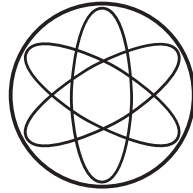


PHYSIK-DEPARTMENT



**Untersuchung von Cluster-Strukturen  
der neutronenreichen Sauerstoff-  
Isotope  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{O}$  und  $^{20}\text{O}$  mit der  
( $^7\text{Li,p}$ )-Reaktion**

Dissertation

von

Tatiana Dorsch



TECHNISCHE UNIVERSITÄT  
MÜNCHEN



TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Fakultät für Physik  
Physik-Department E12

# Untersuchung von Cluster-Strukturen der neutronenreichen Sauerstoff- Isotope $^{18}\text{O}$ , $^{19}\text{O}$ und $^{20}\text{O}$ mit der ( $^7\text{Li,p}$ )-Reaktion

Tatiana Dorsch

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr. W. Weise

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. R. Krücken

2. Univ.-Prof. Dr. W. von Oertzen

Die Dissertation wurde am 23.06.2008 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 08.07.2008 angenommen.



# Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Cluster- und insbesondere molekulare Strukturen in den neutronenreichen Sauerstoff-Isotopen  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{O}$  und  $^{20}\text{O}$  mit Hilfe der  $(^7\text{Li,p})$ -Reaktion experimentell untersucht. Dazu wurden im Januar 2006 und im Februar 2007 Messungen am Maier-Leibnitz-Laboratorium der LMU und TU München mit dem Q3D-Magnetspektrometer bei 44 MeV Einschussenergie durchgeführt. Der gesamte gemessene Anregungsenergiebereich erstreckte sich für alle drei Isotope vom Grundzustand bis zu 21 MeV.

Die Datenreduktion bis zur Projektion der Spektren wurde am MLL in München direkt nach den Strahlzeiten durchgeführt, die eigentliche Spektrenanalyse wurde anschließend am Hahn-Meitner-Institut Berlin vorgenommen. Dabei wurde eine große Zahl bisher unbekannter Zustände in  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{O}$  und  $^{20}\text{O}$  identifiziert. Neben den differentiellen Wirkungsquerschnitten wurden für alle Resonanz-Zustände auch die Breiten bestimmt. Um Informationen über den Spin und die Parität der Zustände zu erhalten, wurden die Spektren der drei Reaktionen bei drei verschiedenen Streuwinkeln gemessen, die zu einer entsprechenden Charakterisierung geeignet wären, wenn Oszillationsstrukturen aufträten. Dies war jedoch leider nicht der Fall, im Gegensatz zu den theoretischen Vorhersagen.

In der weiteren Auswertung wurden die Spektren in enger Anlehnung an die Literatur auf vorhandene Bandenstrukturen untersucht. In den  $^{18}\text{O}$ -Daten konnten neue Ergebnisse insbesondere für die molekulare Bande mit der Cluster-Struktur  $^{12}\text{C}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$  erhalten werden. Zum ersten Mal wurde für diese Rotationsbande der Bandenkopf identifiziert, ein Anregungszustand von  $^{18}\text{O}$  bei  $E_x = 7.796$  MeV eines bisher noch nicht aufgelösten Liniendoublets. Diese Bande konnte außerdem aufgrund der  $J(J+1)$ -Abhängigkeit der Anregungsenergie und der Systematik der Wirkungsquerschnitte um die  $8^+$ - und  $10^+$ -Bandenmitglieder erweitert werden.

Neben den Banden positiver Parität konnten auch solche mit negativer Parität lokalisiert werden. Diese Strukturen wurden auf Paritätsdoublets untersucht, die bei Oktupoldeformationen auftreten können.

In  $^{20}\text{O}$  wurde die  $^{14}\text{C}\otimes^6\text{He}$ -Cluster-Bande durch zusätzliche Mitglieder erweitert, und zum ersten Mal ihr Paritätsdoublet-Partner negativer Parität beobachtet. Außerdem konnte in diesem Sauerstoff-Isotop eine bisher noch vollständig unbekannte Bande beobachtet werden, die auf dem  $0^+$ -Bandenkopf bei 9.77 MeV basiert und vermutlich eine molekulare  $^{14}\text{C}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$  Struktur aufweist.

Für das  $^{19}\text{O}$ -Isotop wurden in der Analyse der Spektren entsprechend signifikante Charakteristika der Zustände, wie die differentiellen Wirkungsquerschnitte und die Resonanz-Breiten, gewonnen, um sie für spätere Interpretationen der Cluster-Strukturen in diesem Kern verwenden zu können.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Modelle</b>	<b>5</b>
2.1	Schalen-Modell . . . . .	5
2.2	Nilsson-Orbitale . . . . .	6
2.3	Kollektive Anregung . . . . .	6
2.4	Zwei-Zentren-Schalen-Modell . . . . .	9
2.5	Bloch-Brink-Modell und Generator-Koordinaten-Methode . . . . .	10
2.6	Fermion-Molekular-Dynamik und Antisymmetrisierte Molekular-Dynamik . . . . .	10
2.7	Rotierende Kerne . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Allgemeiner Formalismus der Reaktionsmechanismen</b>	<b>14</b>
3.1	Klassifizierung der Kernreaktionen . . . . .	14
3.2	Formale Beschreibung von Transferreaktionen . . . . .	15
3.3	Breit-Wigner-Resonanzen . . . . .	20
3.4	Kinematik . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>28</b>
4.1	Die Targets . . . . .	28
4.2	Der Beschleuniger und die Strahlführung . . . . .	29
4.3	Eigenschaften des Q3D-Magnetspektrometers . . . . .	29
4.3.1	Aufbau des Q3D-Magnetspektrometers . . . . .	29
4.3.2	Spektrometergleichung . . . . .	31
4.3.3	Ionenoptik . . . . .	32
4.3.4	Kinematische Korrektur . . . . .	33
4.4	Der Fokalebeneendetektor . . . . .	33
4.5	Messelektronik und Datenerfassung . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>37</b>
5.1	Datenaufbereitung . . . . .	37
5.2	Teilchenidentifizierung . . . . .	38
5.3	Eichung der Energieachse . . . . .	40
5.4	Untergrundbeiträge und Zusammensetzung des Gesamtspektrums aus den Teilspektren . . . . .	42
5.4.1	Mehr-Körper-Phasenraumverteilungen . . . . .	42

5.4.2	Untergrund von Targetverunreinigungen . . . . .	43
5.4.3	Zusammensetzung der Teilspektren zum Gesamtspektrum . . . . .	45
5.5	Beiträge zur Energieauflösung . . . . .	45
<b>6</b>	<b>Diskussion des <math>^{18}\text{O}</math>-Kerns</b>	<b>47</b>
6.1	Analyse der $^{18}\text{O}$ -Spektren . . . . .	47
6.2	Konfigurationen in $^{18}\text{O}$ . . . . .	52
6.3	Bandenstrukturen in $^{18}\text{O}$ . . . . .	60
6.3.1	Die $0_1^+$ -Grundzustandsbande . . . . .	60
6.3.2	Die $0_2^+$ -Cluster-Bande . . . . .	60
6.3.3	Die $0_2^-$ -Cluster-Bande . . . . .	67
6.3.4	Die $0_4^+$ molekulare Bande . . . . .	74
6.3.5	Die $0_4^-$ molekulare Bande . . . . .	79
6.3.6	Die $1^-$ -Bande . . . . .	80
6.4	Winkelverteilungen, Gekoppelte-Kanäle- Rechnungen . . . . .	82
6.5	Zusammenfassung für den $^{18}\text{O}$ -Kern . . . . .	88
<b>7</b>	<b>Diskussion des <math>^{20}\text{O}</math>-Kerns</b>	<b>90</b>
7.1	Analyse der $^{20}\text{O}$ -Spektren . . . . .	90
7.2	Bandenstrukturen in $^{20}\text{O}$ . . . . .	95
7.2.1	Die $0_1^+$ -Grundzustandsbande . . . . .	95
7.2.2	Die $0_2^+$ -Cluster-Bande . . . . .	96
7.2.3	Die $0_2^-$ -Cluster-Bande . . . . .	100
7.2.4	Die $0_3^+$ molekulare Bande . . . . .	102
7.3	Zusammenfassung für den $^{20}\text{O}$ -Kern . . . . .	104
<b>8</b>	<b>Diskussion des <math>^{19}\text{O}</math>-Kerns</b>	<b>105</b>
8.1	Spektren der $^{13}\text{C}(^7\text{Li,p})^{19}\text{O}$ -Reaktion . . . . .	105
8.2	Zusammenfassung für den $^{19}\text{O}$ -Kern . . . . .	106
<b>9</b>	<b>Schlußfolgerungen und Ausblick</b>	<b>110</b>
<b>A</b>	<b>Tabellen zu den Zuständen von <math>^{18}\text{O}</math>, <math>^{19}\text{O}</math> und <math>^{20}\text{O}</math></b>	<b>113</b>
<b>B</b>	<b>Ergebnisse der Schalen-Modell-Rechnungen</b>	<b>122</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>125</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

### Cluster-Strukturen in Kernen

In Strukturuntersuchungen von leichten Kernen spielen Cluster- und molekulare Konfigurationen eine immer wichtigere Rolle. Das Phänomen der Clusterbildung wurde sowohl von vielen theoretischen Modellen vorhergesagt, als auch in den letzten vierzig Jahren experimentell untersucht.

Im Grundzustand können die meisten Kerne sehr gut mit dem Schalen-Modell beschrieben werden, d.h. die Nukleonen sind in einem Zentralpotential gebunden und besetzen darin die tiefsten Nukleonen-Orbitale. Unter bestimmten Bedingungen können sich jedoch auch Unterstrukturen bilden, z.B. ein  $\alpha$ -Teilchen aus 2 Protonen und 2 Neutronen. Dies kann geschehen, wenn die Gesamtbindungsenergie eines Zustands durch die Bildung eines  $\alpha$ -Clusters an Energie gewinnt. Durch die hohe *innere* Bindungsenergie des  $\alpha$ -Teilchens ( $-28.296$  MeV) ist dieses selbst dann oft nur schwach an den Rumpf gebunden. Die Bindungswellenfunktion reicht asymptotisch mit

$$\Psi_B \sim e^{-kr} = e^{-\sqrt{\frac{2\mu E_B}{\hbar^2}} r}$$

in den Außenraum hinaus ( $E_B$  äußere Bindungsenergie des  $\alpha$ -Teilchens,  $\mu$  reduzierte Masse). Je kleiner also die Bindungsenergie des  $\alpha$ -Clusters an den Rumpf ist, desto weiter erstreckt sich die Wellenfunktion in den Außenraum und desto ausgeprägter wird die Clusterung.

Auf der Grundlage dieser Idee hat Ikeda 1968 ein Diagramm erstellt [Ike68], in dem er die Korrelationen zwischen den Cluster-Strukturen und den dazugehörigen Teilchen-separationsschwellen angibt. Das *Ikeda-Diagramm* zeigt (Abbildung 1.1), dass jedes Mal, wenn eine Cluster-Bindungsschwelle erreicht bzw. überschritten wird, ein neuer Cluster-Freiheitsgrad entsteht. Das bedeutet einen graduellen Übergang von einem kompakten Grundzustand zu einer vollständigen  $n\alpha$ -Struktur bei  $A = 4n$  und  $N = Z$  ( $N$  Neutronenzahl,  $Z$  Protonenzahl,  $A = Z + N$ ). Die lineare Anordnung der Cluster nebeneinander im Diagramm hat nur graphische Gründe, die wirkliche strukturelle Anordnung kann nur in Modellrechnungen bestimmt werden.

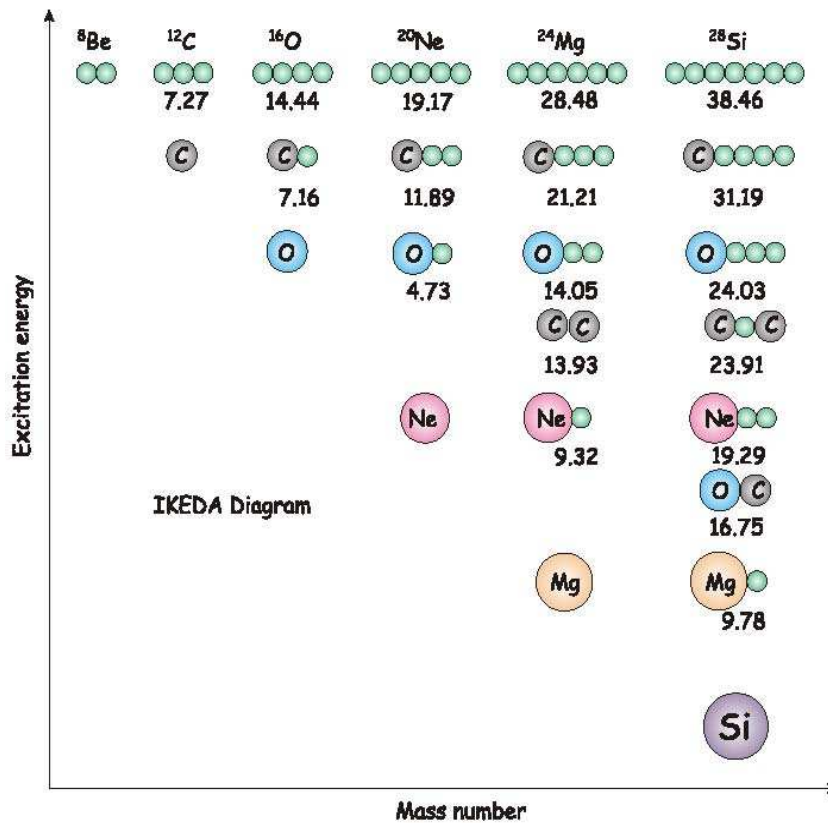


Abbildung 1.1: Das Ikeda-Diagramm [Ike68] mit  $\alpha$ -konjugierten ( $N = Z$ ) Kernen und möglichen Cluster-Substrukturen in Abhängigkeit von ihrer Bindungsenergie (aus [vOe01]). Die Zahlenangaben sind die Energien (in MeV), die nötig sind um den Kern in die jeweiligen Substrukturen zu zerlegen.

Ein bekanntes Beispiel für eine solche Cluster-Struktur ist das  ${}^8\text{Be}$ -Isotop. Dieser Kern weist bereits im Grundzustand eine  $\alpha$ -Clustering auf und ist  $\alpha$ -instabil. Die beiden  $\alpha$ -Cluster werden durch die Coulomb-Barriere nur für 3.7 fs (Breite 5.57 eV) zusammengehalten.

Der zweite Kern im Ikeda-Diagramm, das  ${}^{12}\text{C}$ -Isotop, besitzt im Grundzustand eine starke oblate Deformation, die als eine Anordnung von drei  $\alpha$ -Teilchen in einem gleichseitigen Dreieck verstanden wird. Die  $\alpha$ -Schwelle liegt hier bei 7.27 MeV. Von größtem Interesse ist in diesem Kern der  $0^+$ -Zustand bei 7.65 MeV. Er ist der Schlüssel zur  ${}^{12}\text{C}$ -Synthese in Sternen und wurde nach Hoyle benannt, der ihn bereits 1954 vorhersagte [Hoy54].  ${}^{12}\text{C}$  entsteht im Universum dadurch, dass zunächst zwei  $\alpha$ -Teilchen zu  ${}^8\text{Be}$  fusionieren, das dann, während seiner äußerst kurzen Lebensdauer, ein weiteres  $\alpha$ -Teilchen einfangen muss, um anschließend durch Paarbildung in den  ${}^{12}\text{C}$ -Grundzustand überzugehen. Hoyle errechnete, dass die Isotopenhäufigkeit von  ${}^{12}\text{C}$  achtmal kleiner wäre als die tatsächlich beobachtete, wenn dieser Prozess durch den direkten Einfang stattfinden würde. Er sagte eine  $s$ -Wellen-Resonanz ( $l = 0$ ) vorher, durch die der Einfang verstärkt wird. Dieser  $\alpha$ -Cluster-Zustand wurde auch später, genauso wie Hoyle es vermutete, mit einer Spinbestimmung von  $0^+$ , bei 7.65 MeV in  ${}^{12}\text{C}$  gefunden.

In neutronenreichen Kernen kann neben einer reinen  $\alpha$ -Cluster-Struktur auch eine molekulare Bindung zwischen den  $\alpha$ -Clustern durch die überschüssigen Neutronen als Valenzteilchen erfolgen, die durch Austauschwechselwirkung die Bindung erzeugen (siehe Abbildung 1.2). Solche molekularen Zustände sind bereits in Beryllium- und Kohlestoff-Isotopen bekannt [vOe97, Fre99, Kan01, vOe06, Boh07].

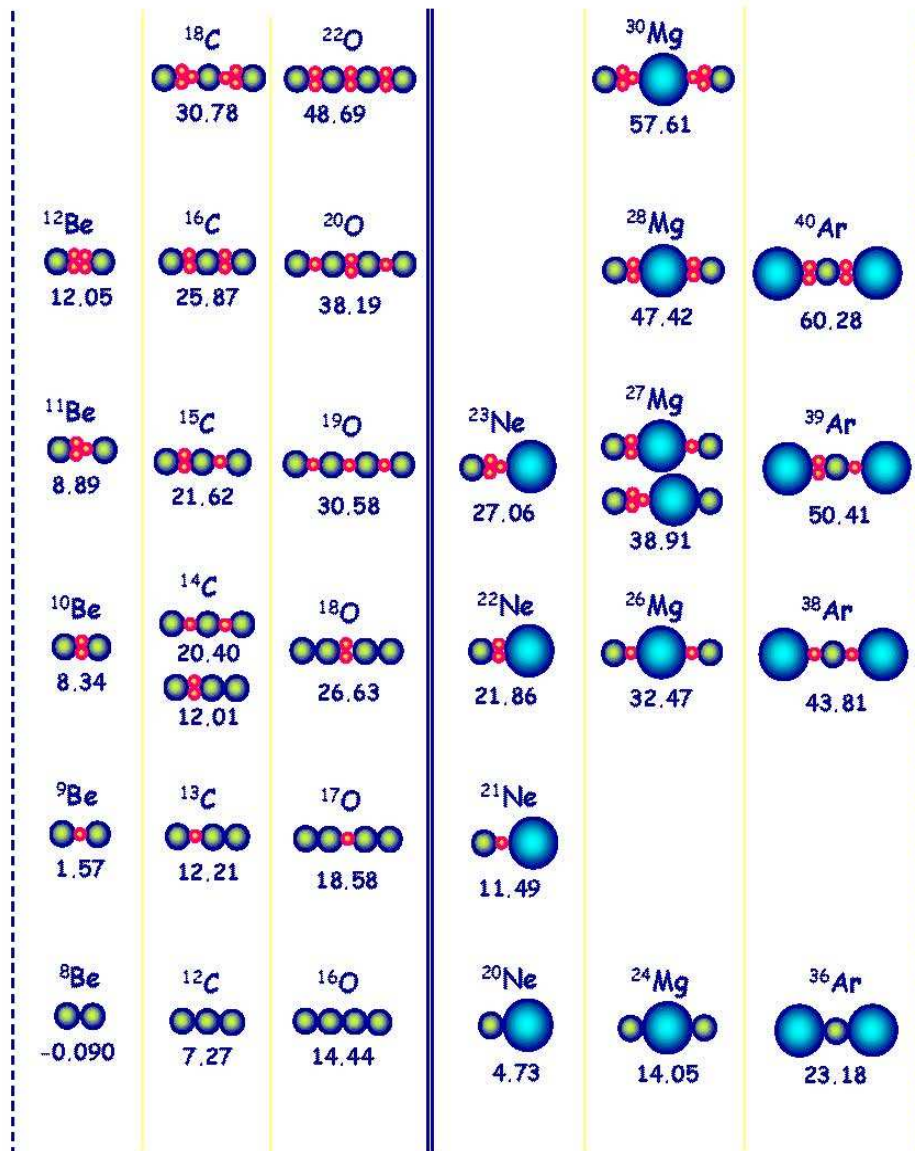


Abbildung 1.2: Erweitertes Ikeda-Diagramm aus [vOe01] für neutronenreiche leichte Kerne.  $^{16}\text{O}$ -Cluster sind blau,  $\alpha$ -Teilchen grün und Valenzneutronen rot gekennzeichnet.

Neben den Strukturen, die ausschließlich aus Alpha-Teilchen und Neutronen bestehen, können sich in einigen Kernen auch Konfigurationen mit schwereren Clustern bilden. Ein Beispiel dafür ist  $^{20}\text{Ne}$ , das eine stark ausgeprägte  $^{16}\text{O}\otimes\alpha$ -Struktur bereits im Grundzustand aufweist [Kan95]. Wird diesem System z.B. ein Valenzneutron hinzugefügt, kann eine  $^{16}\text{O}\otimes n\otimes\alpha$  molekulare Struktur entstehen, die von Oertzen in seiner Arbeit [vOe01] ausführlich diskutiert hat.

In der vorliegenden Arbeit wurden sowohl Cluster- als auch molekulare Strukturen in den neutronenreichen Sauerstoff-Isotopen  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{O}$  und  $^{20}\text{O}$  experimentell und theoretisch untersucht. In den Kapiteln 2 und 3 werden die bekannten theoretischen Modelle dargestellt und es wird eine kurze Einführung in Kernreaktionsmechanismen gegeben. In den Kapiteln 4 und 5 werden die Messungen und die darauf folgende Datenanalyse beschrieben. Anschließend werden die Ergebnisse für die drei Kerne  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{O}$  und  $^{20}\text{O}$  jeweils in den Kapiteln 6, 7 und 8 diskutiert.

# Kapitel 2

## Theoretische Modelle

Die oben beschriebenen Cluster- und insbesondere molekularen Strukturen sind oft mit einer großen Deformation, also einem großen Trägheitsmoment des Kerns, verbunden. Es treten deshalb entsprechende Rotationsbanden in den Anregungsenergiespektren dieser deformierten Kerne auf.

Die Cluster-Konfigurationen können theoretisch im Rahmen verschiedener Modelle beschrieben werden [Ike68, Lea75, Flo84, Mar86, Abe94, Zha94]. Dabei können neben der Bindungsenergie der Zustände, dem Spin und der Parität  $J^\pi$  auch der mittlere quadratische Radius  $R_{rms}$ , der Formfaktor der Ladungsverteilung, magnetische Momente und Deformationsparameter mit experimentellen Daten verglichen werden.

Im Folgenden werden kurz die bekannten Modelle dargestellt.

### 2.1 Schalen-Modell

Wie oben bereits erwähnt wurde, kann der Grundzustand der meisten Kerne gut mit dem Schalen-Modell beschrieben werden. Dabei wird angenommen, dass die Gesamtzahl der Nukleonen ein Zentral-Potential generiert, das ähnlich wie bei Vielelektronensystemen durch ein mittleres Feld ("*mean field*") mit Hartree-Fock-Näherung beschrieben werden kann. Im Gegensatz zum Coulomb-Potential ist dieses Kern-Potential kurzreichweitig. Als erste Orientierung kann man dafür das Potential eines harmonischen Oszillators in der Schrödinger-Gleichung ansetzen:

$$\left[ -\frac{\hbar^2 \Delta}{2m_N} + \frac{1}{2} m_N \omega_0^2 \vec{r}^2 \right] \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}) \quad (2.1)$$

mit den Energieeigenwerten

$$E_n = \hbar \omega_0 \left( n + \frac{3}{2} \right) \quad (2.2)$$

Unter der zusätzlichen Berücksichtigung der ( $\vec{l} \cdot \vec{s}$ )-Kopplung (Nukleonenzustände mit den Gesamtdrehimpulsen  $j = l + 1/2$  sollten stärker gebunden sein, als die Zustände mit  $j = l - 1/2$ ) [GMa55, Hax49] liefert das Schalen-Modell eine gute Basis für die Beschreibung von Bindungsenergien, Spins und Paritäten der Kern-Zustände.

In modernen Schalen-Modell-Programmen werden realistische Potentialformen, wie z.B. das Woods-Saxon-Potential (siehe Abschnitt 3.2), verwendet.

Angeregte Zustände werden in der Schalen-Modell-Darstellung häufig als Teilchen-Loch-Zustände mit  $(xp-yh)$ -Konfigurationen beschrieben,  $x$  ist dabei die Anzahl der Teilchen (**p**articles) oberhalb der abgeschlossenen Schale und  $y$  die Anzahl der Nukleonen-Löcher (**h**oles) im Rumpf. Auf diese Terminologie wird näher bei der Diskussion der experimentellen Ergebnisse (siehe Kapitel 6.2) eingegangen.

## 2.2 Nilsson-Orbitale

Da bei bestimmten Kernen die aus den Schalen-Modell-Rechnungen ermittelten Quadrupolmomente zu klein im Vergleich zu den experimentellen Werten ausfielen, führte dies zu der Erkenntnis, dass in vielen Fällen der wesentliche Anteil des Quadrupolmoments durch eine Quadrupoldeformation des Kerns erklärt werden muss.

Das **Nilsson-Modell** [Nil55] ermöglicht es, *Ein-Teilchen-Zustände* in einem nicht-kugelsymmetrischen Potential zu berechnen und mit experimentellen Werten zu vergleichen. Als einfacher mathematischer Ansatz bietet sich ein anisotroper harmonischer Oszillator an, der eine Spin-Bahn-Kopplung und eine Korrektur des - verglichen mit dem Woods-Saxon-Potential - zu diffusen Kernrandes enthält. Damit lautet der Einteilchen-Hamilton-Operator:

$$H_{Nil} = -\frac{\hbar^2 \Delta}{2m} + \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) - 2k\hbar\omega_0 \left( \vec{l} \cdot \vec{s} - \mu [l^2 + \langle l^2 \rangle_N] \right) \quad (2.3)$$

Bei axial-symmetrischer Deformation entlang einer Achse (z.B. der  $z$ -Achse) wird  $\omega_x = \omega_y$  gesetzt.

Für Nukleonen in einem in dieser Weise deformierten Potential ist der Bahndrehimpuls  $\vec{J}$  keine Erhaltungsgröße mehr. Damit wird auch die Energieentartung von  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{s}$  aufgehoben und Bahnen mit verschiedenen  $m$ -Werten (Projektion von  $\vec{J}$  auf die Symmetrieachse, also in diesem Fall die  $z$ -Achse) haben verschiedene Energien. Solche Nilsson-Orbitale sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

## 2.3 Kollektive Anregung

Im Gegensatz zu Atomhüllen, in denen das Coulomb-Potential des Kerns einen dominierenden Einfluss hat, bildet sich in einem Atomkern ein mittleres Zentralfeld aus der Summe der Wechselwirkungen aller einzelnen Nukleonen miteinander. Daher ist die Annahme, dass sich die Nukleonen unabhängig voneinander in einem Zentralpotential bewegen, weniger gerechtfertigt als in der Atomphysik. So werden zum Beispiel in Kernspektren kollektive Anregungen beobachtet, an denen viele Nukleonen beteiligt sind. Das **Kollektivmodell** wurde von Bohr und Mottelson in den 1950er Jahren vorgeschlagen und wird bis heute immer wieder erweitert.

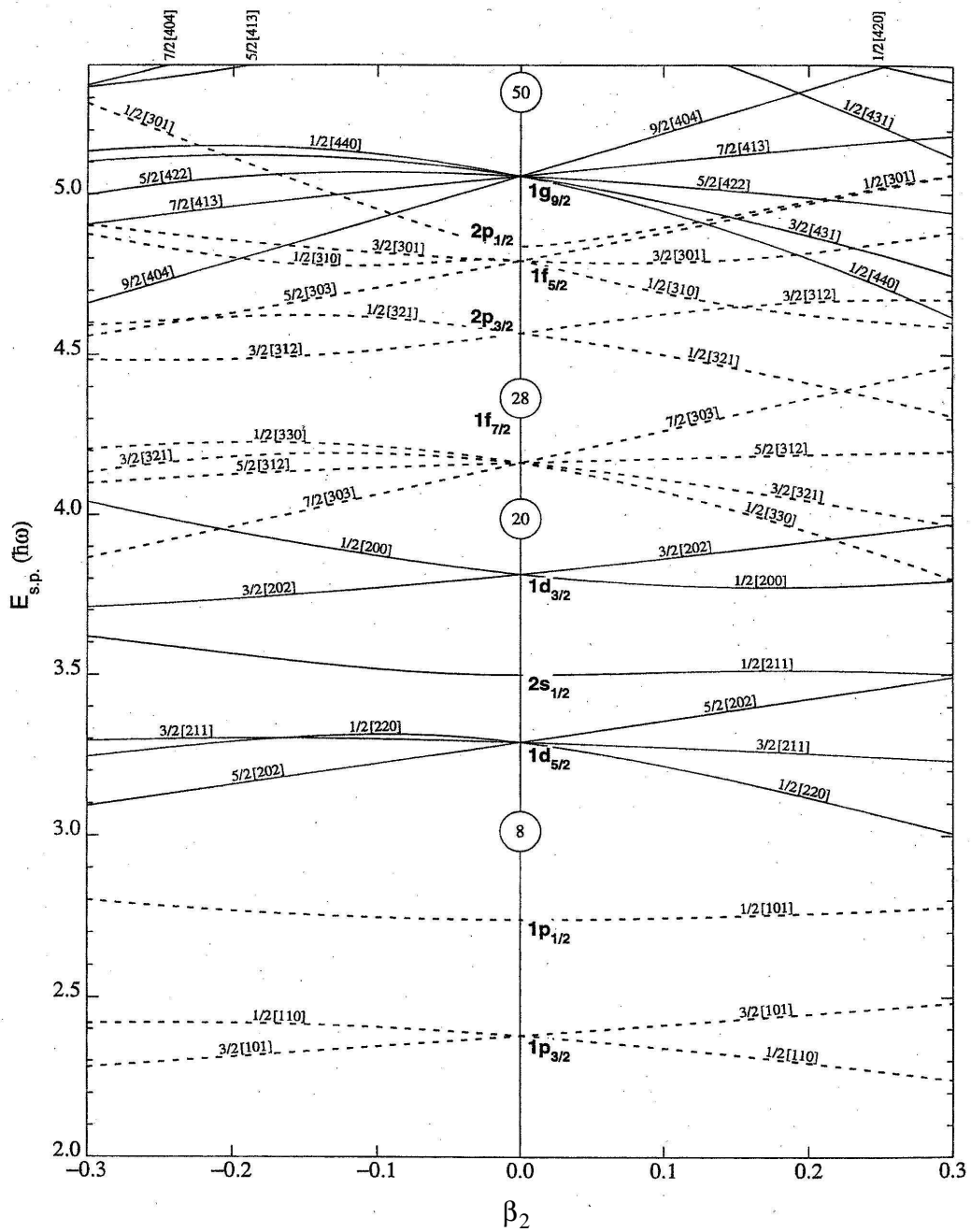


Abbildung 2.1: Einteilchenniveaus im deformierten Potential (Nilsson-Diagramm) bis zu der magischen Zahl  $N = Z = 50$  (aus [Fir96]): Aufgetragen ist die Einteilchen-Energie über dem Deformationsparameter  $\beta_2$  (siehe dazu Gl. 2.5). Positive  $\beta_2$ -Werte entsprechen einer prolaten und negative einer oblaten Form des deformierten Kerns. Die gestrichelten Linien repräsentieren eine negative und die durchgezogenen Linien eine positive Parität. Zu den Zahlen-Bezeichnungen entlang der Zustandsenergiekurven siehe Referenz [Fir96].

Im Kollektivmodell wird im allgemeinen die Kernoberfläche im Schwerpunktsystem durch die folgende Multipol-Entwicklung bezüglich einer Kugel mit dem Radius  $R_0$  parametrisiert [Gre95]:

$$R(\theta, \phi, t) = R_0 \left( 1 + \sum_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}^*(t) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (2.4)$$

Diese Parametrisierung ist allgemein richtig für alle Körper, deren Oberfläche nur von  $\theta$  und  $\phi$  abhängt, weil die Kugelflächenfunktionen ein vollständiges Funktionensystem bilden. Da die Kernoberfläche aus physikalischen Gründen reell sein sollte, müssen die Entwicklungsparameter  $\alpha_{\lambda\mu}^*(t)$  die Bedingung  $\alpha_{\lambda\mu}^*(t) = (-1)^\mu \alpha_{\lambda,-\mu}^*(t)$  erfüllen.

Der Term mit  $\lambda = 1$  wird an dieser Stelle häufig weggelassen, da er nur eine Translation des Schwerpunktes des Kerns, jedoch keine Deformation beschreibt. Auch die Zeitabhängigkeit der Koeffizienten  $\alpha_{\lambda\mu}^*(t)$  wird unwichtig, wenn man nicht an Vibrationen interessiert ist, da  $\theta$  und  $\phi$  intrinsische Winkel (Euler-Winkel), d.h. körperfest sind.

Die Mode mit  $\lambda = 2$  entspricht einer *Quadrupoldeformation*. In diesem Fall kann ein Kern sowohl eine prolate als auch eine oblate Form besitzen (siehe Abb. 2.2). Für den Deformationsparameter  $\beta_2$  ( $= \alpha_{20}^* = \alpha_{20}$ , vgl. Gl. (2.4)) gilt:

$$\beta_2 = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{\Delta R}{R_0}, \quad R_0 = r_0 A^{1/3} \quad (2.5)$$

wobei  $\Delta R$  die Differenz zwischen der großen und der kleinen Halbachse ist. Je größer  $\beta_2$ , desto größer ist die Deformation des Kerns.

Der Term mit  $\lambda = 3$  beschreibt eine *Oktupoldeformation*. Quadrupol- und Oktupoldeformationen sind von großer Bedeutung, dagegen sind Hexapoldeformationen ( $\lambda = 4$ ) sowie Deformationen höherer Ordnung in Spektren höchstens als Beimischung für Zustände gerader Parität relevant. Außerdem sind es die niedrigsten Ordnungen, die Deformationen in Kernen beschreiben. Abbildung 2.2 zeigt die Kernformen dieser Parametrisierung für einzelne  $\alpha_{\lambda\mu}^*$ .

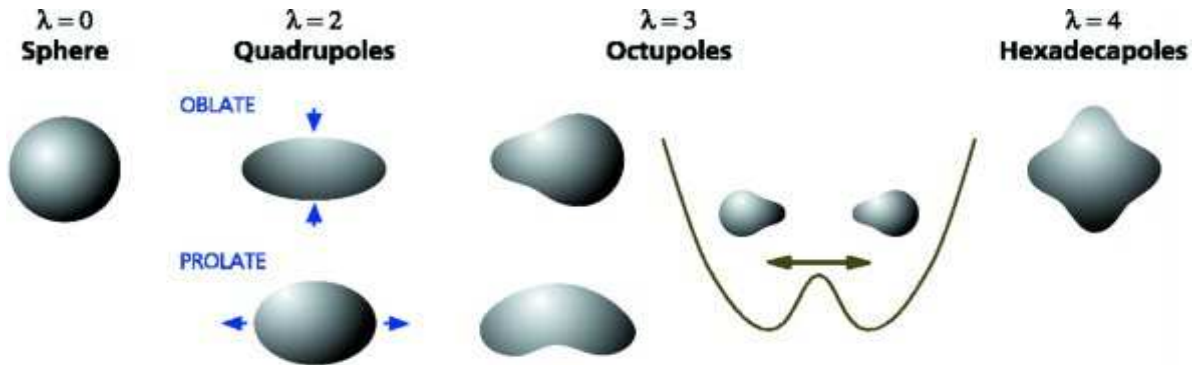


Abbildung 2.2: Formen deformierter Kerne für verschiedene Multipolordnungen [Luc01].



## 2.4 Zwei-Zentren-Schalen-Modell

Das **Zwei-Zentren-Schalen-Modell** [Sch71] ist dazu geeignet, Kernkonfigurationen zu beschreiben, die aus zwei Clustern mit einem großen Abstand voneinander bestehen. In diesem Modell lässt sich verfolgen, wie der Übergang der Valenznukleonen-Orbitale von asymptotisch getrennten Clustern bei Annäherung in die Valenzorbitale des gemeinsamen Systems erfolgt. Entsprechende Diagramme der Energieniveaus der Nukleonen werden *Korrelations-Diagramme* genannt (vgl. Abbildung 2.3).

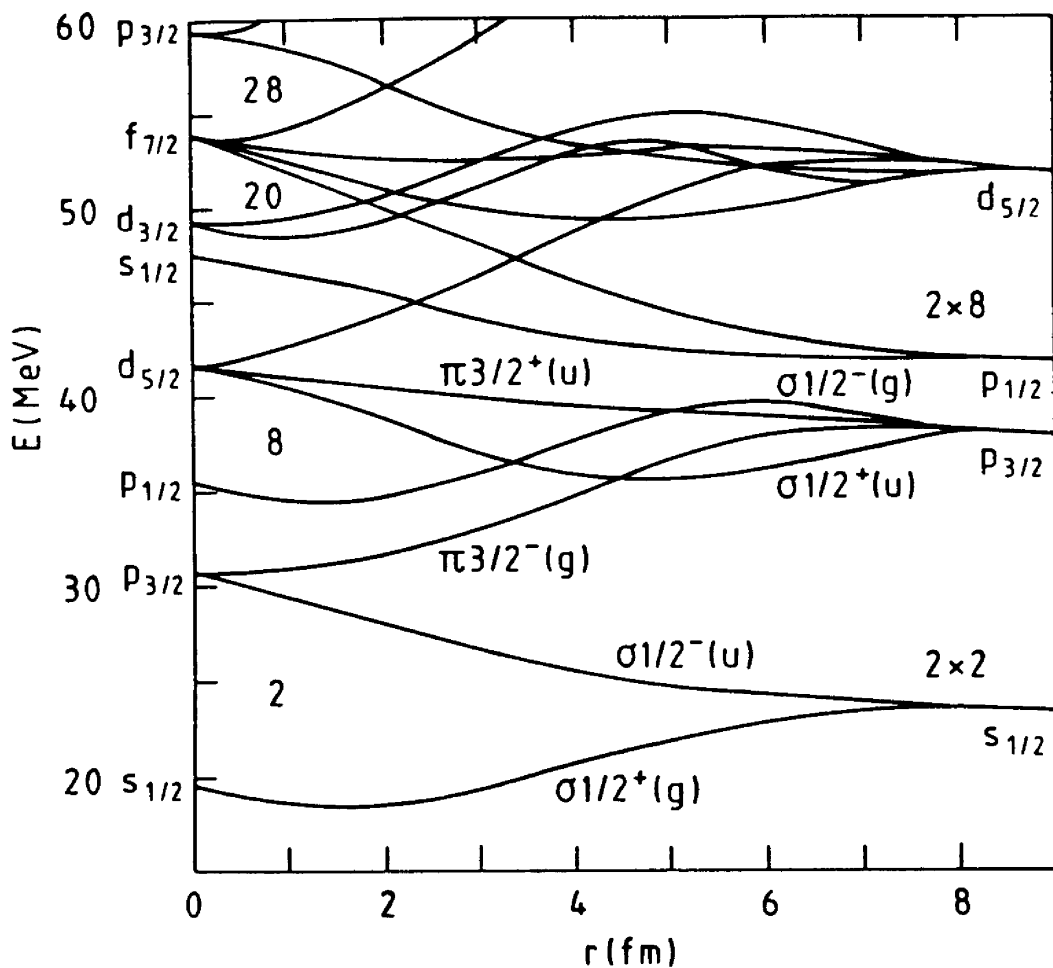


Abbildung 2.3: Energie der Nukleonen im Zwei-Zentren-Schalen-Modell (aus [vOe96]).

Bei kleinen Distanzen überlappen sich die molekularen Orbitale mit den Nilsson-Orbitalen (siehe Abschnitt 2.2) des deformierten Kerns. Die  $\sigma$ - und  $\pi$ -Bindung entsprechen der Projektion des Bahndrehimpulses  $l$  auf die Deformationsachse mit jeweils  $m = 0$  und  $m = 1$ .

## 2.5 Bloch-Brink-Modell und Generator-Koordinaten-Methode

Eine weitere Methode, Cluster-Strukturen zu beschreiben, geht vom **Bloch-Brink-Modell** [Bri66] aus. Der Ausgangspunkt dieses Modells sind so genannte "Many center cluster basis wave functions". Es handelt sich hierbei um Basiswellenfunktionen, dargestellt als Slater-determinanten, die mit der Geometrie der  $n$  Cluster-Zentren parametrisiert sind. Die Struktur wird folgendermaßen formuliert:

$$|\Psi(S_1, \dots, S_n)\rangle = N_0 A \left( |\Psi(C_1, S_1)\rangle \otimes \dots \otimes |\Psi(C_n, S_n)\rangle \right)$$

wobei  $C_i$  den  $i$ -ten Cluster an der Position  $S_i$  bezeichnet.  $A$  ist der Antisymmetrisierungsoperator, der die Nukleonen in den Clustern austauscht, und  $N_0$  eine Normierungskonstante. Das Bloch-Brink-Modell wurde zur systematischen Untersuchung von Grund- und Anregungszuständen  $\alpha$ -konjugierter Kerne ( $N = Z$ ) verwendet und erlaubt darüber hinaus die Beschreibung extrem deformierter Zustände.

Um im Zusammenhang mit dem Bloch-Brink-Modell auch Rechnungen durchführen zu können, wird der Formalismus der **Generator Coordinate Methode (GCM)** mit Linearkombinationen der Bloch-Brink-Wellenfunktionen angewandt. Hierbei sind die Zentren der Cluster die "Generator Koordinaten". Beispielweise ist die Wellenfunktion der Nukleonen, aus denen sich zwei Cluster bilden, im GCM-Formalismus durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$\Psi(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) = F(\vec{R}_{cm}) A[\phi_1(\xi_1)\phi_2(\xi_2)g(\vec{R})]$$

wobei  $F(\vec{R}_{cm})$  die Bewegung des Schwerpunktes und  $g(\vec{R})$  die relative Bewegung der Cluster gegeneinander beschreiben und  $\phi_i$  dem antisymmetrisierten inneren Zustand des  $i$ -ten Clusters (mit der inneren Koordinate  $\xi_i$ ) entspricht.

Der große Vorteil dieser Methode besteht darin, dass die Bestandteile der Cluster völlig antisymmetrisiert sind und der Schwerpunkt des Systems in Bezug auf die Quantenzahlen korrekt wiedergegeben wird.

Darstellungen der Dichteverteilung verschiedener Kerne, die im Rahmen des GCM- und Bloch-Brink-Modells berechnet wurden, sind in Abbildung 2.4 gezeigt.

## 2.6 Fermion-Molekular-Dynamik und Antisymmetrisierte Molekular-Dynamik

Das theoretische Modell der **Fermion-Molekular-Dynamik (FMD)** [Fel00, Rot04] ist insbesondere zur Beschreibung exotischer Kerne mit Clusterung und Halo-Strukturen geeignet. Im Unterschied zum Bloch-Brink-Modell werden hier nicht Cluster, sondern die einzelnen Nukleonen parametrisiert. Als Vielteilchenbasis werden wieder Slaterdeterminanten gewählt:

$$|Q\rangle = A \left( |q_1\rangle \otimes \dots \otimes |q_A\rangle \right)$$

Besetzte Einteilchenzustände werden als Gauss-Pakete im Phasenraum dargestellt.

$$\langle \vec{x}, m_s m_t | q \rangle = \sum_{\alpha} C_{\alpha} \exp \left( -\frac{(\vec{x} - \vec{b}_{\alpha})^2}{2a_{\alpha}} \right) \langle m_s | \chi_{\alpha} \rangle \langle m_t | \xi_{\alpha} \rangle \quad (2.6)$$

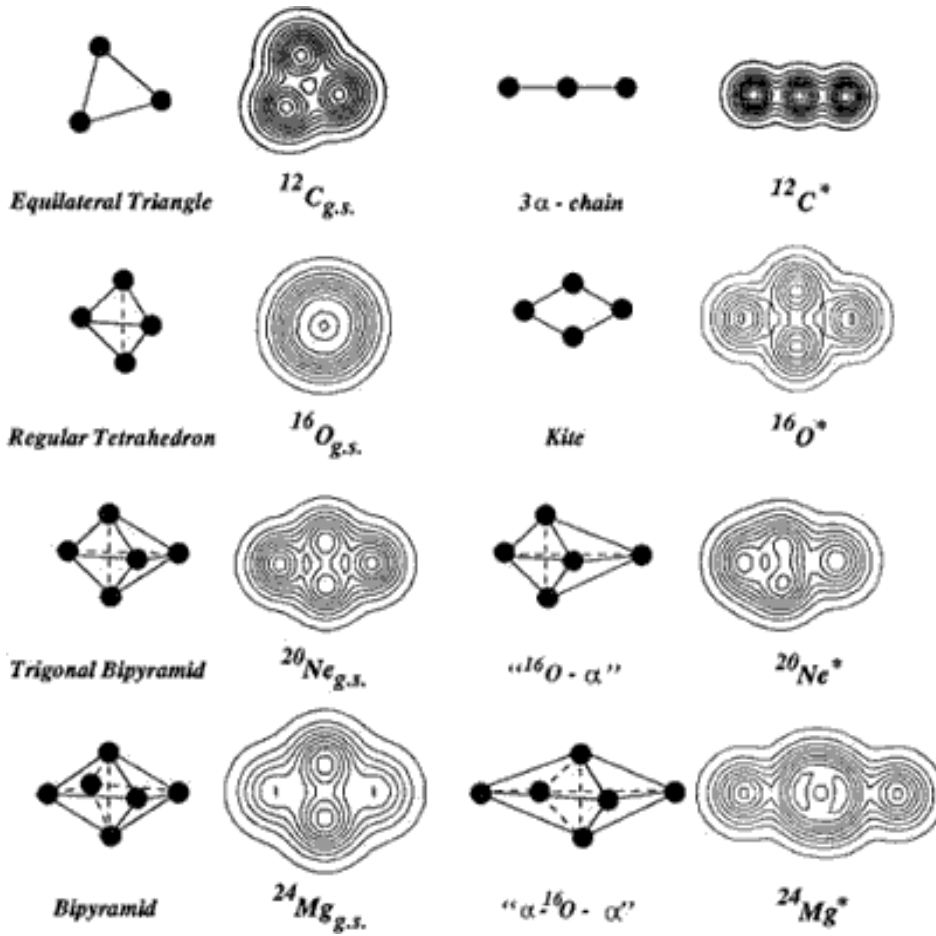


Abbildung 2.4: Dichteverteilungen verschiedener Kerne, die im GCM-Formalismus mit dem Bloch-Brink-Modell gerechnet wurden (entnommen aus [BBM93]).

Der komplexe Parameter  $\vec{b}_\alpha$  beschreibt den Ort und Impuls  $\vec{b}_\alpha = \vec{r} + ia\vec{p}$  und  $a_\alpha$  ist ein unabhängiger Variationsparameter (Breite) für jedes Wellenpaket. In diesem Punkt unterscheiden sich **FMD** und **AMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics)** [Kan01], da im letzteren Fall die Wellenpaketsbreite nicht variiert wird (mehr zu AMD siehe in Abschnitt 6.2).

Die Slaterdeterminante als Einteilchenbasiszustand ist invariant unter einer unitären Transformation der Einteilchenbasis. Das ermöglicht eine problemlose Konstruktion von harmonischen Oszillatorwellenfunktionen durch Linearkombination der Gaussfunktionen. Ein großer Vorteil der FMD-Methode ist somit die Möglichkeit, sowohl Schalenmodellzustände als auch Clusterkonfigurationen darstellen zu können.

Abbildung 2.5 links zeigt das Ergebnis der Energieminimierung bezüglich der FMD-Parameter einer Slaterdeterminante  $|Q\rangle$ , die genau der Schalenmodellkonfiguration mit  $J^\pi = 0^+$  entspricht. Um eine weitere Verbesserung des berechneten Werts zu erhalten, führt man nach der Projektion auf die Drehimpulseigenzustände eine Variation der Parameter durch. Mit der Information, dass es sich um  $\alpha$ -Cluster handelt, entsteht der intrinsische Zustand

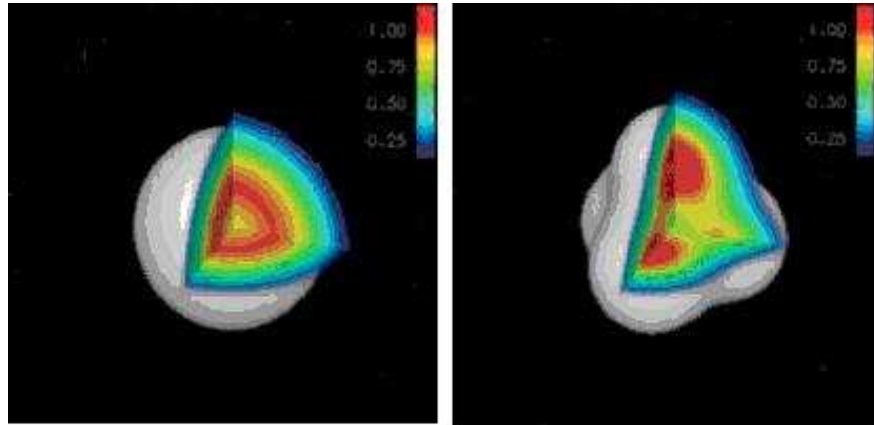


Abbildung 2.5: Dichteverteilung in  $^{16}\text{O}$  im Grundzustand (links) und im ersten angeregten  $0^+$ -Zustand (rechts) nach dem FMD-Modell (entnommen aus [Kru07]).

$|Q_T\rangle$ , der aus einem Tetraeder mit  $^4\text{He}$ -Kernen an den Ecken besteht (Abb. 2.5 rechts).

Ein Vergleich der theoretisch ermittelten Bindungsenergien des  $^{16}\text{O}$ -Zustandes ergibt  $-107$  MeV vor der Projektion und  $-127$  MeV nach der Projektion, wobei der experimentelle Wert bei  $-127,2$  MeV liegt. Sehr bemerkenswert ist, dass der quantenmechanische Überlapp des Schalenmodellzustandes  $|Q\rangle$  und des projizierten Tetraederzustandes  $|Q_T\rangle$  94 Prozent beträgt.

## 2.7 Rotierende Kerne

Das Auftreten von *Rotationsbanden* in den Anregungsenergiespektren einer Reihe von Kernen war einer der stärksten Gründe für die Annahme stabiler Kerndeformationen.

Anders als eine klassische Kugel kann ein Quantenobjekt mit kugelsymmetrischer Wellenfunktion keine Rotationsenergie aufnehmen, denn alle Drehungen führen den Quantenzustand nur in sich selbst über. Eine kollektive Rotationsbewegung ist bei deformierten Kernen dagegen möglich. Die Energie eines klassischen starren rotierenden Objektes wird in der Mechanik durch

$$E = \sum_{i=1}^3 \frac{J_i'^2}{2\Theta_i} \quad (2.7)$$

beschrieben. Hierbei sind  $\Theta_i$  Trägheitsmomente und  $J_i'$  die Drehimpulse bezüglich der  $i$ -ten Hauptachse des Körpers. Analog zur Vorgehensweise in der Molekülphysik geht man bei der Quantisierung schrittweise vor (adiabatische Separation von Einteilchen- und Kollektivebewegung). Im ersten Schritt setzt man ein rotationssymmetrisches (aber nicht kugelsymmetrisches) Potential voraus (gewöhnlich mit elliptischen Äquipotentiallinien) und berechnet die von der Exzentrizität  $\epsilon$  des Potentials abhängigen Energien  $E_n(\epsilon)$  der Einteilchen-Zustände (Nilsson-Modell). Die Exzentrizität  $\epsilon_{min}$  eines Kerns mit  $A$  Nukleonen kann dann durch

Minimierung der Gesamtenergie  $E_A(\epsilon)$  des A-Nukleonenzustands bestimmt werden. Einem solchen deformierten Kern wird dann ein Trägheitsmoment  $\Theta \propto \epsilon^2$  zugeordnet.

Bei der Quantisierung müssen auch die üblichen raumfesten Drehimpulsoperatoren durch körperfeste ersetzt werden. Die Umrechnung der körperfesten Koordinaten in raumfeste erfolgt wie in der klassischen Mechanik über die zeitabhängigen Euler-Winkel. Diese körperfesten Drehimpulsoperatoren haben z.B. andere Vertauschungsrelationen. Da der Gesamtdrehimpuls unverändert bleibt, gilt jedoch:

$$J_x'^2 + J_y'^2 + J_z'^2 = J'^2 = J^2$$

Unter der Annahme, dass der Körper axialsymmetrisch zur  $z$ -Achse ist, lautet der Hamilton-Operator des starren Rotators [BoM98]:

$$H = \frac{\hbar^2}{2\Theta} (J_x'^2 + J_y'^2) \quad (2.8)$$

Aus der Schrödinger-Gleichung ergeben sich als Energieeigenwerte zu dem obigen Hamilton-Operator (Gl. (2.8))

$$E(K, J) = E_K + AJ(J+1) + BJ^2(J+1)^2 + \dots + \begin{cases} (-1)^{J+1/2}(J+1/2)(A_1 + B_1J(J+1) + \dots) & K = \frac{1}{2} \\ (-1)^{J+1}J(J+1)(A_2 + B_2J(J+1) + \dots) & K = 1 \end{cases} \quad (2.9)$$

$E(K, J)$	Anregungsenergie des betrachteten Zustandes aus der Rotationsbande
$E_K$	Energetisch niedrigster Zustand der Bande (Bandenkopf)
$J$	Gesamtdrehimpuls des betrachteten Zustandes
$K$	Spin des Bandenkopfs der Rotationsbande

Für den Fall, dass eine Rotationsbande auf einem  $K^\pi = 0^+$  Bandenkopf aufbaut, lautet die Anregungsenergie für die Bandenmitglieder in erster Näherung:

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2\Theta} [J(J+1)] + E_0 \quad (2.10)$$

wobei  $\Theta$  das Trägheitsmoment des Kerns bzgl. der Rotationsachse ist.

Wie aus der Gleichung (2.10) entnommen werden kann, ist die Anregungsenergie der Mitglieder einer Rotationsbande  $E_J$  in einfacher Form linear proportional zu  $J(J+1)$ . Der Proportionalitätsfaktor ("*slope*"-Parameter) entspricht dem Kehrwert des Trägheitsmoments des Bandenkopf-Zustandes.

Dieses Kriterium (Gl. (2.10)) wird neben anderen später in der Diskussion verwendet, um die Mitglieder einer Rotationsbande zu bestimmen.

# Kapitel 3

## Allgemeiner Formalismus der Reaktionsmechanismen

### 3.1 Klassifizierung der Kernreaktionen

Kernreaktionen, bei denen das Projektil  $a$  auf das Target  $A$  trifft, lassen sich schematisch in vier Reaktionsgruppen einteilen (Abbildung 3.1).

Bei einer **elastischen Streuung** wird die innere Kernstruktur beider Reaktionspartner während der Reaktion nicht beeinflusst. Man erhält jedoch Informationen über das Wechselwirkungs-Potential zwischen dem Projektil und dem Target.

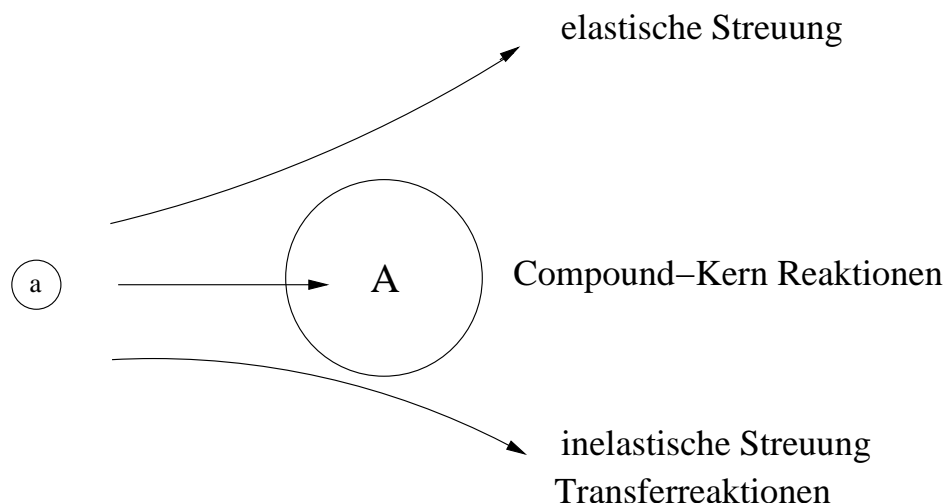


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung verschiedener Wechselwirkungsmechanismen zwischen einem Projektil  $a$  und einem Target  $A$ .

Im Falle einer **inelastischen Streuung** kann das einlaufende Teilchen einen Teil seiner Energie auf ein einzelnes Nukleon übertragen und selbst mit verminderter Energie weiterlaufen. Dabei bleibt der ursprüngliche Kern in einem angeregten Zustand zurück. Das

Energiespektrum der inelastisch gestreuten Teilchen spiegelt daher das Anregungsspektrum des Targetkerns wieder. Die Energieübertragung an den Targetkern kann auch so erfolgen, dass eine kollektive Bewegung, d.h. ein Vibrations- oder Rotationszustand angeregt wird.

Wenn ein Austausch eines oder mehrerer Nukleonen zwischen dem Projektil und dem Target stattfindet, wird dieser Prozess als **Transferreaktion** bezeichnet.

Die drei oben aufgeführten Kernreaktionsmechanismen gehören zu den “**direkten**” Prozessen. Sie verlaufen in einer Zeit, von etwa  $10^{-21}$  s.

Es kann vorkommen, zum Beispiel in einem zentralen Stoß, dass weder das Projektil noch das im primären Wechselwirkungsprozess angestoßene Nukleon den Kern verlässt. Dann kann schon nach dem ersten Impulsübertrag die Situation eintreten, dass keiner der Stoßpartner genug Energie hat, um das Potential zu verlassen. In einem komplexen Prozess wird sich die Energie nach und nach auf viele Nukleonen verteilen, wobei es auch vorkommen kann, dass auf ein Teilchen so viel Energie übertragen wird, dass es den Kern verlassen kann. Man nennt dies eine **Compoundkern-Reaktion**. Sie dauert deutlich länger als eine direkte Reaktion, etwa  $10^{-19}$  s bis  $10^{-16}$  s.

Da Lebensdauer  $\tau$  und Energieschärfe  $\Gamma$  eines Systems durch die Unschärferelation  $\tau = \hbar/\Gamma$  miteinander verknüpft sind, ist zu erwarten, dass sich Wirkungsquerschnitte bei direkten Kernreaktionen nur sehr langsam mit der Energie ändern, bei Compoundkern-Prozessen dagegen fluktuieren sie und zeigen eine starke Energieabhängigkeit.

