

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 24 (1951)  
**Heft:** V

**Artikel:** Wirkungsquerschnittsmessungen des  $N^{14}(n,B^{11})$ - und des  $N^{14}(n,p)C^{14}$ -Prozesses mit monochromatischen D-D-Neutronen  
**Autor:** Bollmann, W. / Zünti, W.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112230>

#### **Nutzungsbedingungen**

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

#### **Conditions d'utilisation**

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

#### **Terms of use**

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

**Download PDF:** 23.02.2026

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

# Wirkungsquerschnittsmessungen des $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ - und des $N^{14}(n, p)C^{14}$ -Prozesses mit monochromatischen D-D-Neutronen

von W. Bollmann und W. Zünti.

(28. VII. 1951.)

*Summary.* The variation of the cross-sections of the  $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$  and the  $N^{14}(n, p)C^{14}$  reactions was measured with monochromatic D-D-neutrons in the energy range from 2 to 3.6 MeV.  $(n, \alpha)$  resonances were found at neutron energies of 2.26, 2.56 and 2.75 MeV, and  $(n, p)$  resonances at 2.26 and 2.80 MeV. Different methods of the determination of  $Q$ -values are discussed. A description of a simple photographic pulse height spectrometer is also included.

## 1. Einleitung.

Schon mehrmals ist darauf hingewiesen worden, wie wichtig die Kenntnis der Energieniveaus der Atomkerne für das theoretische Verständnis der Kerne sein könnte. Die vorliegende Arbeit befasst sich nun mit *Anregungszuständen des Kerns  $N^{15}$* , die zwar schon oft, aber mit widersprechenden Resultaten untersucht wurden. Es handelt sich um hoch angeregte Zustände, die sich aus  $N^{14}$  durch Neutroneneinfang realisieren lassen. Die Anregungszustände äussern sich als Resonanzmaxima der Wirkungsquerschnitte der  $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ - und der  $N^{14}(n, p)C^{14}$ -Reaktion.

Zur Bestimmung dieser Resonanzen wurden bis jetzt *zwei verschiedene Methoden* angewandt. Bei der ersten Methode wird ein kontinuierliches Neutronenspektrum eingestrahlt, wobei Maxima der Energieverteilung der Reaktionsprodukte bestimmten Niveaus des Zwischenkerns  $N^{15}$  zugeordnet werden können, falls die Reaktionsenergie bekannt ist, und falls man sicher ist, dass die Reaktion in den Grundzustand des Endkerns führt. Diese Methode wurde von WILHELMY<sup>1)</sup> geschaffen und später von einer Reihe anderer Autoren übernommen. (Literaturangaben über die früheren Arbeiten finden sich in <sup>2)</sup>.) Für derartige Untersuchungen wurden oft Rn-Be- und Po-Be-Quellen benutzt, so auch für die neueste Arbeit von STETTER und BOTHE<sup>3)</sup>. Einzig STEBLER und HUBER<sup>2)</sup> haben verlangsamte D-D-Neutronen verwendet.

Die zweite Methode beruht auf der Verwendung von monochromatischen Neutronen. Als erste haben nach dieser Methode BARNETT und BATTAT<sup>4)</sup> mit Neutronen aus der  $Li^7(p, n)Be^7$ -Reaktion

gemessen. Auch eine neuere, wesentlich verbesserte Arbeit von JOHNSON und BARSHALL<sup>5)</sup> wurde mit Li-Neutronen durchgeführt. Mit monochromatischen D-D-Neutronen hat bisher SIKKEMA<sup>6)</sup> gemessen. Auch unsere Messungen wurden mit D-D-Neutronen durchgeführt. Die Resultate der oben zitierten Autoren finden sich in Ziff. 16 diskutiert.

## 2. Prinzipielle Übersicht über die Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung setzt sich zusammen aus: 1. Neutronenquelle; 2. Ionisationskammer mit Verstärker und Registrierteil und 3. Neutronenmonitor.

Da im Laborsystem die Neutronenenergie vom Winkel  $\vartheta$  zwischen der Einfallsrichtung der Deuteronen und der Austrittsrichtung der Neutronen abhängt, lässt sich die Energie der in die Kammer einfallenden Neutronen durch die Stellung der Kammer festlegen. Die Anzahl der registrierten Prozesse, bezogen auf die Anzahl der im Monitor registrierten Neutronen, ergibt nach einigen Korrekturen den gesuchten Wirkungsquerschnitt.

## 3. Erzeugung der Neutronen.

Als Neutronenquelle dient der Tensator<sup>7)</sup>. Im Strahlrohr beschleunigte D<sup>+</sup>-Ionen (590 kV) erzeugen in einer dünnen Target aus schwerem Eis Neutronen durch die Reaktion D<sup>2</sup>(d, n) He<sup>3</sup>. Zur Trennung von den übrigen Ionen und zur besseren Definition der Geschwindigkeit wird der Deuteronenstrahl in einem Magnetfeld 45° abgelenkt. Die Beschleunigungsspannung des Tensators ist auf 2% genau durch Anregung der verschiedenen F<sup>19</sup>(p,  $\alpha$   $\gamma$ )O<sup>16</sup>- $\gamma$ -Linien geeicht worden.

Sowohl die Neutronenenergie ( $E_n(\vartheta)$ ), als auch die Neutronenintensität ( $N_n(\vartheta)$ ) sind Funktionen des Winkels  $\vartheta$  (= Winkel zwischen der Einfallsrichtung der Deuteronen und der Austrittsrichtung der Neutronen). Zur Berechnung dieser Funktionen für dünne Target verwendeten wir als  $Q$ -Wert der D-D-Reaktion die Angabe von TOLLESTRUB u. a.<sup>20)</sup>  $Q = +3,265 \pm 0,018$  MeV. Die Zahlwerte des differenziellen Wirkungsquerschnittes für die Berechnung von  $N_n(\vartheta)$  entstammen der Arbeit von HUNTER und RICHARDS<sup>8)</sup>.

Für dicke Target (volle Sättigung) berechneten wir einige *Neutronenspektren*  $N_n(E_n, \vartheta)$  unter Verwendung des theoretischen Bremsvermögens für schweres Eis. Zur Messung der Stickstoff-Wirkungsquerschnitte verwendeten wir eine Target von  $^{1/4}$ -Sättigungsdicke. Die Rechnung zeigt, dass diese einem Energieverlust der Deuteronen in der Target von 60 keV entspricht, was eine

Breite des Neutronenspektrums von 80 keV in Vorwärtsrichtung ( $\vartheta = 0$ ) bedingt. Zur Bestimmung der mittleren Neutronenenergie sind somit von der Beschleunigungsspannung 30 kV abzuziehen, so dass mit einer mittleren Deuteronenenergie von 560 keV zu rechnen ist.

#### 4. Registrierung der Reaktionen.

Die Registrierapparatur besteht aus: a) Ionisationskammer, b) Vorverstärker, c) Linearverstärker, d) Kathodenstrahlloszillograph, e) Diskriminatoren mit Zählwerken, f) Hochspannungsgerät und g) Eichimpulsgerät.

a) Die Ionisationskammer ist von BALDINGER und HUBER<sup>9)</sup> beschrieben worden. Es handelt sich um eine als Schutzring-Platten-

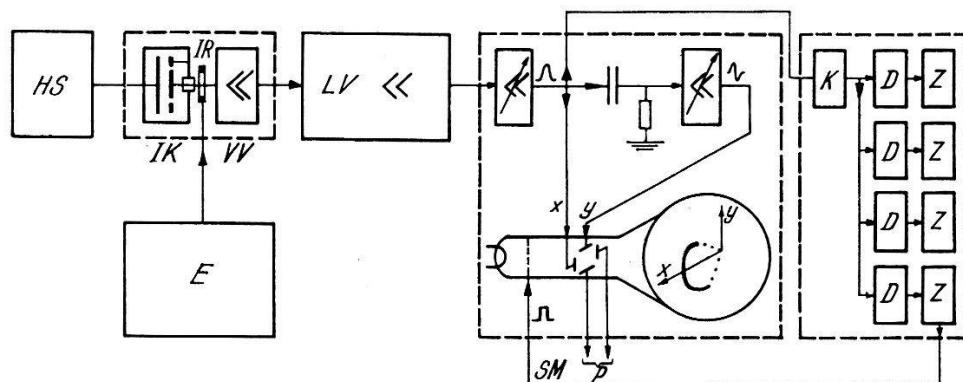


Fig. 1.

Blockschema der Registrierapparatur.

*HS* = Hochspannungsgerät

*LV* = Linearverstärker

*E* = Eichimpulsgerät

*P* = Fixierung des Nullpunktes

*IK* = Ionisationskammer

*SM* = Strahlmodulation

*IR* = Induktionsring

*K* = Kathode-Follower

*VV* = Vorverstärker

*D* = Diskriminator

*Z* = Univibrator mit Zählwerk.

kondensator ausgebildete Druckkammer (Plattenabstand: 1 cm, Plattendurchmesser: 4 cm). Die Sammelelektrode nimmt positive Ionen auf.

b) Als Vorverstärker dient eine Pentode vom Typ 38. Sie wird mit 9 Volt Anodenspannung, 14 Volt Schirmgitterspannung (Batterie) und 4 Volt Heizspannung (Akku) betrieben. Die Röhre arbeitet mit freiem Gitter. Anoden- und Schirmgitterspeisespannung sind auf minimales Verhältnis von Untergrund zu Stoss eingestellt.

c) In unserem Fall setzt sich der Linearverstärker zusammen aus: Erste Verstärkerstufe (2 Röhren gegengekoppelt), Filterglied (Frequenzbereich von 10 bis 200 Hz), Untersetzer, Umkehrstufe, zweite Verstärkerstufe und Endstufe.

d) Der Oszillograph und seine Schaltung wird in Ziffer 5 beschrieben im Zusammenhang mit der photographischen Registrierung von Impulsspektren.

e) Das Diskriminatioraggregat besteht aus einer Kathode-Follower-Stufe, gefolgt von 4 parallel geschalteten Diskriminatoren in Form von Schmitt-Triggern, wie sie ähnlich in <sup>10)</sup> beschrieben sind. Die Röhren der Diskriminatoren sind vom Typ 6AU6. Jedem Diskriminatator folgt ein Univibrator mit Zählwerk. Die Gittervorspannung der Diskriminatoren lässt sich durch eine Kompensationsmethode messen. Dadurch bleibt die Vorspannung durch die Messung ungestört. Der Eingangsstoss in den Kathode-Follower stammt aus der ersten Verstärkerstufe des Oszillographen.

f) Das für maximal 10 kV gebaute Hochspannungsgerät wird mit Netzfrequenz betrieben und ist primärseitig durch einen Variac steuerbar. Der Filtrierung sind Grenzen gesetzt, da vom Transfomator in den Kondensatoren Wechselspannung induziert wird. Durch Abschirmung und Auswahl der Kondensatoren liess sich diese Störung auf eine Wechselspannungsamplitude von 0,3 mV heruntersetzen.

g) Das Eichimpulsgesät liefert trapezförmige Impulse mit einer Anstiegszeit, die stufenweise von  $1,4 \cdot 10^{-4}$  sec bis  $8,2 \cdot 10^{-3}$  sec einstellbar ist. Diese Spannungsimpulse lassen sich durch Änderung eines Anodenstromes in einem niederohmigen Widerstand erzeugen. Durch einen Induktionsring werden die Eichstösse auf das Gitter der Vorverstärkerröhre übertragen.

Besondere Vorsicht erfordert Erdung und Abschirmung der ganzen Anlage, der starken elektrischen und magnetischen Störungen wegen, die von den Nadelgleichrichtern des Tensators ausgehen.

### 5. Photographische Registrierung von Impulsspektren.

Ein Impulsspektrograph hat den Zweck, eine zeitlich statistische Folge von Spannungsimpulsen verschiedener Grössen ihren Grössen entsprechend zu sortieren. Im folgenden wird eine Methode der Registrierung von „Impulsspektren“ beschrieben, deren Vorteil in ihrem geringen Aufwand an Spezialgeräten liegt. Diese Art Registrierung lässt sich gut für orientierende Hilfsmessungen verwenden. Für genaue Messungen jedoch hat sie sich nach eingehender Prüfung, der vielen Parameter wegen, als zu schwerfällig erwiesen.

Nach dieser Methode, die auf einer Idee von E. BLEULER beruht, sollen die Spannungsimpulse mit möglichst einfachen Mitteln so

transformiert werden, dass sie sich in einem Band, analog einem optischen Spektrum, photographieren und photometrieren lassen. Der Wellenlänge im optischen Spektrum soll hier die Stossgrösse, der Intensität der Linie die Stossdichte entsprechen.

Für die Registrierung der „Spektren“ wird ein Oszillograph mit 2 unabhängigen Verstärkerstufen benötigt, deren Verstärkungsgrad kontinuierlich einstellbar ist. Wie man in Figur 1 sieht, gelangt der Spannungsstoss aus dem Linearverstärker, nachdem er die erste Verstärkerstufe des Oszillographen durchlaufen hat, auf die  $x$ -Ablenkplatte. Gleichzeitig wird er durch ein RC-Glied differenziert und erreicht durch die zweite Verstärkerstufe die  $y$ -Ablenkplatte. Dadurch beschreibt der Kathodenstrahl ein „Oval“, dessen horizontale Ausdehnung ( $x$ -Ablenkung) ein Mass für die Stossgrösse des Eingangsstosses ergibt. Auf diese Weise wird entlang der  $x$ -Achse das verlangte „Spektrum“ aufgezeichnet. Die beiden Gegenstücke der  $x$ - und der  $y$ -Ablenkplatte befinden sich zur Festlegung der Nullage auf bestimmtem Potential. Diese Nullage musste in einen für die Photographie günstigen Bereich des Leuchtschirms verlegt werden. Im Ruhezustand ist der Strahl unterdrückt. Er wird durch einen positiven Rechteckstoss aus dem ersten Zählwerk-Univibrator auf das Gitter der Kathodenstrahlröhre freigegeben.

