

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 29 (1956)  
**Heft:** I

**Artikel:** Elastische und inelastische Streuung von Protonen an Kohlenstoff  
**Autor:** Schneider, H.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112695>

#### 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:** 23.02.2026

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

## Elastische und inelastische Streuung von Protonen an Kohlenstoff

von H. Schneider\*) (ETH., Zürich).

(9. I. 1956.)

**Zusammenfassung:** Experimente mit elastischer und inelastischer Streuung von Protonen an einer Kohlenstofftarget, die sich auf Winkelverteilungen im Energiegebiet zwischen 4,7 und 7 MeV erstreckten, geben Aufschluss über die angeregten Zustände im Zwischenkern N<sup>13</sup>. Eine vollständige Analyse der Streuphasen wird vorgelegt und diskutiert; Spin, Parität und Strahlungsbreite werden bei 4 angeregten Zuständen mit Sicherheit und bei 3 weiteren mit Wahrscheinlichkeit angegeben. Es zeigt sich, dass bei den Strahlungsbreiten eine Regelmässigkeit vorliegt, die eine deutliche Unterteilung der Niveaus nach den reduzierten Strahlungsbreiten in zwei Klassen ermöglicht. Einmal treten Niveaus auf mit grossen Strahlungsbreiten und unter diesen finden wir bezüglich Spin, Parität und Reihenfolge gerade die von dem Schalenmodell zu erwartenden Einteilchenzustände. Neben diesen werden weitere Niveaus beobachtet, deren reduzierte Strahlungsbreite etwa um den Faktor 10 kleiner sind und die deshalb sicher nicht mehr als Einteilchenzustände anzusprechen sind. Die Möglichkeit der Rumpfanregung wird diskutiert, und das Auftreten der inelastischen Streuung setzt diesen Prozess in Evidenz.

### Einleitung.

Streuexperimente in Verbindung mit der entsprechenden Phasenanalyse sind in der Lage, Auskunft über angeregte Zustände im Zwischenkern und deren Lebensdauer zu geben. Die angeregten Zustände leichter Kerne sind von speziellem Interesse, weil man hoffen kann, dort zuerst Gesetzmässigkeiten zu entdecken, wo nur wenig Nukleonen im Spiel sind. Es ist deshalb heute schon eine grosse Zahl von Niveaus in diesem Gebiet bekannt. Trotzdem stösst die Interpretation auf grosse Schwierigkeiten, und das Bild scheint viel verwickelter als bei den schwersten Kernen, bei denen man doch eine überraschend gute Übereinstimmung mit den Voraussagen des Schalenmodells finden konnte. Das Schalenmodell allein ist offenbar nicht in der Lage, die Mannigfaltigkeit der Niveaufolge bei den leichten Kernen zu erklären. Der Gedanke, verschiedene Modelle

---

\*) zur Zeit CSIR, Pretoria (Südafrika).

gleichzeitig zur Interpretation heranzuziehen, liegt deshalb nahe und ist auch schon viel diskutiert worden. Die Schwierigkeiten, denen ein solches Vorgehen begegnet, sind natürlich gross; denn einerseits liefert eine Mischung von Modellvorstellungen eine grosse Mannigfaltigkeit von Phänomenen, und andererseits sind die zur Verfügung stehenden experimentellen Daten noch lückenhaft und mit Unsicherheiten behaftet, so dass das Verfahren noch keine Erfolge zeitigen konnte<sup>1) 2)</sup>.

Gehen wir von dem Gedanken aus, zunächst einmal experimentell zu prüfen, ob die vom Schalenmodell verlangten Niveaus bezüglich Spin, Parität, Strahlungsbreite und Reihenfolge unter den

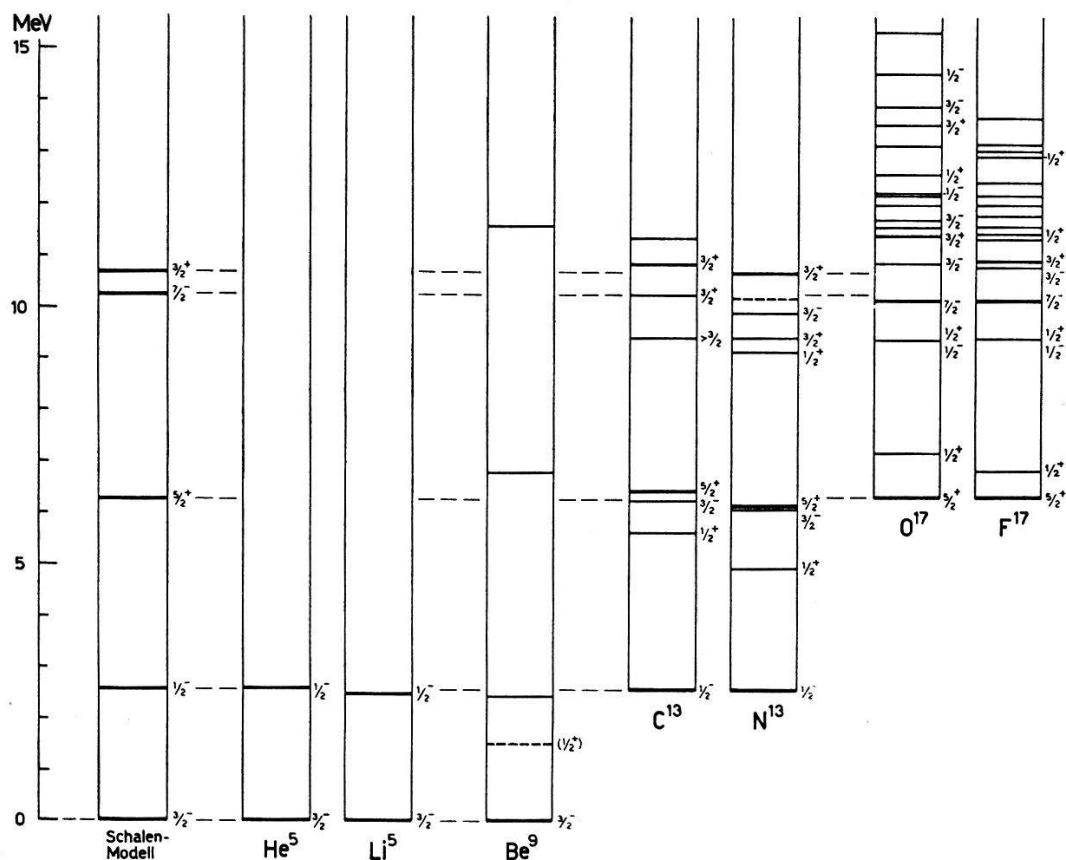


Fig. 1.

Niveaufolge des Schalenmodells mit experimentell ermittelten Termabständen. Die Niveaus bei  $N^{13}$  oberhalb 8 MeV (auf dieser Skala) sind das Ergebnis dieser Arbeit.

vielen beobachteten zu finden sind, so folgt daraus, dass wir uns gemäss den Voraussetzungen des Schalenmodells auf ungerade Kerne beschränken müssen. Wir wollen aber noch einen Schritt weitergehen und nur bei  $(4n + 1)$  Kernen suchen, weil wir annehmen müssen, dass es bei einem Kern, der als sehr „stabil“ Rumpf plus ein Leuchtnukleon“ aufzufassen ist, am ehesten gelingen sollte,

eine Trennung der reinen Einteilchenzustände von den übrigen vorzunehmen. Um solche Kerne handelt es sich z. B. bei O<sup>17</sup> mit seinem Spiegelkern F<sup>17</sup> und ebenso bei C<sup>13</sup> mit seinem Spiegelkern N<sup>13</sup>. Während nun bei O<sup>17</sup>, F<sup>17</sup> und C<sup>13</sup> bereits Niveaus bekannt sind, die zu dieser Diskussion herangezogen werden können, fehlt bei N<sup>13</sup> oberhalb 5 MeV noch jede Information. Unsere Experimente befassen sich daher gerade mit diesem Energierbereich und zeigen, dass die Einteilchenniveaus des Schalenmodells sogar bis zu diesen hohen Anregungsenergien im Zwischenkern (10 MeV) deutlich nachzuweisen sind. Die so gefundenen Niveaus werden jetzt mit denen des Spiegelkernes C<sup>13</sup> verglichen und ausserdem wird die Aufspaltung der  $d_{5/2} - d_{3/2}$ -Terme, die hier beide auftreten, den entsprechenden Niveaus im F<sup>17</sup> und O<sup>17</sup> gegenübergestellt. Wie Fig. 1 zeigt, ist die Übereinstimmung recht eindrücklich. Bei dem neu gefundenen Niveau im N<sup>13</sup> liefert zunächst die Strahlungsbreite einen Hinweis auf die Art des betreffenden Zustandes. Der breite  $d_{3/2}$  passt vorzüglich zu den entsprechenden  $d_{3/2}$ -Breiten in C<sup>13</sup> und F<sup>17</sup>. (Bei O<sup>17</sup> scheint dieses Niveau etwas verschoben.)

Glücklicherweise gibt in diesem Fall N<sup>13</sup> bei der gleichen Energie auch inelastische Streuung und dieser Prozess liefert ein weiteres starkes Argument für die Richtigkeit dieser Annahme.

