

Ein Spektrometer für schnelle Neutronen und das Neutronenspektrum von Ra $\alpha + \text{Be}$

Von ULRICH SCHMIDT-ROHR*

Aus dem Institut für Physik im Max-Planck-Institut für medizinische Forschung und dem I. Physikalischen Institut der Universität Heidelberg

(Z. Naturforschg. 8a, 470—479 [1953]; eingegangen am 1. Juli 1953)

Es wird ein Spektrometer für Neutronen von 2—25 MeV beschrieben. Es besteht aus einem mit Wasserstoff oder Methan gefüllten Ionisationskammer-Teleskop. Die Energieverteilung der im Gas in Primärrichtung ausgelösten Rückstoßprotonen wird durch ein Koinzidenz-Antikoinzidenz-System ermittelt und durch einen Impulsspektrographen photographisch aufgenommen. Durch Ausphotometrieren kann man die Neutronenspektren auch in Form von kontinuierlichen Differentialkurven erhalten. Das Gerät registriert gleichzeitig alle Energien innerhalb eines gewissen Energiebereiches, der durch den Druck in der Kammer eingestellt werden kann. Daher werden die Spektren durch Intensitätschwankungen der Neutronenquellen nicht beeinflußt.

Die mittlere Auflösebreite des Spektrometers beträgt für nicht zu große Energien etwa 300 keV; sie ist im wesentlichen durch den Rausch des Verstärkers bestimmt.

Das Spektrum der schnellen Neutronen einer Ra-Be-Quelle wurde mit und ohne Bleifilterung untersucht. Es zeigt in groben Zügen den aus den unvollständig bekannten Kerndaten geschätzten Verlauf. Eine beobachtete Struktur wird versuchsweise einer Anisotropie der Winkelverteilung im Schwerpunktssystem und einer Struktur der Anregungsfunktion zugeschrieben. Bleiabsorber verschieben den Schwerpunkt des Spektrums nach niedrigeren Energien.

1. Ziel und Methode

Die Untersuchungen von Kernreaktionen mit schnellen Neutronen als auslösenden oder entstehenden Teilchen bilden einen wesentlichen Teil der Kernspektroskopie. Ein erschwerender Umstand gegenüber den Reaktionen mit geladenen Teilchen ist, daß die genaue Messung von Neutronenenergien im allgemeinen nicht ganz einfach ist. Gewöhnlich mißt man zu diesem Zweck die Energien von Rückstoßkernen, die beim Stoß der Neutronen mit leichten Atomkernen, insbesondere Wasserstoff, auftreten. Diese Rückstoßenergie hängt aber stark vom Rückstoßwinkel ab. Daher benutzt

man meist nur die Rückstoßkerne, die mehr oder weniger genau in der Richtung der Neutronenbahn ausgelöst werden, wo die Rückstoßenergie ihr Maximum hat. In der Nebelkammer¹ und in Kernphotoplatten^{2—6} ist die Aussonderung dieser Rückstoßteilchen leicht, aber beide Methoden sind sehr schwerfällig. Arbeitet man dagegen mit Zählrohren^{7—10}, Szintillationszählern^{11, 12} oder Ionisationskammern^{13—15}, so ist man zur Richtungsauswahl auf Teleskop-Anordnungen angewiesen. Die bisherigen Anordnungen dieser Art enthielten eine (meist feste) Auslöseschicht (Paraffin o. dgl.) und feste Absorber zur Messung der Reichweite der Rückstoßteilchen. Große Nachteile sind hierbei, daß erstens durch die

* Diss. Heidelberg 1953.

¹ E. Bagge, Physik. Z. **43**, 226 [1942].

² M. Teucher u. F. G. Houtermans, Z. Physik **126**, 410 [1949]; **129**, 365 [1951].

³ C. E. Bradford u. W. E. Bennett, Physic. Rev. **77**, 753 [1950]; **78**, 302 [1950].

⁴ W. H. Guier u. J. H. Roberts, Physic. Rev. **79**, 719 [1950]; **81**, 317 [1951]; **85**, 426 [1952].

⁵ B. G. Whitmore u. W. B. Baker, Physic. Rev. **78**, 799 [1950].

⁶ N. Nereson u. F. Reines, Rev. sci. Instruments **21**, 534 [1950].

⁷ D. Worth, Physic. Rev. **78**, 378 [1950].

⁸ B. Rossi u. H. Staub, National Nuclear Energy

Series, Ionization Chambers and Counters, McGraw-Hill, 1949, S. 185.

⁹ R. Hess u. D. L. Hill, Physic. Rev. **83**, 484 [1951]; D. L. Hill, Physic. Rev. **87**, 1034 [1952].

¹⁰ B. E. Watt, Physic. Rev. **87**, 1037 [1952].

¹¹ L. E. Beghian, R. A. Allen, J. M. Calvert u. H. Halban, Physic. Rev. **86**, 1044 [1952].

¹² G. L. Guernsey, G. R. Mott, B. K. Nelson u. A. Roberts, Rev. sci. Instruments **23**, 476 [1952].

¹³ H. R. Wilson, L. Beghian, C. H. Collie u. H. Halban, Rev. sci. Instruments **21**, 698 [1950].

¹⁴ B. Rossi u. H. Staub, s. Anm. 8, S. 159, 164.

¹⁵ N. Nereson u. S. Darden, Physic. Rev. **89**, 775 [1953].



Selbstabsorption in der Auslöseschicht das Spektrum verschmiert wird, und daß zweitens die Reichweitenanalyse nur ein *integrales* Spektrum liefert.

Das hier zu beschreibende Neutronenspektrometer beruht ebenfalls auf dem Teleskop-Prinzip. Es wird jedoch nicht die Reichweite, sondern die totale *Ionisation* der Rückstoßprotonen längs ihrer gesamten Bahn gemessen. Hierzu ist es erforderlich, daß auch die Auslöseschicht gasförmig ist und in den Ionisationsraum einbezogen wird. Dadurch kann man die Auslöseschicht (Kammer I; s. w. u.) reichlich dick, also die Empfindlichkeit des Spektrometers groß machen, ohne das Spektrum durch Selbstabsorption in der Auslöseschicht zu verschmieren. Ferner entfallen die festen Absorptionsfolien. Die Richtungsausblendung geschieht durch ein einfaches Kanalblendensystem innerhalb der Ionisationskammer. Diese Vorteile werden erreicht durch Koinzidenz-Antikoinzidenz-Schaltungen der einzelnen Abschnitte der Ionisationskammer.

bald große Abmessungen an, was sie relativ störempfindlich macht^{14, 17}.

Das Spektrometer (s. Abb. 1) besteht aus drei Ionisationskammern, die ohne Zwischenwand in Neutronenstrahlrichtung hintereinander angeordnet und mit Wasserstoff oder einer gasförmigen Wasserstoffverbindung gefüllt sind. Kammer I und II sind in Koinzidenz, Kammer III in Antikoinzidenz dazu geschaltet. Die Kammer II besteht in ihrem ersten Teil aus einem System von Blenden aus langen Kanälen von quadratischem Querschnitt, an denen Kammerspannung liegt. Die übrigen Kammerwände werden durch spannungsführende Drähte gebildet. Die Sammelelektronen sind ebenfalls Drähte mit getrennten Ableitungen für die einzelnen Kammer.

