Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 24 (1951)

Heft: V

Artikel: Totale Wirkungsquerschnitte der Elemente Be, C und O für Neutronen im Energiebereich von 1,9 bis 3,8 MeV

Autor: Ricamo, R. / Zünti, W. / [s.n.]

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112225

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: 07.01.2026

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

Totale Wirkungsquerschnitte der Elemente Be, C und O für Neutronen im Energiebereich von 1,9 bis 3,8 MeV

von **R. Ricamo** und **W. Zünti** (Physikalisches Institut der ETH., Zürich).

(20. VIII. 1951.)

Summary: A detailed investigation of the total cross-section for neutrons with energies from 1.9 to 3.8 MeV is made by measuring the transmission of C, Be, and BeO samples. Deuterons falling on a thin heavy-ice target provide the nearly monochromatic neutrons. The properties of an anthracene crystal as an efficient fast neutron detector are discussed. An analysis is made of the sources of error in the transmission method. New sharp resonances were found in the cross-section of carbon at 2.09 and 2.95 MeV, and in the cross-section of oxygen at 1.89 and 3.75 MeV, as well as a pronounced negative resonance at 2.35 MeV. A tentative explanation of this phenomenon is given.

1. Einleitung.

Als vor zwei Jahren mit den hier beschriebenen Untersuchungen begonnen wurde, liessen sich die Kenntnisse über totale Wirkungsquerschnitte für schnelle Neutronen in zwei deutlich getrennte Gruppen scheiden: Im Gebiet von 0,1 bis 1,8 MeV waren dank der neu entwickelten Li^7 (p, n)-Technik für einige Elemente sehr detaillierte Angaben vorhanden, während von 2 MeV aufwärts nur grobe und meist kontradiktorische Messungen existierten[1]). Als Neutronenquelle diente in diesen Fällen jeweils die D-D-Reaktion, wobei aber deren Vermögen, Neutronen einheitlicher Energie zu liefern, kaum verwertet wurde.

Bei der Untersuchung von (n, p)-Resonanzen an Schwefel und Phosphor[2]) hatten wir über Erwarten gute Erfahrungen mit der Dauerhaftigkeit dünner aufgedampfter Eisschichten und der Definition der Neutronenenergie gemacht. Da genaue Daten über Neutronenstreuung für Spekulationen über das Schalenmodell und die Spin-Bahn-Kopplung von Nutzen schienen, stellten wir uns die Aufgabe, totale Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen der Neutronen für leichte Kerne, besonders aber Kohle und Sauerstoff, zu beschaffen.

An der Universität Basel waren unabhängig davon Vorbereitungen zur Messung von Winkelverteilungen getroffen worden. In der Folge einigten wir uns auf eine rationelle Verteilung der Auf-

gabe. An der Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft im Mai 1950 wurden die ersten Ergebnisse vorgetragen[3][4][5].

Angesichts der eingangs geschilderten Situation wundert es nicht, dass zu gleicher Zeit an mehreren Orten solche Messungen begonnen wurden. Dies ist um so mehr zu begrüssen, als die Erfahrung zeigt, dass auf diesem Gebiet nur unabhängig bestätigte Ergebnisse als gesichert betrachtet werden dürfen.

In dieser Arbeit berichten wir über die Apparatur und Messtechnik zur Gewinnung totaler Wirkungsquerschnitte, und geben Daten für Be, C und O in Kurvenform für den Bereich von 1,9 bis 3,8 MeV. Daten über P und S sind schon veröffentlicht[19], jene über N, Na, Al und Si sind in Vorbereitung.

2. Neutronenquelle.

Wir verwenden als Neutronenquelle die Reaktion $D(d, n)He^3$ mit einer dünnen aufgedampften Schicht von D_2O als Target. Die Deuteronen werden in der Hochspannungsanlage des Institutes (Tensator) mit 655 kV beschleunigt und fallen nach magnetischer Ablenkung um 45^0 auf eine Target von 15 mm Ø, wo noch Ströme bis 15 μA zur Verfügung stehen. Die magnetische Ablenkung begrenzt die mögliche Energiedifferenz der Deuteronen auf 15 kV, so dass die mittlere Energie besser definiert ist als man wegen Verwendung einer Ionenquelle nach Oliphant erwarten würde. Die Beschleunigungsspannung kann manuell leicht auf $\pm$ 5 kV konstant gehalten werden, der Targetstrom auf $\pm$ 5%.

Die Neutronenenergie wird in bekannter Weise durch Änderung der Beobachtungsrichtung variiert. Die baulichen Verhältnisse gestatten uns den Bereich von 0^0 bis 159^0 zum Deuteronenstrahl zu bestreichen. Bei 60 kV Targetdicke stehen uns damit Neutronen von 1,89 bis 3,68 MeV mittlerer Energie zur Verfügung. Für kürzere Zeit kann die Beschleunigungsspannung bis auf 830 kV erhöht werden, so dass die Grenzenergien 1,85 und 3,87 MeV betragen.

Die Target besteht aus einem flachen hohlen Kupferstück von 0,5 mm Wandstärke, in welchem flüssiger Stickstoff zirkuliert. Die dem Deuteronenstrahl zugewandte Fläche ist leicht gewölbt, um Diskontinuitäten bei streifendem Austritt der Neutronen zu vermeiden. Der schwere Wasserdampf wird durch eine der Target gegenüberliegende feine Öffnung in dosierten Mengen eingeführt. Die Kontrolle der Targetdicke erfolgt durch Vergleich der Neutronenintensität mit dem vorgängig bestimmten Wert bei Sättigungsschichtdicke, in welcher die Deuteronen vollständig gebremst werden. Bei Bestrahlung mit 5 $\mu A/cm^2$ nimmt die Neutro-

nenausbeute einer Schicht von ursprünglich 60 kV Bremsvermögen um etwa 20% pro Stunde ab.

Wir haben die Form der Neutronenspektren für neun Stellen unseres Energieintervalls berechnet. Man benötigt hierzu die differentiellen Wirkungsquerschnitte der $D(d,n)He^3$-Reaktion im Bereich von 0 bis 830 keV Deuteronenenergie. Leider sind die Angaben im Gebiet von 200 bis 500 keV spärlich und widersprechend[6]). Wir legten deshalb den Rechnungen die Werte von Hunter und Richards[7]) zugrunde, welche wir nach kleinen Energien in der Weise extrapolierten, dass sich die nach Manley, Coon und Graves[8]) gemessenen Neutronenausbeuten für dicke Target ergaben. Das Bremsvermögen des schweren Eises für Deuteronen wurde

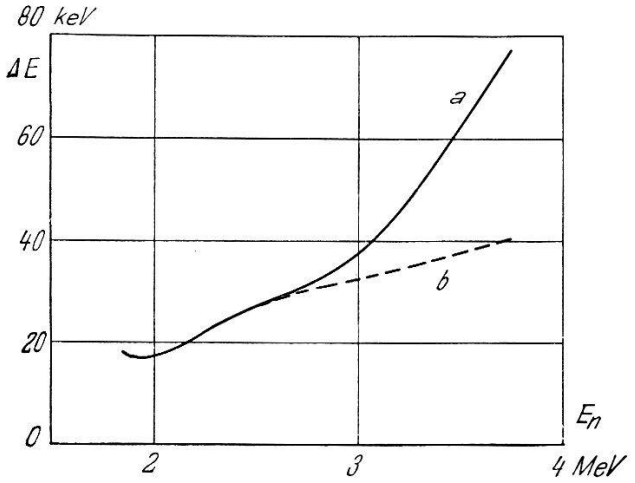

Fig. 1.
Halbwertsbreite ΔE der Neutronenprofile.
a) Targetdicke 60 kV b) Targetdicke 30 kV.

nach den Angaben von Rossi und Staub[9]) berechnet. Aus Fig. 1 ist der Verlauf der Halbwertsbreite der Neutronenprofile in Funktion der Neutronenenergie ersichtlich, während am untern Ende der Fig. 6 ihre Form angedeutet ist. Von 1,8 bis 2,8 MeV ist die Breite im wesentlichen durch den vom Detektor erfassten Winkelbereich von 2,4° bestimmt. Bei höhern Energien ist die endliche Targetdicke der wichtigere Faktor.

