

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 27 (1954)  
**Heft:** V

**Artikel:** (, )-Prozesse an Li<sup>7</sup>, N<sup>14</sup> und O<sup>16</sup>  
**Autor:** Stoll, P.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112521>

#### **Nutzungsbedingungen**

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

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

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

#### **Terms of use**

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

**Download PDF:** 19.01.2026

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

## ( $\gamma$ , $\alpha$ )-Prozesse an Li<sup>7</sup>, N<sup>14</sup> und O<sup>16</sup>

von P. Stoll.

Physikalisches Institut der Eidg. Techn. Hochschule, Zürich.

(16. VIII. 1954.)

---

*Summary.* Photographic plates, loaded with lithium, have been exposed to  $\gamma$ -rays up to 31 MeV.

The following reactions were observed and their cross-sections determined: Li<sup>7</sup>( $\gamma$ ,  $\alpha$ )H<sup>3</sup>; N<sup>14</sup>( $\gamma$ ,  $\alpha$ )B<sup>10</sup>; O<sup>16</sup>( $\gamma$ ,  $\alpha$ )C<sup>12</sup>.

Excited states of the Li<sup>7</sup>-nucleus have been found at  $E^* = 4,7; 5,5; 6,8$  MeV.

Respecting the O<sup>16</sup>( $\gamma$ ,  $\alpha$ )C<sup>12</sup>-reaction, the isobaric spin selection rules permit conclusions on the character of absorption of the  $\gamma$ -radiation. These experimental results constitute new evidence for the charge independence of the nuclear forces.

The excitation-absorption-curve for the ( $\gamma$ ,  $\alpha$ )-reaction in O<sup>16</sup> with  $\gamma$ -rays up to 31 MeV shows different peaks corresponding to excited levels in O<sup>16</sup> at  $E^*$ : 16,75; 17,3; 22,6; 24,6 MeV with  $J = 2^+$  and  $T = 0$ .

### I. Die Li<sup>7</sup>( $\gamma$ , $\alpha$ )H<sup>3</sup>-Reaktion.

#### a) Experimentelle Anordnung für die Untersuchung der Prozesse Li<sup>7</sup>( $\gamma$ , $\alpha$ )H<sup>3</sup>, N<sup>14</sup>( $\gamma$ , $\alpha$ )B<sup>10</sup> und O<sup>16</sup>( $\gamma$ , $\alpha$ )C<sup>12</sup>.

Lithiumgeladene Kodak-NT1a-Emulsionen von 200  $\mu$  Dicke wurden am 31-MeV-Betatron des Kantonsspitals Zürich 10 min bestrahlt. Die geometrische Anordnung der Platten wurde so gewählt, dass die Winkeldefinition der einfallenden Gammastrahlen an jedem Punkt in der Emulsion  $\pm 3^\circ$  betrug. Mit Hilfe von 35 cm Paraffin als Moderator und 3 cm Borsäure als Absorber wurden die aus ( $\gamma$ ,  $n$ )-Prozessen im Umgebungsmaterial der Antikathode herrührenden Neutronen absorbiert. Da beim Neutroneneinfang am Li<sup>6</sup> [Li<sup>6</sup>( $n$ ,  $\alpha$ )H<sup>3</sup>] die gleichen Teilchen wie bei dem ( $\gamma$ ,  $\alpha$ )-Prozess am Li<sup>7</sup> entstehen, ist die beschriebene wirksame Absorbierung der Neutronen durchaus nötig. Der Einfangsquerschnitt am Li<sup>6</sup> für thermische Neutronen weist beispielsweise den ausserordentlich hohen Wert von 910 barn auf, so dass trotz des kleinen Isotopenanteils von Li<sup>6</sup> (7,35 %) dieser Beitrag störend wirken könnte.

Der ( $\gamma$ ,  $\alpha$ )-Prozess am Li<sup>7</sup> tritt in der photographischen Schicht als Rückstoss auf, wobei das Alphateilchen vom längeren Triton

mit Hilfe der verschiedenen Korndichten getrennt werden kann\*). Es zeigt sich, dass auch mit speziellen Temperaturentwicklungen eine gute Diskrimination in Li-geladenen Platten nur in einem beschränkten Energieintervall ( $4 < E_\gamma < 7,5$  MeV) erreicht werden kann.

Da  $O^{16}$  und  $N^{14}$  einen Bestandteil der Gelatine darstellen ( $O^{16}$  0,16 g/cm<sup>3</sup> Emulsion,  $N^{14}$  0,080 g/cm<sup>3</sup> Emulsion), treten auch die Rückstossreaktionen  $N^{14}(\gamma, \alpha) B^{10}$  und  $O^{16}(\gamma, \alpha) C^{12}$  auf. Die Separation dieser drei auftretenden Reaktionen erfolgte mit den Energie- und Impulskriterien. [Über die Trennung der  $(\gamma, \alpha)$ -Prozesse am  $O^{16}$  und  $N^{14}$  siehe Kapitel III., Anhang.] Im Energiegebiet  $4 < E_\gamma < 6,5$  MeV gab es einige wenige Fälle, die in den Histogrammen besonders markiert worden sind, bei welchen eine sichere

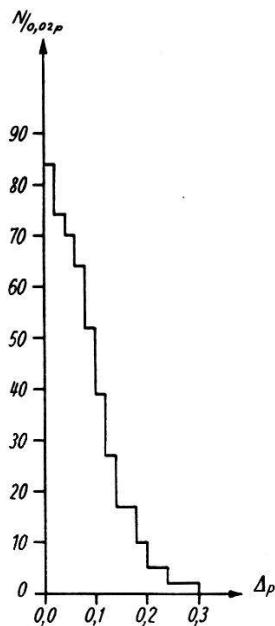


Fig. 1.

Fehlervektorimpulsverteilung ( $\Delta p$ ) der  $Li^7(\gamma, \alpha)H^3$ -Reaktion.

Einteilung auf Grund der obigen Kriterien nicht mehr vorgenommen werden konnte. Zusätzlich gab dann eine Auszählung der Korn-dichte einen Hinweis für die Zuordnung des betreffenden Rückstosses. Die Genauigkeit der Messung wurde mit der Fehlervektor-impulsverteilung geprüft. Als Beispiel führe ich die  $|\Delta \vec{p}|$ -Verteilung der  $Li^7(\gamma, \alpha)H^3$ -Reaktion an (Fig. 1):

$$E_\gamma = E_{\text{Total}} + Q, \quad Q = -2,465 \text{ MeV}$$

$$E_{\text{Total}} = E_\alpha + E_{H^3}, \quad E_\alpha/E_{H^3} = 3/4,$$

$$|\Delta \vec{p}| = |\vec{p}_\alpha - \vec{p}_{H^3}|.$$

\*) Durch die Einlagerung von Lithiumsulfat  $Li_2SO_4$  (0,0267 g Li pro cm<sup>3</sup> Emulsion)\*\*) wird die Sensibilität der Emulsion kleiner.

\*\*) Herrn R. W. BERRIMAN, Kodak Research Laboratory, möchte ich für die Präparation der Spezialemulsionen danken.

$\vec{p}$  = Impulsvektor, wobei 1 Impulseinheit (I.E.) gleich dem Impuls eines Alphateilchens von 1 MeV Energie gesetzt wird. Ereignisse mit einem  $|\Delta \vec{p}| > 0,20$  I.E. wurden nicht berücksichtigt. Die Schärfe des Kriteriums sieht man daraus, dass ein Gammaquant von  $E_\gamma = 10$  MeV bereits einen Impuls von  $|\Delta \vec{p}_\gamma| = 0,11$  I.E. aufweist.

b) *Die Ausmessung von Winkelverteilungen  
in photographischen Platten.*

1. Definitionen.

Unter einer Winkelverteilung versteht man die Wahrscheinlichkeit  $W(\Theta)$  dafür, dass ein Reaktionsteilnehmer unter einem Winkel  $\Theta$  in bezug auf die Flugrichtung der einfallenden Teilchen oder Photonen emittiert wird. Aus der experimentellen Statistik erhält man für jedes Winkelintervall  $\Delta \Theta_i$  eine Anzahl  $N_g(\Delta \Theta_i)$  von ausgemessenen Ereignissen, bei denen das Teilchen [zum Beispiel  $\text{Li}^7(\gamma, \alpha) \text{H}^3$  ein Triton,  $\text{O}^{16}(\gamma, \alpha) \text{C}^{12}$  ein Alphateilchen] unter einem Winkel  $\Theta$  im Intervall  $\Delta \Theta_i$  ausgesandt wird:

$$N(\Delta \Theta_i) = N_g(\Delta \Theta_i) / \Omega(\Delta \Theta_i).$$

Die Grösse  $\Omega(\Delta \Theta_i)$  ist geometrieabhängig. Die Rechnung ist ausführlich von NABHOLZ<sup>1)</sup> und andern diskutiert worden. Für die Bestimmung der Grösse  $N_g(\Delta \Theta_i)$  ist eine Rechnungshilfe<sup>2)</sup> benutzt worden, die eine grosse Vereinfachung der umständlichen numerischen Auswertung mit sich bringt. Der Winkel  $\Theta$ , den eine Spur mit der Einfallsrichtung des Gammaquants bildet, kann aus den messbaren Grössen  $\alpha$  (Winkel zwischen Horizontalprojektion der Spur und der Gammarichtung) und  $\beta$  (Neigungswinkel der Spur) ermittelt werden

$$\Theta = \arcsin a/R, \quad a = \sqrt{h^2 + l^2 \sin^2 \alpha},$$

$$\Theta = \arcsin \sqrt{(h/R)^2 + (l/R)^2 \sin^2 \alpha} = \arcsin \sqrt{\sin^2 \beta + \cos^2 \beta \sin^2 \alpha}$$

Die Hilfsvorrichtung für die numerische Rechnung besteht aus einer räumlichen Nachbildung des Diagrammes von Figur 2. Nach der Einstellung von  $\alpha$  und  $\beta$ , die man aus den Messdaten kennt, kann das Resultat direkt an einem Bogen mit Winkeleinteilung abgelesen werden (Fig. 2). Die Gesamtheit der gemessenen Spuren, die einem Energieniveau des  $\text{Li}^7$ -Kerns entsprechen, kann in Gruppen  $N_g(\Delta \Theta_i)$  eingeteilt werden (Winkelbereich 0–180° in 18 Intervallen, das heisst:  $\Theta_i - \Theta_{i-1} = \Delta \Theta_i = 10^\circ$ ).

