Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 23 (1950)

Heft: VI-VII

Artikel: Untersuchung der Photospaltung von Kohlenstoff C^12 in drei Alphateilchen

Autor: Telegdi, V.L. / Zünti, W.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112132

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: 02.10.2025

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

Untersuchung der Photospaltung von Kohlenstoff C^{12} in drei Alphateilchen

von **V. L. Telegdi** und **W. Zünti.**

(25. VIII. 1950.)

I. EXPERIMENTELLER TEIL.

§ 1. Einleitung und historischer Überblick.

Als Kernphotoeffekt oder Photospaltung pflegt man Kernreaktionen zu bezeichnen, bei denen aus einem Kern unter der Einwirkung eines γ-Quants ein Teilchen (z. B. ein Neutron, Proton usw.) ausgesandt wird. 1934 gelang es SZILARD und CHALMERS[1]), mit Hilfe natürlicher γ-Strahlen das am Kern Be^9 besonders schwach gebundene Neutron abzuspalten, bald darauf CHADWICK und GOLDHABER[2]) die Photospaltung des Deuterons.

Die Bindungsenergien aller übrigen stabilen Kerne sind aber weit grösser als die Energien der härtesten natürlichen γ-Strahlen; erst durch Verwendung der bei der Reaktion Li^7 (p, γ) Be^8 entstehenden Gammastrahlung, deren Maximalenergie rund 18 MeV beträgt, gelang es BOTHE und GENTNER[3]) an einer Vielzahl von Kernen zuerst (γ, n)- und dann WÄFFLER und Mitarbeitern[4]) (γ, p)-Prozesse zu erzeugen.

Der Nachweis dieser Prozesse erfolgte jeweils durch Bestimmung der Aktivitäten der Restkerne. Er war also nur in jenen Fällen möglich, in denen die Aussendung eines Teilchens zu einem instabilen Isotop führte.

Man erkannte früh, dass auch (γ, α)-Reaktionen prinzipiell möglich sein sollten, vgl. LIVINGSTON und BETHE[5]). Bei vielen leichten Kernen, insbesondere jenen, die sich aus Alphateilchen zusammengesetzt denken lassen (z. B. C^{12}, O^{16}), ist ja die für die Abspaltung eines Alphateilchens nötige Arbeit viel kleiner als die Bindungsenergien der einzelnen Nukleonen. Für den Nachweis einer möglichen (γ, α)-Reaktion durch Aktivitätsmessungen wirkt sich dieser Umstand aber ungünstig aus, weil gerade bei diesen Kernen die Emission eines Alphateilchens fast nie auf ein unstabiles Isotop führen kann.

Parallel zu ihren oben erwähnten ersten Versuchen über Kernphotoeffekte versuchten BOTHE und GENTNER*) am C^{12} eine (γ, α)-Reaktion nachzuweisen. Sie benützten als Nachweismittel ein Kohlezählrohr und einen Proportionalverstärker. Infolge der Unempfindlichkeit der damaligen Apparaturen und der zu geringen Intensität der zur Verfügung stehenden Strahlenquelle (Li-γ-Strahlung, s. o.) blieb ihnen ein Erfolg versagt.

Der Nachweis der (γ, α)-Reaktionen scheiterte also aus zwei Gründen: der ungenügenden Intensität der Gammastrahlen (es ist für diese Reaktion ein viel kleinerer Wirkungsquerschnitt zu erwarten als für (γ, n)- und (γ, p)-Prozesse) und der Unzulänglichkeit der Nachweismittel.

Das der Entdeckung der Kernphotoaffekte folgende Jahrzehnt brachte in dieser Hinsicht entscheidende Fortschritte. WÄFFLER und Mitarbeiter[6]) bauten in Zürich eine Hochspannungsanlage mit sehr grossem Protonenstrom, die systematisch zur Untersuchung von Kernphotoeffekten mit Hilfe der Li-γ-Strahlung benutzt wurde und dank ihrer Intensität eine ganze Reihe neuer Photoeffekte zu beobachten gestattete. Andererseits entwickelte sich die Verwendung von photographischen Emulsionen durch die Arbeiten der Bristoler Schule zu einem Präzisionsinstrument für den Nachweis kernphysikalischer Prozesse.

HÄNNI führte 1947/48 an diesem Institut unter der Leitung von E. BLEULER eine Diplomarbeit aus, in deren Rahmen er die Anwendbarkeit photographischer Emulsionen für die Kernphysik zu untersuchen hatte. Er bestrahlte unter anderem Platten mit der Li-γ-Strahlung, um festzustellen, ob die γ-Empfindlichkeit der Emulsion deren Anwendung zum Nachweis seltener Photoeffekte nicht prinzipiell im Wege stand.

Er benutzte sog. Eastman Kodak Alpha Fine Grain Emulsions und setzte sie in nächster Nähe der Quelle rund 50 Stunden lang der Li-γ-Strahlung aus. Es zeigte sich, dass dieser Emulsionstyp, der an sich recht unempfindlich ist und heute aus diesem Grund nicht mehr hergestellt wird, auch bei kräftiger, zum Nachweis der Spuren von Alphateilchen genügender Entwicklung durch die Gammastrahlen bzw. durch die von diesen sekundär erzeugten Elektronen nur mässig verschleiert wird. Die mikroskopische Durchsicht des so bestrahlten Materials lieferte neben einzelnen Alphaspuren eine Anzahl von „dreistrahligen Sternen", d. h. von drei aus einem Mittelpunkt auslaufenden Alphateilchenspuren. Da damals schon bekannt war[7]), dass die beim Resonanzeinfang von Protonen von

*) Laut einer freundlichen Privatmitteilung von Prof. Dr. W. GENTNER.

440 keV an Li^7 entstehende Gammastrahlung zumindest vorwiegend aus einer Linie von 17,6 MeV besteht, wenn auch über eventuelle andere Komponenten Unklarheiten herrschte, konnten die erwähnten Ereignisse auf Grund der Energiebilanz der Reaktion

$$C^{12} + h\nu = 3\ He^4, \tag{1}$$

also einer Photospaltung des C^{12} in drei Alphateilchen zugeschrieben werden.

Eine genauere Analyse des Materials zeigte bereits, dass die Reaktion (1) zumindestens vorwiegend über die Stufen

$$C^{12} + h\nu = Be^{8*} + He^4 \tag{2a}$$

$$Be^{8*} = 2\ He^4 \tag{2b}$$

verläuft; darüber wurde in einer vorläufigen Mitteilung[8]) berichtet.

Die erwähnte Reaktion ist also als (γ, α)-Prozess zu deuten. Durch die Arbeiten von Hirzel und Wäffler[9]) wurden die Schwierigkeiten zutage gefördert, mit denen die theoretische Deutung von Kernphotoeffekten auf Grund der bewärten Compoundkern-Vorstellung[10]) zu kämpfen hat. Schon hierdurch gewinnt die Untersuchung dieser ersten (γ, α)-Reaktion Interesse. Durch die Natur des Ausgangskerns C^{12} gewinnt sie indessen besondere Bedeutung. Kohlenstoff C^{12} gehört nämlich zu den anfangs erwähnten Kernen, die hinsichtlich ihrer Neutronen- und Protonenzahl aus einer ganzen Zahl von Alphateilchen zusammengesetzt sind. Die Verhältnisse bei den Bindungsenergien dieser Kerne haben Wheeler u. a. zur Hypothese geführt, dass sie eine Art „molekularer" Struktur besitzen, bei der die Alphateilchen die Rolle der Atome spielen. Diese Auffassung gestattet einige Voraussagen über die Eigenschaften der betrachteten Kerne zu machen, die zwar mit der Erfahrung in leidlichem Einklang stehen, jedoch keine eindeutige Entscheidung zu ihren Gunsten rechtfertigen.

Wir erblicken[11]) in der Reaktion (1) ein geeignetes Mittel zur Prüfung dieses sogenannten Alphateilchenmodells. Die vorliegende Arbeit setzt sich also zum Ziel, die Untersuchung der Photospaltung des C^{12} zunächst im Anschluss an die oben skizzierten vorläufigen Messungen experimentell zu verbessern und hierauf die Ergebnisse theoretisch mit den Vorhersagen des Alphateilchenmodells zu vergleichen.

*

§ 2. Die angewandte Methode und die zu überwindenden Schwierigkeiten.

Die für den ersten Nachweis der Photospaltung des Kohlenstoffs C^{12} benutzte photographische Methode wurde auch für die eingehendere Untersuchung beibehalten, weil sie für die Anwendung auf diesen Prozess ganz besonders geeignet ist.

Durch die Seltenheit des Prozesses waren wir gezwungen, die zugleich als Nachweismittel und als Target (C^{12} ist in der Gelatine der Emulsion in beträchtlicher Menge enthalten) dienenden Platten einer sehr intensiven Bestrahlung (etwa 10^{10} Quanten/cm^2) auszusetzen. Infolge ihrer Sekundärelektronen rufen jedoch Gammastrahlen einen starken Untergrund von entwickelten Körnern hervor, der die Beobachtung der Spuren der bei der Photospaltung erzeugten Teilchen sehr erschweren und u. U. gänzlich verunmöglichen kann.

In verhältnismässig unempfindlichen Emulsionssorten sowie bei Unterentwicklung tritt zwar ein solcher Untergrund weniger stark in Erscheinung, doch wird zugleich auch die Qualität der nachzuweisenden Spuren in Mitleidenschaft gezogen.

Aus der Tatsache, dass die den Gegenstand unserer Untersuchung bildende Reaktion ein sehr seltener Prozess ist, erwachsen auch an die anzuwendende Messtechnik besondere Anforderungen, damit ein beträchtlicher Teil des Materials für die quantitative Auswertung zur Verfügung steht.

A. *Eignung und Entwicklung verschiedener Emulsionsarten.*

Die bei der vorläufigen Untersuchung verwendete, heute nicht mehr handelsübliche Emulsionssorte „Eastman Kodak Alpha Fine Grain Emulsion" erwies sich gegenüber Gammastrahlen sehr unempfindlich und blieb auch bei den intensivsten Bestrahlungen (etwa 300 r) trotz normaler Entwicklung glasklar (nominelle Schichtdicke 30 μ). Leider ist aber auch die Empfindlichkeit gegenüber ionisierenden Teilchen gering und man erhält nur ungenügend definierte Alphateilchenspuren, deren nicht miteinander verwachsenen Körner leicht mit dem Untergrund zu verwechseln sind.

In der Folge prüften wir folgende Emulsionen für kernphysikalische Zwecke, die von der Firma Ilford hergestellt werden:

Typ	Normaler Bestimmungszweck
C_1	Nachweis von Mesonen, Protonen, Alphateilchen.
E_1	Nachweis von Protonen, Alphateilchen.
D_1	Nachweis von Fission-Spuren.

Als Test für die Gammaempfindlichkeit wurden die Platten mit einer $Th(NO_3)_4 \cdot 4H_2O$-Lösung (etwa 1 g/l) getränkt, getrocknet, 1 bis 2 Tage gelagert, mit einer medizinischen Röntgenquelle bestrahlt und unter gleichen Bedingungen entwickelt. Da die weiche Röntgenstrahlung die Platten viel stärker schwärzt als harte Gammastrahlen (wie z. B. die der Li^7-(p, γ)-Reaktion), ermöglichte dieses Vorgehen eine beträchtliche Zeitersparnis.

Die Standardprozedur zur Entwicklung der Platten (100 μ Nominalschichtdicke) war folgende:

10 Minuten Tränken in destilliertem Wasser.

30—35 Minuten Entwicklung in ID19-Entwickler, 1:3 verdünnt, bei 18° C und Rühren der Flüssigkeit.

2—5 Minuten Stopbad in 2%iger Essigsäure.

Spülen.

Fixieren in 30%iger Fixiersalzlösung, unter kräftiger Bewegung der Lösung, anderthalbmal so lang als zum Klarwerden der Emulsion nötig.

Die so gefundenen relativen Empfindlichkeiten der verschiedenen Plattensorten wurden durch Versuche mit hochenergetischen Gammastrahlen im wesentlichen bekräftigt. Die folgende Tabelle I gibt einen Überblick über diese Resultate.

Tabelle I.

Verhalten verschiedener Emulsionsarten gegenüber Röntgen- und Gammastrahlen.

Typ	Entwicklungsart	Maximaldosis für		Bremsstrahlung***)	Qualität der Spuren
		Röntgenstrahlen*)	Li-γ-Strahlung**)		
C_1	Standard	0,1 r	$0{,}3 \cdot 10^9$ Qu./cm²	5 r	α, p gut
E_1	Standard	0,6 r	$3 \cdot 10^{10}$ Qu./cm²	50 r	α gut p schwach
D_1	Standard	1,2 r	$6 \cdot 10^{10}$) Qu./cm²	200 r	α brauchb. p keine

*) Medizinische Röntgenröhre (70 kV); r-Intensität gemessen mit Siemens-Röntgendosismeter.

**) 500-kV-Protonen auf dicke Target; Quantenzahl aus Wirkungsquerschnitt unter Annahme isotroper Winkelverteilung.

***) Grenzenergie 25 MeV; Messung mit dickwandiger Graphitionisationskammer.

Die in der Tabelle I angegebenen Zahlen sind nur als qualitative Vergleichsgrössen aufzufassen. Nicht nur sind die Intensitätsmessungen der schwärzenden Strahlung mit einer Unsicherheit von $\pm$ 50% behaftet, sondern auch bei gleicher Emulsionsart schwankt

die effektive Empfindlichkeit wesentlich von einer Lieferung zur anderen.

Nachdem diese Vorversuche gezeigt hatten, dass E_1-Platten für unsere Zwecke am geeignetsten sind, wurde nach einer Entwicklungsart gesucht, die bei minimalem Untergrund gut ausgebildete Alphateilchenspuren liefert.

Die Anzahl der Ereignisse bei gleicher γ-Intensität kann man dadurch erhöhen, dass man mit möglichst grossen Schichtdicken arbeitet. Einem solchen Vorgehen sind aber aus verschiedenen Gründen Grenzen gesetzt. Mit zunehmender Schichtdicke werden die Emulsionen für die mikroskopische Beobachtung immer ungeeigneter, und zwar nicht nur infolge des Gammauntergrundes, sondern auch durch das sich bei der Entwicklung ausscheidende kolloidale Silber. Letzteres kann man allerdings durch eine Bleichbehandlung nach Occhialini[12]) teilweise entfernen. Überdies treten Verzerrungen der Gelatine, die unvermeidlich zu falschen Reichweite- und Winkelmessungen der Spuren führen, bei wachsender Schichtdicke immer stärker auf, vgl. Franzinetti[13]). Schliesslich nehmen die Schwierigkeiten der Entwicklungsprozedur mit der Schichtdicke erheblich zu.

Aus diesen Gründen beschränken wir uns auf Platten von 200 μ Nominalschichtdicke. Zur Erzielung einer in der ganzen Tiefe gleichmässigen Entwicklung wendeten wir die von Dilworth, Occhialini und Payne[14]) vorgeschlagene sogenannte Temperaturentwicklung an. Hierbei wurden verschiedene Verdünnungen des Entwicklers sowohl in der kalten wie auch in der warmen Phase ausprobiert. Tabelle II gibt eine Übersicht über die beiden Prozeduren, die die besten Ergebnisse lieferten.

Das Entwickeln erfolgte ohne Bewegung der Entwicklerlösung, da die kalte Phase das Eindringen in die Schicht ohnehin gewährleistet. Bei der Entwicklung mit ID19 geht man von der kalten zur warmen Phase durch Zufügung eines gleichen Volumens von Wasser von 20° C zum 1:2 verdünnten, 5° C kalten Entwickler über, während man bei der Entwicklung mit Amidol die Platten aus dem kalten in den warmen Entwickler gleicher Konzentration hineinstellt.

Es sei bemerkt, dass die Temperaturentwicklung, wenn zwar nicht erforderlich, doch auch für Platten mit 100 μ Schichtdicke angewandt werden kann. Sie erleichtert stets das Erzielen einer guten Diskriminierung, vgl. Vermaesen[15]).

Das Fixierbad befand sich in einem mit Rührschaufel versehenen Behälter, auf dessen Wänden die Platten in Glashaltern aufgehängt waren. Es wurde zuerst nach 5, dann nach 10, 20 usw. Minuten

gewechselt und ständig gerührt. Es zeigte sich, dass ein Zusatz von NH_4Cl die Fixierzeit verkürzt, ohne die Platten merklich zu schädigen. Nach dem Fixieren wurden die Platten eine Nacht lang gewässert; der sich insbesondere bei der Entwicklung mit ID19 bildende oberflächliche Silberbelag kann entweder vor dem Trocknen mit einem Hirschlederlappen durch sanftes Abwischen unter Wasser oder nachher mit Methylalkohol gut entfernt werden.

Tabelle II.

Prozeduren zur Entwicklung von 200-μ-E_1-Platten.

	Behandlung	Dauer	Temp.
Prozedur A	Tränken in destilliertem Wasser	30′	5° C
	Entwickeln in ID19, 1:2 verdünnt . . .	20′	5° C
	Entwickeln in ID19, 1:4 verdünnt . . .	30′	18° C
	Stopbad in Acid Hardener*)	20′	5° C
	Spülen, Fixieren in 30%iger Thiosulfatlösung	ca. 120′	ca. 18° C
Prozedur B	Tränken in destilliertem Wasser	30′	5° C
	Entwicklung in Amidol**)	20′	5° C
	Entwicklung in Amidol	20′	18° C
	Stopbad in Acid Hardener	20′	5° C
	Spülen, Fixieren in 30%iger Thiosulfatlösung	ca. 120′	ca. 18° C

*) „Acid Hardener„ = saures Stopbad, Rezept nach Powell & Occhialini[16]).
**) Amidol-Entwickler: 3 g Amidol, 25 g kryst. Natriumsulfit in 1000 cm^3 Wasser gelöst.

Der Trocknung ist besondere Aufmerksamkeit zu schenken, falls Verzerrungen vermieden werden sollen. Es empfiehlt sich, die Platten an einem kühlen, staubfreien Ort von selbst trocknen zu lassen; von einer Beschleunigung mit Hilfe von Lampen und dergleichen ist abzusehen.

