

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 21 (1948)
Heft: I

Artikel: Eintrittsresonanzen schneller Neutronen an N14 und S32
Autor: Stebler, A. / Huber, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111897>

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: 21.02.2026

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

Eintrittsresonanzen schneller Neutronen an N^{14} und S^{32}

von **A. Stebler** und **P. Huber**, Basel.

(6. I. 1948.)

Zusammenfassung. Bei Bestrahlung von N^{14} und S^{32} mit einem kontinuierlichen Neutronenspektrum werden bei folgenden Neutronenenergien Eintrittsresonanzen festgestellt: An N^{14} bei 0,48; 0,64; 1,41; 1,77 und 2,20 MeV; an S^{32} bei 2,12 und 2,29 MeV. Die Energietönungen der Reaktionen $N^{14}(n, p)C^{14}$, $N^{14}(n, \alpha)B^{11}$ und $S^{32}(n, \alpha)Si^{29}$ wurden neu bestimmt und mit früheren Angaben verglichen. Die mittlere Ionisierungsarbeit in SO_2 für α -Teilchen von U^{238} wird zu 31,8 eV gemessen.

1. Einleitung.

Ein Beitrag zur Kenntnis der Struktur der Atomkerne bildet die experimentelle Bestimmung von Kernniveaus. Ihre Kenntnis hat neben der praktischen Bedeutung für Kernreaktionen Interesse für eine Theorie der Kerne. Eine Methode zur Bestimmung von Kernniveaus besteht in der Messung des Wirkungsquerschnittes σ von Reaktionen in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Teilchen. Vermag das primäre Teilchen der Energie ε gerade ein Niveau des Zwischenkernes zu bilden, so wird die Einfangwahrscheinlichkeit grösser sein als für die Nachbarenergien $\varepsilon \pm \Delta\varepsilon$, und der Wirkungsquerschnitt der Reaktion besitzt eine Resonanzstelle. Es ist sinnvoll, bei dieser Vorstellung von einer Eintrittsresonanz des Teilchens zu sprechen. Aus den Resonanzstellen im Energiediagramm lassen sich die Niveaus des gebildeten Zwischenkernes berechnen, sofern für die Resonanzlage die Natur der Reaktion bekannt ist und die Übergänge in den Grundzustand des Endkerns erfolgen.

Die vorliegende Methode, die erstmals WILHELMY¹⁾ und später andere Autoren²⁾ benützten, verwendeten wir in dieser Arbeit, um die Niveaus der Kerne N^{15} und S^{33} zu bestimmen. Die Reaktionen werden durch Neutronen erzeugt. Eine gute Bestimmung der Resonanzstellen von σ wäre bei Benützung einer monochromatischen Neutronenquelle möglich, deren Energie stetig ver-

¹⁾ E. WILHELMY, Zs. f. Phys. **107**, 769 (1937).

²⁾ H. ZAGOR und F. VALENTE, Phys. Rev. **67**, 133, (1945). In dieser Arbeit findet sich eine Zusammenstellung früherer Messungen.

schiebbar ist. Eine solche Anordnung verwendeten BARSCHALL und BATTAT¹⁾. Da uns kein solcher Neutronengenerator zur Verfügung stand, arbeiteten wir mit einer Quelle kontinuierlich verteilter Energie. Neutronen einheitlicher Energie wurden mit der d - d -Reaktion hergestellt und in einem geeigneten Graphitmoderator gegen kleinere Energien hin verwaschen. In einer Ionisationskammer wurden mit diesem Kontinuum Reaktionen an N¹⁴ oder S³² ausgelöst und die Energieverteilung der Reaktionsprodukte gemessen. Um einen Vergleich aus der Spektroskopie zu gebrauchen, misst diese Methode die Emissionslinien (α , p) bei Anregung durch ein kontinuierliches Spektrum (n).

2. Die Neutronenquelle.

2.1. Der Neutronengenerator.

Als Neutronenquelle benutzen wir die Kernumwandlung $D^2 + D^2 = He^3 + n^1$.

Die D²-Ionen entstehen in einer Gasentladung²⁾ von 60 kV Betriebsspannung und werden in einer einstufigen Beschleunigungsstrecke bis zu max. 200 kV nachbeschleunigt. Als Spannungsquelle dient ein Kaskadengenerator³⁾.

Zur Trennung der Molekül- und Atomionen wird der Kanalstrahl magnetisch um 45° abgelenkt. Der reine Atomionenstrahl trifft eine Target aus schwerem Eis. Der Targetträger dient zugleich als Faradaykäfig in dem der Ionenstrom dauernd gemessen wird. Damit die in der Target ausgelösten Elektronen die Strommessung nicht fälschen, werden sie durch ein Gegenfeld am Verlassen des Faradaykäfigs verhindert. Dieses Gegenfeld wird durch eine besondere auf -300 V aufgeladene Elektrode erzeugt, die infolge der Targetblende vom Ionenstrahl nicht direkt getroffen werden kann.

Die vom Kanalstrahl nach Durchgang der Kathodenblende ausgelösten Sekundärelektronen werden durch Permanentmagnete am Eintritt in das Beschleunigungsfeld verhindert. Damit konnten wir die zusätzliche Belastung des Hochspannungsgenerators durch Elektronenstrom stark herabsetzen und die entstehende schädliche Röntgenstrahlung wesentlich reduzieren. Zudem wird eine zerstörende Wirkung auf den Kanal durch die im Beschleunigungsfeld fokussierten Sekundärelektronen vermieden.

¹⁾ H. BARSCHALL und M. BATTAT, Phys. Rev. **70**, 245 (1946).

²⁾ P. HUBER und F. METZGER, H.P.A. **19**, 200 (1946).

³⁾ Der Kaskadengenerator wurde von der Fa. Haefely & Cie., Basel gebaut. Wir möchten an dieser Stelle für das uns erwiesene Entgegenkommen danken.

Die Beschleunigungsspannung bestimmt man mit einem Potentiometer von $10^9 \Omega$ durch Messung der Spannung (stat. Voltmeter) an einem Teilwiderstand von $10^6 \Omega$. Die Gasentladungsspannung ermitteln wir aus der Strommessung bei $4 \cdot 10^8 \Omega$ vorgesetztem Widerstand. Diese Widerstandswerte wurden unbelastet statisch und vollbelastet ballistisch gemessen. Beide Methoden führten zu übereinstimmenden Messergebnissen. Die Genauigkeit der Spannungsmessung beträgt $\pm 5\%$.

Die Pumpanlage¹⁾ besteht aus zwei parallelgeschalteten zweistufigen Oldiffusionspumpen, die auf eine kleine ebenfalls zweistufige Oldiffusionspumpe als gemeinsame Vorpumpe arbeiten. Als Vorvakuumpumpe benutzen wir eine zweistufige rotierende Pfeiffer'sche Pumpe. Der gesamte Apparat besitzt bei 10^{-4} mm Hg eine Pumpgeschwindigkeit von $140 \text{ l} \cdot \text{s}^{-1}$.

Mit der beschriebenen Anlage können magnetisch ausgeblendete D⁺-Ströme bis zu $400 \mu\text{A}$ hergestellt werden.

2.2. Das Neutronenspektrum.

Bei bestimmter Deuteronenenergie liefert die *d-d*-Reaktion Neutronen mit einheitlicher Energie²⁾. In diesem Abschnitt wird die Energieverteilung der Neutronen berechnet, die entsteht, wenn Deuteronen mit bekanntem Energiespektrum in einer dicken Target (z. B. schweres Eis) abgebremst werden. Das Energiespektrum der Deuteronen, welches in unserer Gasentladung bei gegebenen Betriebsbedingungen entsteht, konnten wir nicht einfach bestimmen. Dagegen ist es leicht ein Energiespektrum von Protonen unter gleichen Betriebsdaten festzustellen. Für die folgende Berechnung benutzten wir für Deuteronen als erste Näherung den gleichen Verlauf des Spektrums wie für Protonen.

Zur Bestimmung des Spektrums der Protonen wurde eine dicke Bor-Target mit leichtem Wasserstoff bestrahlt. Die Reaktion B¹¹ ($p\gamma$) C¹² besitzt bei 162 kV eine scharfe Resonanzstelle³⁾. Mit festgehaltener Gasentladungsspannung haben wir die Intensität der Gammastrahlung in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung gemessen. Die γ -Strahlung setzt ein, sobald die Beschleunigungsspannung den Wert $A_1 = 162 \text{ kV} - V_g$ (V_g = Gasentladungsspannung in kV) erreicht und wächst dann bis zur Spannung $A_2 = 162 \text{ kV}$. Von hier an bleibt die γ -Intensität konstant (Fig. 1a). Die

¹⁾ Der Firma B.B.C. danken wir für die Herstellung der Hochvakuumpumpen.

²⁾ E. HUDDSPETH und H. DUNLAP, Phys. Rev. **57**, 971 (1940).

³⁾ J. HOLTSMARK, Zs. f. Ph. **118**, 48 (1941).

Differentiation der aufgenommenen Intensitätskurve liefert unmittelbar das Energiespektrum des Kanalstrahls. Es ergibt sich eine symmetrische Intensitätsverteilung der Protonen (Fig. 1b) von einer, der Gasentladungsspannung entsprechenden Breite. Das bedeutet, dass in der Entladung die Protonen alle Energiewerte zwischen 0 und $e \cdot V_g$ annehmen können und dass im Mittel die Spannung $\frac{V_g}{2}$ durchlaufen wird. Da die an einem Deuteronenkanalstrahl durchgeföhrten kalorimetrischen Energiemessungen¹⁾ zu dem gleichen Ergebnis führten, darf auch für die aus der Gasentladung

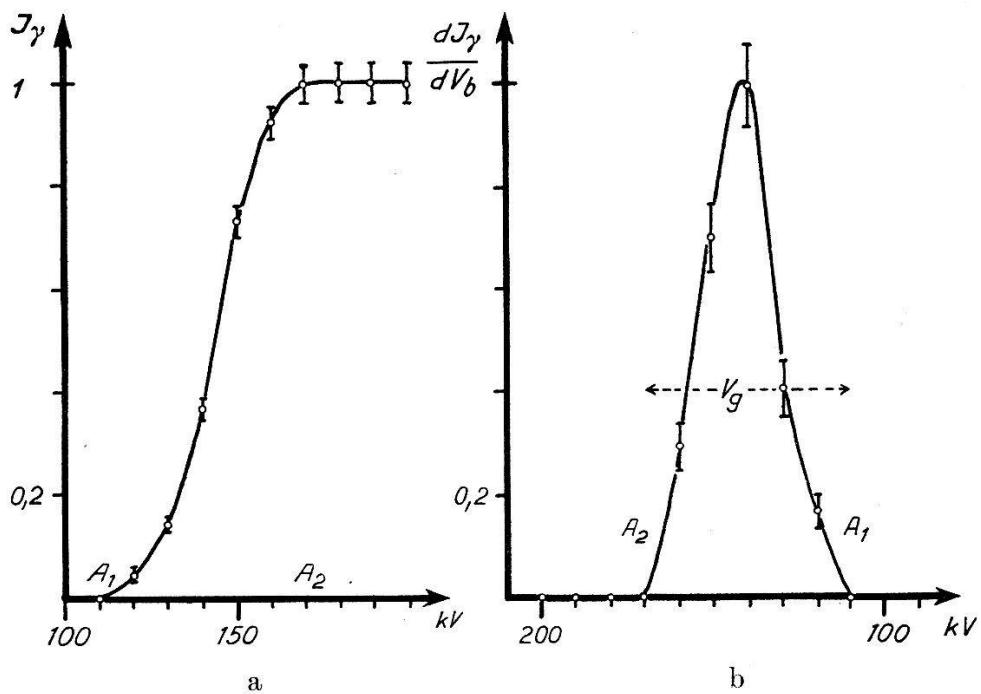


Fig. 1.