Die Raumwinkelberechnungen sind analog wie in einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> durchgeführt worden, wobei folgende Einschränkungen in der Spurenauswahl zu berücksichtigen waren:

i) Spuren mit  $\beta > 50^\circ$  wurden nicht gezählt. Die Ausmessung ist mit einem zu grossen Fehler behaftet, und die Möglichkeit der Unterscheidung bei verschiedenen Teilchen (zum Beispiel H<sup>3</sup> und He<sup>4</sup>) ist nicht mit Sicherheit gewährleistet.

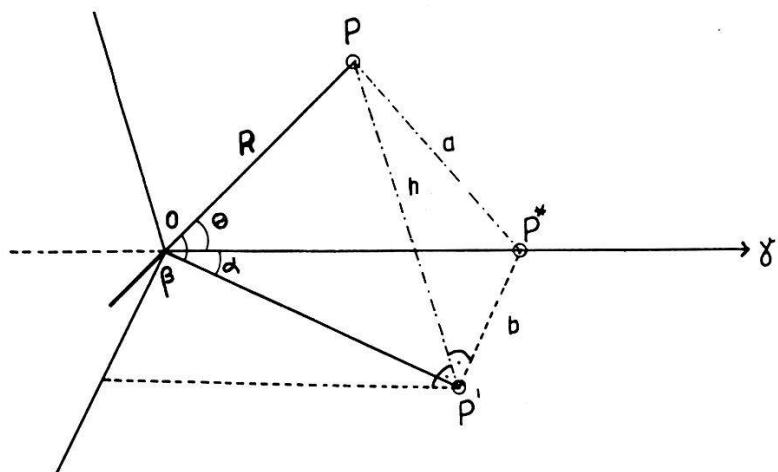
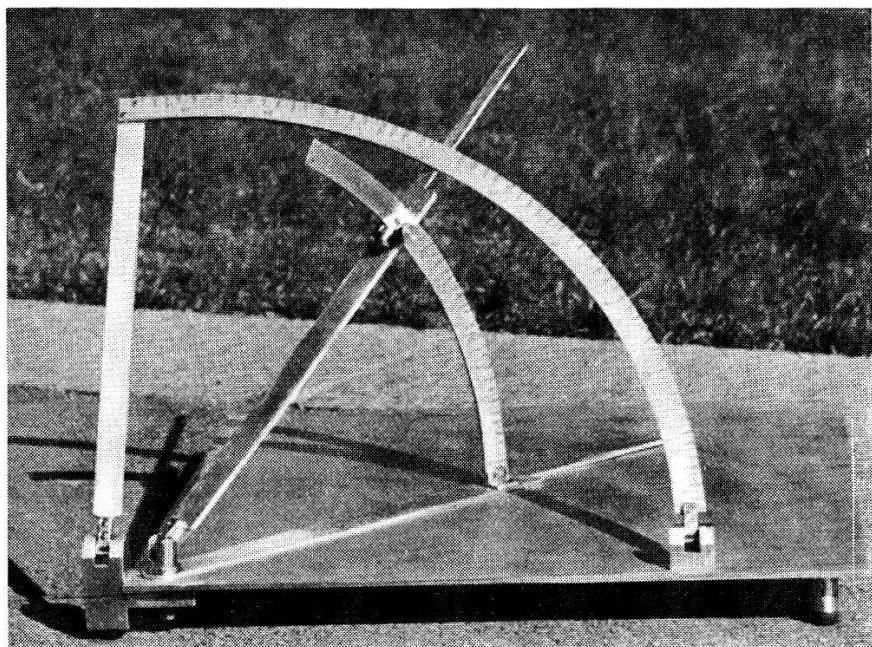


Fig. 2.

Hilfsvorrichtung für die numerische Rechnung  $\Theta = \arcsin \sqrt{\sin^2 \beta + \cos^2 \beta \sin^2 \alpha}$ .

ii) Spuren an der Oberfläche, die die photographische Schicht verlassen, werden weggelassen.

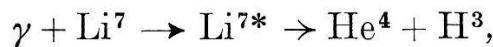
Diese beiden Bedingungen führen dann zu der Zoneneinteilung der photographischen Schicht zur Berechnung der Intensität pro Raumwinkeleinheit (siehe NABHOLZ und andere<sup>1</sup>)).

Unter der Annahme, dass sich die Spuren gleichmässig in der Tiefe verteilen, lassen sich alle Integrale geschlossen ausführen. Die Rechnung ist von WÄCHTER<sup>2)</sup> auch auf andere Tiefenverteilung ausgedehnt worden. Es zeigt sich aber von experimenteller Seite her, dass Messungen mit andern Verteilungen als die homogene bei Zwei-Teilchen-Reaktionen [Li<sup>7</sup>( $\gamma, \alpha$ ) H<sup>3</sup>, O<sup>16</sup>( $\gamma, \alpha$ ) C<sup>12</sup>] unbrauchbar sind. Eine ungleichmässige Tiefenverteilung röhrt von Beobachtungsfehlern her, die systematisch wegen mangelnder Durchentwicklung der Emulsion oder wegen starkem Untergrund entstehen können. Eine sorgfältige Diskriminierung verschiedener Teilchen kann nicht mehr erfolgen. Deshalb wurde neben den üblichen Messdaten die Tiefenkontrolle bei jedem Ereignis eingeführt. Sowohl bei der Li<sup>7</sup>( $\gamma, \alpha$ ) H<sup>3</sup>- als auch O<sup>16</sup>( $\gamma, \alpha$ ) C<sup>12</sup>-Reaktion konnte experimentell eine konstante Tiefenverteilung der Messungen erreicht werden.

c) *Die theoretische Berechnung der möglichen Winkelverteilungen der Reaktion Li<sup>7</sup>( $\gamma, \alpha$ ) H<sup>3</sup>.*

Um die experimentellen Verteilungen mit denen der Theorie vergleichen zu können, wurden folgende Annahmen gemacht:

- i) Die Li<sup>7</sup>( $\gamma, \alpha$ ) H<sup>3</sup>-Reaktion soll isolierte Resonanzen aufweisen.
- ii) Die angeregten Niveaus sollen eine genügend kurze Lebensdauer besitzen:



$$S_1 = 1, \quad J_A = 3/2^-, \quad J_B = 1/2^-, \quad S = 0, \quad J_C = 1/2^+,$$

$$\vec{J}_1 = \vec{L}_1 + \vec{S}_1, \quad J_A = 3/2, \quad J_C = 1/2.$$

$L_1$ : Multipolordnung des einfallenden Gammastrahles.

**Tabelle 1.**

	$J_1$	$J_B$	$L_2$	$f(\Theta)$	Nr.
Elektr. Dipol E1	1	5/2	2	$1 - 0,5 \cos^2 \Theta$	1
	1	3/2	2	$1 + 0,75 \cos^2 \Theta$	2
Magn. Dipol M1	1	1/2	0	$f(\Theta) = \text{const.}$	3
	1	5/2	3	$1 - 0,5 \cos^2 \Theta$	1
	1	3/2	1	$1 + 0,75 \cos^2 \Theta$	2
	1	1/2	1	$f(\Theta) = \text{const.}$	3
El. Quadrupol E2	2	7/2	3	$1 + 3,528 \cos^2 \Theta - 2,647 \cos^4 \Theta$	4
	2	5/2	3	$1 - 1,875 \cos^2 \Theta + 2,5 \cos^4 \Theta$	5
	2	3/2	1	$f(\Theta) = \text{const.}$	3
	2	1/2	1	$f(\Theta) = \text{const.}$	3

$$f(\Theta) = \sum_K C_{J_1-1, J_1}^{KO} \cdot C_{L_2, 0, L_2, 0}^{KO} \cdot$$

$$\cdot W(J_B, J, J_B, J; J_A, K) \cdot W(J_B, L_2, J_B, L_2; J_C, K) \cdot P_K(\cos \Theta)$$

wobei

$$K \leq \begin{cases} 2 L_2, \\ 2 J_1, \\ 2 J_B. \end{cases}$$

$L_2$  = Bahndrehimpuls des Alphateilchens in bezug auf das Triton.

$C$  = Clebsch-Gordon-Koeffizienten.

$W$  = Racah-Koeffizienten.

$P_K$  = Legendre-Polynome.

d) *Der Wirkungsquerschnittsverlauf der  $Li^7(\gamma, \alpha) H^3$ -Reaktion.  
Angeregte Zustände im  $Li^7$ .*

Der Wirkungsquerschnittsverlauf der  $Li^7(\gamma, \alpha) H^3$ -Reaktion in Abhängigkeit der einfallenden Quantenenergie zeigt drei gut definierte Maxima entsprechend  $Li^7$ -Niveaus bei  $E^* = 4,7, 5,5$  und  $6,8$  MeV (Genauigkeit  $\pm 0,1$  MeV) mit den relativen Intensitäten:  $1:0,75:0,75$ .