Während das für die vorliegende Arbeit verwendete Material nach den Prozeduren A bzw. B entwickelt wurde, wurde auch noch die Eignung einiger in neuerer Zeit bekannt gewordener Methoden geprüft.

Der von van der Grinten[17]) vorgeschlagene Entwickler wurde in der von Yagoda[18]) modifizierten Form auf E_1-Platten von 200 μ Nominalschichtdicke angewandt. Er gestattet bei einer Bremsstrahlung von 32 MeV Grenzenergie eine γ-Intensität von 25 r und liefert ausgezeichnete, gegen den Untergrund gut diskrimi-

nierte Alphateilchenspuren; es gelang uns jedoch nicht, eine Eindringtiefe von mehr als 100 μ zu erzielen.

Die von CAMERON und MILLAR[19]) vorgeschlagene Modifikation der van der Grinten'schen Methode gab uns überraschend gute Resultate. In mit 200 r (!) der oben erwähnten Bremsstrahlung bestrahlten E_1-Platten von 100 μ Nominalschichtdicke erhielten wir gut definierte, vom mässigen Untergrund befriedigend diskriminierte Alphateilchenspuren. Für grössere Schichtdicken soll nach Angabe ihrer Autoren diese Methode nicht brauchbar sein, doch wären Bemühungen in dieser Richtung lohnend.

Es sei noch erwähnt, dass unsere Versuche, den Gammauntergrund durch Behandlung der Emulsion (sei es durch Tränken in einer wässerigen Lösung, sei es durch Hinzufügen des Mittels zur Entwicklerlösung) mit einem der bekannten Schleierverhütungsmittel, nämlich 6-Nitrobenzimidazol, zu bekämpfen, zu keinem bemerkenswerten Ergebnis führten.

B. *Messtechnik und Fehlerquellen.*

Die Anforderungen, die bei einer mit Hilfe der photographischen Methode auszuführenden Arbeit zu stellen sind, werden weitgehend durch die Häufigkeit der Ereignisse bestimmt, die gedeutet werden sollen. Ist diese klein, so muss man trachten, durch eine richtige Wahl der Messtechnik möglichst viele Ereignisse der Deutung zugänglich zu machen.

Bei den Kohlenstoffsternen, die die Photospaltung des C^{12} liefert, handelt es sich um sehr seltene Ereignisse, insbesondere wenn zur Auslösung der Reaktion die Li-γ-Strahlung benutzt wird. Auf den günstigsten Platten hatten wir in diesem Fall etwa 43 Sterne/cm^2, d. h. einen Stern auf 250 Gesichtsfelder bei einer 1050× Vergrösserung, wie sie wegen der Kleinheit der Ereignisse zum Absuchen verwendet werden musste. Die wesentlichsten Punkte der Messtechnik, die angewendet werden musste, um unter diesen Bedingungen mit einem vertretbaren Zeitaufwand zu einer annehmbaren Statistik zu gelangen, seien im folgenden erörtert.

a) Schrumpfung.

Das Herauslösen der Bromsilberkristalle während des Fixierens bewirkt bei den stark silberhaltigen Emulsionen für kernphysikalische Zwecke eine starke Verminderung der ursprünglichen Schichtdicke. Der Schrumpfungskoeffizient

$$S = \frac{\text{ursprüngliche Schichtdicke}}{\text{Schichtdicke der trocknen, entwickelten Emulsion}}$$

ist ein Mass für diese Erscheinung und spielt bei der Bestimmung der Reichweiten eine ausschlaggebende Rolle. Für eine geradlinige Spur gilt offenbar

$$R = (L^2 + (h \cdot S)^2)^{\frac{1}{2}},$$

wobei R = Reichweite der Spur, L = ihre auf die Plattenebene projizierte, messbare Länge, h = der gemessene Tiefenunterschied zwischen den beiden Endpunkten derselben.

Will man sich nicht auf ganz flache Spuren beschränken — wie dies bei häufigen Ereignissen oft gemacht wird —, so muss man für eine genaue Energie —, d. h. Reichweitebestimmung S gut kennen. Ferner ist die Annahme zu prüfen, ob S auf der ganzen Fläche und in allen Tiefen einer Emulsionsschicht den gleichen Wert hat.

Wir bestimmten den Schrumpfungskoeffizienten auf zwei unabhängige Arten:

1. Alpha-Kanone.

Fig. 1 zeigt schematisch im Schnitt das so bezeichnete Gerät. An der Spitze P einer Nadel ist ein Poloniumpräparat angebracht, dessen Alphastrahlen durch den kreisförmigen Schlitz S in die dar-

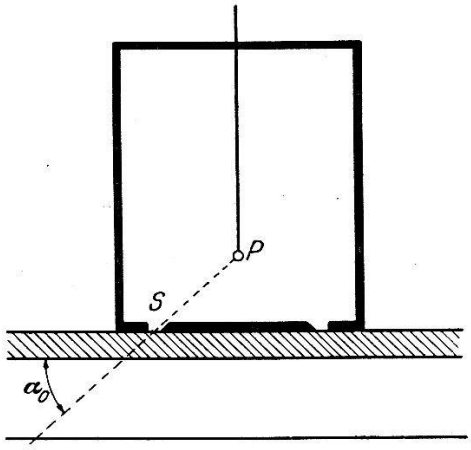

Fig. 1.
Alpha-Kanone.

unter liegende unexponierte Emulsion unter einem bekannten Winkel α_0 eintreten. Man entwickelt die Platte, trocknet sie und bestimmt aus der gemessenen Länge L und Tiefe h der Po-Alphateilchen deren Eintrittswinkel α. Das Verhältnis der Tangenten der Winkel α_0 und α gibt den Schrumpfungskoeffizienten S.

2. Direkte Bestimmung.

Aus der Emulsion einer unexponierten Platte schneidet man einen schmalen Streifen heraus und bestimmt mit Hilfe einer Tastuhr die effektive Schichtdicke. Man entwickelt diese Testplatte

und misst nachher am Mikroskop die Dicke der Schicht durch Einstellen auf die Oberfläche und die tiefsten Körner in der Gelatine (vgl. den Abschnitt Tiefenmessung).

Diese zwei Methoden lieferten uns übereinstimmende Ergebnisse. Für eine gleiche Lieferung sind die erhaltenen Werte gut reproduzierbar; sie dürften sich mit der Feuchtigkeit der Luft, in der die Platte aufbewahrt wird, etwas ändern. Die mit der Alphakanone in jede Platte eingeschossenen Spuren ermöglichen eine ständige Kontrolle der Schrumpfung, weshalb diese Methode der direkten Messung vorzuziehen ist.

Es wurde auch geprüft, ob die Schrumpfung auf der ganzen Fläche einer Platte ($1{,}5'' \times 1''$) im gleichen Masse erfolgt. Diese Annahme fanden wir innerhalb der Messgenauigkeit bestätigt.

Die meisten für die vorliegende Arbeit verwendeten Platten (E_1, 200 μ) ergaben

$$\underline{S = 2{,}25,}$$

in guter Übereinstimmung mit der Messung von Westöö[20]) an C_2-Platten. Da sich der Schrumpfungskoeffizient nach unserer Erfahrung auch in extremen Fällen von diesem Wert höchstens um $\pm 6\%$ unterscheidet, wurde letzterer zur Erleichterung der Auswertung für das gesamte Material angenommen.

b) Tiefenmessung.

Nimmt man an, dass die Normalen der Ebenen, in denen die „Kohlenstoffsterne" liegen, in bezug auf die Einfallsrichtung der sie erzeugenden Gammastrahlen isotrop verteilt sind, so sieht man, dass nur wenige Prozente aller Sterne annähernd parallel zur Plattenebene liegen, d. h. aus flachen Spuren bestehen. Dies wird durch die Erfahrung bestätigt. Es ist also im vorliegenden Fall kaum möglich, die Auswertung auf flache Spuren zu beschränken. Andererseits verursacht gerade bei verhältnismässig kurzen Spuren eine Ungenauigkeit in der Bestimmung ihrer „Tiefe", d. h. des Tiefenunterschiedes zwischen ihren beiden Endpunkten, einen beträchtlichen Fehler in der Energiebestimmung. Dabei sind rund 30% der Spuren von Sternen, die von der Hauptkomponente der Li-γ-Strahlung herrühren, kürzer als 10μ. Unsere Untersuchung erforderte aus diesen Gründen eine besondere Sorgfalt bei der Tiefenmessung.

Wie üblich erfolgte die Tiefenmessung durch sukzessives Einstellen der Fokalebene des Mikroskopobjektivs auf Anfang und Ende

der Spuren, d. h. jeweils auf den Mittelpunkt des Sterns und das letzte Korn des betreffenden „Strahls", und Ermittlung der Verstellung. Schon die ersten Versuche zeigten, dass die direkte Ablesung dieser Verstellung an der Feintriebtrommel auch bei guten Mikroskopen zu ungenau und vor allem nicht reproduzierbar ist.

Dem Beispiel von CHAMPION und POWELL[21]) folgend, brachten wir am für die Messungen verwendeten Wild-Binokular-Mikroskop eine Präzisionstastuhr an, die 1 μ abzulesen und Bruchteile davon abzuschätzen gestattet. Mit dieser Einrichtung konnten Tiefenmessungen mit einer Genauigkeit von 0,5 bis 1,0 μ reproduzibel durchgeführt werden.

c) Längenmessung.

Die Längenmessungen wurden bei 1500×Vergrösserung (Ölimmersion 1:100) mit einem Okularmikrometer durchgeführt, dessen Teilung eine Längenmessung auf $\pm$ 0,5 μ gestattet. Das Okularmikrometer wurde mit einem Objektmikrometer geeicht. Anfänglich massen wir die Längen bei 2250×Vergrösserung mit einem Okularmikrometer, dessen Skala eine Ablesegenauigkeit von etwa 0,3 μ ermöglicht. Da jedoch eine solche Genauigkeit angesichts des vergleichbaren Durchmessers der entwickelten Körner gar nicht sinnvoll und durch die bei starker Vergrösserung eintretende Helligkeitsverminderung wieder in Frage gestellt wird, verliessen wir diese Messweise bald.

Eine wesentliche Einschränkung der Messgenauigkeit rührt daher, dass durchaus nicht alle Alphateilchenspuren vollkommen geradlinig verlaufen. Bei Spuren, die durch Vielfachstreuung oder schwache Distorsion der Gelatine leicht gekrümmt waren, wurde dies durch eine abgeschätzte Korrektur berücksichtigt; Sterne mit offensichtlich durch Distorsion stark verzerrten Spuren wurden verworfen. Bei Spuren, die einen auf Einfachstreuung zurückzuführenden scharfen Knick aufwiesen, wurden Längen und Tiefen der Teilstücke gemessen und daraus die Gesamtreichweite berechnet.

Infolge des beträchtlichen Gammauntergrundes waren in der Nähe des Endes einer Spur oft Körner zu beobachten, deren Zugehörigkeit zur betreffenden Spur nicht eindeutig war. Wir liessen uns im allgemeinen von der Erwägung leiten, dass Alphateilchen am Ende ihrer Reichweite am stärksten ionisieren und rechneten die betreffenden Körner nicht dazu. In besonders dubiosen Fällen entschieden wir über die Zugehörigkeit auf Grund einer Impulsbetrachtung (siehe weiter unten).

Gibt man die Unschärfen ΔL, Δh und ΔS für die Längen-, Tiefen- und Schrumpfungswerte vor, so berechnet sich der relative Fehler der Reichweite R nach der Formel:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{L \Delta L}{R^2} + \frac{S^2 h \Delta h}{R^2} + \frac{h^2 S^2}{R^2} \frac{\Delta S}{S}. \tag{3}$$

Da R fast im ganzen Energiebereich durch eine Potenz von E (Energie) dargestellt werden kann, gilt ein linearer Zusammenhang zwischen $\Delta R/R$ und $\Delta E/E$. Die Kurven der Fig. 2 zeigen diese beiden

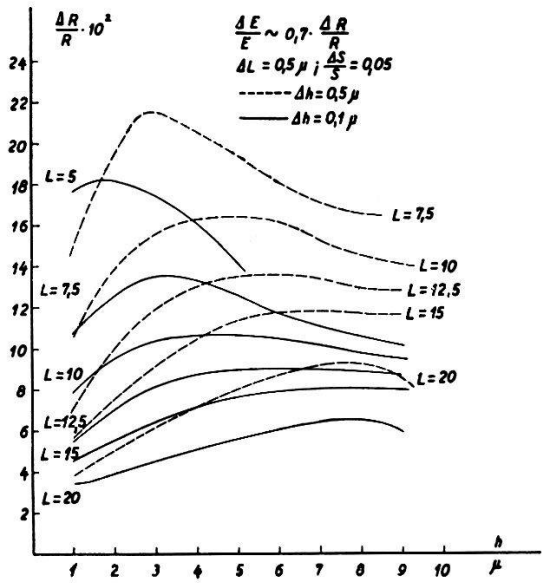

Fig. 2.
Relative Messfehler bei der Reichweitebestimmung.

Grössen in Abhängigkeit von h, mit L als Parameter. Diese Figur zeigt einerseits deutlich die Erhöhung der Präzision durch eine Verbesserung der Messtechnik, andererseits aber auch, dass nicht — wie oft angenommen wird — die steilsten Spuren die ungünstigsten sein müssen. Eine Schranke ist allerdings durch das Straggling gesetzt.

d) Impulserhaltung als Kontrolle.

Hat man bei den Messungen alle erwähnten Einzelheiten berücksichtigt, so braucht man noch ein Kriterium, um die Zuverlässigkeit der Sterne prüfen und die von andern Prozessen als der Photospaltung des C^{12} herrührenden Prozesses ausscheiden zu können.

Ein solches Kriterium liefert uns der Umstand, dass der Impuls des die Photospaltung hervorrufenden Gammaquants verglichen zu den Impulsen der ausgesandten Alphateilchen sehr klein ist. Es ist für unsere Zwecke bequem, als Einheit des Impulses den Impuls eines Alphateilchens von 1 MeV einzuführen. In diesen Einheiten

sind die Impulse der Alphateilchen zahlenmässig gleich der Wurzel aus ihrer Energie in MeV und der Impuls des Gammaquants gegeben durch:

$$p = \frac{h\nu}{c\,(2\,M_\alpha)^{\frac{1}{2}}}\,. \tag{4}$$

$p = 0{,}2$ für 17,6 MeV, d. h. von der Grössenordnung der durch die Messfehler stets vorgetäuschten Gesamtimpulses der drei Alphateilchen und daher vernachlässigbar. Ist die Summe ihrer Impulse gleich Null, so müssen die drei Alphateilchen Spuren erzeugen, die in der unbehandelten Emulsion in einer Ebene liegen. Diese Koplanarität ist zwar nur eine erforderliche Bedingung für die Erfüllung der Impulserhaltung, doch gestattet sie einen Teil der nicht als Photospaltung des Kohlenstoffs zu berücksichtigenden Ereignisse bereits bei der mikroskopischen Betrachtung auszuscheiden.

Zur Berechnung des Gesamtimpulses eines Sterns braucht man ausser L, h und S noch die Winkel φ_i, die die drei Spuren mit einer festen Richtung in der Plattenebene, z. B. mit der Vorschubrichtung des Mikroskoptisches bilden. Diese Winkel kann man leicht auf bekannte Weise mit Hilfe eines drehbaren Okulars messen. Die Impulskomponenten der i-ten Spur (vor der Schrumpfung) ergeben sich zu

$$\begin{aligned} p_x^{(i)} &= L_i\,(E_i)^{\frac{1}{2}} \cos\varphi_i/R_i \\ p_y^{(i)} &= L_i\,(E_i)^{\frac{1}{2}} \sin\varphi_i/R_i \\ p_z^{(i)} &= h_i\,S\,(E_i)^{\frac{1}{2}}/R_i \cdot (h \text{ mit Vorzeichen!}) \end{aligned} \tag{5}$$

Aus diesen Grössen lässt sich der Betrag des Gesamtimpulses sofort angeben. Fielen in eine Platte während der Bestrahlung die Gammaquanten nur in der Schichtebene ein, so kann man sich u. U. auf eine Kontrolle z-Komponente des Gesamtimpulses beschränken.

Ein anderer Weg zur Impulskontrolle ist der, dass man zuerst die Winkel Φ_{ik} berechnet, die je zwei Spuren vor der Schrumpfung miteinander bildeten. Ergibt sich Koplanarität*), so zeichnet man das Diagramm der drei Impulse in der Sternebene und kontrolliert graphisch die Impulserhaltung in dieser. Es wäre allerdings falsch, nur zwei der Φ_{ik} zu berechnen, die Koplanarität vorauszusetzen und alsdann die graphische Kontrolle durchzuführen.

Beide der angegebenen Methoden sind recht zeitraubend, wenn eine grössere Anzahl von Ereignissen geprüft werden soll. Im nächsten Abschnitt ist ein mechanisches Gerät angegeben, das eine schnelle Durchführung der Impulskontrolle gestattet.

*) Eine strenge Koplanarität ist an sich nicht möglich, weil der Impuls des γ-Quants nicht Null ist; die vom Quant und den Messfehlern herrührenden Abweichungen sind allerdings klein von der gleichen Grössenordnung.

e) Hilfsmittel zur Auswertung.

Zur Auswertung unserer Messungen haben wir eine Reihe von Hilfsmitteln herangezogen, die sich gut bewährt haben, so dass sich ihre Beschreibung rechtfertigen dürfte.