In einigen Fällen haben wir Feinheiten im Verlauf der Wirkungsquerschnitte gemessen, welche nur erklärt werden können, wenn die tatsächliche Neutronenbreite nahezu mit der berechneten übereinstimmt. Dies bedeutet, dass die aufgedampfte Eisschicht trotz der geringen Dicke von etwa 1 μ ziemlich homogen sein muss.

Es lässt sich nicht vermeiden, dass vom Targetareal noch Neutronen von anderer als der gewünschten Energie ausgesandt werden, wegen Streuung in der Targetunterlage, der Kühlflüssigkeit usw.

Der Anteil solcher „falscher" Neutronen kann für unsere Anordnung abgeschätzt werden zu 3% in der Vorwärtsrichtung, während er in der ungünstigsten seitlichen Richtung bis zu 10% ansteigen kann. Ihre Anwesenheit führt zu Abweichungen vom exponentiellen Transmissionsgesetz und zu einer Verflachung des Wirkungsquerschnittverlaufs.

Eine weitere Quelle von Neutronen falscher Energie ist zurückzuführen auf Deuteronen, welche im Laufe der Zeit in die Targetunterlage hineingeschossen und offenbar im Metallgitter festgehalten werden. Es lässt sich schön beobachten, wie die Neutronenausbeute einer neu hergestellten Targetunterlage anfänglich unter 0,2% liegt, mit jedem Betriebstag aber zunimmt. Durch Entfernung der obersten Metallschicht von etwa 10 μ kann der ursprüngliche Zustand wieder hergestellt werden. Aus dem gleichen Grund müssen auch die Blenden, welche von Deuteronen getroffen werden, und die D_2^+-Falle von Zeit zu Zeit ausgewechselt werden, damit der Untergrund nicht ungebührlich ansteigt.

Wir stellten fest, dass von der Target auch eine schwache γ-Strahlung ausgeht, welche von der $O^{16}(d,p)O^{17*}$-Reaktion oder von unelastischer Neutronenstreuung in der Targetunterlage herrühren könnte. Die Absorptionskurve in Blei lässt auf eine Quantenenergie von etwa 1 MeV schliessen. Die Intensität ist jedoch so klein, dass die nötigen Korrekturen geringfügig sind.

Die Absolutwerte der Neutronenenergie hängen ab vom Q-Wert der $D(d,n)He^3$-Reaktion, von der Eichung der Beschleunigungsspannung E_d und vom Beobachtungswinkel ϑ. Die mittlere Neutronenenergie $\overline{E}_n$ ergibt sich für die hier gebrauchten Targetdicken ΔE ohne merklichen Fehler aus der Formel

$$\overline{E}_n = \frac{3}{4} Q + \frac{1}{4} \overline{E}_d (1 + \cos^2\vartheta + \cos\vartheta \sqrt{2 + \cos^2\vartheta + 6\, Q/\overline{E}_d}) \qquad (1)$$

wo $\overline{E}_d = E_d - \Delta E/2$ die mittlere Deuteronenenergie bedeutet. Für den Q-Wert setzen wir nach Tollestrup[10]) 3,265 MeV ein; sein Fehler, $\pm$ 0,018 MeV, geht fast voll ein. Die Eichung der Beschleunigungsspannung erfolgte mit Hilfe der Resonanzen der $F^{19}(p,\alpha\gamma)O^{16}$-Reaktion bei 340 und 668 kV[11])[12])[13]). Die Streuung der Messwerte zu verschiedenen Zeiten und bei verschiedenem Alter der dicken CaF_2-Targets lassen einen Fehler grösser als 10 kV unwahrscheinlich erscheinen. In der Vorwärtsrichtung wirkt er sich mit 13 kV in der Neutronenenergie aus, seitlich und rückwärts aber viel weniger. Wegen Unsicherheiten der Lage des effektiven Targetmittelpunktes und der effektiven Richtung des Deuteronenstrahls müssen wir auch mit einem Fehler von $\pm$ 0,8° der Beobachtungs-

richtung ϑ rechnen. Dies macht sich in der Neutronenenergie am meisten seitlich fühlbar, mit maximal 12 kV. Der kombinierte Fehler im Absolutwert kann demnach 25 kV erreichen; Energiedifferenzen hingegen sind viel zuverlässiger.

Es sei hier noch auf die Möglichkeit aufmerksam gemacht, aus dem Vergleich der Lage einer sowohl mit $Li^7(p, n)$- oder T(p, n)- wie mit D-D-Neutronen gemessenen scharfen Resonanz einen Q-Wert der D-D-Reaktion zu gewinnen, der weniger kritisch von Targetschwierigkeiten abhängt, als bei einer direkten Messung.

3. Neutronendetektor.

Die Wahl des Detektors ist bestimmend für die Gestaltung der Experimente, denn dieser bildet meistens das schwächste Glied. Keine der bekannten Lösungen schien uns befriedigend, besonders im Hinblick auf die Sensibilität. Eine neue Möglichkeit eröffnete sich, als die Scintillationseigenschaften gewisser organischer Stoffe wie Naphtalin oder Anthracen bekannt wurden. Wegen des hohen Wasserstoffgehaltes dieser Phosphore lösen schnelle Neutronen im ganzen Kristallvolumen Rückstossprotonen aus, welche ihrerseits bei der Bremsung zu Lichtblitzen Anlass geben sollten. Die ersten Versuche mit Naphtalin waren ermutigend, und bald konnten wir die noch besseren Anthracenkristalle verwenden[14]). Die Ansprechwahrscheinlichkeit solcher Zähler für Neutronen von einigen MeV Energie ist von der Grössenordnung 20%, was einen bedeutenden Fortschritt darstellt. Einige quantitative Angaben mögen deshalb von Nutzen sein.

Der Photomultiplier RCA 1P21 ist über eine Kathodenfolgestufe und ein konzentrisches Kabel mit dem Breitbandverstärker verbunden. Dieser besteht aus zwei in Kaskade geschalteten, gegengekoppelten Schleifen zu je drei Röhren[15]). Die 3 db-Bandbreite reicht von 0,05 bis 5 MHz, der Verstärkungsgrad kann mittels eines Potentiometers im Eingang in Stufen vom Faktor 2 bis zum Maximalwert 3200 gewählt werden. Am Ausgang sind unverzerrte positive Stösse bis 80 Volt Amplitude verfügbar, die einem Diskriminator vom Schmitt-Typ[15]) zugeführt werden. Jene Stösse, welche eine einstellbare Grösse überschreiten, erscheinen im Ausgang als uniforme Stösse und werden von einem Untersetzer mit 1,7 μsec Auflösungsvermögen gezählt. Wir verfügten über zwei identische Apparaturen, wovon die eine als Neutronendetektor, die andere als Neutronenmonitor diente.

Unter vereinfachenden Annahmen können wir die Empfindlichkeit eines Anthracenzählers berechnen. Die von monochromatischen

Neutronen der Energie E_n ausgelösten Rückstossprotonen haben bekanntlich ein Energiespektrum, das sich von 0 bis $E_{\max} = E_n$ erstreckt, und zwar sind wegen der Isotropie der n-p-Streuung alle Energieintervalle gleich stark belegt. Nimmt man an, dass die Zahl der ausgelösten Lichtquanten, und damit die Stosshöhe am Verstärkerausgang, proportional sei der Energie der Protonen, so ergibt sich eine rechteckige Stossamplitudenverteilung. Trägt man nun die Stosszahl in Abhängigkeit der Diskriminatoreinstellung auf (sog. integrale Diskriminatorkurve), so sollte eine lineare Abhängigkeit auftreten. Die Extrapolation auf Stosshöhe null ergibt die Zahl P aller Rückstossprotonen. Diese ist verknüpft mit der Anzahl N der auf den Detektor fallenden Neutronen durch die Beziehung

$$P = N(1 - e^{-\sigma(E) n l}). \tag{2}$$

Dabei bedeutet $\sigma(E)$ den Querschnitt für n-p-Streuung, n die Zahl der Protonen pro cm^3 des Phosphors, l die Dicke desselben in cm. Da $\sigma(E)$ nach höhern Energien abnimmt, anderseits bei fester Diskriminatorstellung der Bruchteil der gezählten Rückstossprotonen mit höherer Energie zunimmt, so kann man erwarten, dass durch Kompensation in einem gewissen Energiebereich eine konstante Sensibilität erreichbar ist.