Die Figuren 2, 3 und 4 zeigen Beispiele von Aufnahmen. Figur 2 enthält eine Serie von „Eichlinien“, Figur 3 einige Bänder kontinuierlich verteilter Eichimpulse und Figur 4 ein Spektrum von Impulsen des  $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ -Prozesses. Photogramme von derart aufgenommenen Impulsverteilungen finden sich in Figur 7a, 8 und 10a.

Im folgenden soll auf einige Probleme und Schwierigkeiten einer quantitativen Auswertung der Photogramme hingewiesen werden.

Zur Auswertung ist sowohl der Maßstab der Abszisse als auch jener der Ordinate zu eichen. Die *Abszisse* zeigt die Stossgrösse und ist somit ein Mass für die Energie, welche in der Kammer von Kern- teilchen durch Ionisation abgegeben wird. Die Energieskala lässt sich durch Eichimpulse auf den Induktionsring bestimmen (Fig. 2). Sie ist wegen Nichtlinearität der Auslenkung des Kathodenstrahls und wegen photographischer Abbildung der gekrümmten Oberfläche der Kathodenstrahlröhre etwas verzerrt.

Die *Ordinate*  $z$  des Photogramms kann zwischen  $z = 0$  (Stossdichte = 0, Grundschieleier) und  $z = 1$  (Stossdichte =  $\infty$ , totale Schwärzung) variieren. Da sich  $z$  mit wachsender Stossdichte asymptotisch dem Wert 1 nähert, ist der Zusammenhang zwischen Ordinatenmaßstab und Stossdichte stark nichtlinear. Deshalb sind vor den eigentlichen Messungen durch Vorversuche die photographischen

Bedingungen (Blende, Gesamtstosszahl usw.) so festzulegen, dass die Ordinate  $z$  nicht grösser als ca. 0,6 wird.

Eine weitere Schwierigkeit liegt darin, dass dem Kathodenstrahl zum Durchlaufen einer grossen und einer kleinen Schleife dieselbe Zeit, nämlich die Stossdauer, zur Verfügung steht. Dadurch wird die Geschwindigkeit des Lichtpunktes auf dem Leuchtschirm proportional zur Stossgrösse, weshalb der Film auf der  $x$ -Achse (auf der photometriert wird) durch einen grossen Stoss weniger geschwärzt wird als durch einen kleinen. Mit Hilfe eines passenden, vor dem Leuchtschirm angebrachten Graukeils lassen sich diese Unterschiede der Schwärzung weitgehend korrigieren.

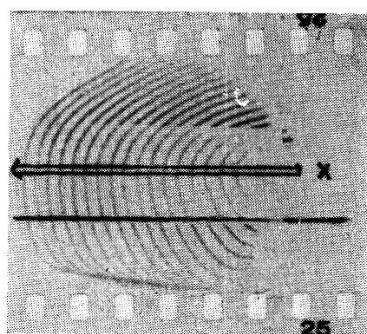


Fig. 2.

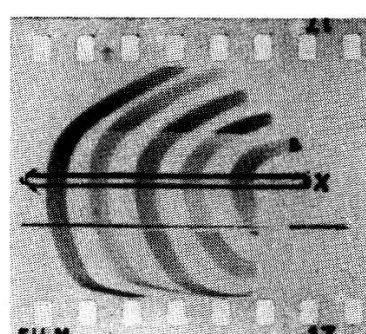


Fig. 3.

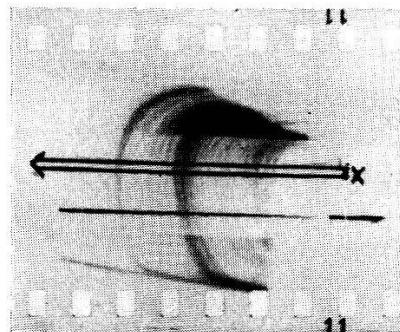


Fig. 4.

Beispiele von Aufnahmen des Leuchtschirmes.

Einen Einfluss übt auch der *Intermittenzeffekt* aus, welcher bewirkt, dass die Schwärzung des Films von der Schnelligkeit der Stossfolge abhängt. Eine bestimmte Anzahl von rasch hintereinander folgenden Stössen bewirkt eine stärkere Schwärzung als die selbe Zahl in einer langsameren Stossfolge.

Die *Auswertung* der Photogramme ist folgendermassen gedacht: Nachdem durch Eichung der Energiemassstab der Abszisse und die „Kurven konstanter Stossdichte“ der Ordinate bestimmt worden sind, ist das Photogramm mit Hilfe dieses „Kurvennetzes“ zu ent-

zerren, d. h. auf ein kartesisches Koordinatensystem zu übertragen, wo sich dann die einzelnen Teile des Impulsspektrums durch Planimetrierung auswerten lassen.

Zur Bestimmung eines Punktes der „Kurven konstanter Stossdichte“ muss ein kleines Energieintervall in einer statistischen Stossfolge gleichmässig mit Stössen belegt werden (Fig. 3), und zwar, um den Intermittenzeffekt weitgehend zu kompensieren<sup>11)</sup>, während derselben Zeitdauer, die auch für die Aufnahme der später auszuwertenden Impulsspektren benötigt wird. Der Grund liegt darin, dass im Impulsspektrum, das während einer bestimmten Zeitdauer aufgenommen wurde, die Partien mit kleiner Stossdichte durch eine langsame Stossfolge, jene mit grosser Stossdichte durch eine schnelle Stossfolge erzeugt wurden. Die Bestimmung einer grösseren Zahl von Eichpunkten nimmt somit eine längere Zeit in Anspruch. Zieht man weiter in Betracht, dass das kommerzielle Filmmaterial von Film zu Film Unterschiede aufweist und dass damit die Eichung für jeden neuen Film mindestens stichprobenweise zu wiederholen ist, was eine Änderung des „Kurvennetzes“ nach sich ziehen kann, so sieht man leicht ein, dass die beschriebene photographische Registrierung für genaue Messungen wenig geeignet ist, wogegen sie für qualitative Untersuchungen (z. B. zur Bestimmung der Lage von Maxima) gute Dienste leisten kann. Wir verwendeten sie deshalb unter anderem zur Aufnahme von „Sättigungskurven“ (Stossgrösse von Po- $\alpha$ -Strahlen in Funktion der Feldstärke in der Kammer) und zur Messung der Energie der Reaktionsprodukte des  $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ -Prozesses, d. h. für Untersuchungen, bei denen es nur auf die Lage eines Maximums ankommt und nicht auf die Stosszahl. Die Stosszahlen einzelner Teile von Impulsspektren dagegen bestimmten wir mit Hilfe der Diskriminatoren.

## 6. Neutronenmonitor.

### A. Allgemeines.

Als Neutronenmonitor wird ein Scintillationszähler verwendet, der sich aus: Anthracenkristall, Lichtleiter aus Plexiglas, Photomultiplier (1P21), Verstärker, Diskriminator und Scale of 1024 zusammensetzt. Die Betriebsspannung des Multipliers beträgt 850 Volt. Der Impulsverstärker ist von der Art, wie in ELMORE<sup>12)</sup> angegeben. Er ist 2stufig, verstärkt 3000fach und hat eine „rise time“ von 0,06  $\mu$ sec. Der Diskriminator vom Schmitt-Trigger-Typ<sup>10)</sup> ist so eingestellt, dass der Nulleffekt gegenüber den bei der Messung auftretenden Stosszahlen vernachlässigt werden kann.

Monitor und Ionisationskammer sind starr verbunden. Der Monitor ändert also seine Stellung gegenüber der Target zusammen mit der Kammer. Wir bezeichnen hier Ebenen, die durch den Deuteronenstrahl hindurchgehen, als Meridianebenen. Der Kristall, der sich unter der Kammer befindet, bewegt sich somit nicht in einer Meridianebebene (Fig. 5). Deshalb haben die Neutronen, die die Kammer durchlaufen, und jene, die im Kristall registriert werden,

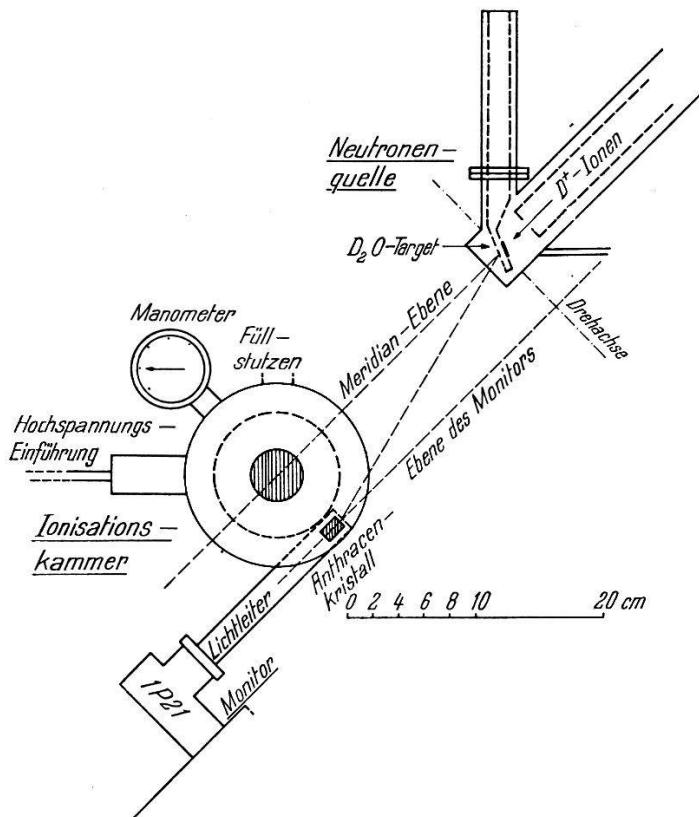


Fig. 5.  
Geometrie der Messanordnung.

im allgemeinen etwas verschiedene Energien und verschiedene Intensitäten. Dieser Fehler kann jedoch gleichzeitig mit der Abhängigkeit der Monitor-Empfindlichkeit auf Neutronen verschiedener Energie korrigiert werden (Ziff. 6 C).

### B. Monitoruntergrund.

Da es uns hier nur auf die relative Monitoremfindlichkeit ankommt, beschränkt sich die Bestimmung des Untergrundes darauf, die im Monitor gemessene Stosszahl in zwei Anteile zu zerlegen, einen solchen, der proportional ist zur Neutronenzahl, die von der Target stammt, und einen, der von der Target unabhängig ist. Das geschah folgendermassen: Zwischen Target und Kristall liess sich

ein Paraffinabsorber ( $\varnothing 4,5$  cm, Länge 16 cm) anbringen. Für zwei Stellungen der Kammer ( $0^\circ$  und  $65^\circ$ ) wurde nun bei konstantem Targetstrom von 5  $\mu$ A mit und ohne Absorber die Monitor-Stosszahl gemessen, und zwar 1. mit einer Target ohne schweres Eis, 2. mit einer Eistarget von  $\frac{1}{4}$  Sättigungsdicke und 3. mit einer solchen von voller Sättigung. Dann wurden für alle 6 Fälle die Verhältnisse  $N_2/N_1$  bestimmt. ( $N_1$  = Stosszahl ohne Absorber,  $N_2$  = Stosszahl mit Absorber.) Die Resultate sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1.

 $N_1, N_2$ , Scale of 256/min.

Sätt.	$0^\circ$		$65^\circ$	
	$N_1$	$N_2/N_1$	$N_1$	$N_2/N_1$
0	57	20%	24	51%
$\frac{1}{4}$	480	18%	148	28%
1	1568	19%	532	24%

Wie man sieht, hat sich bei Stellung  $0^\circ$  das Verhältnis  $N_2/N_1$  durch das Aufdampfen praktisch nicht geändert, trotzdem die Stosszahl um einen Faktor 27 variierte, was zeigt, dass in dieser Stellung praktisch kein von den Targetneutronen unabhängiger Untergrund vorhanden ist. Allerdings würde man erwarten, dass der Absorber höchstens 2—3% der Neutronen durchlässt, anstatt 20%. Es ist jedoch zu beachten, dass der Kristall von viel Material (Eisen der Ionisationskammer, Traggerüst usw.) umgeben ist, wodurch ein merklicher Teil der Neutronen seitlich in den Kristall hineingestreut wird. Dieser Teil ist jedoch proportional zu den direkt von der Target kommenden Neutronen und gehört somit nicht zum Untergrund, wie er hier definiert ist.

