Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 26 (1953)
Heft: III-IV

Artikel: Photospaltung am B^10 und B^11 mit -Strahlen bis zu 31 MeV
Autor: Erdös, P. / Scherrer, P. / Stoll, P.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112409

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: 10.12.2025

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

Photospaltung am B^{10} und B^{11} mit γ-Strahlen bis zu 31 MeV

von **P. Erdös, P. Scherrer** und **P. Stoll.**
Physikalisches Institut der ETH., Zürich.

(26. III. 1953.)

Summary. Photographic plates, loaded with boron, have been exposed to γ-rays up to 31 MeV. Events corresponding to the following reactions were observed and their cross sections determined:

1. $B^{11}(\gamma, t)\ Be^8$
2. $B^{11}(\gamma, \alpha)\ Li^7$
3. $B^{10}(\gamma, \alpha)\ Be^8$
4. $B^{10}(\gamma, \alpha)\ Li^6$
5. $B^{10}(\gamma, n\ p)\ 2\ He^4$

The mechanisms of these reactions were thoroughly discussed. Three new energy levels of the Be^8 nucleus have been found (all these levels have even angular momentum and even parity):

0; **2,2**; 2,9; **3,4**; 4,0; 4,9; **6,8** MeV.

All these levels of the Be^8 nucleus can be explained by a modification of the alpha model, proposed by Inglis. The simple decay scheme of the (γ, α) reaction on B^{10} permits conclusions on the character of absorption of the γ-radiation, respecting the selection rules.

I. Experimenteller Teil.

§ 1. Einleitung.

Photoeffekte, bei denen ein Kern unter Einwirkung eines γ-Quants ein oder mehrere Teilchen aussenden kann, sind in den letzten Jahren auch im Gebiete der leichten Kerne eingehend untersucht worden. Das Studium dieser Prozesse liefert Aussagen über Spin und Parität von angeregten Zuständen und kann daher für die Theorie des Kernbaus sehr nützlich werden.

Das Schalenmodell (j, j-Kopplung), das bei schwereren Kernen so grosse Erfolge aufzuweisen hat, begegnet aber bei den leichten Kernen ernsthaften Schwierigkeiten. Das mit der (j, j)-Kopplung berechnete Schalenmodell ist ein Spezialfall des Zentralmodells des Kernes, welches als anderen Grenzfall die L—S-Kopplung enthält. Inglis[1]) hat den Versuch unternommen, mit einer Kopplung, die als Kombination der erwähnten Extremalfälle aufgefasst werden kann, die Energieterme der leichten Kerne zu berechnen. Im Gegensatz zum Zentralmodell stehen Modelle, wie das α-Teilchenmodell[2])[3]), bei denen sich die Nukleonen in kleine Gruppen for-

*

mieren. Viele Gründe sprechen dafür, dass dieses Modell bei einigen leichten Kernen, speziell dort, wo die Bindungsenergie zwischen den einzelnen Gruppen, verglichen mit ihrer innern Bindungsenergie klein ist, annähernd realisiert wird.

Drei der systematisch untersuchten Reaktionen am B^{10} und B^{11} führen über das Be^8 als Zwischenkern. Im Energiegebiet 0—7 MeV existieren im Be^8 einige angeregte Zustände, wobei das bis dahin als sehr breit bezeichnete Niveau bei 2,9 MeV das grösste Interesse beansprucht. Die experimentellen Bemühungen vieler Autoren führten zu keiner eindeutigen Bestimmung des Gesamtdrehimpulses dieses Zustandes.

Durch Verfeinerung der photographischen Methode ist es uns gelungen, das Energieauflösungsvermögen so zu steigern, dass im diskutierten Energiegebiet neben dem 2,9-MeV-Niveau zwei weitere angeregte Zustände bei 2,2 und 3,4 MeV gefunden werden konnten. Bei der Dreiteilchenreaktion am B^{11} und B^{10} können mit einer Spezialentwicklung der photographischen Platten die Tritonen resp. Deutonen von den beiden α-Teilchen sicher unterschieden werden; dadurch kann sofort auf zwei verschiedene Arten die Anregungsenergie der Niveaus im Be^8 berechnet werden. Weil die ausgemessenen Zustände des Be^8-Kerns bei 2,2; 2,9; 3,4; 4,05; 4,9; 6,8 MeV sämtlich in zwei α-Teilchen zerfallen, haben sie alle *geradzahlige* Gesamtdrehmomente $J = 0, 2, 4 \ldots$ und *gerade* Parität. Alle Niveaus unterhalb $E = 5$ MeV erweisen sich als instabil auf Zerfall in zwei α-Teilchen.

Das Schalenmodell[1]) und die L—S-Kopplung[1]) liefern im Be^8 in diesem Energiebereich (0—7 MeV) nur 2 angeregte Zustände; auch die von Inglis[1]) eingeführte mittlere Kopplung führt im Prinzip auf dieselben Resultate. Beim Be^8 lässt sich unter Zugrundelegung des Zentralmodells keine Übereinstimmung Theorie-Experiment erreichen. Dagegen scheint uns die Tatsache, dass alle Anregungszustände im Be^8 bis zu 5 MeV gerade und geradzahlige Zustände sind und eine gewisse Termfolge der Energieniveaus beobachtet wird, darauf hinzudeuten, dass das spezielle α-Modell von Wheeler den Tatsachen viel besser entspricht (siehe § 7). Unsere Versuche am Li^7 [4]), B^{10} und B^{11} [5]) zeigen, dass hier die *Compoundkern-Vorstellung* durchwegs zutreffend ist. Die Ausmessung der Absorptions-Anregungskurven mit einem kontinuierlichen Gammaspektrum kann daher als zusätzliche Methode für die Bestimmung angeregter Niveaus benützt werden.

Zusätzlich liegt beim (γ, α)-Prozess am B^{11} und B^{10} ein relativ einfaches Zerfallsschema vor (es wird nur ein Alphateilchen emit-

tiert), so dass mit Hilfe der Auswahlregeln auf die *Multipolordnung* der γ-Absorption geschlossen werden kann.

LEVINGER und BETHE[6]) zeigen allgemein, dass bei grossen Quantenenergien ($E_\gamma > 12$ MeV) die elektrische Dipolabsorption eine entscheidende Rolle spielt. Wenn auch unsere Resultate nicht direkt mit den Resultaten der Levinger-Bethe-Theorie (integrierter Wirkungsquerschnitt aller möglichen Reaktionen) verglichen werden können, so liefern sie doch eine allgemeine Bestätigung für ihre verwendeten Annahmen.

§ 2. Entwicklung von borgeladenen Kernphotoplatten.

Für die vorliegende Untersuchung haben wir die Kodak *NT*-Ia-Emulsion mit Boreinlagerung benützt*). (Pro Gramm Silber 0,12 g Borax und 0,079 g Borsäure.)

Das alkalische Potential des eingelagerten Natriumborates wird durch die schwache Borsäure nur unwesentlich neutralisiert, was eine Erhöhung des pH-Wertes der geladenen Emulsion und damit eine gesteigerte Empfindlichkeit mit sich bringt.

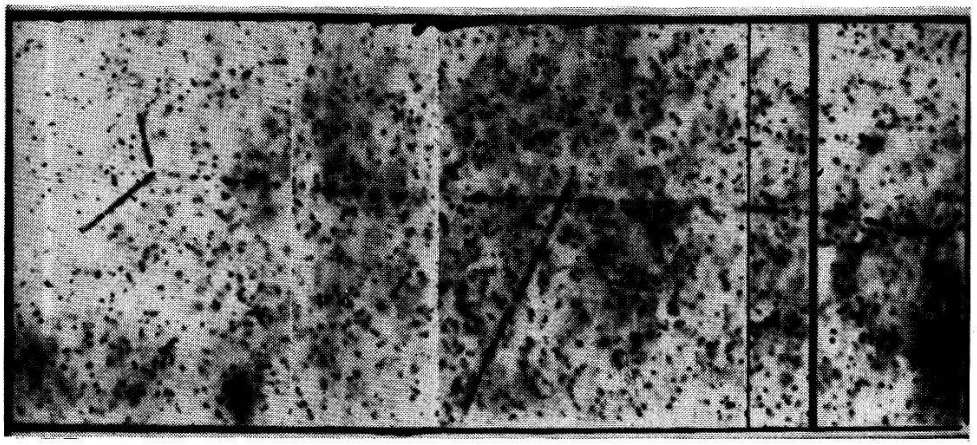

Fig. 1.
Stern der Reaktion B^{10} (γ, d) Be^8 und „Rückstoßspur" des B^{11} (γ, α) Li^7-Prozesses.

Ein normaler Amidolentwickler erweist sich als sehr geeignet für die Untersuchung der Reaktionen B^{10} (γ, d) Be^8 und B^{11} (γ, t) Be^8 (Fig. 1). Zwei- und dreifach geladene Teilchen dagegen, welche beim (γ, α)-Prozess an Bor entstehen, können nicht mehr eindeutig auseinander gehalten werden: Fig. 1 zeigt neben B^{10} (γ, d) Be^8 ein α-Teilchen mit dem Li^7-Rückstosskern aus der Reaktion B^{11} (γ, α) Li^7. Li^7 und He^4 sind nur schwer zu unterscheiden.

*) Herrn R. W. BERRIMAN, Kodak Research Laboratory, möchten wir für die Präparation der Spezialemulsionen danken.

Die *notwendige Erhöhung der Diskrimination* für die Untersuchung der (γ, α)-Prozesse am B^{11} und B^{10} wurde durch folgende Massnahmen erreicht:

1. Verwendung von Emulsionen niedriger Empfindlichkeit.

2. Saure Entwicklung. Als die geeignete Entwicklung (siehe Fig. 2) zeigt sich diejenige mit einem zu 5,5 reduzierten pH-Wert, 170 cm^3 Entwickler pro cm^3 Emulsion.

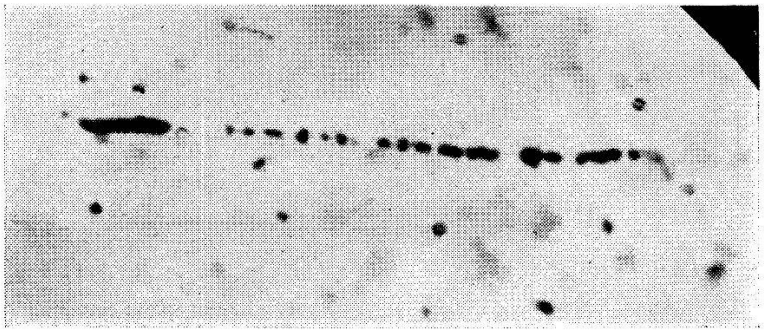

Fig. 2.
B^{10} (γ, α) Li^6.

§ 3. Dreiteilchen-Photoprozesse an B^{11} [7][8][9].

a) *Trennung der Prozesse B^{11} (γ, t) 2α, B^{10} (γ, d) 2α und B^{10} $(\gamma, n\,p)$ 2α.*

Die Trennung der drei angegebenen Reaktionen kann nach folgenden Kriterien geschehen: die Summe der Impulse der drei in der Platte sichtbaren Teilchen sollte im Idealfall bei den zwei erstgenannten Reaktionen den Impuls des einfallenden γ-Quants ergeben. Bei der dritten Reaktion wird wegen des Impulses des in der Platte unsichtbaren Neutrons diese Impulsbilanz nicht erfüllt sein. Infolge der unvermeidlichen Messfehler wird die Impulsbilanz aber nur bis auf einen gewissen Fehler im Absolutwert des Impulses erfüllt sein. Diesen Fehler nennen wir den „Restimpuls" (als Impulseinheit wählen wir den Impuls eines α-Teilchens von 1 MeV Energie).

Falls der Restimpuls 0,60 Impulseinheiten übersteigt, wird das Vorhandensein der Reaktion B^{10} $(\gamma, n\,p)$ 2α angenommen (siehe unten). Das einfach geladene Teilchen wird bei *jedem Ereignis* sowohl als Triton wie als Deuton berechnet (Fig. 3). Dementsprechend erhält man zwei Restimpulse Δ_t und Δ_d.

Ereignisse mit $E_{\text{Tot}} = E_t + E_{\alpha_1} + E_{\alpha_2} > 7{,}5$ MeV können nicht zum Prozess B^{11} (γ, t) 2 α gehören, denn sie führen zu $E_\gamma > 7{,}5 +$

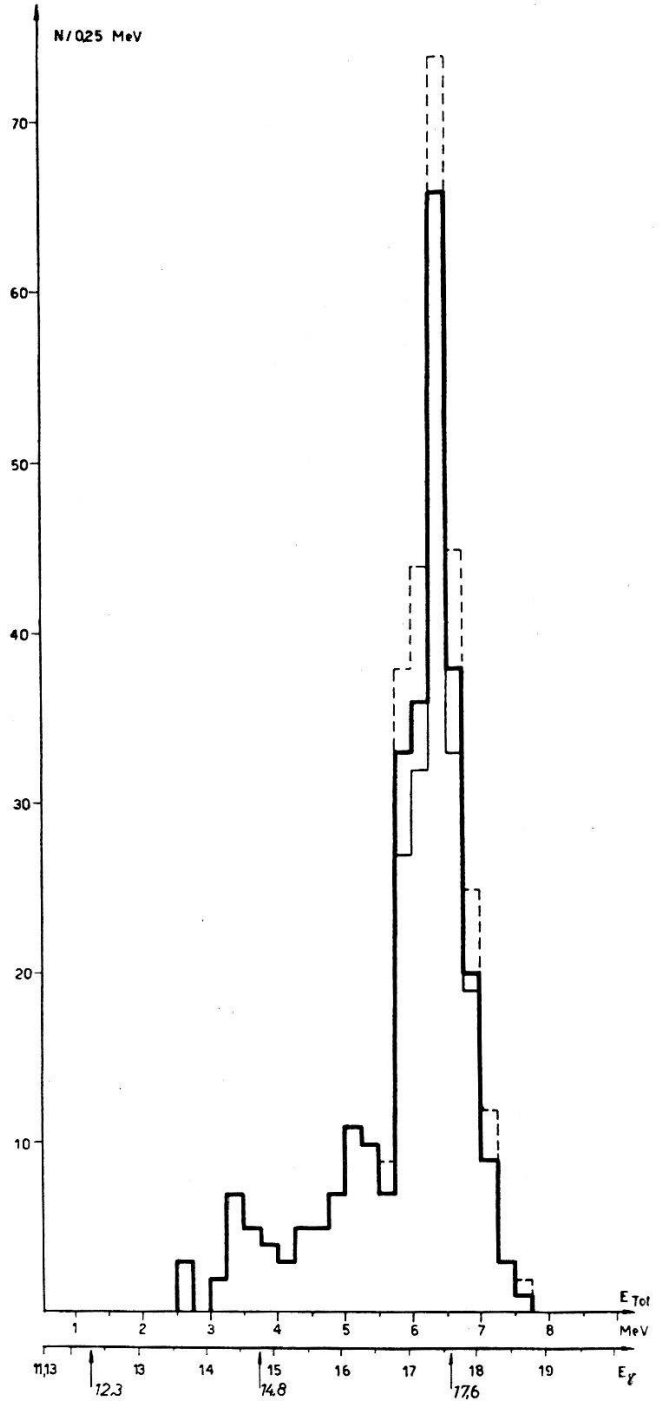

Fig. 3.
Gesamtenergieverteilung von 500 Sternen der Reaktion B^{11} (γ, d) 2α.
Gestrichelte Kurve: Zweifelsfälle (siehe Text).

