

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 11 (1938)
Heft: III

Artikel: Ausbeute und Energiebestimmung der Neutronen aus der Kernreaktion
[FORMEL]
Autor: Baldinger, E. / Huber, P. / Staub, H.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-110853>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 19.10.2024

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

Ausbeute und Energiebestimmung der Neutronen aus der Kernreaktion $D_1^2 + D_1^2 = He_2^3 + n_0^1$

von E. Baldinger, P. Huber und H. Staub.

(2. III. 38.)

1. Einleitung.

Die Kernreaktion $D_1^2 + D_1^2 = He_2^3 + n_0^1$ liefert uns eine künstliche Neutronenquelle. Der Prozess tritt schon bei relativ kleinen Beschleunigungsspannungen der *D*-Kanalstrahlen ein. Was die Neutronenquelle anbelangt, so ist es wichtig, die Ergiebigkeit an Neutronen sowie die Energie der Neutronen zu kennen. Die Neutronenausbeuten sind von mehreren Autoren bestimmt worden. Dazu wurden verschiedene Methoden benützt:

1. Zählung von Rückstossprotonen in der Wilsonkammer.
2. Messung der durch Neutronen erzeugten Radioaktivität und Vergleich mit der von einer (Ra + Be) Quelle erzeugten Aktivität.
3. Verlangsamung der Neutronen durch Paraffin (Wasser) und Ausmessung der Dichte der langsamen Neutronen in Abhängigkeit ihrer Distanz von der Quelle (Methode von AMALDI und FERMI)¹).

Zu diesen drei Methoden kann folgendes gesagt werden:

1. Die Messungen mit Hilfe der Wilsonkammer sind heute wohl am genauesten um Neutronenenergien zu bestimmen. Für Ausbeutemessungen dagegen müssen sehr viele Aufnahmen gemacht werden, um eine gute Statistik zu erreichen. Zudem ist der mit der Wilsonkammer erfassbare räumliche Winkel schlecht bestimmbar.

2. Die Bestimmung der Neutronenausbeute der Reaktion $D + D$ durch Vergleich mit einer Ra + Be-Quelle ist unzulässig, da beide Reaktionen ganz verschiedene Neutronenspektren besitzen.

3. Die Methode von AMALDI und FERMI liefert gegenwärtig das genaueste Resultat in bezug auf die Anzahl der Neutronen, wenn die freie Weglänge der Neutronen bekannt ist. Über das Neutronenspektrum vermag sie jedoch keine Aussage zu machen.

¹) AMALDI und FERMI, *Ricerca Scient.* **7**, 454 (1936); *Phys. Rev.* **50**, 899 (1936).

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Bestimmung der Neutronenausbeute mit Hilfe einer He-Ionisationskammer in Verbindung mit einem linearen Verstärker und einem Oszillographen. Diese Methode gestattet in kurzer Zeit eine grosse Zahl von Rückstossteilchen zu registrieren. Auch der räumliche Winkel der Messanordnung ist leicht zu bestimmen. Um die Neutronenausbeute absolut zu messen, muss der Wirkungsquerschnitt σ für Streuung bekannt sein. Für Neutronen von einigen MeV können die σ -Messungen als ziemlich genau gelten. Aus der Zahl der He-Rückstosstatome kann daher die Anzahl der Neutronen und aus der Energieverteilung der Rückstossteilchen das Neutronenspektrum berechnet werden.

2. Apparatur.

a) Kanalstrahlröhre.

Die Deutonen werden mit Hilfe einer Gasentladung erzeugt und in der von W. WIEN stammenden Anordnung beschleunigt. Als Entladungsröhre wird eine von SEEMAN und ORBAN¹⁾ entwickelte Konstruktion benützt. Wie ihre Untersuchungen erwiesen haben, ist es vorteilhaft, die Anode des Entladungsraumes durch einen Boden abzuschliessen. Auf der Anode erzeugen die auftreffenden Elektronen Sekundärelektronen, die einen wichtigen Beitrag zur Ionisation liefern und somit bei kleinen Drucken (10^{-2} – 10^{-3} mm Hg) eine stabile Entladung ermöglichen. Bei solchen tiefen Drucken schnürt sich die Gasentladung auf ein dünnes Bündel zusammen. Es ist nun wichtig, dass dieses Strahlenbündel direkt auf die Öffnung des Kanals fällt. Um im Betrieb die Gasentladung ins Zentrum richten zu können, ist die Anode an einem Tombakrohr befestigt. Durch drei Schrauben kann das Tombakrohr zusammengepresst und die Entladung zentriert werden.

Die Intensität des Kanalstromes hängt bei einer bestimmten Entladungsspannung vom Gasdruck ab. Zur Regulierung des Druckes dient ein plattgedrücktes Neusilberrohr (1 cm Durchmesser und 0,05 cm Wandstärke) das stärker oder schwächer gebogen werden kann (Fig. 1). Es gestattet, den Gasentladungsstrom innerhalb $\pm 0,1$ mAmp konstant zu halten.

Der schwere Wasserstoff wird durch Elektrolyse²⁾ von D_2O erzeugt. Der Verbrauch an D_2 beträgt ca. 250 cm³/h bei 760 mm Hg.

¹⁾ SEEMANN und ORBAN, Ann. Phys. **23**, 137 (1935). Herr Dr. A. HEYN, Eindhoven, danken wir für mündliche Mitteilungen.

²⁾ FOLKE NORLING, Phys. ZS. **36**, 711 (1935).

Der Kanalstrahl tritt durch einen 3,6 mm weiten und 5 mm langen Kanal vom Gasentladungs- in den Beschleunigungsraum aus. Die Isolation der Gasentladungs- und der Beschleunigungsspannung geschieht durch 6 mm dicke Glasrohre. Es ist günstig, wenn das Glas eine geringe Leitfähigkeit besitzt, damit sich die Glaswände nicht auf unkontrollierbare Spannungen aufladen können, sondern infolge der Leitfähigkeit stets eine annähernd lineare Spannungsverteilung herrscht. Wir haben deshalb das Rohr, welches die Beschleunigungsspannung isoliert, mit einer dünnen Schicht Cellophan beklebt, um es etwas leitend zu machen.

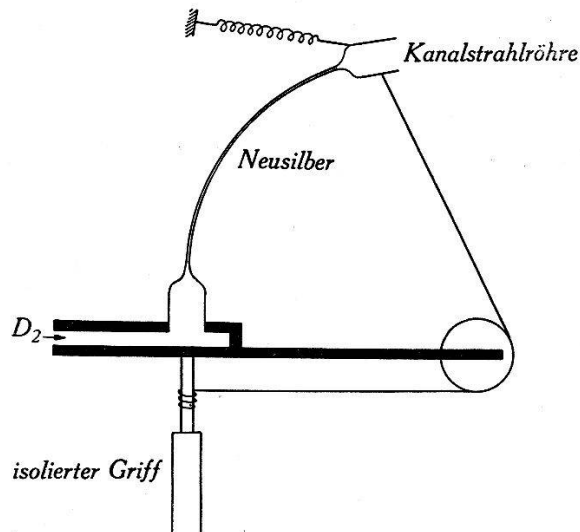


Fig. 1.
Nachströmungsventil.

Um reine Protonen- bzw. Deutonenströme (d. h. keine Molekülonen) zu erhalten, blendet man den Kanalstrahl magnetisch aus. Die magnetische Feldstärke wurde sowohl mit einer Wismutspirale bestimmt, als auch aus der Ablenkung beschleunigter Protonen berechnet. Die Beschleunigungsspannung wurde mit einem Starke-Schröder-Voltmeter gemessen. Die Ablenkung der Protonen und Deutonen erfolgte um einen Winkel von 45° . In Fig. 2 ist das Spektrum des leichten Wasserstoff-, in Fig. 3 dasjenige des schweren Wasserstoffkanalstrahles angegeben. Beide sind bei einer Beschleunigungsspannung von 130 kV aufgenommen worden. Auffallend ist die hohe Ausbeute an Atomionen. Aus diesem Grunde wählten wir zur Erzeugung der Ionen die selbständige Hochspannungsentladung statt der einfacheren und oft benützten Niederspannungsentladung mit Glühkathode. Der Entladungsraum des Kanalstrahlrohres besteht aus 4 mm dicken Eisenrohren. Die Rohre sowie die Beschleunigungselektroden sind verchromt und auf Hochglanz poliert, um eine reine Gasent-

ladung zu ermöglichen, denn kleine Mengen von Verunreinigungen setzen die Ausbeute an Protonen bzw. Deutonen stark herab.