### **Experimente.**

#### *Elastische Streuung am Kohlenstoff.*

Der ausgelenkte Protonenstrahl des Cyklotrons passiert ein System von Absorbern, mit denen die Energie in kleinen Schritten variiert werden kann und trifft, von einem Magneten fokussiert, im Zentrum der Streukammer auf eine Polystyrentarget von 0,44 mg/cm<sup>2</sup> Dicke. Der Energieverlust in der Target beträgt weniger als 0,3% bei 7 MeV und 0,5% bei 5 MeV. Die Schwächung des Protonenstrahles ist vernachlässigbar klein. Hinter der Target wird der direkte Strahl in einem Faradaykäfig gestoppt und die Ladung integriert. In der Streukammer befindet sich in konzentrischer Anordnung drehbar ein Detektor, bestehend aus einem Blendenrohr, Anthracenkristall und Photomultiplier. Technische Einzelheiten der Anordnung sind bereits andernorts beschrieben<sup>3)</sup><sup>4)</sup>.

Die Polystyrenfolie wurde durch Auftröpfen einer Lösung in Benzol auf eine Wasseroberfläche hergestellt. Polystyren ist ein Kohlenwasserstoff, und der deshalb in der Target anwesende Wasserstoff gibt natürlich Anlass zu Proton-Proton-Streuung. Da ein Proton

bei der Streuung an einem Proton eine ungleich grössere Rückstossenergie verliert als bei einer Streuung am Kohlenstoff, können diese beiden Prozesse getrennt werden, indem man das Energiespektrum der gestreuten Partikel aufnimmt. Die Energien sind eine Funktion des Streuwinkels  $\Theta$  (im Laborsystem) und diese Funktion kann aus den Transformationsgleichungen leicht angegeben werden. (Siehe Fig. 2). Man sieht, dass die Trennung der elastisch gestreuten Partikel auch bei schlechtem Auflösungsvermögen noch bis zu kleinem  $\Theta$  herunter möglich ist. Die Energieauflösung unserer Anordnung

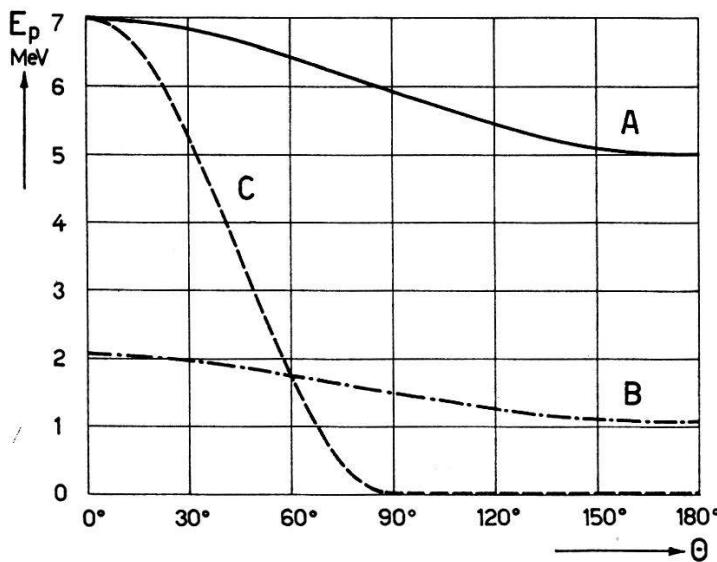


Fig. 2.

Umrechnungstafel: Schwerpunktssystem  $E_s = \text{const}$ . Laborsystem  $E_L = f(\Theta)$ .

- A = elastische Streuung von Protonen an Kohlenstoff.
- B = inelastische Streuung von Protonen an Kohlenstoff.  
(Anregungsenergie 4,43 MeV,  $E_p = 7$  MeV.)
- C = elastische  $p, p$ -Streuung.

beträgt wegen der Kleinheit der Photokathode der 1P21, die verhältnismässig grosse Lichtverluste bedingt, 25 %. Fig. 3 zeigt zwei Spektren der verwendeten Anordnung. Damit konnte die Winkelverteilung bis  $\Theta = 40^\circ$  für die elastische Streuung verfolgt werden. Inelastisch gestreute Protonen können, wie aus dem Diagramm sofort abzulesen ist, praktisch nur für  $\Theta > 90^\circ$  getrennt werden.

### Zeitliche Konstanz und Unschärfe der Energie.

Bei unseren Messungen wird die Stosszahl als Funktion des Streuwinkels  $\Theta$  und der Energie  $E_p$  der einfallenden Protonen, bezogen auf eine bestimmte Ladung, ermittelt. Bei 13 Streuwinkeln und einer Unterteilung des Energieintervalls von 4,75—7,0 MeV in 24 Schritte wären also 312 Messpunkte mit den entsprechenden

Nulleffektsmessungen zu bestimmen. Nun bedingt die Trennung der Proton-Proton-Streuung und der inelastischen Streuung am Kohlenstoff von der elastischen, d. h. die Aufnahme des Energiespektrums der gestreuten Partikel, eine Multiplikation der Anzahl der benötigten Messpunkte mit einem Faktor 10. Das Anwachsen der Messzeit stellt grosse Anforderungen an die zeitliche Konstanz der Primärenergie. Praktisch sind bei einem Cyclotron zeitliche

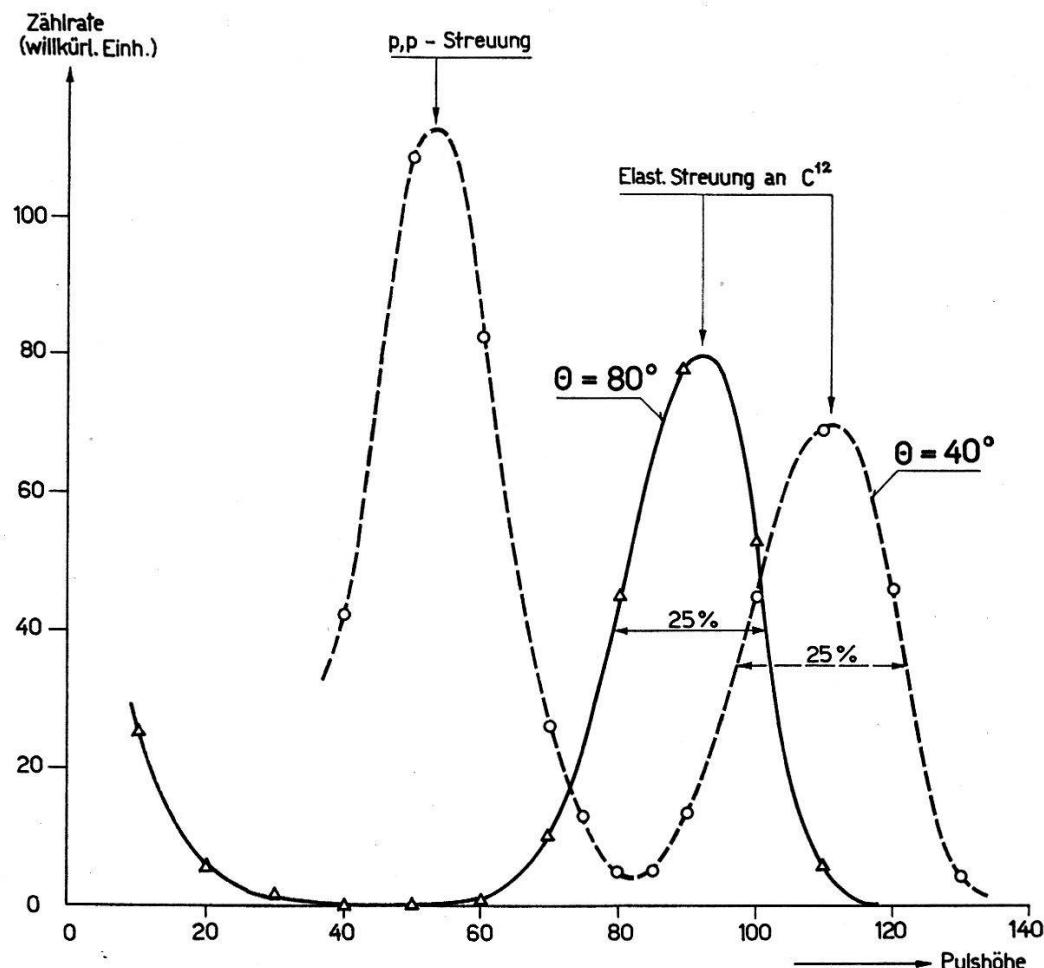


Fig. 3.

Spektrum der gestreuten Protonen unter  $\Theta = 40^\circ$  und  $\Theta = 80^\circ$  zur Veranschaulichung des Auflösungsvermögens.