Spektrum des Protonenkanalstrahls bestimmt aus der Reaktion $B^{11}(p\gamma)C^{12}$.

kommenden Deuteronen eine zu $\frac{V_g}{2}$ symmetrische Intensitätsverteilung angenommen werden. Der Berechnung der Energieverteilung der Neutronen wurde deshalb für das Deuteronspektrum eine Gauss'sche Verteilung um den Mittelwert der total durchlaufenen Spannung $V_m = V_b + \frac{V_g}{2}$ (V_b = Beschleunigungsspannung) zugrunde gelegt:

$$J(V) dV = K \cdot e^{-a \left(\frac{V_m - V}{V_g/2} \right)^2} \quad \text{für } V_b \leq V \leq V_b + V_g$$

$$J(V) dV = 0 \quad \text{für } V \leq V_b$$

K ist eine Normierungskonstante und a ist ein Mass für die Breite des Spektrums.

¹⁾ P. HUBER, H.P.A. 14, 175 (1941).

Die Deuteronen verlieren in der Target ihre kinetische Energie. Die Zahl der Deuteronen bleibt aber praktisch konstant bis zum Ende der Reichweite, da ja nur ein verschwindend kleiner Bruchteil mit dem schweren Wasserstoff der Target zur Reaktion kommt. Mit abnehmender Energie der Deuteronen nimmt der Wirkungsquerschnitt einer Kernreaktion ab. Nach GAMOW¹⁾ gilt für die Wahrscheinlichkeit der *d-d*-Reaktion in Abhängigkeit von der Deuteronenenergie

$$\varphi \sim e^{-\frac{1,4}{\sqrt{V}}}.$$

Dabei ist V die Deuteronenenergie in MeV. Diese Beziehung wurde durch die Messungen von ROBERTS²⁾ experimentell bestätigt. Damit lässt sich das Spektrum $F(V)$ der Neutronen als Funktion der Energie (V in MeV) der sie erzeugenden Deuteronen angeben.

$$F(V) dV = \left[K \cdot e^{-\frac{1,4}{\sqrt{V}}} \cdot \int_V^{V_b+V_g} e^{-a \left(\frac{V_m - V^*}{V_g/2} \right)^2} \cdot dV^* \right] dV \text{ für } V_b \leq V \leq V_b + V_g$$

$$F(V) dV = \left[K \cdot e^{-\frac{1,4}{\sqrt{V}}} \cdot \int_{V_b}^{V_b+V_g} e^{-a \left(\frac{V_m - V^*}{V_g/2} \right)^2} \cdot dV^* \right] dV \text{ für } V < V_b.$$

Die Umrechnung von $F(V)$ als Funktion der Energie E_n der Neutronen ergibt sich unter Benützung des Energie- und Impulsatzes³⁾, sowie der Energietönung Q der *d-d*-Reaktion⁴⁾. In Fig. 2 sind die Spektren graphisch dargestellt, und zwar sowohl $F(V)$ wie $F(E_n)$. E_n = Neutronenenergie.

Es wurden hierzu folgende Zahlenwerte verwendet:

$$V_b = 0,155 \text{ MeV}, \quad V_g = 0,060 \text{ MeV}, \quad Q = 3,31 \text{ MeV}, \quad a = 4,6.$$

Für $a = 4,6$ liegt das Maximum der Dichtefunktion $F(V)$ bei 167 kV, für $a = 0,9$ bei 160 kV. Die Lage des Maximums wird durch die Breite des Deuteronenspektrums nicht wesentlich beeinflusst, sondern ist durch die Art des Anstieges der Integralfunktion

$$\int_V^{V_b+V_g} e^{-a \left(\frac{V_m - V^*}{V_g/2} \right)^2} \cdot dV^*$$

¹⁾ M. LIVINGSTONE und H. BETHE, Rev. of mod. Phys. **9**, 285 (1937).

²⁾ R. ROBERTS, Phys. Rev. **5**, 813 (1937).

³⁾ M. LIVINGSTONE und H. BETHE, Rev. of. mod. Phys. **9**, 277 (1937).

⁴⁾ T. BONNER und W. BRUBAKER, Phys. Rev. **59**, 237 (1941).

im Gebiete $V_b \leq V \leq V_b + \frac{V_g}{3}$ bestimmt. Aus dieser Berechnung ergibt sich daher für unseren Neutronengenerator ($V_b = 155$ kV $V_g = 60$ kV) ein Spektrum mit der Maximalintensität bei der Energie von $3,02 \pm 0,03$ MeV. Der Fehler ist bedingt durch die Unbestimmtheit des Deuteronenspektrums.

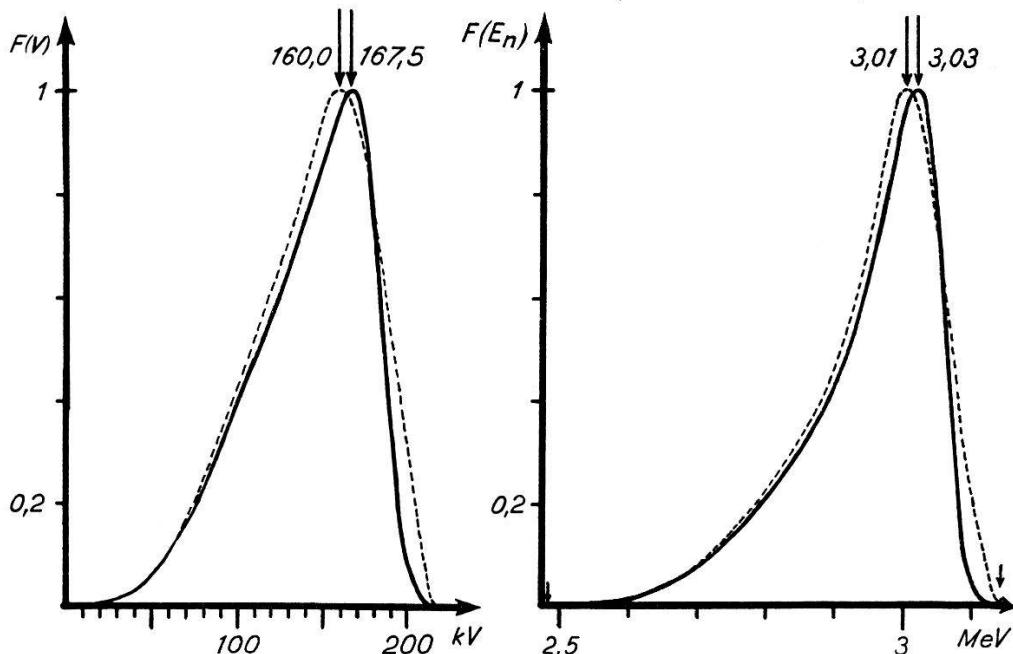


Fig. 2.
Energiespektrum der Neutronen.
----- $a = 0,9$ — $a = 4,6$.

2.3. Die Erzeugung eines kontinuierlichen Neutronenspektrums.

Zur eindeutigen Bestimmung von Resonanzen ist es zweckmäßig, ein Neutronenspektrum zu benutzen, dessen Verteilungsfunktion im betrachteten Energiebereich ($a \leq E_n \leq 3$ MeV) keine Wendepunkte besitzt. Ein solches Spektrum erzeugen wir durch Bremsung der d - d -Neutronen in einem geeigneten Streukörper. Im Mittel verliert ein Neutron durch einen elastischen Stoß die Energie

$$\overline{\Delta E} = \left(1 - \frac{M^2 + 1}{(M + 1)^2}\right) E_n.$$

Dabei bedeuten: E_n = Energie des Neutrons vor dem Stoß.
 M = Atomgewicht des Streukörpers.

Der gesamte Energieverlust eines Neutrons hängt von der erlittenen Stoßzahl ab. Die aus dem Streukörper austretenden Neutronen haben nur dann die von uns verlangte Energieverteilung, wenn der Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes der Streuatome im Intervall $a \leq E_n \leq 3$ MeV keine Wendepunkte zeigt. Die

Neutronenverteilung wird noch stark von der Geometrie des Streukörpers abhängen. Weiterhin nimmt $\overline{\Delta E}$ bei gegebener Anordnung mit wachsendem M ab. Da es in den vorliegenden Messungen möglich war, die Reaktion N¹⁴ ($n p$) C¹⁴ bis zu Neutronenenergien von 0,4 MeV nachzuweisen, wählten wir a zu 0,4 MeV¹⁾. Als Streusubstanz ist deshalb Kohlenstoff²⁾ geeignet. Auch die an den totalen Wirkungsquerschnitt gestellten Anforderungen treffen in diesem Falle zu³⁾.

3. Die Messanordnung.

Zum Nachweis der Kernreaktionen verwenden wir eine Ionisationskammer in deren Füllgas die Kernumwandlungen hervorgerufen werden. Die Ionisationskammerimpulse werden linear verstärkt und mit einem Impulsspektrographen registriert.

3.1. Ionisationskammer und Sättigungsverhältnisse.

Der Aufbau der Ionisationskammer und des zugehörigen Hochspannungsgerätes entspricht in den wesentlichen Teilen einer schon früher beschriebenen Anordnung⁴⁾. In der hier verwendeten Kammer ist die Hochspannungselektrode an einer mit der Kammerwandung starr verbundenen Platte aus Steatit befestigt. Das gleiche keramische Material wurde zur Halterung der Sammellektrode verwendet⁵⁾. Die Anordnung ist so getroffen, dass die Eigenfrequenz der Elektroden oberhalb des in unserer Messapparatur verstärkten Frequenzbandes liegt. Dadurch wird die Kammer für Erschütterungen hinreichend unempfindlich.

Auf der Auffängerelektrode der Ionisationskammer werden die positiven Ladungsträger gesammelt. Diffusion und Rekombination entziehen der Messung einen gewissen Teil der Ionen. Das Verhältnis der gemessenen zur tatsächlich frei gewordenen Ladung sei mit

¹⁾ Die Stickstoffkerne erhalten von 3 MeV-Neutronen Rückstossenergien bis zu 0,75 MeV. Reaktionen sind in Gegenwart dieser Rückstöße nur dann einfach nachzuweisen, wenn sie grössere Energien besitzen. In unserem Falle beschränkten wir uns auf die Messung von Reaktionsenergien > 1 MeV. Dies gibt für den Prozess N¹⁴ ($n p$) C¹⁴ eine minimale Neutronenenergie von 0,4 MeV.

²⁾ Der Graphit (Kohlenstoffgehalt $> 99\%$) wurde von den CECE-Graphitwerken in Zürich zur Verfügung gestellt. Der Direktion danken wir hierfür bestens.

³⁾ C. BAILEY, Phys. Rev. **70**, 583 (1946).

⁴⁾ E. BALDINGER und P. HUBER, H.P.A. **12**, 330 (1939).

⁵⁾ Als Kitt haben wir das säurefeste Araldit verwendet. Dieses wurde uns von der CIBA Basel in verdankenswerter Weise zur Verfügung gestellt.