Die experimentellen Ergebnisse lassen diese Züge erkennen, doch treten einige Komplikationen auf. In Fig. 2 sind die integralen Diskriminatorkurven aufgetragen, welche wir für einen axial durchstrahlten zylindrischen Anthracenkristall von 15 mm Ø und 21 mm Länge am Ende eines 160 mm langen Lucite-Lichtleiters, für vier Neutronenenergien erhalten haben. Ferner ist die theoretisch erwartete Kurve, und zum Vergleich jene für Co^{60}-γ-Strahlung eingezeichnet.

Für die beobachteten Abweichungen lassen sich eine Reihe von Gründen angeben:

a) Die Kombination Anthracen-1P21 ergibt erfahrungsgemäss schon für monokinetische Teilchen eine breite Stossverteilungskurve. Daraus resultiert eine Verschmierung des erwarteten Spektrums, die sich hauptsächlich bei grossen Amplituden bemerkbar macht.

b) Die Zahl der Lichtquanten ist nicht proportional der Energie der Protonen, sondern nimmt schneller ab. Dieser Effekt, wohlbekannt für α-Teilchen in Anthracen, ist vor kurzem auch für Protonen festgestellt worden[16]), doch reichen diese Messungen nicht aus für eine quantitative Erfassung. Jedenfalls wird dadurch die Zahl der kleinen Stösse erhöht.

c) Randeffekte, welche erfahrungsgemäss in Rückstosszählern am meisten zur Verzerrung des Spektrums beitragen, können leicht abgeschätzt werden, ihr Einfluss ist aber bei unsern Kristalldimensionen geringfügig. Hingegen beginnt die Mehrfachstreuung merklich zu werden, welche eine Verschiebung nach höhern Amplituden bewirkt. Im Grenzfall eines sehr grossen Kristalls werden alle Neutronen gebremst, so dass man eine einheitliche Stossgrösse erhält.

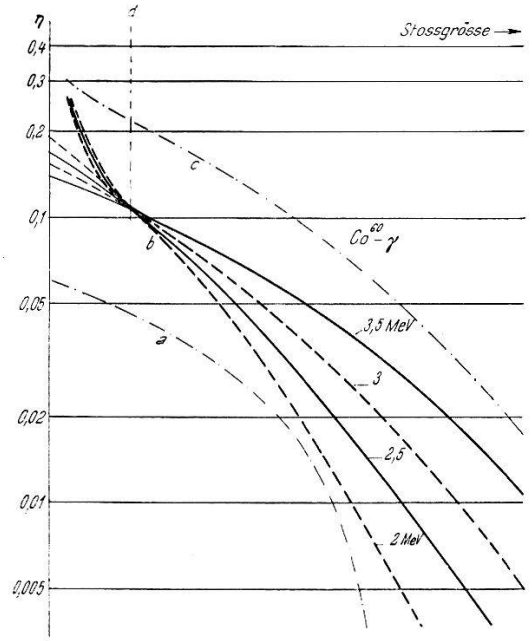

Fig. 2.
Integrale Diskriminatorkurven.
a) Berechnete Kurve, Ordinate willkürlich;
b) für vier Neutronenenergien;
c) für Co^{60}-γ-Strahlung, Ordinate willkürlich;
d) energieunabhängiger Arbeitspunkt.

d) Der grössere Teil des raschen Anstiegs bei kleinen Stosshöhen dürfte von Kohlenstoff-Rückstössen herrühren. Die Bruttoformel von Anthracen, $C_{14}H_{10}$, und der mittlere Streuquerschnitt für C lassen in der Tat erwarten, dass die Zahl der Kohlenstoff- und Wasserstoffrückstösse etwa gleich gross ist. Tatsächlich lassen sich die gemessenen Kurven in zwei Anteile zerlegen mit einem konstanten Stossgrössenverhältnis von 0,09. Das Verhältnis der Rückstossenergien ist zwar 0,26, man hat aber für die Quantenausbeute bei Kohlenstoffkernen viel geringere Werte zu erwarten als für Protonen, so dass sich diese Differenz auf natürliche Weise erklärt.

Die vier Kurven für verschiedene Neutronenenergien sind mit dünner Target gemessen. Ihre gegenseitige Lage ist durch den nach [7]) berechneten relativen Neutronenflux festgelegt. Die Extra-

polationen nach der Ordinatenachse stimmen gut mit den zugehörigen relativen Wirkungsquerschnitten σ_H überein. Weiter erkennt man aus der Darstellung, dass sich die Kurven bei einer günstig gelegenen Stosshöhe überschneiden, d.h. dass der Detektor in diesem Arbeitspunkt fast keine Energieabhängigkeit zeigt.

Diese Eigenschaft vereinfacht die Bestimmung des absoluten Ansprechvermögens η. Wir hatten für andere Zwecke schon den Neutronenflux für eine dicke Target, in Abhängigkeit des Winkels ausgerechnet. Nun genügt eine Messung bei dicker Target in jenem ausgezeichneten Arbeitspunkt, um mit Hilfe des gut definierten Raumwinkels des Detektors und Kenntnis des Targetstroms einen Absolutwert für η zu finden. Es ergab sich 11%. Die extrapolierten Werte erreichen etwa 85% des Erwartungswertes $\eta = P/N$ nach Formel (2). Wir glauben nicht, dass dieser Differenz angesichts der Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte Bedeutung zukommt.

Diese Scintillations-Neutronenzähler sind damit zehn- bis hundertmal empfindlicher als die gewohnten Detektoren für schnelle Neutronen, wie „long counter", Wasserstoff- oder Paraffinrückstosszähler. Verlängerung der Kristalle oder Erfassung der Kohlenstoffrückstösse erlauben nötigenfalls eine weitere bedeutende Empfindlichkeitssteigerung. Konstanz über lange Zeiträume, fast unbegrenzte Zählgeschwindigkeit, gut definiertes Zählvolumen sind weitere Vorteile. Der wesentliche Nachteil liegt ohne Zweifel in der hohen Empfindlichkeit für γ-Strahlen, was den Anwendungsbereich stark einschränkt. Wegen der Einfang-γ-Strahlung in Wasserstoff hat der Zähler auch eine nicht immer vernachlässigbare Empfindlichkeit für thermische Neutronen.