1. Energiebestimmung.

Dieser wurde die Reichweite-Energiebeziehung von LATTES, FOWLER und CÜER[22]) zugrundegelegt, wobei auf Grund von Angaben der Firma ILFORD angenommen wurde. dass die Reichweite

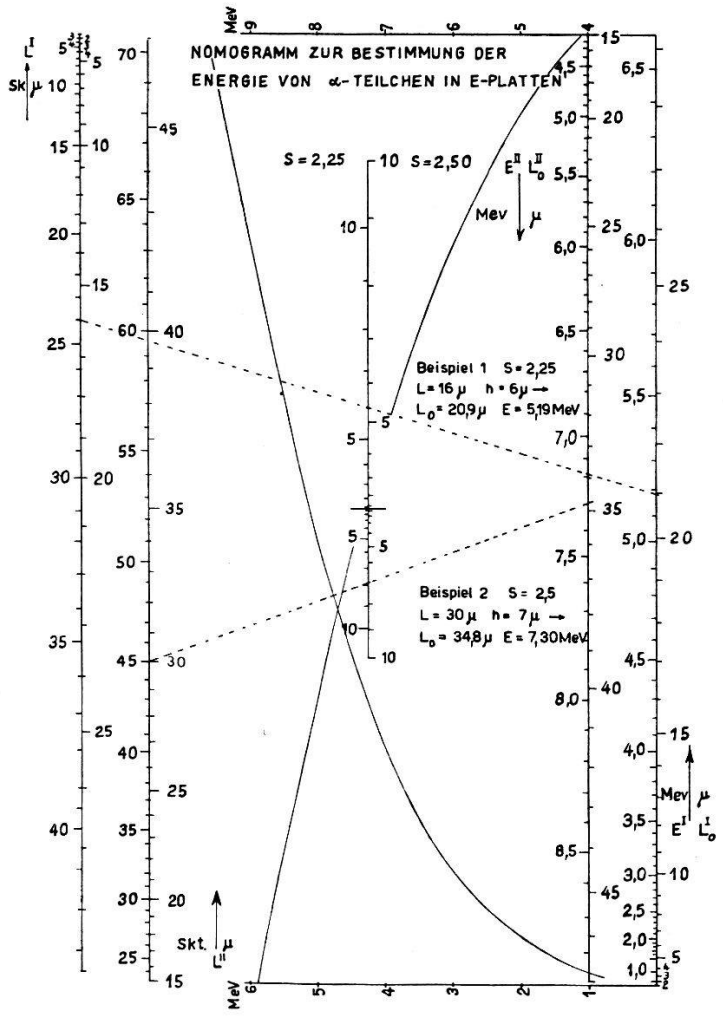

Fig. 3.

Nomogramm zur Bestimmung der Reichweite von α-Teilchen in E_1-Platten.

in E_1-Platten bei gegebener Energie um 3% kleiner ist als in C_1-Platten. Diese Annahme scheint durch kürzlich veröffentlichte Messungen von ROTBLAT[43]) nicht bestätigt zu werden, nach denen das Bremsvermögen von E_1-Emulsionen nur 0,3% grösser sein soll als das von C_1-Platten. Andeutungen in diesen Sinne waren aller-

dings bereits einer im Institut ausgeführten Arbeit von BONANOMI[23]) zu entnehmen.

Das in Fig. 3 wiedergegebene Nomogramm gibt den Zusammenhang zwischen den gemessenen Grössen L, h und den gesuchten Grössen R, E wieder und beruht auf der bekannten Möglichkeit der Addition mit Hilfe von drei parallelen Leitern. Die angegebenen Beispiele dürften zur Erklärung genügen. Mit der gemessenen Länge L kann man entweder direkt in Einheiten der Okularmikrometerteilung (hier 1 Teilstrich = 2/3 μ) oder in μ eingehen. Die Reichweite kann für zwei verschiedene Werte des Schrumpfungsfaktors S

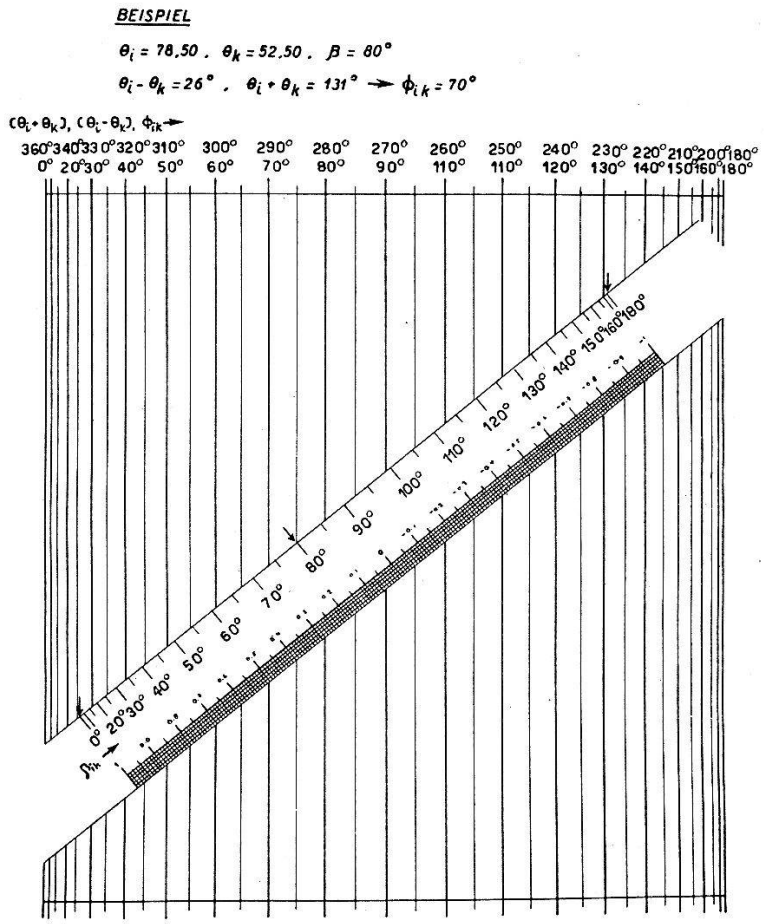

Fig. 4.

Nomogramm zur Bestimmung des räumlichen Zwischenwinkels Φ_{ik}.

bestimmt werden. Die Ablesegenauigkeit ist in Anbetracht der Messfehler für $L > 5\ \mu$, $h > 0{,}5\ \mu$ durchaus genügend. Für kürzere Spuren hatten wir eine Tabelle der Werte von R und E in Funktion von L und h angelegt.

Es sei noch bemerkt, dass die mit E kotierten Leitern noch mit einer $\sqrt{E}/R$-Skala kombiniert werden können, was für die Durchführung der Impulskontrolle von Nutzen ist.

2. Berechnung der Zwischenwinkel Φ_{ik}.

Die Kenntnis der Winkel Φ_{ik}, die je zwei Spuren eines Sternes miteinander in der unbehandelten Emulsion einschliessen, kann sowohl für die Kontrolle der Impulserhaltung (s. o.) wie auch für die Berechnung der Anregungsenergien E^* des als Zwischenzustand auftretenden Be^{8*} erforderlich sein. Die Berechnung aus den sphärischen Bestimmungsstücken der einzelnen Spuren ist zwar trivial, jedoch sehr zeitraubend. Das erforderliche Nomogramm ist in Fig. 4 wiedergegeben; es wurde für andere Zwecke von LUCKEY[24]) entworfen. Die Winkel Θ_i, mit deren Summen und Differenzen man in das Nomogramm eingehen muss, sind gegeben durch $\Theta_i = \operatorname{arctg}(hS/L)$, β_{ik} ist der in der Bildebene gemessene Winkel zwischen zwei Spuren. Auf dem Schiebestreifen des Nomogramms ist auch eine cos Φ_{ik}-Skala vorgesehen, weil diese Grösse besonders oft benötigt wird. Vorteilhafterweise fällt diese Skala linear aus.

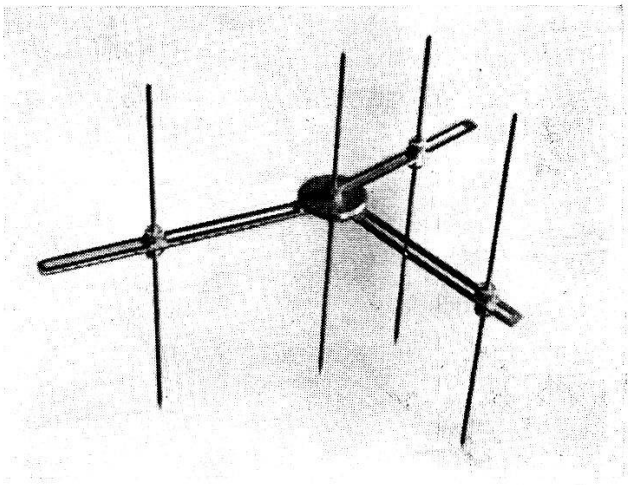

Fig. 5.
Gerät zur Impulskontrolle.

3. Gerät zur Impulskontrolle.

Das in Fig. 5 dargestellte Gerät ermöglicht eine rasche räumliche Rekonstruktion der Kohlenstoffsterne und eine fast unmittelbare Ermittlung aller interessierenden Grössen. Zur Erläuterung des Bildes dürfte folgendes genügen:

Es sind drei mit Teilungen versehene Stangen vorgesehen, deren Spitzen den Endpunkten der drei Spuren entsprechen. Diese Stangen sind in Schienen geführt, die um eine gemeinsame Achse gedreht und in bezug aufeinander unter ablesbaren Winkeln festgestellt werden können. Die gemeinsame Achse bildet eine vierte Stange, deren untere Spitze den Mittelpunkt des Sterns repräsen-

tiert. Die Ebene der drei Schienen entspricht der Bildebene des Mikroskops, während die die Spitzen der drei äusseren und der mittleren Stange verbindenden Geraden die wahre Lage der drei Spuren in bezug auf die Bildebene darstellen. Bei richtig gemessenen Kohlenstoffsternen sollen diese Geraden, und daher auch alle vier Spitzen, annähernd in einer Ebene liegen.

Durch Verschieben der Stangen in ihren Klemmfuttern bzw. dieser in den Schienen können die gemessenen Längen und Tiefen leicht eingestellt werden. Es ist vorteilhaft, bei den auf den Stangen vorgesehenen Teilungen die Schrumpfung von vornherein zu berücksichtigen.

Stellt man das Gerät auf einem mit konzentrischen, entsprechend bezifferten Kreisen versehenen Blatt auf, so können die Energien bzw. die Impulse der einzelnen Spuren sofort abgelesen werden.

Man erhält ein Bild des Sternes in seiner eigenen Ebene, auf dem man die Winkel Φ_{ik} direkt messen und die Impulskontrolle graphisch durchführen kann.

Es ist augenfällig, wie das Gerät zu ergänzen ist, falls auch die Winkel der Spuren mit einer gegebenen Richtung (z. B. dem einfallenden γ-Strahl) bestimmt werden sollen.

C. *Strahlenquellen.*

a) Li-γ-Strahlung.

Der grösste Teil unseres Materials stammt aus Bestrahlungen*) mit der Gammastrahlung, die beim Resonanzeinfang von 440-kV-Protonen an Li^7 entsteht. Für eine Untersuchung des Mechanismus von Photoeffekten eignet sich diese Strahlung besonders, weil sie zum überwiegenden Teil aus einer scharfen Linie besteht. Für die Zwecke der vorliegenden Arbeit bietet sie jedoch einige Schwierigkeiten, die kurz gestreift seien.

1. Intensität.

Selbst bei einem Protonenstrom von rund 500 μA, wie sie die Anlage[3]) des Institutes liefert, beträgt diese nur etwa $10^6/4\,\pi$ sec. Dies bedingt für den photographischen Nachweis eines Photoeffektes mit einem Wirkungsquerschnitt von der Grössenordnung 10^{-29} cm² sehr lange Bestrahlungen der Emulsionen, wobei die Platten in nächster Nähe der Target aufgestellt werden müssen.

*) Wir möchten an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. H. Wäffler und seinen Mitarbeitern für die Durchführung zahlreicher Bestrahlungen danken.

Für die Untersuchung von Winkelverteilungen (vgl. § 3B) wirkt sich dieser Umstand sehr ungünstig aus. Er bedeutet auch eine apparative Schwierigkeit, weil die Bestrahlungen wegen der Fadinggefahr möglichst in einem Zuge durchzuführen sind.

Die absolute Intensität der Strahlung, das Verhältnis ihrer Komponenten sowie die Isotropie der letzteren sind noch nicht sichergestellt. Eine genaue Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts eines Photoeffekts ist jedoch ohne Festlegung dieser Daten nicht möglich.

2. Begleiterscheinungen.

Ob zwar die Apparatur mit besonders reinem, an Deuterium armem Wasserstoff betrieben wurde, waren die Gammastrahlen stets von einer grossen Anzahl von Li-D-Neutronen begleitet, die Energien bis zu 14 MeV haben. Diese erhöhen nicht nur durch Rückstossprotonen den Untergrund, sondern erzeugen in der Emulsion infolge der Reaktion[25])

$$C^{12} + n = 3\,He^{4} + n$$

auch eine Anzahl von dreistrahligen Sternen. Diese können zwar mit den Sternen, die von der Hauptkomponente der Gammastrahlung herrühren, aus energetischen Gründen nicht verwechselt werden; zur Unterscheidung von Sternen, die von der Komponente von rund 14,5 MeV herrühren, ist jedoch eine genauere Analyse erforderlich.

b) Bremsstrahlung.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts und des Reaktionsmechanismus von der Energie diente die Bremsstrahlung eines Beta-Synchrotrons von rund 24 MeV Grenzenergie*). Die Intensität und die Definition des Einfallswinkels der Strahlen bildeten hier keine grosse Schwierigkeit. Hingegen war das Spektrum der von der Maschine gelieferten Strahlung nicht experimentell ermittelt worden, so dass das theoretische Spektrum nach Heitler[26]) angenommen werden musste, während bekanntlich Abweichungen davon festgestellt wurden[27]).

Die Intensität wurde auf Grund von Messungen mit einer dickwandigen Graphitionisationskammer ermittelt; die Zuverlässigkeit dieser Messungen, die wir $\pm 50\%$ schätzen, beeinträchtigt ent-

*) Der Synchrotrongruppe der A.E.R.E. in Malvern, insbesondere den Herren F. K. Goward und J. J. Wilkins, sei an dieser Stelle für ihr Entgegenkommen gedankt.

sprechend die Genauigkeit unserer Angaben über den Absolutwert des Wirkungsquerschnitts.

Die Energie der Gammastrahlen genügt zur Auslösung der Reaktion:

$$O^{16} + h\nu = 4\ He^4.$$

Diese wird tatsächlich in den von uns bestrahlten Emulsionen beobachtet[28]). Die von dieser Reaktion herrührenden vierstrahligen Sterne können Anlass zur Verwechslung mit den Sternen des Photoeffekts am Kohlenstoff geben, wenn eine der vier Spuren nur kurz ist oder mit einer andern zusammenfällt. Ferner erzeugen die Gammastrahlen in der umgebenden Materie durch Photoeffekt Neutronen, deren Energie zur Auslösung der obenerwähnten Spaltung des Kohlenstoffs in drei Alphateilchen genügt. Aus diesen Gründen mussten die bei der Bestrahlung mit dem Synchrotron erhaltenen Sterne auf Impulserhaltung kontrolliert werden, um sie eindeutig dem untersuchten Effekt zuordnen zu können.

Die Intensität der Schwärzung ist bei den mit kontinuierlichem Spektrum bestrahlten Platten bei gleicher Anzahl von Sternen pro Flächeneinheit grösser als bei der Li-γ-Strahlung, weil der weiche Teil des Spektrums in dieser Hinsicht sehr wirksam ist, aber keine Sterne liefert. Man kann durch Vorschalten eines Absorbers von niedrigem Z den Anteil der weichen Strahlung etwas vermindern.

§ 3. Die zu untersuchenden Grössen und Zusammenhänge; Diskussion der Zuverlässigkeit der Bestimmungen.

A. *Reaktionsmechanismus.*

Da bei den uns zur Verfügung stehenden Energien direkte Reaktionen, die zu drei Teilchen führen, in der Kernphysik bisher sozusagen nie beobachtet wurden, lag die Vermutung nahe, dass es sich auch bei der Photospaltung des C^{12} in drei Alphateilchen um einen in zwei Stufen verlaufenden Prozess handelt. In der ersten Stufe sollte ein angeregtes Be^8 und ein Alphateilchen entstehen, in der zweiten das instabile Be^8 in zwei weitere Alphateilchen zerfallen. Um dies nachzuweisen, können wir uns der Analyse der Reaktion

$$B^{11} + H^1 = 3\ He^4,$$

wie sie von Bethe[29]) durchgeführt wurde, anschliessen.

*

a) Bei „monochromatischer" Strahlung.

Wir wollen zuerst den einfachen Fall diskutieren, bei dem die Reaktion durch eine scharf monochromatische Linie ausgelöst wird und als Zwischenzustand nur ein Niveau des angeregten Be^8 beteiligt ist. In der zweiten Stufe der Reaktion:

$$Be^{8*} = 2\,He^4 \tag{2b}$$

werde eine Energie E^* frei; sie umfasst die Anregungsenergie des Berylliums und dessen (positive) Bindungsenergie in bezug auf zwei Alphateilchen. In der ersten Stufe der Reaktion,

$$C^{12} + h\nu = Be^{8*} + He^4, \tag{2a}$$

steht die Energie $h\nu - |B| - E^*$ zur Verfügung. Vernachlässigt man den sehr kleinen Impuls des Gammaquants, dann verteilt sich diese Energie auf die beiden Reaktionsprodukte so, dass das erste Alphateilchen die Energie

$$\overline{E}_1 = 2\,(h\nu - |B| - E^*)/3$$

erhält. Dabei ist B die Bindungsenergie des C^{12} für den Gesamtprozess, d. h. die Summe der kinetischen Energien der drei entstehenden Alphateilchen

$$E_T = h\nu - |B|. \tag{7}$$

Der Schwerpunkt des Be^{8*} erhält die Geschwindigkeit

$$v_{Be} = [(E_T - E^*)/3\,M_\alpha]^{\frac{1}{2}} \tag{8}$$

und jedes der beiden Alphateilchen in bezug auf diesen Schwerpunkt eine Geschwindigkeit

$$V_{2,3} = (E^*/M_\alpha)^{\frac{1}{2}}. \tag{9}$$

Setzt man voraus, dass zwischen der Flugrichtung des Berylliums $\vec{v}_{Be}$ und den Zerfallsrichtungen $\vec{V}_{2,3}$ *keine Korrelation* besteht und die Energie E^* eine feste Grösse, d. h. das angeregte Niveau des Be^8 scharf ist, so verteilen sich die Energien der in der zweiten Stufe (2b) entstehenden beiden Alphateilchen gleichmässig zwischen den Grenzen

$$E_{2,3\,\min}^{\max} = [(E_T - E^*)^{\frac{1}{2}} \pm (3\,E^*)^{\frac{1}{2}}]^2/6. \tag{10}$$

Hat das Niveau des Be^8 eine Halbwertsbreite, dann erhalten die bei der Reaktion (2a) entstehenden „ersten Alphateilchen" nur im Mittel die Energie $\overline{E}_1$. Man darf annehmen, dass die Anzahl $N_1(E_1)$

die Alphateilchen, die mit einer Energie zwischen E_1 und $E_1 + dE_1$ ausgesandt werden, durch die Breit-Wigner'sche Dispersionsformel gegeben ist:

$$N_1(E_1) = W_1(E_1)\, dE_1 = \frac{W_1(\overline{E}_1)\cdot dE_1}{1+4(E_1-\overline{E}_1)^2/\gamma^2} \tag{11}$$

Dabei ist $W_1(\overline{E}_1)$ die Anzahl der Alphateilchen pro Energieeinheit für $E_1 = \overline{E}_1$,

$$\gamma = 2\,\Gamma/3 \quad \Gamma = \text{Niveaubreite des } Be^{8*}.$$

Entsprechend ist auch die durch (10) begrenzte gleichförmige Verteilung der beim Zerfall des Be^{8*} entstehenden Alphateilchen zu modifizieren. Die Verteilungsfunktion dieser Alphateilchen berechnet sich nach der Formel:

$$W_{2,3}(E_{2,3}) = \int\limits_{E_1^{\min}(E_{2,3})}^{E_1^{\max}(E_{2,3})} \frac{W_1(E_1)\, dE_2}{E_{2,3}^{\max}(E_1) - E_{2,3}^{\min}(E_1)} \tag{12}$$

die allerdings schwer auszuwerten ist.