$J(E)$ bezeichnet. Nach der von G. JAFFÉ¹⁾ entwickelten Theorie der Kolonnenionisation gilt dann:

$$J(E) = \frac{1}{1 + \frac{\alpha N_0}{8 \pi D} \cdot f(x)} \quad \text{und} \quad x = \left(\frac{b_0 \cdot u \cdot E}{2 D} \right)^2.$$

Hierbei bedeuten:

α = Rekombinationskoeffizient.

D = Diffusionskoeffizient.

b_0 = Eine durch Kammergas und Kammergeometrie bestimmte Konstante, die sich umgekehrt proportional zum Kammerdruck ändert.

N_0 = Spezifische Ionisation der geladenen Teilchen.

u = Ionenbeweglichkeit.

E = elektrische Feldstärke.

Die Funktion $f(x)$ wurde von H. ZANSTRA²⁾ tabelliert. Mit wachsendem E strebt sie gegen Null. Sättigung kann nach dieser Beziehung erst bei sehr hohen Feldstärken erreicht werden. Mit Stickstoff lässt sich aber in der in dieser Arbeit verwendeten Kammer für $E = 10 \text{ kV cm}^{-1}$ und $p \leq 5 \text{ ata}$ der Wert $J(E) = 1$ bis auf einige Promille annähern.

Da die spezifische Ionisation N_0 der α -Teilchen in dem benutzten Energiebereich grösser ist als die der Protonen, wird bei sonst gleichen Bedingungen $J(E)_\alpha < J(E)_p$, d. h. für Protonen wird bei kleineren Feldstärken Sättigung erreicht als für α -Teilchen. Diesem Umstand muss bei allen Messungen, wo Sättigung für α -Teilchen nicht erhalten werden konnte, Rechnung getragen werden.

Die in dieser Arbeit experimentell ermittelten Sättigungskurven stimmen mit den nach JAFFÉ berechneten innerhalb der Messgenauigkeit ($\pm 4\%$) überein.

3.2. Verstärker und Eichgerät.

Die erste Stufe des Impuls-Verstärkers³⁾ ist unmittelbar auf die Ionisationskammer montiert. Zur Herabsetzung magnetischer Störungen, hervorgerufen durch elektrische Durchschläge am Neutronengenerator, besteht die Abschirmung aus Eisen von 5 mm Wandstärke. In der ersten Stufe wird eine als Triode geschaltete ausgesuchte Sylvania-Röhre, Typ 6 C 6 verwendet. Der Anodenruhestrom wird auf einen konstanten Wert stabilisiert, um die Schwankungen des Verstärkungsgrades zu verkleinern.

Der Verstärker dient dazu, die auf der Auffängerelektrode gesammelte Ladung derart zu verstärken, dass sie im Impulsspektro-

¹⁾ G. JAFFÉ, Annalen d. Ph. **42**, 303 (1913).

²⁾ H. ZANSTRA, Physica **2**, 818 (1935).

³⁾ E. BALDINGER, W. HÄLG, P. HUBER und A. STEBLER, H.P.A. **19**, 423 (1946).

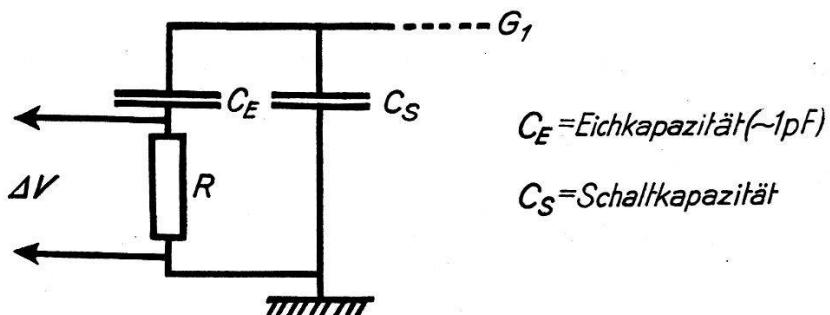
graphen registriert werden kann. Die Beträge der Ladungen werden unabhängig von den Sammelzeiten der Ionen richtig gemessen, wenn die Frequenzcharakteristik des Verstärkers entsprechend eingestellt ist. Eine mögliche Einstellung ergibt sich, wenn die obere Grenzfrequenz ω_0 der Bedingung genügt

$$\omega_0 \ll \frac{1}{t_s}$$

t_s = grösste Laufzeit der Ionen.

Bei dieser Messmethode wird die Aufladung der Sammelelektrode ballistisch gemessen.

Die Ladungsempfindlichkeit des Verstärkers kann während der Messung kontrolliert werden. Dazu erzeugen wir mit einem Eichgerät am Widerstand R Spannungsstösse ΔV (Fig. 3).

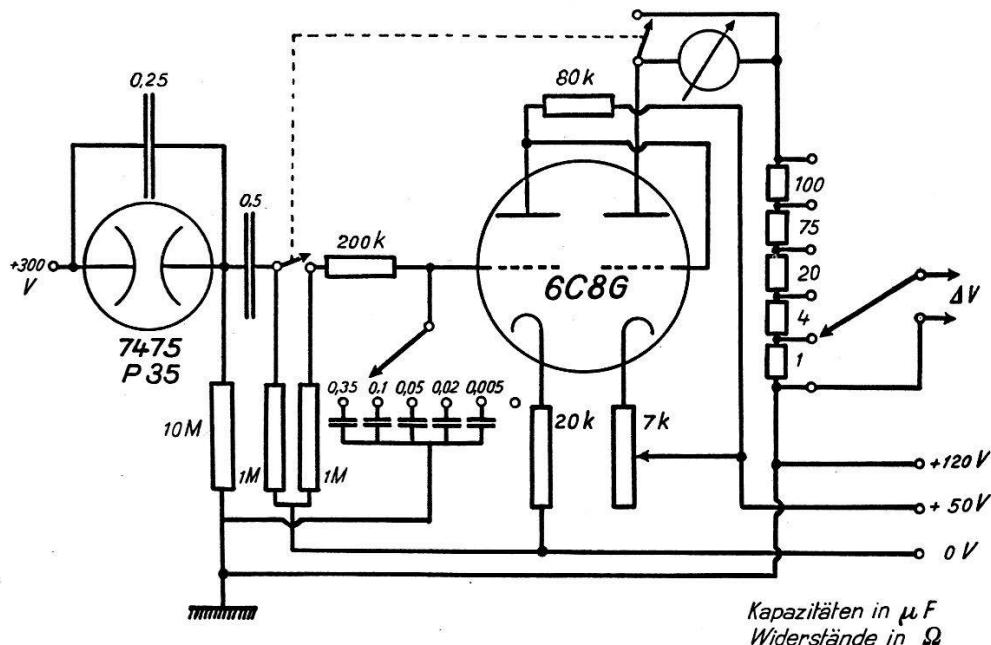


Entsprechend ΔV ändert sich das Potential des Gitters G_1 der ersten Verstärkerstufe um den Betrag $\Delta V_{G_1} = \Delta V \cdot \frac{C_E}{C_E + C_S}$. Wird in der Ionisationskammer die Ladung Q gesammelt, so entsteht am Gitter der Spannungssprung $\Delta V'_{G_1} = \frac{Q}{C_E + C_S}$. Zur Eichung wählen wir ΔV so, dass ΔV_{G_1} gleich $\Delta V'_{G_1}$ wird und somit bestimmt sich die Ladung Q zu $Q = \Delta V \cdot C_E$. Diese Methode der Eichung ist so lange richtig, als t_s und die Anstiegszeit der Spannungsstösse ΔV klein sind gegenüber der Zeitkonstante $(C_E + C_S) \cdot R_g$. (R_g = Differentieller Widerstand der Gitterstromcharakteristik).

Zur Herstellung der Spannungsstösse wird ein zweistufiger Gleichstromverstärker benutzt, der von positiven Impulsen eines Glimmlampenkippgenerators (3 Hz) übersteuert wird. Im Ruhezustand sperrt die erste Stufe, die zweite leitet. Die Kippimpulse rufen im zweiten Anodenkreis trapezförmige Stromimpulse mit scharf defi-

¹) Die Eichkapazität wurde mit einer Präzisionskapazität auf 6% genau bestimmt.

nierter Anstiegszeit (t_A) und Amplitude (i_2) hervor. Ihre Abklingzeit ist etwa 10^{-1} s. Der Anodenwiderstand besteht aus genau bekannten Teilwiderständen R (total 200Ω). Die an R erzeugten Spannungsstöße ΔV werden zur Eichung verwendet. Der Ruhestrom (i_2) der zweiten Stufe kann auf 0,3 % genau gemessen werden. Je nach der Wahl von R und i_2 lässt sich ΔV im Verhältnis 1:4000



Schaltschema des Eichgeräts.

variieren. *R-C*-Glieder im Gitterkreis der ersten Gleichstromverstärkerstufe gestatten t_A zwischen $2 \cdot 10^{-5}$ s und $1 \cdot 10^{-2}$ s zu verändern. Wie die Sammelzeiten der Ionen, so muss auch t_A der Ungleichung $t_A \leq \frac{1}{\omega_0}$ genügen.

3.3. Der Impulsspektrograph.

Die Arbeitsweise des Impulsspektrographen und seine Verwendung bei der Untersuchung von Kernreaktionen hat MAEDER¹⁾ beschrieben. In dieser Arbeit wurden die Spektrogramme nach einer schon früher veröffentlichten Methode²⁾ ausgewertet.

¹⁾ D. MAEDER, H.P.A. **20**, 139 (1947).

²⁾ D. MAEDER, P. HUBER und A. STEBLER, H.P.A. **20**, 230 (1947).

4. Die Messungen an Stickstoff.¹⁾

Das Stickstoffisotop N¹⁴ wird mit schnellen Neutronen kontinuierlich verteilter Energie bestrahlt. Ausgehend von monochromatischen Neutronen erzeugen wir die Energieverteilung mit einem geeigneten Graphitmoderator (Abschnitt 2.3). Durch Absorption eines Neutrons in N¹⁴ entsteht ein angeregter Zwischenkern N¹⁵ der unter Emission eines α -Teilchens oder eines Protons in B¹¹ beziehungsweise C¹⁴ zerfällt. Die kinetische Energie (E_z) der Reaktionsprodukte ist mit Hilfe einer Ionisationskammer messbar.

Bezeichnet man die Zahl der Neutronen mit J_n , die der Reaktionen mit J_z und betrachtet beide in Abhängigkeit von der Neutronenenergie E_n , so gilt die Beziehung

$$J_z(E_n) = K \cdot \sigma_z(E_n) \cdot J_n(E_n).$$

Hier bedeuten K eine durch die Messanordnung gegebene Konstante und σ_z den Wirkungsquerschnitt der Reaktion.

Entspricht die Anregungsenergie des eingefangen Neutrons einem Niveau des Zwischenkerns, so wird für diese Neutronenenergie σ_z und demzufolge auch J_z ein Maximum haben. Der Verlauf von J_z orientiert uns daher über vorhandene Energieniveaus des Zwischenkerns. In der Ionisationskammer wird die Zahl der Reaktionen J_z in Abhängigkeit von der Reaktionsenergie E_z gemessen. Die Funktion $J_z(E_z)$ lässt sich mit Hilfe der Energietönung des Prozesses auf eine Funktion $J_z(E_n)$ in Abhängigkeit von der Neutronenenergie umrechnen, sofern nur Übergänge in den Grundzustand des Endkerns erfolgen.