Das 4,7-MeV-Niveau ist sehr genau aus Protonenstreuexperimenten<sup>3)</sup>  $Li^7(p, p') Li^{7*}$  ermittelt worden ( $4,67 \pm 0,08$  MeV). Das Fehlen jeglichen Gammaüberganges in den Grundzustand haben GOVE und HARVEY<sup>3)</sup> dahin interpretiert, dass ein  $He^4 + H^3$ -Zerfall vorliege, eine Vermutung, die durch diese Anregungskurve bestätigt worden ist. Es ist überraschend, dass das 5,5-MeV-Niveau mit Streuversuchen nicht ausgemessen worden ist. Die Deutung der Resultate, die aus verschiedenen Experimenten<sup>3),4)</sup> folgen, darf als noch nicht abgeschlossen betrachtet werden. GOVE und HARVEY<sup>3)</sup> finden mit folgenden Reaktionen  $Li^7(p, p') Li^{7*}$ ,  $Li^7(\alpha, \alpha) Li^{7*}$ ,  $Li^7(d, d') Li^{7*}$ ,  $Be^9(d, \alpha) Li^{7*}$  ausser dem bekannten ( $0,478$  MeV  $J = 1/2^-$ )-Zustand das ebenfalls ausgemessene 4,7-MeV-Niveau. Der angeregte Zustand im  $Li^7$  bei  $7,4$  MeV, der aus verschiedenen Neutroneneinfangsexperimenten<sup>5)</sup> [ $Li^6(n, \alpha) H^3$ ] bestimmt worden ist, konnte trotz ausreichendem Auflösungsvermögen von den gleichen Autoren nur mit der  $Be^9(d, \alpha) Li^{7*}$ -Reaktion bestätigt werden. FRANZEN und LIKELY<sup>4)</sup> gelang es ebenfalls nicht, mit Protonenstreuexperimenten diesen 7,4-MeV-Zustand auszumessen. Die Methode versagt allerdings für Anregungsenergien  $E^* > 7,5$  MeV, da in diesem Energiegebiet der  $Li^7(p, pn) Li^6$ -Prozess störend wirkt. Weiterhin ungünstig wirkt sich ferner die Tatsache aus, dass wegen dem Auflösungsvermögen nur unter kleinen Streuwinkeln gemessen werden konnte<sup>3)</sup>. Es ist daher durchaus denkbar, dass aus ähnlichen Gründen oder infolge einer

Auswahlregel mit diesen Methoden das 5,3-MeV-Niveau nicht registriert werden konnte.

Dagegen ist die Übereinstimmung dieser Messung mit der von FRANZEN und LIKELY<sup>4)</sup>, die mit Hilfe der  $\text{Li}^7(p, p')$   $\text{Li}^{7*}$ -Reaktion einen angeregten Zustand bei 5,56 MeV gefunden haben, sehr gut.

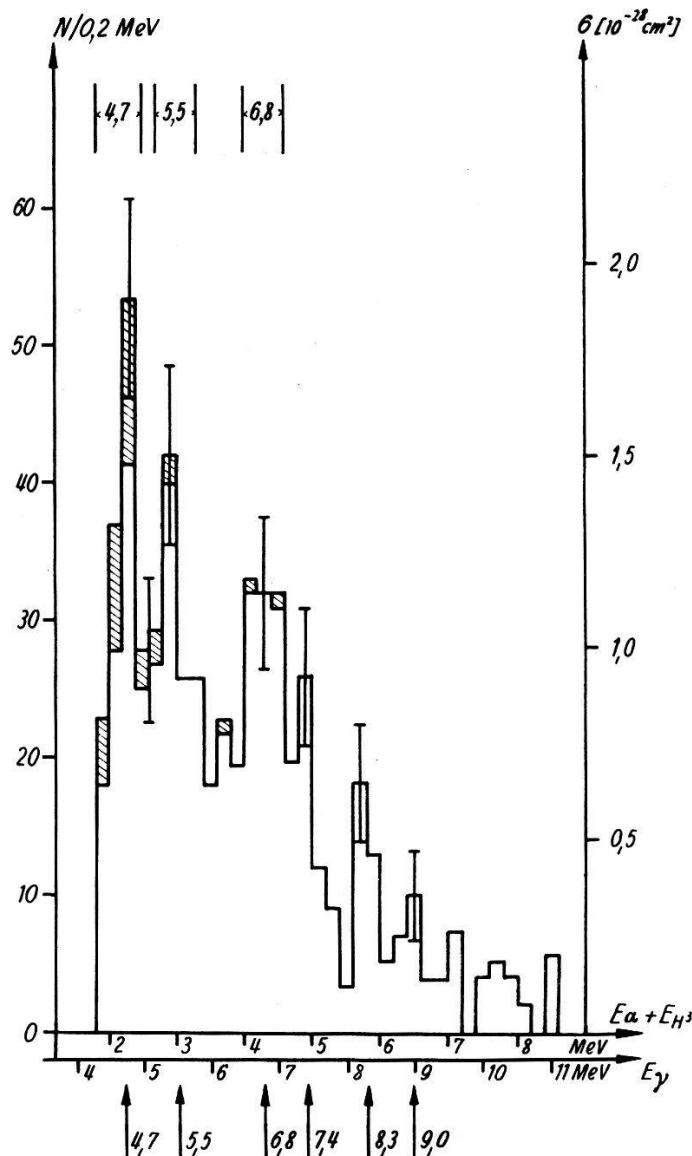


Fig. 3.

Wirkungsquerschnittsverlauf der  $\text{Li}^7(\gamma, \alpha)\text{H}^3$ -Reaktion. Eingezeichneter Fehler = mittlerer statistischer Fehler. Gestrichelte Fläche: Spuren, die mit Hilfe der Energie-Impulskriterien nicht mit Sicherheit von den Rückstößen der  $\text{O}^{16}(\gamma, \alpha)\text{C}^{12}$ - und  $\text{N}^{14}(\gamma, \alpha)\text{B}^{10}$ -Reaktion getrennt werden können.

Auch für die Deutung der Neutronenmessungen<sup>5)</sup> am  $\text{Li}^6$  muss in diesem Energiegebiet ein S-Zustand  $1/2^+$  oder  $3/2^+$  postuliert werden. Es kann sich hier kaum um dasselbe Niveau handeln, da dasselbe mit der  $\text{Li}^7(\gamma, \alpha)\text{H}^3$ -Reaktion nur durch El-Absorption angeregt werden kann. Die Wahrscheinlichkeit von El-Absorption für

Quanten mit  $E_\gamma \leq 8$  MeV ist nach allgemeinen Summenregeln<sup>12)</sup> dermassen klein, dass diese Möglichkeit ausgeschlossen werden kann (siehe Ie). Das bekannte 7,4-MeV-Niveau<sup>5)</sup> ist angedeutet, kann aber nicht vom überlappenden 6,8-MeV-Zustand vollständig getrennt werden. Andeutungen von weiteren kleinen Anstiegen des Wirkungsquerschnittes beobachtet man bei  $E_\gamma = 8,3$  und 9,0 MeV. Um den Absolutwert des Wirkungsquerschnittes zu ermitteln, wurden in jeder Platte die Sterne der  $C^{12}(\gamma, 3\alpha)$ -Reaktion mitgemessen. Von diesem Prozess kennt man den Wirkungsquerschnittsverlauf<sup>6)</sup>, so dass ein Vergleich die entsprechenden Daten für die  $Li^7(\gamma, \alpha) H^3$ -Reaktion liefert. Ein anderer Wert von NABHOLZ, STOLL und WÄFFLER<sup>1)</sup>, erhalten mit der monochromatischen Fluor-Gammastrahlung

$$\sigma_{Li^7(\gamma, \alpha) H^3 E_\gamma = 6,1 \text{ MeV}} = (2,65 \pm 0,8) \cdot 10^{-29} \text{ cm}^2$$

kann wegen Überlappung zweier in diesem Energiebereich liegenden Niveaus nicht als Kontrollpunkt verwendet werden (siehe Fig. 3).

e) *Die Winkelverteilung der Ereignisse, die auf die angeregten Zustände in  $Li^7$  bei  $E^*: 4,7, 5,5$  und  $6,8$  MeV führen.*

Die experimentellen Winkelverteilungen sind nach  $E^*$ -Werten gesondert in Figur 4 aufgezeichnet, zusammen mit den theoretisch berechneten Kurven, die eine Wiedergabe der Messwerte erlauben sollten. Für diesen Vergleich wurde folgendermassen normiert:

$W(\Theta)$ : experimentelle Winkelverteilung,  
 $f(\Theta)$ : theoretischer Wert,

$$\int_{20^\circ}^{160^\circ} W(\Theta) d\Theta = \int_{20^\circ}^{160^\circ} f(\Theta) d\Theta .$$

Die Winkelintervalle  $0-20^\circ$  und  $160-180^\circ$ , für die der Korrekturfaktor gross wird, die Anzahl der Spuren aber klein ist, wurden von der graphischen Darstellung ausgeschlossen. Die Paritäten  $\Pi$  können nicht aus den Winkelverteilungen bestimmt werden. Dagegen darf aus verschiedenen Gründen<sup>12)</sup> angenommen werden, dass im Energiebereich  $E_\gamma < 10$  MeV E1-Absorption gegenüber E2- und M1-Absorption zu vernachlässigen ist. Daher sollten die durch diesen  $(\gamma, \alpha)$ -Prozess angeregten Zustände ausschliesslich negative Paritäten  $\Pi$  aufweisen.

i)  $E^* = 4,7$  MeV. Die Funktionen 4 und 5 (siehe Tabelle 2) können ausgeschlossen werden, damit der Spinwert  $J_B = 7/2$ . Die Werte  $J_B = 1/2$  [E2, M1, (E1)] und  $J_B = 3/2$  [M1, (E1)] sind nicht wahrscheinlich. Dagegen gibt die Verteilung für  $J_B = 5/2$  [M1- oder (E1)-Absorption] die experimentellen Daten sehr gut wieder.

ii)  $E^* = 5,5$  MeV. Die experimentelle Verteilung deutet auf  $J_B = 5/2$  (M1-Absorption), die Fälle  $J_B = 3/2$  mit E2 oder  $J_B = 1/2$  mit E2- oder M1-Absorption können nicht ausgeschlossen werden, dagegen mit Sicherheit  $J_B = 3/2$  (M1) und  $J_B = 7/2$  (E2).