4. Messmethode.

Das klassische Transmissionsexperiment ist der direkteste Weg zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes σ_t. Man bestimmt die Schwächung eines Neutronenstrahls durch einen Absorber der Dicke l cm, welcher n Kerne pro cm³ aufweist. Für den durchgelassenen Bruchteil T, genannt Transmissionskoeffizient, gilt

$$T = e^{-\sigma_t n l} \tag{3}$$

vorausgesetzt, dass Sekundäreffekte vernachlässigbar sind. Bei künstlichen Neutronenquellen darf man zeitliche Konstanz der Intensität nicht voraussetzen, sondern muss die Schwankungen mit Hilfe eines Monitors eliminieren. Ferner gibt es parasitäre Neutronen- und γ-Strahlquellen (Beschleunigungsrohr, Blenden, alle

von Neutronen getroffenen Objekte), welche die zu obigem Experiment nötigen zwei Messungen fälschen. Dieser Einfluss lässt sich durch eine dritte Messung eliminieren, bei welcher man einen Absorber von bekanntem Transmissionskoeffizienten R einschaltet. Bezeichnet man mit n_0 das Verhältnis der Stosszahlen im Detektor zu jener im Monitor ohne Absorber, mit n_1 und n_2 dasjenige für unbekannten resp. bekannten Absorber, so erhält man für die Transmission T des unbekannten Absorbers die Beziehung

$$T = 1 - (1 - R) \frac{n_0 - n_1}{n_0 - n_2} \tag{4}$$

Normalerweise wird man trachten, R so klein wie möglich zu machen, damit eine Ungenauigkeit in R wenig auf T einwirkt. Beim Bestreben, den Grenzfall $R \to 0$ zu verwirklichen (reine Untergrundmessung), kommt man aber in Konflikt mit andern Forderungen. Wir wählten einen Polystyrenzylinder von 190 mm Länge als Standardabsorber. Seine Transmission $R(E_n)$ von ungefähr 2% wurde aus der Bruttoformel CH mit σ_H nach ROSENFELD[17]) und unsern Werten für σ_C berechnet.

Auf Grund vieler Versuche schlossen wir für die wichtigen Dimensionierungen folgenden Kompromiss: Targetdurchmesser 15 mm, Detektorkristall 15 mm Ø, 21 mm Länge, Abstand Target bis Mitte Detektor 360 mm, Streukörper 24 mm Ø, symmetrisch zwischen Target und Detektor gelegen. Die Absorber sind leicht auswechselbar in sehr dünnen Aluminiumhülsen gehaltert, welche durch Fernbetätigung genau reproduzierbar in die Verbindungslinie Target—Detektor geklappt werden können. Detektor und Absorberträger sind an einem leichten Stahlrohrgestell befestigt, welches um eine Achse durch die Targetmitte, senkrecht zum Deuteronenstrahl drehbar ist. An einem Teilkreis wird der Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Strahlachse abgelesen. Die Raumverhältnisse gestatten eine Variation von 0^0 bis 159^0. Normalerweise wird nur die eine Halbebene bestrichen; auf der andern Seite ist der Neutronenmonitor, ein Anthracenkristall von 14 mm Ø und 33 mm Länge, in 230 mm Abstand von der Target, unter dem Winkel von 120^0 fest montiert.

Zur Verminderung der Rechenarbeit wird nicht die Messzeit konstant gehalten, sondern die Monitorstosszahl. Nach 2^{16} Stössen wird automatisch ein Relais betätigt, welches beide Messkanäle unterbricht. Da der Nulleffekt der Photomultiplier im Verhältnis zum gemessenen Effekt verschwindend klein ist, entspricht die ab-

gelesene Stosszahl im Detektorkanal gerade der gesuchten reduzierten Zahl n_x.

Das Problem der Wahl der Absorberdicke, also von T, ist von Rose und Shapiro[18]) und etwas verbessert von Ricamo[19]) behandelt worden. Danach liegt das optimale T zwischen 0,2 und 0,3. In der Regel arbeiteten wir in diesem Bereich, im Gegensatz zu den meisten andern Autoren, welche aus Furcht vor Mehrfachstreuung $T > 0{,}5$ bevorzugten.

Da ein Fehler in n_1 am empfindlichsten in T eingeht, wurde normalerweise für eine bestimmte Winkelstellung die Sequenz 1 0 2 1 gemessen. Diese Operation dauert etwa drei Minuten und liefert einen T-Wert, dessen mittlerer Fehler, vom rein statistischen Gesichtspunkt aus, kleiner als 1 % ist. Tatsächlich beobachten wir aber einen mittleren Fehler von 0,02 bis 0,03, je nach Beobachtungsrichtung. Gründe für diese Schwankung werden im nächsten Kapitel namhaft gemacht. Der ganze Energiebereich wurde mindestens dreimal mit je etwa 80 Messpunkten abgetastet. Stellen von besonderem Interesse wurden häufiger gemessen, oft mit enger gelegten Messpunkten. Neben andern Kontrollen verschafften uns periodische Messungen an Graphit ein Bild von der Zuverlässigkeit der Apparaturen.

Bei gasförmigen Elementen ist eine genügende Dichte ohne grossen Aufwand nicht zu erreichen. Wir verwendeten in diesen Fällen eine binäre chemische Verbindung dieses Elementes und bestimmten auch den Wirkungsquerschnitt des Partners allein. Natürlich sind solche Differenzmessungen weniger genau. Eine Verbesserung lässt sich erzielen, wenn beide Substanzen unmittelbar hintereinander gemessen werden in einer Vierer-Sequenz, weil sich dann die Fehler von n_0 und n_2 teilweise kompensieren. Öfter ist angenommen worden, die besten Resultate liessen sich erreichen, wenn in beiden Streuern gleiche Mengen des Hilfselementes vorhanden seien. Eine Fehleranalyse zeigt, dass dies nicht die optimale Bedingung darstellt.

Um von der Transmission T auf den Wirkungsquerschnitt schliessen zu können, muss noch das Produkt nl, die Zahl der Kerne pro cm² des Streukörpers bekannt sein. Diese Grösse folgt aus der Avogadroschen Zahl, dem Molekulargewicht, sowie einer Messung der Dichte und der Länge des Streukörpers. Die grösste Unsicherheit liegt in einer möglichen Inhomogenität des Materials, da nur die mittlere Dichte messbar ist.

5. Korrekturen.

Die Voraussetzungen, welche die exakte Gültigkeit der Formel (4) garantieren, sind die folgenden:

a) Die Strahlung, welche den Streukörper in Richtung des Detektors durchquert, muss homogener Natur sein.

b) Die Streukörper müssen identische geometrische Gestalt und gleiche relative Dichteverteilung aufweisen.

c) Die räumliche Verteilung und relative Intensität aller Strahlenquellen dürfen sich während der Messzeit der Sequenz nicht ändern.

Wir wollen nun untersuchen, wie sich die Verletzung dieser Voraussetzungen auswirkt, und die notwendigen Korrekturen rechnerisch oder experimentell ableiten.

Zu a). Die Quelle strahle ausser der gewünschten Komponente d noch eine parasitäre p aus, während u den Untergrund bezeichne. Dann misst man in den drei Anordnungen:

$$n_0 = d + p + u$$
$$n_1 = Td + tp + u$$
$$n_2 = Rd + rp + u$$

Daraus folgt

$$T = 1 - (1 - R)\,\frac{n_0 - n_1 - p(1-t)}{n_0 - n_2 - p(1-r)} \tag{5}$$

Ausser den früher definierten Grössen T und R bedeuten darin t und r die respektiven Transmissionen für die parasitäre Strahlung. Wenn p sehr klein gegenüber d ist, und t und r wenigstens angenähert bekannt sind, so kann man die folgende bequemere Näherung benutzen:

$$T = 1 - (1 - R)\,\frac{n_0 - n_1}{n_0 - n_2}\left(\frac{p(1-t)}{n_0 - n_1} + \frac{p(1-r)}{n_0 - n_2}\right) \tag{6}$$

Die Verallgemeinerung auf mehrere parasitäre Strahlungen ist evident. Wir verwendeten diese Formel zur Eliminierung der im Kapitel Neutronenquelle besprochenen falschen Neutronen und γ-Strahlen. Die Korrekturen sind nur ganz ausnahmsweise grösser als 2%.

Zu b). Diese Bedingung ist unbequem zu erfüllen, weil die zu messenden Substanzen in normaler Form meist eine zu hohe Dichte aufweisen und deshalb nicht denselben Raum ausfüllen wie der Standardstreuer. Man möchte diese Bedingung deshalb gerne fallen

lassen; mangels Kenntnis der Quellenverteilung ist aber eine rechnerische Fehlerabschätzung nicht möglich. Wir machten deshalb Experimente mit Graphitkörpern in folgenden vier Konfigurationen:

Konstanz von T innerhalb 0,5% wurde erst erreicht, als die Metallteile in unmittelbarer Umgebung des Detektors auf das strikte Minimum reduziert wurden. Weitere Experimente hatten den Einfluss einer Dezentrierung des Streukörpers auf T zum Gegenstand; der erlaubte Spielraum ist reichlich.

