

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 32 (1959)
Heft: V

Artikel: Totaler Wirkungsquerschnitt von N¹⁵ und O¹³ für Neutronen im MeV-Energiebereich
Autor: Schellenberg, L. / Baumgartner, E. / Huber, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113009>

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: 19.01.2026

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

Totaler Wirkungsquerschnitt von N¹⁵ und O¹⁸ für Neutronen im MeV-Energiebereich

von L. Schellenberg, E. Baumgartner, P. Huber und F. Seiler

(5. V. 1959)

Summary. The total cross-section of O¹⁸ for neutrons in the energy-range from 2.82–4.17 MeV and of N¹⁵ in the energy-range from 2.80–3.62 MeV has been measured by means of a conventional transmission experiment using the $d-d$ reaction as neutron source. For N¹⁶ a level at 5.26 MeV excitation energy has been found. Possible spin and parity assignments are $3\pm$ or less probable 4^+ or 2^- . For O¹⁸ the cross-section shows a complex structure with 4 distinct maxima. Due to overlapping resonances and possible inelastic scattering an interpretation is difficult. However, by making some simplifying assumptions a reasonable fit to the data was obtained with levels at 6.83, 6.97, 7.26 and 7.73 MeV excitation energy and the spin and parity assignments $3/2^+$ and $1/2^-, 1/2^-, 1/2^-$ respectively.

1. Einleitung

Die Kenntnis des totalen Neutronenquerschnittes gestattet die Bestimmung der Energie und Breite der Niveaus im Zwischenkern. Allerdings genügt die Kenntnis des totalen Querschnitts im allgemeinen nicht, um Spin und Parität des Zustands eindeutig festzulegen. Erst die Messung der Winkelverteilung oder des Polarisationsgrades der gestreuten Neutronen als Funktion der Energie ermöglicht die Bestimmung des Spins und der Parität des Niveaus.

Ein vollständiges Niveauschema zu kennen, ist besonders für leichte Kerne von Interesse, um Anhaltspunkte für eine Theorie der Kernkräfte zu gewinnen.

In der vorliegenden Arbeit wurden mit Hilfe eines Transmissionsexperiments der Verlauf des totalen Querschnitts des Stickstoff-Isotops N¹⁵ im Energiegebiet von 2,80–3,62 MeV und des Sauerstoff-Isotops O¹⁸ im Energiegebiet von 2,82–4,17 MeV untersucht. Messungen über das Niveauschema des Zwischenkerns O¹⁹ liegen bisher keine vor. Für N¹⁶ überschneiden sich die von E. K. WARBURTON und J. N. McGRUER¹⁾ mit der N¹⁵(d, p)N¹⁶-Reaktion erhaltenen Messergebnisse mit den hier dargestellten.

2. Apparatur und Messmethode

2.1. Neutronenquelle. Als Neutronenquelle diente die d - d -Reaktion. Der benutzte Kaskadengenerator von der Firma E. Haefely wurde bereits in früheren Arbeiten ausführlich beschrieben²⁾³⁾.

Zur Erzeugung der Neutronen fand sowohl ein Gas- als auch ein Eis-target Verwendung.

Für die Messungen mit dem Gastarget wurde eine Koinzidenzanordnung benutzt, bei der als Koinzidenzpartner die in der d - d -Reaktion gleichzeitig entstehenden He^3 -Kerne und Neutronen verwendet wurden. Durch den fest gewählten He^3 -Rückstosswinkel von 90° war die Neutronenenergie als Funktion des Bestrahlungswinkels (Winkel zwischen der Achse des D^+ -Strahles und der Bestrahlungsrichtung der Neutronen) und der D^+ -Energie gegeben. Die Neutronenenergie konnte zwischen 2,8

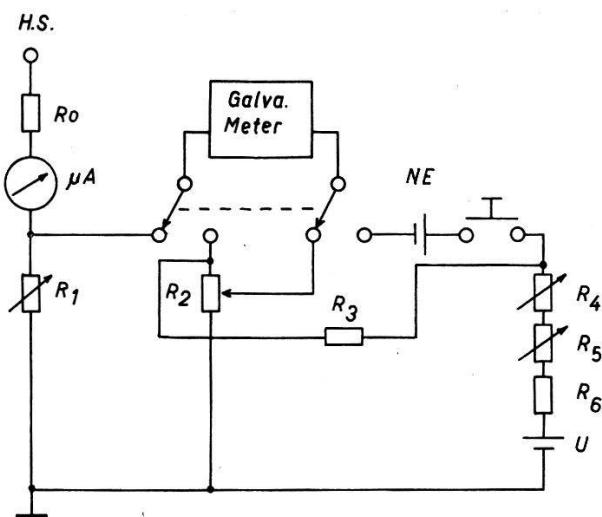


Fig. 1

Kompensationsschaltung zur Hochspannungsmessung

$$R_0 = 1,145 \cdot 10^{10} \Omega; R_1 = 10^3 \pm 50 \Omega; R_2 = 10^3 \Omega \text{ Helipot};$$

$$R_3 = 10,187 \cdot 10^3 \Omega \text{ Siliconband}; R_4 = 5 \cdot 10^3 \Omega;$$

$$R_5 = 50 \Omega; R_6 = 7 \cdot 10^3 \Omega; U = 2 \text{ V}; NE = 1,0187 \text{ V}$$

und 3,7 MeV variiert werden, der zugehörige Bestrahlungswinkel lag dann zwischen 62° und 42° . Eine ausführliche Beschreibung des Gastargets sowie Einzelheiten der dabei verwendeten dünnen Aluminiumfolien finden sich in früheren Publikationen⁴⁾⁵⁾.

Bei dem Eistarget wurden die verschiedenen Neutronenenergien durch die Variation der D^+ -Energie zwischen 300 und 1050 keV und des Bestrahlungswinkels erhalten. Die Berechnung der Neutronenenergien erfolgte nach den Tabellen von FOWLER und BROLLEY⁶⁾.

Alle Messungen mit Neutronenenergien grösser als 3,22 MeV wurden unter 0° ausgeführt. Für kleinere Neutronenenergien betrug der Bestrah-

lungswinkel 40°, 60°, 70° und 80°, wobei durch geeignete Wahl der D⁺-Energie Kontrollmessungen mit der gleichen Neutronenenergie unter verschiedenem Winkel ausgeführt wurden.

Die Stromstärke betrug 10 μA, um ein zu schnelles Abschmelzen des Eistargets zu vermeiden.

Zur genauen Spannungseinstellung diente eine Kompensationsschaltung (Fig. 1). Im Batteriekreis U fliesst ein konstanter Strom von 100 μA. Der Widerstand R₁ ist so justiert, dass an dem Heilpot R₂ die Einstellung 1 kΩ der Hochspannung 1 MV entspricht. Die Kontrolle des Stromes im Batteriekreis U erfolgt durch eine weitere Kompensationsschaltung mit Hilfe des Normalelements NE.

Zur Eichung und Kontrolle der Spannung des Kaskadengenerators wurden die γ-Resonanzen der F¹⁹(p, α γ)O^{*16}-Reaktion verwendet⁷⁾.

2.2. Energiespektrum der Neutronen. Die Energieverschmierung der d-t-Neutronen betrug bei der Messung mit dem Eistarget zwischen 40 und 70 keV. Diese Verschmierung wird durch verschiedene Faktoren bestimmt.

1. Der Hauptanteil wird durch das von der endlichen Targetdicke herührende Energiespektrum der D⁺-Ionen verursacht. Die minimale Targetdicke, die bei den in 2.3 diskutierten Untergrundverhältnissen noch zuverlässige Messungen gestattete, betrug 40 keV. Die entsprechende Grösse der Verschmierung der Neutronen ist eine Funktion der D⁺-Ionenergie und des Bestrahlungswinkels, gemäss der Gleichung:

$$\left(\frac{\partial E_n}{\partial E_d} \right)_{\Theta_n = \text{const}} = \frac{1}{4} \left(1 + \cos^2 \Theta_n + \cos \Theta_n \sqrt{2 + \frac{6Q}{E_d} + \cos^2 \Theta_n} \right) - \frac{3}{4} \left(\frac{\frac{Q}{E_d} \cdot \cos \Theta_n}{\sqrt{2 + \frac{6Q}{E_d} + \cos^2 \Theta_n}} \right). \quad (1)$$

Hier bedeuten E_n und E_d die Neutronen bzw. D⁺-Ionenergie, Q die Reaktionsenergie der d-d-Reaktion und Θ_n der Bestrahlungswinkel. Für Neutronen unter 0° ergibt sich bei Vernachlässigung der Energieabhängigkeit des d-d-Querschnitts eine Verschmierung von 55 keV. Bei grösseren Bestrahlungswinkeln können, wie aus Gleichung (1) ersichtlich, dickere Targets benutzt werden, wenn die gleiche Neutronenenergieverschmierung wie unter 0° vorgegeben wird. Die Bestimmung der Targetdicke erfolgte unter der Annahme einer homogenen Eisschicht, durch Vergleich ihrer Neutronenausbeute mit der eines dicken Eistargets⁸⁾.