Neutronen, die in Kammer I eintreten, lösen Rückstoßprotonen aus, von denen nur diejenigen durch die Blenden gelangen können, welche genügende Reichweite und ungefähr die gleiche Richtung haben wie die einfallenden Neutronen. Hiervon werden wieder nur diejenigen registriert, die in Kammer II enden, also nicht in Kammer III eindringen. Auch Rückstoßprotonen, die in Kammer II oder III ausgelöst werden,

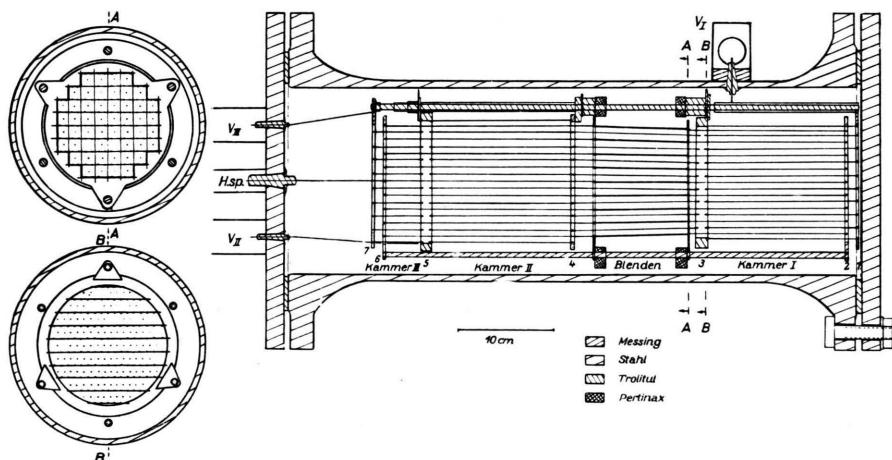


Abb. 1. Die Ionisationskammern. V = Vorverstärker; H.sp. = Hochspannung. Die Neutronen kommen von rechts.

Eine gewisse Schwierigkeit bei der Anwendung dieses Prinzips liegt in der großen Reichweite der Protonen in H_2 ($10 \text{ MeV} \sim 450 \text{ cm}$). Man muß daher einen hohen H_2 -Druck in der Kammer anwenden, wobei nach eigenen und anderweitigen¹⁶ Erfahrungen eine Grenze bei 15 At durch die Sättigungsschwierigkeiten gegeben ist. Ein anderer Ausweg, der ebenfalls im folgenden beschritten wurde, besteht in der Verwendung einer stärker bremsenden Wasserstoffverbindung, z. B. Methan, als Kammergas. In jedem Fall nimmt die Kammer, sofern sie auch für schnelle Neutronen brauchbar sein soll,

werden nicht registriert. Dies wird folgendermaßen erreicht:

Die Spannungsimpulse, die von den Rückstoßprotonen in den Kammern I und II ausgelöst werden, werden addiert und durch eine Koinzidenzschaltung mit Diskriminatoren so aussortiert, daß nur die Impulshöhe von denjenigen Rückstoßprotonen registriert wird, die in Kammer I erzeugt werden und die Blenden in ihrer ganzen Länge durchlaufen, ohne jedoch in die Kammer III einzutreten. Deshalb ist die Kammer III in Antikoinzidenz zu I und II geschaltet. Die Energieverteilung der Impulse, die diesen Bedingungen genügen, wird mittels eines Impulsspektrographen²⁰⁻²³ photographisch registriert. Sie gibt nach Berücksichtigung der Energieabhängigkeit des Neutron-Proton-

¹⁶ L. Dick, P. Falk-Vairant u. J. Rossel, Helv. physica Acta **20**, 357 [1947].

¹⁷ H. H. Barschall u. M. H. Kanner, Physic. Rev. **58**, 590 [1940].

Wirkungsquerschnittes und der Reichweitengeometrie das Spektrum der Neutronen wieder, welche die Rückstoßprotonen auslösen.

2. Die Ionisationskammern

Die Kammern arbeiten als „langsame“, d. h. es werden positive und negative Ionen gesammelt und nicht wie bei der „schnellen“ Kammer die viel beweglicheren Elektronen. Dadurch werden die Kammern auch für Gase verwendbar, die negative Ionen bilden.

Ihre negativen Hochspannungselektroden bestehen teils aus den 0,05 cm starken, 10 cm langen Wänden der quadratischen Kanalblenden von 1,4 (vorn) bzw. 1,5 cm (hinten) Seitenlänge, teils aus Drähten, die einerseits an den Kanten der Kanäle, andererseits an den Halterungsgittern 2 und 6 befestigt sind. Die davon isolierte Sammelelektrode der Kammer I besteht aus Drähten, die zwischen den Halterungen 1 und 3 ausgespannt sind. Entsprechendes gilt für Kammer II (Halterungen 3, 4, 5) und III (Halterungen 5 und 7).

Die Drähte sind 0,2 mm starke Kupferdrähte. Die Halterungsringe der Hochspannungselektroden sind an drei Messingstäben, die der Sammelelektroden an drei Trolitulstäben befestigt. Die Stäbe sind in den beiden stabilen Pertinaxringen gelagert, die das Blendsystem tragen. Auf die Trolitulstäbe sind geerdete Schutzringe geschoben.

Die Ionisationskammern ruhen in einem Druckgefäß aus einem nahtlosen Siedestahlrohr von 20 cm Durchmesser und 0,6 cm Wandstärke. Seine Deckel, zwei 1,6 cm starke Eisenplatten, sind mit Bolzen an Vorschweißflanschen befestigt, die für 25 atü berechnet sind. Die Dichtungen bestehen aus Gummiringen. Der Deckel, welcher der Neutronenquelle zugewandt ist, trägt auf der Innenseite eine 1 mm starke Zinnsschicht, die verhindert, daß Protonen in die Kammer gelangen, die aus Kernreaktionen im Deckel herrühren. Der Deckel auf der Rückseite enthält 5 Bohrungen für zwei Ventile, die Hochspannungsdurchführung und die Anschlüsse der Sammelelektroden der Kammer II und III. Die Sammelelektrode der Kammer I wird durch eine Bohrung in der Rohrwand nach außen geführt.

Alle mit den Sammelelektroden leitend verbundenen Metallteile sind so klein wie möglich dimensioniert, so daß die Kapazität der Kammern möglichst niedrig und die Durchlässigkeit für Protonen möglichst groß bleibt. Die außergewöhnliche Größe der Kammern I und II verursacht jedoch eine Gesamtkapazität von 530 pF. Ein ionisierendes Teilchen von 300 keV Energie löst daher nur einen Spannungsimpuls von rd. 3 Mikrovolt aus. Eine Verstärkung so kleiner Spannungsimpulse erfordert spezielle Vorverstärker und eine äußerst sorgfältige Abschirmung und Erdung aller mit den Kammern oder den Vorverstärkern in Verbindung stehenden Teile.

3. Die Verstärker

Die Abb. 2 zeigt das Blockschaubild der Verstärker. Als Vorverstärkerröhre (Elektrometerröhre) für Ionisationskammern mit Impulsbetrieb hat sich die AF 7 in Pentodenschaltung bewährt, weil sie ein geringes Gitterrauschen aufweist^{18, 19}. Die große Kapazität der Kammern schließt jedoch das Gitter hochfrequent kurz, so daß das Anodenstromrauschen die wesentlichere Störquelle darstellt. Das Anodenstromrauschen läßt sich durch Triodenschaltung und Verwendung von Röhren verringern, bei denen das Verhältnis I_a/S^2 (I_a = Anodenstrom; S = Steilheit) möglichst klein ist¹⁸. Nach diesem Gesichtspunkt wurden zehn Röhren vom Typ 6 J 4, 6 AC 7 und AF 7 ausgewählt und diejenige mit dem günstigsten Rausch-Impulsverhältnis in den Vorverstärker der Kammer II, deren Kapazität am größten ist, eingebaut. Die Vorverstärker I und III enthalten je eine Röhre vom Typ AF 7 in Triodenschaltung.