Energieschwankungen von einigen Prozent nie zu vermeiden. Unsere Messungen verlangen aber eine Konstanz über viele Tage mit Abweichungen von weniger als 0,1%. Dieses Problem wurde mit Hilfe einer Kontrollstreuung an O<sup>16</sup> gelöst. Fig. 4 zeigt ein Schema der Anordnung. Zwischen Cyclotronkammer und Absorbersystem passiert der Protonenstrahl eine Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Target (1,4 mg/cm<sup>2</sup>) und die an dieser Target gestreuten Protonen werden während der Messung in der Streukammer unter 2 Winkeln in Proportionalzählrohren registriert. Der Wirkungsquerschnitt für Streuung am Aluminium

ist praktisch unabhängig von der Energie. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Sauerstoff jedoch variiert unter den zwei beobachteten Winkeln in entgegengesetztem Sinne<sup>4)</sup>. Die Signale der beiden Zählrohre unter  $75^\circ$  und  $150^\circ$  gelangen über entsprechende Verstärker auf zwei Countingratemeter, und mittels eines Differentialröhrenvoltmeters wird die Differenz abgelesen. Natürlich kann diese Differenz nur bei einer einzigen Energie gleich Null werden. Eine Abweichung vom Sollwert wird auch dem Vorzeichen nach angezeigt. Eine Variation der Intensität tritt in beiden Kanälen auf

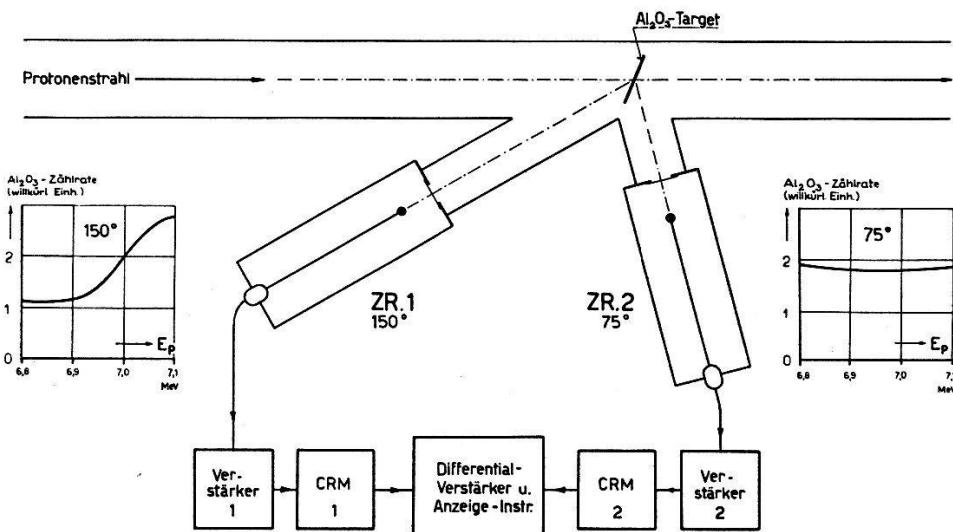


Fig. 4.  
Anordnung zur Energiekontrolle.

und eliminiert sich daher. Würde man statt der Differenz das Verhältnis der beiden Zählraten bilden, so wäre die Empfindlichkeit unabhängig von der Intensität, was ja bei der Differenzbildung nicht der Fall ist. Dieser apparative Mehraufwand lohnt sich jedoch nicht, da es vollauf genügt, das Gerät als Nullinstrument zu benützen. Die Empfindlichkeit beträgt bei normalem Protonenstrom ( $0,5 \mu\text{A}$ ) in dieser Anordnung  $50 \mu\text{A}$  Ausschlag bei einer Variation der Energie um  $0,1\%$  (also 7 keV). Damit sind wir in der Lage, auch kleinere Schwankungen der Energie rechtzeitig zu erkennen und mit dem Cyclotronmagnetfeld zu kompensieren.

Die Energieunschärfe röhrt zunächst von der Maschine selber her, sodann von den Absorbern und der Target. Diese Einflüsse sind in der schon zitierten Arbeit<sup>4)</sup> eingehend diskutiert worden, sodass hier nur die für diesen Fall ermittelten Unschärfen angegeben werden sollen.

Diese beträgt bei	7 MeV	$\pm 20$ keV
	5 MeV	$\pm 50$ keV

### Resultate.

Fig. 5 zeigt die Ergebnisse der Messungen im Laborsystem mit der Energie als unabhängiger Variablen und dem Streuwinkel als Parameter. Die Zahl der Ereignisse bezogen auf  $2,38 \mu$  Coulomb, die der Integrator jeweils zu bestimmen gestattet, ist bereits umgerechnet mit Hilfe des bekannten Raumwinkels der Apparatur auf den Wirkungsquerschnitt und dieser multipliziert mit  $k^2$  ( $k = mv/\hbar$ ). Die Schnitte  $E = \text{const.}$  durch diese Kurvenschar ergeben dann sofort die Winkelverteilungen, wie sie zum Vergleich mit den gerechneten Kurven der Phasenanalyse benötigt werden.

### Die Analyse der Streuphasen.

Zur Analyse benutzen wir die Partialwellenzerlegung und übernehmen den Formalismus von CRITCHFIELD und DODDER<sup>5)</sup>. Danach ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \lambda^2 (|A|^2 + |B|^2)$$

mit

$$A = -\frac{\eta}{2 \sin^2(\Theta/2)} e^{i\eta \ln \sin^{-2}(\Theta/2)} + \sum_0^{\infty} (l+1) P_l(\cos \Theta) e^{i\alpha_l + i\delta_l^+} \sin \delta_l^+$$

$$+ \sum_0^{\infty} l \cdot P_l(\cos \Theta) e^{i\alpha_l + i\delta_l^-} \sin \delta_l^-$$

$$B = i \sum_1^{\infty} \frac{dP(\cos \Theta)}{d\Theta} (e^{i\alpha_l + i\delta_l^-} \sin \delta_l^- - e^{i\alpha_l + i\delta_l^+} \sin \delta_l^+).$$

Es bedeuten:

$$\lambda = \frac{\hbar}{m \cdot v} \quad \eta = \frac{Z \cdot Z'}{\hbar \cdot v}$$

$$e^{i\alpha_l} = \frac{l+i\eta}{l-i\eta} \cdot \frac{(l-1)+i\eta}{(l-1)-i\eta} \cdots \frac{1+i\eta}{1-i\eta} \quad l > 0$$

$$e^{i\alpha_0} = 1$$

$m$  = reduzierte Masse ( $m_p \cdot M/m_p + M$ )

$Z$  = Ladung des Protons

$Z'$  = Ladung des Targetkerns

$v$  = Geschwindigkeit des einfallenden Protons im Schwerpunktssystem

$\Theta$  = Streuwinkel im Schwerpunktssystem.

Die Streuphasen  $\delta_l$  spalten wir wie üblich auf in die Resonanzstreuphasen  $\beta_l$  und die Hartekugelstreuung ( $-\Phi_l$ ):

$$\delta_l^{\pm} = \beta_l^{\pm} - \Phi_l$$

Wobei:

$$\Phi_l = \arctg(F_l/G_l)_{r=R_l}$$

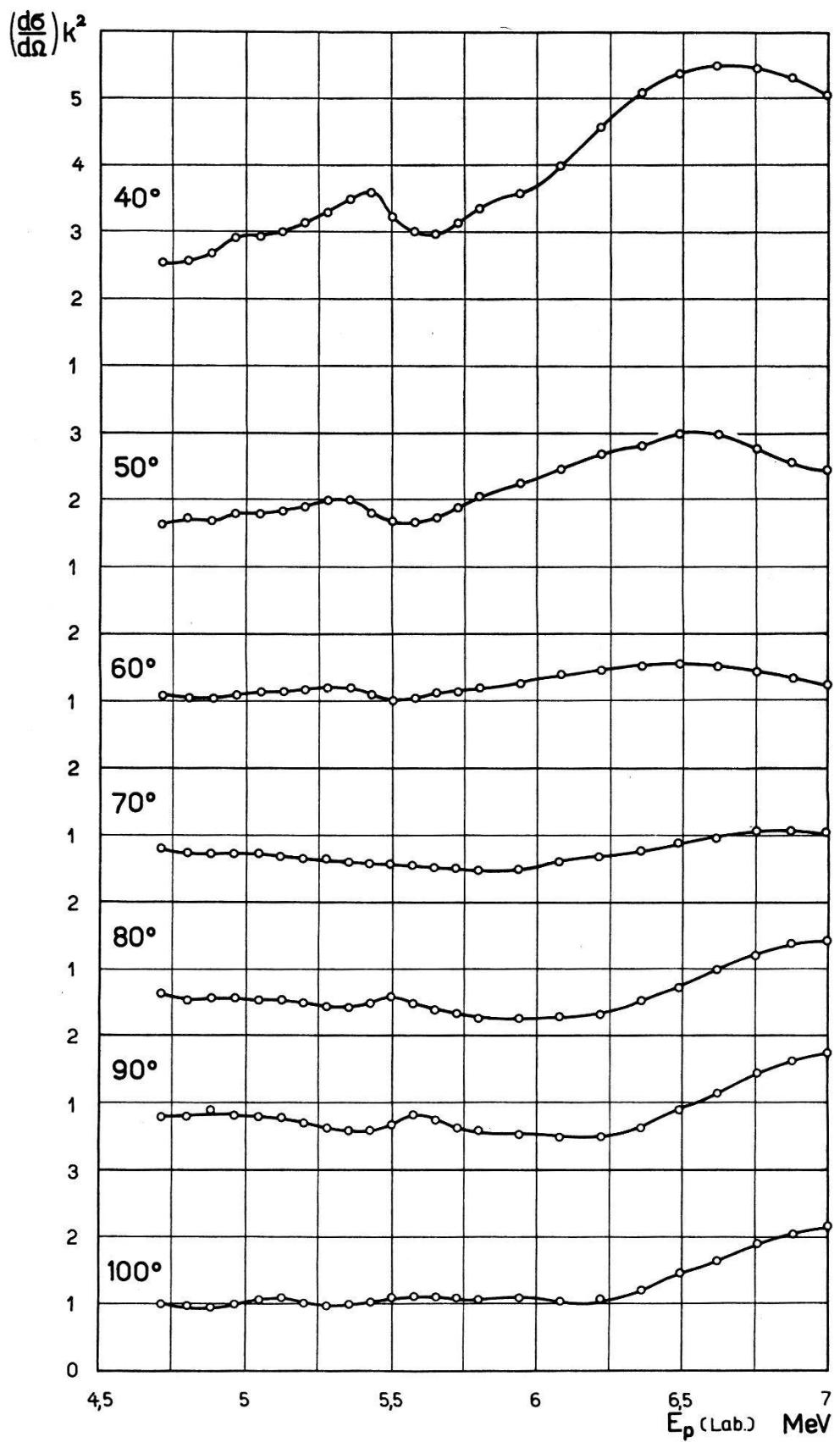
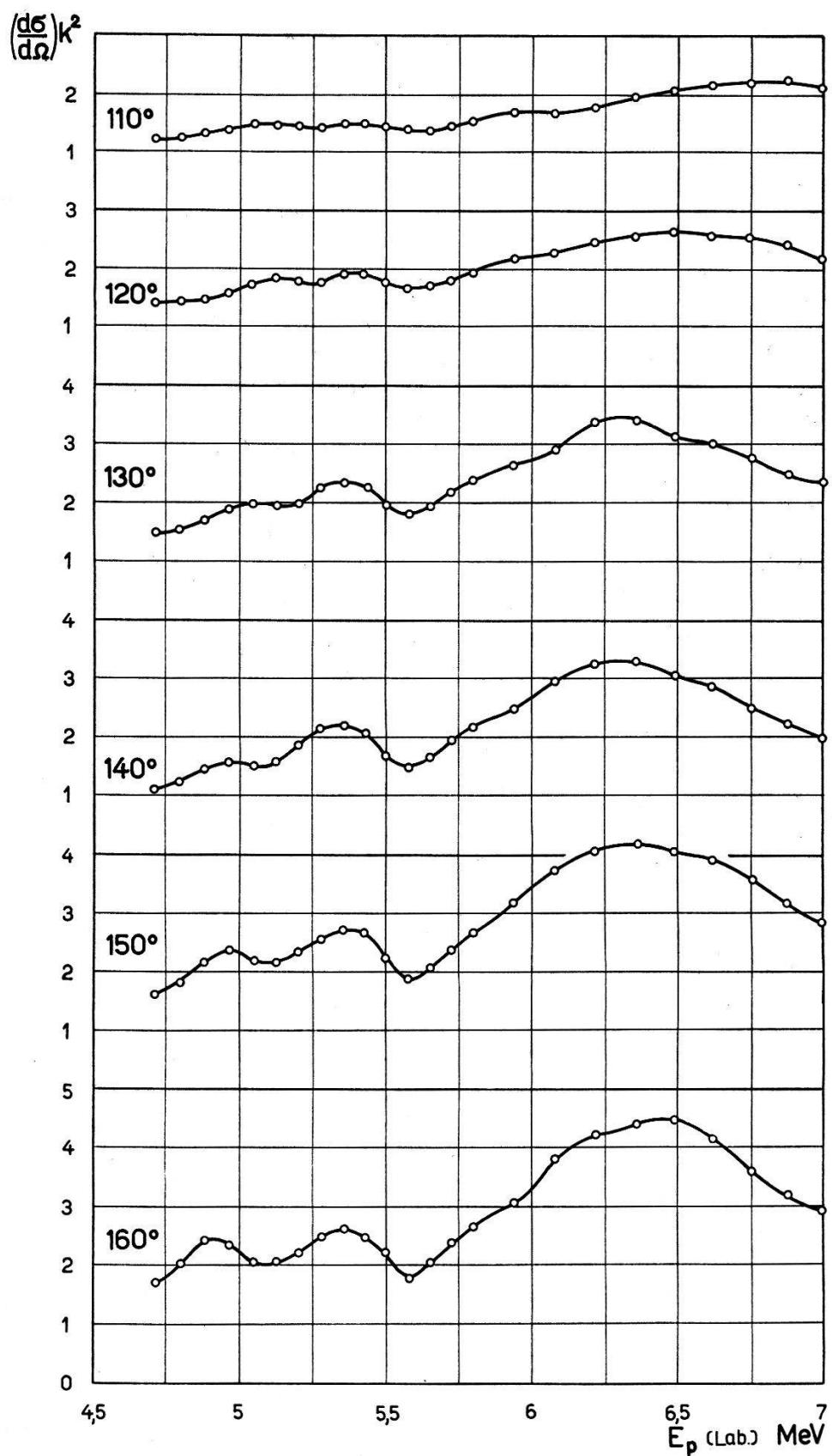


Fig. 5. Resultate der Messungen. Differentieller Wirkungsquerschnitt



mal  $k^2$  als Funktion der Energie mit  $\Theta$  als Parameter.

aus den Tafeln für die regulären und die irregulären Coulombfunktionen zu entnehmen ist<sup>6)</sup>). Als Reaktionsradius wurde

$$R = 4,77 \cdot 10^{-13} \text{ cm} = 1,45 \cdot 10^{-13} (A^{1/3} + 1) \text{ cm}$$

gewählt.

Die Ausrechnung erfolgte graphisch. Natürlich war von Anfang

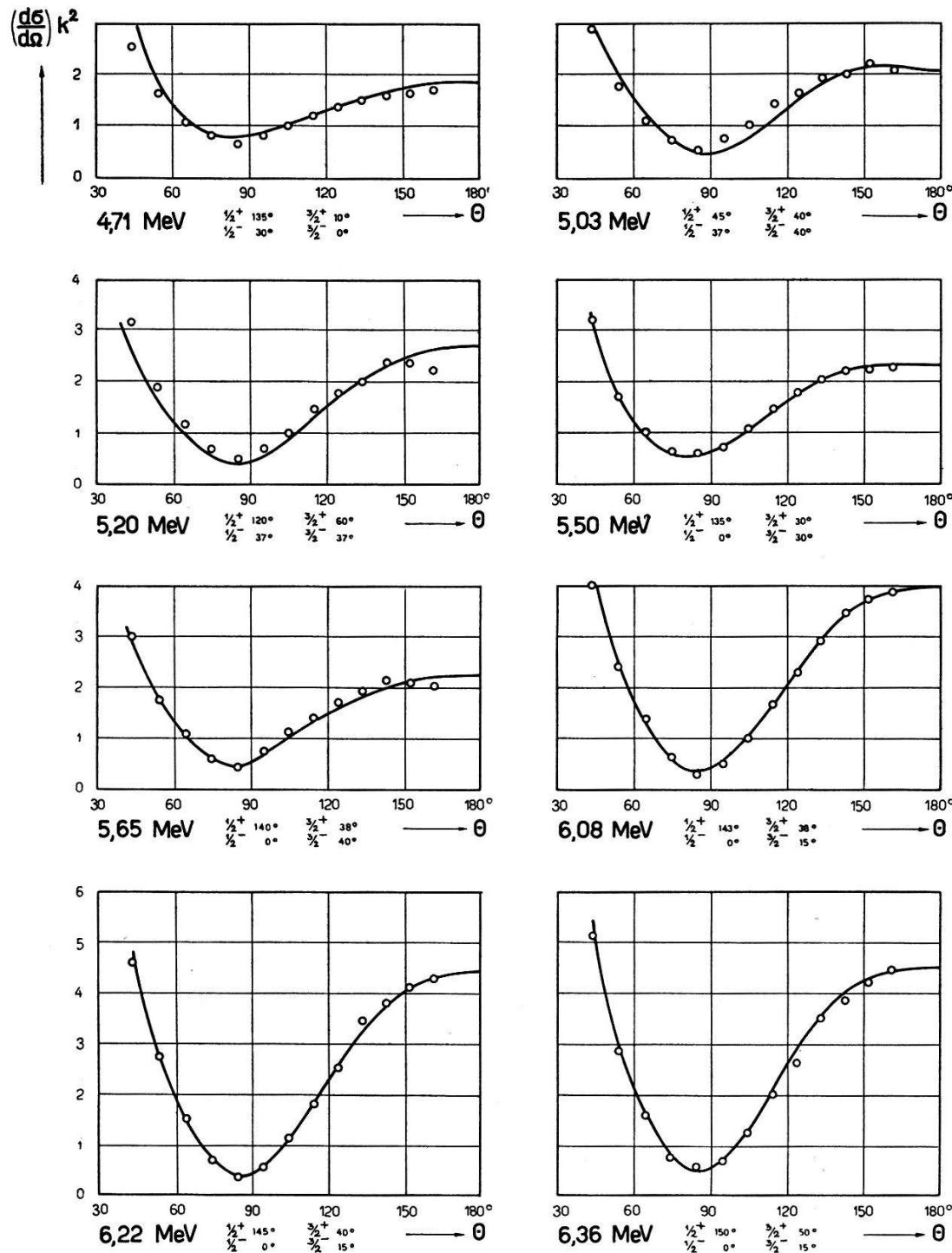


Fig. 6.