Für die Untersuchungen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, wurden **Transferreaktionen** mit binärem Charakter  $a + A \rightarrow b + B$  verwendet, auf die im folgenden Abschnitt näher eingegangen wird.

## 3.2 Formale Beschreibung von Transferreaktionen

Die theoretische Behandlung von Transferreaktionen erfolgt im allgemeinen in Bornscher Näherung mit gestörten Wellen DWBA (**D**istorted **W**ave **B**orn **A**pproximation) [Sat83]. Mit dem Begriff “gestörte Wellen” ist gemeint, dass die Relativbewegung der beiden Teilchen  $b$  und  $B$  im Eingangs- und Ausgangskanal nicht mit ebenen Wellen, sondern durch ein komplexes Streupotential beschrieben wird.

Transferreaktionen werden in Ein- und Mehr-Kanal-Prozesse unterschieden, d.h. in Reaktionen, in denen der Transferprozess nur in einem Schritt ein Teilchen von einem bestimmten Zustand in einen anderen übergeht und solche, in denen mehrere Transferschritte oder mehrere Anregungsstufen involviert sind. Durch Austauschen einzelner Transferteilchen sowie Berücksichtigung verschiedener Zwischenzustände ergeben sich verschiedene Reaktions-Amplituden, die mit der DWBA-Methode berechnet und dann kohärent addiert werden. Dieses Verfahren ist unter dem Namen **gekoppelte Kanäle** bekannt.

Eine Kernreaktion  $A(a, b)B$ , bei der aus den Kernen  $a$  und  $A$  die Kerne  $b$  und  $B$  entstehen, stellt man als eine Gleichung dar:



Mit  $\alpha$  bezeichnet man den Eingangskanal und mit  $\beta$  den Ausgangskanal der Reaktion. Wird bei einer Transferreaktion ein Teilchen  $x$  vom Projektil  $a$  an den Targetkern  $A$  transferiert, so handelt es sich um eine so genannte **Stripping**-Reaktion  $A([b + x], b)[A + x]$  mit der Zerlegung (vgl. Gl. (3.1)):

$$B = A + x \quad \text{und} \quad a = b + x \quad (3.2)$$

Der umgekehrte Prozess, d.h. der Transfer eines Teilchens vom Target zum Projektil wird als **Pickup**-Reaktion bezeichnet. Im weiteren werden nur Stripping-Reaktionen behandelt, die Berechnung von Pickup-Reaktionen erfolgt analog.

Der Wirkungsquerschnitt einer Transferreaktion lässt sich formal, gemäß Fermis *Goldener Regel*, wie folgt berechnen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{1}{2\pi\hbar^2} \right)^2 m_{\alpha} m_{\beta} \frac{k_{\beta}}{k_{\alpha}} |T_{\alpha\beta}|^2 \quad (3.3)$$

$T_{\alpha\beta} = \langle \beta | V | \alpha \rangle$  beschreibt hier den Übergang zwischen dem Eingangs- und dem Ausgangskanal, wobei  $V$  der Wechselwirkung im Hamilton-Operator  $H$  des Gesamtsystems

$$H = H_0 + V \quad (3.4)$$

bei einer Transferreaktion entspricht. Um also den Wirkungsquerschnitt zu berechnen, muss das Übergangsmatrixelement  $T_{\alpha\beta}$  und damit die Wechselwirkungen  $V_{\alpha}$  oder  $V_{\beta}$  der einzelnen Nukleonen des Projektils  $a$  mit denen des Targets  $A$  bzw. des Ejektils  $b$  mit denen des Rückstoßteilchens  $B$  bekannt sein. Diese Wechselwirkungen können nicht exakt behandelt werden, doch lassen sich mit der **Bornschen Näherung 1. Ordnung** gute Ergebnisse erzielen.

Bei einer Transferreaktion, bei der das Teilchen  $x$  vom Projektil  $a$  an den Targetkern  $A$  transferiert wird (vgl. Gl. (3.2)), lässt sich der Hamilton-Operator im Kanal  $\alpha$  bzw.  $\beta$  folgendermaßen aufteilen:

$$H = T_{\alpha} + h_a + h_A + V_{Ab} + V_{Ax} = T_{\beta} + h_b + h_B + V_{Ab} + V_{bx} \quad (3.5)$$

Hierbei sind  $h_a, h_A, h_b$  und  $h_B$  intrinsische Hamilton-Operatoren,  $T_{\alpha}, T_{\beta}$  kinetische Energien der Relativbewegungen zwischen beiden Teilchen  $A$  und  $a$  bzw.  $B$  und  $b$ . Die Wechselwirkungen in Gleichung (3.5) sind wie folgt definiert:

$$V_{Ab} = \sum_{i \in A, j \in b} v_{ij}, \quad V_{Ax} = \sum_{i \in A, j \in x} v_{ij} \quad \text{und} \quad V_{bx} = \sum_{i \in b, j \in x} v_{ij}$$



Für die Relativbewegung der Kerne im Eingangs- bzw. Ausgangskanal wird ein mittleres Streupotential  $U_\alpha$  bzw.  $U_\beta$  eingeführt und im Hamilton-Operator (Gl. (3.5)) addiert und subtrahiert:

$$H = \underbrace{T_\alpha + h_a + h_A + U_\alpha}_{H_\alpha} \underbrace{-U_\alpha + V_{Ab} + V_{Ax}}_{V_\alpha} = \underbrace{T_\beta + h_b + h_B + U_\beta}_{H_\beta} \underbrace{-U_\beta + V_{Ab} + V_{bx}}_{V_\beta} \quad (3.6)$$

In der Praxis wird für das Streupotential ein komplexes Potential  $U$  verwendet, das als **optisches Potential** bezeichnet wird, in Analogie zum komplexen Brechungsindex in der Optik. Der Realteil beschreibt die attraktive Kernkraft, während der Imaginärteil summarisch der durch Reaktionen auftretenden Absorption Rechnung trägt. Für das optische Potential wird üblicherweise ein Woods-Saxon-Potential mit der folgenden Parametrisierung verwendet:

$$U = V_0 F_r(r) + iW_0 F_i(r) \quad (3.7)$$

mit

$$F_{r,i} = \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - r_{r,i}}{a_{r,i}}\right) \right]^{-1} \quad \text{und} \quad r_{r,i} = r_{r,i}^0 \left( A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right)$$

Zur Behandlung des Streuproblems kann die Darstellung des Hamilton-Operators entweder vor oder nach dem Transferprozess erfolgen. Entsprechend unterscheiden sich die Darstellungen der Wellenfunktionen als Eigenfunktionen des zugehörigen Hamilton-Operators. Je nachdem ob der Störungsterm der Wechselwirkung vor oder nach dem Transfer eingesetzt wird, unterscheidet man zwischen der **Prior**- und der **Post**-Darstellung. Aus beiden Darstellungen kann unabhängig voneinander der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion ausgerechnet werden. Aufgrund der Äquivalenz der beiden Beschreibungen wegen der Zeitumkehrinvarianz für mikroskopische Prozesse erhält man in beiden Fällen das gleiche Ergebnis.

Im Folgenden wird die Post-Darstellung gewählt und der Transferprozess in dieser Darstellung weiter betrachtet.

Die Stärke des Übergangs vom Eingangs- in den Ausgangskanal lässt sich durch das Übergangsmatrixelement  $T_{\alpha\beta}$  beschreiben (vgl. Gl (3.3)):

$$T_{\alpha\beta} \equiv \langle \psi_\beta^- | V_\beta | \psi_\alpha^+ \rangle \quad (3.8)$$

Hierbei sind  $\psi_\alpha^+$  eine Lösung des Systems im Kanal  $\alpha$ , wobei das Projektil  $a$  und das Target  $A$  im Grundzustand sind,  $\psi_\beta^-$  stellt eine vollständige Lösung im Ausgangskanal  $\beta$  und  $V_\beta$  ist das Wechselwirkungspotential aus Gl. (3.6)

$$V_\beta = V_{Ab} + V_{bx} - U_\beta \quad (3.9)$$

Somit gilt für das Übergangsmatrixelement:

$$T_{\alpha\beta} = \langle \psi_\beta^- | V_{Ab} + V_{bx} - U_\beta | \psi_\alpha^+ \rangle \quad (3.10)$$

Mit der Annahme  $V_{Ab} \approx U_\beta$  wird der Störungsterm aus Gl. (3.9) zu

$$V_\beta = V_{Ab} + V_{bx} - U_\beta \approx V_{bx} \quad (3.11)$$

Die Wechselwirkung zwischen dem Ejektil  $b$  und dem transferierten Nukleon  $x$  geht für  $x \rightarrow \infty$  gegen Null, so dass  $V_{bx}$  in einer Störungstheorie 1. Ordnung behandelt werden kann. Das Übergangsmatrixelement lautet dann:

$$T_{\alpha\beta} = \langle \psi_{\beta}^{-} | V_{bx} | \psi_{\alpha}^{+} \rangle \quad (3.12)$$

In der DWBA wird sowohl die Streulösung  $\psi_{\alpha}^{+}$  als auch  $\psi_{\beta}^{-}$  nur mit dem optischen Potential, d.h. durch eine gestörte Welle genähert:

$$\psi_{\alpha}^{+} \rightarrow \chi_{\alpha}^{+} \cdot \phi_{\alpha} = \chi_{\alpha}^{+} \cdot \phi_A \cdot \phi_a$$

$$\psi_{\beta}^{-} \rightarrow \chi_{\beta}^{-} \cdot \phi_{\beta} = \chi_{\beta}^{-} \cdot \phi_B \cdot \phi_b$$

Die Streuwellen  $\chi_{\alpha,\beta}^{\pm}$  sind die Lösungen der Schrödinger-Gleichung

$$(T_{\alpha} + U_{\alpha})\chi_{\alpha}^{\pm} = E_{\alpha}\chi_{\alpha}^{\pm} \quad \text{bzw.} \quad (T_{\beta} + U_{\beta})\chi_{\beta}^{\pm} = E_{\beta}\chi_{\beta}^{\pm}$$

Die  $T$ -Matrix geht dann mit (3.11) über in:

$$T_{\alpha\beta} = \langle \phi_{\beta} \chi_{\beta}^{-} | V_{bx} | \phi_{\alpha} \chi_{\alpha}^{+} \rangle \quad (3.13)$$

Mit der Einführung von Schwerpunktskoordinaten  $\vec{r}_{\alpha}$  und  $\vec{r}_{\beta}$  gemäß Abbildung 3.2 gilt für das Übergangsmatrixelement :

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta} &= \int d\vec{r}_{\alpha} d\vec{r}_{\beta} \chi_{\beta}^{-*}(\vec{k}_{\beta}, \vec{r}_{\beta}) \langle \phi_B, \phi_b | V_{bx} | \phi_A, \phi_a \rangle \chi_{\alpha}^{+}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}) = \\ &= \int d\vec{r}_{\alpha} d\vec{r}_{\beta} \chi_{\beta}^{-*}(\vec{k}_{\beta}, \vec{r}_{\beta}) G \chi_{\alpha}^{+}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}) \end{aligned}$$

$$\text{mit } G = \langle \phi_B, \phi_b | V_{bx} | \phi_A, \phi_a \rangle \quad (3.14)$$

Die Integration muss hier tatsächlich über die beiden Schwerpunktskoordinaten  $\vec{r}_{\alpha}$  und  $\vec{r}_{\beta}$  laufen, da sich die Relativpositionen der Reaktionspartner aufgrund des transferierten Teilchens ändern. Ist die Masse der transferierten Teilchen  $x$  gegenüber den Massen der Rumpfe  $A$  und  $b$  sehr klein, so dass sie vernachlässigt werden kann, genügt die Integration längs der Rumpfverbindungsline. Man spricht dann von einer Schwerionen- oder auch Zero-Range-Näherung.

In dem Operator  $G$  in Gl. (3.14) sind die Informationen über die Kernstruktur, die Drehimpulskopplungen und Auswahlregeln und über den Typ der Reaktion (Stripping oder Pickup) enthalten.

Bei einer Stripping-Reaktion lässt sich die Projektillwellenfunktion  $\phi_a$  als eine Kombination der Wellenfunktion des Rumpfes  $\phi_b$  und eines durch die Quantenzahlen  $n_i, l_i, s_i$  und  $j_i$  bestimmten Bindungszustands  $\phi_x$  des zu transferierenden Teilchens beschreiben. Die spektroskopische Amplitude  $A_{l,s,j}$  gibt dabei an, welche Amplitude die Bindungswellenfunktion  $\phi_x(n_i, l_i, s_i, j_i)$  in  $\phi_a$  hat:

$$\phi_a = \sum_{n_i, l_i, s_i, j_i} A_i \phi_b \phi_x$$

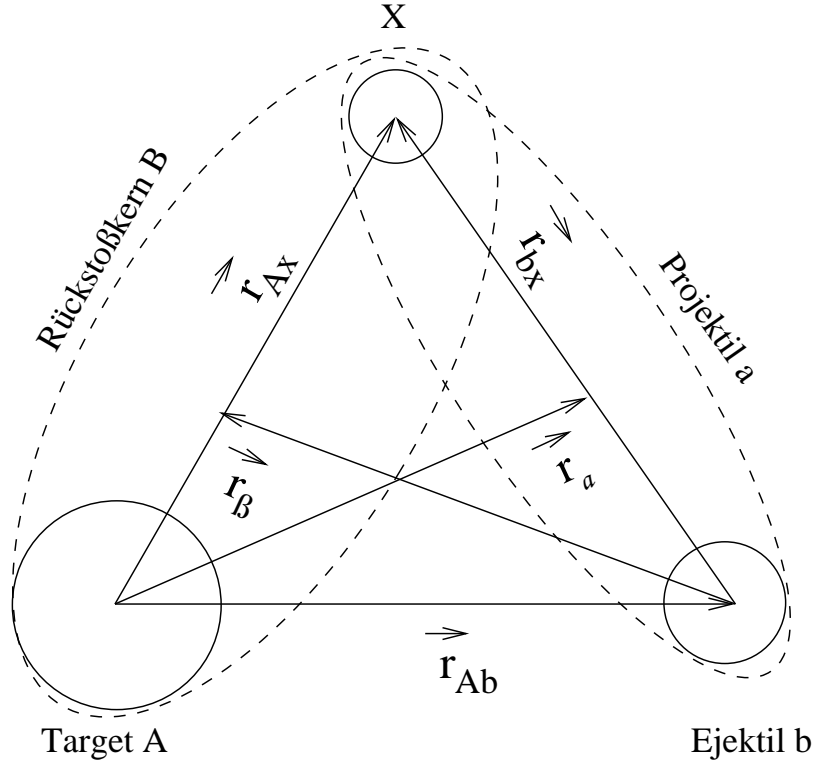


Abbildung 3.2: Darstellung der Schwerpunktskoordinaten  $r_\alpha$  und  $r_\beta$

Eine entsprechende Entwicklung wird mit  $\phi_B$  durchgeführt:

$$\phi_B = \sum_{n_f, l_f, s_f, j_f} A_f \phi_A \phi_x$$

Der Multipoloperator  $G$  spaltet sich in zwei Anteile auf, in das Produkt der spektroskopischen Amplituden  $A_i A_f$  und den Formfaktor  $F$ . Das Quadrat einer spektroskopischen Amplitude ist der spektroskopische Faktor  $|A|^2 = S$ , er skaliert den Wirkungsquerschnitt und der Formfaktor liefert die Winkelverteilung der Transferreaktion.

Spektroskopische Faktoren können experimentell bestimmt werden, allerdings nur als Produkt der spektroskopischen Faktoren im Ein- und Ausgangskanal ( $S_\alpha \cdot S_\beta$ ):

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{exp} = S_\alpha \cdot S_\beta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{DBWA} \quad (3.15)$$

Beim Vergleich von experimentellen Wirkungsquerschnitten mit denjenigen einer theoretischen Rechnung wird der spektroskopische Faktor durch Anpassen der Rechnung an die Daten bestimmt. Er kann aber auch unter Verwendung spezieller Modellannahmen direkt berechnet werden. Auf diese Weise können Kernmodelle auf ihre Anwendbarkeit überprüft werden.

### 3.3 Breit-Wigner-Resonanzen

Als Resonanzen werden Zustände eines Kerns bezeichnet, die bei Anregungsenergien oberhalb der Teilchenseparationsschwelle  $S_x$  für den Zerfall in das Teilchen  $x$  und den Rumpf liegen. Das trifft für die meisten der in dieser Arbeit untersuchten Clusterzustände neutronenreicher Sauerstoff-Kerne zu. Im Gegensatz zu gebundenen Zuständen können Resonanzen prinzipiell auch durch Streuung des ungebundenen Teilchens  $x$  am Rumpfkern untersucht werden. Die Beschreibung der resonanten Zustände als Streuprozess erfolgt mit dem R-Matrix-Formalismus [Lan58].

Ausgehend von der zeitunabhängigen Schrödingergleichung

$$\left[ -\frac{\hbar^2 \Delta}{2M} + V(r) \right] \psi = E\psi \quad (3.16)$$

ergibt sich nach Separation der Wellenfunktion in einen orts- und einen winkelanhängigen Teil mit der üblichen Substitution  $u(r) = rR(r)$  die eindimensionale Form:

$$\frac{d^2 u_l}{dr^2} + \left[ \frac{2M}{\hbar^2} (E_l - V) \right] u_l = 0 \quad (3.17)$$

Als Randbedingung wird für die Radialwellenfunktion  $u(r)$  des gestreuten Teilchens die Stetigkeit beim Übergang vom Wechselwirkungsbereich (Lösung im Innenraum) zum wechselwirkungsfreiem Bereich (Wellenfunktion im Außenraum) am Radius  $r = a$  gefordert. Die Stetigkeitsbedingung lautet dann (mit  $u$  Wellenfunktion,  $a$  Anpassungsradius):

$$u_{\text{innen}}(r = a) = u_{\text{außen}}(r = a) \quad (3.18)$$

$$\frac{du_{\text{innen}}(r)}{dr}(r = a) = \frac{du_{\text{außen}}(r)}{dr}(r = a) \quad (3.19)$$

Man kann diese beiden Bedingungen zusammenfassen, indem man die Stetigkeit der Größe  $u'(r)/u(r)$  bei  $r = a$  fordert.

Mit den Randbedingungen (3.18) und (3.19) erhält man im Innenraum ( $0 \leq r \leq a$ ) ein Eigenwertproblem mit diskreten Energien  $E_\lambda$  und Eigenfunktionen  $u_\lambda$ :

$$\frac{d^2 u_\lambda}{dr^2} + \left[ \frac{2M}{\hbar^2} (E_\lambda - V) \right] u_\lambda = 0 \quad (3.20)$$

Eigenfunktionen  $u_\lambda$ , die im Bereich der gebundener Zustände liegen, haben hier keine Bedeutung. Die Multiplikation von (3.17) mit  $u_\lambda$  und von (3.20) mit  $u_l$  und die Entwicklung von  $u_l$  im Innengebiet nach den Eigenfunktionen  $u_\lambda$  liefert den Ausdruck:

$$u_l(r) = \sum_\lambda \frac{\hbar^2}{2M} \frac{du_l(a)}{dr} \frac{u_\lambda(a) u_\lambda(r)}{(E_\lambda - E_l)}$$

Im Außenraum kann die Radialfunktion  $u_l(r)$  in Superposition einer einlaufenden  $u_l^{(+)}(r)$  und einer auslaufenden  $u_l^{(-)}(r)$  Kugelwelle (mit der Wellenzahl  $k$ ) zerlegt werden:

$$u_l(r) = u_l^{(+)}(r) - S_l u_l^{(-)}(r) = \frac{1}{r} e^{-i(kr-l\pi/2)} - S_l \frac{1}{r} e^{+i(kr-l\pi/2)} \quad r \rightarrow \infty \quad (3.21)$$

mit

$$S_l = e^{2i\delta_l} \quad (3.22)$$

$S$  hier ist die Streumatrix der elastischen Streuung und  $\delta_l$  eine Phasenverschiebung (komplexe Zahl) der Streuwellen am Potentialrand. Das Streumatrixelement  $S_l$  bestimmt also die Amplitude der auslaufenden Kugelwelle.

Die Stetigkeitsbedingungen (3.18) und (3.19) der asymptotisch ein- und auslaufenden Kugelwellen  $u_l^{(+)}$  bzw.  $u_l^{(-)}$  können in die beiden reellen Anteile  $Q$  und  $P$  zerlegt werden:

$$\left[ \frac{ru_l^{(-)}(r)}{u_l^{(-)}(r)} \right]_{r=a} = L_l^* = Q_l - iP_l$$

$$\left[ \frac{ru_l^{(+)}(r)}{u_l^{(+)}(r)} \right]_{r=a} = L_l = Q_l + iP_l$$

Die Größe  $P_l$  heißt **Penetrabilität** und ist ein Maß für die Stärke der Wellenfunktion für den Überlapp vom Innenraum in den Außenraum des Potentials.

Mit der Definition der **R-Matrix**:

$$R_l = \left[ \frac{u_l(r)}{ru_l'(r)} \right]_{r=a} \quad (3.23)$$

erhält man im Außenraum

$$R_l = \left[ \frac{u_l^{(+)}(r) - S_l u_l^{(-)}(r)}{r(u_l^{(+)}(r) - S_l u_l^{(-)}(r))} \right]_{r=a} \quad (3.24)$$

und damit für die Streumatrix  $S_l$ :

$$S_l = \frac{u_l^{(-)}(r)}{u_l^{(+)}(r)} \frac{1 - R_l L_l^*}{1 - R_l L_l} \quad (3.25)$$

Mit der Voraussetzung, dass keine Absorption auftritt, d.h.  $u_l^{(+)}(r)/u_l^{(-)}(r) = 1$ , vereinfacht sich (3.25) zu:

$$S_l = \frac{1 - R_l L_l^*}{1 - R_l L_l}$$

oder mit (3.22) zu:

$$e^{2i\delta_l} = \frac{1 - R_l (Q_l - iP_l)}{1 - R_l (Q_l + iP_l)} \quad (3.26)$$

Im Innenraum erhält man mit  $u_l(r)$  am Radius  $a$  für die R-Matrix:

$$R_l = \sum_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2Ma} \frac{u_{\lambda}^2(a)}{(E_{\lambda} - E_l)} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda}^2}{(E_{\lambda} - E_l)} \quad (3.27)$$

mit

$$\gamma_{\lambda}^2 := \frac{\hbar^2}{2Ma} [u_{\lambda}(a)]^2$$

Die Größe  $\gamma_{\lambda}^2$  wird als **reduzierte Breite** der Einteilchenresonanz bezeichnet und entspricht der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Teilchens am Potentialrand  $a$ . Im Falle eines Kastenpotentials hat  $[u_{\lambda}(a)]^2$  einen maximalen Wert bei einer horizontalen Tangente der Wellenfunktion am Radius  $a$  (vgl. Abbildung 3.3). Die reduzierte Breite  $\gamma_{\lambda}^2$  erreicht damit das so genannte *Wigner-Limit*:

$$\gamma_{\lambda}^2 = \frac{\hbar^2}{2Ma} \quad (3.28)$$

In Abb. 3.3 ist der Übergang der Wellenfunktion vom Innenraum in den Außenraum ohne und mit waagerechter Tangente dargestellt. Im linken Bild ist die Resonanz schwach, im rechten dagegen stark.

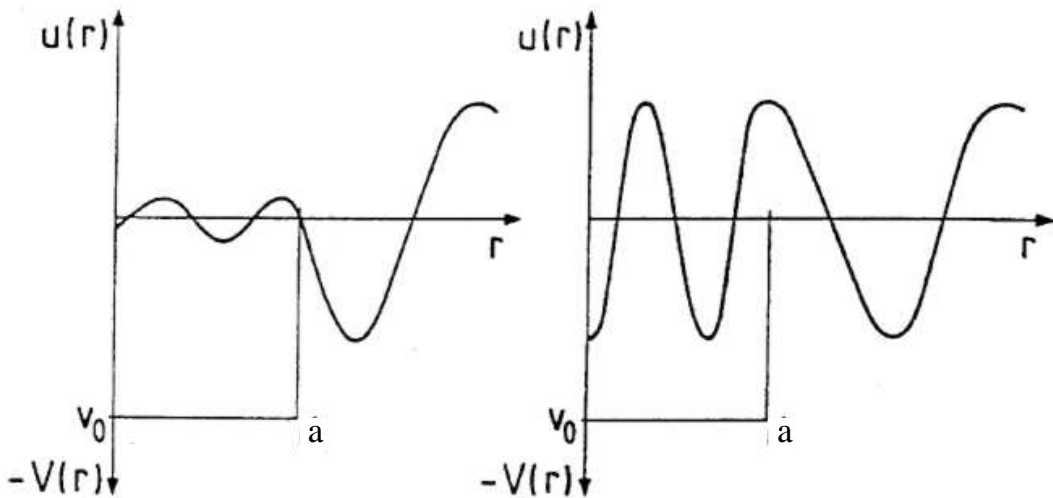


Abbildung 3.3: Radiale Wellenfunktion  $u(r)$  inner- und außerhalb eines Kastenpotentials im Falle einer beliebigen und einer waagerechten Tangente.

Bei nicht überlappenden Resonanzen kann die Summation in (3.27) über  $\lambda$  wegfallen. Die R-Funktion einer *Einteilchenresonanz* lautet dann:

$$R_l = \frac{\gamma_{\lambda}^2}{(E_{\lambda} - E_l)}$$

Für die Phasenverschiebung  $\delta_\lambda$  (vgl. (3.22)) am Potentialrand ergibt sich mit (3.26):

$$\tan \delta_\lambda = \frac{\frac{1}{2}\Gamma_l}{E_\lambda - Q_l \gamma_\lambda^2 - E_l} \quad (3.29)$$

wobei  $\Gamma$  die **Gesamtbreite** einer Resonanz bezeichnet und dem Produkt aus **reduzierter Breite**  $\gamma^2$  und **Penetrabilität**  $P$  proportional ist:

$$\Gamma_l = 2 \gamma_\lambda^2 P_l$$

Für die Resonanzenergie gilt:

$$E_{res} = E_\lambda - Q_l \gamma_\lambda^2$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist in der Partialwellen-Zerlegung durch das Quadrat der Streuamplitude  $f(\Theta)$  gegeben. Es gilt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\Theta)|^2$$

mit

$$f(\Theta) = \frac{1}{2ki} \sum_{l=0} (2l+1)(e^{2i\delta_l} - 1) \mathfrak{P}_l(\cos \Theta)$$

( $\mathfrak{P}_l$ : Legendre-Polynome).

Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich unter Berücksichtigung der für Legendre-Polynome gültigen Eigenschaft

$$\int_{Kugel} \mathfrak{P}_l(\cos \Theta) \mathfrak{P}_{l'}(\cos \Theta) d\Omega = \frac{4\pi}{2l+1} \delta_{l,l'}$$

dann zu:

$$\sigma(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) |e^{2i\delta_l} - 1|^2 \quad (3.30)$$

Setzt man (3.29) in (3.30) ein, erhält man die bekannte Formel für eine **Breit-Wigner-Resonanz** für einen festen Drehimpuls  $l$ :

$$\boxed{\sigma_l(E) = \frac{\pi}{k^2} (2l+1) \frac{\Gamma_l^2}{(E_{res} - E_l)^2 + (1/4)\Gamma_l^2}} \quad (3.31)$$

Die Breite  $\Gamma_l$  ist die totale Breite, sie setzt sich aus der Summe der Partialbreiten der Zerfallskanäle  $\alpha$  zusammen:

$$\Gamma_l = \sum_{\alpha} \Gamma_{l,\alpha}$$

Da sich die Penetrabilität über den Energiebereich der Resonanz ändert, ergeben sich (insbesondere für Resonanzen nahe der Teilchenschwelle) Abweichungen von einer symmetrischen Breit-Wigner-Form. Das Verhalten der Penetration in Abhängigkeit von der Energie

$E = (\hbar k)^2/2M$  kann explizit angegeben werden. Für  $s$ - und  $p$ -Wellen-Resonanzen nahe an der Teilchenschwelle ergibt sich:

$$P_0(E) = (ka)/(k_{res}a) \rightarrow \text{const} \quad \text{für } k \rightarrow 0 \quad (3.32)$$

$$P_1(E) = \frac{(ka)^3/(1+(ka)^2)}{(k_{res}a)^3/(1+(k_{res}a)^2)} \rightarrow 0 \quad \text{für } k \rightarrow 0 \quad (3.33)$$

Dabei ist  $k_{res}$  die Wellenzahl bei der Resonanzenergie  $E_{res}$ . Für  $l = 0$  ergibt sich demnach eine lineare  $k$ -Abhängigkeit für die totale Breite  $\Gamma_{l=0}$ . Im totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma(E)$  aus (3.30) entfällt damit wegen des Vorfaktors  $1/k^2$  die  $k$ -Abhängigkeit. Dadurch wird bei einer  $s$ -Wellenresonanz an der Schwelle ( $k \rightarrow 0$ ) ein endlicher Wert erreicht. Für höhere  $l$ -Werte sorgt die  $k$ -Abhängigkeit der Penetrabilität für ein Verschwinden des Wirkungsquerschnitts an der Schwelle [Goe68, McV68].

Mit R-Matrix-Rechnungen können anhand eines vorgegebenen Potentials und einer bekannten Wechselwirkung die Breiten in Abhängigkeit des Bahndrehimpulses  $l$  für das Wigner-Limit (3.28) der reduzierten Breite  $\gamma_l^2$  berechnet werden. Durch Division der im Experiment gemessenen Breite  $\Gamma_{exp}$  durch die gerechneten Penetrabilitäten  $P_l(E, a)$  verschiedener  $l$ -Werte ergeben sich experimentelle Werte der reduzierten Breiten  $\gamma_{l,exp}^2$ , die direkt mit den Resultaten der R-Matrix-Rechnungen oder anderer theoretischer Modell-Rechnungen verglichen werden können. Bei ausgeprägten Einteilchenresonanzen sollte die reduzierte Breite von der Größenordnung eins sein.



### 3.4 Kinematik

Der Vergleich von Ergebnissen aus dem Experiment, z.B. Wirkungsquerschnitte, mit theoretischen Rechnungen erfolgt im Schwerpunktsystem der Reaktion. Deshalb werden alle experimentellen Variablen vom *Labor-System* (LS) ins *Center-of-Mass-System* (CMS) transformiert.

Der Übersichtlichkeit halber wird hier die nicht relativistische Vorgehensweise dargestellt. Ausgangspunkt der Betrachtung sei die allgemeine Zweiteilchen-Reaktion:



Die Winkelrelationen für diese Reaktion sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Koordinatensysteme sind so orientiert, dass die  $z$ -Achse parallel zur Strahlrichtung verläuft und der Polar-Winkel von ihr abgetragen werden. Da im Experiment weder polarisierte Projektile noch Targets verwendet wurden, sind alle Größen unabhängig vom Azimutwinkel und somit rotationssymmetrisch zur  $z$ -Achse.

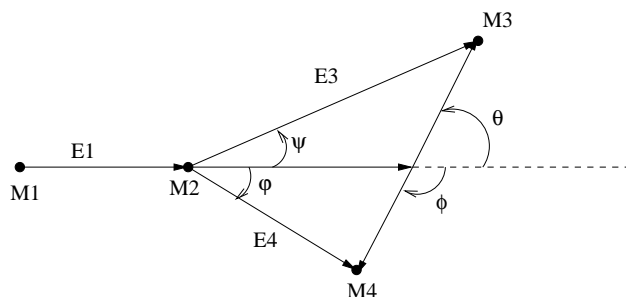


Abbildung 3.4: Winkel im Schwerpunkt- bzw. Labor-System.

Mit den Definitionen (vgl. Abb. 3.4):

$M_1, M_2, M_3, M_4$	Ruhe-Masse der Teilchen
$Q$	$Q$ -Wert der Reaktion
	$Q = Q_0$ für $E_x = 0$ (Teilchen 3 und 4 sind im Grundzustand)
	$Q = Q_0 - E_x$ für Anregungsenergien in Teilchen 3 oder 4

**Im Labor-System:**

$E_1, E_2 = 0$	kinetische Energien von Teilchen 1 und 2 im Eingangskanal
$E_3, E_4$	kinetische Energien von Teilchen 3 und 4 im Ausgangskanal
$\psi, \varphi$	Polar-Winkel des Ejektil bzw. des Rückstoßkerns

**Im CM-System:**

$\theta, \phi$	Polar-Winkel des Ejektils bzw. des Rückstoßkerns
$E_{CM}$	Summe der kinetischen Energien von $M_1$ und $M_2$ im Schwerpunktsystem

erhält man unter Berücksichtigung der Energie- und Impulserhaltung für die Energie des Ejektils im Laborsystems:

$$\boxed{E_3 = G \left( \cos \psi \pm \sqrt{R^2 - \sin^2 \psi} \right)} \quad (3.34)$$

Hierbei sind

$$G = \frac{E_1}{\left(1 + \frac{M_2}{M_1}\right) \left(1 + \frac{M_4}{M_3}\right)}$$

$$R^2 = \frac{M_2}{M_1} \frac{M_4}{M_3} \left(1 + \frac{Q}{E_{CM}}\right) \quad \text{und} \quad E_{CM} = \frac{M_2}{M_1 + M_2} E_1$$

Mit der Messung der Ejektil-Energie  $E_3(\psi)$  kann man die Energiezustände des Rückstoßkerns anhand der Zwei-Körper-Kinematik folgendermaßen berechnen:

$$E_4 = E_1 - E_3 + Q$$

bzw.

$$E_{x,4} = E_1 - E_3 - E_4 + Q_0 - E_{x,3}$$

Die Umrechnung des Wirkungsquerschnitts vom Labor- zum CM-System ist durch die Jacobi-Determinante der Raumwinkeltransformation gegeben:

$$g_\psi = \frac{\sigma(\theta)}{\sigma(\psi)} = \cos(\theta - \psi) \left( \frac{\sin \psi}{\sin \theta} \right)^2 \quad (3.35)$$

In der vorliegenden Arbeit wurden die Transformationen zwischen dem Labor- und Schwerpunkt-System wegen der größeren Genauigkeit mit relativistischer Kinematik [Byc73] durchgeführt. Mit der totalen Energie des Projektils bzw. des Ejektils im Labor-System

$$E_{t,1} = M_1 c^2 + E_1 \quad , \quad E_{t,3} = M_3 c^2 + E_3 \quad ,$$

deren Impulsen

$$p_1 = \sqrt{E_{t,1}^2 - (M_1 c^2)^2} \quad , \quad p_3 = \sqrt{E_{t,3}^2 - (M_3 c^2)^2}$$

und den relativistischen Faktoren

$$\beta = \frac{p_1}{E_{t,1} + M_2 c^2} \quad , \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

ergibt sich aus der Messung von  $E_3$  die totale Energie des Ejektils im Schwerpunkt-System zu:

$$E_{t,3}^* = \gamma \cdot E_{t,3} - \beta \cdot \gamma \cdot p_3 \cdot \cos \psi \quad (3.36)$$

Daraus folgt für die Anregungsenergie des Rückstoßkerns im CM-System [Boh90]:

$$E_{t,4}^* = \sqrt{S + (M_3 c^2)^2 - 2E_{t,3}^* \cdot \sqrt{S}} - M_4 c^2 \quad (3.37)$$

wobei

$$S = (M_1 c^2)^2 + (M_2 c^2)^2 + 2E_{t,1} \cdot M_2 c^2$$

die invariante Masse ist.

Diese relativistisch berechneten Anregungsenergien (Gl. (3.37)) entsprechen der Anregungsenergie-Skala in den Spektren.

Allgemein werden bei einer Messung Zählraten aufgenommen. Differentielle Wirkungsquerschnitte werden daraus durch Normierung auf die Zahl der Projektile, der Flächendichte der Targetkerne und für die Raumwinkelöffnung berechnet und in das Schwerpunktsystem transformiert. Für den Wirkungsquerschnitt gilt demnach:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = 266 \cdot \frac{N}{\frac{C_{ges}}{q} \cdot \frac{d}{A} \cdot \frac{\Omega}{g_\psi}} \quad (3.38)$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$	Differentieller Wirkungsquerschnitt in <i>mbarn/sr</i> im CM-System
$q$	Ladungszustand des Projektils
$C_{ges}$	Am Faraday-Cup gemessene Gesamtladung des Strahls in <i>nC</i>
$d$	Targetdicke in $\mu g/cm^2$
$A$	Massenzahl des Targets
$\Omega$	Raumwinkelöffnung des Q3D-Magnetspektrometers in <i>msr</i>
$g_\psi$	Betrag der Determinante der Transformations-Jacobimatrix aus dem Labor- ins Schwerpunktsystem (siehe Gl. (3.35))

# Kapitel 4

## Das Experiment

Die Messungen wurden im Januar 2006 und Februar 2007 am Tandem-Beschleuniger des Maier-Leibnitz-Laboratoriums der LMU und TU München mit einem  ${}^7\text{Li}$ -Strahl von 44 MeV durchgeführt. Die  $({}^7\text{Li},\text{p})$ -Reaktion wurde am Q3D-Magnetspektrometer an  ${}^{12}\text{C}$ -,  ${}^{13}\text{C}$ -,  ${}^{14}\text{C}$ - und  $\text{V}_2\text{O}_5$ -Targets bei den Streuwinkeln  $\theta = 10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $39^\circ$  gemessen.

### 4.1 Die Targets

Zur Durchführung des Experiments wurden vier verschiedene Targets eingesetzt: drei Kohlenstoff-Targets zur Untersuchung der Sauerstoff-Isotope und ein  $\text{V}_2\text{O}_5$ -Target zur Messung von  ${}^{16}\text{O}$ -Untergrundspektren, da das  ${}^{13}\text{C}$ - und  ${}^{14}\text{C}$ -Target einen geringen Anteil an  ${}^{16}\text{O}$  enthielten. Die verwendeten Targets hatten folgende Zusammensetzung:

- ${}^{12}\text{C}$  70  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  (98.9%  ${}^{12}\text{C}$ , 1.1%  ${}^{13}\text{C}$  (natürlicher Anteil),  $< 1\%$   ${}^{16}\text{O}$ )
- ${}^{13}\text{C}$  100  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  (96.4%  ${}^{13}\text{C}$ , 2.0%  ${}^{12}\text{C}$ , 1.6%  ${}^{16}\text{O}$ )
- ${}^{14}\text{C}$  70  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  (89.3%  ${}^{14}\text{C}$ , 8.6%  ${}^{12}\text{C}$ , 2.1%  ${}^{16}\text{O}$ )
- $\text{V}_2\text{O}_5$  69  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  mit 20  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$   ${}^{12}\text{C}$ -Backing (43.5%  ${}^{51}\text{V}$ , 34.0%  ${}^{16}\text{O}$ , 22.5%  ${}^{12}\text{C}$ )

Der  ${}^{16}\text{O}$ -Anteil im  ${}^{13}\text{C}$ - und  ${}^{14}\text{C}$ -Target wurde in den  ${}^{19}\text{O}$ - und  ${}^{20}\text{O}$ -Spektren durch Anpassung von freistehenden  ${}^{22}\text{Ne}$ -Linien des am  $\text{V}_2\text{O}_5$  gemessenen Spektrums (Abbildung 4.1 (links)) an die entsprechenden Linien im  ${}^{19}\text{O}$ - bzw.  ${}^{20}\text{O}$ -Spektrum bestimmt. Dazu wurden die Spektren bei der Feldeinstellung 2 (vgl. Tabelle 5.1) verwendet, in denen die Anregungsenergien von  ${}^{19}\text{O}$  und  ${}^{20}\text{O}$ , und damit auch die Zustandsdichte, noch niedrig sind. Als Beispiel ist in Abbildung 4.1 (rechts) das  ${}^{20}\text{O}$ -Spektrum bei der Feldeinstellung 2 dargestellt. Das rote Spektrum ist das experimentelle Spektrum von  ${}^{18}\text{O}$ , gemessen am reinen  ${}^{12}\text{C}$ -Target. Die  ${}^{18}\text{O}$ - bzw.  ${}^{22}\text{Ne}$ -Linien (Abbildung 4.1 (links)) können im  ${}^{20}\text{O}$ -Spektrum (Abbildung 4.1 (rechts)) wieder beobachtet werden, wobei das blaue Spektrum das am  $\text{V}_2\text{O}_5$ -Target und das rote am  ${}^{12}\text{C}$ -Target gemessen worden war.

Der  ${}^{12}\text{C}$ -Gehalt des  ${}^{13}\text{C}$ - und  ${}^{14}\text{C}$ -Targets konnte sehr gut mit den Linien des  ${}^{18}\text{O}$ -Grundzustands und des ersten  $2^+$ -Zustands in den  ${}^{19}\text{O}$ - und  ${}^{20}\text{O}$ -Spektren bei der Feldeinstellung 1 (Tabelle 5.1) bestimmt werden (vgl. Abb. 7.1 und 8.1).

Eine detaillierte Beschreibung der Spektrenanalyse wird in Kapitel 5 vorgenommen.

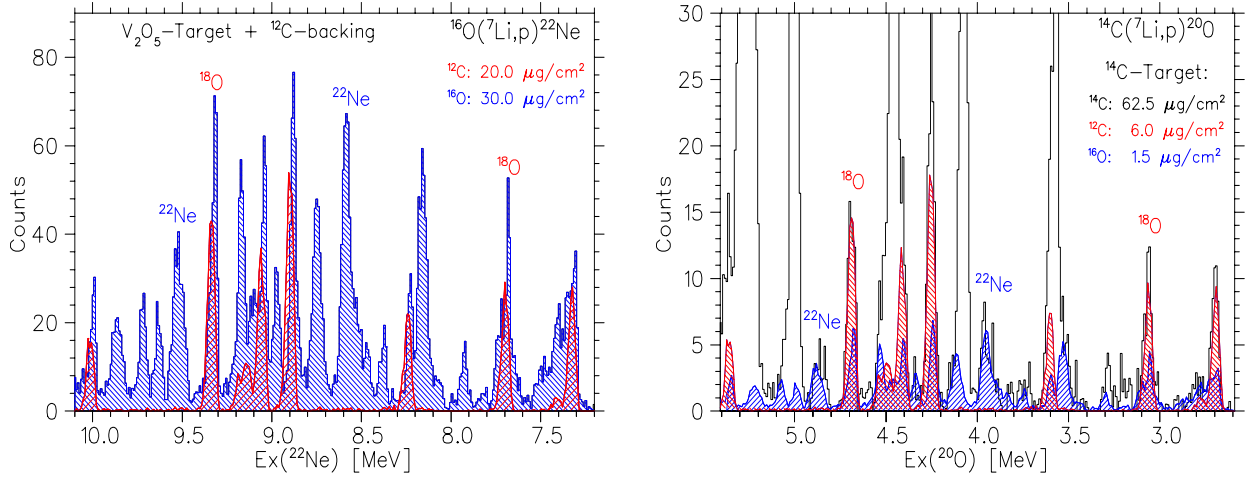


Abbildung 4.1: Spektrenausschnitte der  $^{16}O(^7Li,p)^{22}Ne$ - (links) und der  $^{14}C(^7Li,p)^{20}O$ -Reaktion (rechts) bei der Feldeinstellung 2 (9.2169 kG, vgl. Tabelle 5.1) und dem Streuwinkel von  $10^\circ$ . Im Bild rechts wurde auch das am  $^{12}C$ -Target gemessene Spektrum verwendet.

## 4.2 Der Beschleuniger und die Strahlführung

Für die Untersuchung der Struktur der Sauerstoff-Isotope mit der  $(^7Li,p)$ -Reaktion wurde ein  $^7Li$ -Strahl mit 44 MeV Einschussenergie verwendet. Als Ionenquelle diente die Hochstromquelle des Tandembeschleunigers. In dieser wird eine aus  $^7Li_2O$  und Silberpulver gepresste Pille mit einem Cs-Strahl beschossen und negativ geladene  $^7Li^-$ -Ionen durch eine Hochspannungsblende ins Beschleunigungsrohr extrahiert. Am Hochspannungsterminal in der Mitte des Tandems, an dem eine Spannung von +11.00 MV eingestellt war, wurden mit einer dünnen Kohlenstoff-Folie alle Elektronen von  $^7Li^-$  abgestreift, so dass am Ende des Tandems die Energie von  $(1+3)e \times 11 \text{ MV} = 44 \text{ MeV}$  erreicht wurde. Der Tandem erzeugt den Strahl mit sehr hoher Energieauflösung ( $\delta E = 5 \text{ keV}$  bei 44 MeV), so dass er für Experimente hoher Präzision geeignet ist. Nach dem Tandem passiert der Strahl einen  $90^\circ$  Analysiermagneten (ein Dipol), durch den alle Teilchen außerhalb der gewünschten Soll-Steifigkeit ausgeblendet werden. Nach zwei weiteren Ablenkmagneten ( $50^\circ$  und  $60^\circ$ ) tritt schließlich der  $^7Li^{3+}$ -Strahl in die Targetkammer des Q3D-Magnetspektrometers ein.

## 4.3 Eigenschaften des Q3D-Magnetspektrometers

### 4.3.1 Aufbau des Q3D-Magnetspektrometers

Das Q3D-Magnetspektrometer besteht aus einem Quadrupol (Q) und drei Dipolen (3D). Die Dipole dienen als dispersive Elemente, während der Quadrupol und die Dipolkantenwinkel zur Fokussierung eingesetzt werden. Der Quadrupol (siehe Abbildung 4.2) defokussiert in der  $x, z$ -Ebene (horizontal) und fokussiert in der  $y, z$ -Ebene (vertikal). Der erste **Dipol 1** stellt das erste dispersive Element dar. Er fokussiert mit seinen Feldkanten in der vertikalen Ebene. Der Multipol kann verschiedene Feldgradienten (Quadrupol, Hexapol, Oktupol und Dekapol-

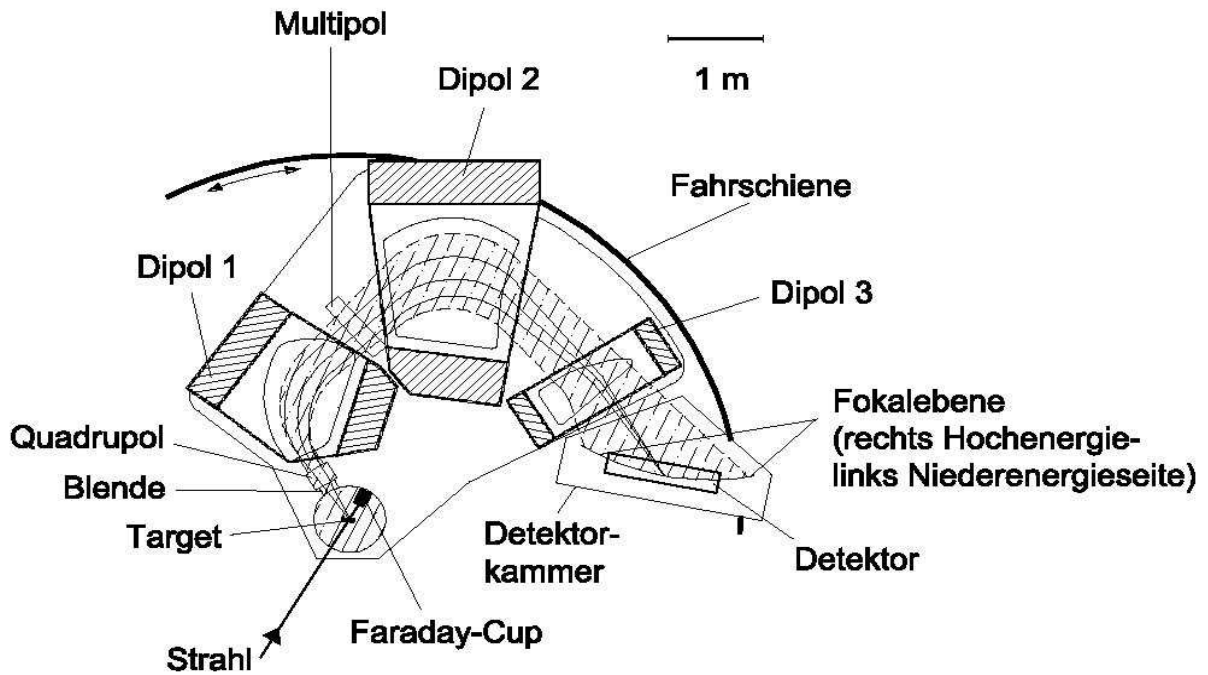


Abbildung 4.2: Skizze des am Maier-Leibnitz-Laboratorium der LMU und TU München beim Experiment verwendeten Q3D-Magnetspektrometers.

Felder) erzeugen und korrigiert damit optische und kinematische Effekte höherer Ordnung, die bei Ausnutzung der vollen horizontalen Akzeptanz auftreten. Der zweite **Dipol 2** und der dritte **Dipol 3** haben mit ihren Feldkanten eine fokussierende Wirkung und erzeugen den Fokus in der  $y, z$ -Ebene in der Fokalebene. Der Fokus in der  $x, z$ -Ebene wird als ein Zusammenspiel des defokussierenden Quadrupols und der sechs folgenden mit so genannten “Field-Clamps” geformten Feldkanten erzeugt. Die Ejektile werden um  $155^\circ$  abgelenkt, bevor sie die Fokalebene erreichen. Das Spektrometer ist an eine Streukammer angeflanscht und läßt sich auf einer Schiene um deren vertikale Achse drehen.

Die Öffnungsblenden des Q3D-Magnetspektrometers wurden für das Experiment auf einen Raumwinkel von  $\Omega = 13.85$  msr eingestellt. Das entspricht einer Winkelöffnung von  $\pm 55$  mrad bzw.  $6^\circ$  horizontal und  $\pm 63$  mrad bzw.  $7^\circ$  vertikal. Die Eintrittsblende ist in Abbildung 4.3 dargestellt, bei voller Öffnung hat sie einen Raumwinkel von 14.7 msr [Wie72].

Die grundlegenden Charakteristika des Münchner Q3D-Magnetspektrometers sind unten aufgeführt.

Mittlerer Bahnradius $\rho_0$ .....	98 cm
Energiebereich .....	20 %
Impulsdispersion entlang der Fokalebene	19 cm/%
Raumwinkel .....	14.7 msr
Länge der Fokalebene .....	190 cm

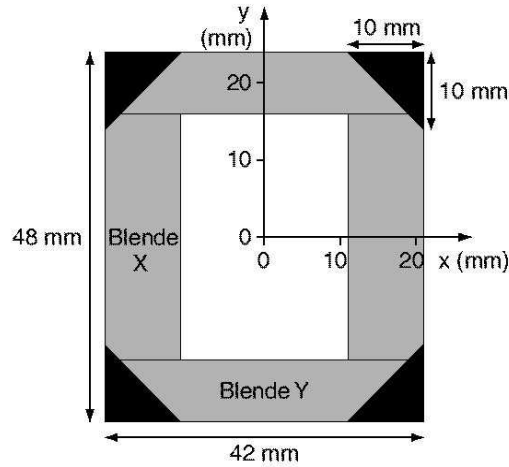


Abbildung 4.3: Eintrittsblende des Q3D-Magnetspektrometers. Der Abstand Target-Blende beträgt 36 cm. Die schwarzen Dreiecke stellen permanente Blenden dar.

### 4.3.2 Spektrometergleichung

Auf eine bewegte Ladung  $q$  übt ein Magnetfeld  $B$  eine Kraft aus, die mit der folgenden Gleichung beschrieben wird:

$$\vec{F}_L = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (4.1)$$

In einem zeitlich konstanten homogenen Dipolfeld bewegt sich das Teilchen in der zu  $\vec{B}$  senkrechten Ebene auf einer Kreisbahn. Mit dem Radius  $\rho$  dieser Bahn und der zu  $\vec{B}$  senkrechten Geschwindigkeitskomponente  $v$  erhält man für den Betrag der Lorentzkraft:

$$F_L = q \cdot Bv \quad (4.2)$$

Die Lorentzkraft steht im Gleichgewicht mit der Zentrifugalkraft, die von der Masse des Teilchens ausgeübt wird.

$$F_L = qBv = m \frac{v^2}{\rho} = F_{Zfg} \quad (4.3)$$

Daraus folgt die Spektrometergleichung:

$$\boxed{p = q \cdot B\rho} \quad (4.4)$$

wobei  $\rho$  den Radius der Kreisbahn, die von dem Teilchen beschrieben wird, bezeichnet.

Aus dieser Gleichung können die wichtigsten Eigenschaften eines Magnetspektrometers abgeleitet werden. Für ein konstantes  $B$ -Feld durchlaufen Teilchen mit unterschiedlichen Impulsen Bahnen unterschiedlicher Radien. Durch diese örtliche Trennung der Teilchen können mit Hilfe eines Detektors mit guter Ortsauflösung die Impulse der Teilchen bzw. der Reaktionsprodukte genau bestimmt werden.

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung eines Spektrometers ist der Bahradius  $\rho_0$  des Zentralstrahls, der vom Zentrum des Targets durch die ionenoptische Achse des Quadrupols bis zur Mitte der Fokalebene läuft. Er definiert die mittlere magnetische Steifigkeit  $B\rho_0$  des Spektrometers gemäß Gl. (4.4).

### 4.3.3 Ionenoptik

Wie in Abschnitt 4.3.2 beschrieben wurde, lenkt ein Magnetfeld die Bahn eines eintretenden Strahlenbündels geladener Teilchen gemäß der Spektrometergleichung  $p = q \cdot B\rho$  ab (vgl. Gl. (4.4)). Für abbildende und dispersive Aufgaben werden Magnete unterschiedlicher Bauart und Polarität kombiniert. Dipole dienen als **dispersive** Elemente, Quadrupole und Dipolkantenwinkel werden zur **Fokussierung** eingesetzt. Im folgenden wird zunächst auf die dispersiven und anschließend auf die fokussierenden Eigenschaften des Q3D-Magnetspektrometers kurz eingegangen.

Die dispersive Abbildung der Dipole für ein Teilchenbündel mit der Impulsdispersion  $\delta = \frac{\Delta p}{p} \neq 0$  (relative Impulsabweichung vom Soll-Impuls in Einheiten von Promille (‰)) kann in Matrizenform folgendermaßen angegeben werden [Hec80, Ing81]:

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta \\ \delta \end{pmatrix}_A = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & d_x \\ R_{21} & R_{22} & d_\theta \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ \delta \end{pmatrix}_B$$

wobei

$$R_{11} = \frac{\partial x}{\partial x_0} \dots \dots \dots \text{die Ortsvergrößerung} \quad R_{12} = \frac{\partial x}{\partial \theta_0} \dots \dots \dots \text{die } x\text{-}\theta\text{-Korrelation}$$

$$R_{21} = \frac{\partial \theta}{\partial x_0} = -\frac{1}{f_x}, f_x = \text{Brennweite } xz\text{-Ebene} \quad R_{22} = \frac{\partial \theta}{\partial \theta_0} \dots \dots \dots \text{die Winkelvergrößerung}$$

$$d_x := \frac{\partial x}{\partial \delta} [mm/\text{‰}] \dots \dots \dots \text{die Ortsdispersion}$$

$$d_\theta := \frac{\partial \theta}{\partial \delta} [mrad/\text{‰}] \dots \dots \dots \text{die Winkeldispersion ist.}$$

Dabei bewegt sich das Teilchenbündel in Richtung  $z$ -Achse und jedes Teilchen ist durch seinen Ort  $(x, y)$ , seinen Winkel  $(\theta, \phi)$  und seine Impulsabweichung  $\delta$  gegenüber dem mittleren Impuls in einem mitlaufenden Koordinatensystem des Strahlenbündels charakterisiert. Im Fokus ist  $x$  unabhängig von  $\theta$  (relativer Winkel der Bewegungsrichtung des Teilchens zu der  $xz$ -Ebene), was  $R_{12} = 0$  bedeutet. Mit Ortsdispersion  $d_x$  ist die Änderung des Ortes in der Fokalebene und mit der Winkeldispersion  $d_\theta$  die Winkeländerung in Abhängigkeit von der relativen Impulsabweichung  $\delta$  gemeint.

Der Quadrupol gehört zu den wichtigsten Elementen der Strahlführung, da er eine fokussierende Wirkung hat. In einem Quadrupol hängt die Änderung des Ablenkungswinkels des einfallenden Strahls bzw. die Brechkraft in erster Näherung linear vom Abstand zur Achse ab, d.h. es liegt ein Feld mit konstantem Gradienten vor, und es gilt:

$$\left| \frac{\partial B_y}{\partial x} \right| = \text{const.} = \left| \frac{\partial B_x}{\partial y} \right|$$

für die kartesischen Koordinaten  $x, y, z$ . Daraus folgt: Die Fokussierung in  $x$ -Richtung führt gleichzeitig zu einer Defokussierung in  $y$ -Richtung. Im axialsymmetrischen System (z.B. Strahlrohr) kann durch einen zweiten Quadrupol-Magneten mit vertauschten Feldgradienten eine Fokussierung des Gesamtsystems erreicht werden. Da das Q3D-Magnetspektrometer nur



einen einzigen Quadrupol hat, wird die Funktion eines zweiten Quadrupols durch die fokussierende Wirkung der Kantenwinkel an den Dipolen ersetzt.

Weitere Details der Ionenoptik des Münchner Q3D-Magnetspektrometers findet man in [Eng70].

#### 4.3.4 Kinematische Korrektur

Wie in Abschnitt 3.4 gezeigt wurde, hängt in einer binären Reaktion  $A(a, b)B$  die Energie des Ejektils vom Streuwinkel  $\theta$  ab. Die Kinematik einer Reaktion führt also dazu, dass Ejektile eines größeren Streuwinkels einen etwas kleineren Bahnradius im Q3D beschreiben und deshalb nicht fokussiert sind. Dieser Effekt würde zu einer Verbreiterung der Linie in der Fokalebene führen, die sich jedoch mit einem Multipolelement zwischen den **Dipolen 1** und **2** (vgl. Abb. 4.2) weitgehend korrigieren lässt [Sche74]. Die charakteristische Größe für die kinematische Korrektur der in der Fokalebene auftretenden Winkeldispersion ist der *kinematische Faktor*  $\kappa$ , der die relative Impulsänderung bei einer Streuwinkeländerung in erster Ordnung angibt (vgl. Gl (4.5) und Abb. 3.4):

$$\kappa \equiv -\frac{1}{p} \frac{dp}{d\theta} \frac{\sin \psi}{\sqrt{R^2 - \sin^2 \psi}} = \tan(\theta - \psi) \quad [\%/mrad] \quad (4.5)$$

Dieser kinematische Faktor ist reaktionspezifisch, d.h. nur die Reaktion, für die der Multipol eingestellt ist, wird optimal korrigiert. Bei Reaktionen an anderen Targetbestandteilen wird die Kinematik nicht ausreichend kompensiert und deren Linien erscheinen in der Projektion verbreitert.

