

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 46 (1973)  
**Heft:** 6

**Artikel:** Zustände in  $^{14}\text{N}$  und  $^{13}\text{C}$  aus der Reaktion  $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$   
**Autor:** Gmür, K. / Müller, H.H.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-114512>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 27.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Zustände in $^{14}\text{N}$ und $^{13}\text{C}$ aus der Reaktion $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$

von K. Gmür und H. H. Müller

Physik-Institut der Universität Zürich

(18. IX. 73)

*Abstract.* Levels in  $^{14}\text{N}$  between 11.81 and 12.41 MeV have been investigated by means of the  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$  reaction ( $E_d = 1.82$  to 2.50 MeV). From angular distributions measured at 40 keV intervals we deduce levels at 11.92, 12.05 and 12.25 MeV with widths of 0.07, 0.19 and 0.30 MeV respectively. Reasonable agreement is obtained between the data and calculated cross sections based on compound nucleus plus direct interaction reaction mechanisms. Spectroscopic factors for the lowest four levels in  $^{13}\text{C}$  have been determined. In addition, excitation curves of the reaction  $^{13}\text{C}(p, p')^{13}\text{C}$  have been measured at bombarding energies between 4.6 and 5.3 MeV.

## I. Einleitung

Im  $^{14}\text{N}$ -Kern, bei der Anregungsenergie  $E_x \approx 12$  MeV, ist die Kenntnis der Niveaueigenschaften unvollständig [1]. Mittels der Reaktion  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$  können Niveaux bei  $E_x \approx 12$  MeV mit  $E_{\text{lab}} \approx 2$  MeV angeregt werden. Die Analyse der Reaktion  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$  bei  $E_{\text{lab}} \approx 2$  MeV wird, wie bereits publizierte Messungen [2–5] zeigen, erschwert dadurch, dass die Niveaux im  $^{14}\text{N}$ -Kern sich mehr oder weniger überlappen und dadurch, dass zwei Reaktionsmechanismen auftreten, nämlich die Zwischenkernbildung und die Direktreaktion.

Es war unsere Absicht, möglichst vollständige Messungen der Reaktion  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$  auszuführen, d.h. Anregungskurven verschiedener Protonengruppen und Winkelverteilungen in kleinen Energieschritten zu messen. Vollständige Messungen sollten es auch ermöglichen, den Reaktionsmechanismus zu beschreiben und aus dem Anteil der Direktreaktion spektroskopische Faktoren des Grundzustandes und der ersten drei angeregten Zustände im  $^{13}\text{C}$  zu bestimmen.

Bei niedrigen Energien wird vorwiegend Zwischenkernbildung als Reaktionsmechanismus vermutet. Besonders erfolgreich sind Kashy et al. [2] mit einer Zwei-Niveau-Näherung, mit der überlappende Resonanzen der Reaktion  $^{12}\text{C}(d, p_0)^{13}\text{C}$  für  $E_{\text{lab}} = 0,5$  bis 2,0 MeV beschrieben werden. Die Anwendung von Theorien der direkten Wechselwirkung bei tiefen Energien führt hier zu unvernünftig grossen spektroskopischen Faktoren und schlecht passenden Winkelverteilungen [3, 6].

Bei höheren Energien wird für die Reaktionen  $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$  und  $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$  direkte Wechselwirkung als vorherrschend angenommen. Als Modell wird meistens die Distorted Waves Born Approximation (DWBA) angewendet. Um gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung zu erreichen, muss oft ein isotroper inkohärenter Untergrund angenommen werden [3, 7].

Einige theoretische Arbeiten befassen sich speziell mit dem Fall, dass eine isolierte Resonanz zusammen mit direkter Wechselwirkung vorliegt [8–10]. Anwendungen dieser Theorien finden sich bei T. W. Bonner et al. [11], H. W. Fulbright et al. [12], T. Gudehus et al. [13], J. W. Leonard et al. [5] und M. Allab et al. [14].

Zusammenfassend muss festgestellt werden, dass die Reaktionen  $^{12}\text{C}(d, p_0)^{13}\text{C}$  und  $^{12}\text{C}(d, n_0)^{13}\text{N}$  relativ wenig zur Kenntnis des Zwischenkerns  $^{14}\text{N}$  bei Anregungsenergien zwischen 11,81 MeV und 12,41 MeV beigetragen haben. Dies trotz Vorliegens ausführlicher Messungen wie derjenigen von M. T. McEllistrem et al. [4, 15] und H. Lefevre et al. [16], die unseres Wissens in diesem Energiegebiet überhaupt nicht analysiert worden sind.

## II. Messmethode

Der vom 5,5 MeV van de Graaff Beschleuniger gelieferte Deuteronenstrahl wurde in eine Streukammer mit Durchmesser 22 cm fokussiert. Der Ionenstrom betrug 0,1 bis 0,3  $\mu\text{A}$  und wurde in einem Faradaybecher integriert. Als Target haben wir freitragende Folien aus natürlichem Kohlenstoff verwendet. Die 4,5 bis 25  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  dicken Folien verursachten einen Energieverlust von 1 bis 5 keV bei  $E_{\text{lab}} = 2$  MeV. Die geladenen Reaktionsprodukte haben wir mit vier auf einem drehbaren Teller montierten Si-Oberflächensperrschichtdetektoren gemessen. Ein weiterer Detektor unter festem Winkel diente als Monitor.

Der systematische Fehler der absoluten Wirkungsquerschnitte ist etwa 5% und wird hauptsächlich von Unsicherheiten der Targetdickenmessungen verursacht.

## III. Theorie

Nach der  $R$ -Matrixtheorie kann der über die Winkel integrierte Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion näherungsweise als Summe von Breit-Wigner-Termen dargestellt werden [17, 18]:

$$\sigma(\alpha', \alpha) = \pi \lambda_\alpha^2 \sum \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \cdot \frac{\Gamma(\alpha' l' s' | J^\pi) \Gamma(\alpha l s | J^\pi)}{(E - E_{J^\pi})^2 + \Gamma_{J^\pi}^2/4} \quad (\alpha' \neq \alpha) \quad (1)$$

Unter der Voraussetzung, dass die Zustände verschiedene Drehimpulse  $J$  oder Paritäten  $\pi$  haben, gilt dieser Ausdruck auch für überlappende Resonanzen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion ist in der Schreibweise von Lane und Thomas [17]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\alpha', \alpha) = [(2I+1)(2i+1)]^{-1} \sum_{\substack{s' l' s' \\ s l s}} |A_{\alpha' s' l'; \alpha s l}|^2 \quad (2)$$

Zur theoretischen Berechnung des Wirkungsquerschnittes einer direkten  $(d, p)$  Abstreifreaktion steht uns das Programm DWUCK<sup>1)</sup> zur Verfügung. In der Schreibweise von G. R. Satchler [19] ist der Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Projektile und Kerne

<sup>1)</sup> Wir danken P. D. Kunz, University of Colorado, Boulder, Colorado, für die Ueberlassung dieses Programmes.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{k_b}{k_a} \cdot \frac{1}{(2J_A + 1)(2S_a + 1)} \sum_{\substack{M_B m_b \\ M_A m_a}} |T_{M_B m_b}^{M_A m_a}|^2 \quad (3)$$

Gleichungen (2) und (3) schreiben wir kürzer als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\substack{s' v' \\ s v}} |Q_{s' v'}^{ZK}{}_{s v}|^2 \quad (2a)$$

und

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\substack{M_B m_b \\ M_A m_a}} |Q_{M_B m_b}^{DW}{}_{M_A m_a}|^2 \quad (3a)$$

Das Programm DWUCK berechnet den Wirkungsquerschnitt einer  $(d, p)$  Abstreifreaktion nach DWBA in folgender Form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1,53 \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} S_{lj} \frac{\sigma_{DW}(\theta)}{2j + 1}$$

1,53 ist ein Normierungsfaktor für die benützte Hulthen-Wellenfunktion des Deuterons.  $J_A$  und  $J_B$  sind die Drehimpulsquantenzahlen des Anfangs- und Endkerns,  $j$  ist der Drehimpuls des transferierten Nukleons.  $S_{lj}$  ist der spektroskopische Faktor und  $\sigma_{DW}(\theta)$  bedeutet die von DWUCK berechnete Quantität.