Kreise: Winkelverteilung der Experimente. Die ausgezogenen Kurven stellen den nach den unten angegebenen Streuphasen berechneten, theoretischen Verlauf dar. Die 8 gezeigten Kurven sind eine Auswahl aus den Ergebnissen der Phasenanalyse.

an zu vermuten, dass das breite Niveau zwischen 5,6 und 7 MeV, das in Fig. 5 bei  $\Theta = 160^\circ$  deutlich zu erkennen ist, im wesentlichen mit einer  $d_{3/2}$ -Phase beschrieben werden kann. Dafür gibt es verschiedene Gründe, die im nächsten Kapitel eingehend diskutiert werden.

Grundsätzlich wurden bei der Analyse keine Phasen mit  $l > 2$  berücksichtigt. Es kann auch gezeigt werden, dass bei keiner der gemessenen Verteilungen ein grösserer Bahndrehimpuls als 2 erforderlich ist. Damit ist nicht gesagt, dass in diesem Energiegebiet keine solche Resonanz auftritt. Das endliche Auflösungsvermögen der Messanordnung bewirkt, dass Linien, deren experimentelle Breite kleiner als etwa 20 keV ist, gar nicht mehr oder nur als schwache Andeutung in Erscheinung treten. Solche Stellen stören aber die Analyse der übrigen Phasen nicht, und darin liegt der grosse Vorteil dieser Darstellung, dass es nämlich gelingt, die auffälligen Phänomene — also breite Resonanzen — von den weniger auffälligen oder kaum noch messbaren getrennt zu behandeln. Fig. 6 zeigt 8 analysierte differentielle Wirkungsquerschnitte mit den Phasenwerten, die den errechneten Verlauf ergeben.

#### *Diskussion des Phasenverlaufes.*

Fig. 7 zeigt den Verlauf der Streuphasen als Funktion der Energie. Darunter ist der Anschaulichkeit halber der differentielle Wirkungsquerschnitt unter  $160^\circ$  aufgetragen. Wir sehen, dass die sehr breite Anomalie zwischen 7 und 6,5 MeV, von einer  $d_{3/2}$ -Phase beschrieben wird. Diese Anomalie scheint überlagert von mindestens einer sehr scharfen Linie bei 6,15 MeV, die wir zunächst von unseren Betrachtungen ausschliessen müssen. Aus dem allgemeinen Verlauf zwischen 7 und 6,5 MeV kann man sofort ablesen:

1. Es kann sich hier nur um eine Phase handeln, die eine gerade Parität kennzeichnet, denn der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes in Funktion der Energie ist unter  $\Theta = 90^\circ$  destruktiv und gegen  $180^\circ$  zu konstruktiv.

2. Eine  $s$ -Phase könnte nie den grossen Absolutwert des Wirkungsquerschnittes erklären;  $g$  und höhere würden bereits mehr als ein Maximum zeigen und müssten gegen  $180^\circ$  zu viel steiler ansteigen. Es bleiben nur noch die Möglichkeiten  $d_{3/2}$  und  $d_{5/2}$ . Die Phasenanalyse ergab dann schliesslich, dass die  $d_{5/2}$ -Phase nur mit kleinen Werten beteiligt sein kann und es sich demnach um eine  $d_{3/2}$ -Resonanz handelt. Gleichzeitig bedarf es relativ grosser Beiträge der  $p_{3/2}$ - und  $s_{1/2}$ -Phasen.

Aus der Streuung bei  $\Theta = 160^\circ$  sehen wir ferner, dass es mindestens noch zwei Anomalien (positiver Parität) gibt, nämlich bei

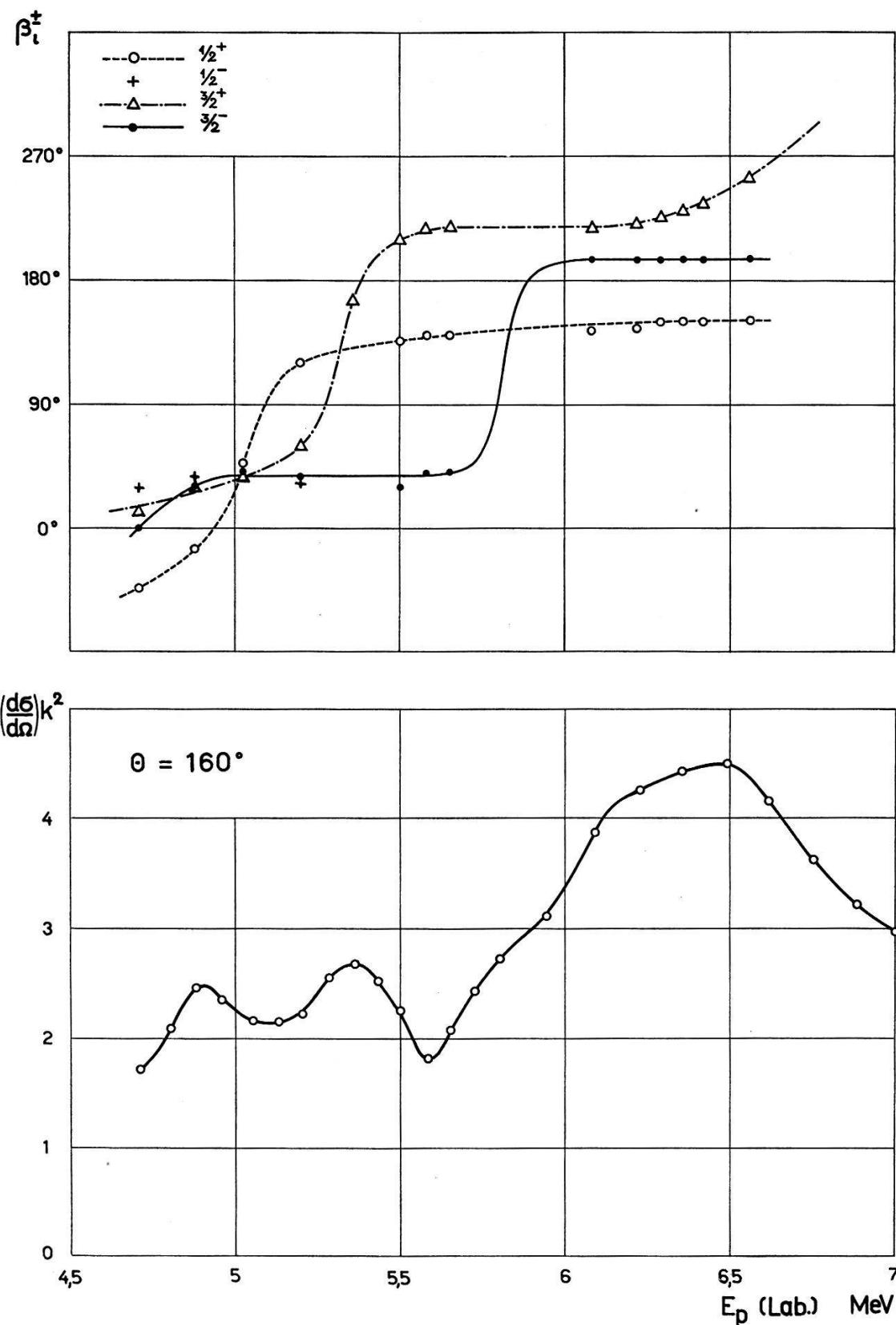


Fig. 7.

Oben ist der Verlauf der Streuphasen in Funktion der Energie gezeigt;  
darunter zum Vergleich die Messung bei  $\Theta = 160^\circ$ .

$E_p = 5,3$  MeV und  $E_p = 4,9$  MeV entsprechend den zwei Maxima. Weiterhin fällt eine Lücke bei  $E_p = 5,6$  MeV auf und wir vermuten hier eine Resonanzphase negativer Parität als beteiligt am differentiellen Wirkungsquerschnitt. Tatsächlich zeigt sich bei dieser Energie aber unter  $\Theta = 90^\circ$  ein Maximum, was diese Vermutung noch bestärkt. Alle diese Argumente, die natürlich bei der Analyse sehr nützlich sind, erweisen sich als in Übereinstimmung mit dem angegebenen Phasenverlauf. Bei 5,8 MeV durchläuft die  $p_{3/2}^-$ , bei 5,3 MeV die  $d_{3/2}^-$  und bei 5,05 MeV die  $s_{1/2}$ -Phase den  $90^\circ$ -Wert. Das Interessante ist nun, dass die  $d_{3/2}^-$ -Phase also zweimal durch  $90^\circ$  hindurchgeht, und zwar handelt es sich um eine breite und eine schmale Resonanz, die sich überlagern, ein Phänomen, das ganz ähnlich auch bei Neutronenstreuung am Kohlenstoff beobachtet wurde<sup>7)</sup>.