In dieser Methode wird, um einen Vergleich aus der Spektroskopie zu brauchen, der Stickstoff mit einem kontinuierlichen Spektrum (n) angeregt und seine Emissionslinien (α, p) gemessen. Daraus schliesst man auf das Niveauschema des Zwischenkerns.

4.1. Messung der Energietönung der Reaktion N¹⁴ (np) C¹⁴.

Die (np)-Reaktion an Stickstoff wird mit langsamen Neutronen in einer Ionisationskammer ausgelöst. Die Registrierung erfolgt mit dem Impulsspektrographen. Fig. 5a zeigt eine Aufnahme mit 1500 Kernumwandlungen, Fig. 5b die entzerrte lineare Auswertung.

Die Halbwertsbreite der symmetrischen Kurve beträgt ungefähr 40 kV und ist durch den Untergrund des Verstärkers und die Schwankungen der von den Reaktionsprodukten erzeugten Ionen-

¹⁾ Der für diese Messungen verwendete Stickstoff besitzt einen Reinheitsgrad von > 99,5%.

zahl gegeben. Der Untergrund des Verstärkers bedingt eine Halbwertsbreite von 20 ± 8 kV. Die Energie des Maximums der Verteilungskurve entspricht daher der Reaktionsenergie. Insgesamt wurden 5600 Impulse ausgemessen. Das Maximum lässt sich aus fünf unabhängigen Aufnahmen mit einer Genauigkeit von 4% festlegen. Unter der Annahme eines mittleren Energieaufwandes von 36,3 eV¹⁾ zur Bildung eines Ionenpaares, ergibt sich aus der gemessenen Ladung eine Reaktionsenergie von $0,63 \pm 0,01$ MeV²⁾.

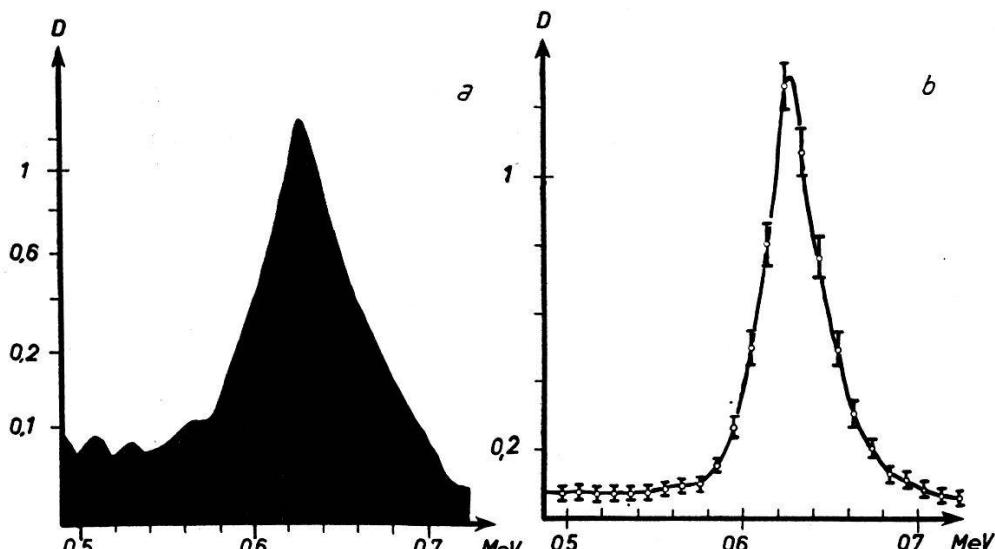


Fig. 5.

Verteilungskurve der $\text{N}^{14} (n, p) \text{C}^{14}$ -Reaktion mit langsamem Neutronen.

a) 2. Kopie des Spektrogrammes; b) lineare Entzerrung von a
(1500 Impulse $> 0,45$ MeV; $p = 3$ ata N_2 ; $E = 8$ kV cm^{-1} .)

Eine Zusammenstellung bisheriger Messungen ergibt:

BARSCHALL und BATTAT³⁾ 0,710 MeV

BONNER und BRUBAKER³⁾ 0,620 MeV

BOGGILD⁴⁾ 0,60 MeV

HUBER, HUBER und SCHERRER⁵⁾ $0,57 \pm 0,04$ MeV

Aus den Massenwerten und der

β -Energie von C^{14} ⁶⁾ 0,60 MeV

Vorliegende Messung $0,63 \pm 0,01$ MeV.

¹⁾ F. ALDER, P. HUBER und F. METZGER, H.P.A. **20**, 139 (1947).

²⁾ Hierbei wird angenommen, dass die Ionisierungsarbeit unabhängig von Teilchenart und -energie ist.

³⁾ H. BARSCHALL und M. BATTAT, Phys. Rev. **70**, 245, (1947).

⁴⁾ J. BOGGILD, Dans. Vid. Sels. **23**, 23 (1945).

⁵⁾ O. HUBER, P. HUBER und P. SCHERRER, H.P.A. **13**, 209 (1940).

⁶⁾ P. LEVY, Phys. Rev. **72**, 248 (1947).

Die Messungen von HUBER, HUBER und SCHERRER sind auf eine Ionisierungsarbeit von 36,3 eV korrigiert. In ihrer Arbeit wurde bei der Berechnung der Eichkapazität das Randfeld vernachlässigt. Der dadurch entstehende Fehler bewirkt, dass die Ladungen und damit die Energien um mindestens 4% zu klein gemessen wurden.

4.2. Messung der Energietönung der Reaktion N¹⁴ (nα) B¹¹.

Die Reaktion N¹⁴ (nα) B¹¹ kann, der negativen Energietönung wegen, nur mit schnellen Neutronen durchgeführt werden. Zur Bestimmung der Energietönung Q (nα) benutzten wir zwei verschiedene Methoden:

a) Bei bekannter Neutronenenergie E_n lässt sich Q (nα) aus der Energie der Reaktionsprodukte berechnen:

$$Q(n\alpha) = E_\alpha - E_n$$

E_α = kinetische Energie des α-Teilchens und des B¹¹-Kerns.

b) Die (np)- und (nα)-Prozesse werden zusammen unter gleichen Bedingungen registriert. Es gilt dann $E_n = E_\alpha - Q(n\alpha) = E_p - Q(np)$ und somit

$$Q(n\alpha) = E_\alpha - E_p + Q(np)$$

E_p = kinetische Energie des Protons und des C¹⁴-Kerns. $Q(np)$ = Energietönung der Reaktion N¹⁴ (np) C¹⁴.

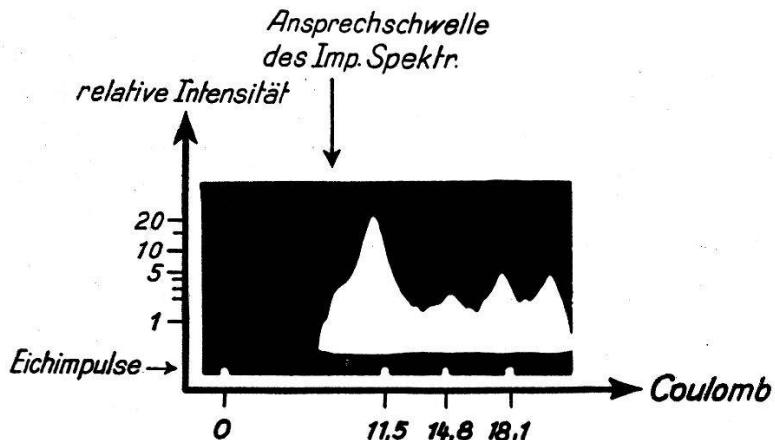


Fig. 6.

Spektrogramm der Stickstoffreaktionen und der Uran-α-Teilchen: 1. Kopie (5000 Impulse > 2,2 MeV; $p = 14,5$ ata N₂; $E = 11$ kV cm⁻¹.)

4.21. Bestimmung von Q (nα) nach der Methode b.

In der Ionisationskammer (Fülldruck 14,5 ata N₂) erzeugen Neutronen von 3 MeV die Reaktion. Gleichzeitig mit den (nα)- und (np)-Prozessen werden die α-Teilchen von U²³⁴ und U²³⁸, die aus einer auf der Hochspannungselektrode der Kammer elektrolytisch

niedergeschlagenen UO_2 -Schicht ($5 \cdot 10^{-3}$ cm Luftäquivalent) austreten, gemessen. In zwei unabhängigen Messreihen registrierten wir insgesamt 45000 Teilchen. Fig. 6 zeigt die 1. Kopie einer Teilaufnahme (5000 Teilchen) und Fig. 7 eine linear aufgetragene Verteilungskurve mit 23000 Impulsen.

Wir bestimmten die bei dem hohen Kammerdruck entstehenden Sättigungsdefizite der α -Teilchen und Protonen und korrigierten die gemessenen Ladungen. Dazu wurden sowohl für die $\text{U}^{238}\text{-}\alpha$ -Teilchen wie auch für die durch thermische Neutronen ausgelösten Protonen der (n,p) -Reaktion Sättigungskurven aufgenommen. Das

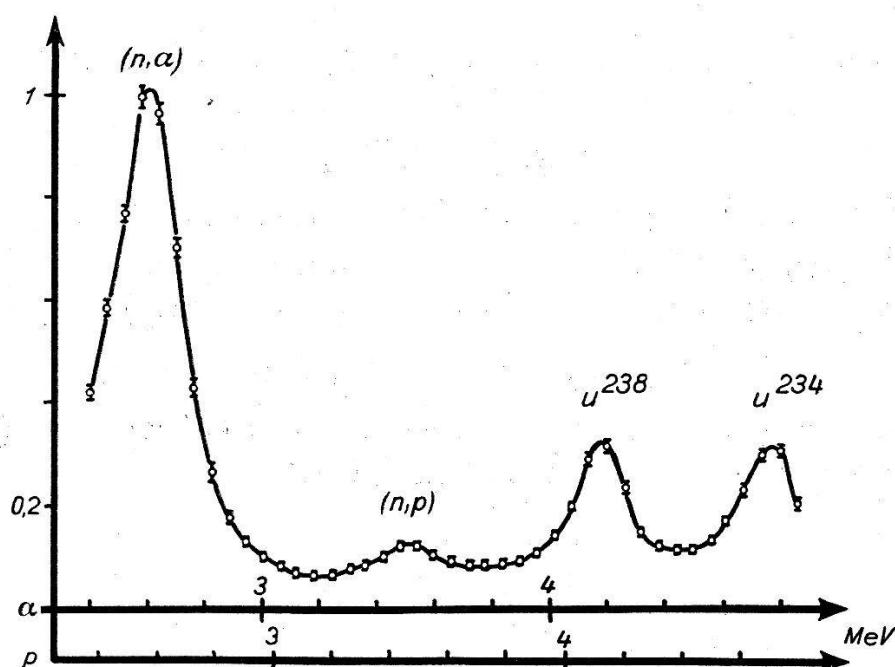


Fig. 7.

Verteilungskurve der Stickstoffreaktionen und der Uran- α -Teilchen
(23000 Impulse $> 2,2$ MeV; $p = 14,5$ ata N_2 ; $E = 11 \text{ kV cm}^{-1}$.)

Defizit der $\text{U}^{238}\text{-}\alpha$ -Teilchen ergab sich zu 2 % und das der 0,6 MeV-Protonen zu 0,6 % (Feldstärke 11 kV cm^{-1} , Druck 14,5 ata). Die Sättigungsdefizite für die in der Reaktion gebildeten schnellen α -Teilchen und Protonen wurden in erster Näherung den obigen Werten gleichgesetzt.