Nun können aber aus verschiedenen Gründen Inhomogenitäten der Eisschicht auftreten.

- a) Wird auf eine mit flüssiger Luft gekühlte Kupferplatte D_2O -Dampf kondensiert, so bildet sich keine klare Eisschicht, sondern ein schneeartiger Belag, dessen Homogenität örtliche Schwankungen aufweist. Eine widerstandsfähige Eisschicht konnte durch langsame Abkühlung des Targets von der Raum- auf die Betriebstemperatur während der Kondensation des Wasserdampfes hergestellt werden.
- b) Die als Targetträger verwendete Kupferplatte muss sorgfältig poliert sein, da Unebenheiten die Bildung einer Eisschicht konstanter Dicke erschweren.
- c) Eine Inhomogenität der Eisschicht kann auch durch ungleichmäsiges Abtragen des Targets während der Bestrahlung mit D^+ -Ionen auftreten, verursacht durch die Änderung der Stromdichte über dem Targetfleck und durch örtlich verschiedene Widerstandsfähigkeit des Targets. Die besten Ergebnisse wurden mit einer klaren Eisschicht erhalten.
2. Der einfallende D^+ -Strahl besitzt eine Energiebreite hervorgerufen durch die Welligkeit des Kaskadengenerators und das Energiespektrum der Ionenquelle. Mit den γ -Resonanzen der $F^{19}(p, \alpha \gamma)O^{*16}$ -Reaktion wurde bei einem Strom von $6\text{--}8 \mu\text{A}$ eine Verschmierung des D^+ -Strahles von 10 keV gemessen. Das bedeutet für Neutronen unter 0° ein Beitrag zur Energiebreite von ca. 14 keV.
3. Zeitlich langsame Veränderung der Hochspannung von ± 3 kV.
4. Endlicher Öffnungswinkel von 2° zwischen Target und Neutronenzähler. Der Anteil an der Energieverschmierung ist abhängig vom Bestrahlungswinkel und der D^+ -Energie:

$$\left(\frac{\partial E_n}{\partial \Theta_n} \right)_{E_d = \text{const}} = - \frac{E_d \sin \Theta_n}{4} \left(2 \cos \Theta_n + \sqrt{2 + \frac{6Q}{E_d} + \cos^2 \Theta_n} + \frac{\cos^2 \Theta_n}{\sqrt{2 + \frac{6Q}{E_d} + \cos^2 \Theta_n}} \right). \quad (2)$$

Für Neutronen unter 0° ist der Beitrag zur Verschmierung am kleinsten und beträgt für den gegebenen Öffnungswinkel von 2° 1,5 keV. Bei grösseren Winkeln steigt dieser Wert rasch an und hat z. B. bei 60° einen mittleren Betrag von 20 keV.

Der wesentliche Beitrag zu der Breite des Neutronenspektrums röhrt also von der Dicke des Eistargets her. Der Einfluss der anderen kleineren Grössen wurde durch quadratische Addition aller Anteile erhalten.

Der Beitrag der Neutronen vom Targetträger zu dem Neutronenspektrum wurde nicht berücksichtigt, da diese Neutronen bei der Messung des totalen Querschnitts eliminiert werden können (siehe 2.3).

2.3. Messmethode. Die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts σ erfolgte mit einem Transmissionsexperiment. Man misst die Schwächung eines Neutronenstrahls der Intensität I_0 durch einen Streukörper

der Dicke l , welcher n Kerne pro Volumeneinheit aufweist. Ist I der durchgelassene Anteil der Intensität I_0 , so gilt für die Transmission T

$$T = I/I_0 = e^{-n\sigma l}. \quad (3)$$

Eine Voraussetzung für die Gültigkeit der Gleichung (3) ist, dass der Neutronenzähler keine Neutronen registriert, die im Streukörper gestreut werden. Die endliche Grösse des Neutronenzählers und des Streukörpers bedingt eine Korrektur des Querschnitts, um den Einfluss der Vorwärtsstreuung und Mehrfachstreuung der Neutronen im Streukörper zu berücksichtigen. Die Berechnung dieser Effekte für verschiedene geometrische Anordnungen ist von mehreren Autoren ausgeführt worden. Eine zusammenfassende Darstellung findet sich bei D. W. MILLER⁹). Eine Abschätzung der Grösse der Korrektur, unter der Annahme einer isotropen Winkelverteilung der gestreuten Neutronen, für die in 2.4 und 2.5 angegebenen geometrischen Dimensionen, ergab eine vernachlässigbar kleine Korrektur des Querschnitts von der Größenordnung 0,5%.

Für unseren Fall ist die Gleichung (3) noch zu modifizieren, da den folgenden Effekten Rechnung getragen werden muss:

1. Die zu untersuchenden Isotope standen als Gasgemische in Stahlbehältern zur Verfügung (siehe 2.4). Das bedingt eine Differenzmessung zur Bestimmung des Anteils der Fremdkomponenten (Behälter, Fremd-isotop im Gas) an der totalen Transmission des Gasgemisches.
2. Der Vergleich der verschiedenen gemessenen Intensitäten setzt ihre Normierung auf gleiche primäre Neutronenzahl voraus, was mit Hilfe eines Monitors geschieht.
3. Mit einem Absorber bekannter Transmission T liess sich der Anteil der im Raum gestreuten Neutronen, die vom Neutronenzähler registriert werden, bestimmen. Um den Grenzfall $T \rightarrow 0$ mit Absorbern der gleichen geometrischen Form, wie die der Gasbehälter, zu verwirklichen, wurde ein voller Plexiglas- bzw. Eisenzyylinder benutzt. Ihre berechnete Transmission $T(E_n)$ betrug ungefähr 0,6%, so dass in sehr guter Näherung mit dem Absorber nur gestreute Neutronen von dem Neutronenzähler registriert werden.
4. Auf dem Targetträger bildet sich während der Bestrahlung ein sekundäres Target. Die hier erzeugten Neutronen besitzen eine etwas kleinere Energie, können aber in dem Neutronenzähler nicht von den Neutronen des Eistargets unterschieden werden. Ihr Beitrag zu den gemessenen Stosszahlen wird durch eine zweite Messung der Transmission der einzelnen Streukörper ohne Eistarget bestimmt, unter Berücksichtigung des Energieverlusts der D⁺-Ionen in der zugehörigen Eisschicht.

Zur Bestimmung des totalen Querschnitts wurden also drei Messungen mit dem Eistarget ausgeführt. Für die auf gleichen Monitor normierten

gemessenen Stosszahlen der beiden Streukörper und des Absorbers gelten dann die Gleichungen:

$$I_G^a = T^a \cdot N^a + T^b \cdot N^b + U^a \quad (4.1)$$

$$I_F^a = N^a + N^b + U^a \quad (4.2)$$

$$I_A^a = U^a \quad (4.3)$$

Hier bedeuten:

I Stosszahl des Neutronenzählers.

N Transmission der Fremdkomponenten mal normierter Primärintensität.

U Beitrag zur Stosszahl der vom Raum in den Zähler gestreuten Neutronen.

T Transmission des untersuchten Isotops.

die unteren Indizes

G vorgegebenes Gasgemisch in Streukörper.

F Fremdkomponenten (Behälter, fremd Isotop).

A Absorber.

die oberen Indizes

a Grössen, die durch Messung mit Eistarget bestimmt werden;

b Grössen, die durch Messung ohne Eistarget bestimmt werden.

Mit der Gleichung (4.3) wird U^a aus den Gleichungen (4.1) und (4.2) eliminiert.

