

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 25 (1952)  
**Heft:** I-II

**Artikel:** Die Photospaltung des C<sup>12</sup> in drei Alphateilchen durch  $\gamma$ -Strahlen bis 32 MeV  
**Autor:** Eder, M. / Telegdi, V.L.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112300>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **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. [Voir Informations légales.](#)

### **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. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 15.03.2025

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

# Die Photospaltung des $C^{12}$ in drei Alphateilchen durch $\gamma$ -Strahlen bis 32 MeV

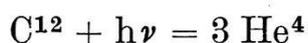
von M. Eder und V. L. Telegdi\*).

(10. IX. 1951.)

*Summary.* The reaction  $C^{12} + h\nu = 3 He^4$  has been further investigated in photographic emulsions. By using the bremsstrahlung from a 32 MeV betatron it could be conclusively shown that the cross-section reincreases strongly after the known resonancelike peak at  $\sim 18$  MeV, and some indications of a second maximum around 26 MeV have been obtained. Analyzing the energy-distribution of the alpha-particles resulting from the reaction, it has been demonstrated that a rather radical change in its mechanism is to be made responsible for this reincrease;  $Be^8$  in the excited state at  $E^* = 3.0$  MeV does not participate in more than about one third of the disintegrations induced by  $\gamma$ -rays above  $\sim 19$  MeV. The participation of  $Be^8$  in its ground state appears to increase continuously with energy and this is regarded as evidence that this state has an intrinsic angular momentum zero, assuming that the excited state at 3 MeV has  $J = 2$ , which is supported by other evidence. The results of this investigation regarding the cross-section had been reported at the AERE Conference (1950) in Oxford, and an abstract of the present paper was presented at the meeting of the Swiss Physical Society (May 1951).

## I. Einleitung.

Bei den bisher ausgeführten Untersuchungen<sup>1)2)</sup> des Kernphotoeffektes



wurde die Reaktion entweder mit der bekannten Li- $\gamma$ -Strahlung oder mit Bremsstrahlung von rund 24 MeV Grenzenergie in photographischen Emulsionen ausgelöst. Das wesentliche Ergebnis dieser Arbeiten war, dass die Wirkungsquerschnittskurve bei etwa 18 MeV ein resonanzartiges Maximum aufweist und diese „Photospaltung“ im ganzen verfügbaren Energiebereich vorwiegend als  $(\gamma, \alpha)$ -Reaktion über  $Be^8$  verläuft. Es wurde ferner gezeigt, dass dabei dieser Restkern zumeist im mit 3 MeV angeregten Zustand entsteht und nur in 2–5% der Fälle im Grundzustand auftritt.

Der mit dem kontinuierlichen Spektrum erhaltene Wirkungsquerschnittsverlauf wies oberhalb des erwähnten Maximums An-

\*) Institute for Nuclear Studies, University of Chicago, Chicago, U.S.A.

zeichen eines Wiederanstiegs auf. Die nähere Untersuchung dieses Umstandes schien uns aus verschiedenen Gründen lohnenswert: Einerseits ist über die Energieabhängigkeit von Kernphotoeffekten an sich zu wenig Verlässliches bekannt, andererseits wurde bei  $\gamma$ -Reaktionen bisher nie der hier zu vermutende Wiederanstieg gefunden. (Die Reaktion  $\text{Be}^9(\gamma, n)$  bildet eine Ausnahme, doch lässt sie sich infolge der kleinen Bindungsenergie des Neutrons und der speziellen Lage der Kernniveaux erklären<sup>24</sup>). Schliesslich ist für die Kritik des Alphateilchenmodells<sup>1</sup>) der Wirkungsquerschnittsverlauf ganz wesentlich.

Zur Verfolgung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts über das beobachtete Maximum bei  $\sim 18$  MeV hinaus schien die zuerst verwendete Bremsstrahlungsquelle wenig geeignet, denn bei einer Grenzenergie von 24 MeV stand bei ihr nur ein zusätzliches Energiegebiet von etwa 6 MeV zur Verfügung und gerade in der Nähe der oberen Grenze sind auch die theoretischen Aussagen über den Verlauf des Bremsstrahlungsspektrums nicht eindeutig<sup>3</sup>).

In der vorliegenden Arbeit beschreiben wir Untersuchungen, bei denen als Strahlungsquelle ein jetzt im Kantonsspital Zürich aufgestelltes 32-MeV-Betatron diente\*). Auch bei dieser Quelle ist das Spektrum experimentell nicht bekannt, doch wird der besonders unsichere Bereich am oberen Ende gegenüber den früheren Arbeiten um rund 8 MeV hinausgeschoben.

Zum Nachweis der Reaktion diente die früher beschriebene photographische Methode<sup>1</sup>), die jedoch in technischer Hinsicht vervollkommen werden konnte. Die Neuerungen sind im entsprechenden Abschnitt angegeben.

Schon die vorläufigen Ergebnisse dieser Arbeit, die an der AERE-Tagung in Oxford vorgetragen wurden<sup>4</sup>), bewiesen eindeutig den gesuchten Wiederanstieg des Wirkungsquerschnittes. Seither sind von anderer Seite <sup>5</sup>) weitere Messungen mit der Bremsstrahlung von 24 MeV Grenzenergie veröffentlicht worden, deren verbesserte Statistik gleichfalls diesen Wiederanstieg erkennen lässt. Infolge des oben über den „Schwanz“ des Spektrums Gesagten liefern jedoch diese Messungen keine sehr verlässlichen Auskünfte. Der Befund der Autoren über den für den Wiederanstieg verantwortlichen Mechanismus deckt sich nicht mit den Folgerungen aus den hier vorgelegten Messungen.

---

\*) Herrn Dr. ing. R. WIDERÖE, der uns die Maschine im B.B.C.-Werk Baden zur Verfügung stellte, möchten wir für sein Entgegenkommen danken.

## II. Plattenmaterial und Messtechnik.

Zur Verwendung gelangten ausschliesslich Ilford- $E_1$ -Platten von 100  $\mu$  Nominalschichtdicke. Bei Verwendung üblicher Entwickler wäre wegen des kleineren Untergrundes für unsere Zwecke an sich die Sorte Kodak *NT-1a* vorzuziehen, doch wurden für diese keine so genauen Energie-Reichweite-Kurven veröffentlicht wie für die Ilford-Platten. Andererseits gelingt es mit Hilfe des von CAMERON und MILLAR<sup>6)</sup> angegebenen Entwicklers mühelos,  $E_1$ -Platten dieser Schichtdicke 200  $r$ -Strahlung (gemessen hinter 0,3 cm Pb mit dem Victoreen-Instrument) auszusetzen, ohne einen allzu starken Schleier hervorzurufen.

Die dabei erzielte Dichte der Ereignisse (ca. 450 Kohlenstoffsterne/cm<sup>2</sup>) war so gross, dass das Absuchen nur einen kleinen Bruchteil der Arbeitszeit in Anspruch nahm. Die Gesamtheit der hier analysierten Ereignisse entstammt der gleichen Platte, was für die Konsistenz von Vorteil ist.

Die Bestrahlung erfolgte senkrecht zur Emulsion. Diese Anordnung schien dem „schleifenden Einfall“ überlegen, weil bei ihr in der Emulsion keine Änderung des Spektrums durch Selbstabsorption eintreten kann. Eine nähere Rechnung zeigt jedoch, dass die Energieabhängigkeit ihres Absorptionskoeffizienten sehr schwach ist. Die Unsicherheit, die man durch Vernachlässigung der Radialabhängigkeit des Bremsstrahlungsspektrums einführt, ist von vergleichbarer Grössenordnung.

Die Bestimmung der Spurlängen erfolgte wie üblich mit einem geeichten Okularmikrometer. Rund 100 Sterne wurden zur Kontrolle auch mit einem Zeisschen Okular-Schraubenmikrometer ausgemessen. Beide Messreihen ergaben jedoch fast die gleiche Verteilung und Grösse des Fehlervektors  $\vec{\Delta}$  (siehe „Impulskontrolle“ weiter unten), weshalb das mühsamere Schraubenmikrometer des weiteren nicht verwendet wurde. Die Impulskontrolle lehrte auch, dass die gleichzeitige Anwendung von Fadenkreuz und Okularmikrometer bessere Winkelbestimmungen ermöglicht als die ältere Methode. Der überwiegende Teil der Messungen wurde mit dieser Technik ausgeführt.

## III. Auswertung.

### 1. Reichweite - Energie - Beziehung.

In den von uns ausgemessenen Ereignissen waren Teilchen enthalten, deren Reichweiten ausserhalb des experimentell unter-

suchten Bereiches<sup>7)</sup> fallen. Wir extrapolierten die von uns benützte Reichweite-Energie-Beziehung mit dem Ansatz

$$E = aR^b \quad (1)$$

Die beiden Konstanten  $a$  und  $b$  wurden mit der Methode der kleinsten Quadrate im Energiebereich 4–12 MeV bestimmt:

$$a = 0,6957$$

$$b = 0,66$$

Die Übereinstimmung mit den aus der Kurve für Protonen in  $C_2$ -Emulsionen berechneten Werten ist angesichts der nicht sicher vergleichbaren Feuchtigkeitsverhältnisse leidlich gut<sup>8)</sup>. Unser Vertrauen in die angegebene Beziehung wird durch das Ergebnis der Impulskontrolle (siehe unten) erhöht. Im Prinzip liesse sich diese auch umgekehrt zur Bestimmung der Energieabhängigkeit der Reichweite heranziehen, doch dürften selbst bei flachen Sternen infolge des natürlichen Stragglings statistisch zufriedenstellende Daten schwer zu erzielen sein.