Für die korrigierten Ladungen der Maxima der $(n\alpha)$ - und (np) -Reaktionen beziehungsweise der $\text{U}^{238}\text{-}\alpha$ -Teilchen ergaben sich die Werte:

$$A(\text{U}^{238}) = 18,23 \pm 0,05 \cdot 10^{-15} \text{ Coulomb}$$

$$A(n,p) = 15,11 \pm 0,12 \cdot 10^{-15} \text{ Coulomb}$$

$$A(n,\alpha) = 11,32 \pm 0,09 \cdot 10^{-15} \text{ Coulomb}$$

Die Energie der α -Teilchen des U²³⁸ wurde zu $4,18 \pm 0,03$ MeV angenommen¹⁾. $Q(n\alpha)$ bestimmt sich damit unter Verwendung von $Q(np)$ (Abschnitt 4.1) zu:

$$Q(n\alpha) = -0,24 \pm 0,08 \text{ MeV.}$$

Entsprechend ergibt sich die Energie des Maximums der $(n\alpha)$ -Reaktion:

$$E_\alpha = 2,60 \pm 0,04 \text{ MeV}$$

4.22. Bestimmung von $Q(n\alpha)$ nach der Methode *a*.

In den obigen Messungen wurde der Neutronengenerator mit $V_b = 155$ kV und $V_g = 60$ kV betrieben. Bei diesen Betriebsbedingungen liegt das Maximum der Verteilungskurve der Neutronen bei 3,02 MeV (Abschnitt 2.2). Dieser Energie der Neutronen ist das Maximum der $(n\alpha)$ -Prozesse in Fig. 7 zuzuordnen. Diese Zuordnung ist richtig, da der Untergrund der Messapparatur keine Verschiebung der Energie des Maximums bewirkt. Aus E_α und E_n ergibt sich für $Q(n\alpha)$ der Wert:

$$Q(n\alpha) = -0,42 \pm 0,13 \text{ MeV.}$$

Der angegebene Fehler ist durch die Unbestimmtheit der Neutronenenergie ($\pm 0,09$ MeV) und die Ungenauigkeit der Messung von E_α ($\pm 0,04$ MeV) bedingt. Der Fehler der Neutronenenergie stammt zu gleichen Teilen von der Unsicherheit der Form des Gasentladungsspektrums (Abschnitt 2.2), der Ungenauigkeit der Energietönung der d - d -Reaktion²⁾ und der Spannungsmessung am Neutronengenerator.

In der Folge benutzen wir den Wert von $Q(n\alpha) = -0,24$ MeV. Diese Wahl ist gerechtfertigt, da die Methode *b* mit Ausnahme der Uranenergie und der Energietönung $Q(np)$ nur auf genau ausführbaren Relativmessungen basiert. Zudem sind $E(U^{238})$ und $Q(np)$ präzis messbar. Die nach der Methode *a* bestimmte Energietönung ist jedoch mit den Absolutfehlern der vier zugrunde liegenden Grössen behaftet.

¹⁾ F. ALDER, P. HUBER und F. METZGER, H.P.A. **20**, 239, 1947.

²⁾ Es scheint uns möglich, dass der relativ grosse Unterschied der Ergebnisse der beiden Methoden durch einen zu grossen Q -Wert der d - d -Reaktion zustande kommt.

Die Zusammenstellung bisher gemessener Werte für $Q(n\alpha)$ ergibt:

Aus den Massenwerten ¹⁾	$Q(n\alpha) = -0,27 \pm 0,11$ MeV
BONNER und BRUBAKER ²⁾	$Q(n\alpha) = -0,3$ MeV
BALDINGER und HUBER ³⁾	$Q(n\alpha) = -0,43 \pm 0,1$ MeV
BARSCHALL und BATTAT ⁴⁾	$Q(n\alpha) = -0,260$ MeV
Vorliegende Messungen	$Q(n\alpha) = -0,24 \pm 0,08$ MeV

4.3. Bestrahlung von N^{14} mit Neutronen kontinuierlicher Energieverteilung.

Der Streukörper zur Erzeugung eines kontinuierlichen Neutronenspektrums ist aus Graphitquadern der Grösse $5 \times 10 \times 20$ cm aufgebaut und zeigt die in Fig. 8 dargestellte Form. Die vom Streukörper austretenden Neutronen erzeugen in der Ionisationskammer die Reaktionen.

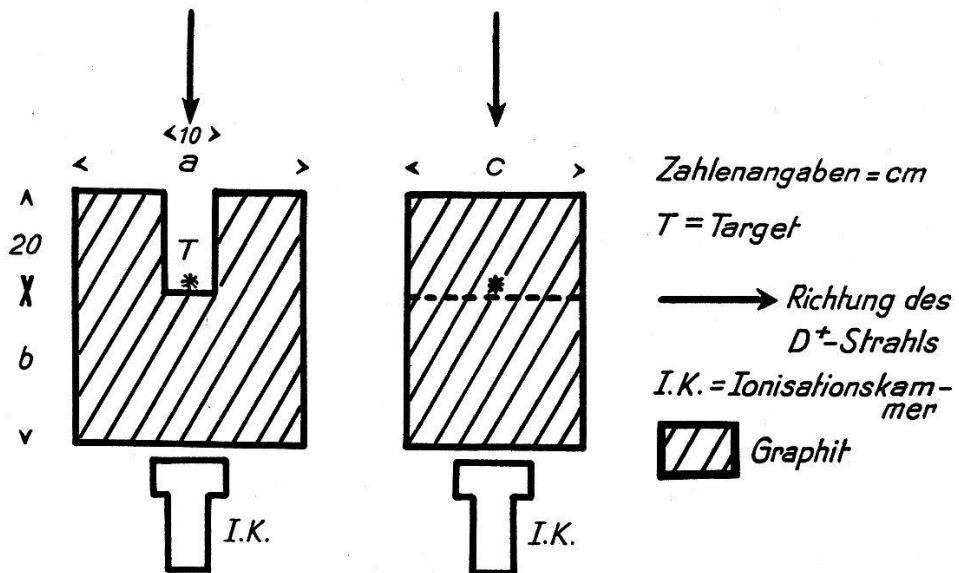


Fig. 8.
Anordnung des Graphitmoderators.

Fig. 9 zeigt die Auswertung eines Spektrogrammes mit 43 000 registrierten Kernreaktionen. Die Dimensionen des hierzu verwendeten Moderators betragen $a = 60$ cm, $b = 15$ cm, $c = 35$ cm.

Zum Vergleich diene die Impulsverteilung in Fig. 10, die unter den gleichen Versuchsbedingungen wie Fig. 9 aber ohne Graphit erhalten wurde.

¹⁾ J. MATTAUCh und S. FLÜGGE, Kernphys. Tabellen, Springer-Verlag, Berlin 1942.

²⁾ T. BONNER und W. BRUBAKER, Phys. Rev. **49**, 778 (1931).

³⁾ E. BALDINGER und P. HUBER, H.P.A. **12**, 330 (1939).

⁴⁾ H. BARSCHALL und M. BATTAT, Phys. Rev. **70**, 245 (1946).

In beiden Spektrogrammen erscheint ein ausgeprägtes Maximum bei einer Energie von 2,60 MeV, welches der Häufigkeitsverteilung

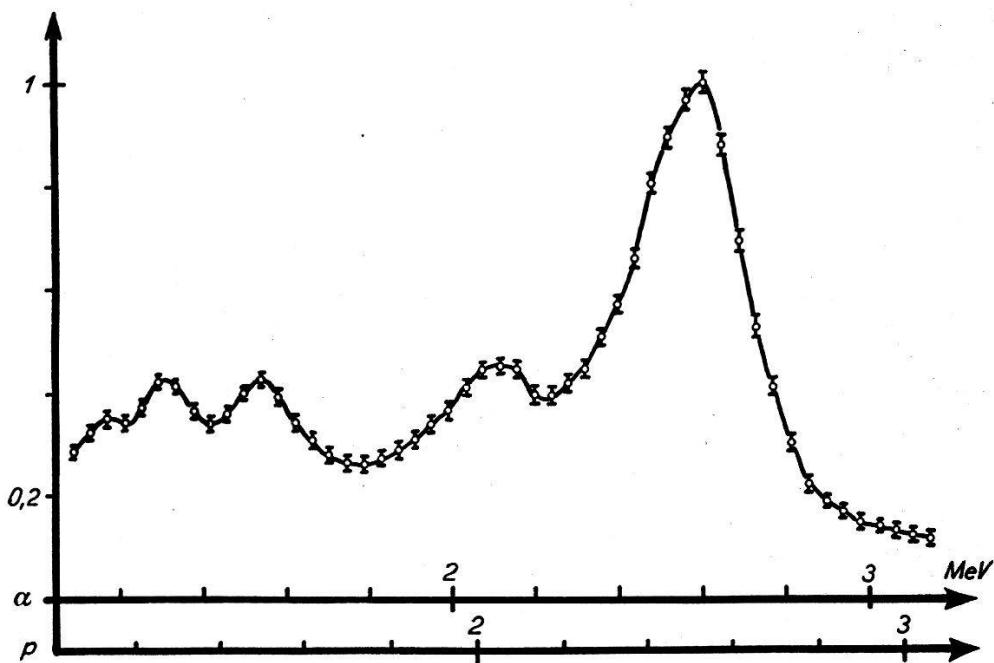


Fig. 9.

Stickstoffreaktionen mit kontinuierlichem Neutronenspektrum
(43000 Impulse > 1 MeV; $p = 12$ ata N₂; $E = 11$ kV cm⁻¹.)

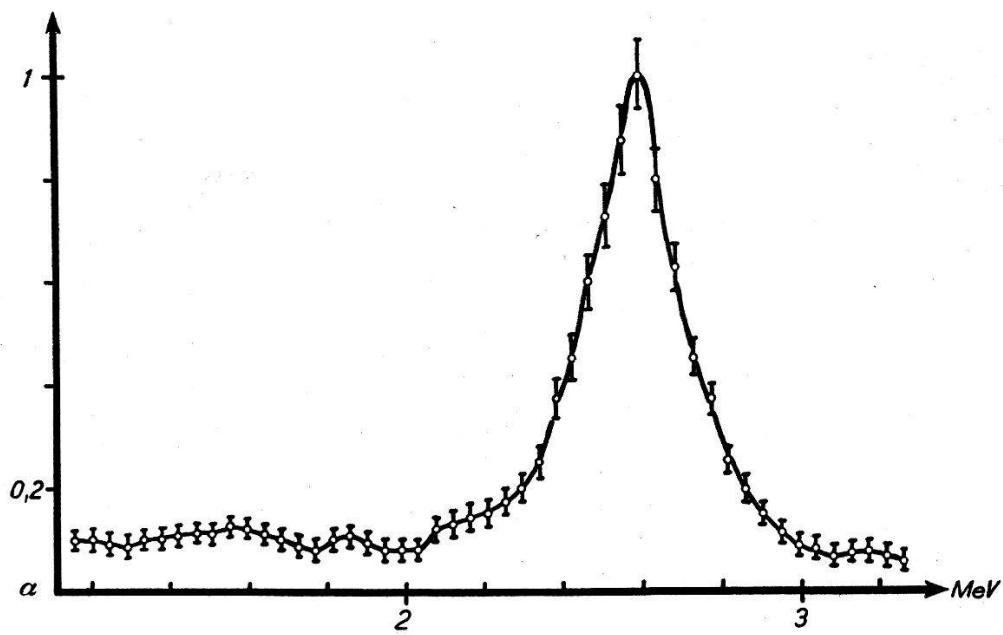


Fig. 10.