Wir wollen nun diese Betrachtung mit der experimentell gefundenen Energieverteilung der Alphateilchen vergleichen. Fig. 6 ist ein Histogramm der Energieverteilung von 720 Alphateilchen aus 240 Sternen, die alle aus der gleichen Platte stammen und eindeutig auf die 17,6-MeV-Komponente der Li-γ-Strahlung zurückzuführen waren; ihre Gesamtenergien waren zwischen 9,5 und 11,5 MeV verteilt, mit einem Mittelwert von rund 10,48 MeV. Nach den neuesten Massenwerten von MATTAUCH-FLAMMERSFELD[30]) ergibt sich:

$$\underline{E_T = (10{,}31 \pm 0{,}09)\ \text{MeV}.}$$

Die Übereinstimmung mit dem Mittelwert der Gesamtenergien ist durchaus befriedigend.

Kennt man E_T, so kann man die Maximalenergie $E_1^{\max}$ der ersten Alphateilchen berechnen, indem man in (6) $E^* = 0$ setzt*); es ergibt sich

$$\underline{E_1^{\max} = 6{,}88\ \text{MeV}}$$

in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund, vgl. den entsprechenden Pfeil in Fig. 6.

---

*) Eigentlich sollten wir $E^* = 0{,}09$ MeV setzen, entsprechend der Bindungsenergie des Be^8. Diese Energie ist aber von der Grössenordnung der Unbestimmtheit von E_T, so dass sie vernachlässigt werden kann.

Die dargestellte Energieverteilung zeigt eine ausgeprägte Spitze bei

$$\overline{E}_1 = 4{,}88 \text{ MeV};$$

hieraus ergibt sich nach (6)

$$E^* = 3{,}0 \text{ MeV}.$$

Setzen wir diesen Wert in (10) ein, so erhalten wir für die untere bzw. obere Grenzenergie der „kastenförmigen" Verteilung der beim Zerfall des Be^{8*} entstehenden Alphateilchen

$$E_{2,3}^{\min} = 0{,}04 \text{ MeV} \qquad E_{2,3}^{\max} = 5{,}42 \text{ MeV}.$$

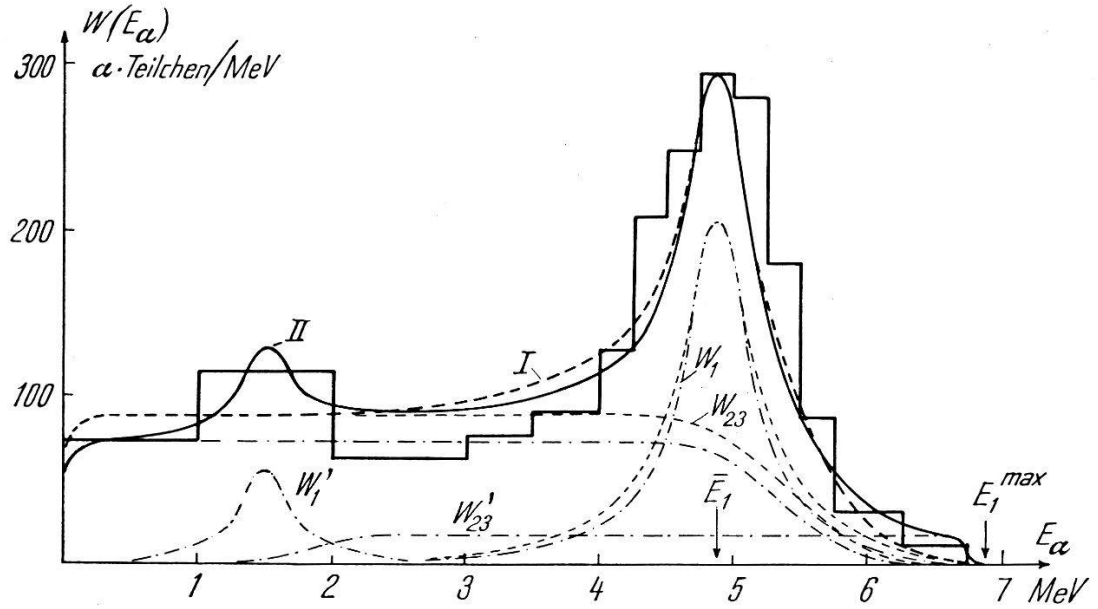

Fig. 6.
Analyse von 240 Sternen aus der gleichen Platte.

$E_1^{\max}$ ist auf der Energieskala der Fig. 6 durch Pfeile angedeutet.

Die Anzahl der vom Zerfall des Be^{8*} herrührenden α-Teilchen beträgt 2.720/3 = 480. Daraus berechnet sich die Höhe der „kastenförmigen" Verteilung zu

$$W_{2,3}(E_{2,3}) = \frac{480}{E_{2,3}^{\max} - E_{2,3}^{\min}} = \frac{480}{5{,}41} = 89 \text{ α-Teilchen/MeV}.$$

Das Maximum der Verteilung bei $E_\alpha = 4{,}88$ MeV beträgt 296 α-Teilchen/MeV. Davon sind 296 — 89 = 207 α-Teilchen/MeV als „erste" Alphateilchen zu zählen, d. h.

$$W_1(\overline{E}_1) = 207 \text{ -Teilchen/MeV}.$$

Durch Integration von (11) gewinnt man die Beziehung

$$W_1(\overline{E}_1)\, \tfrac{1}{2}\pi\gamma = W_1(\overline{E}_1)\, \pi\, \Gamma/3 = N_1^{\text{tot}}. \tag{12}$$

N_1^{tot} ist die Gesamtzahl der ersten α-Teilchen, d. h. im vorliegenden Fall 240. Nunmehr können wir berechnen:

$$\Gamma = \frac{3.240}{\pi \cdot 207} = 1{,}1 \text{ MeV}.$$

Unter Berücksichtigung der durch die Statistik bedingten Unschärfe von $W_1(\overline{E}_1)$ erhalten wir

$$\underline{\Gamma = (1{,}1 \pm 0{,}1) \text{ MeV}.}$$

Jetzt können wir nach (10) die Breit-Wigner-Verteilung der ersten α-Teilchen berechnen und die Verschmierung der „Kastenverteilung" der beim Zerfall des Be^{8*} entstehenden α-Teilchen berücksichtigen. Die entsprechenden Kurven sind in Fig. 6 gestrichelt ausgezogen und mit W_1 bzw. $W_{2,3}$ bezeichnet. Ihre Summe, die zu erwartende Gesamtverteilung, ist die Kurve I. Die Übereinstimmung mit der experimentellen Verteilung ist oberhalb 4 MeV recht gut; unterhalb dieses Wertes verläuft die Kurve I teils zu hoch, teils zu tief, wobei die Abweichung ausserhalb der statistischen Schwankungen der betreffenden Energiegruppen des Histogramms liegen dürften.

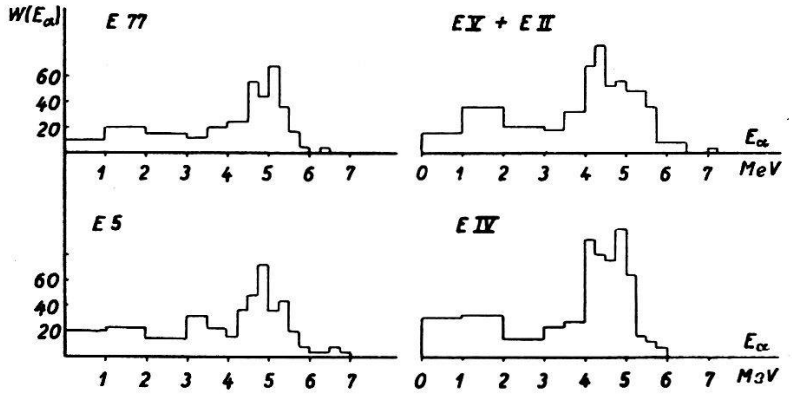

Fig. 7.

Analyse der Energieverteilung der Alphateilchen in verschiedenen Platten.

In Anbetracht der Tatsache, dass die für Γ und E^* gefundenen Werte mit denen eines Niveaus übereinstimmen, das sehr häufig bei Kernreaktionen auftritt, an denen Be^8 beteiligt ist[30]), können wir trotz der ersichtlichen Abweichungen aussagen, dass die Photospaltung des C^{12} in drei Alphateilchen bei einer γ-Energie von 17,6 MeV ihrem Wesen nach eine (γ, α)-Reaktion ist, bei der das Be^{8*} vorwiegend im bekannten 3-MeV-Anregungszustand auftritt.

Dass man den erwähnten Abweichungen Realität zuschreiben darf, erhellt aus der Fig. 7, in der verschiedene, jeweils aus homo-

genem Material abgeleitete Verteilungen zusammengestellt sind. Für die Verteilung nach Fig. 8 wurde das gesamte Material vereint; die eingezeichnete Kurve wurde analog zu Kurve I der Fig. 6 berechnet. — Wir wollen nun die Ursachen untersuchen, die man für diese Abweichung verantwortlich machen könnte.

1. Beteiligung eines zweiten Niveaus.

Unter allen Abweichungen sticht die Anhäufung zwischen 1 und 2 MeV besonders ins Auge. Es ist naheliegend, dass sie analog dem Maximum bei 4,88 MeV durch das Maximum in der Verteilung der ersten α-Teilchen eines Überganges bedingt sein könnte.

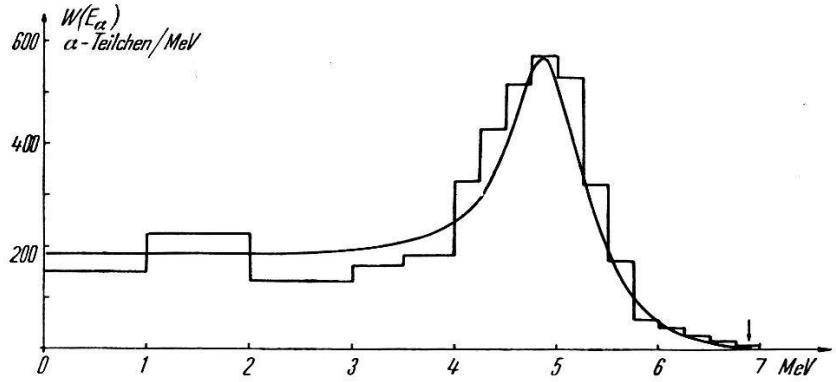

Fig. 8.

Analyse des Gesamtmaterials (483 Sterne = 1449 Alphateilchen).

Durch die Forderung, dass die theoretische Verteilung $W(E_\alpha)$ bei 1,5 MeV ein Maximum haben und sich unterhalb 1 MeV an die experimentelle Verteilung anschmiegen soll, können wir die Anregungsenergie eines zweiten eventuell beteiligten Niveaus und das Mass seiner Beteiligung bei der betrachteten α-Energie weitgehend festlegen.

$\overline{E}_1 = 1{,}54$ MeV entspricht nach (6) $E^* = 8{,}0$ MeV. Bei einer scharfen Anregungsenergie dieser Grösse verteilen sich nach (10) die beim Zerfall des Be^{8*} entstehenden α-Teilchen zwischen den Grenzenergien

$$\underline{E'^{\min}_{2,3} = 1{,}79 \text{ MeV}} \qquad \underline{E'^{\max}_{2,3} = 6{,}82 \text{ MeV.}}$$

Die α-Teilchen unterhalb rund 1 MeV sind also praktisch nur dem Übergang mit $E^* = 3$ MeV zuzuschreiben. Da die experimentelle Verteilung in diesem Bereich 72 α-Teilchen/MeV hoch ist, müssen dem beim Zerfall des mit $E^* = 3$ MeV angeregten Be^8

$$5{,}41 \cdot 72 = 390 \ \alpha\text{-Teilchen}$$

zugeschrieben werden. Insgesamt sollten also $3 \cdot 390/2 = 585$ α-Teilchen vom Übergang ins 3-MeV-Niveau und $720 - 585 = 135$ Teilchen vom Übergang ins 8-MeV-Niveau. Unter den gemachten Annahmen ist also die Beteiligung des letzteren an der Reaktion 16%.

Die „kastenförmige" Verteilung $W'_{2,3}$ $(E'_{2,3})$ hätte also eine Höhe von

$$\frac{2}{3} \frac{135}{6{,}82 - 1{,}79} = 18 \text{ } \alpha\text{-Teilchen/MeV}.$$

Die Häufung zwischen 1 und 2 MeV enthält etwa 45 Teilchen. Sie sollte nur von den ersten α-Teilchen des Übergangs mit $E^* = 8$ MeV herrühren. Aus der Breite der Häufung schliessen wir auf $\gamma_8 \cong 0{,}5$, d. h. $\Gamma_8 = 0{,}75$ MeV. Die Zahl der ersten α-Teilchen aus dem 8-MeV-Übergang beträgt $135/3 = 45$, in guter Übereinstimmung mit dem „Inhalt" der Häufung zwischen 1 und 2 MeV, der 44 α-Teilchen beträgt, vgl. Fig. 6. Für das Maximum der Verteilung bei 1,54 MeV erhalten wir

$$W'_1 (\bar{E}'_1) = 135/\pi \cdot 0{,}75 = 56{,}4 \text{ Teilchen/MeV}.$$

Durch die Beteiligung des 8-MeV-Niveaus wird auch die Verteilung der α-Teilchen des hauptsächlich stattfindenden Übergangs ins 3-MeV-Niveau etwas modifiziert. Vom Maximum bei 4,88 MeV sind die Beiträge der Verteilungen $W_{2,3}$ und $W'_{2,3}$ abzuziehen:

$$W_1 (\bar{E}_1) = 296 - (72 + 18) = 206 \text{ Teilchen/MeV}.$$

Daraus ergibt sich für die Breite des 3-MeV-Niveaus

$$\Gamma_3 = \frac{3 \cdot 195}{\pi \cdot 206} = \underline{0{,}9 \text{ MeV}},$$

also etwas weniger als bei der Annahme, dass einzig dieses Niveau bei der Reaktion angeregt wird.

Fig. 6 zeigt strichpunktiert die so berechneten Verteilungen der ersten α-Teilchen und die entsprechend verschmierten Kastenverteilungen der α-Teilchen aus dem Zerfall beider Anregungszustände des Be^8. Die Kurve II ist die zu erwartende Gesamtverteilung.

Die Übereinstimmung ist ersichtlich besser als bei der Annahme, dass nur das 3-MeV-Niveau des Be^8 angeregt wird. Allerdings gelingt es auch durch die Einführung des Überganges in das 8-MeV-Niveau nicht, die Lücke zwischen 2 und 4 MeV auszufüllen.

Zugunsten der Realität der Beteiligung eines Be^8-Niveaus sprechen zwei Umstände. Erstens soll nach den Versuchen von Smith und Murrell[31]) bei der Reaktion:

$$B^{10} + D^2 = 3\, He^4 + E_T$$

als Zwischenzustand in der Reaktion

$$B^{10} + D^2 = Be^{8*} + He^4$$

ein Be^8-Niveau von etwa 7 MeV Anregungsenergie in Konkurrenz zum bekannten 3-MeV-Niveau angeregt werden. Schon BETHE[29]) hob hervor, dass bei der oben erwähnten Reaktion höhere Anregungszustände des Be^8 beteiligt sein dürften, da die freiwerdende Energie E_T weitaus grösser ist als bei der analogen Reaktion des B^{11} mit Protonen. Dies trifft auch für die Photospaltung des C^{12} durch Gammaquanten von 17,6 MeV Energie zu, wenn zwar nur in geringerem Masse. (E_T ist nur um etwa 2 MeV grösser als beim Beschuss von B^{11} mit Protonen von 0,2 MeV.)

Andererseits haben wir bei der Durchführung der Versuche mit höheren Gammaenergien (vgl. den Abschnitt § 3 A c)) Sterne gefunden, bei denen keines der drei α-Teilchen auf einen E^*-Wert von 3 MeV führt, sondern auf weit höhere Anregungsenergien.