Bei der  $65^\circ$ -Stellung dagegen steigt das Verhältnis  $N_2/N_1$  mit abnehmendem Sättigungsgrad stark an, was auf einen von der Target unabhängigen Anteil hindeutet, der von den Blenden im Strahlrohr stammen kann. Bestimmt man nun bei Sättigung 0 und Sättigung  $\frac{1}{4}$  einen konstanten Anteil  $\delta$  so ( $N_1 = N_1^* + \delta$ ,  $N_2 = N_2^* + \delta$ ), dass das Verhältnis  $N_2^*/N_1^*$  für beide Fälle gleich ist, so erhält man für dieses Verhältnis 22%, was wenig vom entsprechenden Verhältnis der  $0^\circ$ -Stellung (19%) abweicht. Man macht somit keinen grossen Fehler, wenn man  $N_2^*/N_1^*$  durchgehend auf 20% festlegt, und den Überschuss  $\delta$  als den von der Target unabhängigen Untergrund interpretiert. Neben den beiden Stellungen ( $0^\circ, 65^\circ$ ) wurde für  $\frac{1}{4}$ -Sättigung die Winkelabhängigkeit der Stosszahl mit

und ohne Absorber gemessen, wodurch sich aus  $N_2^*/N_1^* = 20\%$  die Winkelabhängigkeit des Untergrundes bestimmen liess.

Die Neutronen, die auch bei Sättigung 0 noch von der Target kommen, stammen von Deuteronen, die früher in die Target hineingeschossen wurden.

### C. Bestimmung der Monitoremppfindlichkeit.

Zur Bestimmung der relativen Empfindlichkeit des Monitors für schnelle Neutronen, wurde bei konstantem Targetstrom ( $5 \mu\text{A}$ ), und konstanter Tensatorspannung (590 kV) die Monitorstosszahl in

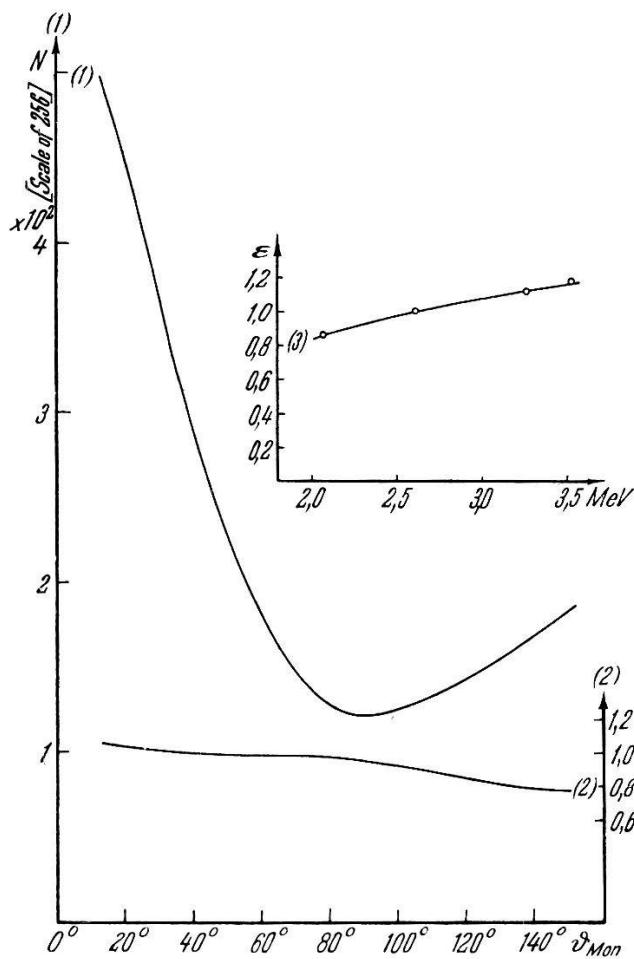


Fig. 6.

Bestimmung der Monitoremppfindlichkeit.

- (1): Gemessene Stosszahl.
- (2): Verteilung (1), bezogen auf die berechnet Verteilung  $\frac{1}{4}$ -Sättigung,  $E_D = 560 \text{ keV}$ .
- (3): Relative Monitoremppfindlichkeit  $\varepsilon(E_n)$ .

Funktion der Winkelstellung der Kammer gemessen. Dabei war zu berücksichtigen, dass die dünne Target aus schwerem Eis während der Messung etwas verdampfte, weshalb der Sättigungsgrad der Target von Zeit zu Zeit in der Ausgangslage ( $\vartheta = 0^\circ$ ) zu kontrollieren war.

Von der gemessenen Winkelabhängigkeit wurde der nach Ziffer 6 B bestimmte Untergrund abgezogen. Das Verhältnis der korrigierten zur theoretischen Verteilung ergab einen Verlauf der Empfindlichkeit, der, wie im nächsten Absatz gezeigt wird, noch einer weiteren Korrektur bedarf. Als theoretische Verteilung wurde dabei die berechnete Verteilung für dünne Target und für die mittlere Neutronenenergie angenommen, die einer Deuteronenenergie von 560 keV entspricht. Wie man in Figur 6 sieht, verläuft diese provisorische Empfindlichkeit (2) nicht ganz monoton.

Als weiterer Effekt ist die Streuung der Neutronen in der Target und im Messingrohr des untersten Strahlrohrteils zu berücksichtigen. Die Target hat die Form eines Zylinderabschnittes. Sie ist hohl und kann zur Kühlung mit flüssigem Stickstoff gefüllt werden. Die gekrümmte Seite ist dem Strahl zugekehrt. Diese Form wurde gewählt, um die Störung der Neutronenverteilung durch die Streuung der Neutronen im Targetmaterial in Funktion von  $\vartheta$  kontinuierlich verlaufen zu lassen, denn für eine plattenförmige Target hat die von den Neutronen durchlaufene Masse als Funktion des Winkels  $\vartheta$  in der Plattenebene ( $\vartheta = 90^\circ$ ) eine Unstetigkeit, welche ihrerseits in einem gemessenen Wirkungsquerschnitt eine Unstetigkeit vor täuschen kann.

Mit Berücksichtigung dieser Neutronenstreuung ergibt sich für die Monitormpfindlichkeit ein gleichförmiger, in Funktion der Neutronenenergie praktisch linearer Verlauf (Fig. 6). Die Neigung der Kurve Nr. 3 hängt von der Diskriminatoreinstellung ab.

#### D. Absolutempfindlichkeit.

Die Absolutempfindlichkeit des Monitors ergab sich in unserer Anordnung mit einem zylinderförmigen Anthracenkristall von 13,8 mm Durchmesser und 33 mm Länge zu ca. 19 %.

#### 7. Energieeichung.

Die Energie eines Kernteilchens wird in der Ionisationskammer durch die von ihm erzeugte Ladung und die damit verbundene Spannungsänderung an der Kammer gemessen. Diese Energie lässt sich folgendermassen darstellen:

$$E = V \cdot J \cdot C/e$$

$E$  = Energie in eV.

$V$  = Durch das Teilchen erzeugte Spannungsänderung der Kammer.

$J$  = Arbeit pro Ionenpaar, gemessen in eV.

$C$  = Kapazität der Ionisationskammer, gemessen in Farad.

$e$  = Elektronenladung =  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Clb.

Im folgenden wird die Bestimmung von  $C$ ,  $V$  und  $J$  beschrieben.

a) Die Kapazität  $C$  der Ionisationskammer wurde aus der Kammergeometrie berechnet. Die Kammer hatte die Form eines kreisförmigen Plattenkondensators mit einem Plattenabstand von  $h = 10,02$  mm und einem Durchmesser des mittleren Kreisringes zwischen Auffängerplatte und Schutzring von  $D = 41,25$  mm. Daraus ergibt sich eine Kapazität von:

$$C = \frac{\epsilon_0 \cdot D^2 \pi}{h} = 1,188 \text{ pF.}$$

b) Die Spannungsänderung  $\delta V$  an der Ionisationskammer, die durch ein ionisierendes Kernteilchen erzeugt wird, kann mit bestimmten Eichimpulsen, die auf die Hochspannungsplatte gegeben werden, verglichen und so gemessen werden. Es ist jedoch a priori nicht ganz sicher, dass eine bestimmte Spannungsänderung denselben Ausgangsimpuls liefert, je nachdem ob die Kammer unter Spannung steht oder nicht. Eine nicht ideale Isolation der Kammer könnte einen schwachen Strom im sehr hohen Gitterableitwiderstand der Elektrometerröhre verursachen und damit eine Verschiebung des Arbeitspunktes der Röhre bewirken. Deshalb ist es angezeigt, die Eichung unter denselben Bedingungen wie die Messung durchzuführen. Aus diesem Grunde wurden die Eichimpulse auf einen Induktionsring zwischen Auffängerplatte und Gitter der Elektrometerröhre gegeben. Es ist zu erwarten, dass die Grösse der Eichimpulse, die durch die Eichstöße auf den Induktionsring ausgelöst werden, proportional ist zur Grösse der von der Hochspannungsplatte stammenden Eichimpulse.

$$\dot{V}_{IR} = A \cdot V_{Hs}$$

Der Faktor  $A$  wurde mit Hilfe der Diskriminatoren bestimmt, und zwar durch Messung des Verlaufs der Diskriminator-Grenzstellung (in der gerade noch 50% der Stöße gezählt werden), sowohl für Eichimpulse aus dem Induktionsring, wie auch für solche aus der Hochspannungsplatte. Die Stossgrösse der Eichimpulse in Funktion der Diskriminator-Vorspannung verlief linear. Aus dem Verhältnis der Ableitungen ergab sich die Konstante  $A$  zu:  $1,33 \pm 0,02$ .

c) Weiter wird zur Energiebestimmung die Kenntnis der Ionisationsarbeit  $J$  benötigt. Sie lässt sich z. B. aus dem Sättigungswert von Po- $\alpha$ -Teilchen bestimmen. Eine derartige Bestimmung ist jedoch nicht ganz zuverlässig, da die Energie der Teilchen, die gemessen werden soll, zwischen 1,8 MeV und 3,4 MeV liegt, während die Energie der Po- $\alpha$ -Teilchen 5,3 MeV beträgt. Es steht keines-

wegs fest, dass die Ionisationsarbeit in beiden Fällen dieselbe ist. Im Gegenteil zeigen Messungen von JESSE und SADAUKIS<sup>13)</sup>, dass die Ionisationsarbeit in Luft von der Teilchenenergie abhängt. Dieser Punkt wird in Ziffer 10 C, b näher ausgeführt werden.

d) Die direkte Umrechnung zwischen der Stossgrösse in Einheiten der Eichimpulse auf den Induktionsring  $\delta V_{IR}$  und der Teilchenenergie  $E$  ergibt sich zu:

$$E = \frac{C}{e} \cdot J \cdot \delta V_{Hs} = \frac{C}{e} \cdot J \cdot A \cdot \delta V_{IR} = K \cdot J \cdot \delta V_{IR}$$

oder numerisch:

$$E(\text{MeV}) = 0,987 \cdot 10^{-2} \cdot J(\text{eV}) \cdot \delta V_{IR}(\text{mV}).$$

### 8. Verteilung der Stossgrössen.

Befindet sich die Ionisationskammer in einer bestimmten festen Lage zur Target, so wird sie von Neutronen einer bestimmten Energieverteilung durchstrahlt. Die ausgelösten Kernprozesse lassen sich am Verstärkerausgang als Spannungsstösse verschiedener Grösse registrieren. Die Verteilung der Stossgrössen ist z. B. qualitativ mit der photographischen Methode (Ziff. 5) bestimmbar oder quantitativ mit einem elektronischen Impulsspektrographen, der in unserem Fall aus vier einzelnen Diskriminatoren bestand. Die vier Diskriminatoren ergaben drei Kanäle, mit denen man schrittweise den Bereich aller Stossgrössen abtasten konnte. Figur 7 zeigt ein Beispiel eines Photogramms und ein solches einer Diskriminatormessung.

In den Diagrammen erkennt man in der Reihenfolge wachsender Stossgrössen folgende Bereiche:

a) Die steil abfallende Flanke (Fig. 7b) ist Grenze der Stickstoff-Rückstosskerne, herrührend von der elastischen Streuung der Neutronen an Stickstoff. Die Energieverteilung der gestreuten Kerne bildet ein Kontinuum von der Energie 0 bis zur Maximalenergie  $E_{\max}^N = 0,25 E_n$ .

b) Das niedrige Kontinuum stammt zum grossen Teil vom Wandeffekt, d. h. von jenen  $\alpha$ -Teilchen und Protonen, die in der Kammerwand stecken blieben und so im Gas weniger Ladung frei machten, als ihrer Energie entsprach. Zum Teil sind es auch Produkte von  $(n, \alpha)$ -Prozessen, welche durch Streuneutronen von kleinerer Energie ausgelöst wurden.

c) Das Maximum enthält zur Hauptsache die  $(n, \alpha)$ -Prozesse, bei denen  $\alpha$ -Teilchen und Restkern ihre ganze Energie durch Ionisation im Gas verloren haben. Dazu kommt noch ein schwacher Untergrund vom Protonen-Wandeffekt.