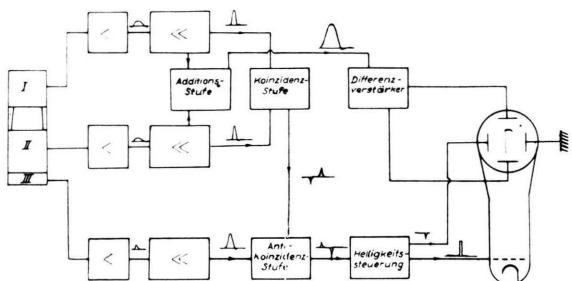


Abb. 2. Das Blockschema der Verstärker.

Die Hauptverstärker bestehen aus je drei frequenzabhängig gegengekoppelten Doppeltriodenstufen (6 SL 7) und einer Trennstufe. Das Maximum ihres Durchlaßbereiches liegt bei einer Frequenz von 400 Hz. Frequenzen von weniger als 70 Hz werden nicht mehr verstärkt, so daß die niederfrequenten Störungen, die vom Wechselstromnetz und den mechanischen Gebäudeschwingungen ausgehen, stark unterdrückt werden (s. Ziffer 6).

Die Impulse, die von der Trennstufe (6 SL 7) über Potentiometer auf je eine Doppeltriodenstufe gegeben werden, lösen Univibratoren (6 SN 7) aus. Der Univibrator, der von Kammer II angesteuert wird, dient als Diskriminator. Er ist so eingestellt, daß er nur auf große Impulse anspricht, die von Rückstoßprotonen ausgelöst sind, deren Reichweite größer ist als die Länge der Blenden. Daher werden sicher keine Rückstoßprotonen registriert, die in den Blenden stecken bleiben. Die Zeitkonstante der oben erwähnten Doppeltriodenstufe beträgt nur $1,2 \cdot 10^{-4}$ sec. Infolgedessen sprechen die Univibratoren, die eine Rossi-Stufe (Doppeltriode mit gemeinsamem Anodenwiderstand) steuern, schon an, bevor der Hauptimpuls in der Additionsstufe seinen Maximalwert erreicht hat. Die Rossi-Stufe (6 SN 7) löst einen Verzögerungsunivibrator mit

¹⁸ K. J. Keller, Physica 10, 273 [1943]; 13, 326 [1947].

¹⁹ W. Stetter, Diss. Heidelberg 1950.

variabler Impulslänge aus, der so eingestellt werden kann, daß er in dem Augenblick zurückkippt, in dem der Hauptimpuls seinen Maximalwert erreicht hat. Der Rechteckimpuls des Verzögerungsunivibrators wird durch starke Differentiation in einen negativen und einen positiven Impuls verwandelt. Zwei gleichzeitige Impulse in Kammer I und II verursachen daher hinter der Koinzidenzanordnung einen negativen und einen positiven Impuls mit regelbarem Abstand. Sie steuern in der Antikoinzidenzstufe das Gitter einer Hexode (6 L 7), die so eingestellt ist, daß nur der positive zweite Impuls verstärkt wird und die Oszillographenröhre hellsteuert. Erfolgt gleichzeitig ein Impuls in Kammer III, so löst der Verstärker III einen negativen Rechteckimpuls aus, der auf das zweite Steuergitter der Hexode gegeben wird und dadurch eine Verstärkung des Koinzidenzimpulses verhindert.

Der zeitliche Abstand des Koinzidenzimpulses vom Einsatzpunkt des Hauptimpulses läßt sich regeln. Hierdurch wird die im folgenden beschriebene einfache Registrierung der Impulshöhenverteilung ermöglicht²⁰⁻²³.

4. Die Registrierapparatur

Die linear verstärkten und addierten Impulse der Kammer I und II werden über einen Differenzverstärker (6 V 6) auf die y -Ablenkung einer Kathodenstrahlzosillographenröhre (5 CP 1) gegeben. Der Impuls, der aus der Antikoinzidenzstufe in die Helligkeitssteuerung geleitet wird, löst einen Univibrator aus, der die Oszillographenröhre mit einem Rechteckimpuls in dem Augenblick hellsteuert, in dem der Impuls der Additionsstufe seinen Maximalwert erreicht hat. Außerdem wird ein negativer Impuls des Univibrators der x -Ablenkung zugeführt, so daß auf dem Oszillographenschirm ein Bild des Maximums des Additionsimpulses erscheint. Jedes Rückstoßproton, das der Koinzidenzbedingung genügt, markiert sich so in Form eines linienförmigen Lichtblitzes, dessen Abstand von der Nulllinie die Impulshöhe und damit die Energie darstellt. Photographiert man diese Lichtblitze bei offener Kamera übereinander, so erhält man eine Schwärzungsverteilung auf dem Film, welche das Rückstoßprotonenspektrum genau so wiedergibt, wie man es von einem optischen Spektrometer gewöhnt ist.

5. Kammergas, Spannung und Zeitkonstanten der Verstärker

Diese drei Größen sind offenbar miteinander gekoppelt. Die Breite des Spannungsbereiches (Plateaus) in der Ionisationskammercharakteristik, in dem die Impulshöhe von der Kammerspannung unabhängig ist, wird durch die Gasentladungseigenschaften der Gasfüllung und den Durchmesser und Abstand der Drähte bestimmt. Die günstigste Größe

dieser Teile bei Wasserstofffüllung wurde durch Versuche mit einfachen Modellionisationskammern der beschriebenen Konstruktion ermittelt. Aus der Größe der Spannungsimpulse, welche Po- α -Teilchen bei verschiedenen Kammerspannungen und Drücken erzeugten, ließ sich die Sättigungsfeldstärke und die Spannung entnehmen, oberhalb welcher eine Multiplikation der Ladungsträger durch Stoßionisation auftritt.

Es zeigte sich, daß das Plateau mit steigendem Druck immer schmäler wird, so daß eine Ionisationskammer der oben angegebenen Bauart nicht mehr einwandfrei arbeitet, wenn sie mit Wasserstoff von mehr als 8 At gefüllt ist (Abb. 3). Dies gilt für Bombenwasserstoff. Von einer besonderen Reinigung des Wasserstoffs ist kein Vorteil zu erwarten, weil dadurch zwar die Initialrekombination herabgesetzt, dafür aber die Stoßionisation in der Nähe der Drähte begünstigt wird.

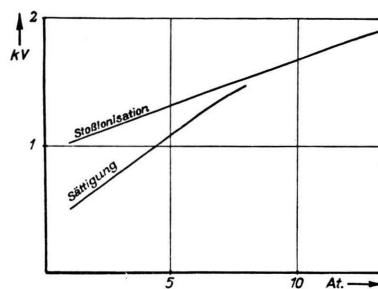


Abb. 3. Multiplikations- und Sättigungsspannung der Kammer I in Abhängigkeit vom Druck. Gasfüllung: Wasserstoff.

