

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 27 (1954)

Heft: IV

Artikel: Elastische Streuung von Protonen an O^{16} zwischen 3 und 7 MeV

Autor: Sempert, M. / Schneider, H. / Martin, M.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112518>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 21.12.2024

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

Elastische Streuung von Protonen an O^{16} zwischen 3 und 7 MeV

von M. Sempert, H. Schneider und M. Martin (ETH., Zürich).

(8. VII. 1954.)

Summary. The elastically scattered protons from O^{16} have been measured as a function of the incident proton energy at nine different scattering angles between 30° and 150° (Lab. S.). The measurements give information about the excited states of the compound nucleus F^{17} . Using graphical methods we analysed the experimental results by means of scattering theory. In the case of the following levels we were able to give spin and parity: 4.5 MeV ($3/2^-$), 4.6 MeV ($3/2^+$), 5.15 MeV ($1/2^+$) and 6.65 MeV ($1/2^+$). These four resonances have a level width of several hundred KeV. Between excitation energies of 5 and 7 MeV were also found eight sharp resonances with level widths $\Gamma < 25$ KeV.

The experimental widths are compared with theoretical values derived from the model of single particle excitation. The ratio $\Gamma_{\text{exp.}}/\Gamma_{\text{theor.}}$ shows a rapid decrease at 5 MeV, indicating the increasing probability of multiple particle or core excitation at higher energies.

Einleitung.

In der Kernspektroskopie haben die Arbeiten der letzten Jahre sowohl im Gebiet der schweren als auch der mittleren und leichten Kerne zur Kenntnis einer grossen Zahl von angeregten Zuständen geführt. Die Lage dieser Niveaus sowie ihr Drehimpuls und ihre Parität werden mit theoretischen Voraussagen verglichen. Hierbei spielt das Schalenmodell eine bedeutende Rolle^{1) 2)}, denn wenigstens bei schweren Kernen ist die Übereinstimmung bezüglich Spin und Parität sehr befriedigend. Bei den leichten Kernen werden zwar auch die Drehimpulse der Grundzustände von dieser Theorie richtig vorhergesagt, jedoch stösst die Interpretation schon der ersten angeregten Zustände auf Schwierigkeiten. Diese Tatsache wird gerne damit erklärt, dass die Theorie des Schalenmodells ihrem Wesen nach nur für Kerne mit einer grossen Zahl von Nucleonen gilt. Dem ist entgegenzuhalten, dass auch bei leichten Kernen ein Schalenabschluss, z. B. bei O^{16} , zu beobachten ist, denn gerade die Kombination von 8 Protonen und 8 Neutronen führt auf diesen sehr stabilen Kern. Fügen wir nun zu diesem „Rumpf“ ein weiteres

Nukleon hinzu – d. h. wir gelangen zu F^{17} bzw. O^{17} –, so sollte der entstehende Kern bevorzugt vom Schalenmodell beschrieben werden, da es sich hier gerade um einen stabilen Rumpf und ein weiteres, unpaariges Nukleon handelt. In der Regel werden auch hier nur die energieärmsten Niveaus als reine Einteilchenzustände anzusprechen sein, während bei höherer Anregung auch der Rumpf Energie aufnehmen kann. Für die Interpretation der Niveaufolge ist es aber von grösster Wichtigkeit zu wissen, welche Niveaus als Einteilchenzustände anzusehen sind und wo die Rumpfanregung beginnt. Mit dieser Frage beschäftigt sich die vorliegende Arbeit.

Werden Protonen, deren Energie ausreicht, um den Coulombwall zu durchdringen, an O^{16} gestreut, so kann die elastische Kernstreuung von einer Theorie beschrieben werden, die den Spin des Protons berücksichtigt, für den Targetkern hingegen den Spin 0 voraussetzt. Solche Streuformeln wurden schon von verschiedenen Autoren angewandt, um die Phasen bei Streuexperimenten zu ermitteln³⁾⁴⁾⁵⁾.

Nun besitzt die Messapparatur ein endliches Auflösungsvermögen, d. h. die Protonen, die uns für die Streuversuche zur Verfügung stehen, sind nicht monochromatisch. Ihre Energie beträgt $E \pm \Delta E$, wobei mit ΔE die Unschärfe der Energie bezeichnet ist. Die Protonen-Energie ist also um einen gewissen Betrag unbestimmt. Die Streuformel, die den differentiellen Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung angibt, bezieht sich aber auf eine bestimmte, scharfe Energie. Wir werden somit aus experimentellen Gründen annehmen können, dass die Analyse nur so lange möglich ist, als der differentielle Wirkungsquerschnitt nur langsam mit der Energie variiert gegenüber ΔE , d. h. die Niveaubreite einer Resonanz muss grösser sein als das Auflösungsvermögen der Apparatur.

Umgekehrt schliessen wir aus der Phasenanalyse, z. B. wenn im Phasenverlauf schnelle Änderungen auftreten, dass sehr schmale Resonanzen vorliegen, die nur noch in verschmierter Form oder gar nicht bei der Messung in Erscheinung treten. Die Breite der gefundenen Niveaus, die ja ein Mass für die Lebensdauer des quantenmechanischen Systems in dem betreffenden Zustand ist, sollte uns aber einen Hinweis darauf geben, ob es sich überwiegend um eine Einteilchenanregung handelt oder nicht.

Wir erwarten, dass Niveaus mit Rumpfanregung vor allem dann auftreten können, wenn die Energie der Protonen ungefähr der Energie des ersten angeregten Zustandes im O^{16} entspricht (6,05 MeV). Es ist aber zu bedenken, dass normalerweise alle aus Rumpfanregung resultierenden Niveaus aufgespalten sein können, zufolge

der Zusammensetzung des F^{17} aus O^{16*} und einem Proton. Ferner muss man sich vor Augen halten, dass die Strahlungsbreiten dieser Kernzustände ganz erheblich von denen (auf gleichen Drehimpuls und gleiche Energie umgerechnet) der Einteilchenzustände abweichen können. Wir erwarten eine Breite dieser Niveaus, die mindestens um einen Faktor 10 bis 100 kleiner ist als die der Einteilchenzustände bei gleicher Energie. Wenn auch das Auflösungsvermögen der Apparatur eine Messung derart scharfer Niveaus nicht mehr erlaubt, so können wir doch erwarten, dass Andeutungen solcher „Spitzen“ im Spektrum noch nachzuweisen sind, und tatsächlich zeigen die Experimente das erwartete Bild.

Das Experiment.

Der ausgelenkte Protonenstrahl des ETH.-Cyclotrons gelangt durch ein erstes Blendenrohr in die Messapparatur (Fig. 1). Wegen der starken Neutronenstrahlung der Maschine ist die Apparatur

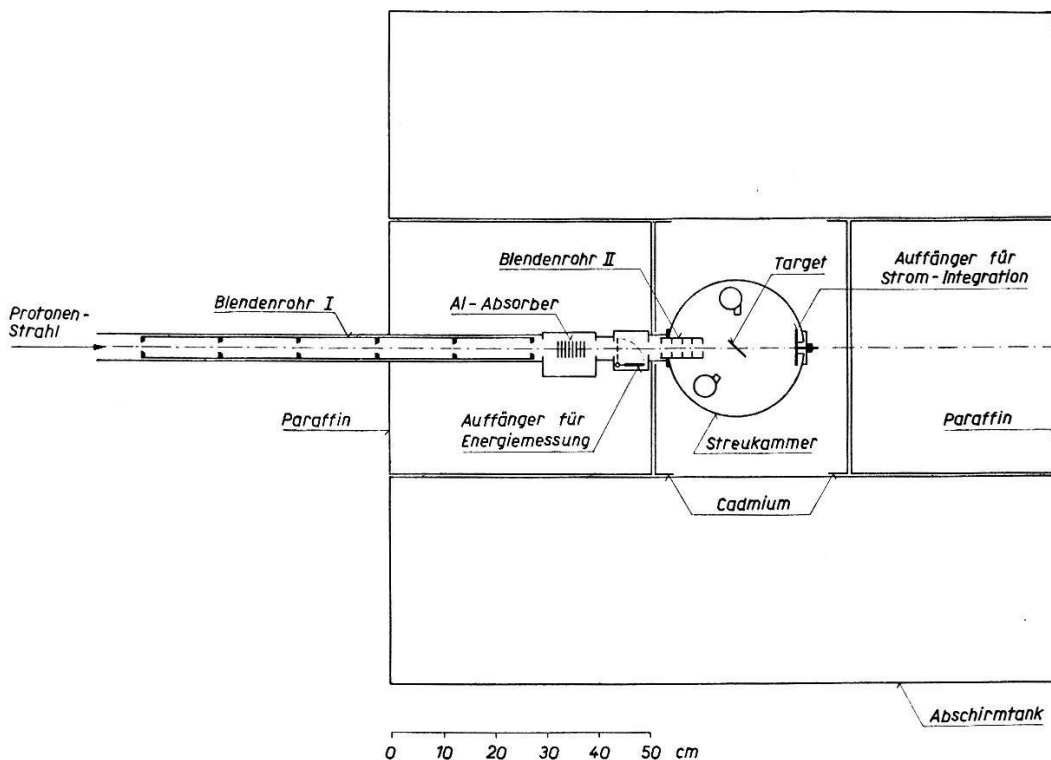


Fig. 1.

