz 76 G.J. Wozniak, D.P. Stahel und J. Cerny, Phys. Rev. C14 (1976) 815
- Yam 80 T. Yamaya, K. Umeda, T. Suehiro, K. Takimoto, R. Wada, E. Takada, M. Fukada, J. Schimizu und Y. Okuma, Phys. Lett. 90B (1980) 219 und K. Umeda, T. Yamaya, T. Suehiro, K. Takimoto, R. Wada, E. Takada, S. Shimoura, A. Sakaguchi, S. Murakami, M. Fukada und Y. Okuma, Nucl. Phys. A429 (1984) 88
- Yos 4 H. Yoshida, Rechnerprogramm DWBA-4, nicht veröffentlicht
- Yos 62 S. Yoshida, Nucl. Phys. 33 (1962) 685