Methan hat gegenüber Wasserstoff den Vorteil, daß es auch unter hohem Druck bei verhältnismäßig niedrigen Feldstärken Sättigung zeigt¹⁶. Für die Kammer I erstreckte sich das Plateau bei 1,5 sowie bei 2,5 At CH_4 über rund 700 V, und der Ausschlag war unabhängig vom Druck. Mit Methan können außerdem wesentlich energiereichere Neutronen untersucht werden, weil sein Bremsvermögen viermal größer ist als das von Wasserstoff. Die Kohlenstoffrückstoßkerne stören bei der vorliegenden Kammerform nicht. Erstens ist der Neutronenwirkungsquerschnitt von Kohlenstoff bei Neutronenenergien von 1–10 MeV nur von der gleichen Größenordnung wie der von Wasserstoff; daher werden nur 20% aller Impulse durch Kohlenstoffrückstoßkerne verur-

²⁰ D. Maeder, Helv. physica Acta **20**, 230 [1947].

²¹ W. Böllmann u. W. Zünti, Helv. Physica Acta **24**, 517 [1951].

²² H. E. Müller, Diss. Wien 1950.

²³ G.v.Gierke, Z. Naturforschg. **8a**, [1953], erscheint demnächst.

sacht. Zweitens übertragen die Neutronen nur maximal 28% ihrer kinetischen Energie auf die Kohlenstoffkerne, so daß der Koinzidenzunivibrator der Kammer II auf diese geringen Impulshöhen nicht anspricht. Bei größerer Neutronenenergie können zwar die Kohlenstoffrückstoßkerne Impulse auslösen, deren Größe mit denen vergleichbar ist, welche die Rückstoßprotonen energieärmer Neutronen hervorrufen. Registriert werden aber nur die wenigen Impulse von denjenigen Kohlenstoffkernen, welche direkt vor den Blenden erzeugt werden, weil ihre Reichweite um mehr als eine Größenordnung kleiner ist als die von Rückstoßprotonen gleicher Teilchenenergie.

Bei Abwägung aller Vor- und Nachteile von Methangasfüllungen scheint es am zweckmäßigsten, Neutronen bis 6 MeV Energie mit Wasserstoff bis zu 6 At, oberhalb 6 MeV mit Methan von mindestens 2,5 At als Kammergas zu untersuchen.

Innerhalb des Plateaus ist es zweckmäßig, die Kamerspannung möglichst hoch zu wählen, damit die Sammelzeit der Ionen möglichst kurz wird. Kurze Sammelzeit ermöglicht nämlich kurze Zeitkonstanten in den Verstärkern, und dies ist wiederum wichtig, um erstens die Schwankungen der Nulllinie und zweitens die zufälligen Koinzidenzen möglichst herabzudrücken. Als kürzeste Zeitkonstante wurde $5 \cdot 10^{-4}$ sec gewählt. Messungen mit Po- α -Strahlen zeigten, daß unter diesen Bedingungen praktisch alle Ionen nachgewiesen wurden. Für Protonen liegen die Verhältnisse wegen der geringeren Ionisierungsdichte noch wesentlich günstiger.

Wenn man nahe der Grenze des Spannungsplateaus arbeitet, muß die Kamerspannung sehr gut konstant gehalten werden. Durch große Zeitkonstanten und große Kapazitäten in der Siebkette konnte erreicht werden, daß keine Spannungsimpulse von mehr als 10^{-6} V auf die Sammellektroden influenziert wurden, und daß die Kamerspannung von Schwankungen der Netzspannung unbeeinflußt blieb.

6. Störeffekte

Wegen der notwendigen hohen Verstärkung (rd. 10^7 -fach) war die Kammer zunächst sehr störanfällig. Als *elektromagnetische* Abschirmung erwies sich ein zylindrischer Käfig aus 2 mm Eisenblech als ausreichend. Genügende Unempfindlichkeit gegen *akustische* und *mechanische* Störungen wurde schließlich dadurch erreicht, daß dieser Käfig mit Gummischläuchen an einem Gestell aufgehängt wurde, das

seinerseits durch Schwammgummi- und Kokosfasergummiplatten mit zwischengelegten schweren Steinplatten abgedeckt war. Außerdem wurden die Hauptmessungen in den verkehrsruhigen Nachtstunden durchgeführt.

Als erste Anwendung des Gerätes sollte das Neutronenspektrum einer Ra α + Be-Quelle von 450 mC ausgemessen werden. Eine solche Quelle sendet etwa 10^4 -mal mehr γ -Quanten als Neutronen aus. Deshalb mußten mit einer gleich starken Ra γ -Quelle die Mindestentferungen bestimmt werden, bei denen mit verschiedenen Kammerfüllungen und Bleiabsorbern die γ -Strahlen nicht mehr stören. Die Ergebnisse zeigt Tab. 1. Eine Verschiebung des Arbeitspunktes der Eingangsrohren in den Sperrbereich, die von anderen Autoren¹⁹ bei unterheizten Pentoden beobachtet worden ist, trat bei der verwendeten Triodenschaltung nicht auf.

Bleiabsorberdicke cm	Gasdruck At	Abstand vom Kammerdeckel cm
0	1 H ₂	60
0	5 H ₂	120
2	3 CH ₄	250
5	1 H ₂	20
5	5 H ₂	50
10	1 H ₂	10
10	5 H ₂	20

Tab. 1. Mindestabstand zwischen Quelle und Kammerdeckel, bei dem die γ -Strahlung von 450 mC Ra + Be nicht mehr stört.

7. Das Auflösungsvermögen des Spektrometers

Das Auflösungsvermögen des Spektrometers wird bestimmt durch folgende Faktoren: Endlicher Öffnungswinkel der Blenden, Rausch der Vorverstärkerröhren, Breite des Leuchtflecks der Oszillographenröhre, Schwankungen der Nulllinie durch γ -Strahlen oder äußere Störungen. Der Öffnungswinkel der Blenden ist so gewählt, daß bei richtiger Lage (70 cm Abstand vom vorderen Kammerdeckel) und genügend kleiner Ausdehnung der Quelle der Stoßwinkel zwischen eintretendem Neutron und Rückstoßproton im Mittel rd. 5° ist, was einer Energiebreite von rd. 0,8% entspricht. Durch sorgfältige Auswahl der Vorverstärkerröhren (s. Ziffer 3) konnte das mittlere Rauschäquivalent auf 300 keV heruntergedrückt werden. Ein kleinerer Wert dürfte nach allen vorliegenden Erfahrungen schwerlich zu

erreichen sein, weil die Kapazität der Kammern, rd. 530 pF, relativ groß und daher die Ladungsempfindlichkeit entsprechend klein ist. Die Linienbreite der auf dem Oszillographenschirm hellgesteuerten Impulsmaxima entsprach einer Energiebreite von 0,1 MeV. Sie verschlechterte das Auflösungsvermögen ebenso wie die Schwankungen der Nulllinie durch γ -Strahlung oder äußere Störungen. Die gesamte mittlere Auflösebreite beträgt daher

$$\Delta E = [0,8^2 + (0,008 E)^2]^{1/2} \text{ MeV.}$$

Man sieht, daß bis zu Neutronenenergien von etwa 15 MeV die Blendenöffnung praktisch keinen Beitrag zur Unschärfe liefert und daß der Rausch der begrenzende Faktor ist. Seine Größe wurde aus der Halbwertbreite monoenergetischer α -Strahlen entnommen.

8. Prüfung auf Linearität, Eichung Aufnahmetechnik

Die Linearität der Verstärker, der Additionsstufe und des Registriergerätes wurde vor und nach den Hauptversuchen mehrfach geprüft sowohl mit künstlichen Impulsen als auch mit α -Strahlen verschiedener Energien, die gleichzeitig zur Energieeichung dienten. Die Kapazität der Kammer I betrug 210 pF, die der Kammer II 320 pF. Daher mußten die Ionenempfindlichkeiten der Kammern durch Regelung des Verstärkungsgrades der Hauptverstärker abgeglichen werden. Diese Abgleichung wurde vor jeder Aufnahme durch Beobachtung der Impulse kleiner Po-Präparate mit dem Oszillographen vorgenommen. Diese Präparate dienten gleichzeitig dazu, die Konstanz der Apparatur während der Aufnahme zu kontrollieren.