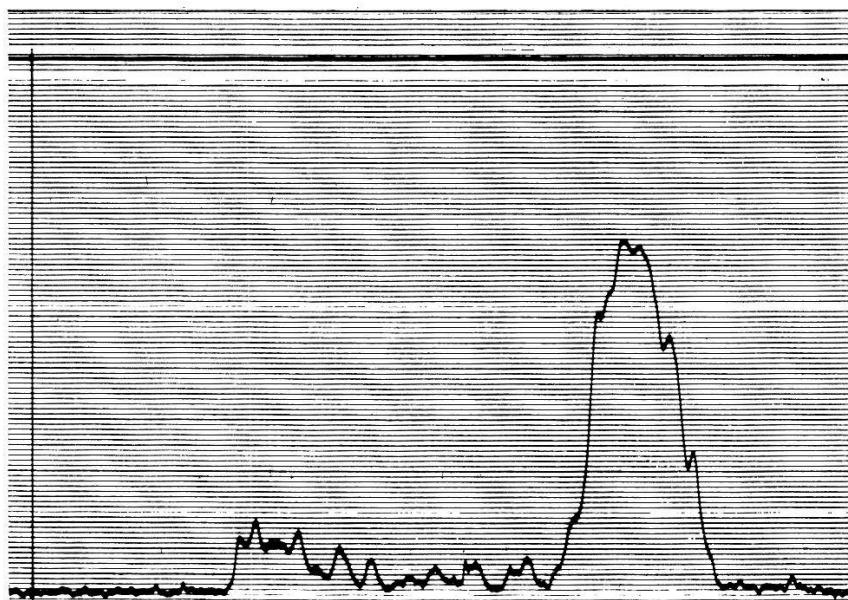


Fig. 7a.

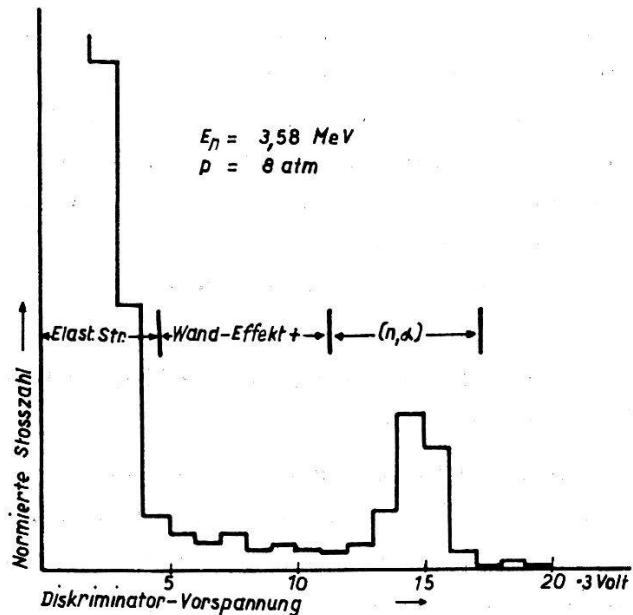


Fig. 7b.

Fig. 7. Verteilungen von Impulsen des  $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ -Prozesses.

a) Photogramm. b) Messung mit Diskriminatoren.

d) Über dem Maximum deutet sich ein schwaches Kontinuum an, welches zu einem gewissen Teil von  $N^{14}(n, p)C^{14}$ -Prozessen her-röhrt, zu einem andern Teil den Po- $\alpha$ -Teilchen zuzuschreiben ist, die zu Eichzwecken in die Kammer gebracht wurden.

### 9. Wandeffekt.

Der Wandeffekt lässt sich unter folgenden, vereinfachenden Annahmen abschätzen:

1. Die Neutronen seien monochromatisch.
2. Die Winkelverteilung der Prozesse sei im Laborsystem isotrop, d. h. der Rückstosskern soll als unendlich schwer betrachtet werden. Die Verteilung der möglichen  $\alpha$ -Teilchen im Laborsystem hat unter diesen Voraussetzungen die Form einer Kugel.
3. Die Ionisation soll über die ganze Länge der Teilchenspur konstant sein. Bekanntlich nimmt sie in Wirklichkeit gegen das Ende der Spur stark zu, was hier ausser acht gelassen wird.

Unter diesen Annahmen ergibt sich für die Verteilung der Stossgrössen eine  $\delta$ -Funktion mit dem Energiewert der Reaktionsprodukte und eine Kastenverteilung von diesem Energiewert hinunter bis zur Energie 0.

Betrachten wir jene Randzone, in der überhaupt ein Wandeffekt auftreten kann (Randzone von der Dicke der Reichweite der  $\alpha$ -Teilchen), so zeigt die Rechnung, dass  $\frac{3}{4}$  der Prozesse jener Zone in der „ $\delta$ -Funktion“ und  $\frac{1}{4}$  in der Kastenverteilung liegen. Es lässt sich überlegen, dass die wirkliche Ionisation entlang der Teilchenspur die Kastenverteilung derart modifizieren wird, dass im Kontinuum des Wandeffektes eine geringere Zahl energiereicher Impulse, dafür aber eine grössere Zahl kleiner Stösse auftreten, wie das in Figur 7b sichtbar ist.

### 10. $(n, \alpha)$ -Maximum.

Am  $(n, \alpha)$ -Maximum fällt in erster Linie seine Breite auf. Im folgenden werden die Effekte zusammengefasst, die eine Verbreiterung der Stossverteilung bewirken. Dabei wird vorerst die Kammer in der  $0^\circ$ -Stellung vorausgesetzt.

#### A. Tensator.

- a) Die mittlere Schwankung der Beschleunigungsspannung beträgt:  $\Delta E_D = \pm 10$  kV, was einer Schwankung der Neutronenenergie von  $\Delta E_n = \pm 14$  kV entspricht.
- b) Die Gaussverteilung der  $D^+$ -Ionen in der Gasentladung hat eine mittlere Breite von  $\Delta E_D = \pm 15$  kV, was  $\Delta E_n = \pm 20$  kV entspricht.
- c) Die endliche Dicke der schweren Eistarget bringt eine Verbreiterung der Deuteronenenergie von  $\Delta E_D = \pm 40$  keV und somit der Neutronenenergie  $\Delta E_n = \pm 55$  keV mit sich.

## B. Verstärker und Hochspannungsgerät.

a) Der gesamte Untergrund, der von der Verstärkeranlage herührt, wurde bei laufendem Tensator mit Hilfe von Eichstößen bestimmt. Er bewirkt eine Verbreiterung der Stossverteilung von  $\pm 40$  kV.

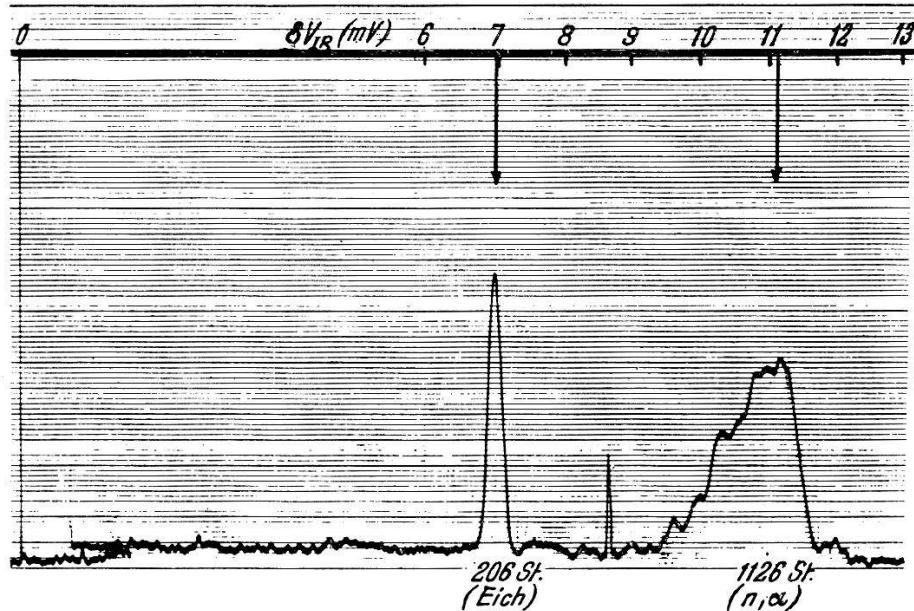


Fig. 8 a.

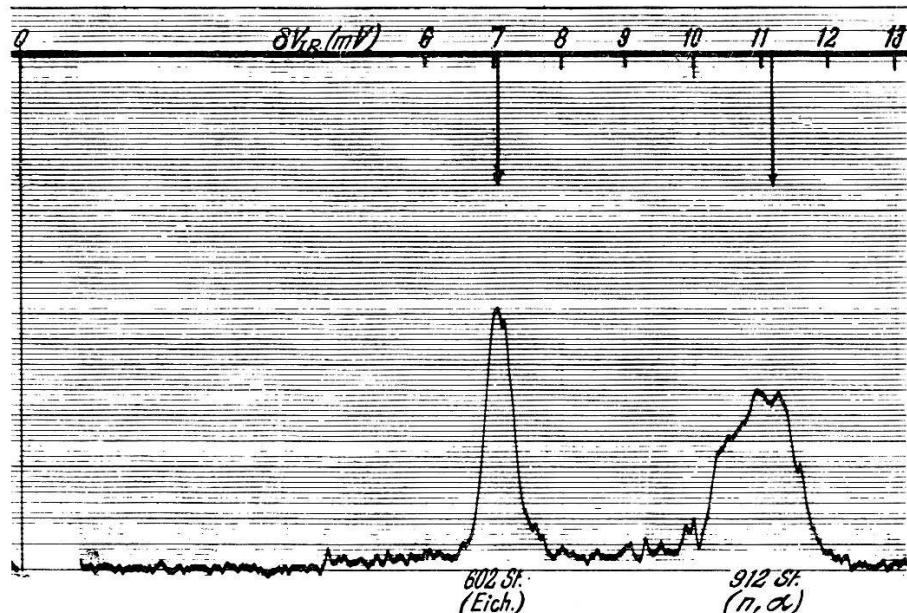


Fig. 8 b.

Fig. 8. Einfluss der Argon-Rückstöße auf die Impulsverteilung.

## C. Ionisationskammer.

a) Da die Kammer 75% Argon enthält, ereignen sich neben den Prozessen an Stickstoff eine Menge elastischer Streuungen von Neutronen an Argonkernen. Die Energien der gestreuten Argonkerne sind kontinuierlich verteilt zwischen der Energie 0 und der Maximalenergie, die in diesem Fall  $E_A^{\max} = 0,095 E_n$  beträgt. Einer Neutronenenergie von 3,58 MeV entspricht somit eine Maximalenergie der Argonkerne von 340 keV.

Es kann vorkommen, dass sich ein Argon-Impuls mit einem  $(n, \alpha)$ -Impuls überlagert. Da wegen Kondensatorkopplung des Verstärkers das Stromintegral 0 ist, d. h. die Spannung sowohl nach der positiven, wie auch nach der negativen Seite ausschlägt, wirkt diese Überlagerung nur als Linienverbreiterung, nicht aber als Verschiebung des Maximums.

Als Versuch, diesen Effekt festzustellen, wurden die Verteilungen Figur 8 aufgenommen. Die erste Spitze ist eine Verteilung von Eichstößen, die zweite eine solche von  $(n, \alpha)$ -Impulsen. Im ersten Bild wurden zuerst die  $(n, \alpha)$ -Impulse allein registriert und dann ohne Bestrahlung die Eichstöße hinzugefügt. Im zweiten sind die Eichstöße gleichzeitig mit den  $(n, \alpha)$ -Reaktionen, also während der Bestrahlung aufgenommen worden. Wie man sieht, ist die Verteilung der Eichstöße durch die Bestrahlung merklich geändert. Die Verbreiterung der Linie beträgt  $\pm 60$  keV.

b) Die bis hierhin aufgezählten Effekte bewirken lediglich eine Verbreiterung der Stossverteilung, lassen jedoch die Lage des Maximums unverändert. Der folgende Effekt kann sowohl Verbreiterung, als auch Verschiebung des Maximums bewirken. Er ergibt sich auf Grund einer möglichen Verschiedenheit der Ionisation durch das  $\alpha$ -Teilchen und jener durch den Restkern. Die bei einer  $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ -Reaktion total registrierte Ladung setzt sich zusammen aus der durch das  $\alpha$ -Teilchen erzeugten und der durch den  $B^{11}$ -Kern freigemachten Ladung. Der Fall, dass die mittlere Arbeit pro Ionenpaar verschieden ist, je nachdem, ob dieses Ionenpaar vom  $\alpha$ -Teilchen oder vom Restkern erzeugt wurde, lässt sich folgendermassen durch den Parameter  $k$  beschreiben:

$$E_{\text{tot}}^{\text{exp}} = E_3 + kE_4 \quad E_{\text{tot}}^{\text{theor}} = E_n + Q$$

mit:

$$E_3^{\text{(max)}} = \frac{m_4}{m_0} \left[ E_n \left( 1 + \frac{m_1}{m_4} \frac{m_3 - m_4}{m_0} \right) + Q \right] \\ \pm 2 \left[ E_n \frac{m_1 m_3 m_4}{m_0^3} \left( E_n \left( 1 - \frac{m_1}{m_0} \right) + Q \right) \right]^{1/2}$$

$$m_1 = 1 \text{ (Neutron).} \quad m_3 = 4 \text{ (\alpha-Teilchen).} \quad m_4 = 11 \text{ (B}^{11}\text{-Kern).} \\ m_0 = 15 \text{ (Gesamtmasse).}$$

$E_{4(\min)}^{(\max)}$  ergibt sich durch Vertauschung der Indices 3 und 4. Wird die Winkelverteilung der Reaktionsprodukte im Schwerpunktssystem als isotrop angenommen, so hat die Energieverteilung im Laborsystem die Form eines Kastens zwischen den Grenzen:

$$E_{\text{tot}}^{\exp(\max)} = E_3^{(\max)} + k E_{4(\max)}^{(\min)},$$

Die verschiedenen Möglichkeiten von  $k$  sind:

$k = 1$  ist der ungestörte Fall. Hier ist  $E_{\text{tot}}^{\exp} = E_{\text{tot}}^{\text{theor}}$ . In diesem Fall erzeugen monochromatische Neutronen eine scharfe Linie.