Falls eine isolierte Resonanz zusammen mit direkter Wechselwirkung auftritt, kann der Wirkungsquerschnitt mit kohärenter Superposition der resonanten und der direkten Amplitude berechnet werden [8, 9, 20].

Wir haben die für den Fall einer isolierten Resonanz mit einer Partialwelle im Eingangs- und Ausgangskanal spezialisierte Amplitude  $Q_{s' v'}^{ZK}{}_{s v}$  von Gleichung (2a) mit Hilfe der Clebsch-Gordan-Koeffizienten auf die Basis der DWBA transformiert:

$$Q_{M_B m_b}^{ZK}{}_{M_A m_a} = \sum_{\substack{s' v' \\ s v}} (J_B M_B, s_b m_b | s' v') Q_{s' v'}^{ZK}{}_{s v} (J_A M_A, s_a m_a | s v) \quad (4)$$

Somit wird der differentielle Wirkungsquerschnitt bei Ueberlagerung einer isolierten Resonanz und direkter Reaktion

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\substack{M_B m_b \\ M_A m_a}} |Q_{M_B m_b}^{DW}{}_{M_A m_a} + e^{i\phi} Q_{M_B m_b}^{ZK}{}_{M_A m_a}|^2. \quad (5)$$

$\phi$  ist eine von Energie und Winkel unabhängige Phase und wird hier als Parameter für die Anpassung des theoretischen Wirkungsquerschnittes an die gemessenen Winkelverteilungen benützt.

## IV. Messergebnisse

### 1. Umfang unserer Messungen

Wir haben Winkelverteilungen von folgenden Reaktionen gemessen:

$$\left. \begin{array}{l} {}^{12}\text{C}(d, d_0){}^{12}\text{C} \\ {}^{12}\text{C}(d, p_0){}^{13}\text{C} \quad Q = 2,722 \text{ MeV} \\ {}^{12}\text{C}(d, p_1){}^{13}\text{C} \quad (3,09) \\ {}^{12}\text{C}(d, p_2){}^{13}\text{C} \quad (3,68) \\ {}^{12}\text{C}(d, p_3){}^{13}\text{C} \quad (3,85) \end{array} \right\} \begin{array}{l} E_{d \text{ lab}} = 1,820\text{--}2,500 \text{ MeV} \\ E_x \text{ in } {}^{14}\text{N} = 11,813\text{--}12,413 \text{ MeV} \\ \text{Energieschritte } \Delta E = 40 \text{ keV} \end{array}$$

Zusätzlich wurden vier Anregungskurven unter den Laborwinkeln  $14,6^\circ$ ,  $55,5^\circ$ ,  $125,5^\circ$  und  $162,5^\circ$  in Schritten von 20 keV gemessen.

In Ergänzung dazu haben wir vergleichshalber von den Reaktionen  ${}^{13}\text{C}(p, d_0){}^{12}\text{C}$  und  ${}^{13}\text{C}(p, p_{0,1,2,3}){}^{13}\text{C}$  im Energieintervall  $E_{p \text{ lab}} = 4,59\text{--}5,3 \text{ MeV}$  ( $E_x = 11,81\text{--}12,45 \text{ MeV}$ ) in Schritten von 18 keV vier Anregungskurven unter den Laborwinkeln  $14,0^\circ$ ,  $55,0^\circ$ ,  $125,5^\circ$  und  $162,5^\circ$  sowie einige Winkelverteilungen gemessen.

### 2. Optische Potentiale für die Reaktion ${}^{12}\text{C}(d, p){}^{13}\text{C}$

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die Direkt-Reaktion werden die optischen Potentiale der elastischen Streuprozesse im Ein- und Ausgangskanal  $d + {}^{12}\text{C}$  und  $p + {}^{13}\text{C}$  benötigt. Die Anpassung der mit dem Programm DWUCK berechneten Wirkungsquerschnitte an die experimentellen Daten der elastischen Streuung liefert mehrere Parametersätze für die optischen Potentiale. Von diesen haben wir die Sätze D1 und D2 bzw. P1, P2 und P3 gewählt (siehe Tabelle 1), mit denen wir am besten die Reaktions-Wirkungsquerschnitte beschreiben konnten.

Tabelle 1

Parameter des optischen Modells (Woods-Saxon-Potential)

$$U_{\text{opt}} = -V(e^x + 1)^{-1} - iW(e^y + 1)^{-1} + V_c(r, r_c)$$

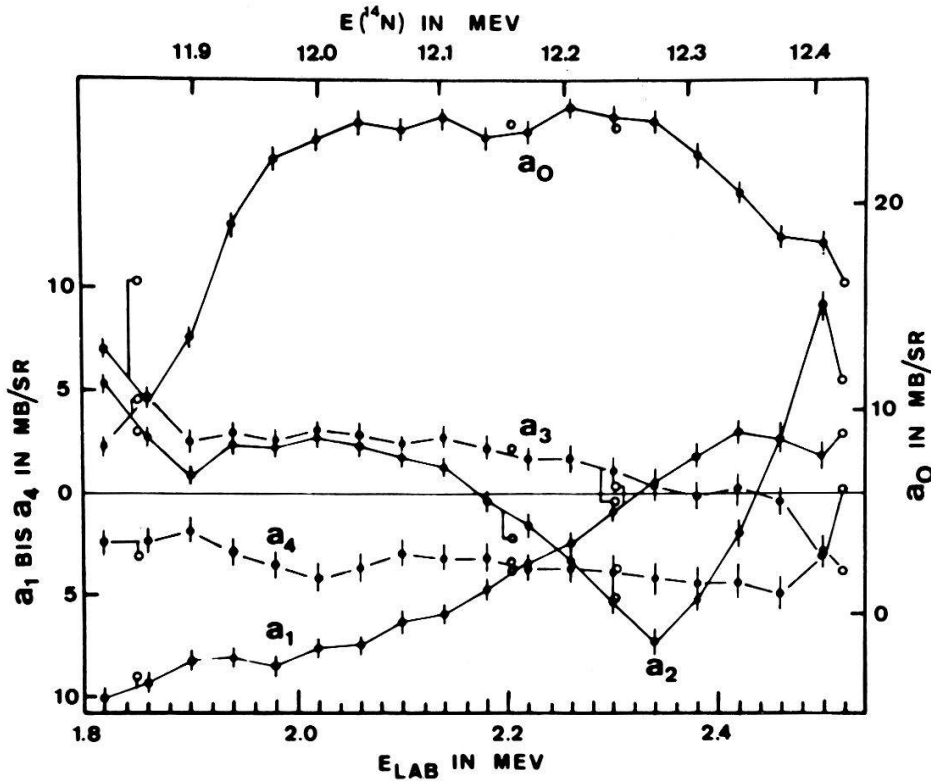
Die Exponenten sind  $x = (r - r_0 A^{1/3})/a$  und  $y = (r - r_0 A^{1/3})a'$ , der Coulombradius ist  $r_c = r_{0c} A^{1/3}$ . (Die Einheiten sind MeV bzw. fm.)