Eine ausreichende Intensitätseichung konnte bei der geringen Koinzidenzhäufigkeit durch einfaches visuelles Auszählen der Koinzidenzimpulse auf dem Oszillographenschirm für Energieintervalle von etwa 700 keV vorgenommen werden. Dadurch wurde die immer unsichere Benutzung einer Schwärzungsskala umgangen. Außerdem bietet die ständige Beobachtung des Oszillographen während der Aufnahme die Gewähr, daß Störungen sofort bemerkt werden.

Bei gegebener Kammerfüllung hängt offenbar die Nachweiswahrscheinlichkeit von der Neutronenenergie ab und ist auf ein bestimmtes Energiegebiet beschränkt. Sie ist für diejenigen Rückstoßprotonen am größten, deren Reichweite gleich dem Abstand zwischen Kammerdeckel und Blendenrückseite oder

dem praktisch gleichen Abstand von Blendenvorderseite und Antikoinzidenzammer ist. Die geringste nachweisbare Protonenreichweite ist etwa gleich der Länge des Blendensystems, die größte gleich der Gesamtlänge der Kammern I und II. Das entsprechende Energieverhältnis ist etwa 1:2,5. Die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Energie zeigt daher einen dreieckförmigen Verlauf (siehe Abb. 4*). Für diesen Empfindlichkeitsverlauf muß korrigiert werden. Um einen größeren Energiebereich als 1:2,5 durchzumessen, muß der Druck oder die Art des Füllgases geändert werden.

Die Aufnahmen wurden der Vollständigkeit halber noch mit einem Zeiß-Registrierphotometer ausgewertet. Die Lichtintensität der Blitze auf dem Schirm des Registriergerätes war so abgestimmt, daß die Schwärzung auf dem Film (21/10 DIN) in einem günstigen Bereich der Schwärzungskurve lag. Mit Hilfe von Schwärzungsmarken, die mit dem Impulsgeber hergestellt worden waren, konnte die Differenz der Neutronenintensität in den Maxima und Minima der Kurven bestimmt werden.

9. Das Neutronenspektrum einer Ra-Be-Quelle bei verschiedener Bleifilterung

Als Neutronenquelle stand ein 450 mC Ra-Be-Präparat zur Verfügung. Sein Spektrum wurde ohne Bleiabsorber sowie mit 5 cm und 10 cm Bleiabsorber untersucht. Der Präparatabstand betrug mindestens 70 cm (s. Tab. 1). Es wurden Größenordnungsmaßig 0,1 Impulse/sec registriert. Die Absorber hatten die Form eines Quaders von 10 cm Seitenlänge. Sie waren direkt vor dem Neutronenpräparat angeordnet (s. Abb. 5).

Zur Messung des Energiebereiches von 1,5–3,5 MeV wurde die Kammer mit 2,5–3 At Wasserstoff, von 2,5–7 MeV mit 5–6 At Wasserstoff und von 5–13 MeV mit 2,5–4 At Methan gefüllt. Bei einem Druck von 10 At Methan könnten noch Neutronenenergien zwischen 10 und 25 MeV untersucht werden. Der Bereich von 1,5–3,5 MeV wurde nur visuell und nicht photographisch registriert, weil die Intensität, besonders bei Verwendung von Bleiabsorbern, in diesem Energiebereich groß und das relative Auflösungsvermögen so schlecht war, daß die Genauigkeit der visuellen Registrierung ausreichte. Unterhalb 2 MeV funktionierte die Apparatur nicht mehr einwandfrei.

* Abb. 4, s. Tafel S. 476a.

Die Abb. 4 zeigt typische Aufnahmen von Rückstoßprotonenspektren. Alle Aufnahmen zeigen keinen glatten Verlauf, sondern Strukturen. Bei Verwendung von 10 cm Bleiabsorber treten aber unterhalb 5 MeV nur noch niedrige Maxima auf, die innerhalb der statistischen Fehler liegen dürften.

Die Entzerrung der Photometerkurven in einen linearen Maßstab und die Zusammenfassung der Messungen in den verschiedenen Energiebereichen

ohne Bleiabsorber stimmt in groben Zügen mit dem Spektrum überein, das Teucher² mit Kernphotoplatten erhalten hat. Die große Intensität zwischen 1 und 3 MeV kann vielleicht zum Teil von Neutronen herrühren, die von den Zimmerwänden in das Spektrometer gestreut werden, denn diese sind erstens energieärmer und erzeugen zweitens, da sie in falscher Richtung in die Kammer eintreten, Rückstoßprotonen von zu kleiner Energie.

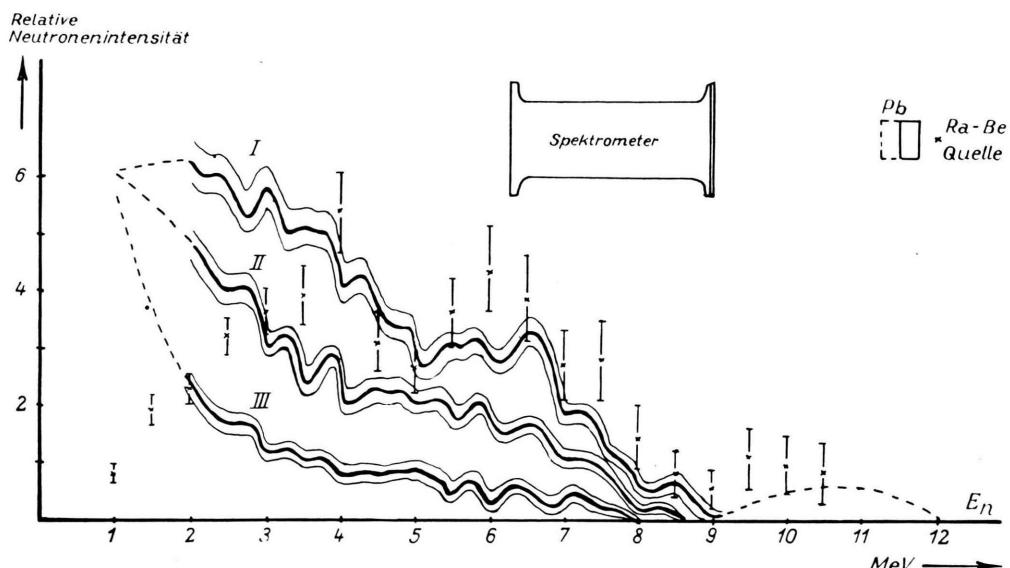


Abb. 5. Das korrigierte Neutronenspektrum einer Ra-Be-Quelle ohne Bleiabsorber (I), hinter 5 cm (II) und 10 cm (III) Bleiabsorber bei gleichem Präparatabstand. Für jede Kurve wurden mehr als 5000 Rückstoßprotonenimpulse registriert.

Die eingeziehenen Meßpunkte wurden von Teucher durch Ausmessung von 650 Rückstoßprotonenspuren in Kernphotoplatten gewonnen (Ra-Be-Quelle ohne Absorber).

Der gestrichelte Teil der Kurven stammt aus visuellen Registrierungen einzelner Impulse, der ausgezogene Teil ist durch Photometerkurven belegt.