Die seit Beginn dieser Arbeit von ROTBLAT<sup>9)</sup> und BERLMAN<sup>10)</sup> veröffentlichten Messungen über die Reichweite von  $\alpha$ -Teilchen in  $E_1$ -Emulsionen gehen insbesondere bei höheren  $\alpha$ -Energien stark auseinander. Unsere Beziehung (1) stimmt mit den von BERLMAN für  $E_1$ -Platten angegebenen Werten ziemlich gut überein. Im Bereich der niedrigen Energien ( $< 4$  MeV) verwendeten wir zum Teil als Vergleich die auf  $E_1$ -Platten und normale Feuchtigkeit korrigierten Werte von ROTBLAT (siehe Grundzustände).

## 2. Impulskontrolle und Fehlervektor.

Bereits bei den Messungen, die zur ersten Mitteilung<sup>11)</sup> über die Photospaltung von  $C^{12}$  unter Aussendung von  $\alpha$ -Teilchen führten, wurde konsequent der Betrag der vektoriellen Summe der Impulse der drei  $\alpha$ -Teilchen bestimmt, um Verwechslungen mit Sternen aus der Reaktion  $C^{12}(n, 3\alpha)$  zu vermeiden. Als Kriterium wurde gefordert, dass dieser Betrag klein von der Grössenordnung des  $\gamma$ -Impulses sein sollte. Diese Vorschrift war einerseits hinreichend, weil die 17,6-MeV-Linie zur Auslösung verwechselbarer  $\gamma$ -Reaktionen (z. B.  $O^{16} \rightarrow 4\alpha$ ) nicht ausreicht, andererseits aber kaum einer Verschärfung fähig, weil die verwendete Geometrie eine genaue Festlegung der Einfallsrichtung des  $\gamma$ -Quants nicht zulies.

Bei Auslösung der Reaktion mit Bremsstrahlung höherer Grenzenergie gelten beide Aussagen nicht mehr. Deshalb wurden in die Arbeit von GOWARD, TELEGI und WILKINS<sup>2)</sup> nur Ereignisse aufgenommen, die folgendermassen ausgewählt wurden (vgl. auch<sup>12)13)</sup>):

Es wird für jeden Stern ein Fehlervektor  $\vec{\Delta}$  bestimmt, der definiert ist durch

$$\vec{\Delta} = \sum_1^3 \vec{p}_i - \vec{p}_\gamma \quad (2a)$$

$$|\vec{p}_i| = \sqrt{2 M_\alpha} \sqrt{E_i} = \text{Impuls der } i\text{-ten Spur}$$

$$|\vec{p}_\gamma| = h\nu / \text{const.} = (E_T + |B|) / \text{const.} \quad (2b)$$

$E_T = \sum_1^3 E_i$  ist die Gesamtenergie des Sterns,  $|B|$  die Bindungsenergie für die Reaktion. Setzen wir den Faktor  $\sqrt{2 M_\alpha}$  willkürlich gleich Eins, so wird  $\text{const.} = 86,332^*$ .

$\vec{p}_\gamma$  ist hier auch der Richtung nach bekannt. Die Summe (2a) wird durch Zerlegung der  $\vec{p}_i$  in cartesische Komponenten ausgeführt und  $|\vec{\Delta}| = \Delta$  berechnet; die Einfallsrichtung des  $\gamma$ -Strahls wählt man z. B. als  $z$ -Achse.

In Abwesenheit von Messfehlern müsste  $\vec{\Delta}$  streng null sein.  $\Delta$  ist ein Mass für die Genauigkeit der Messung und Beobachtung. Das Übersehen kurzer vierter Spuren usw. führt zu einem falschen  $p_\gamma$  und damit im allgemeinen zu einer Vergrösserung von  $\Delta$ .

Sind infolge der Messtechnik die  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Komponenten mit der gleichen mittleren Unschärfe behaftet, so folgt aus der zusätzlichen Annahme, dass diese Unschärfen gaussisch verteilt sind, unmittelbar, dass  $\Delta$  einem maxwellschen Verteilungsgesetz gehorchen muss. Die Lage des Maximums (oder der Mittelwert  $\bar{\Delta}$ ) ist ein quantitatives Mass für die Güte der Messung, während die Verteilungskurve selbst über die Beimischung „artfremder“ Ereignisse Auskunft gibt.

Diese Impulskontrolle wurde bei der vorliegenden Arbeit stets angewendet. Sie erwies sich hier als noch unerlässlicher als bei den Untersuchungen bis 24 MeV. Der Grund hierfür liegt darin, dass der Wirkungsquerschnitt für die störende Reaktion  $O^{16}(\gamma, 4\alpha)$  zwischen 24 und 32 MeV steil ansteigt<sup>14)</sup>. Auf drei dreispurige Sterne entfällt ein vierspuriger, wobei eine der vier Spuren oft kurz ist.

\*) Die englischen Autoren setzen den Faktor  $\sqrt{2 M_\alpha} = 2$ , ihre Impulseinheiten sind also zweimal grösser.

Fig. 1 zeigt die  $\Delta$ -Verteilung für das gesamte Material. Nach Ermittlung dieser Verteilung wurden alle Sterne mit  $\Delta > 0,4$  erneut betrachtet. Einige Sterne hatten durch die Grenzflächen der Gelatine tretende Spuren, bei anderen war eine kurze vierte Spur übersehen worden. Sterne mit durch die Grenzschichten fahrenden Spuren wurden ausgesondert und ergänzt, wenn dies  $\Delta$  verminderte (siehe unten). Die gefundenen, manchmal zweifelhaften vierten

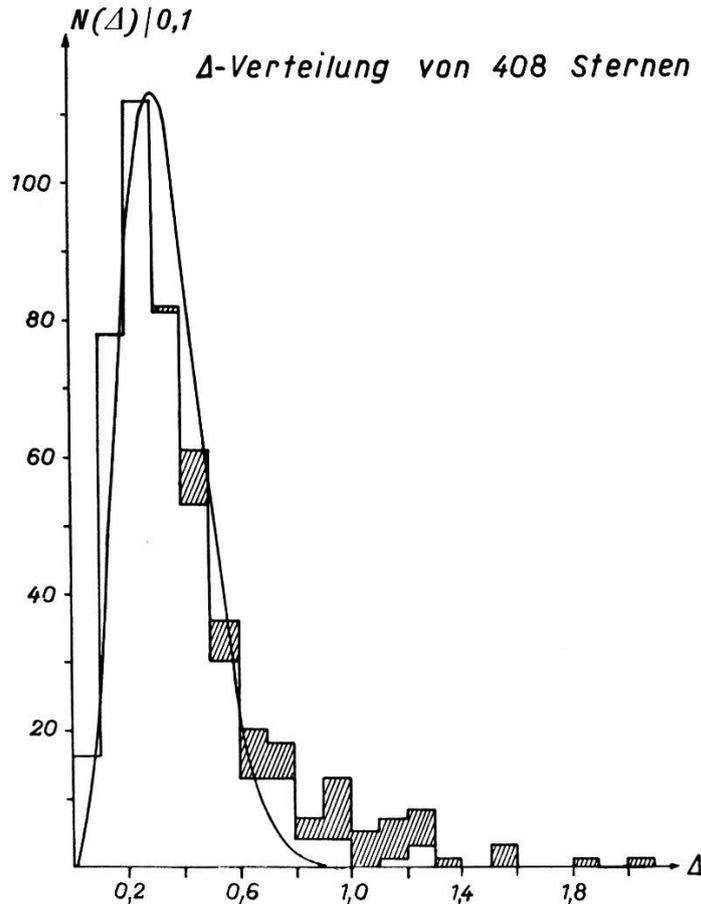


Fig. 1.

$\Delta$ -Verteilung von 408 Sternen der Reaktion  $C^{12} \rightarrow 3 He^4$ . Schraffierte Flächen (61 zusätzliche Ereignisse) entsprechen je ungefähr zur Hälfte Sternen, die der Reaktion  $O^{16} \rightarrow 4 He^4$  zuzuordnen sind, und solchen, die die Schicht verlassen.

Spuren wurden gemessen und die  $\Delta$  für die Reaktion  $O^{16} \rightarrow 4 He^4$  berechnet. Die betreffenden Sterne wurden nur dann dieser Reaktion zugeschrieben und ausgeschieden, wenn diese Annahme  $\Delta$  verminderte; sie sind in Fig. 1, ebenso wie die die Schicht verlassenden Sterne, durch schraffierte Flächen angegeben.

Die eingezeichnete Kurve ist eine Maxwellverteilung, normalisiert auf die Gesamtzahl der Sterne (408). Der die Form der Verteilung

bestimmende Parameter wurde aus  $\bar{\Delta}$  berechnet. Dieser Parameter bestimmt die Lage des Maximums,  $\Delta_{\max}$ . Dass die Verteilung durch eine maxwellsche gut wiedergegeben wird, zeigt folgende Zusammenstellung:

$$\begin{aligned} \Delta_{\max} (\text{exp.}) &= 0,25, & \Delta_{\max} (\text{aus } \bar{\Delta} \text{ exp.}) &= 0,30. \\ (\bar{\Delta}^2)^{1/2} (\text{exp.}) &= 0,39, & (\bar{\Delta}^2)^{1/2} (\text{aus } \bar{\Delta} \text{ exp.}) &= 0,37. \end{aligned}$$

Andererseits zeigen separate  $\Delta$ -Verteilungen für  $E_T$  grösser bzw. kleiner als 12 MeV, dass die Messgenauigkeit mit  $E_T$  steigt, und dass für  $E_T > 12$  MeV die  $\Delta$ -Verteilung noch bedeutend besser durch eine Maxwellverteilung wiedergegeben wird als beim Gesamtmaterial.

Die der Maxwellverteilung zugrundeliegende Hypothese wurde an getrennten Verteilungen von  $\Delta_x$ ,  $\Delta_y$ ,  $\Delta_z$  geprüft. Alle drei lassen sich durch Gausskurven mit dem gleichen Parameter gut nähern.