	$V$	$W$	$r_0$	$a$	$r'_0$	$a'$	$r_{0c}$	
$d + {}^{12}\text{C}$	99,0	2,5	1,25	0,5	1,25	0,54	1,25	D1
	99,0	5,0	1,25	0,5	1,25	0,54	1,20	D2
$p + {}^{13}\text{C}$	57,0	7,0	1,28	0,6	1,20	0,50	1,25	P1
	50,0	7,0	1,25	0,5	1,25	0,50	1,20	P2
	56,0	2,0	1,25	0,65	1,25	0,47	1,25	P3

### 3. Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^{12}\text{C}(d, p_0){}^{13}\text{C}$

3.1. Entwicklung der Winkelverteilung nach Legendre-Polynomen und Bestimmung des integralen Wirkungsquerschnitts. Alle gemessenen Winkelverteilungen wurden

nach einer Summe von Legendre-Polynomen entwickelt und die Koeffizienten  $a_L$  nach der Methode der kleinsten Quadrate angepasst. Die Entwicklungs-Koeffizienten  $a_L$ ,  $L = 0$  bis 4, sind in Figur 1 graphisch dargestellt.  $a_5$  und  $a_6$  sind nicht mehr signifikant von Null verschieden und deshalb nicht eingetragen. Zum Vergleich mit Resultaten anderer Autoren haben wir Winkelverteilungen von McEllistrem et al. [4] nach Legendre-Polynomen entwickelt und die Koeffizienten ebenfalls aufgezeichnet.



Figur 1

Koeffizienten der Legendre-Polynom Anpassung der  $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$  Winkelverteilungen. Die  $\circ$  sind Werte nach McEllistrem [4].

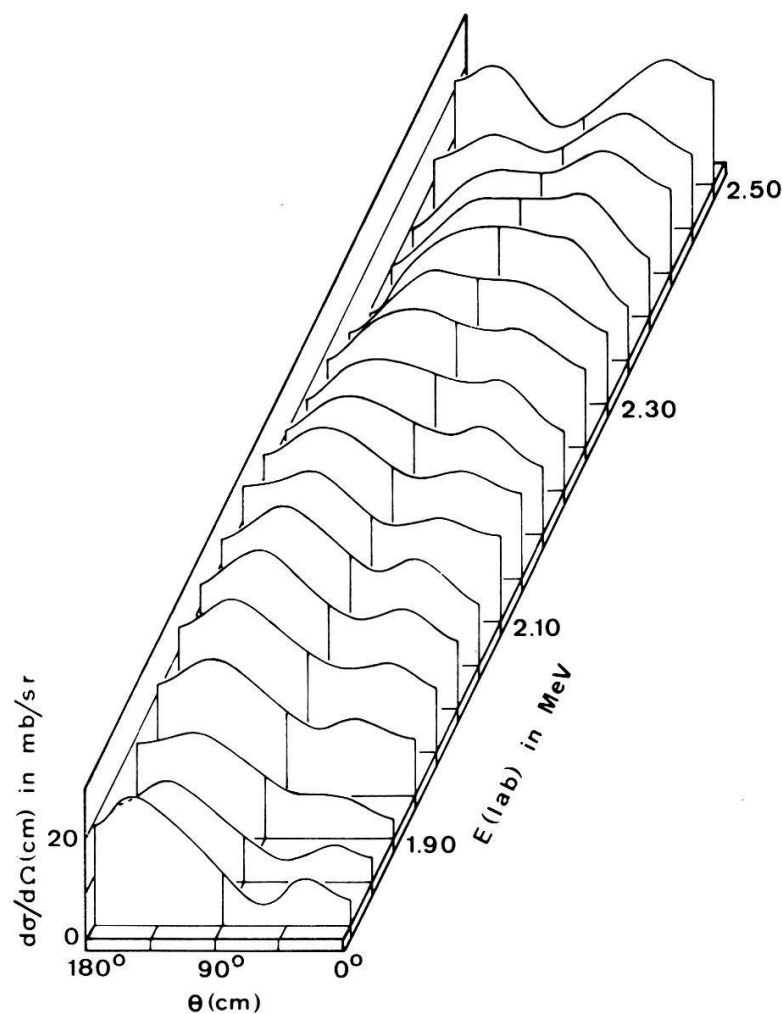
Eine isometrische Darstellung der  $(d,p_0)$ -Winkelverteilungen findet sich in Figur 2. Die Verteilungen sind nicht symmetrisch um  $\theta_{CM} = 90^\circ$  und der Koeffizient  $a_0$  zeigt keine ausgeprägte Resonanzstruktur, was auf überlappende Zustände hinweist. Nur der Koeffizient  $a_2$  fällt im oberen Energiegebiet durch sein resonantes Verhalten auf. Auch in der  $^{12}\text{C}(d,n_0)^{13}\text{N}$  Reaktion [16] ändert sich dieser Koeffizient im gleichen Energieintervall stark, aber mehr in Form eines Dispersionssignals.

**3.2. Theoretische Beschreibung des integralen Wirkungsquerschnitts.** Der experimentelle integrale Wirkungsquerschnitt folgt aus der Legendre-Polynom Anpassung:

$$\sigma(E) = 4\pi a_0(E) \quad (6)$$

Von den theoretischen Ausdrücken benutzen wir Gleichung (1) für die Zwischenkernbildung und  $\sigma_{DW}$  aus der DWBA-Theorie für die Direktreaktion. Wir haben nun versucht, die Summe dieser beiden integralen Wirkungsquerschnitte an die rechte Seite von Gleichung (6) anzupassen:

$$4\pi a_0(E) = \sigma^{ZK}(E) + \sigma^{DW}(E) \quad (7)$$



Figur 2  
 $^{12}\text{C}(d, p_0)^{13}\text{C}$  Winkelverteilungen. Die Kurven sind Legendre-Polynomannpassungen an die Messpunkte.

Tabelle 2  
 Resonanzparameter aus integralen Wirkungsquerschnitten. (Die Einheiten sind MeV.)

Literatur werte [1]		$(d, p_0)$			$(d, n_0)^\dagger$			$(d, p_3)$		
$E(^{14}\text{N})$	$\Gamma$	$E(^{14}\text{N})$	$\Gamma$	$R$	$E(^{14}\text{N})$	$\Gamma$	$R$	$E(^{14}\text{N})$	$\Gamma$	$R$
11,81	0,10 $\ddagger$	11,800	0,090	0,32	11,800	0,090	0,25			
11,95	—	11,925	0,061	0,26	11,923	0,087	0,13			
—	—	12,046	0,179	0,57	12,046	0,200	0,22			
12,23	—	12,254	0,293	0,80	12,256	0,319	0,40	12,214	0,217	0,11
12,414	0,037 $\ddagger$	12,414	0,040	0,19	12,414	0,040	0,06	12,410	0,040	1,58

$\dagger$ ) Aus Wirkungsquerschnitten von Lefèvre et al. berechnet [16].

$\ddagger$ ) Die Parameter dieser Niveaux wurden während des Anpassungsverfahrens nicht mehr variiert.

Es bedeuten  $R = (2J + 1) \frac{\Gamma_d \Gamma_{p,n'}}{\Gamma^2}$ ;  $\Gamma_d = \sum_{l,s} \Gamma_{dl,s}$  und  $\Gamma_p = \sum_{l',s'} \Gamma_{pl',s'}$ .



Damit verbunden ist die Annahme, dass sich ein Interferenzterm nicht allzustark auswirkt und darum weggelassen werden kann.