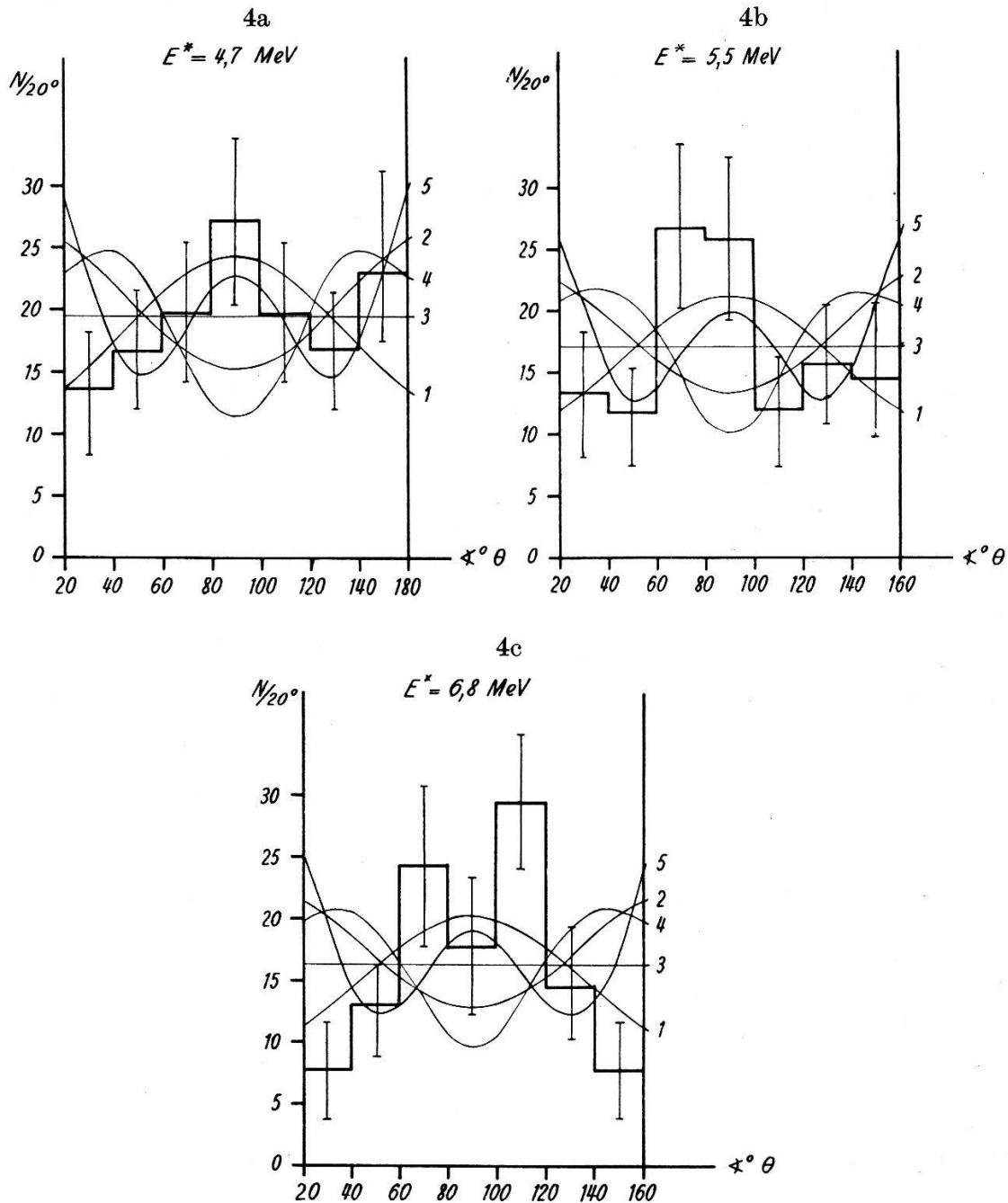


Fig. 4.

Experimentelle Winkelverteilung;  $E^* = 4,7, 5,5, 6,8$  MeV. Die Numerierung 1-5 bezieht sich auf die in Abschnitt c) berechneten theoretischen Kurven.

iii)  $E^* = 6,8$  MeV. Die Diskussion verläuft analog wie für  $E^* = 5,5$  MeV, wobei aber zusätzlich noch  $J_B = 5/2$  (E2-Absorption) ausgeschlossen ist.

## f) Vergleich der experimentellen Resultate mit der Theorie.

Über die Zustände leichter Kerne unter besonderer Berücksichtigung des Li<sup>7</sup> existieren Arbeiten von SCHULTEN<sup>7)</sup> und INGLIS<sup>8)</sup>, die nahezu die gleichen Methoden anwenden (siehe Tabelle 2 und Fig. 5). Beim Li<sup>7</sup>( $u, g$ )-Kern kann das Einteilchenmodell<sup>9)</sup> angewendet werden, indem man vereinfachend annimmt, dass je zwei Neutronen eine abgesättigte „Unterschale“ bilden. Eine starke Spin-Bahn-Kopplung wird eingeführt. Diese soll bei den leichten Kernen von gleicher Größenordnung sein wie die andern Kräfte, so dass ein mittlerer Fall zwischen den beiden Grenzfällen, der (LS)- und der (jj)-Kopplung, den man auch als gemischte Kopplung bezeichnet, vorliegt. Die Anzahl der Annäherungsfunktionen sind für die Spiegelkerne Li<sup>7</sup>, Be<sup>7</sup> dieselben. Im theoretischen Termschema von Figur 5 der Kerne Li<sup>7</sup>, Be<sup>7</sup>, He<sup>7</sup> sind die Werte der Autoren<sup>7)</sup><sup>8)</sup>

Tabelle 2.

$E^*$ MeV		$J$ Exp.		I <sup>7)</sup>		II <sup>8)</sup>		Messordnung der $\gamma$ -Strahlen		
Li <sup>7</sup> ( $\gamma, \alpha$ )H <sup>3</sup>	andere Mess. <sup>5)</sup>	eigene Mess.	andere Mess. <sup>5)</sup>	$E^*$	$J$	$E^*$	$J$			
4,7	0 0,478	5/2 <sup>-</sup> 3/2 <sup>-</sup> 5/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>+</sup> 3/2 <sup>+</sup>	3/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>-</sup> 4,02 4,48 5,16 5,42	0	3/2	0	3/2	M1 M1 E2 M1 E2		
				0,35	1/2	0,47 norm.	1/2			
	4,678			4,02	5/2					
				4,48	3/2	4,6	7/2			
				5,16	5/2					
	5,5			5,42	5/2	5,45	5/2			
6,8	6,56	5/2 <sup>-</sup> 3/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>-</sup> 1/2 <sup>+</sup> 3/2 <sup>+</sup>	1/2 <sup>+</sup> 3/2 <sup>+</sup>					M1 E2		
	(7,4)									
(8,3)	7,46			5/2 <sup>-</sup>	7,53	1/2				
(9,0)	9,3 <sup>23)</sup>				7,92	1/2				
					8,93	3/2				

eingetragen (vgl. Theorie-Experiment: Tabelle 2). Vom experimentellen Standpunkt aus kann gezeigt werden, dass bei SCHULTEN<sup>7)</sup> speziell im Gebiet  $E^*: 0,6-4,4$  MeV viel mehr Energiezustände her-

auskommen, als experimentell zu finden sind\*). Eine andere Wahl der Konstanten würde nur die Lage der Energieterme, nicht aber ihre Anzahl verändern. Eine andere Möglichkeit besteht darin, dass einige weitere angeregte Zustände von Li<sup>7</sup> unterhalb 5 MeV wegen kleinen Übergangswahrscheinlichkeiten dem Experiment entgehen.

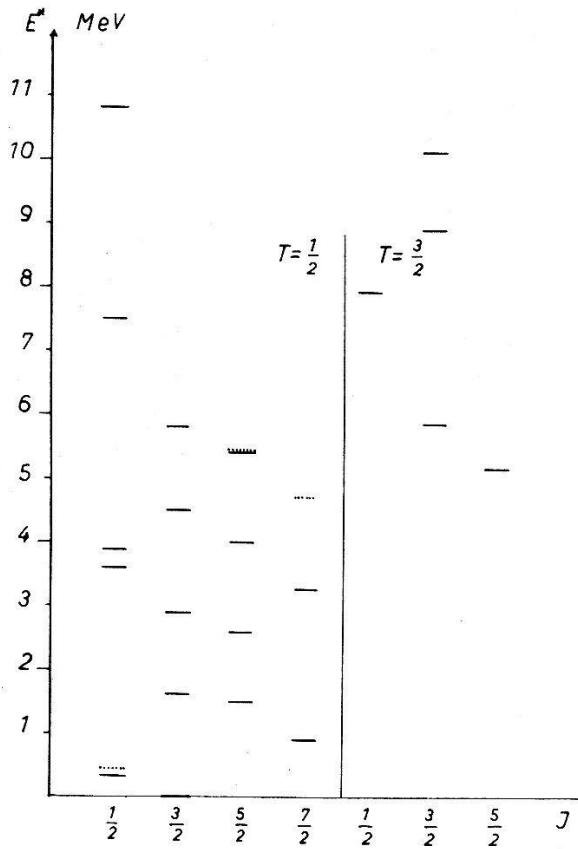


Fig. 5.

Theoretisches Termschema, geordnet nach den isobaren Spinwerten  $T = 1/2$  und  $3/2$ . — Werte von SCHULTEN<sup>7</sup>); ..... Werte von INGLIS<sup>8</sup>).

Bei INGLIS<sup>8</sup>) dagegen sind im Gebiet  $E^* > 6$  MeV bis zu  $E^* \sim 11$  MeV keine weiteren angeregten Zustände eingezeichnet. Eine befriedigende Übereinstimmung Theorie-Experiment besteht nicht. Solange die gleiche Methode beim Li<sup>6</sup>-Kern, der einfacher zu behandeln ist und für die Normierung der Konstanten wichtig ist, keine besseren Resultate erzielt, darf man von diesem Modell nicht sehr viel erwarten\*\*).

\*) Was die Genauigkeit der Übereinstimmung der experimentellen Werte mit den von SCHULTEN errechneten Termen betrifft, so ist zu beachten, dass diese Ergebnisse mit einer Genauigkeit von 0,6 MeV genommen werden dürfen. Die Werte werden um so ungenauer, je höher die Anregungsenergien sind (briefliche Mitteilung von R. SCHULTEN).

\*\*) Eine eingehende theoretische Diskussion unter Berücksichtigung der verschiedenen Kernmodelle erscheint demnächst in der „Nuovo Cimento“: The Reaction Li<sup>7</sup>( $\gamma, \alpha$ )H<sup>3</sup> von V. WATAGHIN, P. ERDÖS, P. STOLL und M. WÄCHTER.