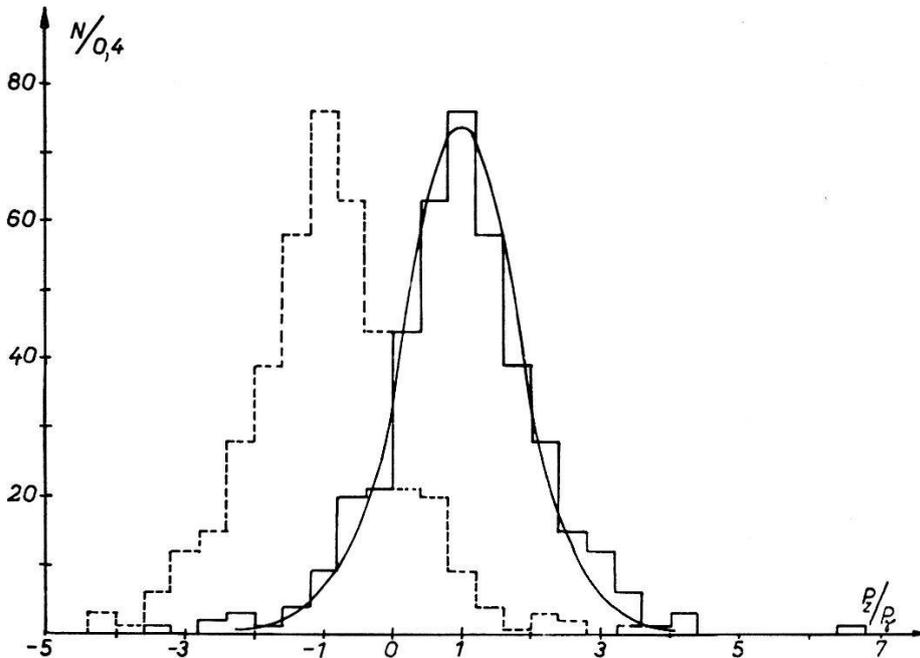


Fig. 2.

$p_z/p_\gamma$ -Verteilung. Stark ausgezogen:  $\gamma$ -Einfall von Emulsionsseite her, gestrichelt:  $\gamma$ -Einfall von Glasseite her.

Da  $\bar{\Delta}$  von der Grössenordnung des  $\gamma$ -Impulses ist ( $p_\gamma \sim 0,22$  für  $h\nu = 20$  MeV), lässt sich der letztere an *einzelnen* Sternen nur schlecht messen; indessen ist es möglich, aus Messungen an vielen Sternen vernünftige *Mittelwerte* zu bestimmen. Dies zeigt Fig. 2. Bei senkrechter Bestrahlung ist  $p_z$  (mit Vorzeichen!) der experimentell bestimmte Impulswert, während mit  $p_\gamma$  der „theoretische“ Wert aus (2b) bezeichnet wird. In Fig. 2 ist die Verteilung  $p_z/p_\gamma$

dargestellt. Die voll ausgezogene Verteilung entspricht der Annahme, dass die Bestrahlung von der Emulsionsseite her erfolgte, die gestrichelte der Annahme, dass die Quanten von der Glasseite her einfielen. Man kann sofort sehen, dass die erstere dieser Annahmen die richtige ist, denn die entsprechende Verteilung ist um  $+1$  zentriert und liefert als Mittelwert

$$\overline{p_z/p_\gamma} = 0,973 \pm 0,036.$$

Die zu erwartende Verteilung ist keine gaussische. Für die  $z$ -Komponente  $\Delta_z$  ist zwar eine Gaussverteilung  $W(\Delta_z)$  anzusetzen, doch muss man noch die Impulsverteilung

$$W(p_\gamma) = W\left(\frac{E_T + |B|}{\text{const.}}\right),$$

d. h. die Verteilung der Sterne auf Klassen mit verschiedenen Totalenergien, berücksichtigen und die Variablentransformation  $p_z/p_\gamma = \Delta_z/p_\gamma + 1$  einführen. Setzt man ferner  $\xi = p_z/p_\gamma - 1$ , so ergibt sich

$$W(\xi) d\xi = \frac{d\xi}{\sqrt{2}\pi} \int_0^{p_\gamma^{\max}} \left( \exp - \frac{4\xi^2 p_\gamma^2}{\pi \Delta^2} \right) p_\gamma W(p_\gamma) dp_\gamma \quad (3)$$

Die Integration über  $p_\gamma$  wurde numerisch ausgeführt und ergibt die eingezeichnete Verteilungskurve. Der Unterschied gegenüber einer Gaussverteilung wird allerdings bei der hier vorliegenden Energieverteilung der Sterne nicht erheblich, weshalb der zu erwartende Fehler auf dem obigen Mittelwert von  $p_z/p_\gamma$  wie für eine Gaussverteilung berechnet wurde.

Die Genauigkeit, mit der  $p_z$  im Mittel bestimmt werden kann, gestattet grundsätzlich die Bestimmung der Bindungsenergie  $B$  auf Grund der Identität (2b)

$$\text{const. } \overline{p_z} = \overline{E_T} + |B|$$

weil  $\overline{p_z} = \overline{p_\gamma}$ . Mit den experimentellen Werten für  $\overline{E_T}$  und  $\overline{p_z}$  erhalten wir

$$B = 6,74 \pm 0,75 \text{ MeV.}$$

Der Fehler ist wie bei Gaussverteilungen zu  $0,674 [\Delta^2/(n-1)]^{1/2}$  angesetzt. Der aus den Massenwerten berechnete Wert ist  $B = 7,27 \pm 0,06 \text{ MeV}^{15}$ .

### 3. Ergänzung unvollständiger Sterne.

Die wahre Anregungskurve der Reaktion ist die Energieverteilung *aller* erzeugten Sterne. Die experimentelle Verteilung wird einerseits durch das Übersehen von Sternen verfälscht, andererseits aber dadurch, dass bei wachsender Energie immer mehr Sterne nicht ganz in der Emulsion enthalten sind.

Das Übersehen von Ereignissen ist subjektiv und kann kaum durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt werden. Bei den vorliegenden Messungen wurden an verschiedenen Stellen der Platte von zwei erfahrenen Beobachtern gleiche Ereignisdichten gefunden. Ferner wurde die Konstanz der Ereignisdichte über die Schichtdicke geprüft. Fig. 3 zeigt die erhaltene Verteilung, der Pfeil entspricht der nominellen Schichtdicke.

Der Verlust infolge des Hinausfahrens der Spuren lässt sich hingegen teils berücksichtigen, teils umgehen. Bei einem Stern können eine, zwei oder auch alle drei Spuren ausserhalb der Emulsion enden. Die Berechnung der Wahrscheinlichkeit für diese drei Fälle in Funktion der Schichtdicke und der Totalenergie der Sterne setzt

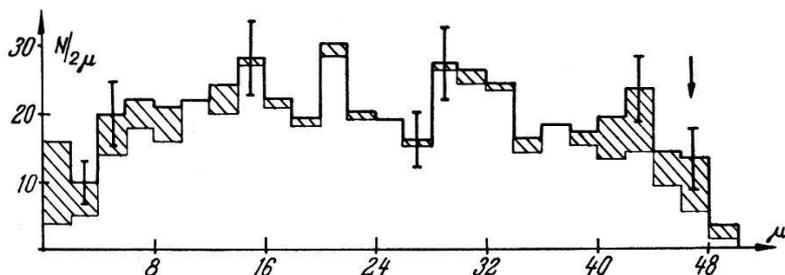


Fig. 3.

Anzahl  $N$  der gefundenen Sterne in Abhängigkeit von ihrer Tiefe unter der Emulsionsoberfläche mit und ohne Berücksichtigung der die Emulsion verlassenden Sterne.

eine genaue Kenntnis der Winkelbeziehungen zwischen den  $\alpha$ -Teilchen voraus und erscheint sehr mühsam. Diese Berechnung ist jedoch nicht nötig, wenn man folgende Bemerkung macht: Bei jedem unvollständigen Ereignis endet mindestens eine Spur ausserhalb der Emulsion. Für die Ermittlung des Gesamtverlustes genügt es, die Wahrscheinlichkeit dafür zu kennen, dass irgendeine der drei Spuren eines Sterns die Schicht verlässt. Die drei Spuren dürfen dann als statistisch unabhängig behandelt werden; für jede Total- bzw.  $\gamma$ -Energie ist bei Annahme eines bestimmten Reaktionsmechanismus die Reichweiteverteilung bekannt, und der Verlust ist eine einfache Funktion des Verhältnisses von Reichweite und ursprünglicher Schichtdicke.

Tabelle I gibt die zu erwartenden prozentualen Verluste  $P$  wieder. Diese wurden für zwei Mechanismen berechnet: a) für Beteiligung des  $\text{Be}^{8*}$  ( $E^* = 3,0$  MeV,  $\Gamma = 1,0$  MeV); b) für  $\text{Be}^8$  (Grundzustand,  $E^* = 0,08$  MeV). Bei beiden Mechanismen wurde die Annahme gemacht, dass alle drei  $\alpha$ -Teilchen in bezug auf den  $\gamma$ -Strahl im Laborsystem isotrop ausgesandt werden. Angesichts der für eine Anisotropie in Frage kommenden Verteilungen stellen diese Werte von  $P$  obere Grenzen dar.

**Tabelle I.**

Erwartungswerte für den Prozentsatz  $P$  von Sternen, bei denen eine oder mehrere Spuren nicht in der Emulsion enden. Schichtdicke vor Entwicklung  $100 \mu$ .

$E_T$ (MeV)	$P$ (%)		$P_{\text{exp}}(\overline{E_T})$ (%)
	a)	b)	
6	2,8	3,5	$9,7 \pm 3,0$
7	3,7		
8	4,6		
9	5,4	4,9	$9,5 \pm 2,8$
10	6,3		
11	7,3		
12	8,3	8,8	$11,5 \pm 3,1$
13	9,4		
14	10,5		
15	11,9	12,0	$15,9 \pm 3,8$
16	13,2		
17	14,5		
18	15,9	16,1	$20,9 \pm 4,2$
19	17,0		
20	18,5		
21	20,1	20,6	$28,2 \pm 5,3$
22	22,0		
23	23,7		
24	25,3	24,3	$29,2 \pm 7,2$
25	27,0		

a)  $E^* = 3$  MeV; b)  $E^* = 0,08$  MeV.