2. Asymmetrie der Breit-Wigner-Verteilung.

Bei den Ableitungen der Breit-Wigner'schen Dispersionsformel wird unter anderem die Voraussetzung gemacht, dass die Niveaubreite Γ klein sein soll im Vergleich zur Anregungsenergie E^*. Diese Voraussetzung ist nun bei der hier betrachteten Reaktion durchaus nicht erfüllt. Es könnte wohl der Fall sein, dass dieser Umstand eine Asymmetrie der Resonanzkurve $W_1(E_1)$ zur Folge haben könnte. Hierzu tritt noch der Umstand, dass es sich hier um geladene Teilchen handelt, wobei der Restkern (Be^{8*}) die doppelte Ladung des ausgesandten α-Teilchens hat. BETHE (a. a. O.) hat bei seiner Analyse der auf die Reaktion

$$B^{11} + H^1 = 3\,He^4$$

bezüglichen Messungen von OLIPHANT, KEMPTON und RUTHERFORD[32]) darauf aufmerksam gemacht, dass die Übereinstimmung mit der theoretischen Verteilungskurve bei den etwas unterhalb des Maximums liegenden Energien nicht vollkommen ist, während sie oberhalb des Maximums ausgezeichnet ist. Ein Teil der aus Fig. 6 ersichtlichen Abweichungen scheint also auch bei der analogen Reaktion des Bors aufzutreten. Dagegen wurden die Versuche, die eine exakte Bestätigung der symmetrischen Breit-Wigner-Verteilung ergaben, stets mit Neutronen durchgeführt, bei denen keine eventuellen Coulomb-Effekte auftreten können.

Eine unvereinfachte Ableitung der Dispersionsformel, die bei den bei der untersuchten Reaktion gültigen Voraussetzungen anwend-

bar wäre, ist uns nicht bekannt. Allerdings ist nicht einzusehen, wie die weiter oben diskutierte Häufung zwischen 1 und 2 MeV durch eine asymmetrische Energieverteilung des ersten α-Teilchens zu erklären wäre, ohne dass die Beteiligung eines mit mehr als 3 MeV angeregten Be^8 angenommen werden müsste.

3. Korrelation zwischen der Zerfalls- und Flugrichtung des Be^{8*}.

Wie bereits weiter oben hervorgehoben, sind nur dann alle Energien $E_{2,3}$ der beim Zerfall des Be^{8*} entstehenden α-Teilchen zwischen zwei Grenzenergien nach (10) gleichmässig verteilt, wenn alle Winkel zwischen der Flugrichtung $\vec{v}_{Be}$ im Laboratoriumssystem und den Zerfallsrichtungen $\vec{V}_{2,3}$ der beiden α-Teilchen im Schwerpunktsystem des Be^{8*} a priori gleich wahrscheinlich sind, also keine Korrelation zwischen diesen Vektoren besteht. Hat man eine Möglichkeit, bei den beobachteten Sternen zu entscheiden, welches das „erste" α-Teilchen ist, so lässt sich diese eventuelle Korrelation experimentell untersuchen. Diesbezüglich verweisen wir auf § 3 B b); an dieser Stelle soll nur besprochen werden, ob eine solche Korrelation wahrscheinlich ist und die beobachteten Abweichungen in der Energieverteilung durch sie erklärt werden könnten.

Wie im II. Teil dieser Arbeit gezeigt werden soll, ist nicht nur die Winkelverteilung des ersten α-Teilchens in bezug auf die Einfallsrichtung des Gammaquants durch die Natur der elektromagnetischen Wechselwirkung (Multipolordnung) und den Drehimpuls des entstehenden angeregten Be^8 gegeben, sondern auch die Winkelverteilung der Zerfallsrichtung der beiden α-Teilchen im Schwerpunktsystem des Be^8 in bezug auf die nämliche Einfallsrichtung. Nun ist aber die Flugrichtung $\vec{v}_{Be}$ bei Vernachlässigung des Gammaquantimpulses entgegengesetzt der Richtung, in der das erste α-Teilchen ausgesandt wird. Demnach ist auch die Winkelverteilung von $\vec{v}_{Be}$ in bezug auf die Einfallsrichtung des Gammaquants vorgegeben. Es besteht also die Möglichkeit einer Korrelation zwischen den Richtungen $\vec{v}_{Be}$ und $\vec{V}_{2,3}$, doch ist das Auftreten der letzteren an die Art der individuellen Winkelverteilungen dieser Vektoren, also letzten Endes an die Art der elektromagnetischen Wechselwirkung und den Drehimpuls des Be^{8*} gebunden.

Ist die Photospaltung auf eine elektrische Quadrupol-Wechselwirkung zurückzuführen, was plausibel ist, so kann das Be^{8*} ein $J = 0$ oder $J = 2$ haben und das erste α-Teilchen entsprechend als d- oder s-Welle auslaufen. Zustände mit $J > 2$ sind sehr unwahrscheinlich. In beiden Fällen ist entweder die Winkelverteilung von $\vec{v}_{Be}$ oder von $\vec{V}_{2,3}$ sphärisch symmetrisch. Eine Möglichkeit der

Korrelation besteht also nicht, wie leicht einzusehen und auch rechnerisch zu beweisen ist.

Sollte dagegen die (γ, α)-Reaktion des C^{12} durch eine Dipol-Absorption zustandekommen, so wäre ein Übergang denkbar, bei dem weder das erste α-Teilchen noch das Be^{8*} in einem s-Zustand entstehen würden. In diesem Fall würde eine Korrelation möglich sein.

Solche Übergänge halten wir jedoch bei den von uns bisher untersuchten α-Energien für unwahrscheinlich; es ist auch schwer abzuschätzen, ob die durch sie bedingte Korrelation Abweichungen der Energieverteilung in dem beobachteten Sinne bedingen würde.

Übergänge in den Grundzustand.

Neben den Übergängen, bei denen ein angeregtes Be^8 entsteht, haben wir auch einige Ereignisse beobachtet, die sich der Reaktion

$$C^{12} + h\nu = Be^8 + He^4 = 3\ He^4$$

zuschreiben lassen. Diese unterscheiden sich von den sonstigen Sternen darin, dass sie aus einer sehr langen Alphaspur und zwei

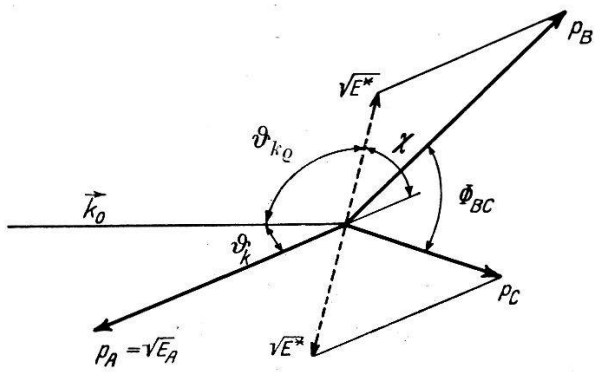

Fig. 9.
Impulsdiagramm eines Sternes.

kurzen zusammensetzen, die miteinander einen relativ spitzen Winkel (etwa 15^0 im Raum) bilden. Die in der vorläufigen Mitteilung dem Grundzustand des Be^8 zugeschriebenen, aus einer langen normalen und aus einer entgegengesetzt gerichteten kurzen, dicken Spur gebildeten Ereignisse dürften nicht diesem Übergang entsprechen, weil zwar die Lebensdauer des Grundzustandes rund tausendmal grösser ist als die des angeregten Zustandes mit $E^* = 3$ MeV, jedoch nicht genügt, damit das Be^8 bei den in Frage kommenden Geschwindigkeiten in der Emulsion eine merkliche Spur erzeugt.

Die erwähnten Grundzustandsübergänge unterscheiden sich von den anderen durch den besonders kleinen E^*-Wert. Dieser sollte theoretisch gleich der positiven Bindungsenergie des Be^8 sein, die nach HEMMENDINGER[33]) 0,09 MeV beträgt. Wir wendeten zur Analyse dieser Ereignisse eine Methode[34]) an, die im Gegensatz zur dargelegten nicht eine Vernachlässigung des Gammaquantimpulses voraussetzt. Wir wollen sie an Hand der nebenstehenden Fig. 9 darlegen. Diese zeigt das Impulsdiagramm eines Sternes, dessen drei Strahlen die Energien E_A, E_B und E_C, d. h. in den von uns gewählten Einheiten (vgl. S. 16) die Impulse $p_A = (E_A)^{\frac{1}{2}}$, $(E_B)^{\frac{1}{2}}$ und $(E_C)^{\frac{1}{2}}$ haben. A sei die dem ersten α-Teilchen entsprechende Spur, Φ_{ik} der Zwischenwinkel zwischen den beiden anderen Spuren. Wie aus der Figur sofort abzulesen ist, gilt

$$\underline{E^* = \tfrac{1}{2}(E_B + E_C) - (E_B \cdot E_C)^{\frac{1}{2}} \cos \Phi_{BC}.} \tag{13}$$

In der nachstehenden Tabelle sind für einige mit der Li-γ-Strahlung erzeugte Sterne die E^*-Werte zusammengestellt, wie man sie unter Anwendung der Formeln (13) bzw. (6) erhält.

Tabelle III.
Auswertung von Grundzustandsübergängen.*)

E_T	E_A	E^* nach (13)	E^* nach (6)
9,57	6,82	0,14	−0,65 (!)
10,00	6,66	0,09	0,26
9,41	6,11	0,05	0,25

*) Alle Energiewerte in MeV.

Die gefundenen, von 3 MeV sehr verschiedenen E^*-Werte könnten natürlich trotzdem dem Übergang in das Be^8-Niveau dieser Energie zugeschrieben werden, doch ist ein so weit von der Mitte des Niveaus entfernter Wert nach der Dispersionsformel zumindest sehr unwahrscheinlich.

Etwa 1—2% der mit der 17,56-MeV-Linie erzeugten Photoeffekte am Kohlenstoff scheinen über den Grundzustand des Be^8 zu verlaufen; dies ist auch der Anteil der Grundzustandsübergänge bei der analogen Reaktion des B^{11} mit Protonen, vgl. [29]).

b) Bei kontinuierlicher Strahlung.

Über die Untersuchung der Photospaltung des C^{12} mit dem Bremsstrahlungsspektrum eines Beta-Synchrotrons haben wir bereits an anderer Stelle in kurzer Form berichtet[34]). Hier seien die gleichen Messungen näher diskutiert.

Zur Analyse des Reaktionsmechanismus ist die Kenntnis der Verteilung der Sterne in Funktion ihrer Totalenergie E_T erforderlich. Diese ist in Fig. 12 durch das mit N bezeichnete Histogramm dargestellt, welches insgesamt 216 Kohlenstoffsterne umfasst, welche sämtlich auf Impulserhaltung geprüft wurden.

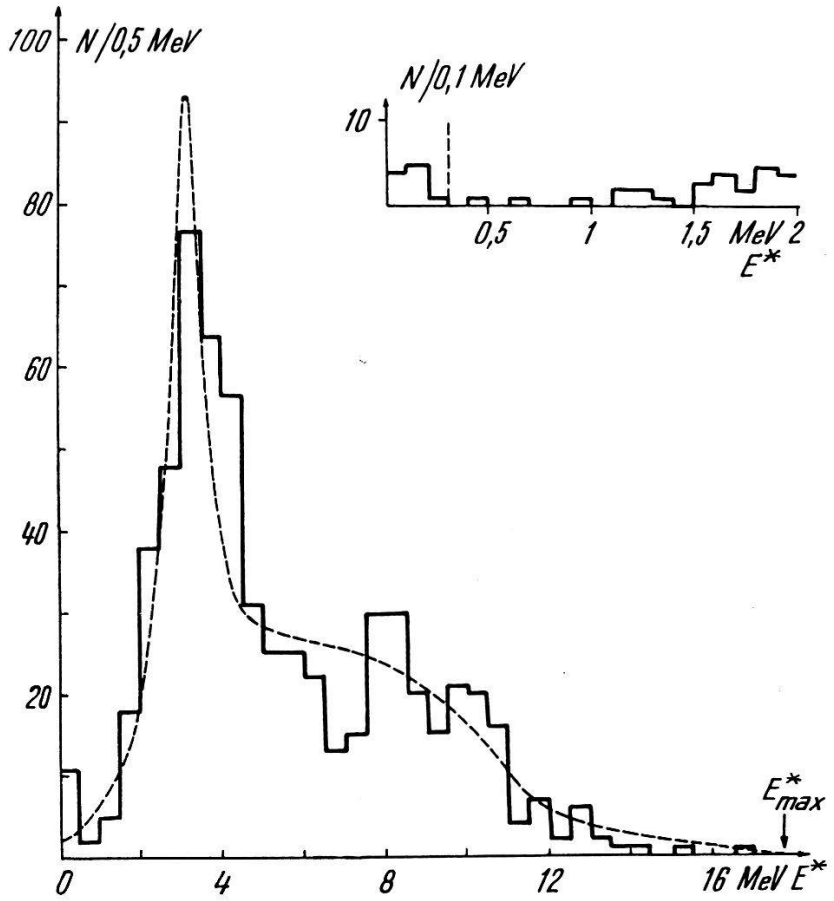

Fig. 10.
Verteilung der E^*-Werte bei mit kontinuierlichem Spektrum erzeugten Sternen, nach[34]). ----- Theoretische Verteilung unter Annahme eines Be^8-Niveaus mit $E^* = 3$ MeV und $\Gamma = 0{,}9$ MeV.

Um zu entscheiden, ob der (γ, α)-Reaktion des Kohlenstoffs bei allen Energien des Bremsstrahlungsspektrums (Maximalenergie rund 25 MeV) nach dem gleichen Mechanismus verläuft, wie bei 17,6 MeV, bestimmten wir für alle drei Spuren jedes beobachteten Sterns einen E^*-Wert nach der Formel (13). Fig. 10 zeigt die Verteilung dieser E^*-Werte.

Unterteilt man die beobachteten Sterne in Funktion ihrer Totalenergie E_T in genügend schmale Kategorien, so kann man durch graphische Integration die zu erwartende Verteilung $W(E^*)$ ermitteln, wenn man für die einzelnen Kategorien ein $W_1(E_1)$ und $W_{2,3}$ $(E_{2,3})$ annimmt. Die in Fig. 10 gestrichelt eingezeichnete Verteilungs-

kurve entspricht der Annahme, dass die Reaktion bei allen in Frage kommenden Energien einzig über das Be^8-Niveau mit $E^* = 3{,}0$ MeV und $\Gamma = 0{,}9$ MeV verläuft und $W_{2,3}$ eine „kastenförmige" Verteilung ist.

Die Übereinstimmung ist recht gut, so dass wir aussagen können, dass die Reaktion bis zur höchsten zur Verfügung stehenden Gammaenergie vorwiegend über das 3-MeV-Niveau verläuft. In der Nähe von $E^* = 8$ MeV zeigt sich eine allerdings noch in den Schranken der statistischen Schwankungen liegende Häufung von E^*-Werten, die durchaus der weiter oben diskutierten Häufung zwischen 1 und 2 MeV in der Verteilung nach Fig. 6 entspricht. Was auch immer der Ursprung der Abweichungen der mit monochromatischen Gammastrahlen erhaltenen Energieverteilung der einzelnen α-Teilchen von der theoretisch mit der unter Annahme eines einzigen Be^8-Niveaus zu erwartenden sein dürfte, so steht doch fest, dass sich diese Abweichungen auch in der E^*-Verteilung bemerkbar machen müssen, da diese im Grunde genommen nur eine Variablentransformation auf Grund der Beziehung

$$E^* = E_T - 3\,E_1/2$$

darstellt.

Die Annahme, dass es sich bei der Häufung der E^*-Werte um 8 MeV tatsächlich um ein Zeichen der Beteiligung eines angeregten Be^8-Zustandes dieser Energie handelt, erhält daraus eine starke Stütze, dass wir auch Ereignisse fanden, bei denen *jede* der drei Spuren, als von dem ersten α-Teilchen herrührend aufgefasst, einen E^*-Wert von 7—8 MeV lieferte. Überdies wird auf Grund der in Zusammenhang mit der monochromatischen γ-Strahlung (S. 768) vorgebrachten Argumente die Beteiligung eines Be^8-Niveaus höherer Anregungsenergie als 3 MeV bei wachsender Energie der Gammaquanten immer plausibler.

Auf Grund der E^*-Werte erwiesen sich 10 Ereignisse als wahrscheinliche Übergänge in den Grundzustand des Be^8. Die E^*-Verteilung dieser Ereignisse stellt das in Fig. 10 rechts oben eingezeichnete kleine Histogramm dar. Die Statistik ist noch ungenügend, um zu entscheiden, ob gemäss den Vorhersagen der Theorie (vgl. Teil II) die Übergänge in den Grundzustand mit wachsender Energie der Gammaquanten immer häufiger werden.

Die bei den mit der Bremsstrahlung erzeugten Sterne angewandte Analyse liesse sich natürlich auch auf die bei der Bestrahlung mit der Li-Protonen-Quelle gefundenen Ereignisse anwenden, da ja das Spektrum der Li-γ-Strahlung neben der scharfen Linie

von 17,56 MeV Energie zumindest noch eine weitere Linie von 14,8 MeV mittlerer Energie enthält. Infolge des zwischen 14,8 und 17,6 sehr stark wachsenden Wirkungsquerschnitts für die Photospaltung des Kohlenstoffs (vgl. § 3 C) erhält man aber sehr wenige Sterne, die nicht von der 17,6-MeV-Linie herrühren, vgl. die später zu besprechende Fig. 13. Mit dem uns zur Verfügung stehenden Material wäre eine solche Analyse aus statistischen Gründen nicht sinnvoll. Ferner ist zu bemerken, dass die effektive Schwellenenergie für die Reaktion unter Beteiligung eines Be^8-Niveaus von E^* MeV Anregungsenergie durch den Wert von $h\nu$ gegeben ist, für den der Ausdruck

$$E_1 = 2\,(h\nu - |\,\mathrm{B}\,| - E^*)/3$$

gleich Null wird. Für $E^* = 8$ MeV liegt demnach die Schwelle bei 15,32 MeV und kann durch Coulombeffekte noch weiter zu höheren Energien verschoben werden. Für die Anregung dieses Niveaus kommen also die weicheren Komponenten der Li-γ-Strahlung gar nicht in Frage.