$11{,}1 = 18{,}6$ MeV, wobei die experimentelle Halbwertsbreite der 17,6-Linie mit $\Gamma = 1$ MeV berücksichtigt ist[10])[11]).

Ebenso können Ereignisse mit $E_{\text{Tot}} = E_t + E_{\alpha_1} + E_{\alpha_2} < 5{,}5$ MeV nicht zum Prozess B^{10} (γ, d) $2\,\alpha$ gehören, denn sie führen zu $E_\gamma < 5{,}5 + 5{,}9 = 11{,}4$ MeV, wobei eine Halbwertsbreite der 12,3-MeV-Linie von $\Gamma = 0{,}8$ MeV berücksichtigt wurde[11]).

In den so resultierenden drei Gruppen von Ereignissen wird das Impulskriterium nach folgendem Schema angewandt:

$\Delta_t > 0{,}60$	$\Delta_d > 0{,}60$	weder B^{11} (γ, t) $2\,\alpha$ noch B^{10} (γ, d) $2\,\alpha$
$\Delta_t < 0{,}60$	$\Delta_d > 0{,}60$	B^{11} (γ, t) $2\,\alpha$
$\Delta_t > 0{,}60$	$\Delta_d < 0{,}60$	B^{10} (γ, d) $2\,\alpha$
$\Delta_t < 0{,}60$	$\Delta_d < 0{,}60$	Zweifelsfälle

In Zweifelsfällen wird das Impulskriterium dadurch verfeinert, dass $\overline{p}_z$ (mittlerer γ-Impuls) von der z-Komponente des Restimpulses abgezogen wird. Die Trennung ist nur möglich für Be^8-Anregungsenergien kleiner als 4,5 MeV. Für höhere Be^8-Anregungsenergien ist nämlich die Länge der Spur des einfach geladenen Teilchens kleiner als 20 μ. Für diese Reichweiten sind die Kurven der Energie-Reichweite-Beziehungen von Triton und Deuton so benachbarten Verlaufs, dass sie keine Unterscheidung mehr gestatten. Aus Kornauszählungen geht hervor, dass auch die Korndichten keine Unterscheidung erlauben. Die als Zweifelsfälle markierten Ereignisse können weder mit dem Energie- noch mit dem Impulskriterium getrennt werden. Sämtliche haben eine Energie

$$5{,}5 \leqslant E_{\text{Tot}} < 7{,}5 \text{ MeV}$$

und können entweder der 17,6-γ-Linie entstammende (B^{11} (γ, t) $2\,\alpha$)- oder der 12,3-γ-Linie entstammende (B^{10} (γ, d) 2α)-Ereignisse sein. Durch Anwendung des E^*-Kriteriums (E^*: Anregungsenergie im Be^8) — das im wesentlichen nicht mehr als das Impulskriterium gibt — kann noch ein Teil der Ereignisse klassifiziert werden: Man berechnet den E^*-Wert des Be^8 aus den zwei α-Teilchen und vergleicht diesen mit den zwei E^*-Werten, die man aus der Totalenergie erhält, je nachdem, ob man das erste geladene Teilchen als Triton oder als Deuton betrachtet. Zusätzlich können alle nach Impulsgruppen eingeteilten Reaktionen nach E^*-Werten klassifiziert werden:

$$\left[\frac{E^* > 4{,}5}{E^* < 4{,}5}\right]_{B^{11}} = 0{,}04 \quad \left[\frac{E^* > 4{,}5}{E^* < 4{,}5}\right]_{\text{Zweifelhaft}} = 0{,}2 \quad \left[\frac{E^* > 4{,}5}{E^* < 4{,}5}\right]_{B^{10}} = 0{,}2$$

$$\left[\frac{4{,}5 > E^* > 3{,}5}{E^* < 3{,}5}\right]_{B^{11}} = 0{,}3 \quad \left[\frac{4{,}5 > E^* > 3{,}5}{E^* < 3{,}5}\right]_{\text{Zweifelhaft}} = 0{,}8 \quad \left[\frac{4{,}5 > E^* > 3{,}5}{E^* < 3{,}5}\right]_{B^{10}} = 1{,}1\,.$$

Die relativ wenigen unbestimmbaren Ereignisse werden nach folgenden Gesichtspunkten klassifiziert:

$E^* > 4{,}5$ MeV	als	B^{10} (γ, d) $2\,\alpha$
$4{,}5 < E^* > 3{,}5$ MeV	70%	B^{10} (γ, d) $2\,\alpha$
	30%	B^{11} (γ, t) $2\,\alpha$
$E^* < 3{,}5$ MeV	50%	B^{10} (γ, d) $2\,\alpha$
	50%	B^{11} (γ, t) $2\,\alpha$

Die durch diese tentative Zuordnung erhaltene Trennlinie ist in jeder Figur mit dickem Strich eingezeichnet. Unter der dünnen Linie befinden sich die mit Energie- und Impulskriterium eindeutig zugeordneten Ereignisse, unter der gestrichelten Linie alle zweifelhaften (Fig. 3).

b) *Wirkungsquerschnitte der Reaktion* B^{11} (γ, t) $2\,\alpha$.

Der Wirkungsquerschnittsverlauf für die drei γ-Energien (siehe Tab. 1) stimmt gut mit dem Verlauf überein, den wir mit Hilfe

Tabelle 1.

E_γ: 12,3	14,8	17,6	MeV
$\sigma < 0{,}03 \cdot 10^{-28}$	$0{,}65 \cdot 10^{-28}$	$1{,}4 \pm 0{,}3 \cdot 10^{-28}$	cm^{2*}

eines kontinuierlichen Betatronspektrums ermitteln konnten (siehe § 4).

c) *Mechanismus des Prozesses* B^{11} (γ, t) $2\,\alpha$.

Im Gegensatz zu den C^{12} $(\gamma, 3\,\alpha)$- und O^{16} $(\gamma, 4\,\alpha)$-Reaktionen ist beim Prozess B^{11} (γ, t) $2\,\alpha$ das monoenergetische Teilchen (Triton) — welches die Anregungsniveaus vom Be^8 kennzeichnet — verschieden von den anderen emittierten Partikeln. Daher eignet sich der letztgenannte Prozess besser zur Bestimmung der Be^8-Anregungsniveaus.

Berücksichtigt man nur die Ereignisse, die zu einer bestimmten γ-Linie der Halbwertsbreite Γ gehören, und trägt man die Anzahl Tritonen in Funktion ihrer Energie auf, so wird jede zu einer bestimmten Anregungsenergie des Be^8 gehörende monoenergetische Tritonengruppe eine Halbwertsbreite $\Gamma' = 8/11\ \Gamma$ haben. ($E_T = 8/11\ (E\gamma - Q - E^*)$) Anregungsniveaus, deren Abstand kleiner als Γ' ist, können auf diese Weise nicht getrennt werden.

Zu jedem Ereignis wurde deshalb die Anregungsenergie des Be^8-Zwischenkerns sowohl nach der Methode des ersten Zwischenkerns aus $E^* = E_{Tot} - 11/8\ E_T$ als auch nach der Methode des letzten

*) Sämtliche Wirkungsquerschnitte sind relativ auf den absolut gemessenen Querschnitt der Kohlenstoffspaltung C^{12} $(\gamma, 3\alpha)$ für die Li-γ-Strahlung bezogen, der zu $\sigma_{Total} = 1{,}75 \pm 0{,}25 \cdot 10^{-28}$ cm^2 [12]) bestimmt worden ist.

Zwischenkerns aus $E^* = \frac{1}{2}(\vec{p}_{\alpha_1} - \vec{p}_{\alpha_2})^2$ berechnet und die beiden Werte gemittelt. Figur 4a zeigt das Histogramm der E^*-Werte.

Das Auftreten von bisher unbekannten Niveaus macht es notwendig zu untersuchen, ob sie eventuell nur vorgetäuscht sind. Neben der Reaktion $B^{11}(\gamma, t)\,Be^{8*} \rightarrow 2\,\alpha$ kommt noch der ($B^{11}(\gamma, \alpha)\,Li^{7*} \rightarrow \alpha + t$)-Prozess in Frage.

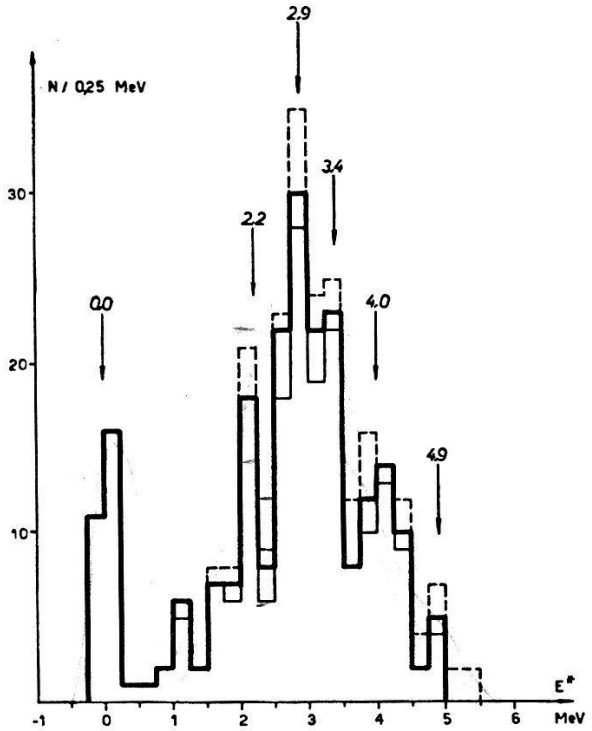

Fig. 4a.
Verteilung der E^*-Werte im Be^8, die aus der Reaktion $B^{11}(\gamma, t)\,Be^8 \rightarrow 2\alpha$ berechnet wurden. $E_\gamma = 17{,}6$ MeV.

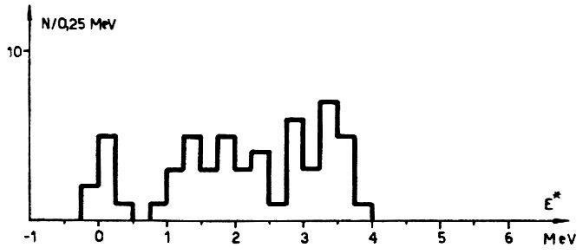

Fig. 4b.
E^*-Verteilung für $E_\gamma = 14{,}8$ MeV.

Die bei diesem Konkurrenzprozess zerfallenden Li^{7*}-Kerne erzeugen ein kontinuierliches Tritonenspektrum (Kastenspektrum).

Anderseits erzeugt das zerfallende Be^{8*} ein kontinuierliches α-Spektrum, welches als Untergrund zu den diskreten α-Energielinien, geliefert aus $B^{11}(\gamma, \alpha)\,Li^{7*} \rightarrow t + \alpha$, auftritt. Damit wird die Feststellung dieser diskreten Linien, die je einem angeregten Niveau im Li^{7*} entsprechen würden, erschwert. Für gewisse Anregungsenergien sind die Grenzen der Kontinua so nahe beieinander,

dass sie auch als Linien erscheinen. Deshalb können wahre Linien überdeckt werden.

Um die Beteiligung von Li^{7*}, d. h. diskrete α-Linien, festzustellen, ist es notwendig, die durch Be^8-Niveaus erzeugte Kontinua nach E^*-Werten getrennt aufzuzeichnen. Das ist in Fig. 5 geschehen. Die Kastengrenzen sind aus der Formel $(E_\alpha)_{\substack{\max \\ \min}} =$

$$^3/_{22}\,(\sqrt{E_\gamma - Q_1 - E^*} \pm \sqrt{11/3\,E^*})^2$$

für $E_\gamma = 17{,}6$ MeV berechnet.

Die horizontalen Pfeile zeigen die Kastenbreite, M ihre Mitte, falls *keine* Korrelation zwischen Be^8-Flugrichtung und Zerfallsrichtung besteht. Die vertikalen Pfeile weisen auf bekannte Anregungsniveaus im Li^7 hin. Zu jedem Stern gehören zwei α-Teilchen: im Falle monoenergetischer Gruppen wird nur die Hälfte monoenergetisch.

Für Be^8—E^*-Werte zwischen 0,5 und 1,5 MeV kann die Hälfte aller Ereignisse ebensogut als Übergänge durch Li^7 interpretiert werden, somit kann dem bei 1,1 MeV erscheinenden Be^8-Niveau keine Realität zugesprochen werden.

Für Be^8—E^*-Werte zwischen 1,5 und 2,5 MeV zeigt die α-Verteilung das erwartete Kontinuum, was die Annahme eines Niveaus bei 2,1 MeV im Be^8 unterstützt.

Für Be^8—E^*-Werte zwischen 2,5 und 3,6 MeV zeigen sich über dem Kontinuum, das ein sehr ausgeprägtes Maximum bei 2 MeV hat, zwei diskrete Linien, welche den Übergängen durch das Li^7 mit den bekannten Anregungsenergien 7,46 und 4,60 entsprechen.

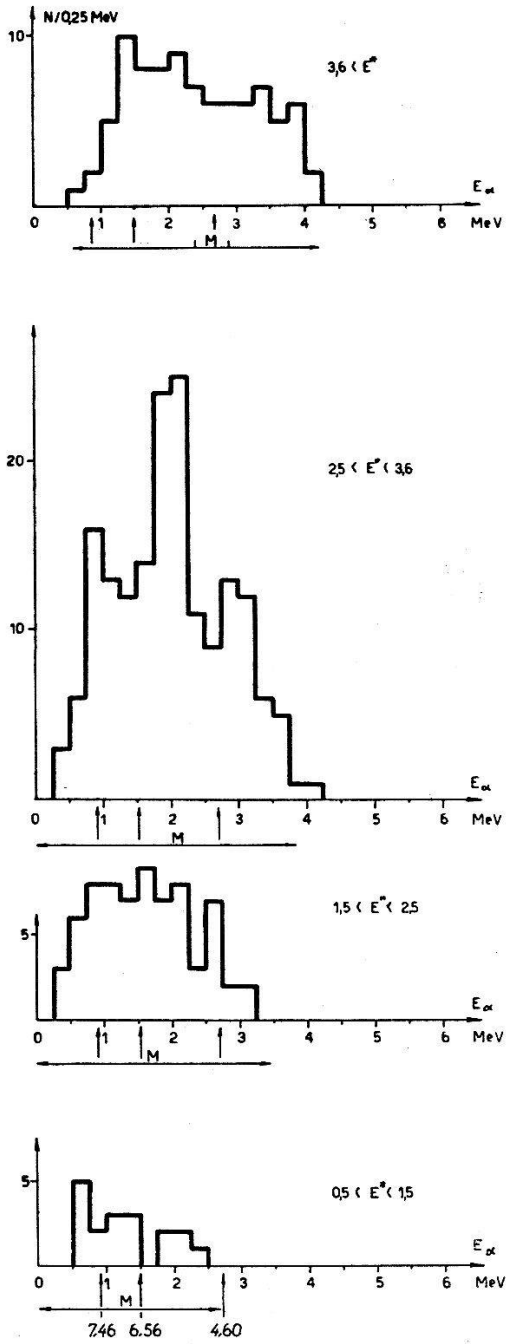

Fig. 5.
Verteilung der Alphaenergien E_α der Reaktion B^{11} (γ, t) 2 α nach E^*-Werten im Be^8 gruppiert ($E_\gamma = 17{,}6$ MeV).