$k \neq 1$ . Die Linie wird auseinandergezogen, da die gemessene Ladung verschieden wird, je nachdem ob das  $\alpha$ -Teilchen oder der  $B^{11}$ -Kern in Vorwärtsrichtung (in bezug auf die Einfallsrichtung des Neutrons) fliegt.

$k < 1$  kann einerseits heissen, dass für die durch den Restkern erzeugten Ionen noch nicht Sättigung erreicht ist, was sich aus der Tatsache der grösseren Ionendichte in der Spur des Restkerns verstehen lässt. Anderseits kann es auch heissen, dass die mittlere Ionisationsarbeit für den Restkern grösser ist als für das  $\alpha$ -Teilchen.

$k > 1$  würde auf eine kleinere mittlere Ionisationsarbeit des Restkerns hindeuten, als es die des  $\alpha$ -Teilchens wäre.

Dieser Effekt kann im Zusammenhang mit der Bestimmung des  $Q$ -Wertes (Ziff. 11) eine gewisse Rolle spielen.

c) Auch die Streuung der Neutronen in den Eisenwänden der Ionisationskammer wird auf die Stossverteilung einen Einfluss ausüben. Der maximale Energieverlust eines Neutrons bei elastischer Streuung an einem Eisenkern beträgt 8,4 %. Eine rohe Abschätzung zeigt, dass bei einem homogenen Neutronenstrom ungefähr gleich viele Neutronen von der Seite in die Kammer hineingestreut, wie vom direkten Strahl hinausgestreut werden, nämlich 25 %. Da die meisten gestreuten Neutronen, die in die Kammer gelangen, unter kleinem Winkel gestreut werden, beträgt der mittlere Energieverlust  $E_n$  nur ca. 1 % der Neutronenenergie, d. h. für  $E_n = 3,58 \text{ MeV}$  ist  $E_n = 36 \text{ keV}$ , was zeigt, dass diese Streuung nicht wesentlich zur Verbreiterung der  $(n, \alpha)$ -Gruppe beiträgt und auch nicht wesentlich zur Verschiebung des Maximums. In seitlichen Kammerstellungen wird der Beitrag der Neutronenstreuung zur Verbreiterung der Stossverteilung etwas grösser, da hier die Neutronenenergie stark vom Winkel abhängt, und deshalb von der einen Seite Neutronen mit höherer Energie, von der andern Neutronen mit niedrigerer Energie in die Kammer hineingestreut werden.

Die bis und mit C. a) beschriebenen Effekte ergeben eine mittlere Breite des  $(n, \alpha)$ -Maximums von 100 keV, während sich aus den Photogrammen mittlere Breiten zwischen 260 keV und 360 keV herauslesen lassen, was für einen Beitrag des Effektes C. b) zur Linienverbreiterung spricht.

### 11. Bestimmung des $Q$ -Wertes der $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ -Reaktion.

In der Arbeit von STEBLER und HUBER<sup>2)</sup> befindet sich eine Zusammenstellung der bisher gemessenen  $Q$ -Werte der  $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ -Reaktion. Die Messung jener beiden Autoren lieferte einen Wert von  $-0,24 \pm 0,08$  MeV, was an der unteren Grenze der Angaben ihrer Tabelle liegt.

Zur  $Q$ -Wert-Bestimmung wandten wir hier drei verschiedene Methoden an.

#### A. Eichung mit $Po-\alpha$ -Strahlen.

Die naheliegendste Methode ist die Eichung mit  $\alpha$ -Strahlen bekannter Energie. Zu Eichzwecken enthielt deshalb unsere Kammer etwas Polonium (5,30 MeV). Durch Vergleich der Stossgrösse von  $Po-\alpha$ -Strahlen mit jener des  $(n, \alpha)$ -Maximums lässt sich die Energie  $E_{tot}$  beider Reaktionsprodukte ( $\alpha$ ,  $B^{11}$ ) bestimmen. Aus

$$E_{tot} = E_n + Q$$

ergibt sich der  $Q$ -Wert.

Damit diese Methode ein richtiges Resultat liefert, müssen folgende Voraussetzungen erfüllt sein:

1. Für die gesammelte Ladung muss Sättigung erreicht sein.
2. Die mittlere Ionisationsarbeit soll von der Energie der  $\alpha$ -Teilchen unabhängig sein, d. h. die frei gewordene Ladung sei streng proportional zur Energie der Teilchen.
3. Die mittlere Ionisationsarbeit des Restkerns sei dieselbe, wie jene des  $\alpha$ -Teilchens.

Dass die Voraussetzung 2 nicht trivial ist, haben Messungen von JESSE und SADAUKIS<sup>13)</sup> gezeigt. Diese Autoren fanden sie für Ionisation in reinem Argon gut erfüllt, während sich für die Ionisation in Luft Abweichungen von der Proportionalität ergaben. Anderseits haben Messungen von HANNA<sup>14)</sup> wahrscheinlich gemacht, dass die mittlere Ionisationsarbeit für schwere Kernteilchen eine andere ist als für  $\alpha$ -Teilchen.

In reinem Stickstoff lieferten unsere Messungen mit  $Po-\alpha$ -Teilchen eine Ionisationsarbeit von 35,8 eV und daraus einen  $Q$ -Wert der  $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ -Reaktion von  $-0,6 \pm 0,2$  MeV.

Messungen in Stickstoff, der stark mit Argon verdünnt war (2 Atm. N<sub>2</sub>, 6 Atm. Argon), ergaben Werte um -0,2 MeV herum, was sich gut mit dem Wert von STEBLER und HUBER verträgt. Die Fortsetzung dieser Diskussion findet sich in Ziffer 16 A, b in der generellen Auseinandersetzung mit der Stebler-Huberschen Arbeit.

### B. Abhängigkeit des $(n, \alpha)$ -Maximums von der Neutronenenergie.

Einerseits ist die gemessene Energie der Reaktionsprodukte:

$$E_{\text{tot}} = K \cdot J \cdot \delta V_{IR} \quad (\text{Ziffer 7 d}) \quad (1)$$

anderseits:

$$E_{\text{tot}} = E_n + Q \quad (2)$$

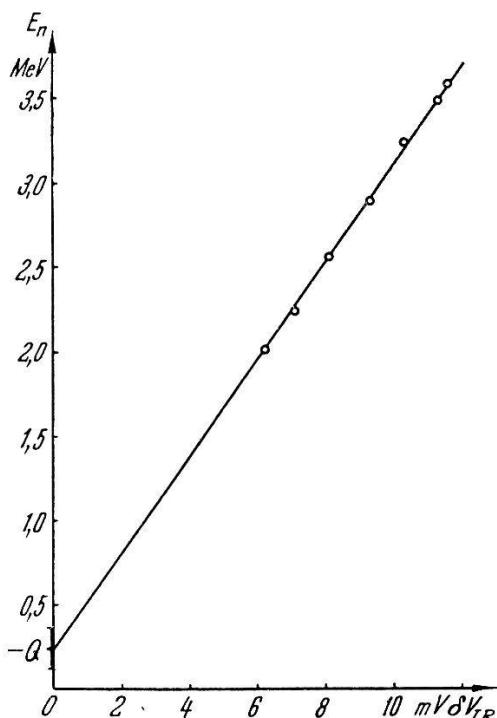


Fig. 9.

Bestimmung des  $(n, \alpha)$ - $Q$ -Wertes nach Methode B.

(1) und (2) zusammen ergibt (gleiche Ionisationsarbeit für  $\alpha$ -Teilchen und B<sup>11</sup>-Kern vorausgesetzt):

$$E_n = (K \cdot J) \delta V_{IR} - Q \quad (3)$$

Graphisch oder durch Ausgleichsrechnung lässt sich aus den gemessenen Werten die günstigste Gerade

$$E_n = a \cdot \delta V_{IR} + b \quad (4)$$

bestimmen. Der Koeffizientenvergleich liefert:

$$J = a/K \quad Q = -b \quad (5)$$

Im Prinzip haben BARSHALL u. a.<sup>4)</sup><sup>5)</sup> den  $Q$ -Wert nach dieser Methode bestimmt.

Wie Figur 9 zeigt, passt der so bestimmte  $Q$ -Wert  $-0,22 \pm 0,12$  MeV gut mit dem Stebler-Huber-Wert und somit auch mit dem nach der Methode 1 in der Stickstoff-Argon-Mischung bestimmten Wert zusammen. Dieses zeigt, dass in der Mischung die Ionisationsarbeit im Bereich zwischen 1,8 und 5,3 MeV nicht wesentlich von der Energie abhängt.

Würde sich die Ionisationsarbeit im Bereich zwischen 1,8 und 3,4 MeV merklich ändern, so ergäbe die Beziehung  $E_n = f(\delta V_{IR})$  keine lineare Funktion. Ein Ansatz einer Funktion mit 3 Konstanten würde dann 2 Konstanten zur Anpassung der Energieabhängigkeit der Ionisationsarbeit und 1 Konstante für den  $Q$ -Wert liefern.

Eine Rechnung zeigt, dass der in Ziffer 10 C, b beschriebene Effekt (ungleiche Ionisation des  $\alpha$ -Teilchens und des Restkerns) auf die  $Q$ -Wert-Bestimmung der Methode B einen sehr geringen Einfluss hat, falls  $k$  von der Energie unabhängig ist. Bei einer Variation von  $k$  zwischen 0,5 und 1,5 ändert sich  $Q$  höchstens um 3%.

### C. $Q$ -Wert-Bestimmung durch Vergleich mit der Grenzenergie der Rückstosskerne von Helium.

Da  $\alpha$ -Teilchen identisch sind mit He-Kernen, lässt sich sowohl für  $\alpha$ -Teilchen, wie für schnell bewegte He-Kerne dieselbe Ionisation erwarten. Befindet sich in der Kammer neben Stickstoff auch Helium, so ereignen sich neben den  $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ -Reaktionen elastische Streuungen von Neutronen an He-Kernen. Die Grenzenergie der gestreuten He-Kerne beträgt:

$$E_{He}^{\max} = \frac{4 m_n m_{He}}{(m_n + m_{He})^2} E_n = \frac{16}{25} E_n = K \cdot J \cdot \delta V_{He} \quad (1)$$

Anderseits gilt für das  $(n, \alpha)$ -Maximum:

$$E_{\text{tot}} = E_n + Q = K \cdot J \cdot \delta V_N \quad (2)$$

Durch Division erhält man:

$$\frac{\delta V_N}{\delta V_{He}} = \frac{E_n + Q}{\frac{16}{25} E_n} \frac{1 + \frac{Q}{E_n}}{\frac{16}{25}} \quad (3)$$

woraus folgt:

$$Q = E_n \left( \frac{16}{25} \frac{\delta V_N}{\delta V_{He}} - 1 \right) \quad (4)$$

oder, die Neutronenenergie eliminiert:

$$Q = K \cdot J \cdot \left( \delta V_N - \frac{25}{16} \delta V_{He} \right) \quad (5)$$

Diese Formeln bieten die Möglichkeit, aus dem gemessenen Spektrum Figur 10 den  $Q$ -Wert zu bestimmen. Die Messungen wurden

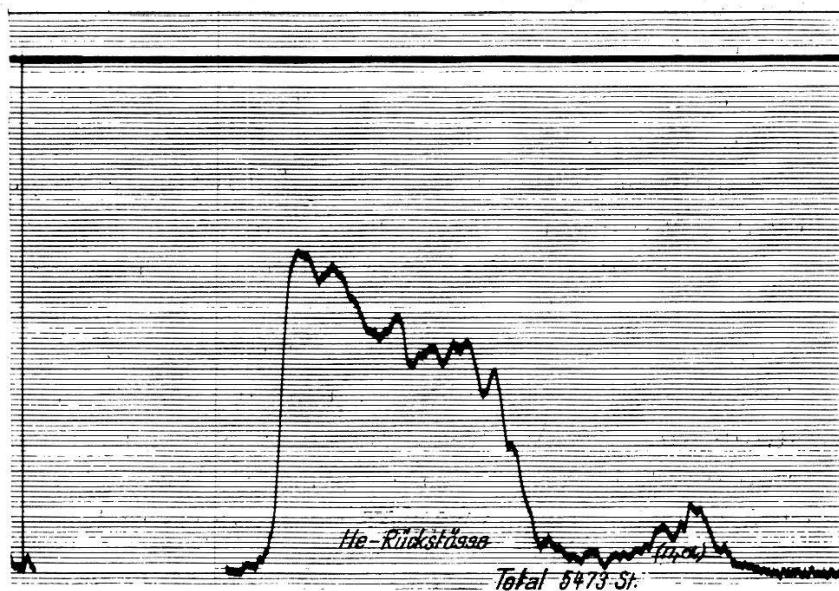


Fig. 10 a.