## II. Der $(\gamma, \alpha)$ -Prozess am $O^{16}$ als Beispiel für die Ladungs-unabhängigkeit der Kernkräfte.

### a) Einleitung.

In den letzten Jahren hat sich ein grosses experimentelles Material<sup>5)</sup> angesammelt, das die Annahme über die Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte zu bestätigen scheint. ADAIR<sup>10)</sup> und RADICATI<sup>11)</sup> haben mit einer neuen Quantenzahl, dem isobaren Spin  $T$ , Auswahlregeln für die Emission und Absorption von Gammaquanten entwickelt. Bei leichten Kernen ( $A < 20$ ) darf der isobare Spin  $T$  als gute Quantenzahl betrachtet werden. Bei Kernphotospaltungen muss  $T$  wegen der Ladungsabhängigkeit der elektromagnetischen Einwirkung nicht erhalten bleiben. Für die Anwendung erweist sich der folgende Spezialfall besonders nützlich: Bei Kernen mit der gleichen Anzahl von Neutronen und Protonen [ $T_z = (N - P)/2 = 0$ ] gilt nur für E1-Absorption die Auswahlregel

$$\Delta T = \pm 1.$$

In Anwendung dieser Regeln für Gammaabsorption bei Kernen mit dem Grundzustand  $T = 0$ ,  $T_z = 0$  und  $J = 0$  und unter Berücksichtigung der Alphateilchenemission der hochangeregten Niveaus können Angaben über den Reaktionsablauf solcher  $(\gamma, \alpha)$ -Prozesse gemacht werden. Bezeichnen wir die Anregungsenergie für den ersten ( $T = 1$ )-Zustand mit  $E_1^*$  und beschränken wir uns auf Alpha-emission ( $\Delta T = 0$ ), so ergeben sich für den  $O^{16}(\gamma, \alpha)C^{12}$ -Prozess folgende Auswahlregeln:

i)  $E_\gamma < E_1^*$ .  $(\gamma, \alpha)$ -Prozesse am  $O^{16}$ , die auf einen Zustand  $J = 0^+$ ,  $T = 0$  (Grundzustand) im  $C^{12}$  führen, können in diesem Energiebereich nur durch E2-Absorption hervorgerufen werden. Die M1-Gammaabsorption ( $T = 0$ ,  $J = 1^+$ ) ist für diese Übergänge aus Gründen der isobaren Spinauswahlregeln nicht verboten, dagegen ist der Alphazerfall mit  $\Delta l = 1$  wegen fehlendem Paritätenwechsel nicht erlaubt.

Beim Alphazerfall in das erste angeregte  $C^{12}$ -Niveau ( $E^* = 4,4$  MeV,  $J = 2^+$ ) gibt es verschiedene Möglichkeiten:

$$\begin{aligned} \text{E2-Absorption: } \Delta l &= 0,2, \\ \text{M1-Absorption: } \Delta l &= 2. \end{aligned}$$

(Höhere angeregte Zustände im  $C^{12}$  können aus energetischen Gründen in diesem Energiebereich nicht angelaufen werden.)

ii)  $E_\gamma > E_1^*$ . Neben den unter i) angeführten Möglichkeiten kommt die E1-Absorption dazu, die auf ( $T = 1$ )-Zustände im O<sup>16</sup> führt, wobei aber Alphaemission nur dann erlaubt ist, wenn genügend Energie für Übergänge in den ersten ( $T = 1$ )-Zustand des C<sup>12</sup> vorhanden ist.

b) *Anwendung der Auswahlregeln auf die experimentellen Daten des  $(\gamma, \alpha)$ -Prozesses an O<sup>16</sup>.*

Die besprochenen Auswahlregeln i) und ii), die unter der Annahme strenger Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte abgeleitet worden sind, können in allen Einzelheiten an Hand des  $(\gamma, \alpha)$ -Prozesses an O<sup>16</sup> geprüft werden. Das unterste ( $T = 1$ )-Niveau im O<sup>16</sup>, entsprechend den Grundzuständen von N<sup>16</sup> und B<sup>16</sup>, muss bei  $\sim 13$  MeV liegen, wobei in der fraglichen Umgebung zwei Zustände mit  $J = 2^-$  bei  $E^* = 12,51$  und  $12,95$  MeV bekannt sind. Da die E1-Absorption erst bei  $E_\gamma > 25$  MeV möglich wird (der erste ( $T = 1$ )-Zustand im C<sup>12</sup> liegt bei  $E^* = 15$  MeV], muss der ausgemessene  $(\gamma, \alpha)$ -Prozess, der vorwiegend über den Grundzustand und das erste angeregte Niveau ( $E^* = 4,4$  MeV,  $J = 2^+$ ) verläuft, durch E2- und M1-Absorption hervorgerufen worden sein.

Alphaübergänge in höhere C<sup>12</sup>-Niveaus  $E^* = 7,5$  MeV ( $J = 0$ ) und  $9,61$  MeV sind im Anregungsgebiet  $E_\gamma > 19$  MeV zu beachten. In den experimentellen Daten kann allerdings keine Evidenz dafür vorgefunden werden. Mit Hilfe dieser Annahmen kann theoretisch die Winkelverteilung für die emittierten Alphateilchen in bezug auf die Richtung der einfallenden Gammastrahlen berechnet werden.

O <sup>16</sup>	+	$\gamma$	$\rightarrow$	O <sup>16*</sup>	$\rightarrow$	C <sup>12</sup>	+	He <sup>4</sup>	
$J_A$		$J_1$		$J_B$		$J_C$		$l_2$	Nr.
0		2		2		0		2	1
0		2		2		2		0	2
0		2		2		2		2	3
0		1		1		2		2	4

Die Rechnung wurde im Abschnitt Ic eingehend beschrieben. Als Beispiel führe ich Nr. 1 an:

$$f(\Theta) = \sum_K C_{2-121}^{KO} C_{2020}^{KO} [W(2222; OK)]^2 P_K(\cos \Theta).$$

$K = 0, 2, 4.$

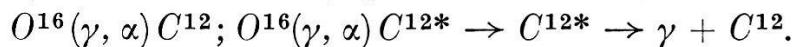
Nr. 1:  $f(\Theta) = \cos^2 \Theta - \cos^4 \Theta.$

Nr. 2:  $f(\Theta) = \text{const.}$

Nr. 3:  $f(\Theta) = 1 + 1,8 \cos^2 \Theta - 2,4 \cos^4 \Theta.$

Nr. 4:  $f(\Theta) = 1 + \cos^2 \Theta.$

## c) Diskussion des Wirkungsquerschnittsverlaufes der Reaktion



## 1. Auswertungsmethode.

Die Zuordnung der angeregten Zustände im  $O^{16}$  auf Grund der gemessenen Rückstoßspuren erfolgte nach folgendem Schema:

i) Übergänge in den Grundzustand  $C^{12}$ . E2-Absorption.  $f(\Theta) = \cos^2 \Theta - \cos^4 \Theta$  (Nr. 1).

ii) Übergänge in das erste angeregte Niveau des  $C^{12}$  ( $E^* = 4,4$  MeV,  $J = 2$   $T = 0$ ). E2- und M1-Absorption. Korrelationen Nr. 2, 3, 4.

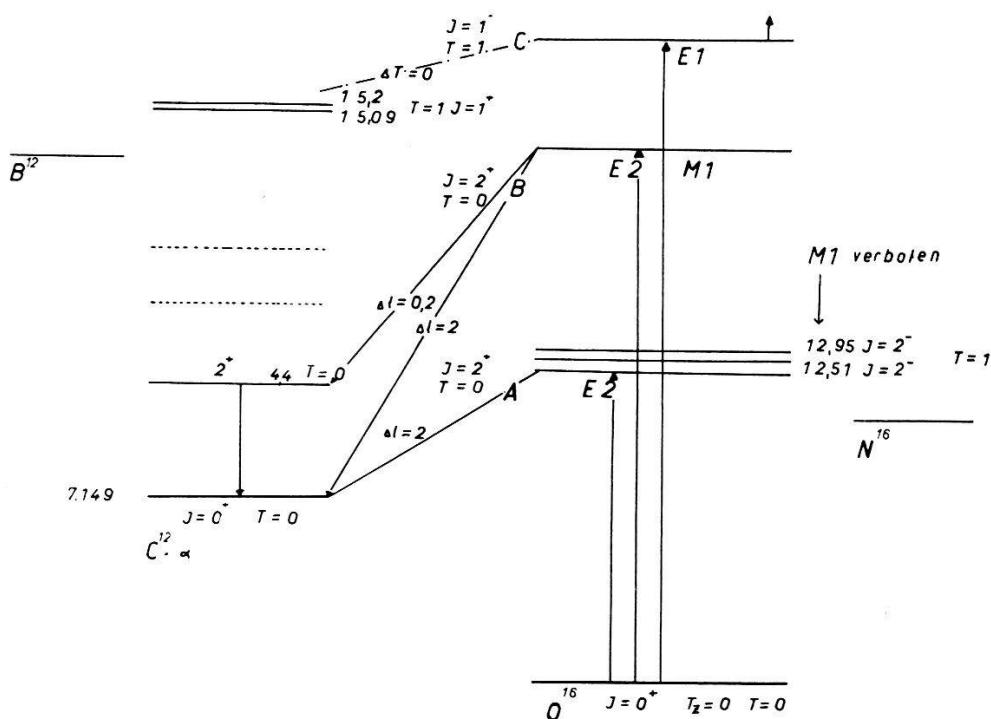


Fig. 6.

Schematische Darstellung der Zerfallsmöglichkeiten für den  $O^{16}(\gamma, \alpha)$ -Prozess unter Berücksichtigung der isobaren Spinauswahlregeln.

iii) Übergänge in höhere Niveaus des  $C^{12}$  ( $E^* > 7$  MeV) sind im Energiegebiet  $E_\gamma < 22$  MeV sehr unwahrscheinlich, da einerseits die Austrittswahrscheinlichkeiten für diese Alphateilchen zu klein sind, anderseits die Möglichkeit des Teilchenzerfalls dieser hochangeregten Zustände berücksichtigt werden muss. In die Auswertung gelangen nur Zwei-Teilchen-Reaktionen, die entsprechenden angeregten Zustände im  $C^{12}$  müssen daher unter Gammaemission in den Grundzustand übergehen.