Schliesslich sei bemerkt, dass bei wachsender Energie der γ-Strahlung auch der direkte Übergang

$$C^{12} + h\nu = 3\,He^4$$

in den Bereich des Möglichen rückt. Eine theoretische Überlegung zeigt, dass dieser Dreikörperprozess zwar viel unwahrscheinlicher ist als die beobachtete (γ, α)-Reaktion, jedoch die Wahrscheinlichkeit für sein Eintreten mit einer sehr hohen Potenz der Energie der Gammastrahlen wachsen sollte.

B. *Winkelverteilung.*

a) Bei „monochromatischer" Strahlung.

Nachdem es feststand, dass die Photospaltung des Kohlenstoffs zumindest vorwiegend eine (γ, α)-Reaktion ist und über ein wohlbekanntes Niveau des Be^8 führt, war es naheliegend, durch Untersuchung der Winkelverteilungen in bezug auf die Richtung des einfallenden γ-Strahls nähere Aufschlüsse über das Wesen des Prozesses und den Drehimpuls des beteiligten Be^8-Niveaus zu gewinnen.

Für diese Belange ist vor allem die Winkelverteilung des „ersten" α-Teilchens interessant. Leider stellen sich aber, insbesondere bei nicht allzu hohen Energien des Gammaquants (z. B. 17,6 MeV), der Unterscheidung des zuerst ausgesandten α-Teilchens von den beiden anderen eines Sterns beträchtliche Schwierigkeiten entgegen.

Um dies einzusehen, genügt es, zur Fig. 6 zurückzugreifen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein beliebiges α-Teilchen der Energie E_α ein erstes α-Teilchen ist, wird (bei vorgegebener Totalenergie E_T der zu betrachtenden Sterne) einfach gegeben durch das Verhältnis

$$W_1(E_\alpha)/\big(W_1(E_\alpha) + W_{2,3}(E_\alpha)\big).$$

Für die 17,6-MeV-Linie beträgt dieses Verhältnis im günstigsten Punkt der Verteilung, d. h. für $E_\alpha = 4{,}88$ MeV, rund 2/3, also ist selbst für α-Teilchen dieser Energie die Wahrscheinlichkeit, dass sie *keine* ersten α-Teilchen sind, etwa 30%! Die Sicherheit der Zuordnung kann man allerdings dadurch etwas erhöhen, dass man jeweils zugleich die Energien von drei zum gleichen Stern gehörigen Spuren berücksichtigt.

Ein anderer ungünstiger Umstand, der der Untersuchung der Winkelverteilung entgegenwirkt, ist die geringe Intensität der Li-γ-Strahlung. Um eine auch nur halbwegs befriedigende Winkeldefinition zu erzielen, muss eine Lithium-Target mit kleiner Blende verwendet werden. Im Laufe der Bestrahlung trifft der Brennfleck des Protonenstrahls das Lithium an verschiedenen Stellen innerhalb eines Kreises von etwa 20 mm Durchmesser. Da die zu bestrahlenden Platten in nur 40 mm Abstand vom Targetmittelpunkt aufgestellt werden müssen, um innerhalb einer durchführbaren Bestrahlungsdauer genügend Intensität zu erhalten, ist die Definition der Verbindungsgeraden zwischen dem Quellpunkt und dem Ort des Sterns in der Emulsion sehr dürftig. Bei unseren günstigsten Versuchen, die überdies Platten mit sehr kleiner Sterndichte lieferten, betrug die Unbestimmtheit in der Einfallsrichtung des Gammastrahls im Mittel etwa $\pm 20^0$.

Zur approximativen Bestimmung der Winkelverteilung kann man die Verteilung der Winkel zwischen der jeweiligen Einfallsrichtung des Gammastrahls und demjenigen Strahl des Sterns, der den 3 MeV am nächsten liegenden E^*-Wert liefert, auftragen. Dies ergab uns innerhalb der statistischen Schwankungen eine isotrope Verteilung. Da jedoch alle systematischen Fehler, wie die erwähnte Indefinition der Gammastrahlrichtung, die Verteilung im Sinne einer Erhöhung der Isotropie verzerren, ist diesem Ergebnis kein grosses Gewicht zuzuschreiben. Von einer Wiedergabe der Verteilungskurve sehen wir deshalb ab.

Die Ermittlung der Winkelverteilung der Zerfallsrichtung des Be^8 in bezug auf den Gammastrahl sowie der eventuellen Korrelation zwischen der Zerfalls- und der Flugrichtung sind an eine sichere Unterscheidungsmöglichkeit des „ersten" α-Teilchens von den beiden anderen gebunden. Der Untersuchung der Korrelation,

die recht zeitraubende Auswertungen erfordert, ist zwar die Unbestimmtheit in der Gammastrahlrichtung nicht abträglich, jedoch ist eine Gammastrahlenergie von 17,56 MeV für die Unterscheidung des ersten α-Teilchens so ungünstig, dass wir auf ihre Durchführung verzichteten.

b) Bei Bremsstrahlung.

Bei der Bestrahlung mit der Bremsstrahlung fallen die meisten in Zusammenhang mit der Li-γ-Strahlung erwähnten Schwierigkeiten fort. Die Unschärfe in der Definition der Einfallsrichtung des Gammastrahls ist lediglich durch die Divergenz der natürlich gebündelten Bremsstrahlung gegeben; infolge der sehr grossen Intensitäten können die Platten in erheblicher Entfernung von der Antikathode aufgestellt werden. Dies bedeutet auch für die Auswertung eine grosse Erleichterung, weil für alle Sterne einer Platte der gleiche Einfallswinkel angenommen werden darf.

Die Untersuchung der Winkelverteilung des ersten α-Teilchens mit Hilfe der Bremsstrahlung hat allerdings den Nachteil, dass es trotz der grossen Intensitäten schwer ist, die Verteilung bei einer bestimmten Gammaenergie zu ermitteln. Dies ist jedoch nicht schwerwiegend, weil die Winkelverteilung des ersten Alphateilchens die gleiche bleiben dürfte, solange der Prozess bei beliebiger Quantenenergie über den gleichen Anregungszustand des Be^8 führt. Dasselbe gilt für die Untersuchung der Winkelverteilung der Zerfallsrichtung des Be^8 und der Korrelation zwischen letzterer und der ursprünglichen Flugrichtung $\vec{v}_{Be}$, die entgegengesetzt gleich ist der Richtung, in der das erste α-Teilchen ausgesandt wird. — Dass die Reaktion bei den bisher untersuchten Energien im wesentlichen stets über das 3-MeV-Niveau des Be^8 verläuft, geht aus der Diskussion der Fig. 10 hervor.

Zur Untersuchung der Winkelverteilung des ersten α-Teilchens wurden jeweils diejenigen Spuren der Sterne als „erste" betrachtet, die der Energie von 3 MeV nächstliegenden E^*-Wert gaben. Die so erhaltene Verteilung ist in Fig. 11a dargestellt, in der die gestrichelte Kurve der isotropen Verteilung einer gleichen Anzahl von α-Teilchen entspricht. Innerhalb der statistischen Schwankungen finden wir Isotropie des Winkels ϑ_k zwischen erstem Teilchen und Gammastrahl. Es ist allerdings zu berücksichtigen, dass das gesamte Material senkrecht zu ihrer Oberfläche bestrahlten Platten entstammt und dass sehr steile Sterne trotz der Wirkung der Schrumpfung übersehen werden können*).

*) Die Auswertung von unter streifendem Einfall bestrahlten Emulsionen ist im Gange.

Das Histogramm I in Fig. 11 b zeigt die Winkelverteilung der Zerfallsrichtung des Be^{8*} in bezug auf den einfallenden Gammastrahl, vgl. den Winkel ϑ_{k_ϱ} in Fig. 9. Auch diese ist in den Schranken der allerdings nicht sehr grossen Statistik isotrop, wie aus dem Vergleich mit der in die Figur gestrichelt eingetragenen Kurve hervorgeht. Es sei hervorgehoben, dass entweder die Isotropie des ersten α-Teilchens oder die soeben erwähnte Isotropie der Zerfallsrichtung durch die Statistik vorgetäuscht sein dürften, das sie nicht zugleich auftreten können. Es wird ja ein Quant eines bestimmten Drehimpulses (höchstwahrscheinlich $l = 2$, Quadrupol) absorbiert, welch

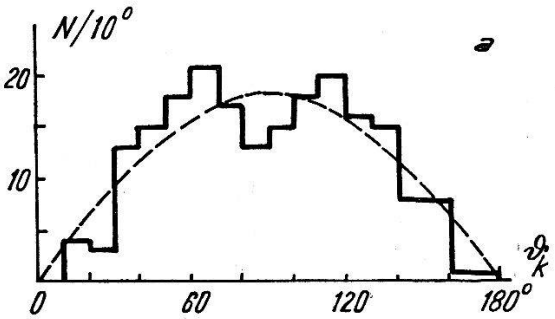

Fig. 11 a.
Winkelverteilung des „ersten" Alphateilchens in bezug auf den Gammastrahl nach[34]). ϑ_k = Winkel zwischen Richtung des „ersten" Alphateilchens und der Einfallsrichtung des Gammastrahls.

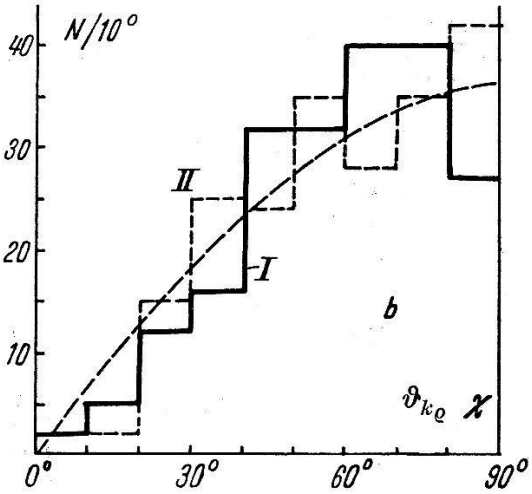

Fig. 11 b.
Winkelverteilung der Zerfallsrichtung des Be^8 nach[34]): I in bezug auf die Einfallsrichtung des Gammaquants, II in bezug auf die ursprüngliche Flugrichtung.

letzterer entweder durch das ausgesandte Teilchen oder den Restkern bewahrt werden muss, zumal der Grundzustand des Kohlenstoffs keinen Drehimpuls hat. Einer Vortäuschung der Isotropie bewirkt auch hier der Umstand, dass die Ermittlung des ersten α-Teilchens mit beträchtlicher Unsicherheit verbunden ist.

Das Histogramm II, das in Fig. 11 b gestrichelt eingezeichnet ist, betrifft die Korrelation zwischen der Zerfallsrichtung des Be^8 und seiner ursprünglichen Flugrichtung, vgl. den in Fig. 9 eingezeichneten Winkels χ. Auch hier finden wir Isotropie, wobei natürlich die gleichen Vorbehalte gelten wie bei den anderen beiden Winkelverteilungen. Diese Isotropie, d. h. das Fehlen einer Korrelation, rechtfertigt die Annahme einer kastenförmigen Energieverteilung $W_{2,3}(E_{2,3})$ für die beim Zerfall des Be^{8*} entstehenden α-Teilchen.

Die Untersuchung der Winkelverteilungen bedarf noch einer Erhärtung durch ein statistisch umfassenderes Material.

*

C. *Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts.*

Aus der in Fig. 12 mit N bezeichneten Verteilung der Totalenergie E_T der Sterne erhielten wir die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts aus dem vom Hersteller angegebenen Kohlenstoffgehalt der Emulsion unter Annahme eines Bremsstrahlungsspektrums nach HEITLER[23]). Der Anschluss erfolgte durch Messung der in einer dickwandigen Graphitkammer erzeugten Ionisation. Dieses Vorgehen war durch die Unkenntnis des effektiven Spektrums des benützten Beta-Synchrotrons geboten, bedingt aber eine Unsicherheit in den Absolutwerten der Wirkungsquerschnitte von $\pm$ 50%, während die Unsicherheit im Verlauf der Kurve nicht leicht abzuschätzen ist. Allerdings kann infolge des monotonen

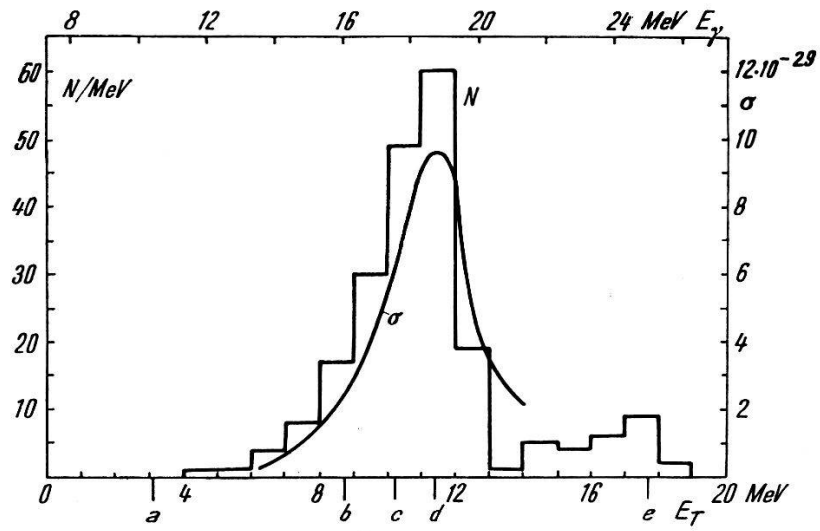

Fig. 12.

Verteilung der Totalenergien E_T bei Bremsstrahlung und Wirkungsquerschnitt in Funktion der Energie der Gammaquanten, nach[34]).

Charakters des Bremsstrahlungsspektrums ein ausgesprochenes Maximum in der Energieabhängigkeit nicht unterdrückt werden.

Die Wirkungsquerschnittskurve ist in Fig. 12 eingetragen und mit σ bezeichnet. Sie steigt sehr steil an und nimmt einen resonanzartigen, ziemlich symmetrischen Verlauf in bezug auf das Maximum, das bei etwa 19 MeV liegt. Mit a ist auf der Energieskala der Schwellenwert für die Reaktion unter Bildung eines mit 3 MeV angeregten Be^8 angegeben. Da das Abfallen des Wirkungsquerschnitts nach 19 MeV als Effekt von Konkurrenzreaktionen gedeutet werden könnte, sind auch die Schwellenwerte für die (γ, p)-Reaktion (b) und für die (γ, n)-Reaktion (d) angegeben; c ist die effektive Schwelle für die (γ, p)-Reaktion, durch Coulombeffekte gegenüber b etwas verschoben. Gegen diese Erklärung des Abfalls

der Wirkungsquerschnittskurve kann geltend gemacht werden, dass die sonst so bewährte Vorstellung des Compoundkernes bei γ-Reaktionen nicht immer imstande ist, die Beobachtungen befriedigend zu erklären.

In der Fig. 12 ist der Verlauf des Wirkungsquerschnitts nur bis zu einer Photonenenergie von etwa 22 MeV angegeben, weil einerseits die Anzahl der Sterne mit noch grösseren Energien statistisch unzureichend und andererseits das Bremsstrahlungsspektrum gerade in der Nähe seiner oberen Grenze (e) schlecht definiert ist. Es sind Andeutungen für den Wiederanstieg des Wirkungsquerschnittes oberhalb 23 MeV vorhanden*). Dieser Wiederanstieg könnte auf die wachsende Beteiligung des Überganges in den angeregten Zustand von Be^8 zurückzuführen sein.

Für den Wirkungsquerschnitt bei 17,6 MeV ergibt sich aus diesen Messungen ein Wert von $7 \cdot 10^{-29}$ cm², was angesichts der erwähnten Unsicherheit von 50% in der Absolutmessung der γ-Intensität gut mit den Messungen übereinstimmt, die zuerst von Bonanomi[23]) und später von Wäffler und Younis[35]) mit der 17,6-MeV-Linie der Li-γ-Strahlung durchgeführt wurden. Bonanomi erhielt $1{,}1 \cdot 10^{-28}$ cm², die letztgenannten Autoren $8 \cdot 10^{-29}$ cm². Auch diese Werte dürften wegen der Unbestimmtheit in der Absolutintensität und der kleinen Statistik mit ziemlich grossen Fehlergrenzen zu versehen sein.

Im Hinblick auf die Möglichkeit der Anwendung der Photospaltung des Kohlenstoffs für die Gammaspektroskopie und für die Beurteilung der Zuverlässigkeit unserer Bestimmung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ist es interessant, die Energieverteilung aller mit der Li-γ-Strahlung erhaltenen Kohlenstoffsterne zu betrachten. Fig. 13a zeigt eine solche Verteilung für 240 in der gleichen Platte gefundene Sterne, Fig. 13b stellt eine analoge Verteilung von 483 Sternen aus verschiedenen Platten dar. In beiden Figuren ist durch Pfeile diejenige Klasse von Sternen angedeutet, die der 17,6-MeV-Linie zugeschrieben werden dürfen und für die Untersuchung der Energieverteilung der α-Teilchen bei „monochromatischer" Strahlung herangezogen wurden.

Die Achse der Verteilung der Sterne zwischen 9,0 und 12,5 MeV liegt in Fig. 13a bei 10,48 MeV, in sehr befriedigender Übereinstimmung mit dem theoretisch zu erwartenden Wert von $(10{,}31 \pm 0{,}09)$ MeV. Die aus unhomogenem Material gewonnene Verteilung nach

*) Dies scheint durch kürzlich in diesem Institut von Frl. M. Eder ausgeführte Messungen an Sternen bestätigt zu werden, die mit einem 32-MeV-Betatron erhalten wurden.

Fig. 13b gibt hierfür 10,58 MeV, was auch als zufriedenstellend erachtet werden darf.