Bei der Rechnung wurden geringe Vereinfachungen eingeführt, um die notwendige Integration numerisch durchführbar zu machen. Die angegebenen Werte werden durch diese insbesondere bei  $E_T > 10$  MeV nur wenig beeinträchtigt. Andererseits scheinen die betrachteten Reaktionsmechanismen gerade in diesem Gebiet ihre Bedeutung zu verlieren (siehe unten).

Gegen die einfache Korrektur der gefundenen Sternzahlen  $N$  mittels Division durch  $(1 - P)$  lässt sich ein Einwand erheben.

$P$  wird nach statistischen Prinzipien berechnet; die Klasse der zwischen  $E_T$  und  $E_T + \Delta E_T$  ( $\Delta E_T \simeq 1$  MeV) enthaltenen Ereignisse dürfte zu klein ( $< 50$  Elemente) sein, um eine statistische Korrektur vertrauenswürdig zu machen\*).

Im Gegensatz zu Einzelspuren lässt sich jedoch bei Kohlenstoffsternen die Anwendung des Korrekturfaktors  $P$  fast ganz umgehen. Selbst bei einem Stern, bei dem zwei Spuren aus der Emulsion hinausfahren, kann eine „Ergänzung“ durch Anwendung des Impulsatzes durchgeführt werden. Hierzu kann das früher angegebene Gerät<sup>1)</sup> dienen. In erster Näherung muss man zwar  $\Delta$  und  $p_\gamma$ , die von gleicher Größenordnung sind, vernachlässigen. Der so erhaltene Wert von  $E_T$  liefert eine gute Näherung von  $p_\gamma$ . Einzig Sterne, bei denen alle drei Spuren ausserhalb der Emulsion enden, lassen sich nicht ergänzen. Solche Sterne sind jedoch so selten, dass wir auf 470 Sterne kein einziges Beispiel fanden. Diese Korrektur darf vernachlässigt werden.

Beim Ergänzen der Sterne liegt die Willkür in der Wahl von  $\vec{\Delta}$ . Wir versuchten, durch Verlängern der die Emulsion verlassenden Spur  $\Delta$  möglichst klein zu machen; unter Abschätzung von  $p_\gamma$  ergänzten wir diejenige cartesische Komponente von  $\sum_1^3 \vec{p}_i$  möglichst auf null, die durch das Verlängern der Spur am stärksten beeinflusst wurde. Diese Art des Ergänzens ist nicht eindeutig, insbesondere kann bei langen Spuren die Energie nur auf  $\pm 1,5$  MeV genau bestimmt werden. Die  $\Delta$ -Verteilung der so ergänzten Sterne ergibt jedoch einen Mittelwert  $\bar{\Delta} = 0,37$  und verhält sich somit analog wie diejenige der vollständigen Sterne ( $\bar{\Delta} = 0,338$ ). In Tabelle I ist zum Vergleich der aus den Energieverteilungen der ergänzten und der vollständigen Sterne berechnete Faktor  $P_{\text{exp.}}(\bar{E}_T)$  angegeben (berechnet für 3-MeV-Niveau plus Grundzustand und gemittelt über ein Energieintervall von 3 MeV).

Fig. 4b zeigt die  $E_T$ -Verteilung ohne und mit Berücksichtigung der „ergänzten“ Sterne.

#### 4. Nomogramm zur Berechnung von $E^*$ .

Beim Mechanismus  $C^{12} + h\nu = Be^{8*} + He^4$  gilt streng unter Berücksichtigung des  $p_\gamma$  die Beziehung<sup>2)</sup>

$$2 E_i^* = (E_j + E_k) - 2 \sqrt{E_j E_k} \cos \Phi_{jk}. \quad (4)$$

\*) In einer kürzlich erschienenen Arbeit<sup>5)</sup> wenden die Autoren eine nicht näher angegebene „kombinierte“ Korrektur für beide Verlustquellen an, gegen die dieser Einwand a fortiori gilt.

$E_i, E_j, E_k$  sind die Energien der drei Spuren,  $\Phi_{jk}$  der räumliche Winkel zwischen Spur  $j$  und Spur  $k$  und  $E_i^*$  die Anregungsenergie des  $\text{Be}^{8*}$ , d. h. die beim Zerfall in seinem Schwerpunktsystem frei werdende Energie. Die positive Bindungsenergie des  $\text{Be}^8$  ist bei dieser Definition inbegriffen.

Im allgemeinen ist (4) für alle drei Spuren auszuwerten. Selbst bei Kenntnis von  $\cos \Phi_{jk}$ , für dessen Bestimmung bereits ein Hilfsmittel angegeben wurde<sup>1)</sup>, stellt dies eine zeitraubende Rechenarbeit dar. Da (4) einfach die Addition zweier Vektoren der Längen  $\sqrt{E_j}, \sqrt{E_k}$  darstellt, war der Entwurf eines Nomogramms nahelegend. Dieses hat sich in der Praxis so gut bewährt, dass uns eine kurze Beschreibung gerechtfertigt erscheint.

Über einer Achse, auf der nach rechts eine in  $E_k$ -Werten kotierte  $\sqrt{E_k}$ -Skala aufgetragen ist, ist ein Halbkreis geschlagen. Dieser trägt eine Gradeinteilung, sein Mittelpunkt liegt im Ursprung der  $E_k$ -Skala. Auf Karton wird ein spitzwinkliges Dreieck gezeichnet, das auf dem einen langen Schenkel mit einer in  $E_j$  kotierten  $\sqrt{E_j}$ -Skala, auf dem andern mit einer in  $E_i^*$  kotierten  $2\sqrt{E_i^*}$ -Skala versehen ist. Der Modul dieser Skalen ist der gleiche wie der der  $E_k$ -Skala. Am in  $E_j$  kotierten Schenkel ist seitlich ein ösenartiger Ansatz vorgesehen, dessen Mittelpunkt im Scheitel des Dreiecks liegt. Über den Scheitel hinaus ist dieser Schenkel durch einen schmalen Streifen verlängert, in den der andere Schenkel etwas unterhalb des Scheitels einmündet. Das resultierende Gebilde wird ausgeschnitten.

Zur Auswertung wird dieses Dreieck so auf den Halbkreis gelegt, dass der betrachtete  $E_j$ -Wert auf den Mittelpunkt zu liegen kommt und die  $E_j$ -Skala den Winkel  $\Phi_{jk}$  mit der  $E_k$ -Skala einschliesst. Hierauf wird in das Zentrum der Öse eine Nadel gestochen und das ganze Dreieck so lange geschwenkt, bis die in  $E_i^*$  kotierte Seite die  $E_k$ -Skala im betrachteten  $E_k$ -Wert schneidet. Im Schnittpunkt ist auf der  $E_i^*$ -Skala sofort der entsprechende  $E_i^*$ -Wert abzulesen. Durch Verwendung der  $E_j$ -Skala statt der  $E_i^*$ -Skala und Division durch 2 können auch kleine  $E_i^*$ -Werte ( $< 2$  MeV) erfasst werden. Die Ablesegenauigkeit ist 0,05 MeV ( $E_i^* = 3,0$  MeV) bis 0,03 MeV ( $E_i^* = 0,1$  MeV), bei einer Gesamtlänge der  $E_j$ -Skala (0—20 MeV) von 23 cm.

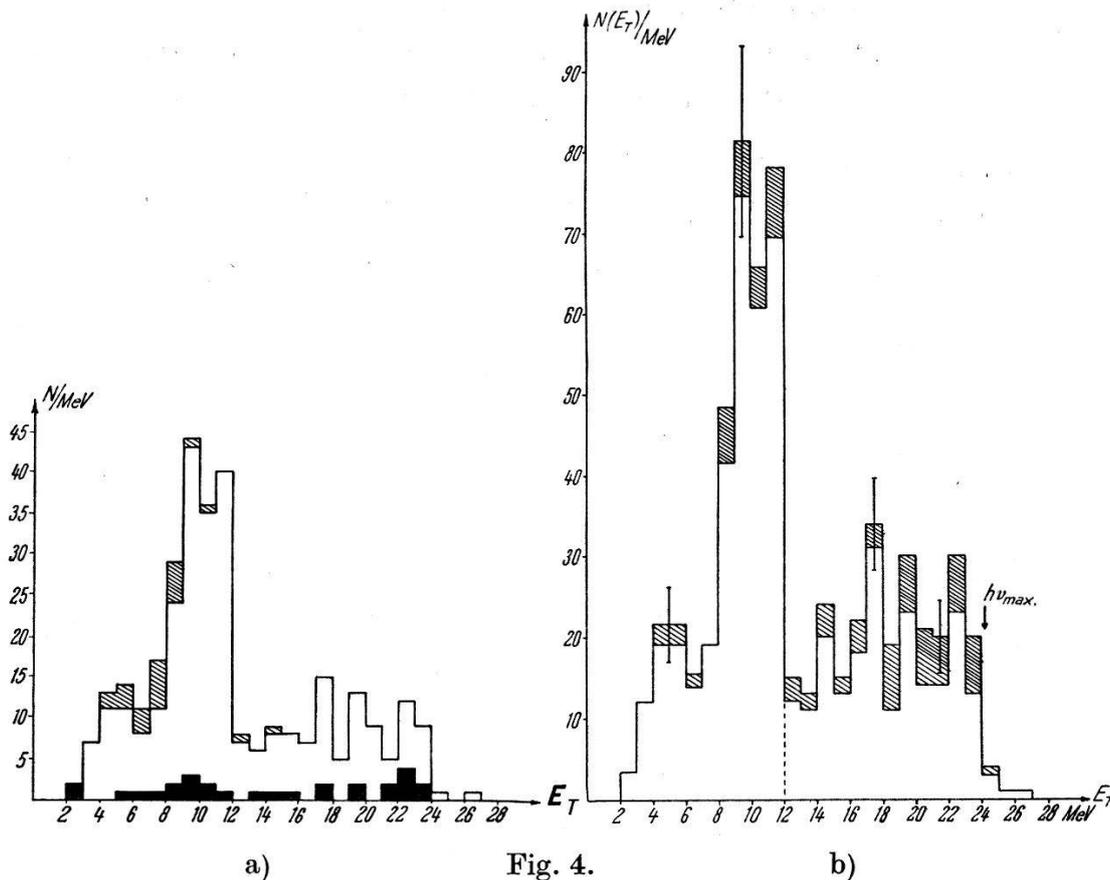
#### IV. Ergebnisse.