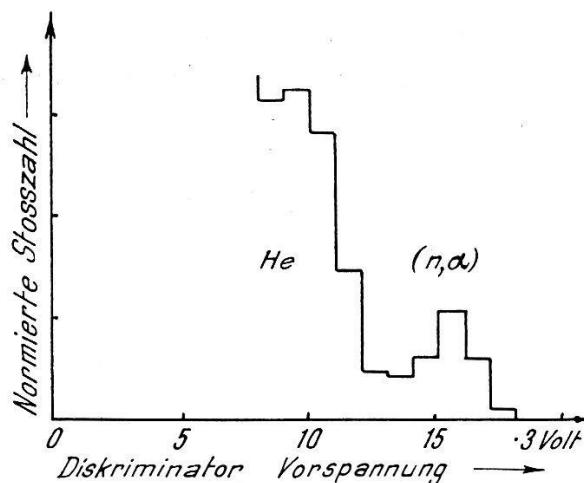


Fig. 10 b.

Fig. 10. Verteilungen von Helium-Rückstosskernen.

a) Photogramm. b) Messung mit Diskriminatoren.

in einem Gemisch aus 1 Atm. Helium, 0,2 Atm. Stickstoff und 6 Atm. Argon durchgeführt. Die Einzelaufnahmen liefern im Mittel  $Q = -0,30 \pm 0,06$  MeV.

Falls man bei verschiedenen Neutronenenergien Impulsspektren aufnimmt, lässt sich der  $Q$ -Wert auch graphisch bestimmen. Fasst

man die Gleichungen (1) und (2) zusammen unter der Bedingung:  $\delta V_{He} = \delta V_N$ , so ergibt sich:  $E_{He} - E_n = Q$ . In Figur 11 liegen auf der Geraden *a* die den He-Grenzen zugeordneten Punkte, auf *b* jene, die den  $(n, \alpha)$ -Maxima entsprechen. Der *Q*-Wert lässt sich also aus der Ordinatendifferenz der beiden Geraden bestimmen. Der aus Figur 11 herausgelesene Wert beträgt:  $Q = -0,28 \pm 0,08$  MeV.

Bei der *Q*-Wert-Bestimmung mit Hilfe der He-Grenze kann allerdings der Effekt Ziffer 10 C, b das Resultat beeinflussen. Falls  $k < 1$  ist, wird der Absolutwert des so gemessenen *Q*-Wertes zu gross.

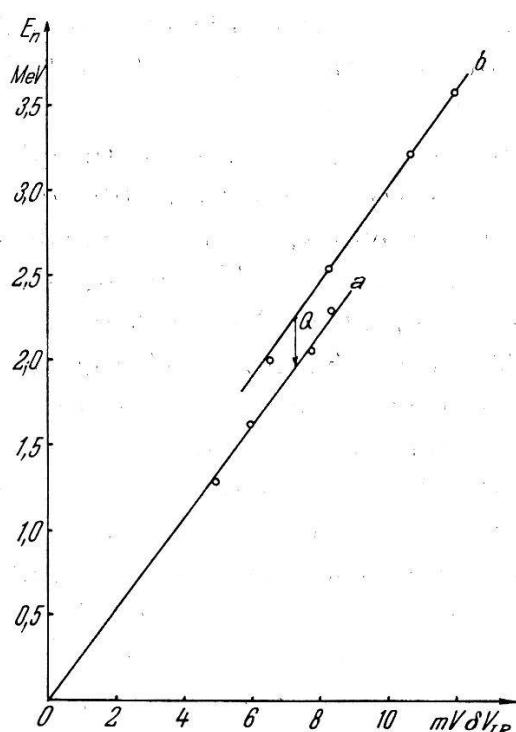


Fig. 11.

Graphische Bestimmung des  $(n, \alpha)$ -*Q*-Wertes mit Hilfe der He-Grenze.

$$a \quad E_{He} = (16/25) E_n = f(\delta V_{He-Gr})$$

$$b \quad E_n = f(\delta V_{N(n, \alpha)}).$$

Auf einen solchen Effekt könnte die Tatsache hindeuten, dass die Gerade *b* steiler verläuft als die Gerade *a*.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass unsere Messungen gut mit dem Wert  $Q = -0,24 \pm 0,08$  MeV von STEBLER und HUBER<sup>2)</sup> verträglich sind. Da jedoch die Genauigkeit unserer Messungen nicht grösser ist, als jene der Stebler-Huber-Messungen, werden wir im weiteren mit jenem *Q*-Wert rechnen.

## 12. Messung des Wirkungsquerschnittes (WQ) der $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ -Reaktion.

Die Kammerfüllung für die Messung des  $WQ$  der  $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ -Reaktion bestand aus 2 Atm.  $N_2$  und 6 Atm. Argon.

Zuerst wurden für verschiedene Neutronenenergien mit Hilfe der Diskriminatoren Stossverteilungen entsprechend Figur 7 aufgenommen, auf Grund derer die Vorspannungen der Diskriminatoren für die Hauptmessung festgelegt werden konnten. Das  $(n, \alpha)$ -Maximum wurde jeweils durch 2 Kanäle erfasst, was eine gewisse Kontrolle ermöglichte.

Die Betriebsspannung des Tensators betrug während der ganzen Messung 590 kV, was einer mittleren Deuteronenenergie von 560 keV entspricht. Die Kammermitte befand sich in 24,5 cm Abstand von der Target.

Wie in Ziffer 4e beschrieben ist, werden Impulse aus dem Linearverstärker durch die erste Verstärkerstufe des Kathodenstrahl-Oszillographen geleitet, bevor sie in die Diskriminatoren gelangen. In dieser Stufe (die auch die  $x$ -Ablenkung des Kathodenstrahls bestimmt) wurde die endgültige Verstärkung festgelegt, und zwar für jede einzelne Messung (Kammerstellung) gesondert, während die Vorspannungen der Diskriminatoren, einmal eingestellt, durch die ganze Mess-Serie konstant blieben.

Der Targetstrom des Tensators wurde so reguliert, dass die Stosszahl pro Zeiteinheit für alle Messungen angenähert dieselbe war. Da nach vorn die meisten Neutronen ausgestrahlt werden, und da, wie die Messresultate zeigen, der  $(n, \alpha)$ - $WQ$  bei  $E_n = 3,6$  MeV den grössten Wert des ganzen Energiebereichs annimmt, durfte bei Bestrahlung in der Vorwärtsrichtung der Targetstrom höchstens 2  $\mu$ A betragen, während er bei Bestrahlung in der 90°-Richtung bis auf 12  $\mu$ A ansteigen konnte.

Eine einzelne Bestrahlung dauerte 15 Minuten. Der Targetstrom war so eingestellt, dass im  $(n, \alpha)$ -Maximum in diesen 15 Minuten ungefähr 1000 Stösse gezählt wurden. Für die gesamte  $(n, \alpha)$ - $WQ$ -Messung wurde der ganze Winkelbereich mit der Kammer dreimal durchlaufen.

Um die Stosszahlen der verschiedenen Kanäle zu bestimmen, mussten die Differenzen der auf Zählverluste korrigierten Stosszahlen der einzelnen Diskriminatoren gebildet werden. Von der Monitorstosszahl dagegen war der nach Ziffer 6 B bestimmte Untergrund (aus der Kammerstellung und dem mittleren Targetstrom berechnet) abzuziehen. Die Quotienten aus den  $(n, \alpha)$ -Stosszahlen und den entsprechenden Monitorstosszahlen ergaben einen provisorischen Verlauf des  $(n, \alpha)$ - $WQ$ .

Nach der Bildung der Mittelwerte der zu jeder Neutronenenergie gehörigen Messpunkte musste noch der Gesamtverlauf des  $WQ$  korrigiert werden. Die Hauptkorrektur bildet dabei die Abhängigkeit der Monitoremphfindlichkeit von der Neutronenenergie (Ziffer 6 C).

Ein zweiter Effekt, der dem ersten etwas entgegenwirkt, wird durch den Wandeffekt bestimmt. In unserer Gasmischung mit dem Druck von 8 Atm. beträgt für  $E_n = 3,6$  MeV die mittlere Reichweite ( $\bar{R}$ ) des beim  $(n, \alpha)$ -Prozess ausgestrahlten  $\alpha$ -Teilchens  $R = 0,16$  cm. Für  $E_n = 2,0$  MeV ist  $\bar{R} = 0,08$  cm. Bei der grösseren Neutronenenergie werden somit im Mittel mehr  $\alpha$ -Teilchen in die Wand hinein laufen, als bei der kleineren. Da wir jedoch mit den Diskriminatoren den Wandeffekt zur Hauptsache abschneiden, hat die Zunahme von  $\bar{R}$  mit der Neutronenenergie denselben Einfluss wie eine Verkleinerung des „effektiven“ Kamervolumens. Bezogen auf gleiches Effektivvolumen verläuft die  $WQ$ -Kurve etwas steiler. Dieser Effekt vermag jedoch die Energieabhängigkeit der Monitorempfindlichkeit nicht zu kompensieren.

Nach Ziffer 9 fallen von den in der Randzone ausgelösten Prozessen 25 % in das Kontinuum des Wandeffektes. Als Näherung wurde nun das Effektivvolumen definiert durch:

$$V_{\text{eff}} = V_0 - 0,25 F \bar{R}$$

$$V_0 = \text{Kamervolumen} = 21,4 \text{ cm}^3$$

$$F = \text{Kammeroberfläche} = 24,7 \text{ cm}^3$$

In den Kanten überschneiden sich die Randzonen, so dass sie auf diese Art doppelt gezählt werden. Der Wandeffekt jedoch ist in den Kanten grösser, so dass der Fehler in der richtigen Richtung wirkt. Das aus Figur 7b herausgelesene Kontinuum ist wesentlich grösser als der berechnete Wandeffekt. Es ist jedoch zu beachten, dass sich dem Wandeffekt des  $(n, \alpha)$ -Prozesses jener des  $(n, p)$ -Prozesses überlagert, wozu noch die von Streuneutronen stammenden  $(n, \alpha)$ -Prozesse kleinerer Energie hinzukommen.

Da der  $Q$ -Wert der  $N^{14}(n, p)C^{14}$ -Reaktion + 0,6 MeV beträgt, während  $Q(n, \alpha) = -0,24$  MeV ist, liegt das Maximum der  $(n, p)$ -Reaktionen ca. 0,8 MeV höher als jenes der  $(n, \alpha)$ -Reaktionen. Somit werden im  $(n, \alpha)$ -Kanal Stösse des  $(n, p)$ -Wandeffektes mitgezählt. Es lässt sich zeigen, dass der Einfluss dieses Effektes höchstens 5 % beträgt. Wie man aus dem später bestimmten Verlauf des  $(n, p)$ - $WQ$  sieht (Fig. 12), hat dieser auf den Verlauf des  $(n, \alpha)$ - $WQ$  ausser eventuell bei  $E_n = 2,80$  MeV keinen wesentlichen Einfluss. Der Punkt bei 2,80 MeV wird in Ziffer 13 noch gesondert diskutiert werden.

Analog dem Einfluss des (n, p)-Prozesses könnte auch ein kleiner Einfluss des Argon-(n,  $\alpha$ )-Prozesses vorhanden sein. Nach Messungen von GRAVES und COON<sup>21</sup>) beträgt bei  $E_n = 2,5$  MeV der Argon-(n,  $\alpha$ )-WQ  $\sigma_A = 10^{-28}$  cm<sup>2</sup> und der Q-Wert  $Q = +1,8$  MeV. Da die Kammer 60% Argonatome enthält (also ungefähr gleich viele wie Stickstoffatome), der Argon-(n,  $\alpha$ )-WQ jedoch 10<sup>3</sup>mal kleiner ist als jener von Stickstoff und da sich das Kontinuum des Argon-(n,  $\alpha$ )-Wandeffektes des grossen Q-Wertes wegen über einen grossen Bereich verteilt, ist sein Einfluss auf die Stosszahl im relativ engen Stickstoff-(n,  $\alpha$ )-Kanal vernachlässigbar.

### Resultate der (n, $\alpha$ )-Messung.

Vorauszuschicken ist, dass der gemessene Gesamtverlauf des (n,  $\alpha$ )-WQ wesentlich vom differenziellen WQ der D-D-Reaktion nach HUNTER und RICHARDS<sup>8</sup>) abhängt.

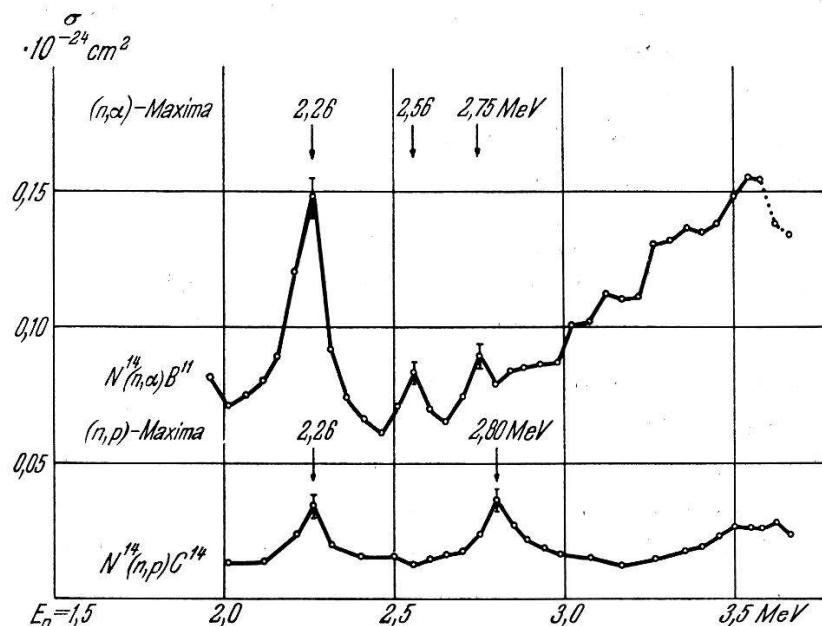


Fig. 12.