Zu c). Da das Strahlungsfeld durch das Einbringen von Streukörpern gestört wird, kann diese Forderung in der Regel nur erfüllt werden bei verschwindend kleinen Raumwinkeln von Detektor, Monitor und Streuer. Die zeitlichen Variationen der relativen Intensität der diversen Strahlenquellen während einer Mess-Sequenz geben Anlass zu unsystematischen Fehlern, welche sich durch Wiederholen der Messung verringern lassen. Die Hauptfaktoren sind Brennfleckverschiebungen und Untergrundschwankungen; sie gehören zur Eigenart eines Beschleunigungsapparates. Auskunft darüber geben nur längere Versuchsreihen. Zur Beurteilung ist der relative Untergrund u/d wesentlich. Er beträgt für unsere Anordnung je nach Beobachtungsrichtung 7 bis 25%. Diese grossen Unterschiede rühren von der stark anisotropen Neutronenverteilung der D-D-Reaktion her. Der absolute Untergrund ist nämlich annähernd konstant und setzt sich zu etwa gleichen Teilen zusammen aus den Neutronen, welche im Beschleunigungsrohr, an den Blenden, in der D_2^+-Falle erzeugt werden, aus den Neutronen, welche von den Objekten und Wänden des Messraumes zurückgestreut werden, und aus den γ-Strahlen, die bei unelastischen Streuungen und Einfangprozessen der Neutronen entstehen. Der erstgenannte Anteil hat keine zwangsläufige Abhängigkeit vom Targetstrom und kann deshalb vom Monitor nicht richtig erfasst werden. Infolge dieser Effekte erweist sich der mittlere Fehler einer einzelnen Transmissionsmessung $\Delta T/T$ zu 0,02 bis 0,03, während aus rein statistischen Erwägungen $< 0{,}01$ zu erwarten wäre.

Übergehend zu den Auswirkungen endlicher Raumwinkel, wird man zuerst die Frage nach der Änderung des Untergrundes stellen. Es lässt sich leicht zeigen, dass eine Fälschung des Transmissionskoeffizienten nur in zwei Fällen eintreten kann: Wenn nämlich die Winkelverteilung der gestreuten Neutronen in beiden Streukörpern nicht dieselbe ist, oder wenn die von ihnen geworfenen Schatten-

kegel nicht gleich gross sind. Selbst dann können wegen des kleinen gestörten Raumwinkels von höchstens $\omega/4\pi = 0{,}005$ in unserem Fall merkliche Fehler nur auftreten, wenn sich in der Nähe des Detektors grössere Massen befinden. Wir haben sorgfältig darauf geachtet, dass dies nicht der Fall ist.

Offensichtlich wird auch der Monitor in seiner Aufgabe gestört. Wenn die gegenseitigen Raumwinkel von Quelle, Detektor, Monitor und Streuer bekannt sind, so kann man sofort ein Gleichungssystem aufschreiben, aus welchem die nötigen Korrekturen hervorgehen. Leider geht dabei die meist unbekannte Anisotropie der Streuung ein. Wir gaben deshalb dem Monitor eine Stellung, dass selbst unter ungünstigen Annahmen eine Fälschung von T um mehr als 1% ausgeschlossen war. Es sprechen einige Gründe dafür, den Monitor gerade ausserhalb des Schattenkegels des Streukörpers in möglichster Nähe des Detektors anzubringen, doch kann die Beeinflussung in diesem Fall zu gross werden.

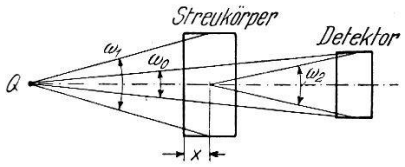

Fig. 3.
Geometrie der Messanordnung.

Die räumliche Ausdehnung des Detektors bedingt eine Korrektur, für welche der Begriff „Inscattering" geprägt wurde.

Die Berechnungen dieses Effekts können etwas weiter geführt werden als bisher in der Literatur geschehen ist[20][21]. Für die Diskussion kann ohne Verlust der Allgemeinheit eine punktförmige Neutronenquelle angenommen werden. Die Bezeichnung der Raumwinkel geht aus Fig. 3 hervor. Ist T_0 die wahre Transmission des Streukörpers, T die scheinbare, so kann man setzen:

$$I_0 = Q \cdot \omega_0, \qquad I_1 = Q\,\omega_0\,T_0 + Q\,\omega_1 \frac{\omega_2}{4\pi}(1 - T_0)\,k$$

$$I_1/I_0 = T = T_0 + \Delta T$$

$$\Delta T = \frac{\omega_1\,\omega_2}{4\pi\,\omega_0}\,k\,(1 - T_0) = g\,k\,(1 - T_0) \tag{7}$$

g ist ein Faktor, der nur von der Geometrie abhängt. Man verifiziert leicht, dass er bei gegebenem Abstand von Target zu Detektor minimal wird, wenn der Streukörper in der Mitte placiert wird.

Dann wird $g_{\text{opt.}} = \omega_1/\pi$. Der Faktor k berücksichtigt die wahre Absorption, die Energieabhängigkeit des Detektors und die Abweichung von isotroper Streuung, die eintreten kann zufolge Anisotropie des Einzelaktes oder zufolge der gestaltabhängigen Mehrfachstreuung. Der erste und zweite Effekt ist für uns ohne Interesse. Bei sehr kurzem Streukörper, $T \sim 1$, kann die Mehrfachstreuung vernachlässigt werden. Nehmen wir für die Streuung im Schwerpunktsystem das einfache Gesetz $f(\Theta) = 1 + A \cos^2 \Theta$ an, so berechnet sich k zu

$$k^* = \left(\frac{M+1}{M}\right)^2 \frac{3A+1}{A+1} \qquad \text{für } T \sim 1$$

wo M das Atomgewicht des streuenden Kernes bedeutet.

Bei dem für uns wichtigen Fall der kleinen Transmission muss die Mehrfachstreuung berücksichtigt werden, nur gibt es dafür leider kein allgemein brauchbares Rezept. Die stabförmige Gestalt unserer Streukörper veranlasste uns, den Grenzfall eines schlanken Zylinders zu untersuchen, d. h. der Radius des Zylinders sei klein gegenüber der freien Weglänge $\lambda = 1/\sigma_t n$. Dies bedeutet, dass der grösste Teil der gestreuten Neutronen den Zylinder verlässt. Wir dürfen deshalb annehmen, dass die Zahl der Neutronen im Abstand x von der Vorderkante des Streukörpers gegeben ist durch $Q\omega_1 \exp(x/\lambda)$. Davon wird der Bruchteil $k^*\omega_2\, d\,x/4\,\pi\,\lambda$ in Richtung des Detektors gestreut, erleidet aber noch eine Schwächung um $\exp((l - x)/\lambda)$. Die Integration ist leicht, wenn die Raumwinkel als von x wenig abhängig vor das Integral gezogen werden. Man erhält:

$$\Delta T = \frac{\omega_1\,\omega_2\,l}{4\,\pi\,\omega_0\,\lambda}\, e^{-l/\lambda} = g\, k^* T_0 \ln\left(\frac{1}{T_0}\right) \tag{8}$$

Der Verlauf dieser Funktion ist in Fig. 4 dargestellt, mit $1 - T$ als Vergleich.