### 4.4 Der Fokalebenendetektor

In der Fokalebene des Spektrometers werden die Teilchen mit einem ortsempfindlichen Fokalebenendetektor in einem genutzten Meßbereich von 89 cm nachgewiesen. Der Detektor, der in diesem Experiment verwendet wurde, ist ein sogenannter Kathodenstreifendetektor, der im Jahre 2001 von Hans-Friedrich Wirth (TU München) gebaut wurde [Wir01]. Der Detektor besteht aus zwei Teildetektoren: einer Vieldrahtproportionalkammer mit Einzelauslese von Kathodenstreifen und einem dahinterliegendem Szintillator. Einen maßstäblichen Querschnitt zeigt Abbildung 4.4.

Der erste Teil des Detektors (links in Abb. 4.4) besteht aus zwei parallelen Anodendrähten entlang der Fokalebene zwischen zwei auf Erdpotential liegenden Kathodenebenen aus aluminisierter Kaptonfolie, von denen die eine in 255 gleich große, parallele Streifen (Wiederholungslänge 3.5 mm) unterteilt ist, die senkrecht zu den auf 1400 - 1500 V liegenden Anodendrähten ausgerichtet sind und einzeln ausgelesen werden. Teilchen, die in den mit 500 mbar Isobutan gefüllten Innenraum eintreten, erzeugen durch Ionisationsprozesse freie Elektronen. Dies führt zu einer Lawinenbildung um die Anodendrähte, wodurch auf diesen ein Signal erzeugt wird, das dem Energieverlust der Teilchen im Gas proportional ist. Zusätzlich influenziert die Lawine auf den gegenüberliegenden Streifen der Kathodenstreifenfolie eine positive Ladungsverteilung, deren Schwerpunkt dem Ort des Teilchendurchgangs in der Anodendrahtebene entspricht. Die Ladungswerte der Streifen werden digitalisiert und

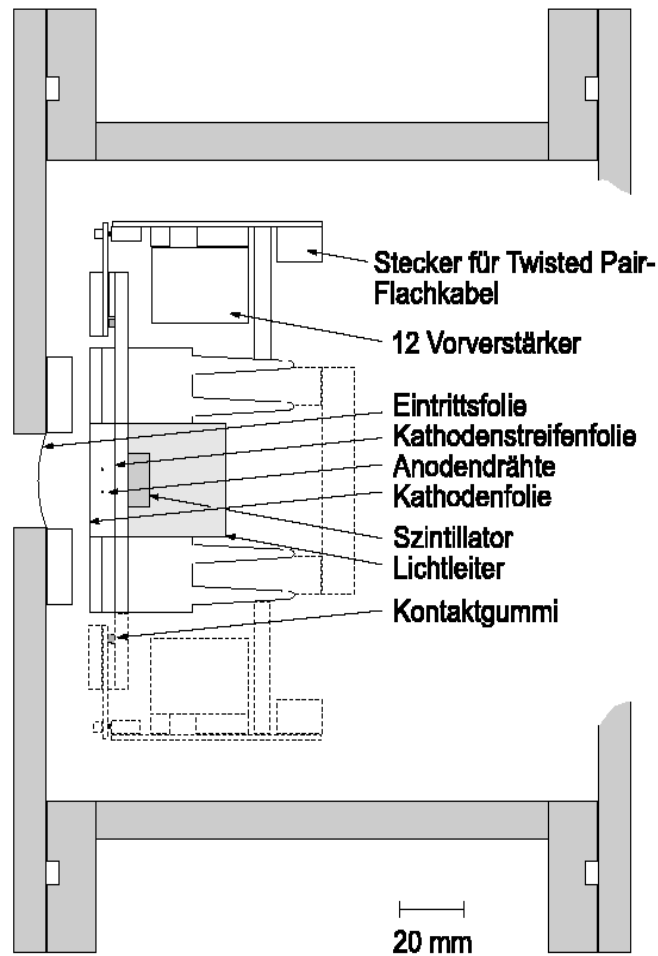


Abbildung 4.4: Schnitt durch den Kathodenstreifendetektor in einer Ebene senkrecht zur Fokalebene (aus [Wir01]).

mit ihrer Streifenadresse registriert.

Die durch den Einfallswinkel von ca.  $45^\circ$  bedingte Lawinenlänge von etwa 10 mm führt bei einem gültigen Ereignis auf drei bis sieben benachbarten Kathodenstreifen zu Signalen, die in den betreffenden Vorverstärkern größer als ein einstellbarer Schwellenwert sind. Ordnet man die digitalisierten Amplituden dieser Signale jeweils den Streifenmitten zu, lässt sich die influenzierte Ladungsverteilung durch eine Gausskurve beschreiben. Das Zentrum der Verteilung entspricht dabei dem Ort des zu detektierenden Teilchens in der Fokalebene des Spektrometers. Der Detektor ist dabei so im Spektrometer plaziert, dass die Fokalebene in der Anodendrahtebene liegt.

Nach dem Passieren des Proportionalbereichs treten die Teilchen im zweiten Teil des Detektors in einen 7 mm dicken Plastikszintillator vom Typ Pilot B (NE 104) ein, in dem die Restenergie der Teilchen gemessen wird. Um den Transport des Lichtes zu den Photomultipliern an den beiden Enden des Szintillators zu optimieren, ist der Szintillator

in Plexiglas eingebettet, wie in Abbildung 4.4 zu erkennen ist. Das Licht wird mit Hilfe von zwei Photomultipliern (Philips XP2201B) ausgelesen und deren Signale werden zu einem Restenergiesignal aufsummiert.

## 4.5 Messelektronik und Datenerfassung

Abbildung 4.5 zeigt das Blockschaltbild der Detektor-Messelektronik. Die Signale der Anodendrähte und der Photomultiplier werden verstärkt und jeweils addiert. Über die Diskriminatoren und Gate-Generatoren wird aus ihnen in einer Koinzidenzeinheit das Signal “Detektor-Koinzidenz” erzeugt. Dieses triggert zum einen die Datenauslese (“Start Auslese”) der Kathodenstreifensignale und der daraus generierten Ortsinformationen im ASIC-Modul (**A**pplication **S**pecific **I**ntegrated **C**ircuit), und es generiert zum anderen das Gate-Signal für die **A**nalog-to-**D**igital-**C**onverter (ADC) zum Auslesen der Analogsignale vom Szintillator und von den Anodendrähten. Durch das Signal “Ext. TDT” bleiben die Eingänge aller **P**ea**k**-and-**H**old-**D**iskriminatoren (PHD) geschlossen, solange MARaBOU (siehe Abschnitt 5) mit dem Einlesen beschäftigt ist. Eine detaillierte Beschreibung der Messelektronik ist in [Ott96] zu finden.

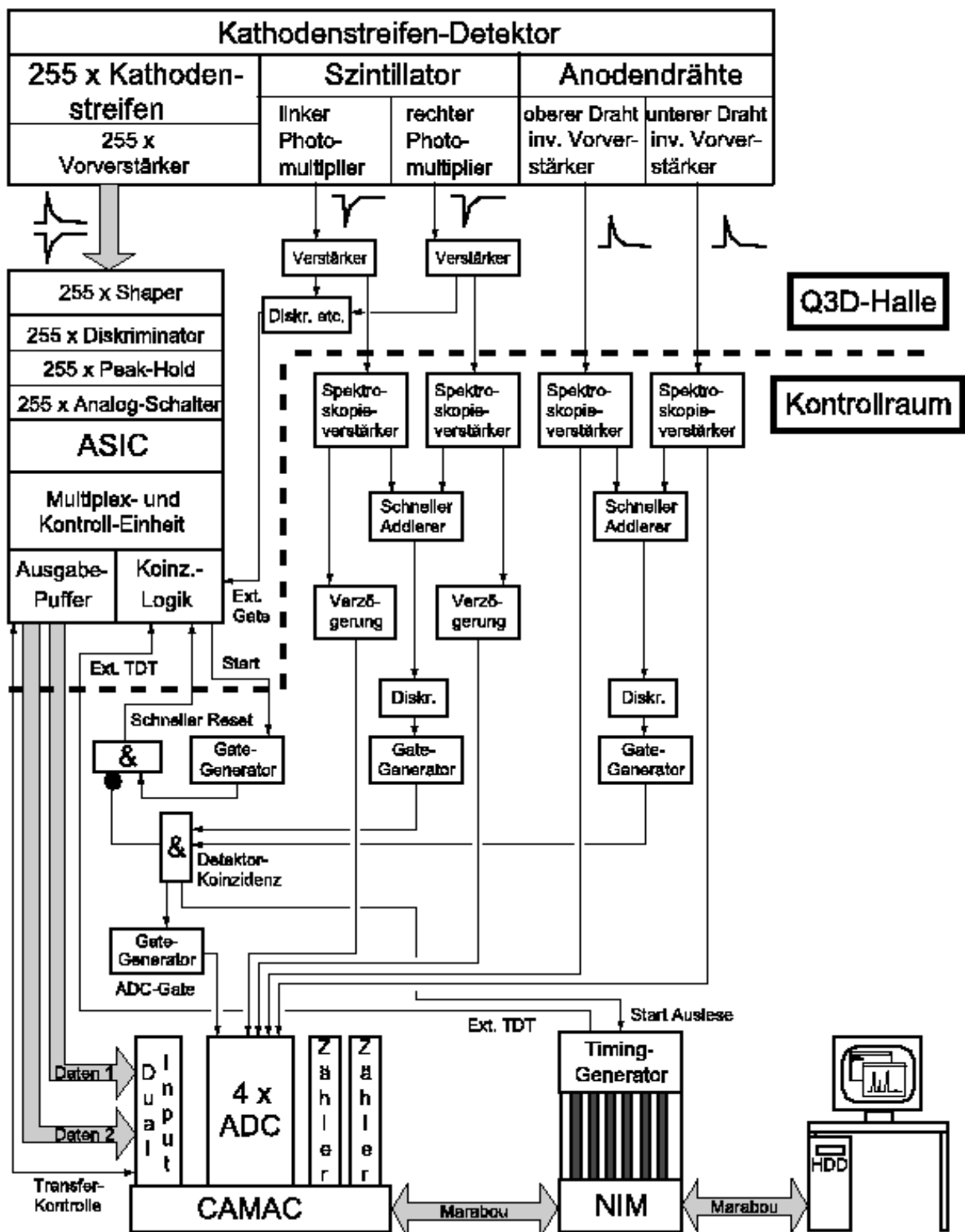


Abbildung 4.5: Prinzipschaltbild der Datenaufnahme für den Kathodenstreifen-Detektor.

# Kapitel 5

## Datenanalyse

### 5.1 Datenaufbereitung

Zur Datenaufnahme im Meier-Leibnitz-Laboratorium der LMU und TU München wurde das Softwarepaket MARaBOU (MBS And Root based Online/Offline Utility) verwendet, das eine am CERN entwickelte Root Softwarebibliothek für physikalische Messdatenerfassung und Verarbeitung enthält. Die bei der Messung aufgenommenen Rohdaten werden in einem speziellen binären Format gespeichert, lassen sich also nur mit einer Software verarbeiten, die auch auf die Softwarebibliotheken von Root zurückgreifen kann. Da für MARaBOU bereits eine funktionierende Korrekturprozedur existierte, wurde diese verwendet. Beim Start des Softwarepakets ist es notwendig, die für das Experiment spezifischen Bibliotheken q3dlib und M\_analyze zu kompilieren.

Zu Beginn werden die Rohdaten zur Erzeugung spezieller Graphen eingelesen. Dies geschieht unter Verwendung von C\_analyze, eines graphischen Eingabe-Fensters für M\_analyze. Die Deklaration der Graphen sowie aller Korrekturfunktionen und Fensterbedingungen ist im sogenannten Workfile abgelegt.

Dargestellt werden die Rohgraphen mit Hilfe der in MARaBOU enthaltenen Software HistPresent.

Da der gesamte gemessene Anregungsenergiebereich bis mindestens 20 MeV reichen sollte, wurden beim Experiment für jedes Target und für jeden Winkel jeweils 10 Magnetfedeinstellungen mit einem kleinen Überlappbereich gemessen. Anschließend wurde für jedes Teilspektrum ein eigener Workfile erzeugt und damit das Protonenspektrum projiziert (Abschnitt 5.2). Eine Liste der Feldeinstellungen ist in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Tabelle 5.1: Feldeinstellungen am Q3D-Magnetspektrometer .

Feldeinstellung	B [kG] (10°)	B [kG] (20°)	B [kG] (39°)
Feld 1	9.6133	9.5078	9.2784
Feld 2	9.2169	9.1520	8.8992
Feld 3	8.8504	8.7953	8.5622
Feld 4	8.5239	8.5240	8.3067
Feld 5	8.2256	8.2147	7.9831
Feld 6	7.9377	7.9351	7.7029
Feld 7	7.6599	7.7024	7.4389
Feld 8	7.3906	7.3709	7.1369
Feld 9	7.1318	7.1242	6.8893
Feld 10	6.8834		6.6331
Feld 11	6.6425		

## 5.2 Teilchenidentifizierung

In der ( ${}^7\text{Li,p}$ )-Reaktion müssen mit dem Fokalebeneendetektor Protonen identifiziert und von anderen Reaktionsprodukten getrennt werden.

Der Energieverlust  $\Delta E$  im Proportionalzähler (vgl. Abschnitt 4.4) ist durch die Bethe-Bloch-Formel [Bet30, Blo33] mit den Parametern Massenzahl  $A$ , Kernladungszahl  $Z$  und Energie  $E$  verknüpft:

$$\Delta E \sim \frac{AZ^2}{E} \quad (5.1)$$

Der Plastiksintillator wird von Photomultipliern ausgelesen (vgl. Abschnitt 4.4) und liefert Lichtausbeutesignale  $L$  (Restenergie). Diese sind nach der Becchetti-Formel III [Bec76] ein Maß für die im Szintillator deponierte Energie der Teilchen:

$$L \sim \frac{1}{AZ^{0.08}} E^{1.63} \quad (5.2)$$

So können in einer zweidimensionalen Darstellung des Energieverlustes gegen die Restenergie verschiedene Isotope voneinander getrennt werden. Eine derartige Häufigkeitsverteilung ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Die Positionen der Teilchengruppen können mit Hilfe der Gleichungen (5.1) und (5.2) ermittelt werden. Die Protonen haben den kleinsten Energieverlust, besitzen die höchste Restenergie und befinden sich dementsprechend rechts unten in Abbildung 5.1. Links über ihnen ist die Deuteronengruppe zu sehen, und die dritte Teilchengruppe entspricht den  $\alpha$ -Teilchen.

Mit einer Fensterbedingung auf die Protonengruppe können nun Ortsspektren der ( ${}^7\text{Li,p}$ )-Reaktion generiert werden.

Eine Darstellung der Protonengruppe bei höheren Verstärkungen und gesetzter Fensterbedingung ist in Abbildung 5.2 gezeigt.

Als Beispiel ist ein projiziertes Spektrum für die  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li,p})$ -Reaktion bei der Feldeinstellung 6 (7.9377 kG, vgl. Tabelle 5.1) in Abbildung 5.3 gezeigt.

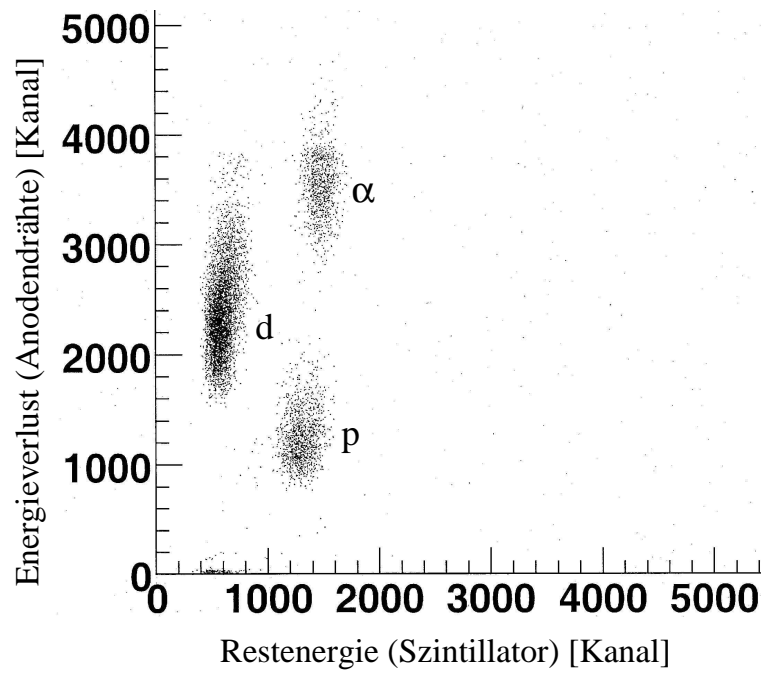


Abbildung 5.1: Darstellung des Energieverlustes über der Restenergie für die  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},\text{p})$ -, die  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},\text{d})$ - und die  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},\alpha)$ -Reaktion.

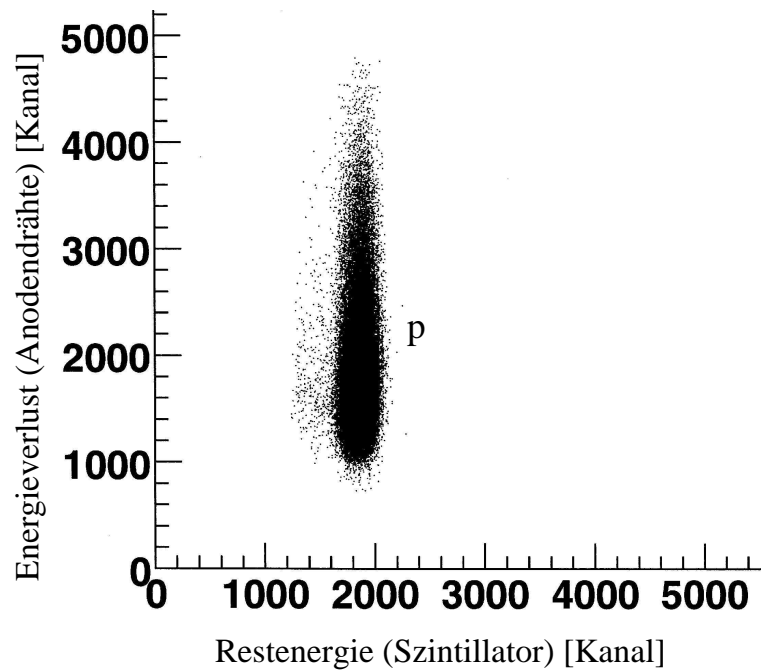


Abbildung 5.2: Darstellung des Energieverlustes über der Restenergie nach der durchgeführten Teilchenidentifizierung für die  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},\text{p})^{18}\text{O}$ -Reaktion, gemessen bei der Feldeinstellung 6 (7.9377 kG).

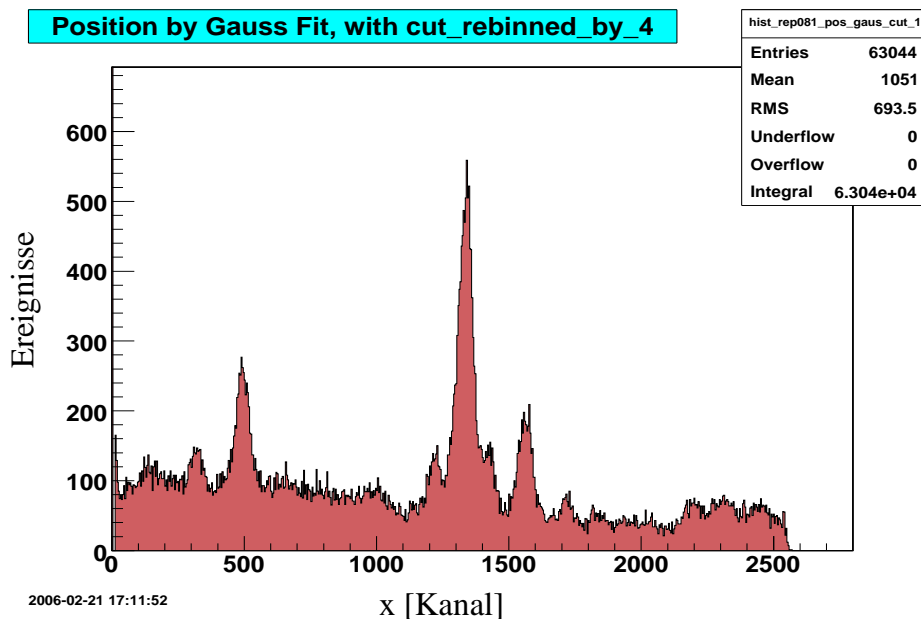


Abbildung 5.3: Ortsspektrum der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},\text{p})^{18}\text{O}$ -Reaktion, das bei der Feldeinstellung 6 (7.9377 kG) gemessen wurde. Die Anregungsenergie variiert von 12.8 MeV (rechts) bis 15.1 MeV (links).

### 5.3 Eichung der Energieachse

Um in den Spektren Anregungszustände zu identifizieren, müssen die Ortsspektren in Impulsspektren geeicht werden. Dazu werden bekannte Zustände, die bei den ersten drei Feldeinstellungen wegen der relativ niedrigen Zustandsdichte eindeutig identifiziert werden können, verwendet. Die Linien werden mit Gaußskurven gefittet, um so ihre Positionen zu bestimmen. Dafür wird das Programm GASPAN [Rie91] verwendet, das die Linien eines Spektrums selbständig identifiziert, jedoch mit manuellen Eingriffen (Form, Breite usw. der Gauß-Verteilung) gesteuert werden muss. Als Ausgangsergebnis wird jedem Eichzustand des Spektrums die entsprechende Kanalposition zugeordnet. Jeder identifizierten Linie wird dann die jeweilige aus der Literatur [Til00a, Til00b, Til00c] bekannte Anregungsenergie zugewiesen.

Die Eichung der Spektren wurde am Hahn-Meitner-Institut in Berlin fortgesetzt. Mit dem Programm Kinq3d wurde der zu jedem Zustand zugehörige Impuls  $p$  [MeV/c] berechnet, der über die Spektrometer-Gleichung  $p = B\rho \cdot q$  (vgl. Abschnitt 4.3.2) bei bekanntem Ladungszustand  $q$  in Einheiten [T·m] angegeben wird. Dieses Programm ist eine HMI Software [Boh90] zur Berechnung der Kinematik von Zwei-Körper-Reaktionen. Nach Eingabe der Reaktion, der Einschussenergie  $E_1$ , des Winkels im Laborsystem  $\theta$ , der Ladung des Ejektils und einer Liste der Anregungsenergien liefert es unter Verwendung von Massentabellen [Aud03] und relativistischer Kinematik [Byc73] eine große Anzahl kinematischer Variablen, inklusive  $B\rho$  in Abhängigkeit vom Streuwinkel.

Für jede Linie wird der  $B\rho$ -Wert berechnet und der entsprechenden Kanalzahl zugeordnet. Dividiert man  $B\rho$  durch die Feldstärke  $B$  des eingestellten Magnetfeldes, so erhält man



die Abhängigkeit des Ablenkradius  $\rho(K)$  [m] von der Kanalzahl  $K$ . Daraus wird anschließend ein Eichpolynom zweiter Ordnung generiert, mit dem aus der Kanalposition einer Linie der Impuls des Protons der ( ${}^7\text{Li,p}$ )-Reaktion und damit, über die Zwei-Körper-Kinematik, die Anregungsenergie des Rückstoßkerns berechnet werden kann. Abbildung 5.4 zeigt ein solches Eichpolynom für die  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li,p}){}^{18}\text{O}$ -Reaktion bei  $10^\circ$ , das aus den Daten der Messungen bei den ersten drei Feldeinstellungen erzeugt wurde. Die Zustände wurden so ausgewählt, dass sie gut zu identifizieren sind und den gesamten Kanalbereich abdecken.

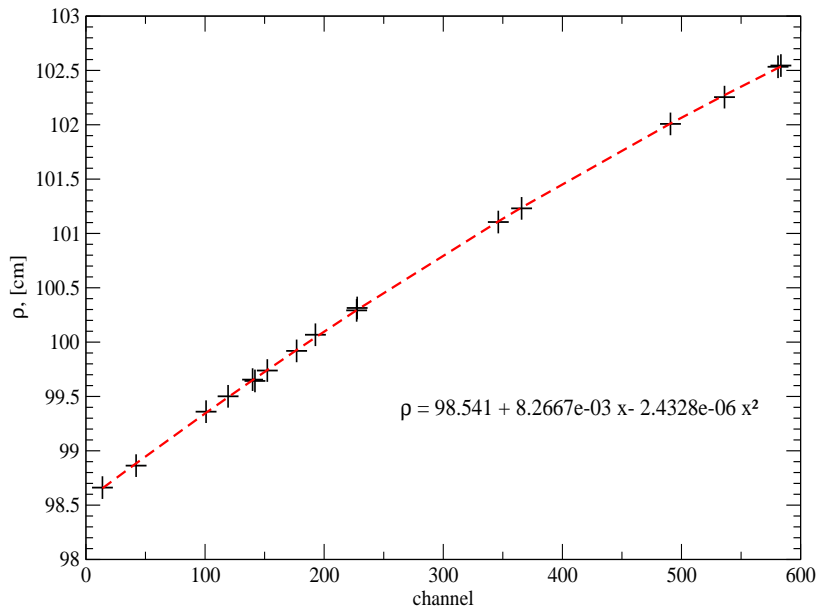


Abbildung 5.4: Eichpolynom zweiter Ordnung zur Eichung der Spektren, die am  ${}^{12}\text{C}$ -Target bei den Feldeinstellungen 1, 2 und 3 (vgl. Tabelle 5.1) und dem Streuwinkel  $\theta_L = 39^\circ$  gemessen wurden.

In dieser Weise wurde für jedes Sauerstoff-Isotop  ${}^{18}\text{O}$ ,  ${}^{19}\text{O}$  und  ${}^{20}\text{O}$  und für jeden Winkel  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $39^\circ$  ein eigenes Eichpolynom erzeugt.

Die weitere Auswertung der Daten wurde mit der Software SPEC (Version F) [Boh03] durchgeführt, die die einzelnen Ereignisse unter Verwendung des Eichpolynoms auf eine Skala der Protonenenergie im Labor-System und auch auf eine Anregungsenergie-Skala  $E_x$  des Rückstoßkerns transformiert. Dabei werden die ganzzahligen Werte der Zählraten pro Kanal auf der neu definierten Energie-Skala interpoliert und als Real-Zahlen weggeschrieben. Mit diesem Programm, das ebenfalls relativistische Kinematik verwendet, werden verschiedene Linienformen (z.B. Gauss- und Breit-Wigner-Verteilungen), Auflösungseffekte durch Energieverluste im Target und Beiträge von verschiedenen Untergrundprozessen und von Targetverunreinigungen korrekt beschrieben.

In SPEC werden als Eingabe die Reaktion, die Einschussenergie und der Winkel im Laborsystem, außerdem der Ladungszustand des Ejektils, das Magnetfeld  $B$  und die Parameter des Eichpolynoms für die Energieachse benötigt.

In der Spektren-Analyse wurde zuerst der Untergrund definiert (siehe Abschnitte 5.4.1 und 5.4.2) und anschließend wurden alle erkennbaren Zustände des Spektrums angepasst. Für jede einzelne Linie wurden die Position (Kanalzahl) und die Breite manuell vorgegeben. Mit der immer genaueren Anpassung der Positionen und Breiten und der Minimierung von  $\chi^2$  erreicht man den bestmöglichen Fit. Zustände unterhalb von Teilchenschwellen wurden mit Gaussfunktionen beschrieben, deren Breite der experimentellen Auflösung entspricht. Zustände oberhalb der Schwellen wurden unter Berücksichtigung des offenen Zerfallskanals als Breit-Wigner-Resonanzen berechnet (vgl. Abschnitt 3.3) und mit der experimentellen Auflösung gefaltet.

## 5.4 Untergrundbeiträge und Zusammensetzung des Gesamtspektrums aus den Teilspektren

### 5.4.1 Mehr-Körper-Phasenraumverteilungen

Neben gebundenen Zuständen und Resonanzen tritt bei Transferreaktionen im Spektrum auch ein kontinuierlicher Mehr-Körper-Untergrund auf. Wenn im Ausgangskanal einer Reaktion mehr als zwei Teilchen emittiert werden, verteilt sich die zur Verfügung stehende kinetische Energie unter Energie- und Impulserhaltung auf alle Teilchen, so dass das nachgewiesene Teilchen ein kontinuierliches Spektrum hat, entsprechend einem Drei-, Vier- oder Mehr-Körper-Untergrund. Wenn die Teilchen im Ausgangskanal keine Wechselwirkung zeigen, erhält man eine reine Phasenraumverteilung [Bal61].

Bei den Reaktionen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, treten Drei-Körper- und Vier-Körper-Phasenraumverteilungen auf. Im Falle einer Drei-Körper-Verteilung sind dies das Ejektil, der Rückstoßkern und ein Neutron oder Proton. Also erhält man anstelle der  $A(a, b)B$  die  $A(a; b, c)C$  Reaktion, wobei nur der Reaktionspartner  $b$  nachgewiesen wird. Wenn die Anregungsenergie des Rückstoßkerns über der Zwei-Neutronen-Emissionsschwelle liegt, kann die Reaktion  $a + A \rightarrow c + d + e + D$  zu einer Vier-Körper-Phasenraumverteilung führen.

In Abbildung 5.5 wird als Beispiel die Analyse des Spektrums der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, \text{p})^{18}\text{O}$ -Reaktion gezeigt, das bei dem Streuwinkel von  $10^\circ$  und der Feldeinstellung 6 (vgl. Abb.5.3) gemessen wurde.

Die flache Drei-Körper-Phasenraumverteilung entspricht dem Ausgangskanal  $\text{p} + \text{n} + ^{17}\text{O}_{g.s.}$  der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, \text{p})^{18}\text{O}$ -Reaktion. Dessen absolute Höhe wurde bereits im Spektrum in der Nähe der Neutronenschwelle normiert, an der nur dieser Drei-Körper-Untergrund auftritt. Diese Normierung legt dann damit auch die Höhe des in Abbildung 5.5 gezeigten Untergrundes fest (siehe Abschnitt 5.4.3).

Der ansteigende Vier-Körper-Untergrund entspricht dem Ausgangskanal mit den vier Teilchen:  $\text{p} + \text{n} + \text{n} + ^{16}\text{O}_{g.s.}$ . Die Schwellen in  $^{18}\text{O}$  liegen für die Ein-Neutron- und Zwei-Neutronen-Emission jeweils bei 8.04 MeV und 12.19 MeV. Aus Abbildung 5.5 kann man entnehmen, dass der Vier-Körper-Untergrund mit einem sehr flachen Verlauf an der Schwelle beginnt und erst sehr langsam bei höheren Anregungsenergien ansteigt.

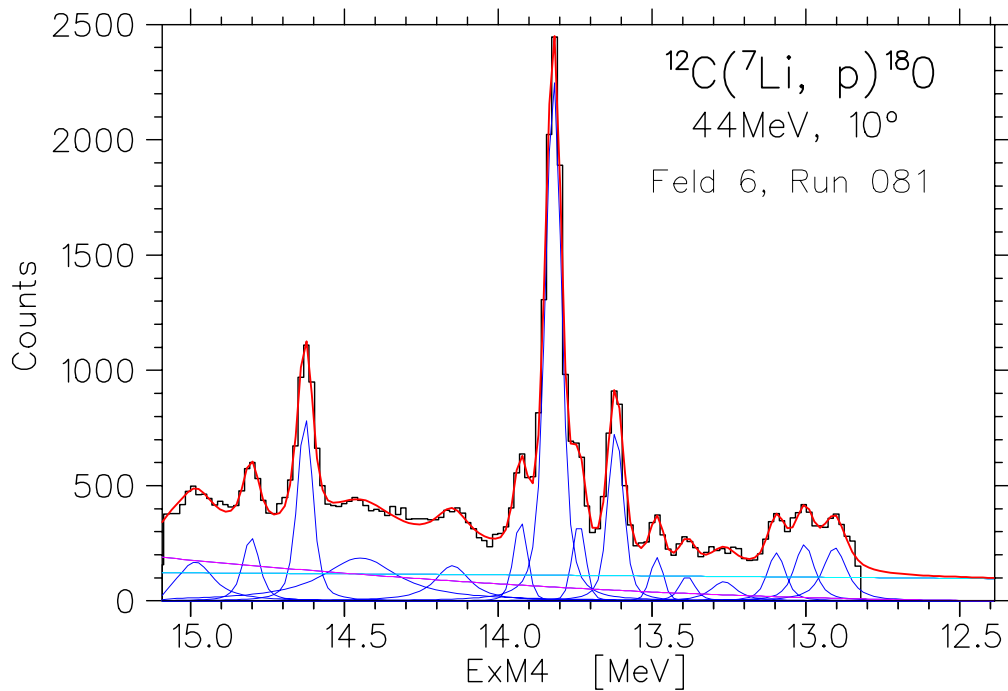


Abbildung 5.5: Spektrum von  $^{18}\text{O}$ -Zuständen im Anregungsenergiebereich 12.8 MeV bis 15.1 MeV (Feldeinstellung 6 (7.9377 kG)) mit einem flachen (hellblau) Drei-Körper- und einem ansteigenden (pink) Vier-Körper-Phasenraumuntergrund.

### 5.4.2 Untergrund von Targetverunreinigungen

Ein weiterer Untergrund entsteht durch die  $(^7\text{Li},p)$ -Reaktion an Targetkontaminationen. Da die  $^{14}\text{C}$ - und  $^{13}\text{C}$ -Targets einen kleinen Anteil  $^{12}\text{C}$  enthalten (vgl. Abschnitt 4.1), wird in der Analyse des  $^{20}\text{O}$ - und des  $^{19}\text{O}$ -Spektrums das an  $^{12}\text{C}$  gemessene Spektrum als Untergrund verwendet. Auch wegen der Oxydation der Targets werden die am  $\text{V}_2\text{O}_5$  gemessenen Spektren als Untergrund, der von  $^{16}\text{O}$  in den Kohlenstoff-Targets herrührt, für das  $^{19}\text{O}$ - und das  $^{20}\text{O}$ -Spektrum verwendet (es stellte sich heraus, dass der Sauerstoff-Gehalt im  $^{12}\text{C}$ -Target vernachlässigbar klein war).

In Abbildung 5.6 ist als Beispiel das Spektrum der  $^{14}\text{C}(^7\text{Li},p)^{20}\text{O}$ -Reaktion, das bei dem Streuwinkel von  $39^\circ$  und der Feldeinstellung 7 gemessen wurde, dargestellt. Bei dessen Analyse wurden sowohl Phasenraum- als auch Kontaminationsuntergründe verwendet. In Abbildung 5.6 unten sieht man dieses Spektrum nach Abzug aller Untergründe.

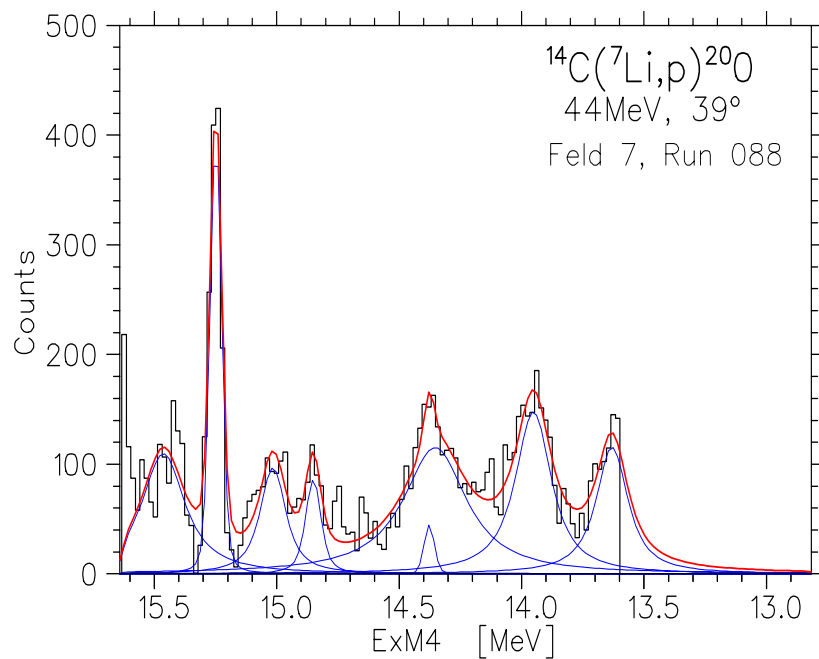
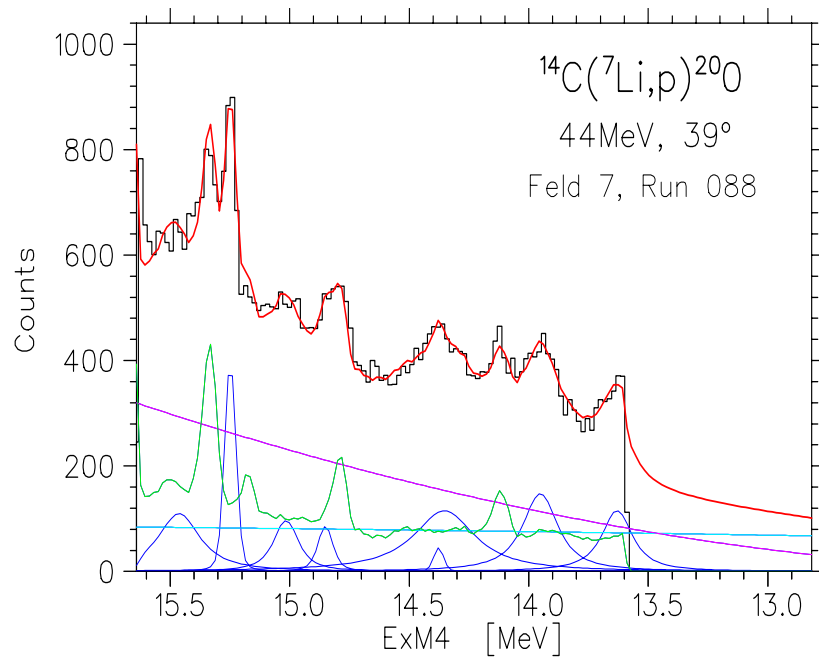


Abbildung 5.6: Spektrum von  $^{20}\text{O}$ -Zuständen (oben) im Anregungsenergiebereich 13.5 MeV bis 15.6 MeV (Feldeinstellung 7 (7.4389 kG)) mit einem flachen (hellblau) Drei-Körper-, einem ansteigenden (pink) Vier-Körper-Phasenraumuntergrund und einem experimentellen Spektrum von  $^{18}\text{O}$  (grün) als Kontaminationsuntergrund. Die gut erkennbare Linie bei 15.35 MeV im  $^{20}\text{O}$ -Spektrum ist tatsächlich ein  $^{18}\text{O}$ -Zustand mit  $E_x(^{18}\text{O}) = 15.80$  MeV. Unten sind im gleichen Anregungsenergiebereich die reinen  $^{20}\text{O}$ -Zustände nach dem Abzug aller Untergründe dargestellt.

### 5.4.3 Zusammensetzung der Teilspektren zum Gesamtspektrum

Das oben beschriebene Auswertungsschema wurde für jedes Isotop  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{O}$  und  $^{20}\text{O}$  und jeden Winkel für alle 10 Feldeinstellungen durchgeführt. Um die Spektren in den überlappenden Bereichen richtig aneinanderzufügen, wurden sie zunächst durch die integrierte Strahl-Ladung, die am Faraday-Cup gemessen wurde, normiert. Bei kleinen Diskrepanzen der normierten Zählraten im Überlappbereich wurde der Anschluß per Hand nachjustiert. Die Höhe der Phasenraum-Verteilungen, die sich ja über mehrere Einzelspektren kontinuierlich erstrecken, wurde folgendermaßen angepasst:

**Drei-Körper-Untergrund:** Diese Verteilung steigt an der Schwelle relativ schnell an und wird dann flacher (vgl. Abb. 6.1), deshalb wird ihre Höhe im Anfangsspektrum durch einen Fit in den Bereichen zwischen den einzelnen  $^{18}\text{O}$ -Zuständen an die Zählrate angepasst. Die Höhe am Anfang eines Einzelspektrums, d.h. bei den hohen Anregungsenergien, wird dann im darauffolgenden Einzelspektrum kontinuierlich fortgesetzt.

**Vier-Körper-Untergrund:** Seine Form ist an der Schwelle sehr flach, steigt aber über einen großen Anregungsenergiebereich zunehmend steiler an (vgl. Abb. 6.1). Deshalb kann seine Höhe nur in einem iterativen Verfahren bestimmt werden. Man beginnt hier mit dem Einzelspektrum, das die höchsten Anregungsenergien enthält, entfaltet dieses Spektrum noch ohne Vier-Körper-Phasenraumverteilung so gut wie möglich mit Resonanzen und den anderen Untergrundbeiträgen und verbessert den Fit dann mit der Verwendung der Vier-Körper-Verteilung (dabei können dann einige vorher eingeführte Resonanzen wieder wegfallen). Diese Prozedur wird in den Teilspektren bei niedrigerer Anregungsenergie ebenso durchgeführt. Die entgeltige Normierung des Vier-Körper-Untergrunds wird dann anschließend durch das Teilspektrum mit dem kleinsten Normierungsfaktor festgelegt, der dann für alle anderen Teilspektren weiter verwendet wird.

Schließlich wurden die zusammengesetzten Spektren über den ganzen gemessenen Anregungsenergiebereich dargestellt.

## 5.5 Beiträge zur Energieauflösung

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens (im Fall der ( $^7\text{Li,p}$ )-Reaktion sind es das  $^7\text{Li}$ -Ion und Protonen) durch einen Festkörper verliert es aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung nach und nach seine Energie. Der Betrag dieses Energieverlustes hängt sowohl von seiner kinetischen Energie, seiner Masse und seinem Ladungszustand als auch vom Targetmaterial ab. Findet die Reaktion am Targeteintritt statt, ist der Energieverlust für das Projektil Null und für das Ejektil maximal. Am Targetaustritt ist es umgekehrt. Der wichtigste Auflösungseffekt resultiert nun aus der Differenz dieser beiden Energieverlustwerte. Unter der Annahme, dass die Reaktionswahrscheinlichkeit im Target konstant ist, wird die Auflösung durch ein Rechteckprofil verbreitert. In der ( $^7\text{Li,p}$ )-Reaktion hängt es also vom Ort  $x$  der Reaktion im Kohlenstofftarget ab, wie sich der Gesamtenergieverlust von  $^7\text{Li}$  und Proton zusammensetzt. Dieser Energieverlust beträgt z.B. bei Protonen mit der Energie von 44 MeV ( $B\rho = 9.70 \text{ kGm}$ ) in einem  $70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  dicken  $^{14}\text{C}$ -Target 0.73 keV. Bei  $B\rho = 7.00 \text{ kGm}$  ( $E_p = 23 \text{ MeV}$ ) liegt dieser Wert bei 1.23 keV. Dagegen beträgt der Energieverlust von  $^7\text{Li}$

bei 44 MeV im selben Target 32.9 keV, es ergibt sich eine Profildbreite von ca. 33 keV.

Aufgrund statistischer Prozesse wie Ionisation und Umladungen kommt es beim Durchgang des Teilchenstrahls durch das Target zu Energieverlustfluktuationen, dem sogenannten *Energie-Stragglng*. Durch die Wechselwirkungsprozesse im Festkörper können sich auch die Teilchenwinkel beim Durchqueren des Targets etwas ändern, was zu einem *Winkel-Stragglng* führt [Leo87]. Der Energieverlust ist also nicht konstant, sondern verbreitert insbesondere in der ( ${}^7\text{Li,p}$ )-Reaktion die Gesamtauflösung gegenüber der reinen Ionen-optischen Auflösung.

Zu den weiteren Effekten, die die Energieauflösung beeinflussen, gehört die Energieunschärfe des einfallenden Strahls. Am Maier-Leibnitz-Laboratorium der LMU und TU München, wo unser Experiment durchgeführt wurde, wird die Strahlenergie über Schlitzströme nach einem fest eingestellten (NMR-stabilisierten)  $90^\circ$ -Analysemagneten geregelt, und zwar entweder über eine Korona-Entladung in der Nähe des Terminals oder über einen sogenannten Liner [Ass74]. Dadurch wird eine sehr hohe Energieauflösung  $\delta E/E \sim 10^{-4}$  erreicht, die in unserem Fall bei dem  ${}^7\text{Li}$ -Strahl von 44 MeV ca. 4.4 keV betrug.

Auch die Ortsauflösung des Detektors trägt zu der gesamten Energieauflösung bei. Die Genauigkeit der Ortsbestimmung im Fokalebeneendetektor, der für das in der vorliegenden Arbeit beschriebene Experiment verwendet wurde, ist so gut (besser als 0.1 mm) [Wir01], dass die gesamte Energieauflösung durch die Fokalebeneendetektor-Auflösung nicht merklich verschlechtert wird.

Die Summe aller oben genannten Beiträge führt letztendlich zu einer mittleren Energieauflösung von 45 keV in den ( ${}^7\text{Li,p}$ )-Reaktionen bei  $10^\circ$  und entsprechend 60 keV bei  $39^\circ$ .

# Kapitel 6

## Diskussion des $^{18}\text{O}$ -Kerns

### 6.1 Analyse der $^{18}\text{O}$ -Spektren

Das Gesamtspektrum der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},p)^{18}\text{O}$ -Reaktion bei dem Streuwinkel  $\theta_{lab} = 10^\circ$  ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Der Q-Wert dieser Reaktion beträgt  $Q_0 = +8.401 \text{ MeV}$ . Der gemessene Anregungsenergiebereich erstreckt sich vom Grundzustand bis zu 20.9 MeV. Neben den Zuständen sind verschiedene Mehr-Körper-Untergründe zu sehen, die zunächst kurz beschrieben werden sollen. Der Beginn dieser Untergründe im Anregungsenergiespektrum ist mit der entsprechenden Teilchenemissionsschwelle  $S_x$  korreliert, wobei  $x$  ein  $\alpha$ -Teilchen, ein Neutron, zwei Neutronen oder ein Proton sein kann. In Tabelle 6.1 sind diese Teilchenschwellen angegeben.

Tabelle 6.1: Teilchenemissionsschwellen für den  $^{18}\text{O}$ -Kern.

$S_\alpha$ [MeV]	$S_n$ [MeV]	$S_{2n}$ [MeV]	$S_p$ [MeV]
6.226	8.044	12.187	15.942

An der Neutronenschwelle bei 8.044 MeV beginnt die  $(p+^{17}\text{O}_{g.s.} + n)$ -Drei-Körper-Verteilung (pink). Der nächstmögliche Untergrund wäre eine Drei-Körper-Phasenraumverteilung, bei der der  $^{17}\text{O}$ -Kern im ersten angeregten Zustand ist, dann auch in seinem zweiten usw.. Wenn man jedoch die Wirkungsquerschnitte für die Bevölkerung der  $^{17}\text{O}$ -Zustände in der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},d)^{17}\text{O}$ -Reaktion betrachtet [Schm71], mit denen die Höhe des Drei-Körper-Untergrunds skaliert wird, sieht man, dass die Wirkungsquerschnitte für den ersten und den zweiten angeregten Zustand in  $^{17}\text{O}$  bei jeweils 0.87 MeV und 3.06 MeV dreimal bzw. zweimal kleiner sind als für den Grundzustand (0.83 mb). Erst beim vierten angeregten Zustand bei  $E_x = 3.843 \text{ MeV}$  wächst der Wirkungsquerschnitt wieder auf 1.24 mb. Also erst bei einer Anregungsenergie von 11.887 MeV (8.044 MeV ( $S_n$ ) + 3.843 MeV ( $E_x(^{17}\text{O})$ )) wäre der nächste signifikante  $(p + n + ^{17}\text{O}^*)$ -Drei-Körper-Untergrund zu erwarten. In diesem Energiebereich (bei  $E_x = 12.188 \text{ MeV}$ ), beginnt aber bereits die Vier-Körper-Phasenraumverteilung  $p + n + n + ^{16}\text{O}_{g.s.}$ , die dann einen wesentlichen Teil des ganzen Untergrundes bei höheren Anregungsenergien erklärt. Sie ist in Abbildung 6.1 als braune Linie dargestellt. An der Schwelle (12.2 MeV) startet sie sehr flach, man sieht sie deutlich erst ab 12.8 MeV, sie repräsentiert jedoch bei 20 MeV Anregungsenergie den größten Anteil des Untergrundes.

Eine zweite Drei-Körper-Phasenraumverteilung beginnt oberhalb der Protonen-Schwelle bei 18.47 MeV, mit den Teilchen  $p + p + {}^{17}\text{N}^*$ . Die Schwelle für diesen Prozess liegt bei 15.942 MeV (vgl. Tabelle 7.1) und der  ${}^{17}\text{N}$ -Kern ist im  $5/2^+$ -Zustand bei  $E_x({}^{17}\text{N}) = 2.53$  MeV angeregt. Erst durch die Einführung dieses Untergrunds konnte der Fit des Spektrums wesentlich verbessert werden. Die Auswahl genau dieses Anregungszustandes in  ${}^{17}\text{N}$  wurde durch das Minimum bei 18.3 MeV im  ${}^{18}\text{O}$ -Spektrum vorgegeben (vgl. Abb. 6.1). In diesem Minimum ist die Höhe des Spektrums ausschließlich durch den Vier-Körper- und den ersten Drei-Körper-Untergrund bestimmt. Deshalb kann die zweite Drei-Körper-Phasenraumverteilung nicht 620 keV tiefer beginnen, was dem nächsten darunterliegenden  ${}^{17}\text{N}$ -Zustand bei  $E_x({}^{17}\text{N}) = 1.91$  MeV entsprochen hätte. Auch mit dem nächst höheren  ${}^{17}\text{N}$ -Zustand bei  $E_x({}^{17}\text{N}) = 3.13$  MeV würde sich der  $\chi^2$ -Wert wesentlich verschlechtern (vgl. Abb. 6.1).

Die Summe aller Untergründe ist in Abbildungen 6.1, 6.2 und 6.3 als durchgezogene grüne Linie dargestellt.

Im  $10^\circ$ -Spektrum ist bei 11.5 MeV eine Lücke zu sehen. Sie wurde von einer Blende verursacht, die an dieser Stelle in die Fokalebene vor den Detektor eingefahren werden musste, um die Linie der elastischen Streuung  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{12}\text{C}$  zu unterdrücken.

Alle in den drei  ${}^{18}\text{O}$ -Spektren beobachteten Linien entsprechen ausschließlich  ${}^{18}\text{O}$ -Zuständen, d.h. sie resultieren alle vom  ${}^{12}\text{C}$ -Target, mögliche Linien von  ${}^{16}\text{O}$ - oder  ${}^{13}\text{C}$ -Bestandteilen im Target wurden nicht beobachtet (zu der Zusammensetzung des  ${}^{12}\text{C}$ -Targets siehe Abschnitt 4.1). Es wurden insgesamt **96** Zustände in den  ${}^{18}\text{O}$ -Spektren identifiziert, davon **34** bisher unbekannte.

Für jeden identifizierten Zustand wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  und, bei Linien oberhalb der Teilchenschwellen, auch die Resonanz-Breite  $\Gamma$  bestimmt. In Tabelle A.1 (siehe Anhang) sind die experimentellen Daten der  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, p){}^{18}\text{O}$ -Reaktion mit allen beobachteten Zuständen und Fehlerangaben zusammengefasst und die aus der Analyse gewonnenen Anregungsenergien sind den aus der Literatur bekannten Werten gegenübergestellt.

Beim Vergleich mit den Literaturwerten muss man jedoch darauf achten, in welcher Reaktion ein Zustand in der Literatur beobachtet und welche Resonanz-Breite dabei gemessen wurde. Es stellte sich oft heraus, dass es sich um Zustände mit verschiedener Struktur handelte. Beispielweise wird in der Literatur [Til00a] ein Zustand bei  $E_x = 13.8$  MeV erwähnt, dieser hat allerdings eine Breite von 600 keV, einen Spin von  $J^\pi = 1^-$  und er wurde nur in inelastische Elektronenstreuung beobachtet. Damit unterscheidet er sich grundsätzlich von dem in dieser Messung erhaltenen Zustand bei 13.821 mit einer Breite von  $\Gamma = 27$  keV. In diesem Anregungsenergiebereich sind die meisten der bisher bekannten Zustände durch Elektronenstreuung oder  $\gamma$ -induzierte Reaktionen gefunden worden.

Da in der vorliegenden Arbeit die  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, p){}^{18}\text{O}$ -Reaktion bei drei verschiedenen Streuwinkeln gemessen wurde ( $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $39^\circ$ ), kann damit die Reproduzierbarkeit der Anregungsenergien der neuen, bisher noch nicht beobachteten Zustände geprüft werden (siehe Abbildungen 6.1, 6.2 und 6.3). Dabei zeigt sich, wie zu erwarten, dass die Werte der Anregungsenergien von starken Linien mit schmalen Breiten deutlich besser bei allen drei Winkeln übereinstimmen, als von Linien mit kleinen Wirkungsquerschnitten und großen Breiten.



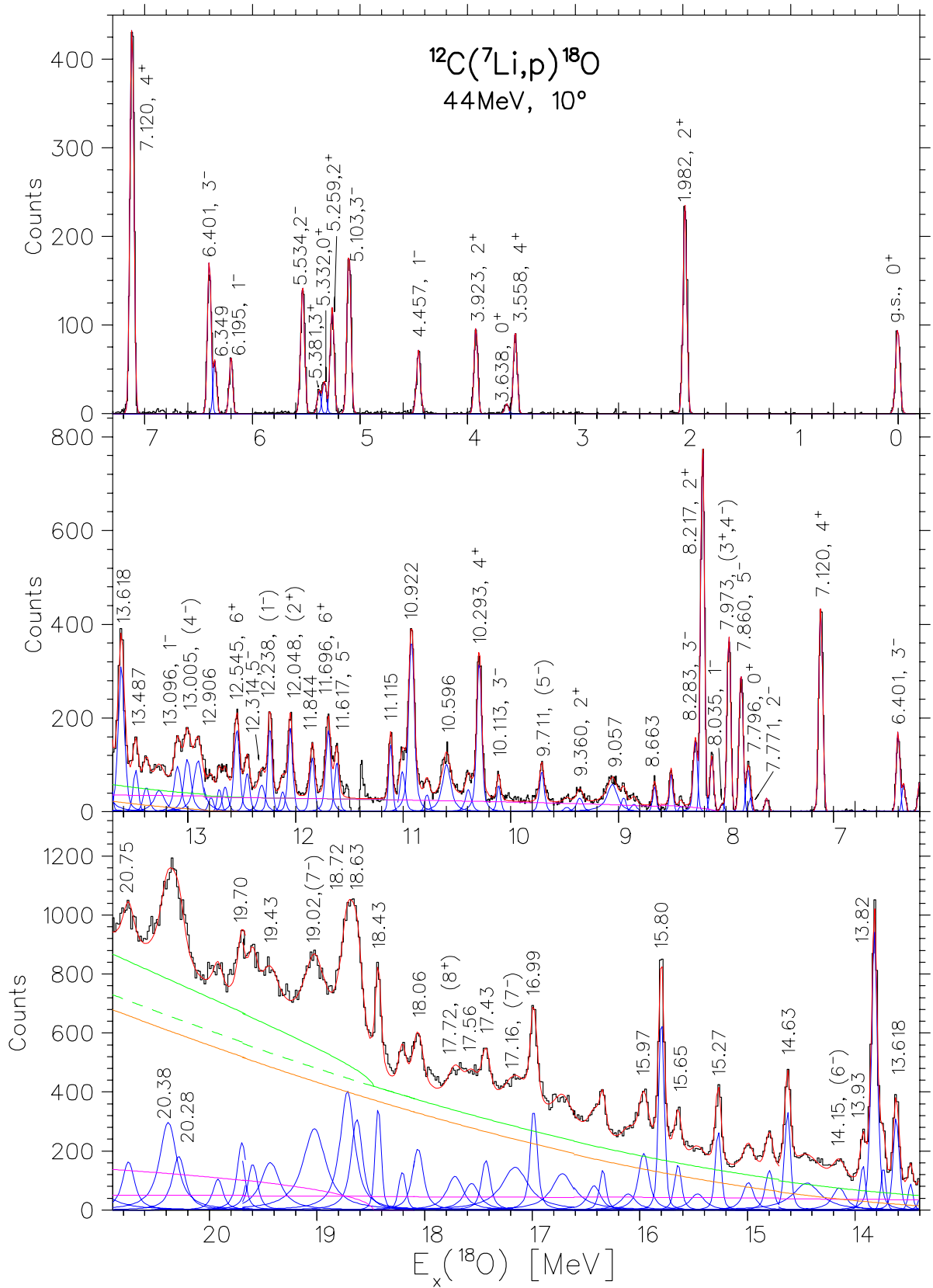


Abbildung 6.1: Spektrum der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},p)^{18}\text{O}$ -Reaktion bei dem Streuwinkel  $\theta_{lab} = 10^\circ$ .