Verlauf des Wirkungsquerschnittes der  $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ - und der  $N^{14}(n, p)C^{14}$ -Reaktion.

Wie man in Figur 12 sieht, zeigt der (n,  $\alpha$ )-WQ im untersuchten Energiebereich deutliche Resonanzen bei 2,26, 2,56 und 2,75 MeV. Als Resonanzen wurden jene Maxima angesprochen, die in allen drei Messreihen aufgetreten sind. Bei höherer Energie als 2,8 MeV lassen sich, ausser vielleicht bei 3,55 MeV, keine grossen Resonanzen mehr erkennen. Kleine Maxima konnten nicht eindeutig aufgelöst werden.

### 13. Messung des Wirkungsquerschnittes der $N^{14}(n, p)C^{14}$ -Reaktion.

Für die Registrierung der Protonen musste der Kammerdruck wesentlich erhöht werden. Gemessen wurde bei einem Druck von 35 Atm. wovon 2 Atm. von Stickstoff, die übrigen von Argon herührten. Bei so grossem Druck wird mit einer Feldstärke von 9,3 kV/cm in unserer Gasmischung für  $\alpha$ -Teilchen nur noch 75 % des Sättigungswertes erreicht. Dazu kommt, dass für diesen Druck die Sammelzeit der Ionen in der Kammer mit der Eigenzeit des Verstärkers vergleichbar war, wodurch die Stossform der Impulse von der Lage der Teilchenstrasse in der Kammer abhängig wurde.

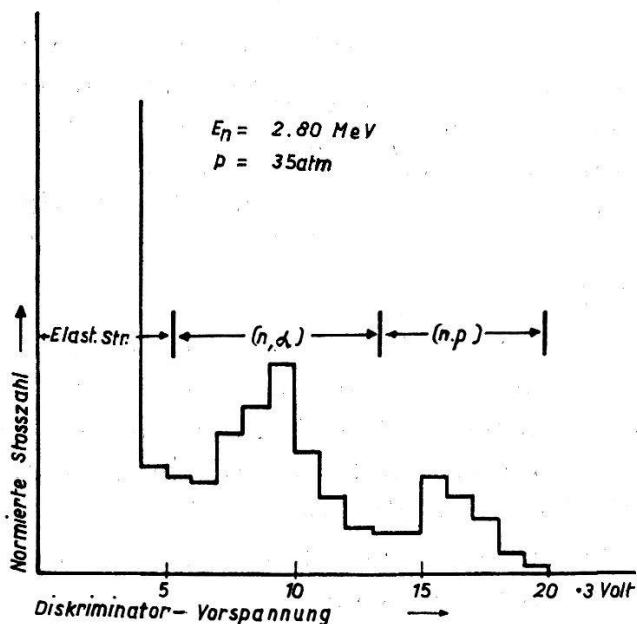


Fig. 13.  
Impulsverteilung bei hohem Gasdruck in der Kammer.

Wir haben versucht, das Frequenzband des Verstärkers weiter nach unten zu schieben. Dadurch musste aber noch langsamer als bisher gemessen werden. Das hätte, ohne wesentliche Besserung zu bringen, zu bedeutend grösseren Bestrahlungszeiten geführt, wo so schon pro Messpunkt 30 Minuten Bestrahlung notwendig waren.

Figur 13 zeigt eine Messung einer derartigen Stossverteilung. Da die Gruppen wesentlich breiter sind als bei den  $(n, \alpha)$ -Messungen mit kleinerem Druck (Fig. 7) ist eine Aufteilung in  $(n, \alpha)$ - und  $(n, p)$ -Reaktionen nicht sehr genau möglich. Die Einteilung in Kanäle ist in Figur 13 eingezeichnet.

Die Korrekturen der einzelnen Messpunkte waren im wesentlichen dieselben wie in Ziffer 12. Hier mussten jedoch noch die Polonium- $\alpha$ -Teilchen in Betracht gezogen werden, mit denen die Kammer zu

Eichzwecken versehen war, da sie bei den höheren Neutronenenergien nicht mehr von den Protonen getrennt werden konnten. Zudem fielen sie bei den  $(n, p)$ -Messungen der geringeren  $(n, p)$ -Stosszahl wegen mehr ins Gewicht, als bei den  $(n, \alpha)$ -Messungen.

Die Resultate sind in Figur 12 eingetragen. Sie zeigen 2 deutliche Resonanzen, die eine bei 2,26 MeV, die andere bei 2,80 MeV. Die erste Resonanz wurde 3mal, die zweite 4mal gemessen. Bei der ersten könnte man versucht sein anzunehmen, dass sie durch ungenaues Abschneiden verursacht werde und somit einen Teil des  $(n, \alpha)$ -Maximums darstelle. Da sich jedoch die Kurve des  $(n, p)$ - $WQ$  im weiteren unabhängig von jener des  $(n, \alpha)$ - $WQ$  verhält, darf man jenes Maximum wohl als eines des  $(n, p)$ - $WQ$  betrachten.

Da bei diesen Messungen sowohl  $(n, p)$ - als auch  $(n, \alpha)$ -Prozesse registriert werden, kann die Stosszahl der ersten beiden Kanäle als Kontrolle des Verlaufs des  $(n, \alpha)$ - $WQ$  dienen. Dieser Verlauf bestätigte sich auch im grossen. Die beiden kleinen  $\alpha$ -Maxima waren allerdings nicht mehr eindeutig feststellbar, worüber man sich der starken Verbreiterung der Teilchengruppen wegen nicht sehr zu wundern braucht.

Das  $(n, \alpha)$ -Maximum bei 2,75 MeV und das  $(n, p)$ -Maximum bei 2,80 MeV liegen so nahe beisammen, dass sich die Vermutung aufdrängt, es handle sich bei beiden Maxima um dasselbe Niveau. Das  $(n, \alpha)$ -Maximum ist jedoch 3mal bei 2,75 MeV, das  $(n, p)$ -Maximum 4mal bei 2,80 MeV festgestellt worden. Zudem zeigt der Vergleich des  $(n, \alpha)$ - und des  $(n, p)$ -Kanals keine Andeutung eines gemeinsamen Maximums. Somit darf wohl mit grösserer Wahrscheinlichkeit angenommen werden, dass es sich hier tatsächlich um 2 verschiedene Niveaus handelt.

Ob gegen 3,5 MeV der  $(n, p)$ - $WQ$  tatsächlich ansteigt oder ob es sich hier um die Wirkung des  $(n, \alpha)$ - $WQ$  handelt, der sich wegen Ungenauigkeit des Abschneidens auf den  $(n, p)$ - $WQ$  überträgt, ist nicht sicher festzustellen. Um jenen Bereich abzuklären, wurde einmal in einer Messreihe der Tensator bei den obersten Punkten mit höherer Spannung betrieben, so dass die Neutronenenergie 80 keV über die bisherige Grenze hinausreichte. Dabei zeigte sich, dass die Stosszahlen des  $(n, \alpha)$ -Kanals für die beiden neuen Punkte wesentlich tiefer lagen als jene des bisherigen Energiebereichs, dass somit bei  $E_n = 3,55$  MeV die Spitze eines Maximums liegen könnte. Aus technischen Gründen konnte diese Andeutung nicht mehr weiter verfolgt werden.

In Figur 12 sind relative Angaben sowohl für den  $(n, \alpha)$ - $WQ$ , wie auch für den  $(n, p)$ - $WQ$  enthalten. Die beiden Messungen wurden

mit verschiedenen Kammerfüllungen, die jedoch nicht genau dosiert werden konnten, durchgeführt. Somit ergeben sich von vornherein verschiedene Relativmasse für den  $(n, \alpha)$ - und den  $(n, p)$ - $WQ$ , da, ausser durch den ungleichen Wandeffekt, auch durch die geänderte Kammerfüllung eine andere Stosszahl pro Einheit des Neutronenflusses verursacht wird. Deshalb musste, neben der Korrektur auf Monitoremfindlichkeit und Wandeffekt, der gemessene  $(n, p)$ - $WQ$  ins richtige Verhältnis zum  $(n, \alpha)$ - $WQ$  gesetzt werden. Das geschah mit Hilfe der bei der  $(n, p)$ -Messung im  $(n, \alpha)$ -Kanal gemessenen Stosszahlen. Für die  $(n, \alpha)$ -Prozesse kann bei 35 Atm. der Wandeffekt vernachlässigt werden. Man braucht somit nur die im  $(n, \alpha)$ -Kanal der  $(n, p)$ -Messung bestimmten relativen  $WQ$  derart proportional zu verändern, dass sie mit der korrigierten, früher gemessenen  $(n, \alpha)$ -Kurve zur Deckung kommt. Im entsprechenden Verhältnis muss auch die korrigierte  $(n, p)$ -Kurve geändert werden.

#### 14. Berechnung des absoluten Wirkungsquerschnittes.

Der absolute  $WQ$  des  $(n, \alpha)$ -Prozesses bei  $E_n = 3,58$  MeV ergibt sich zu:

$$\sigma_\alpha = \frac{Z_K}{(N_0/Z_0) Z_M n V_{\text{eff}}} = (0,15 \pm 0,05) 10^{-24} \text{ cm}^2$$

In die Rechnung geht ein:

$Z_k$  = Stosszahl der  $(n, \alpha)$ -Prozesse in der Kammer.

$Z_M$  = entsprechende Stosszahl des Monitors.

$N_0$  = Neutronenflux durch  $1 \text{ cm}^2$  in der Mitte der Kammer unter normierten Bedingungen (volle Sättigung und  $5 \mu\text{A}$  Targetstrom).

Die Anzahl Neutronen pro  $d\Omega$  und pro Deuteron wurden aus dem extrapolierten differentiellen  $WQ$  der D-D-Reaktion (gemessen von HUNTER und RICHARDS<sup>8</sup>)) berechnet. Eine Berechnung der Gesamtzahl der Neutronen in den ganzen Raum pro Deuteron auf denselben Grundlagen ergab für  $E_D = 590$  keV den Wert:

$$2,25 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Neutr.}}{\text{Deutr.}},$$

während sich aus FERMI<sup>15</sup>) für dieselbe Deuteronenenergie  $2,65 \cdot 10^{-6}$  herauslesen lässt. Zur Berechnung von  $N_0$  wurde die Streuung der Neutronen in der Target mit berücksichtigt.

$n$  = Anzahl Stickstoffatome pro  $\text{cm}^3$ . Da keine besonderen Massnahmen für eine genaue Dosierung getroffen wurden, ist diese Zahl auf  $\pm 30\%$  unsicher.

$V_{\text{eff}}$  = Effektivvolumen, das nach der in Ziffer 12 beschriebenen Näherung berechnet wurde und sich zu 96% des Kammervolumens ergab.

$Z_0$  = unter den Bedingungen von  $N_0$  registrierte Monitorstosszahl.

### 15. Fehlerbetrachtung.

(n,  $\alpha$ )-WQ: Der Fehler im relativen Verlauf des WQ (in der Ordinate) wird nicht nur durch den statistischen Fehler der Messpunkte, sondern auch durch ungenaue Diskriminatoreinstellung und speziell durch ungenaue Endverstärkung, d. h. durch Verschiebung des Kanals bestimmt. Deshalb wird man für den relativen Verlauf einen mittleren Fehler von mindestens  $\pm 5\%$  annehmen müssen.

(n, p)-WQ: Der Verlauf des (n, p)-WQ ist wegen Unbestimmtheit des Abschneidens weniger sicher. Als reell kann hier nur die Existenz der beiden Resonanzen und deren Lage angenommen werden.

Die Fehler der absoluten Lage der Resonanzmaxima (in der Abszisse) betragen maximal  $\pm 0,05$  MeV. Die relativen Lagen der Maxima gegeneinander sind genauer bestimmt. Das Kriterium, ob ein Maximum als Resonanz anerkannt wird oder nicht, beruht in unserem Fall nicht auf der Fehlerbetrachtung, sondern auf der Tatsache, dass das Maximum in allen Messreihen auftrat. Damit werden die endgültigen Zahlwerte für die Lage der Resonanzen:

$$\begin{array}{lll} (n, \alpha) : E_n = 2,26 \pm 0,05 & 2,56 \pm 0,05 & 2,75 \pm 0,05 \text{ MeV} \\ (n, p) : E_n = 2,26 \pm 0,05 & & 2,80 \pm 0,05 \text{ MeV} \end{array}$$

### 16. Diskussion der Resultate im Zusammenhang mit anderen Arbeiten.

Nach der Art der Neutronenquellen sind zu unterscheiden:

- A. Messungen mit kontinuierlichem Neutronenspektrum.
- B. Messungen mit monochromatischen Neutronen.

A. Ein kontinuierliches Neutronenspektrum gestattet keine direkte Bestimmung des Wirkungsquerschnittes. Bei diesen Messungen wird die Energieverteilung der Reaktionsprodukte untersucht, während auf die Energie des Neutrons, das eine bestimmte Reaktion auslöste, nur indirekt über den  $Q$ -Wert geschlossen werden kann. Maxima der Energieverteilung lassen sich unter Umständen bestimmten Niveaus des Zwischenkerns zuordnen.