Die Werte für  $\sigma^{DW}(E)$  in Gleichung (15) haben wir zwischen zwei theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitten linear interpoliert und während der Anpassung konstant gelassen:

$$\sigma^{DW}(E) = \sigma^{DW}(E_{\min}) + \frac{[\sigma^{DW}(E_{\max}) - \sigma^{DW}(E_{\min})](E - E_{\min})}{E_{\max} - E_{\min}}$$

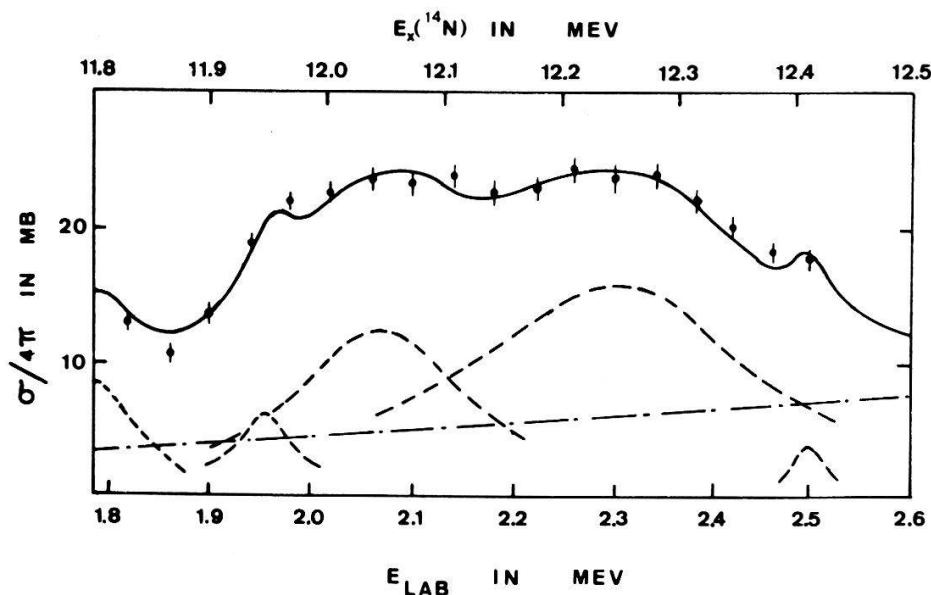
$E$  ist die Anregungsenergie im  $^{14}\text{N}$ ;  $E_{\min}$  und  $E_{\max}$  sind die Grenzen des Anpassungsintervalls (11,8 und 12,5 MeV).

Für den spektroskopischen Faktor des Grundzustandes von  $^{13}\text{C}$  setzten wir den theoretischen Wert  $S = 0,61$  von Cohen und Kurath [21] ein.

Zur Anpassung des Ausdruckes (7) an die Messdaten variierten wir folgende in  $\sigma^{ZK}(E)$  (siehe Gl. (1)) vorkommende Parameter:

- Anzahl der Resonanzen  $k$
- Resonanzstärken  $(2J + 1)(\Gamma_d \Gamma_p)_k$
- Resonanzbreiten  $\Gamma_k$
- Resonanzenergien  $E_k$

Als Anfangswerte des Variationsverfahrens setzten wir die Literaturwerte nach Ref. [1] ein. Sie sind in der ersten Kolonne von Tabelle 2 aufgeführt. Es war notwendig, zusätzlich zu den in dieser Referenz gegebenen Zuständen ein Niveau bei  $E_x(^{14}\text{N}) \approx 12,05$  MeV einzufügen. (In früheren Arbeiten, z.B. bei Gibbons et al. [22], wird bei  $E_x = 12,04$  MeV ein Niveau postuliert.) Als Resultat der Anpassung erhalten wir Kolonne 2 der Tabelle 2. Der angepasste integrale Wirkungsquerschnitt sowie die Messwerte sind in Figur 3 dargestellt.



Figur 3

Anpassung von Resonanzen an den integralen  $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$  Wirkungsquerschnitt. —·—·—  
 Wirkungsquerschnitt der direkten Reaktion. ———— Resonanzwirkungsquerschnitte. —————  
 Inkohärente Summe der beiden Wirkungsquerschnitte.



Zu Vergleichszwecken haben wir die integralen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $^{12}\text{C}(d, n_0)^{13}\text{N}$  und  $^{12}\text{C}(d, p_3)^{13}\text{C}_{3,85}$  durch ein entsprechendes Verfahren angepasst (Tabelle 2, Kolonnen 3 und 4). Die Messwerte der ersten Reaktion wurden von Lefèvre et al. [16] entnommen.

*3.3. Theoretische Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnittes.* Im Intervall 12,20–12,38 MeV Anregungsenergie trägt, wie Fig. 3 zeigt, eine relativ gut isolierte Resonanz zusammen mit der Direktreaktion wesentlich zum Wirkungsquerschnitt bei. Daher können wir Gleichung (5) dazu benützen, differentielle Wirkungsquerschnitte zu beschreiben, um daraus weitere Information über den im  $^{14}\text{N}$ -Kern angeregten Zustand und über den Grundzustand des Endkerns  $^{13}\text{C}$  zu gewinnen. Bei der Anpassung von Gleichung (5) an die Winkelverteilungen haben wir folgende in Abschnitt 3.2 festgelegten Resonanzparameter konstant gehalten:

$$E_R(^{14}\text{N}) = 12,25 \text{ MeV}$$

und

$$\Gamma_R = 0,30 \text{ MeV}$$

Die variierten Grössen sind

- spektroskopischer Faktor  $S$
- Drehimpuls, Parität, Produkt der Partialbreiten und die Phase  $\phi$  des Zwischenzustandes.

Eine Variation des Drehimpulses war nötig, weil der aus Ref. [1] entnommene Wert ( $J^\pi = 3^-$ ,  $E_R = 12,23 \text{ MeV}$ ) keine befriedigende Anpassung zuließ. Um die Zahl der anzupassenden Parameter klein zu halten, wurden im Eingangs- und Ausgangskanal nur je eine Partialwelle mit nur je einem Kanalspin berücksichtigt.

Die besten Resultate wurden mit folgenden Parametern erzielt:

Tabelle 3

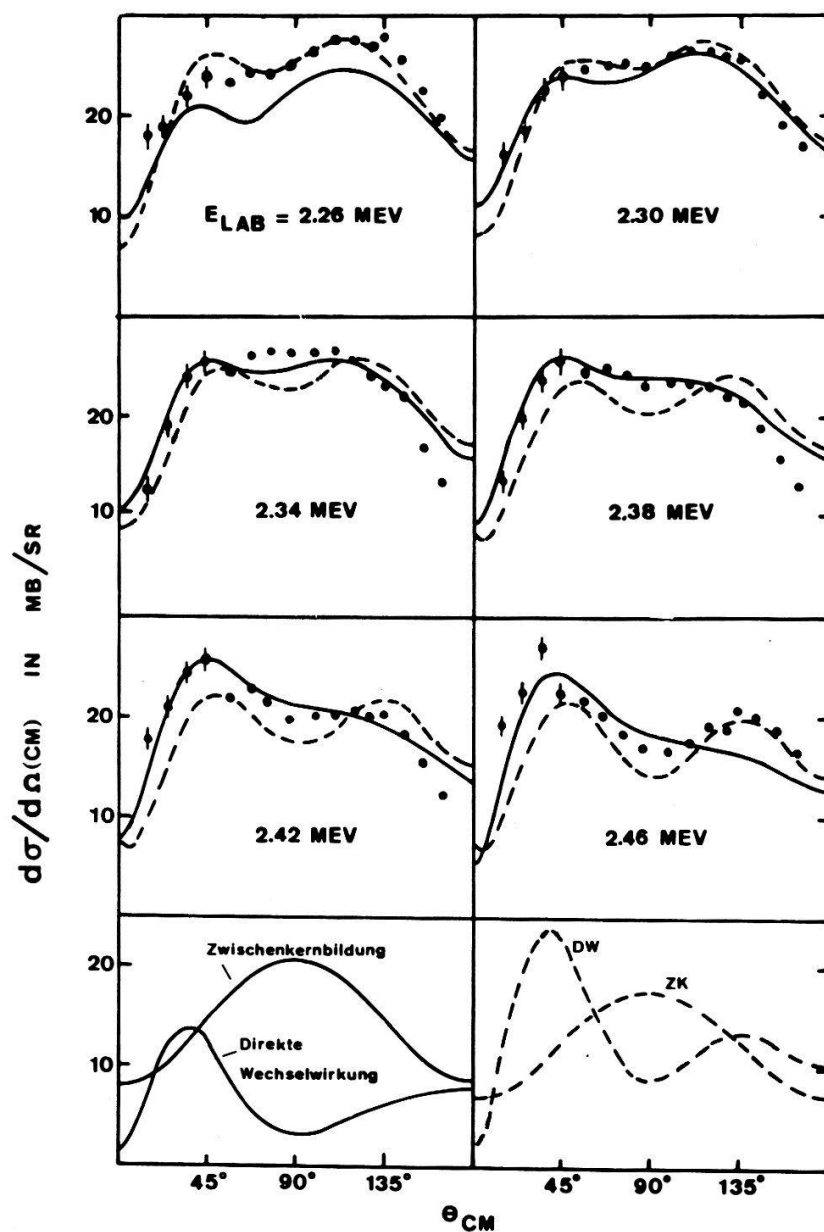
Drehimpulsquantenzahlen zur 12,25 MeV-Resonanz im  $^{14}\text{N}$  aus kohärenter Superposition von Resonanz- und Direktamplitude. (Die Parameter der optischen Potentiale sind in Tabelle 1 gegeben.)