Aus der Art der Ableitung geht hervor, dass der Ausdruck (8) eine untere Schranke für die Korrektur darstellt. Wenn r/λ nicht sehr klein ist gegen eins, so wird die vom Element dx kommende Streuintensität vergrössert, weil ein herausgestreutes Neutron durch eine zweite Streuung doch noch in den Detektor gelangen kann. Hierfür ist die mittlere Weglänge gestreuter Neutronen im Zylinder zu berechnen. Im Fall isotroper Streuung ist dies einfach, es zeigt sich, dass Formel (8) mit $(1+\pi\, r/2\,\lambda)$ zu multiplizieren ist.

Man kann sich fragen, ob (n, γ)- oder (n, 2n)-Prozesse im Streukörper ganz harmlos sind. Die Abschätzung erfolgt ganz analog zu jener der Inscattering, man hat nur die relative Nachweiswahr-

scheinlichkeit des Detektors für die entstehende Strahlung und deren abweichende Absorption im Streukörper einzuführen. Aus der Definition des totalen Wirkungsquerschnittes geht hervor, dass diesen Effekten unter normalen Bedingungen in der Inscatteringkorrektur schon angenähert Rechnung getragen ist.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Korrektur für Inscattering empfindlich von der Anisotropie der Streuung abhängt. Diese ist normalerweise nicht bekannt; die Ergebnisse von [4]) zeigen aber, dass man in der Regel nicht mit Isotropie rechnen darf. Der Wert der Formeln liegt also hauptsächlich darin, bei der Wahl der Raumwinkel einen Anhaltspunkt zu geben. Besonders wichtig war für uns, dass die Korrektur für einen langen dünnen Streukörper, wie ihn unser Standardstreuer darstellt, für kleine Transmission

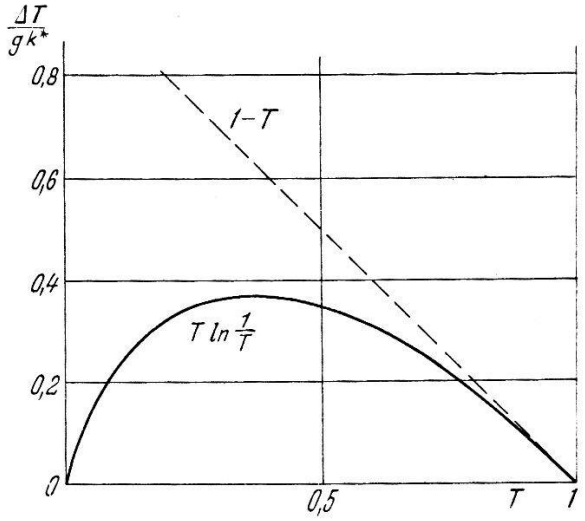

Fig. 4.

Verlauf der Inscatteringkorrektur in Abhängigkeit der Transmission T.

nicht einem endlichen Wert zustrebt, wie Formel (7) vermuten lässt, sondern ebenfalls nach null geht.

Der Fig. 4 kann man entnehmen, dass die Korrektur für den von uns normalerweise benutzten Bereich $0{,}2 < T < 0{,}4$ praktisch konstant ist. Mit unsern Raumwinkeln und dem angenommenen Mittelwert von $k^* = 2$ beläuft sie sich auf $\Delta T = 0{,}005$. Wir haben sämtliche Messungen mit diesem Wert korrigiert, obgleich er innerhalb der Messfehler liegt.

In Anlehnung an das Vorgehen von Lampi et al.[21]) versuchten wir auch, die Inscatteringkorrektur rein experimentell zu ermitteln durch Variation von ω_1. Wir verwendeten hierzu Streukörper aus Graphit von 24, 36, 52 und 78 mm Durchmesser und verschiedener Länge. Für 3,6 MeV Neutronenenergie konnten die Rechnungen

schön bestätigt werden. Insbesondere gruppierten sich die Messpunkte um die Kurve $T \ln 1/T$ und nicht um $1 - T$. Für k^* ergab sich der Wert 2,7, in Übereinstimmung mit [4]). Bei 2,6 MeV war der Effekt wesentlich schwerer nachzuweisen; unsere Messwerte sind mit $k^* = 1$ verträglich.

Bei einer fehlerfreien Methode darf der Wert des Wirkungsquerschnittes nicht von der Länge des Streukörpers abhängen. Je grösser der Variationsbereich der Länge, um so schärfer ist dieser Test; eigentlich verifiziert man auf diese Weise das exponentielle Transmissionsgesetz (3).

Wir haben solche Untersuchungen mit Graphitstreuern für zwei Neutronenenergien durchgeführt, nämlich 3,66 MeV in Vorwärtsrichtung und 2,39 MeV in seitlicher Richtung, wo sich der Unter-

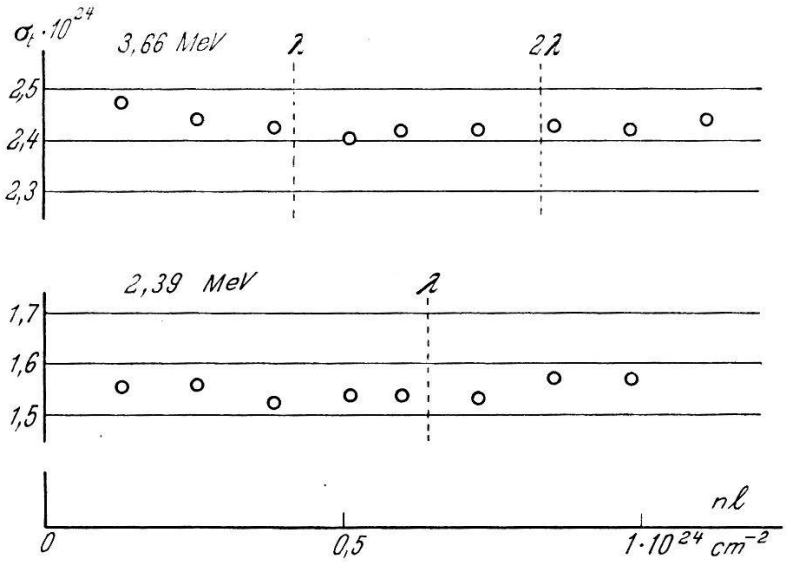

Fig. 5.

Variation des Wirkungsquerschnittes in Funktion der Kernzahl pro cm².

grund am stärksten auswirkt. Die Resultate sind in Fig. 5 dargestellt. Jeder Punkt ist das Mittel von zwei Mess-Sequenzen. Das Gesetz (3) ist also für einen grossen Bereich erfüllt, ein Gang lässt sich nicht ohne weiteres herauslesen. Die Streuung der Messpunkte gibt ein Bild von der innern Konsistenz unserer Messungen.

Die Erfüllung des Exponentialgesetzes ist eine notwendige, jedoch keine hinreichende Bedingung für einen fehlerfreien σ-Wert. Aus der Form der Inscatteringkorrektur (8) entnimmt man insbesondere, dass dadurch die σ-Werte nur um einen konstanten Betrag verschoben werden und sich deshalb mit obigem Test nicht erfassen lassen.

6. Resultate.

Wir möchten aus der Reihe der untersuchten Elemente drei der interessantesten herausgreifen, nämlich Kohlenstoff, Beryllium und Sauerstoff. Wir verzichten der Klarheit zuliebe darauf, in den graphischen Darstellungen alle Messwerte einzutragen, sondern begnügen uns mit den Mittelwerten. Einzelheiten laufen dabei Gefahr, verschmiert zu werden, weshalb wir in solchen Fällen mehr Gewicht legten auf Messungen, die bei besonders günstigen Bedingungen erfolgt waren. Es widerstrebt uns, eine glatte Kurve durch die Punkte zu ziehen, weil damit immer viel Willkür verbunden ist. Der Polygonzug anderseits soll lediglich den allgemeinen Verlauf besser hervortreten lassen.