Die Eisenzylinder und die Deckplatte der Röhre sind mit Petroleum gekühlt. Ein Schlauch aus synthetischem Gummi wird

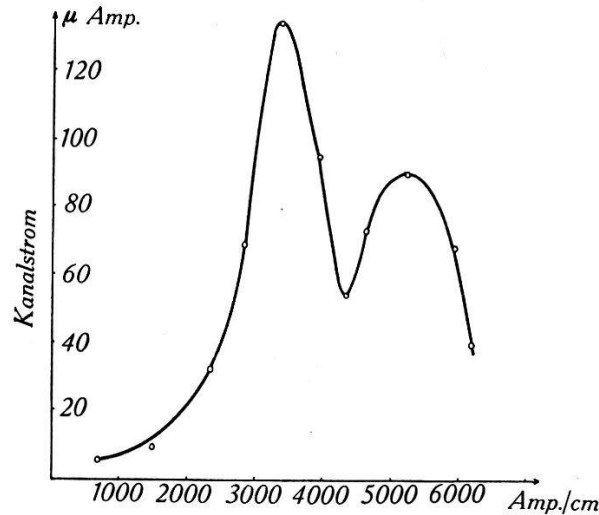


Fig. 2.

Magnetisches Spektrum des H-Kanalstrahles.

zur Petroleumleitung benützt. Die Dichtungsstellen sind mit Apiezon-Q-Kitt gedichtet. Eine Leybold-Öldiffusionspumpe für 20 Liter Saugleistung erzeugt das Vakuum. Als Vorpumpen wirken eine zweistufige Hg-Pumpe und eine rotierende Ölpumpe.

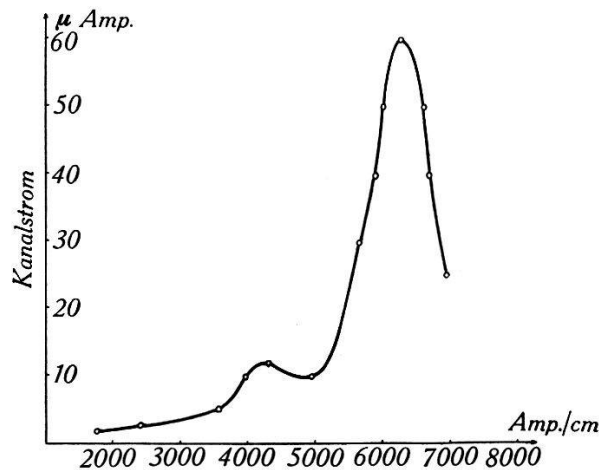


Fig. 3.

Magnetisches Spektrum des D-Kanalstrahles.

Der Präparatsträger ist ein Faradaykäfig. Er wird mit Tetrachlorkohlenstoff gekühlt.

Als Zertrümmerungssubstanz wird D_3PO_4 benützt. Bei den Messungen wurde das Präparat während mehr als 2 Stunden

beschossen. Eine Abnahme der Neutronenintensität war in diesem Zeitraume nicht bemerkbar.

In Fig. 4 ist die Kanalstrahlröhre im Schnitt gezeichnet, Fig. 5 zeigt ein Gesamtbild von ihr.

b) Hochspannungsanlage.

Das Schaltbild der Hochspannungsanlage ist in Fig. 6 dargestellt. Zur Erzeugung der Beschleunigungsspannung wurde die Schaltung von GREINACHER benützt. Da die Isolation des Transformators für die volle Beschleunigungsspannung von 130 kV nicht

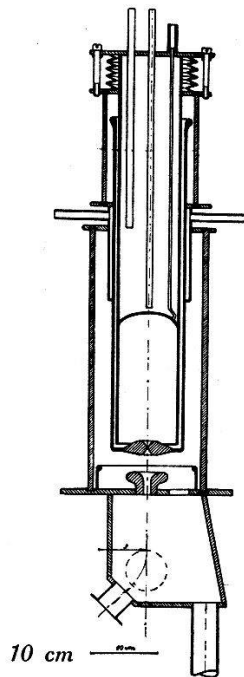


Fig. 4.

Kanalstrahlröhre im Schnitt.

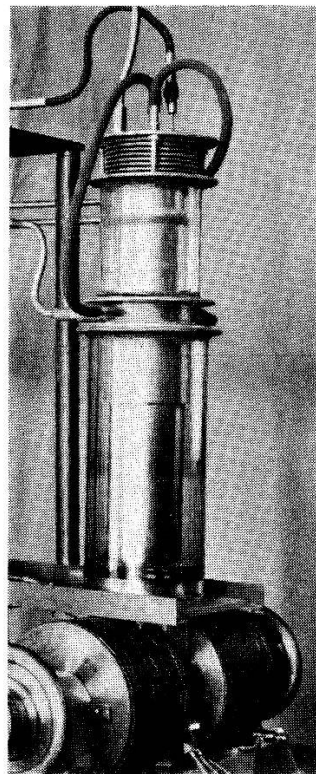


Fig. 5.

Bild der Kanalstrahlröhre.

genügt, ist zwischen ihm und dem Netz noch ein Isoliertransformator 1:1 eingeschaltet. Als Gleichrichterröhren dienten vorhandene Therapie-Röntgenröhren. Zur Vermeidung von Schwingungen sind im Gasentladungs- und im Beschleunigungskreis Dämpfungswiderstände von $100,000 \Omega$ bzw. $200,000 \Omega$ eingebaut (Silkoband auf Micafiltröhren aufgewickelt). Als Strombegrenzung wirkt eine Röntgenröhre, deren Emissionsstrom auf 10 mAmp eingestellt ist. Es wird dadurch verhindert, dass bei Durchschlägen (Entgasung der Kanalstrahlröhre) die Kapazitäten sich plötzlich entladen.

Die Hochspannung wird mit einem Potentiometer von $1,5 \cdot 10^9 \Omega$ gemessen. Es sind hundert $15 M\Omega$ Karbowid-Widerstände in Serie geschaltet und in Paraffin eingeschmolzen, um Sprühverluste zu vermeiden. Die letzten drei Widerstände sind mit einem statischen Voltmeter für 4000 Volt verbunden. Zur Eichung wurde ein Starke-Schröder-Voltmeter benützt.

Die Gasentladungsspannung wird von einem 50 kV-Transformator in Einweggleichrichtung geliefert.

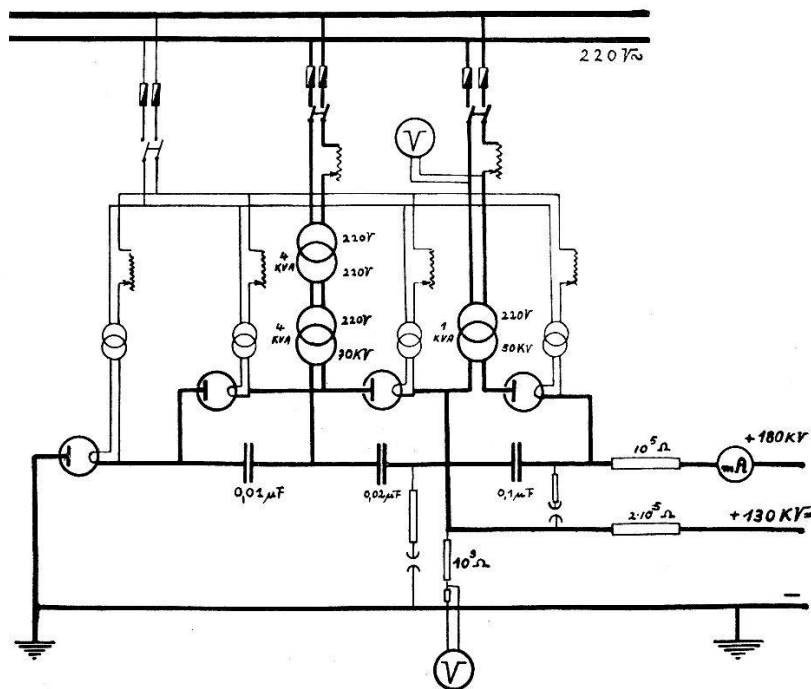


Fig. 6.