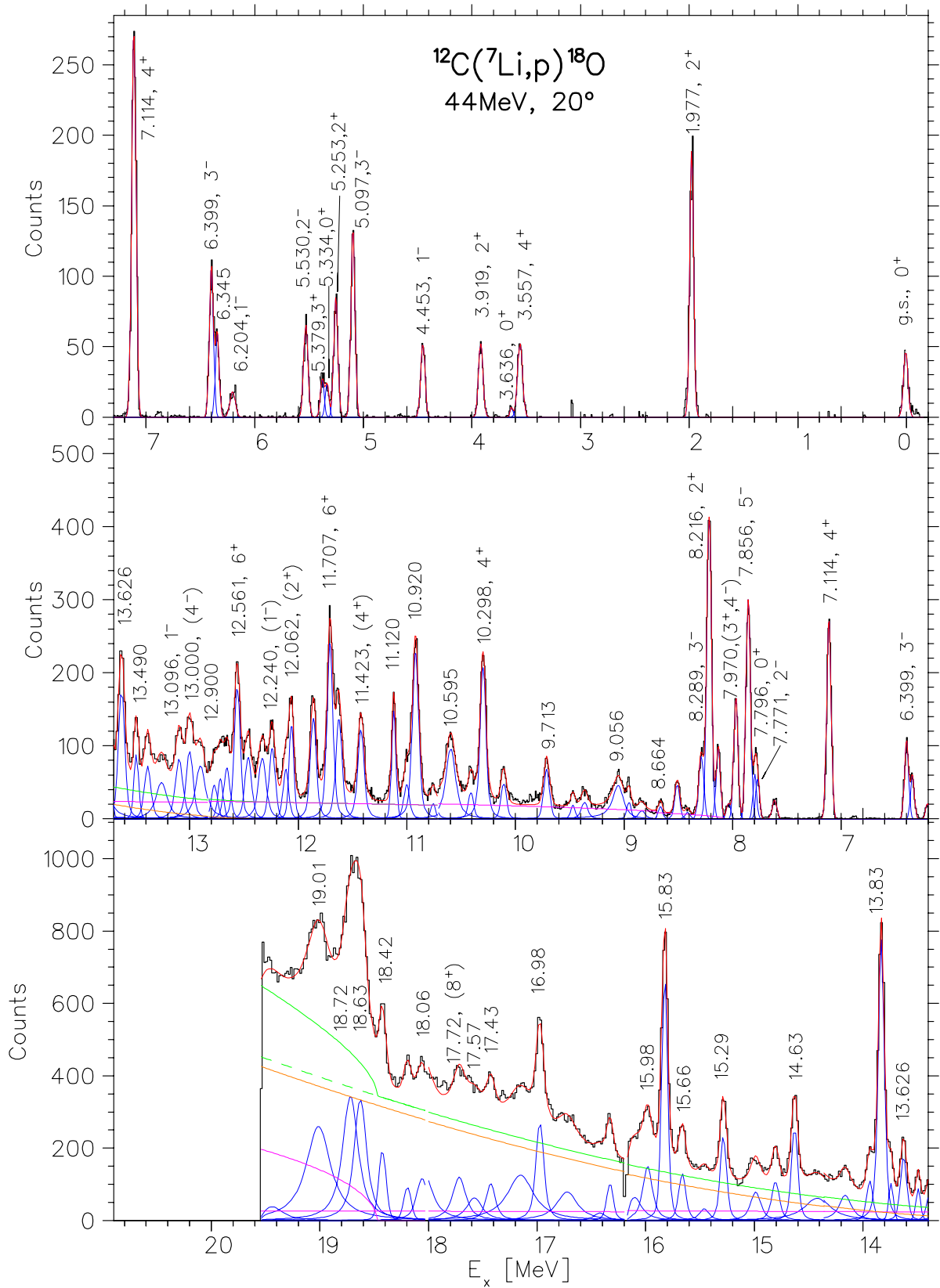


Abbildung 6.2: Spektrum der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},p)^{18}\text{O}$ -Reaktion bei dem Streuwinkel  $\theta_{lab} = 20^\circ$ .

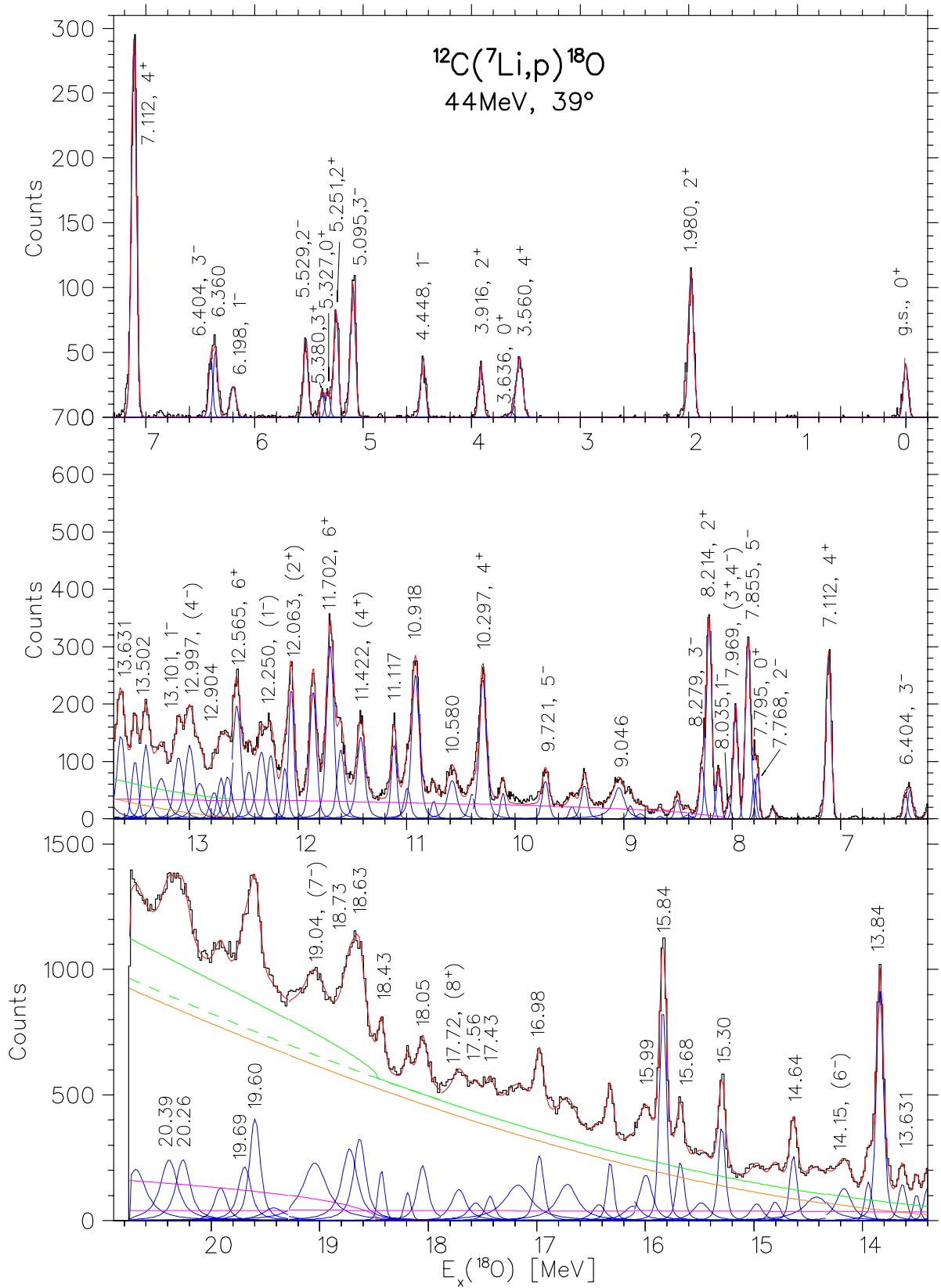


Abbildung 6.3: Spektrum der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},p)^{18}\text{O}$ -Reaktion bei dem Streuwinkel  $\theta_{lab} = 39^\circ$ .

## 6.2 Konfigurationen in $^{18}\text{O}$

In  $^{18}\text{O}$  wurden in den letzten 40 Jahren sowohl experimentell als auch theoretisch verschiedene Strukturen untersucht. Fortune *et al.* [For78] haben mit Hilfe der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},\text{p})^{18}\text{O}$ -Reaktion bei 16 MeV und 18 MeV Einschussenergie Zustände in  $^{18}\text{O}$  bis zu 8.3 MeV gemessen und die totalen Wirkungsquerschnitte mit einer  $(2J+1)$ -Systematik (siehe Abschnitt 6.3.3) interpretiert.  $\alpha$ -Cluster-Zustände in  $^{18}\text{O}$  wurden in der Arbeit von Morgan *et al.* [Mor70] diskutiert, in der Zustände bis zu 12.5 MeV Anregungsenergie mit Hilfe der  $(^7\text{Li},\text{t})$ -Reaktion gemessen wurden. In der Arbeit von Cunsolo *et al.* [Cun81] wurden die Anregungsenergien in  $^{18}\text{O}$  mit der  $(^6\text{Li},\text{d})$ -Reaktion und einem 34 MeV  $^6\text{Li}$ -Strahl bis zu 17 MeV gemessen, und es wurde eine detaillierte Analyse der Winkelverteilungen der Deuteronen durchgeführt. Zur Untersuchung der Zustände negativer Parität gibt es experimentelle Arbeiten von Gai *et al.* [Gai91] und Goldberg *et al.* [Gol05] und speziell zu diesem Thema auch eine theoretische Arbeit von Reidemeister [Rei93]. Theoretische Rechnungen zu  $^{18}\text{O}$  haben Lawson *et al.* [Law76], Lévai *et al.* [Lev92], Descouvemont und Baye [Des85], [Des98] und Furutachi *et al.* [Fur07] durchgeführt, wobei die Strukturen des  $^{18}\text{O}$ -Kerns in verschiedenen Modellen untersucht wurden.

Auf dieser Grundlage werden die Daten der vorliegenden Arbeit im folgenden interpretiert und die Strukturen des  $^{18}\text{O}$ -Kerns, wie z.B. die bisher nur vermutete molekulare Konfiguration [For78a], diskutiert.

Die Population der  $^{18}\text{O}$ -Zustände hängt stark davon ab, wie gut die gewählte Reaktion an die zu populierenden Konfigurationen angepasst ist. So ist zu erwarten, dass die  $^{16}\text{O}\otimes 2\text{n}$ -Konfiguration große Wirkungsquerschnitte zum Beispiel in der  $^{16}\text{O}(t,p)^{18}\text{O}$ -Reaktion hat, während  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Konfigurationen stark in der  $^{14}\text{C}(^6\text{Li},\text{d})^{18}\text{O}$ -Reaktion bevölkert werden.

In Tabelle 6.2 wird dieser Zusammenhang für die tiefsten  $^{18}\text{O}$ -Anregungsenergiezustände und für verschiedene Reaktionen geprüft (vgl. auch den oberen Abschnitt des Spektrums in Abb. 6.1). Die ersten drei Zustände in Tabelle 6.2, der  $0_1^+$ -Grundzustand, der  $2_1^+$ -Zustand bei 1.982 MeV und der  $4_1^+$ -Zustand bei 3.555 MeV haben eine  $^{16}\text{O}\otimes[\nu(sd)^2]$ -Konfiguration (siehe Abschnitt 6.3.1). Der zweite  $0^+$ -Zustand bei 3.634 MeV hat eher den Charakter einer kollektiven Anregung mit einer  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$  Cluster-Struktur und ist der Bandenkopf der  $0_2^+$ -Cluster-Rotationsbande (Abschnitt 6.3.2). Der dritte  $0^+$ -Zustand im  $^{18}\text{O}$ -Spektrum hat wiederum eine  $(2\text{p}-0\text{h})$ -Konfiguration.

Die tiefliegenden  $0^+$ -,  $2^+$ - und  $4^+$ -Zustände in  $^{18}\text{O}$  wurden in der Arbeit von Lawson, Serduke und Fortune [Law76], die oben bereits erwähnt wurde, mit einem Modell-Raum, der sowohl eine kollektive Anregung als auch einen abgeschlossenen  $^{16}\text{O}$ -Rumpf mit zwei  $d_{5/2}$ ,  $s_{1/2}$ -Neutronen und höchstens einem  $d_{3/2}$ -Neutron in Betracht zieht, diskutiert. Bei den Rechnungen wurden folgende Konfigurationen verwendet:

$J = 0$  :  $(d_{5/2})^2$ ,  $(s_{1/2})^2$  und ein kollektiver Zustand  $\Psi_0$

$J = 2$  :  $(d_{5/2})^2$ ,  $(d_{5/2}, s_{1/2})$ ,  $(d_{5/2}, d_{3/2})$ ,  $(d_{3/2}, s_{1/2})$  und ein kollektiver Zustand  $\Psi_2$

$J = 4$  :  $(d_{5/2})^2$ ,  $(d_{5/2}, d_{3/2})$  und ein kollektiver Zustand  $\Psi_4$ .

Die Autoren erhalten mit expliziten Wellenfunktionen ("Constrained II") eine sehr gute Beschreibung nicht nur der Anregungsenergien und Spins  $J$ , sondern auch noch zusätzlich der  $B(E2)$ -Übergangsstärken,  $E2$ -Verzweigungsverhältnisse, Quadrupolmomente und der magnetischen Momente. In Tabelle 6.3 sind die in der Arbeit von Lawson *et al.* berechneten Komponenten der Wellenfunktionen für die ersten drei  $0^+$ - und  $2^+$ -Zustände und die ersten

Tabelle 6.2: Experimentelle Daten der  $^{18}\text{O}$ -Zustände bis 7 MeV Anregungsenergie. In der dritten Spalte befinden sich Ergebnisse aus der vorliegenden Arbeit. "0", "--", "-", "+" und "++" bedeuten jeweils "wurde nicht", "sehr schwach", "schwach", "stark" und "sehr stark" bevölkert.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$^{12}\text{C}(^7\text{Li},p)$ 44 MeV diese Arbeit + $\alpha \otimes 2n$	$^{14}\text{C}(^6\text{Li},d)$ 34 MeV [Cun81] + $\alpha$	$^{16}\text{O}(t,p)$ 15 MeV [Cob81] +2n	$^{17}\text{O}(d,p)$ 18 MeV [Li76] +1n	$^{19}\text{F}(d,^3\text{He})$ 52 MeV [Kas70] -1p
$0_1^+$	0.000	+	+	+	++	++
$2_1^+$	1.982	++	+	++	++	++
$4_1^+$	3.555	+	+	+	++	0
$0_2^+$	3.634	--	+	--	-	0
$2_2^+$	3.920	+	-	-	Kontam.	0
$1_1^-$	4.456	+	-	+	-	++
$3_1^-$	5.098	+	++	+	-	0
$2_3^+$	5.255	+	+	+	0	++
$0_3^+$	5.336	-	-	++	--	++
$3_1^+$	5.378	-	Kontam.	+	++	++
$2_1^-$	5.530	+	Kontam.	+	--	0
$1_2^-$	6.198	-	-	-	-	0
$(2_2^-)$	6.351	-	Kontam.	--	-	0
$3_2^-$	6.404	+	Kontam.	-	-	0
$0_1^-$	6.880	0	0	--		++
$4_2^+$	7.117	++	++	+		0

zwei  $4^+$ -Zustände in  $^{18}\text{O}$  aufgeführt. Die Komponente der kollektiven (4p-2h)-Anregung, die einer  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Konfiguration entspricht, ist in der letzten Spalte zu sehen.

Aus dieser Tabelle kann man entnehmen, dass der Grundzustand von  $^{18}\text{O}(0_1^+)$  eine dominante  $^{16}\text{O} \otimes [\nu(1d_{5/2})^2]$ -Konfiguration hat. Der zweite  $0^+$ -Zustand bei 3.63 MeV, der Bandenkopf der  $0_2^+$ -Cluster-Bande, besitzt die größte Amplitude der kollektiven Anregung, die einer  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Struktur entspricht. Der dritte  $0^+$ -Zustand bei 5.33 MeV weist nach [Law76] und [She98] eine dominante  $[\nu(s_{1/2})^2]$ -Konfiguration auf. Die Dominanz der  $s_{1/2}$ -Komponente wurde auch in einer Arbeit von Nero *et al.* [Ner74] gezeigt. Dieser  $0_3^+$ -Zustand hat keinen  $2^+$ -Partner, er ist ein Einzelzustand und wird nicht als Kopf einer Bande identifiziert (siehe dazu auch [Mel94]).

Sowohl der dritte  $2^+$ -Zustand bei 5.26 MeV als auch der zweite  $4^+$ -Zustand bei 7.11 MeV, die beide stark in den Zwei-Neutronen-, Alpha- und  $^6\text{He}$ -Transfer-Reaktionen bevölkert waren (vgl. Tabelle 6.2), weisen in Konsistenz mit den Rechnungen von Lawson *et al.* [Law76] (vgl. Tabelle 6.3) einen starken kollektiven Charakter auf. Sie gehören demnach zusammen mit dem  $0_2^+$ -Zustand bei 3.63 MeV zu der  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Rotationsbande, die ausführlich in Abschnitt 6.3.2 diskutiert wird. Der  $3_1^+$ -Zustand in Tabelle 6.2 hat eine  $\nu[d_{5/2} \otimes d_{3/2}]$ -Konfiguration, die an den  $^{16}\text{O}$ -Rumpf im Grundzustand koppelt.

Tabelle 6.3: Komponenten der Wellenfunktionen für die ersten drei  $0^+$ - und  $2^+$ -Zustände und die ersten zwei  $4^+$ -Zustände in  $^{18}\text{O}$  (Datensatz "Constrained II" aus [Law76] und [She98]). Hierbei ist das Quadrat der Amplituden angegeben.

		Konfigurationen		
$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\nu(d_{5/2})^2$	$\nu(s_{1/2})^2$	koll.
$0_1^+$	0.00	<b>0.719</b>	0.192	0.088
$0_2^+$	3.63	0.213	0.112	<b>0.676</b>
$0_3^+$	5.33	0.068	<b>0.696</b>	0.236
$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\nu(d_{5/2})^2$	$\nu(d_{5/2}, s_{1/2})$	koll.
$2_1^+$	1.98	<b>0.599</b>	0.235	0.120
$2_2^+$	3.92	<b>0.381</b>	<b>0.366</b>	0.251
$2_3^+$	5.26	0.002	0.362	<b>0.629</b>
$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\nu(d_{5/2})^2$	$\nu(d_{5/2}, d_{3/2})$	koll.
$4_1^+$	3.56	<b>0.972</b>	0.023	0.004
$4_2^+$	7.11	0.014	0.154	<b>0.832</b>

Für einen Zustand mit negativer Parität muss ein Nukleon aus der  $(1p)$ -Schale in die  $(sd)$ -Schale angehoben werden. Gemäß Schalen-Modell-Rechnungen mit dem Programm OXBASH [Oxbash], die im Rahmen dieser Arbeit am Hahn-Meitner Institut durchgeführt wurden, hat der erste  $1^-$ -Zustand bei 4.456 MeV die Struktur einer Ein-Proton-Anregung, also einer  $(\pi[(1p_{1/2})^{-1}(sd)^1] \otimes \nu(sd)^2)$ -Konfiguration. Wie in Abschnitt 6.3.6 gezeigt wird, baut auf diesem  $1_1^-$ -Zustand eine  $K^\pi = 1^-$ -Rotationsbande auf. Dem danach in Tabelle 6.2 folgenden  $3_1^-$ -Zustand bei 5.098 MeV, der im Zwei-Neutronen-Transfer bevölkert wird, aber nicht in der  $^{19}\text{F}(d, ^3\text{He})^{18}\text{O}$  Ein-Proton-Pickup-Reaktion beobachtet wurde (vgl. Tabelle 6.2), kann man eine  $\nu[(1p_{1/2})^{-1}(sd)^3]$ -Konfiguration zuordnen.

Diese Systematik der Bevölkering von Zuständen kann in Abhängigkeit von der gewählten Reaktion auch bei höheren Anregungsenergien in  $^{18}\text{O}$  fortgesetzt werden, wobei die Strukturen im  $^{18}\text{O}$ -Kern sowohl mit dem *Schalen-Modell* als auch mit *Cluster-Modellen* diskutiert werden können.

In der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, p)^{18}\text{O}$ -Reaktion, die in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde, werden sechs Nukleonen bzw. ein Alpha-Teilchen zusammen mit zwei Neutronen, oder auch zwei Protonen und vier Neutronen, an den Targetkern  $^{12}\text{C}$  transferiert. Hier gibt es mehrere Möglichkeiten, die sechs transferierten Nukleonen in verschiedenen Konfigurationen an den  $^{12}\text{C}$ -Rumpf zu koppeln.

In den tiefsten  $^{18}\text{O}$ -Niveaus können zum Beispiel 2 Protonen und 2 Neutronen in die  $(p_{1/2})$ -Schale eingebaut werden und die beiden übrigen Neutronen in die  $(sd)$ -Schale. Mit einem abgeschlossenen  $^{16}\text{O}$ -Rumpf und 2 Neutronen außerhalb entsteht die  $^{16}\text{O} \otimes [\nu(sd)^2]$ -

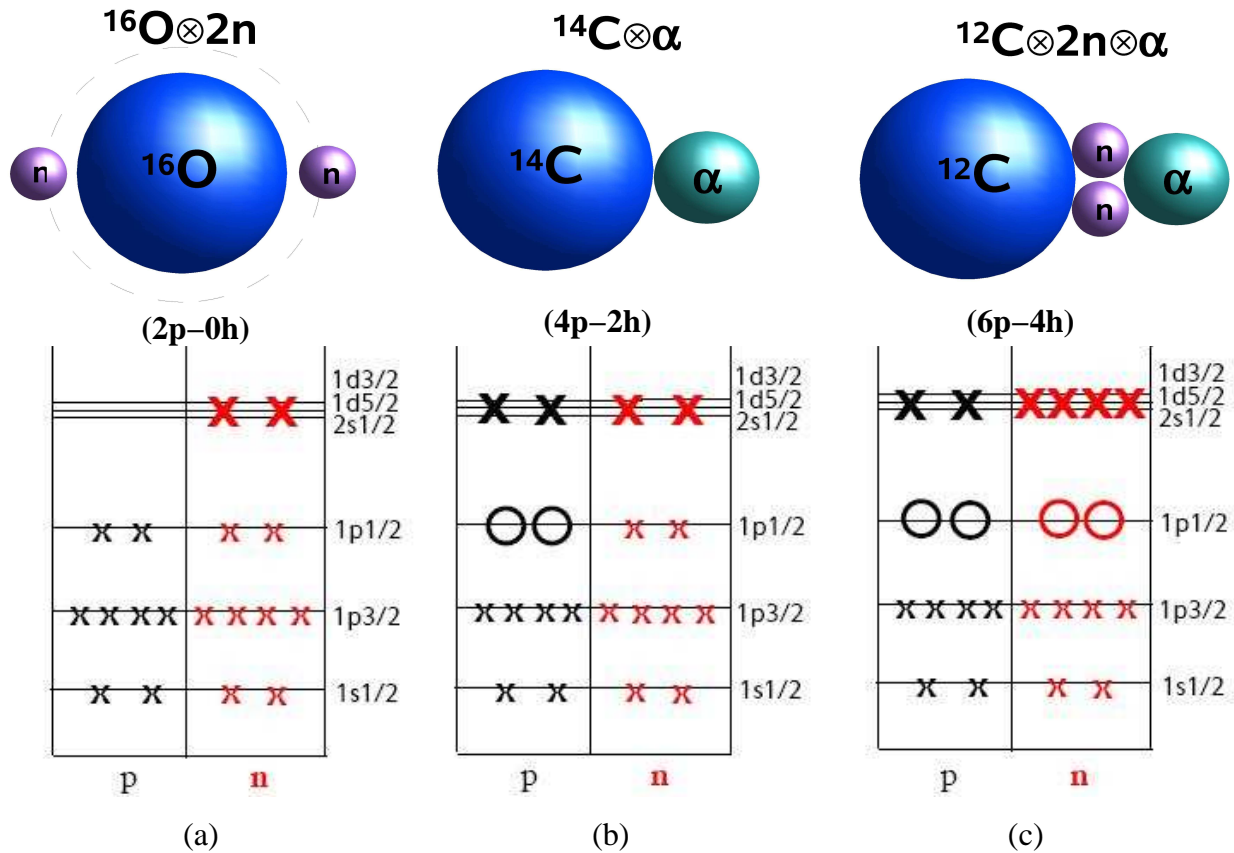


Abbildung 6.4: Einige der möglichen Konfigurationen im  $^{18}\text{O}$ -Kern (sowohl aus der Sicht des Schalen-Modells als auch aus der Sicht der Cluster-Struktur).

Konfiguration. Man spricht hierbei von einer  $(2p-0h)$ -Anregung (vgl. Abschnitt 2.1), die sehr schematisch in Abbildung 6.4 (a) mit dem Besetzungsschema dargestellt ist.

Wenn 2 Protonen und 2 Neutronen in die  $(sd)$ -Schale transferiert werden, entsteht eine  $^{14}\text{C} \otimes [\pi(sd)^2 \otimes \nu(sd)^2]$ -Struktur, die als  $(4p-2h)$ -Anregung in der Schalenmodell-Darstellung bezeichnet wird und einen großen Überlapp mit einer  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Konfiguration im Cluster-Modell hat (Abb. 6.4 (b)).

In der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},p)^{18}\text{O}$ -Reaktion kann auch eine  $^{12}\text{C} \otimes 2n \otimes \alpha$  molekulare Struktur bevölkert werden (Abb. 6.4 (c)), bestehend aus einem  $^{12}\text{C}$ -Rumpf, einem  $\alpha$ -Cluster und 2 Valenz-Neutronen als Bindungsteilchen, die molekulare Orbitale zwischen dem Kohlenstoff-Rumpf und dem  $\alpha$ -Cluster besetzen. Im Schalen-Modell wäre das eine  $^{12}\text{C} \otimes [[\pi(sd)^2 \otimes \nu(sd)^2]_{\alpha} \otimes \nu(sd)^2]$ -Konfiguration, in der alle sechs Nukleonen in die  $(sd)$ -Schale transferiert werden.

Diese Cluster- und molekularen Strukturen haben eine entsprechende Deformation, die zu Rotationsbanden in den Anregungsenergiespektren führt.

Solche Deformationen in Sauerstoff-Isotopen und die dazu gehörenden Rotationsbanden wurden in der theoretischen Arbeit von Furutachi, Oryu, Kimura, Doté und Kanada-En'yo [Fur07] mit Hilfe von (AMD+GCM)-Rechnungen (vgl. Abschnitte 2.5 und 2.6) untersucht. Bei diesen Rechnungen wurde die intrinsische Wellenfunktion des  $A$ -Nukleonen-Systems in

Form einer Slaterdeterminante geschrieben:

$$\Phi_{int} = \frac{1}{\sqrt{A!}} \det[\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_A] \quad (6.1)$$

mit

$$\phi_i(\vec{r}) = \psi_i(\vec{r}) \chi_i \tau_i, \quad (6.2)$$

wobei  $\psi_i$  ein Ein-Nukleon-Wellenpaket mit dem Radialteil  $\psi_i(\vec{r})$ , dem Spinteil  $\chi_i$  und dem Isospinteil  $\tau_i$  darstellt. Der Radialteil ist durch eine Gauss-Verteilung gegeben:

$$\phi_i(\vec{r}) = \left(\frac{2\nu}{\pi}\right)^{3/4} \exp\left[-\nu\left(\vec{r} - \frac{\vec{Z}_i}{\sqrt{\nu}}\right)^2 + \frac{\vec{Z}_i^2}{2}\right] \quad (6.3)$$

wobei  $\vec{Z}_i$  ein komplexer dreidimensionaler Vektor ist, und der Breiten-Parameter  $\nu$  für alle Nukleonen festgesetzt wird auf  $0.17 \text{ fm}^{-2}$ . Nach der Projektion auf gute Parität ( $P_z$  Paritätsoperator) erhält man die Wellenfunktion mit axialer Symmetrie bezüglich  $x$ - und  $y$ -Achse:

$$\Phi^\pm = P^\pm \Phi_{int} = \frac{1}{2} (1 \pm P_z) \Phi_{int} \quad (6.4)$$

Sie wird im weiteren für die Variation zur Energie-Minimierung verwendet. Der Hamilton-Operator, der in den Rechnungen verwendet wurde,

$$H = T + V_n + V_c + T_g \quad (6.5)$$

besteht aus der totalen kinetischen Energie  $T$ , der kinetischen Energie des Schwerpunkts  $T_g$ , dem effektiven Potential  $V_n$  und dem Coulomb-Potential  $V_c$ .

Nach der Variation der Wellenfunktion  $\Phi^\pm$  (Gl.(6.4)) und einer Diagonalisierung des Hamiltonoperators  $H$  (Gl.(6.5)) erhält man die Wellenfunktion, die jeden einzelnen Zustand mit dem Spin  $J$  folgendermaßen beschreibt:

$$\Psi^{J^\pm} = \sum_i c_i^n \Phi^{J^\pm}(\beta_i) \quad (6.6)$$

wobei  $\beta$  ein Deformationsparameter ist (vgl. Abschnitt 2.2) und  $c_i^n$  die Entwicklungskoeffizienten bezeichnet.

In Abbildung 6.5 ist das Ergebnis dieser Rechnungen zu den intrinsischen Wellenfunktionen in  $^{16}\text{O}$  (A) und  $^{18}\text{O}$  (B) aus der Arbeit von Furutachi *et al.* [Fur07] dargestellt. Die schwarzen Höhenlinien entsprechen der Dichteverteilung des  $^{16}\text{O}$ -Rumpfes und die farbigen Flächen den Valenzneutronen. Aus Abbildung 6.5 kann man entnehmen, dass die beiden Isotope im Grundzustand (A(a)) und (B(a)) eine ähnliche nicht verschwindende Deformation mit den entsprechenden Deformationsparametern  $\beta = 0.20$  und  $\beta = 0.21$  (vgl. Abschnitt 2.2) aufweisen. Die zwei überschüssigen Neutronen in  $^{18}\text{O}$  verteilen sich fast gleichmäßig über dem ganzen Rumpf.

Die unteren Bilder (A(b)) und (B(b)) zeigen die Dichteverteilung der kollektiv angeregten Cluster-Strukturen in den beiden Kernen. Es ist deutlich zu sehen, dass sowohl in  $^{16}\text{O}$  als auch in  $^{18}\text{O}$  der gesamte Kern sich in zwei Cluster aufteilt. Für das  $^{18}\text{O}$ -Isotop (B(b))



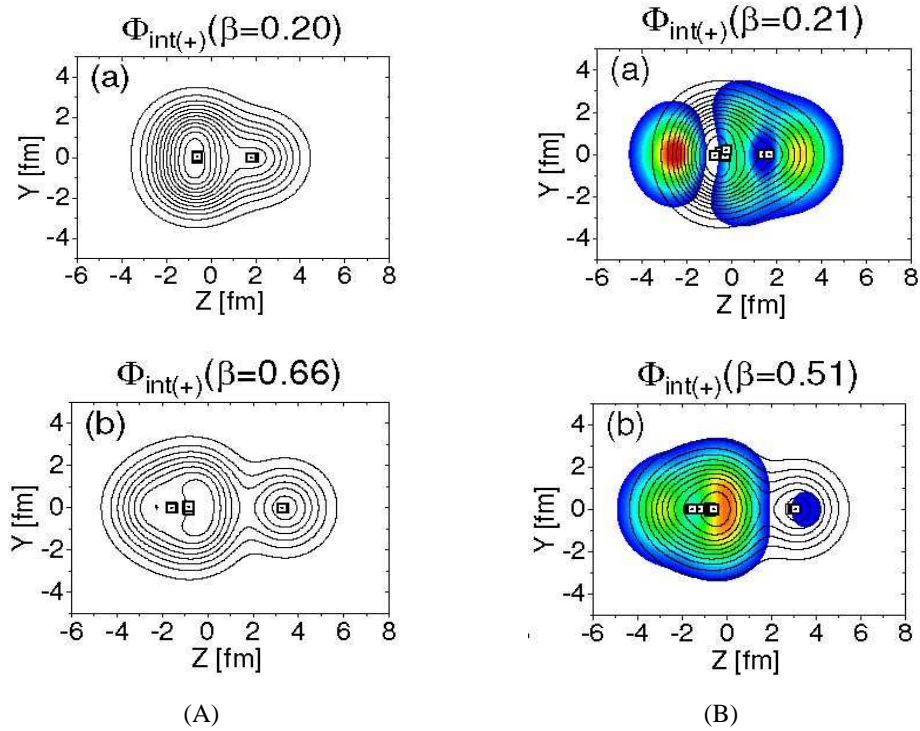


Abbildung 6.5: Dichteverteilungen im  $^{16}\text{O}$ - (A) und  $^{18}\text{O}$ -Kern (B) (entnommen aus [Fur07]). Schwarze Linien entsprechen  $^{16}\text{O}$  und farbige Flächen den Valenzneutronen. Weiße Vierecke zeigen die Zentren der Ein-Nukleon-Wellenpakete. (A(a)) und (B(a)) beschreiben den Grundzustand von  $^{16}\text{O}$  und  $^{18}\text{O}$  und (A(b)) und (B(b)) den Bandenkopf der  $0_2^+$ -Cluster-Banden in  $^{16}\text{O}$  und  $^{18}\text{O}$ .

befinden sich 14 Wellenpakete auf der linken Seite und 4 auf der rechten, dies entspricht der Bildung einer  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Cluster-Struktur.

Solche Cluster-Konfigurationen weisen eine Oktupoldeformation auf und sind mit der  $z$ -Achse als Symmetrieachse bei einer Spiegelung bezüglich der  $x, y$ -Ebene asymmetrisch. Deshalb haben diese Cluster-Strukturen noch keine definierte Parität. Diese wird erst durch die Linearkombination der ursprünglichen Wellenfunktion mit der an einer Ebene senkrecht zur Symmetrieachse gespiegelten Wellenfunktion unter Verwendung eines positiven bzw. negativen Vorzeichens erzeugt. Das Vorzeichen entspricht der Simplex-Quantenzahl (*simplex quantum number*)  $s = \pm 1$  und ist der Eigenwert des Spiegelungs-Operators  $S_1$  bezüglich der  $x, y$ -Ebene [Naz84]. Demnach gehören zu der Cluster-Konfiguration mit einer Oktupoldeformation jeweils zwei Rotationsbanden, die auf dieser Deformationsstruktur des Kerns aufbauen, eine mit positiver ( $s = 1$ ) und eine mit negativer ( $s = -1$ ) Parität. Zum Beispiel gilt für die  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Cluster-Konfiguration des  $^{18}\text{O}$ -Kerns mit  $\phi_r = ^{14}\text{C} \otimes \alpha$  ( $\alpha$ -Teilchen rechts),  $\phi_l = \alpha \otimes ^{14}\text{C}$  ( $\alpha$ -Teilchen links) und  $N$  als Normierungsfaktor, der in folgender Weise bestimmt wird:

$$\Phi^\pm = N(\phi_r \pm \phi_l) \quad \Rightarrow$$

$$1 = \langle \Phi^\pm | \Phi^\pm \rangle = N^2 \left[ \underbrace{\langle \phi_r | \phi_r \rangle}_{=1} + \underbrace{\langle \phi_l | \phi_l \rangle}_{=1} \pm 2 \langle \phi_r | \phi_l \rangle \right] \quad \Rightarrow$$

$$N^2 = \frac{1}{2 \pm 2 \langle \phi_r | \phi_l \rangle} \quad (\text{für } \langle \phi_r | \phi_l \rangle \neq 1)$$

Mit  $\Delta = \langle \phi_r | \phi_l \rangle$  folgt für die beiden Wellenfunktionen  $\Phi^+$  und  $\Phi^-$ :

$$|\Phi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1 \pm \Delta)}} (|\phi_r\rangle \pm |\phi_l\rangle) \quad (6.7)$$

und für ihre Eigenwerte, Bindungsenergien  $E^+$  und  $E^-$ , ergibt sich:

$$E^\pm = \langle \Phi^\pm | H | \Phi^\pm \rangle = \frac{1}{2(1 \pm \Delta)} (\langle \phi_r | H | \phi_r \rangle + \langle \phi_l | H | \phi_l \rangle \pm 2 \langle \phi_r | H | \phi_l \rangle) \quad (6.8)$$

Mit den Eigenwerten  $E_r$  und  $E_l$  zu den Zuständen  $\phi_r$  und  $\phi_l$  und mit der Definition  $E_\Delta = \langle \phi_r | H | \phi_l \rangle$  resultiert aus Gleichung (6.8):

$$E^\pm = \frac{1}{2(1 \pm \Delta)} (E_r + E_l \pm 2E_\Delta) = \frac{1}{(1 \pm \Delta)} (\bar{E} \pm E_\Delta) \quad (6.9)$$

wobei  $\bar{E} = 1/2(E_r + E_l)$  ist.

In unserem Fall ist  $\Delta$  klein gegen eins, deshalb wird der Faktor  $1/(1 \pm \Delta)$  in erster Ordnung entwickelt:

$$E^\pm \approx (\bar{E} \pm E_\Delta) \cdot (1 \mp \Delta) = \bar{E} \mp \bar{E} \cdot \Delta \pm E_\Delta - E_\Delta \cdot \Delta \quad (6.10)$$

Der letzte Term  $E_\Delta \cdot \Delta$  in Gleichung (6.10) ist von zweiter Ordnung und wird vernachlässigt. Damit gilt für die Energie näherungsweise:

$$E^\pm \approx \bar{E} \pm (E_\Delta - \bar{E} \cdot \Delta) = \bar{E} \pm \delta_E \quad (6.11)$$

mit

$$\delta_E = E_\Delta - \bar{E} \cdot \Delta \quad (6.12)$$

Der Zustand  $|\Phi^+\rangle$  in Gl. (6.7) ist symmetrisch und besitzt eine positive Parität,  $|\Phi^-\rangle$  ist anti-symmetrisch und hat eine negative Parität. Die Energien  $E^+$  und  $E^-$  sind entsprechend Gl. (6.11) um den Betrag  $2 \cdot \delta_E$  aufgespalten.

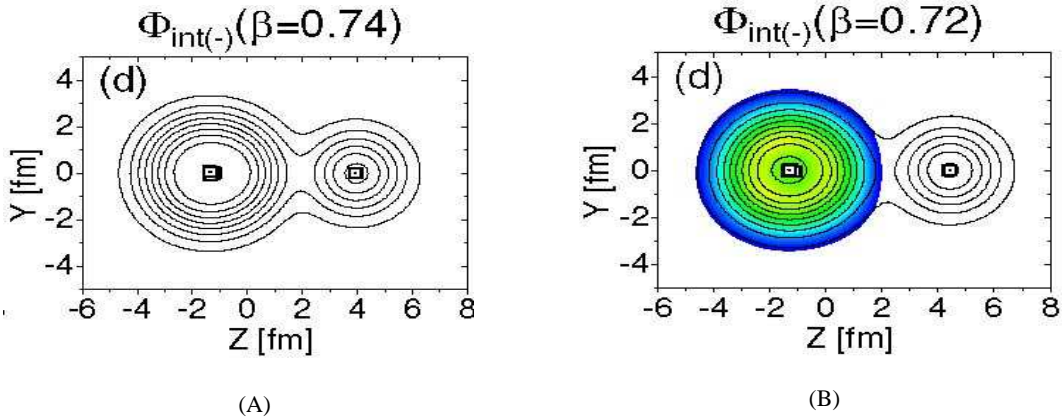


Abbildung 6.6: Dichteverteilungen der  $1^-$ -Cluster-Zustände, die die Bandenköpfe der  $K^\pi = 0^-$ -Cluster-Banden in  $^{16}\text{O}$  (A(d)) und  $^{18}\text{O}$  (B(d)) bei jeweils 7.117 MeV und 8.035 MeV bilden (entnommen aus [Fur07]). Schwarze Linien entsprechen dem  $^{16}\text{O}$ -Rumpf und farbige Flächen den Valenzneutronen. Weiße Vierecke zeigen die Zentren der Ein-Nukleon-Wellenpakete.

Die (AMD+GCM)-Rechnungen von Furutachi *et al.* [Fur07] wurden sowohl für die  $K^\pi = 0^+$ -Cluster-Bande positiver Parität (vgl. Abb. 6.5) als auch für den entsprechenden  $K^\pi = 0^-$ -Paritätsdublett-Partner negativer Parität durchgeführt. In Abbildung 6.6 ist die Dichteverteilung des  $1^-$ -Bandenkopfs dieser Rotationsbande negativer Parität dargestellt.

In den folgenden Abschnitten werden die Zustände, die in dieser Weise mit Cluster- und auch molekularen Strukturen charakterisiert werden können und die sich durch eine kollektive Anregung beschreiben lassen, diskutiert. Auf diesen Strukturen bauen Rotationsbanden auf, die dann im Anregungsenergiespektrum lokalisiert werden können.

## 6.3 Bandenstrukturen in $^{18}\text{O}$

In  $^{18}\text{O}$  sind einige Banden bereits bekannt. Im Folgenden werden diese um weitere mögliche Kandidaten ergänzt und es werden bisher noch nicht beobachtete Banden diskutiert.

### 6.3.1 Die $0_1^+$ -Grundzustandsbande

Die (2p-0h)-Grundzustandsbande in  $^{18}\text{O}$  lässt sich sehr einfach als die sowohl für Protonen als auch für Neutronen abgeschlossene (1p)-Schale und mit den beiden übrigen Neutronen in der (*sd*)-Schale, also als eine  $^{16}\text{O}_{gs} \otimes [\nu(sd)^2]$ -Konfiguration verstehen. Der Bandenkopf ist der  $J^\pi = 0_1^+$ -Zustand, wobei die Spins der (*sd*)<sup>2</sup>-Neutronen antiparallel zueinander stehen und sich zu einem Gesamtspin  $0^+$  koppeln (siehe dazu Abb. 6.4 links). Der erste angeregte Zustand in  $^{18}\text{O}$ ,  $J^\pi = 2_1^+$  bei  $E_x=1.98$  MeV, ist das zweite Mitglied der Bande. Maximal können beide Neutronen in der (*sd*)-Schale zu  $J^\pi = 4^+$  koppeln, und der  $4^+$ -Zustand bei 3.56 MeV ist also das dritte und letzte Mitglied der (2p-0h)-Bande.

Tabelle 6.4: Anregungsenergien und Wirkungsquerschnitte der Mitglieder der Grundzustandsbande in  $^{18}\text{O}$ . Literaturwerte für Energie, Spin und Parität wurden aus [Til00a] entnommen.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$(d\sigma/d\Omega)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$0^+$	0.000(4)	2.82(17)	$0^+$	0.000
$2^+$	1.982(4)	6.31(25)	$2^+$	1.982
$4^+$	3.558(5)	2.35(11)	$4^+$	3.555

Die Grundzustandsbande ist keine Rotationsbande, was in Abbildung 6.8 deutlich wird. Hier spricht man von einer *Konfigurationsbande*. Die im  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$   $\gamma$ -Übergang gemessene E2-Stärke [Mel94] ist um einen Faktor drei größer als diejenige des  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$  Übergangs, was einer Interpretation als Rotationsbande widerspricht. Ihre Struktur wurde bereits in Abschnitt 6.2 in Zusammenhang mit anderen Konfigurationen in  $^{18}\text{O}$  diskutiert.

### 6.3.2 Die $0_2^+$ -Cluster-Bande

Die  $0_2^+$ -Rotationsbande mit einer  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Struktur ((4p-2h)-Konfiguration in der Schalen-Modell-Darstellung) ist gut etabliert [Law76, For78, Cun81, Cun82, Des85]. Ihre Mitglieder,  $0_2^+$  bei 3.63 MeV,  $2_3^+$  bei 5.26 MeV,  $4_2^+$  bei 7.12 MeV und  $6_1^+$  bei 11.69 MeV, wurden bereits im Jahr 1981 ausführlich in der Arbeit von Cunsolo [Cun81] *et al.* diskutiert. Ein Jahr später haben Cunsolo *et al.* [Cun82] einen  $8^+$ -Zustand bei  $17.6 \pm 0.2$  MeV als fünftes Mitglied dieser Cluster-Bande bestimmt. In seiner Arbeit wurde leider keine Resonanz-Breite für diesen Zustand angegeben, man kann jedoch die Halbwertsbreite aus dem Spektrum (Abbildung 6.7) auf ca. 400 keV abschätzen.

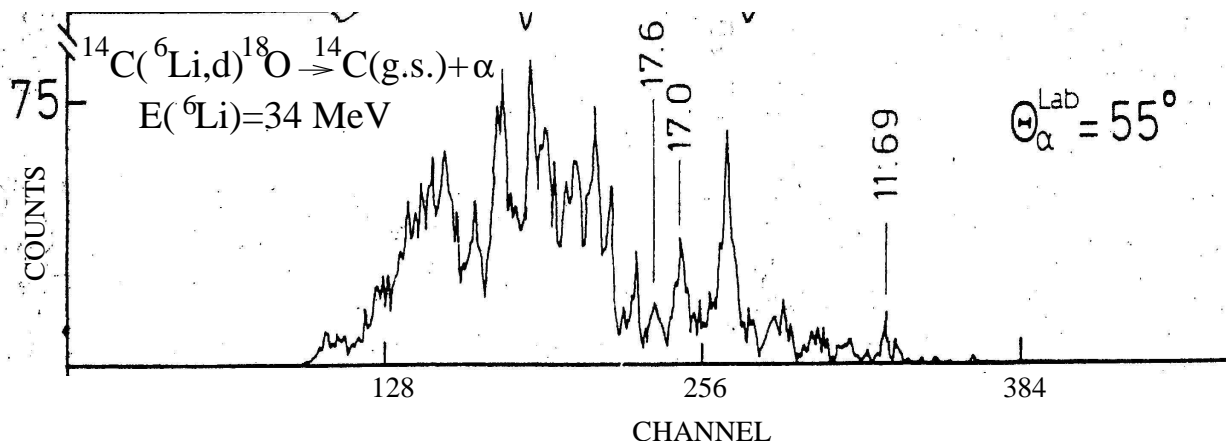


Abbildung 6.7: Anregungsenergiespektrum der  $^{14}\text{C}(^6\text{Li},d)^{18}\text{O}$ -Reaktion bei 34 MeV Einschussenergie (entnommen aus der Arbeit von Cunsolo *et al.* [Cun82]).

In unserem Spektrum (siehe Abb. 6.1) weist die Linie bei 17.72 MeV, die wir mit dem 17.6 MeV Zustand von Cunsolo identifizieren, keine Eigenschaften auf, die charakteristisch für die Struktur aller übrigen Mitglieder (starke Population, schmale Breite) sind (vgl. Abbildung 6.14 auf Seite 73). Aus der  $J(J+1)$ -Regel für die Anregungsenergie der Zustände einer Rotationsbande ( $E = \hbar^2/2\Theta[J(J+1)] + E_0$ , siehe Abschnitt 2.7) und dem Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten (siehe Tabelle 6.5) schlagen wir deshalb den direkt darüber liegenden Zustand bei  $E_x = 18.06$  MeV als den möglichen Kandidaten für das  $8^+$ -Mitglied der  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Cluster-Bande vor. Dieser Zustand ist auch sehr gut im Spektrum von Cunsolo zu sehen (eine schmale deutlich erkennbare Linie direkt neben dem 17.6 MeV Zustand in Abbildung 6.7), die in der  $^{14}\text{C}(^6\text{Li},d)$ -Alpha-Transfer-Reaktion sogar etwas stärker bevölkert wird und damit sehr wahrscheinlich eine Cluster-Struktur aufweist. Leider haben Cunsolo *et al.* [Cun82] für diese Linie keine  $\alpha$ - $^{14}\text{C}$ -Korrelation analysiert. In unserer Messung unterstützt auch die  $(2J+1)$ -Systematik des Wirkungsquerschnittes (siehe Abbildung 6.9) die Wahl des 18.06 MeV-Zustandes als Mitglied der  $0_2^+$ -Cluster-Bande.

Ein weiteres Argument, das für diesen Zustand spricht, ergibt sich aus den theoretischen Rechnungen von Descouvemont und Baye [Des85], die einen  $8^+$ -Zustand, der zu der  $0_2^+$ -Cluster-Bande gehören sollte, bei 18 MeV mit einer Breite von ca. 100 keV vorhergesagt haben.

Abbildung 6.8 zeigt die gemessenen Anregungsenergien in Abhängigkeit vom  $J(J+1)$ -Wert für die Mitglieder der Grundzustandsbande und der  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Cluster-Bande positiver Parität in  $^{18}\text{O}$ . Die durchgezogenen Linien entsprechen einem linearen Fit durch die experimentellen Werte. Bei der Grundzustandsbande wurden für den Fit nur der  $0^+$ - und der  $2^+$ -Zustand verwendet (vgl. Abschnitt 6.3.1).

Tabelle 6.5: Anregungsenergien, Resonanz-Breiten und Wirkungsquerschnitte der Mitglieder der  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Cluster-Bande positiver Parität in  $^{18}\text{O}$ . Die Literaturwerte wurden für Energie, Spin und Parität aus [Til00a] entnommen.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$(d\sigma/d\Omega)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$E_x$ [MeV] $^{14}\text{C}(^6\text{Li},d)$ [Cun81, Cun82]	$J^\pi_{Lit}$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$0^+$	3.638(5)		0.28(5)	3.63	$0^+$	3.634
$2^+$	5.259(4)		3.21(13)	5.26	$2^+$	5.255
$4^+$	7.120(4)	$<10$	12.06(30)	7.11	$4^+$	7.117
$6^+$	11.696(6)	19(7)	7.27(16)	11.69	$6^+$	11.69
$(8^+)$	18.062(15)	80(15)	19.35(31)	17.6 ( $8^+$ )		18.049

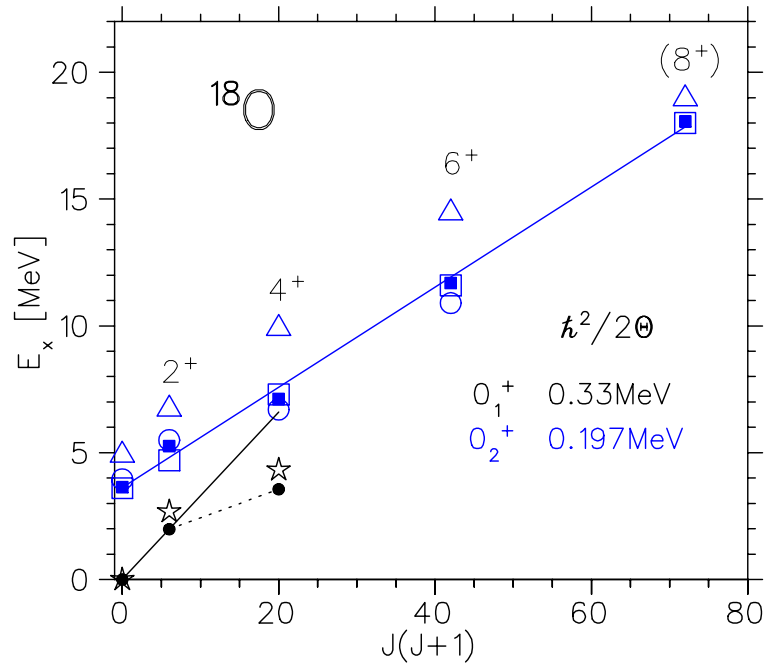


Abbildung 6.8: Darstellung der Abhängigkeit der Anregungsenergie  $E_x$  von  $J(J+1)$  für die  $0_1^+$ - und  $0_2^+$ -Banden in  $^{18}\text{O}$ . Die durchgezogenen Linien repräsentieren einen linearen Fit durch die experimentellen Werte (gefüllte Kreise entsprechen der Grundzustandsbande (schwarz), gefüllte Vierecke der Cluster-Bande (blau)). Die offenen Sterne und Dreiecke stellen Ergebnisse der Schalenmodell-Rechnungen zur Grundzustands- bzw. (4p-2h)-Bande dar. Die offenen Vierecke entsprechen den GCM-Cluster-Rechnungen von Descouvemont und Baye [Des85] und die offenen Kreise mit einer Verschiebung von -4.6 MeV den (AMD+GCM)-Cluster-Rechnungen von Furutachi *et al.* [Fur07]. Im Text ist eine detailliertere Beschreibung dieser Abbildung gegeben.

Beide Banden lassen sich auch gut mit Schalen-Modell-Rechnungen beschreiben (siehe Abbildung 6.8), die mit dem Programm OXBASH [Oxbash] im ( $psd$ )-Konfigurationsraum durchgeführt wurden. Für diese Rechnungen wurde die ' $psdmwkp$ ' Ein-Teilchen-Wechselwirkung verwendet [War92] (' $psd$ ' siehe oben, ' $mwk$ ' steht für Millener-Warburton-Kurath). Für die Grundzustandsbande ergibt sich eine  $^{16}\text{O} \otimes [\nu(sd)^2]$ -Konfiguration und für die Cluster-Bande eine (4p-2h)-Konfiguration mit einer (2p-2h)-Protonen-Anregung des  $^{16}\text{O}$ -Rumpfes.

In Tabelle 6.6 ist als Beispiel das Ergebniss einer solchen Schalen-Modell-Rechnung für den ersten  $2^+$ -Zustand in  $^{18}\text{O}$  gezeigt. Die Zahlen in jeder Zeile habe folgende Bedeutung, z. B. in der ersten Zeile:

$$[4] \ 2.99 \ 2, \ 3, \ 0, \ 1, \ 0, \ 1, \ 4, \ 1, \ 2, \ 0$$

Die erste Zahl ( $[4]$ ) gibt an, wieviele ungepaarte Nukleonen in dieser Schalenkonfiguration vorhanden sind. Die zweite Zahl (**2.99**) zeigt den prozentualen Anteil dieser Konfiguration an. Die nächsten fünf Zahlen (**2, 3, 0, 1, 0**) geben die Anzahl der **Protonen** ( $\pi$ ) in jeweils der ( $1p_{1/2}$ ), ( $1p_{3/2}$ ), ( $1d_{3/2}$ ), ( $1d_{5/2}$ ) und ( $2s_{1/2}$ )-Schale an, und die letzten fünf Zahlen (**1, 4, 1, 2, 0**) geben die Anzahl der **Neutronen** ( $\nu$ ) ebenfalls jeweils in der ( $1p_{1/2}$ ), ( $1p_{3/2}$ ), ( $1d_{3/2}$ ), ( $1d_{5/2}$ ) und ( $1s_{1/2}$ )-Schale an. Die obige Zeile besagt also, dass die  $[\pi(1p_{3/2})^{-1}(d_{5/2})^1 \otimes \nu(1p_{1/2})^{-1}(d_{3/2})^1(d_{5/2})^2]$ -Konfiguration im  $2^+$ -Zustand bei 2.675 MeV mit einem Anteil von 2.99% enthalten ist.

Tabelle 6.6: Schalenbesetzung für den mit dem Programm OXBASH [Oxbash] berechneten ersten  $2^+$ -Zustand von  $^{18}\text{O}$ . Es sind nur Komponenten mit einem Anteil größer als 1.2% gezeigt (zur Erläuterung der Tabelle siehe Text).

$$J^\pi = 2_1^+ \ (2.675 \text{ MeV Excitation}) :$$

	%	$\pi$					$\nu$				
		$1p_{1/2}$	$1p_{3/2}$	$1d_{3/2}$	$1d_{5/2}$	$1s_{1/2}$	$1p_{1/2}$	$1p_{3/2}$	$1d_{3/2}$	$1d_{5/2}$	$1s_{1/2}$
[4]	2.99	2,	3,	0,	1,	0,	1,	4,	1,	2,	0,
[6]	1.96	2,	3,	0,	1,	0,	1,	4,	1,	1,	1,
[2]	27.28	2,	4,	0,	0,	0,	2,	4,	0,	1,	1,
[0]	42.64	2,	4,	0,	0,	0,	2,	4,	0,	2,	0,
[2]	3.84	2,	4,	0,	0,	0,	2,	4,	1,	0,	1,

Aus Tabelle 6.6 kann entnommen werden, dass die Hauptkomponenten (27.28% und 42.64%) eine  $\nu(sd)^2$ -Konfiguration haben. Der erste  $2_1^+$ -Schalen-Modell-Zustand bei einer Anregungsenergie von 2.675 MeV weist also zum überwiegenden Teil (75%) eine Struktur auf, bei der die ( $1p$ )-Schale für Protonen und Neutronen abgeschlossen ist und die beiden übrigen Neutronen sich in der ( $sd$ )-Schale aufhalten. Dieser Zustand wird mit dem experimentellen  $2_1^+$ -Zustand bei 1.982 MeV identifiziert, der ein Mitglied der Grundzustandsbande ist.

Als ein Beispiel einer kollektiven Anregung ist in Tabelle 6.7 das Ergebniss der OXBASH Schalen-Modell-Rechnungen für den dritten  $2^+$ -Zustand in  $^{18}\text{O}$  gezeigt. Der  $2_3^+$ -Zustand bei  $E_{th} = 6.719$  MeV lässt sich als eine (4p-2h)-Konfiguration beschreiben, die einen starken Überlapp mit einem Alpha-Teilchen, gebunden an den  $^{14}\text{C}$ -Rumpf, hat. Die große Anzahl

Tabelle 6.7: Schalenbesetzung für den mit dem Programm OXBASH [Oxbash] berechneten dritten  $2^+$ -Zustand von  $^{18}\text{O}$ . Es sind nur Komponenten mit einem Anteil  $< 1.2\%$  gezeigt.

$$J^\pi = 2_3^+ \text{ ( } 6.719 \text{ MeV Excitation ) :}$$

	%	$\pi$					$\nu$				
		$1p_{1/2}$	$1p_{3/2}$	$1d_{3/2}$	$1d_{5/2}$	$1s_{1/2}$	$1p_{1/2}$	$1p_{3/2}$	$1d_{3/2}$	$1d_{5/2}$	$1s_{1/2}$
[2]	1.59	0,	4,	1,	1,	0,	2,	4,	0,	2,	0,
[2]	1.58	0,	4,	0,	2,	0,	2,	4,	1,	1,	0,
[4]	2.85	0,	4,	1,	1,	0,	2,	4,	0,	1,	1,
[4]	3.01	0,	4,	0,	1,	1,	2,	4,	1,	1,	0,
[0]	5.10	0,	4,	0,	2,	0,	2,	4,	0,	2,	0,
[2]	5.77	0,	4,	0,	2,	0,	2,	4,	0,	1,	1,
[2]	8.54	0,	4,	0,	1,	1,	2,	4,	0,	2,	0,
[4]	4.01	0,	4,	0,	1,	1,	2,	4,	0,	1,	1,
[2]	2.74	0,	4,	0,	2,	0,	2,	4,	1,	0,	1,
[2]	3.31	0,	4,	1,	0,	1,	2,	4,	0,	2,	0,
[2]	5.89	0,	4,	0,	1,	1,	2,	4,	0,	0,	2,
[2]	5.81	0,	4,	0,	0,	2,	2,	4,	0,	1,	1,
[2]	2.78	2,	4,	0,	0,	0,	2,	4,	0,	1,	1,
[2]	1.79	0,	4,	1,	0,	1,	2,	4,	0,	0,	2,
[2]	1.93	0,	4,	0,	0,	2,	2,	4,	1,	0,	1,

der beitragenden Konfigurationen zeigt eine deutliche Kollektivität dieses Zustandes (siehe Tabelle 6.7).