Querschnitt durch das Blendenystem und die Abschirmung.

allseitig mit 40 bis 60 cm dicken Abschirmungen umgeben. Als Absorber finden mit Borsäure-Lösung gefüllte Tanks, Paraffin und Beton Verwendung. Der Strahl durchläuft zunächst ein System von Aluminium-Absorbern und erreicht dann durch ein zweites Blendenrohr die Streukammer. Mit Hilfe der Aluminium-Absorber

kann die Primärenergie von 7,1 MeV in Schritten von 0,70 mg/cm² bis auf Null erniedrigt werden. Im Energiemaßstab entspricht dies Schritten von 25 KeV bei 7 MeV bis 50 KeV bei 2 MeV. Zwischen dem Absorberwechsler und dem zweiten Blendenrohr befindet sich ein isolierter Auffänger, der in den Protonenstrahl eingedreht werden kann. Die Messung des auffallenden Protonenstromes in Abhängigkeit der vorgeschalteten Aluminium-Absorber gestattet die Bestimmung der Protonen-Energie (Reichweitmessung). Die Beziehung zwischen der Reichweite von Protonen in Aluminium und deren Energie wurde einer Arbeit von SMITH entnommen⁶).

Die Streukammer.

Sie besteht aus einem Aluminiumrohr von 25 cm Innendurchmesser und 22 cm Höhe, das mittels einer Boden- und Deckplatte hochvakuumdicht abgeschlossen wird (Fig. 2). Die Innenwände,

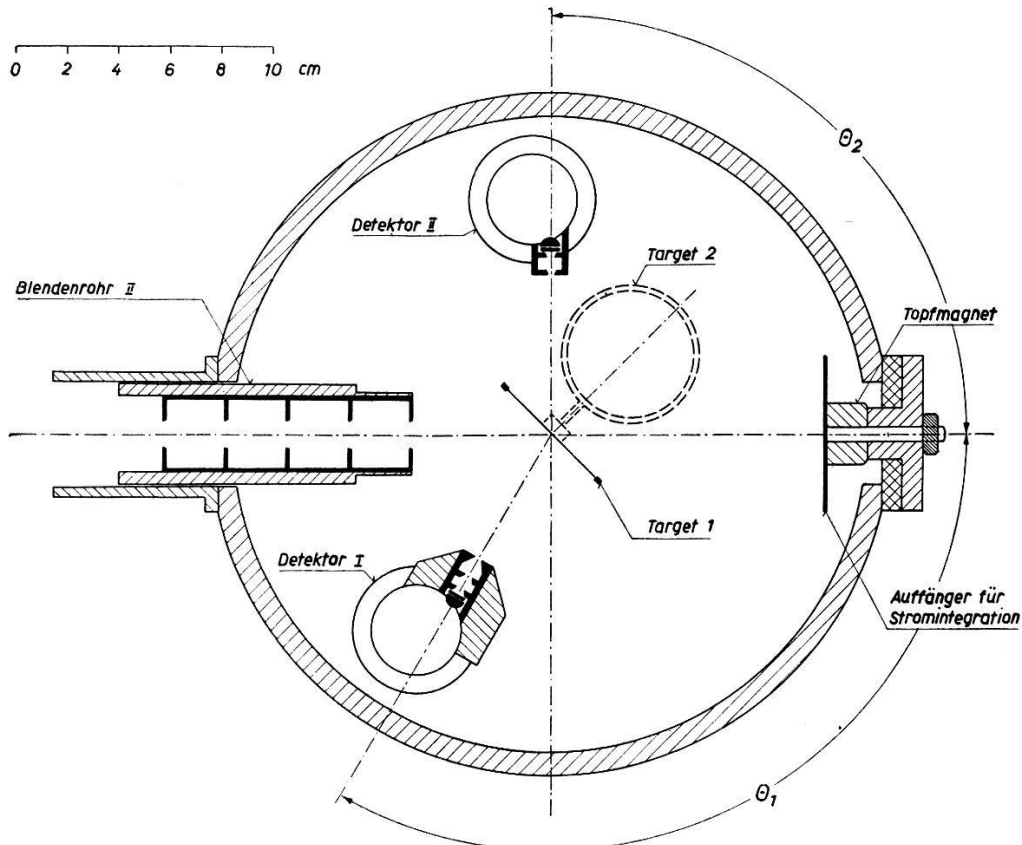


Fig. 2.

Querschnitt durch die Streukammer.

sowie alle Bestandteile im Innern der Kammer sind mit Blei ausgekleidet. Am Targethalter an der Deckelplatte können zwei verschiedene Targets befestigt werden. Eine pneumatische Vorrichtung

gestattet, die zwei Targets wahlweise in den Strahl einzuklappen. Nach dem Durchgang durch die Target trifft der Protonenstrahl auf den isolierten Auffänger auf, der mit einer elektronischen Apparatur, dem Stromintegrator, verbunden ist. Der störende Einfluss der Sekundärelektronen-Emission am Auffänger wird durch einen Topfmagneten an seiner Rückseite eliminiert.

Die unter dem Winkel θ_1 gestreuten Protonen passieren ein mit dem drehbaren Detektor verbundenes Blendensystem und treffen auf einen Anthracenkristall (Dicke: 1 mm), in dem sie vollständig gebremst werden. Das hierbei entstehende Fluoreszenzlicht gelangt über einen kurzen Lichtleiter auf die Photokathode eines Elektronen-Vervielfachers Typ 1P21. Die so gewonnenen elektrischen Impulse werden über eine Kathodenfolgestufe und ein acht Meter langes, abgeschirmtes Kabel einem Breitbandverstärker zugeführt und schliesslich mit Hilfe eines Untersetzers registriert (Scale of 1024).

In der Streukammer stehen zwei voneinander unabhängige Detektoren dieser Art zur Verfügung, so dass gleichzeitig unter zwei verschiedenen Winkeln gemessen werden kann. Ihre Einstellung, θ_1 bzw. θ_2 , ist zwischen 30° und 150° (Laborsystem) frei wählbar. Der Targethalter ist drehbar um 360° . Für die Veränderung des Winkels ist es erforderlich, die Bestrahlung zu unterbrechen, während die Energieveränderung durch Wechseln der Absorber mittels einer Fernbedienung ohne Unterbrechung der Bestrahlung durchgeführt werden kann.

Der Stromintegrator summiert die Ladung der auf den Auffänger treffenden Protonen und schaltet die Zählwerke aus, sobald eine fest einstellbare Anzahl von Protonen die Target durchsetzt hat. Er integriert Ströme zwischen $0,01$ und $5 \mu A$ mit einer Genauigkeit von $0,5$ bis 1% .

Bezüglich technischer Einzelheiten über die Streukammer verweisen wir auf Ref.⁷).

Aus geometrischen Gründen ist in der hier verwendeten Anordnung der Streuwinkel θ , unter dem wir messen, auf $\pm \delta\theta = 4^\circ$ genau definiert.

Die Herstellung der Targets.

Die Messung der vom O^{16} gestreuten Protonen erfolgte mittels der Differenzmethode. Es wurden zwei verschiedene Schichten bestrahlt: Eine Target 1 aus Aluminiumoxyd und eine Target 2 aus Aluminium, die pro cm^2 dieselbe Menge Aluminium enthält wie die Target 1.

Aluminiumoxyd-Schichten lassen sich durch anodische Oxydation herstellen. Von den zahlreichen, teilweise sehr gut entwickelten Verfahren seien hier drei Methoden erwähnt, wie sie für die Anfertigung von Targets in Frage kommen.

1. *Anodische Oxydation in verdünnter Schwefelsäure.*

10 bis 20 μ dicke Folien aus Reinaluminium*) (99,99%) werden auf ein Aluminiumrähmchen gespannt und in verdünnte Schwefelsäure getaucht (Anode). Als Kathodenmaterialien eignen sich Pt, Graphit oder Al. Die Aluminiumfolie wird so lange oxydiert, bis sie durchsichtig geworden ist. Die so gewonnene Schicht besitzt je nach Konzentration und Temperatur des Elektrolyten und der Stromdichte eine Dicke von 1 bis 5 mg Al_2O_3 pro cm^2 . Sie enthält ausser der stöchiometrischen Menge einige Prozent nichtoxydierten Aluminiums, was bei der Differenzmessung zu berücksichtigen ist. Dieser Anteil an metallischem Aluminium verleiht der Folie eine graue Trübung.

2. *Anodische Oxydation in Ammoniumcitrat.*

Das Verfahren liefert glasklare Aluminiumoxyd-Schichten mit Dicken zwischen 0,02 und 0,2 mg/ cm^2 . Eine ausführliche Beschreibung der Technik findet man in einer Arbeit von K. STROHMEIER in der Zeitschrift für Naturforschung 6a, 1951⁸).

3. *Oxalsäure-Verfahren.*

Eine 15 μ dicke Aluminiumfolie, deren Ränder nach oben gebogen sind, wird auf die Oberfläche des Elektrolyten (wässrige Oxalsäurelösung, 3%) gelegt und bei einer Stromdichte von 5 mA/ cm^2 während 30 Minuten oxydiert. Die Ränder dieser einseitig oxydierten Folie werden in Ammoniumcitrat nachträglich beidseitig oxydiert und das überflüssige Aluminium in reiner Salzsäure (mit einigen Kristallen Kupferchlorid) weggelöst⁸). Die so gewonnene Schicht ist ca. 0,5 mg/ cm^2 dick und glasklar.

Die nach 1) und 3) erzeugten Targets sind porös und spröde. Während der Oxydation bleibt die einmal eingestellte Stromstärke nahezu konstant. Im Gegensatz dazu ergeben sich bei Oxydation nach 2) widerstandsfähigere Schichten, und der Strom nimmt in Funktion der Zeit monoton ab und konvergiert schliesslich gegen den Wert Null.

*) Der Rheinischen Blattmetall-AG., Grevenbroich, sind wir für die freundliche Überlassung von Reinaluminiumfolien zu Dank verpflichtet.