Schaltschema der Hochspannungsanlage.

c) Ionisationskammer.

Zur Zählung der Neutronen benützen wir eine Ionisationskammer, die mit einem linearen Verstärker und Oszillographen nach der Methode von GREINACHER¹⁾ verbunden ist.

Die in die Ionisationskammer einfallenden Neutronen erzeugen Rückstossatome. Erfährt das Rückstossatom (Masse M) eine Ablenkung φ gegenüber der Neutronen Einfallsrichtung, so erhält es die Geschwindigkeit

$$v = \frac{2m}{m+M} v_0 \cos \varphi.$$

¹⁾ GREINACHER, Z. Physik **36**, 364 (1926) und **44**, 319 (1927).

m bezeichnet die Masse des Neutrons, v_0 seine anfängliche Geschwindigkeit. Für die Energie E des Rückstossatoms gilt daher

$$E = \frac{4 m M}{(m + M)^2} E_0 \cos^2 \varphi$$

wobei E_0 die Energie des einfallenden Neutrons angibt.

Die Winkelverteilung der He-Rückstosskerne ist im Schwerpunktssystem kugelsymmetrisch, solange die de Broglie-Wellenlänge des Neutrons gross gegen r_{He} ist, was sicher bis etwa 2 MeV richtig ist. Dann ist im Laboratoriumssystem die Zahl der Rückstösse pro Einheit des Winkels proportional $\cos \varphi$ oder

$$dN(\varphi, \varphi + d\varphi) = k \sin 2\varphi \cdot d\varphi.$$

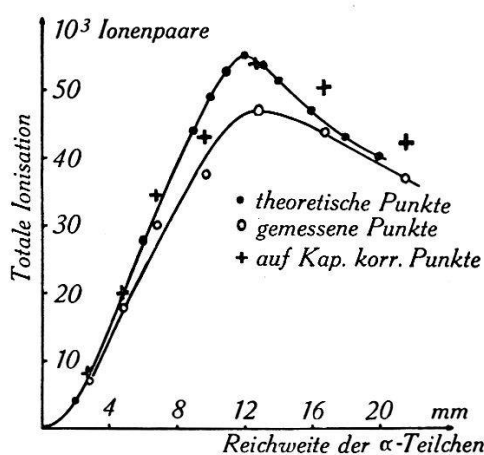


Fig. 7.

Braggsche Kurve für Vorwärtseinstrahlung von Po- α -Teilchen.

Wird an Stelle der Variablen φ die Energie E , die das Teilchen durch den Stoss erhält, als Parameter eingeführt, so erhält man das Ergebnis

$$dN(\varphi, \varphi + d\varphi) = k E_0 dE,$$

d. h.: Besitzen die einfallenden Neutronen die Energie E_0 , so enthalten gleich grosse Energieintervalle dieselbe Zahl von Rückstossatomen. Die mit dem Oszillographen aufgezeichneten Rückstosskerne müssen bei linearer Verstärkung gleichmässig über die Energie von 0 bis zur Grenzenergie der Rückstossatome verteilt sein. Die ersten Ausmessungen von Oszillogrammen ergaben aber, dass die Zahl der Rückstossatome mit abnehmender Energie anstieg. Diese Tatsache kann gedeutet werden durch die Annahmen, dass

1. nicht nur Neutronen der Energie E_0 , sondern noch solche kleinerer Energie vorhanden, bzw.

2. in der Ionisationskammer, wie weiter unten noch besprochen werden soll, energiereiche Rückstösse als solche kleinerer Energie gezählt werden.

Zu 1: a) Um durch die Reaktion $D_1^2 + D_1^2 = He_2^3 + n_0^1$ verschieden energiereiche Neutronen zu erhalten, müsste das He^3 angeregte Zustände besitzen. Eine γ -Strahlung des He^3 ist aber theoretisch unwahrscheinlich und auch experimentell nicht nachgewiesen, so dass nicht anzunehmen ist, dass die Quelle selbst Neutronen verschiedener Energie erzeugt.

b) Durch Zusammenstösse mit wasserstoffhaltigen Substanzen verlieren die Neutronen Energie. Es wurden deshalb sämtliche wasserstoffhaltige Elemente von der Quelle entfernt und die Wasserkühlung des Präparates durch CCl_4 ersetzt. Dadurch erzielte man eine kleine, jedoch noch nicht zufriedenstellende Verbesserung der Energieverteilung.

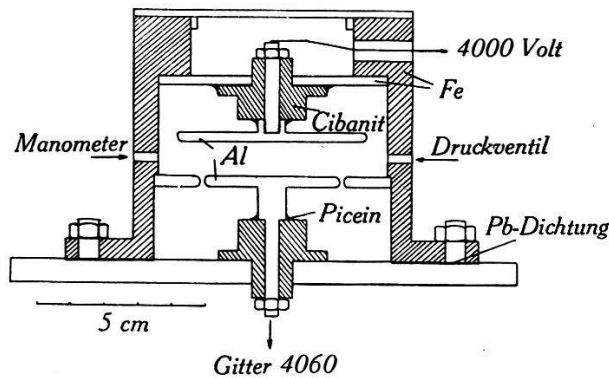


Fig. 8.

Ionisationskammer.

Zu 2: Durch den „Randeffekt“ können in der Ionisationskammer grosse Stösse als kleine gezählt werden. In der seitlichen Randzone und an der Auffangelektrode kommt es vor, dass energiereiche Rückstossatome nur zum kleinen Teil im Zählvolumen ihre Energie verlieren und daher als energiearm gezählt werden. Für die Auffangelektrode konnte der Randeffekt berechnet werden, für die seitliche Randzone dagegen dürfte die genaue Berechnung schwierig sein.

Anfänglich benützten wir eine Ionisationskammer mit O_2 -Füllung. Ihre Brauchbarkeit wurde durch Aufnahme der Bragg'schen Kurve für Vorwärtseinstrahlung von $Po-\alpha$ -Teilchen geprüft (Fig. 7). Die Messungen mit dieser Kammer ergaben für kleine Energien ein starkes Anwachsen der Rückstossatome. Zudem war der erfasste Energiebereich zwischen 200,000 eV (Energie, die noch gut im Oszillogramm nachweisbar ist) und 540,000 eV (Grenzenergie der Sauerstoff-Rückstossatome) zu klein.

Die Anodenspannung der Elektrometertriode stammt von einer Trockenbatterie. Die übrigen vier Röhren erhalten die Spannungen von Netzanschlussgeräten. Akkumulatoren liefern die Heizspannung für alle Röhren.

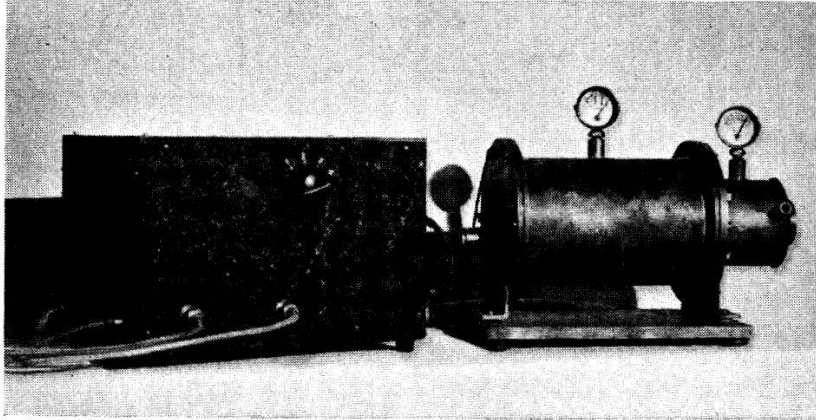


Fig. 10.
Linearer Verstärker und Ionisationskammer.