Die in Figur 7 aufgetragenen  $E'_\gamma$ -Werte können im Falle von O<sup>16</sup> folgendermassen interpretiert werden:

Fall A:  $E_\gamma = -Q + E_{\text{Total}} = E'_\gamma = E_{\text{O}^{16}}^*$ ,  
Alphaübergang  $l = 2$   $E_{\text{C}^{12}}^* = 0$  ;

Fall B:  $E_\gamma = E'_\gamma + E_{\text{C}^{12}}^* = E_{\text{O}^{16}}^*$ , Alphaübergang  $l = 0$   $E_{\text{C}^{12}}^* = 4,43$ .  
 $l = 2$

Man kann eine untere Grenze für  $E'_\gamma$  angeben, unter der wegen der Coulomb-Barriere für Alphateilchen Zerfälle in das erste angeregte Niveau im C<sup>12</sup> äusserst unwahrscheinlich sind. Die absolute Schwelle beträgt  $E_\gamma = 11,58$  MeV.

Die Verhältnisse  $\sigma_{\alpha_0}/\sigma_{\alpha_1}$  für die inversen Wirkungsquerschnitte\*)<sup>12)</sup>, die ein Mass für die Emissionswahrscheinlichkeiten der Alphateilchen bilden, die in den Grundzustand ( $\alpha_0$ ) oder in das (4,4 MeV C<sup>12</sup>)-Niveau gehen ( $\alpha_1$ ), sind in Tabelle 3 aufgetragen.

**Tabelle 3\*\*).**

$E_\gamma$ MeV	$E_{\alpha_0}$ MeV	$E_{\alpha_1}$ MeV	$\sigma_{\alpha_0}/\sigma_{\alpha_1}$
14	5,1	1,8	$3,2 \cdot 10^2$
15	5,85	2,5	$1,6 \cdot 10^1$
16	6,6	3,3	5
17	7,35	4,05	2,3
18	8,10	4,8	1,85
19	8,80	5,55	1,35

Bei  $E'_\gamma > 17$  MeV können  $\alpha_0$ - und  $\alpha_1$ -Übergänge in der gleichen Grössenordnung erwartet werden. In der Zone  $E'_\gamma < 15$  ist die Zuordnung eindeutig.

## 2. Zusammenstellung der bisherigen Ergebnisse über die hochangeregten Zustände im O<sup>16</sup>.

Experimente über die elastische Streuung von Alphateilchen an C<sup>12</sup> geben folgende O<sup>16</sup>-Niveaus im Bereich  $E^*: 9-11,3$  MeV: 9,58 ( $J = 1^-$ ); 9,835 ( $J = 2^+$ ); 10,5 und 10,8 MeV<sup>13)</sup><sup>14)</sup>. Zusätzlich sind aus der Anregungskurve<sup>15)</sup> der Reaktion O<sup>16</sup>( $\gamma, 4\alpha$ ) mehrfache Resonanzen entsprechend angeregten Zuständen in O<sup>16</sup> bei 22,6, 23,5,

\*) Mit  $\sigma_\alpha(E)$  bezeichnet man den Wirkungsquerschnitt für die Bildung des Compoundkernes der Energie  $(E_{\alpha\max} - E_\alpha)$  beim Einfang von Alphateilchen mit der Energie  $E$ .

\*\*)  $R = 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3} + 1,2 \cdot 10^{-13}$  cm.

24,5, 25,8, 27,2, 28,2 und 29,5 MeV gefunden worden, die einige Anhaltspunkte liefern könnten. Einige dieser Angaben sind statistisch schwach fundiert. Der  $(\gamma, n)$ -Wirkungsquerschnitt<sup>16)</sup> weist im Energiebereich  $E_\gamma: 16-19$  MeV einen nahezu konstanten Wert von  $\sim 1$  mb auf, um dann bei  $E_\gamma = 24$  MeV zum Maximum von 12 mb anzusteigen. PEASLEE<sup>17)</sup> hat verschiedene Argumente dafür, dass dieses Plateau des Wirkungsquerschnittsverlaufes unterhalb der „mächtigen“ E1-Resonanz eher E1- als E2 + M1-Absorption zuzuschreiben ist. Die aus dem  $(\gamma, n)$ -Prozess von KATZ und anderen<sup>18)</sup> gefundenen Niveaus bei 15,60, 15,84, 16,56, 16,72 und 16,96 MeV müssen daher nicht unbedingt beim  $(\gamma, \alpha)$ -Prozess auftreten.

### 3. Resultate.

Die experimentelle Absorptionsanregungskurve zeigt sehr eindrücklich, dass der  $(\gamma, \alpha)$ -Prozess bei  $E_\gamma = 24$  MeV einen ausserordentlich kleinen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  aufweist. Im Gegensatz dazu steht der  $(\gamma, n)$ -Prozess, bei dem man an dieser Stelle eine mächtige E1-Resonanz von 12 mb<sup>16)</sup> ausgemessen hat. Das Fehlen

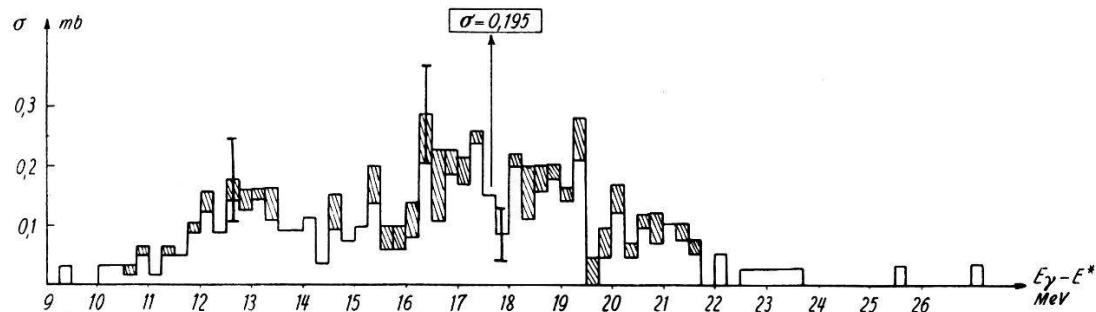


Fig. 7.

Absorptionsanregungskurve der  $O^{16}(\gamma, \alpha)$ -Reaktion.  $E_\gamma$  Grenzenergie = 31 MeV.  
Gestrichelte Fläche: Spuren, die nicht mit Sicherheit dem  $(\gamma, \alpha)$ -Prozess an  $O^{16}$  zugeordnet werden können.

dieses Resonanzanstieges kann als Beweis für die isobaren Spin-auswahlregeln angegeben werden (Abschnitt IIa). Die verschiedenen Maxima der Anregungskurven, die als Resonanzstellen verschiedener  $O^{16}$ -Niveaus mit  $T = 0$  und  $J = 2^+$  oder  $1^+$  (E2- oder M1-Absorption) gedeutet werden müssen, eine Tatsache, die auch aus den experimentellen Winkelverteilungen erhärtet wird, zeigen, dass der  $O^{16}$ -Kern auch im Energieintervall  $E^* = 12-25$  MeV eine diskrete Niveaustuktur aufweist. Im Gegensatz dazu stehen die Annahmen von PRESTON<sup>19)</sup>, der entsprechend den Messungen von MILLAR und CAMERON<sup>20)</sup> ein einziges breites Niveau postuliert hat.

Durch Vergleich mit der C<sup>12</sup>( $\gamma$ , 3 $\alpha$ )-Reaktion, dessen Wirkungsquerschnittsverlauf<sup>21)</sup><sup>22)</sup> sehr genau bekannt ist, konnte die Anregungskurve der O<sup>16</sup>( $\gamma$ ,  $\alpha$ )-Reaktion absolut geeicht werden. Der Wert von  $\sigma$  bei  $E_\gamma = 17,6$  MeV beträgt beispielsweise

$$\sigma_{(\gamma, \alpha) \text{ h}\nu = 17,6 \text{ MeV}} = 0,15 \text{ mb};$$

in Übereinstimmung mit dem von NABHOLZ und anderen<sup>1)</sup> mit Hilfe der Li- $\gamma$ -Strahlung ermittelten Querschnitt von

$$\sigma_{E_\gamma = 17,6 \text{ MeV}} = 1,95 \pm 0,8 \text{ mb}.$$

Ein Vergleich der integralen Querschnitte

$$\int \sigma dE$$

der Reaktionen O<sup>16</sup>( $\gamma$ ,  $\alpha$ ) und O<sup>16</sup>( $\gamma$ , 4 $\alpha$ ) ist in derselben Platte möglich, da zusätzlich die Vier-Teilchen-Reaktion mitgemessen wurde:

$$\frac{N_{O^{16}(\gamma, \alpha) E_\gamma: 0 - 31 \text{ MeV}}}{N_{O^{16}(\gamma, 4\alpha) E_\gamma: 0 - 31 \text{ MeV}}} = 1,8 \pm 0,2.$$

Da die Grenzenergie des Betatrons 31 MeV beträgt und die negative Bindungsenergie der Vier-Teilchen-Reaktion gegenüber dem Zwei-

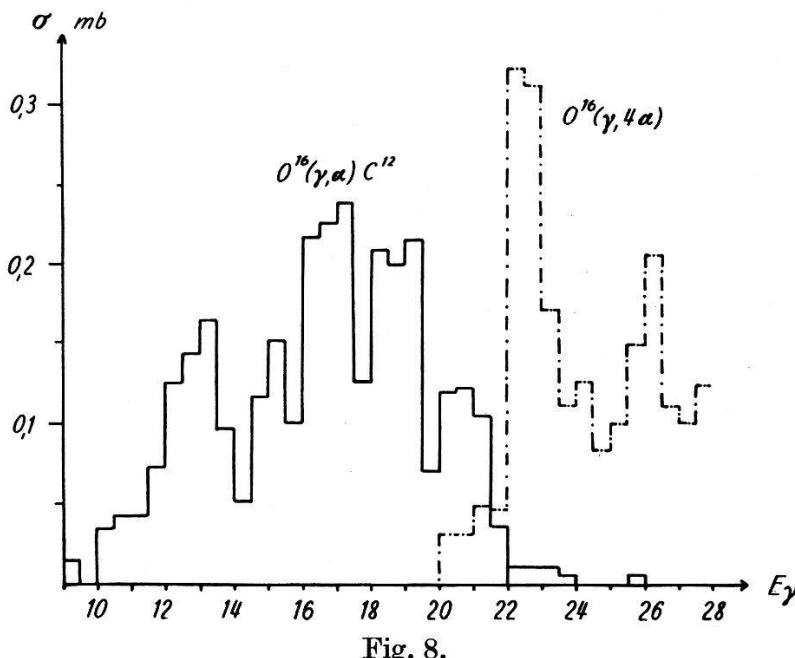


Fig. 8.