Messungen.

Für eine erste Serie von Messungen verwendeten wir eine nach dem Verfahren 1 angefertigte Al_2O_3 -Target von $1,57 \text{ mg/cm}^2$ Dicke. Bei Streuwinkeln zwischen 30° und 150° wurden in Schritten von 15° die von O^{16} elastisch gestreuten Protonen gemessen. Die Energievariation umfasst den Bereich von 3,1 bis 7,1 MeV. Die Energieschritte, entsprechend $1,35 \text{ mg/cm}^2$ Al, betragen 50 KeV bei der Maximalenergie und 100 KeV bei 3,1 MeV.

Dass es sich bei den registrierten Protonen in der überwiegenden Zahl um elastisch gestreute Partikel handelt, ist aus einer Messung bei 105° zu ersehen, bei der nicht nur nach Protonen, sondern auch nach γ -Quanten gesucht wurde. Im gesamten Energie-Intervall wurden aber keine γ -Linien festgestellt, wie sie bei inelastischer Streuung auftreten. Ausserdem weisen alle Diskriminatorenkurven nur auf das Vorhandensein elastischer Streuung hin.

Jeder Messpunkt bezieht sich auf eine Protonenladung von $1,06 \mu\text{Cib.}$, d. h. auf eine Zahl von $0,66 \cdot 10^{13}$ Protonen, welche die Target durchstrahlen. Die Zählraten betragen dabei im Mittel: $5 \cdot 10^4$ für die Messung mit der Target 1 und $2 \cdot 40^4$ für die Messung mit der Target 2. Es ergibt sich daraus ein statistischer Fehler von 1%. Der vom Stromintegrator herrührende Fehler ist von derselben Grössenordnung, während bei der Umrechnung der Messresultate auf den absoluten Wirkungsquerschnitt mit einer Ungenauigkeit von 5% gerechnet werden muss. Die in den folgenden graphischen Darstellungen angegebenen Wirkungsquerschnitte sind demnach auf $\pm 10\%$ genau.

Die Unschärfe der Protonen-Energie wird bestimmt durch die primäre Unschärfe des Cyclotron-Strahls, durch die Dicke der im Absorberwechsler eingeschalteten Aluminiumfolien (Stragglings) und durch die Dicke der Target. Eine Abschätzung der primären Energie-Unschärfe lässt sich auf Grund von Reichweitemessungen durchführen, wie sie für alle Energiebestimmungen aufzunehmen sind.

In Figur 3 ist eine derartige Reichweitemessung dargestellt. Auf der Abszissenachse ist die Dicke d der durchstrahlten Al-Absorber aufgetragen, auf der Ordinatenachse der Protonenstrom nach seinem Durchgang durch die Absorber, bezogen auf seinen ursprünglichen Wert: $I(d)/I_0$. Der Parameter α der differenzierten Kurve (Stragglings) ist so definiert, dass $2/3$ aller Protonen eine Energie besitzen, die weniger als um den Betrag α vom Erwartungswert

abweicht*). Experimentell folgt für α ein Wert von $1,1 \text{ mg/cm}^2$, der sowohl das Straggling in der Al-Schicht als auch die primäre Energie-Unschärfe enthält. Subtrahiert man von diesem Ergebnis den theoretisch berechneten Wert für das Straggling allein⁹⁾, so folgt als Mass für die primäre Unschärfe das Resultat: 20 KeV.

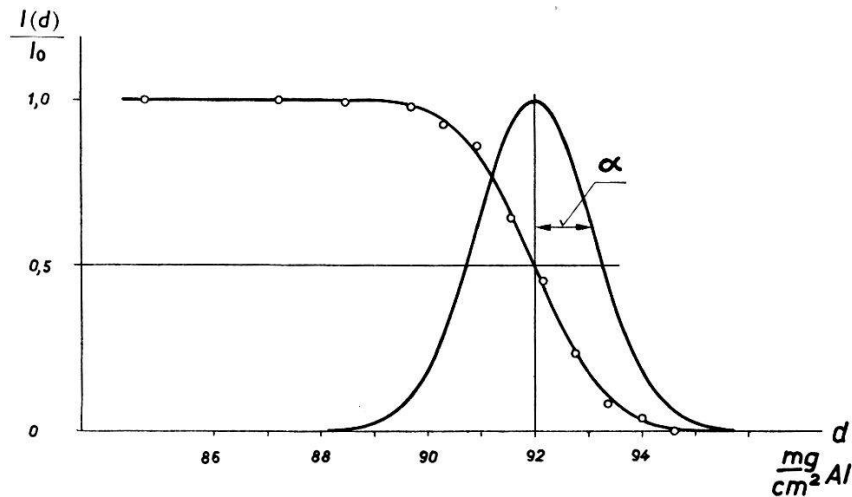


Fig. 3.

Energiestraggling von Protonen in Al.

Kreise: Messpunkte. Ausgezogene Kurven: Rechnung⁹⁾.

Die gesamte Energie-Unschärfe beträgt unter Berücksichtigung aller Faktoren:

- bei 7 MeV: 50 KeV
- bei 5 MeV: 100 KeV
- bei 3 MeV: 200 KeV.

In einer zweiten Serie wurden mit einer nach dem Verfahren 3 hergestellten Target die Messungen für die Streuwinkel 45° , 90° und 150° wiederholt, wobei die Energieschritte $0,70 \text{ mg/cm}^2$ Al betrug (25 bis 50 KeV). Die Genauigkeit der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes ist gleich wie bei der ersten Messreihe, hingegen ist die Protonenenergie zufolge der geringeren Targetdicke besser definiert.

Die Energie-Unschärfe beträgt:

- bei 7 MeV: 30 KeV
- bei 5 MeV: 60 KeV
- bei 3 MeV: 120 KeV.

*) Die Theorie rechnet mit einer Gauss-Verteilung; das Experiment steht damit in sehr guter Übereinstimmung.

Ergebnisse.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist für die elastische Protonenstreuung an O^{16} für 9 verschiedene Streuwinkel in Funktion der Energie in Figur 4 und 4a dargestellt. Protonenenergie und Streuwinkel sind im Laboratoriums-System aufgetragen.

Aus diesen Kurven lassen sich durch Legen vertikaler Schnitte (festgehaltene Energie) Winkelverteilungen gewinnen. Wird dies zwischen 3,1 MeV und 7,1 MeV in Schritten von 50 KeV ausgeführt, so ergibt sich daraus, dass die in Figur 4 und 4a aufzeichneten Kurven den Messungen von mehr als 50 verschiedenen Winkelverteilungen entsprechen.

Figur 5 zeigt die Resultate der Messungen mit der Aluminiumoxyd-Target von 0,55 mg/cm² Dicke. Sie stimmen mit den Ergebnissen nach Figur 4 und 4a innerhalb der Fehlergrenzen überein. Dank der besseren Energie-Auflösung treten hingegen zahlreiche scharfe Resonanzen auf; und zwar bei 3,50, 4,70, 4,95, 5,20, 5,40, 5,60, 5,85, 6,50, 6,65 MeV (Lab.).

Die Messpunkte in der Umgebung dieser Spitzen entsprechen den Mittelwerten von 5 bis 10 verschiedenen Messungen. Für die Breite der Niveaus kann nur eine obere Grenze angegeben werden, die auf 25 KeV geschätzt wird. Dass eine wesentliche Unterschreitung dieser oberen Grenze durchaus möglich ist, zeigt das Beispiel der Resonanz bei 3,5 MeV. Es handelt sich um das $7/2$ -Niveau des Zwischenkerns F^{17} , dessen Resonanzbreite weniger als 3,5 KeV beträgt⁴). Bezüglich des Auflösungsvermögens unserer Apparatur folgt daraus, dass derart scharfe Niveaus wohl noch festgestellt werden können, dass aber die Form der Resonanzkurve stark verschmiert erscheint.

Nach den Kurven von Figur 4, 4a und Figur 5 hängt der differentielle Wirkungsquerschnitt wesentlich von der Energie ab. Wir befinden uns demnach in einem Energiegebiet des Zwischenkerns F^{17} , das zahlreiche Niveaus enthält. Andererseits weisen die Kurven einen ausgesprochenen Gang mit dem Streuwinkel auf. Dies lässt darauf schliessen, dass die Niveaus trotz der verhältnismässig hohen Anregungsenergie noch nicht derart dicht liegen, dass eine Winkelabhängigkeit herausgemittelt wird, wie dies bei schwereren Kernen, z. B. beim Kupfer, in Erscheinung tritt⁷). Diese Annahme, der Verlauf des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Energie sei nur durch isolierte oder wenige, sich überlappende Niveaus gegeben, veranlasste uns, die Analyse der experimentell bestimmten Kurven mit Hilfe der Streutheorie an die Hand zu nehmen.