##### 1. Energieverteilung und Wirkungsquerschnitt.

Fig. 4a zeigt die in Oxford mitgeteilten vorläufigen Ergebnisse. Bei dieser Verteilung sind nur die vollständig in der Emulsion enthaltenen Sterne berücksichtigt; Sterne, bei denen die Reaktion sehr

wahrscheinlich über den Grundzustand des  $Be^8$  verlief, sind schwarz gezeichnet, während Sternen, die der Reaktion  $O^{16} \rightarrow 4 He^4$  zuzuschreiben sind, schraffierte Flächen entsprechen.

Berücksichtigt man, dass das Bremsstrahlungsspektrum zwischen 19 und 32 MeV (d. h.  $E_T$  12 bis 25 MeV) wenn nicht unbedingt wie  $1/h\nu$ , so doch sicher stark abfällt, so muss man wohl bereits auf



- a) Vorläufige Energieverteilung von 298 Sternen, schwarz: Grundzustandsreaktionen, schraffiert: Ereignisse der Reaktion  $O^{16} \rightarrow 4 He^4$ .
- b) Energieverteilung von 541 vollständigen und zusätzlich 96 ergänzten Sternen (schraffierte Flächen); effektiv gemessen sind 408 vollständige und 81 ergänzte Sterne, aus denen sich durch Flächenumnormalisierung für  $E_T < 12$  MeV obige Zahlen ergeben.  $h\nu_{max}$  ist das der berechneten Grenze des Bremsstrahlungsspektrums entsprechende  $E_T$ .

Grund dieser vorläufigen Statistik den Wiederanstieg des Wirkungsquerschnitts in diesem Energiebereich als sichergestellt erachten.

Um mit einem bestimmten Zeitaufwand im interessanten Energiebereich des Wiederanstiegs ( $E_T > 12$  MeV) eine möglichst gute Statistik zu erzielen, suchten wir in der Folge die Platte nur noch nach „grossen“ Sternen ab. Bei gewisser Übung ist es rein visuell

möglich, Sterne mit  $E_T > \text{ca. } 12 \text{ MeV}$  zu erkennen. Eine Kontrolle dieser Methode hat man im Vergleich der Anzahl „grosser“ Sterne, die auf gleicher Fläche bei diesem Absuchverfahren und bei Mitnahme aller Sterne gefunden werden. Auch die Anzahl der in beiden Fällen gefundenen „unvollständigen“ Sterne bietet eine gewisse Kontrollmöglichkeit. Wir fanden:

1. Messreihe: 366 vollständige und ergänzte Sterne auf  $0,746 \text{ cm}^2$ , davon  $200/\text{cm}^2$  mit  $E_T > 12 \text{ MeV}$ .
2. Messreihe: 113 vollständige und ergänzte Sterne auf  $0,547 \text{ cm}^2$ , d. h.  $208/\text{cm}^2$  mit  $E_T > 12 \text{ MeV}$ .

Bis auf statistische Fluktuationen sind die Dichten die gleichen, so dass wir dieser Methode Vertrauen schenken dürfen.

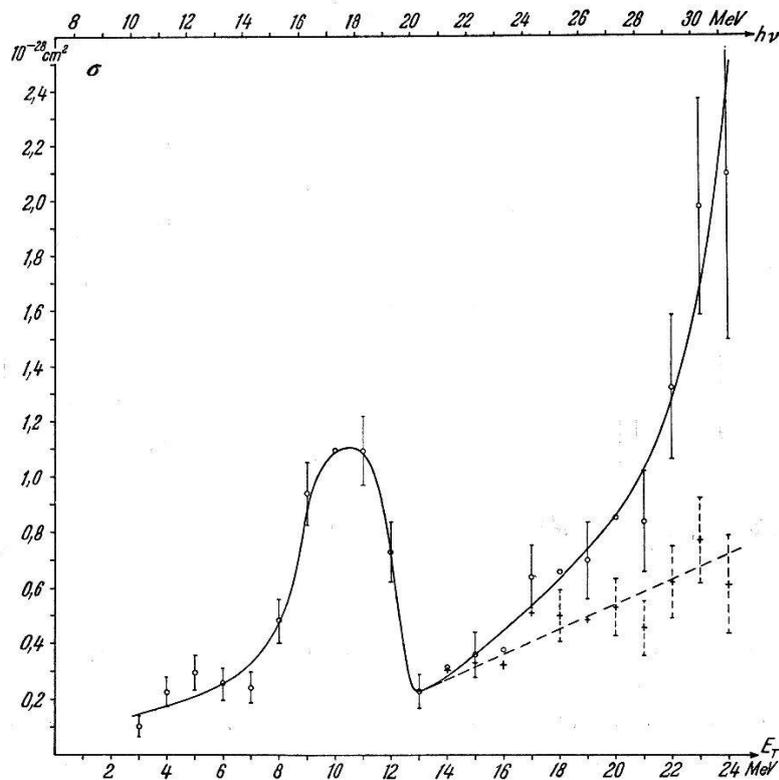


Fig. 5.

Wirkungsquerschnittsverlauf, einschliesslich der ergänzten Sterne berechnet.

—— KULENKAMPFESches Spektrum      - - - - SCHIFFSches Spektrum.

In Fig. 4b entsprechen die Ordinaten für  $E_T > 12 \text{ MeV}$  der Zahl der effektiv gefundenen Sterne. Die Ordinaten für kleinere  $E_T$  sind unter Berücksichtigung des Verhältnisses der in den beiden Messreihen abgesuchten Flächen überhöht. Die angegebenen statistischen Fehler sind stets aus den tatsächlich beobachteten Sternzahlen berechnet (Wurzelgesetz) und für  $E_T < 12 \text{ MeV}$  im gleichen Masse überhöht. Es ist bemerkenswert, dass nur bei 1% der Sterne

die Messung grössere  $E_T$ -Werte ergibt, als mit der berechneten oberen Grenze des Betatronspektrums verträglich.

Fig. 5 zeigt den aus Fig. 4b unter Einschluss der ergänzten Sterne (vergl. III, 3) berechneten Wirkungsquerschnittsverlauf. Die Antikathode des von uns benützten Betatrons besteht aus Wolfram, und ihre Dicke ist so bemessen, dass die Elektronen vor Austritt etwa die Hälfte ihrer Energie absetzen. Eine solche Antikathode soll nach einer Arbeit von H. KULENKAMPFF<sup>16)</sup> eine maximale Intensität geben. Das Spektrum dieser Antikathode haben wir nach Formeln aus der gleichen Arbeit berechnet und für die obere Kurve in Fig. 5 benutzt.

Die Elektronen erleiden beim Durchgang durch die dicke Antikathode neben der Bremsung eine wesentliche Vielfachstreuung. Dies führt zu einer Verbreiterung des Strahlenkegels und zu einer „Aufweichung“ des Spektrums. Von der durch die gebremsten (und gestreuten) Elektronen erzeugten Strahlung geht aber im Mittel nur wenig in die Achse des Strahlenkegels, auf der unsere Bestrahlung erfolgte. Es dürfte also auf dieser Achse aber das Spektrum einer dünnen Antikathode vorherrschen. Dieses haben wir nach den SCHIFF'schen Angaben<sup>17)</sup> berechnet. Die Wirkungsquerschnittskurve für dieses Spektrum ist in Fig. 5 unten eingezeichnet. Da wir jedoch beim SCHIFF'schen Ansatz die Absorption in der Wand des Strahlrohrs und der Luft nicht berücksichtigt, dürfte der wahre Sachverhalt irgendwo zwischen den beiden Annahmen liegen.

Die Absolutwerte des Wirkungsquerschnitts sind bei 17,6 MeV an die Messungen<sup>18)19)</sup> mit der Li- $\gamma$ -Strahlung angeschlossen. GOWARD und WILKINS<sup>5)</sup> erhalten, wohl auf Grund anderer Normierung, einen gegenüber einer früheren Arbeit<sup>2)</sup> um einen Faktor 3 erhöhten Wirkungsquerschnitt, der reichlich hoch erscheint.

Ein Maximum der Wirkungsquerschnittskurve bei  $\sim 26$  MeV (entsprechend der Anhäufung bei  $E_T \sim 19$  MeV in Fig. 4b) ist durch die vorliegende Arbeit nicht sichergestellt und deshalb in Fig. 5 nicht berücksichtigt. Angesichts der besonders grossen Unsicherheit unserer Kenntnisse über das obere Ende des Spektrums ist zur Abklärung des Wirkungsquerschnittsverlaufs in dessen Umgebung eine weitere Untersuchung mit einer noch energetischeren Quelle notwendig. Diese wurde von einem von uns (V.L.T.) bereits begonnen.

## 2. Der Reaktionsmechanismus.

Um festzustellen, ob die Reaktion über  $Be^8$  und unter Beteiligung welcher Zustände dieses Kerns sie verläuft, werden für alle Ereignisse nach (4) jeweils drei  $E^*$ -Werte berechnet. Unter Voraus-

setzung eines bestimmten Mechanismus kann die  $E^*$ -Verteilung für jedes  $E_T$  berechnet werden\*). Durch graphische Integration erhält man mit Hilfe der experimentellen  $N(E_T)$ -Verteilung die Verteilung  $N(E^*)$ , die dann zu erwarten ist, wenn alle beobachteten Ereignisse über die angenommene Zwischenstufe verlaufen.