($n\alpha$)-Reaktion an Stickstoff mit monochromatischen Neutronen
(2100 Impulse > 2 MeV; $p = 16$ ata N₂; $E = 11$ kV cm⁻¹.)

der Neutronen unseres Generators entspricht. Die vier weiteren Maxima in Fig. 9 treten nur bei Messungen mit dem Streukörper

auf. In der Einleitung zu Abschnitt 4 wurde erläutert, dass sie sich den Anregungsniveaus des Zwischenkerns N^{15} zuordnen lassen. Gegen diese Deutung sind prinzipiell noch zwei Einwendungen möglich.

1. Die spezielle Wahl der Geometrie des Streukörpers und Verunreinigungen des Graphits könnten bewirken, dass das durch ihn erzeugte kontinuierliche Neutronenspektrum den in Abschnitt 2.3 gestellten Bedingungen nicht entspricht, sondern für Neutronenenergien $0,4 \leq E_n \leq 3$ MeV ausgeprägte Maxima besitzt.

2. Die Endkerne B^{11} und C^{14} der $(n\alpha)$ - und (np) -Reaktionen besitzen noch angeregte Niveaus, so dass vom Zwischenkern aus sowohl Übergänge in die Grundzustände, wie auch in angeregte Zustände möglich sind. Die Übergangswahrscheinlichkeiten können dabei mit der Neutronenenergie variieren.

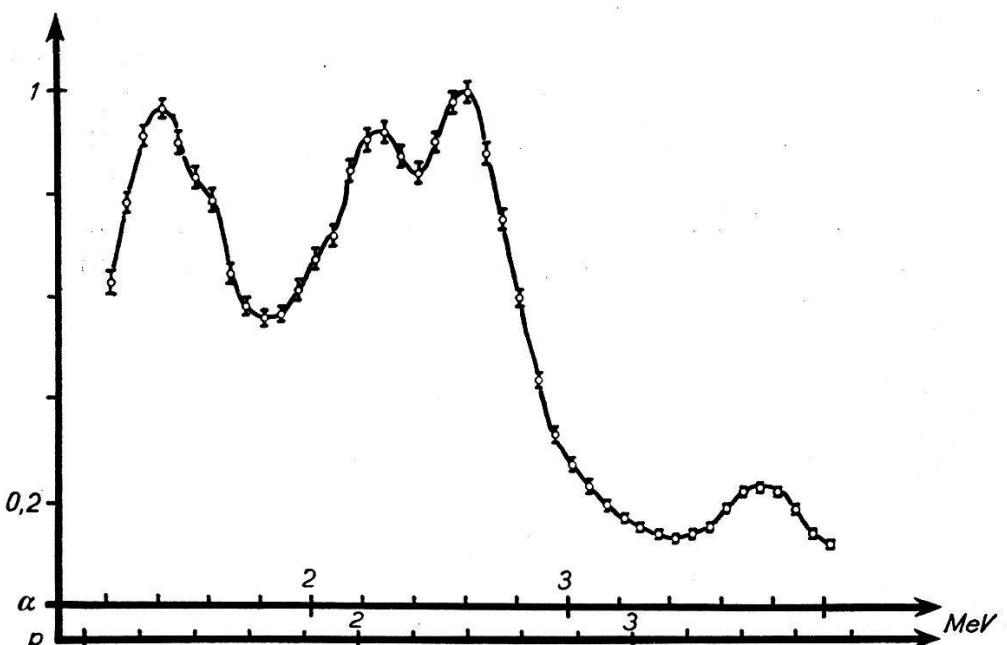


Fig. 11.

Stickstoffreaktionen mit kontinuierlichem Neutronenspektrum
(40000 Impulse $> 1,5$ MeV; $p = 16$ ata N_2 ; $E = 11$ kV cm^{-1} .)

Dass der erste Einwand nichtig ist, wurde experimentell nachgewiesen. Zu diesem Zwecke bestrahlte man unter sonst gleichen Bedingungen wie bei Stickstoff gasförmiges SO_2 und untersuchte die Reaktion $S^{32}(n\alpha)Si^{29}$. Die zu Stickstoff entsprechende Impulsverteilung¹⁾ (Fig. 16) zeigt neben dem Hauptmaximum noch zwei weitere. Rechnet man nun für Stickstoff und für Schwefel die den Maxima entsprechenden Neutronenenergien aus, so ist keine Übereinstimmung festzustellen.

¹⁾ Die Messungen mit SO_2 sind in Abschnitt 5 beschrieben.

Das auch die Geometrie einer symmetrischen Graphitanordnung keinen Einfluss auf die Lage der in Stickstoff festgestellten Maxima hat, konnte experimentell nachgewiesen werden. Die Änderung der Graphitanordnung verschiebt nur die relativen Intensitäten der Maxima (Fig. 11).

Der zweite Einwand lässt sich durch die folgende Überlegung entkräften: Aus den Messungen ohne Graphit (Fig. 7 und Fig. 10) geht hervor, dass für Neutronenenergien von etwa 3 MeV nur Übergänge von N^{14} in den Grundzustand von B^{11} , resp. C^{14} erfolgen. Nun nimmt aber die Wahrscheinlichkeit für die Emission geladener Teilchen des Gamowfaktors wegen mit kleiner werdender Energie stark ab. Es ist deshalb für Neutronen niedriger Energie als 3 MeV noch unwahrscheinlicher, dass der Endkern der Reaktion angeregt zurückbleibt¹⁾. Er könnte aber noch Niveaus besitzen, die sich energetisch nur wenig vom Grundzustand unterscheiden, vom Zwischenkern aus aber nicht erreicht werden können, wenn man ihn mit 3 MeV-Neutronen erzeugt. Solche Übergänge müssten wegen Drehimpulsauswahlregeln verboten sein. Man kann sich nun fragen, ob von tieferen Niveaus des Zwischenkerns aus solche Übergänge stattfinden. Diese Möglichkeit ist aber auszuschliessen, da die Wellenlängen für 3 MeV-Neutronen bereits gross gegenüber dem Kernradius sind, so dass diese Neutronen dem Zwischenkern kein Impulsmoment übertragen können. Demzufolge unterscheiden sich alle hier anregbaren Niveaus in N^{15} in keiner Weise bezüglich des Drehimpulses und die Annahme ist berechtigt, dass die auftretenden Maxima durch Niveaus im Zwischenkern N^{15} hervorgerufen sind.

Um die den Niveaus zugehörenden Neutronenenergien ermitteln zu können, muss festgestellt werden, welchen Reaktionen die gemessenen Maxima zuzuordnen sind. Hierzu lassen sich zwei verschiedene Wege einschlagen:

a) Geladene Teilchen sind in einer Ionisationskammer stets einem „Randeffekt“ unterworfen, da das Zählvolumen nur eine endliche Ausdehnung besitzt. Dieser Effekt ist für α -Teilchen wesentlich kleiner als für Protonen gleicher Energie. Durch geeignete Druckvariation lässt sich deshalb zwischen α -Teilchen und Protonen unterscheiden, sofern ihre Energien nicht zu verschieden sind.

¹⁾ Bis jetzt sind folgende Anregungsniveaus bekannt: B^{11} : 1,92 MeV, 3,89 MeV C. SMITH und E. MURELL, Proc. Camb. Soc. **35**, 298 (1939); C^{14} : 5,24 MeV R. HUMPHREYS und W. WATSON, Phys. Rev. **60**, 542 (1941).

b) Setzt man bei festgehaltenem Fülldruck die Kammerspannung herab, so werden die Sättigungsdefizite der α -Teilchen und Protonen vergrössert. Die Zunahme ist für α -Teilchen der höheren spezifischen Ionisation wegen stärker als für Protonen. Dieses verschiedene Verhalten gestattet ebenfalls die $(n\alpha)$ - bzw. die (np) -Reaktionen zu erkennen.

Die Methode *b* hat den Vorteil, dass die Zahl der registrierten Reaktionen bei konstanter Neutronenintensität fest bleibt, dagegen bringen die ungünstigeren Sättigungsverhältnisse eine Verwaschung der Gruppen und somit eine Verschlechterung des Auflösungsvermögens mit sich. In diesen Messungen haben wir uns deshalb für die Methode *a* entschieden.

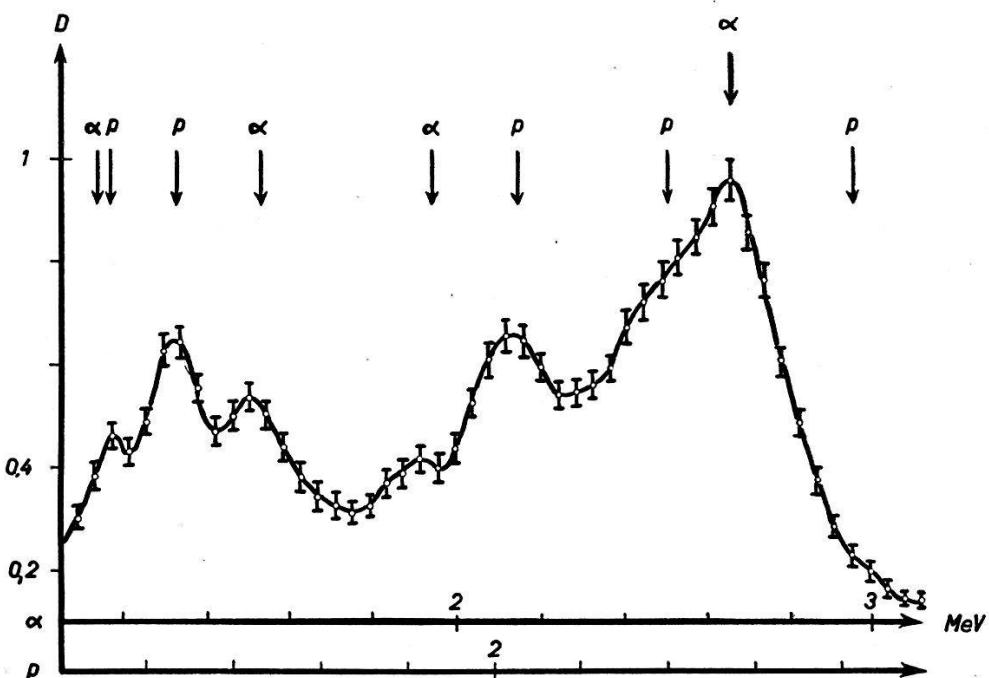


Fig. 12.

Stickstoffreaktionen mit kontinuierlichem Neutronenspektrum bei hohem Druck
(18000 Impulse > 1 MeV; $p = 15$ ata N_2 ; $E = 11$ kV cm $^{-1}$.)