Die von WALKER und McDANIEL[36]) mit einem Paarspektrographen ausgeführte Untersuchung der Li-γ-Strahlung dürfen wir mit diesen Messungen vergleichen, weil beide für die an sich sehr schmale 17,56-MeV-Linie eine Halbwertsbreite von etwa 1 MeV ergeben. Diesem Vergleich dient die gestrichelte Kurve in Fig. 13a, die aus den Messungen der genannten Autoren mit Hilfe der Wirkungsquerschnitte für Paarerzeugung und für Kohlenstoffspaltung

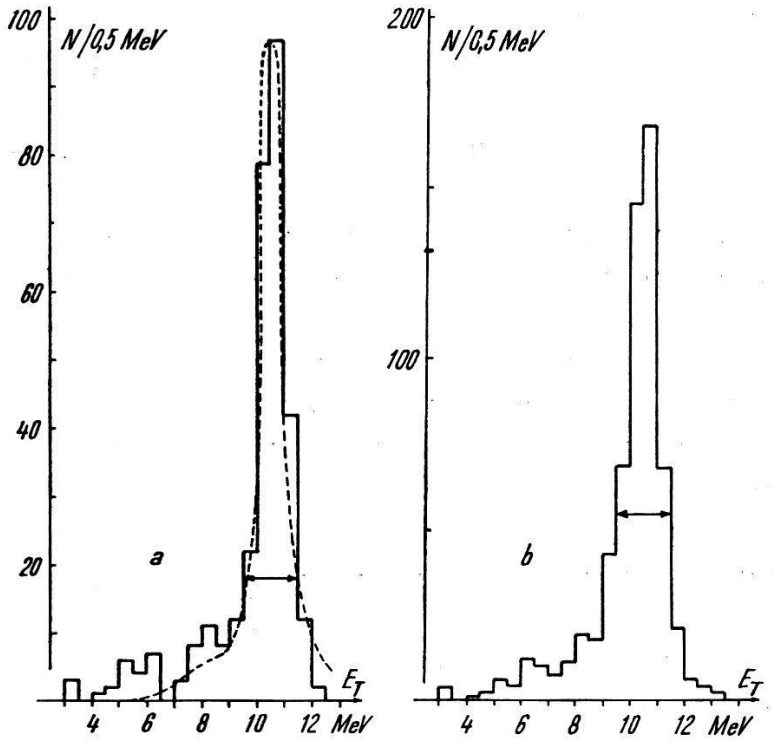

Fig. 13a.
Verteilung der Totalenergien der Sterne bei Betrahlung mit der Li-γ-Strahlung. Homogenes Material.

Fig. 13b.
Verteilung der Totalenergien der Sterne bei Bestrahlung mit der Li-γ-Strahlung. Inhomogenes Material.

(Fig. 12) unter Berücksichtigung des Auflösungsvermögens des Paarspektrographen erhalten wurde.

Durch die steil ansteigende Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Energie wird das auf die 14,8-MeV-Komponente zurückzuführende Maximum vollkommen verschmiert. Die Übereinstimmung zwischen der experimentellen Verteilung und der eingezeichneten Kurve ist recht gut; zu den kleinen Abweichungen bei niederen Energien ist zu bemerken, dass diese einerseits noch

im Rahmen der statistischen Schwankungen bleiben, andererseits aber auch die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes gerade bei den betreffenden Energien nicht gut sichergestellt ist, weil besonders die kleinen Sterne leicht zu übersehen sind.

Aus dem Vergleich der Kurve mit dem Histogramm dürfen wir den Schluss ziehen, dass sich die Reaktion gut für die Gammaspektroskopie eignet, wobei allerdings durch den nur in der Nähe von 18 MeV beträchtlichen Wirkungsquerschnitt gewisse Beschränkungen auferlegt werden.

§ 4. Zusammenfassung und Erörterung der noch zu untersuchenden Probleme.

Durch die vorliegende Untersuchung der Photospaltung des C^{12} in drei α-Teilchen wurde gezeigt, dass es sich bei Gammaenergien bis 25 MeV um eine (γ, α)-Reaktion handelt. Diese verläuft vorwiegend über den bekannten Anregungszustand des Be^8 bei 3 MeV. Die gefundene Energieverteilung der α-Teilchen aus dieser Reaktion legt die Annahme nahe, dass am Prozess auch ein höherer Anregungszustand des Be^8, mit $E^* = 8$ MeV, beteiligt sein dürfte.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts nimmt einen resonanzartigen Verlauf, wobei das Maximum in der Nähe einer Gammaenergie von 19 MeV liegt.

Theoretische Überlegungen und die Winkelverteilung des zuerst ausgesandten α-Teilchens deuten darauf hin, dass es sich beim 3-MeV-Niveau um einen D-Zustand des Be^8 handelt. Noch zu untersuchende Probleme bilden folgende Punkte, für die in der vorliegenden Arbeit erst Anhaltspunkte gewonnen werden konnten:

1. Einige Prozent der Übergänge scheinen bei den betrachteten Energien in den Grundzustand des Be^8 zu führen. Diese Übergänge sollten mit zunehmender Energie wahrscheinlicher werden und eine andere Winkelverteilung der ersten α-Teilchen liefern als die Übergänge in den 3-MeV-Zustand.

2. Es bestehen Anzeichen dafür, dass die Wirkungsquerschnittskurve nach 23 MeV Gammaenergie wieder ansteigt. Dieser Wiederanstieg, der bei Gammareaktionen bisher nicht beobachtet worden zu sein scheint, ist wahrscheinlich auf die zunehmende Bedeutung von Übergängen in höhere Anregungszustände des Be^8 zurückzuführen. Bei ganz hohen Energien ist auch eine direkte Spaltung in drei α-Teilchen zu erwarten.

3. Die Winkelverteilung der Zerfallsrichtung des Be^8 in bezug auf den einfallenden Gammastrahl erwies sich als ein interessantes Mittel zur Bestimmung des Drehimpulses der angeregten Zustände dieses Kernes. Die von uns gefundene Isotropie dieser Verteilung dürfte auf die beschränkte Statistik zurückzuführen sein und sollte durch ausgedehntere Messungen geprüft werden. Besonders wertvoll wäre der Nachweis, dass diese Winkelverteilung von den beteiligten Zuständen des Be^8 abhängig ist.

4. Es wurde der für das Verständnis der Reaktion wichtige Effekt einer möglichen Korrelation zwischen der ursprünglichen Flugrichtung des entstehenden Be^8 und dessen Zerfallsrichtung untersucht. Innerhalb der Fehlergrenzen ergab sich Isotropie, doch stand kein statistisch befriedigendes Material zur Verfügung.

Die Reaktion eignet sich nach unseren Messungen gut für die Gammaspektroskopie und besitzt bei 18 MeV ein mit dem der Paarspektrographen vergleichbares Auflösungsvermögen, wenn bei der photographischen Technik die angegebenen Massnahmen angewendet werden. Die Präzision in der Bestimmung der Energie von Gammalinien liesse sich durch eine bessere Kenntnis der Reichweite-Energiebeziehung in der Platte, in der die Sterne erzeugt werden sollen, noch erhöhen.

Die Anwendung der Photospaltung des Kohlenstoffs für die Zwecke der Gammaspektroskopie ist nicht an die photographische Methode gebunden. Sie könnte wahrscheinlich auch mit Hilfe von Ionisationskammern erfolgen, da die von der Photospaltung in drei α-Teilchen erzeugten Stösse gegenüber dem Untergrund diskriminierbar sein dürften.

Die Ermittlung der Energieverteilung der Kohlenstoffsterne eignet sich auch bei Unkenntnis der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts zum Vergleich der mit verschiedenen Maschinen erhaltenen Bremsstrahlungsspektren. Auch hier könnte sowohl die photographische Technik Anwendung finden als auch Ionisationskammern verwendet werden.

Bei der photographischen Methode ist die Kohlenstoffspaltung für den Nachweis sehr energetischer Gammastrahlen den meisten bekannten Reaktionen überlegen, weil die Sterne verhältnismässig leicht zu finden sind. Infolge der kleinen Reichweite der α-Teilchen besteht die Möglichkeit, mit relativ dünnen Emulsionen ohne grosse Verluste arbeiten zu können.

II. THEORETISCHE BETRACHTUNGEN*).

Die Hypothese des in der Einleitung zum experimentellen Teil dieser Arbeit erwähnten Alphateilchenmodells besteht darin, dass man annimmt, dass die Alphateilchen, die sich durch ihre hohe Bindungsenergie auszeichnen, im Innern der Kerne ihre Individualität beibehalten; nach dieser Anschauung hätten also die Kerne eine Art molekularer Struktur, wobei die Rolle der Atome den Alphateilchen zukäme. Gemäss diesem Modell wären bei C^{12} die drei Alphateilchen an den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks angeordnet und die Bindungsenergie durch die Energie der Nullpunktsbewegung gegeben. Es sei bereits an dieser Stelle hervorgehoben, dass die Sachlage viel ungünstiger ist als im molekularen Fall, weil man zur Erklärung der einige MeV betragenden Bindungsenergie zwischen den Alphateilchen eine Amplitude der Nullpunktsbewegung annehmen muss, die von der gleichen Grössenordnung ist wie der Abstand zwischen den Teilchen.

Man darf natürlich dieses Alphateilchenmodell nicht allzu wörtlich nehmen, denn es ist durchaus möglich, dass ein Austausch der Nukleonen eines Alphateilchens mit denen der andern stattfindet. Man kann jedoch mit WHEELER[37]) annehmen, dass ein solcher Austausch im Mittel erst im Laufe einer grösseren Anzahl von Schwingungen erfolgt. Der Begriff der Alphateilchenstruktur kann also beibehalten werden, wenn auf die Annahme verzichtet wird, dass die beteiligten Alphateilchen stets aus den gleichen Nukleonen bestehen.

Zugunsten des Alphateilchenmodells der Kerne gibt es eine Reihe qualitativer Argumente, auf die wir nicht näher eingehen müssen.

Um die Realität der Alphateilchenstruktur zu beweisen, kann man versuchen, die Lage und die Parität der Energieniveaux eines aus einer ganzen Zahl von Alphateilchen bestehenden Kerns zu ermitteln, und das Ergebnis mit dem experimentellen Befund vergleichen. DENNISON[38]) hat eine solche Rechnung für die tiefsten Terme des O^{16} durchgeführt und gefunden, dass man eine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment erhält als mit den Vorhersagen eines Hartree-Modells, das bekanntlich von der Unabhängigkeit der Nukleonen ausgeht. Infolge des Umstandes, dass bei einem solchen Kernmodell die Wechselwirkung zwischen Vibrationen und Rotationen weder vernachlässigbar ist noch leicht abgeschätzt werden kann, sind jedoch die theoretisch ermittelten Lagen der

*) Auf Grund unveröffentlichter Rechnungen von V. L. TELEGDI und M. VERDE.

Niveaux weniger vertrauenswürdig als bei einer Rechnung, die sich auf ein wirkliches Molekül bezieht.

Die experimentelle Untersuchung der durch elektromagnetische Strahlung hervorgerufenen Kernreaktionen kann nützliche Hinweise auf die Kernstruktur liefern.

So wird im besondern die Absorption eines γ-Quants durch einen Kern verschieden vor sich gehen, je nachdem, ob die Nukleonen sich voneinander unabhängig bewegen oder in Alphateilchen gruppiert sind.

Wir haben versucht, für die Reaktion

$$C^{12} + h\nu = Be^{8*} + He^{4}$$

den Wirkungsquerschnitt auszurechnen, und zwar unter der Annahme einer Alphateilchenstruktur für den Grundzustand des Kohlenstoffs und eines direkten Überganges ins Kontinuum. Übergänge, bei denen als Zwischenzustand ein angeregtes C^{12} beteiligt ist, konnten wir nicht berechnen, da es zur Approximierung der Eigenfunktionen dieser Zustände, bei denen natürlich von einer Alphateilchenstruktur nicht mehr gesprochen werden darf, keine Anhaltspunkte gibt.

Die Tatsache, dass die Grösse des unter den soeben angeführten Voraussetzungen berechneten Wirkungsquerschnitts bei einer vernünftigen Wahl der Parameter mit dem experimentellen Wert in Übereinstimmung gebracht werden kann, hatte uns zur Überzeugung geführt[11]), dass der direkte Übergang in der Hauptsache für die beobachtete Photospaltung des Kohlenstoffs verantwortlich gemacht werden könnte.

Es zeigte sich jedoch, dass nach dieser Theorie die Energie, bei der Wirkungsquerschnitt maximal wird, stets viel höher zu liegen kommt als nach dem Experiment, das 19 MeV gibt.

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts geht man von der bekannten Formel der Störungstheorie

$$\sigma = \frac{2\pi}{\hbar c} \left| \int \psi_E^* H_{E,0}\, \psi_0\, d\tau \right|^2 \varrho_E \tag{II.1}$$

aus. ψ_E und ψ_0 sind die Eigenfunktionen des End- bzw. Ausgangszustandes,

$$H_{E,0} = -\frac{i}{c}\hbar \left(\frac{2\pi\hbar c}{k_0}\right)^{1/2} \sum_s \frac{e_s}{m_s} e^{i(\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_s)} (\vec{n} \cdot \vec{\nabla}_{r_s}), \tag{II.2}$$

der Operator der Wechselwirkung und ϱ_E die Dichte der Endzustände. Dabei bedeuten:

k_0 = Wellenzahl mal 2π des Lichtes,
$\vec{k}_0/k_0$ = Einheitsvektor in der Fortpflanzungsrichtung des Lichtes,
$\vec{n}$ = Einheitsvektor in der Polarisationsrichtung des Lichtes,
e_s, m_s, $\vec{r}_s$ = Ladung, Masse und Ortsvektor des s-ten-Teilchens.

Beim hier zu betrachtenden Photoeffekt kommt wegen des Zusammenfallens von Ladungs- und Massenschwerpunkt nur ein elektrischer 2^l-Pol-Übergang mit geradem l in Frage und wir dürfen uns auf $l = 2$ (Quadrupol) beschränken. Für die Quadrupolwechselwirkung von Licht mit Alphateilchen wird (II.2)

$$H^Q_{E,0} = \frac{\hbar}{c}\,\frac{e}{2M}\left(\frac{2\pi\hbar c}{k_0}\right)^{1/2}\sum_s (\vec{k}_0\cdot\vec{r}_s)\,(\vec{n}\cdot\vec{\nabla}_{r_s})\,, \tag{II.3}$$

e = Elektronenladung, M = Protonenmasse.

Es zeigt sich von grossem Vorteil, folgende Koordinaten einzuführen[39]), die gegenüber Permutationen der Teilchen gewisse Symmetrieeigenschaften besitzen:

$$\begin{aligned}\vec{\varrho}_s &= (\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3)/3 = \text{Ortsvektor des Schwerpunktes},\\ \vec{\varrho} &= (3)^{\frac{1}{2}}\,(\vec{r}_3 - \vec{r}_2)/2,\\ \vec{q} &= -\vec{r}_1 + (\vec{r}_2 + \vec{r}_3)/2.\end{aligned} \tag{II.4}$$

Die geometrische Bedeutung von $\vec{\varrho}$ und $\vec{q}$ ist augenfällig. Nach Abseparation der Schwerpunktskoordinaten erhält man aus (II.3):

$$H^Q_{E,0} = \frac{2e}{3}\left(\frac{2\pi\hbar c}{k_0}\right)^{1/2}\{(\vec{k}_0\cdot\vec{\varrho})\cdot(\vec{n}\cdot\nabla_\varrho) + (\vec{k}_0\cdot\vec{q})\,(\vec{n}\cdot\nabla_q)\} \tag{II.5}$$

Durch Anwendung der Kontinuitätsgleichung lässt sich (II.5) auf folgende Form bringen:

$$H^Q_{E,0} = \frac{2e}{3}\,(2\pi\hbar\omega)^{1/2}\{(\vec{k}_0\cdot\vec{\varrho})\cdot(\vec{n}\cdot\vec{\varrho}) + (\vec{k}_0\cdot\vec{q})\,(\vec{n}\cdot\vec{q})\}. \tag{II.6}$$

Die Wellenfunktion ψ_0, die C^{12} im Grundzustand beschreibt, hat folgende Bedingungen zu erfüllen: 1. Sie muss gegenüber Permutationen der Koordinaten symmetrisch sein und zum Gesamtdrehimpuls Null gehören. 2. Sie soll in einem mit den Kerndimensionen vergleichbaren Abstand genügend rasch abfallen. 3. Sie soll bei kleinen Verrückungen der Alphateilchen aus deren Gleichgewichtslage (gleichseitiges Dreieck!) in die analoge Entwicklung jener Wellenfunktion übergehen, die dem Problem dreier durch rein elastische Kräfte gleicher Federkonstante miteinander ver-

bundener Massenpunkte entspricht[37]). Bekanntlich besitzt ein solches System zwei Arten von Grundschwingungen, nämlich eine gegenüber Permutationen vollkommen symmetrische (Normalkoordinate η) und eine einfach entartete, bei der ein Teilchen gegen den Schwerpunkt der beiden anderen schwingt (Normalkoordinaten ξ, ζ). Bei Annahme reiner Zentralkräfte stehen die Frequenzen dieser beiden Schwingungstypen im Verhältnis $(2)^{\frac{1}{2}}:1$.

Trotz der erwähnten Einschränkungen bleibt uns noch eine grosse Freiheit in der Wahl der Eigenfunktion des Grundzustandes. Diese muss vor allem so getroffen werden, dass man die Matrixelemente in geschlossener Form berechnen kann.

Zur Konstruktion eines die erwähnten Bedingungen erfüllenden Ansatzes zeigt es sich in Anlehnung an den von VERDE[39]) für Dreikörperprobleme benützten Formalismus nützlich, die folgenden Linearkombinationen der Abstände d_1, d_2, d_3 der Alphateilchen einzuführen:

$$\begin{aligned} \xi_s &= \frac{1}{3}(d_1 + d_2 + d_3) - d_0 \\ \xi' &= \frac{\sqrt{3}}{2}(d_3 - d_2) \\ \xi'' &= -d_1 + \frac{1}{2}(d_2 + d_3) \end{aligned} \tag{II.7}$$

Diese Variabeln sind so definiert, dass sie (bis auf Proportionalitätsfaktoren) für unendlich kleine Verrückungen erster Ordnung aus der Gleichgewichtslage ($d_1 = d_2 = d_3 = d_0$) in die Normalkoordinaten übergehen. Man erhält nämlich

$$\xi^s = \sqrt{\frac{2}{3}}\,\eta; \qquad \xi' = \sqrt{\frac{3}{2}}\,\zeta; \qquad \xi'' = \sqrt{\frac{3}{2}}\,\xi \tag{II.8}$$

Es genügt demnach, den Ansatz

$$\psi = e^{-\alpha\,\xi^{s^2} - \beta(\xi'^2 + \xi''^2)} \tag{II.9}$$

zu wählen, um den gestellten Forderungen zu genügen. Da es sich jedoch nicht als möglich erweist, mit diesem Ansatz die Matrixelemente geschlossen zu integrieren, sahen wir uns zu Vereinfachungen genötigt. Wir wählten den Ansatz

$$\psi_0 = N_c\, e^{-\frac{\varkappa^2}{2\,\alpha^2}(\varrho^2 + q^2)} \tag{II.10}$$

α = Parameter, entsprechend Dimension von C^{12}.
$1/\varkappa$ = Zur Bequemlichkeit eingeführte, willkürliche Längeneinheit.