Fall	$s(l_d)$	$J^\pi$	$(l_p)$	$s'$	Opt. Potential
a)	1 (2)	1+	(1)	1	D1 + P1
b)	1 (1)	1–	(2)	1	D2 + P2

In Figur 4 werden einige experimentelle Winkelverteilungen in der Nähe der Resonanzstelle mit den theoretischen Anpassungen für Fall a) und b) verglichen.

Tabelle 4 enthält die Anpassungsparameter.

$S$  und  $\Gamma_d \Gamma_p / \Gamma^2$  liegen in beiden Fällen in der Nähe ihrer oberen theoretisch zulässigen Grenzen. Die Vernachlässigung des Einflusses von entfernten Resonanzen könnte die etwas zu grossen Werte erklären.



Figur 4

Experimentelle und theoretische Winkelverteilungen der Reaktion  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$  in der Nähe der Resonanzenergie  $E_{\text{lab}} = 2,31 \text{ MeV}$  ( $E_x(^{14}\text{N}) = 12,25 \text{ MeV}$ ). ——— Fall a):  $J^\pi = 1^+$  opt. Potential D1 + P1. ----- Fall b):  $J^\pi = 1^-$  opt. Potential D2 + P2 (siehe Tab. 1). Die untersten beiden Kästen zeigen die reinen Resonanz- und Direktwirkungsquerschnitte bei der Resonanzenergie.

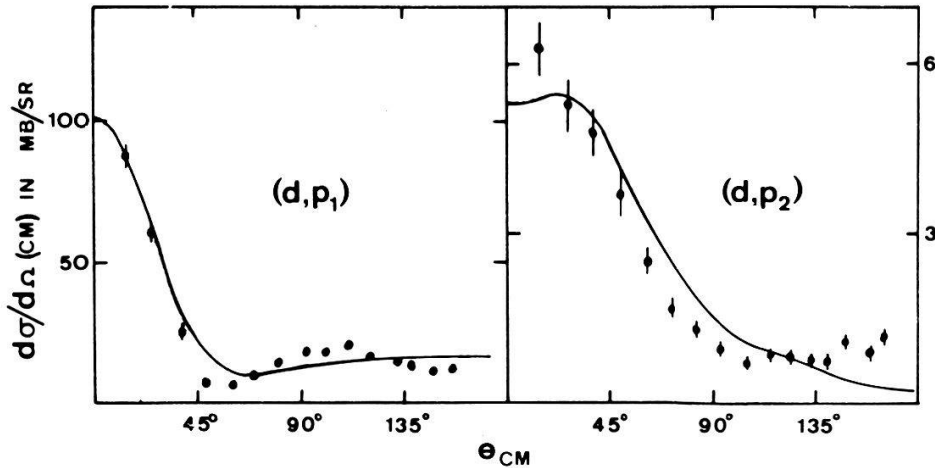
Tabelle 4

Parameter der 12,25 MeV-Resonanz und spektroskopischer Faktor des Grundzustandes von  $^{13}\text{C}$  aus kohärenter Superposition von Resonanz- und Direktamplitude

Fall	$J^\pi$	$\Gamma_d \Gamma_p / \Gamma^2$	$\phi$	$S$
a)	$1^+$	0,27	-4,87	0,85
b)	$1^-$	0,23	0,66	0,95

#### 4. Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $^{12}\text{C}(d, p_{1,2,3})^{13}\text{C}^*$

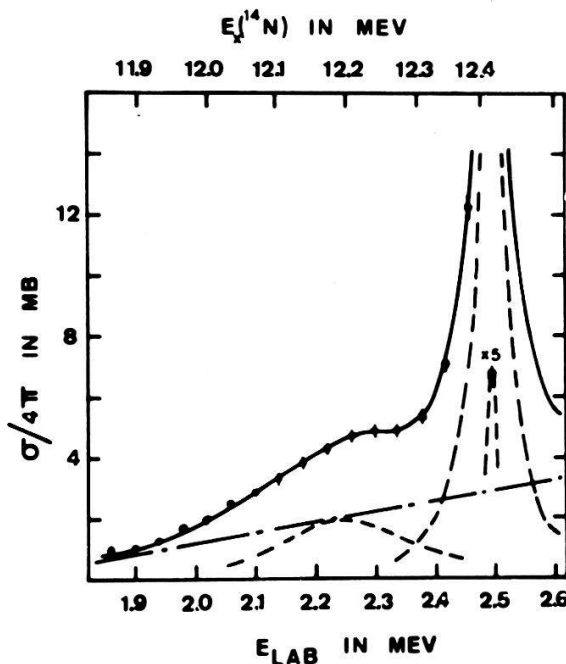
Bei diesen Reaktionen lässt die nahezu konstante Form und Asymmetrie der Winkelverteilungen eine dominierende direkte Wechselwirkung vermuten. Die Anwendung der DWBA auf die  $(d, p_1)$  und  $(d, p_2)$  Winkelverteilungen gibt befriedigende Resultate (Fig. 5). Die Form der Winkelverteilungen wird auch durch die Butler-Theorie gut wiedergegeben [23].



Figur 5

Gemessene und theoretische (DWBA) Winkelverteilungen der Reaktionen  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}_{3,09}$  und  $^{12}\text{C}(d, p_2)^{13}\text{C}_{3,68}$ . ( $E_{\text{lab}} = 2,26 \text{ MeV}$ .)

Ein schwach ausgeprägtes Maximum des integralen Wirkungsquerschnitts der  $(d, p_3)$  Reaktion bei  $E_{d \text{ lab}} = 2,3 \text{ MeV}$  (entsprechende Anregungsenergie in  $^{14}\text{N}$ : 12,25 MeV) deutet auf eine Beimischung von Resonanzamplitude zur sonst vorherrschenden



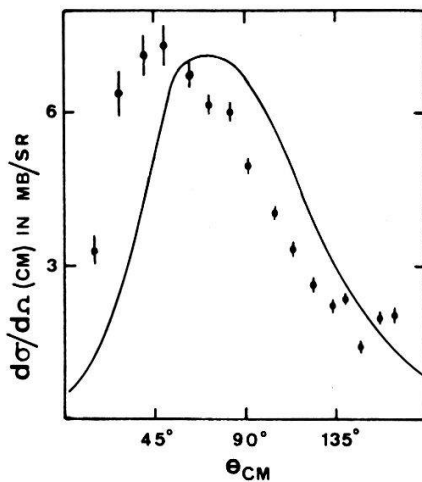
Figur 6

Anpassung zweier Resonanzen an den integralen  $^{12}\text{C}(d, p_3)^{13}\text{C}$  Wirkungsquerschnitt. — · — · — Wirkungsquerschnitt der direkten Reaktion. — — — — Resonanzwirkungsquerschnitte. — — — — Inkohärente Summe der beiden Wirkungsquerschnitte.

direkten Wechselwirkung (Fig. 6). Die starke Anomalie bei  $E_{d\text{lab}} = 2,5$  MeV ( $E_x(^{14}\text{N}) = 12,414$  MeV) wurde u.a. von Chase et al. [24] analysiert. Die Autoren geben für  $\Gamma_d \Gamma_{p_3} / \Gamma^2$  dieser  $J^\pi = 4^-$  Resonanz den Wert 0,33. Eine Anpassung von zwei Resonanzen und direktem Anteil ergibt hier den Wert 0,18 (Tab. 2).