Damit wären Lage und Art der gemessenen Streu anomalien festgelegt. Die Strahlungsbreite lesen wir ab bei den  $45^\circ$ -Werten, was natürlich nur gilt, wenn die Phase tatsächlich von  $0^\circ$  zu  $180^\circ$  hinüberwechselt. Dies ist nun, wie man aus Fig. 7 erkennt, bei der  $s_{1/2}$ -, der  $p_{3/2}^-$  und der  $d_{3/2}^-$ -Phase offenbar nicht der Fall. Die  $s_{1/2}$ -Phase bleibt links und rechts der Resonanz (5 MeV) auf einem fast konstanten Wert ( $145^\circ$ ). Diese Tatsache kann man auf zwei verschiedene Weisen deuten: 1. Es könnte eine sehr breite Resonanz vorliegen, die sich allen andern Anomalien überlagert. 2. Die Hartekugelstreuung muss an dieser Stelle um ein wenig vergrößert werden, was mit einer andern Wahl von  $R$  leicht möglich ist. Physikalisch heißt das einfach, dass der Kernradius in unserer Rechnung nicht ganz richtig gewählt war und ein wenig verändert werden müsste. Neigt man der zweiten Deutung zu, so wäre es berechtigt, aus den Phasen zwischen den Anomalien auf den Kernradius zurückzuschliessen. Man könnte dann einen mit der Energie variablen Kernradius einführen. Solange aber der Phasenverlauf nur über ein so beschränktes Gebiet vorliegt, kann zwischen Deutung 1 und 2 nicht entschieden werden.

Zur Ermittlung der Strahlungsbreiten konstruieren wir von  $90^\circ$  ausgehend parallel zur experimentell gefundenen Phase eine „ideale Resonanz“, die also einem  $\text{arctg}(\Gamma/E_{\text{res}} - E)$ -Gesetz folgt und schätzen so die Strahlungsbreite ab. Damit erhalten wir folgende Werte:

$E_{\text{res}}$	$l$	Resonanz	$\Gamma$ keV	$\Gamma/\Gamma_{\text{th}}$
5,05	0	$1/2^+$	75	0,0144
5,30	2	$3/2^+$	50	0,024
5,85	1	$3/2^-$	50	0,011
6,65	2	$3/2^+$	350	0,11

Dabei ist mit  $\Gamma/\Gamma_{\text{th}}$  die durch  $3 \hbar^2/2 mR$  dividierte, reduzierte Strahlungsbreite bezeichnet, die allgemein als Mass dafür angesehen werden kann, bis zu welchem Grade ein Niveau als „Einteilchenzustand“ anzusprechen ist<sup>12)</sup>.

*Vergleich zwischen elastischer und inelastischer Streuung.*

Bestrahlt man Kohlenstoff mit Protonen, so sollte oberhalb 4,43 MeV auch inelastische Streuung möglich sein, denn der erste angeregte Zustand des C<sup>12</sup> liegt bei dieser Energie. Kürzlich wurde aber gerade eine  $\gamma$ -Strahlung dieser Energie nachgewiesen und diskutiert<sup>8) 9)</sup>. Der Vergleich zwischen elastischer und inelastischer Streuung ist für uns aus zwei Gründen von Interesse:

1. Wir wollen feststellen, ob die Anomalien, die zur elastischen Streuung führen, mit jenen Resonanzen in der Anregungskurve des inelastischen Prozesses übereinstimmen.

2. Wir suchen das Verhältnis dieser Konkurrenzprozesse. Mit dem Verhältnis der Konkurrenzprozesse meint man natürlich das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte. Während nun z. B. bei Neutronen der totale Wirkungsquerschnitt durch Transmissionsexperimente ermittelt werden kann, bereitet das für geladene Teilchen Schwierigkeiten, denn wegen der überwiegenden Coulombstreuung führt ein Transmissionsexperiment nicht zum Ziel. Die Integration über eine Winkelverteilung divergiert wegen des Poles bei  $\Theta = 0^\circ$ . Aus diesen Schwierigkeiten weist nun die Phasenanalyse einen gangbaren Weg: wir berechnen mit den totalen Phasen  $\delta_l^\pm$ , die jetzt aus der Phasenanalyse bekannt sind, einen totalen Streuquerschnitt nach der Mottschen Formel:

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} \{(l+1) \sin^2 \delta_l^+ + l \sin^2 \delta_l^-\}$$

die ja nichts anderes darstellt als die Integration der Formel des differentiellen Wirkungsquerschnittes, integriert über den ganzen Raum  $4\pi$ , aber ohne Streuung am Coulombfeld, quasi als ob es sich um Neutronen handelte. Damit erhalten wir den totalen Streuquerschnitt als Funktion der Energie, der in Fig. 8 der Anregungskurve des inelastischen Prozesses C<sup>12</sup>(p, p',  $\gamma$ )C<sup>12</sup> gegenübergestellt ist. Die Übereinstimmung der auffälligen Resonanzen bei 5,30 und 5,85 MeV könnte nicht vollkommener sein. Die s<sub>1/2</sub>-Resonanz führt also offenbar nicht zum elastischen Prozess. Das ist auch verständlich, denn bei 5 MeV Primärenergie stehen den sekundären Protonen nur 0,57 MeV zur Verfügung. Außerdem müssen sie mit  $l = 2$  emittiert werden, denn der zurückbleibende angeregte Kern befindet

sich in einem  $2^+$ -Zustand, wie von andern Experimenten her bekannt ist<sup>10)</sup>. Sie hätten also eine Coulomb- und Zentrifugalbarriere zu überwinden, die etwa 12 MeV beträgt. Der Prozess ist also sehr unwahrscheinlich.

Ganz anders bei 5,3 MeV: die Protonen werden überwiegend als  $d_{3/2}$ -Welle absorbiert. Für den inelastischen Prozess stünde 0,87 MeV zur Verfügung und der Zwischenkern hat bereits den Bahndrehimpuls  $l = 2$ . Die Emission der sekundären Protonen kann als  $s$ -Welle erfolgen, damit der Endkern im  $2^+$ -Zustand zurückbleibt. Es

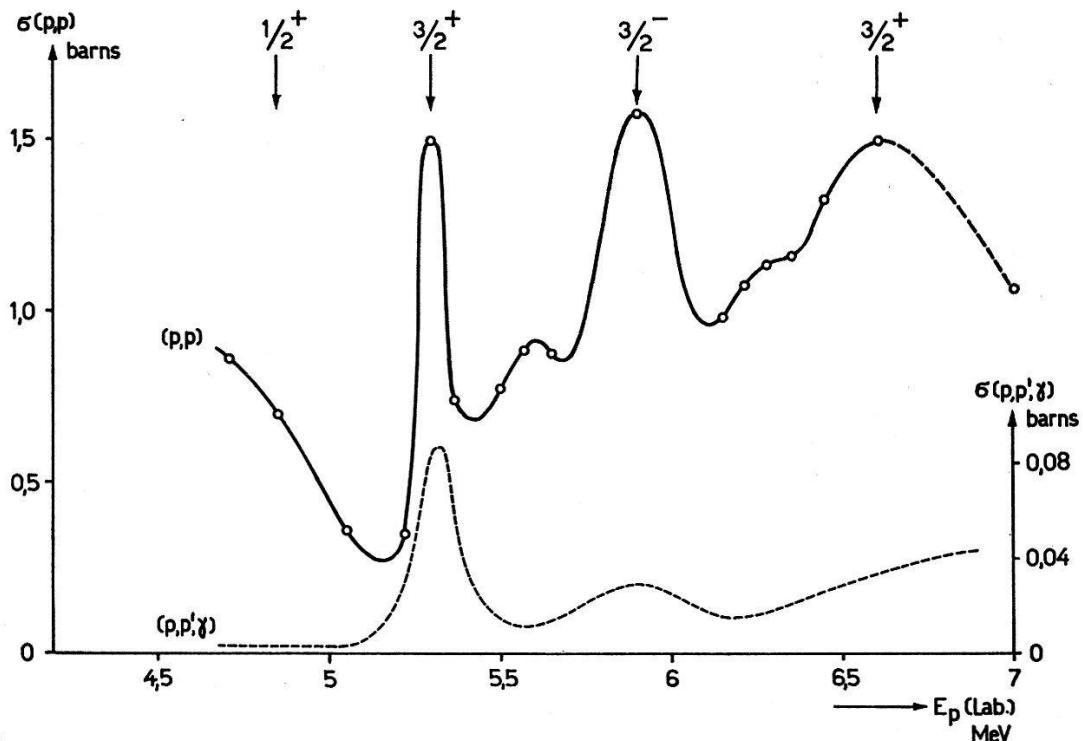


Fig. 8.

Der totale Streuquerschnitt (ausgezogene Kurve) nach der Mottschens Formel aus den Streuphasen berechnet, wird der Anregungskurve des Prozesses  $(p, p', \gamma)$  gegenübergestellt.

gibt keine Zentrifugalbarriere. Nur der Coulombwall ist massgebend für die Zerfallswahrscheinlichkeit. Daher das hohe Maximum an  $\gamma$ -Quanten bei dieser Resonanz.

Die nächste Resonanz bei 5,85 MeV zeigt schon weniger  $\gamma$ -Quanten. Das ist nach unserer Zuordnung verständlich. Es ist eine  $p_{3/2}$ -Resonanz. Die sekundären Protonen haben 1,4 MeV Energie, müssen aber als  $p$ -Welle emittiert werden. Anders kann nach Absorption einer  $p$ -Welle keine positive Parität im Endkern erreicht werden. Es steht zwar grösere Energie zur Verfügung gegenüber der 5,3 MeV-Resonanz, aber bei der Emission ist eine Zentrifugalbarriere (ca. 5 MeV) wegen der Emission als  $p$ -Welle zu überwinden. Es scheint

also vernünftig, dass diese Resonanz seltener zum inelastischen Prozess führt.