Es ist zu beachten, dass Übergänge durch eines dieser beiden Niveaus ausser der Linie der monoenergetischen α-Teilchen eine Spiegellinie erzeugen, die durch das Kontinuum der nachfolgenden α-Teilchen vorgetäuscht wird. Die Spiegellinie des 7,46-Niveaus fällt mit dem 4,60-Niveau und umgekehrt zusammen. Deshalb können keine sicheren Schlüsse gezogen werden, welches der beiden Niveaus in Wirklichkeit an den Übergängen beteiligt ist. Die Schärfe und Höhe dieser Linien in der Fig. 5 deutet eher auf das 7,46 MeV-Niveau. Die Existenz dieses Niveaus ist durch die Anregungs-Absorptions-Kurve am Li^7 für γ-Strahlen bis zu 15 MeV sichergestellt worden[4]).

Auf Grund der Fig. 5 für Be^8—$E^* > 3{,}6$ scheint sich dieses 7,46 MeV-Li^7-Niveau an den Übergängen ebenfalls zu beteiligen.

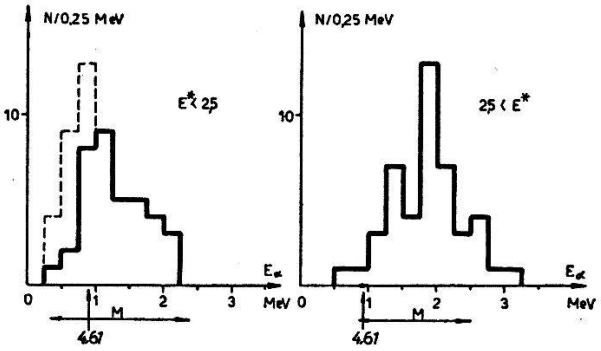

Fig. 6.
Verteilung der Alphaenergien E_α von Ereignissen, die von der 14,8 MeV γ-Strahlung herrühren.

In Fig. 6 werden die α-Energien der von der 14,8-γ-Linie herrührenden Sterne aufgetragen.

Für Be—E^*-Werte unterhalb 2,5 MeV ist die Beteiligung des 4,6-Niveaus von Li^7 stark. Dies wird auch in Fig. 7 bestätigt, wo die berechneten Anregungsenergien des Li^7 aufgetragen sind.

Damit kann erklärt werden, warum im Be^8—E^*-Diagramm für $E_\gamma = 14{,}8$ MeV nicht die Anregungsenergien vom Be^8 zum Vorschein kommen. Bei einer Anregungsenergie des Be^8 von $E^* \geqslant 3$ MeV steht für das Triton nur noch eine Energie $E_t \leqslant 0{,}5$ MeV zur Verfügung (Reichweite $L \sim 4\ \mu$). Extrapoliert man die Korndichtekurve der Tritonen für die Reichweite von 4 μ, so haben dieselben 2,5—3 Körner pro μ. Mit soviel Körnern pro μ erscheint aber die Spur schon vollkommen dicht, also ist sie von der eines Alphas nicht mehr zu unterscheiden. Deshalb wurden diese Sterne unvermeidlich als kleine Kohlenstoffsterne betrachtet. Dem Be^8—E^*-Histogramm für $E_\gamma = 14{,}8$ MeV muss dementsprechend keine grosse Bedeutung zugeschrieben werden (Fig. 4b).

Die oben erwähnte Kohlenstoff-Interpretation von B^{11}-Sternen legt es nahe, den von uns angegebenen Wirkungsquerschnitt für die ($E_\gamma = 14{,}8$ MeV)-Linie als untere Grenze desselben zu betrachten: $\sigma E_{\gamma = 14{,}8\,\mathrm{MeV}} \geqslant 0{,}65 \cdot 10^{-28}$ cm². Es ist möglich, den Anteil des

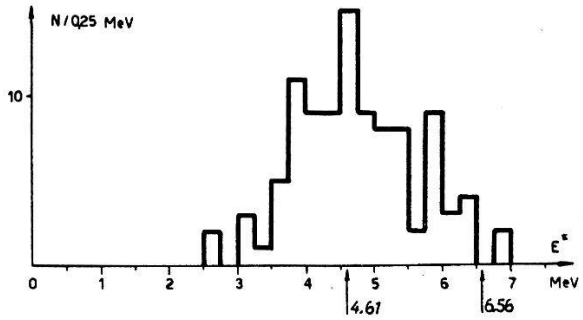

Fig. 7.
V^*-Verteilung im Li^7 (siehe Text). $E_\gamma = 14{,}8$ MeV.

Mechanismus B^{11} (γ, α) $Li^{7*} \rightarrow \alpha + t$ an der Spaltung B^{11} (γ, $\alpha\alpha t$) roh abzuschätzen.

E_γ	Anteil in %
17,6	20 ± 15
14,8	30 ± 15

Daraus ergeben sich näherungsweise folgende Wirkungsquerschnitte für die Reaktion B^{11} (γ, α) Li^{7*}, wobei sich das Li^7 in einem Anregungsniveau befindet, das ($\alpha + t$)-Zerfall zeigt.

Tabelle 2.
Wirkungsquerschnitte der Reaktion B^{11} (γ, α) Li^{7*}

E_γ	$\sigma/\sigma^c_{\mathrm{Total}}$	σ
17,6	0,15 ± 0,1	(0,3 ± 0,2)·10^{-28} cm²
14,8	0,12 ± 0,08	(0,2 ± 0,15)·10^{-28} cm²

d) *Wirkungsquerschnittsverlauf der Reaktion* B^{11} (γ, t) 2 He^4.

Die bisher beschriebenen Untersuchungen wurden mit der monochromatischen Li-γ-Strahlung (E_γ: 17,6; 14,8 und 12,3 MeV) durchgeführt. Dabei konnten die Wirkungsquerschnitte mit demjenigen der Kohlenstoffspaltung (C^{12} (γ, 3 α)^{12})) verglichen werden.

Das kontinuierliche Betatronspektrum (Grenzenergie 31 MeV) ermöglichte die Ausmessung der Absorptions-Anregungskurven ($\sigma = f(E_\gamma)$. Die Berechnung des γ-Spektrums erfolgte nach Schiff[13]).

Der Wirkungsquerschnitt zeigt ein breites, von etwa 16 bis 24 MeV γ-Energien reichendes Maximum; der Maximalwert von etwa

$2{,}5 \cdot 10^{-28}$ cm² wird bei $E_\gamma = 23$ MeV erreicht. Ausserdem scheint ein zweites, resonanzähnliches Maximum bei 27,5 MeV vorhanden zu sein, doch können wegen der schwachen Statistik keine sichern Angaben darüber gemacht werden.

Das aus monochromatischen Messungen [9]) gefundene Wirkungsquerschnittsverhältnis

$$\frac{\sigma\,(17{,}6)}{\sigma\,(14{,}8)} = 3{,}8 \pm 0{,}8$$

stimmt innerhalb der Fehlergrenzen gut mit den Betatron-Messungen überein.

Die eingetragenen Messpunkte lassen eine statistisch allerdings nicht genügend gesicherte Feinstruktur vermuten, etwa in der Form

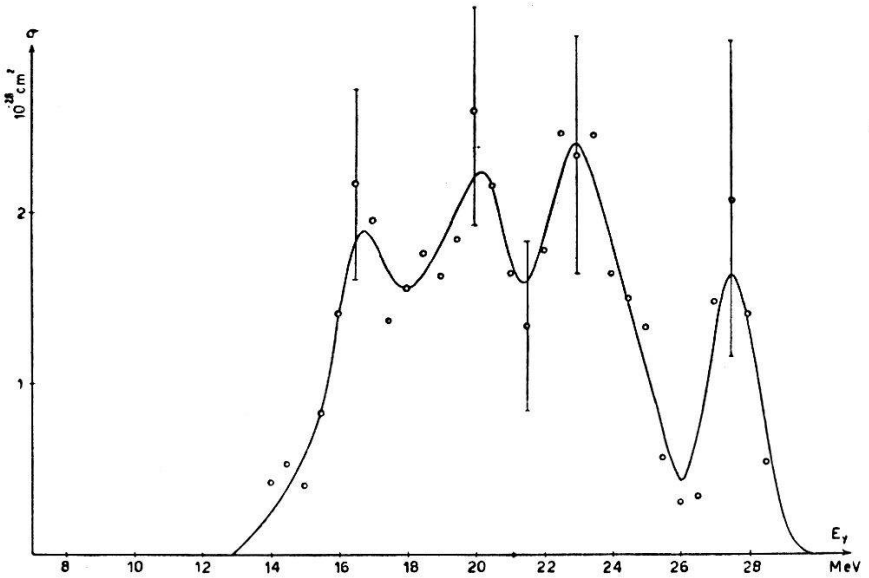

Fig. 8.

Wirkungsquerschnittsverlauf der Reaktion B^{11} (γ, t) 2α (eingezeichneter Fehler = mittlerer statistischer Fehler).

der in Fig. 8 eingetragenen Kurve. Es sind Maxima bei 16,8; 20; 23 sowie bei 27,5 MeV zu erkennen und die Kurve könnte analog wie beim Sauerstoff und Kohlenstoff[14]) als Überlagerung einer Reihe von mindestens vier Resonanzen ohne Kontinuum erklärt werden. Man müsste sich den Reaktionsmechanismus dann etwa folgendermassen vorstellen: Durch Absorption eines γ-Quants wird ein angeregter B^{11}-Kern gebildet, der dann unter Emission eines Tritons in Be^8 zerfällt. Die Resonanzstellen sollten dann mit Niveaus im B^{11} übereinstimmen. In der Tat fällt die unterste Resonanzstelle mit dem obersten, aus andern Messungen[15]) bekannten Niveau im B^{11} zusammen.

§ 4. Dreiteilchen-Photoprozesse an B^{10}.

Die Trennung der Ereignisse von denjenigen aus den Prozessen B^{11} (γ, t) $2\,\alpha$ und B^{10} $(\gamma, \mathrm{n\,p})$ $2\,\alpha$ wurde im vorhergehenden Abschnitt beschrieben.

Fig. 9 stellt die Verteilung der Restimpulse dar. Es fällt auf, dass diese Verteilung wesentlich breiter ist als die Verteilung der Fehlervektoren aus dem Prozess B^{11} (γ, t) $2\,\alpha$. Diese Erscheinung kann so erklärt werden, dass mehr Ereignisse des Prozesses B^{10} $(\gamma, \mathrm{n\,p})$ $2\,\alpha$,

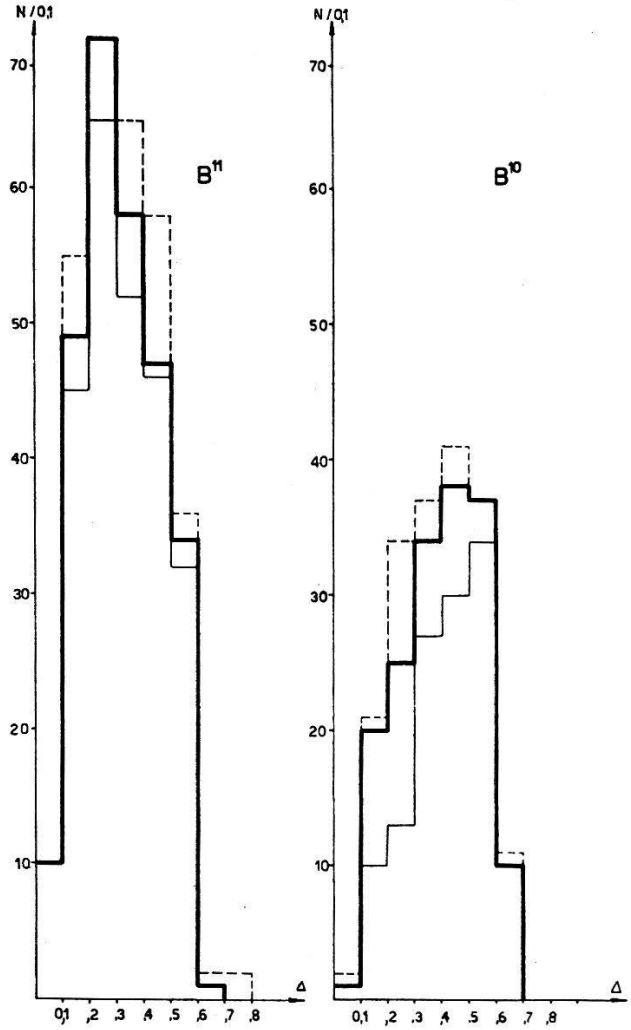

Fig. 9.

Verteilung der Restimpulse der Dreiteilchenprozesse am B^{11} und B^{10}.

die ja keine Impulsbilanz erfüllen müssen, zum B^{10} (γ, d) $2\,\alpha$-Prozess als zum B^{11} (γ, t) $2\,\alpha$-Prozess gehörend betrachtet worden sind. Der Grund dafür liegt darin, dass die Energie-Reichweite-Beziehung und spezifische Ionisation von Protonen und Deutonen besser übereinstimmen als die von Protonen und Tritonen.

a) *Die Wirkungsquerschnitte des Prozesses* B^{10} (γ, d) $2\,\alpha$.

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte (Fig. 10) und ihre absoluten Werte sind in den folgenden Tabellen in Einheiten von 10^{-28} cm^2 angegeben:

Tabelle 3.

E_γ	12,3		14,8		17,6	MeV
	38	:	19	:	1	

Tabelle 4.