Die Fehlerkurven geben den statistischen Fehler an, der aus der Anzahl der Rückstoßprotonen/0,3 MeV Energieintervall berechnet wurde.

zu einer einheitlichen Kurve für das Ra-Be-Spektrum ist schwierig, weil sich das Spektrum der schnellen Neutronen einer Ra-Be-Quelle über einen Energiebereich von 1–14 MeV erstreckt und große Intensitätsunterschiede aufweist. Daher mußten die Ergebnisse von Messungen in mehreren Energiebereichen, also bei verschiedenen Drucken und mit verschiedenen Empfindlichkeitskorrekturen, überlagert werden.

Die Abb. 5 zeigt die für spektrale Empfindlichkeit und Wirkungsquerschnitt²⁴ korrigierten Neutronenspektren. Der Verlauf des Ra-Be-Spektrums

Bleiabsorber verschieben den Schwerpunkt des Neutronenspektrums nach niedrigeren Energien. Die Kurven lassen sich jedoch nicht ohne weiteres mit denjenigen vergleichen, die Teucher und Houtermans mit Bleiabsorbern erhielten, weil die Absorbergeometrie sehr verschieden war (Quelle im Zentrum einer Bleikugel). Eigene Versuche haben ergeben, daß durch Bleiabsorber, die senkrecht zur Nachweisrichtung neben der Quelle aufgestellt sind, Neutronen von 2,5–4 MeV mit merklicher Intensität in das Spektrometer gestreut werden, wahrscheinlich zum Teil unelastisch. Die Photometerkurven ohne Bleiabsorber weisen Maxima und Minima auf, die außerhalb der statistischen Schwan-

²⁴ C. L. Bailey u. a., Physic. Rev. 70, 583 [1946].

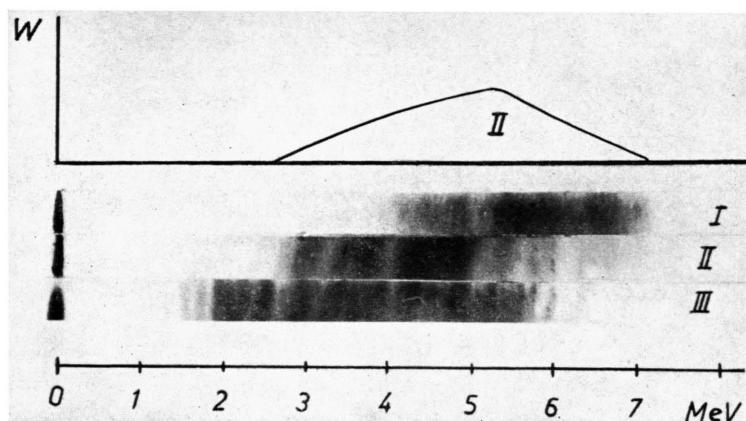


Abb. 4. Die Nachweiswahrscheinlichkeit W des Spektrometers bei Füllung mit 5,5 At Wasserstoff und das Spektrum der Rückstoßprotonen einer Ra-Be-Quelle ohne Bleiabsorber.

Gasfüllung des Spektrometers: I: 2,7 At Methan (1700 Imp.); II: 5,5 At Wasserstoff (2500 Imp.); III: 4 At Wasserstoff (1500 Imp.).

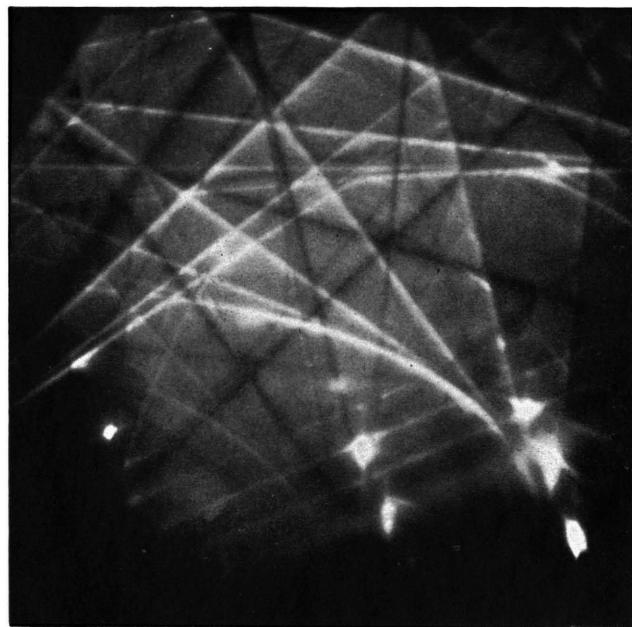


Abb. 1. Reflexion an einem Kupfereinkristall,
Zimmertemperatur.

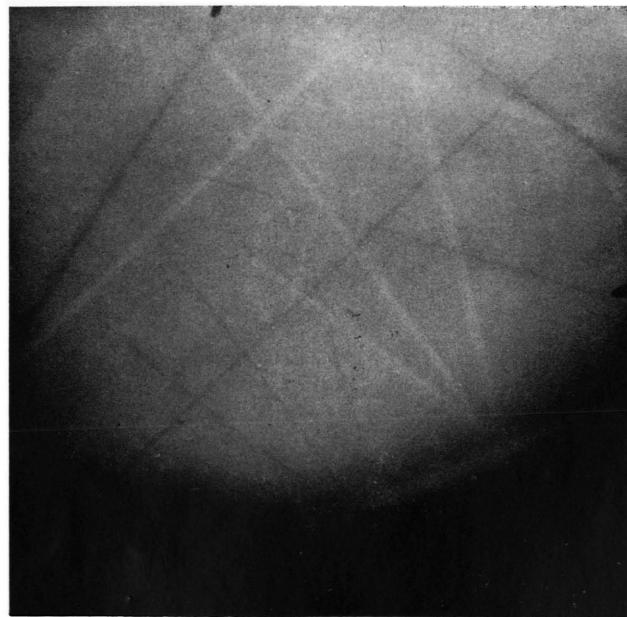


Abb. 2. Wie Abb. 1, bei 880°C.

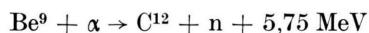
kungen zu liegen scheinen. Die Umzeichnung der Maxima in einen linearen Maßstab und die Berücksichtigung der statistischen Schwankungen ist nicht ohne eine gewisse Willkür möglich, weil die absoluten Intensitäten in den Maxima und Minima aus der Photometerkurve nur ungenau zu entnehmen sind. Die Realität dieser Maxima und Minima wird aber durch die Tatsache gestützt, daß sie unabhängig vom Kammerdruck und dem untersuchten Energiebereich bei den gleichen Energien auftreten (s. Abb. 4). Das Ra-Be-Spektrum verläuft also anscheinend nicht glatt, sondern ist von einer Struktur überlagert. Streuresonanzen im Eisen des Kammerdeckels können kaum im Spiel sein, weil die Spektren bei Verwendung von Bleiabsorbern zwischen Quelle und Kammerdeckel im ganzen glatter werden.

Im Spektrum einer Po-Be-Quelle, das Whitmore u. a.⁵ mit Photoplatten sehr sorgfältig untersucht haben, treten ähnliche Maxima auf, deren Herkunft den Autoren unverständlich ist.

10. Versuch einer Interpretation des Neutronenspektrums

Eine Berechnung des Neutronenspektrums muß davon ausgehen, daß das Radiumsalz, welches in der Quelle mit dem Berylliumpulver vermischt ist, vier α -Linien emittiert ($Ra = 4,8 \text{ MeV}$; $Rn = 5,6 \text{ MeV}$; $RaA = 6,1 \text{ MeV}$; $RaC' = 7,7 \text{ MeV}$). Die α -Teilchen werden im Berylliumpulver kontinuierlich abgebremst, so daß das primäre α -Spektrum Diskontinuitäten aufweist.