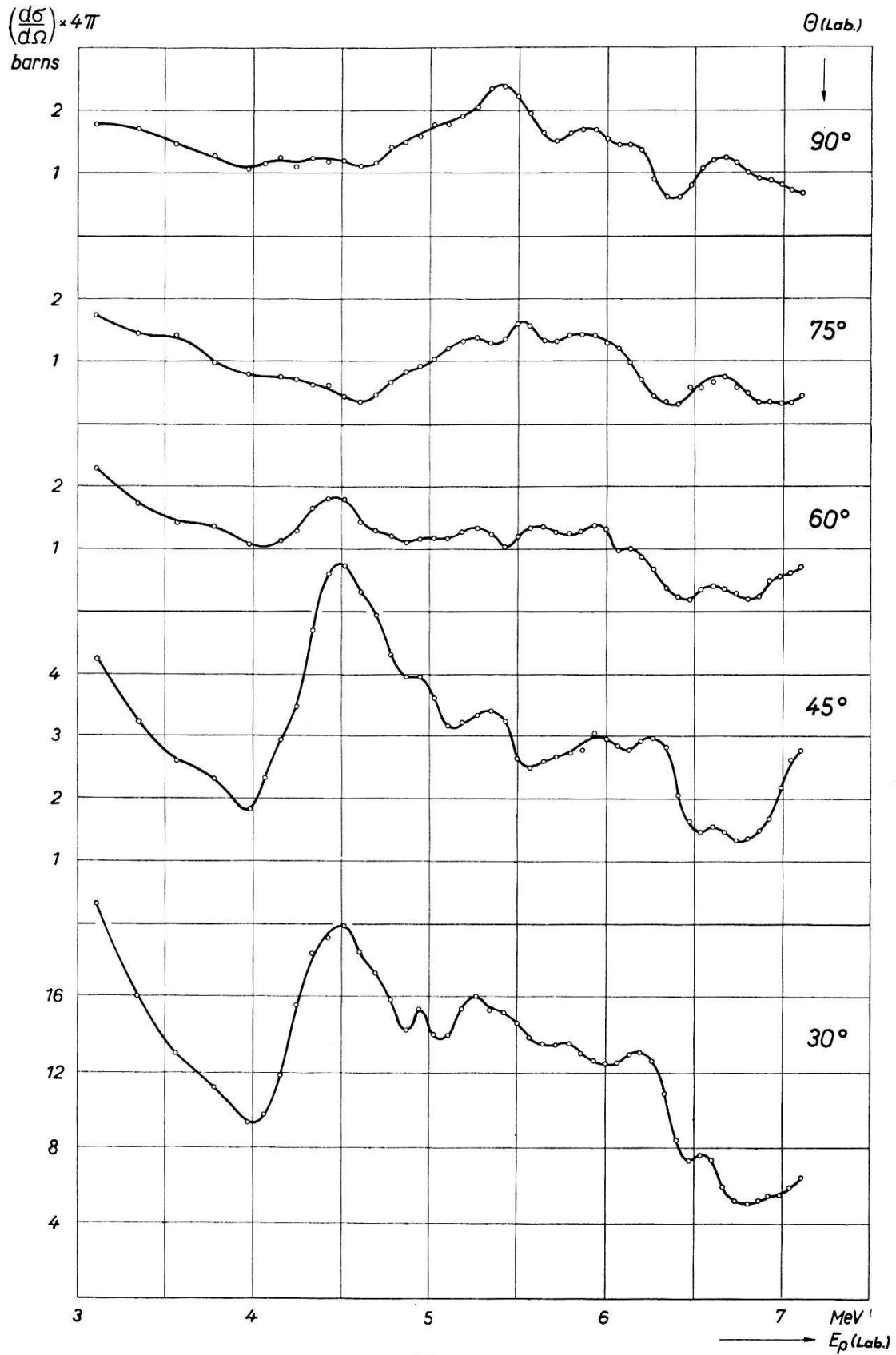


Fig. 4.

Elastische Streuung von Protonen an O^{16} für die Streuwinkel: 30°, 45°, 60°, 75°, 90°.
(Aluminiumoxyd-Target: 1,57 mg/cm².)

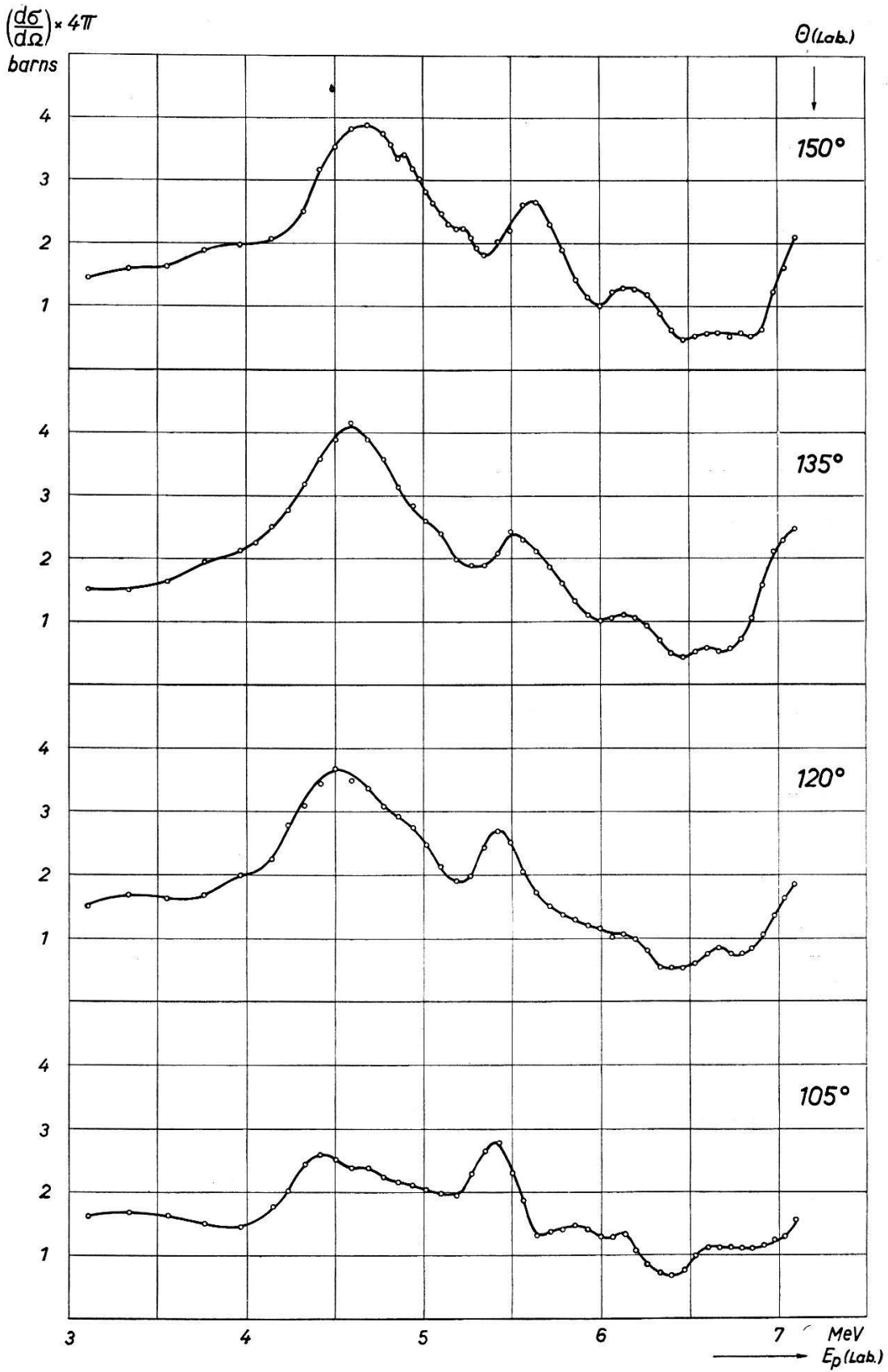


Fig. 4a.

Elastische Streuung von Protonen an O¹⁶ für die Streuwinkel: 105°, 120°, 135°, 150°. (Aluminiumoxyd-Target: 1,57 mg/cm².)