Autor	$E = 12{,}3$	14,8	17,6 MeV
BRINKWORTH[8]) . .	—	$6{,}3 \pm 3{,}2$	—
ROCHAT u. STOLL[3])	—	5	—
Diese Arbeit . . .	$9{,}3\,^{+2{,}1}_{-5{,}7}$	4,9	0,25

Das Verhältnis $\sigma_{12,3}/\sigma_{14,8} = 2$ stimmt mit den am Betatron gefundenen Ereignissen überein. Die 12,3-MeV-Linie liegt in der Flanke des steilen Resonanzanstieges dieses Prozesses, der das Maximum bei 10,8 MeV aufweist.

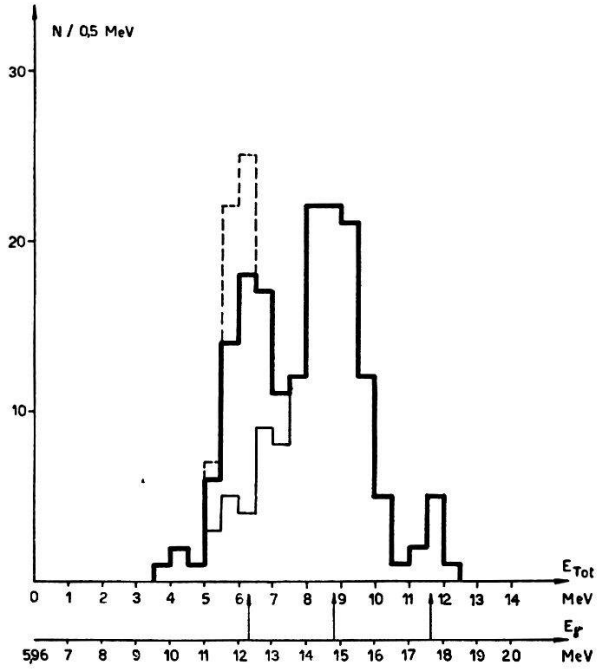

Fig. 10.

Gesamtenergieverteilung von Sternen der Reaktion B^{10} (γ, d) $Be^8 \rightarrow 2\alpha$.

b) *Reaktionsmechanismus.*

Die Anregungsenergie des Be^8-Zwischenkerns, berechnet auf Grund der Formel $E^* = E_{\text{Tot}} - 5/4\, E_d$ sowie auf Grund der Formel $E^* = \frac{1}{2}\,(\vec{p}_{\alpha_1} - \vec{p}_{\alpha_2})^2$, wurde gemittelt und in Fig. 11 aufgetragen.

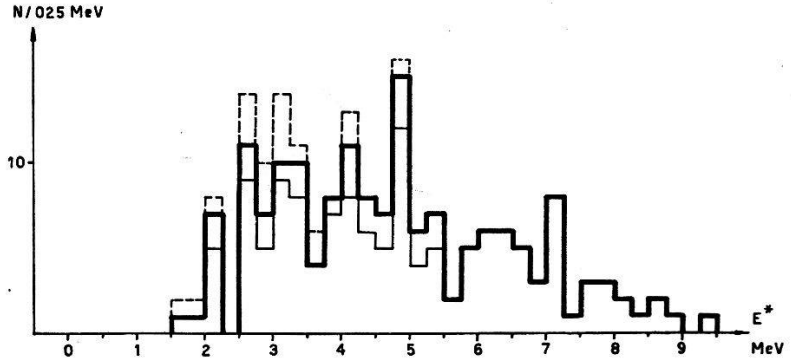

Fig. 11.
E^*-Verteilung (Anregungsenergie des Be^8-Zwischenkerns).

Für $7{,}5 < E_{\text{Tot}} < 10{,}5$ MeV, d. h. $13{,}5 < E_\gamma < 16{,}5$ MeV sind ferner die α-Energien nach Be^8—E^*-Intervallen gruppiert dargestellt (Fig. 12). Die horizontalen Pfeile deuten die theoretische Breite der Kasten an, welche die vom Zerfall des Be^8-Zwischenkerns

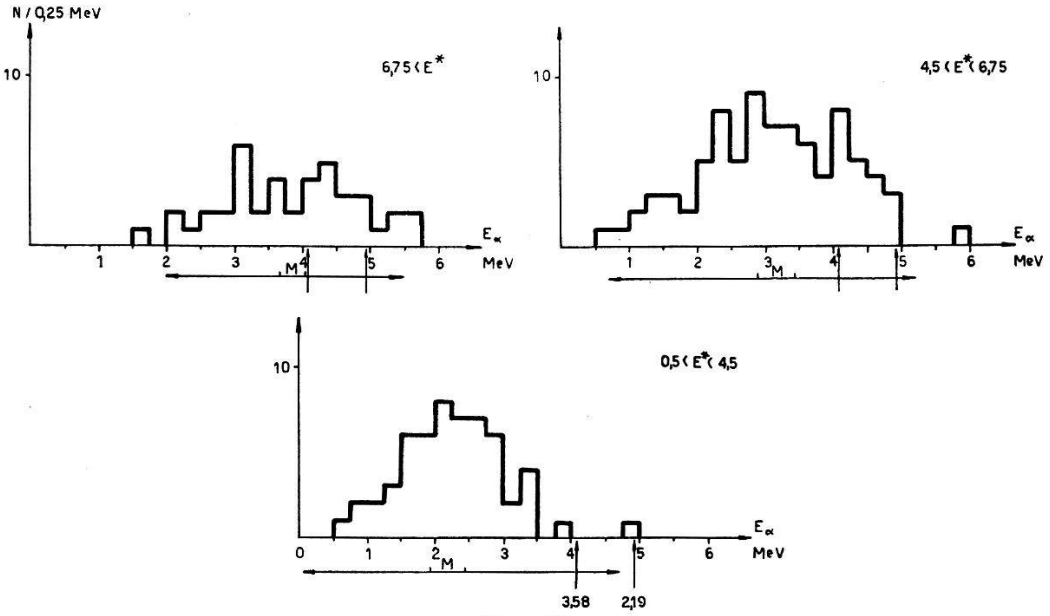

Fig. 12.
Verteilung der Alphaenergien (E_α) nach Be^8—E^*-Intervallen gruppiert.

stammenden α ausfüllen sollten. Die vertikalen Pfeile weisen auf die Stellen hin, wo die aus $B^{10}\,(\gamma, d)\,Li^{6*} \rightarrow d + \alpha$ stammenden monoenergetischen α zu liegen kämen, wenn sie das Li^6 in einem Anregungszustand, dessen Energie am Pfeil der untersten Figur angeschrieben ist, zurücklassen würden.

Es wird bestätigt, dass der Mechanismus der Reaktion durch die Formel B^{10} (γ, d) $Be^{8*} \rightarrow 2\,\alpha$ richtig beschrieben wird.

Insbesondere zeigt sich, dass den Ereignissen, die durch die angeregten Zustände $E^* = 2{,}2; 2{,}9; 3{,}4; 4{,}0$ MeV des Be^8 führen, überhaupt keine Übergänge durch das Li^6 entsprechen können, wenn man nur die bekannten Niveaus bei 2,19 und 3,58 MeV im Li^6 zulässt.

Ein Teil der Ereignisse, die durch angeregte Zustände mit $E^* = 4{,}9$; 6,4 MeV des Be^8 führen, könnte durch die Annahme von Übergängen B^{10} (γ, α) $Li^{6*} \rightarrow d + \alpha$ erklärt werden, die über das bekannte 3,58 MeV-Niveau des Li^6 verlaufen[16]).

Im Gegensatz zu der von Titterton und Brinkley geäusserten Meinung, dass das Li^6 zu 2,19 MeV angeregt in $d + \alpha$ zerfalle, kann ein solcher Übergang beinahe vollkommen ausgeschlossen werden, indem seine Häufigkeit durch den Wert

$$\left[\frac{B^{10}\,(\gamma, \alpha)\ Li^{6*} \rightarrow d + a \text{ mit } E^* = 2{,}19}{B^{10}\,(\gamma, \alpha\alpha\, d)}\right]_{E_\gamma = 14{,}8} < \frac{4 \pm 4}{92} = (4 \pm 4)\,\%$$

abgeschätzt werden kann.

Für den verbotenen Übergang durch das 3,58 MeV-Niveau im Li^6 ergibt dasselbe Verhältnis $(10 \pm 5)\,\%$.

Damit können wir eine obere Grenze des Wirkungsquerschnittes der Reaktion B^{10} (γ, α) $Li^6 \rightarrow \alpha + d$ für $E_\gamma = 14{,}8$ MeV angeben, und zwar für Übergänge, die durch ein angeregtes Niveau $E^* \leqslant 4$ MeV des Li^6 führen:

$$(\sigma_{B^{10}(\gamma, \alpha)\, d\alpha})_{E_\gamma = 14{,}8}^{E^* \leqslant 4} < (7 \pm 4{,}5) \cdot 10^{-29}\ \text{cm}^2.$$

Die Betrachtung des Be^8—E^*-Histogrammes zeigt, dass die Anregungshäufigkeit der Niveaus wesentlich verschieden ist von der beim $(B^{11}$ (γ, t) $Be^{8*} \rightarrow 2\,\alpha)$-Zerfall festgestellten.

Die Grundzustandsübergänge fehlen vollkommen. (Wohl ist die Spurenlänge der dabei emittierten Deutonen 200 μ, und somit die Wahrscheinlichkeit, dass sie die Emulsion verlassen, gross. In der mit Betatron bestrahlten Platte wurde jedoch ein Exemplar gefunden, welches zeigt, dass die spezifische Ionisation so energiereicher Deutonen genügt, um den in der Emulsion verlaufenden Spurbeginn festzustellen.)

Das 2,1 MeV-Niveau ist deutlich vorhanden, währenddem das 2,8 MeV-Niveau viel weniger ausgeprägt ist als bei der B^{11}-Spaltung. Die 3,4; 4,0 und 4,9 Niveaus treten mit etwa gleicher Häufigkeit auf.

Das von BRINKWORTH und TITTERTON[8]) postulierte, breite Niveau bei 5,6 MeV tritt nicht auf. Hier scheint bloss der Schwerpunkt aller anderen, bei den genannten Autoren nicht aufgelösten Niveaus zu sein.

c) *Der Wirkungsquerschnittsverlauf der Reaktion* B^{10} (γ, d) $2\,He^4$.

Der Wirkungsquerschnittsverlauf zeigt bei 10,8 MeV γ-Energie ein ausgesprochenes Maximum; er erreicht dort den bemerkenswert grossen Betrag von $\sim 1{,}5 \cdot 10^{-27}$ cm^2.

Der bei 14,8 MeV abgelesene Wirkungsquerschnitt von $5 \cdot 10^{-28}$ cm^2 stimmt gut mit den monochromatischen Messungen überein.

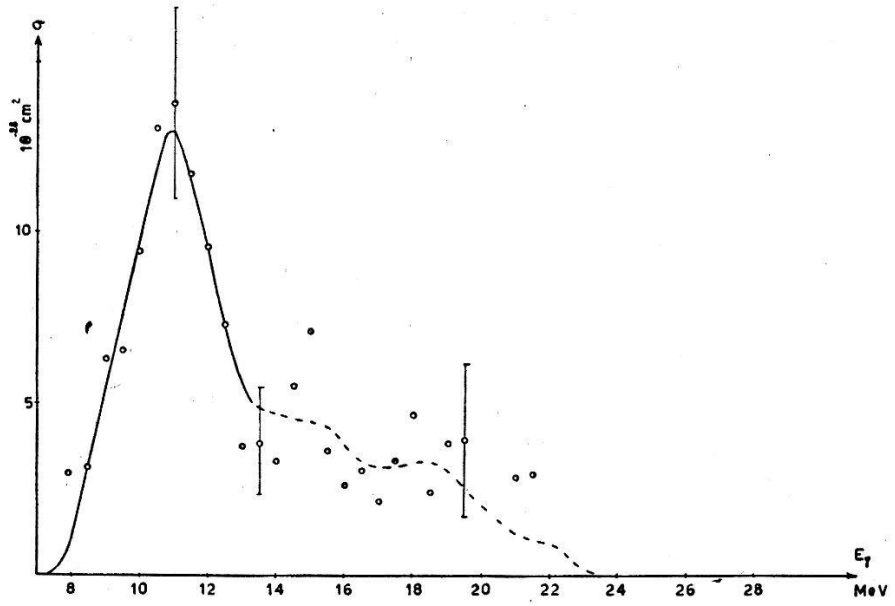

Fig. 13.

Wirkungsquerschnittsverlauf der Reaktion B^{10} (γ, d) 2 He^4 (eingezeichneter Fehler: mittlerer statistischer Fehler).

Interessant ist, dass auch hier die auffällige Resonanz bei 10,8 MeV mit einem bereits bekannten Niveau des B^{10} bei 10,83 MeV[15]) in Verbindung gebracht werden kann.

Bei $E_\gamma = 17{,}6$ MeV beobachtet man bei der mit einem kontinuierlichen γ-Spektrum bestrahlten Platte einen zu hohen Wert des Wirkungsquerschnittes. Dies dürfte einerseits auf geringe Statistik, anderseits darauf zurückzuführen sein, dass die oberhalb $E_\gamma =$ 20 MeV auftretende Reaktion B^{11} (γ, p) $Be^{10*} \rightarrow He^6 + He^4$ sich von der B^{10} (γ, d)-Reaktion nicht trennen lässt, und irrtümlich als solche mit entsprechend geringerer γ-Energie interpretiert wird.

§ 5. Der (γ, n p)-Prozess am B^{10} (Vierteilchenreaktion).

$$(B^{10} + \gamma \rightarrow n + p + He^4 + He^4 - 8{,}43 \text{ MeV})$$

Goward, Titterton und Wilkins[7]) haben diese Vierteilchenreaktion zum ersten Mal postuliert, als sie in borgeladenen, mit dem 24-MeV-Betatron bestrahlten Platten Dreiteilchensterne fanden, deren Impulsbilanz unter keiner der Annahmen B^{11} (γ, t) 2 α, B^{10} (γ, d) 2 α und C^{12} (γ, 3 α) innerhalb der Fehlergrenzen stimmte. Als Material dienten die 500 Sterne mit einem Fehlervektor $> 0{,}6$.

Es ist begründet, die durch die Messgenauigkeit bedingte dreidimensionale Maxwell-Verteilung des Fehlervektors bei 0,6 abzuschneiden und die Ereignisse mit grösserem Fehlervektor zum Prozess B^{10} (γ, n p) 2 α gehörend zu betrachten; zumal der Mittelwert $\overline{\Delta}^2$ dieser bei 0,6 abgeschnittenen Maxwell-Verteilung mit 3 $\mathfrak{S}^2$ übereinstimmt, wo bei $\mathfrak{S}^2$ die quadratische Streuung in den einzelnen cartesischen Komponenten eines Impulsvektors bedeutet. Dieser Wert ist durch Messungen und durch Berücksichtigung der Streuung der Energie-Reichweite-Beziehung und ferner der Ungenauigkeit des Schrumpfungsfaktors zu 0,12 bestimmt worden.