Die O<sup>16</sup>( $\gamma$ , 4 $\alpha$ )-Reaktion als Konkurrenzprozess für den O<sup>16</sup>( $\gamma$ ,  $\alpha$ )-Prozess.  
Strichpunktierter Kurve: Anregungsabsorptionskurve O<sup>11</sup>( $\gamma$ , 4 $\alpha$ ) nach GOWARD und WILKINS<sup>15</sup>).

Teilchen-Prozess den doppelten Betrag (— 14,426 MeV) aufweist, so ist es durchaus verständlich, dass die Anzahl der Rückstöße überwiegt. Der O<sup>16</sup>( $\gamma$ , 4 $\alpha$ )-Prozess tritt bei  $E_\gamma > 20$  MeV als Kon-

kurrenzprozess auf, der  $(\gamma, \alpha)$ -Querschnitt fällt sehr stark ab (Fig. 8). Diese Tatsache kann dahin interpretiert werden, dass, sobald ausreichend Energie für die Alphateilchen zur Verfügung steht, ausschliesslich höhere  $\text{C}^{12}$ -Niveaus angeregt werden, die vorwiegend unter Emission von Alphateilchen weiterzerfallen\*). Bemerkenswert ist, dass die Hauptmaxima der Vier-Teilchen-Reaktion  $\text{O}^{16}(\gamma, 4\alpha)$  unterhalb  $E_\gamma = 25$  MeV Wirkungsquerschnitte  $\sigma^{15})$  von gleicher Größenordnung (0,3 mb) aufweisen, wie sie durchweg beim  $(\gamma, \alpha)$ -Prozess registriert werden. Die Identifizierung des 22,6-MeV-Niveaus im  $\text{O}^{16}$  als  $(J = 2^+)$ -Zustand, über den sowohl  $(\gamma, \alpha)$ - als auch  $(\gamma, 4\alpha)$ -Prozesse<sup>15)</sup> verlaufen, liefert ein weiteres Argument dafür, dass die Resonanzstellen der Vier-Teilchen-Reaktion im Gebiet  $E_\gamma < 25$  MeV ausschliesslich E2- und M1-Gammaabsorption zuzuschreiben sind.

Die Zuordnung der einzelnen Maxima zu Niveaus im  $\text{O}^{16}$  mit den Daten  $J = 2^+, T = 0$  oder  $J = 1^+, T = 0$  ergibt wegen der Mehr-

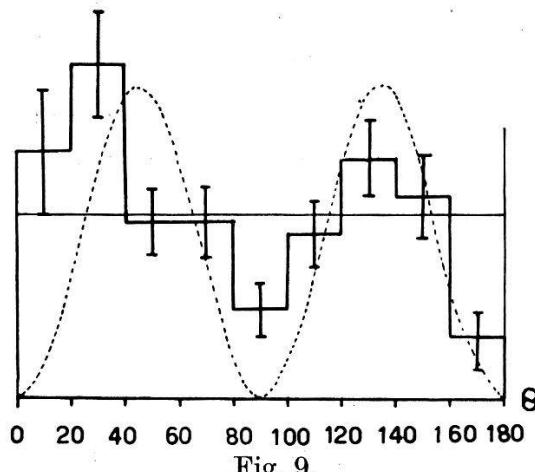


Fig. 9.

Winkelverteilung der Alphateilchen, die von den Zuständen des  $\text{O}^{16}$ ,  $T = 0, J = 2^+$ ,  $E^* = 16,75$  und  $17,3$  MeV herrühren, in bezug auf die einfallenden Gammastrahlen.

deutigkeit der Zuordnung Schwierigkeiten. Nur die Trennung der möglichen Winkelverteilungen:  $f(\Theta) = \cos^2\Theta - \cos^4\Theta$  (Nr. 1) und  $f(\Theta) = \text{const}$  (Nr. 2) ist gut durchführbar [Nr. 1:  $f(90^\circ) = 0$ ; Nr. 2:  $f(90^\circ) = \text{const}$ ]. Eine experimentelle Winkelverteilung besitzt in der Nähe von  $\Theta = 90^\circ$  immer das grösste Gewicht, da hier die Raumwinkelkorrekturen gegenüber den Randwinkeln klein werden. Als Beispiel führe ich die Bestimmung der angeregten Zustände  $T = 0, J = 2^+, 16,75$  und  $17,3$  MeV an (Verfahren siehe Ib, c). In der nach-

\* ) MILLER, RASMUSSEN und SAMPSON (Phys. Rev. 95, 649, 1954) konnten mit Hilfe von unelastisch gestreuten Alphateilchen nachweisen, dass das  $\text{C}^{12}$ -Niveau mit  $E = 7,7$  MeV vorzugsweise unter Alphaemission ( $\text{He}^4 + \text{Be}^8$ ) weiterzerfällt; eine Feststellung, die auch anhand der  $(\gamma, \alpha)$  und  $(\gamma, 4\alpha)$ -Prozesse an  $\text{O}^{16}$  (siehe oben) abgeleitet werden kann.

folgenden Tabelle sind die auswertbaren ( $J = 2^+$ ,  $T = 0$ )-Zustände angeführt, wobei die statistisch schwach fundierten Werte eingeklammert sind (Genauigkeit für alle Daten:  $\pm 0,1$  MeV). Wegen dem beschränkten Energieauflösungsvermögen der photographischen Methode ist es durchaus möglich, dass kleinere Resonanzanstiege in der Absorptions-Anregungskurve der Ausmessung nicht zugänglich sind.

**Tabelle 4.**

Vergleich der aus dem  $\text{O}^{16}(\gamma, \alpha)\text{C}^{12}$ -Prozess gewonnenen Daten mit anderen Messungen.

$E_{\text{MeV}}^*$	$J$	Andere Messungen*)
(14,2)	$2^+$	—
16,75	$2^+$	<sup>18)</sup> HASLAM und andere
17,3	$2^+$	—
22,6	$2^+$	<sup>15)</sup> GOWARD, WILKINS
(23,15)	$2^+$	—
(24,6)	$2^+$	<sup>15)</sup> GOWARD, WILKINS

### III. Die Reaktion $\text{N}^{14}(\gamma, \alpha)\text{B}^{10}$ , $Q = -11,613$ MeV.

#### a) Der Reaktionsmechanismus und Wirkungsquerschnittsverlauf.

Der  $(\gamma, \alpha)$ -Prozess am Stickstoff  $\text{N}^{14}$  kann nicht mit allgemeinen Kriterien, wie das zum Beispiel bei der  $\text{O}^{16}(\gamma, \alpha)$ -Reaktion der Fall ist, behandelt werden. Der erste ( $T = 1$ )-Zustand im  $\text{N}^{14}$  liegt bei  $E_{\text{N}^{14}}^* = 2,3 MeV; der Endkern  $\text{B}^{10}$  besitzt seinen ersten ( $T = 1$ ,  $J = 0^+$ )-Zustand bei  $E_{\text{B}^{10}}^* = 1,74 MeV. Zudem liegen die ersten Energiezu-$$

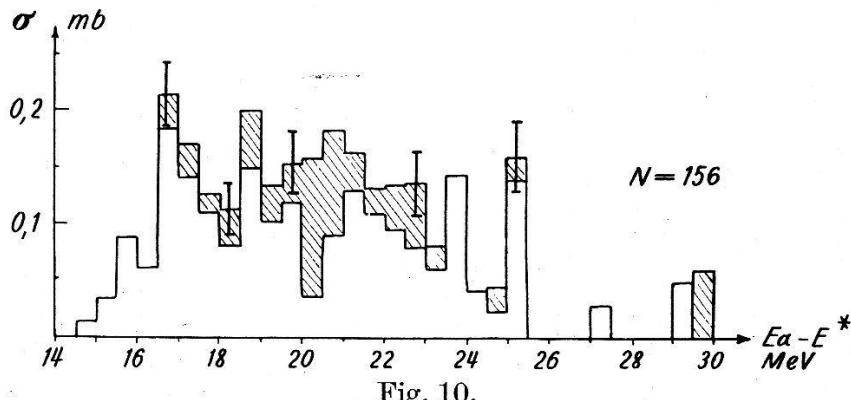


Fig. 10.

Wirkungsquerschnittsverlauf der  $\text{N}^{14}(\gamma, \alpha)\text{B}^{10}$ -Reaktion.  $E_{\gamma \text{ max}} = 31$  MeV.