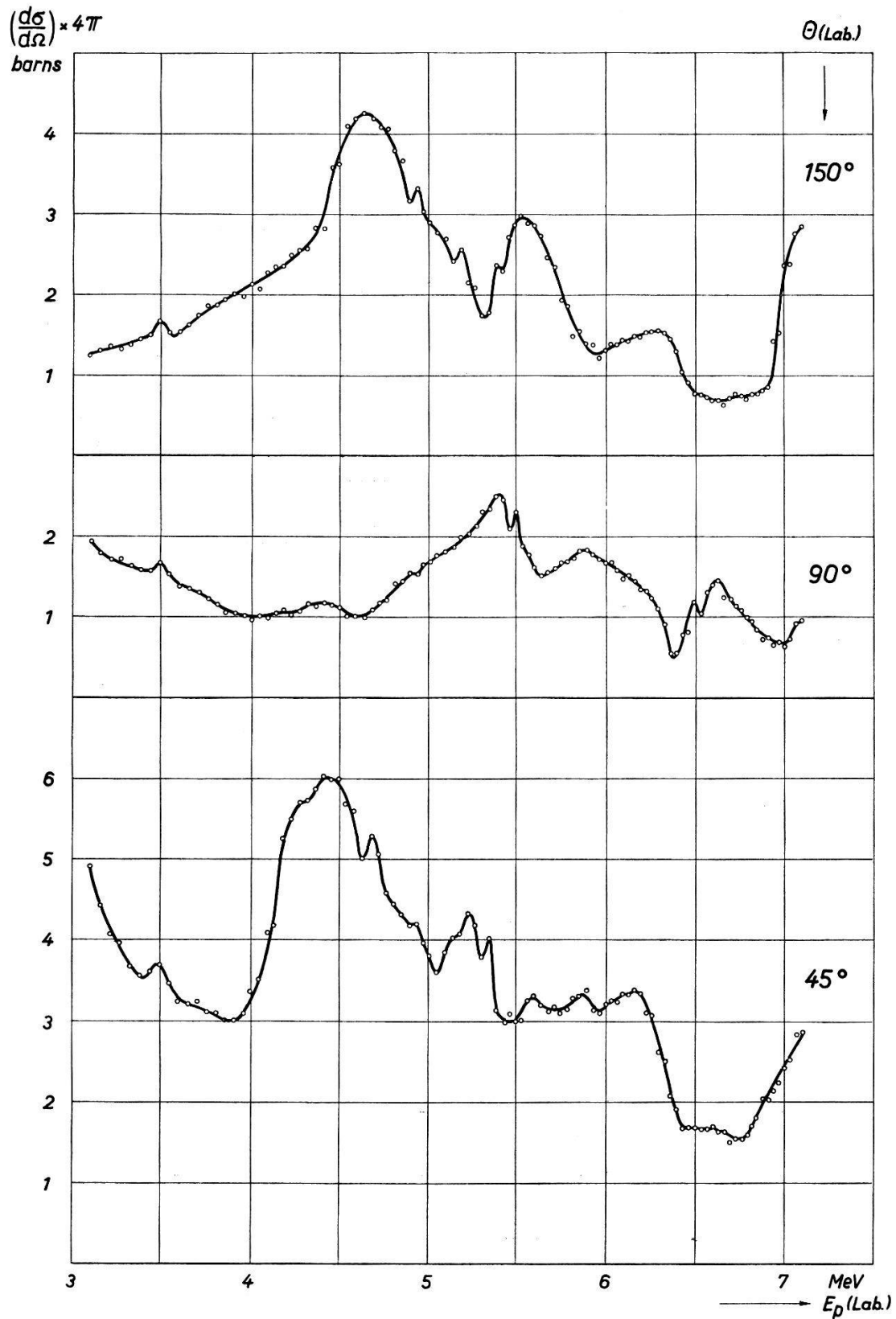


Fig. 5.

Elastische Streuung von Protonen an O^{16} . Streuwinkel: 45° , 90° , 150° .
(Aluminiumoxyd-Target: $0,55 \text{ mg/cm}^2$).

Streuphasen-Analyse.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung geladener Teilchen lässt sich als Summe von Partialwellen darstellen, wobei die sog. Streuphasen δ_l als charakteristische Größen eingehen. Im Falle der Streuung von Protonen (Spin $\frac{1}{2}$) an O¹⁶ (Spin 0) ist die jedem Bahndrehimpuls l zugehörige Partialwelle zufolge der zwei möglichen Orientierungen des Spins zum Bahndrehimpuls in zwei Komponenten aufzuspalten. Die dem Gesamtdrehimpuls $J = l + \frac{1}{2}$ zugeordnete Komponente sei durch die Streuphase δ_l^+ charakterisiert, die dem Gesamtdrehimpuls $J = l - \frac{1}{2}$ zugeordnete durch δ_l^- ¹⁰⁾.

Die Theorie⁴⁾ ¹⁰⁾ ergibt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \lambda^2 (|A|^2 + |B|^2) \quad (1)$$

wobei:

$$\begin{aligned} A = & -\frac{\eta}{2} \frac{1}{\sin^2(\Theta/2)} e^{i\eta \ln \sin^{-2}(\Theta/2)} \\ & + \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) \cdot P_l(\cos \Theta) e^{i\alpha_l + i\delta_l^+} \cdot \sin \delta_l^+ \\ & + \sum_{l=1}^{\infty} l \cdot P_l(\cos \Theta) \cdot e^{i\alpha_l + i\delta_l^-} \cdot \sin \delta_l^- \end{aligned} \quad (2)$$

$$B = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{dP_l(\cos \Theta)}{d\Theta} \cdot (e^{i\alpha_l + i\delta_l^+} \sin \delta_l^+ - e^{i\alpha_l + i\delta_l^-} \sin \delta_l^-). \quad (3)$$

Es bedeuten:

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{\hbar}{m \cdot v} & \eta &= \frac{Z \cdot Z'}{\hbar \cdot v} \\ e^{i\alpha_l} &= \frac{l+i\eta}{l-i\eta} \cdot \frac{(l-1)+i\eta}{(l-1)-i\eta} \cdot \frac{1+i\eta}{1-i\eta} \quad (l > 0) \\ e^{i\alpha_0} &= 1 \end{aligned}$$

m : reduzierte Masse ($m_P \cdot M / m_P + M$).

Z : Ladung des Protons, Z' : Ladung des Targetkerns.

v : Geschwindigkeit des einfallenden Protons im Schwerpunkts-System.

Θ : Streuwinkel im Schwerpunkts-System.

Die Streuphasen δ_l können aufgespalten werden in einen Beitrag, der mit der sog. „harten Kugel-Streuung“ zusammenhängt ($-\Phi_l$), und einen Beitrag, der von den Energieniveaus herrührt (β_l) ¹¹⁾:

$$\delta_l^\pm = \beta_l^\pm - \Phi_l. \quad (4)$$

Für Φ_l ist zu setzen:

$$\Phi_l = \arctg (F_l/G_l)_{r=R_l} \quad (5)$$

F_l und G_l bedeuten die regulären, bzw. irregulären Coulombfunktionen¹²). Als Reaktionsradius ist angenommen:

$$R = 5,30 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

Für die numerische Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes aus den Gleichungen (1) bis (3) bedienen wir uns graphischer Methoden. Die Summation umfasst alle Glieder von $l = 0$ bis $l = 3$, solange die Energie unterhalb 5 MeV liegt; bei höherer Energie ist auch der Term für $l = 4$ noch mitberücksichtigt. Die Beiträge der höheren Glieder sind vernachlässigbar klein.

Es wurden die Winkelverteilungen für eine grosse Anzahl von Parameterwerten l , β_l^+ und β_l^- ausgerechnet und diese rechnerisch bestimmten Kurven mit den gemessenen verglichen. Da es nach der Theorie nicht ohne weiteres möglich ist, die Streuphasen explizit auszurechnen, läuft das Verfahren darauf hinaus, möglichst viele Kurven zu bestimmen und durch Probieren festzustellen, ob die berechneten Winkelverteilungen mit den experimentellen übereinstimmen. Dieses Verfahren, das sehr mühsam und zeitraubend ist, hat sich in unserem Fall insofern gelohnt, als für jede Phasenkombination eine grosse Anzahl von gemessenen Winkelverteilungen zum Vergleich herangezogen werden konnte, jedenfalls für vergleichbare Energie. Ausserdem wird die Methode vereinfacht, sobald eine Stelle mit Übereinstimmung vorliegt. Trägt man nämlich die einzelnen Phasen als Funktion der Energie auf, so müssen diese auf glatten Kurven liegen, solange das Auflösungsvermögen der Apparatur ausreicht, um alle Resonanzen aufzulösen.

Ergebnisse.

1. Die Rechnungen können mit dem Experiment innerhalb der Fehlergrenzen in Übereinstimmung gebracht werden, wenn über die freien Parameter l (Bahndrehimpuls) und β_l^\pm (Resonanzstreu-phasen) geeignet verfügt wird. Und zwar trifft dies zu für die Energie-Intervalle von 3,1 bis 5,4 MeV (E_p Lab.) sowie von 6,1 bis 6,8 MeV, während im Zwischengebiet von 5,5 bis 6,0 MeV und bei 7 MeV eine befriedigende Übereinstimmung nicht erzielt werden kann. Eine Diskussion dieser Verhältnisse wird später gegeben.

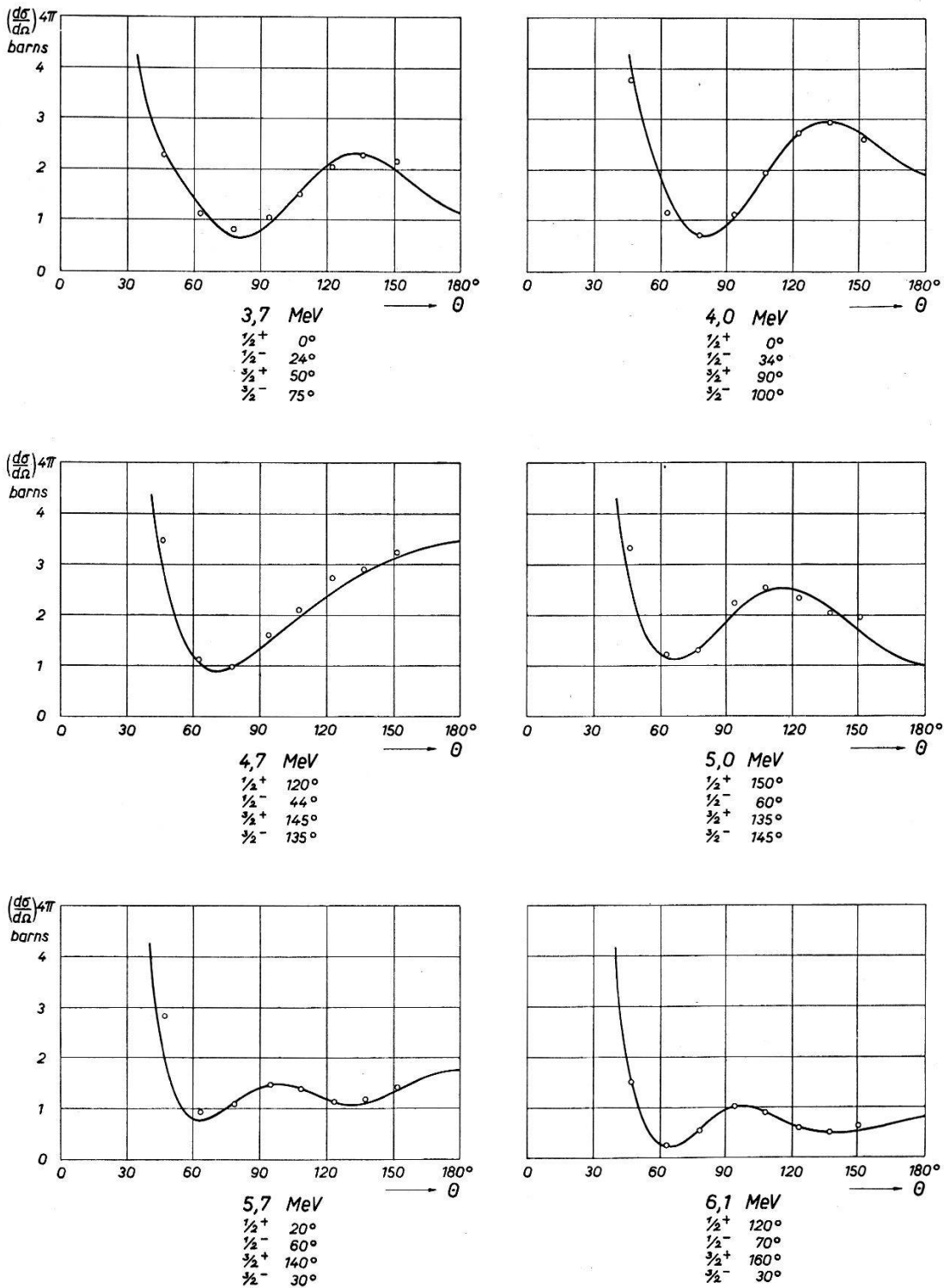


Fig. 6.