Ergebnisse der OXBASH Schalen-Modell-Rechnungen für die ersten drei  $0^+$ -Zustände und auch für die ersten vier  $2^+$ - und  $4^+$ -Zustände sind in Tabelle 6.8 zusammengefasst. Darüber hinaus sind in dieser Tabelle die  $6_1^+$ - und  $8_2^+$ -Zustände aufgeführt, die den experimentellen Zuständen  $6^+$ - bei 11.70 MeV und  $8^+$ - bei 18.06 MeV entsprechen und als Mitglieder der  $0_2^+$ -Clusterbande identifiziert wurden.

Wie in Tabelle 6.8 zu sehen ist, weist der  $0_3^+$ -Zustand bei  $E_{th} = 4.904$  MeV zu 68% eine (4p-2h)-Struktur auf, wobei sowohl zwei Protonen als auch 2 Neutronen sich in der (*sd*)-Schale aufhalten. Diese Konfiguration entspricht im Cluster-Modell einem  $^{14}\text{C}$ -Rumpf plus einem Alpha-Teilchen, also einer  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Cluster-Struktur, und sie wurde deshalb dem experimentellen  $0_2^+$ -Zustand bei  $E_x = 3.638$  MeV, dem Bandenkopf der  $0_2^+$ -Cluster-Bande, zugeordnet.

Auch der  $4_3^+$ -Zustand bei  $E_{th} = 9.905$  MeV hat eine ähnliche kollektive Struktur wie der  $2_3^+$ -Zustand bei  $E_{th} = 6.719$  MeV (vgl. Tabelle 6.7) und ist ebenfalls ein Mitglied der  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Cluster-Bande.

Die Struktur des  $4_4^+$ -Zustands bei  $E_{th} = 13.566$  MeV entspricht ebenfalls einer (4p-2h)-Anregung, obwohl deutlich zu sehen ist, dass sich nur ein Proton und drei Neutronen in der (*sd*)-Schale aufhalten, so dass diese Konfiguration nicht mehr allein mit einem Alpha-Teilchen identifiziert werden kann.



Tabelle 6.8: Konfigurationen von  $^{18}\text{O}$ -Zuständen, die mit dem Programm OXBASH [Oxbash] berechnet wurden (siehe Text). Die vierte Kolumne entspricht einer (4p-2h) kollektiven Anregung, die mit der  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Cluster-Struktur identifiziert werden kann.

$J^\pi$	$E_{th}$ [MeV]	$\nu(sd)^2$ %	$\pi(sd)^2(1p)^{-2}$ $\otimes\nu(sd)^2$ %	$\pi(sd)^1(1p)^{-1}$ $\otimes\nu(sd)^3(1p)^{-1}$ %
$0_1^+$	0.000	<b>72.3</b>	3.1	7.5
$0_2^+$	4.484	<b>60.2</b>	11.7	7.3
$0_3^+$	4.904	17.6	<b>67.8</b>	1.4
$2_1^+$	2.675	<b>74.8</b>	1.2	9.4
$2_2^+$	4.871	<b>75.9</b>	1.3	8.3
$2_3^+$	6.719	2.8	<b>66.1</b>	—
$2_4^+$	9.619	<b>75.4</b>	3.3	8.9
$4_1^+$	4.326	<b>77.3</b>	3.1	9.1
$4_2^+$	8.834	<b>65</b>	9.5	8.7
$4_3^+$	9.905	12.2	<b>55.1</b>	—
$4_4^+$	13.566	—	5.11	<b>60.6</b>
$6_1^+$	14.460	—	<b>70.7</b>	3.6
$8_2^+$	18.960	—	<b>64.4</b>	26.4

Wie in Abbildung 6.8 zu erkennen ist, liegen die theoretischen Werte der Schalen-Modell-Rechnungen (offene Dreiecke) für die Cluster-Bande systematisch zu hoch, so dass die experimentellen Anregungsenergien im Schalen-Modell nicht sehr gut reproduziert werden können. Die Steigung ist dagegen mit der Steigung der experimentellen Werte nahezu identisch.

Die theoretischen Werte der Cluster-Rechnungen von Descouvemont und Baye [Des85] mit der Generator-Koordinaten-Methode (GCM, vgl. Abschnitt 2.5) (offene blaue Vierecke) stimmen mit den experimentellen Daten für die  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Bande sehr gut überein. Als Grundannahme wurde in diesem Formalismus von antisymmetrisierten ( $^{14}\text{C}_{g.s.} + \alpha$ ) und ( $^{14}\text{C}(2_1^+) + \alpha$ ) Wellenfunktionen ausgegangen. Die berechneten Bindungsenergien dieser Zustände wurden allerdings in Bezug auf die berechnete ( $^{14}\text{C} + \alpha$ )-Schwelle in Anregungsenergien umgerechnet und mit experimentellen Daten verglichen. Für die Grundzustandsbande liegen die theoretischen Werte aus der Cluster-Rechnung ca. 5 MeV tiefer als die experimentellen, was dadurch erklärt werden kann, dass die (2p-0h)-Struktur der Grundzustandsbande sich nicht gut mit dem ( $^{14}\text{C} + \alpha$ )-System beschreiben lässt.

Die offenen Kreise (Abbildung 6.8), die die (AMD+GCM)-Cluster-Rechnungen (vgl. Abschnitt 2.6) von Furutachi, Oryu, Kimura, Doté und Kanada-En'yo [Fur07] darstellen, geben die experimentellen Werte (mit einer Verschiebung von  $-4.6$  MeV bei einer Normierung auf den Grundzustand) für die  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Bande ebenfalls sehr gut wieder.

Die beiden Zahlen auf der rechten Seite in Abbildung 6.8 entsprechen den Steigungen der gezeigten Linien ("*slope*"-Parameter, vgl. Gl. (2.10)). Je kleiner die Steigung, desto größer ist das Trägheitsmoment  $\Theta$  der Struktur und damit auch die Deformation des Kerns in dieser Konfiguration.

Die  $0_2^+$ -Rotationsbande mit dem neuen ( $8^+$ )-Zustand bei 18.06 MeV wurde sowohl auf die  $J(J+1)$ -Abhängigkeit der Anregungsenergie (Abb. 6.8), als auch auf die  $(2J+1)$ -Systematik des Wirkungsquerschnittes (Abb. 6.9) überprüft.

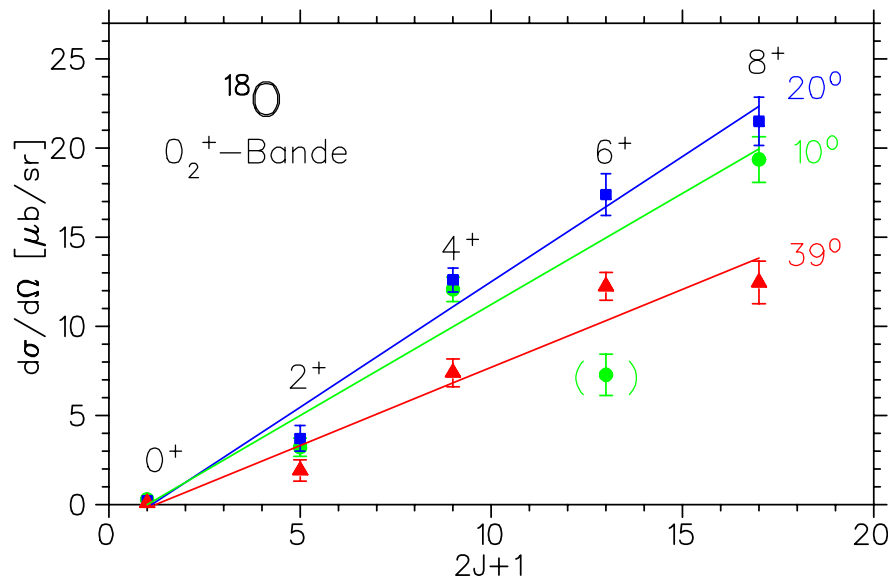


Abbildung 6.9: Differentielle Wirkungsquerschnitte aufgetragen über dem  $(2J+1)$ -Wert für die  $0_2^+$ -Cluster-Bande positiver Parität in  $^{18}\text{O}$ . Gefüllte Kreise (grün) entsprechen den experimentellen Werten bei dem Streuwinkel von  $10^\circ$ , gefüllte Vierecke (blau) bei  $20^\circ$  und gefüllte Dreiecke (rot) bei  $39^\circ$ .

Unter bestimmten Reaktionsbedingungen ist der *winkel-integrierte* Wirkungsquerschnitt eines Endzustandes mit Spin  $J$  proportional zu  $(2J+1)$ . Dies ist der Fall, wenn das innere Matrixelement des Übergangs vom Anfang- zum Endzustand praktisch konstant und unabhängig von  $J$  ist und die Reaktionsdynamik eine gleichmäßige Bevölkung aller  $m$ -Unterzustände von  $J$  erlaubt. Diese Bedingungen sind z.B. in Compoundkern-Reaktionen erfüllt. In Transfer-Reaktionen ist dies oft nicht der Fall, aber es wurde dennoch diese systematische Abhängigkeit für die Bevölkung der Bandenmitglieder der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},p)^{18}\text{O}$ -Reaktion überprüft, da diese Reaktion sicher keine typische Ein-Stufen-Reaktion ist und möglicherweise einen Anteil der Compoundkern-Reaktion besitzt. Außerdem haben auch in Transfer-Reaktionen die Wirkungsquerschnitte den Vorfaktor  $(2J_f+1)/(2J_i+1)$  gemäß der

”goldenen Regel”, dabei ist der Gesamtdrehimpuls  $J_i$  im Eingangskanal konstant und im Ausgangskanal variiert  $J_f$  in Abhängigkeit vom Spin des Rückstoßkerns.

Für die  $^{14}\text{C}(^6\text{Li},\text{d})^{18}\text{O}$ -Reaktion bei 34 MeV Einschussenergie wurde der Unterschied zwischen den Beiträgen eines Compoundkerns und eines direkten Transfers in der Arbeit von Cunsolo *et al.* [Cun81] ermittelt. Dabei ergab sich, dass die im Hauser-Feshbach-Modell gerechneten Compoundkern-Wirkungsquerschnitte in den meistens Fällen etwa eine Größenordnung kleiner als diejenigen sind, die unter Anwendung des EFR-DWBA-Transfer-Formalismus (**Exact-Finite-Range Distorted-Wave-Born-Approximation**) berechnet wurden.

Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur bei den Streuwinkeln von  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $39^\circ$  Wirkungsquerschnitte gemessen wurden, kann die lineare  $(2J+1)$ -Abhängigkeit nicht für winkel-integrierte, sondern nur für die differentiellen Wirkungsquerschnitte bei diesen Winkeln überprüft werden. Dies ist in Abbildung 6.9 für die  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Cluster-Bande positiver Parität dargestellt. Im Bild entspricht der Meßpunkt in Klammern dem  $6^+$ -Zustand bei  $10^\circ$ , dessen Wirkungsquerschnitt durch die Nähe der Blende (vgl. Abschnitt 6.1) reduziert wurde. Dieser Messwert wurde deshalb bei dem linearen Fit nicht berücksichtigt.

Wie in Abbildung 6.9 zu sehen ist, folgen die Wirkungsquerschnitte der Mitglieder der  $0_2^+$ -Rotationsbande mit einer kleinen Streuung der linearen  $(2J+1)$ -Systematik. Da die  $J$ -Werte fast aller Zustände bekannt waren, wird damit die Anwendbarkeit dieser Methode für diesen Fall bestätigt.

### 6.3.3 Die $0_2^-$ -Cluster-Bande

Wie bereits in Abschnitt 6.2 diskutiert wurde, ist bei einer asymmetrischen Cluster-Struktur, wie sie z.B. bei der  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Cluster-Bande vorliegt, ein Banden-Dublett zu erwarten: eine Bande mit positiver Parität und eine mit negativer Parität. Außerdem wurde in Abschnitt 6.2 gezeigt, dass mit der Projektion auf gute Parität auch eine energetische Aufspaltung zwischen den beiden Banden um einen Betrag  $2 \cdot \delta_E$  einhergeht.

Da die  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Struktur der  $0_2^+$ -Bande in  $^{18}\text{O}$  sehr gut etabliert ist [Law76, For78, Cun81, Cun82, Des85], wird ebenso die Existenz der Bande mit negativer Parität als  $0_2^-$ -Dublett-partner erwartet. Damit stellt sich die Frage, welche Aufspaltung zwischen beiden Banden realistisch ist. Dies lässt sich im *Weak-Coupling-Modell (WCM)* (vgl. Abschnitt 6.3.4) abschätzen, da in  $^{16}\text{O}$  und in  $^{20}\text{Ne}$  die Paritätsdublett-Banden für die  $^{12}\text{C}\otimes\alpha$ - bzw.  $^{16}\text{O}\otimes\alpha$ -Cluster-Struktur bereits bekannt sind (Abbildung 6.10). Diese entsprechen im Falle  $^{16}\text{O}$  einer  $(4p-4h)$ -Struktur [Bau84], die auf dem  $0_2^+$ -Zustand bei 6.05 MeV aufbaut, und im Falle  $^{20}\text{Ne}$  einer  $(4p-0h)$ -Struktur [Kim04], die den  $0^+$ -Grundzustand als Bandenkopf hat. In  $^{16}\text{O}$  laufen die Banden des Paritätsdubletts nicht ganz parallel, aber im Bereich  $J \leq 4$  ist die Aufspaltung etwa 2.9 MeV. In  $^{20}\text{Ne}$  beträgt die Aufspaltung im Mittel etwa 4.8 MeV im ganzen Bereich bis  $J = 8$  (vgl. Abb. 6.10). Im WCM ist deshalb für  $^{18}\text{O}$  eine Aufspaltung von etwa  $(2.9 + 4.8)/2 = 3.85$  MeV zu erwarten. Der  $1^-$ -Bandenkopf wird damit in  $^{18}\text{O}$  gemäß

$$\begin{aligned} E_x(0_2^- \text{-Bande}, J = 1) &= E_x(0_2^+ \text{-Bande}, J = 0) + 0.2 \cdot J(J + 1) + 3.85 \text{ MeV} \\ &= 3.63 + 0.2 \cdot 2 + 3.85 = 7.88 \text{ MeV} \end{aligned}$$

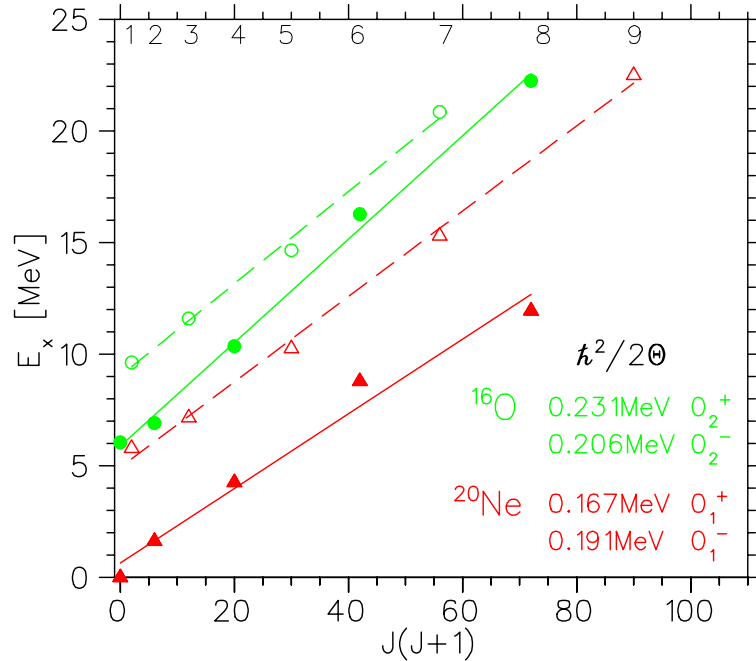


Abbildung 6.10: Alpha-Cluster-Banden positiver und negativer Parität in  $^{16}\text{O}$  (Kreise) im direkten Vergleich mit analogen Strukturen in  $^{20}\text{Ne}$  (Dreiecke).

bei etwa 7.88 MeV vorausgesagt. In der Nähe dieses Wertes liegen zwei  $1^-$ -Zustände: bei 7.621 MeV und bei 8.035 MeV. Für den letzteren Zustand haben Curtis *et al.* [Cur02] eine  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Struktur durch inelastische Anregung und Zerfall von  $^{18}\text{O}$  in  $(\alpha + ^{14}\text{C})$  nachgewiesen und ihn auch als einen Kandidaten für den Bandenkopf einer  $0^-$ -Rotationsbande vorgeschlagen (als weitere Mitglieder werden Zustände bei 9.70 MeV und 11.62 MeV mit  $J^\pi = (3^-)$  und  $(5^-)$  genannt, siehe Tabelle 6.9).

Aufgrund 1) der Abschätzung im Weak-Coupling-Modell und 2) der nachgewiesenen  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Struktur des  $1^-$ -Zustands bei 8.035 MeV ist dieser der beste Kandidat für den Bandenkopf der  $0_2^-$ -Cluster-Bande.

Aus der Anregungsenergie- und Wirkungsquerschnitt-Systematik wurde in der vorliegenden Arbeit der Zustand bei 9.711 MeV als das  $3^-$ -Mitglied dieser Bande bestimmt (vgl. Tabelle 6.9). Obwohl in der Zusammenstellung von Tilley [Til00a] für den Zustand bei 9.713 MeV, mit dem wir in unserer Reaktion den gemessenen 9.711 MeV Zustand identifizieren,  $J^\pi = (5^-)$  angegeben ist, wird diesem Zustand sowohl in der Arbeit von Curtis *et al.* [Cur02] ( $E_x=9.70$  MeV) als auch von Ashwood *et al.* [Ash06] ( $E_x=9.72$  MeV) die Spin- und Paritätszuordnung  $J^\pi = 3^-$  gegeben. Auch in der Arbeit von Goldberg *et al.* [Gol05], bei der die  $^{14}\text{C}(\alpha, \alpha)$ -elastische Resonanz-Streuung gemessen und Spin und Parität beobachteter Zustände bestimmt wurde, erfolgte eine  $J^\pi = 3^-$  Zuordnung für den  $E_x = 9.71$  MeV Zustand.

Zusammen mit dem  $1^-$ -Zustand bei 8.038 MeV und dem  $3^-$ -Zustand bei 9.70 MeV wurde in der Arbeit von Curtis *et al.* [Cur02] der  $5^-$ -Zustand bei 11.62 MeV als das dritte Mitglied, allerdings einer molekularen Bande mit wechselnder Parität, bestimmt. Im Spek-

Tabelle 6.9: Anregungsenergien, Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten der Mitglieder der  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Cluster-Bande negativer Parität in  $^{18}\text{O}$ . Literaturwerte für Energie, Spin und Parität wurden aus [Til00a] entnommen. Für vorläufige Spin- und Paritätszuordnung siehe Text.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$E_x$ [MeV] $^{14}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{C}\alpha)$ [Cur02]	$E_x$ [MeV] $^9\text{Be}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{C}\alpha)$ [Ash06]	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$1^-$	8.035(5)	<10	0.43(8)	8.04 ( $1^-$ )		$1^-$	8.038
$(3^-)$	9.711(4)	15(4)	3.26(13)	9.70 ( $(3^-)$ )	9.72 ( $(3^-)$ )	$(5^-)$	9.713
$(5^-)$	13.618(4)	10(3)	16.32(35)	11.62 ( $(5^-)$ )	11.58 ( $(5^-)$ )		
$(7^-)$	18.632(10)	100(20)	29.92(64)				

trum der  $^{14}\text{C}(^{18}\text{O}; \alpha, ^{14}\text{C})$ -Reaktion (102 MeV Einschussenergie) [Cur02] wird dort die Linie bei 11.62 MeV Anregungsenergie sehr stark angeregt. Hier befindet sich aber ein Dublett ( $E_x = 11.62$  MeV,  $J^\pi = 5^-$  und  $E_x = 11.69$  MeV,  $J^\pi = 6^+$ ) [Til00a]), das von Curtis nicht aufgelöst werden konnte. Der zweite Zustand in diesem Dublett ist ein gut etabliertes  $6^+$ -Mitglied der  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Cluster-Bande positiver Parität und sollte bei einer  $^{18}\text{O}^* \rightarrow ^{14}\text{C} + \alpha$  Reaktion einen sehr großen Wirkungsquerschnitt aufweisen, was auch in den  $^{18}\text{O}$ -Spektren (Abb. 6.1, 6.2 und 6.3) der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, p)$ -Reaktion zu sehen ist, in denen wir dieses Dublett aufgelöst haben. Deshalb ist zu vermuten, dass bei Curtis diese starke Linie zum größten Teil vom  $6^+$ -Zustand bei  $E_x = 11.69$  MeV herrührt. Die  $J^\pi = 5^-$  Zuordnung zur 11.62 MeV Linie (Fig. 4. und Fig. 7(f) in [Cur02]) kann auch deshalb nicht als eindeutig angesehen werden, weil in der Winkelkorrelation der  $\alpha$ - $^{14}\text{C}$ -Koinzidenzmessung die Daten zwischen  $-90^\circ$  und  $90^\circ$  fehlen, also genau da, wo das Maximum für die  $J^\pi = 6^+$  Korrelation liegen würde.

In der Arbeit von Ashwood *et al.* [Ash06] wurde (zusammen mit dem  $1^-$ -Zustand bei 8.038 MeV und dem  $3^-$ -Zustand bei 9.71 MeV) der  $J^\pi = 5^-$  Zustand bei  $E_x = 11.6$  MeV als das letzte Mitglied einer  $K^\pi = 0^-$ -Bande negativer Parität angegeben, die eine sehr starke  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Cluster-Struktur aufweist, jedoch zum Grundzustandsdublett zugeordnet wurde. Die  $K^\pi = 0_1^+$ -Grundzustandsbande ist hingegen eine Konfigurationsbande, die einer reinen  $^{16}\text{O}_{gs} \otimes [\nu(sd)^2]$ -Struktur entspricht und demnach keine Aufspaltung in ein Paritätsdublett zeigen sollte.

In der vorliegenden Arbeit wird sowohl aus der  $J(J+1)$ -Systematik für Anregungsenergien und der großen Stärke der Wirkungsquerschnitte als auch aus dem Vergleich mit den Nachbarkernen  $^{16}\text{O}$  und  $^{20}\text{Ne}$  der Zustand bei  $E_x = 13.62$  MeV als das  $5^-$ -Mitglied der  $0_2^-$ -Cluster-Bande vorgeschlagen. Dieser Wert stimmt auch sehr gut mit den theoretischen Werten aus den Rechnungen von Descouvemont und Baye [Des85] und Furutachi *et al.* [Fur07] überein (Abb. 6.11).

Weiterhin wird als ein möglicher Kandidat für das  $J^\pi = 7^-$ -Mitglied der Anregungszustand bei  $E_x = 18.63$  MeV vorgeschlagen.

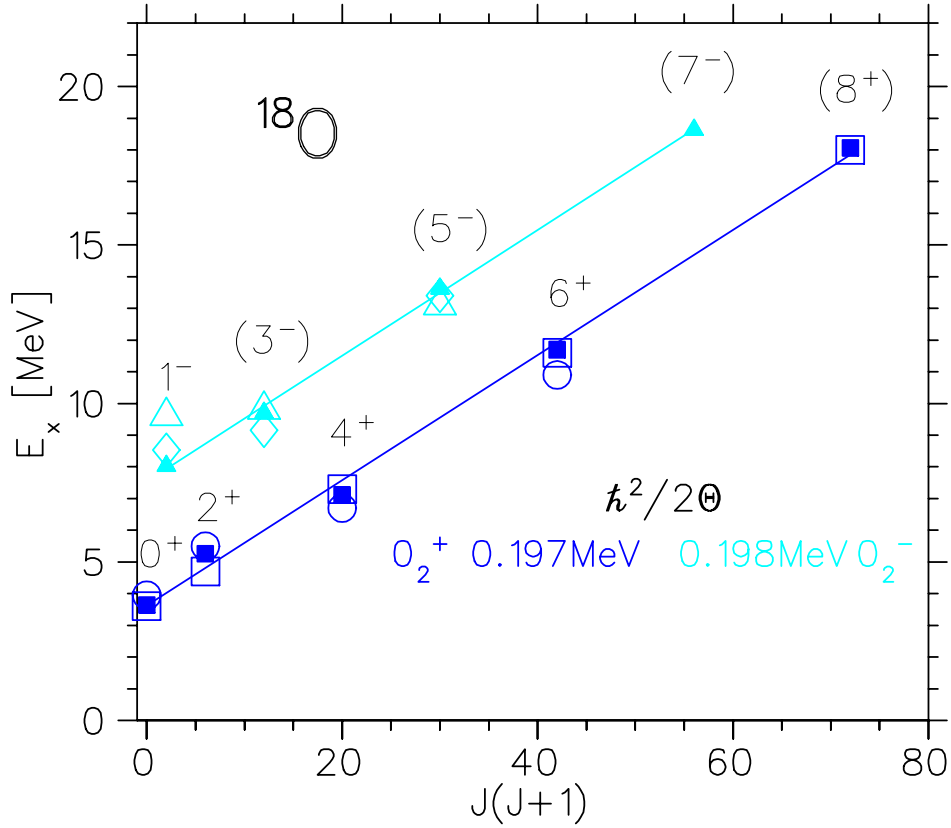


Abbildung 6.11:  $0_2^\pm$ -Cluster-Banden positiver (gefüllte dunkelblaue Vierecke) und negativer (gefüllte hellblaue Dreiecke) Parität in  $^{18}\text{O}$ . Die durchgezogenen Linien entsprechen einem linearen Fit durch die experimentellen Werte. Die offenen Vierecke und Dreiecke stellen die Ergebnisse der GCM-Cluster-Rechnungen von Descouvemont und Baye [Des85] und die offenen Kreise und Rauten mit einer gemeinsamen Verschiebung von  $-4.6$  MeV der (AMD+GCM)-Cluster-Rechnungen von Furutachi *et al.* [Fur07] dar. Die Energieaufspaltung des Paritätsdubletts für die  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Cluster-Struktur beträgt  $2 \cdot \delta_E = 3.94$  MeV (vgl. Abschnitt 6.2). Im Text ist eine detaillierte Beschreibung dieser Abbildung gegeben.

In Tabelle 6.9 sind Anregungsenergien, differenzielle Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten der Mitglieder der  $0_2^-$ -Cluster-Rotationsbande zusammengefasst.

In Abbildung 6.11 sind die Anregungsenergien über dem  $J(J+1)$ -Wert für die Bandenmitglieder der  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Cluster-Banden positiver und negativer Parität in  $^{18}\text{O}$  aufgetragen. Die durchgezogenen Linien entsprechen einem linearen Fit durch die experimentellen Daten.

Der von Furutachi *et al.* [Fur07] theoretisch berechnete Wert der Energieaufspaltung zwischen den beiden Bandenköpfen ( $4.6$  MeV) stimmt gut mit dem in dieser Arbeit ermittelten experimentellen Wert von  $3.94$  MeV überein (sie entspricht auch ungefähr der Ein-Teilchen-Ein-Loch-Anregungsenergie zwischen der  $(p_{1/2})$ -Schale und der  $(sd)$ -Schale).

In Abbildung 6.12 ist ein Vergleich zwischen den  $\alpha$ -Cluster-Banden von  $^{18}\text{O}$  und von den Nachbarkernen  $^{16}\text{O}$  und  $^{20}\text{Ne}$  dargestellt. Das Paritätsdublett von  $^{18}\text{O}$  (blau) beginnt im Vergleich zu  $^{16}\text{O}$  (grün) bei tieferen Anregungsenergien und ist stärker aufgespalten, während es im Vergleich zu  $^{20}\text{Ne}$  (rot), höher liegt und weniger aufgespalten ist, wie auch im Weak-Coupling-Modell zu erwarten war.

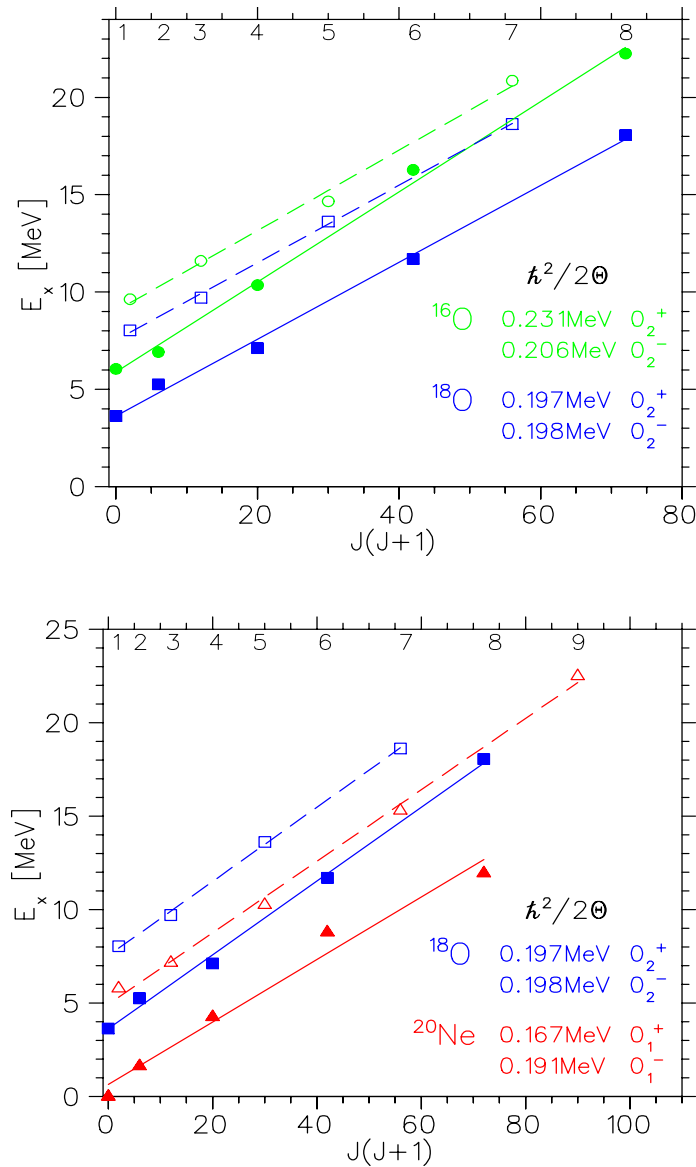


Abbildung 6.12: Alpha-Cluster-Banden positiver (durchgezogene Linien) und negativer (gestrichelte Linien) Parität in  $^{18}\text{O}$  (Vierecke) im direkten Vergleich mit analogen Strukturen in den Nachbarkernen  $^{16}\text{O}$  (oben, Kreise) und  $^{20}\text{Ne}$  (unten, Dreiecke).

Neben der  $0_2^+$ -Cluster-Bande positiver Parität wurde auch die dazugehörige Bande negativer Parität auf die  $(2J+1)$ -Systematik überprüft (vgl. Abschnitt 6.3.2 und Abbildung 6.9). Wie man in Abbildung 6.13 erkennen kann, folgen die Wirkungsquerschnitte der Mitglieder der  $0_2^-$ -Cluster-Bande negativer Parität im Trend grob einer linearen  $(2J+1)$ -Abhängigkeit, obwohl die Streuung der Messwerte doch erheblich ist.

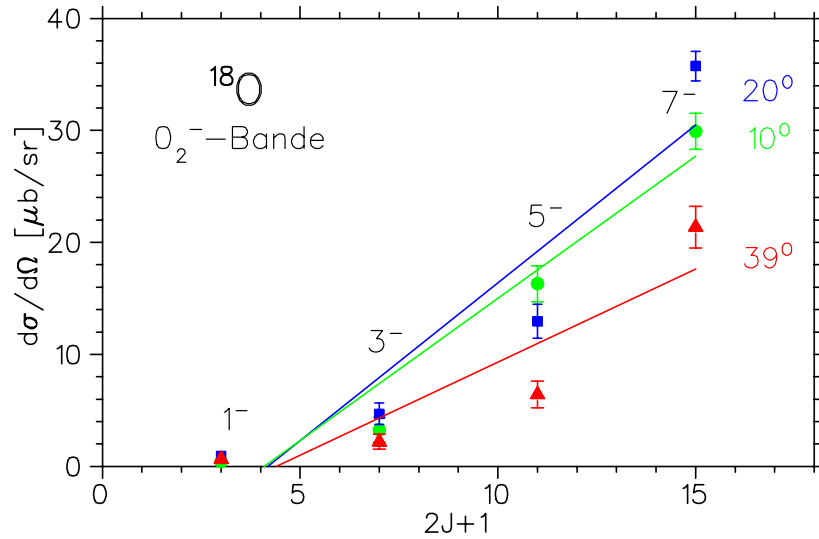


Abbildung 6.13: Darstellung der differentiellen Wirkungsquerschnitte über  $(2J+1)$  für die Cluster-Bande negativer Parität in  $^{18}\text{O}$ . Gefüllte Kreise (grün) entsprechen den experimentellen Werten bei  $10^\circ$ , gefüllte Vierecke (blau) bei  $20^\circ$  und gefüllte Dreiecke (rot) bei  $39^\circ$ .



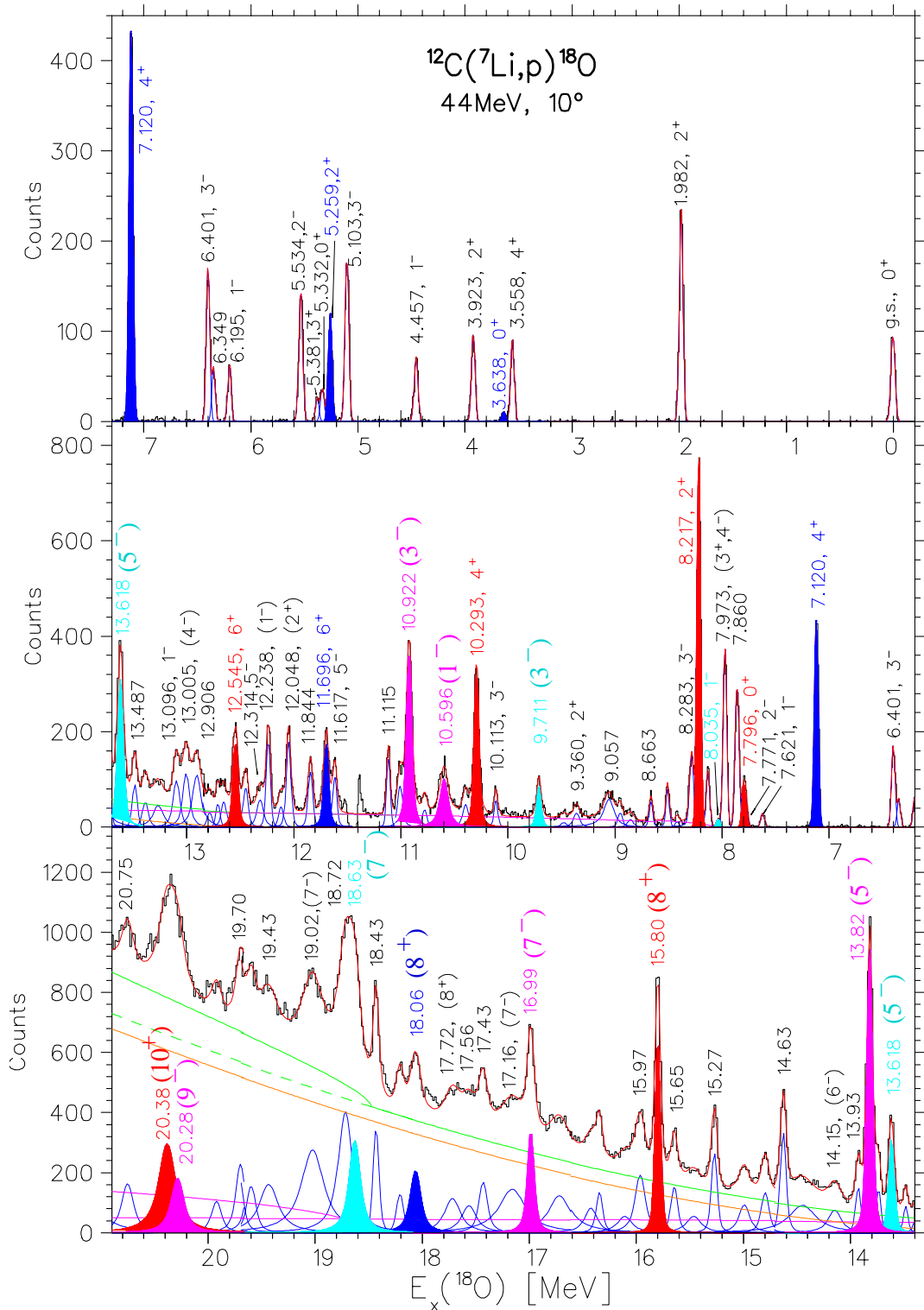


Abbildung 6.14: Das  $^{18}\text{O}$ -Spektrum bei  $10^\circ$ . In Farbe sind Mitglieder des  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Cluster-Paritätsdubletts (dunkelblau-positiv, hellblau-negativ) und des  $^{12}\text{C} \otimes 2n \otimes \alpha$  molekularen Paritätsdubletts (rot-positiv, pink-negativ) dargestellt. Die Spin- und Paritätszuordnungen in Klammern über einigen dieser Zustände sind Resultate dieser Arbeit.

### 6.3.4 Die $0_4^+$ molekulare Bande

Molekulare Strukturen sind im  $^{18}\text{O}$ -Kern weniger bekannt. Eine molekulare Rotationsbande wurde in diesem Isotop zuerst in einer Arbeit von Fortune [For78a] vorhergesagt. Er hat dabei das Weak-Coupling-Modell (WCM) benutzt, um von der Position der (4p-2h)-Struktur, deren  $0_2^+$ -Bandenkopf bei 3.63 MeV liegt, zur Position der (6p-4h)-Konfiguration zu extrapolieren. Im WCM wird die  $0_2^+$ -(4p-2h)-Struktur von  $^{18}\text{O}$  als die Kopplung  $^{20}\text{Ne}(J) \otimes ^{14}\text{C}_{g.s.}$  beschrieben, wobei  $^{20}\text{Ne}$  für (4p) und  $^{14}\text{C}$  für (2h) bezüglich des (1p)-Schalenabschlusses in der (4p-2h)-Schreibweise stehen. Analog wird im WCM die  $0_4^+$ -(6p-4h)-Struktur durch  $^{22}\text{Ne}(J) \otimes ^{12}\text{C}_{g.s.}$  beschrieben, wobei zwischen den Strukturen folgende Relation nach einer Bansal-French-Zamick Abschätzung [Ban64, Zam65] für die Anregungsenergien besteht:

$$\Delta E_x(0_4^+ - 0_2^+) = E_x(6p - 4h) - E_x(4p - 2h) = -4.0 \text{ MeV} + 16a$$

mit dem Parameter  $a \approx 0.47 \text{ MeV}$  [For78a]. Damit erhält man für die Anregungsenergien der Zustände in  $^{18}\text{O}$ , die zu der molekularen Bande gehören, folgende Relation:

$$E_x(^{18}\text{O}, 6p - 4h, J^\pi) = E_x(^{18}\text{O}, 4p - 2h, 0_2^+) + \Delta E_x(0_4^+ - 0_2^+) + E_x(^{22}\text{Ne}, J_1^+)$$

und damit auch folgende Abschätzung:

$$\begin{aligned} J^\pi = 0^+ : & \quad E_x(^{18}\text{O}, 0_4^+) = 3.63 + 3.52 + 0.0 = 7.25 \text{ MeV} \\ J^\pi = 2^+ : & \quad E_x = 7.25 + E_x(^{22}\text{Ne}, 2_1^+, 1.27 \text{ MeV}) = 8.52 \text{ MeV} \\ J^\pi = 4^+ : & \quad E_x = 7.25 + E_x(^{22}\text{Ne}, 4_1^+, 3.36 \text{ MeV}) = 10.61 \text{ MeV} \\ J^\pi = 6^+ : & \quad E_x = 7.25 + E_x(^{22}\text{Ne}, 6_1^+, 6.31 \text{ MeV}) = 13.59 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Für den  $0_4^+$ -Kopf der (6p-4h)-Bande konnte damals in der Literatur kein  $0^+$ -Zustand in  $^{18}\text{O}$  identifiziert werden. Fortune vermutete deshalb, dass die starke  $4^+$ -Linie bei 7.11 MeV möglicherweise ein Dublett sei, und gab dem  $0_4^+$ -Bandenkopf den vorläufigen Wert  $E_x = 7.11 \text{ MeV}$ . Weitere Mitglieder bis  $J^\pi = 6^+$  wurden aufgrund ihrer großen Wirkungsquerschnitte in der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li,p})^{18}\text{O}$ -Reaktion identifiziert [For78a]:  $2^+$  bei 8.21 MeV,  $4^+$  bei 10.29 MeV und  $6^+$  bei 12.53 MeV.

In der vorliegenden Arbeit wurden diese drei bekannten Mitglieder der molekularen Bande [For78a, For03] ebenfalls lokalisiert: die ersten beiden bei der gleichen Anregungsenergie und der  $6^+$ -Zustand bei 12.56 MeV. Diese Zustände sind auch in unseren  $^{18}\text{O}$ -Spektren (Abbildungen 6.1-6.3) in der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li,p})^{18}\text{O}$ -Reaktion am stärksten bevölkert.

Den  $0^+$ -Bandenkopf dieser molekularen Bande, der bisher noch unbekannt war, konnten wir, dank der hohen Energieauflösung in unserem Experiment (45 keV bei  $10^\circ$ ) und der Präzision der Anregungsenergiemessung, bei  $E_x = \mathbf{7.796(5) \text{ MeV}}$  lokalisieren. Das Verfahren dieser Analyse wird anhand der Abbildung 6.15, in der das  $^{18}\text{O}$ -Spektrum zwischen 7.5 MeV und 8.4 MeV dargestellt ist, im Folgenden erläutert.

Die von uns gemessenen Anregungsenergien stimmen im  $10^\circ$ -Spektrum, das die beste Energieauflösung hatte, für *alle* Zustände bis hinauf zu 11.0 MeV Anregungsenergie in  $^{18}\text{O}$  innerhalb von  $\pm 6 \text{ keV}$  mit den bekannten Literaturwerten überein. Die einzige Ausnahme bildet hier die Linie bei 7.792 MeV (Tab. 6.10 und Abb. 6.15(a)). Dort ist in der Nähe nur ein  $2^-$  Zustand bekannt, dessen Anregungsenergie jedoch 21 keV tiefer liegt. Unsere Positionsbestimmung ist hier aber sogar auf  $\pm 5 \text{ keV}$  genau, so dass ein Dublett vorliegen muss.

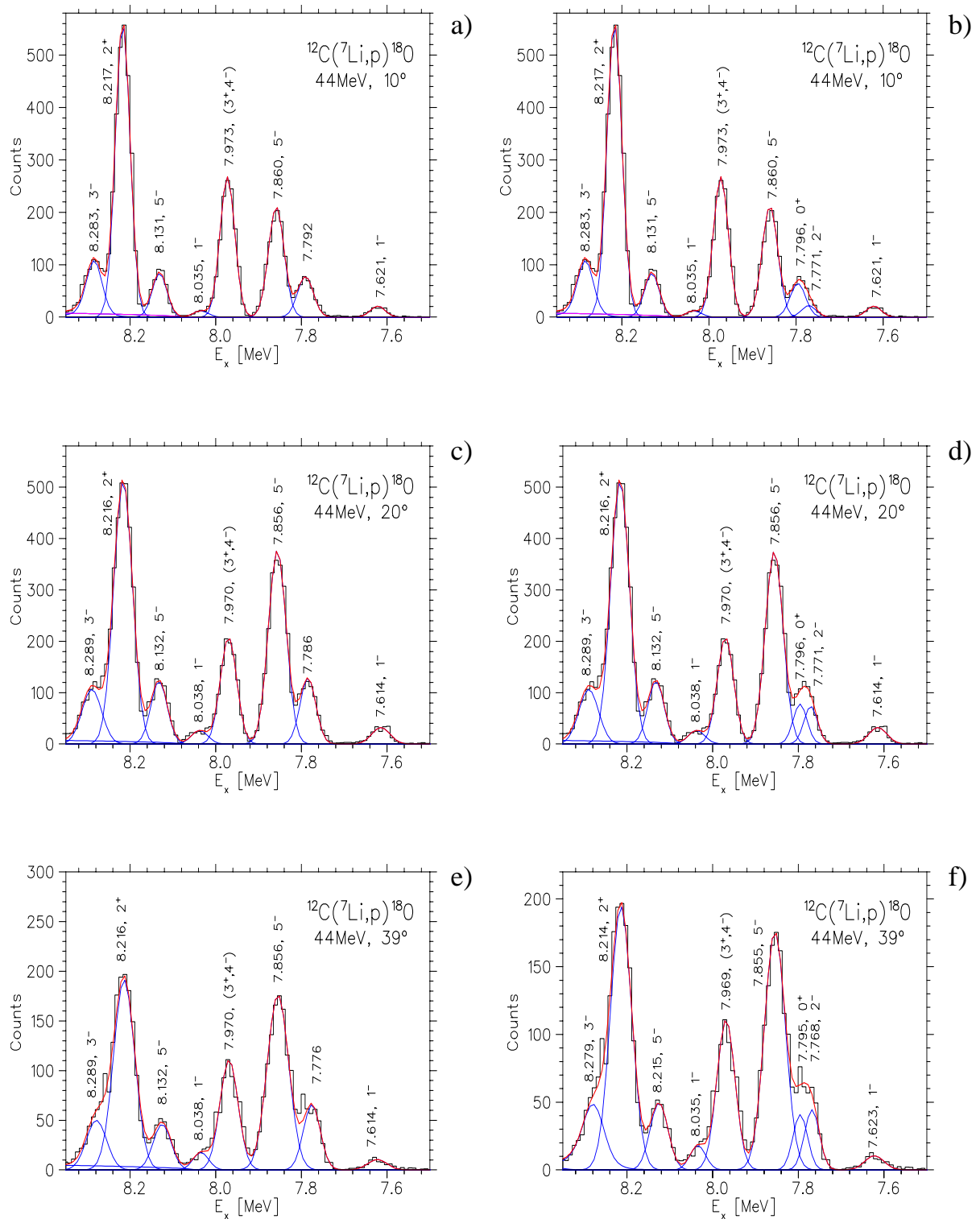


Abbildung 6.15: Spektrenausschnitte der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},p)^{18}\text{O}$ -Reaktion bei  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $39^\circ$  ohne den neuen Zustand (a), (c) und (e) und mit ihm (b), (d) und (f). Bei 7.796(5) MeV wurde der Bandenkopf der molekularen Bande von  $^{18}\text{O}$  erstmals lokalisiert.

Tabelle 6.10: Vergleich der experimentellen Anregungsenergien zwischen 7.0 MeV und 8.5 MeV, die aus der Analyse des  $^{18}\text{O}$ -Spektrums bei  $10^\circ$  gewonnen wurden (siehe Abbildung 6.15(a)), mit Literaturwerten aus Tilley [Til00a]. Alle Werte der in  $^{18}\text{O}$  bei  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $39^\circ$  beobachteten Zustände sind in einer Liste im Anhang aufgeführt.

$J^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]	$E_x$ [MeV]	$E_x - E_{x,Lit}$ [keV]
$4^+$	7.117(1)	7.120(3)	3
$1^-$	7.616(1)	7.621(5)	5
$2^-$	7.771(1)	7.792(4)	21
$5^-$	7.864(5)	7.860(4)	-4
$(3^+, 4^-)$	7.977(4)	7.973(3)	-4
$1^-$	8.038(1)	8.035(4)	-3
$5^-$	8.125(2)	8.130(4)	5
$2^+$	8.213(4)	8.217(4)	4
$3^-$	8.282(3)	8.283(5)	1
$(2^-)$	8.410(8)	8.414(5)	4

Deshalb wurde diese Struktur mit zwei Zuständen entfaltet: mit dem  $2^-$ -Zustand bei seinem Literaturwert von 7.771(1) und einem weiteren Zustand, dessen Position bei 7.796(5) MeV bestimmt wurde (Abb. 6.15(b)). Insbesondere in den Spektren bei  $20^\circ$  und  $39^\circ$  (Abb. 6.15) wurde die Anpassung durch Verwendung dieses Dubletts wesentlich verbessert.

Eine  $0^+$ -Zuordnung zu diesem neuen Zustand wird durch die Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts unterstützt, wie die theoretischen Rechnungen mit dem Programm FRESKO [Tho88] in Abbildung 6.16 zeigen (Die Benutzung dieses Programms und Einzelheiten zu den Rechnungen werden in Abschnitt 6.4 genauer beschrieben). Leider ist diese Zuordnung nur unterstützend, jedoch nicht signifikant, da sowohl die experimentellen Werte als auch die theoretischen Rechnungen keine Oszillationsstrukturen aufweisen, dass man eindeutig Spin und Parität dieses Zustandes bestimmen könnte (vgl. Abschnitt 6.4).

Unter Verwendung der  $J(J+1)$ -Regel, die für Anregungsenergien einer Rotationsbande gilt, und mit dem Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten (siehe Tabelle 6.11 und Abbildung 6.14) konnten wir die  $^{12}\text{C} \otimes 2n \otimes \alpha$ -Rotationsbande um weitere mögliche Mitglieder mit  $J^\pi = 8^+$  und  $10^+$  ergänzen.

Die vollständige molekulare Bande ist neben der oben beschriebenen Grundzustandsbande und der Cluster-Bande in Abbildung 6.17 dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, dass die bekannten  $2^+$ -,  $4^+$ - und  $6^+$ -Zustände mit den in der vorliegenden Arbeit vorgeschlagenen  $8^+$ - und  $10^+$ -Zuständen und dem aus der Analyse erstmals bestimmten  $0^+$ -Bandenkopf (gefüllte rote Rauten) sehr gut einer linearen Abhängigkeit der Anregungsenergie von  $J(J+1)$  folgen und damit die charakteristische Eigenschaft einer Rotationsbande besitzen.

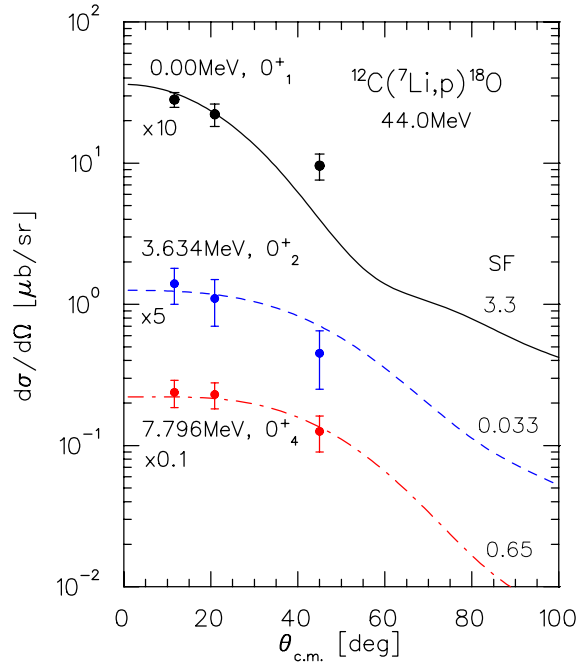


Abbildung 6.16: Vergleich der Winkelverteilungen zu  $0^+$ -Zuständen in  $^{18}\text{O}$ : Grundzustandsbande (oben),  $^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Cluster-Bande (Mitte) und  $^{12}\text{C}\otimes 2n\otimes\alpha$  molekulare Bande (unten). Die Linien entsprechen theoretischen FRESKO-Rechnungen mit gekoppelten Kanälen. Die Zahlen rechts sind die Stärke-Faktoren, die den Anpassungskoeffizienten der theoretischen Kurven an die experimentellen Daten entsprechen. Die Verteilungen sind mit Plot-Faktoren (links) gegeneinander verschoben.

Tabelle 6.11: Anregungsenergien, Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten der Mitglieder der  $^{12}\text{C}\otimes 2n\otimes\alpha$  molekularen Bande positiver Parität in  $^{18}\text{O}$ . Literaturwerte für Energie, Spin und Parität wurden aus [Til00a] entnommen. Für die vorläufigen Spin- und Paritätszuordnungen für der ( $8^+$ )- und ( $10^+$ )-Mitglieder siehe Text.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$(d\sigma/d\Omega)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$E_x$ [MeV] $^{12}\text{C}(7\text{Li},p)$ [For78a]	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$0^+$	7.796(5)	<10	2.38(10)		—	—
$2^+$	8.217(4)	<10	20.25(45)	8.21	$2^+$	8.213
$4^+$	10.293(4)	23(8)	12.97(33)	10.29	$4^+$	10.295
$6^+$	12.545(6)	22(8)	7.67(16)	12.53	$6^+$	12.53
$(8^+)$	15.800(8)	20(8)	31.40(48)			
$(10^+)$	20.382(15)	155(25)	45.07(61)			

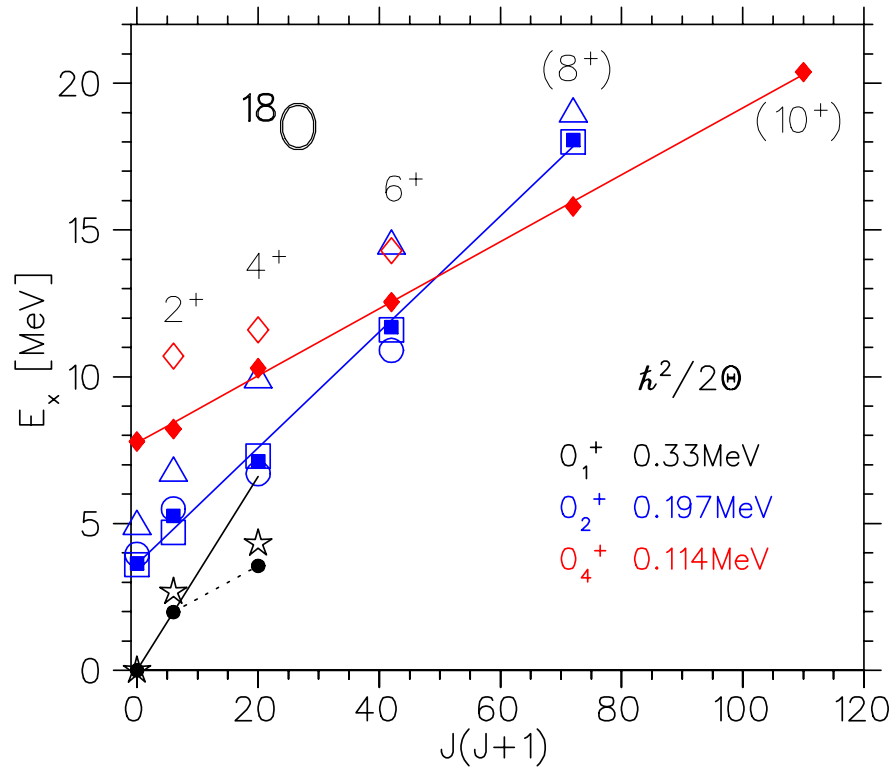


Abbildung 6.17: Bandenstrukturen positiver Parität in  $^{18}\text{O}$ . Gefüllte Kreise entsprechen der Grundzustandsbande (schwarz), gefüllte Vierecke der Cluster-Bande (blau) und gefüllte Rauten der molekularen Bande (rot). Die durchgezogenen Linien repräsentieren einen linearen Fit durch die experimentellen Werte. Die offenen Rauten entsprechen den Cluster-Rechnungen von Descouvemont und Baye [Des85]. Bezeichnungen zur Grundzustands- bzw. Cluster-Bande sind aus Abb. 6.8 zu entnehmen.

Die offenen Rauten entsprechen den  $2^+$ -,  $4^+$ - und  $6^+$ -Mitgliedern einer  $(^{14}\text{C}+\alpha)$ -Cluster-Bande in den Rechnungen von Descouvemont und Baye [Des85]. Die gerechneten Werte liegen ca. 2 MeV über den experimentellen, haben jedoch eine sehr ähnliche Steigung, also auch ein ähnliches Trägheitsmoment.

In Schalen-Modell-Rechnungen mit dem Programm OXBASH war es nicht möglich die Zustände der molekularen Bande zu reproduzieren. Der erste  $0^+$ -Zustand, der eine  $(6p-4h)$ -Anregung mit vier Neutronen und zwei Protonen in der  $(sd)$ -Schale hat und eine Kollektivität aufweist, kommt in den Schalen-Modell-Rechnungen erst bei 18.013 MeV vor (der experimentelle Wert für den  $0^+$ -Bandenkopf der molekularen Bande liegt bei 7.796 MeV). Das deutet darauf hin, dass diese stark deformierte Kernkonfiguration sich nicht einfach im Schalen-Modell mit einer Teilchen-Loch-Anregung beschreiben lässt.

An den Zahlen rechts in Abbildung 6.17 kann man sehen, dass die molekulare Bande die kleinste Steigung besitzt, und damit das größte Trägheitsmoment. In dieser Struktur hat der  $^{18}\text{O}$ -Kern seine größte Deformation.

### 6.3.5 Die $0_4^-$ molekulare Bande

Aufgrund der asymmetrischen Struktur der molekularen  $^{12}\text{C}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$ -Bande wird hier ebenso wie bei der  $\alpha$ -Cluster-Bande ein Paritätsdublett erwartet. Die Bande negativer Parität wird dann bei Anregungsenergien oberhalb der Bande positiver Parität erwartet, d.h. deutlich oberhalb von 8 MeV (vgl. Abschnitt 6.3.4), da der  $0_4^+$ -Bandenkopf bei 7.96 MeV beobachtet wurde.