Die Anregungsfunktion der Reaktion



ist einerseits mit natürlichen α -Strahlern^{25–33}, neuerdings auch bis 3,5 MeV mit elektrisch beschleunigten α -Teilchen³⁴ untersucht worden. Während sich bei den Untersuchungen mit natürlichen α -Strahlern nur unscharfe Resonanzen zeigten, ergab die genauere Messung mit künstlich beschleunigten α -Teilchen und sehr dünnen Be-Schichten

eine scharfe Resonanz bei 1,9 MeV und eine schwach angedeutete bei 2,6 MeV. Nach diesen Messungen scheint es wahrscheinlich, daß auch bei höheren Energien scharfe Resonanzen auftreten, und daß die Anregungsfunktion nicht so glatt verläuft, wie es nach den Messungen mit natürlichen α -Strahlern den Anschein hatte. Bei Anregungsenergien von mehr als 5 MeV wird außerdem ihre Interpretation noch dadurch kompliziert, daß beträchtliche Intensitäten langsamer und mittelschneller Neutronen auftreten. Diese röhren daher, daß die Reaktion $Be^9 (\alpha, \alpha' n) Be^8$ oberhalb 4,8 MeV einsetzt^{29, 32}. Bis her wurde die Anregungsfunktion nur mit einfachen Neutronendetektoren gemessen, die nur eine grobe Unterscheidung zwischen langsamem und schnellen Neutronen erlaubten. Der Verlauf der Anregungsfunktion für Neutronen von mehr als 2 MeV Energie ist daher bei α -Energien von 5–8 MeV unsicher.

Die Untersuchungen des γ -Spektrums intensiver Po-Be-Quellen^{35–39} haben ergeben, daß die 4,5 MeV- γ -Linie des C^{12} bei weitem die intensivste ist. Schnelle Neutronen können daher praktisch nur aus Übergängen in den Grundzustand oder den ersten angeregten Zustand (4,5 MeV) des C^{12} -Kerns stammen. Eine monoenergetische α -Strahlung löst also in einer dünnen Be-Schicht in einer bestimmten Richtung höchstens zwei Neutronenlinien mit einer Energie von mehr als 3 MeV aus. Bradford und Bennett³ haben die Richtungsverteilung dieser Neutronen mit Kernphotoplatten untersucht. Bei einer α -Energie von 1,4 MeV beträgt das Verhältnis der Intensität der energieärmeren Linie zu der Intensität der energiereichen 1,6, wenn die Platten in Vorförwärtsrichtung aufgestellt sind. Stehen sie unter 90° zur Richtung der α -Strahlung, so beträgt das Verhältnis 0,4. Bei einer α -Energie von 5,3 MeV beträgt dieses Verhältnis in Vorförwärtsrichtung etwa 8⁴. Bei höheren Anregungsenergien stammt also der größte Teil der emittierten Neutronen aus Übergängen in das 4,5 MeV-Niveau des C^{12} -Kerns. Außerdem läßt sich aus diesen Messungen schließen, daß

²⁵ W. Bothe u. H. Becker, Z. Physik **66**, 289 [1930].

²⁶ F. Rasetti, Z. Physik **78**, 165 [1932].

²⁷ H. Becker u. W. Bothe, Z. Physik **76**, 421 [1932].

²⁸ G. Bernardini, Z. Physik **85**, 557 [1933].

²⁹ T. Bjerge, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A **164**, 243 [1938].

³⁰ A. Szalay u. J. Zimonyi, Z. Physik **115**, 639 [1940].

³¹ E. Fünfer, Ann. Physik **35**, 147 [1939].

³² E. Stuhlinger, Z. Physik **114**, 185 [1939].

³³ I. Halpern, Physic. Rev. **76**, 248 [1949].

³⁴ F. L. Talbott u. N. P. Heydenburg, Physic. Rev. **90**, 186 [1953].

³⁵ W. Bothe, Z. Physik **100**, 273 [1936].

³⁶ R. W. Pringle, K. I. Roulston u. S. Standil, Physic. Rev. **78**, 627 [1950].

³⁷ P. R. Bell u. W. H. Jordan, Physic. Rev. **79**, 392 [1950].

³⁸ J. Terrel, Physic. Rev. **79**, 239 [1950]; **80**, 1076 [1950].

³⁹ K. P. Artemov u. N. A. Vlasov, Dokl. Akad. Nauk. SSSR **77**, 225 [1951].

die Winkelverteilung der emittierten Neutronen im Schwerpunktssystem nicht isotrop ist.

Unter diesen Umständen erscheint es vorläufig aussichtslos, das Neutronenspektrum in allen Einzelheiten erklären zu wollen. Man kann nur fragen, wie weit es möglich ist, unter stark vereinfachenden Annahmen den allgemeinen Verlauf der spektralen Verteilung zu deuten.

Der Verlauf des Neutronenspektrums soll unter folgenden vereinfachenden Voraussetzungen berechnet werden:

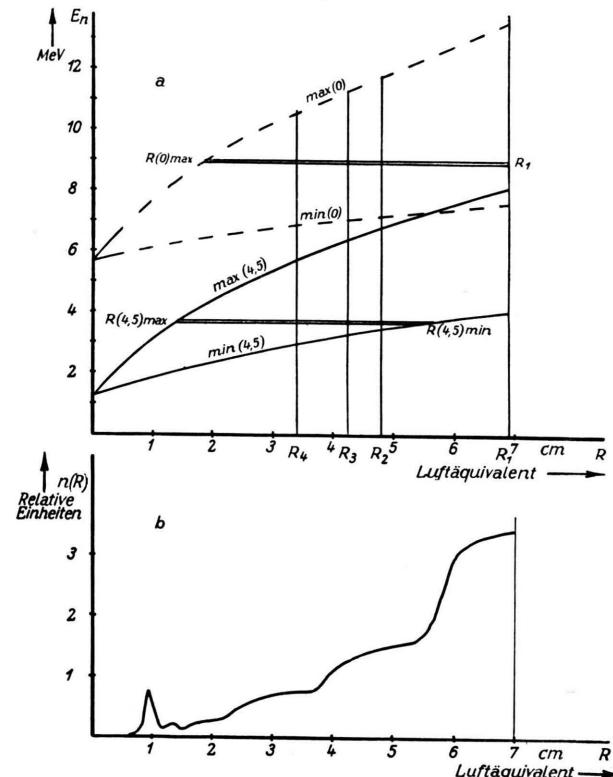


Abb. 6. a) Maximale und minimale Energie der Neutronen der Reaktion $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ bei Übergängen in den Grundzustand (gestrichelte Kurve) und den ersten angeregten Zustand (4,5 MeV) (ausgezogen) des C^{12} in Abhängigkeit von der Reichweite der auslösenden α -Teilchen.

b) Die Anregungsfunktion der schnellen Neutronen der Reaktion $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ (s. Anm. 32—34).

1. Es gibt neben der $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ -Reaktion keinen anderen Neutronen erzeugenden Prozeß.
2. Die Winkelverteilung der Neutronen ist isotrop im Schwerpunktssystem, so daß im Laboratoriumssystem alle Neutronenenergien zwischen einer minimalen und einer maximalen Energie gleich häufig sind.