\*) Anmerkung bei der Korrektur: SPICER, PENFOLD und GOLDEMBERG, Phys. Rev. 95, 629, 1954, finden eine Feinstruktur in der Anregungskurve  $\text{O}^{16}(\gamma, n)\text{O}^{15}$  bei  $E_{\gamma}$ : 16,68; 16,86; 17,43 MeV  $\pm 30$  keV (neben anderen Werten). Es dürfte sich hier um die gleichen angeregten Zustände handeln, die durch den  $\text{O}^{16}(\gamma, \alpha)\text{C}^{12}$ -Prozess als zu dem Kern  $\text{O}^{16}$  gehörig, identifiziert worden sind.

stände<sup>3)</sup> im  $B^{10}$  sehr nahe beim Grundzustand, so dass eine Trennung der verschiedenen möglichen Alphaübergänge mit Hilfe der Photoplattentechnik unmöglich wird (für den Wirkungsquerschnittsverlauf siehe Fig. 10). Der angegebene absolute Maßstab wurde aus dem Vergleich mit der  $C^{12}(\gamma, 3\alpha)$  erhalten. Auffallend ist auch hier das Fehlen eines starken Anstieges, dem man unbedingt E1-Absorption zuschreiben müsste.

b) *Anhang: Die Energie-Reichweite-Kurven von  $B^{10}$  und  $C^{12}$  in NT1a-Emulsionen.*

Die Reichweite eines  $B^{10}$ - oder  $C^{12}$ -Rückstosses kann gemessen werden und die dazugehörige Energie mit Hilfe des Impulssatzes aus der Alphateilchenreichweite bestimmt werden (Fig. 12). Auf

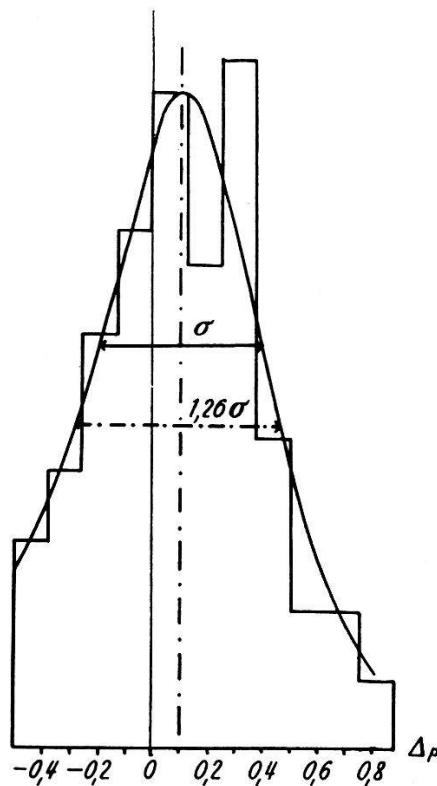


Fig. 11.

Fehlervektorverteilung  $\Delta p$ , gemäss Abschnitt Ia.

diese Weise erhält man eine experimentelle Reichweite-Energie-Beziehung für  $B^{10}$  und  $C^{12}$  in NT1a-Platten. An Hand dieser Darstellung (Fig. 12) kann die Güte der Separation der Ereignisse  $O^{16}(\gamma, \alpha) C^{12}$  und  $N^{14}(\gamma, \alpha) B^{10}$  verfolgt werden. Die gestrichelt eingezeichneten Grenzen sind aus der Fehlervektorverteilung  $\Delta p$  (siehe Abschnitt Ia) berechnet worden (Fig. 11). Einige Abweichungen

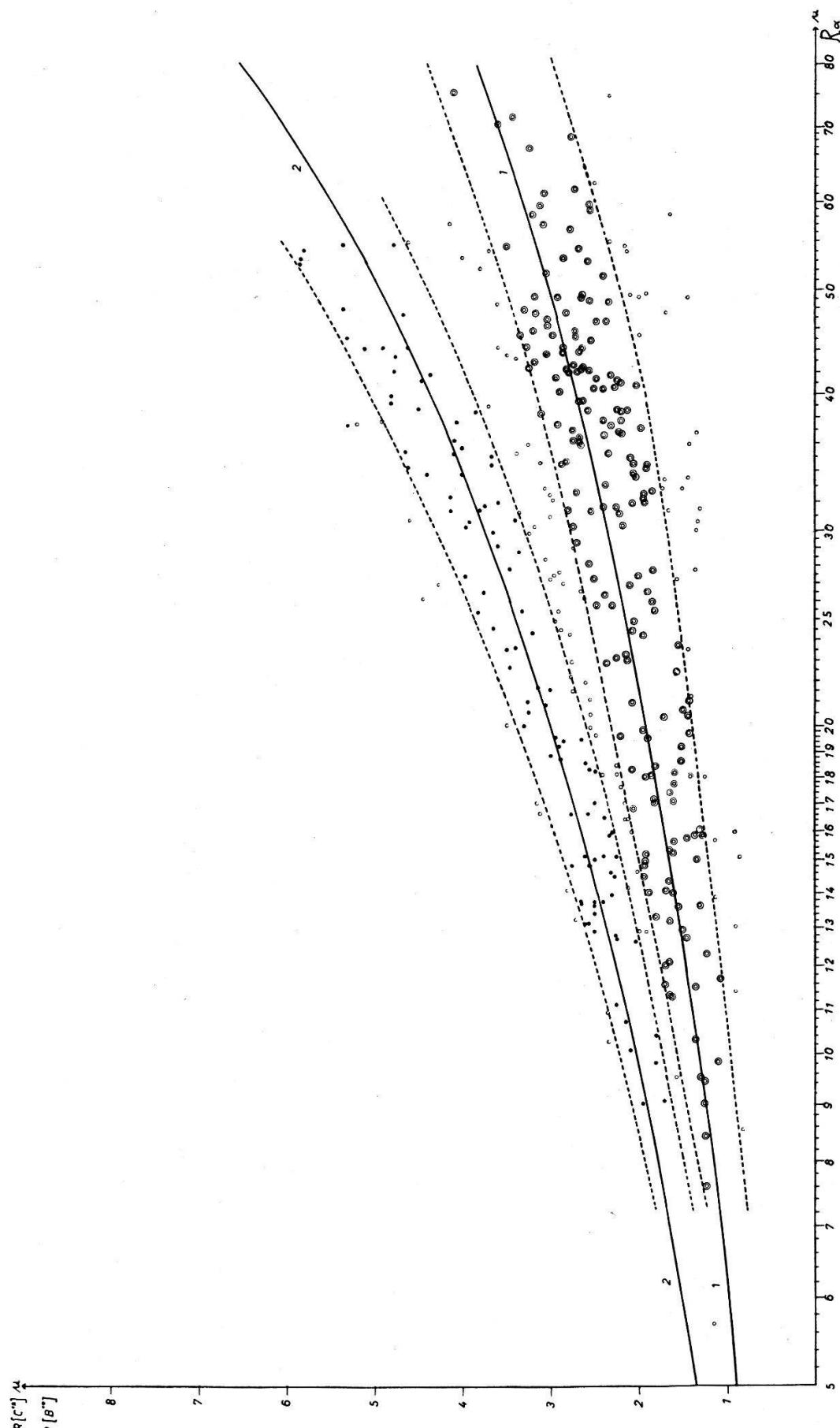


Fig. 12. Reichweitenverhältnisse der Rückstösse  $\text{O}^{16}(\gamma, \alpha)\text{C}^{12}$  und  $\text{N}^{14}(\gamma, \alpha)\text{B}^{10}$ . Gestrichelt eingezeichnete Grenzen sind aus der Fehlervektorverteilung Fig. 11 berechnet worden.

beim O<sup>16</sup> dürften von der Drei-Teilchen-Reaktion O<sup>16</sup>( $\gamma$ ,  $n\alpha$ ) C<sup>11</sup> her-röhren\*). Im allgemeinen wird man diese Störreaktion mit einer Winkelmessung zwischen Rückstoss und Alphateilchen ausschalten können.

Abschliessend möchte ich Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER für seine tatkräftige Unterstützung bei den Experimenten und Herrn Prof. Dr. M. VERDE für die wertvollen Ratschläge danken. Ebenso bin ich den dipl. Physikern P. ERDÖS und M. WÄCHTER für ihre Mit-hilfe zum Dank verpflichtet.

### Literaturverzeichnis.

- <sup>1)</sup> H. NABHOLZ, P. STOLL und H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta **25**, 701 (1954).
- <sup>2)</sup> M. WÄCHTER, Diplomarbeit ETH., Februar 1954.
- <sup>3)</sup> H. E. GOVE und J. A. HARVEY, Phys. Rev. **82**, 658 (1951).
- <sup>4)</sup> W. FRANZEN und J. G. LIKELY, Phys. Rev. **87**, 667 (1952).
- <sup>5)</sup> F. AJZENBERG und T. LAURITSEN, Rev. mod. Phys. **24**, 321 (1952).
- <sup>6)</sup> F. K. GOWARD und J. J. WILKINS, Proc. Roy. Soc. **217**, 357 (1953).
- <sup>7)</sup> R. SCHULTEN, F. Naturf. **8a**, 759 (1953).
- <sup>8)</sup> D. R. INGLIS, Rev. mod. Phys. **25**, 390 (1953).
- <sup>9)</sup> M. GOEPPERT-MAYER, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949).
- <sup>10)</sup> R. K. ADAIR, Phys. Rev. **87**, 1041 (1952).
- <sup>11)</sup> L. A. RADICATI, Phys. Rev. **87**, 521 (1952).
- <sup>12)</sup> J. M. BLATT und V. F. WEISSKOPF, Theoretical nuclear physics (1952), S. 353.
- <sup>13)</sup> R. W. HILL, Phys. Rev. **90**, 845 (1953).
- <sup>14)</sup> A. J. FERGUSON und L. R. WALKER, Phys. Rev. **58**, 666 (1940).
- <sup>15)</sup> F. K. GOWARD und J. J. WILKINS, Proc. Phys. Soc. **1952**, 671.
- <sup>16)</sup> H. E. JOHNS, A. J. HORSLEY, N. H. HASLAM und A. QUINTON, Phys. Rev. **84**, 956 (1951).
- <sup>17)</sup> D. C. PEASLEE, Phys. Rev. **88**, 812 (1952).
- <sup>18)</sup> R. N. H. HASLAM, L. KATZ, R. J. HORSLEY, A. G. W. CAMERON und R. MONTALBETTI, Phys. Rev. **87**, 196A (1952).
- <sup>19)</sup> M. A. PRESTON, Phys. Rev. **80**, 307 (1950).
- <sup>20)</sup> C. H. MILLAR und A. G. W. CAMERON, Canad. J. Phys. **31**, 723 (1953).
- <sup>21)</sup> H. GLÄTTLI, O. SEIPPEL und P. STOLL, Helv. Phys. Acta **25**, 491 (1952).
- <sup>22)</sup> F. K. GOWARD und J. J. WILKINS, Proc. Roy. Soc. [A] **217**, 357 (1953).
- <sup>23)</sup> E. W. TITTERTON und T. A. BRINNKLEY, Proc. Phys. Soc. **66**, 194 (1953).

\*) Durch chemische Abtrennung von Kohlenstoff konnte die 20-min-C<sup>11</sup>-Akti-vität aus dem O<sup>16</sup>( $\gamma$ ,  $n\alpha$ ) C<sup>11</sup>-Prozess einwandfrei festgestellt werden (P. ERDÖS, P. JORDAN, J. SCHMOUKER und P. STOLL, im Druck).