Die Frage nach den Fehlergrenzen ist heikel zu beantworten. Über die Unsicherheit der Energieskala ist schon im Kapitel 2 das Nötige

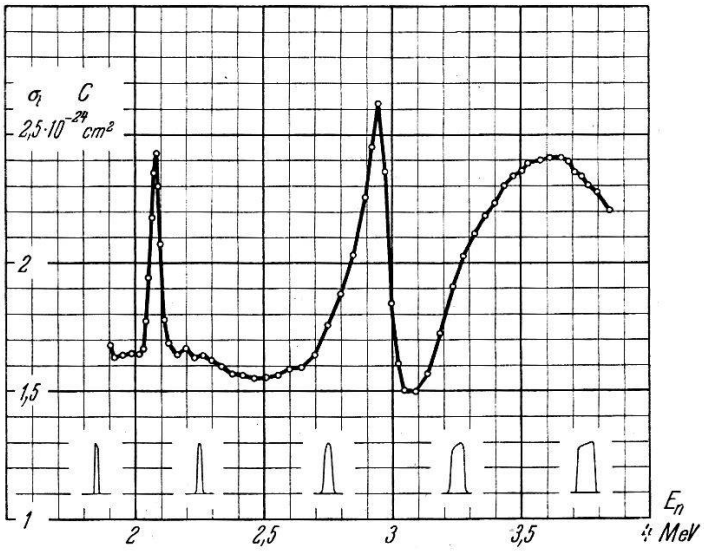

Fig. 6.

Totaler Wirkungsquerschnitt für Kohlenstoff. Einige berechnete Neutronenprofile sind angedeutet.

gesagt worden. Die grössten Verschiebungen, die wir an steilen Flanken je beobachten konnten, betrugen 20 kV. Wir glauben systematische Fehler so weit ausgemerzt zu haben, dass die Wirkungsquerschnitte in den Bereichen langsamer Variation für C und Be auf $\pm$ 3% richtig sind. Beim Sauerstoff sind die Fehler grösser, und deren Herkunft lässt eine absolute Angabe richtiger erscheinen, nämlich $\pm\, 0{,}1 \cdot 10^{-24}$ cm². Die Differenz zweier nahe beieinander liegender Messpunkte weist im allgemeinen einen kleinern Fehler auf, etwa die Hälfte des oben genannten Betrages. Bei scharfen

Resonanzstellen, deren Breite mit der Neutronenbreite vergleichbar ist, lässt sich überhaupt kein Fehler angeben. Angesichts dieser Situation halten wir es für untunlich, die Messpunkte mit Fehlerangaben zu versehen.

1. Kohlenstoff, Fig. 6.

Die Streukörper wurden aus kommerziellem Graphit von 99,5% Reinheit gedreht. Die meisten Messreihen wurden mit einem Streuer von $5{,}96 \cdot 10^{23}$ Kernen/cm² gemacht. Die Wirkungsquerschnitte oberhalb 2,5 MeV sind vergleichbar mit jenen von FREIER et al.[22]), die Resonanzstelle bei 2,95 ist aber viel ausgeprägter und zeigt eine asymmetrische Gestalt. Bei 2,09 MeV befindet sich eine bisher unbekannte, scharfe Resonanz von nur 40 keV scheinbarer Breite. Der Anschluss an die bekannten σ-Werte unterhalb 1,9 MeV scheint befriedigend.

2. Beryllium, Fig. 7.

Die Streukörper sind aus einem massiven Block von Berylliummetall herausgearbeitet worden*). Die Reinheit wurde mit 99,5%

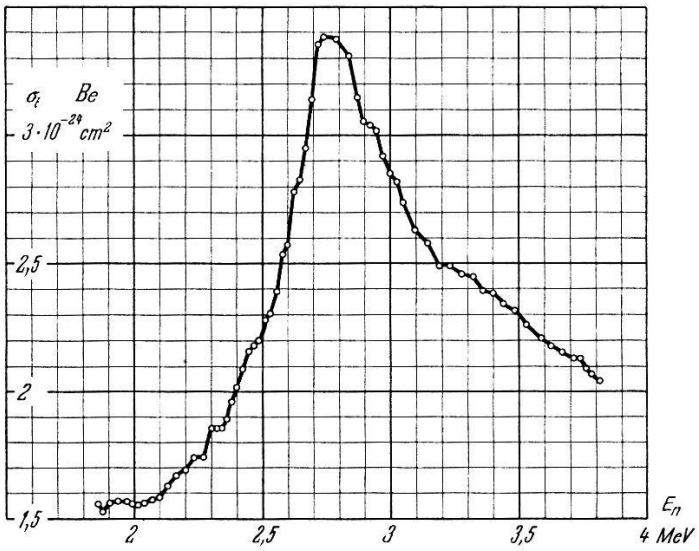

Fig. 7.
Totaler Wirkungsquerschnitt für Beryllium.

angegeben. Die verwendeten Dicken waren 5,95, 4,71 und 3,49 10^{23} Kerne/cm². Es ist zu bemerken, dass die Transmissionswerte von Be durchwegs grössere Fluktuationen aufwiesen als jene von

*) Zuvorkommenderweise zur Verfügung gestellt von Herrn Dir. KÖNIG, Selve-Werke in Thun, wofür wir auch an dieser Stelle danken möchten.

C, trotz gleichen äussern Bedingungen. Dies könnte auf eine nicht aufgelöste Feinstruktur hindeuten. Wir finden eine wesentlich schmälere Resonanz als STAFFORD[23]), hingegen sind die Absolutwerte bei 1,9 MeV, im Maximum bei 2,75 und oberhalb 3,5 MeV in guter Übereinstimmung.

3. Sauerstoff, Fig. 8.

Die Streukörper wurden aus chemisch reinem BeO-Pulver mit einer Beigabe von 0,2% Kolophonium zu Pillen gepresst und geglüht. Die Dicken waren (2,47 + 2,47) und (4,30 + 4,30)·10^{23} Kerne/cm². Da die meisten Messungen nach dem Differenzverfahren gemacht wurden, verzichten wir auf die Wiedergabe des Wirkungsquerschnitts von BeO und geben direkt die Kurve für Sauerstoff. Die Wahl von BeO mag wegen der starken Variation von σ_{Be} nicht

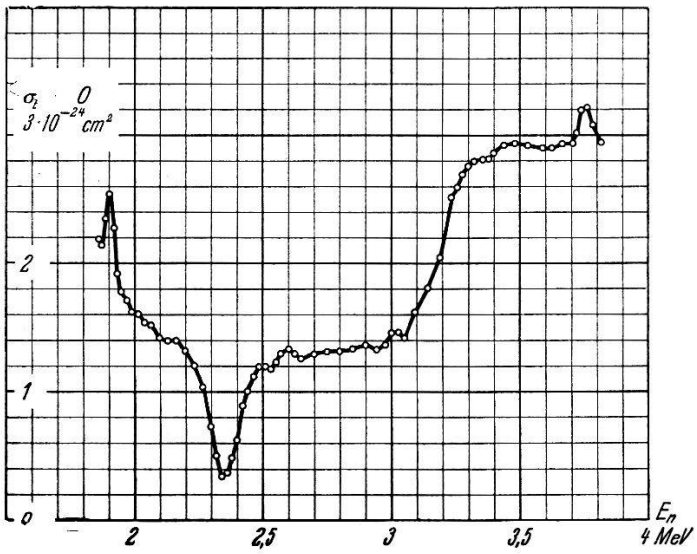

Fig. 8.
Totaler Wirkungsquerschnitt für Sauerstoff.

glücklich erscheinen. Wir hatten jedoch bei Si und Al eine so komplizierte Struktur gefunden, dass uns der monotone Verlauf bei Be eine bessere Gewähr für zuverlässige Messungen bot.

Zwischen 2,5 und 3,8 MeV folgt σ dem von FREIER et al[22]) angegebenen Verlauf, mit Ausnahme der kleinen Spitze bei 3,75 MeV. Im unteren Energiebereich fällt neben der sehr scharfen, nur die Neutronenbreite zeigenden Resonanz bei 1,8 MeV hauptsächlich die tiefe Einsattelung bei 2,35 MeV auf, welche man als negative Resonanz bezeichnen könnte, eine Erscheinung, die hier erstmalig in diesem Ausmass beobachtet wird.