Figur 7 zeigt einen Versuch, die experimentelle Winkelverteilung der  $(d,p_3)$  Reaktion mit Hilfe der DWBA allein zu beschreiben. Die Anpassung ist relativ schlecht. Der Grund dafür dürfte sein, dass der Einfluss der Resonanz nicht berücksichtigt ist.

In Tabelle 5 sind die aus den Reaktionen  $^{12}\text{C}(d,p_{1,2,3})^{13}\text{C}^*$  erhaltenen spektroskopischen Faktoren zusammengestellt.



Figur 7

Gemessene und theoretische (DWBA) Winkelverteilung der Reaktion  $^{12}\text{C}(d,p_3)^{13}\text{C}_{3,85}$ . ( $E_{\text{lab}} = 2,26$  MeV.)

Tabelle 5

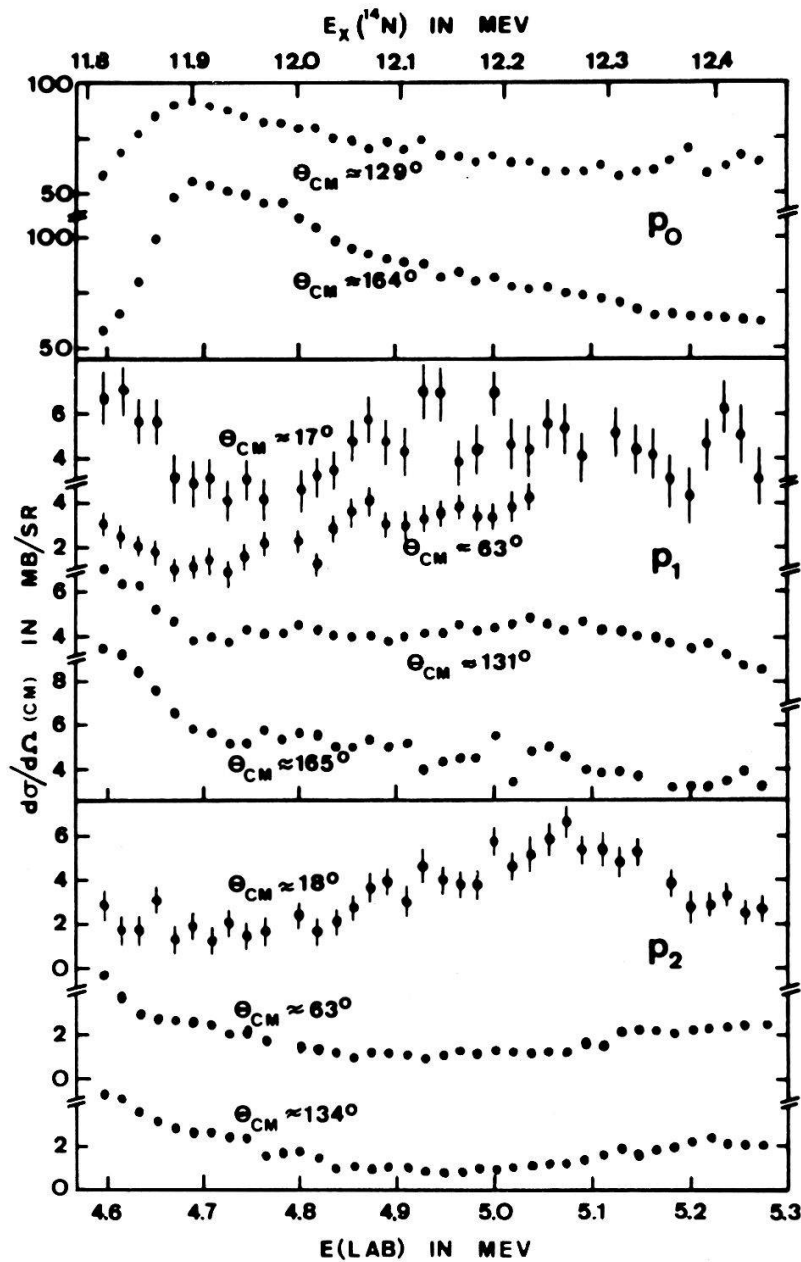
Übersicht über die spektroskopischen Faktoren der ersten drei angeregten Zustände von  $^{13}\text{C}$

$E(^{13}\text{C})$ in MeV	$J^\pi$	Einteilchenzustand	Opt. Pot.	$S$
3,09	$1/2^+$	$2s_{1/2}$	D2 + P2	0,29
3,68	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	D1 + P1	0,09
3,85	$5/2^+$	$1d_{5/2}$	D2 + P3	0,85

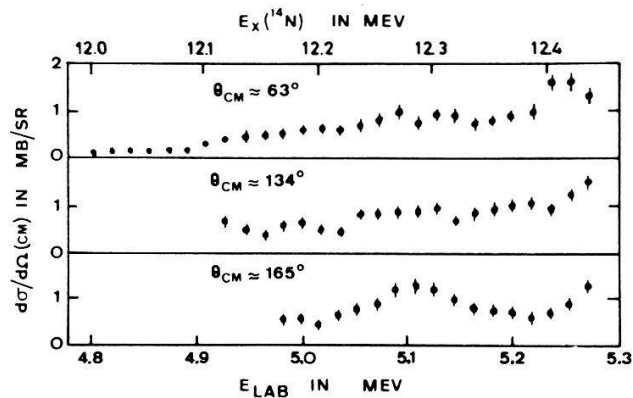
### 5. Wirkungsquerschnitte der mit $p + ^{13}\text{C}$ eingeleiteten Prozesse

Die gemessenen Anregungsfunktionen der elastischen und inelastischen Streuung zeigen oberhalb  $E_{p\text{lab}} = 4,7$  MeV keine auffälligen Resonanzen (Fig. 8 und 9).

In Figur 9 sind drei Anregungskurven der Reaktion  $^{13}\text{C}(p,p_3)^{13}\text{C}_{3,85}$  dargestellt. Eine schwache Anomalie bei  $E_{\text{lab}} = 5,1$  MeV,  $\Gamma \approx 50$  keV, könnte durch das Niveau bei  $E_x(^{14}\text{N}) = 12,29$  MeV [1] verursacht worden sein. Dieser Zustand wurde bis jetzt nur in der Reaktion  $^{10}\text{B}(\alpha,p)^{13}\text{C}$  deutlich festgestellt [25].



Figur 8  
Anregungskurven von  $^{13}\text{C}(p,p)^{13}\text{C}$ . Die beträchtlichen Messunsicherheiten bei kleinen Winkeln werden durch schlechte Statistik und Untergrundsubtraktionen verursacht.



Figur 9  
Anregungskurven der Reaktion  $^{13}\text{C}(p,p_3)^{13}\text{C}^*$ .

## V. Diskussion der Ergebnisse

### 1. Analyse von differentiellen und integralen Wirkungsquerschnitten der Reaktionen mit $d + ^{12}\text{C}$

Mit vereinfachenden Annahmen – Interferenz der Amplitude für eine isolierte Resonanz mit der Amplitude für die Direktreaktion – haben wir die bei  $E_{d\text{lab}} \approx 2,3$  MeV komplizierte Reaktion  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$  beschreiben können. Fig. 4 zeigt gemessene  $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$  Winkelverteilungen in der Nähe der einigermassen isolierten Resonanz  $E_x(^{14}\text{N}) = 12,25$  MeV ( $E_{\text{lab}} = 2,31$  MeV). Die eingezeichneten Kurven sind berechnete theoretische Winkelverteilungen. Die Annahme von  $J^\pi = 1^+$  für diesen Zwischenzustand ergibt die ausgezogenen Kurven; die gestrichelten Kurven folgen aus  $J^\pi = 1^-$ . Aus dem Unterschied der beiden Anpassungen die richtige Parität zu bestimmen scheint jedoch nicht möglich zu sein.