Sogleich ergeben sich zwei Fehlerquellen:

1. Ereignisse der Prozesse B^{11} (γ, t) 2 α und B^{10} (γ, d) 2 α, die einen Fehlervektor $> 0{,}6$ haben (z. B. Messfehler), werden als (B^{10} (γ, n p) 2 α)-Ereignisse gedeutet. Ein Teil davon kann aus Energiegründen sofort ausgeschieden werden. Ein Vergleich der Q-Werte der Prozesse zeigt aber, dass die Verwechslung von

$B^{10}(\gamma, pn)$ 2 α-Ereignisse für $E_\gamma = 12{,}3$ MeV mit	$B^{11}(\gamma, t)$ 2 α für $E_\gamma = 14{,}8$ MeV
$B^{10}(\gamma, pn)$ 2 α-Ereignisse für $E_\gamma = 14{,}8$ MeV mit	$B^{11}(\gamma, t)$ 2 α für $E_\gamma = 17{,}6$ MeV $B^{11}(\gamma, t)$ 2 α für $E_\gamma = 12{,}3$ MeV
$B^{10}(\gamma, pn)$ 2 α-Ereignisse für $E_\gamma = 17{,}6$ MeV mit	$B^{10}(\gamma, d)2$ für $E_\gamma = 14{,}8$ MeV

möglich ist. Diese B^{10}-Sterne wurden durch genaue Korndichtebestimmung besonders sorgfältig behandelt.

Eine Abschätzung der Fehlerinterpretationen auf Grund der Fläche der über 0,6 abgeschnittenen Fehlervektorverteilung sowie auf Grund der Betrachtung der E^*-Werte ergibt einen Anteil, der höchstens 30% beträgt.

2. Ereignisse des (B^{10} (γ, n p) 2 α)-Prozesses mit einem | Fehlervektor + Neutronenimpulsvektor | $< 0{,}6$ werden nicht erfasst. Die Korrektur dafür wird später berechnet.

Um den Vorgang der Zuordnung zu veranschaulichen, ist schematisch in Fig. 14 die Verteilung der Totalenergie ohne Neutron, $E_p + E_{\alpha_1} + E_{\alpha_2}$, aufgetragen.

Die Breiten sind aus der E_T-Verteilung aller Sterne zu B = 4,2 MeV für $E_\gamma = 17{,}6$ MeV und $E_\gamma = 14{,}8$ MeV; B = 3,3 MeV für $E_\gamma = 12{,}8$ MeV bestimmt worden. (γ-Linien $\Gamma = 0$.)

Alle Ereignisse mit $E_{\alpha_1} + E_{\alpha_2} + E_p = E'_{\text{Tot}} > 7{,}9$ MeV ($E_\gamma' > 16$) werden der 17,6-γ-Linie zugeordnet.

Ereignisse mit $E'_{\text{Tot}} < 5{,}2$ MeV werden nicht der 17,6 MeV-γ-Linie zugeschrieben, da $E_T + E_n$ mit sehr grosser Wahrscheinlichkeit kleiner ist als 9,4 MeV.

Die Ereignisse im Zwischengebiet werden mit Hilfe der gemessenen Impulse und der daraus berechneten E_n-Werte den Linien 14,8 MeV oder 17,6 MeV zugeordnet.

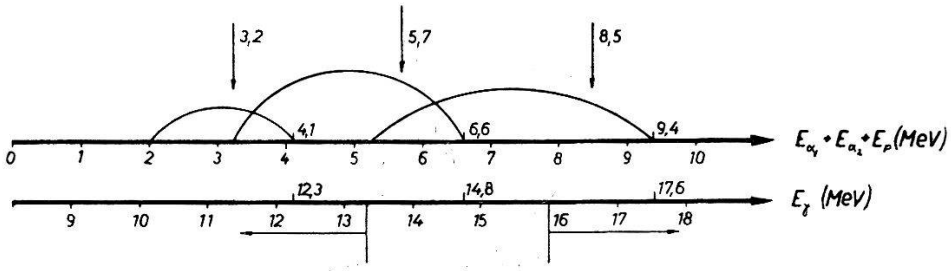

Fig. 14.
Schematische Darstellung der Verteilung der Totalenergie ohne Neutron: $E_p + E_{\alpha_1} + E_{\alpha_2}$ (Zuordnung).

Ereignisse mit $E'_{\text{Tot}} < 3{,}3$ MeV werden der 12,3 MeV-Linie zugeordnet, währenddem solche mit $E'_{\text{Tot}} > 5{,}5$ MeV bestimmt nicht durch diese Linie ausgelöst wurden. Im Zwischengebiet erfolgt die Zuteilung wieder analog mit Hilfe der E_n-Werte.

In der schematischen Darstellung Fig. 14 sind noch 3 vertikale Pfeile eingezeichnet. Sie stellen die Totalenergie der Sterne dar, die aus dem Prozess B^{10} (γ, p) $Be^{9*} \rightarrow He^4 + He^5 - 9{,}13$ MeV stammen könnten. Eine genaue Diskussion der Messresultate, die hier nicht angeführt werden soll, zeigt, dass der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion sehr klein sein muss:

$$\sigma^{B^{10}}_{(\gamma,\,p)} < 7 \cdot 10^{-30}\ \text{cm}^2$$

Zusammenfassend ergeben sich folgende Wirkungsquerschnitte (Fig. 15):

Tabelle 5.

Reaktion	E_γ MeV	$\sigma \cdot 10^{-28}$ cm^2
B^{10} (γ, n p) 2 α	Li-γ-Str.*[12])	3,1 ± 1,5
B^{10} (γ, n p) 2 α	12,3	2,6 ± 1,0
B^{10} (γ, n p) 2 α	14,8	5,2 ± 2,2
$B_2{}^0$ (γ, n p) 2 α	12,3	2,3 ± 0,8

*) $\sigma_{\text{Li-}\gamma\text{-Str.}}$: $1{,}75 \pm 0{,}25 \cdot 10^{-28}$ cm^2 [12]).

Unser totaler Wirkungsquerschnitt ist ungefähr halb so gross wie der von BRINKWORTH und TITTERTON[18]) gemessene.

Die Hypothese, dass gegen höhere Quanten-Energien (~ 17 MeV) hin der Anstieg des Wirkungsquerschnittes des (B^{10} (γ, n p) 2 α)-Prozesses für den Abfall des (B^{10} (γ, d) 2 α)-Prozesses verantwortlich sei, ist nicht haltbar. Der Wirkungsquerschnitt beider Prozesse fällt gegen höhere γ-Energien ab. (Stützt man sich auf die experimentelle

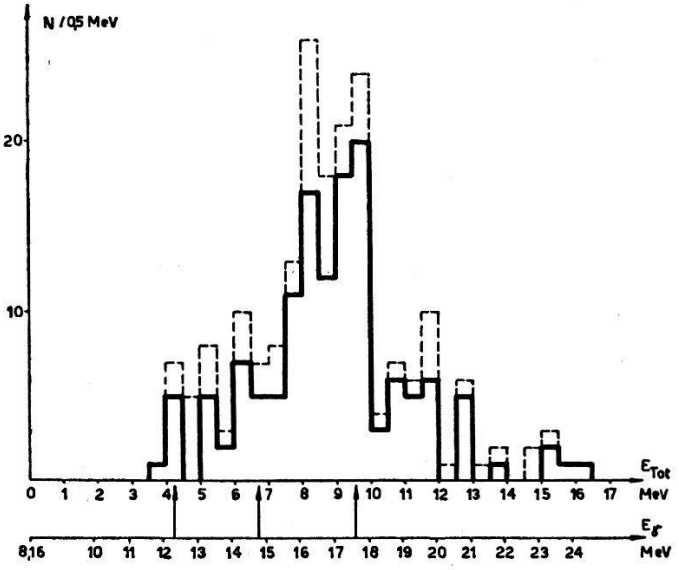

Fig. 15.
Totalenergie-Verteilung der Reaktion B^{10} (γ, n, p) 2 α.

Tatsache, dass die Photoprozesse jeweils Resonanzen bei denjenigen Energien haben, die angeregten Zuständen des einfangenden Kerns entsprechen, so ist zu vermuten, dass im B^{10} ein Energieniveau zwischen 12 und 14 MeV existieren muss, weil der Wirkungsquerschnitt dort durch ein Maximum geht.)

Messungen mit der Bremsstrahlung eines Betatrons haben ergeben, dass der Prozess B^{10} (γ, d) 2 α bei 10,8 MeV eine Resonanz aufweist. Aus den Wirkungsquerschnittsverhältnissen

Tabelle 6.

E_γ in MeV	12,3		14,8		17,6
Rel. Intensitäten	1	:	2	:	1

ist ersichtlich, dass der B^{10} (γ, n p) 2 α-Prozess nicht den gleichen Verlauf hat.

Es kommen folgende Möglichkeiten für den Reaktionsmechanismus in Frage:

I. $B^{10}(\gamma, n)\,B^9 - 8{,}43$ MeV a) $B^9 \to Be^8 + p - 0{,}21$ MeV $Be^8 \to 2\alpha + 0{,}09$ MeV
b) $B^9 \to Li^5 + He^4 - 1{,}5$ MeV $Li^5 \to He^4 + p + 1{,}8$ MeV

II. $B^{10}(\gamma, p)\,Be^9 - 6{,}56$ MeV c) Be^9 stabil (kein Stern in der Emulsion)
d) $Be^{9*} \to n\alpha\alpha - 1{,}57$ MeV
e) $Be^{9*} \to Be^8 + n - 1{,}66$ MeV, $Be^8 \to 2\alpha + 0{,}09$ MeV
f) $Be^{9*} \to He^4 + He^5 - 2{,}57$ MeV, $He^5 \to \alpha + n + 1{,}0$ MeV

III. $B^{10}(\gamma, np)\,Be^8 - 8{,}25$ MeV (Deuton im Singlettzustand emittiert)
$Be^8 \to 2\,\alpha + 0{,}09$ MeV

IV. $B^{10}(\gamma, d)\,Be^8 - 5{,}96$ MeV $d^* \to n + p + 2{,}23$ MeV
(Deuton im Triplettkontinuum emittiert)

V. $B^{10}(\gamma, \alpha)\,Li^{6*} - 4{,}45$ MeV $Li^{6*} \to \alpha + n + p - 3{,}70$ MeV

VI. $B^{10}(\gamma, pn\,2\,\alpha)$

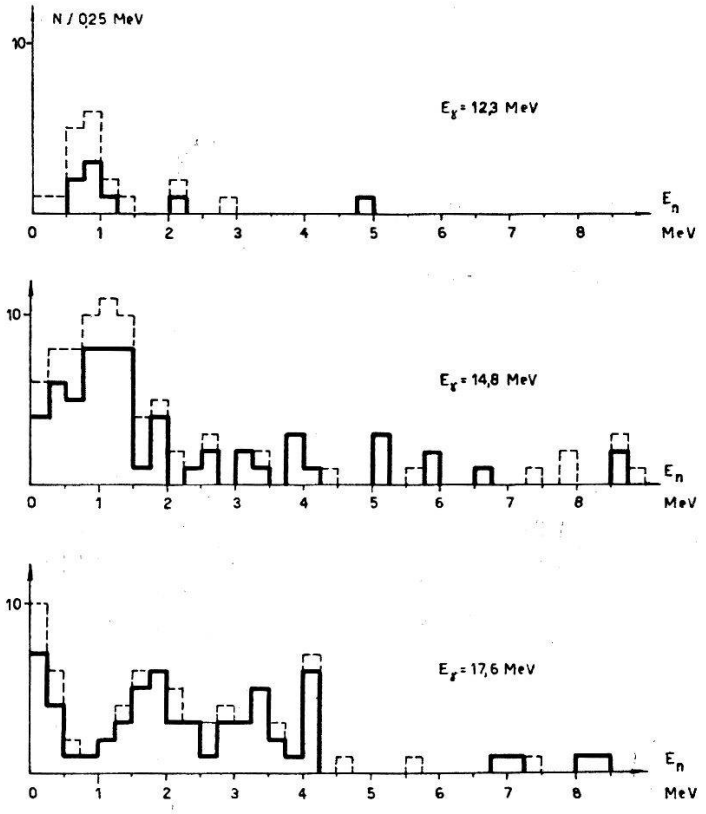

Fig. 16.
Verteilung der Neutronenenergien.

I. Monoenergetische Neutronengruppen würden auf diesen Mechanismus hindeuten. Die Feststellung solcher Gruppen ist ausserordentlich schwierig, da die Neutronenenergien nicht direkt aus der Spurenlänge, sondern nur indirekt aus dem Restimpuls berechnet werden können. In Fig. 16 sind die berechneten Neutronenenergien aufgetragen.

Eine weitere Neutronenenergieverteilung (Fig. 17) erhält man, indem nach erfolgter Zuordnung aller Ereignisse zu den 3 γ-Linien $E_n' = E_\gamma - (E_{\alpha_1} + E_{\alpha_2} + E_p) - Q$ gebildet wird.

Im Grenzfall unendlich schmaler γ-Linien sollte E'_n die genaue Neutronenenergie ergeben. Dieser Grenzfall ist bei der 17,6 MeV-Linie am besten realisiert. Auch da sind keine ausgeprägten Maxima

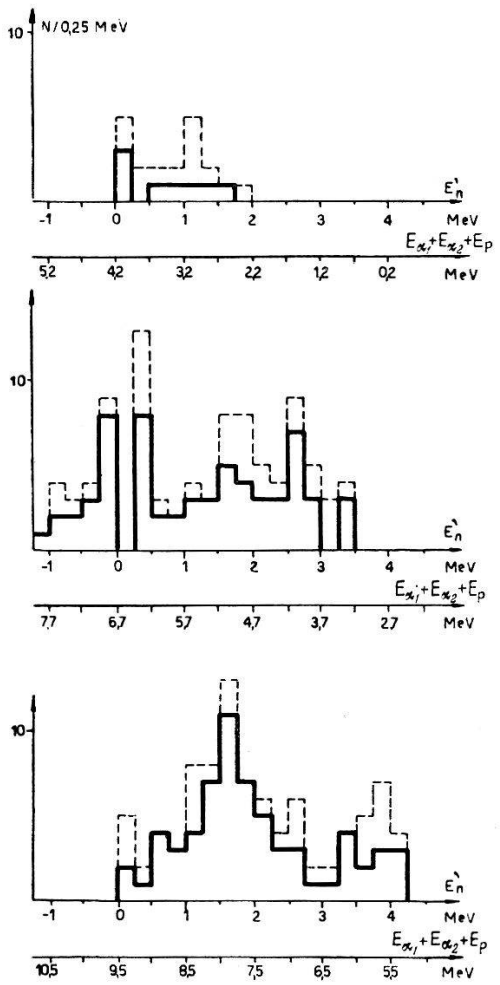

Fig. 17.
Neutronenenergieverteilung nach erfolgter Zuordnung aller Ereignisse zu den 3 γ-Linien.
$E_n' = E_\gamma - (E_{\alpha_1} + E_{\alpha_2} + E_p) - Q$.