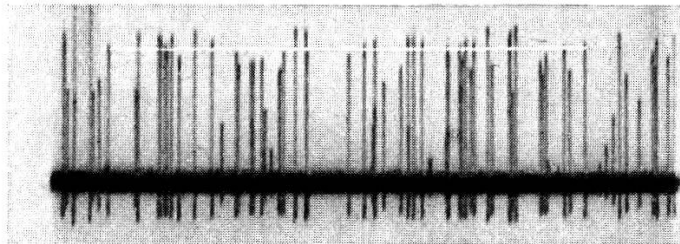


Fig. 11.
 $R = 5 \text{ mm.}$

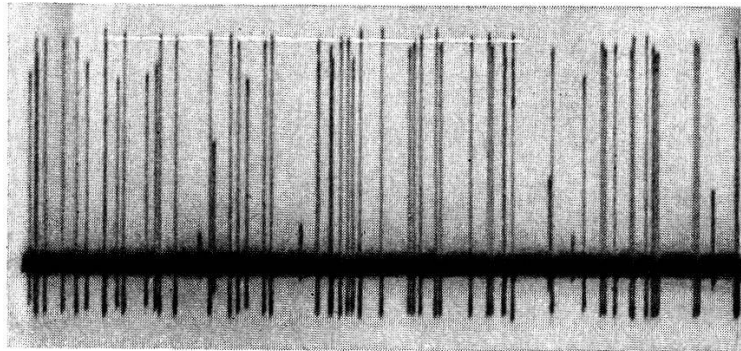


Fig. 12.
 $R = 17,5 \text{ mm. Po-}\alpha\text{-Registrierung.}$

Durch spezielle Formgebung der Frequenzdurchlässigkeitskurve wurde der Störpegel im Verhältnis zu den Stößen möglichst klein gemacht. Um dies zu erreichen wird eine Kapazität von 100 cm parallel zu dem Gitterwiderstand der ersten Hoch-

frequenzpenthode und eine solche von 1000 cm parallel zu dem Anodenwiderstand der zweiten Penthode geschaltet. Die Einengung des Frequenzbandes bewirkt eine Verkleinerung des Untergrundes, denn die Rauschspannung¹⁾ an einem ohmschen Wider-

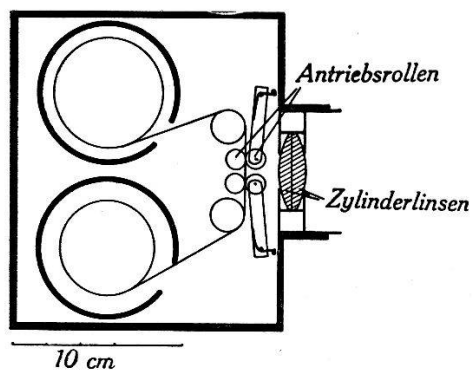


Fig. 13.

Aufnahmekamera im Schnitt.

stand ist $U^2 = 4 k T R (f_2 - f_1)$. $f_2 - f_1$ = Frequenzband des Verstärkers.

Der Faktor der Stromverstärkung beträgt $\sim 10^{12}$, der der Spannungsverstärkung $\sim 10^6$.

Ein Bild des Verstärkers zeigt Fig. 10. Aufnahmen von $Po-\alpha$ -Teilchen sind in Fig. 11 u. 12 wiedergegeben.

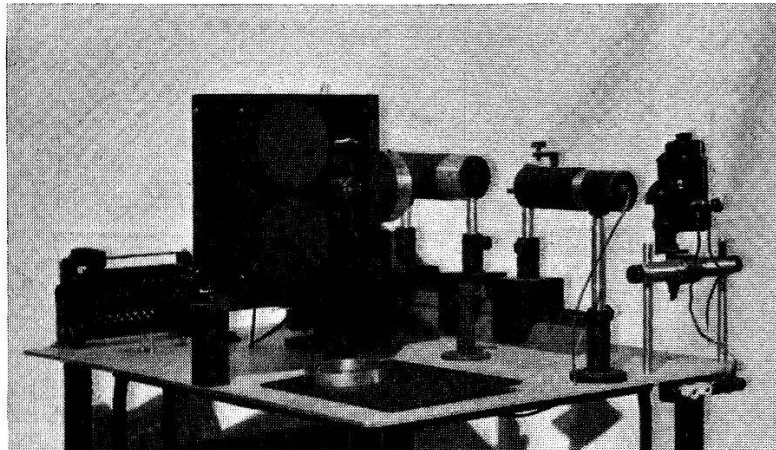


Fig. 14.

Aufnahmekamera im Bild.

e) Registrierung.

Die Aufnahmekamera ist in Fig. 13 im Schnitt, in Fig. 14 im Bild dargestellt. Der Papiervorschub geschieht durch zwei aufeinander gepresste, mit Gummi überzogenen Stahllachsen, die durch einen Motor angetrieben werden. Als Lichtquelle wird eine

¹⁾ R. FELDTKELLER, Phys. Vorträge Zürich (1936).

6-Volt-Autolampe benützt. Der Oszillograph wurde von uns gebaut, wobei eine Oszillographenschleife von Siemens, Type VI, mit einer Eigenfrequenz von 370 Hz und einer Spiegelfläche von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ benützt wurde.

3. Ag-Aktivierung.

Zur rohen Abschätzung der gelieferten Zahl von Neutronen führten wir zunächst Vergleichsmessungen mit einem (Ra+Be)-Präparat von 55,3 mg durch. Ein Ag-Blech von 24 cm^2 Fläche wurde in einem Paraffinblock von 9 cm Radius während 10 Minuten mit den von der Apparatur gelieferten Neutronen bestrahlt und

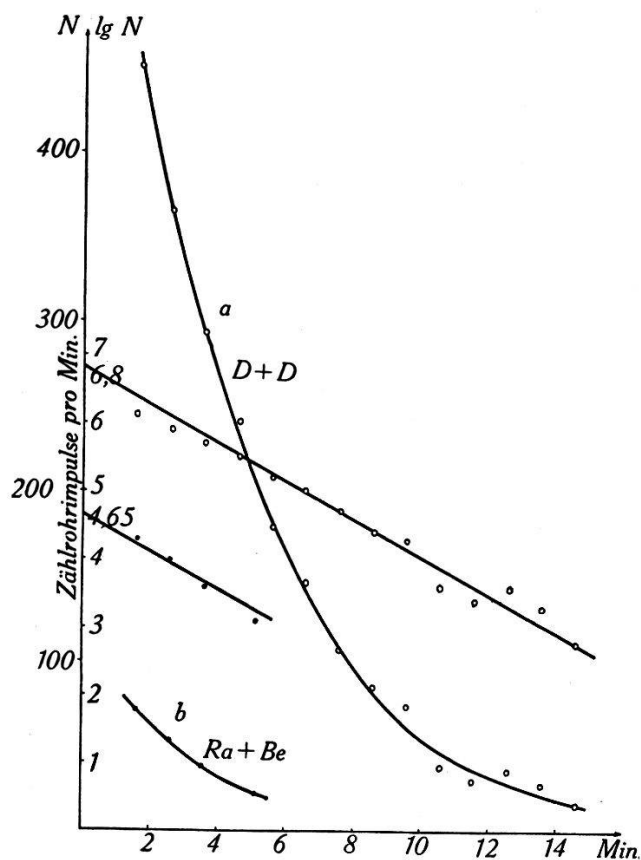


Fig. 15.