Mit der Theorie des Kapitels III lässt sich somit ein Wirkungsquerschnitt relativ gut beschreiben, wenn eine isolierte Resonanz zusammen mit direkter Wechselwirkung auftritt. In einem Energiegebiet mit mehreren überlappenden Resonanzen, wie wir es zwischen 11,8 und 12,2 MeV Anregungsenergie haben (siehe Fig. 3), ist die Anwendung dieses einfachen Verfahrens nicht mehr möglich.

Die hier benötigten optischen Potentiale von leichten Kernen bei niedrigen Energien sind problematisch. Wilsch und Clausnitzer [26] haben das optische Modell für  $d + ^{12}\text{C}$  untersucht. Nach diesen Autoren genügt selbst die Ausnützung der vollen Parameterzahl nicht, um eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Messungen und Theorie zu erreichen.

Eine Alternative zur Erklärung des Wirkungsquerschnittes in der Gegend von  $E_x(^{14}\text{N}) = 12,25$  MeV wäre die Annahme, dass sich zwei oder mehrere Zustände mit vergleichbaren Stärken überlappen. Wir haben ursprünglich versucht, eine Zwei-Niveau-Formel [2] anzuwenden. Es gelang nicht, die Messdaten zu beschreiben.

Die Hinzunahme von Messungen des integralen Wirkungsquerschnitts zum differentiellen ergänzt die Information über den Reaktionsmechanismus. Wir haben die integralen Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$  und  $^{12}\text{C}(d,p_3)^{13}\text{C}_{3,85}$  durch eine inkohärente Summe von Resonanz- und direktem Anteil beschrieben (Fig. 3 und 6). Die Winkelverteilungen und integralen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $^{12}\text{C}(d,p_1)^{13}\text{C}_{3,09}$  und  $^{12}\text{C}(d,p_2)^{13}\text{C}_{3,68}$  sind mit der Annahme einer reinen direkten Wechselwirkung verträglich.

### 2. Vergleich der Reaktionen $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$ und $^{12}\text{C}(d,n_0)^{13}\text{N}$

Nach der Theorie der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte sind für einen angeregten Zustand in  $^{14}\text{N}$  mit reinem Isospin die reduzierten Breiten  $\gamma_{\alpha sl}^2$  für die Emission eines Protons und eines Neutrons einander gleich:

$$\gamma_{p sl}^2 = \gamma_{n sl}^2$$

Aus Tabelle 2 geht hervor, dass die Partialbreiten für Protonenemission durchwegs grösser als die Neutronenpartialbreiten sind:

Niveau:	11,80	11,95	12,05	12,25	12,414 MeV
$\Gamma_{p_0}/\Gamma_{n_0}$ :	1,3	2,0	2,6	2,0	3,0

Im Fall des näher untersuchten  $E_x(^{14}\text{N}) = 12,25$  MeV Zustandes deutet das experimentelle Verhältnis  $\Gamma_{p_0}/\Gamma_{n_0} = 2,0$  darauf hin, dass der l-Wert des emittierten Nukleons 1 ist. Dies gilt, wie bis jetzt konsequent vorausgesetzt, für die Annahme, dass nur eine Partialwelle zur Resonanz beiträgt. Somit wäre, nach dem Drehimpulsschema laut Tabelle 3, der Fall a) mit  $J^\pi = 1^+$  zu bevorzugen.

### 3. Eigenschaften der im $^{14}\text{N}$ Kern untersuchten Zustände

Eine Uebersicht über die untersuchten Zustände gibt Tabelle 2. Aus der Analyse des integralen Wirkungsquerschnittes der Reaktionen  $^{12}\text{C}(d, p_0)^{13}\text{C}$  und  $^{12}\text{C}(d, n_0)^{13}\text{N}$  haben wir folgende Werte erhalten:

Tabelle 6

Vergleich von Literaturwerten mit den vorliegenden. (Energien sind in MeV gegeben. Die Fehler betragen etwa 10% der Breiten. Die eingetragenen Zahlen sind Mittelwerte von Kolonne 2 und 3 der Tabelle 2.)

Ajzenberg-Selove [1]			Vorliegende Arbeit		
$E(^{14}\text{N})$		$J^\pi$	$E(^{14}\text{N})$		$J^\pi$
11,95	—	$2^+$	11,92	0,07	—
—	—	—	12,05	0,19	—
12,23	—	$3^-$	12,25	0,30	$1^+(1^-)$

Energien sind in MeV gegeben. Die Fehler betragen etwa 10% der Breiten. Die eingetragenen Zahlen sind Mittelwerte von Kolonne 2 und 3 der Tabelle 2.

Um die Winkelverteilungen bei  $E_x(^{14}\text{N}) = 12,25$  MeV erklären zu können, ordnen wir dem Niveau den Drehimpuls  $J^\pi = 1^+$  oder  $1^-$  zu. Dies steht nicht im Widerspruch zu Schalenmodellrechnungen von True [27]. Dieser Autor findet in der Umgebung von 12,25 MeV folgende  $J = 1$  Zustände:

Tabelle 7

Theoretische Zustände im  $^{13}\text{N}$ -Kern mit  $J = 1$  von True [27]

$E_x(^{14}\text{N})$	$J^\pi, T$	Dominierende Konfiguration
12,07	$1^-, 0$	$(p_{1/2}) (d_{3/2})$
12,24	$1^+, 0$	$(s_{1/2}) (d_{3/2})$
12,27	$1^-, 1$	$(p_{1/2}) (d_{3/2})$

Sein nächster  $J^\pi = 3^-$  Zustand liegt mehrere MeV tiefer.

Jäger et al. [31] erhalten aus Schalenmodell-Rechnungen von Zuständen nicht normaler Parität einen Zustand  $J^\pi = 1^-, T = 0$  bei  $E_x = 12,26$  MeV im  $^{14}\text{N}$ -Kern. Für die nahegelegenen Zustände mit  $J^\pi = 3^-$  erhalten diese Autoren die Anregungsenergie  $E_x = 11,65$  MeV, bzw. 13,27 MeV. Beim 12,25 MeV Niveau ist eine rohe



Schätzung der Partialbreiten  $\Gamma_d$ ,  $\Gamma_{p_0}$  und  $\Gamma_{n_0}$  möglich, falls wir bei der Annahme bleiben, dass in allen Kanälen vorwiegend nur eine Partialwelle resonant ist. Aus der Analyse des integralen Wirkungsquerschnittes (siehe Tab. 2) und der Annahme von  $J = 1$  folgt

$$\Gamma_d \Gamma_{p_0} / \Gamma^2 = 0,27$$

Vergleichbare Zahlen stammen von der detaillierten Untersuchung der Winkelverteilungen, nämlich 0,27 und 0,23 (Tab. 3). Diese Werte, die zum Teil sogar über dem theoretischen Maximum von 0,25 liegen, können nicht der Realität entsprechen, weil mindestens noch die Partialbreite für Neutronenemission berücksichtigt werden muss. Eine mögliche Erklärung für diese zu hohen Partialbreiten könnte die Vernachlässigung des Einflusses von entfernten Resonanzen sein.

Bilden wir das Maximum des Ausdrucks  $\Gamma_d \Gamma_{p_0} / \Gamma^2$  unter der experimentell bestätigten Nebenbedingung  $\Gamma_{p_0} \approx 2\Gamma_{n_0}$ , so finden wir

$$\Gamma_d \Gamma_{p_0} / \Gamma^2 = 0,17$$

$$\Gamma_d / \Gamma = 1/2, \quad \Gamma_{p_0} / \Gamma = 1/3, \quad \Gamma_{n_0} / \Gamma = 1/6$$

Diese Ergebnisse kommen der Wirklichkeit näher, falls die Annahme von  $J = 1$  für den 12,25 MeV Zustand in  $^{14}\text{N}$  korrekt ist.