Es ist naheliegend, als Ursache für den Wiederanstieg des Wirkungsquerschnitts bei etwa  $h\nu = 21$  MeV eine Änderung des Reaktionsmechanismus zu vermuten. Die  $E^*$ -Verteilungen der Ereignisse mit  $E_T$  kleiner bzw. grösser als 12 MeV wurden deshalb getrennt untersucht.

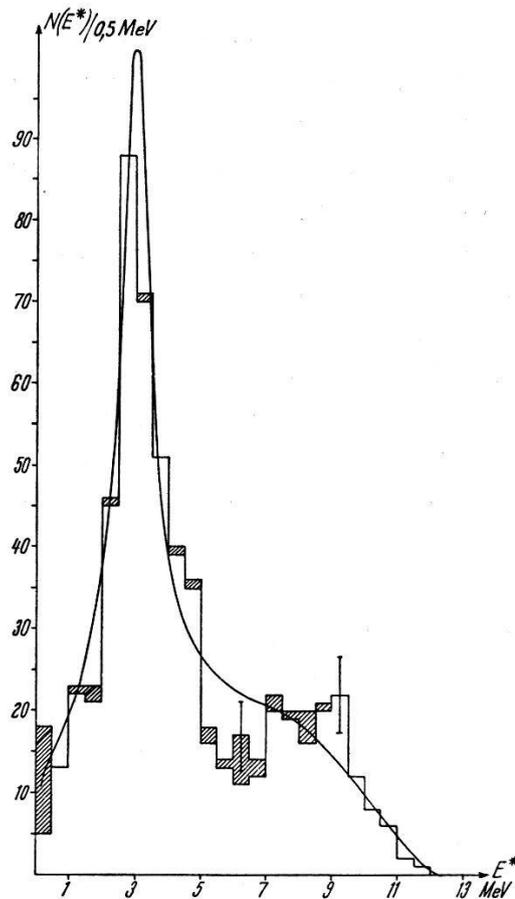


Fig. 6.

$E^*$ -Verteilung für  $E_T < 12$  MeV. Kurve berechnet für  $E^* = 3,0$  MeV,  $\Gamma = 1,0$  MeV. Übergänge in den Grundzustand sind schraffiert angegeben.

a)  $E^*$ -Verteilung für  $E_T < 12$  MeV.

Fig. 6 zeigt die  $E^*$ -Verteilung aller vollständigen Sterne (202 Stück) aus dem Energiegebiet unterhalb des Wiederanstiegs. Die eingezeichnete Kurve ist für den Fall berechnet, dass die Reaktion

\*) Die Rechnung erfolgt nicht streng, weil  $E_i^* \simeq E_T - 3 E_i/2$  gesetzt wird. Diese Näherung ist aber eine sehr gute.

ausschliesslich über  $Be^{8*}$  im Zustand mit  $E^* = 3,0$   $\Gamma = 1,0$  MeV verläuft und zwischen Flug- und Zerfallsrichtung (im Schwerpunktsystem) dieses Kerns keine Korrelation besteht. Die Kurve ist zwar auf die Gesamtzahl (202) der Sterne normalisiert, doch machen die als Grundzustandsübergänge erkenntlichen Sterne (in Fig. 6 schattiert) bzw. ihre  $E^*$ -Werte nur eine unwesentliche Beimischung aus ( $< 10\%$ ).

Fig. 6 liefert eine erneute Bestätigung der bekannten Tatsache, dass bei  $E_T < 12$  MeV, d. h.  $h\nu < 19,3$  MeV die überwiegende Mehrzahl der Reaktionen über das 3-MeV-Niveau des  $Be^8$  führt. Bemerkenswert ist das „Loch“ in der Verteilung bei  $\sim 6$  MeV und der entsprechende Überschuss bei  $\sim 8$  MeV; diese Abweichungen von der berechneten Kurve dürften ausserhalb der in Fig. 6 angegebenen statistischen Schwankungen liegen. Genau die gleichen Abweichungen wurden bei der Untersuchung<sup>2)</sup> der Reaktion mit  $\gamma$ -Strahlen bis 24 MeV beobachtet. Vollkommen entsprechend sind auch die Abweichungen, die an der Energieverteilung der  $\alpha$ -Teilchen aus 483 mit der Li- $\gamma$ -Strahlung erzeugten Sternen auftreten (vgl. Fig. 6, 7 bei<sup>1)</sup>); bei dieser Verteilung liegt das Loch bei  $\sim 2,5$  MeV, der Überschuss bei  $\sim 1,5$  MeV, was  $E^*$ -Werten von 6,4 bzw. 8 MeV entspricht\*).

Bei der Untersuchung mit der Li- $\gamma$ -Strahlung wurde als plausibelste Erklärung für diese Abweichungen die mögliche Beteiligung (16% für  $h\nu = 17,6$  MeV) eines  $Be^8$ -Niveaus mit  $E^* \simeq 8$  MeV angenommen. Dieses Argument könnte auch die Abweichungen in Fig. 6 einigermaßen erklären, um so mehr als BONNER und Mitarbeiter<sup>20)</sup> zwischen 7 und 9 MeV ein breites Niveau gefunden haben, das durch  $\alpha$ -Emission zerfällt. Ein solches Niveau müsste aber mit steigender  $\gamma$ -Energie immer stärker auftreten, insbesondere falls der Wechsel des Mechanismus für den Wiederanstieg des Wirkungsquerschnitts verantwortlich gemacht werden dürfte. Wie nachstehende Angaben zeigen, ist dies nicht der Fall.

#### b) $E^*$ -Verteilung für $E_T > 12$ MeV.

Fig. 7 zeigt die  $E^*$ -Verteilung aller vollständigen Sterne mit  $E_T > 12$  MeV (206 Stück). Die eingezeichnete Kurve folgt aus den gleichen Annahmen wie die Kurve in Fig. 6; die schraffierte Fläche

\*) Die Abweichungen der  $E^*$ -Verteilung von der theoretischen Kurve sind jedoch viel weniger ausgesprochen als die von NABHOLZ, STOLL und WÄFFLER (Helv. Phys. Acta **23**, 862 (1950)) berichteten Anomalien, die mit<sup>1)</sup> in Widerspruch stehen.

entspricht den Sternen, die  $\text{Be}^8$  im Grundzustand zugeordnet werden können (etwa 16%, so dass sie die Normalisierung nicht merklich stören).

Der Unterschied gegenüber Fig. 6 ist auffallend. Von einer Übereinstimmung zwischen Kurve und experimenteller Verteilung kann hier nicht mehr gesprochen werden. Im Gebiet des Wiederanstiegs des Wirkungsquerschnitts ändert sich der Reaktionsmechanismus radikal. Die Frage ist nunmehr: welcher ist der in diesem Energiebereich dominierende Mechanismus?

Zunächst ist abzuklären, wie stark bei  $E_T > 12$  MeV der 3-MeV-Zustand des  $\text{Be}^8$  noch beteiligt ist. Die Höhe der Spitze der Kurve bei  $E^* = 3$  MeV ist der Anzahl Sterne proportional, die über dieses

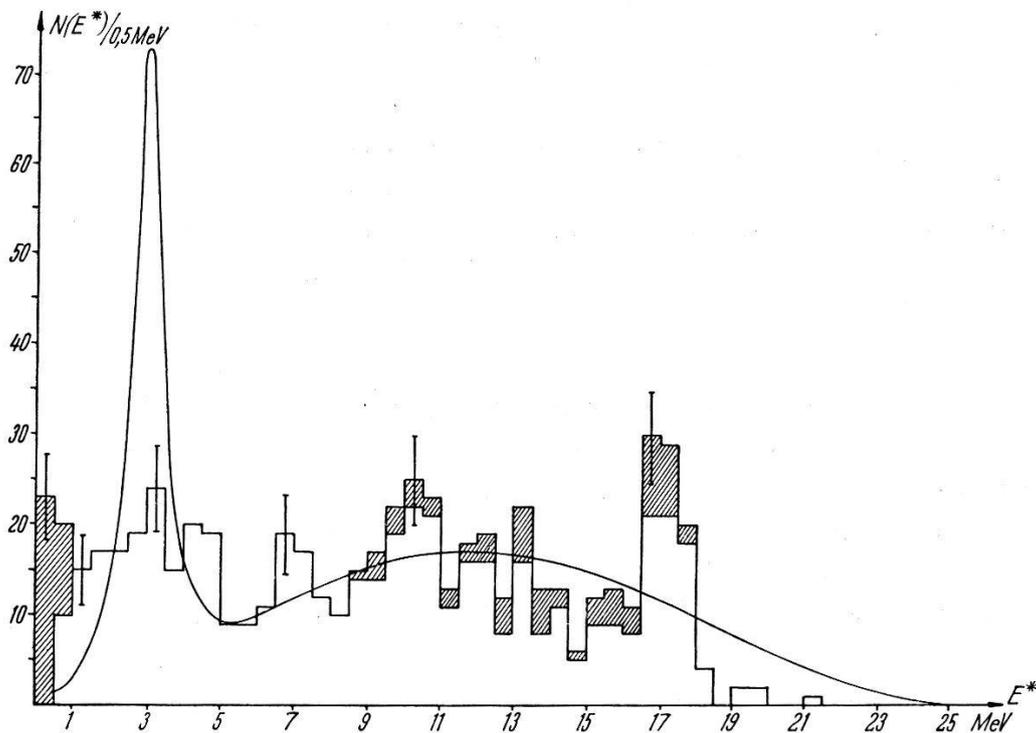


Fig. 7.

$E^*$ -Verteilung für  $E_T > 12$  MeV. Kurve berechnet wie in Fig. 6 für  $E^* = 3,0$  MeV,  $\Gamma = 1,0$  MeV. Grundzustände sind schraffiert.