Fig. 12 zeigt eine bei 15 ata N_2 aufgenommene Impulsverteilung (Graphit: $a = 60$ cm, $b = 30$ cm, $c = 45$ cm). Die Zahl der registrierten Reaktionen beträgt 18000. Zur Erzielung eines günstigen Auflösungsvermögens wird die obere Grenze des Messbereiches auf 3,2 MeV festgesetzt. Ausser dem starken $(n\alpha)$ -Hauptmaximum sind fünf weitere erkennbar. Wie später gezeigt wird, ist die in Fig. 9 noch nicht festgestellte Gruppe einer $(n\alpha)$ -Reaktion zuzuordnen. Sie liegt in der unmittelbaren Nachbarschaft des ausgeprägten (np) -Maximums. Eine Trennung der Gruppen war in dieser Mess-

anordnung möglich, da 1. die Verwaschung der Maxima infolge von Impulsüberlagerungen geringer ist (es wurden pro Zeiteinheit 2,5 mal weniger Reaktionen registriert als in der, der Fig. 9 zugrunde liegenden Messung) und 2. die bei dem hohen Kammerdruck merklich verschiedenen Sättigungsdefizite eine zusätzliche Energieverschiebung der α -Teilchen und Protonen verursachen. Unmittelbar ober- und unterhalb des Hauptmaximums lässt der Verlauf der Impulsverteilungskurve noch zwei weitere Gruppen vermuten. Diese können aber nicht aufgelöst werden, da sie in den Flanken des Hauptmaximums liegen. Die Möglichkeit, das durch den Neutronen- generator bedingte Hauptmaximum zu verschieben und damit die Gruppen zu trennen, war nur in beschränktem Umfange durchführbar. Die Variation der Beschleunigungsspannung zwischen 100

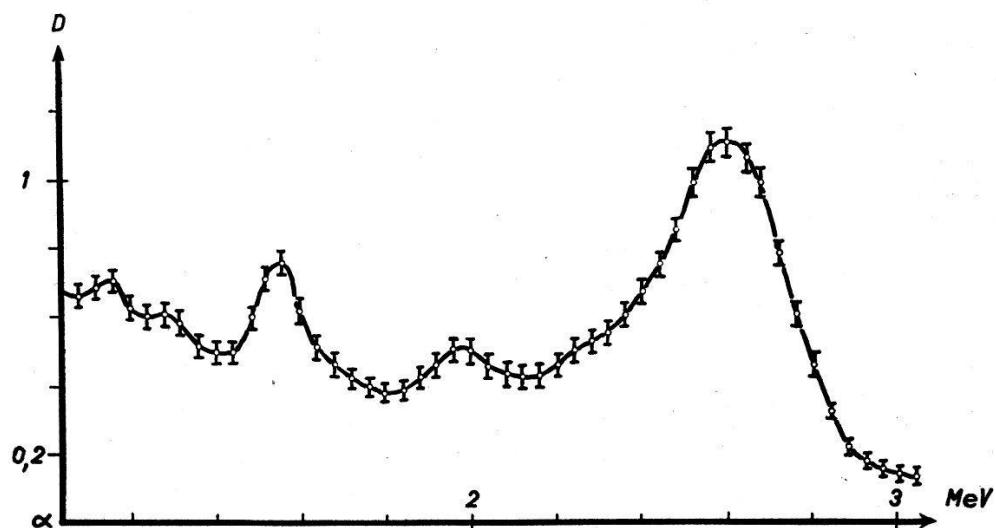


Fig. 13.

Stickstoffreaktionen mit kontinuierlichem Neutronenspektrum bei kleinem Druck
(18000 Impulse > 1 MeV; $p = 2$ ata N₂; $E = 10$ kV cm⁻¹.)

und 180 kV gestattet eine Veränderung der Neutronenenergie von 2,9 nach 3,1 MeV. Ein Vergleich der Fig. 9 ($E_n = 3,0$ MeV) mit Fig. 12 ($E_n = 3,1$ MeV) zeigt eine zwar merkliche, aber zur Trennung ungenügende Verschiebung. Die Bestrahlung unter einem anderen Winkel als 0° zum Deuteronenstrahl verlagert wohl das Hauptmaximum bis 2,5 MeV (90°), verbreitert es aber gleichzeitig und bewirkt deshalb keine bessere Auflösung. In sämtlichen Messreihen (~ 150000 Reaktionen), die mit hohen Fülldrucken der Kammer (> 10 ata) durchgeführt wurden, zeigt die Impulsverteilungskurve das Vorhandensein dieser zwei Gruppen. Ihre Existenz darf daher als sicher betrachtet werden, jedoch lässt sich die Energie nicht genau festlegen.

Die Einordnung der sieben festgestellten Teilchengruppen in $(n\alpha)$ - und (np) -Prozesse ergibt sich durch Vergleich von Fig. 12 mit der Impulsverteilung bei einem Kammerdruck von 2 ata N_2 (Fig. 13). Der grosse Randeffekt für Protonen bewirkt, dass hier nur noch α -Teilchen und B^{11} resp. C^{14} -Kerne registriert werden.

Tabelle 1 zeigt eine Zusammenstellung der Teilchengruppen bezüglich ihrer Energiewerte, wie sie von anderen Autoren und in dieser Arbeit erhalten wurden.

Tabelle 1.
(Energiewerte in MeV)

Vorliegende Messungen		Barschall und Battat*) ¹⁾		Wilhelmy ²⁾	Zagor und Valente ³⁾	Maurer ⁴⁾	Hansen ³⁾
$(n\alpha)$	(np)	$(n\alpha)$	(np)	$(n\alpha)$	$(n\alpha)$	(αn)	$(n\alpha)$
1,14 \mp 0,04	1,11 \mp 0,04	1,21	1,18				
	1,27 \mp 0,03		1,33		1,33		1,31
1,54 \mp 0,04				1,42	1,64	1,40	1,75
1,97 \mp 0,06					1,94	2,00	1,94
	2,06 \mp 0,06		2,08	2,04	2,15		2,31
	2,40 \mp 0,1			2,59	2,64		2,58
	2,82 \mp 0,1				2,98	2,70	2,93
				3,21		3,25	3,18
						3,49	
						3,74	3,7.
						3,86	3,82

*) Zur Umrechnung der gemessenen Neutronenenergien in die angeführten Werte wurde benutzt: $Q(np) = 0,63$ MeV; $Q(n\alpha) = -0,24$ MeV.

Rechnet man mit Hilfe der Energietönung die Neutronenenergie zu jeder festgestellten (np) resp. $(n\alpha)$ -Gruppe aus, so ergibt sich das in Fig. 14 dargestellte Schema der Anregungsniveaus des Zwischenkerns. Die Energiewerte der Resonanzneutronen betragen in MeV:

¹⁾ H. BARSCHALL und M. BATTAT, Phys. Rev. **70**, 245 (1946).

²⁾ E. WILHELMY, Zs. f. Ph. **107**, 769 (1937).

³⁾ H. ZAGOR und F. VALENTE, Phys. Rev. **67**, 133 (1945).

⁴⁾ W. MAURER, Zs. f. Ph. **107**, 721 (1927).

$0,48 \pm 0,05$, $0,64 \pm 0,04$, $1,41 \pm 0,09$, $1,77 \pm 0,11$, $2,20 \pm 0,12$.
Daraus ergeben sich die Niveaus des Zwischenkerns N^{15} :

$$E_0 = E_n \cdot \frac{14}{15} + E_b$$

E_0 = Energie des Niveaus

E_b = Bindungsenergie des Neutrons in N^{15} .

Soweit die α -Teilchen noch gemessen werden konnten, lässt sich jedem Übergang nach C^{14} auch ein Übergang nach B^{11} zuordnen.

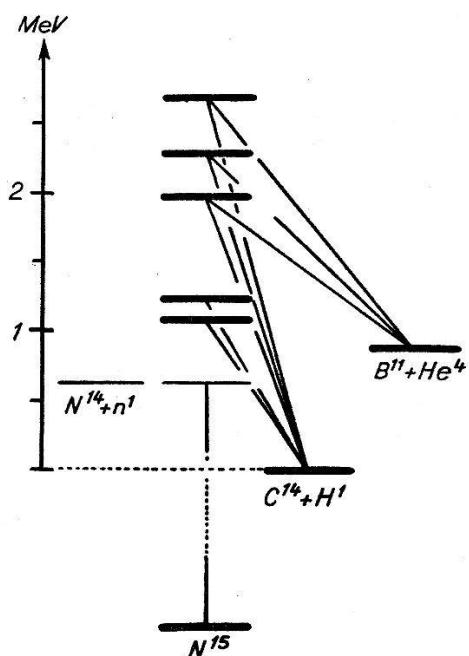


Fig. 14.

Niveauschema von N^{15} .

Diskussion.

Die in dieser Arbeit erhaltenen Energiewerte für die Teilchengruppen der $(n\alpha)$ - und (np) -Reaktion decken sich innerhalb der Messgenauigkeit mit den von BARSCHALL und BATTAT gefundenen. Ebenso ergeben sich keine Widersprüche beim Vergleich unserer Messresultate mit denjenigen von Maurer.

Dagegen bestehen zwischen unseren Ergebnissen und denjenigen von WILHELMY, ZAGOR und VALENTE und HANSEN Unterschiede. Diese Autoren bestrahlten N^{14} mit Neutronen einer kontinuierlichen Energieverteilung, deren Maximalenergie oberhalb 10 MeV ist. Es erscheint daher möglich, dass vom entstehenden hoch an-

geregten Zwischenkern N^{15} aus, nicht nur Übergänge in den Grundzustand von B^{11} , sondern auch in angeregte Zustände stattfinden¹⁾. Unter diesen Umständen kann die Zahl der Teilchengruppen, die einem bestimmten Niveau von N^{15} zugeordnet sind, grösser als eins werden.

ZAGOR und VALENTE verwendeten eine Messanordnung, die auch noch Protonen kleinerer Energie als 1,5 MeV zu registrieren gestattete. Es liegt deshalb nahe, die von ihnen bei 1,33 MeV festgestellte Teilchengruppe der (np) -, statt der $(n\alpha)$ -Reaktion zuzuschreiben. Dies würde auch mit dem von uns erhaltenen Resultate übereinstimmen.

THIBAUD und COMPARAT²⁾ haben mit der von WILHELMY angewendeten Methode ebenfalls Messungen an N^{14} durchgeführt. Die statistischen Fehler ihrer Messpunkte sind jedoch so gross, dass die Realität gewisser $(n\alpha)$ -Gruppen bezweifelt werden muss.

5. Die Messungen mit SO_2

Neutronen von 3 MeV Energie lösen an Schwefel die Reaktionen



aus³⁾. Zur Kammerfüllung benutzten wir SO_2 ⁴⁾, welches durch Einwirkung von H_2SO_4 auf Na_2SO_3 hergestellt und mit fraktionierter Destillation gereinigt wurde. Der Isolationswiderstand der Aufwägterelektrode der Ionisationskammer sinkt rasch mit steigendem SO_2 -Fülldruck.

Isolationswiderstand bei Stickstofffüllung: $10^{14} \Omega$
(Raumtemperatur 18°)

Isolationswiderstand bei 1,9 ata SO_2 : $10^{13} \Omega$

Isolationswiderstand bei 2,1 ata SO_2 : $10^{12} \Omega$

Eingangswiderstand der 1. Verstärkerstufe: $10^{10} \Omega$

¹⁾ Bis jetzt sind von B^{11} folgende Niveaus bekannt: 1,93 MeV und 3,89 MeV
C. SMITH und E. MURELL Proc. Camb. Phil. Soc. **35**, 298 (1939).

²⁾ J. THIBAUD und P. COMPARAT, J. de Phys. et Rad. **10**, 161 (1939).

³⁾ P. HUBER, H.P.A. **14**, 163 (1941).

⁴⁾ Aus den Massenwerten nach J. MATTIAUCH und S. FLÜGGE (Kernphys. Tab. Berlin, Springer-Verlag 1942) ergeben sich für die an Sauerstoff möglichen Reaktionen folgende Energietönungen: $O^{16} (n\alpha) C^{13} Q = -2,30$ MeV und $O^{16} (np) N^{16} Q = -5,24$ MeV. Mit Neutronen von 3 MeV kann nur die $(n\alpha)$ -Reaktion ausgelöst werden. In unserer Messanordnung werden α -Teilchen von 0,7 MeV nicht mehr registriert.