Tabelle 6.12: Anregungsenergien, Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten der Mitglieder der  $^{12}\text{C}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$  molekularen Bande negativer Parität in  $^{18}\text{O}$ . Literaturwerte für Energie, Spin und Parität wurden aus [Til00a] entnommen. Für vorläufige Spin- und Paritätszuordnung siehe Text.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$(d\sigma/d\Omega)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$(1^-)$	10.596(5)	70(16)	7.86(16)		10.595
$(3^-)$	10.922(4)	30(9)	17.26(41)		10.91
$(5^-)$	13.821(6)	27(8)	48.77(76)		
$(7^-)$	16.986(7)	50(12)	20.70(35)		
$(9^-)$	20.280(13)	120(21)	21.08(29)		

Da in einem Paritätsdublett die Wellenfunktionen der Bandenmitglieder negativer Parität zusätzliche Knoten haben und somit weiter in den Außenraum reichen (vgl. die Zustände positiver Parität in Abb. 6.5, A(b) und B(b) mit denen negativer Parität in Abb. 6.6, A(d) und B(d)), sollten diese Zustände in der ( $^7\text{Li},p$ )-Reaktion die größten Wirkungsquerschnitte aufweisen. Deshalb wurden sehr stark bevölkerte Zustände im  $^{18}\text{O}$ -Spektrum (Abb. 6.1) als Mitglieder der  $^{12}\text{C}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$ -Rotationsbande negativer Parität identifiziert (vgl. Abb. 6.14). Für die Banden-Struktur mit einer  $J(J+1)$ -Systematik der Anregungsenergien eignen sich als  $1^-$ ,  $3^-$  und  $5^-$ -Mitglieder nur die drei Zustände bei 10.596 MeV( $1^-$ ), 10.922 MeV( $3^-$ ) und 13.82( $5^-$ ). Weitere Kandidaten für die ( $7^-$ )- und ( $9^-$ )-Mitglieder gibt es nach den gleichen Kriterien entsprechend bei 16.99 MeV und 20.28 MeV.

In Tabelle 6.12 sind Anregungsenergien, differenzielle Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten der Mitglieder der  $0_4^-$  molekularen Rotationsbande zusammengefasst.

Die Wirkungsquerschnitte der molekularen Bande (Tabellen 6.11 und 6.12) zeigen im Unterschied zu dem Cluster-Paritätsdublett keine systematische Abhängigkeit von  $(2J+1)$ .

In Abbildung 6.18 sind die experimentellen Anregungsenergien über dem  $J(J+1)$ -Wert für die Bandenmitglieder der  $^{12}\text{C}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$ -Banden positiver und negativer Parität in  $^{18}\text{O}$  dargestellt. Die durchgezogenen Linien entsprechen einem linearen Fit durch die experimentellen Daten, woraus sich eine Energieaufspaltung von  $2 \cdot \delta_E = 2.44$  MeV ergibt (vgl. Abschnitt 6.2). Die offenen Dreiecke repräsentieren GCM-Cluster-Rechnungen von Descouve-

mont und Baye [Des85] für die Bande positiver Parität. Rechnungen zu dem Dublettpartner negativer Parität gibt es bisher nicht.

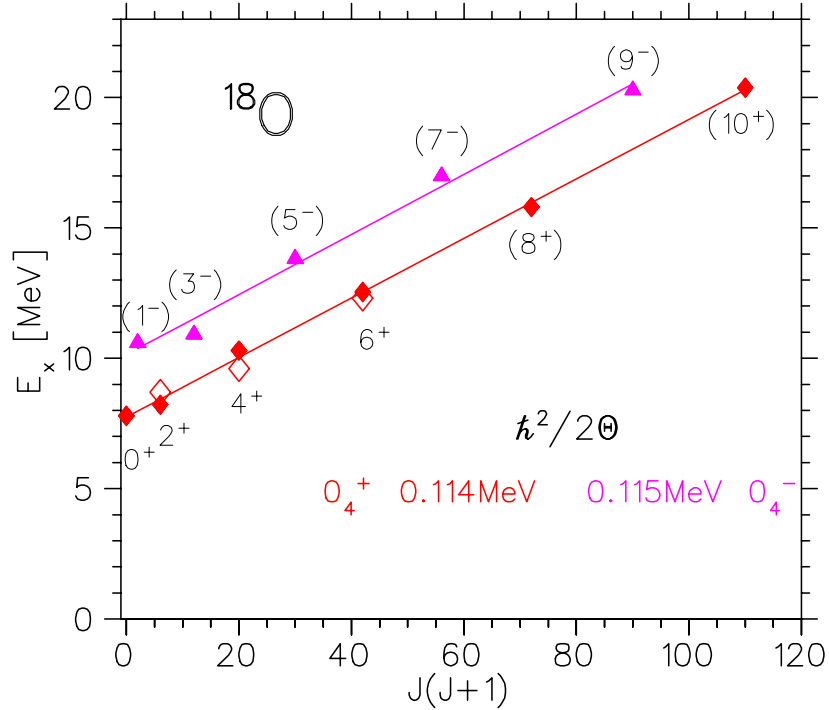


Abbildung 6.18: Molekulare Rotationsbandenstrukturen positiver (rote Rauten) und negativer (pinkfarbige Dreiecke) Parität in  $^{18}\text{O}$ . Die durchgezogenen Linien entsprechen einem linearen Fit durch die experimentellen Werte. Die offenen Rauten entsprechen GCM-Cluster-Rechnungen von Descouvemont und Baye [Des85] mit einer Verschiebung dieser Werte um  $-2.0$  MeV.

### 6.3.6 Die $1^-$ -Bande

Wie bereits am Anfang der Diskussion erwähnt (Seite 54), baut auf dem  $1_1^-$ -Zustand bei 4.45 MeV in  $^{18}\text{O}$  eine  $K^\pi = 1^-$ -Bande mit der  $(\pi[(1p_{1/2})^{-1}(sd)^1] \otimes \nu(sd)^2)$ -Konfiguration auf. Alle Zustände, die zu dieser Bande gehören (Tabelle 6.13), haben eine (3p-1h)-Struktur mit einer  $\pi(1p-1h)$ -Proton-Anregung, wobei ein Proton aus der ( $p_{1/2}$ )-Schale (bzw. ( $p_{3/2}$ )-Schale) in die ( $sd$ )-Schale angehoben wird.

Die ( $4^-$ )- und ( $6^-$ )-Bandenmitglieder haben wegen ihrer unnatürlichen Parität eine sehr kleine Breite verglichen mit entsprechenden Zuständen positiver Parität bei ähnlichen Anregungsenergien.

Eine Zuordnung der Zustände zu der (3p-1h)-Bande mit dieser Konfiguration wird durch die Schalen-Modell-Rechnungen stark unterstützt (Abb. 6.19). Obwohl die theoretischen Werte 2.5 MeV höher als die experimentellen liegen, geben sie die Steigung und damit auch das Trägheitsmoment sehr gut wieder. Sie beschreiben die gleiche Struktur und die gleiche Deformation des  $^{18}\text{O}$ -Kerns.



Tabelle 6.13: Anregungsenergien, Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten der Mitglieder der  $K^\pi = 1^-$ -Bande in  $^{18}\text{O}$ . Literaturwerte für Anregungsenergien, Spins und Paritäten wurden aus [Til00a] entnommen. Für vorläufige Spin- und Paritätszuordnung siehe Text.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$(d\sigma/d\Omega)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$1^-$	4.457(5)		1.96(9)	$1^-$	4.456
$2^-$	5.534(4)		3.95(14)	$2^-$	5.530
$3^-$	8.283(5)	5(1)	4.34(18)	$3^-$	8.282
$(4^-)$	11.115(4)	5(5)	3.84(14)		11.13
$(5^-)$	14.628(10)	27(8)	16.94(32)		
$(6^-)$	18.431(10)	18(5)	15.16(29)		

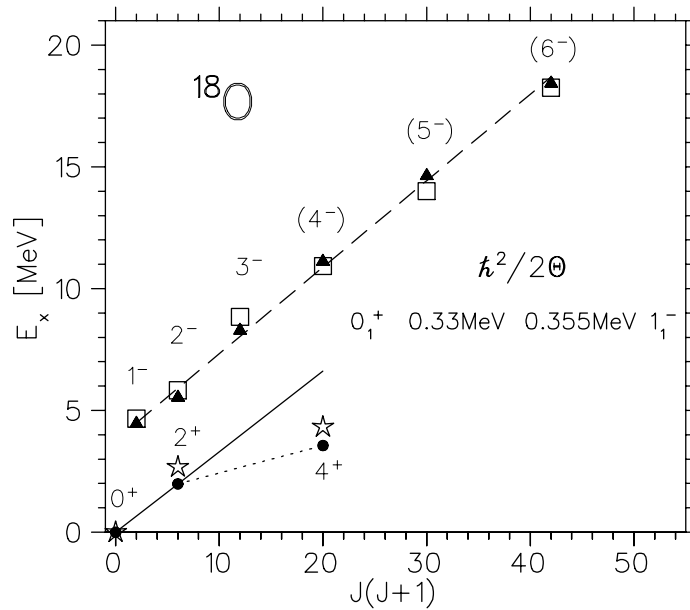


Abbildung 6.19: Bandenstrukturen der Teilchen-Loch-Anregung positiver und negativer Parität in  $^{18}\text{O}$ . Gefüllte Kreise entsprechen der  $0_1^+$ -Grundzustandsbande und gefüllte Dreiecke der  $1_1^-$ -Bande. Die durchgezogenen Linien repräsentieren einen linearen Fit durch die experimentellen Werte (siehe auch Abb. 6.8). Die offenen Vierecke (mit einer gemeinsamen Verschiebung von  $-2.5$  MeV) und Sterne stellen Ergebnisse der Schalen-Modell-Rechnungen mit dem Programm OXBASH zur  $(3p-1h)$ -Konfigurationsbande bzw.  $(2p-0h)$ -Grundzustandsbande dar.

## 6.4 Winkelverteilungen, Gekoppelte-Kanäle-Rechnungen

Die Messung von Winkelverteilungen wird in direkten Reaktionen sehr oft dazu verwendet, aus der Oszillationsstruktur dieser Verteilungen den transferierten Drehimpuls und damit den Spin des zugehörigen Zustands zu bestimmen. Aufgrund der Ergebnisse der  $^{14}\text{C}(^6\text{Li},\text{d})^{18}\text{O}$ -Reaktion von Cunsolo *et al.* [Cun81] bei 34 MeV Einschussenergie, bei der in der Analyse der Winkelverteilungen nur ein kleiner Compoundkern-Beitrag festgestellt wurde, kann man bei 44 MeV Einschussenergie in der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},\text{p})^{18}\text{O}$ -Reaktion einen noch kleineren Compound- und einen noch größeren direkten Anteil erwarten.

In der vorliegenden Arbeit wurden Wirkungsquerschnitte der  $(^7\text{Li},\text{p})$ -Reaktionen bei den Laborwinkeln  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $39^\circ$  gemessen. Die Streuwinkel waren so ausgewählt, dass bei einer Oszillationsstruktur mit den beiden vorderen Winkeln ein Anstieg oder Abfall im Vorwärtswinkelbereich geprüft und mit dem dritten Winkel ein Maximum oder Minimum zur Bestimmung der Parität des Drehimpuls-Transfers gemessen werden konnte. Bei den Messdaten zeigte sich jedoch keine große Variation außer einem Abfall des Wirkungsquerschnittes zu größeren Winkeln (siehe Abbildung 6.22).

Zur Berechnung der Winkelverteilungen wurde das Programm FRESCO [Tho88] verwendet, das den Formalismus der gekoppelten Kanäle (*coupled-channel calculations*) benutzt. Mit diesem Programm ist es möglich, einen Transfer der sechs Nukleonen in der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},\text{p})^{18}\text{O}$ -Reaktion als einen Zwei-Stufen-Prozess zu berechnen. Dabei wird der Transfer von  $^{12}\text{C}$  zu  $^{18}\text{O}$  in einen Zwei-Stufen-Prozess, d.h. in einen  $(2n)$ - und einen  $\alpha$ -Teilchen-Transfer, aufgeteilt. Beide Prozesse sind für sich allein gut zu berechnen, und der Zwei-Stufen-Prozess sollte deshalb quantitative Ergebnisse liefern.

Dieser Transfer-Prozess ist in Abbildung 6.20 schematisch dargestellt. Im Projektil-Ejektil-Übergang ( $^7\text{Li} \rightarrow ^5\text{Li} \rightarrow \text{p}$ ) und ( $^7\text{Li} \rightarrow \text{t} \rightarrow \text{p}$ ) befinden sich alle beteiligten Kerne ( $^7\text{Li}$ ,  $^5\text{Li}$ ,  $\text{t}$  und  $\text{p}$ ) im Grundzustand. Im Target-Übergang läuft der Prozess über Zwischenzustände von  $^{14}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$ .

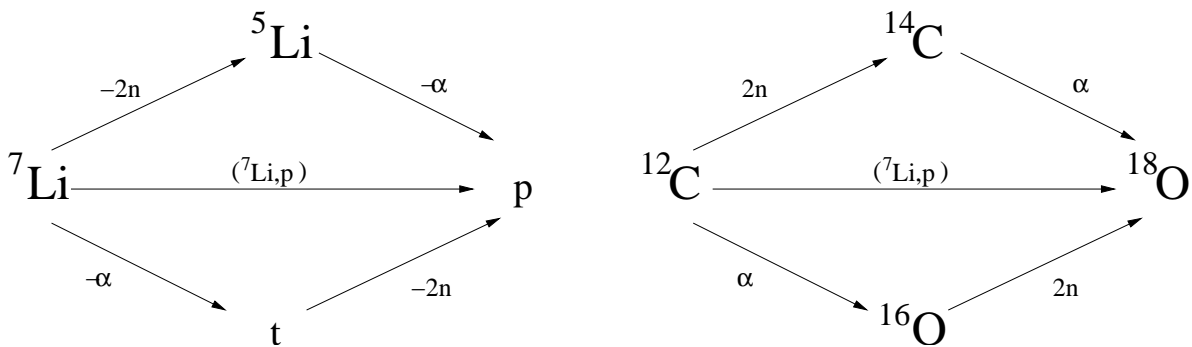


Abbildung 6.20: Schema des Projektil- (links) und Target-Übergangs (rechts) in der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},\text{p})^{18}\text{O}$ -Reaktion im Zwei-Stufen-Prozess mit den  $^{14}\text{C}$ - und  $^{16}\text{O}$ -Zwischenkanälen.

Um den Wirkungsquerschnitt des Endzustands zu berechnen, werden alle beitragenden Übergangsamplituden kohärent summiert, wobei sowohl eine konstruktive als auch eine destruktive Interferenz auftreten kann. Mit den beiden Zwei-Stufen-Prozessen (siehe Abb. 6.20) (1) ( $^{12}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{C} \rightarrow ^{18}\text{O}$ ) und (2) ( $^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} \rightarrow ^{18}\text{O}$ ) tragen mindestens zwei Übergangsamplituden zum Wirkungsquerschnitt eines Zustandes in  $^{18}\text{O}$  bei.

Zur Berechnung der Streuwellen im Eingangskanal und in den beiden Zwischenkanälen wurden *optische Potentiale* folgender Parametrisierung verwendet:

$$U(r) = -V(r) - iW(r) + V_C(r) \quad (6.13)$$

mit dem Realteil

$$V(r) = V_0 f_r(r) \quad (6.14)$$

und dem Imaginärteil

$$W(r) = W_0 f_i(r) + 4W_D \frac{d}{dr} f_i(r) \quad (6.15)$$

Es wird in beiden Fällen für  $f(r)$  ein Woods-Saxon-Formfaktor eingesetzt:

$$f_{r,i}(r) = \frac{1}{1 + \exp[(r - R_{0,i})/a_{r,i}]} \quad , \quad (6.16)$$

wobei  $R_{0,i} = r_{0,i}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$  für  $A > 3$  und  $R_{0,i} = r_{0,i}A^{1/3}$  für Proton oder Tritium steht.

Das Coulomb-Potential ist folgendermaßen parametrisiert:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_C} (3 - (r/R_C)^2), & r \leq 1.2(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \\ \frac{Z_p Z_t e^2}{r}, & r \geq R_C \end{cases} \quad (6.17)$$

Im ( $p+^{18}\text{O}$ )-Ausgangskanal wurde bei dem Imaginärteil nur die Ableitungsform

$$W_{deriv}(r) = 4W_D \frac{d}{dr} f_i(r) \quad (6.18)$$

benutzt. Für Protonen wurde zusätzlich ein Spin-Bahn-Potential folgender Form verwendet:

$$V_{Spin-Orbit}(r) = \left( \frac{\hbar}{m_p c} \right)^2 V_{SO}(\vec{\sigma} \cdot \vec{l}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_{so}(r) \quad (6.19)$$

Alle Potential-Parameter sind in Tabelle 6.14 zusammengefasst.

Für die  $^7\text{Li}-^{12}\text{C}$ -Wechselwirkung wurden die Potential-Parameter (Tiefe  $V_0$ , Radius  $R$  und Randunschärfe  $a$ ) aus der Arbeit von Zeller *et al.* [Zel79] entnommen. Das gleiche Potential wurde auch für den Zwischenkanal ( $^5\text{Li}+^{14}\text{C}$ ) verwendet. Für den anderen Zwischenkanal ( $t+^{16}\text{O}$ ) und den Endkanal ( $p+^{18}\text{O}$ ) wurden für die Rechnungen die Potential-Parameter aus der Arbeit von Keaton *et al.* [Kea72] eingesetzt.

Tabelle 6.14: Potential-Parameter für Eingangs-, Ausgangs- und Zwischenkanäle der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},p)^{18}\text{O}$ -Reaktion.

Kanal	$V_0$ [MeV]	$r_0$ [fm]	$a_r$ [fm]	$W_0$ [MeV]	$W_D$ [MeV]	$r_i$ [fm]	$a_i$ [fm]	Ref.
$^7\text{Li}+^{12}\text{C}$ $^5\text{Li}+^{14}\text{C}$	145.6	0.663	0.830	12.09	—	1.209	0.693	[Zel79]
$t+^{16}\text{O}$	130.0	1.29	0.58	18.90	—	1.37	0.96	[Kea72]
$p+^{18}\text{O}$	44.2	1.142	0.726	—	4.0	1.26	0.676	[Kea72]
Spin-Orbit für $p$ :	$V_{SO}$ [MeV]	$r_{so}$ [fm]	$a_{so}$ [fm]					
	5.73	1.114	0.585					

In Abbildung 6.21 ist als Beispiel das Kopplungsschema für den Transfer zu den Zuständen der ersten beiden  $0^+$ -Banden von  $^{18}\text{O}$  dargestellt. Mit den roten Pfeilen sind die Kopplungswege zum  $0_2^+$ -Bandenkopf der Cluster-Bande in  $^{18}\text{O}$  markiert. Dieser Zustand wird im Zwei-Stufen-Transfer im  $^{14}\text{C}$ -Zweig sowohl über den  $0_1^+$ -Grundzustand als auch über den  $0_2^+$ -Cluster-Zustand bei 6.59 MeV bevölkert. Dagegen wird er im  $^{16}\text{O}$ -Zweig nur über den  $0_2^+$ -Cluster-Zustand bei 6.05 MeV in  $^{16}\text{O}$  erreicht, weil der  $^{16}\text{O}$ -Grundzustand nicht die Cluster-Struktur  $^{12}\text{C}\otimes\alpha$  besitzt.

Die Ergebnisse der FRESKO-Rechnungen für die in der vorliegenden Arbeit beobachteten Banden in  $^{18}\text{O}$  sind in den Abbildungen 6.22 und 6.23 im Winkelbereich  $0^\circ \leq \theta_{cm} \leq 100^\circ$  dargestellt.

Nahezu alle theoretischen Winkelverteilungen zeigen einen relativ glatten Verlauf. Aus der Anpassung der Rechnungen an die experimentellen Daten ergeben sich die Stärke-Faktoren (**SF**), die die Kernstrukturinformationen enthalten, sie sind in Tabelle 6.15 für die verschiedenen Banden zusammengestellt. Da für die Struktur der beteiligten Zustände keine theoretischen Rechnungen ihrer Wellenfunktionen und ihrer spektroskopischen Amplituden vorliegen, gibt der Stärke-Faktor SF nur einen über die verschiedenen Wege gemittelten Wert an, der in der Größenordnung eins liegen sollte.

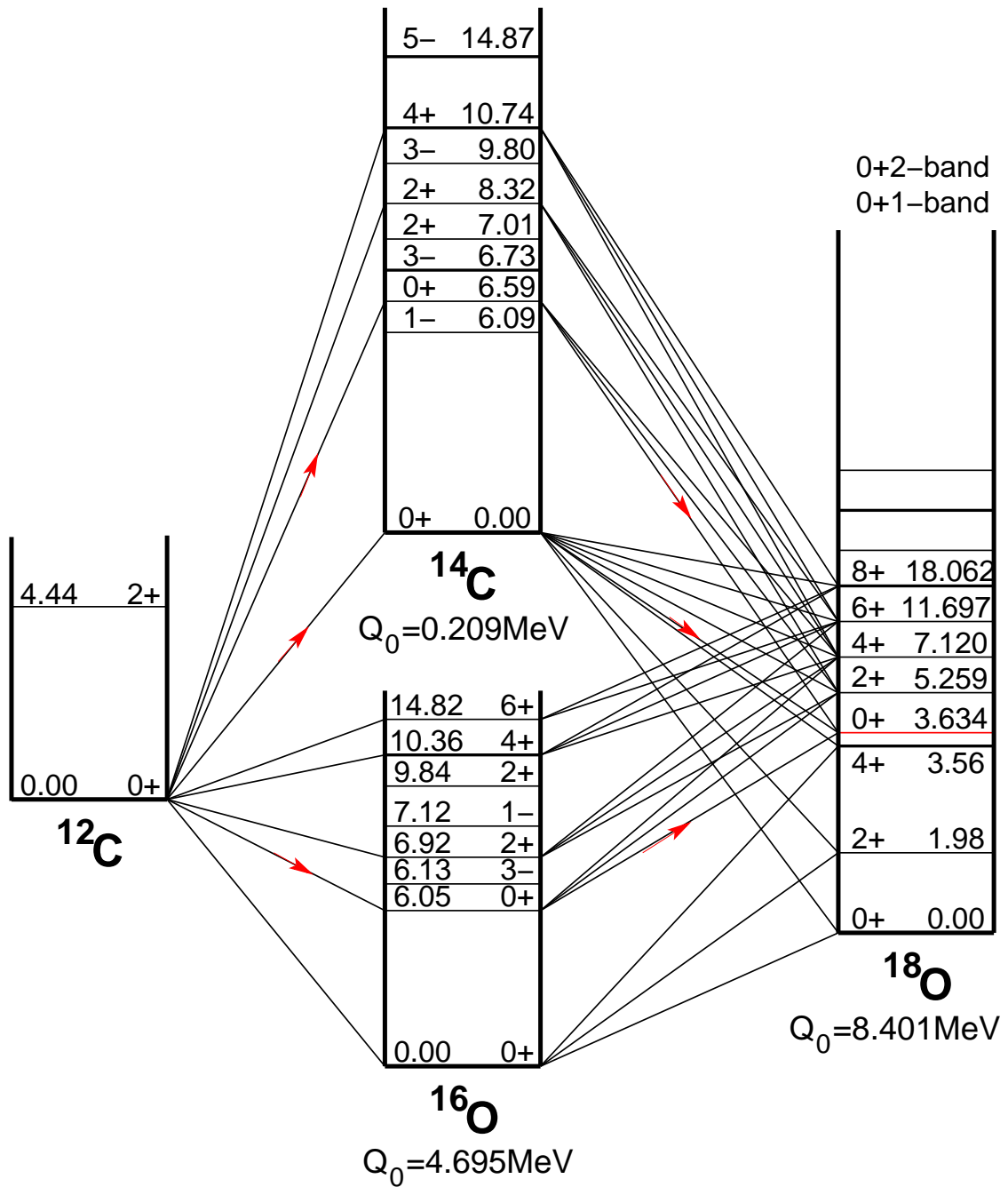


Abbildung 6.21: Kopplungsschema des Target-Übergangs der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},p)^{18}\text{O}$ -Reaktion in den FRESKO-Rechnungen für die Berechnung der Winkelverteilungen der Mitglieder der  $0_1^+$ -Grundzustandsbande und der  $0_2^+$ -Cluster-Bande. Als Beispiel sind mit den roten Pfeilen die Kopplungswege zum  $0_2^+$ -Bandenkopf ( $E_x = 3.634$  MeV) der  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Rotationsbande markiert (siehe Text).

Für einen einzelnen Transferweg, z.B.  $^{12}\text{C}(\text{g.s.}) \rightarrow ^{16}\text{O}(0_2^+, 6.05 \text{ MeV}) \rightarrow ^{18}\text{O}(0_2^+, 3.63 \text{ MeV})$ , ist SF durch das Quadrat der vier spektroskopischen Amplituden gegeben ( $P = \text{Projektil}$ ,  $T = \text{Target}$ ):

$$A_{\alpha_1, P}(^7\text{Li} = t \otimes \alpha) \cdot A_{\alpha_2, T}(^{16}\text{O}_{0_2^+} = ^{12}\text{C}_{\text{g.s.}} \otimes \alpha) \cdot A_{2n, P}(t = p \otimes 2n) \cdot A_{2n, T}(^{18}\text{O}_{0_2^+} = ^{16}\text{O}_{0_2^+} \otimes 2n)$$

d.h.

$$SF = SF_P \cdot SF_T = |A_{\alpha_1, P} \cdot A_{2n, P}|^2 \cdot |A_{\alpha_2, T} \cdot A_{2n, T}|^2$$

Für den Stärke-Faktor  $SF_P$  im Projektil-Übergang gibt es für den Zweig über  $^{14}\text{C}$  bzw.  $^{16}\text{O}$  jeweils nur einen Wert, während  $SF_T$  die eigentliche Strukturinformation über den  $^{18}\text{O}$ -Kern enthält.

Wie das Beispiel des in Abbildung 6.21 dargestellten Kopplungsschemas zeigt, werden nur wenige Zwischenzustände einbezogen, nämlich nur solche, deren Struktur zur Bevölkung der Endkonfiguration in  $^{18}\text{O}$  beitragen kann. Mit dieser Prämisse ergeben sich sinnvolle Werte der Stärke-Faktoren, also solche, im Bereich zwischen 0.1 und 10 liegen. Eine detaillierte quantitative theoretische Analyse mit aus Strukturmodell-Rechnungen gewonnenen Amplituden würde einen erheblichen Mehraufwand erfordern und den Rahmen dieser Arbeit weit überschreiten.

Tabelle 6.15: Stärke-Faktoren SF der Zustände der in  $^{18}\text{O}$  beobachteten Bandenstrukturen.

	$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	SF		$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	SF
$K^\pi = 0_1^+$	$0^+$	0.004	3.1	$K^\pi = 1_1^-$	$1^-$	4.457	0.3
	$2^+$	1.982	7.0		$2^-$	5.534	2.0
	$4^+$	3.558	12.0		$3^-$	8.283	0.2
					$(4^-)$	11.115	1.5
$K^\pi = 0_2^+$	$0^+$	3.638	0.035	$K^\pi = 0_2^-$	$1^-$	8.035	1.0
	$2^+$	5.259	0.2		$(3^-)$	9.711	1.9
	$4^+$	7.120	0.47		$(5^-)$	13.618	1.4
	$6^+$	11.696	8.0		$(7^-)$	18.632	3.5
	$(8^+)$	18.062	4.0				
$K^\pi = 0_4^+$	$0^+$	7.796	0.67	—	—	—	—
	$2^+$	8.217	0.8				
	$4^+$	10.293	0.85				
	$6^+$	12.545	4.8				
	$(8^+)$	15.800	6.2				

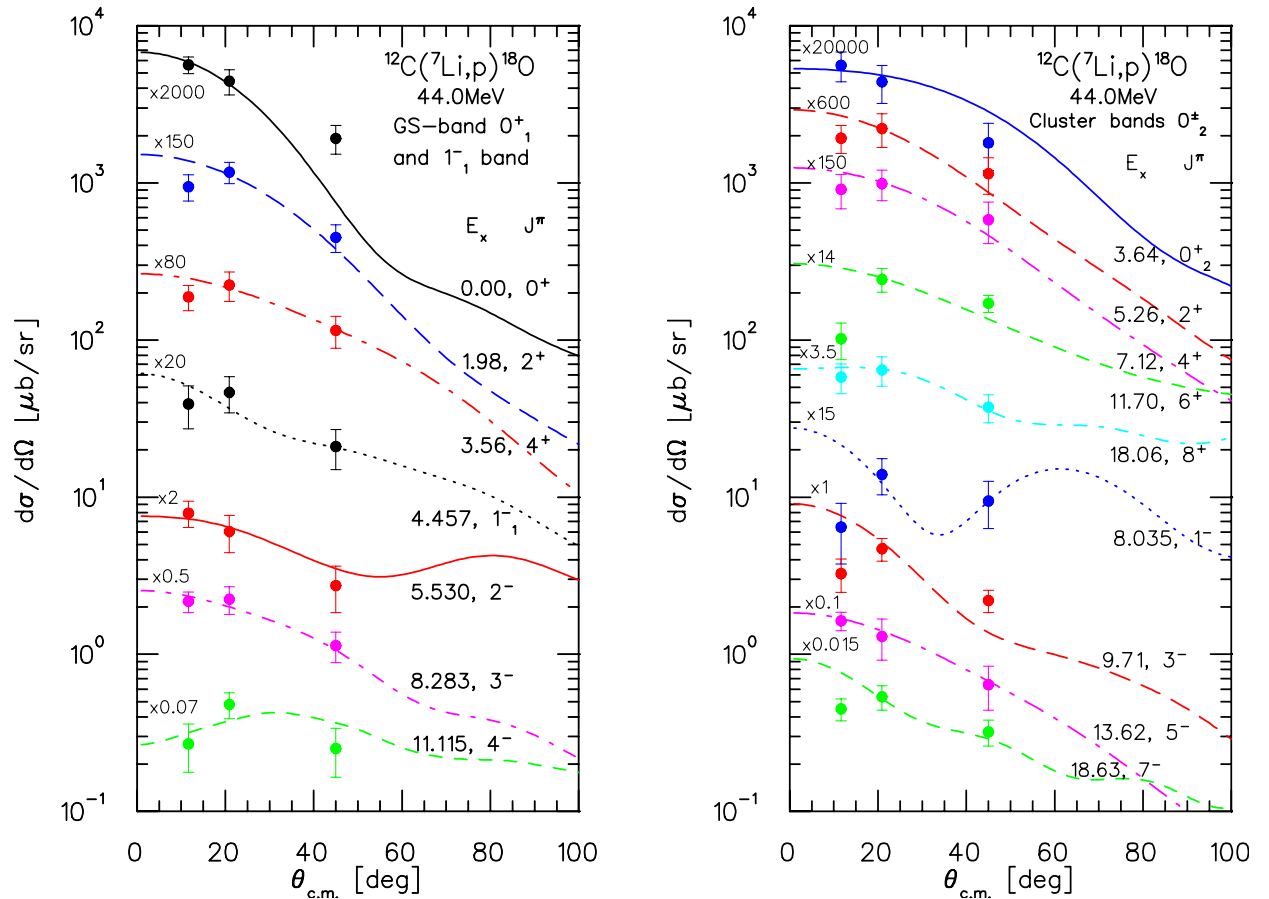


Abbildung 6.22: Winkelverteilungen der Zustände der (2p-0h)-Grundzustandsbande und der  $K^\pi = 1^-$ -Konfigurationsbande (links) und der  $0_2^+$ - und  $0_2^-$ -Cluster-Banden (rechts) von  $^{18}\text{O}$ . Die Linien repräsentieren FRESKO-Rechnungen mit gekoppelten Kanälen (siehe Text). In beiden Abbildungen sind für jeden Zustand die Anregungsenergie (in MeV), der Spin, die Parität und der Plot-Faktor (zur Darstellung mit einer gemeinsamen Skala) angegeben.

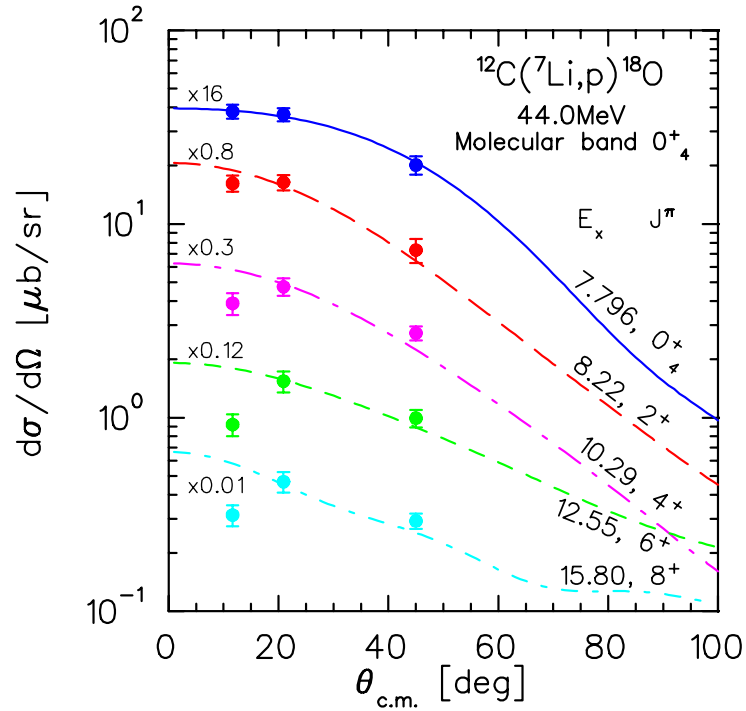


Abbildung 6.23: Winkelverteilungen der Zustände der  $K^\pi = 0_4^+$  molekularen Bande (siehe dazu auch Abb. 6.22).

## 6.5 Zusammenfassung für den $^{18}\text{O}$ -Kern

In der vorliegenden Arbeit wurden die in  $^{18}\text{O}$  beobachteten Konfigurations- bzw. Rotationsbanden diskutiert, die experimentellen Ergebnisse sind gemeinsam in Abbildung 6.24 dargestellt.

Sowohl die  $0^+$ -Grundzustandsbande als auch die  $K^\pi = 1^-$ -Bande entsprechen beide einer Teilchen-Loch-Anregung mit einer (2p-0h)- bzw. (3p-1h)-Struktur und haben die größte Steigung (vgl. Zahlen unten rechts in Abb. 6.24) und damit die kleinste Deformation. Für den Grundzustand ist die Deformation aus dem  $B(E2)$ -Wert von  $45 \text{ fm}^4 e^2$  bekannt, sie beträgt  $\beta_2 = 0.354$ .

Aus der Spektren-Analyse ergeben sich außerdem zwei Paritätsdubletts,  $0_2^\pm$  mit einer intrinsischen  $^{14}\text{C} \otimes \alpha$ -Struktur und  $0_4^\pm$  mit einer intrinsischen  $^{12}\text{C} \otimes 2n \otimes \alpha$ -Konfiguration. Beide Paritätsdubletts haben eine starke Oktupoldeformation, die zu einer Energieaufspaltung zwischen der Bande positiver und derjenigen negativer Parität führt. Diese Energieaufspaltung beträgt  $3.94 \text{ MeV}$  für das  $0_2^\pm$ -Cluster-Dublett und  $2.44 \text{ MeV}$  für das  $0_4^\pm$  molekulare Dublett.

Neue Ergebnisse wurden insbesondere für die molekularen Banden erhalten. Die  $0_4^-$ -Rotationsbande negativer Parität war noch vollständig unbekannt, und für die molekulare Bande positiver Parität wurde in der vorliegenden Arbeit der  $0_4^+$ -Bandenkopf zum ersten Mal bei  $E_x = 7.796 \text{ MeV}$  Anregungsenergie in  $^{18}\text{O}$  als Teil eines bisher noch nicht aufgelösten Dubletts lokalisiert.



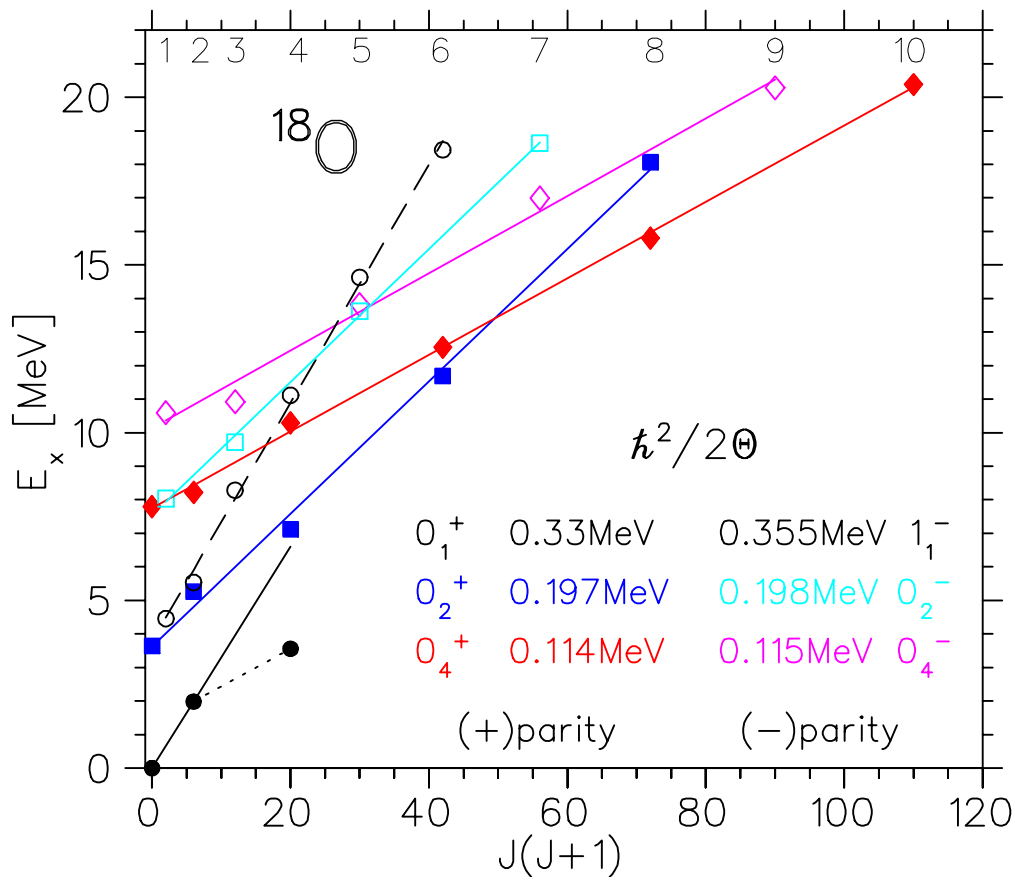


Abbildung 6.24: Bandenstrukturen positiver und negativer Parität in  $^{18}\text{O}$ . Gefüllte und offene schwarze Kreise entsprechen jeweils der  $0_1^+$ -Grundzustandsbande bzw. der  $K^\pi = 1^-$ -Bande. Vierecke repräsentieren die Cluster-Banden einerseits mit positiver (gefüllte dunkelblaue Symbole) und andererseits negativer Parität (offene hellblaue Symbole). Gefüllte und offene Rauten stellen jeweils die Anregungsenergien der molekularen Rotationsbanden positiver und negativer Parität dar.

# Kapitel 7

## Diskussion des $^{20}\text{O}$ -Kerns

### 7.1 Analyse der $^{20}\text{O}$ -Spektren

In Abbildung 7.1 ist das gesamte Anregungsenergiespektrum der  $^{14}\text{C}(^7\text{Li},p)^{20}\text{O}$ -Reaktion bis zu 20.2 MeV bei dem Streuwinkel  $\theta_{lab} = 10^\circ$  dargestellt. Das Prinzip der Analyse des Spektrums ist ausführlich in Abschnitt 5.3 beschrieben. In Tabelle 7.1 sind die Teilchenemissionsschwellen für  $^{20}\text{O}$  angegeben, die für die Beschreibung der Linienform und des Untergrunds im Spektrum von Bedeutung sind. Der Q-Wert der  $^{14}\text{C}(^7\text{Li},p)^{20}\text{O}$ -Reaktion beträgt  $Q_0 = +6.842$  MeV.

Tabelle 7.1: Teilchenemissionsschwellen für den  $^{20}\text{O}$ -Kern.

$S_\alpha$ [MeV]	$S_n$ [MeV]	$S_{2n}$ [MeV]	$S_p$ [MeV]
12.322	7.608	11.565	19.353

Die hellblaue Linie in Abbildung 7.1, die bei 9.88 MeV startet, entspricht der Neutronen-Drei-Körper-Phasenraumverteilung ( $p + n + ^{19}\text{O}^*$ ). Die Schwelle für diesen Prozess liegt bei 7.608 MeV (vgl. Tabelle 7.1), im Fit des  $^{20}\text{O}$ -Spektrums kann dieser Untergrund jedoch erst oberhalb von  $E_x = 8.2$  MeV beitragen, weil im Abschnitt ( $8.0 \leq E_x \leq 8.2$ ) MeV die gesamte Zählratenhöhe durch den Untergrund von  $^{12}\text{C}$  (9% Anteil im  $^{14}\text{C}$ -Target) erklärt wird (dunkelblaue Linie in Abb. 7.1). Dessen Normierung ist durch starke  $^{18}\text{O}$ -Linien mit den Anregungsenergien 7.12 MeV, 10.3 MeV und 13.8 MeV *eindeutig* bestimmt (siehe mittlerer Teil des Spektrums in Abbildung 7.1). Da der Drei-Körper-Untergrund mit zunehmender Anregungsenergie von  $^{19}\text{O}$  sich auf der  $E_x(^{20}\text{O})$ -Skala in Richtung höherer  $E_x$ -Werte verschiebt muss die Anregungsenergie von  $^{19}\text{O}$  also größer als ( $8.2 - S_n = 0.6$ ) MeV sein. Da der erste  $^{19}\text{O}$ -Zustand darüber, ein  $1/2^+$ -Zustand bei 1.468 MeV, nur sehr schwach bevölkert wird (siehe Abbildungen 8.1-8.3), beginnt der ( $p + n + ^{19}\text{O}$ )-Untergrund im  $^{20}\text{O}$ -Spektrum erst bei 9.88 MeV, mit dem  $9/2^+$ -Zustand von  $^{19}\text{O}$  bei 2.273 MeV.

Ein weiterer Drei-Körper-Untergrund entspricht der ( $p+p+^{19}\text{N}_{g.s.}$ )-Phasenraumverteilung und startet bei 19.35 MeV. Die Vier-Körper-Phasenraumverteilung ( $p+n+n+^{18}\text{O}_{g.s.}$ ) (pink-

farbige Linie ab 11.6 MeV) erklärt den wesentlichen Teil des gesamten Untergrundes bei höheren Anregungsenergien.

Für den Fit des  $^{20}\text{O}$ -Spektrums mit den Beiträgen der Targetkontaminationen von  $^{12}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$  wurden die am  $^{12}\text{C}$ - und  $\text{V}_2\text{O}_5$ -Target gemessenen Spektren eingelesen und angepasst. Die Beiträge von  $^{12}\text{C}$  sind im  $^{20}\text{O}$ -Spektrum als dunkelblaue Linie und von  $^{16}\text{O}$  als schwarz-schraffierte Fläche dargestellt. Ab ca. 10 MeV Anregungsenergie in  $^{20}\text{O}$  kann man keine Beiträge mehr von  $^{22}\text{Ne}$  erkennen, dagegen gibt es einen relativ starken  $^{18}\text{O}$ -Untergrund vom  $^{12}\text{C}$ -Gehalt des  $^{14}\text{C}$ -Targets (vgl. Abb. 7.1).

Die Anregungsenergiespektren der  $^{14}\text{C}(^7\text{Li,p})^{20}\text{O}$ -Reaktion bei den Streuwinkeln  $\theta_{lab} = 20^\circ$  und  $39^\circ$  sind in den Abbildungen 7.2 und 7.3 dargestellt.

Insgesamt wurden in der Analyse der  $^{20}\text{O}$ -Spektren **65** Zustände identifiziert, davon **43** bisher unbekannte.

Die vollständige Tabelle mit den Angaben von Anregungsenergien, Wirkungsquerschnitten und Resonanz-Breiten zu allen in der vorliegenden Arbeit beobachteten  $^{20}\text{O}$ -Zuständen befindet sich im Anhang (Tabelle A.2).

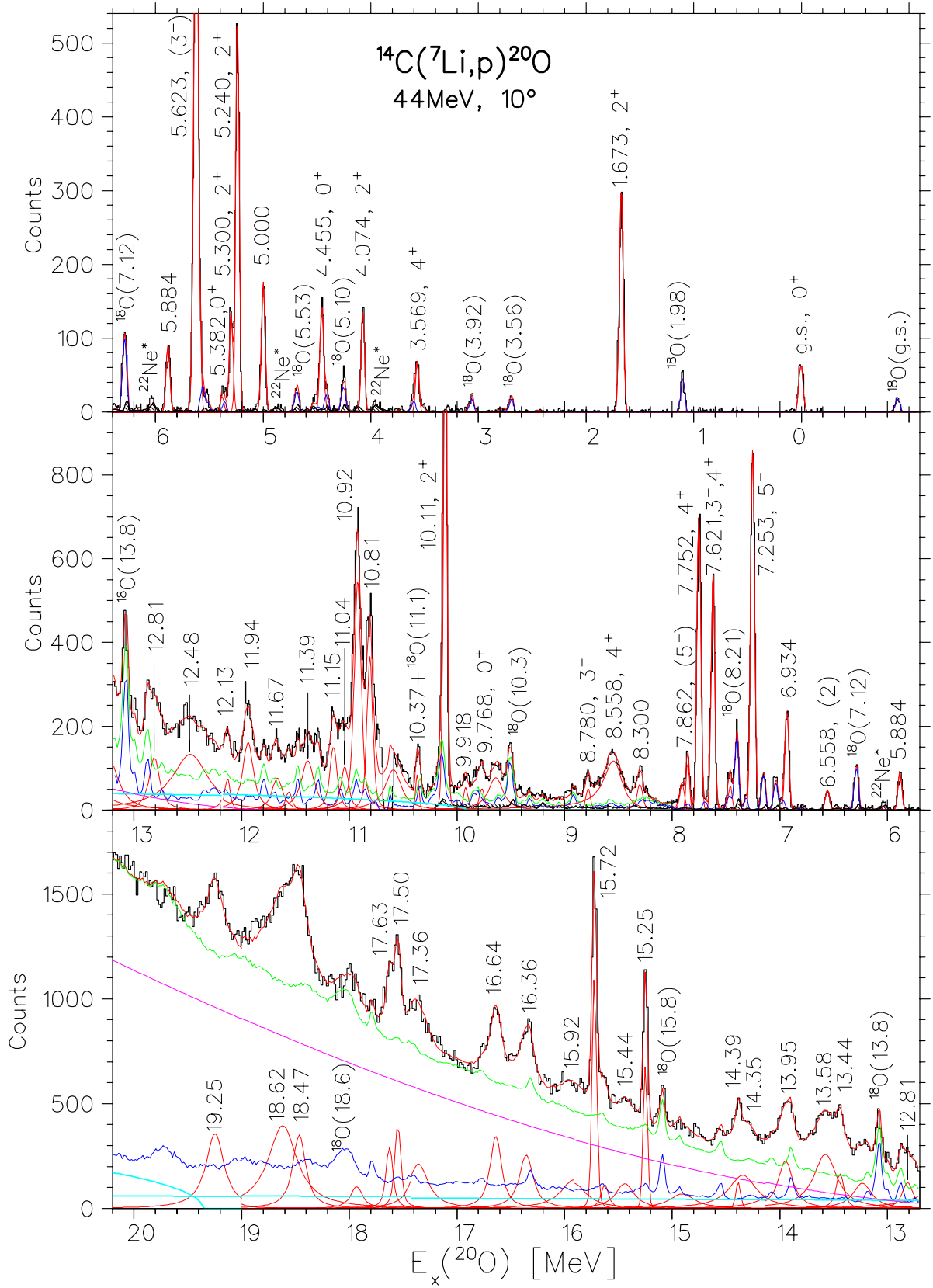


Abbildung 7.1: Spektrum der  $^{14}\text{C}(^7\text{Li},p)^{20}\text{O}$ -Reaktion bei dem Streuwinkel  $\theta_{lab} = 10^\circ$ .

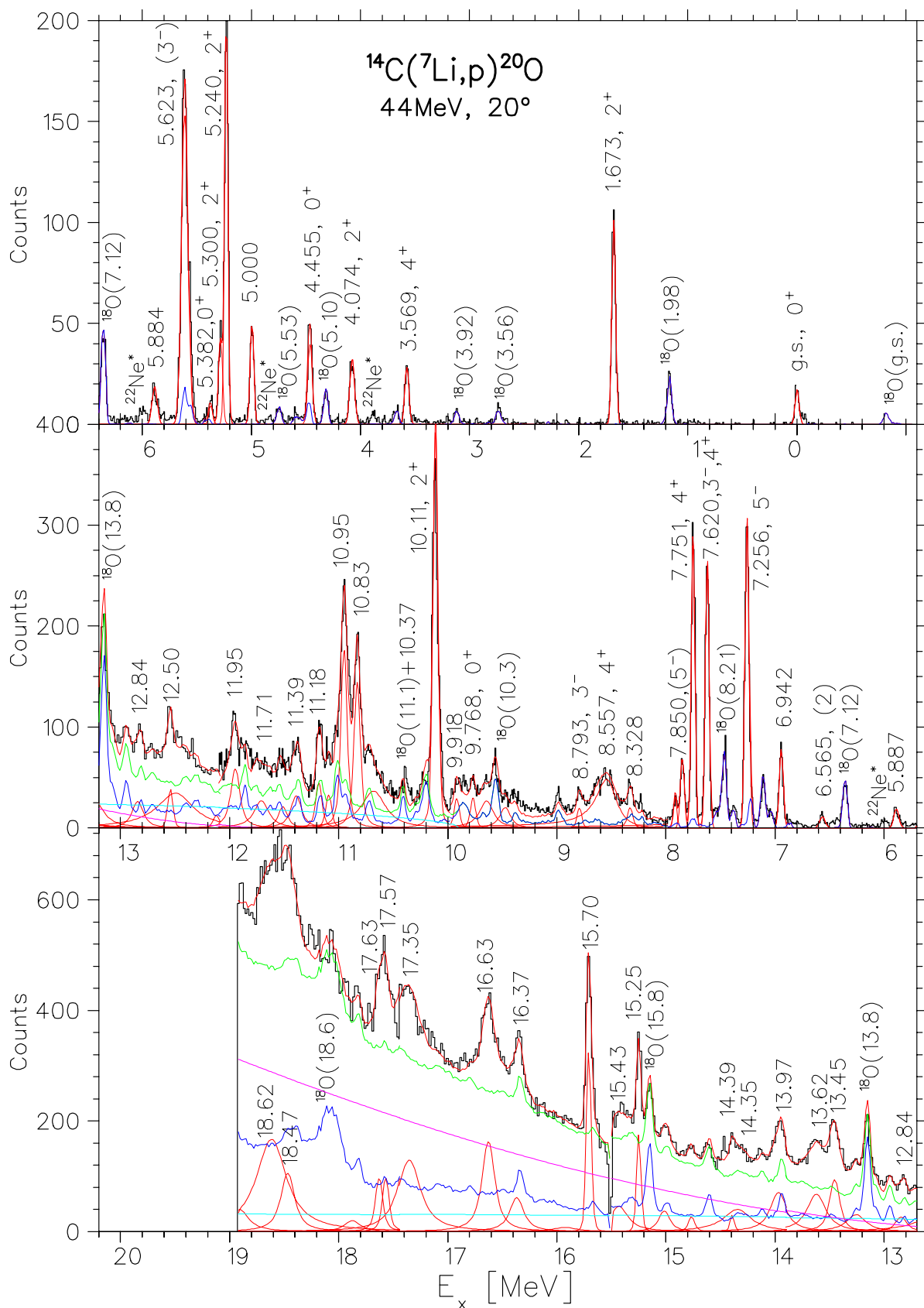


Abbildung 7.2: Spektrum der  $^{14}\text{C}(^7\text{Li},p)^{20}\text{O}$ -Reaktion bei dem Streuwinkel  $\theta_{lab} = 20^\circ$ .

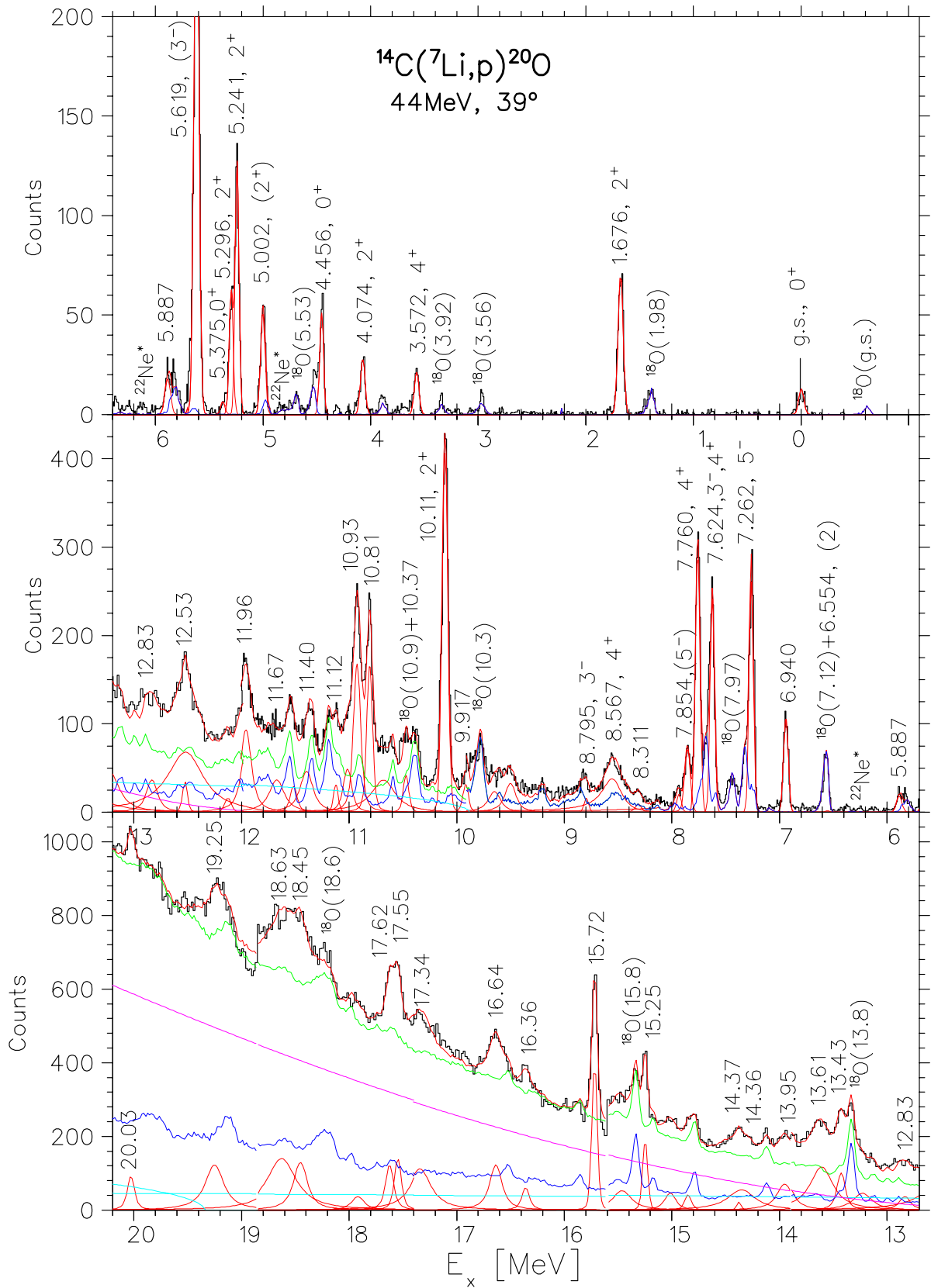


Abbildung 7.3: Spektrum der  $^{14}\text{C}(^7\text{Li},p)^{20}\text{O}$ -Reaktion bei dem Streuwinkel  $\theta_{lab} = 39^\circ$ .

## 7.2 Bandenstrukturen in $^{20}\text{O}$

Die gleichen Überlegungen, die in Abschnitt 6.2 zum  $^{18}\text{O}$ -Kern angestellt wurden, können auch auf das neutronenreiche  $^{20}\text{O}$ -Isotop übertragen werden. Im  $^{20}\text{O}$ -Kern hat die  $0_1^+$ -Grundzustandsbande eine  $^{16}\text{O} \otimes [\nu(sd)^4]$ -Struktur, die einer (4p-0h)-Konfiguration entspricht. Zur Charakterisierung weiterer Strukturen in  $^{20}\text{O}$  reicht aber eine (6p-2h)-Bezeichnung nicht mehr aus, weil es dazu mehrere Cluster-Strukturen gibt, darunter: 1)  $^{14}\text{C} \otimes ^6\text{He}$ , 2)  $^{16}\text{C} \otimes \alpha$ , 3)  $^{14}\text{C} \otimes 2n \otimes \alpha$ . Die  $^{12}\text{C} \otimes 4n \otimes \alpha$ -Struktur entspricht einer (8p-4h)-Konfiguration. Zum Beispiel interpretieren Furutachi, Oryu, Kimura, Doté und Kanada-En'yo in ihrer Arbeit [Fur07] das  $0_2^\pm$ -Paritätsdublett als eine  $^{14}\text{C} \otimes ^6\text{He}$ -Struktur mit einem Deformationsparameter  $\beta = 0.53$  (vgl. Abschnitt 2.2). Die  $0_2^+$ -Bande positiver Parität hat dabei eine Beimischung von einer weniger deformierten ( $\beta = 0.41$ )  $^{12}\text{C} \otimes 4n \otimes \alpha$ -Struktur. Da in der  $^{14}\text{C}(^7\text{Li,p})^{20}\text{O}$ -Reaktion, die in der vorliegenden Arbeit verwendet wird, ein  $^6\text{He}$ -Cluster an den als Target bereits vorhandenen und inerten  $^{14}\text{C}$ -Rumpf transferiert wird, erwarten wir bei der Bevölkerung der  $0_2^+$ -Cluster-Bande, dass im wesentlichen die  $^{14}\text{C} \otimes ^6\text{He}$ -Struktur beiträgt und die  $^{12}\text{C} \otimes 4n \otimes \alpha$ -Konfiguration vernachlässigt werden kann.