Weitere drei Messungen mit den Streukörpern und dem Absorber ohne Eistarget geben den Anteil der Neutronen vom Targetträger. Die mit Hilfe des Monitors auf U^b korrigierten Stosszahlen I_G^b und I_F^b müssen auf den gleichen D⁺-Strom bezogen werden, wie die entsprechenden Messungen zu den Gleichungen (4). Hierzu dient ein früher beschriebener Stromintegrator⁸⁾. Für die so normierten Stosszahlen der Messung ohne Eistarget gelten dann die Gleichungen:

$$I_G^b = T^b \cdot N^b + U^b \quad (5.1)$$

$$I_F^b = N^b + U^b \quad (5.2)$$

$$I_A^b = U^b. \quad (5.3)$$

Wiederum kann U^b eliminiert werden und dann ist mit den Gleichungen (5) der Beitrag $T^b \cdot N^b$ und analog N^b in den Gleichungen (4) bekannt. Damit erhält man schliesslich für den totalen Querschnitt des zu untersuchenden Isotops:

$$\sigma = \frac{1}{n \cdot l} \ln \frac{(I_G^a - I_A^a) - (I_G^b - I_A^b)}{(I_F^a - I_A^a) - (I_G^b - I_A^b)}. \quad (6)$$

Die beiden Messreihen mit und ohne Eistarget wurden in der Reihenfolge ohne – mit – ohne Eistarget ausgeführt. Eine Messreihe setzte sich aus 10–20 Einzelmessungen mit den Streukörpern und dem Absorber

zusammen. Der Wechsel der Streukörper erfolgte alle 2–3 Minuten, um zeitliche Schwankungen des Neutronenuntergrunds möglichst herauszumitteln. Die totale Messzeit, um einen Punkt des totalen Querschnitts zu erhalten, betrug je nach D⁺-Energie und Bestrahlungswinkel 2 bis 4 Stunden.

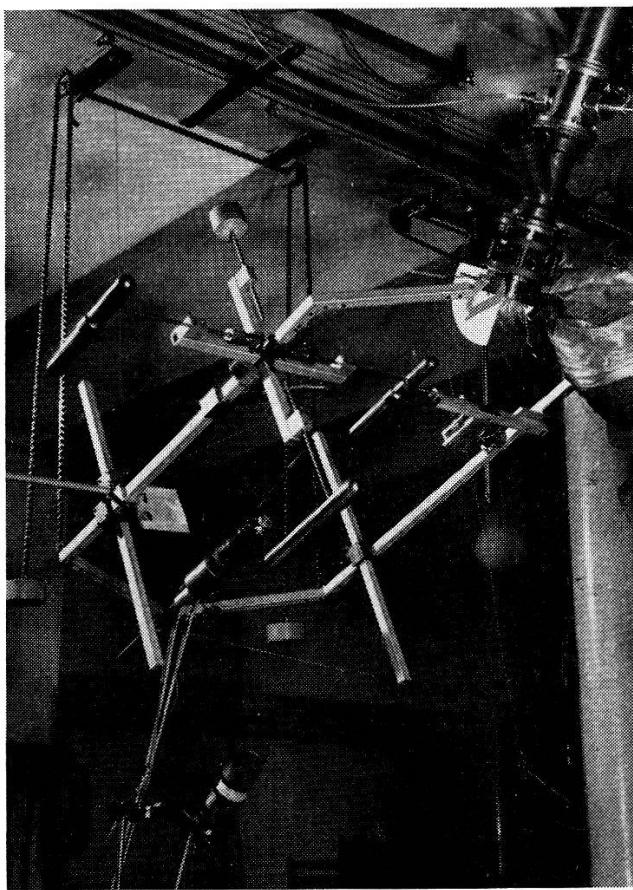
2.4. Streukörper. Die zu untersuchenden Isotope standen als Gasgemische von N¹⁵/N¹⁴ bzw. O¹⁸/O¹⁶ zur Verfügung. Als Behälter für diese Gase wurden Stahlzylinder gewählt. Ihre geometrischen Dimensionen sind durch die verlangte Absorberdicke, also der Transmission, bestimmt. Die Wahl der optimalen Transmission bei vorgegebener Menge des Absorbers und bestimmtem Neutronenuntergrund wurde von ROSE und SHAPIRO behandelt¹⁰⁾. Optimale Transmission bedeutet diejenige Transmission, bei der für eine bestimmte Messzeit der kleinste statistische Fehler erreicht wird. Es wird gezeigt, dass der statistische Fehler nicht sehr kritisch ist in bezug auf eine Abweichung von der optimalen Transmission. Da im vorliegenden Fall die Hauptgenauigkeit des gemessenen Querschnitts von den statistischen Fehlern der Stoßzahlen herührt, ist es jedoch wichtig, ungefähr im Bereich der optimalen Transmission zu arbeiten.

Für N¹⁵ wurden die Dimensionen der Streukörper aus folgenden Daten bestimmt. Es standen 5 g N¹⁵ in einem Gasgemisch von 63% N¹⁵ und 37% N¹⁴ zur Verfügung. Das Gebiet der optimalen Transmission liegt dann zwischen 0,4 und 0,7. Um diese Transmission mit der geringen Menge N¹⁵ zu erfüllen, betrug der Innendurchmesser des Stahlzylinders nur 1,3 cm, bei einer Länge von 30 cm und einer Wandstärke von 1,5 mm. Das Gasgemisch steht unter einem Druck von 190 atü. Als Absorber wurde ein Plexiglasstab mit den gleichen geometrischen Dimensionen wie die beiden Stahlzylinder verwendet. Für die Messungen mit O¹⁸ wurde ein Gasgemisch von O¹⁸/O¹⁶ benutzt. Das Gas wurde durch Elektrolyse aus D₂O^{18/16} gewonnen. Die total erhaltene Menge Sauerstoff betrug 27,9 g. Eine massenspektrometrische Analyse des Gases ergab einen Gehalt von 46,6% O¹⁸ und 53,4% O¹⁶. Die Transmission berechnet sich zu 0,4–0,7. Als Dimensionen der Streukörper wurde berechnet: Länge 22 cm, Innendurchmesser 2,2 cm, Wandstärke 3 mm. Als Absorber diente ein voller Eisenzylinder.

2.5. Experimentelle Anordnung. Als Neutronenzähler wurde ein Hornyak-Detektor¹¹⁾ verwendet, dessen Scintillationen mit einem RCA 5819 Photo-Multiplier nachgewiesen wurden. Der Durchmesser des Hornyak-Detektors betrug 0,9 cm bei den Messungen mit N¹⁵ und 2,54 cm bei den Messungen mit O¹⁸. Der Monitor für Neutronen war gleichfalls ein Hornyak-Detektor, der schon bei früheren Messungen¹²⁾ verwendet wurde.

Die Empfindlichkeit der Zähler wurde vor und nach jeder Messreihe mit einer 100 mC Ra-Be-Quelle in einer Standardstellung kontrolliert.

Die Streukörper sowie der Neutronenzähler waren auf einem um das Targetzentrum drehbaren leichten aber stabilen Aluminiumgestell montiert. Damit liessen sich einfach verschiedene Winkel in bezug auf die D⁺-Einfallsrichtung einstellen, die an einem Teilkreis abgelesen werden konnten. Die Streukörper waren auf einem Kreuz befestigt, das drehbar im Gestell montiert war. Der Wechsel der Streukörper erfolgte mit einer Fernbedienung durch Lösen der Arretierung des sich im Neutronenstrahl befindenden Streukörpers. Die Drehung des Kreuzes wird durch ein an



Ansicht der Messanordnung

einem Seilzug befestigtes Gegengewicht hervorgerufen. Mit dem Seilzug ist eine Kupferscheibe verbunden, die sich im Feld eines starken Permanentmagneten befindet. Durch diese Wirbelstrombremse wird die Winkelgeschwindigkeit der Streukörper so vermindert, dass eine zu starke mechanische Beanspruchung des Gestells beim Aufschlagen der Streukörper vermieden wird. Mit dieser Anordnung liessen sich die Streukörper genau reproduzierbar in die Verbindungsleitung Target–Neutronenzähler schwenken.

Die Distanz Target–Detektor betrug 58 cm. Der Streukörper befand sich in der Mitte zwischen Target und Zähler. Zur örtlichen Festlegung des Targetflecks diente eine 4- bzw. 6-mm-Blende im D⁺-Strahl, je nach den verwendeten Streukörpern.