Winkelverteilungen elastisch gestreuter Protonen an O¹⁶.

Kreise: Messpunkte.

Ausgezogene Kurven: Berechnete Winkelverteilungen.

2. Die Analyse erfordert keine Einführung von Bahndrehimpulsen grösser als zwei. Falls Resonanzen mit höherem l vorkommen, so muss deren Resonanzbreite das apparative Auflösungsvermögen wesentlich unterschreiten.

3. Zwischen 3,5 und 6,8 MeV genügt die Einführung einer Resonanzstreuphase allein nicht, das experimentell gefundene Verhalten zu beschreiben. Es sind stets mehrere Phasen gleichzeitig zu berücksichtigen, die sich je nach Energie mehr oder weniger überlappen.

Figur 6 zeigt den Vergleich von gemessenen mit berechneten Winkelverteilungen für sechs verschiedene Energiewerte. Sowohl die Messpunkte wie auch die theoretischen Kurven sind *absolut* eingetragen, und zwar sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte in barns/steradian mal 4π angegeben. Sämtliche Angaben der Figur 6 beziehen sich auf das Schwerpunkts-System. Die unter jeder Kurve stehenden Winkelwerte bedeuten die Resonanzstreuphasen,

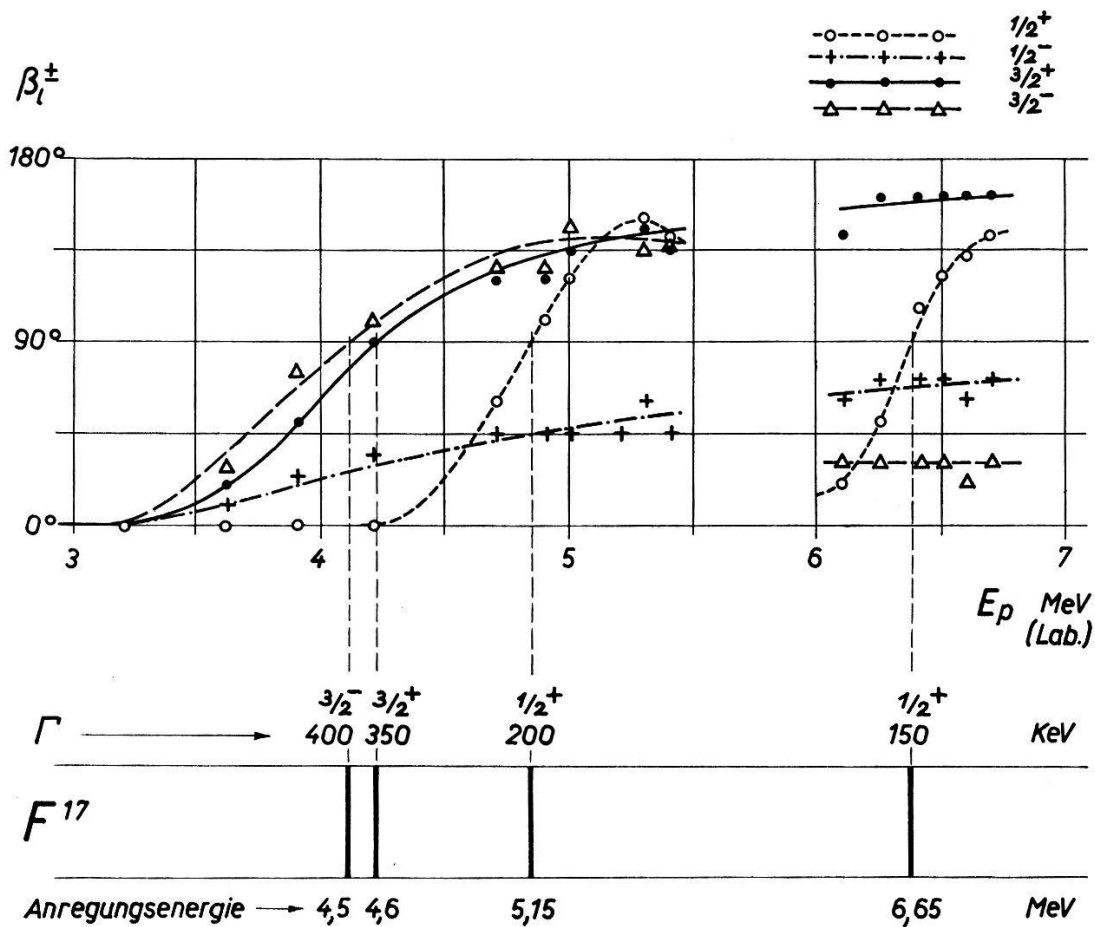


Fig. 7.

Resultat der Streuphasen-Analyse.

die der betreffenden Rechnung zugrunde gelegt sind. Die sechs Beispiele der Figur 6 sind eine willkürliche Auswahl von insgesamt 15 Kurven, bei denen eine gute Übereinstimmung vorliegt.

Aus allen Streuphasenwerten dieser 15 Kurven lässt sich der Phasenverlauf in Funktion der Energie angeben (Fig. 7).

In der Nähe einer Resonanz kann die Streuphase dargestellt werden¹³⁾:

$$\operatorname{tg} \beta_l = \frac{\Gamma_l}{E_{\text{res.}}^l - E} \quad (6)$$

Für $E = E_{\text{res.}}$ wird $\beta = 90^\circ$, d. h. der Schnittpunkt der Phasenkurve mit der 90° -Geraden legt die Lage des betreffenden Energieniveaus fest.

Für $E = E_{\text{res.}} \pm \Gamma$ nimmt β je nach der Wahl des Vorzeichens den Wert 45° bzw. 135° an. Somit gilt:

$$|E_{90^\circ} - E_{45^\circ}| = |E_{90^\circ} - E_{135^\circ}| = \Gamma. \quad (7)$$

Diese Beziehung ist nur dann erfüllt, wenn der Streuphasenverlauf nicht durch eine zweite, gleichartige Resonanz gestört wird. Eine Störung ist zu erwarten, sobald die eine oder andere Niveaubreite vergleichbar wird mit der Differenz der zwei Resonanzenergien, d. h. die Phase wird von dem durch Gleichung (6) dargestellten Verlauf abweichen, wenn sie sich einer zweiten, gleichen Resonanzstelle nähert. Wir haben deshalb zur Ermittlung der Strahlungsbreite Γ nur die Werte in der unmittelbaren Nähe der Resonanz herangezogen.

Diskussion.

Die ausgeführten Experimente, die Messung der an O^{16} elastisch gestreuten Protonen, ergeben Aufschlüsse über die angeregten Zustände im Zwischenkern F^{17} . Sofern man sich nur für die Anzahl und die Lage der Niveaus in einem bestimmten Energie-Intervall interessiert, genügt es, die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Energie aufzunehmen. Wenn hingegen die Drehimpulszuordnung und die Parität angegeben werden sollen, so reicht dazu die Messung der Anregungskurve allein nicht aus. Erst die Untersuchung des Streuprozesses unter verschiedenen Winkeln ist in der Lage, auch auf diese Fragen eindeutig Auskunft zu erteilen. Aus diesem Grunde haben wir die Streumessungen nicht

nur unter einem, sondern unter neun verschiedenen Winkeln ausgeführt, um so die für eine Analyse notwendigen Unterlagen zu gewinnen.

Die gefundenen Niveaus können wir rein experimentell in zwei Arten grob unterteilen:

1. in solche Niveaus, deren Breite einige 100 KeV beträgt (breite Niveaus), und
2. in solche, deren Strahlungsbreite kleiner oder vergleichbar ist mit dem Auflösungsvermögen unserer Apparatur.