3. Das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeit in den Grundzustand zu der in den angeregten Zustand des C^{12} ist durchweg 1:8.
4. Die von Halpern³³ und Stuhlinger³² gemessenen Anregungsfunktionen beziehen sich nur auf die *schnellen* Neutronen.

Die Energie des Neutrons E_n hängt außer von der Energie des anregenden α -Teilchens E_α von der Emissionsrichtung des Neutrons relativ zum primären α -Teilchen ab. Aus dem Impuls- und Energiesatz ergibt sich für die maximale und minimale Energie E_n eines emittierten Neutrons bei Emission unter einem Winkel von 0° oder 180° zur Richtung des primären α -Teilchens die Beziehung

$$E_n (\max, \min) = \frac{112}{169} E_\alpha + \frac{12}{13} Q \pm \frac{8}{13} \left(\frac{27}{169} E_\alpha^2 + \frac{3}{13} E_\alpha Q \right)^{1/2}.$$

Abb. 6a stellt diese Funktion für Übergänge in den Grundzustand ($Q = 5,75$ MeV) und in den ersten angeregten Zustand ($Q = 1,25$ MeV) dar; Abb. 6b zeigt die Anregungsfunktion $n(R)$ der Reaktion.

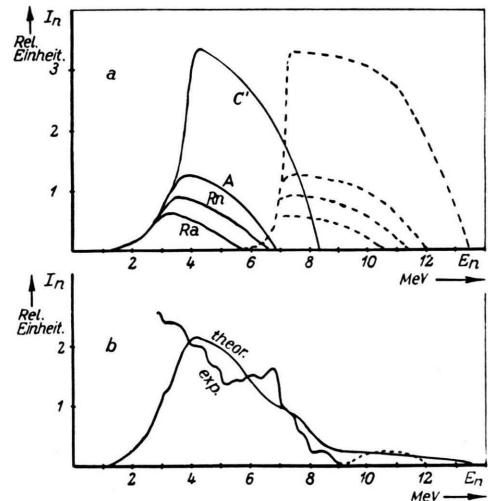


Abb. 7. a) Die Neutronenspektren, die α -Strahler verschiedener Energie ($\text{RaC}' = 7,7$ MeV; $\text{RaA} = 6,1$ MeV; $\text{Rn} = 5,6$ MeV; $\text{Ra} = 4,8$ MeV) in einer dicken Be-Schicht auslösen, wenn die Neutronen durch Übergänge in den Grundzustand des C^{12} -Kerns (gestrichelte Kurven) oder den ersten angeregten Zustand (4,5 MeV, ausgezogene Kurven) erzeugt werden.

b) Experimentelles und theoretisches Neutronenspektrum einer Ra-Be-Quelle. Das theoretische Spektrum wurde durch Summation der Kurven von Abb. 7a unter der Voraussetzung erhalten, daß der Übergang in den angeregten Zustand achtmal wahrscheinlicher ist als der Übergang in den Grundzustand.

Das Spektrum $I(E)$ der Neutronen, welche die vier α -Linien des Radiumsalzes in einer dicken Schicht auslösen, wird dargestellt durch den Ausdruck (wir schreiben E statt E_n)

$$I(E) dE = dE \sum_{\nu=1}^4 \left[\int_{\frac{E_{\max}^{\nu}}{R_{\max}^{\nu}}}^{R_{\nu}^{\min}} n(R) dR + \int_{\frac{E_{\max}^{4,\nu}}{R_{\max}^{4,\nu}}}^{R_{\min}^{4,\nu}} n(R) dR \right].$$

Als obere Grenze ist jeweils der kleinere der beiden angeschriebenen Werte zu nehmen. Ist dieser kleiner als die untere Grenze, so verschwindet das betreffende Integral. Abb. 7a zeigt die vier Summanden des obigen Ausdrucks; Abb. 7b stellt neben dem experimentellen Neutronenspektrum ein theoretisches Ra-Be-Spektrum dar, das durch Summation der Kurven der vier α -Linien berechnet wurde.

Das experimentell ermittelte Neutronenspektrum hat in großen Zügen den hier berechneten Verlauf. Dagegen finden sich in der theoretischen Spektralkurve keine Andeutungen der beobachteten feineren Struktur. Diese kann ihre Ursache haben entweder in einer noch nicht aufgedeckten Struktur der Anregungskurven, oder in der Existenz noch nicht bekannter Niveaus des Endkerns C^{12} , oder (vielleicht überwiegend) in einer komplizierten Struktur in der Energieabhängigkeit der Richtungsverteilung der Neutronen.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. W. Bothe, danke ich sehr für die Anregung zu dieser Arbeit und ihre stete Förderung durch zahlreiche Ratschläge.

Herrn Professor Dr. H. Maier-Leibnitz bin ich für wertvolle Hinweise zu Dank verpflichtet.

Für die Untersuchung wurden Apparate mitbenutzt, welche die Deutsche Forschungsgemeinschaft dankenswerterweise zur Verfügung gestellt hatte.

Ergebnisse der Tieftemperaturforschung

XI. Eine Anlage zur Verflüssigung von Wasserstoff technischer Reinheit

Von KLAUS CLUSIUS

Aus dem Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Zürich

(Z. Naturforsch. 8a, 479—493 [1953]; eingegangen am 29. Juni 1953)

Es wird über eine Anlage zur Verflüssigung von Wasserstoff mit einer Leistung von 7 Liter/Stde. berichtet. Der Verflüssiger zeichnet sich durch einen eingebauten Reiniger aus, mit dem der Rohwasserstoff in der Niederdruckstufe von allen kondensierbaren Verunreinigungen befreit wird. Dadurch ist die störungsfreie Verflüssigung von technischem Wasserstoff möglich. Der thermodynamische Nutzeffekt beläuft sich auf 94,5% der Theorie, indem 24,4% des Hochdruckwasserstoffs bei 160 Atü und einer Vorkühltemperatur von 65°K verflüssigt werden. Die Anlage erreicht die Temperatur des flüssigen Wasserstoffs in 12 Min. mit einem Aufwand von 3,5 kg flüssigem Stickstoff. Im stationären Zustand werden für 1 Liter Wasserstoff bei ausgeschaltetem Reiniger 0,75 kg flüssiger Stickstoff und bei eingeschaltetem Reiniger 0,78 kg gebraucht. Die gute Ausnutzung des Kältemittels geht schon aus dem Umstand hervor, daß am warmen Ende die Temperaturdifferenz zwischen den ein- und austretenden Gasen nur 1 bis 2° bzw. 3 bis 4° beträgt. Zum Schluß werden einige Gesichtspunkte für das Arbeiten mit flüssigem Wasserstoff mitgeteilt.

1. Aufgabe der Anlagen für flüssigen Wasserstoff

In neuerer Zeit geht die Entwicklung dahin, die mit flüssigem Helium erreichbaren Temperaturen bequemer als früher zugänglich zu machen. Dabei wird die Stufe des flüssigen Wasserstoffs meist übersprungen und die Verflüssigung mit Hilfe äußerer

Arbeitsleistung nach der von Kapitza¹ angegebenen, später von Meißner² verbesserten und von Collins³ fabrikationsreif entwickelten Methode durchgeführt. Als besonderer Vorzug gilt dabei der Wegfall der Vorkühlung mit flüssigem Wasserstoff, die wegen der Explosionsgefahr besondere Umsicht im Betrieb verlangt.

¹ P. Kapitza, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A 147, 189 [1934].

² W. Meißner, Physik. Z. 43, 261 [1942].

³ S. C. Collins, Rev. sci. Instruments 18, 157 [1947].