Oberhalb des Targets ist ein mit flüssiger Luft gekühlter Kanal angebracht, um die Ablagerung von Kohlenstoff auf dem Target während der Bestrahlung zu vermindern.

Die Position des Monitors wurde so gewählt, dass sie derjenigen des Neutronenzählers für einen Winkel von 20° entspricht. Mit dieser Aufstellung in der Nachbarschaft des Neutronenzählers wurde versucht, Fehler von ortsabhängigen Schwankungen zu vermeiden.

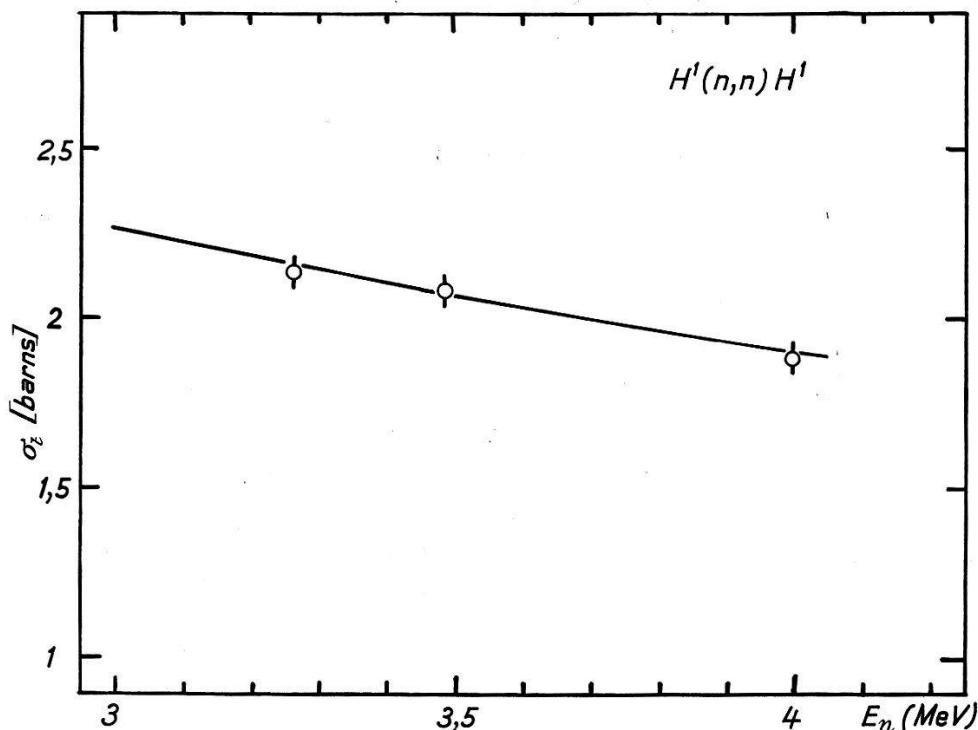


Fig. 2

Kontrollmessungen mit H¹. Die ausgezogene Kurve ist aus «Neutron-cross-sections»¹³⁾ entnommen

Grosse Sorgfalt wurde auf die genaue Justierung der Streukörper in die Verbindungsline Targetmitte–Zählermitte gelegt, da wegen der geringen zur Verfügung stehenden Gasmenge die Toleranzen für eine Abweichung von der Achse möglichst klein gehalten werden mussten.

Zur Justierung diente ein Fernrohr am Ort des Neutronenzählers. Die Achse Target–Zähler war auf den Streukörpern markiert: Auf der Seite gegen den Neutronenzähler durch ein Kreuz auf dem Streukörper, auf der Seite gegen das Target durch eine aufsetzbare Scheibe, auf der ebenfalls ein Kreuz eingraviert war. Das Targetzentrum wurde gleichfalls

durch ein Kreuz an dem Target gekennzeichnet. Damit liessen sich die Streukörper in die Achse Target-Zähler einstellen.

Auch die genaue Position des Neutronenzählers konnte mit dem Fernrohr bestimmt werden. Mit Hilfe einer weiteren Markierung am Ort des Hornyak-Kristalls wurde der Durchstosspunkt der Achse Target-Zähler markiert. Nach Auswechseln des Fernrohrs mit dem Neutronenzähler liess sich das Zentrum desselben auf diese Marke einstellen.

Zur Kontrolle der gesamten Anordnung wurde mit den gleichen Behältern die bekannte Transmission von H_2 bestimmt. In Figur 2 ist der nach Gleichung (6) berechnete Wirkungsquerschnitt für drei verschiedene Energien angegeben. Die Messpunkte sind Mittelwerte aus mehreren Einzelmessungen. Die angegebenen Fehler sind die statistischen. Der aus den Neutron-cross-sections¹³⁾ entnommene Verlauf des Querschnitts wird durch die ausgezogene Kurve wiedergegeben.

4. Ergebnisse für N^{15}

Der totale Querschnitt von N^{15} für Neutronen wurde in dem Energiegebiet von 2,80–3,62 MeV gemessen. Teilresultate dieser Messung wurden bereits in einer früheren Arbeit publiziert¹⁴⁾.

Figur 3 zeigt den gemessenen Verlauf des Querschnitts. Die angegebenen Fehler sind die statistischen. Eine Korrektur für Vorwärtsstreuung der Neutronen an N^{15} wurde nach 2.3 nicht angebracht.

Da das erste angeregte Niveau von N^{15} erst bei 5,28 MeV liegt¹⁵⁾, ist inelastische Streuung energetisch unmöglich. Ausser der (n, γ) -Reaktion, die in dem untersuchten Energiegebiet keinen wesentlichen Beitrag zum totalen Querschnitt liefert, sind keine anderen Reaktionen energetisch möglich. Der totale Wirkungsquerschnitt wird daher nur durch elastische Streuung zustande kommen.

Die Anregungsenergie im Zwischenkern N^{16} ergibt sich aus der Gleichung

$$E^* = B + \frac{M}{M+m} \cdot E_n \quad (\text{MeV}). \quad (7)$$

B ist die Bindungsenergie¹⁵⁾ des Neutrons für den N^{15} -Kern, M und m die Masse des N^{15} -Kerns bzw. des Neutrons. Für die Reaktion $N^{15}(n, n)N^{15}$ ergibt dies

$$E^* = 2,49 + 0,94 \cdot E_n \quad (\text{MeV}) . \quad (8)$$

In dem gemessenen Energiegebiet des totalen Querschnitts tritt eine isolierte Resonanz auf. Die Analyse des Querschnitts erfolgt nach dem Ansatz von BREIT-WIGNER¹⁶⁾.

Zur Bestimmung der Resonanzparameter ist die Kenntnis der Potentialstreuung nötig. Ihre Grösse ist durch den Verlauf des Querschnitts

ausserhalb des Resonanzgebietes gegeben. Die Potentialphasen (δ_l)_P (l = Bahndrehimpuls) wurden mit dem Modell der Streuung an einer harten Kugel bestimmt. Um die durch den gemessenen Verlauf des Querschnitts verlangte Potentialstreuung zu erhalten, wurde ein Radius von $R = 4,8 \cdot 10^{-13}$ cm für alle l -Werte gewählt. Damit werden die Potentialphasen für eine Neutronenenergie von 2,96 MeV

$$\delta_0 = -96,5^\circ \quad \delta_1 = -37,2^\circ \quad \delta_2 = -8,5^\circ.$$

Die ausgezogene Kurve in Fig. 3 gibt den berechneten Verlauf der Streuung an einer harten Kugel wieder.