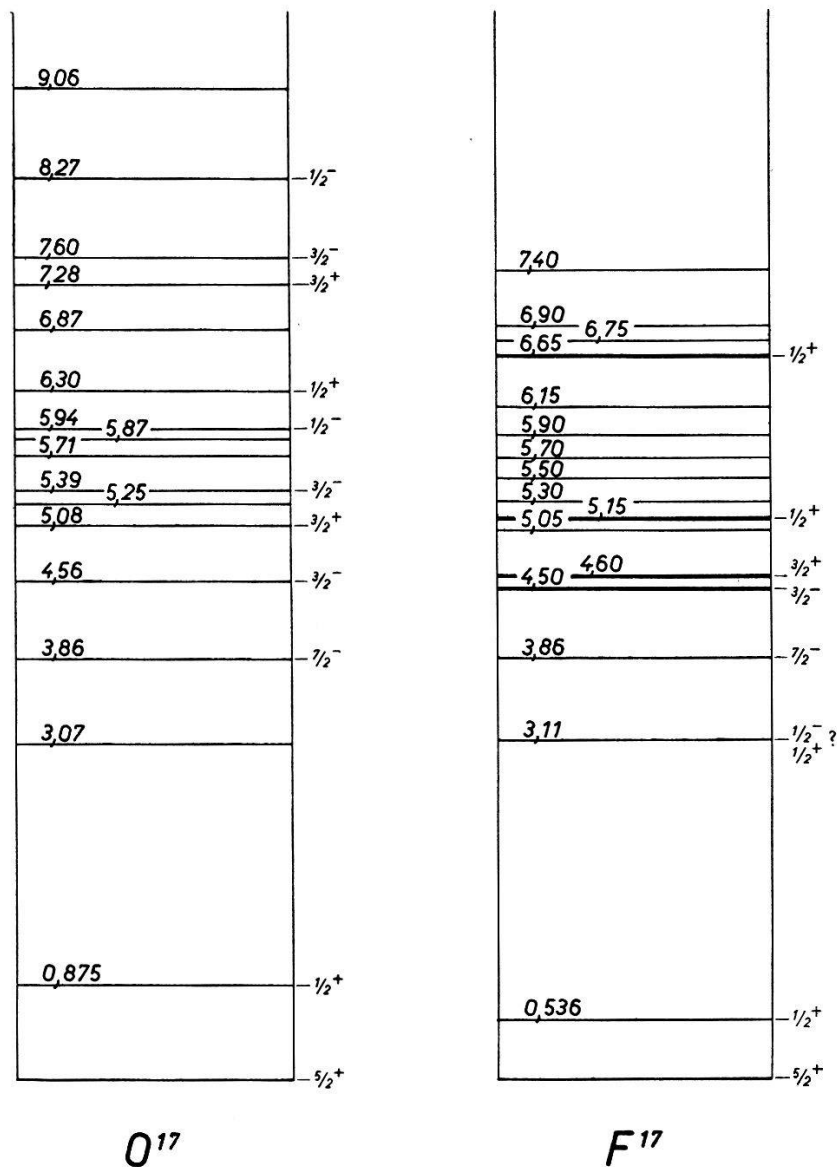


Fig. 8.

Die angeregten Zustände der Spiegelkerne O^{17} und F^{17} .

Die Niveaus der Klasse 1 werden in der Phasenanalyse behandelt, während die Niveaus mit sehr kleiner Strahlungsbreite zwar noch

erkannt, aber nicht analysiert werden können. Die breiten Niveaus sind in Figur 8 stärker ausgezogen als die schmalen; und Drehimpuls und Parität sind angegeben, wie sie nach der Phasenanalyse ermittelt werden.

Untersuchen wir jetzt die analysierten Niveaus bezüglich der Frage, ob es sich um Einteilchenanregung oder Rumpfanregung handelt, so können wir zwei Argumente zur Diskussion hinzuziehen:

1. die gemessenen Strahlungsbreiten der analysierten Niveaus und

2. das Auftreten von Niveaus der Klasse 2 bei bestimmter Energie.

Nehmen wir zunächst an, es handle sich bei den gefundenen Niveaus der Klasse 1 um Einteilchenanregung, so sollte die Strahlungsbreite abgeschätzt werden können aus einem einfachen Modell, bei dem ein freies Proton im Innern eines Potentialtopfes angenommen wird. Der Wall dieses Topfes besteht aus Coulomb-Barriere und Zentrifugal-Barriere, und die Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Protons der erforderlichen Energie ist mit Hilfe des Gamow-Faktors leicht abzuschätzen. Dividieren wir jetzt die gefundene Strahlungsbreite durch die nach diesen Vorstellungen gewonnene Strahlungsbreite, die wir mit $\Gamma_{\text{theor.}}$ bezeichnen wollen, so sollte der Quotient ungefähr den Wert 1 ergeben, wenn das betreffende Niveau tatsächlich ein Einteilchenzustand ist. Ist dieser Quotient aber wesentlich kleiner als 1, so müssen wir annehmen, dass noch andere Faktoren massgeblich für die Berechnung der Zerfallswahrscheinlichkeit von Einfluss sind. Wir haben dies für die vier analysierten Niveaus getan, und das Ergebnis zeigt Tabelle I:

Tabelle I.

	$3/2^-$	$3/2^+$	$1/2^+$	$1/2^+$
E_p (MeV) Lab.	4,1	4,2	4,8	6,4
$\Gamma_{\text{exp.}}$ (MeV)	0,40	0,35	0,20	0,15
$\Gamma_{\text{th.}}$ (MeV)	ca. 2,0	1,1	3,6	4,0
$\Gamma_{\text{exp.}}/\Gamma_{\text{th.}}$	0,20	0,32	0,055	0,037

Zunächst müssen wir uns darüber im klaren sein, dass dieses Modell, nach dem $\Gamma_{\text{th.}}$ berechnet wurde, nur ein grobes Bild der Verhältnisse geben kann. An Hand der Tabelle I stellen wir fest,

dass die beiden $1/2^+$ -Niveaus einen Quotienten $\Gamma_{\text{exp.}}/\Gamma_{\text{th.}}$ besitzen, der 5 bis 10mal kleiner ist als derjenige der zwei $3/2^-$ -Niveaus. Wir schliessen daraus: Die Niveaus, deren Breite 20 bzw. 32% der Einteilchen-Niveaubreite beträgt ($3/2^-$ und $3/2^+$), sind in höherem Masse als Einteilchenzustände anzusprechen als die beiden $1/2^+$ -Zustände, deren Breite nur einige Prozent von $\Gamma_{\text{th.}}$ beträgt*).

Das erste dieser zwei analysierten $1/2^+$ -Niveaus liegt bei einer Anregungsenergie (im F^{17}) von 5,15 MeV. Die Annahme, dass hier bereits ein Zustand mit Rumpfanregung vorliegt, wie wir aus der schmalen Resonanzbreite folgern, wird von der Tatsache gestützt, dass bei 5,05 MeV das erste Niveau der Klasse 2 erscheint. Für die Breite dieser scharfen Resonanzen können wir eine obere Grenze von 25 KeV angeben. Das entspricht bei dieser Energie weniger als 1% der Einteilchen-Niveaubreite, jedenfalls für l kleiner als 3.

Der erste angeregte Zustand des Rumpfes O^{16} liegt bei 6,05 MeV¹⁵⁾. Diesem Niveau sind Spin 0 und gerade Parität zugeordnet, und gleich darauf folgen weitere Niveaus, nämlich bei 6,13 MeV, 6,9 MeV und 7,1 MeV mit den Zuordnungen $J = 3^-$, $J = 2^+$ und $J = 1^-$. Gemäss der Zusammensetzung zweier Spinvektoren (Proton und Rumpf) bestehen somit zahlreiche Möglichkeiten der Rumpfanregung, was die Verhältnisse mit wachsender Energie schnell sehr kompliziert werden lässt.

In der verwendeten Theorie wird eine Resonanz dadurch beschrieben, dass die entsprechende Resonanzstreuphase von einem Wert nahe bei Null durch 90° nach nahezu 180° variiert. Es geschieht dies im wesentlichen innerhalb eines Energie-Intervalls von der Grössenordnung der Resonanzbreite. Beträgt nun die Breite eines Niveaus 25 KeV (Resonanzen der Klasse 2), so kann eine solche Resonanz experimentell nicht mehr aufgelöst werden, und in der Analyse ist sie nur noch an einem „Phasensprung“ zu erkennen, vorausgesetzt, dass es gelingt, die Analyse unterhalb und oberhalb der Resonanz durchzuführen. Treten mehrere solche Niveaus der Klasse 2 nebeneinander auf, so wird der Phasenverlauf derart kompliziert, dass die Analyse zu unsicher wird.

Wenn wir nun in diesem Zusammenhang untersuchen, wie die auf Seite 321 angeführten scharfen Resonanzen in der Phasenanalyse nach Figur 7 in Erscheinung treten, so stellen wir folgendes fest:

*) Es entspricht dies gerade den Verhältnissen, wie sie von verschiedenen Autoren auch bei anderen leichten Kernen festgestellt wurden ^{5) 14)}.

Von den insgesamt 9 gemessenen schmalen Niveaus fallen 5 in das Energie-Intervall von ca. 5 bis 6 MeV. Es liegen somit hier gerade die Verhältnisse vor, die eine Phasenanalyse erschweren. Während von 5 bis 5,5 MeV eine gewisse Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment noch erreicht werden konnte, war dies im Bereich von 5,5 bis 6 MeV nicht mehr möglich.

Über die Zuordnung von Drehimpuls und Parität ergeben die Phasenkurven insofern Aufschluss, als zwischen 5,5 und 6 MeV je einmal der Zustand $3/2^-$ und $1/2^+$ eingenommen wird (Phasensprung); die Zuordnung der drei verbleibenden Niveaus zwischen 5 und 6 MeV bleibt unbestimmt. Unterhalb 5 MeV sowie oberhalb 6 MeV sind dagegen die Zuordnungen $1/2^+$, $1/2^-$ und $3/2^+$, $3/2^-$ auszuschliessen, da die entsprechenden Streuphasen bereits durch die Phasenanalyse festgelegt sind. Es kann sich hier somit nur um Zustände handeln, deren Phasen in der Rechnung nicht berücksichtigt wurden, also um Zuordnungen: $5/2^+$, $7/2^+$, $7/2^-$ usw., wobei Drehimpulse grösser als 3 wegen der im Vergleich zur Zentrifugalbarriere kleinen Anregungsenergie kaum zu erwarten sein werden.