Schliesslich bleibt noch die  $d_{3/2}$ -Anomalie bei 6,65 MeV zu diskutieren. Hier finden wir bei den  $\gamma$ -Quanten kein Maximum. Es sieht so aus, als ob die Resonanz bei 7 MeV ihren Extremalwert noch nicht ganz erreicht hätte. Überhaupt macht der Verlauf der Messung einen ziemlich komplexen Eindruck. Auf jeden Fall wird der grosse Wirkungsquerschnitt der 5,3 MeV-Resonanz nicht erreicht, und das ist ein ganz wesentlicher Punkt. Diese breite  $d_{3/2}$ -Resonanz bei 6,65 MeV unterscheidet sich von der schmalen  $d_{3/2}$ -Resonanz bei 5,3 MeV dadurch, dass hier der inelastische Prozess viel seltener ist. Beachten wir, dass die Energie der Sekundärprotonen hier um einen Faktor 2,5 grösser ist als bei der 5,3 MeV-Resonanz und dass damit die Transparenz der Potentialbarriere mindestens um einen Faktor 10 vergrössert ist, so sollte der inelastische Prozess nach den Vorstellungen der Zwischenkerntheorie auch um diesen Faktor vergrössert sein gegenüber der 5,3 MeV-Resonanz, denn alle anderen Quantenzahlen sind gleich. Wir ziehen daher den Schluss, dass es sich bei der 6,65-MeV-Resonanz um einen Zustand handelt, bei dem das unpaarige Proton seine Energie nicht mit den übrigen Nukleonen im Rumpf teilt. Das heisst aber mit andern Worten, es handelt sich um ein Niveau, wie es dem Einteilchenmodell entspricht.

Bei dem Vergleich zwischen elastischem und inelastischem Streuprozess wurde bis jetzt angenommen, dass die in der zitierten Arbeit<sup>8)</sup> veröffentlichte Kurve der unter  $105^0$  beobachteten  $\gamma$ -Quanten als Funktion der Energie auch ein Mass für den totalen Wirkungsquerschnitt ist. Eine Anisotropie dieser  $\gamma$ -Strahlung wäre daher ein schwerwiegendes Argument gegen die vorgebrachte Meinung. Wir haben daher nach einer solchen Anisotropie gesucht, mit allerdings nur groben Experimenten, die den Charakter einer ersten Information tragen, und Isotropie innerhalb 10% festgestellt. Damit ist sichergestellt, dass nicht eine Anisotropie die grossen Unterschiede im Verhältnis  $\sigma_{pp'}/\sigma_{pp}$  hervorrufen konnte. Wir finden nach der oben beschriebenen Methode für die Bildung eines totalen Streuquerschnittes und unter Berücksichtigung der Isotropie der  $\gamma$ -Strahlung folgende Verhältnisse:

$E_{p \text{ res}}$	Zuordnung	$\sigma_{pp'}/\sigma_{pp}$
5,05	$1/2^+$	0 %
5,3	$3/2^+$	5,6%
5,85	$3/2^-$	2,4%
6,65	$3/2^+$	2 %

Wir schätzen die Genauigkeit dieser Verhältnisse auf  $\pm 50\%$ . Relativ zueinander ist die Genauigkeit aber viel besser, denn  $\sigma_{pp}$  kann man praktisch als konstant ansehen, so dass das Verhältnis von der Anregungskurve der  $\gamma$ -Quanten allein bestimmt wird, die relativ mit  $\pm 10\%$  Unsicherheit sicher nicht überschätzt ist.

### *Untersuchung des Prozesses $C^{12}(p, p') C^{12}$ .*

Für alle Zuordnungen würde die Kenntnis von der Streuung der inelastischen Protonen eine wichtige Hilfe bedeuten. Es ist deshalb klar, dass man für die weitere Untersuchung diese in vermehrtem Masse zu Rate ziehen wird. In unserem Falle war es bisher nur möglich, die inelastisch gestreuten Protonen bei 7 MeV Primärenergie zu messen. Die Winkelverteilung dieser Partikel zwischen  $\Theta = 80^\circ$  und  $\Theta = 160^\circ$  ergab Isotropie<sup>11)</sup>. Das bedeutet, dass entweder die Protonen als  $s$ -Welle absorbiert oder dass die sekundären Protonen als  $s$ -Welle emittiert werden. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit unserer Zuordnung einer  $3/2^+$ -Phase bei dieser Energie. Der inelastische Prozess, bei dem ja der Endkern im  $2^+$ -Zustand zurückbleibt, verlangt ja eine Emission als  $s$ -Welle. Es ist zu erwarten, dass der inelastische Prozess die Verwendung der Streuformel bei der Phasenanalyse der elastischen Streuung in Frage stellt, denn die verwendete Theorie berücksichtigt keinerlei Absorptionsprozesse, sofern man sich auf reelle Phasen beschränkt. Es ist deshalb wichtig, dass diese Formel nur dort verwendet wird, wo die Konkurrenzprozesse nur unwesentliche Störungen darstellen. Wie im Kapitel über den Vergleich der beiden Konkurrenzprozesse ausgeführt wurde, finden wir durch Vergleich mit der  $\gamma$ -Strahlung Werte von 5% im Maximum, meist aber nur 1 und 2% zwischen den Resonanzen. Wir betrachten deshalb diesen Prozess bezüglich der Gültigkeit der Formel für die elastische Streuung als vernachlässigbare Störung.

### **Diskussion.**

Unsere Messungen der Streuung von Protonen an Kohlenstoff führen zu einem Termschema für N<sup>13</sup> wie es Fig. 9 zeigt. Das Besondere dieser Untersuchung ist nun, dass es möglich ist, bis zu relativ hohen Energien Niveaus nachzuweisen, die vom Termschema des Schalenmodells verlangt werden. Für die Annahme, dass es sich bei dem 8,15 MeV-Niveau ( $E_p = 6,65$  MeV) um ein Einteilchenniveau handelt, haben wir zwei Argumente:

1. Die grosse reduzierte Breite dieses  $3/2^+$ -Niveaus unterscheidet es deutlich von den anderen Niveaus, von denen es viele in diesem Energiegebiet gibt.

2. Während ein sehr schmales  $3/2^+$ -Niveau bei etwas kleinerer Energie ( $E_p = 5,3$  MeV) auch einen Beitrag zur inelastischen Streuung liefert (5,6%), finden wir hier bei 8,15 MeV ( $E_p = 6,65$  MeV) nur wenig  $\gamma$ -Strahlung.

Wir deuten diese Beobachtung dahin, dass bei  $E_p = 5,3$  MeV eine Zwischenkernbildung stattfindet, bei der die Energie zwischen dem unpaarigen Proton und den übrigen Nukleonen geteilt wird, während bei  $E_p = 6,65$  MeV eine Verteilung der Energie nicht erfolgt. Hier handelt es sich also um ein Einteilchenniveau.

Vergleichen wir die Lage dieses  $3/2^+$ -Zustandes mit den entsprechenden Niveaus im  $C^{13}$ , so kommt die Übereinstimmung vielleicht am besten zum Ausdruck, wenn wir die aus der entsprechenden Neutronenstreuung gewonnenen Phasen<sup>7)</sup> unserer Phasenanalyse gegenüberstellen. Auch hier bei dem Spiegelkern wird die Streuung bei der entsprechenden Energie dadurch beschrieben, dass die  $3/2^+$ -Phase zweimal den  $90^\circ$ -Wert überschreitet. Das breite  $3/2^+$ -Niveau zeigt nun grosse Ähnlichkeit zwischen den beiden Spiegelkernen:

$3/2^+$  in  $C^{13}$  bei 8,32 MeV

$\Gamma = 1,2$  MeV  $\Gamma/\Gamma_{th} = 0,16$

$3/2^+$  in  $N^{13}$  bei 8,15 MeV

$\Gamma = 0,35$  MeV  $\Gamma/\Gamma_{th} = 0,14$ .

Diese Übereinstimmung führt zu dem Schluss, dass es sich hier um den  $3/2^+$ -Zustand des Schalenmodells handelt. Daraus ergibt sich eine Aufspaltung des  $5/2^+$ - zum  $3/2^+$ -Zustand von etwa 4,5 MeV. Dieser Wert stimmt gut mit dem bei  $F^{17}$  gefundenen von 4,6 MeV

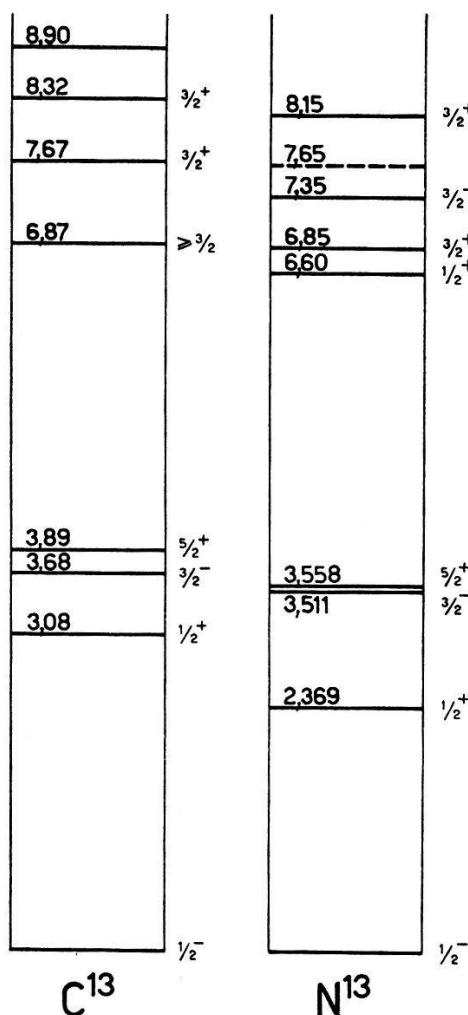


Fig. 9.