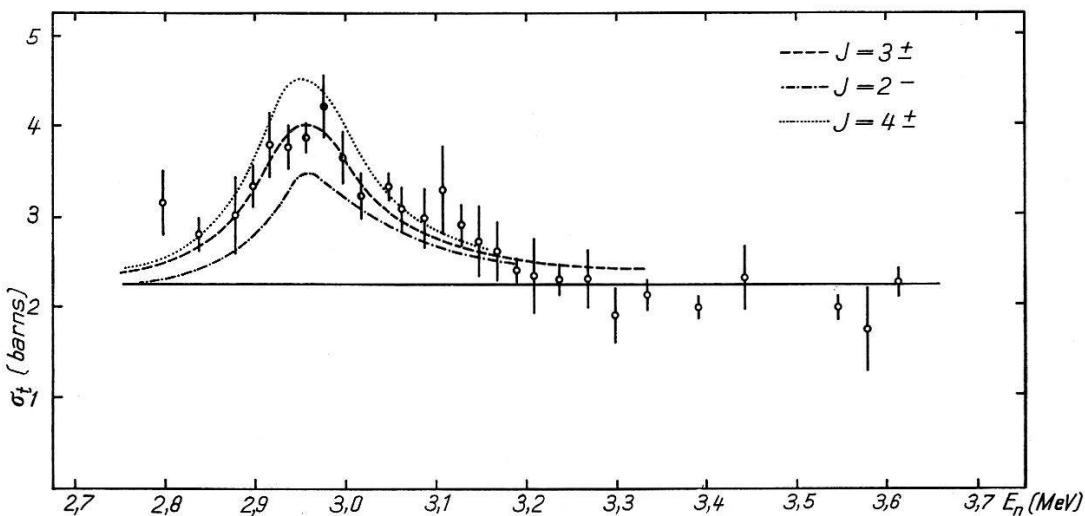


Fig. 3

Totaler Wirkungsquerschnitt von N¹⁵ für Neutronen. Die ausgezogene Kurve gibt die harte Kugelstreuung wieder, berechnet für einen Radius von $R = 4,8 \cdot 10^{-13}$ cm. Der Verlauf des Querschnitts im Bereich der Resonanz ist für verschiedene J -Werte eingezzeichnet.

Die Resonanzenergie im Laborsystem bestimmt sich zu $2,96 \pm 0,03$ MeV. Die Anregungsenergie im Zwischenkern N¹⁶ beträgt nach Gleichung (8) 5,26 MeV. Die Halbwertsbreite ist 150 ± 30 keV. Der Resonanzbeitrag zum totalen Querschnitt $\Delta\sigma_r$, d. h. die Differenz zwischen dem maximalen und dem minimalen Wert des Querschnitts beim Durchlaufen der Resonanz, beträgt unter Berücksichtigung der Unsicherheit der harten Kugelstreuung 1,3–2,0 barns. In der Tabelle 1 sind die für verschiedene totale Drehimpulse J berechneten $\Delta\sigma_r$ angegeben. Die $\Delta\sigma_r$ werden nach der Gleichung¹⁶⁾

$$\Delta\sigma_r = \frac{4\pi}{k^2} \frac{2J+1}{(2S+1)(2I+1)} \quad (9)$$

erhalten.

Es bedeuten: J totaler Drehimpuls des angeregten Niveaus
 I totaler Drehimpuls des Grundzustands von N¹⁵
 S Spin des Neutrons
 k Wellenzahl.

Der Grundzustand des N¹⁵ hat $I = 1/2$, die Parität ist negativ. Damit erhält man für die Reaktion N¹⁵(n, n)N¹⁵

$$\Delta\sigma_r = \frac{4\pi}{k^2} \frac{2J+1}{4}. \quad (10)$$

Ein Vergleich mit dem aus der Messung bestimmten $(\Delta\sigma_r)_{\text{exp}}$ zeigt die beste Übereinstimmung für $J = 3^\pm$. $J = 2^\pm$ und 4^\pm können aber nicht mit Sicherheit ausgeschlossen werden.

Tabelle 1

Daten zur Berechnung der Resonanzparameter für die Reaktion N¹⁵(n, n) N¹⁵. Als Funktion des Gesamtdrehimpulses ist $\Delta\sigma_r$, die reduzierte Breite γ^2 und deren Verhältnis zur Wigner-Limite γ_w^2 angegeben für eine Neutronenenergie von 2,96 MeV (Labor-System).

J	$\Delta\sigma_r \cdot 10^{24} \text{ cm}^2$	$\gamma^2 \cdot 10^{12} \text{ MeV cm}$	γ^2/γ_w^2
0 ⁻	0,25	0,021	0,016
0 ⁺	0,029	0,021	
1 ⁻	0,76	0,021	0,016
1 ⁺	0,029	0,021	
2 ⁻	1,27	0,068	0,049
2 ⁺	0,029	0,021	
3 ⁻	1,78	0,068	0,049
3 ⁺	0,40	0,29	
4 ⁻	2,28	4,3	3,1
4 ⁺	0,40	0,29	

Die Berechnung des Resonanzverlaufes für verschiedene J -Werte mit den experimentell bestimmten Resonanzparametern E_r und Γ , wobei die Änderung von Γ mit der Energie berücksichtigt wurde gemäss Gleichung¹⁶⁾

$$\Gamma = 2 k v_l \gamma^2, \quad (11)$$

(γ^2 reduzierte Breite, v_l Durchdringungsfaktor) ergibt, dass eine 2⁺-Resonanz wegen der starken Interferenz mit der $l = 1$ Partialwelle ausgeschlossen ist. In Figur 3 ist der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts für verschiedene J -Werte eingetragen. Die 3⁺ und 3⁻ wie auch 4⁺ und 4⁻-Resonanzen zeigen nur in den Flanken geringe Unterschiede und sind deshalb durch je eine Kurve dargestellt. Eine Unterscheidung nach verschiedenen l -Werten ist daher auch nicht möglich. Wie man bemerkt, wird der Verlauf durch eine 3[±]-Resonanz gut wiedergegeben.

Die dritte Spalte der Tabelle 1 enthält die reduzierten Breiten γ^2 , berechnet nach Gleichung (11) mit $R = 4,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ und unter der An-

nahme, dass nur der kleinstmögliche Bahndrehimpuls eine Rolle spielt. In der letzten Spalte ist deren Verhältnis zur Wigner-Limite¹⁷⁾)

$$\gamma_w^2 = \frac{3 \hbar^2}{2 m R} \quad (12)$$

eingetragen, wobei $\gamma^2/\gamma_w^2 \leq 1$ sein sollte.

Aus der Grösse des Verhältnisses ist ersichtlich, dass eine 4⁻-Resonanz ausgeschlossen werden kann.

Als mögliche J -Werte ergeben sich also $J = 3^\pm$, wobei wegen des kleineren Verhältnisses der reduzierten Breite zur Wigner-Limite einer $J = 3^-$ -Resonanz eine grössere Wahrscheinlichkeit zukommt. Nicht eindeutig ausgeschlossen werden können eine 2⁻- oder eine 4⁺-Resonanz.

Zur genaueren Bestimmung der J - und l -Werte des angeregten Niveaus in N¹⁶ werden zur Zeit Messungen des differentiellen Querschnitts ausgeführt.

Eine von E. K. WARBURTON und J. N. MCGRUER vorgenommene Messung der N¹⁵(d, p)N¹⁶-Reaktion zeigt eine gute Übereinstimmung mit unserem Resultat¹⁾. Die Autoren fanden ein Niveau bei $5,25 \pm 0,05$ MeV Anregungsenergie. Die Messung des Protonenspektrums unter $12,6^\circ$ bei einer Deuteronenenergie von 14,8 MeV ergab eine Halbwertsbreite von 300 ± 50 keV.

Resultate für O¹⁸

Der totale Querschnitt von O¹⁸ für Neutronen wurde in dem Energiegebiet von 2,82–4,17 MeV gemessen. Für den Zwischenkern O¹⁹ wird die Anregungsenergie nach Gleichung (7) erhalten.

$$E^* = 3,956 + 0,943 E_n \text{ (MeV).} \quad (13)$$

Als Wert für die Bindungsenergie wurde 3,956 MeV benutzt¹⁵⁾. Der untersuchte Neutronenenergiebereich entspricht also nach Gleichung (13) einer Anregungsenergie von 6,61–7,89 MeV.

Neben elastischer Streuung ist hier auch inelastische Streuung energetisch möglich, da das erste angeregte Niveau von O¹⁸ bei 1,99 MeV auftritt¹⁵⁾. Weitere Niveaus wurden bei 3,53 und 3,93 MeV gefunden^{18) 19)}.

Ausser der (n, γ)-Reaktion, deren Beitrag vernachlässigt werden kann, ist nur noch die (n, α)-Reaktion energetisch möglich. Ihr Schwellwert von 4,11 MeV Laborenergie liegt an der oberen Grenze des Messbereichs und liefert dort noch keinen merklichen Beitrag zum totalen Querschnitt.