Damit der Isolationswiderstand gross bleibt gegenüber dem Eingangswiderstand der 1. Stufe, verwendeten wir nie grössere Kammerdrucke als 2,0 ata. Bei diesem Drucke wird der Randeffekt der in der (np)-Reaktion entstehenden Protonen so gross, dass sie nicht mehr mit genügender Genauigkeit gemessen werden können.

5.1. Messung des mittleren Energieverlustes pro Ionenpaar in SO₂ und Bestimmung der Energietönung der Reaktion S³² (nα) Si²⁹.

Zur Bestimmung der Ionisierungsarbeit in SO₂ wird die durch U²³⁸-α-Teilchen gebildete Ladung gemessen. Bei einem Kammerdruck von 1,0 \pm 0,1 ata SO₂ und einer Feldstärke von 11,0 \pm 0,5 kV cm⁻¹ ergibt sich eine Ladung von 20,8 \pm 0,3 \cdot 10⁻¹⁵ Coulomb.

Der nach der Theorie von G. JAFFÉ¹⁾ aus den aufgenommenen Sättigungskurven berechnete Grenzwert für eine unendlich grosse Feldstärke beträgt 21,1 \pm 0,4 \cdot 10⁻¹⁵ Coulomb. Die Energie der α-Teilchen ist 4,18 \pm 0,03 MeV. Somit beträgt die mittlere Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares in SO₂

$$31,8 \pm 0,9 \text{ MeV.}$$

Der *Q*-Wert der Reaktion S³² (nα) Si²⁹ wird bestimmt, indem man die Reaktionsenergie, erzeugt durch schnelle monochromatische Neutronen, mit der Energie von U²³⁸-α-Teilchen vergleicht. In unserer Messanordnung fiel das Maximum der Impulsverteilung der untersuchten Reaktion mit dem der gleichzeitig registrierten U²³⁸-α-Teilchen zusammen. Wird die Messung getrennt, aber unter gleichen Bedingungen durchgeführt²⁾, so stimmen innerhalb der erreichbaren Messgenauigkeit die den beiden Maxima zugeordneten Ladungen überein. Die Energie des Hauptmaximums der (nα)-Reaktion ergibt sich somit zu 4,18 \pm 0,06 MeV. Die diesem Maximum entsprechende Neutronenenergie ist 3,02 \pm 0,09 MeV³⁾ und die Energietönung beträgt daher

$$Q = 1,16 \pm 0,15 \text{ MeV}$$

in Übereinstimmung mit dem früher angegebenen Wert⁴⁾.

¹⁾ G. JAFFÉ, Annalen d. Ph. **42**, 303 (1913).

²⁾ Der Kammerdruck wurde mit 1% und die Feldstärke mit 2% Genauigkeit gleich eingestellt.

³⁾ Siehe Abschnitt 4.22.

⁴⁾ P. HUBER, H.P.A. **14**, 185 (1941).

Fig. 15 zeigt eine Impulsverteilung der Reaktion $S^{32} (n\alpha) Si^{29}$ mit 9000 im Energiebereich zwischen 2,8 und 4,8 MeV registrierten Prozessen (Druck: $1,94 \pm 0,02$ ata SO_2 . Feldstärke $11,0 \pm 0,5$ kV cm^{-1}).

Trotz der positiven Energietönung liess sich diese $(n\alpha)$ -Reaktion nicht mit thermischen Neutronen in messbarem Umfange hervor-

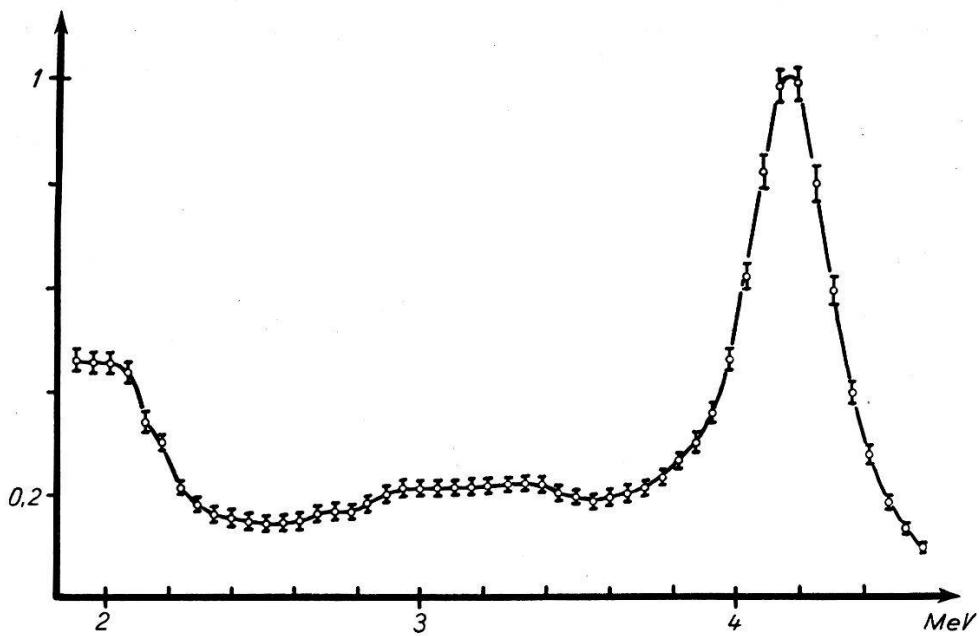


Fig. 15.

$(n\alpha)$ -Reaktion an S^{32} mit monochromatischen Neutronen
(9000 Impulse $> 2,8$ MeV; $p = 1,96$ ata SO_2 ; $E = 11$ kV cm^{-1} .)

rufen. Der Grund ist in dem schon beträchtlichen Gamowfaktor zu suchen, welcher den Austritt der α -Teilchen aus dem Zwischenkern bestimmt.

5.2. Die Bestrahlung von S^{32} mit Neutronen kontinuierlicher Energieverteilung.

Zur Erzeugung des kontinuierlichen Neutronenspektrums wird die gleiche Graphitanordnung wie in Fig. 8 verwendet. Fig. 16 zeigt eine mit diesem Neutronenspektrum erhaltene Impulsverteilung.

Neben dem auch ohne Graphit festgestellten Hauptmaximum bei 4,18 MeV (Fig. 15) treten noch zwei weitere Maxima auf, die in sieben unabhängigen Messreihen stets getrennt erscheinen. Im Energiebereich von 2,8 bis 4,8 MeV wurden total 9000 Reaktionen registriert. Die Energien der beiden Maxima ergeben sich zu $3,45 \pm 0,09$ MeV und $3,28 \pm 0,09$ MeV. Unter Verwendung der

Wärmetonung der Reaktion $S^{32} (n\alpha) Si^{29}$ findet man für die entsprechenden Neutronenenergien $2,29 \pm 0,24$ MeV und $2,12 \pm 0,24$ MeV. Die Differenz der beiden Größen lässt sich aber mit höherer Genauigkeit zu $0,17 \pm 0,07$ MeV angeben. Bei Stickstoff liegen diesen beiden Werten die dort bestimmten Energien von $2,12 \pm 0,12$ MeV und $1,77 \pm 0,12$ MeV am nächsten¹⁾. Der Vergleich zeigt, dass die Maxima der Impulsverteilungen in Schwefel und in Stickstoff nicht durch das Neutronenspektrum bewirkt sind.

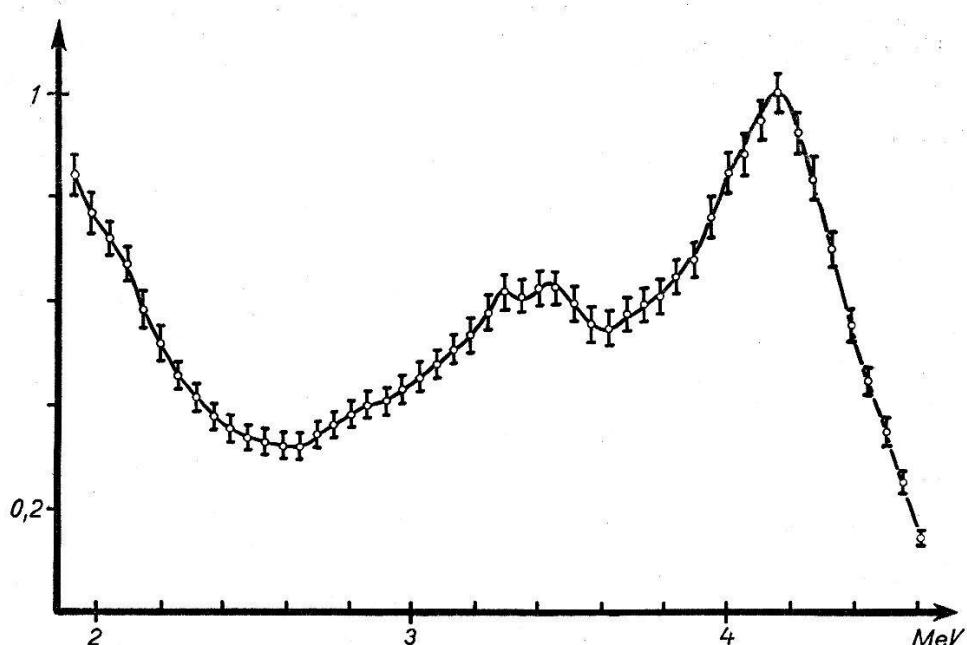


Fig. 16.

$(n\alpha)$ -Reaktionen an S^{32} mit kontinuierlichem Neutronenspektrum
(9000 Impulse $> 2,8$ MeV; $p = 1,96$ ata SO_2 ; $E = 11$ kV cm^{-1} .)

Als Ursache der beiden bei Schwefel festgestellten Gruppen kommen auch nicht Übergänge vom Zwischenkern S^{33} in angeregte Zustände von Si^{29} in Frage. Es sind die gleichen Gründe, die wir bereits in Abschnitt 4.3 angegeben haben, die eine solche Deutung ablehnen. Die beiden Maxima werden wiederum durch Resonanzniveaus im Zwischenkern S^{33} erzeugt.

WILHELMY²⁾ beobachtete bereits an S^{32} die $(n\alpha)$ -Reaktion mit einem kontinuierlichen Neutronenspektrum. Er fand Teilchengruppen bei 2,80 MeV und 4,15 MeV. Die entsprechenden Neutro-

¹⁾ Siehe Abschnitt 4.3. Auch dort lässt sich die Differenz der beiden Energien genauer angeben: $0,43 \pm 0,06$ MeV.

²⁾ E. WILHELMY, Zs. f. Ph. 107, 769 (1937).

nenenergien betragen 1,64 MeV und 2,99 MeV. Die Energie von 2,99 MeV fällt mit der des Hauptmaximums unserer Neutronenverteilung zusammen. Die andere von WILHELMY festgestellte Gruppe entspricht wohl den zwei von uns gemessenen Resonanzmaxima.

Der Kommission des Bundes zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung, der Basler chemischen Industrie und der Firma Brown, Boveri & Co. danken wir für die grosse finanzielle Hilfe. Herr Dr. Baldinger hat uns durch Diskussionen und Mitarbeit wesentlich unterstützt.