Zerfallskurve von Ag^* .

hernach die Abklingungskurve des 2,3 Min.-Körpers gemessen (Fig. 15). Bei derselben geometrischen Anordnung bestrahlte man das Ag-Blech mit den Neutronen von 55,3 mg (Ra + Be) und bestimmte wiederum die Zerfallskurve des 2,3 Min.-Körpers (Fig. 15). Die Anfangswerte der Aktivitäten betrug mit der Zertrümmerungsapparatur 90/sec, mit der (Ra + Be)-Quelle 11/sec. Die Hochspannungsapparatur ist daher ungefähr 0,5 gr (Ra + Be) äquivalent.

4. Ausbeutemessung mit der Ionisationskammer.

a) Messmethode.

Ein Teil der von der Quelle erzeugten N_0 -Neutronen fällt in eine mit He gefüllte Ionisationskammer. Besitzen diese die Energie E_0 , so ist die Zahl der Rückstossatome in gleichen Energieintervallen konstant. Ein Energieintervall der Breite ΔE enthalte ΔN Rückstossatome. E_R bezeichne die maximale Energie, die das He-Atom bei zentralem Stoss erhalte. Die Gesamtzahl N_R der Rückstöße wird daher $\Delta N \cdot E_R / \Delta E$. Bedeutet σ den Wirkungsquerschnitt für n-He-Streuung, N_J die Anzahl der aus der Quelle in die Ionisationskammer gelangenden Neutronen, so ergibt sich die Zahl der Rückstossatome zu

$$N_R = N_J \cdot n \cdot \sigma \cdot d.$$

$n = \text{He-Atome/cm}^3$. $d = \text{Tiefe der Ionisationskammer.}$

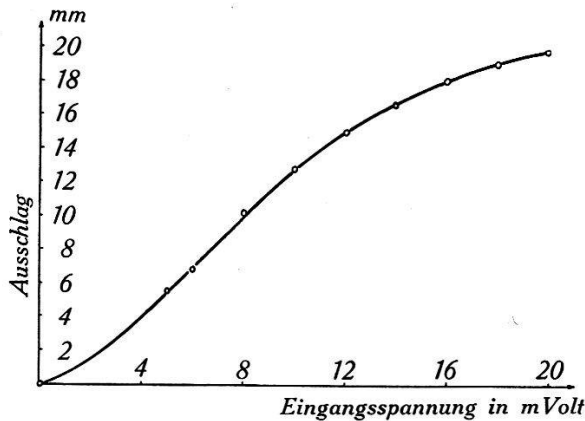


Fig. 16.

Eichkurve des linearen Verstärkers.

Bei bekanntem σ lässt sich aus der Zahl N_R der Rückstöße die Zahl N_J der Neutronen bestimmen, die in den Raumwinkel der Ionisationskammer eindringen. Als Gesamtzahl N_0 der erzeugten Neutronen erhält man

$$N_0 = N_J \cdot \frac{4 \pi r^2}{f}.$$

$f = \text{wirksame Fläche der Ionisationskammer}$
 $r = \text{Distanz Kammer-Quelle.}$

Wird die von KEMPTON, BROWNE und MAASDORP¹⁾ gefundene Unsymmetrie der Neutronenemission bei der $D + D$ -Reaktion noch berücksichtigt, so muss für unsere Anordnung (Beobachtungswinkel 51°) N_0 noch mit 1,1 multipliziert werden.

¹⁾ KEMPTON, BROWNE und MAASDORP, Proc. Roy. Soc. **157**, 396 (1936).

Um die Zahl der Deutonen zu bestimmen, die zur Erzeugung eines Neutrons notwendig sind, wird die Zertrümmerungssubstanz in einen Faradaykäfig gelegt, der eine Messung der Intensität des auffallenden Strahles erlaubt.

b) Messungen.

Zur Bestimmung der Energie der Rückstossteilchen muss die Eichkurve (Fig. 16) des Verstärkers bekannt sein. Ihr Verlauf wurde aufgenommen, indem man an die Hochspannungsplatte der Ionisationskammer verschieden grosse Spannungsstöße anlegt. Die Spannungsstöße wurden durch ein Thyratron und einen Normalwiderstand hergestellt. Beträgt ein solcher Spannungsstoss

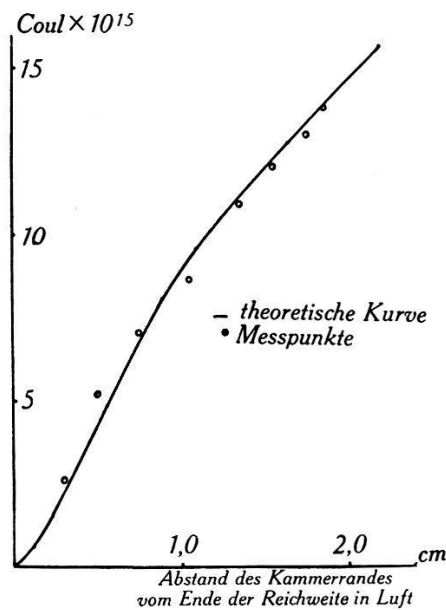


Fig. 17.

Seitwärtsstrahlung von Po- α -Teilchen in die Ionisationskammer.

ΔV Volt und ist die Teilkapazität des Auffängers zur Hochspannungsplatte C_{Farad} , so wird auf dem Auffänger die Ladung $Q = C \Delta V$ influenziert. Da es schwierig ist, C direkt genau zu messen, so bestimmten wir diese Grösse indirekt durch Eichung der mit Luft gefüllten Kammer mit Po- α -Teilchen. Dazu wurden die Ausschläge an verschiedenen Stellen der Reichweite aufgenommen (Fig. 17). Aus der bekannten Reichweite-Energiekurve für α -Teilchen und der Bildungsarbeit für ein Ionenpaar lässt sich Q berechnen. Durch Vergleich mit den Spannungsstößen kann die Kapazität C ermittelt werden. Ist nun C bekannt, so kann für jeden Ausschlag aus der Eichkurve entnommen werden, wieviel Ladung durch das Rückstossteilchen in der Ionisationskammer erzeugt wird und unter Benützung des Wertes 26,9 Volt zur Bil-

dung eines Ionenpaares in der He-A-Füllung der Ionisationskammer bestimmt sich die Energie des Rückstosskernes.

Der relative Verlauf der Eichkurve bleibt für alle Messungen gleich. Was zwischen einzelnen Messungen verschieden sein kann, ist die Empfindlichkeit des Verstärkers, indem sich z. B. die Heizspannung der Röhren ändern kann. Nach jeder Messung wurde daher der Ausschlag für einen einzigen Punkt der Eichkurve oszillographiert und danach die ganze Eichkurve umgezeichnet.

Zur Messung der Ausbeute wurden über 5000 Rückstossteilchen registriert. Die Ionisationskammer befand sich 55,5 cm von der Quelle entfernt. Die Kanalstrahlröhre arbeitete bei einer Beschleunigungsspannung von 130 kV und einer D^+ -Stromstärke

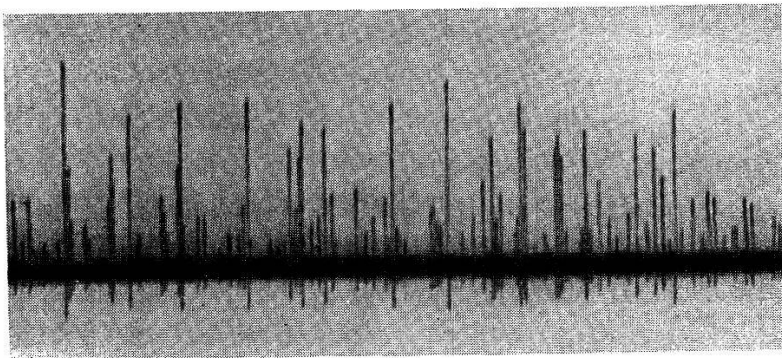


Fig. 18.