$\varrho^2 + q^2$ ist gegenüber Permutationen der Koordinaten der Alphateilchen invariant. In der Nähe der Lage $d_1 = d_2 = d_3 = d_0$ hat man bis auf einen Proportionalitätsfaktor

$$\psi_0 \cong -\sqrt{\frac{3}{2}}\, d_0 \frac{\varkappa^2}{2\,\alpha^2}\,\eta - \frac{\varkappa^2}{2\,\alpha^2}\left[\xi^2 + \zeta^2 + \left(1 - \frac{3}{8}\left(\frac{d_0\,\varkappa}{\alpha}\right)^2\right]\eta^2 + 1\,; \qquad \text{(II.11)}$$

es handelt sich also infolge der Anwesenheit eines linearen Gliedes in η um keine wahre Gleichgewichtslage. Diesem Umstand kann man dadurch begegnen, dass man die Wellenfunktion (II.10) mit einem Polynom in ϱ und q multipliziert, das invariant und so gewählt ist, dass die Gleichgewichtsbedingung wieder erfüllt wird. Von einem Ansatz dieser Art machten wir in einer vorläufigen Mitteilung Gebrauch; jener Ansatz war jedoch physikalisch fragwürdig, denn infolge des Polynoms besitzt er unzulässige Knotenlinien.

Für eine Abschätzung der Grössenordnung des Wirkungsquerschnitts und der Lage seines Maximums in Abhängigkeit von der Energie können wir uns auf eine Rechnung mit dem Ansatz (II.10) beschränken.

Für den Endzustand nehmen wir ein als ebene Welle auslaufendes Alphateilchen und einen Be^8-Kern an, der sich entweder in einem angeregten Zustand oder auch im Grundzustand befinden kann. Die Eigenfunktion des Berylliums setzen in der folgenden Form an:

$$\psi_{\mathrm{Be}} = N_{\mathrm{Be}}\, e^{-\frac{\varkappa^2}{2\,\beta_l^2}\varrho^2} \left(\sum_{-l}^{+l} Y_l^m(\vartheta_\varrho, \varphi_\varrho)\right) \frac{1}{(2\,l+1)^{1/2}} \qquad \text{(II.12)}$$

$Y_l^m\,(\vartheta_\varrho, \varphi_\varrho)$ sind zonale Kugelfunktionen l-ter Ordnung, die auf der Einheitskugel normalisiert und so festgesetzt sind, dass

$$Y_l^{-|m|}(\vartheta_\varrho, \varphi_\varrho) = (-1)^m\, Y_l^m(\vartheta_\varrho, \varphi_\varrho)\,;$$

N_{Be} ist ein Normalisierungsfaktor. Der Parameter β_l charakterisiert die räumliche Ausdehnung des Be^8.

Bekanntlich besitzt jedoch Be^8 keine gebundenen Zustände und zerfällt mit einer sehr kurzen Lebensdauer in zwei Alphateilchen. Unser Ansatz (II.12) setzt voraus, dass die Zeit, während der das durch den Photoeffekt ausgesandte Alphateilchen in der Nähe des Be^8 verweilt, immerhin kürzer ist als diese Lebensdauer.

Als Wellenfunktion des Endzustandes setzen wir an

$$\psi_E = \psi_{\mathrm{Be}} \cdot e^{i\vec{k}\cdot\vec{q}} \qquad \text{(II.13)}$$

Entsprechend wird die Dichte der Endzustände

$$\varrho_E = \frac{k^2\, dk\, d\omega_k}{(2\pi)^3\, dE_f} = \frac{k}{3\pi^3}\,\frac{M}{\hbar^2}\, d\omega_k \tag{II.14}$$

$\frac{3\hbar^2 k^2}{16 M} = E_f = \hbar\omega - |B| - E^*$ ist die kinetische Energie der Relativbewegung im Endzustand, $d\omega_k$ ist der Raumwinkel des Vektors $\vec{k}$, der definiert ist durch

$$\vec{k} = -\vec{k}_1 + (\vec{k}_2 + \vec{k}_3)/2. \tag{II.15}$$

Für den Wirkungsquerschnitt folgt aus (II.1)

$$d\sigma = \frac{1}{16\pi}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\sqrt{\varepsilon}\,(\varepsilon+\varepsilon_b)^3\left(\frac{\hbar\varkappa}{4Mc}\right)^2\varkappa^5\left|\int \psi_E^*\,\Omega\,\psi_0\, d\tau\right|^2 d\omega_k \tag{11.16}$$

mit den Abkürzungen

$$\varepsilon_b = \frac{16}{3}\cdot\frac{M}{\hbar^2\varkappa^2}\,(|B| + E^*); \qquad \varepsilon = \frac{16}{3}\,\frac{M}{\hbar^2\varkappa^2}\cdot\hbar\omega - \varepsilon_b$$

$$\Omega = \{(\vec{k}_0\cdot\vec{\varrho})(\vec{n}\cdot\vec{\varrho}) + (\vec{k}_0\cdot\vec{q})(\vec{n}\cdot\vec{q})\} =$$
$$-e^{i\varphi_k}\left(\frac{2\pi}{15}\right)\{\varrho^2\, Y_2^1(\vartheta_\varrho, \varphi_\varrho) + q^2\, Y_2^1(\vartheta_q, \varphi_q)\} + \text{c.c.}$$

φ_k ist der Azimut von $\vec{k}$ in bezug auf den Polarisationsvektor $\vec{n}$. Wir unterscheiden für den Endzustand zwei Fälle:

a) Be^8 erhält einen Drehimpuls $J = 2$,

b) Be^8 erhält einen Drehimpuls $J = 0$.

Durch die Wahl von ε_b spezialisieren sich die Ergebnisse auf Übergänge in den Grundzustand bzw. angeregte Zustände des Be^8. Man erhält als differentielle Wirkungsquerschnitte

Fall a)

$$d\sigma = \frac{12}{25}\,\pi^{1/2}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\left(\frac{\hbar}{4Mc}\right)^2\frac{1}{\beta_2^3}\left(\frac{\alpha^2\beta_2^2}{\alpha^2+\beta_2^2}\right)^5\varepsilon^{1/2}(\varepsilon+\varepsilon_b)^3\, e^{-\alpha^2\varepsilon}\,\frac{d\omega_k}{4\pi} \tag{II.17}$$

Die Winkelverteilung des ausgesandten Alphateilchens (d. h. des sogenannten ersten Alphateilchens der Reaktion $C^{12} + \hbar\omega = 3\,He^4$) ist also isotrop in bezug auf den anfallenden Gammastrahl. Dies entspricht dem experimentellen Befund, der allerdings aus den angegebenen Gründen nicht als sehr zuverlässig zu betrachten ist.

Fall b)

$$d\sigma = \frac{64}{15}\pi^{5/2}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\left(\frac{\hbar}{4Mc}\right)^2\frac{\alpha^8}{\beta_0}\left(\frac{\alpha^2\beta_0^2}{\alpha^2+\beta_0^2}\right)^3\varepsilon^{5/2}$$
$$\cdot(\varepsilon+\varepsilon_b)^3 e^{-\alpha^2\varepsilon}\,|Y_2^1(\vartheta_k,\varphi_k)|^2\,d\omega_k \qquad \text{(II.18)}$$

Das erste Alphateilchen wird in diesem Falle mit der charakteristischen Winkelverteilung eines Quadrupols ausgesandt.

Nach Integration über die Winkel von $\vec{k}$ können wir das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte für die beiden Fälle bilden:

$$\frac{\sigma^{(b)}}{\sigma^{(a)}} = 5\left(\frac{4\pi}{3}\right)^2\alpha^8\left(\frac{\alpha^2+\beta^2}{\alpha^2\beta^2}\right)\varepsilon^2 \qquad \beta_2=\beta_0=\beta \qquad \text{(II.19)}$$

Es ist aus dieser Formel leicht zu entnehmen, dass Übergänge, die zu einem angeregten Zustand des Be^8 mit $J = 2$ führen, gegenüber solchen, bei denen ein Be^{8*} mit $J = 0$ entsteht, zumindest bei nicht allzu hohen Energien der einfallenden Gammaquanten bevorzugt sind. Der angeregte Zustand des Be^8 mit $E^* = 3$ MeV, über den, wie im experimentellen Teil dieser Arbeit gezeigt, die (γ, α)-Reaktion am C^{12} vorwiegend führt, dürfte auf Grund dieser Überlegung eher ein D- als ein S-Zustand sein. Diese Zuordnung stimmt mit dem Vorschlag von GOLDHABER[40]) überein, steht aber im Widerspruch zu der älteren Auffassung von WHEELER[41]), der dieses Niveau auf Grund einer Analyse der (α, α)-Streuung als S-Zustand deutete.

Auf Grund einer analogen Überlegung lässt sich vorhersagen, dass der Übergang in den Grundzustand des Be^8, von dem angenommen werden darf, dass er zu einem Drehimpuls $J = 0$ gehört, und der bei dem von uns untersuchten Energien nur selten stattfindet, bei höheren Energien an Bedeutung gewinnen wird.

Für die Untersuchung der Winkelverteilung bei der (γ, α)-Reaktion am C^{12} dürfte folgende Bemerkung nützlich sein.

Wird das Be^8 in einem Zustand mit einem gegebenen J gebildet, so zerfällt es in zwei freie α-Teilchen, die zum selben Drehimpuls gehören müssen. Die Winkelverteilung des Vektors $\vec{k}_\varrho$ der Relativbewegung dieser beiden α-Teilchen bezüglich $\vec{k}_0$ muss also $|Y_J^1(\vartheta_{k_\varrho})|^2$ sein.

Der Umstand, dass bei vernünftiger Wahl der Parameter α und β, die durch die Dimensionen von C^{12} bzw. Be^8 festgelegt sind, die theoretischen Wirkungsquerschnitte nach (II.17; 18) etwa zehnmal kleiner herauskommen als die experimentellen und dass das

Maximum des Wirkungsquerschnittes nach dieser Theorie bei einer zehnmal höheren Energie auftritt als nach dem Experiment, veranlasst uns zu starken Bedenken gegen die Zulässigkeit des angenommenen Modells.

Aus der Nichtberücksichtigung über angeregte Zwischenzustände des C^{12} führender Übergänge bei unserer Rechnung erwächst keine wesentliche Änderung dieser Schlussfolgerungen. Analog zum Vorgehen von LEVINGER und BETHE[42]) kann man nämlich durch Anwendung von Summensätzen die mittlere Quantenenergie für die Quadrupolabsorption berechnen; man erhält auch auf diesem Wege einen viel zu hohen Wert.

Der experimentell gefundene Verlauf des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von der Energie, der die typische Form einer Resonanzkurve zu haben scheint und insbesondere in bezug auf die Lage des Maximums sehr symmetrisch ist, dürfte sehr schwer durch die Annahme eines direkten Photoeffektes zu deuten sein.

Ähnliche resonanzartige Kurven scheinen bei (γ, n)-Reaktionen am C^{12} selbst und an weiteren Kernen bei andern Energien aufzutreten.

Zur Erklärung der Lage des Wirkungsquerschnittsmaximums und der „Totalausbeute"

$$\int_0^\infty \frac{\sigma}{E}\, dE$$

bei diesen (γ, n)-Reaktionen nehmen LEVINGER und BETHE (a. a. O.) an, dass eine Dipolabsorption durch die Nukleonen stattfindet. Sie finden, dass eine Übereinstimmung mit dem Experiment nur dann zu erzielen ist, wenn man die Annahme macht, dass die mittlere Verrückung der Nukleonen viel kleiner als der Kernradius, nämlich etwa von der Grössenordnung der vermutlichen Dimension der α-Teilchen ist. Nach den genannten Autoren wäre dies ein Argument zugunsten des Vorhandenseins von α-Teilchen im Innern der Kerne; ein solches System von α-Teilchen sollte jedoch bei den unterhalb des ersten Anregungsniveaus von He^4 liegenden Energien γ-Strahlen durch Quadrupolwechselwirkung absorbieren können. Nach unseren Ausführungen steht jedoch die Vorstellung der Absorption von γ-Strahlen durch Kerne mit α-Teilchenstruktur in quantitativem Widerspruch mit dem Experiment.

Wir stehen hier einem neuartigen Phänomen gegenüber, dessen Deutung zweifelsohne für das Verständnis der Kernstruktur von erheblicher Bedeutung sein wird.

Dem Leiter des Institutes, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, möchten wir für das fördernde Interesse danken, das er der vorliegenden Arbeit stets entgegenbrachte. Der jüngere von uns (V.T.) möchte seinem verehrten Lehrer auch dafür herzlichst danken, dass er ihm das Arbeiten im Institut ermöglichte und ihm viel Verständnis entgegenbrachte.

Bestens danken möchten wir ferner Herrn Priv.-Doz. Dr. M. VERDE, mit dessen tatkräftiger Unterstützung die hier vorgelegten theoretischen Betrachtungen entstanden. Auch Herrn Dr. D.C. PEASLEE sind wir für interessante Diskussionen verbunden.

Zürich, Physikalisches Institut der ETH.

Literaturverzeichnis.

1) L. SZILARD und CHALMERS, Nature, **134**, 494 (1934).
2) CHADWICK und M. GOLDHABER, Proc. Roy. Soc. London, **151**, 479 (1935).
3) W. BOTHE und GENTNER, Naturwissenschaften, **25**, 90 (1937).
4) O. HIRZEL und H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta **20**, 373 (1947).
5) M. S. LIVINGSTON und H. A. BETHE, Rev. Mod. Phys. **9**, 351 (1936).
6) O. HUBER, O. LIENHARD, P. PREISWERK, P. SCHERRER und H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta **15**, 45 (1942).
7) E. R. GÄRTNER und H. R. CRANE, Phys. Rev. **52**, 582 (1937).
8) H. HÄNNI, V. L. TELEGDI und W. ZÜNTI, Helv. Phys. Acta **22**, 226 (1948).
9) O. HIRZEL und H. WÄFFLER, Helv. Phys. Acta **21**, 200 (1948).
10) V. F. WEISSKOPF und D. H. EWING, Phys. Rev. **57**, 472 (1940).
11) V. L. TELEGDI und M. VERDE, Helv. Phys. Acta, **22**, 380 (1949).
12) G. P. S. OCCHIALINI, Bulletin du Centre de Physique Nucléaire de Bruxelles.
13) C. FRANZINETTI, Phil. Mag., Mai 1950.
14) C. C. DILWORTH, C. P. S. OCCHIALINI und R. M. PAYNE, Nature, **162**, 102 (1948).
15) VERMAESEN, Bulletin du Centre de Physique Nucléaire de Bruxelles, No. 5 (1948).
16) C. F. POWELL und G. P. S. OCCHIALINI, „Nuclear Physics in Photographs", Oxford University Press, 1947.
17) VAN DER GRINTEN, Bull. Am. Phys. Soc., **23**, Nr. 3, 51 (1948).
18) H. YAGODA, „Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions", S. 62, New York 1949.
19) G. M. MILLAR und A. G. G. CAMERON, P. R. **78**, 78 (1950) und Privatmitteilung.
20) R. WESTÖÖ, Arkiv Mat. Astr. Fys. **34**B, 1 (1947).
21) C. F. POWELL und F. C. CHAMPION, Proc. Roy. Soc., London, **183**A, 64 (1944).
22) C. M. G. LATTES, P. H. FOWLER und P. CÜER, Proc. Phys. Soc. **59**, 883 (1947).
23) J. BONANOMI, Diplom-Arbeit E.T.H., 1949.
24) LUCKEY, „Nomographie", Berlin 1924.
25) L. L. GREEN und W. M. GIBSON, Proc. Phys. Soc. **62**A, 296 (1949).
26) W. HEITLER, „Quantum Theory of Radiation", Cambridge University Press 1944.
28) F. K. GOWARD, E. W. TITTERTON und J. J. WILKINS, Proc. Phys. Soc. A. **62**, 460 (1949); V. L. TELEGDI, im Druck.

[29]) H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **9**, 217 (1937).
[30]) Mattauch-Flammersfeld, „Isotopenbericht" 1949.
[30a]) W. F. Hornyak und T. Lauritsen, Rev. Mod. Phys. **20**, 191 (1948).
[31]) Smith und Murrell, Proc. Camb. Phil. Soc. **35**, 298 (1935).
[32]) Oliphant, Kempton und Rutherford, Proc. Roy. Soc. **150**, 241 (1935).
[33]) A. Hemmendinger, Phys. Rev. **75**, 1267 (1949); Tollestrup, Lauritsen, Fowler, Bull. Am. Phys. Soc. 24, Nr. 2, E 6 (1949).
[34]) F. K. Goward, V. L. Telegdi und J. J. Wilkins, Proc. Phys. Soc. A **63**, 402 (1950).
[35]) H. Wäffler, S. S. Younis, Helv. Phys. Acta, **22**, 618 (1949).
[36]) R. L. Walker und B. D. McDaniel, Phys. Rev. **74**, 315 (1948).
[37]) J. A. Wheeler, Phys. Rev. **52**, 1039 (1937).
[38]) S. M. Dennison, Phys. Rev. **57**, 454 (1940).
[39]) M. Verde, Helv. Phys. Acta **22**, 339 (1949).
[40]) M. Goldhaber, Phys. Rev. **74**, 1194 (1948).
[41]) J. A. Wheeler, Phys. Rev. **89**, 27 (1941).
[42]) J. Levinger und H. A. Bethe, Phys. Rev. **78**, 115 (1950).
[43]) J. Rotblat, Nature, **164**, 308 (1950).