Niveau entstehen. Berücksichtigt man, dass experimentelle Unschärfen ein breiteres Niveau vortäuschen (in Fig. 6 ist die Kurve 15% höher als die experimentelle Verteilung), so schliesst man, dass dieses Niveau im betrachteten Energiegebiet an weniger als ein Drittel der Reaktionen beteiligt ist.

Ein breites Niveau zwischen 7 und 9 MeV kann kaum für die restlichen zwei Drittel verantwortlich gemacht werden. In Fig. 7 ist um  $E^* = 7$  nur eine kleine Anhäufung zu sehen. Dieses auf Grund

früherer Versuche<sup>1)</sup> in Betracht gezogene Niveau kommt somit für die Erklärung des Wiederanstiegs nicht in Frage, und selbst seine Anregung bei  $h\nu = 17,6$  MeV scheint zweifelhaft.

Berücksichtigt man die in Fig. 7 eingezeichneten statistischen Fehler, so sieht man, dass die Verteilung praktisch über alle  $E^*$ -Werte gleichförmig ist. Der Versuch einer Zuordnung zu den bekannten Niveaux<sup>21)</sup>, die unter  $\alpha$ -Ausendung zerfallen ( $E^* = 3,0, 7,6, 9,9, 11,2, 19,9$  MeV), wäre verfrüht.

### c) Auftreten von $Be^8$ im Grundzustand.

Die Anwendung von Formel (4) liefert manchmal  $E^*$ -Werte, die  $\leq 0,5$  MeV sind. Die entsprechenden Sterne sind meist schon visuell von den übrigen zu unterscheiden: an eine sehr lange Spur sind zwei sehr kurze angesetzt, die mit einander einen spitzen Winkel bilden. Man ist versucht, solche Sterne der Beteiligung von  $Be^8$  im Grundzustand zuzuschreiben.  $E^*$  müsste dann den Wert 0,1 MeV haben. Dies ist aber eher selten der Fall, wir erhalten meistens grössere Werte. Der zu erwartende Messfehler ergibt sich dabei für Grundzustände von der Grössenordnung von  $\pm 0,2$  MeV.

Anwendung der alten  $R(E)$ -Beziehung oder der neueren Werte von ROTBLAT<sup>9)</sup> macht für die  $E^*$ -Werte keinen grossen Unterschied aus.

Um bei der Zuordnung von Ereignissen mit  $0 < E^* \leq 0,5$  MeV zum Grundzustand eine Beimischung des 3-MeV-Niveaus nach Möglichkeit zu vermeiden, sind wir folgendermassen vorgegangen: Unter Annahme eines gegebenen Niveaus des  $Be^8$  lassen sich zu jedem  $E_T$  für die Energien des zweiten und dritten Alphateilchens zwei Grenzwerte  $E_{23}^{\max, \min}$  angeben (vgl. Formel (10) in<sup>1)</sup>), die wir sowohl für den 3-MeV-Zustand als auch für den Grundzustand berechneten. Bei Ereignissen, bei denen ein  $E^*$ -Wert  $\leq 0,5$  MeV, einer oder beide andern jedoch in der Umgebung von 3 MeV liegen, ist es nun viel wahrscheinlicher, dass der Zerfall über das  $Be^{8*}$  führt; solche Ereignisse wurden nur dann dem Grundzustand zugeordnet, wenn einerseits die beiden  $E^* \leq 0,5$  liefernden  $\alpha$ -Energien zwischen die Grenzwerte  $E_{23}^{\max, \min}$  für den Grundzustand fielen, und wenn andererseits die Energien desjenigen Spurenpaares, welches einen näher bei 3 MeV liegenden  $E^*$ -Wert lieferte, eindeutig ausserhalb der zum 3-MeV-Niveau berechneten  $E_{23}^{\max, \min}$ -Grenzen lagen. Bei Ereignissen, bei denen ein  $E^*$ -Wert  $\leq 0,5$  ist, die beiden andern jedoch  $\gg 3$  MeV, wird dieses Unterscheidungskriterium hinfällig, und es wurde bei diesen lediglich verifiziert, dass die  $E_{23}$ -Werte innerhalb der für den Grundzustand berechneten Grenzen lagen.

Fig. 8 zeigt die  $E^*$ -Verteilung der in dieser Weise dem Grundzustand zugeordneten Sterne, die eingezeichnete Kurve ist die theoretische Energieverteilung der  $\alpha$ -Teilchen aus dem Zerfall von  $\text{Be}^8$ , für  $E^* = 0,09 \text{ MeV}$  berechnet.

Trotz der Sorgfalt, mit der diese Zuordnung zum Grundzustand durchgeführt wurde, und obwohl unterhalb von 3 MeV kein anderer Anregungszustand des  $\text{Be}^8$  bekannt ist, dem diese Sterne zugeschrieben werden könnten, ist ein gewisser Vorbehalt am Platz. Es ist nämlich zu bedenken, dass der Zustand bei  $E^* = 3 \text{ MeV}$  etwa 1 MeV weit ist und eine Anregung 2,5 MeV unterhalb der Niveau-

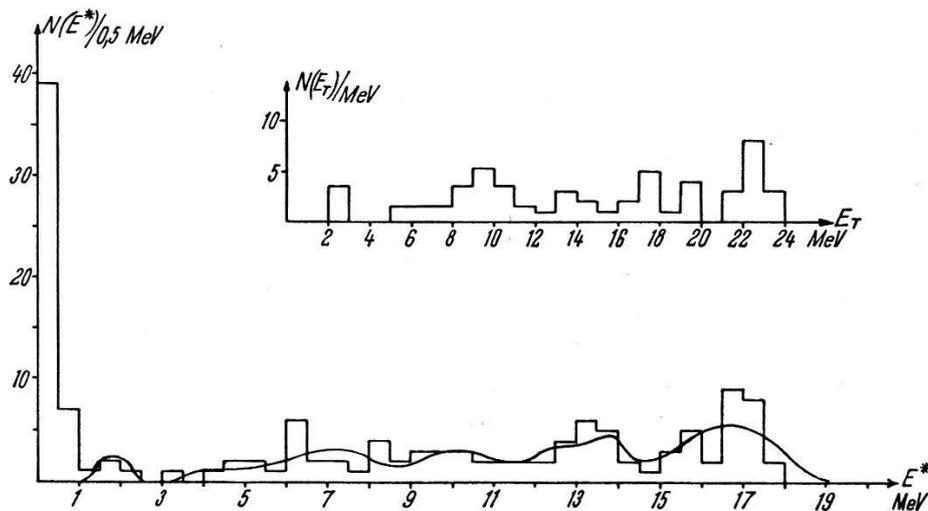


Fig. 8.

$E^*$ -Verteilung von 46 Sternen, die dem Grundzustand des  $\text{Be}^8$  zugeordnet werden. Theoretische Verteilung für  $E^* = 0,09 \text{ MeV}$ . Eingesetztes Diagramm: Energieverteilung der Grundzustände (für  $E_T < 12 \text{ MeV}$  im Verhältnis der abgesuchten Flächen überhöht).

mitte ( $0 < E^* \leq 0,5 \text{ MeV}$ ) immerhin eine Wahrscheinlichkeit von 5% hat\*). Von dieser Größenordnung ist jedoch im Energiegebiet  $E_T < 12 \text{ MeV}$ , wo die Reaktion vorwiegend über das 3-MeV-Niveau verläuft, der Anteil der Übergänge, die vermutlich über den Grundzustand des  $\text{Be}^8$  führen und bisher <sup>2) 5)</sup> ohne Reserven diesem Zustand zugeschrieben wurden.

Trotz dieser Tatsache geben unsere Beobachtungen Hinweise dafür, dass die Beteiligung des Grundzustandes mit wachsender Energie zunimmt (das in Fig. 8 eingesetzte Diagramm zeigt die Energieverteilung der Grundzustandsreaktionen). Wir haben nämlich gezeigt, dass für  $E_T > 12 \text{ MeV}$  der 3-MeV-Zustand nur an höchstens ungefähr ein Drittel der Reaktionen beteiligt ist; ent-

\*) Eine genaue Abschätzung dieser Wahrscheinlichkeit ist kaum möglich, weil die Anwendbarkeit der Dispersionsformel auf ein so breites Niveau sehr fraglich ist.

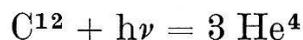
sprechend sinkt auch die Wahrscheinlichkeit, Grundzustände vor-täuschende „Ausläufer“ dieses Niveaus zu finden, auf  $\sim 2\%$ . Der Anteil der  $E^*$ -Werte  $\leq 0,5$  MeV ist aber in diesem Energiegebiet mit 16% doch wesentlich grösser als für  $E_T < 12$  MeV. Freilich bleibt noch abzuklären, welcher Teil dieser  $E^*$ -Werte  $\leq 0,5$  MeV durch den im Gebiet des Wiederanstiegs dominierenden, noch nicht identifizierten Reaktionsmechanismus verursacht sein kann.

Von kanadischen Autoren<sup>22)</sup> wurde der Versuch gemacht, aus denjenigen  $O^{16} (\gamma, 4 \alpha)$ -Sternen, an denen  $Be^8$  im Grundzustand beteiligt zu sein scheint, auf die Lebensdauer dieses Kerns zu schlies-sen. Wir konnten den von diesen Autoren beobachteten Effekt, dass die beiden vom Zerfall des  $Be^8$  im Grundzustand herrührenden kurzen Spuren nicht direkt vom Sternmittelpunkt ausgehen, weder an  $C^{12}$ -noch an einigen  $O^{16}$ -Sternen feststellen; auch zeigen die  $\bar{\Delta}$  der von uns dem Grundzustand zugeschriebenen Ereignisse nach Grösse keine und nach Richtung eine statistisch nicht sichergestellte Ano-malie, die zwar zugunsten eines Energieverlustes des  $Be^8$  spricht, jedoch keine Schlüsse auf eine endliche Lebensdauer dieses Kerns zu ziehen gestattet.