Registrierung von He-Rückstossatomen.

von $53 \mu\text{Amp}$. Die registrierten Ausschläge (Fig. 18. Untergrund $\pm 1 \text{ mm}$) wurden in Intervalle von 1 mm eingeteilt und, wenn die Ausschläge wenigstens 4 mm lang waren, mitgezählt. Aus der Eichkurve bestimmt man für jedes Intervall die mittlere Energie und die Breite des Energie-Intervalles in MeV. In Tabelle 1 sind die erhaltenen Werte zusammengestellt und auf ein Energieintervall von 100 kV umgerechnet. Die Werte der letzten Kolonne sind in Fig. 19a aufgetragen. Die Kurve zeigt zwischen der maximalen Energie und der Energie 1 MeV den zu erwartenden horizontalen Verlauf. Für kleinere Energien dagegen steigt die Zahl der Rückstossatome an, was bedeutet, dass die in die Kammer eindringenden Neutronen nicht einheitlicher Energie sind. Diese Inhomogenität der Neutronen bezüglich der Energie wurde schon in Abschnitt 2c besprochen. Es ist naheliegend, anzunehmen, dass die verlangsamteten Neutronen in ihrer Mehrzahl durch Streuung in die Ionisationskammer gelangen. Daher versuchten wir, die Zahl der gestreuten Neutronen ungefähr zu bestimmen, indem wir den direkt einfallenden Neutronenstrahl durch

Tabelle 1.

He-Rückstosskerne. Messung ohne Paraffin.

Ausschlag mm	Zahl der Ausschläge Z	Z/100 kV	Mittlere Energie MeV
4—5	921	1110	0,52
5—6	747	900	0,61
6—7	539	650	0,69
7—8	463	558	0,79
8—9	347	418	0,86
9—10	314	378	0,96
10—11	245	295	1,05
11—12	235	283	1,13
12—13	278	312	1,22
13—14	263	270	1,34
14—15	259	240	1,46
15—16	132	109	1,59
16—17	25	18	1,74
17—18	17	11	1,91
> 18	65		

Tabelle 2.

He-Rückstosskerne. Messung mit Paraffin.

Ausschlag mm	Zahl der Ausschläge Z	Z/100 kV	Mittlere Energie MeV
4—5	403	538	0,47
5—6	250	334	0,55
6—7	171	228	0,64
7—8	126	168	0,71
8—9	93	124	0,79
9—10	92	123	0,87
10—11	64	84	0,97
11—12	52	69	1,06
12—13	66	82	1,16
13—14	44	50	1,24
14—15	31	32	1,35
15—16	28	25	1,47
16—17	12	10	1,62
17—18	5	3	1,78
> 18	11		

ein 39 cm langes Paraffinfilter abschirmten. Die Dauer dieser Messung (50 Min.), die Kanalstromstärke und die Beschleunigungsspannung waren dieselben wie bei der ersten Messung. Tabelle 2 enthält die Messresultate. Die Energieverteilung der durch Streuung in die Kammer gelangenden Neutronen zeigt Fig. 19b. Der

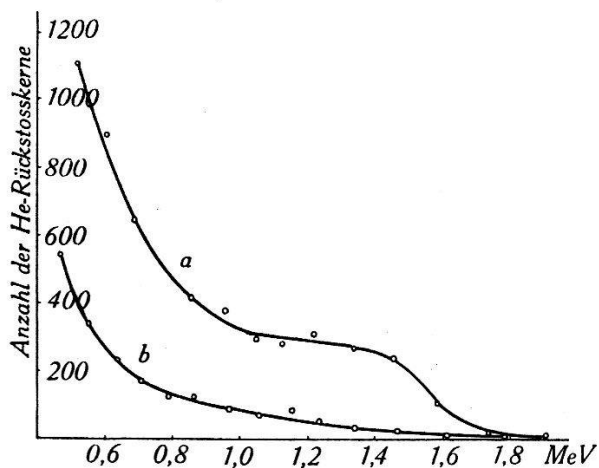


Fig. 19.

Energieverteilung der Rückstoss-He-Kerne.

steile Anstieg für kleine Energien spricht dafür, dass tatsächlich viele langsame Neutronen in die Kammer gelangen. Zur Berechnung der Neutronenausbeute wurden die in die Kammer gestreuten Neutronen von der Messung ohne Paraffinfilter abgezählt. Die Werte aus dieser Differenzbildung sind in Fig. 20 dargestellt. Auch

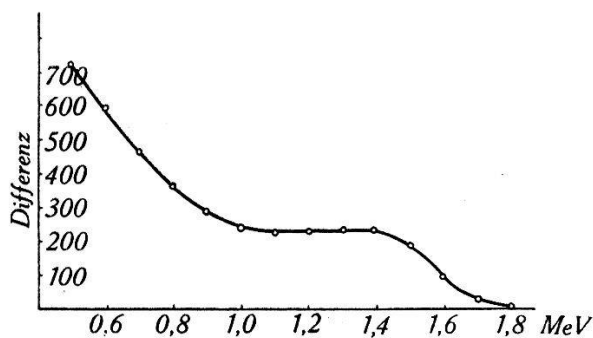


Fig. 20.

Differenz der He-Rückstoskerne aus den Messungen ohne und mit Paraffinfilter.

diese Verteilungskurve wächst mit kleineren Energien noch an. Es scheint aber möglich, dass der Anstieg doch durch gestreute Neutronen verursacht wird, da das Paraffinfilter bereits auch einen gewissen Teil der gestreuten Neutronen absorbieren kann. Zur Berechnung der Anzahl der Neutronen werden nur die im horizontalen Teil der Verteilungskurve gemessenen Rückstoskerne

(230 Teilchen pro 100 kV) berücksichtigt. Die Zahl der Neutronen die in die Kammer kommen, wird

$$N_J = \frac{N_R}{n \sigma d} = 3,72 \cdot 10^3 \text{ Neutronen/sec.}$$

$$N_R/\text{sec} = 1,13 \text{ sec}^{-1}$$

$$\sigma = 1,6 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \text{ } ^1)$$

$$d = 1 \text{ cm}$$

$$n = 1,9 \cdot 10^{20}/\text{cm}^3.$$

Daraus erhält man als Gesamtzahl der Neutronen, die vom D_3PO_4 -Präparat bei 53 μ Amp und 130 kVolt emittiert werden

$$N_{\text{tot}}/\text{sec} = N_J/\text{sec} \cdot \frac{4 \pi r^2}{f} = 1,15 \cdot 10^7 \text{ Neutronen/sec.}$$

$$r = \text{Distanz Quelle-Ionisationskammer} = 55,5 \text{ cm}$$

$$f = \text{Fläche der I-K} = 4 \pi \text{ cm}^2.$$

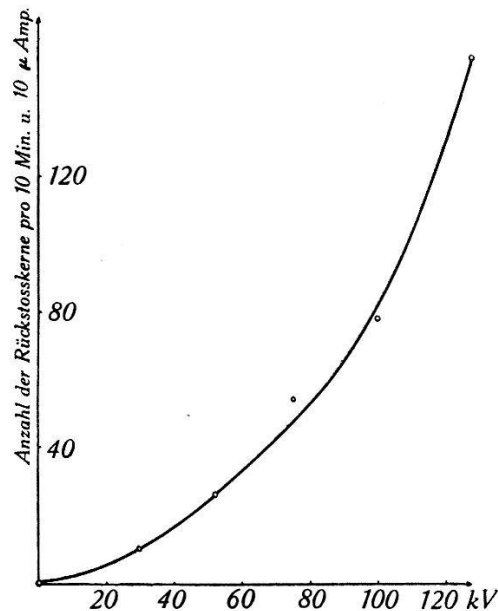


Fig. 21.

Spannungsabhängigkeit der Neutronenintensität.