Der Grundzustand des O¹⁸ hat den totalen Drehimpuls $J = 0$ und die Parität ist positiv. Der totale Querschnitt lässt sich dann für elastische Streuung nach BLOCH²⁰⁾ und anderen auf die folgende Weise darstellen:

$$\sigma_t = \frac{4 \pi}{\hbar^2} \sum_l [(l+1) \sin^2 \delta_l^{l+1/2} + l \sin^2 \delta_l^{l-1/2}] \quad (14)$$

Hier bedeutet δ die Phase der partiellen Streuwelle und l den Bahndrehimpuls. Die Resonanzphase ist gegeben durch

$$\delta_l^J = \arctg \frac{\Gamma_l^J/2}{E_l^J + \Delta_l^J - E} + (\delta_l^J)_P. \quad (15)$$

J ist der totale Drehimpuls des Niveaus im Zwischenkern, $l = J \pm 1/2$, Γ_l^J die experimentell bestimmte Halbwertsbreite der Resonanz, deren Energieabhängigkeit nach Gleichung (11) berücksichtigt wird. E_l^J die Resonanzenergie, $(\delta_l^J)_P$ die Potentialphase. Δ_l^J der Thomasshift²¹⁾, der in unserem Fall vernachlässigt werden konnte.

Treten mehrere Resonanzen auf mit den gleichen J - und l -Werten, so müssen starke Interferenzerscheinungen erwartet werden, wenn die Niveaudistanz D nicht gross gegen Γ ist. Die totale Resonanzphase δ_l^J ergibt sich dann in erster Näherung durch Summation der Tangenten der einzelnen Resonanzphasen $\delta_{l,n}^J$ zu²²⁾

$$\tg \delta_l^J = \sum_n \tg \delta_{l,n}^J \quad (16)$$

wobei jedes $\delta_{l,n}^J$ mit den zugehörigen Resonanz-Parametern $E_{l,n}^J$ und $\Gamma_{l,n}^J$ berechnet wird.

Der $\Delta\sigma_r$ -Wert ist durch die Gleichung (9) gegeben, die für die elastische Streuung von Neutronen an O¹⁸ lautet:

$$\Delta\sigma_r = \frac{4\pi}{k^2} (J + 1/2). \quad (17)$$

Die Bestimmung des J -Wertes aus der Gleichung (17) ist beim Auftreten von sich überlappenden Resonanzen schwierig und lässt sich erst durch die Messung des differentiellen Querschnitts ausführen.

Eine weitere Erschwerung ergibt sich aus dem Auftreten von inelastischer Streuung. Nach den Bohrschen Annahmen über den Verlauf von Kernreaktionen, tritt inelastische Streuung nur nach Bildung des Zwischenkerns auf, d. h. inelastische Streuung ist nur bei Resonanzen zu erwarten. Die Resonanzparameter E_r , J , l und Γ genügen dann nicht mehr zur Berechnung des Resonanzverlaufs. Zusätzlich muss noch das Verzweigungsverhältnis der Reaktionswahrscheinlichkeit für elastische und inelastische Streuung bekannt sein, d. h. Γ_{el} und Γ_{inel} . Bezeichnet:

$$\rho = \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma_{inel} + \Gamma_{el}} = \frac{\Gamma_{el}}{\Gamma} \quad (18)$$

so wird

$$\Delta\sigma_r = \frac{4\pi}{k^2} (J + 1/2) \cdot \rho. \quad (19)$$

Die Resonanzhöhe wird also beim Auftreten von inelastischer Streuung verkleinert um den Faktor ρ . Die Gleichung (19) enthält die beiden Parameter J und ρ . Eine Bestimmung des J -Wertes aus der Resonanz-

höhe ist daher nicht mehr möglich. Zur Analyse der Resonanz ist die Kenntnis des differentiellen Querschnitts notwendig. Treten zusätzlich noch Interferenzerscheinungen zwischen den einzelnen Resonanzen auf, so ist auch damit eine eindeutige Bestimmung der zu den einzelnen Niueaus gehörenden Quantenzahlen ausserordentlich schwierig.

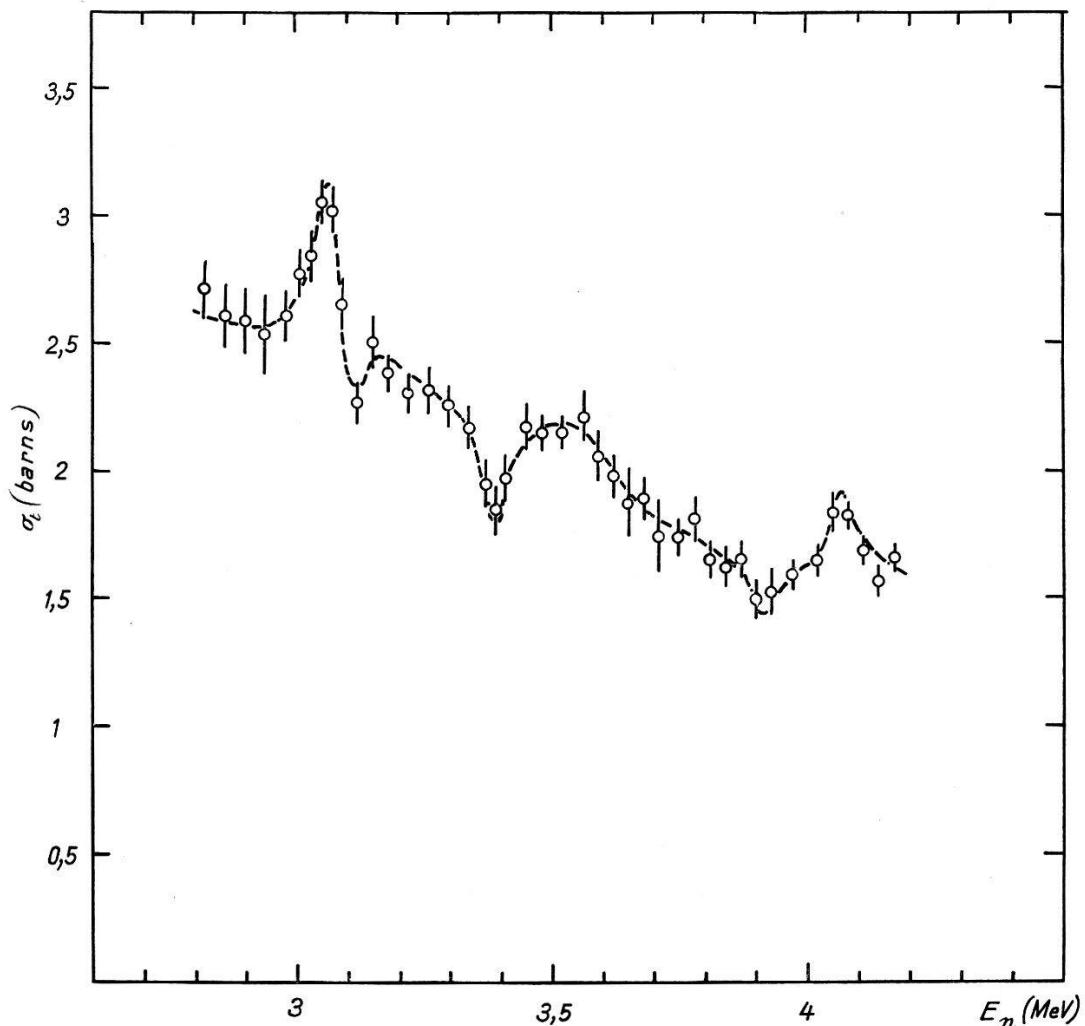


Fig. 4
Gemessener totaler Querschnitt von O¹⁸ für Neutronen

Figur 4 zeigt den gemessenen Verlauf des totalen Querschnitts. Die Fehler sind die statistischen. Eine Korrektur für Vorwärtsstreuung musste wie in 4 nicht angebracht werden. Das Energiespektrum der Neutronen beträgt ca. 50 keV.

Wie oben ausgeführt wurde, lässt sich aus dem gemessenen totalen Querschnitt allein die Grösse des inelastischen Anteils nicht bestimmen. Es wird nun im folgenden versucht, trotzdem eine theoretische Interpretation des gemessenen Verlaufs zu erhalten, unter der einschränkenden Voraussetzung, dass der inelastische Beitrag vernachlässigt werden kann.