In den theoretischen Rechnungen für die angeregten Zustände von  $^{20}\text{O}$  werden in der Arbeit von Furutachi *et al.* [Fur07] zwei Rotationsbanden, die zu einem Paritätsdublett gehören und auf einer  $^{16}\text{C} \otimes \alpha$ -Struktur aufbauen, vorhergesagt. Nach den Rechnungen liegen sie aber energetisch so hoch (beide Bandenköpfe liegen dicht nebeneinander bei ca. 14 MeV Anregungsenergie), dass wir ihre Mitglieder in der Vielzahl der bisher noch unbekannt hoch-liegenden Zustände unseres Spektrums (vgl. Abbildung 7.1), für die es noch keine Spinbestimmung gibt, nicht lokalisieren können.

Außer der oben genannten  $^{14}\text{C} \otimes ^6\text{He}$  Cluster-Konfiguration (das  $0_2^\pm$ -Paritätsdublett) wurde in der vorliegenden Arbeit auch eine  $^{14}\text{C} \otimes 2n \otimes \alpha$  molekulare Struktur in  $^{20}\text{O}$  beobachtet, zu der eine Rotationsbande mit dem  $0_3^+$ -Bandenkopf bei  $E_x=9.77$  MeV gehört. Da es keine Information über die Zustände negativer Parität im  $^{20}\text{O}$ -Kern oberhalb 10 MeV Anregungsenergie gibt, konnten in der vorliegenden Arbeit keine Aussagen über den Paritätspartner, einer  $K^\pi = 0_3^-$  molekulare Rotationsbande negativer Parität, getroffen werden.

In den folgenden Abschnitten werden die in der  $^{14}\text{C}(^7\text{Li,p})^{20}\text{O}$ -Reaktion (vgl. Abb. 7.1) beobachteten Konfigurations- bzw. Rotationsbanden, die den oben genannten Strukturen im  $^{20}\text{O}$ -Kern entsprechen, diskutiert.

### 7.2.1 Die $0_1^+$ -Grundzustandsbande

Die Grundzustandsbande von  $^{20}\text{O}$ , die sich als eine  $^{16}\text{O}_{gs} \otimes [\nu(sd)^4]$ -Schalen-Modell-Konfiguration verstehen lässt, ist durch Messungen der  $^{18}\text{O}(t,p)^{20}\text{O}$ -Reaktion von LaFrance *et al.* [LaF79] und Pilt *et al.* [Pil79] experimentell gut bekannt. In diesen Daten endet sie mit dem  $4^+$ -Zustand bei 3.57 MeV.

Die Mitglieder der  $0_1^+$ -Konfigurationsbande (siehe Tabelle 7.2) können sowohl durch Schalen-Modell-Rechnungen von LaFrance *et al.* [LaF79] als auch mit OXBASH-Rechnungen [Oxbash], die in der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden (vgl. Abschnitt 6.3.2), gut wie-

Tabelle 7.2: Anregungsenergien, Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten der Mitglieder der Grundzustandsbande von  $^{20}\text{O}$ . Literaturwerte für Energie, Spin und Parität wurden aus [Til00b] entnommen.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$(d\sigma/d\Omega)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$E_{SM}$ [MeV] vorl. Arb.	$E_{SM}$ [MeV] [LaF79]	$E_{GCM}$ [MeV] [Des98]	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$0^+$	0.000(4)	0.95(10)	0.000	0.000	0.0	$0^+$	0.000
$2^+$	1.673(4)	4.08(21)	2.098	1.869	1.6	$2^+$	1.674
$4^+$	3.569(5)	0.76(6)	4.115	3.620	2.6	$4^+$	3.570

dergegeben werden. Hier sollte außerdem erwähnt werden, dass mit der (4p-0h)-Struktur grundsätzlich auch  $6^+$ -Konfigurationen gekoppelt werden können. So liegt der erste  $6^+$ -Zustand von  $^{20}\text{O}$  in Schalen-Modell-Rechnungen mit OXBASH bei 9.83 MeV Anregungsenergie. Die (4p-0h)-Konfiguration hat dabei einen Anteil von 75%. Dagegen besitzen die nächsten  $6^+$ -Zustände in der OXBASH-Rechnung alle eine (6p-2h)-Konfiguration.

Die für die  $0_1^+$ -Bande mit der GCM-Methode berechneten Werte von Descouvemont [Des98] stimmen mit dem  $0_1^+$ - und dem  $2_1^+$ -Zustand recht gut überein, der theoretische Wert für den  $4_1^+$ -Zustand liegt jedoch ca. 1 MeV zu tief. Als Basis wurde bei den Rechnungen von Descouvemont für den  $^{20}\text{O}$ -Kern ein ( $^{16}\text{O}+2n+2n$ ) Drei-Cluster-Modell angenommen. Die dabei berechneten E2-Stärken, die für die  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$  und  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$   $\gamma$ -Übergänge besonders groß ausfallen ( $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 3.5 e^2\text{fm}^4$  und  $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 2.1 e^2\text{fm}^4$ ), lassen hier auf eine Bandenstruktur schliessen.

Die experimentellen und theoretischen Daten zur  $0_1^+$ -Grundzustandsbande in  $^{20}\text{O}$  sind in Abbildung 7.4 dargestellt.

## 7.2.2 Die $0_2^+$ -Cluster-Bande

Die  $0_2^+$ -Rotationsbande, die in Tabelle 7.3 aufgeführt ist, entspricht einer deformierten  $^{14}\text{C} \otimes ^6\text{He}$ -Struktur. Der höchste in  $^{20}\text{O}$  überhaupt bekannte Zustand lag bisher bei einer Anregungsenergie von 12.96 MeV [Sum06], deshalb gab es bisher für den  $6^+$ - und  $8^+$ -Zustand keinen Literaturwert zum Vergleich.

Die ersten drei Zustände der Bande wurden im Jahr 1979 in der Arbeit von LaFrance *et al.* [LaF79] unter Verwendung der  $^{18}\text{O}(t,p)$ -Reaktion als Mitglieder der (6p-2h)-Rotationsbande identifiziert (siehe Tabelle 7.3, Spalte 5). Es wurden Zustände bis zu 10.3 MeV Anregungsenergie gemessen und mit den Ergebnissen von DWBA-Rechnungen (Abschnitt 3.2), die ebenfalls in der Arbeit von LaFrance *et al.* [LaF79] durchgeführt wurden, verglichen. Dabei konnten neben der Grundzustandsbande auch Zustände einer kollektiven (6p-2h)-Anregung bestimmt werden:  $0^+$ , 4.45 MeV,  $2^+$ , 5.30 MeV und  $4^+$ , 7.75 MeV.



Tabelle 7.3: Anregungsenergien, Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten der Mitglieder der  $0_2^+$ -Cluster-Bande positiver Parität von  $^{20}\text{O}$ . Literaturwerte für Energie, Spin und Parität wurden aus [Til00b] entnommen. Für vorläufige Spin- und Paritätszuordnung siehe Text.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$(d\sigma/d\Omega)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$E_x$ [MeV] [LaF79]	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$0^+$	4.455(5)		1.80(10)	4.456	$0^+$	4.456
$2^+$	5.240(4)		6.34(19)	5.304	$2^+$	5.234
$4^+$	7.752(4)	<10	9.45(26)	7.754	$4^+$	7.754
$(6^+)$	10.924(6)	44(9)	13.20(28)			
$(8^+)$	15.720(8)	10(5)	18.85(31)			

In der vorliegenden Arbeit wurden sowohl experimentell (vgl. Abbildung 7.1 und Tabelle 7.3) als auch theoretisch (vgl. Abbildung 7.4) der  $0^+$ -Zustand bei 4.455 MeV, der  $2^+$ -Zustand bei 5.240 MeV und der  $4^+$ -Zustand bei 7.754 MeV als Mitglieder der  $0_2^+$ -Cluster-Bande positiver Parität, die einer  $^{14}\text{C} \otimes ^6\text{He}$ -Struktur in  $^{20}\text{O}$  entspricht, bestimmt. Die Anregungsenergie des  $2^+$ -Zustandes unterscheidet sich jedoch von dem Wert von LaFrance *et al.* [LaF79]. Es gibt in diesem Energiebereich in  $^{20}\text{O}$  zwei bekannte  $2^+$ -Zustände nebeneinander:  $2_3^+$  (5.234) und  $2_4^+$  (5.304). Gemäß der  $J(J+1)$ -Systematik wären beide Zustände gute Kandidaten für die  $0_2^+$ -Rotationbande. Bei der Überprüfung der  $(2J+1)$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte zeigt sich jedoch, dass die Wirkungsquerschnitte des  $2^+$ -Zustand bei 5.304 MeV systematisch deutlich zu tief liegen:  $10^\circ$ : **2.28**  $\mu\text{b/sr}$ ,  $20^\circ$ : **1.84**  $\mu\text{b/sr}$ ,  $39^\circ$ : **1.17**  $\mu\text{b/sr}$ , während sowohl der  $2^+$ -Zustand bei 5.234 MeV (Wirkungsquerschnitte: bei  $10^\circ$ : **6.34**  $\mu\text{b/sr}$ , bei  $20^\circ$ : **6.65**  $\mu\text{b/sr}$ , bei  $39^\circ$ : **2.44**  $\mu\text{b/sr}$ ), als auch die anderen Mitglieder dieser  $0_2^+$ -Cluster-Bande der  $(2J+1)$ -Systematik gut folgen. Mit dem  $2^+$ -Zustand bei 5.234 MeV zeigt sich eine sehr gute Liniarität bei allen drei Winkeln (siehe Abbildung 7.5).

Auch die Schalen-Modell-Rechnungen mit OXBASH [Oxbash] aus der vorliegenden Arbeit deuten darauf hin, dass der  $2_3^+$ -Zustand eine kollektivere Struktur aufweist.

Unter Verwendung der  $J(J+1)$ -Regel für die Anregungsenergien einer Rotationsbande und mit dem Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten (siehe Tabelle 7.3) werden die beiden Zustände  $(6^+)$ ,  $E_x=10.924$  MeV, und  $(8^+)$ ,  $E_x=15.720$  MeV, als weitere Mitglieder dieser Cluster-Bande vorgeschlagen. Bei der Auswahl der Zustände für die  $^{14}\text{C} \otimes ^6\text{He}$ -Rotationsbande wurde berücksichtigt, dass in der  $(^7\text{Li},p)$ -Reaktion, also in einem  $^6\text{He}$ -Transfer, solche Zustände besonders stark bevölkert werden sollten (vgl. Abbildungen 7.1-7.3).

Die gemessenen Anregungsenergien sind für die Bandenmitglieder der  $0_2^+$ -Cluster-Bande positiver Parität in Abbildung 7.4 über dem  $J(J+1)$ -Wert aufgetragen. Die durchgezogenen Linien entsprechen einem linearen Fit durch die experimentellen Werte. Die offe-

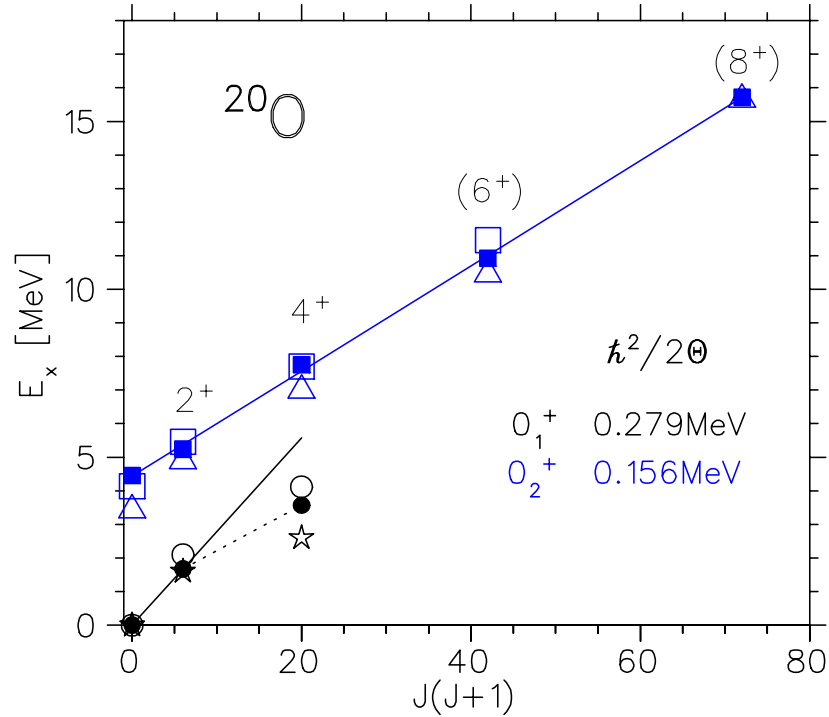


Abbildung 7.4: Bandenstrukturen positiver Parität in  $^{20}\text{O}$ . Die durchgezogenen Linien repräsentieren einen linearen Fit durch die experimentellen Werte (gefüllte Kreise entsprechen der Grundzustandsbande (schwarz) und gefüllte Vierecke der Cluster-Bande (blau)). Die offenen Kreise und Dreiecke stellen Ergebnisse der Schalen-Modell-Rechnungen zur Grundzustands- bzw.  $0_2^+$ -Bande dar. Die offenen Sterne entsprechen den GCM-Cluster-Rechnungen von Descouvemont [Des98] (siehe Abschnitt 7.2.1) und die offenen Vierecke mit einer Verschiebung von  $-6.3$  MeV den (AMD+GCM)-Cluster-Rechnungen von Furutachi *et al.* [Fur07]. Im Text ist eine detailliertere Beschreibung dieser Abbildung gegeben.

nen blauen Dreiecke stellen Ergebnisse der Schalen-Modell-Rechnungen [Oxbash] dar (vgl. Abschnitt 6.3.2). Dabei wurde für die Cluster-Bande eine  $(6p-2h)$ -Konfiguration mit einer  $(2p-2h)$ -Protonen-Anregung des  $^{16}\text{O}$ -Rumpfes angenommen.

Die (AMD+GCM)-Cluster-Rechnungen von Furutachi *et al.* [Fur07] (vgl. Abschnitte 2.6 und 6.2) zur  $0_2^+$ -Cluster-Bande sind in Abbildung 7.4 als offene Dreiecke mit einer gemeinsamen Verschiebung von  $-6.3$  MeV dargestellt.

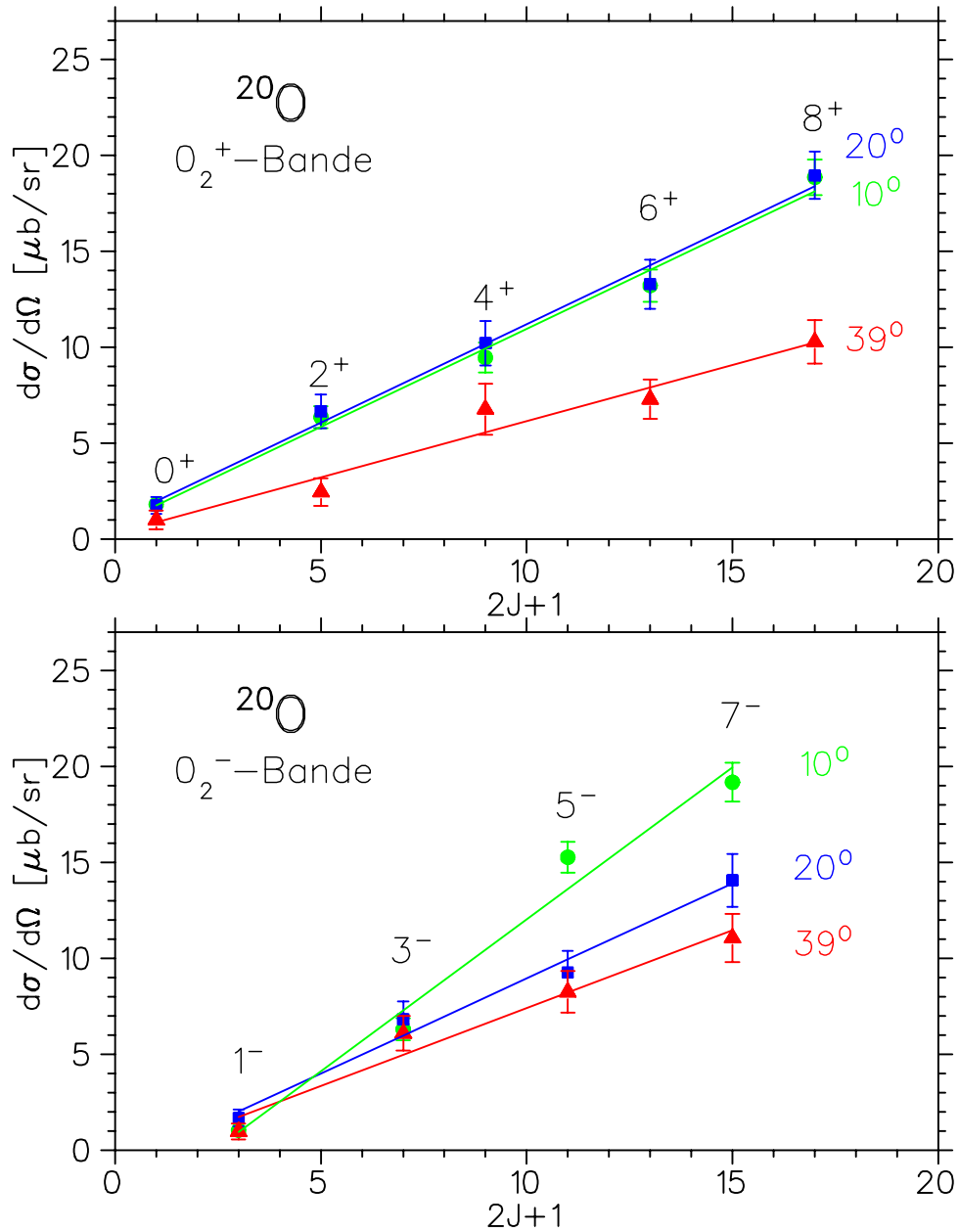


Abbildung 7.5: Differentielle Wirkungsquerschnitte der  $0_2^+$ -Cluster-Bande (oben) und  $0_2^-$ -Cluster-Bande (unten) in  $^{20}\text{O}$  aufgetragen über dem  $(2J+1)$ -Wert. Gefüllte Kreise (grün) entsprechen den experimentellen Werten bei dem Streuwinkel von  $10^\circ$ , gefüllte Vierecke (blau) bei  $20^\circ$  und gefüllte Dreiecke (rot) bei  $39^\circ$ .

### 7.2.3 Die $0_2^-$ -Cluster-Bande

Zustände negativer Parität in  $^{20}\text{O}$  wurden bisher kaum untersucht. In der Kompilation von Tilley *et al.* [Til00b] gibt es zu diesem Isotop keinen Anregungszustand mit  $J^\pi = 1^-$ , und der erste Zustand negativer Parität liegt bei 5.614 MeV mit  $J^\pi = (3)^-$ . Im Jahre 2002 wurde von Tryggestad *et al.* [Try02] ein Experiment mit direkter Anregung von  $^{20}\text{O}$  und anschließender Messung der  $\gamma$ -Strahlung durchgeführt, und dabei wurden zum ersten Mal zwei  $1^-$ -Zustände bei 5.35 MeV und 6.85 MeV gefunden. Beide Zustände werden in der ( $^7\text{Li},p$ )-Reaktion offenbar nur äußerst schwach bevölkert, denn der erste wird von anderen  $^{20}\text{O}$ -Linien überdeckt und der zweite, der in einem freien Bereich liegt, ist nicht zu sehen (vgl. Abbildung 7.1).

Bei der Lokalisierung der  $0_2^-$ -Cluster-Bande, die zu dem  $0_2^\pm$ -Paritätsdublett gehört, wurden deshalb zur Orientierung die aus dem  $^{20}\text{O}$ -Spektrum (Abb. 7.1) entnommenen Anregungsenergien mit den von Furutachi *et al.* [Fur07] berechneten Werten zu dieser Bande verglichen. Aus den (AMD+GCM)-Rechnungen ergibt sich eine Energieaufspaltung von 5.5 MeV für dieses Cluster-Paritätsdublett. Nach Tryggestad *et al.* [Try02] entspricht dieser Wert ungefähr einer Ein-Teilchen-Ein-Loch-Anregungsenergie zwischen der ( $p_{1/2}$ )-Schale und der ( $sd$ )-Schale in  $^{20}\text{O}$ . Deshalb wird der  $1^-$ -Bandenkopf in der Nähe von  $(4.4+5.5 = 10)$  MeV Anregungsenergie vermutet. In der vorliegenden Arbeit wird in diesem Energiebereich ein Zustand bei 9.918 MeV beobachtet (Abb. 7.1), der mit dem 9.884 MeV Zustand mit der vorläufigen Spin- und Paritätszuordnung ( $1^-, 2^-, 3^-$ ) von Sumithrarachchi, *et al.* [Sum06] identifiziert und nun als der  $1^-$ -Bandenkopf vorgeschlagen wird (vgl. Tabelle 7.4).

Tabelle 7.4: Anregungsenergien, Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten der als Mitglieder der  $0_2^-$ -Cluster-Bande von  $^{20}\text{O}$  vorgeschlagenen Zustände. Literaturwerte waren bisher für diese Bande nicht bekannt. Für vorläufige Spin- und Paritätszuordnung siehe Text.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$(d\sigma/d\Omega)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$E_x$ [MeV] $\beta$ -Zerfall von $^{20}\text{N}$ [Sum06]
( $1^-$ )	9.918(5)	20(4)	0.71(5)	9.884 ( $1^-, 2^-, 3^-$ )
( $3^-$ )	11.941(8)	90(6)	6.30(19)	
( $5^-$ )	16.356(5)	113(11)	15.26(27)	
( $7^-$ )	18.465(15)	130(14)	19.17(34)	

Die hohe Energieaufspaltung ist vermutlich auf die höhere Bindungsenergie der Protonen in der neutronenreichen Umgebung innerhalb von  $^{20}\text{O}$  zurückzuführen, da die negative Parität eine Teilchen-Loch-Anregung aus der ( $1p$ )- in die ( $sd$ )-Schale erfordert. Schalen-Modell-Rechnungen zeigen, dass die ( $1p$ - $1h$ )-Anregung für alle  $1^-$ -Zustände in  $^{20}\text{O}$  bis 11 MeV Anregungsenergie von der Protonen-Anregung dominiert wird.

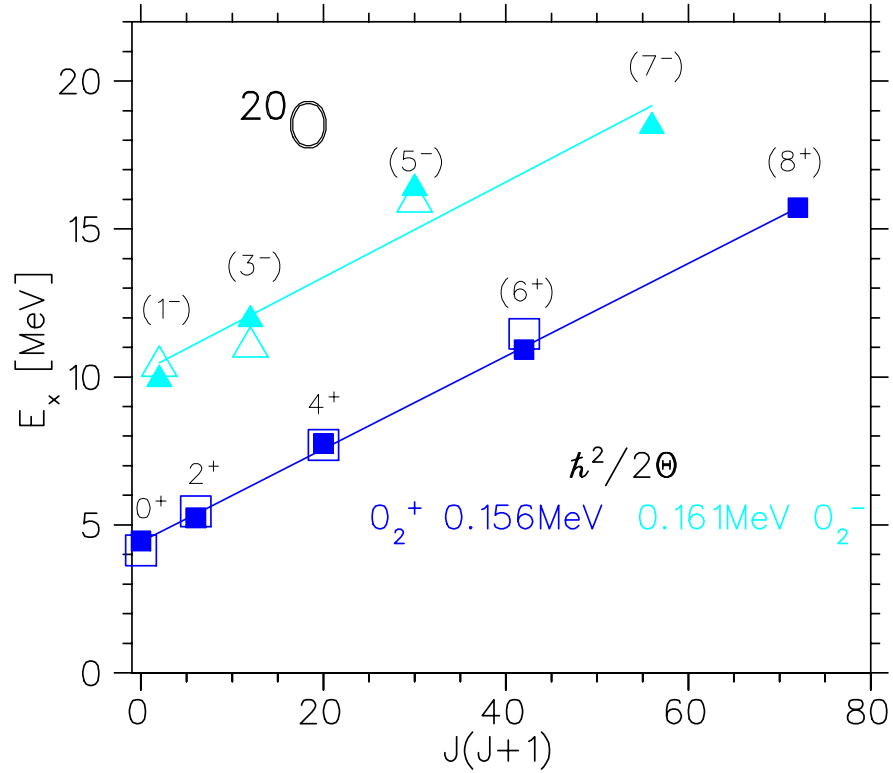


Abbildung 7.6: Cluster-Bandenstrukturen positiver (gefüllte dunkelblaue Vierecke) und negativer (gefüllte hellblaue Dreiecke) Parität in  $^{20}\text{O}$ . Die durchgezogenen Linien entsprechen einem linearen Fit durch die experimentellen Werte. Die offenen Dreiecke und Vierecke stellen Ergebnisse der (AMD+GCM)-Cluster-Rechnungen von Furutachi *et al.* [Fur07] dar. Dabei wurden alle Zustände positiver und negativer Parität gemeinsam um  $-6.3 \text{ MeV}$  verschoben.

Nach Furutachi *et al.* [Fur07] hat die  $^{14}\text{C} \otimes ^6\text{He}$ -Struktur der  $0_2^-$ -Cluster-Bande eine Deformation von  $\beta = 0.50$ . Diese Rotationsbande hat also ein ähnliches Trägheitsmoment wie die  $0_2^+$ -Cluster-Bande positiver Parität ( $\beta = 0.53$ ) und sollte daher im  $E_x$ - $J(J+1)$ -Diagramm parallel zu der  $0_2^+$ -Bande verlaufen.

Nicht nur die Abhängigkeit der Anregungsenergien  $E_x$  von  $J(J+1)$ , sondern auch der Wirkungsquerschnitte von  $(2J+1)$  (vgl. Abbildung 7.5) und der Resonanzbreiten  $\Gamma$  der Zustände von  $E_x$  zeigen ein sehr systematisches Verhalten für die in Tabelle 7.4 vorgeschlagenen vier Mitglieder der  $0_2^-$ -Bande (siehe auch Abb. 7.1).

In Abbildung 7.6 sind die gemessenen Anregungsenergien über dem  $J(J+1)$ -Wert für das  $0_2^\pm$ -Paritätsdublett in  $^{20}\text{O}$  aufgetragen.

## 7.2.4 Die $0_3^+$ molekulare Bande

Zu den neuen Ergebnissen, die für das  $^{20}\text{O}$ -Isotop in dieser Arbeit gefunden wurden, gehört eine bisher noch nicht beobachtete Bande positiver Parität, die auf einem bekannten  $J^\pi = 0^+$  Zustand bei 9.768 MeV [Til00b] aufbaut und vermutlich eine molekulare  $^{14}\text{C}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$  Struktur hat.

Als zweites Mitglied dieser  $K^\pi = 0_3^+$ -Rotationsbande wurde ein bekannter  $2^+$ -Zustand bei 10.110 MeV bestimmt (siehe Tabelle 7.5). Unter Verwendung der  $J(J+1)$ -Regel für Anregungsenergien, dem Vergleich von differentiellen Wirkungsquerschnitten und Resonanz-Breiten konnten wir diese molekulare  $^{14}\text{C}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$ -Rotationsbande durch weitere mögliche Mitglieder ( $4^+$ ), ( $6^+$ ), ( $8^+$ ) und ( $10^+$ ) ergänzen.

Tabelle 7.5: Anregungsenergien, Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten der Mitglieder der  $^{14}\text{C}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$  molekularen Bande positiver Parität in  $^{20}\text{O}$ . Literaturwerte für Energie, Spin und Parität wurden aus [Til00b] entnommen. Für vorläufige Spin- und Paritätszuordnung siehe Text.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$(d\sigma/d\Omega)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$0^+$	9.768(5)	20	0.91(6)	$0^+$	9.770
$2^+$	10.110(4)	<10	15.98(26)	$2^+$	10.125
$(4^+)$	10.816(5)	31(6)	7.13(21)		
$(6^+)$	13.947(8)	150(22)	16.10(36)		
$(8^+)$	16.638(10)	110(17)	16.75(29)		
$(10^+)$	19.248(12)	195(33)	28.69(41)		

Die Zustände der neuen  $^{14}\text{C}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$ -Rotationsbande sind ebenfalls, wie die Zustände der  $^{14}\text{C}\otimes ^6\text{He}$ -Cluster-Bande (vgl. Abschnitt 7.2.2), sehr stark bevölkert (Abb. 7.1), in Übereinstimmung mit dem Reaktionsmechanismus eines  $^6\text{He}$ - bzw.  $2\text{n}\otimes\alpha$ -Transfers in der  $(^7\text{Li},p)$ -Reaktion.

In Abbildung 7.7 sind die gemessenen Anregungsenergien in Abhängigkeit vom  $J(J+1)$ -Wert für die Bandenmitglieder der  $0_1^+$ -Grundzustandsbande, der  $^{14}\text{C}\otimes ^6\text{He}$ -Cluster-Bande und der  $^{12}\text{C}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$  molekularen Rotationsbande positiver Parität in  $^{20}\text{O}$  dargestellt. Außerdem werden dort die Ergebnisse der verschiedenen theoretischen Rechnungen zum  $^{20}\text{O}$ -Kern gezeigt. In den Schalen-Modell-Rechnungen mit OXBASH für die molekulare Bande wurde der Konfigurationsraum von  $^{20}\text{O}$  mit einer vollbesetzten ( $1p$ )-Schale für Neutronen festgehalten, d.h. nur Neutronen-Konfigurationen in der ( $sd$ )-Schale trugen bei. Protonen-Konfigurationen waren dabei nicht eingeschränkt.

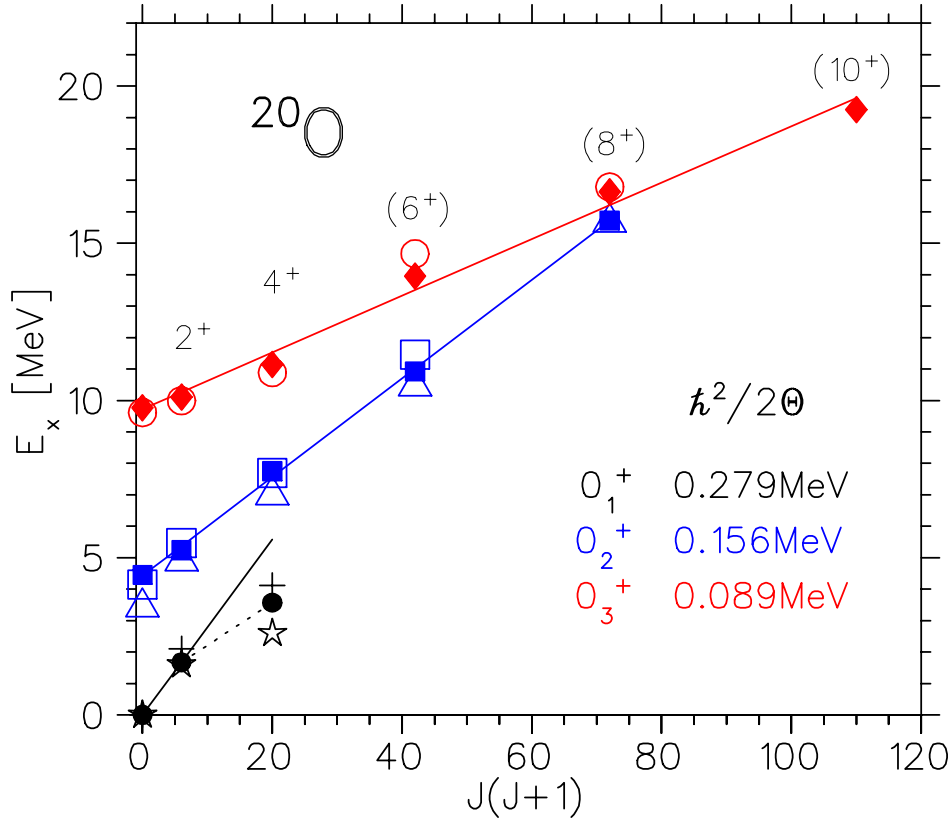


Abbildung 7.7: Bandenstrukturen positiver Parität in  $^{20}\text{O}$  (vgl. Abschnitte 7.2.1, 7.2.2 und 7.2.4). Gefüllte Kreise entsprechen der Grundzustandsbande (schwarz), gefüllte Vierecke der Cluster-Bande (blau) und gefüllte Rauten der molekularen Bande (rot)). Die durchgezogenen Linien repräsentieren einen linearen Fit durch die experimentellen Werte. Die offenen Vierecke beziehen sich auf die (AMD+GCM)-Cluster-Rechnungen von Furutachi *et al.* [Fur07] mit einer Verschiebung von -6.3 MeV und die offenen Kreise, Dreiecke und Sterne entsprechen den Schalen-Modell-Rechnungen mit dem Programm OXBASH [Oxbash]. Die Kreuze stellen Ergebnisse der Drei-Cluster-GCM-Rechnungen von Descouvemont [Des98] dar mit einer ( $^{16}\text{O}+2n+2n$ )-Basiskonfiguration.

Aus den Zahlen rechts in Abbildung 7.7 kann man ersehen, dass die  $^{14}\text{C}\otimes 2n\otimes\alpha$  molekulare Bande (rot) im Vergleich zu der  $^{14}\text{C}\otimes 6\text{He}$ -Cluster-Bande (blau) und der  $^{16}\text{O}_{gs}\otimes[\nu(sd)^4]$ -Grundzustandsbande (schwarz) den kleinsten Steigungs-Parameter, also das größte Trägheitsmoment, besitzt. Die molekulare Bande hat demnach die größte Deformation.

In der Arbeit von Furutachi *et al.* [Fur07] wurde außerdem eine weitere  $^{16}\text{C}\otimes\alpha$ -Cluster-Struktur in  $^{20}\text{O}$  vorhergesagt, die aber energetisch so hoch liegen sollte, dass diese Rotationsbande in unserem Spektrum nicht eindeutig lokalisiert werden konnte.

### 7.3 Zusammenfassung für den $^{20}\text{O}$ -Kern

In der vorliegenden Arbeit wurden die in  $^{20}\text{O}$  beobachteten Konfigurations- bzw. Rotationsbanden diskutiert, die noch einmal in Abbildung 7.8 zusammen dargestellt sind. Die  $0^+$ -Grundzustandsbande entspricht einer Teilchen-Loch-Anregung mit einer  $(4p-0h)$ -Struktur und hat die größte Steigung und damit die kleinste Deformation.

Aus der Spektren-Analyse ergeben sich zwei  $^{14}\text{C}\otimes^6\text{He}$ -Cluster-Banden, eine mit positiver und eine mit negativer Parität, die zu dem  $0_2^\pm$ -Paritätsdublett mit einer Energieaufspaltung von 5.5 MeV gehören.

Außerdem konnte eine bisher noch unbekannte molekulare  $^{14}\text{C}\otimes 2n\otimes\alpha$ -Struktur in  $^{20}\text{O}$  beobachtet werden, die das größte Trägheitsmoment, und damit die größte Deformation hat.

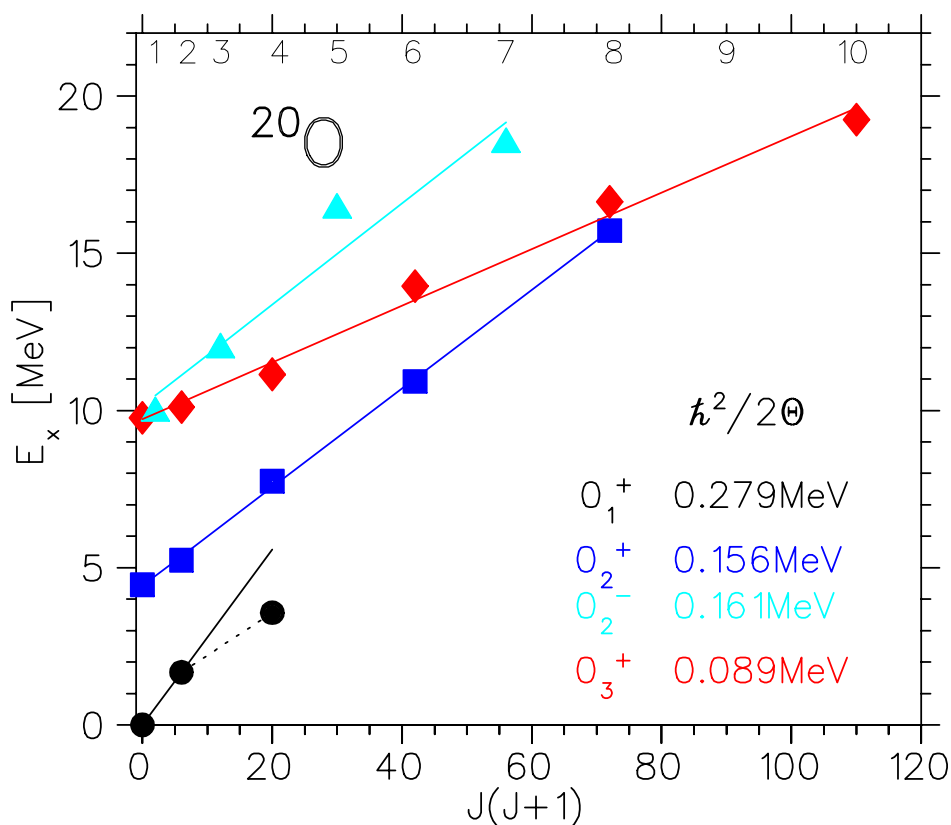


Abbildung 7.8: Bandenstrukturen positiver und negativer Parität in  $^{20}\text{O}$ . Gefüllte schwarze Kreise entsprechen der  $0_1^+$ -Grundzustandsbande. Vierecke repräsentieren einmal die Cluster-Bande positiver (gefüllte dunkelblaue Symbole) und einmal negativer (offene hellblaue Symbole) Parität. Gefüllte rote Rauten stellen die experimentellen Werte zur molekularen Rotationsbande positiver Parität dar.



# Kapitel 8

## Diskussion des $^{19}\text{O}$ -Kerns

### 8.1 Spektren der $^{13}\text{C}(^7\text{Li},p)^{19}\text{O}$ -Reaktion

In Abbildung 8.1 ist das gesamte Anregungsenergiespektrum der  $^{13}\text{C}(^7\text{Li},p)^{19}\text{O}$ -Reaktion bis zu 20.2 MeV bei dem Streuwinkel  $\theta_{lab} = 10^\circ$  dargestellt. Das Prinzip der Analyse des Spektrums ist ausführlich im Abschnitt 5.3 beschrieben. In Tabelle 8.1 sind die Teilchenemissionsschwellen für  $^{19}\text{O}$  angegeben, die für die Beschreibung der Linienform und des Untergrunds im Spektrum von Bedeutung sind. Der Q-Wert der  $^{13}\text{C}(^7\text{Li},p)^{19}\text{O}$ -Reaktion beträgt  $Q_0 = +7.410 \text{ MeV}$ .

Tabelle 8.1: Teilchenemissionsschwellen für den angeregten  $^{19}\text{O}$ -Kern.

$S_\alpha$ [MeV]	$S_n$ [MeV]	$S_{2n}$ [MeV]	$S_p$ [MeV]
8.966	3.957	12.000	17.073

Sowohl die Mehr-Körper-Phasenraumverteilungen als auch der Untergrund, der von den geringen Anteilen von  $^{12}\text{C}$  und  $^{16}\text{O}$  im  $^{13}\text{C}$ -Target herrührt, sind ausführlich in den Abschnitten 6.1 und 7.1 diskutiert, deshalb wird im Folgenden der Untergrund im  $^{19}\text{O}$ -Spektrum nur kurz erläutert.

Im Falle des  $^{19}\text{O}$ -Kerns, bei dem die Ein-Neutron-Emissionsschwelle bei 3.957 MeV liegt (vgl. Tabelle 8.1), gibt es drei verschiedene Drei-Körper-Verteilungen ( $p + n + ^{18}\text{O}^*$ ) aus dem Neutronenzerfall (hellblaue Linien in Abbildung 8.1), die unterschiedlichen Anregungsenergien in  $^{18}\text{O}^*$  entsprechen:

$$E_{x1}(^{18}\text{O}) = 1.98 \text{ MeV}$$

$$E_{x2}(^{18}\text{O}) = 5.10 \text{ MeV}$$

$$E_{x3}(^{18}\text{O}) = 7.86 \text{ MeV}$$

Es sind alles sehr stark bevölkerte Zustände in  $^{18}\text{O}$  (vgl. Abbildung 6.1).

Die Protonen-Phasenraumverteilungen im Ausgangskanal ( $p + p + ^{18}\text{N}^*$ ) mit

$$E_{x1}(^{18}\text{N}) = 0.587 \text{ MeV}$$

$$E_{x2}(^{18}\text{N}) = 2.614 \text{ MeV}$$

beginnen im  $^{19}\text{O}$ -Spektrum bei 17.7 MeV und 19.7 MeV.

Zur Analyse des  $^{19}\text{O}$ -Spektrums wurde ebenfalls eine Vier-Körper-Phasenraumverteilung ( $p + n + n + ^{17}\text{O}^*$ ) mit  $E_x(^{17}\text{O}) = 0.87$  MeV verwendet (pinkfarbige Linie).

Neben den reinen  $^{19}\text{O}$ -Linien enthält das Spektrum der  $^{13}\text{C}(^7\text{Li},p)^{19}\text{O}$ -Reaktion wegen des  $^{16}\text{O}$ - und  $^{12}\text{C}$ -Gehaltes im  $^{13}\text{C}$ -Target (siehe Abschnitt 4.1) auch  $^{22}\text{Ne}$ - und  $^{18}\text{O}$ -Linien.

Für  $^{19}\text{O}$  wurden **109** Zustände identifiziert, davon **65** bisher unbekannte.

## 8.2 Zusammenfassung für den $^{19}\text{O}$ -Kern

Über die Banden-Strukturen von  $^{19}\text{O}$  ist bisher weit weniger bekannt, als bei  $^{18}\text{O}$ , obwohl  $^{19}\text{O}$  in Transferreaktionen relativ leicht bevölkert werden kann.

So wird über Messungen der  $^{18}\text{O}(d,p)$ -Reaktion [Ajz77] bis  $E_x = 7.25$  MeV, der  $^{17}\text{O}(t,p)$ -Reaktion [Cro75] bis  $E_x = 5.5$  MeV und der  $^{13}\text{C}(^7\text{Li},p)$ -Reaktion [For77] bis  $E_x = 6.41$  MeV berichtet, Bandenstrukturen werden jedoch nicht diskutiert.

In der vorliegenden Arbeit wurden im  $^{19}\text{O}$ -Isotop in der Analyse der Spektren für die beobachteten Zustände präzise Anregungsenergien, differentielle Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten bis zu 20 MeV Anregungsenergie bestimmt.

Die Interpretation der nun vorliegenden Daten ist wegen der komplizierteren Struktur durch das zusätzliche Neutron, das an alle Strukturen von  $^{18}\text{O}$  koppeln kann, schwieriger. Trotzdem ist mit den in den  $^{19}\text{O}$ -Spektren sichtbaren stark bevölkerten, scharfen Linien (z.B.  $E_x = 9.25$ ,  $E_x = 10.36$ ,  $E_x = 12.03$ ,  $E_x = 17.28$ ,  $E_x = 18.05$ , vgl. Abbildungen 8.1-8.3) eine Anzahl von Kandidaten für Cluster- bzw. molekulare Zustände erkennbar. Hier ist die Datenbasis aus den  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},p)^{18}\text{O}$ - und  $^{14}\text{C}(^7\text{Li},p)^{20}\text{O}$ -Reaktionen, die mit der Messung unter gleichen Reaktionsbedingungen und der gleichen Analyse-Methode geschaffen worden ist, wie für die  $^{13}\text{C}(^7\text{Li},p)^{19}\text{O}$ -Reaktion, von größter Bedeutung, um die entsprechenden Cluster-Strukturen von  $^{19}\text{O}$  zu extrahieren.

Der Umfang einer solchen Analyse für  $^{19}\text{O}$  würde aber die Rahmen dieser Arbeit deutlich überschreiten und wird unabhängig davon später durchgeführt.

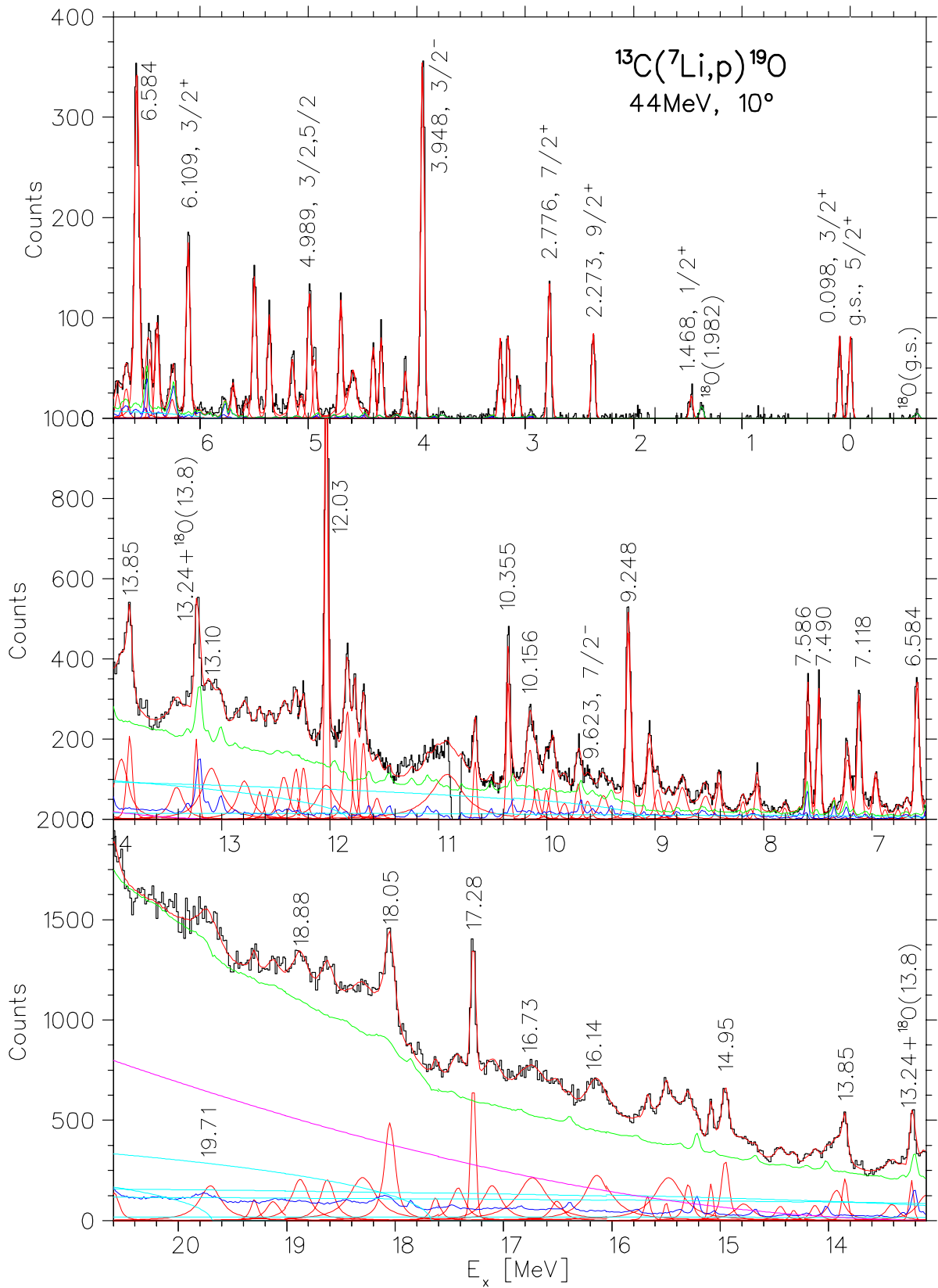


Abbildung 8.1: Spektrum der  $^{13}\text{C}(^7\text{Li},p)^{19}\text{O}$ -Reaktion bei dem Streuwinkel  $\theta_{lab} = 10^\circ$ .

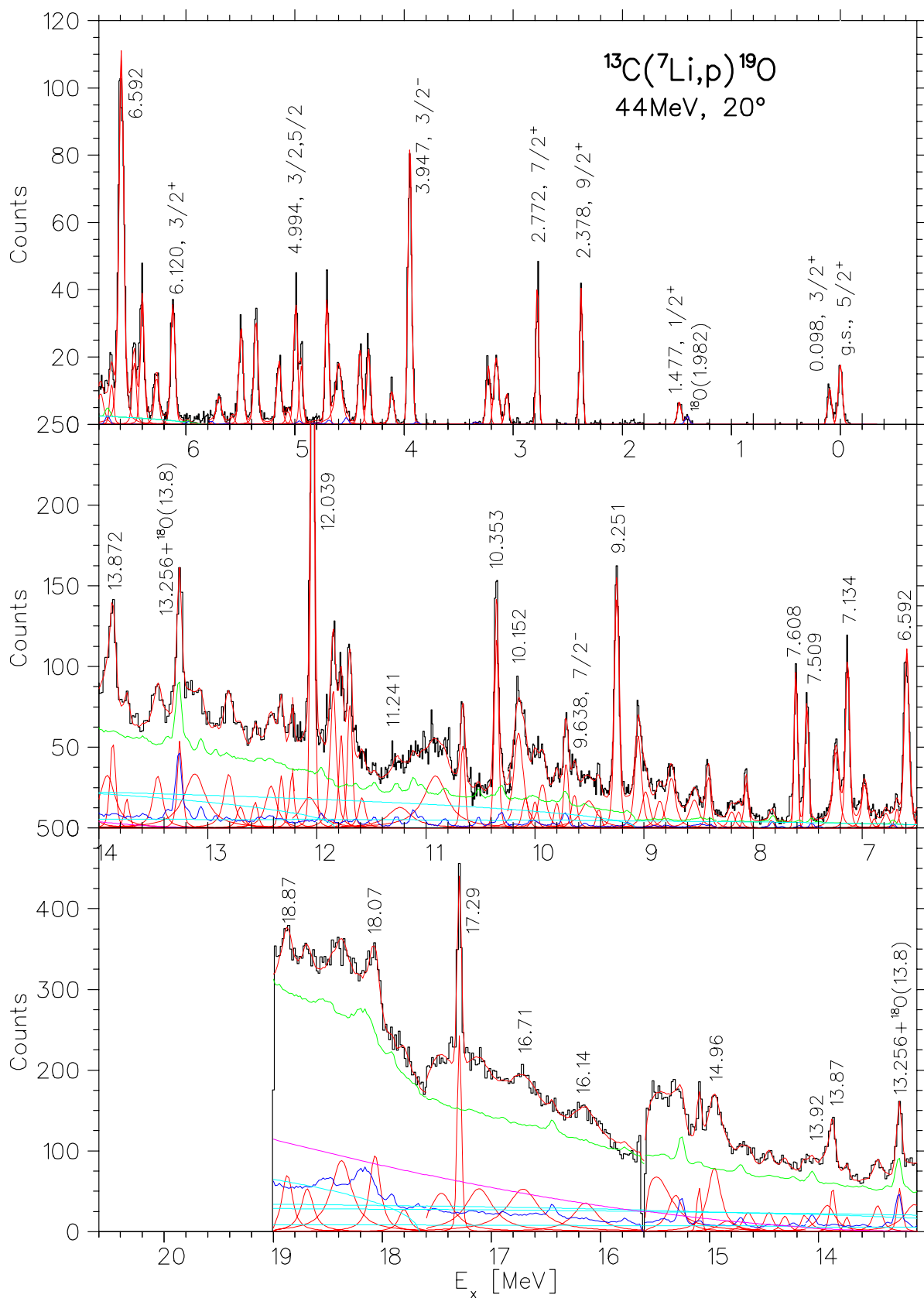


Abbildung 8.2: Spektrum der  $^{13}\text{C}(^7\text{Li},p)^{19}\text{O}$ -Reaktion bei dem Streuwinkel  $\theta_{lab} = 20^\circ$ .

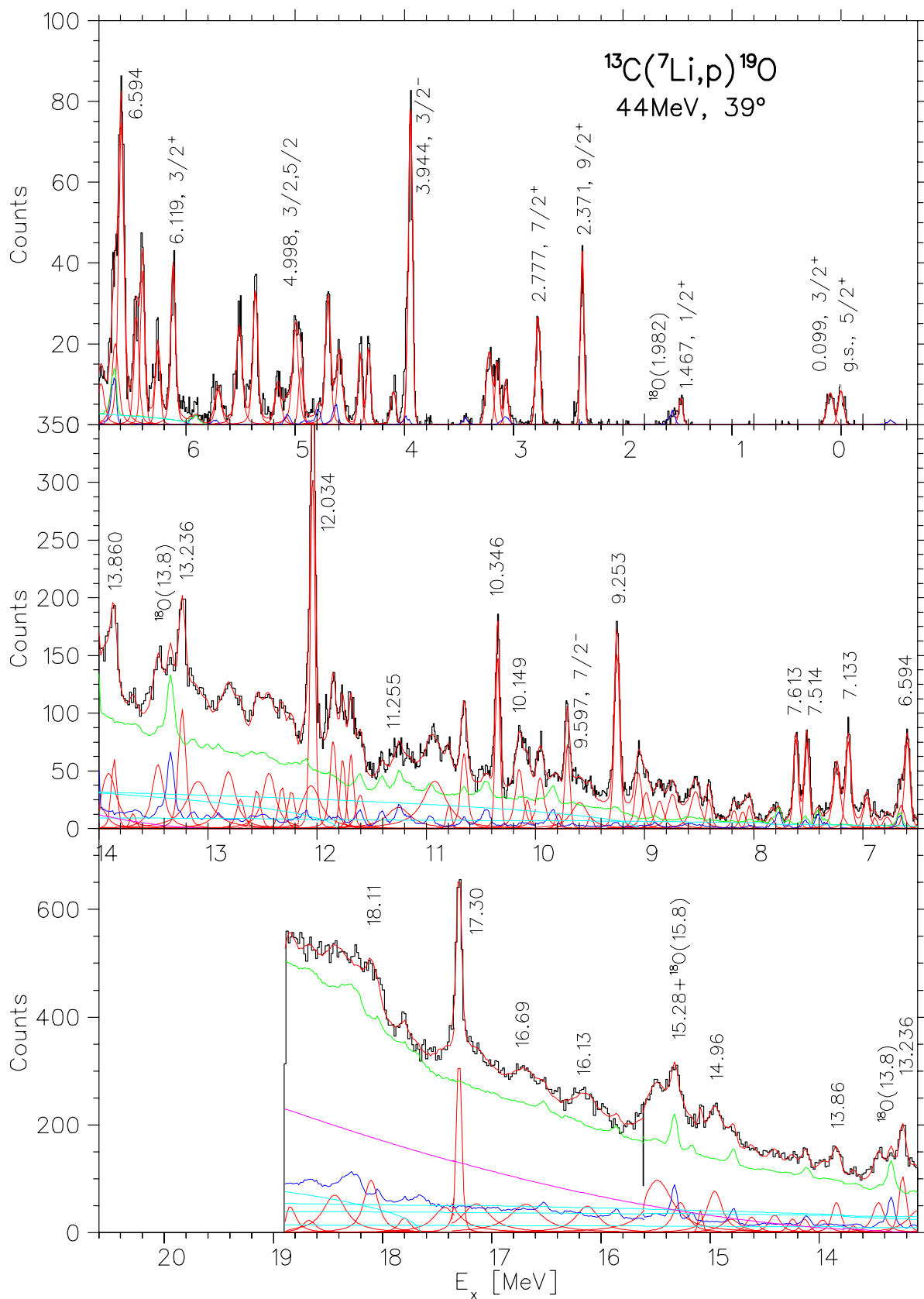


Abbildung 8.3: Spektrum der  $^{13}\text{C}(^7\text{Li},p)^{19}\text{O}$ -Reaktion bei dem Streuwinkel  $\theta_{lab} = 39^\circ$ .

# Kapitel 9

## Schlußfolgerungen und Ausblick

In Strukturuntersuchungen von leichten Kernen ( $A < 40$ ) sind Cluster und molekulare Konfigurationen von besonderem Interesse, da solche Strukturen nur unter bestimmten Voraussetzungen auftreten können. Alpha-Strukturen bilden sich, wenn die Bindungsenergie der Nukleonen im  $\alpha$ -Cluster deutlich höher ist als es die Bindungsenergie der vier Nukleonen im mittleren Feld anderer Nukleonen wäre. Bei neutronenreichen Kernen kann neben einer reinen  $\alpha$ -Cluster-Struktur auch eine molekulare Bindung zwischen dem  $\alpha$ -Cluster und dem Rumpf durch überschüssige Neutronen als Valenzteilchen erfolgen, die durch Austauschwechselwirkung die Bindung erzeugen. Solche Cluster- und insbesondere molekularen Strukturen sind sehr oft mit einer großen Deformation des Kerns verbunden, auf der Rotationsbanden mit großem Trägheitsmoment aufbauen.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung von Cluster-Strukturen der neutronenreichen  $^{18}\text{O}$ -,  $^{19}\text{O}$ - und  $^{20}\text{O}$ -Kerne mit der ( $^7\text{Li},\text{p}$ )-Reaktion. Dazu wurden zwei kernspektroskopische Experimente am Maier-Leibnitz-Laboratorium der LMU und TU München mit dem Q3D-Magnetspektrometer an  $^{12}\text{C}$ -,  $^{13}\text{C}$ - und  $^{14}\text{C}$ -Targets bei 44 MeV Einschussenergie durchgeführt. Der gesamte gemessene Anregungsenergiebereich erstreckte sich für alle drei Sauerstoff-Isotope vom Grundzustand bis zu 21 MeV. Die ( $^7\text{Li},\text{p}$ )-Reaktion wurde deshalb ausgewählt, weil in diesem Fall ein  $\alpha$ -Cluster und zwei Neutronen an den Kohlenstoff-Rumpf transferiert werden. Dies sollte zu einer sehr starken Bevölkerung der ( $\text{Rumpf}\otimes\alpha$ )-Cluster- und ( $\text{Rumpf}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$ ) molekularen Zustände in  $^{18}\text{O}$ ,  $^{19}\text{O}$  und  $^{20}\text{O}$  führen, was in der Tat in den Spektren aller drei Isotope beobachtet wurde.