Die reduzierte Breite von Nukleonen kann in Einheiten von  $\hbar^2/2MR^2$  angegeben werden.  $M$  und  $R$  sind reduzierte Masse und Radius des zerfallenden Kerns. Bei leichten Kernen erwartet man für diese relative reduzierte Breite etwa  $10^{-3}$  bis  $10^{-1}$ . Untenstehende Resultate bestätigen diese Erfahrung.

Tabelle 8

Partialbreiten und relative reduzierte Breiten des 12,25 MeV Zustandes im  $^{14}\text{N}$ -Kern

$E_x(^{14}\text{N})$ MeV	$\Gamma_{p_0}$ MeV	$\Gamma_{n_0}$ MeV	$\gamma_{p_0}^2$ MeV	$\gamma_{n_0}^2$ MeV	$\frac{\gamma^2}{\hbar^2/2MR^2}$	$l$
12,25	0,1	0,05	0,035	0,032	$1,7 \cdot 10^{-2}$	1
			0,065	0,10	$4,3 \cdot 10^{-2}$	2

#### 4. Eigenschaften der in $^{13}\text{C}$ untersuchten Zustände

Die Reaktionen  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$  lassen den Endkern  $^{13}\text{C}$  bei den hier angewandten Energien in seinen vier tiefsten Zuständen zurück. Falls dieser Endkern als  $^{12}\text{C}$ -Rumpf + ein transferiertes Neutron in angeregten Zuständen aufgefasst werden kann, sollte die Reaktion günstig für Anwendung der DWBA sein. Dies trifft für niedrigere angeregte Zustände mehr oder weniger zu. Die Analyse der Wirkungsquerschnitte zeigt, dass die Uebergänge  $^{12}\text{C}(d,p_1)^{13}\text{C}_{3,09}$  und  $^{12}\text{C}(d,p_2)^{13}\text{C}_{3,68}$  durch direkte

Wechselwirkung erfolgen, während die beiden übrigen im untersuchten Energiegebiet zusätzlich Resonanzcharakter zeigen.

Alle Drehimpulse und Paritäten der in Frage kommenden  $^{13}\text{C}$ -Niveaux sind bekannt. Wir sind deshalb in der Lage, nach Gleichung (3) bzw. (5) spektroskopische Faktoren zu bestimmen.

Tabelle 9 zeigt einen Vergleich der hier ermittelten mit anderen experimentellen und theoretischen spektroskopischen Faktoren. Die verwendeten optischen Potentiale sind in Tabelle 1 gegeben, und die Voraussetzungen für die DWBA-Berechnungen sind im Abschnitt IV.2 besprochen.

Tabelle 9  
Vergleich von spektroskopischen Faktoren der vier tiefsten Zustände im  $^{13}\text{C}$ -Kern. Der Fehler der in dieser Arbeit ermittelten Werte beträgt etwa 30%

$E_x(^{13}\text{C})$ (MeV)	$l_n$	$J^\pi$	$E_{d\text{lab}}$ (MeV)	$S$ (exp.)			$S$ (theor.)		
				a)	b)	c)	d)	e)	f)
0	1	$1/2^-$	2,3	0,9					
			2,5		1,1				
			4,5		0,71			0,7	0,61
			9,0			0,83			
3,09	0	$1/2^+$	2,3	0,29					
			2,89			0,67			
3,68	1	$3/2^-$	2,3	0,09					
			2,8				0,19		0,187
			3,7				0,17		
3,85	2	$5/2^+$	2,3	0,85					
			2,8				2,2		
			3,7				1,27		

- a) diese Arbeit.
- b) Gallmann et al. [3].
- c) Smith, Ivash [28].
- d) Gerke et al. [29].
- e) Macfarlane, French [30].
- f) Cohen, Kurath [21].

Wir möchten Frl. Prof. V. Meyer danken für viele klärende Diskussionen und für ihre hilfsbereite Unterstützung. Ferner danken wir dem Schweizerischen Nationalfonds für die finanzielle Hilfe.

#### LITERATURVERZEICHNIS

- [1] F. AJZENBERG-SELOVE, Nucl. Phys. A 152, 1 (1970).
- [2] E. KASHY, R. R. PERRY und J. R. RISSER, Phys. Rev. 117, 1289 (1960).
- [3] A. GALLMANN, P. FINTZ und P. E. HODGSON, Nucl. Phys. 82, 161 (1966).

- [4] M. T. McELLISTREM, K. W. JONES, REN CHIBA, R. A. DOUGLAS, D. F. HERRING und E. A. SILVERSTEIN, Phys. Rev. *104*, 1008 (1956).
- [5] J. W. LEONARD und D. O. WELLS, Nucl. Phys. A *153*, 657 (1970).
- [6] E. ELWYN, J. V. KANE, S. OFER und D. H. WILKINSON, Phys. Rev. *116*, 1490 (1959).
- [7] J. R. DAVIS und G. U. DIN, Nucl. Phys. A *179*, 101 (1972).
- [8] K. F. RATCLIFF und N. AUSTERN, Ann. Phys. *42*, 185 (1967).
- [9] N. AUSTERN, in *Selected Topics in Nuclear Theory*, edited by F. JANOUCH (International Atomic Energy Agency, Vienna 1963).
- [10] F. B. MORINIGO, Nucl. Phys. *77*, 289 (1966).
- [11] T. W. BONNER, J. F. EISINGER, A. A. KRAUS und J. B. MARION, Phys. Rev. *101*, 209 (1956).
- [12] H. W. FULBRIGHT, J. A. ROBBINS, R. WEST, D. P. SAYLOR und J. W. VERBA, Nucl. Phys. A *94*, 214 (1967).
- [13] T. GUDEHUS, M. COSACK, R. FELST und H. WAHL, Nucl. Phys. *80*, 577 (1966).
- [14] M. ALLAB, M. AMIEL, A. AMOKRANE, H. BEAUMEVIEILLE, A. HENNI und M. LAMBERT, J. Physique *31*, 919 (1970).
- [15] M. T. McELLISTREM, Phys. Rev. *111*, 596 (1958).
- [16] H. W. LEFEVRE, C. A. BURKE und R. M. BAHNSEN, University of Oregon International Report RLO-1925-44.
- [17] A. M. LANE und R. G. THOMAS, Rev. Mod. Phys. *30*, 257 (1958).
- [18] H. LUSTIG, Phys. Rev. *117*, 1317 (1960).
- [19] G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. *55*, 1 (1964).
- [20] S. YOSHIDA, Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure, Kingston, Canada, 1960, p. 336.
- [21] S. COHEN und D. KURATH, Nucl. Phys. A *101*, 1 (1967).
- [22] J. H. GIBBONS und R. L. MACKLIN, Phys. Rev. *114*, 571 (1959).
- [23] T. S. KATMAN, N. R. FLETCHER, D. R. TILLEY und R. M. WILLIAMSON, Nucl. Phys. *80*, 449 (1966).
- [24] L. F. CHASE, R. G. JOHNSON und E. K. WARBURTON, Phys. Rev. *120*, 2103 (1960).
- [25] G. MANNING und B. SINGH, Proc. Phys. Soc. A *66*, 842 (1953).
- [26] H. WILSCH und G. CLAUSNITZER, Nucl. Phys. A *160*, 609 (1971).
- [27] W. W. TRUE, Phys. Rev. *130*, 1530 (1963).
- [28] W. R. SMITH und E. V. IVASH, Phys. Rev. *131*, 304 (1963).
- [29] D. G. GERKE, D. R. TILLEY, N. R. FLETCHER und R. M. WILLIAMSON, Nucl. Phys. *75*, 609 (1966).
- [30] M. H. MACFARLANE und J. B. FRENCH, Rev. Mod. Phys. *32*, 567 (1960).
- [31] H. U. JÄGER, H. R. KISSENER und R. A. ERAMZHIAN, Nucl. Phys. A *171*, 16 (1971).