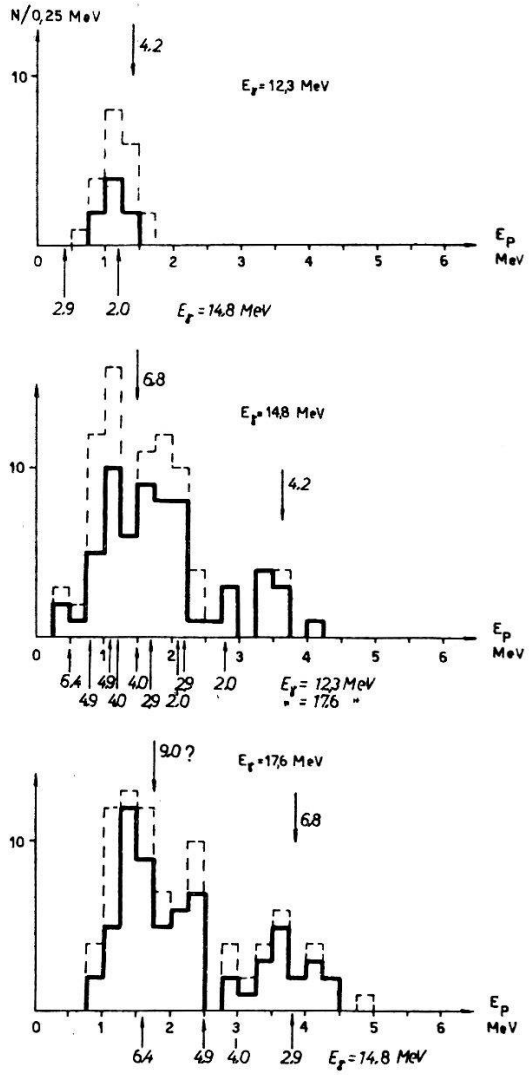

Fig. 18.
Protonenspektren nach folgenden E_γ-Werten: 17,6; 14,8 und 12,3 MeV.

festzustellen. Einzig bei $E_n' = 1{,}5$ MeV bzw. 3,8 MeV sind eventuell Andeutungen zu sehen, die Niveaus bei $E^* = 7{,}5$ MeV bzw. $E^* = 5{,}0$ MeV im B^9 entsprächen. Es sind leider keine Energieniveaus im B^9 bekannt [17])[18]).

II. Die Möglichkeiten des (γ, p)-Mechanismus kann leichter geprüft werden, da sich die Protonenenergien direkt aus den Spuren-

längen bestimmen lassen. Um über eventuelle Anregungsniveaus im Be^9 Aussagen machen zu können, sind in Fig. 18 die zu den 3-γ-Linien gehörenden Protonenspektren einzeln aufgetragen. Breite Maxima können den bekannten 4,2 und 6,8 MeV Niveaus[15]) zugeschrieben werden. Ein weiteres Maximum erscheint für $E_\gamma =$ 17,6 MeV bei $E_p = 1$—2 MeV, welches einem Niveau $E^* \cong 9$ MeV im Be^9 entsprechen würde.

Die von unten her auf die E_p-Skala weisenden Pfeile zeigen die Energien an, die die zu einer bestimmten Be^8-Anregungsenergie (Ziffer am Pfeil) gehörenden Tritonen (lange Pfeile) aus B^{11} (γ, t) 2 α bzw. Deutonen (kurze Pfeile) aus B^{10} (γ, d) 2 α haben, wenn sie fälschlich als Protonen berechnet worden sind.

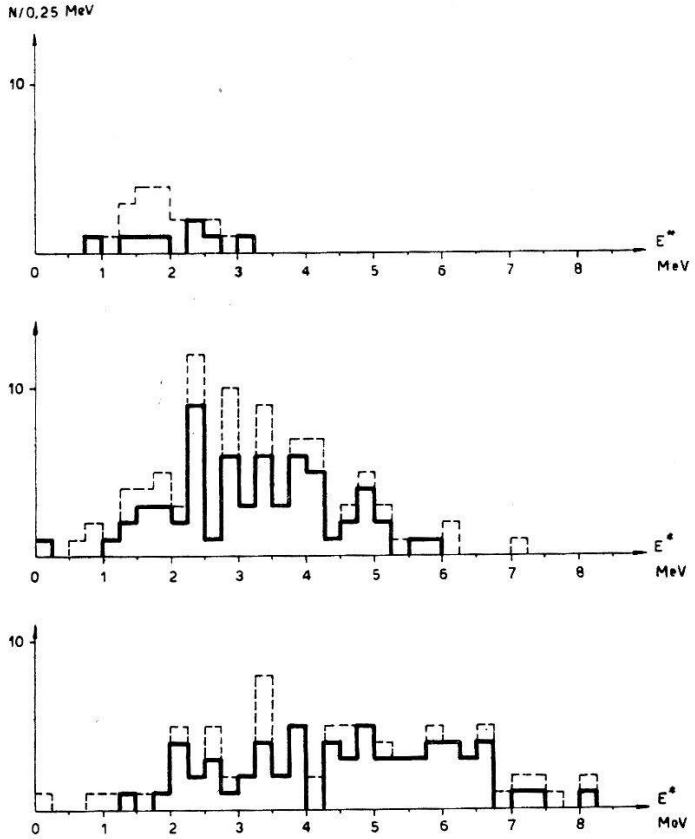

Fig. 19.
E^*-Verteilung für angeregte Zustände im Be^8 (Reaktion: B^{10} $(\gamma, n\,p)$ $Be^8 \rightarrow 2\,\alpha$.)

III.—IV. führen beide durch angeregte Zustände des Be^8. Die Anregungsenergie des Be^8 kann nur mit der Methode des letzten Zwischenkerns berechnet werden. Das Gebiet hoher E^*-Werte erscheint im Histogramm als gleichmässiger Kasten, so dass die Niveaus bei 4,9 und 6,8 MeV überhaupt nicht bemerkt werden. Der Prozess scheint daher nicht durch den Be^8-Zwischenkern zu verlaufen (Fig. 19).

Damit wäre auch die Möglichkeit (IIe) ausgeschlossen. Direkte Mehrteilchenzerfälle ohne Zwischenkern scheinen bei den leichten Kernen nicht vorzukommen, so dass wir (IId) ausser Betracht lassen. Wenn der Prozess mit Protonenemission beginnt, so können

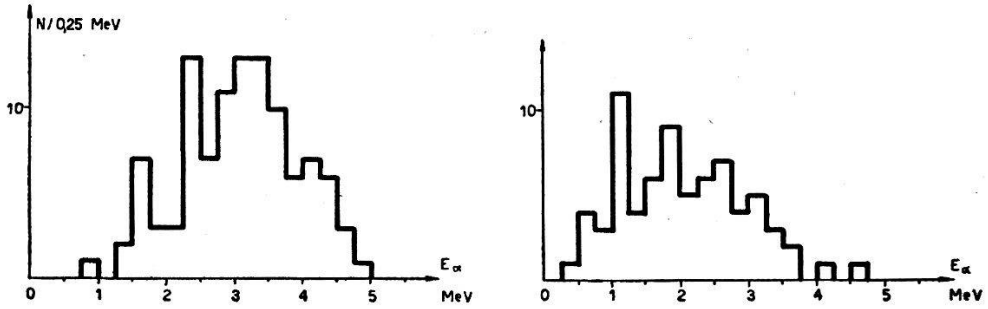

Fig. 20.

Alpha-Energiespektren für die 14,8 (links) und 12,3 MeV γ-Linien.

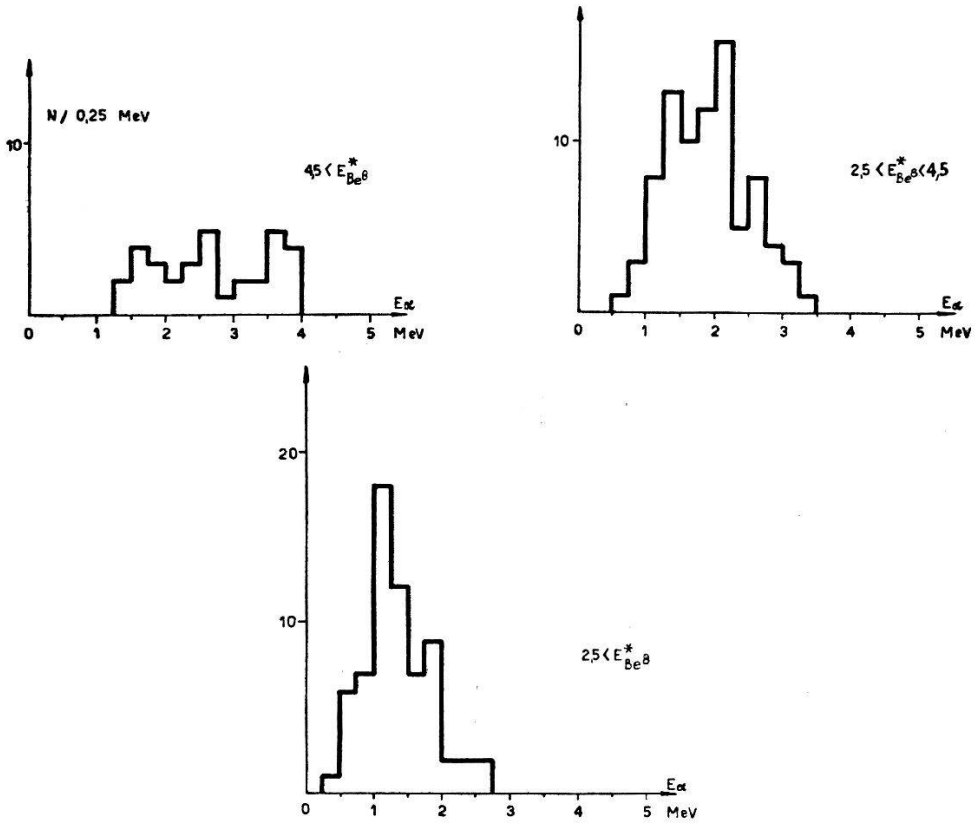

Fig. 21.

Alpha-Energiespektren, gruppiert nach berechneten Be^8—E^*-Werten.

unsere Ergebnisse am besten mit (IIf) vereinbart werden. Es kann keine Evidenz für die Existenz des zweiten Zwischenkerns He^5 (Berechnung von Niveaus im He^5) erbracht werden.

V. führt nebst einem Kontinuum von α-Teilchen, die durch den Zerfall vom Li^6 entstehen, auf monoenergetische α-Gruppen. Die Energieverteilung des zu je einer bestimmten γ-Energie und einer bestimmten Li^6-Anregungsenergie gehörenden Kontinuums wird die Form eines rechteckigen Kastens haben. Die Gruppen monoenergetischer α-Teilchen werden als Spitzen, den Rechtecken überlagert, erkennbar sein.

In Fig. 20 sind die α-Energiespektren für die 2 γ-Linien aufgetragen. Würde der Prozess durch Be^8 erfolgen, so würden die aus dem Zerfall von Be^8 resultierenden α-Teilchen für jede Be^8-Anregungsenergie ebenfalls ein kastenförmiges Spektrum ergeben. Das Aneinanderreihen dieser mehr oder weniger breiten Kasten würde dann eine Linienstruktur vortäuschen.

Um dem vorzubeugen, wurden die Ereignisse je nach den aus den 2 α-Teilchen errechneten Be^8-Anregungsniveaus E^* aufgeteilt, und für jeden E^*-Bereich das α-Spektrum aufgenommen. Eine monoenergetische α-Gruppe wird dadurch sichtbar, dass die ihr entsprechende Spitze in allen drei Histogrammen auftritt (Fig. 21). Eine Spitze, die einem bekannten Niveau im Li^6 entspricht, kann in den Figuren nicht entdeckt werden.

VI. Es ist uns kein Mittel bekannt, diese Annahme zu überprüfen.

§ 6. Die (γ, α)-Prozesse am B^{11} und B^{10}.

An Bor können folgende (γ, α)-Reaktionen ausgeführt werden:

$$(1): \quad B^{11}\,(\gamma, \alpha)\,Li^7 \qquad Q = 8.667^{15})$$
$$(2): \quad B^{10}\,(\gamma, \alpha)\,Li^6 \qquad Q = 4.453^{15})$$

Es zeigt sich, dass neben diesen Übergängen in den Grundzustand von Li^7 resp. Li^6 auch solche in angeregte Zustände existieren, die dann unter γ-Emission weiter zerfallen.

Zerfälle unter γ-Emission in den Grundzustand können aus den nachstehenden Niveaus erfolgen:

$E^*_{Li^7}$:	0,478 MeV	$E^*_{Li^6}$:	2,187 MeV
	4,61 MeV		3,58 MeV

Da ein Teil der ursprünglichen Anregungsenergie in Form eines γ-Quants weggeht, ist es nicht möglich, ihren Wert aus den verbleibenden Bahnspuren zu ermitteln. Die Kenntnisse des Spektrums der einfallenden γ-Strahlung ermöglichen es jedoch, Aussagen über

die Anregungsniveaus zu machen. Man bedient sich der Methode der Zuordnung eines Ereignisses zu einer bestimmten γ-Linie der Li-γ-Strahlung, indem man zur Energie des α-Teilchens und derjenigen des Li-Rückstosses den Q-Wert und eine der möglichen Anregungsenergien addiert.

a) *Die Energie-Reichweite-Beziehung.*

Es lassen sich für die drei Li-γ-Linien und für die angegebenen Anregungsenergien die theoretischen Reichweiten mit Hilfe der Energie-Reichweite-Beziehung für α-Teilchen [19][20] berechnen.

$$\text{Impulskriterium } p_{Li^6} = \sqrt{3/2\, E_{Li^6}},\ p_{Li^7} = \sqrt{7/4\, E_{Li^7}}$$

$$\left.\begin{aligned} E_\alpha &= 3/5\ \ (E_\gamma - Q_{B^{10}} - E^*_{Li^6}) \text{ für } Li^6 \\ E_\alpha &= 7/11\ (E_\gamma - Q_{B^{11}} - E^*_{Li^7}) \text{ für } Li^7 \end{aligned}\right\} \text{Linienzuordnungs-kriterium}$$

b) *Die Li-Energie-Reichweite-Beziehung.*

Die Reichweite eines Li-Rückstosses kann gemessen werden. Somit lässt sich erstmals eine E—R-Beziehung für Li^6 resp. Li^7 angeben.