Nach unseren Messungen vorgeschlagene Niveaus im  $N^{13}$  oberhalb 5 MeV. Die übrigen Daten sind der Arbeit<sup>2)</sup> entnommen. Bei dem gestrichelt gezeichneten Niveau bei 7,65 MeV könnte es sich um den gesuchten  $7/2^-$ -Zustand handeln. — Zum Vergleich ist der Spiegelkern  $C^{13}$  eingezeichnet. Nur die Übereinstimmung der Terme bei 8,32 resp. 8,15 MeV ist hier von Wichtigkeit, weil hier die Breiten übereinstimmen.

überein. Die Aufspaltung des  $3/2^-$ - vom  $1/2^-$ -Term ist vom  $Li^5$  und  $He^5$  her bekannt und beträgt etwa 2,4 MeV. Nehmen wir

ferner noch den Abstand zwischen dem  $1/2^-$ -Niveau der Achterschale und dem  $5/2^+$ -der Zwanzigerschale aus dem Experiment am C<sup>13</sup> und N<sup>13</sup> zu Hilfe, so können wir die Energieskala des Schalenmodells bestimmen. Eine Übersicht dieser bis jetzt bekannten Daten gibt Fig. 1.

Das bei O<sup>17</sup> und F<sup>17</sup> gefundene  $7/2^-$ -Niveau lässt auf eine grosse Aufspaltung des  $f$ -Termes schliessen, so dass dieser energetisch vor dem  $3/2^+$  erscheint. Diese Resonanz ist bei C<sup>13</sup> und N<sup>13</sup> bis jetzt noch nicht gefunden worden. Es ist aber nicht ausgeschlossen, dass an der fraglichen Stelle, die in unserer Fig. 9 gestrichelt gezeichnet ist, eine sehr scharfe Resonanz vorliegt, für deren Nachweis das Auflösungsvermögen unserer Apparatur noch nicht ausreicht. Das trifft natürlich für Resonanzen mit beliebigem  $l$  zu, solange nur die Strahlungsbreite klein gegen das Auflösungsvermögen bleibt.

Die in unserem Falle gerade noch nachgewiesenen  $1/2^+$ -,  $3/2^+$ - und  $3/2^-$ -Zustände lassen sich in einfacher Weise unter Zuhilfenahme eines Zweikörpermodells erklären, indem man den Zwischenkern als angeregten Rumpf C<sup>12</sup> auffasst, in dessen Potential das unpaarige Proton eingefangen ist\*). Die Zuordnung dieser Resonanz ist in Übereinstimmung mit dieser Auffassung.

Bei einer Protonenenergie von  $E_p = 4,5$  bis 5,5 MeV zeigt die Phasenanalyse das Auftreten einer gegen kleinere Energie hin ansteigenden  $1/2^-$ -Phase, die nicht weiterverfolgt werden konnte. Ebenso zeigt hier die  $3/2^-$ -Phase einen gekrümmten Verlauf, so dass eine weitere  $1/2^-$ - und  $3/2^-$ -Resonanz bei kleinerer Energie wahrscheinlich ist.

Von besonderem Interesse ist weiterhin die  $1/2^+$ -Phase, denn nach dem Schalenmodell ist in diesem Gebiet eine  $s$ -Resonanz zu erwarten. Eine Einteilchenresonanz mit  $l = 0$  hätte bei dieser Energie aber eine Breite von etwa 5 MeV. In unserem Phasenverlauf (4,5 bis 7 MeV) wäre diese Resonanz also nur an einer Verschiebung der Phase aus ihrer „Symmetriearchse“  $\pi/2$  zu erkennen. Gerade das aber ergibt hier das Experiment, so dass hier die Vermutung ausgesprochen werden kann, dass auch dieser breite  $s_{3/2}$ -Zustand des Schalenmodells noch nachgewiesen werden kann. Eine sichere Aussage kann darüber allerdings erst erfolgen, wenn ein viel grösseres Energiegebiet analysiert worden ist.

Da sich alles bisher Gesagte im wesentlichen auf die Untersuchung der reduzierten Strahlungsbreiten stützt, denn nur in diesem Fall des N<sup>13</sup> liegt die Bestimmung des Verhältnisses  $\sigma_{pp}/\sigma_{pp}$  vor, ist es von Interesse, auch andere experimentelle Daten in die Diskussion

\*) Herrn Prof. K. BLEULER, der diese Auffassung bereits in den Helv. Phys. Acta **26**, 598 (1953), diskutiert hat, verdanken wir den Hinweis auf diese Deutung.

einzuzeichnen. Die in Fig. 9 eingezeichneten Niveaus bei kleiner Energie sind  $1/2^+$ ,  $3/2^-$  und  $5/2^+$ . Die reduzierten Strahlungsbreiten (in Einheiten  $3 \frac{\hbar^2}{2} Rm$ ) wurden von den Autoren<sup>12)</sup><sup>13)</sup> angegeben zu 0,81, 0,047, 0,31 respektive. Die Breite des  $5/2^+$  mit 0,31 erscheint nach allem bisher Gesagten plausibel, denn es handelt sich ja um den  $d_{3/2}$  des Schalenmodells. Die geringe Breite des  $3/2^-$  zu 0,047 passt ebenfalls in das entworfene Bild, denn es kann sich nur um Mehrteilchenanregung handeln. Unverständlich bleibt dann die grosse Breite des  $1/2^+$  mit 0,81. Natürlich gibt es a priori keinen Grund, warum Mehrteilchenanregung mit kurzer Lebensdauer nicht vorkommen sollte. Anderseits ist es auffällig, dass verschiedene Autoren sowohl bei C<sup>13</sup> <sup>7)</sup> als auch bei N<sup>13</sup> und O<sup>17</sup> jeweils von unverhältnismässig grossen s-Phasen bei den kleinen Energien berichten<sup>13)</sup>. Wahrscheinlich wäre es von grossem Interesse, auch die Einfangquerschnitte gleichzeitig mit dem Streuquerschnitt zu untersuchen, um auf diese Weise näheren Aufschluss über die Art der Niveaus zu erhalten.

Ein weiterer Punkt, der zu beachten wäre ist, dass die Umrechnungsformel zur Berechnung der reduzierten Strahlungsbreite nur gilt, solange  $\Gamma \ll E_p$ , also die Strahlungsbreite klein ist gegen die Energie. Bei niedrigen Niveaus ist also schon aus diesem Grunde Vorsicht geboten bei der Diskussion der Strahlungsbreiten. Diese Frage wird auch eingehend bei R. G. THOMAS<sup>14)</sup> diskutiert.

Abschliessend möchte ich unserem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, meinen Dank sagen für die stets anspornenden Diskussionen. Dem Aluminiumfonds Neuhausen habe ich für finanzielle Unterstützung zu danken.

### Literatur.

- <sup>1)</sup> D. R. INGLIS, RMP. **25**, 390 (1953).
- <sup>2)</sup> F. AJZENBERG, T. LAURITSEN, RMP. **24**, 221 (1952).
- <sup>3)</sup> Diplomarbeit J. SALADIN, ETH., 1954, unveröffentlicht.
- <sup>4)</sup> M. SEMPERT, H. SCHNEIDER und M. MARTIN, Helv. Phys. Acta **27**, 313 (1954).
- <sup>5)</sup> C. L. CRITCHFIELD und D. C. DODDER, P. R. **76**, 602 (1949).
- <sup>6)</sup> J. BLOCH, M. H. HULL, A. A. BROYLES, W. G. BAURICIUS, B. E. FREEMAN und G. BREIT, RMP. **23**, 147 (1951).
- <sup>7)</sup> R. W. MEIER, P. SCHERRER und G. TRUMPY, Helv. Phys. Acta **27**, 577 (1954).
- <sup>8)</sup> M. MARTIN, H. SCHNEIDER und M. SEMPERT, Helv. Phys. Acta **26**, 595 (1953).
- <sup>9)</sup> D. MAEDER, M. MARTIN, R. MÜLLER und H. SCHNEIDER, Helv. Phys. Acta **27**, 167 (1954).
- <sup>10)</sup> R. R. HAEFNER, RMP. **23**, 228 (1951).
- <sup>11)</sup> J. DE BOER, Diplomarbeit ETH., 1955, unveröffentlicht.
- <sup>12)</sup> H. L. JACKSON, A. J. GALONSKY, PR. **89**, 371 (1953).
- <sup>13)</sup> H. L. JACKSON, A. J. GALONSKY, F. J. EPPLING, R. W. HILL, E. GOLDBERG und J. R. CAMERON, PR. **89**, 365 (1953).
- <sup>14)</sup> R. G. THOMAS, P.R. **81**, 148 (1951).