## V. Interpretation der experimentellen Ergebnisse.

Der Versuch, den Verlauf des Wirkungsquerschnitts, insbesondere das resonanzartige Maximum bei  $h\nu \simeq 18$  MeV der Konkurrenz der hier einsetzenden, viel mächtigeren  $(\gamma, n)$ - und  $(\gamma, p)$ -Reaktionen zuzuschreiben, wird durch die Tatsache hinfällig, dass bei  $h\nu \simeq 21$  MeV (Anstieg der  $(\gamma, n)$ - und  $(\gamma, p)$ -Reaktionen<sup>23)</sup>) der Wirkungs-querschnitt bereits im Wiederanstieg begriffen ist. Ein rein photo-elektrischer Effekt bietet dagegen die Möglichkeit, den Wiederan-stieg zwanglos als Überlagerung einer zweiten, durch einen andern Reaktionsmechanismus bedingten Wirkungsquerschnittskurve zu erklären.

Man wäre also versucht, auf die früheren Berechnungen des Photo-effektes an einem  $\alpha$ -Teilchenmodell<sup>1)</sup> zurückzugreifen, die aber leider keine quantitative Übereinstimmung mit dem Experiment lieferten: bei richtiger Lage der Energieabhängigkeit kam der Absolutwert von  $\sigma$  um einen Faktor 10 zu klein heraus, solange „vernünftige“ Wellen-funktionen gewählt wurden. Auf Grund des  $\alpha$ -Teilchenmodells wäre es am natürlichsten, für den Wiederanstieg die direkte Reaktion



verantwortlich zu machen. Die erwähnten Rechnungen ergaben

aber, dass ein solcher Photoeffekt um eine weitere Zehnerpotenz unwahrscheinlicher ist. Es ist bemerkenswert, dass das Maximum für diesen Prozess bei einer etwa  $\sqrt{2}$  mal höheren Energie als das erste Maximum (also bei ca. 25 MeV) liegen müsste (dies folgt aus dem Frequenzverhältnis der beiden Grundfrequenzen des  $\alpha$ -Modells für  $C^{12}$ ).

Es besteht auch im Rahmen der Compoundkernvorstellung eine Möglichkeit, das beobachtete Verhalten der  $(\gamma, \alpha)$ -Reaktion zu verstehen\*). Nach unveröffentlichten Überlegungen von BLATT und WEISSKOPF soll die Absorption elektromagnetischer Strahlung unterhalb etwa 15 MeV hauptsächlich durch elektrische Quadrupol- und magnetische Dipoleffekte zustandekommen. Für elektrische Quadrupolabsorption erhalten wir mit der Faustregel dieser Autoren  $\sigma_{EQ} (h\nu = 18 \text{ MeV}) \simeq 2 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ , wenn wir den Kernradius des  $C^{12}$  gleich  $1,5 \sqrt[3]{12} \cdot 10^{-13} \text{ cm}$  und  $D_0$  (Abstand der tiefliegenden Niveaux von  $C^{12}$ ), wie für schwere Kerne üblich, gleich 0,5 MeV setzen. Der Wirkungsquerschnitt kommt also zu gross heraus. In die Formel geht jedoch  $D_0$  invers ein, und der Wert von 0,5 MeV ist viel zu klein; es sind nämlich für  $C^{12}$  bis 17 MeV experimentell nur 5 Niveaux sichergestellt, und wahrscheinlich haben sie nicht alle Quantenzahlen, die mit dem Grundzustand durch elektrische Quadrupolabsorption kombinieren. Mit  $D_0 = 5$  würde  $\sigma_{EQ}$  die richtige Grössenordnung erhalten; diese rohe Übereinstimmung der Zahlenwerte schliesst jedoch eine wesentliche Beteiligung der magnetischen Dipolabsorption nicht aus, die etwa von der gleichen Grössenordnung sein sollte.

Bei höheren Energien sollen die elektrische Quadrupol- und die magnetische Dipolabsorption abklingen und durch die viel stärkere elektrische Dipolabsorption abgelöst werden. Der Wiederanstieg des Wirkungsquerschnitts wäre bei dieser Auffassung der elektrischen Dipolabsorption zuzuschreiben.

Auch eine Zunahme der Grundzustandsreaktionen mit wachsender Energie liesse sich befriedigend erklären: Solange wir elektrische Quadrupolabsorption annehmen, folgt aus der Bevorzugung des 3-MeV-Zustandes gegenüber dem Grundzustand, dass ersterer  $J = 2$  hat und letzterer  $J = 0^1$ ). Nur wenn der Restkern als  $d$ -Zustand zurückbleibt, kann das erste  $\alpha$ -Teilchen als  $s$ -Welle emittiert werden. Bei elektrischer Dipolabsorption werden die Möglichkeiten  $p$ -,  $f$ -Welle ( $J = 2$ ) und  $p$ -Welle ( $J = 0$ ), also die beiden Zustände, etwa gleichberechtigt.

\*) Herrn Prof. WEISSKOPF möchten wir für anregende Diskussion über diesen Punkt und Überlassen des betreffenden Manuskriptes danken.

Es bestehen vielleicht experimentelle Möglichkeiten, um zu entscheiden, welchen Multipolcharakter die Absorption hat. In erster Linie käme hier die Winkelverteilung des zuerst ausgesandten  $\alpha$ -Teilchens in Frage, doch ist dieses, zumindest bei Anregung des  $Be^8$ , nicht eindeutig zu erkennen<sup>1)</sup>. Hat jedoch das  $Be^{8*}$   $J = 2$ , was für den 3-MeV-Zustand wahrscheinlich ist, so müsste, wenn das erste  $\alpha$ -Teilchen nicht als  $s$ -Welle ausgesandt wird (elektrische und magnetische Dipolabsorption) eine Korrelation zwischen Zerfalls- und Flugrichtung des  $Be^{8*}$  resultieren. Dies würde eine Abweichung der beim Zerfall des  $Be^{8*}$  entstehenden  $\alpha$ -Teilchen von der üblichen „Kastenverteilung“ bedingen. Da eine quantitative Berechnung dieser Korrelation noch aussteht\*), kann noch nicht entschieden werden, ob sie die beobachteten Anomalien der  $E^*$ -Verteilung für  $E_T < 12$  MeV zu erklären imstande wäre.

Für die Grundzustandsreaktionen ist die Winkelverteilung der „ersten“  $\alpha$ -Teilchen in bezug auf den  $\gamma$ -Strahl leichter zugänglich. Sie müsste nach obigem (elektrische Dipolabsorption) immer anisotrop ausfallen. Die Abwesenheit von Korrelation zwischen Flug- und Zerfallsrichtung sowie die Isotropie der letzteren in bezug auf den  $\gamma$ -Strahl würden die Zuordnung  $J = 0$  bekräftigen.

Unserem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, sind wir für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit und die Diskussion ihrer Ergebnisse zu aufrichtigem Dank verpflichtet.

### Literatur.

- 1) V. L. TELEGDI und W. ZÜNTELI, *Helv. Phys. Acta* **23**, 745 (1950).
- 2) F. K. GOWARD, V. L. TELEGDI und J. J. WILKINS, *Proc. Phys. Soc. A* **63**, 402 (1950).
- 3) H. W. KOCH und R. E. CARTER, *Phys. Rev.* **75**, 1950 (1949); ebenda **77**, 165 (1950).
- 4) V. L. TELEGDI, *Proc. of the Harwell Nuclear Physics Conference*, Sept. 1950, **5**, 62.
- 5) F. K. GOWARD und J. J. WILKINS, *Proc. Phys. Soc. A* **64**, 201 (1951).
- 6) G. M. MILLAR und A. C. G. CAMERON, *Phys. Rev.* **78**, 78 (1950).
- 7) C. M. G. LATTES, P. H. FOWLER und P. CÜER, *Proc. Phys. Soc.* **59**, 883 (1947).
- 8) P. CÜER, Privatmitteilung.
- 9) J. ROTBLAT, *Nature* **165**, 387 (1950) und Privatmitteilung.
- 10) I. BERLMAN, *Phys. Rev.* **80**, 96 (1950).
- 11) H. HÄNNI, V. L. TELEGDI und W. ZÜNTELI, *Helv. Phys. Acta* **22**, 226 (1948).
- 12) F. K. GOWARD und J. J. WILKINS, *Proc. Phys. Soc. A*, **63**, 662 (1950).

\*) *Anmerkung bei der Korrektur*: Die Ergebnisse einer inzwischen durchgeführten Rechnung (*Phys. Rev. Nov. 1*, 1951) bekräftigen die hier mitgeteilten Vermutungen durchaus.

- 13) F. K. GOWARD und J. J. WILKINS, Proc. Phys. Soc. A. **64**, 93 (1951).
  - 14) V. L. TELEGGDI, unveröffentlicht.
  - 15) J. MATTAUCH, Isotopenbericht (1949); C. W. LI, WARD WHALING, A. W. FOWLER und C. C. LAURITSEN, Phys. Rev. **83**, 512 (1951).
  - 16) H. KULENKAMPFF, „Bremsstrahlung energiereicher Elektronen“, Jena 1944 (unveröffentlicht).
  - 17) L. I. SCHIEFF, Phys. Rev. **70**, 87 (1946); G. D. ADAMS, ebenda **74**, 1707 (1948).
  - 18) J. BONANOMI, Diplomarbeit ETH., 1949.
  - 19) H. WÄFFLER und S. S. YOUNIS, Helv. Phys. Acta **22**, 618 (1949).
  - 20) BONNER und Mitarbeiter, Phys. Rev. **73**, 885 (1948).
  - 21) W. F. HORNYAK, T. LAURITSEN, P. MORRISON und W. A. FOWLER, Rev. Mod. Phys. **22**, 310 (1950).
  - 22) G. M. MILLAR und A. C. G. CAMERON, Phys. Rev. **81**, 316 (1951).
  - 23) R. N. H. HASLAM, H. E. JOHNS und R. J. HORSLEY, Phys. Rev. **82**, 270 (1951).
  - 24) E. GUTH und C. J. MULLIN, Phys. Rev. **74**, 833 (1948).
-