Zur Bestimmung der Resonanzphasen ist es notwendig, den Anteil der Potentialstreuung an der totalen Streuung zu kennen. Wie aus Figur 4 ersichtlich, wird in dem untersuchten Energiegebiet der totale Querschnitt wegen der kleinen Niveaudistanz nirgends durch reine Potentialstreuung gegeben. Nur in einem kleinen Bereich um 3,9 MeV dürfte der

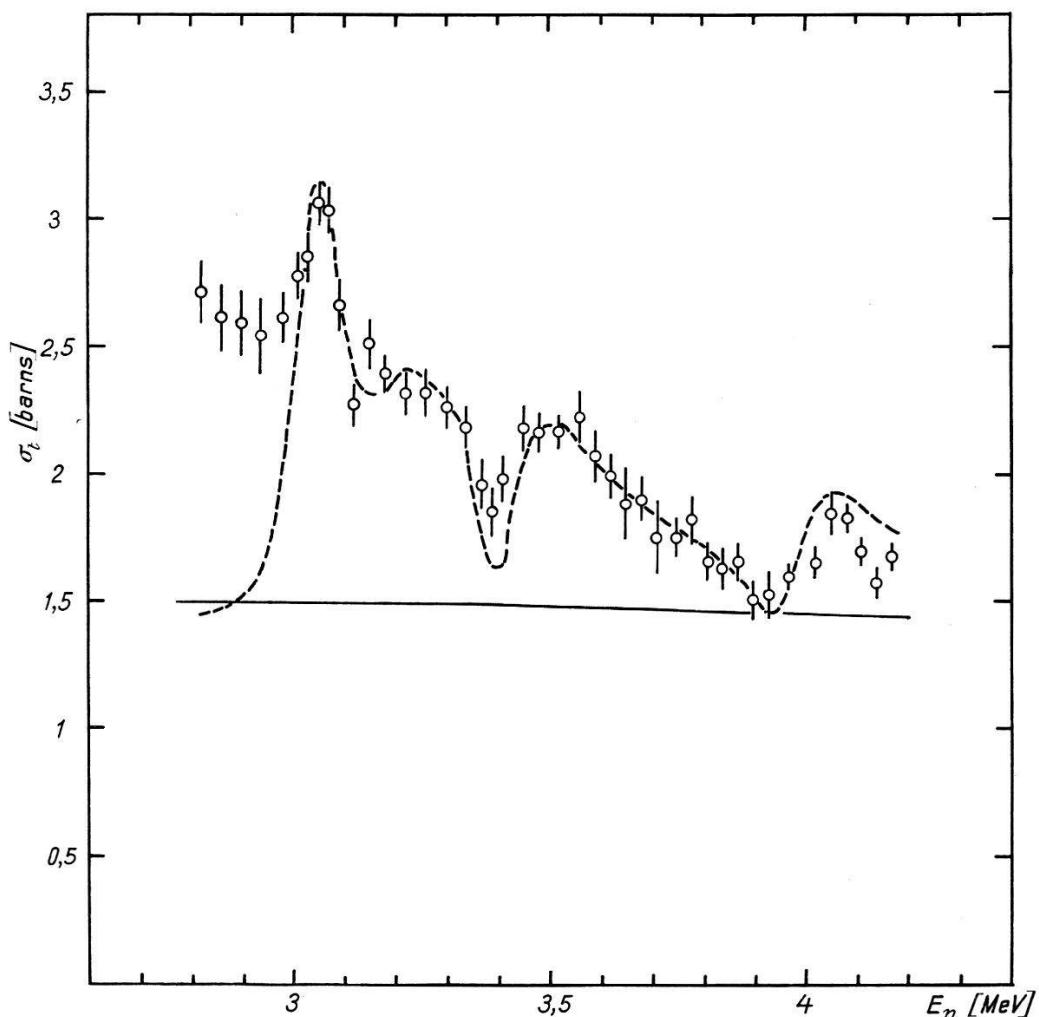


Fig. 5

Verlauf des Querschnitts von O^{18} berechnet unter der Annahme von vier Resonanzen und einer Energiebreite der Neutronen von 50 keV. Die ausgezogene Kurve ist die für einen Radius von $R = 3,85 \cdot 10^{-13}$ cm berechnete Streuung an einer harten Kugel

totale Querschnitt angenähert durch reine Potentialstreuung zustande kommen. Die Potentialphasen wurden daher mit Hilfe des Modells der Streuung an einer harten Kugel für einen Kernradius von $3,85 \cdot 10^{-13}$ cm für alle l -Werte bestimmt. Die mit diesem Kernradius bestimmten Phasen betrugen z. B. für eine Neutronenenergie von 3,8 MeV

$$\delta_0 = -89^\circ \quad \delta_1 = -31,9^\circ \quad \delta_2 = -6,3^\circ.$$

Die mit den so bestimmten Phasen berechnete Streuung ist in Figur 5 eingezeichnet.

Neben der Annahme, dass bei 3,9 MeV der Querschnitt im wesentlichen durch Potentialstreuung gegeben ist, lässt auch ein Vergleich der berechneten Phasen mit den bei ähnlichen Neutronenenergien gemessenen Phasen benachbarter Kerne, speziell bei der Reaktion²³⁾ F¹⁹(n, n)F¹⁹, und den mit $R = 1,43 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{1/3}$ berechneten Phasen, die Wahl eines Kernradius von $3,85 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ berechtigt erscheinen.

Tabelle 2

Experimentell bestimmte Resonanzhöhen $(\Delta\sigma_r)_{\text{exp}}$ und auf Energiebreite der Neutronen korrigierte Resonanzhöhen $(\Delta\sigma_r)_k$ für die Reaktion O¹⁸ (n, n) O¹⁸.

$E_n(\text{MeV})$	$(\Delta\sigma_r)_{\text{exp}} \cdot 10^{24} \text{ cm}^2$	$(\Delta\sigma_r)_k \cdot 10^{24} \text{ cm}^2$
3,05	1,50–1,65	1,75–2,10
3,25	0,72–0,92	0,75–0,97
3,55	0,62–0,80	0,65–0,88
4,05	0,36–0,48	0,43–0,71

Der gemessene Verlauf des Querschnitts lässt auf vier Resonanzen bei Energien von 3,05, 3,20, 3,55 und 4,05 MeV schliessen. In Tabelle 2 sind die aus der gemessenen Kurve entnommenen $(\Delta\sigma_r)_{\text{exp}}$ eingetragen, ohne Berücksichtigung möglicher Interferenzerscheinungen mit der Potentialstreuung. Die Genauigkeit der Bestimmung der $(\Delta\sigma_r)_{\text{exp}}$ ist durch den statistischen Fehler der Messpunkte gegeben. Für einen Vergleich mit den für verschiedene J -Werte berechneten $\Delta\sigma_r$, die als Funktion der

Tabelle 3

$\Delta\sigma_r$ (barns) als Funktion der Neutronen-Energie und des Gesamtdrehimpulses J für O¹⁸ (n, n) O¹⁸.

$J \setminus E_n(\text{MeV})$	2,5	3,0	3,5	4,0
$1/2$	1,18	0,98	0,84	0,74
$3/2$	2,36	1,96	1,68	1,48
$5/2$	3,53	2,94	2,52	2,22

Energie in Tabelle 3 dargestellt sind, ist zu beachten, dass die Energieverschmierung der Neutronen von ca. 50 keV eine Verkleinerung der Resonanzhöhen bewirkt, die sich bei den schmalen Resonanzen bei 3,05 und 4,05 besonders stark bemerkbar macht. Daher wurden die experimentellen $(\Delta\sigma_r)_{\text{exp}}$ -Werte mit einem entsprechenden Korrekturfaktor²²⁾ multipliziert, der unter der Annahme einer Breit-Wigner-Form der Resonanz und einem Neutronenspektrum, das einer Gauss-Verteilung entspricht, berechnet wurde. Die Grösse dieses Faktors hängt bei gegebenem

Neutronenspektrum von der Halbwertsbreite der Resonanz ab. Die Grenzen der korrigierten $(\Delta\sigma_r)_k$ sind daher auch durch die Genauigkeit gegeben, mit der die Halbwertsbreite bestimmt werden kann. Die oberen und unteren Grenzen der $(\Delta\sigma_r)_k$ sind in der dritten Spalte der Tabelle 2 angegeben. Ein Vergleich mit den in Tabelle 3 aufgeführten berechneten $\Delta\sigma_r$ ergibt als mögliche J : $3/2^\pm$ bei 3,05 MeV und $1/2^\pm$ bei den übrigen Resonanzen.