Es ist üblich, die Neutronenzahl auf eine reine D-Substanz zu beziehen. Dazu muss man im D_3PO_4 -Molekül die P und O-Atome durch so viele D-Atome ersetzen, dass die Energieabnahme des D-Kanalstrahles im Präparat unverändert bleibt. Nach BÄTZNER²⁾ sind daher, wenn seine Messungen auf Kanalstrahlenergien von 130 kV extrapoliert werden, 1 P-Atom durch 4,1 D-Atome und 1 O-Atom durch 2,8 D-Atome zu ersetzen. Im reinen D-Präpa-

¹⁾ RASETTI, Elements of nuclear physics **238**, (1937).

²⁾ BÄTZNER, Ann. Physik **25**, 252 (1936).

rat würden im Vergleich zum D_3PO_4 -Präparat 6,1mal mehr Neutronen erzeugt.

Um die Ausbeute bei 100 kV-D⁺-Energie bestimmen zu können, wurde die Anregungsfunktion in Abhängigkeit der Spannung aufgenommen. Fig. 21 gibt den Verlauf der Anregungsfunktion wieder. Die Kurve stimmt ziemlich gut überein mit den Messungen von OLIPHANT, RUTHERFORD und HARTECK¹⁾ und anderen^{2) 3)}. Nach unseren Messungen ergibt sich für die Umrechnung von 130 kV auf 100 kV ein Faktor 2. Bei 100 kV Be-

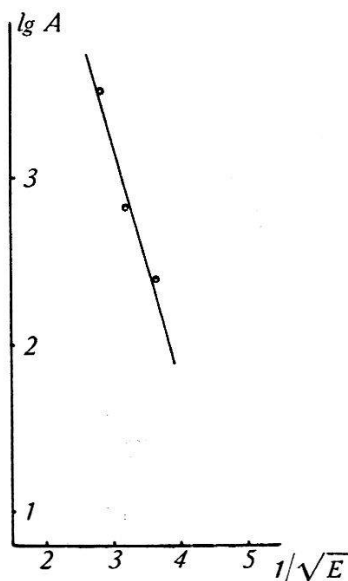


Fig. 22.

schleunigungsspannung erzeugt die Quelle daher $5,8 \cdot 10^6$ Neutronen/sec.

Wir vergleichen unsere Anregungskurve noch mit der Gamowkurve. Für eine unendlich dünne Schicht ist die Ausbeute

$$A \sim e^{-\frac{2\pi^2 e^2}{h} \sqrt{\frac{2m}{E}} \cdot ZZ'} \quad (\text{diff. Kurve}).$$

Für eine dicke Schicht, wie in unserem Falle, wird

$$A' \sim \int_0^E e^{-\frac{2\pi^2 e^2}{h} \sqrt{\frac{2m}{E}} \cdot ZZ'} \cdot dE \quad (\text{integr. Kurve}),$$

und durch Differentiation nach E erhält man die diff. Kurve. Trägt man

$$\lg A = K - \frac{2\pi^2 e^2 \sqrt{2m}}{h} \cdot \frac{ZZ'}{\sqrt{E}}$$

¹⁾ OLIPHANT, RUTHERFORD und HARTECK, Proc. Roy. Soc. **144**, 392 (1934).

²⁾ ALEXOPOULOS, Helv. Phys. Acta **8**, 601 (1935).

³⁾ ROBERTS, Phys. Rev. **51**, 813 (1937).

als Funktion von $1/\sqrt{E}$ auf, so ergibt sich eine Gerade. Die Messpunkte mit den Beschleunigungsspannungen von 128 kV, 100 kV und 75 kV ergeben sehr genau die von der Theorie geforderten Werte (Fig. 22).

Nach diesen Umrechnungen können wir nun die Zahl Z^* der Deutonen angeben, die 1 Neutron erzeugen. Sie beträgt, bezogen auf 100 kV und reines D-Präparat:

$$Z = \text{Deutonen pro erzeugtes Neutron} = 8 \cdot 10^6.$$

In Tabelle 3 sind bisher gemessene Werte zusammengestellt.

Tabelle 3.

Beobachter	Substanz	Reduktionsfaktor auf reines D-Präparat	Z
OLIPHANT, HARTECK und RUTHERFORD ¹⁾ 1934	(ND ₄) ₂ SO ₄	—	10 ⁶
ALEXOPOULOS ²⁾ 1935	ND ₄ Cl	2,7 ⁸⁾	0,6·10 ⁶
BONNER und BRUBAKER ³⁾ 1936	D ₃ PO ₄	—	10 ⁹
DÖPEL ⁴⁾ 1937	NaOD	3	10 ⁹
AMALDI, HAFSTAD u. TUVE ⁵⁾ 1937	D ₃ PO ₄	8	4·10 ⁶
ROBERTS ⁶⁾ 1937	D ₃ PO ₄	8	4·10 ⁶
WETTERER ⁷⁾ 1937	ND ₄ Cl	2,7 ⁸⁾	4,8·10 ⁷
BALDINGER, HUBER u. STAUB 1937	D ₃ PO ₄	6,3 ⁸⁾	8·10 ⁶ *)

Zur Bestimmung der Spannungsabhängigkeit der Neutronenerzeugung wurden Kanalströme von verschiedener Intensität benützt. Man untersuchte deshalb noch die Stromabhängigkeit bei konstanter Beschleunigungsspannung. Fig. 23 zeigt das Messergebnis. Man sieht, dass die Neutronenintensität innerhalb der Messfehler proportional der Kanalstromstärke ist.

*) Korrigiert auf die Unsymmetrie der Neutronenemission.

¹⁾ OLIPHANT, RUTHERFORD und HARTECK, Proc. Roy. Soc. **144**, 392 (1934).

²⁾ ALEXOPOULOS, Helv. Phys. Acta **8**, 601 (1935).

³⁾ BONNER und BRUBAKER, Phys. Rev. **49**, 19 (1936).

⁴⁾ DÖPEL, Ann. Phys. **28**, 87 (1937).

⁵⁾ AMALDI, HAFSTAD und TUVE, Phys. Rev. **51**, 911 (1937).

⁶⁾ ROBERTS, Phys. Rev. **51**, 813 (1937). LADENBURG and ROBERTS, Phys. Rev. **50**, 1190 (1936).

⁷⁾ WETTERER, Ann. Phys. **30**, 295 (1937).

⁸⁾ BÄTZNER, Ann. Physik **25**, 252 (1936).

5. Energiebestimmung der Neutronen.

Aus der maximalen Energie der Rückstoss-He-Atome kann die Energie der Neutronen bestimmt werden. Bei einem zentralen Stoss mit einem Neutron erhält ein He-Atom $16/25$ der Energie des Neutrons:

$$\frac{m_{\text{He}} v_{\text{He}}^2}{2} = \frac{4 m_n m_{\text{He}}}{(m_n + m_{\text{He}})^2} \cdot \frac{m_n v_n^2}{2}.$$

Die gemessene maximale Energie der He-Rückstossatome ist nach Fig. 20 1,66 MeV. Für die Neutronen, die unter einem Winkel ϑ

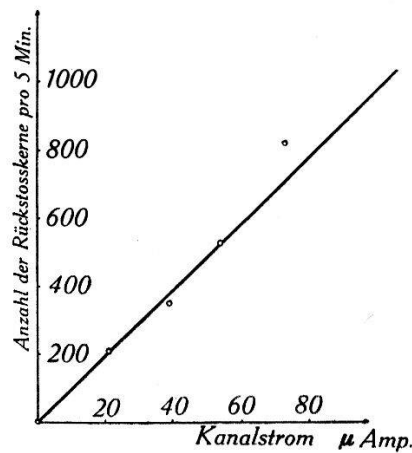


Fig. 23.