Derartige Messungen wurden mit Ausnahme der Arbeit von STEBLER und HUBER<sup>2)</sup> mit Rn-Be- und Po-Be-Quellen durchgeführt. Die Energie der Neutronen solcher Quellen reicht über 10 MeV

hinaus. Deshalb können Teilchengruppen, ausser durch Übergänge aus bestimmten Niveaus des Zwischenkerns  $N^{15}$  in den Grundzustand des Endkerns, auch durch Übergänge in angeregte Zustände des Endkerns verursacht werden. Am unteren Ende des Impulsspektrums werden neben den  $(n, \alpha)$ - und den  $(n, p)$ -Prozessen auch (durch hochenergetische Neutronen) elastisch gestreute Stickstoffkerne registriert. Verfälscht wird die primär von den Kernreaktionen herrührende Impulsverteilung durch den Wandeffekt, welcher bewirkt, dass gewissen Teilchen eine kleinere Stossgrösse zugeordnet wird, als ihrer Energie entspricht. In der neuen Arbeit von STETTER und BOTHE<sup>3)</sup> wurde der Wandeffekt durch eine Antikoinzidenzmethode eliminiert.

Die beiden wichtigsten mit „natürlichen“ Neutronenquellen durchgeföhrten Arbeiten sind jene von WILHELMY<sup>1)</sup> und jene von STETTER und BOTHE<sup>3)</sup>. WILHELMY findet 4 deutliche Teilchengruppen mit Teilchenenergien von: 1,42, 2,04, 2,59 und 3,21 MeV, was mit einem  $Q$ -Wert der  $(n, \alpha)$ -Reaktion von — 0,24 MeV auf Neutronenenergien von 1,66, 2,28, 2,83 und 3,45 MeV führt. STETTER und BOTHE<sup>3)</sup> geben in dem uns interessierenden Energiebereich  $(n, \alpha)$ -Teilchengruppen an bei 2,00, 2,56, 2,98 und 3,24 MeV und eine  $(n, p)$ -Gruppe bei 2,80 MeV.  $(n, p)$ -Gruppen mit höherer Energie liessen sich in ihrer Anordnung, der zu grossen Reichweite der Protonen wegen, nicht mehr feststellen. Mit dem  $(n, \alpha)$ - $Q$ -Wert führen die  $(n, \alpha)$ -Maxima auf Energien der sie verursachenden Neutronen von  $E_n = 2,24, 2,80, 3,22$  und  $3,48$  MeV. Der  $(n, p)$ - $Q$ -Wert von + 0,61 MeV<sup>16)</sup> liefert für die 2,80 MeV-Gruppe eine Neutronenenergie von 2,19 MeV. Wie man sieht, passen die Resultate von STETTER und BOTHE und jene von WILHELMY gut zusammen. Einzig die Gruppe mit der Teilchenenergie von 2,98 MeV ist von WILHELMY nicht festgestellt worden.

Von diesen Maxima ist nur das  $(n, \alpha)$ -Maximum bei  $E_n = 2,24$  MeV und das  $(n, p)$ -Maximum bei  $E_n = 2,19$  MeV mit unserer Messung ( $E_n = 2,26$  MeV) in Übereinstimmung zu bringen. Daneben ist die Gruppe bei  $E_n = 3,48$  MeV (die sich übrigens auch im totalen WQ von Stickstoff zeigt<sup>17)</sup>) mit unserer Andeutung eines Maximums bei 3,55 MeV vereinbar. Energetisch wäre die Gruppe bei  $E_n = 2,80$  MeV mit der unsrigen bei 2,75 MeV verträglich. Unverträglich dagegen sind die beiden Maxima in bezug auf ihre Grössen. Verbleiben also noch die Gruppen mit den Teilchenenergien 2,56 und 2,98 MeV, die wohl Übergängen auf das angeregte Niveau von  $B^{11}$  (Anregungsenergie 2,2 MeV) zuzuordnen sind.

b) STEBLER und HÜBER<sup>2)</sup> haben mit einem Neutronenspektrum gemessen, das sie durch Verlangsamung von D-D-Neutronen erzeugten. Deshalb sind keine Neutronen mit höherer Energie als ca. 3,3 MeV vorhanden. Sie erhielten unter anderem eine deutliche  $(n, \alpha)$ -Teilchengruppe mit der Energie  $1,97 \pm 0,06$  MeV. Mit ihrem  $Q$ -Wert von  $-0,24 \pm 0,08$  MeV entspricht diese einer Neutronenenergie von  $2,21 \pm 0,10$  MeV, was mit unserem Wert  $2,26 \pm 0,05$  MeV übereinstimmt. Auch zeigt sich in ihrer Arbeit eine Andeutung einer  $(n, p)$ -Gruppe der Energie  $2,8 \pm 0,1$  MeV, was mit  $Q = +0,61$  auf  $E_n = 2,2 \pm 0,1$  MeV führt, das sich ebenfalls gut mit unserem  $(n, p)$ -Maximum verträgt.

Die Autoren geben für den  $(n, \alpha)$ -Prozess zwei verschiedene  $Q$ -Werte an, die sie nach zwei verschiedenen Methoden bestimmt haben: a)  $-0,42 \pm 0,13$  MeV und b)  $-0,24 \pm 0,08$  MeV. Sie bezeichnen den Wert b) als den richtigen, was sich hier bestätigt, da die von ihnen gemessene Teilchenenergie mit dem von ihnen gemessenen  $Q$ -Wert zusammen auf die Neutronenenergie führt, bei der wir das Maximum finden. Nach derselben Methode, nach der sie den Wert a) bestimmten, versuchten auch wir in reinem Stickstoff den  $Q$ -Wert zu messen (Ziff. 11 A). Während sie jedoch die Energieskala mit  $U^{238}$ - $\alpha$ -Teilchen (4,18 MeV) eichten und  $Q = -0,42$  MeV erhielten, ergab unsere Messung bei Eichung mit Po- $\alpha$ -Teilchen (5,30 MeV)  $Q = -0,6$  MeV. Je weiter somit die Energie der Eichteilchen von der Energie der gemessenen Teilchen entfernt ist, desto grösser wird scheinbar der  $Q$ -Wert, was auf eine Abhängigkeit der Ionisationsarbeit von der Teilchenenergie in reinem Stickstoff hindeutet. Die Messungen von JESSE und SADAUKIS<sup>13)</sup> in Luft weisen in derselben Richtung. Ihre Werte genügen jedoch nicht, um die Diskrepanz zu beheben.

In Stickstoff, der stark durch Argon verdünnt war, erhielten wir nach derselben Methode  $Q$ -Werte, die mit  $Q = -0,24$  MeV gut verträglich sind, was (wie auch die Messung von JESSE und SADAUKIS) zeigt, dass in Argon die Ionisationsarbeit wesentlich weniger von der Teilchenenergie abhängt als in reinem Stickstoff. Es wird deshalb vorteilhaft sein, Energiemessungen in stark verdünnten Gasen durchzuführen.

c) Damit findet auch der  $Q$ -Wert von BLEULER und ROSEL<sup>18)</sup> von  $-0,50 \pm 0,06$  MeV, der durch Eichung mit Po, ThC und ThC' in reinem Stickstoff erhalten wurde, seine Erklärung.

B. Mit monochromatischen Neutronen haben zuerst BARSHALL und BATTAT<sup>4)</sup> dann SIKKEMA<sup>6)</sup> und neuerdings JOHNSON und BARSHALL<sup>5)</sup> gemessen. Die Li-Neutronen von BARSHALL u. a. über-

decken einen andern (tieferen) Energiebereich als die D-D-Neutronen. Deshalb ist für uns in diesem Zusammenhang nur die Messung von SIKKEMA (mit monochromatischen D-D-Neutronen) interessant. Dieser Autor registrierte die Reaktionen mit einem Proportionalzähler ( $\varnothing = 6$  cm, Füllung: 2 Atm. reiner Stickstoff). Er unterschied nicht zwischen  $(n, \alpha)$ - und  $(n, p)$ -Reaktionen und bezeichnete seine Resultate als  $\sigma_{\alpha+p}$ . Dabei wird wegen Wandeffekt von den Protonen ein wesentlich kleinerer Teil registriert worden sein, als von den  $(n, \alpha)$ -Prozessen.

Die Kurve für  $\sigma_{\alpha+p}$  von SIKKEMA hat im wesentlichen denselben Verlauf, wie unsere Kurve von  $\sigma_{\alpha}$ . Deutlich ist bei SIKKEMA, wie bei uns, das grosse Maximum von 2,23 (resp. 2,26) MeV. Auch zeigen sich in seiner Kurve Andeutungen für die Maxima bei 2,56 und 2,75 MeV. Sie wurden von ihm jedoch nicht als Resonanzen angesprochen. Auch bei 3,13 MeV ist aus seiner Kurve eine Andeutung einer Resonanz herauszulesen. Bei uns liegt jener Messpunkt ebenfalls etwas höher als die Umgebung. Als Maximum erschien er jedoch nur in einer unserer drei Messreihen. Vom  $(n, p)$ -Maximum bei 2,80 MeV sieht man in der Kurve von SIKKEMA nichts, was bestätigt, dass bei ihm die  $(n, p)$ -Reaktionen nur teilweise registriert wurden.

C. Die Angaben des absoluten  $WQ$  weisen bei verschiedenen Autoren grosse Differenzen auf. In der folgenden Tabelle findet sich eine Zusammenstellung der verschiedenen Werte. Die Resultate unserer eigenen Abschätzung finden sich in Klammern beigefügt.

Autoren	$E_n$ (MeV)	$\sigma_{\alpha}(10^{-25} \text{ cm}^2)$	$\sigma_p(10^{-25} \text{ cm}^2)$
JOHNSON <sup>5)</sup> . . . . .	2,0	0,3	0,1
Diese Arbeit . . . . .	(2,0)	(0,7)	(0,1)
BALDINGER <sup>9)</sup> . . . . .	2,8	1,6	0,4
SIKKEMA <sup>19)</sup> . . . . .	2,8	1,5	
Diese Arbeit . . . . .	(2,8)	(0,8)	(0,3)
Diese Arbeit . . . . .	(3,6)	(1,5)	(0,2)

Als Ergebnis dieser Arbeit gelang es, Klarheit über einige Resonanzen des Stickstoff- $(n, \alpha)$ - und des  $(n, p)$ -Wirkungsquerschnittes zu erhalten. Zwei bekannte Maxima [ $(n, \alpha)$  und  $(n, p)$  bei  $E_n = 2,26$  MeV] konnten bestätigt, 2 weitere, für welche Andeutungen existierten [ $(n, \alpha)$  bei  $E_n = 2,56$  und  $2,75$  MeV] gesichert und ein neues  $(n, p)$ -Maximum ( $E_n = 2,80$  MeV) gefunden werden. Ander-

seits lassen sich nun die  $(n, \alpha)$ -Maxima mit Teilchenenergien von 2,56 und 2,98 MeV aus den Arbeiten von WILHELMY<sup>1)</sup> und STETTER und BOTHE<sup>3)</sup> als Übergänge auf den Grundzustand des  $B^{11}$ -Kerns ausschliessen.

Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER sind wir für seine wertvolle Unterstützung zu Dank verpflichtet.

### Literaturverzeichnis.

- <sup>1)</sup> E. WILHELMY, Z. f. Physik **57**, 769 (1937).
- <sup>2)</sup> A. STEBLER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **21**, 59 (1948).
- <sup>3)</sup> W. STETTER und W. BOTHE, Z. f. Naturforschung **6a**, 61 (1951).
- <sup>4)</sup> H. H. BARSHALL und M. BATTAT, Phys. Rev. **70**, 245 (1946).
- <sup>5)</sup> C. H. JOHNSON und H. H. BARSHALL, Phys. Rev. **80**, 818 (1950).
- <sup>6)</sup> C. P. SIKKEMA, Internationaler Kongress über Kernphysik und Quantenelektrodynamik, Basel 1949, S. 173.
- <sup>7)</sup> E. BLEULER und W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **19**, 137 (1946).
- <sup>8)</sup> G. T. HUNTER und H. T. RICHARDS, Phys. Rev. **76**, 1445 (1949).
- <sup>9)</sup> E. BALDINGER und P. HUBER, Helv. Phys. Acta **12**, 330 (1939).
- <sup>10)</sup> W. C. ELMORE, Nucleonics, März 1948, S. 29.
- <sup>11)</sup> D. MAEDER, Helv. Phys. Acta **20**, 139 (1947).
- <sup>12)</sup> W. C. ELMORE und M. SANDS, Electronics, Experimental Techniques, New York 1949, S. 58 und 167.
- <sup>13)</sup> W. P. JESSE und J. SADAUKIS, Phys. Rev. **78**, 1 (1950).
- <sup>14)</sup> C. G. HANNA, Phys. Rev. **80**, 530 (1950).
- <sup>15)</sup> E. FERMI et al., Nuclear Physics The University of Chicago Press., 1950, S. 180.
- <sup>16)</sup> P. MEYER, Z. f. Physik **128**, 451 (1950).
- <sup>17)</sup> R. RICAMO und W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **24**, 302 (1951).
- <sup>18)</sup> E. BLEULER und J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta **20**, 445 (1947).
- <sup>19)</sup> C. P. SIKKEMA, Nature **162**, 698 (1948).
- <sup>20)</sup> A. V. TOLLESTRUP et al., Phys. Rev. **75**, 1947 (1949).
- <sup>21)</sup> E. R. GRAVES und J. H. COON, Phys. Rev. **70**, 101 (1946).