Die Werte (siehe Fig. 22) streuen beträchtlich; das verunmöglicht eine Aufspaltung der Interpolationskurve 1 in je eine solche für Li^6 und Li^7. Korrektion auf photographisches Straggling ergibt Kurve 2. Sie deckt sich in guter Näherung mit derjenigen, die aus der affinen Umformung*) der E—R-Beziehung für Protonen[21]) hervorgeht. Die aus der E—R-Relation [19][20]) für α-Teilchen berechnete Kurve liegt um 15% zu tief. Ferner geht aus der Rechnung hervor, dass für gleiche Reichweite die Energie E_{Li^6} um etwa 5% tiefer liegen muss als diejenige für Li^7.

c) *Zerfallsschema und Wirkungsquerschnitte der (γ, α)-Prozesse am B^{11} und B^{10}.*

B^{11}.

Zerfallsschema. Die (B^{11} (γ, α) Li^7)-Reaktion kann sowohl von der 17,6 MeV als auch 14,8 MeV-Linie (event. 12,3 MeV) der Li-γ-Strahlung ausgelöst werden.

---

*) Die Umrechnungsformel für eine gesuchte Reichweite eines Teilchens A (Masse M, Energie V, Ladung Z) aus der bekannten Energie-Reichweite-Reaktion für ein Teilchen A' (Masse M', Energie $E' = E$, Ladung Z') lautet:

$$R\,(M, E, Z) = M/M'\,(Z'/Z)^2 \cdot R\,(M', M'/M \cdot E, Z').$$

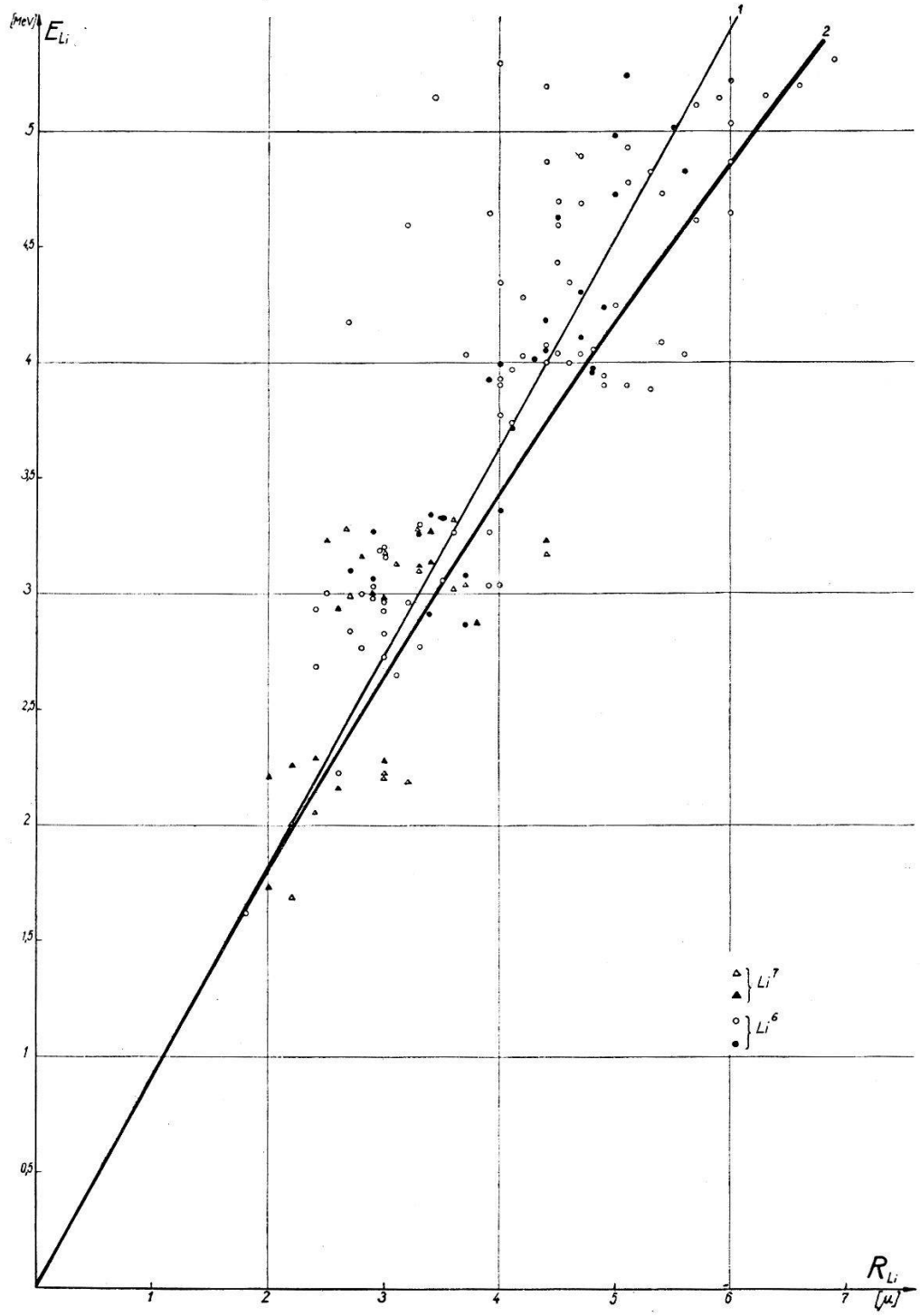

Fig. 22.
Li-Energie-Reichweitebeziehung*).
1. Aus den Messwerten gewonnene interpolierte Kurve.
2. Korrigierte Kurve auf photographisches Straggling.

△ ▲ } Li^7 gute Spurenqualität / mittlere Spurenqualität
○ ● } Li^6 gute Spurenqualität / mittlere Spurenqualität

*) Die von Cüer und Longchamp (Compt. Rend. T **233** (1951) 939) errechneten Li-Energie-Reichweitebeziehungen liegen systematisch zu hoch. (Z. B. für E_{Li^7} = 4 MeV, R_{Li^7} um 80% grösser.)

Experimentell ist es ausgeschlossen, die Übergänge in den Grundzustand von denen, die über das 0,478 MeV im Li^7 gehen, zu trennen. Nur andeutungsweise sind Zerfälle über das 4,6 MeV-Niveau beobachtet worden (Fig. 23 und 24).

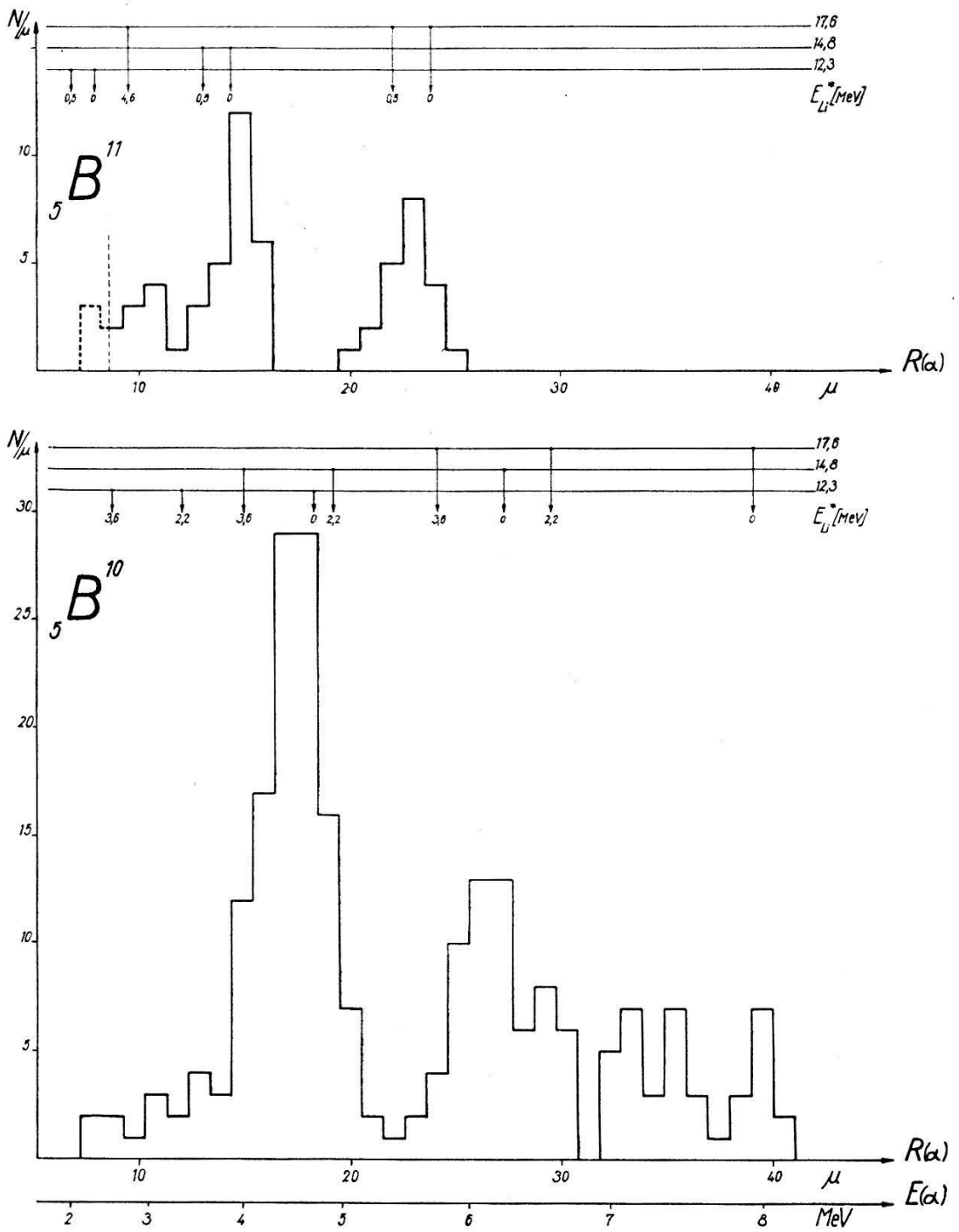

Fig. 23.

Alphaenergieverteilung (E_α) für B^{11} (γ, α) Li^7 und B^{10} (γ, α) Li^6.

B^{10}.

Als bemerkenswerteste Tatsache tritt der sehr starke Übergang, herrührend von der 12,3 MeV-γ-Linie der Li-γ-Strahlung, in Li^6-Grundzustand auf. Die anderen Übergänge in den Grundzustand, herrührend von der 14,8 MeV und der 17,6 MeV-γ-Linie sind um den Faktor 5 resp. 15 schwächer. Übergänge in das 2,2 MeV-Niveau und in ein eventuell neu zu postulierendes 1,1 MeV-Niveau sind schwach erkennbar. Das 3,6 MeV-Niveau wird nicht angeregt (siehe Fig. 23 und 24; verboten).

Der eminent starke Übergang in den Li^6-Grundzustand, herrührend vom 12,3 MeV-Niveau von B^{10} gegenüber den anderen Übergängen kann nur mittels s-Welle verstanden werden.

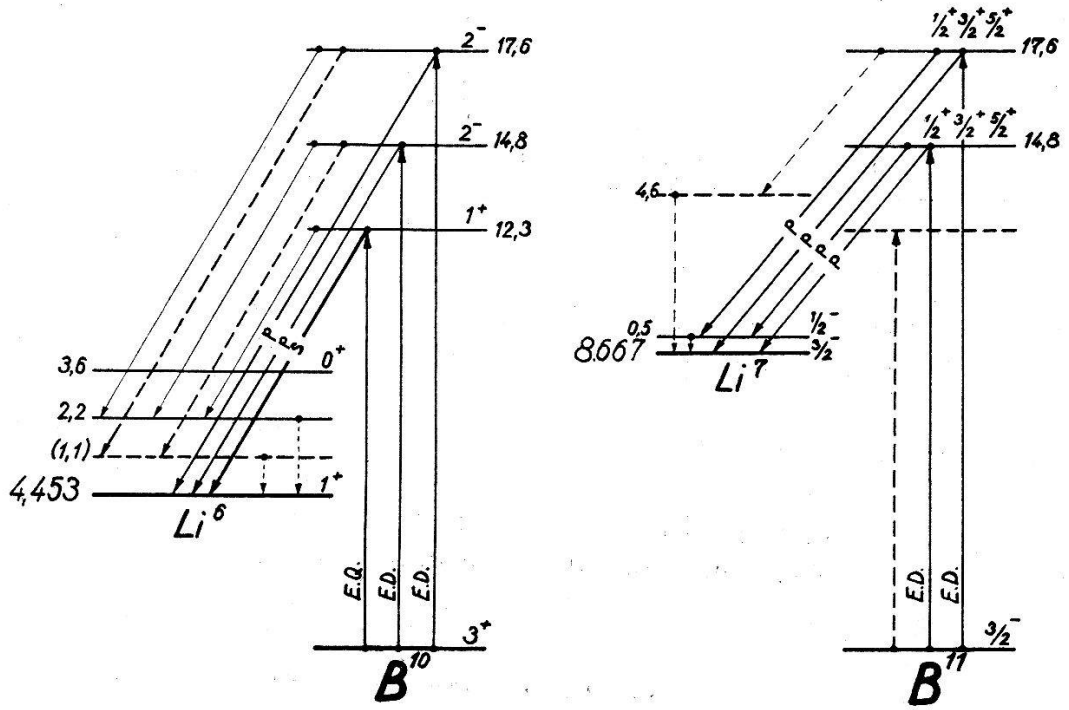

Fig. 24.
Zerfallsschema für die (γ, α)-Prozesse am B^{10} und B^{11}.

Mit den Auswahlregeln und dem bekannten Gesamtdrehimpuls von Li^6-Grundzustand bestimmt sich das angeregte Niveau von 12,3 MeV in B^{10} zu 1^+. In diesem Fall handelt es sich um elektrische Quadrupolabsorption. Dagegen führen die p-Übergänge auf Niveaus 2^- in B^{10}, die durch elektrische Dipolabsorption der γ-Quanten entstehen können. Dank diesen einfachen Verhältnissen kann die Vorstellung von Levinger und Bethe weitgehend gestützt werden, indem man aus den Übergangswahrscheinlichkeiten der α-Teilchen Rückschlüsse auf den Einfangsmechanismus der γ-Strahlung machen kann. Offenbar spielt die elektrische Quadrupol-

absorption bis zu 12 MeV eine beträchtliche Rolle; bei höheren Quantenenergien aber scheint ausschliesslich elektrische Dipolabsorption vorhanden zu sein. Eine Winkelverteilung der α-Teilchen, welche in den Grundzustand von Li^6 übergehen, könnte die Annahme endgültig bestätigen (Fig. 23 und 24).

d) *Zusammenstellung der Wirkungsquerschnitte des γ, α-Prozesses am B^{11} und B^{10}*††).

Tabelle 7.