Oberhalb des Niveaus bei 7,1 MeV im Rumpf O^{16} gibt es zunächst bis 8,6 MeV kein weiteres Niveau, so dass wir damit rechnen können, oberhalb der ersten Gruppe von Rumpfanregungsniveaus wieder übersichtlichere Verhältnisse zu finden. Wir haben daher alle unsere Streumessungen mit der gleichen Sorgfalt analysiert und tatsächlich bei 6,4 MeV (Lab.) wieder Übereinstimmung erhalten können. Wie Figur 7 zeigt, gelingt hier die Analyse eines weiteren $1/2^+$ -Niveaus.

Vergleich mit früheren Messungen.

Im Energiebereich von 3,4 MeV bis 4,8 MeV (Anregungsenergie im F^{17}) können unsere Messungen mit denen anderer Autoren verglichen werden. Von diesen wollen wir die Arbeit von R. A. LAUBENSTEIN und M. J. W. LAUBENSTEIN⁴⁾ zur Diskussion heranziehen. Das dort vermessene Niveau bei 3,86 MeV, das als $7/2^-$ interpretiert wurde, ist von so geringer Breite (3,5 KeV), dass es in unserer Messung als zur Klasse 2 gehörig anzusehen ist; d. h. es kann in der Messung gerade noch erkannt, aber nicht mehr aufgelöst werden (siehe Fig. 5 bei $E_p = 3,5$ MeV). Die beiden darauffolgenden Niveaus bei 4,5 und 4,6 MeV liegen nun sehr nahe beieinander, verglichen mit ihren Breiten, und diese Überlagerung macht die Analyse entsprechend schwierig. Die Zuordnung in der

zitierten Arbeit ist unsern Ergebnissen in Tabelle II gegenübergestellt:

Tabelle II

	E (MeV)	Zuord- nung	Γ (MeV)	E (MeV)	Zuord- nung	Γ (MeV)
LAUBENSTEIN und LAUBENSTEIN . .	4,36	$3/2^+$	0,5	4,73	$3/2^-$	0,24
Unsere Messung . .	4,5	$3/2^-$	0,4	4,6	$3/2^+$	0,35

Die Energiediskrepanz zwischen 4,36 und 4,5 MeV, bzw. 4,73 und 4,6 MeV ist von geringer Bedeutung, da es sich um Niveaus mit einer Breite von ca. 0,5 bzw. 0,3 MeV handelt. Die gemessenen Breiten Γ können noch als übereinstimmend angesehen werden. Der entscheidende Unterschied besteht jedoch in der Zuordnung der zwei Niveaus. Unsere Phasenanalyse ist mit einer Zuordnung $3/2^+$, $3/2^-$ (im Sinne wachsender Energie) nicht verträglich; sie fordert $3/2^-$, $3/2^+$.

Hierzu wollen wir folgendes bemerken:

1. Vergleichen wir zwei Niveaus, von denen das bei höherer Energie die kleinere Strahlungsbreite, also die grössere Lebensdauer aufweist, so sollte dieses unbedingt ein höheres l haben; es sei denn, eines der beiden Niveaus käme auf komplizierte Weise zustande, für die keine der üblichen Strahlungsbreitenformeln mehr gilt (z. B. Rumpfanregung). Das ist aber in diesem Fall nicht anzunehmen, denn dann würde sogleich eine viel grössere Differenz in den Strahlungsbreiten auftreten.

2. Wie neuere Arbeiten am Spiegelkern gezeigt haben¹⁶⁾, ergibt sich mit unserer Indikation eine Übereinstimmung mit der Reihenfolge $3/2^-$, $3/2^+$ (Figur 8).

Gegenüber den Arbeiten von R. A. LAUBENSTEIN und M. J. W. LAUBENSTEIN erhalten wir einen absoluten Wirkungsquerschnitt, der um den Faktor 2,5 kleiner ist. Neuere Arbeiten mit der Apparatur in Wisconsin¹⁷⁾ haben jetzt auch um den gleichen Faktor kleinere Wirkungsquerschnitte ergeben.

Über den Vergleich mit dem Spiegelkern kann weiterhin folgendes gesagt werden: Das Niveau bei 4,5 MeV in F^{17} scheint also jenem bei 4,56 MeV in O^{17} zu entsprechen. Die vorzügliche Übereinstimmung bei kleinen Energien ist ja bekannt. Der nun folgende $3/2^+$ bei 4,6 MeV in F^{17} entspricht offenbar dem $3/2^+$ im O^{17} bei 5,08. Die Abweichung ist also grösser als bei allen andern bisher

vergleichenen Niveaus. Jedoch wird man in Anbetracht dessen, dass jetzt eine Gruppe von vielen Niveaus folgt, mit dem Vergleich zwischen den Spiegelkernen vorsichtig sein müssen; denn wir vermuten, dass hier bei besserem Auflösungsvermögen wohl noch mehr Niveaus zu finden sein werden. Augenfällig ist ausserdem, dass diese Gruppe in beiden Kernen oberhalb 6 MeV abgeschlossen zu sein scheint, bei 6,15 MeV im F^{17} und bei 6,30 MeV im O^{17} . Es folgt eine Lücke von 6,15 bis 6,65 MeV im F^{17} und von 6,30 bis 6,87 MeV im O^{17} . Dieses Verhalten passt gut in das Bild, das wir gemäss der Vorstellung von der Rumpfanregung erwarten: Wir finden bei 5,05 MeV das erste Niveau, das wir der Rumpfanregung zuschreiben, und von dieser Energie an eine grössere Anzahl von meist schmalen Niveaus, entsprechend den dicht liegenden Zuständen des O^{16} bei 6,05, 6,13, 6,9 und 7,1 MeV. Es ist nun bemerkenswert, dass die Rumpfanregung schon bei 5 MeV einsetzt und nicht erst bei 6 MeV, wo sie nach der primitiven Vorstellung zu erwarten wäre*).

Ein weiteres Argument für die Richtigkeit dieser Interpretation der Niveaus bei 5 MeV bietet die Termfolge des Schalenmodells. Nach dieser wäre nämlich oberhalb des $7/2^-$ bzw. des $3/2^+$ zunächst kein weiteres Einteilchen-Niveau zu erwarten. Das ergibt sich aus folgendem: Bei 3,86 MeV wurde mit dem $7/2^-$ die Energie der 28er-Schale ja überschritten. Ein $3/2^-$ wurde bei 4,5 MeV beobachtet, und der folgende $5/2^-$ dürfte nicht vor ca. 8 MeV zu erwarten sein, da die Aufspaltung gemäss Spin-Bahnkopplung schon bei $l = 2$ etwa 4,5 MeV beträgt ($5/2^+$ -Grundzustand bis $3/2^+$ bei 4,6 MeV). Warum allerdings bei 4,5 MeV ein $3/2^-$ überhaupt beobachtet wird, ist damit nicht erklärt. Es kann dies jedoch in diesem Zusammenhang nicht diskutiert werden, vor allem nicht, bevor die Frage abgeklärt ist, ob dem Niveau bei 3,11 MeV gerade oder ungerade Parität zuzuschreiben ist.

Unserm verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, danken wir für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit, und Herrn Dr. K. BLEULER verdanken wir viele wertvolle Diskussionen und theoretische Hinweise.

Literatur.

- ¹⁾ MARIA GOEPPERT-MAYER, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949); **78**, 16 (1950).
- ²⁾ O. HAXEL, J. H. D. JENSEN und H. E. SUESS, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949).
- ³⁾ H. L. JACKSON und A. I. GALONSKY, Phys. Rev. **84**, 401 (1951).

*) Eine theoretische Diskussion dieses Phänomens von Herrn K. BLEULER erscheint demnächst in „Nuovo Cimento“.

- 4) R. A. LAUBENSTEIN, M. J. W. LAUBENSTEIN, L. J. KOESTER und R. C. MOBLEY, Phys. Rev. **84**, 12 (1951); R. A. LAUBENSTEIN and M. J. W. LAUBENSTEIN, Phys. Rev. **84**, 18 (1951).
 - 5) L. J. KOESTER jr., Phys. Rev. **85**, 645 (1952).
 - 6) J. H. SMITH, Phys. Rev. **71**, 33 (1947).
 - 7) J. SALADIN, Diplomarbeit ETH., Zürich (1954).
 - 8) K. STROHMEIER, Zeitschr. für Naturforschung **6a**, 508 (1951).
 - 9) J. P. BLASER, F. BOEHM, P. MARMIER und D. C. PEASLEE, Helv. Phys. Acta **24**, 10 (1951).
 - 10) C. L. CRITCHFIELD und D. C. DODDER, Phys. Rev. **76**, 602 (1949).
 - 11) R. K. ADAIR, Phys. Rev. **81**, 310 (1951).
 - 12) I. BLOCH, M. H. HULL, A. A. BROYLES, W. G. BOURICIUS, B. E. FREEMAN und G. BREIT, Rev. Mod. Phys. **23**, 147 (1951).
 - 13) N. F. MOTT und H. S. W. MASSEY, The Theory of Atomic Collisions (1949), z. B. p. 320.
 - 14) C. K. BOCKELMAN, D. W. MILLER, R. K. ADAIR und H. H. BARSCHALL, Phys. Rev. **84**, 74 (1951).
 - 15) F. AJZENBERG und T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. **24**, 321 (1952).
 - 16) R. K. ADAIR, Phys. Rev. **92**, 1491 (1953).
 - 17) F. J. EPPLING et al., Phys. Rev. **91**, 438 (1953), und private Mitteilung.
-