Bei der Analyse der Spektren, die am Hahn-Meitner-Institut Berlin durchgeführt wurde, konnten in den  $^{18}\text{O}$ -Spektren 96 Zustände identifiziert werden, davon **34** bisher unbekannte. Im Falle von  $^{19}\text{O}$  wurden **65** neue Zustände von insgesamt 109 und im Falle von  $^{20}\text{O}$  **43** neue Zustände von insgesamt 65 beobachtet. Für alle Zustände der drei Isotope wurden der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  und, bei Linien oberhalb der Teilchenschwellen, darüber hinaus die Resonanz-Breite  $\Gamma$  bestimmt.

In der Diskussion der Cluster- und molekularen Strukturen wurde zuerst der Stand der Forschung bezüglich der  $^{18}\text{O}$ -,  $^{20}\text{O}$ - und  $^{19}\text{O}$ -Isotope dargestellt. Anschließend wurden die experimentellen Daten auf vorhandene Bandenstrukturen in enger Anlehnung an die Literatur untersucht. Zur Unterstützung der Wahl der Mitglieder jeder Bande wurden theoretische

Rechnungen von Descouvemont und Baye [Des85], Descouvemont [Des98] und Furutachi *et al.* [Fur07] zur Diskussion einbezogen. Außerdem wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit Rechnungen mit dem Programm OXBASH [Oxbash] durchgeführt, um die Schalen-Modell-Struktur bzw. die kollektive Struktur der Zustände zu prüfen.

Um durch den transferierten Drehimpuls den Spin und die Parität des zugehörigen Zustands zu bestimmen, werden sehr oft Winkelverteilungen in direkten Reaktionen gemessen, wobei die Oszillationsstrukturen dieser Verteilungen untersucht werden. In der vorliegenden Arbeit wurden Wirkungsquerschnitte der ( ${}^7\text{Li,p}$ )-Reaktionen bei den Laborwinkeln  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $39^\circ$  gemessen. Es war jedoch keine große Variation in den Messdaten außer einem Abfall des Wirkungsquerschnittes zu größeren Winkeln zu sehen, es konnte damit also keine neue Aussage über Spin und Parität der Zustände getroffen werden.

In der Analyse der  ${}^{18}\text{O}$ -Daten konnten in der vorliegenden Arbeit sowohl die bekannte  $K^\pi = 0_1^+$ -Grundzustandsbande als auch die bisher unbekannte  $K^\pi = 1^-$ -Konfigurationsbande beobachtet werden. Die Zustände, die zu diesen Banden gehören, haben eine (2p-0h)- bzw. (3p-1h)-Struktur, es sind also im Wesentlichen reine Schalen-Modell-Zustände.

Die Analyse der  ${}^{18}\text{O}$ -Spektren ergab, dass außer diesen beiden Banden zusätzlich noch ein Cluster- und ein molekulares Paritätsdublett existieren. Diese Strukturen sind von besonderem Interesse, weil beide Banden eines Paritätsdubletts auf einer gemeinsamen intrinsischen Struktur mit nahezu gleicher Oktupoldeformation beruhen. Die  $0_2^\pm$ -Cluster-Banden positiver und negativer Parität, mit einer gemessenen Energieaufspaltung von 3.94 MeV, entsprechen einer intrinsischen  ${}^{14}\text{C}\otimes\alpha$ -Konfiguration und die  ${}^{12}\text{C}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$ -Struktur bildet das  $0_4^\pm$ -Paritätsdublett, dessen Energieaufspaltung zu 2.44 MeV bestimmt wurde. Beide Strukturen sind experimentell in einem Rotationsbandendiagramm (siehe Abbildung 6.24) sowohl durch ihre verschiedenen *Steigungen*, die umgekehrt proportional zum Trägheitsmoment der Massenverteilung der Struktur sind, als auch durch ihre *Energieaufspaltung*, die mit der Größe der intrinsischen Oktupoldeformation der Struktur zusammenhängt, unterscheidbar. Beide Parameter wurden nun für jedes der beiden Paritätsdubletts experimentell bestimmt (Abschnitt 6.5).

Neue Ergebnisse wurden insbesondere für das molekulare Dublett erhalten. Die  $0_4^-$ -Rotationsbande negativer Parität war bisher noch vollständig unbekannt und für die molekulare Bande positiver Parität wurde in der vorliegenden Arbeit der  $0_4^+$ -Bandenkopf zum ersten Mal lokalisiert. Dieser bislang noch nicht aufgelöste Zustand eines Linien-Dubletts liegt bei  $E_x = 7.796$  MeV Anregungsenergie in  ${}^{18}\text{O}$ .

In  ${}^{20}\text{O}$  konnten in der vorliegenden Arbeit insgesamt vier Banden beobachtet werden: die bereits bekannte  $K^\pi = 0_1^+$ -Grundzustandsbande mit einer  ${}^{16}\text{O}_{gs} \otimes [\nu(sd)^4]$ -Schalen-Modell-Konfiguration, ein  $0_2^\pm$ -Paritätsdublett, das aus zwei  ${}^{14}\text{C}\otimes{}^6\text{He}$ -Cluster-Banden mit jeweils positiver und negativer Parität besteht, wobei die  $0_2^-$ -Bande negativer Parität bisher noch nicht beobachtet worden war, und eine noch völlig unbekannte molekulare  $0_3^+$ -Rotationbande positiver Parität, die einer intrinsischen  ${}^{14}\text{C}\otimes 2\text{n}\otimes\alpha$ -Struktur in  ${}^{20}\text{O}$  entspricht. Die Energieaufspaltung der Cluster-Banden aus dem  $0_2^\pm$ -Paritätsdublett beträgt 5.61 MeV. Da über Zustände negativer Parität in  ${}^{20}\text{O}$  nur sehr wenig bekannt ist, konnte in dieser Arbeit keine Aussage über den  $0_3^-$ -Dublettpartner negativer Parität zu der molekularen Bande getroffen werden.

In den hier untersuchten Bandenstrukturen haben viele der tiefliegenden Banden-Mitglieder bereits bekannte Spins und Paritäten. Weiter höherliegende Mitglieder konnten mit systematischen Methoden, wie z.B. mit der Abhängigkeit a) der Anregungsenergie vom Spin  $J$ , b) des Wirkungsquerschnitts von  $J$  und c) des Wirkungsquerschnitts vom Transfermechanismus, mit bisher vorläufigen Spin- und Paritätszuordnungen bestimmt werden. Diese Zuordnungen sollten in weiteren Messungen überprüft werden, z.B. bei gebundenen Zuständen durch Koinzidenz-Messungen zwischen Ejektil und  $\gamma$ -Emission und bei ungebundenen Zuständen durch Messungen von Zwei-Teilchen-Winkelkorrelationen.

Ein weiterer Aspekt, der großes Interesse weckt, betrifft die Untersuchung der Paritätsdublettbanden, die aufgrund einer intrinsischen Oktupoldeformation eines Kerns oder aufgrund einer asymmetrischen Cluster-Struktur auftreten. Die Aufspaltung in je eine Bande positiver und negativer Parität mit ansonsten nahezu gleichen Eigenschaften der beiden Banden ist ein rein quantenmechanisches Phänomen, das durch die Projektion auf gute Parität entsteht. Dieser Effekt sollte weiter für ein besseres quantitatives Verständnis untersucht werden.

Im  $^{19}\text{O}$ -Isotop wurden in der Analyse der Spektren für die beobachteten Zustände präzise Anregungsenergien, differentielle Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten bestimmt, die für weitere Interpretation der Cluster-Strukturen in diesem Kern verwendet werden sollten. Ebenso wie bei dem  $^{18}\text{O}$ - und  $^{20}\text{O}$ -Isotop konnte man in den  $^{19}\text{O}$ -Spektren der  $^{13}\text{C}(^7\text{Li,p})^{19}\text{O}$ -Reaktion eine sehr starke Bevölkering bestimmter Zustände beobachten, die auf eine sehr wahrscheinliche Zugehörigkeit dieser Zustände zu einer Cluster- bzw. molekularen Bande hindeuten.



# Anhang A

## Tabellen zu den Zuständen von $^{18}\text{O}$ , $^{19}\text{O}$ und $^{20}\text{O}$

Tabelle A.1: Anregungsenergien, Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten der Zustände in den  $^{18}\text{O}$ -Spektren aus der  $^{12}\text{C}(^7\text{Li},\text{p})^{18}\text{O}$ -Reaktion bei  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $39^\circ$ . In der ersten Spalte ist die in dieser Arbeit vorgeschlagene Spin- und Paritätszuordnung  $J^\pi$  eingetragen, wenn sie bisher unbekannt oder nicht in Übereinstimmung mit der Literatur war. Die Energien in der zweiten und die Breiten in der dritten Spalte sind über die drei Winkel gemittelt. Literaturwerte für Energie, Spin und Parität wurden aus [Til00a] entnommen.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 20^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 39^\circ$	$J_{Lit}^\pi$	$E_{Lit}$ [MeV]	$\Gamma_{Lit}$ [keV]	
$0^+$	0.004(3)		2.82(17)	2.22(20)	0.96(10)	$0^+$	0.000		
	1.980(4)		6.31(25)	7.80(38)	3.00(17)	$2^+$	1.982		
	3.558(4)		2.35(11)	2.80(15)	1.44(10)	$4^+$	3.555		
	3.637(5)		0.28(4)	0.22(4)	0.09(2)	$0^+$	3.634		
	3.919(4)		2.42(12)	2.44(14)	0.92(7)	$2^+$	3.920		
	4.453(4)		1.96(10)	2.32(14)	1.05(8)	$1^-$	4.456		
	5.098(4)		4.93(16)	5.71(22)	2.55(12)	$3^-$	5.098		
	5.254(4)		3.21(13)	3.70(18)	1.91(10)	$2^+$	5.255		
	5.336(5)		1.01(7)	0.92(9)	0.44(5)	$0^+$	5.336		
	5.380(5)		0.62(6)	1.07(9)	0.39(5)	$3^+$	5.378		
	5.531(4)		3.95(15)	3.02(16)	1.37(9)	$2^-$	5.530		
	6.195(5)		1.47(10)	1.02(14)	0.69(8)	$1^-$	6.198		
	6.351(5)		1.46(11)	2.38(13)	1.13(9)	$(2^-)$	6.351		
	6.401(4)		4.27(18)	4.58(17)	0.92(8)	$3^-$	6.404		
						$0^-$	6.880		
		7.115(3)		12.06(30)	12.59(29)	7.39(23)	$4^+$	7.117	
		7.619(5)		0.76(8)	1.25(9)	0.45(6)	$1^-$	7.616	
		7.770(5)		0.76(8)	2.13(12)	1.49(10)	$2^-$	7.771	
		7.796(5)		2.37(13)	2.30(12)	1.26(9)			
		7.857(4)		8.02(25)	14.29(31)	8.15(24)	$5^-$	7.864	

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 20^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 39^\circ$	$J_{Lit}^\pi$	$E_{Lit}$ [MeV]	$\Gamma_{Lit}$ [keV]
	7.971(3)		9.68(27)	7.30(22)	4.54(18)	$5^-$	7.977	
	8.036(4)		0.43(6)	0.93(8)	0.63(7)	$1^-$	8.038	
	8.129(4)		3.01(15)	4.29(17)	1.85(11)	$5^-$	8.125	
	8.216(4)		20.25(39)	20.51(37)	9.16(26)	$2^+$	8.213	
	8.284(5)		4.34(18)	4.48(17)	2.27(13)	$3^-$	8.282	
	8.414(5)	10	0.43(6)	0.48(6)	0.23(3)	$1^-$	8.410	8
	8.508(5)	5	2.04(12)	2.50(13)	8.86(5)			
						$(4^-)$	8.521	<50
	8.664(4)	8	1.50(12)	0.66(7)	0.11(2)		8.660	
						$1^+$	8.817	70
	8.846(5)	33	0.82(9)	1.03(9)	0.33(3)			
							9.03	
	9.053(6)	100	6.12(24)	7.89(24)	4.20(11)			
						$(0,1,2)^-$	9.27	
	9.362(5)	37	1.64(12)	2.02(12)	2.11(8)	$2^+$	9.361	27
							9.414	120
	9.474(5)	20	0.50(7)	1.01(8)	0.62(4)		9.48	65
						$(3^-)$	9.672	60
$(3^-)$	9.715(5)	15	3.26(17)	4.69(18)	2.20(8)	$(5^-)$	9.713	<50
							9.890	150
	10.111(5)	12	1.66(12)	3.28(15)	1.13(6)	$3^-$	10.118	16
						$(0,1,2)^-$	10.24	
	10.296(6)	28	12.97(35)	15.80(33)	9.10(16)	$4^+$	10.295	<50
	10.400(7)	30	2.44(15)	2.46(13)	1.56(8)	$3^-$	10.396	
						$(2^-)$	10.43	<50
$(1^-)$	10.590(9)	70	7.86(27)	12.49(30)	3.92(12)		10.595	
						$(2^-)$	10.67	<50
	10.762(8)	10	1.25(11)	1.09(9)	0.83(6)			
							10.82	
$(3^-)$	10.920(6)	30	17.26(40)	17.97(38)	10.69(20)		10.91	
	10.996(6)	29	5.66(23)	3.44(17)	1.89(9)	$(2^-)$	10.99	<50
						$(6^-)$	11.06	
$(4^-)$	11.117(5)	5	3.84(15)	6.85(24)	3.59(12)		11.13	
						$(2^+)$	11.39	
	11.423(5)	35		9.66(27)	6.50(15)	$(4^+)$	11.41	
						$(0,1,2)^-$	10.49	
						$(2^-)$	11.52	<50
	11.616(8)	25	3.54(14)	10.65(29)	5.04(14)	$5^-$	11.62	
	11.702(6)	27	7.27(22)	17.38(37)	12.23(20)	$6^+$	11.69	
	11.855(9)	19	3.96(14)	10.24(29)	7.90(18)	$(3^-)$	11.82	
						$(2^-)$	11.90	<50
	12.058(6)	12	6.36(18)	6.92(24)	6.27(16)	$(2^+)$	12.04	

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 20^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 39^\circ$	$J_{Lit}^\pi$	$E_{Lit}$ [MeV]	$\Gamma_{Lit}$ [keV]
	12.118(9)	20	1.70(9)	4.48(19)	2.78(10)	(1 <sup>-</sup> ,2 <sup>+</sup> )	12.09	<50
	12.243(8)	13	5.65(17)	6.75(23)	4.25(13)	(1 <sup>-</sup> )	12.25	
	12.327(9)	45	3.29(13)	8.12(26)	6.02(14)	5 <sup>-</sup>	12.33	
	12.454(7)	24	3.43(13)	6.67(23)	3.44(12)	(3 <sup>-</sup> )	12.41	143
						4 <sup>+</sup>	12.50	
							12.52	<50
	12.557(7)	24	7.62(20)	12.85(32)	8.28(18)	6 <sup>+</sup>	12.53	
	12.652(8)	25	2.34(11)	5.19(20)	3.22(12)	(2 <sup>-</sup> )	12.66	<50
	12.711(8)	10	1.50(9)	3.28(16)	2.51(11)			
	12.777(8)	20	1.20(8)	3.17(15)	1.95(9)			
	12.903(7)	73	9.11(20)	9.51(26)	4.08(14)			
	13.001(7)	45	7.43(19)	7.76(24)	6.88(18)	(4 <sup>-</sup> )	12.99	68
	13.098(7)	40	6.09(18)	7.46(23)	5.05(15)	1 <sup>-</sup>	13.1	
	13.262(8)	90	4.80(15)	7.59(24)	4.99(15)			
	13.391(5)	28	2.72(13)	5.49(21)	4.79(14)	(2 <sup>-</sup> )	13.40	108
	13.493(5)	10	3.51(13)	4.37(18)	3.25(10)			
(5 <sup>-</sup> )	13.625(6)	27	16.31(28)	12.97(31)	6.41(17)			
	13.742(7)	3	5.76(17)	4.96(19)				
(5 <sup>-</sup> )	13.831(5)	28	48.77(48)	56.14(64)	36.75(41)	1 <sup>-</sup>	13.8	600
						(6 <sup>-</sup> )	13.85	200
	13.937(6)	17	6.82(18)	7.77(24)	5.24(15)			
	14.161(7)	127	10.22(22)	11.80(29)	11.65(23)	(6 <sup>-</sup> )	14.17	140
	14.433(16)	283	25.05(35)	23.26(41)	14.81(19)		14.45	1070
(5 <sup>-</sup> )	14.632(6)	27	16.94(28)	19.95(38)	9.53(15)			
						1 <sup>-</sup>	14.7	800
	14.803(7)	53	10.04(23)	10.87(28)	3.89(10)			
	14.985(9)	88	10.16(23)	11.32(28)	4.41(10)			
	15.285(9)	28	13.68(27)	18.27(36)	13.34(18)		15.23	300
	15.471(9)	127	8.58(21)	4.57(18)	6.54(13)			
	15.662(8)	40	9.94(23)	11.69(29)	9.38(15)			
(8 <sup>+</sup> )	15.821(11)	20	31.40(40)	46.64(57)	29.26(27)	1 <sup>-</sup>	15.8	700
	15.981(9)	87	20.10(32)	18.81(36)	11.74(17)		15.95	<50
	16.111(8)	150	8.40(21)	9.77(26)	5.71(14)			
						1(-)	16.210	
	16.333(7)	33	8.25(21)	6.80(19)	8.17(16)	(3,2) <sup>-</sup>	16.315	
	16.425(9)	113	31.40(23)	46.64(12)	29.26(12)	2 <sup>-</sup>	16.399	<20
	16.721(12)	217	25.41(35)	19.49(32)	16.67(22)			
						(2 <sup>-</sup> ,4 <sup>-</sup> )	16.210	<50
(7 <sup>-</sup> )	16.979(7)	50	20.70(32)	23.13(34)	12.24(20)	(3,2) <sup>-</sup>	16.948	
						(3 <sup>-</sup> )	17.025	20
	17.163(15)	283	36.50(42)	38.89(44)	22.40(27)	(7 <sup>-</sup> )	17.05	350
						1 <sup>-</sup>	17.398	600

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 20^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 39^\circ$	$J_{Lit}^\pi$	$E_{Lit}$ [MeV]	$\Gamma_{Lit}$ [keV]
	17.430(8)	69	13.06(25)	10.84(23)	4.92(13)	(2,1,3) <sup>-</sup>	17.45	
						(4 <sup>-</sup> )	17.46	600
						(4 <sup>-</sup> )	17.5	150
						(1,2,3) <sup>-</sup>	17.502	
	17.568(12)	150	12.73(25)	11.20(24)	5.93(14)	(8 <sup>+</sup> )	17.6	
	17.718(15)	142	17.01(29)	17.77(30)	9.71(18)			
(8 <sup>+</sup> )	18.058(8)	83	19.35(30)	21.49(35)	12.45(20)		18.049	4300
	18.198(7)	25	6.88(20)	4.94(16)	3.27(10)		18.2	
(6 <sup>-</sup> )	18.429(7)	16	15.16(30)	10.07(23)	5.75(14)	(3 <sup>-</sup> )	18.45	
							18.5	
(7 <sup>-</sup> )	18.630(10)	100	29.92(42)	35.75(44)	23.36(26)			
	18.721(10)	140	50.88(55)	46.76(50)	24.17(28)			
						1 <sup>+</sup>	18.871	
						(1,2 <sup>+</sup> )	18.927	
	19.028(10)	247	54.43(57)	54.65(54)	28.17(30)	(7 <sup>-</sup> )	18.95	350
						(1,3) <sup>-</sup>	19.027	
							19.24	<20
	19.431(11)	213	26.04(39)		5.47(16)	1 <sup>-</sup>	19.4	900
	19.597(13)	70	11.36(26)		19.57(31)			
	19.695(10)	85	18.30(37)		12.87(25)		19.7	200
	19.918(17)	80	9.15(26)		7.11(19)			
							20.2	180
(9 <sup>-</sup> )	20.272(11)	120	21.08(39)		16.12(28)			
(10 <sup>+</sup> )	20.385(12)	165	45.07(57)		19.34(31)	(7 <sup>-</sup> )	20.36	<20
	20.753(10)	110	17.33(35)					
							20.86	97
							21.0	150
	21.181(16)	190	43.72(56)					

Tabelle A.2: Anregungsenergien, Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten der Zustände in den  $^{20}\text{O}$ -Spektren aus der  $^{14}\text{C}(^7\text{Li,p})^{20}\text{O}$ -Reaktion bei  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $39^\circ$ . In der ersten Spalte ist die in dieser Arbeit vorgeschlagene Spin- und Paritätszuordnung  $J^\pi$  eingetragen, wenn sie bisher unbekannt oder nicht in Übereinstimmung mit der Literatur war. Die Energien in der zweiten und die Breiten in der dritten Spalte sind über die drei Winkel. Literaturwerte für Energie, Spin und Parität sind aus [Til00b, Wie05, Sum06] entnommen.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 20^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 39^\circ$	$J_{Lit}^\pi$	$E_{Lit}$ [MeV]	$\Gamma_{Lit}$ [keV]
	0.000(3)		0.95(10)	0.67(8)	0.33(5)	$0^+$	0.000	
	1.675(4)		4.08(21)	3.86(19)	1.80(11)	$2^+$	1.674	
	3.572(4)		0.76(6)	1.16(9)	0.50(5)	$4^+$	3.570	
	4.075(4)		1.61(9)	1.53(10)	0.66(6)	$2^+$	4.072	
	4.458(5)		1.80(10)	1.75(11)	0.99(8)	$0^+$	4.456	
						$4^+$	4.850	
	4.999(4)		2.28(11)	1.84(11)	1.17(8)	$2^+$	5.002	
	5.237(4)		6.34(19)	6.65(22)	2.44(12)	$2^+$	5.234	
	5.293(4)		1.31(10)	1.68(11)	1.34(8)	$2^+$	5.304	
	5.377(5)		0.25(4)	0.34(5)	0.13(3)	$0^+$	5.387	
	5.618(5)		12.27(30)	9.71(29)	7.24(20)	$(3^-)$	5.614	
	5.886(4)		1.18(9)	0.93(9)	0.50(6)			
	6.559(5)		0.68(7)	0.60(7)	0.04(2)	$(2)$	6.555	
						$1^-$	6.850	
	6.939(4)		3.13(15)	3.09(16)	2.51(13)			
	7.257(4)		11.80(29)	11.81(32)	5.53(20)	$5^-$	7.252	
	7.461(6)		0.76(7)					
	7.622(5)		7.07(23)	9.96(29)	5.14(19)	$(3,4)^-$	7.622	
	7.754(3)		9.45(26)	10.20(29)	6.76(22)	$4^+$	7.754	
	7.855(4)	5	1.65(8)	1.84(13)	2.08(12)	$(5^-)$	7.855	
	7.916(4)	10	1.06(7)	1.04(9)	0.51(6)			
	8.313(4)	33	1.62(9)	1.35(11)	0.36(5)			
	8.561(7)	220	12.14(23)	14.82(33)	5.63(16)	$4^+$	8.554	
	8.789(5)	7	0.88(6)	0.97(9)	0.37(5)	$3^-$	8.804	
						$(1,2,3)^-$	8.860	
						$(0^+)$	8.962	
						$(1,2,3)^-$	9.024	
	9.488(9)	100		2.87(12)	2.37(10)			
	9.645(9)	127	5.47(20)	4.80(18)	1.87(9)			
$(4^+)$	9.768(5)	20	1.05(6)	1.75(9)		$0^+$	9.770	
						$(1,2,3)^-$	9.884	
$(1^-)$	9.918(5)	20	1.03(5)	1.67(9)	0.97(5)			
	10.110(5)	8	16.02(26)	20.74(40)	11.31(21)	$2^+$	10.125	
	10.420(10)	11	0.65(6)		1.15(7)			
	10.684(12)	260		10.54(28)	4.99(14)			
	10.816(5)	31	7.13(21)	11.46(30)	5.52(15)	$(1,2,3)^-$	10.816	

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 20^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 39^\circ$	$J_{Lit}^\pi$	$E_{Lit}$ [MeV]	$\Gamma_{Lit}$ [keV]
(6 <sup>+</sup> )	10.933(5)	40	13.20(28)	13.28(32)	7.28(17)			
	11.050(8)	50	2.96(13)	2.16(13)	2.53(10)			
	11.151(5)	35	4.01(15)	3.36(16)	0.75(5)			
	11.391(6)	115	5.66(18)	4.35(18)	3.87(12)			
	11.530(6)	53	1.04(8)	1.77(12)	1.25(7)			
	11.684(10)	130	2.98(13)	5.15(20)	3.58(12)			
(3 <sup>-</sup> )	11.950(5)	87	6.30(19)	6.82(23)	6.08(15)			
	12.126(11)	25	2.36(9)	0.91(9)	0.60(5)			
	12.503(26)	400	23.40(43)	16.89(38)	16.54(26)	(1,2,3) <sup>-</sup>	12.521	
	12.537(6)	15		2.18(14)	0.94(6)		12.537	
	12.830(6)	100	6.61(23)	4.00(18)	2.78(11)	(1,2,3) <sup>-</sup>	12.957	
	13.239(10)	200	11.43(30)	8.02(26)	5.91(15)		13.239	
	13.440(5)	70	6.29(22)	12.23(32)	5.41(15)			
	13.602(9)	230	29.33(48)	16.42(37)	16.91(26)			
(6 <sup>+</sup> )	13.955(7)	157	16.10(36)	15.71(35)	7.46(16)			
	14.349(17)	302	21.10(33)	15.00(34)	10.08(19)			
	14.384(6)	4	2.44(11)	1.37(10)	0.49(4)			
	14.808(13)	40		2.07(13)	1.65(8)			
	14.908(16)	280	8.54(21)					
	15.015(7)	100		5.49(21)	3.33(11)			
	15.247(5)	5	10.20(23)	8.21(25)	5.00(13)			
	15.445(8)	200	10.57(23)	7.89(25)	5.62(14)			
	15.626(7)	60	3.82(14)					
(8 <sup>+</sup> )	15.714(5)	2	18.85(31)	12.84(33)	10.27(19)			
	15.921(10)	275	15.01(27)	12.00(13)				
(5 <sup>-</sup> )	16.361(7)	113	15.26(27)	9.25(28)	2.75(10)			
(8 <sup>+</sup> )	16.634(7)	113	16.75(29)	21.67(43)	9.24(18)			
	17.352(14)	227	16.89(29)	25.24(46)	11.91(21)			
	17.555(10)	40	9.39(24)	5.30(27)	5.63(15)			
	17.626(11)	56	7.95(22)	5.95(28)	5.99(15)			
	17.909(12)	133	5.36(18)	2.88(20)	2.98(11)			
(7 <sup>-</sup> )	18.465(12)	130	19.17(34)	14.06(45)	11.05(21)			
	18.622(35)	320	46.33(53)	39.82(72)	22.29(29)			
(10 <sup>+</sup> )	19.250(10)	195	28.69(41)		14.22(23)			
	20.028(15)	50			3.72(12)			

Tabelle A.3: Anregungsenergien, Wirkungsquerschnitte und Resonanz-Breiten der Zustände in den  $^{19}\text{O}$ -Spektren aus der  $^{13}\text{C}(^7\text{Li,p})^{19}\text{O}$ -Reaktion bei  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $39^\circ$ . In der ersten Spalte ist die in dieser Arbeit vorgeschlagene Spin- und Paritätszuordnung  $J^\pi$  eingetragen, wenn sie bisher unbekannt oder nicht in Übereinstimmung mit der Literatur war. Die Energien in der zweiten und die Breiten in der dritten Spalte sind über die drei Winkel gemittelt. Literaturwerte für Energie, Spin und Parität sind aus [Til00c] entnommen.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 20^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b/sr}$ ] $\theta_{lab} = 39^\circ$	$J_{Lit}^\pi$	$E_{Lit}$ [MeV]	$\Gamma_{Lit}$ [keV]
	0.000(3)		0.80(10)	0.69(6)	0.19(3)	$5/2^+$	0.000	
	0.098(4)		0.77(10)	0.39(5)	0.22(3)	$3/2^+$	0.096	
	1.471(4)		0.24(5)	0.26(4)	0.12(2)	$1/2^+$	1.472	
	2.374(4)		0.91(10)	0.11(3)	0.64(5)	$9/2^+$	2.372	
	2.775(3)		1.44(13)	0.92(7)	0.51(4)	$7/2^+$	2.779	
	3.066(4)		0.47(5)	0.25(4)	0.16(2)	$(3/2)^+$	3.067	
	3.154(4)		0.86(7)	0.86(7)	0.28(3)	$5/2^+$	3.154	
	3.227(4)		0.84(7)	0.62(6)	0.47(4)	$(1/2,3/2^-)$	3.232	
	3.946(3)		4.14(16)	2.88(13)	1.40(7)	$3/2^-$	3.945	
	4.106(4)	7	0.63(6)	0.52(5)	0.23(3)	$3/2^+$	4.109	<15
	4.327(5)	5	0.89(7)	0.79(7)	0.37(4)	$3/2,5/2$	4.109	<15
	4.404(5)	13	0.76(7)	0.82(7)	0.32(3)	$3/2,5/2,7/2$	4.403	<15
	4.594(4)	42	1.56(10)	1.45(9)	0.47(4)	$3/2^-$	4.582	52
	4.703(5)	7	1.32(9)	1.16(8)	0.78(5)	$5/2^+$	4.703	<15
	4.943(5)	4	0.60(6)	0.62(6)	0.29(3)	$5/2,7/2$	4.968	
	4.994(5)	11	1.51(9)	1.32(8)	0.73(5)	$3/2,5/2$	5.007	<15
	5.073(5)	13	0.29(4)	0.16(3)	0.05(1)	$1/2^-$	5.082	49
	5.151(4)	19	0.89(7)	0.88(7)	0.29(3)	$5/2^+$	5.148	3
	5.362(4)	13	1.28(9)	1.27(8)	0.79(5)	$9/2,11/2,13/2$	5.384	
	5.502(3)	13	1.79(10)	1.18(8)	0.72(5)		5.504	<15
	5.573(5)	10	0.22(4)	0.09(2)		$3/2^+$	5.54	490
	5.698(5)	22	0.41(4)	0.44(5)	0.21(3)	$5/2,7/2^-$	5.705	8
	6.116(4)	13	2.22(9)	1.48(8)	0.88(5)	$3/2^+$	6.120	110
							6.192	
	6.261(6)	17	0.33(4)	0.67(6)	0.40(4)	$7/2^-$	6.269	19
	6.398(3)	10	1.14(7)	1.43(8)	0.76(5)		6.406	
	6.463(7)	12	0.62(5)	0.81(6)	0.65(5)	$7/2,9/2,11/2$	6.466	
	6.590(4)	18	5.41(15)	5.73(17)	1.96(8)		6.583	
	6.671(6)	20	0.47(4)	0.47(5)	0.70(5)			
	6.774(6)	32	0.38(4)	0.69(6)	0.38(4)			
	6.887(6)	10	0.35(4)	0.25(3)	0.19(3)		6.903	
	6.970(5)	26	1.91(9)	1.78(9)	0.82(5)		6.988	
	7.128(4)	13	4.28(13)	4.27(14)	1.97(8)		7.118	
	7.235(5)	39	0.34(4)	3.57(13)	1.98(8)		7.242	
	7.504(6)	4	3.65(12)	2.58(11)	1.61(7)		7.508	
	7.602(6)	4	2.96(11)	2.90(12)	1.72(8)			

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 20^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 39^\circ$	$J_{Lit}^\pi$	$E_{Lit}$ [MeV]	$\Gamma_{Lit}$ [keV]
	7.826(6)	15	0.43(4)	0.21(3)	0.25(3)			
	8.055(5)	12	1.33(7)	1.20(8)	0.47(3)		8.048	
	8.118(5)	30	0.54(5)	0.60(5)	0.46(3)		8.132	
	8.189(5)	28	0.70(5)	0.73(6)	0.45(3)			
							8.247	
	8.411(5)	20	1.62(8)	1.63(9)	0.66(4)		8.450	
	8.537(7)	82	2.18(10)	2.13(10)	1.80(7)		8.561	
							8.591	
	8.748(6)	70	2.85(11)	3.13(12)	1.57(6)			
	8.865(6)	53	1.14(7)	1.59(9)	1.09(5)			
							8.916	
							8.923	
	8.983(6)	53	1.86(9)	2.16(10)	1.42(6)			
							9.022	
	9.055(5)	37	4.21(13)	4.27(14)	1.66(7)		9.064	
	9.251(5)	15	7.82(18)	7.23(19)	3.87(10)		9.253	
							9.324	
	9.416(7)	15		0.58(5)			9.43	
	9.494(5)	83	2.22(10)	3.40(13)	0.24(2)			
							9.56	
	9.619(7)	78	1.07(7)	1.31(8)	2.15(7)	7/2 <sup>-</sup>	6.6	
	9.712(5)	12	1.53(8)	1.91(10)	1.56(6)			
	9.810(9)	25	0.99(7)	0.78(6)	0.33(3)			
						7/2 <sup>-</sup>	9.9	
	9.941(6)	58	2.63(11)	2.64(11)	1.96(8)		9.93	
	10.003(6)	14	1.13(7)	0.89(7)			9.98	
	10.086(7)	32	1.77(9)	1.20(8)	0.74(5)			
	10.152(5)	60	4.33(14)	6.22(17)	2.25(9)			
						7/2 <sup>-</sup>	10.21	
	10.351(5)	7	2.90(10)	5.16(19)	3.05(10)			
	10.660(5)	19	1.10(6)	2.39(13)	2.25(9)	7/2 <sup>-</sup>	10.66	
	10.792(5)	15			0.46(4)			
	10.920(20)	167	11.12(19)	9.80(27)	5.76(14)			
	11.248(11)	87		3.97(17)	2.63(9)		11.25	240
	11.587(5)	52	1.08(6)	1.51(10)	2.62(9)		11.58	330
	11.693(5)	20	2.58(9)	3.94(17)	1.94(6)			
	11.771(5)	17	1.91(8)	2.96(15)	1.65(7)			
	11.848(5)	143	4.50(12)	5.99(21)	1.53(7)			
	12.038(5)	5	8.52(17)	13.81(32)	2.55(9)			
	12.055(13)	200	5.02(13)	4.05(17)	3.41(11)			
	12.235(5)	34	2.20(8)	2.11(13)	1.15(6)			
	12.328(6)	32	1.93(8)	1.68(11)	1.14(6)			



$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$\Gamma$ [keV]	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 10^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 20^\circ$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$ [ $\mu\text{b}/\text{sr}$ ] $\theta_{lab} = 39^\circ$	$J_{Lit}^\pi$	$E_{Lit}$ [MeV]	$\Gamma_{Lit}$ [keV]
	12.429(6)	102	3.84(12)	3.60(17)	3.66(10)			
	12.557(7)	38	1.91(9)	1.04(9)	1.17(6)			
	12.649(8)	35	1.42(7)					
	12.702(8)	50		1.12(9)	1.08(5)			
	12.804(11)	118	5.21(14)	4.05(18)	4.04(10)			
	13.103(15)	220	9.50(19)	9.40(27)	5.34(12)			
	13.243(7)	22	2.54(10)	2.95(15)	3.83(10)			
	13.444(9)	103	4.07(13)	3.71(17)	3.61(10)			
	13.715(9)	20		0.99(9)	0.36(3)			
	13.860(5)	22	3.70(12)	3.06(15)	1.62(7)			
	13.920(14)	153	7.99(18)	5.99(21)	3.61(10)			
	14.131(9)	60	2.44(10)	1.73(11)	1.03(5)			
	14.292(9)	52	1.16(7)	1.80(11)	1.07(5)			
	14.437(9)	87	2.71(10)	2.61(13)	1.98(7)			
	14.633(9)	90		3.01(14)	1.63(6)			
	14.799(12)	195	6.47(16)		2.47(8)			
	14.841(12)	180		2.89(14)				
	14.956(6)	110	8.86(19)	13.24(29)	5.99(12)			
	15.091(6)	7	2.68(10)	2.32(12)	0.73(4)			
	15.293(7)	118	5.65(15)	8.15(23)	4.16(10)			
	15.483(35)	320	24.26(31)	18.04(34)				
	15.501(6)	10	1.41(8)					
	15.671(6)	35	2.61(10)					
	16.135(11)	253	21.13(37)	10.48(26)	6.69(16)			
	16.507(18)	120	4.59(17)					
	16.711(17)	340	24.04(40)	19.91(35)	9.77(19)			
	17.120(15)	267	12.67(29)	16.86(32)	7.94(17)			
	17.290(5)	9	10.20(26)	9.64(24)	8.30(17)			
	17.436(9)	210	8.48(23)	10.79(26)	5.79(13)			
	17.628(8)	70	3.39(12)					
	17.801(8)	100		2.83(14)	1.63(7)			
	18.074(13)	109	18.65(29)	9.71(27)	7.26(15)			
	18.300(9)	290	20.96(31)					
	18.407(9)	230		17.40(36)	8.22(16)			
	18.625(9)	140	10.38(22)					
	18.694(9)	120		6.03(21)	1.45(7)			
	18.873(8)	133	12.58(24)	6.31(22)	2.24(8)			
	19.127(10)	140	7.23(30)					
	19.300(10)	60	4.10(23)					
	19.705(18)	230	20.48(51)					
	20.589(14)	80	5.93(27)					

# Anhang B

## Ergebnisse der Schalen-Modell-Rechnungen

Tabelle B.1: Experimentelle und mit dem Schalen-Modell-Programm OXBASH [Oxbash] berechneten Anregungsenergien der Mitglieder der  $0_1^+$ -Grundzustandsbande von  $^{18}\text{O}$ . Literaturwerte für Energie, Spin und Parität wurden aus [Til00a] entnommen.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$E_{SM}$ [MeV] OXBASH	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$0^+$	0.000(4)	0.000	$0^+$	0.000
$2^+$	1.982(4)	2.098	$2^+$	1.982
$4^+$	3.558(5)	4.115	$4^+$	3.555

Tabelle B.2: Einträge wie in Tabelle B.1 für die Mitglieder der  $0_2^+$ -Cluster-Bande positiver Parität in  $^{18}\text{O}$ .

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$E_{SM}$ [MeV] OXBASH	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$0^+$	3.638(5)	4.904	$0^+$	3.634
$2^+$	5.259(4)	6.719	$2^+$	5.255
$4^+$	7.120(4)	9.905	$4^+$	7.117
$6^+$	11.696(6)	14.460	$6^+$	11.69
$(8^+)$	18.062(15)	18.960		18.049

Tabelle B.3: Einträge wie in Tabelle B.1 für die Mitglieder der  $K^\pi = 1^-$ -Bande in  $^{18}\text{O}$ .

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$E_{SM}$ [MeV] OXBASH	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$1^-$	4.457(5)	7.160	$1^-$	4.456
$2^-$	5.534(4)	8.331	$2^-$	5.530
$3^-$	8.283(5)	11.343	$3^-$	8.282
$(4^-)$	11.115(4)	13.427		11.13
$(5^-)$	14.628(10)	16.504		
$(6^-)$	18.431(10)	20.752		

Tabelle B.4: Experimentelle und mit dem Schalen-Modell-Programm OXBASH [Oxbash] berechneten Anregungsenergien der Mitglieder der  $0_1^+$ -Grundzustandsbande von  $^{20}\text{O}$ . Literaturwerte für Energie, Spin und Parität wurden aus [Til00b] entnommen.

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$E_{SM}$ [MeV] OXBASH	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$0^+$	0.000(4)	0.000	$0^+$	0.000
$2^+$	1.673(4)	2.098	$2^+$	1.674
$4^+$	3.569(5)	4.115	$4^+$	3.570

Tabelle B.5: Einträge wie in Tabelle B.4 für die Mitglieder der  $0_2^+$ -Cluster-Bande positiver Parität von  $^{20}\text{O}$ .

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$E_{SM}$ [MeV] OXBASH	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$0^+$	4.455(5)	3.423	$0^+$	4.456
$2^+$	5.240(4)	4.889	$2^+$	5.234
$4^+$	7.752(4)	6.988	$4^+$	7.754
$(6^+)$	10.924(6)	10.449		
$(8^+)$	15.720(8)	15.656		

Tabelle B.6: Einträge wie in Tabelle B.4 für die Mitglieder der  $0_3^+$  molekularen Bande positiver Parität in  $^{20}\text{O}$ .

$J^\pi$	$E_x$ [MeV]	$E_{SM}$ [MeV] OXBASH	$J_{Lit}^\pi$	$E_{x,Lit}$ [MeV]
$0^+$	9.768(5)	9.613	$0^+$	9.770
$2^+$	10.110(4)	9.992	$2^+$	10.125
$(4^+)$	11.148(6)	10.883		
$(6^+)$	13.947(8)	14.670		
$(8^+)$	16.638(10)	16.789		
$(10^+)$	19.248(12)			

# Literaturverzeichnis

- [Abe94] S. Aberg and L.O. Joensson, *Z. Phys.* **A 349**, 205 (1994)
- [Ajz77] F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.* **A 281**, 1 (1977)
- [Ash06] I. Ashwood, *et al.*, *J. Phys.* **G 32**, 463 (2006)
- [Ass74] W. Assmann, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **122**, 191 (1974)
- [Aud03] G. Audi, A.H. Wapstra and C. Thibault, *Nucl. Phys.* **A 729**, 337-676 (2003)
- [Bal61] A.M. Baldin, V.I. Gol'danskii and I.L. Rozenhal, *Kinematics of Nuclear Reactions*, Pergamon Press, Oxford, London, New York, Paris (1961)
- [Ban64] R. Bansal and J.B. French, *Phys. Lett.* **11**, 1046 (1984)
- [Bau84] W. Bauhoff, *et al.*, *Phys. Rev.* **C 29**, 054604 (2007)
- [BBM93] Nuclear Physics Group, University of Birmingham home page, <http://www.np.ph.bham.ac.uk/charissa/past.htm> (1993)
- [Bec76] F.D. Becchetti, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **138**, 93 (1976)
- [Bet30] H.A. Bethe, *Ann. Phys.* **5**, 325 (1930)
- [Blo33] F. Bloch, *Ann. Phys.* **16**, 285 (1933)
- [Boh90] H.G. Bohlen, *Programm King3d*, HMI Berlin, Private Mitteilung (1990)
- [Boh03] H.G. Bohlen, *Programm SPEC (Version F)*, HMI Berlin, Private Mitteilung (2003)
- [Boh07] H.G. Bohlen, *et al.*, *Phys. Rev.* **C 75**, 054604 (2007)
- [BoM98] A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure Vol. II*, World Scientific (1998)
- [Bri66] D.M. Brink, *Proc. Int. School of Physics 'Enrico Fermi' (Varenna, 1965)*, Course 36, ed C. Bloch (New York: Academic) p. 247 (1966)
- [Byc73] E. Byckling and K. Kajantie, *Particle Kinematics*, J. Wiley and Sons, London, New York, Sydney, Amsterdam (1973)
- [Cob81] M.E. Cobern, *et al.*, *Phys. Rev.* **C 23**, 2387 (1981)
- [Cro75] D.J. Crozier, *et al.*, *Phys. Rev.* **C 11**, 393 (1975)

- [Cun81] A. Cunsolo, *et al.*, *Phys. Rev. C* **24**, 476 (1981)
- [Cun82] A. Cunsolo, *et al.*, *Phys. Lett. B* **112**, 121 (1982)
- [Cur02] N. Curtis, *et al.*, *Phys. Rev. C* **66**, 024315 (2002)
- [Des85] P. Descouvemont and D. Baye *Phys. Rev. C* **31**, 2274 (1985)
- [Des98] P. Descouvemont, *Phys. Lett. B* **437**, 7 (1998)
- [Eng70] H.A. Enge und S.B. Kowalski, Proc. intern. conf., *Magnet technology*, p. 366 (1970)
- [Fel00] H. Feldmeier and J. Schnack, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 655 (2000)
- [Fir96] R.B. Firestone and V.S. Shirley, *Table of Isotopes 8th ed.*, John Wiley and sons, New York (1996)
- [Flo84] H. Flocard, *et al.*, *Prog. Theor. Phys.* **72**, 1000 (1984)
- [For77] H.T. Fortune and H.G. Bingham, *Nucl. Phys. A* **293**, 197 (1977)
- [For78] H.T. Fortune, L.R. Medsker and, J.N. Bishop, *Nucl. Phys. A* **309**, 221 (1978)
- [For78a] H.T. Fortune, *Phys. Rev. C* **18**, 1053 (1978)
- [For78b] H.T. Fortune and D. Kurath, *Phys. Rev. C* **18**, 236 (1978)
- [For95] H.T. Fortune and D. Koltenuk, *Phys. Rev. C* **51**, 1859 (1995)
- [For03] H.T. Fortune and R. Sherr, *Phys. Rev. C* **68**, 034307 (2003)
- [Fortu] H.T. Fortune, L.R. Medsker and J.N. Bishop, unpublished
- [Fre99] M. Freer, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1383 (1999)
- [Fro96] P. Froebrich und R. Lipperheide, *Theory of Nuclear Reactions*, Clarendon Press, Oxford (1996)
- [Fur07] N. Furutachi, *et al.*, *arXiv:0706.0145v1 [nucl-th]* (2007)
- [Gai91] M. Gai, *et al.*, *Phys. Rev. C* **43**, 2127 (1991)
- [GMa55] M. Göppert-Mayer and J.H.D. Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*, New York (1955)
- [Goe68] C.J. Goebel and K.W. McVOY, *Nucl. Phys. A* **115**, 504 (1968)
- [Gol05] M. Goldberg, *et al.*, *Phys. At. Nucl.*, **68** 1079 (2005)
- [Gre95] W. Greiner und J.A. Maruhn, *Theoretische Physik Bd.11: Kernmodelle*, Verlag Harry Deutsch (1995)
- [Ham78] M. Hamm and K. Nagatani, *Phys. Rev. C* **17**, 586 (1978)

- [Hax49] O. Haxel, *et al.*, *Phys. Rev.* **75**, 1769 (1949)
- [Hec80] E. Hecht, *Optics*, Addison-Wesley Publishing Co., Reading, MA (1980)
- [Hei72] P. Heiß, *Z. Phys.* **A 251**, 159 (1972)
- [Hoy54] F. Hoyle, *Astriphys. J. (Suppl.)* **1**, 12 (1954)
- [Huk02] A. Huke, *Dissertation*, TU Berlin (2002)
- [Ike68] K. Ikeda, N. Takigawa und H. Horiuchi, *Suppl. Prog. Theor. Phys. (Japan), Extra Number*, p. 464 (1968)
- [Ing81] G. Ingold, *Diplomarbeit*, FU Berlin (1981)
- [Ita06] N. Itagaki, W. v Oertzen and S. Okabe, *Phys. Rev.* **C 74**, 067304 (2006)
- [Kam79] D. Kamke, *Einführung in die Kernphysik*, Vieweg, Wiesbaden (1979)
- [Kan95] Y. Kanada En'yo und H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys.* **93**, 115 (1995)
- [Kan01] Y. Kanada En'yo und H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys.* **142**, 205 (2001)
- [Kas70] G.Th. Kaschl, *et al.*, *Nucl. Phys.* **A 155**, 417 (1970)
- [Kea72] P.W. Keaton, *et al.*, *Nucl. Phys.* **A 179**, 561 (1972)
- [Kim04] M. Kimura, *Phys. Rev.* **C 69**, 044319 (2004)
- [Kru07] A. Krugmann, *Seminarausarbeitung*, TU Darmstadt (2007)
- [LaF79] S. LaFrance, *et al.*, *Phys. Rev.* **C 20**, 1673 (1979)
- [Lan58] A.M. Lane und R.G. Thomas, *Rev. Mod. Phys.* **30**, 257 (1958)
- [Law76] R.L. Lawson, *et al.*, *Phys. Rev.* **C 14**, 1245 (1976)
- [Lea75] G. Leander and S.E. Larsson, *Nucl. Phys.* **A 239**, (1975)
- [Leo87] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1987)
- [Lev92] G. Lévai, J. Cseh and W. Scheid, *Phys. Rev.* **C 46**, 548 (1992)
- [Li76] T.K. Li, *et al.*, *Phys. Rev.* **C 13**, 55 (1976)
- [Luc01] R. Lucas, *Europhysics News* **32**, No.1 (2001)
- [Mar75] P. Marmier, *Kernphysik*, Verlag der Fachvereine an der ETH Zürich, Zürich (1975)
- [Mar86] S. Marsch and W.D. Rae, *Phys. Lett.* **B 180**, 185 (1986)
- [McV68] K.W. McVOY, *Nucl. Phys.* **A 115**, 495 (1968)

- [Mel94] B. Meltzow, *et al.*, *Phys. Rev. C* **49**, 743 (1994)
- [Mor70] G.L. Morgan, *et al.*, *Phys. Lett. B* **32**, 353 (1970)
- [MKu79] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, B. G. Teubner, Stuttgart (1979)
- [Mus95] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seelinger *Kern- und Elementarteilchenphysik*, 2. Auflage, Harri Deutsch, Thun, Frankfurt am Main (1995)
- [Naz84] W. Nazarewicz, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1272 (1984)
- [Ner74] A.V. Nero, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 623 (1974)
- [Nil55] S.G. Nilsson, *Dan. Mat.-Fys. Medd.* **29**, No. 16 (1955)
- [Ott96] J. Ott, *Dissertation*, TU München (1996)
- [Oxbash] W. Rae, A. Etchegoyen, B. A. Brown, OXBASH, The Oxford-Buenos Aires-MSU shell-model code, Tech. Rep. 524, Michigan State University Cycl. Lab., 1985
- [Pil79] A.A. Pilt, *et al.*, *Phys. Rev. C* **19**, 20 (1979)
- [Rei93] G. Reidemeister and F. Michel, *Phys. Rev. C* **47**, R1846 (1993)
- [Rie91] F. Riess, GASPAN (gamma and particle spectra with gaussian or asymmetric gaussian line shapes) at the UNIX computer, *Jahresbericht MTBL*, p. 168-169 (1991)
- [Rot04] R. Roth, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **745**, 3 (2004)
- [Sat83] G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Oxford Univ. Press, Oxford (1983)
- [Sch71] D. Scharnweber, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **164**, 257 (1971)
- [Sche74] H.J. Scheerer, *Dissertation*, TU München (1974)
- [Schm71] H. Schmidt-Böcking, *et al.*, *Z. Phys.* **246**, 431 (1971)
- [She98] R. Sherr und H.T. Fortune, *Phys. Rev. C* **58**, 3292 (1998)
- [Smi88] M.J. Smithson, *et al.*, *Phys. Rev. C* **37**, 1036 (1988)
- [Sum06] C.S. Sumithrarachchi, *et al.*, *Phys. Rev. C* **74**, 024322 (2006)
- [Til00a] D.R. Tilley, *et al.*, Update Revised Manuscript from *Nucl. Phys. A* **595**, 1, 1995 (2000)
- [Til00b] D.R. Tilley, *et al.*, Update Revised Manuscript from *Nucl. Phys. A* **636**, 247, 1998 (2000)
- [Til00c] D.R. Tilley, *et al.*, Update Revised Manuscript from *Nucl. Phys. A* **595**, 4, 1995 (2000)



- [Tho88] I.P. Thompson, *Comput. Phys. Rep.* **7**, 167 (1988)
- [Try02] E. Tryggestad, *et al.*, *Phys. Lett. B* **541**, 52 (2002)
- [UoL01] Nuclear Physics Group, University of Liverpool home page, <http://ns.ph.liv.ac.uk/esp/nuclear/WS/Nilsson.html> (2001)
- [vOe70] W. von Oertzen, *Nucl. Phys. A* **148**, 529 (1970)
- [vOe96] W. von Oertzen, *Z. Phys. A* **354**, 37 (1996)
- [vOe97] W. von Oertzen, *Z. Phys. A* **357**, 355 (1997)
- [vOe01] W. von Oertzen, *Eur. Phys. J. A* **11**, 403 (2001)
- [vOe04] W. von Oertzen, *Eur. Phys. J. A* **21**, 193 (2004)
- [vOe06] W. von Oertzen, M. Freer und Y. Kanada En'yo, *Phys. Rep.* **432**, 43 (2006)
- [War92] E.K. Warburton and B.A. Brown, *Phys. Rev. C* **46**, 923 (1992)
- [Wel63] T.A. Welton , *Fast Neutron Physics*, Interscience, New York-London, vol. II, p. 1317 (1963)
- [Wie05] M. Wiedeking, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 132501 (2005)
- [Wie72] C.A. Wiedner, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **105**, 205 (1972)
- [Wir01] H.F. Wirth, *Dissertation*, TU München (2001)
- [Wiz73] J.L. Wiza, H.G. Bingham, H.T. Fortune, *Phys. Rev. C* **7**, 2175 (1973)
- [Zam65] L. Zamick, *Phys. Lett.* **19**, 580 (1965)
- [Zel79] A.F. Zeller, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **323**, 477 (1979)
- [Zha94] J. Zhang, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **575**, 61 (1994)



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die durch ihre fachliche und persönliche Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. W. von Oertzen und Herrn Prof. Dr. R. Krücken gilt mein besonderer Dank für die Möglichkeit, in der Kollaboration zwischen der Technischen Universität München und dem Hahn-Meitner-Institut Berlin meine Dissertation über ein interessantes Thema anzufertigen und ihre hilfreiche Unterstützung dabei.

Bei Herrn Dr. H.G. Bohlen bedanke ich mich ganz herzlich für die hervorragende Betreuung, zahlreiche wissenschaftliche Ratschläge, welche stets zur Verbesserung der Arbeit beigetragen haben, und unermüdliche Hilfsbereitschaft. Seine bemerkenswerte Kompetenz war für mich Anregung zur einer tiefergehenden und detaillierten Beschäftigung mit den Themen, die ich bearbeiten sollte. Außerdem möchte ich mich für die große Geduld und Verständnis während der Zusammenarbeit bedanken.

Mein Dank geht an Dr. H.F. Wirth für das Einbringen seines Fachwissens während der Strahlzeiten, sowie für die Zeit, die er sich nahm, um mir alles Nötige über den Aufbau des Detektors und den Umgang mit dem Programm MARaBOU nahe zu bringen.

Auch Dr. R. Hertenberger sei an dieser Stelle gedankt für seine Unterstützung bei dem Experiment und der Datenaufnahme.

Der MLL-Mannschaft schulde ich meinen besten Dank für ihre professionelle und einsetzungsfreudige Arbeit im Hintergrund.

Bei Herrn Prof. Dr. M. Freer bedanke ich mich für die Bereitstellung des  $^{14}\text{C}$ -Targets, ohne das diese Arbeit sicherlich weniger interessant ausgefallen wäre.

Dr. M. Millin möchte ich für seine wertvolle Zusammenstellung über Sauerstoff-Isotope und seine Mithilfe bei den Strahlzeiten danken.

Dr. Ch. Schulz, Dr. C. Wheldon und Dr. S. Alimov danke ich für ihre umfassende Hilfestellung bei diversen Problemen und Problemchen im EDV-Bereich und Dr. T. Kokalova für sowohl fachlichen als auch menschlichen Beistand.

Mein Dank gilt Mahmoud Mahgoub für seine Hilfsbereitschaft, Freundlichkeit und seine professionelle Webseite, auf der man alles, was mit Physik zu tun hat, nachschlagen kann.

Ich bedanke mich weiterhin bei Ludwig Maier, dessen Ratschläge und Hinweise viel zu der Gestaltung dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt allen Mitarbeitern des Instituts für Experimentalphysik E12 an der TU München und der Arbeitsgruppe SF7 am HMI Berlin für die Zusammenarbeit und die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Privat danke ich ganz besonders meinem Freund Tom Wenzl für sein Verständnis, seine Rücksichtnahme und Unterstützung. Darüber hinaus hätte diese Arbeit viel mehr Rechtschreibungs- und sprachliche Fehler enthalten, wenn er nicht die Geduld gehabt hätte, immer wieder Korrekturen zu lesen und dann stundenlang mit mir zu besprechen.

Abschließend möchte ich meine tiefe Dankbarkeit gegenüber meinem verstorbenen Vater ausdrücken, der in mir eine große Begeisterung für die Physik geweckt hat und mir damit geholfen hat, meinen Weg im Leben zu finden!



# Lebenslauf

von Tatiana Dorsch (geb. Zaharchenko)

## Persönliche Daten

Name Dorsch  
Vorname Tatiana  
Geburtsdatum 06.04.1972  
Geburtsort Nowokusnetzk, Russland  
Familienstand verheiratet, kinderlos  
Staatsangehörigkeit deutsch

Aktuelle Anschrift Eylauer Strasse 14  
10965 Berlin  
Mobil: 01625941591

## Ausbildung:

09.1979-06.1989 Gymnasium in Nowokusnetzk, Russland  
09.1989-06.1994 Grundstudium an der Lomonossow Staatlichen Universität Moskau,  
Studiengang Diplom-Physik, Studienarbeit "Theoretische Unter-  
suchung der  $\gamma$ -Übergänge in  $^{16}\text{O}$ " mit Note "sehr gut"  
10.1994-03.1996 Friseurfachschule in Moskau, Abschluss "sehr gut"  
03.03.1997 Ausreise nach Deutschland  
08.1997-06.1998 Deutschkurs bei der "Berliner Sprachenschule",  
Abschluss "sehr gut"  
06.1998-08.1998 Kurs "Berufsorientierende Vorbereitung" bei "ABC Integration"  
11.1998-08.2004 Studium an der Technischen Universität Berlin  
12.09.2000 Diplomvorprüfung, Abschluss "sehr gut"  
08.2003-08.2004 Diplomarbeit zum Thema "Theoretische Untersuchung der  
Asymmetrie im Verzweignungsverhältniss der Reaktionen  $d(d,p)^3\text{H}$   
und  $d(d,n)^3\text{He}$  im Verbund der Hydride der (Erd-) Alkalimetalle"  
31.08.2004 Abschluss an der TU Berlin als Diplom-Physikerin, Note "sehr gut"  
04.11.2005 Promotionsstipendium nach dem Gesetz zur Förderung des  
Wissenschaftlichen Nachwuchses (NaFöG)  
seit 07.07.2005 Doktorandin in der Kollaboration zwischen der Technischen  
Universität München und dem Hahn-Meitner-Institut Berlin

## Berufstätigkeit:

04.2001-09.2004 Tutorin als studentische Hilfskraft an der TU Berlin zu der  
Lehrveranstaltung "Theoretische Physik"  
01.2001-01.2005 Lehrkraft für Physik und Mathematik in "Rassl's Nachhilfeschule"  
seit 22.06.2005 Wissenschaftliche Mitarbeiterin an der Technischen Universität  
München (Doktorandin)