Reaktion	Q_{MEV}	E^*_{MEV}	Wirkungsquerschnitte σ (cm²)	Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die 3 Linien des Li-γ-Spektrums
$B^{11}(\gamma, \alpha)Li^7$	8,667	0	$\sigma^{\dagger}_{Tot} = 0{,}18 \pm 0{,}09 \cdot 10^{-28}$	
$B^{11}(\gamma, \alpha)Li^{7*}$		0,478		
			$\sigma_{14,8} = 0{,}30 \cdot 10^{-28}$ $\sigma_{17,6} = 0{,}12 \cdot 10^{-28}$	$\frac{\sigma_{14,8}}{\sigma_{17,6}} = 2{,}6$
$B^{10}(\gamma, \alpha)\ Li^6$	4,453	0	$\sigma_{Tot} = 2 \cdot 1 \pm 1 \cdot 10^{-28}$ $\sigma_{12,3} = 11{,}9 \cdot 10^{-28}$	$\sigma_{17,6} : \sigma_{14,8} : \sigma_{12,3}$ $= 1 : 5{,}5 : 14{,}5$
			$\sigma_{14,8} = 1{,}6 \cdot 10^{-28}$ $\sigma_{17,6} = 0{,}3 \cdot 10^{-28}$	
E_γ: 17,6; 14,8; 12,3 MeV			Rel. Intensitäten: 10 : 5 : 2	

$\sigma^{\dagger}_{tot}$: für E_γ: 17,6; 14,8 MeV.
σ_{tot}: für E_γ: 17,6; 14,8; 12,3 MeV.

†† $\sigma^{C^{12}} = 1{,}75 \pm 0{,}25 \cdot 10^{-28}$ cm² [10]).

Eine isotopenreine B^{11}-Platte ermöglichte eine Kontrolle der angewandten Separationsmethoden (Trennung der Ereignisse am B^{10} und B^{11}).

Calcraft und Titterton[22]) haben die von ihnen gefundenen Ereignisse der Photospaltung an B^{11} zugeschrieben. Der abgeschätzte Wirkungsquerschnitt ($2 \cdot 10^{-28}$ cm²) wäre dann 10mal zu gross, entspricht aber dem totalen Wirkungsquerschnitt für die Li-γ-Strahlung für B^{10}.

II. Theoretischer Teil.

§ 7. Theoretische Betrachtungen über die vorliegenden experimentellen Resultate.

a) *Einleitung.*

Es ist interessant darauf hinzuweisen, dass auch andere Experimente auf das 2,2 MeV-Niveau im Be^8 hinweisen. (Li und Whaling[23]): B^{11} (p, α) 2α und Rhoderick[24]): Be^9 (p, d) Be^8 und Devons[25]): (α, α)-Streuung und Trumpy et al. [26]): Li^7 (d, n) Be^8.)

b) *Anregungsniveau des Be^8.*

Jedes Niveau des Be^8, das in zwei α-Teilchen zerfällt, muss gerade Parität und geraden Spin haben, weil die α Bose-Teilchen sind und symmetrische Wellenfunktionen haben. Tiefe Niveaus werden im allgemeinen auch niedrigen Spinwert 0; 2, eventuell 4 haben. Dem 2,2 MeV-Niveau wird auf Grund der Devonsschen[25]) Streuexperimente 2^+ zugeschrieben. Von[26]) wurden jedoch 4,9 MeV-γ-Quanten beobachtet, so dass man diesem Niveau $J = 1^-$ zuschrieb. Dies ist wohl ausgeschlossen, weil es in zwei α zerfällt. Da 0—0 γ-Übergänge verboten sind, ist es angebracht, diesem Niveau $J = 2^+$ zuzuordnen.

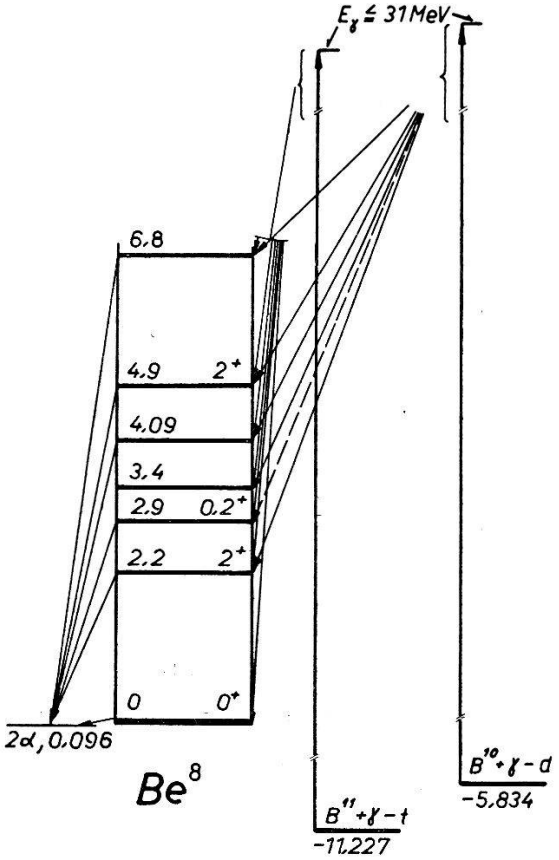

Fig. 25.
Zerfallsschema von Be^8.

c) *Multipolcharakter des γ-Einfangs.*

Für B^{11} muss der γ-Einfang einen solchen Multipolcharakter aufweisen, damit folgende Tatsachen verständlich werden:

a) Etwa gleich grosse Übergangswahrscheinlichkeit in 0^+ und 2^+-Be^8-Niveaus für Tritonen.

b) Kleinere Übergangswahrscheinlichkeit in das 7,46 MeV-Li^7-Niveau mit $J = 5/2^-$ (siehe Wirkungsquerschnittsabschätzung im § 4b).

c) Kleine Übergangswahrscheinlichkeit in den Grundzustand und 0,477 Niveau mit $J = 3/2^-$ bzw. $1/2^-$ des Li^7 (§ 6).

Bei elektrischer Dipolabsorption kann der 17,6 MeV-Zustand des B^{11} $5/2^+$, $3/2^+$ oder $1/2^+$ sein. Die Tritonen können dann sowohl in s-als auch in d-Wellen emittiert werden, α-Teilchen nur in p-Wellen, womit a), b) und c) am besten erfüllt werden. Bei magnetischer Dipol- oder elektrischer Quadrupolabsorption wäre es gerade umgekehrt. Für B^{10} müssen folgende allgemeine Bedingungen erfüllt sein:

a) Abnahme der Wirkungsquerschnitte B^{10} (γ, d) 2α und B^{10} (γ, α) Li^6 gegen 17,6 MeV.

b) Verlauf des Wirkungsquerschnittes für B^{10} (γ, n p) 2 α (§ 5).

c) Kleine Übergangswahrscheinlichkeit in den Be^8-Grundzustand bei B^{10} (γ, d) 2 α.

Wir müssen für $E_\gamma = 12{,}3$ und 14,8 MeV entweder el. Dipolabsorption mit B^{10*} $J = 3^-$ oder el. Quadrupolabsorption mit B^{10*} $J = 3^+$ annehmen.

Im ersten Fall werden die Deutonen bei Übergängen in 2^+ — Be^{8*}-Zustände, in p- und f-Welle bei Übergängen in 0^+ — B^8-Zustände, Grundzustand in f-Welle emittiert.

Im zweiten Fall werden die Deutonen bei Übergängen in 2^+ — Be^{8*}-Zustände in s- und d-Welle, bei Übergängen in 0^+ — Be^8-Zustände in p-Welle emittiert.

Nehmen wir den zweiten Fall für die 12,3 und 14,8 MeV-Linie, den ersten Fall für die 17,6 Linie an, so wird auch die Wirkungsquerschnittsabnahme erklärt.

d) *Korrelation zwischen Flug- und Zerfallsrichtung des Be^{8*}.*

Wie im § 3 gezeigt wird, müssen beide aus dem Zerfall des Be^{8*} stammenden α-Teilchen eine kastenförmige Energieverteilung haben, solange Korrelationsfreiheit besteht.

Wie Fig. 5 und 6 zeigen, ist die Energieverteilung der α-Teilchen nicht kastenförmig. In der Mitte ist sie so stark erhöht, dass man bezweifeln darf, ob die Abweichung von der Kastenform bloss auf die Breite der Be^8-Anregungsniveaus zurückzuführen ist. Eine Erhöhung in der Mitte heisst, dass der Kern hauptsächlich senkrecht auf seine Flugrichtung zerfällt. Eine quantitative Erfassung dieser Korrelation steht noch aus.

e) *Folgerungen unter Zugrundelegung des α-Teilchen-Modells.*

Das α-Modell von WHEELER[2][3]) u. a., in mehreren Arbeiten behandelt, liefert beim Be^8 Resultate, die sehr gut mit den Experimenten übereinstimmen.

Betrachtet man den Be^8-Kern als schwingungs- und rotationsfähige Hantel und löst man den Rotationsanteil der Schrödingergleichung, so erhält man

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2\, I_{Be^8}}\, J\,(J+1)\,.$$

Aus Symmetriegründen kommen nur gerade J in Frage.

$$I_{Be_8} = 2\, m_\alpha \cdot r^2_{Be^8} \qquad r_{Be} = 2{,}64 \cdot 10^{-13}\ \text{cm}.$$

(Der Radius wird mit Hilfe des totalen Wirkungsquerschnitts für den Einfang schneller Neutronen bestimmt.)

Ausser den Rotationsniveaus gibt es noch überlagerte Schwingungsterme. Diese gehören zum gleichen Spin und sind, wenn man in erster Näherung die Kernkräfte als harmonisch ansetzt, äquidistant.

$$E_{J,k} = c \cdot J\,(J+1) + dk \quad (\alpha\text{-Modell I})$$

$$J = 0,\ 2,\ 4\ldots \qquad k = 0,\ 1,\ 2\ldots$$

$$\left.\begin{array}{l} c = 0{,}36 \\ d = 2{,}8 \end{array}\right\} \text{experimentelle Normierung}$$

Eine grosse Schwäche des Modells I besteht darin, dass die Konstante d so gross gewählt werden muss, dass die Eigenfunktionen der Schwingung erst im dreifachen Kernabstand abklingen.

Tabelle 8.

Experimentelle Werte MeV	Alpha-Modell I	J	K	Alpha-Modell II*	J	K
14,7	14,7	6	0			
9,7	9,8	4	1			
6,9	7,0	4	0	7,0	4	0
4,9	4,9	2	1	4,8	2	4
4,0				4,1	2	3
3,4				3,4	2	2
2,9	2,8	0	1	2,7	2	1
2,1	2,1	2	0	2,1	2	0
0	0	0	0	0	0	0

Inglis*) versucht eine Kombination vom α-Modell und Zentralmodell (α-Modell II) und kann damit auch die restlichen zwei Zustände bei 3,4 und 4,0 MeV in das Schema einordnen.

f) *Rückschlüsse auf die Reaktion Li^7 (p, γ) Be^8.*

Bei der Li-γ-Strahlung sind bis jetzt 3 γ-Linien bekannt. (E_γ: 17,6; 14,8; 12,3 MeV)[11]. Die Intensität der 12,3 MeV-Komponente kann aus dem Wirkungsquerschnittsverlauf der Reaktion B^{10} (γ, d) 2 He^4 (ausgelöst einerseits durch Betatron-Bremsstrahlung, anderseits durch Li-γ-Strahlung) noch genauer angegeben werden. (Siehe § 4a und c $I_{17,6}$: $I_{14,8}$: $I_{12,3} = 1:0{,}5:0{,}20$.)

Es ist zusätzlich durchaus möglich, dass weitere unaufgelöste γ-Linien existieren, die auch auf die Be^8-Niveaus 2,2, 3,4 MeV führen.

Diese Annahme dürfte umso berechtigter sein, da für die 14,8 MeV-γ-Linie eine Halbwertsbreite $\Gamma = 1{,}8$ MeV experimentell[11]) ge-

*) D. R. Inglis, Rev. Mod. Phys. 1953 (im Drucke) (briefliche Mitteilung).

funden wurde. Es scheint uns, dass diese Linienbreite im Experiment vorgetäuscht wird, weil das Auflösungsvermögen zu gering ist, um die Separation der möglichen 3 γ-Linien vorzunehmen.

E^*	E_γ MeV
0	17,65
2,2	15,45
2,9	14,75
3,4	14,25

Unserem verstorbenen Mitarbeiter Dr. Rochat danken wir für wertvolle Hilfe bei den Entwicklungsmethoden. Herr Prof. Dr. M. Verde hat uns in theoretischen Fragen beraten. Dem Aluminiumfonds haben wir für finanzielle Unterstützung, Herrn Direktor Dietler von der *Therma AG.*, Schwanden für wertvolle apparative Mittel zu danken.

Literatur.

1) D. R. Inglis, Rev. Mod. Phys. 1953 (im Drucke).
2) J. A. Wheeler, Phys. Rev. **52**, 1088 (1937).
3) J. A. Wheeler, E. Teller, Phys. Rev. **53**, 778 (1938).
4) P. Stoll, M. Wächter, Nuov. Cim. **10** 347 (1953).
5) R. Müller, P. Stoll, Nuov. Cim. **9**, 1232 (1952).
6) J. S. Levinger, H. A. Bethe, Phys. Rev. **78**, 115 (1950).
7) K. K. Goward, E. W. Titterton und J. J. Wilkins, Proc. Soc. A. **63**, 172 (1950).
8) M. J. Brinkworth, E. W. Titterton, Phil. Mag. **42**, 952 (1951).
9) O. Rochat, P. Stoll, Helv. Phys. Acta **25**, 451 (1952).
10) R. L. Walker und B. D. McDaniel, P. R. **74**, 315 (1948).
11) H. Nabholz, P. Stoll, H. Wäffler, Helv. Phys. Acta **25**, 153 (1952).
12) H. Glättli, O. Seippel und P. Stoll, Helv. Phys. Acta **25**, 491 (1952).
13) L. I. Schiff, Phys. Rev. **70**, 87 (1946).
14) F. K. Goward, J. J. Wilkins, Proc. Phys. Soc. A. **65**, 675 (1952).
15) F. Ajzenberg und T. Lauritsen, Rev. Mod. Phys. **24**, 321 (1952).
16) R. B. Day und R. L. Walker, P. R. **85**, 582 (1952).
17) R. Sher, J. Halpern, W. E. Stephens, P. R. **81**, 154 (1951).
18) V. R. Johnson, F. Ajzenberg, M. J. Laubenstein, P. R. **79**, 187 (1950).
19) J. Rotblat, Nature **167**, 550 (1951).
20) M. Bogaardt, L. Vigneron, J. Phys. et Rad. **11**, 652 (1950).
21) H. T. Richards, Phys. Rev. **83**, 994 (1951).
22) M. E. Calcraft, E. W. Titterton, Phil. Mag. **42**, 666 (1951).
23) C. W. Li, W. Whaling, Phys. Rev. **81**, 661 (1951).
24) E. H. Rhoderick, Proc. Roy. Soc. **201**, 348 (1950).
25) S. Devons, Proc. Roy. Soc. A **172**, 559 (1939).
26) B. Trumpy, T. Grotdal und A. Graue, Nature **170**, 1118 (1952).
27) Bennett, Bonner et al. P. R. **71**, 11 (1947).