7. Diskussion.

Die zur Prüfung von Kernmodellen geeignete Grösse ist der differentielle Streuquerschnitt. Leichter als dessen direkte Messung ist im allgemeinen die Trennung in eine Messung der Winkelverteilung der Neutronen und eine Messung des integralen Streuquerschnittes. Bei den leichten Elementen und den Neutronenenergien, die uns hier beschäftigen, sind die konkurrierenden Reaktionen wie (n, γ), (n, n′), (n, 2n), (n, p) und (n, α) entweder abwesend oder doch so unwahrscheinlich, dass unbedenklich der elastische Streuquerschnitt dem totalen gleichgesetzt werden darf.

Obwohl zur Konfrontation mit der Theorie die Resultate der Winkelverteilungen abgewartet werden müssen, können doch schon einige Bemerkungen gemacht werden.

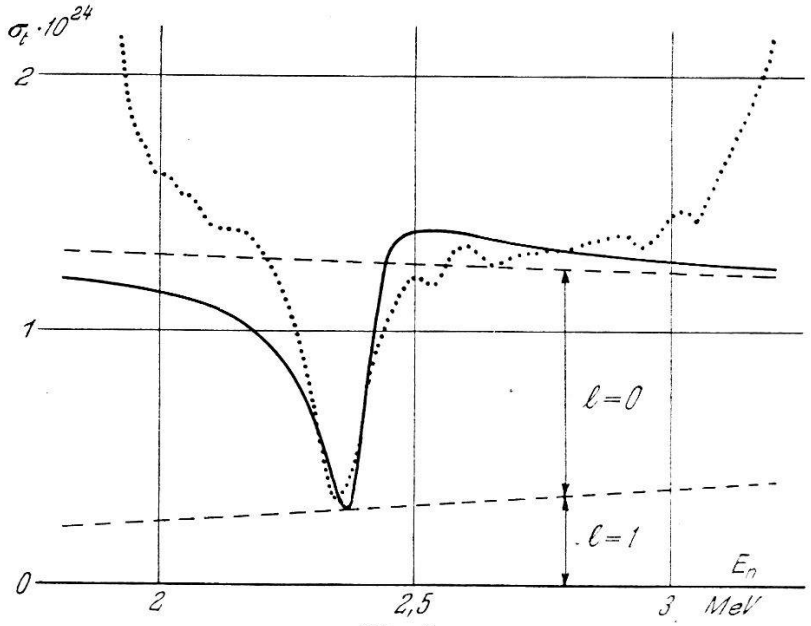

Fig. 9.

Negative Resonanzstelle beim Sauerstoff.

——— Berechneter Verlauf.

– – – – Ungestörte Potentialstreuung.

..... Experimenteller Verlauf.

Für den Kohlenstoff scheint festzustehen, dass zwischen 4,88 und 6,14 MeV Anregungsenergie des Zwischenkerns C^{13} kein virtuelles Niveau mit Neutronen angeregt werden kann[25]). Falls nicht im wenig untersuchten Intervall von 6,14 bis 6,63 MeV eine enge Resonanz unbemerkt geblieben ist, so befindet sich die erste Resonanzstelle bei 6,80 MeV.

Das bemerkenswerte Ergebnis dieser Arbeit ist ohne Zweifel die negative Resonanz beim Sauerstoff. Solche Erscheinungen sind in der formalen Kerntheorie zu erwarten infolge Interferenz mit der Potentialstreuung. Eine Einsattelung von der beobachteten Grösse kann nur zustande kommen, wenn ein virtuelles S-Niveau mit der Potentialstreuung interferiert. Wir haben deshalb den Verlauf des Streuquerschnittes in der Umgebung einer isolierten S-Resonanzstelle vom BREIT-WIGNER-Typ berechnet[24]). Von Belang sind nur die Potentialstreuungen mit Bahndrehimpuls $l = 0$ und 1. Die beste Anpassung erfordert folgende Parameter: Kernradius $R = 3{,}53$ 10^{-13} cm, nominelle Resonanzstelle $E_s = 2{,}37$ MeV, Breite $\Gamma =$ 0,10 MeV. In Fig. 9 sind Theorie und Experiment miteinander verglichen. Restlose Übereinstimmung darf nicht erwartet werden, weil links und rechts weitere Resonanzstellen liegen. Der Minimalwert der Streuung ist empfindlich auf R. Es ist deshalb sehr befriedigend, dass der benötigte R-Wert gerade dem klassischen Nucleonradius $r_0 = 1{,}40 \cdot 10^{-13}$ cm entspricht.

Zum Schluss möchten wir Herrn Prof. P. SCHERRER für die jederzeit gewährte Unterstützung danken. Herrn Prof. M. VERDE, auf dessen Anregung diese Arbeit unternommen wurde, und Herrn Prof. V. WEISSKOPF sind wir für manche fruchtbare Diskussionen über Kerntheorie zu grossem Dank verpflichtet. Fräulein F. DEMICHELIS und Herrn R. MEIER sind wir dankbar für Mithilfe bei Rechnungen und Messungen.

Literaturverzeichnis.

1) H. H. GOLDSMITH, H. C. IBSER, B. T. FELD, Rev. Mod. Phys. **19**, 259 (1947).
2) E. LÜSCHER, R. RICAMO, P. SCHERRER, W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **23**, 561 (1950).
3) M. VERDE, Helv. Phys. Acta **23**, 501 (1950).
4) E. BALDINGER, P. HUBER, R. RICAMO, W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **23**, 503 (1950).
5) R. RICAMO, W. ZÜNTI, E. BALDINGER, P. HUBER, Helv. Phys. Acta **23**, 508 (1950).
6) A. O. HANSON, R. F. TASCHEK, J. H. WILLIAMS, Rev. Mod. Phys. **21**, 635 (1949).
7) G. T. HUNTER, H. T. RICHARDS, Phys. Rev. **76**, 1445 (1949).
8) J. H. MANLEY, J. H. COON, E. R. GRAVES, Phys. Rev. **70**, 101 (1946).
9) B. B. ROSSI, H. H. STAUB, NNES V/2 (1949).
10) A. V. TOLLESTRUP, F. A. JENKINS, W. A. FOWLER, C. C. LAURITSEN, Phys. Rev. **75**, 1947 (1949).
11) A. H. MORRISH, Phys. Rev. **76**, 1651 (1949).
12) T. W. BONNER, J. E. EVANS, Phys. Rev. **73**, 666 (1948).

[13]) R. G. Herb, S. C. Snowdon, O. Sala, Phys. Rev. **75**, 246 (1949).
[14]) O. Huber, F. Humbel, H. Schneider, R. Steffen, Helv. Phys. Acta **22**, 418 (1949).
[15]) W. C. Elmore, M. Sands, NNES V/1 (1949).
[16]) H. B. Frey, W. M. Grim, W. M. Preston, T. S. Gray, Phys. Rev. **82**, 372 (1951).
[17]) L. Rosenfeld, Nuclear Forces, Amsterdam 1948.
[18]) M. E. Rose, M. M. Shapiro, Phys. Rev. **74**, 1853 (1948).
[19]) R. Ricamo, Nuovo Cim. **8**, 383 (1951).
[20]) W. B. Jones, Phys. Rev. **74**, 364 (1948).
[21]) E. E. Lampi, G. D. Freier, J. H. Williams, Phys. Rev. **80**, 853 (1950).
[22]) G. Freier, M. Fulk, E. E. Lampi, J. H. Williams, Phys. Rev. **78**, 508 (1950).
[23]) G. H. Stafford, Proc. Phys. Soc. **64**, 388 (1951).
[24]) H. Feshbach, D. C. Peaslee, V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **71**, 145 (1947).
[25]) W. F. Hornyak, T. Lauritsen, P. Morrison, W. A. Fowler, Rev. Mod. Phys. **22**, 291 (1950).