Für die Resonanz bei 3,05 MeV folgt also aus dem $\Delta\sigma_r$ -Wert $J = 3/2^\pm$. Die möglichen Bahndrehimpulse sind dann $l = 1$ und $l = 2$. Ein $l = 1$ erscheint wegen der ausgeprägten Interferenz mit der Potentialphase weniger wahrscheinlich.

Die Höhen der drei übrigen Resonanzen können mit $J = 1/2^\pm$ erfüllt werden. Die zugehörigen Bahndrehimpulse sind $l = 0$ und $l = 1$. Wegen der starken Interferenz mit der Potentialphase $(\delta_0)_P \sim 90^\circ$ ist $l = 0$ sehr unwahrscheinlich. Das bedeutet aber, dass die drei benachbarten Resonanzen gleiche J - und l -Werte besitzen und daher starke Interferenzerscheinungen erwartet werden müssen.

Die Bestimmung der Halbwertsbreiten aus dem gemessenen Verlauf des Querschnitts wird durch die zwischen den einzelnen Resonanzen auftretenden Interferenzen erschwert. Es wurde nun versucht, durch Variation der einzelnen Resonanzparameter den berechneten Verlauf des

Tabelle 4
Resonanzparameter für $O^{18}(n, n) O^{18}$.

Nr.	E_r (MeV Lab. Energie)	Γ (MeV)	J	l
R_1	3,05	0,100	$3/2$	2
R_2	3,20	0,250	$1/2$	1
R_3	3,50	0,100	$1/2$	1
R_4	4,00	0,065	$1/2$	1

Querschnitts der gemessenen Kurve anzupassen. Die beste Beschreibung wurde mit den in Tabelle 4 angegebenen Parametern erhalten. Die Berechnung des Durchdringungsfaktors v_l erfolgte mit einem Radius von $3,85 \cdot 10^{-13}$ cm. Für die Bestimmung der Parameter E_r und Γ wurden aus dem gemessenen Querschnitt die folgenden Angaben entnommen:

Die Resonanzenergie für R_1 sollte mit der Energie der maximalen Resonanzhöhe übereinstimmen, da die Potentialphase δ_2 klein ist. Für R_2 bis R_4 ist wegen $(\delta_1)_P \sim 30^\circ$ die Resonanzenergie kleiner als die durch die maximale Resonanzhöhe bestimmte Energie.

Die Halbwertsbreite Γ_1 kann aus der experimentell bestimmten Breite abgeschätzt werden. Der flache Abfall von R_3 deutet auf den Einfluss

einer zweiten Resonanz in diesem Energiegebiet hin. Das heisst Γ_2 muss von der Grössenordnung der Niveaudistanz D von R_2 und R_3 sein. Zwischen R_2 und R_3 fällt der berechnete Querschnitt wegen der Interferenz mit der entsprechenden Potentialphase ca. 0,2 barns unter die harte Kugelstreuung. Ein Beitrag von R_1 gibt noch eine Vergrösserung von ca. 0,1 barns. In der gemessenen Kurve ist dieses ausgeprägte Minimum nicht völlig aufgelöst. Die Halbwertsbreite dieses Gebietes sollte also von der Grösse der Energiebreite der Neutronen sein. Diese Bedingung führt gleichfalls auf $\Gamma_2 \sim D$. Die Resonanzform von R_4 weist darauf hin, dass der Einfluss der 3 Resonanzen von R_1 bis R_3 klein ist. Das ergibt eine Abschätzung für die Grösse von Γ_3 . Γ_4 kann dann direkt aus der Kurve angegeben werden.

In Figur 5 ist der berechnete Verlauf des totalen Querschnitts eingetragen. Da die gemessene Kurve infolge der Energiebreite der Neutronen eine Verschmierung von ca. 50 keV aufweist, wurde die berechnete Kurve mit dieser Energie verschmiert. Weil im benachbarten Energiegebiet wahrscheinlich weitere Resonanzen vorhanden sind, über deren Einfluss nichts bekannt ist, kann an den Grenzen des Messbereichs eine gute Übereinstimmung nicht erwartet werden. Es zeigt sich, dass trotz der vereinfachten Annahmen (keine inelastische Streuung, Beschreibung des Verlaufs durch eine Breit-Wigner-Formel für isolierte Resonanzen), der komplexe Verlauf recht gut beschrieben wird. Die Abweichung bei 3,40 MeV kann sowohl theoretische wie experimentelle Gründe haben. Einerseits wirken sich die bei der Berechnung gemachten Vernachlässigungen bei der kleinsten Niveaudistanz am stärksten aus, andererseits ist hier der Verlauf auf die verwendete Targetdicke besonders kritisch.

Wie bereits zu Beginn dieses Abschnitts erwähnt, wird die Resonanzhöhe beim Auftreten von inelastischer Streuung verkleinert. Ist daher ihr Anteil merklich, so können höhere J nicht mehr ausgeschlossen werden. Hinzu kommt noch die Unsicherheit bei der Wahl der Potentialphasen, die einen wesentlichen Einfluss auf die Bestimmung der möglichen J -Werte ausüben. Zur genaueren Bestimmung der Parameter der einzelnen Niveaus des Kerns O¹⁹ ist daher noch die Kenntnis des differentiellen Querschnitts notwendig.

Die vorliegende Arbeit wurde durch finanziellen Beitrag des Schweiz. Nationalfonds unterstützt.

Für die Überlassung des D₂O^{16/18} und die massenspektrometrische Analyse der Gasgemische sei Herrn Prof. Dr. W. KUHN herzlichst gedankt. Herrn Prof. Dr. K. CLUSIUS sind wir für die Bereitstellung des flüssigen H₂ und die freundliche Hilfe beim Abfüllen der Streukörper sehr zu Dank verpflichtet.

Literaturverzeichnis

- 1) E. K. WARBURTON und J. N. McGRUER, Phys. Rev. 105, 639 (1957).
- 2) H. BICHSEL, W. HÄLG, P. HUBER und A. STEBLER, Helv. Phys. Acta 25, 119 (1952).
- 3) E. BAUMGARTNER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta 26, 545 (1953).
- 4) W. FRANZEN, P. HUBER und L. SCHELLENBERG, Z. Naturforsch. 10a, 820 (1955).
- 5) W. FRANZEN und L. SCHELLENBERG, Rev. Sci. Instr. 27, 171 (1956).
- 6) J. L. FOWLER und J. E. BROLLEY, Rev. Mod. Phys. 28, 103 (1956).
- 7) F. BUMILLER, H. E. WEAVER und H. H. STAUB, Helv. Phys. Acta 29, 83 (1956).
- 8) H. R. STRIEBEL und P. HUBER, Helv. Phys. Acta 30, 67 (1957).
- 9) Fast neutron physics, chap. V, A. W. MILLER, Neutron total cross-section measurements, erscheint demnächst.
- 10) M. E. ROSE und M. M. SHAPIRO, Phys. Rev. 74, 1853 (1948).
- 11) W. F. HORNYAK, Rev. Sci. Instr. 23, 264 (1952).
- 12) J. SEITZ und P. HUBER, Helv. Phys. Acta 28, 227 (1955).
- 13) B. N. L. 325, Neutron cross section (1958).
- 14) E. BAUMGARTNER, W. FRANZEN, P. HUBER, L. SCHELLENBERG und F. SEILER, Helv. Phys. Acta 29, 255 (1956).
- 15) F. AJZENBERG und T. LAURITSEN, Rev. Mod. Phys. 27, 97 (1955).
- 16) R. K. ADAIR, Rev. Mod. Phys. 22, 249 (1950).
- 17) E. P. WIGNER, Am. Journ. Phys. 17, 99 (1949).
- 18) O. M. BILANIUK und P. V. C. HOUGH, Phys. Rev. 108, 305 (1957).
- 19) N. JARMIE, Phys. Rev. 104, 1683 (1954).
- 20) F. BLOCH, Phys. Rev. 58, 829 (1940).
- 21) R. G. THOMAS, Phys. Rev. 81, 148 (1951).
- 22) Fast neutron physics, chapt. V, E; L. C. BIEDENHARN, H. B. WILLARD, P. HUBER und E. BAUMGARTNER, erscheint demnächst.
- 23) J. E. WILLS JR., J. K. BAIR, H. O. COHN und H. B. WILLARD, Phys. Rev. 109, 896 (1958).