Stromabhängigkeit der Neutronenintensität.

von 51° gegen den einfallenden *D*-Kanalstrahl beobachtet werden, ergibt sich daraus eine Energie von 2,6 MeV. Mit Hilfe dieser Energie lässt sich die Energietönung der Reaktion berechnen. Nach LIVINGSTON und BETHE¹⁾ ist

$$ME_2^{\frac{1}{2}} = (M_1 \cdot M_2)^{\frac{1}{2}} \cdot E_1^{\frac{1}{2}} \cdot \cos \vartheta + (M \cdot M_3 \cdot Q + M_0 \cdot M_3 \cdot E_1 - M_1 \cdot M_2 \cdot E_1 \cdot \sin^2 \vartheta)^{\frac{1}{2}}$$

$$M = M_0 + M_1 = M_2 + M_3.$$

Für $\vartheta = 51^\circ$, $E_1 = 0,13$ MeV und $E_2 = 2,6$ MeV berechnet sich Q zu 3,1 MeV in Übereinstimmung mit den bisherigen Messungen.

In Tabelle 4 sind einige Energiemessungen der *D* + *D*-Neutronen, sowie die Energietönung Q der Reaktion zusammengestellt.

¹⁾ LIVINGSTON und BETHE, Rev. of Modern Physics **9**, 277 (1937).

6. Neutronenspektrum.

Das Spektrum der in die Ionisationskammer gelangenden Neutronen kann aus der Energieverteilung der Rückstoss He-Atome (Fig. 20) berechnet werden. Es bezeichnen $S(E)$ das Energiespektrum der Neutronen und $H(E)$ die Energieverteilung der

Tabelle 4.

Beobachter	Beschl. Spannung kV	ϑ	MeV E_N	Q MeV
AMALDI, HAFSTAD und TUVE ¹⁾	1000	90°	2,5	3,0
KRUGER, SHOUP und STALLMANN ²⁾	1000	90°	2,49	3,0
BONNER ³⁾	300	90°	2,60	3,36
DEE und GILBERT ⁴⁾		90°	2,4	3,1
BALDINGER, HUBER und STAUB	130	51°	2,6	3,1

Rückstoss-He-Atome. Gelangen $S(E) \cdot dE$ Neutronen der Energie E in die Ionisationskammer, so erzeugen sie $S(E) \cdot dE \cdot n \cdot \sigma \cdot d$ Rückstöße. Auf ein Intervall $E', E' + dE'$ ($E' < E$) entfallen

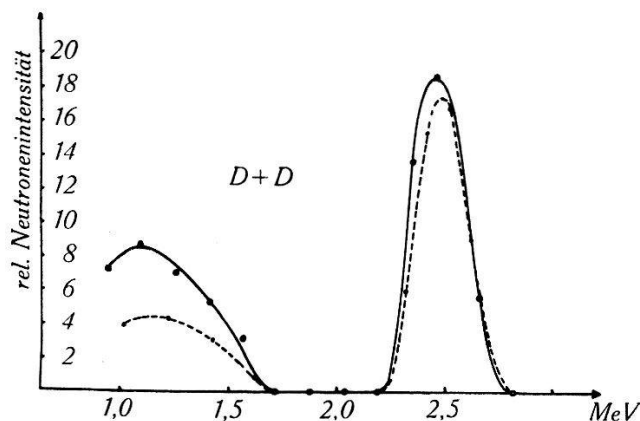


Fig. 24.

Neutronenspektrum.

davon $S(E) \cdot dE \cdot n \cdot \sigma \cdot d \cdot \frac{dE'}{E}$ Rückstöße. Von sämtlichen Neutronen einer Energie $E > E'$ werden nun Rückstöße der Energie E' erzeugt. Total erhält man im Intervall dE'

$$H(E') dE' = n \cdot d \cdot dE' \int \frac{S(E)}{E} \cdot \sigma(E) \cdot dE$$

¹⁾ AMALDI, HAFSTAD und TUVE, Phys. Rev. **51**, 911 (1937).

²⁾ KRUGER, SHOUP und STALLMANN, Phys. Rev. **52**, 680 (1937).

³⁾ BONNER, Phys. Rev. **52**, 686 (1937).

⁴⁾ DEE und GILBERT, Proc. Roy. Soc. **163**, 265 (1937).

He-Rückstossatome der Energie E' . Differenzieren wir diese Gleichung nach E' , so ergibt sich

$$\frac{dH(E')}{dE'} = -n\sigma(E')d \cdot \frac{S(E')}{E'}$$

Ist in diesem Ausdruck $H(E')$, d. h. die Verteilung der Rückstossatome, bekannt, so kann das Neutronenspektrum berechnet werden:

$$S(E) = -\frac{1}{n \cdot d \cdot \sigma(E)} \cdot E \cdot \frac{dH}{dE}$$

In Fig. 24 ist das so ermittelte Spektrum aufgezeichnet unter der Annahme, dass σ unabhängig von E ist. Die punktierte Linie zeigt das Spektrum unter Benützung der σ -Werte von BONNER¹⁾.

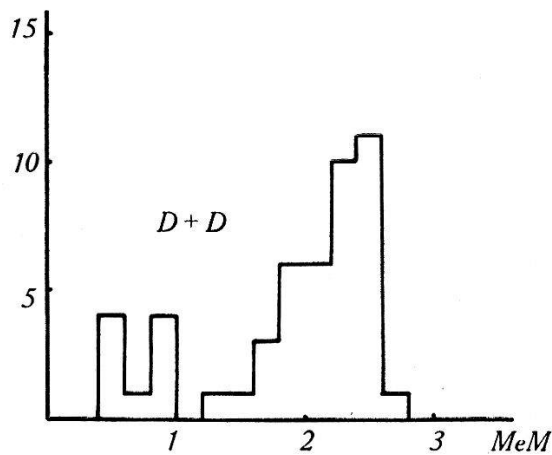


Fig. 25.

Neutronenspektrum nach T. W. Bonner.

Als Ordinaten sind relative Werte aufgetragen. Die Neutronengruppe bei 1 MeV ist, wie schon in Abschnitt 4 bemerkt, wahrscheinlich durch in die Kammer gestreute Neutronen zu erklären. Fig. 25 zeigt das von W. BONNER²⁾ mit der Wilsonkammer gemessene Neutronenspektrum der $D + D$ -Reaktion.

7. Zusammenfassung.

1. Beschreibung der Hochspannungsanlage, der Kanalstrahlröhre, der Ionisationskammer und des linearen Verstärkers.

2. Die Ausbeutemessung ergibt, dass zur Erzeugung eines Neutrons bei 100 kV $8 \cdot 10^6$ Deutonen nötig sind.

¹⁾ T. W. BONNER, Phys. Rev. **45**, 601 (1934).

²⁾ T. W. BONNER, Phys. Rev. **52**, 685 (1937).

3. Die Energie der Neutronen wird unter 51° gegen den Deutonenstrahl bei 130 kV Beschleunigungsspannung zu 2,6 MeV gemessen. Daraus folgt für die Energietönung der $D + D$ -Reaktion $Q = 3,1$ MeV.

4. Die Neutronenzahl wird in Abhängigkeit vom Kanalstrom und von der Beschleunigungsspannung aufgenommen und mit der Gamowkurve verglichen.

Unserem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER, möchten wir danken für das Interesse, das er dieser Arbeit entgegenbrachte. Seine wertvollen Ratschläge haben die Arbeit sehr gefördert.

Zürich, Physikalisches Institut der E. T. H.

Berichtigung

zu Helvetica Physica Acta XI, Fasciculus II, S. 140—155.

Der senkrechte und schräge Durchtritt einer in einem flüssigen Medium erzeugten ebenen Dilatations-(Longitudinal)-Welle durch eine in diesem Medium befindliche planparallele feste Platte

von H. REISSNER, Berlin-Charlottenburg.

Durch Herrn R. BÄR bin ich auf den folgenden Fehler bei der Ausrechnung des ersten Grenzfalles der „totalen“ Reflexion aufmerksam gemacht worden.

Es muss auf S. 153 Abschnitt 8a heissen:
die Durchlässigkeit

$$D=1/\left\{1+\left[F\sin\varphi\sin 2\varphi_d\frac{p d}{4w_d}+2G\sin^2\frac{\psi}{2}\right]^2\right\}$$

und in der Formel darüber ist versehentlich für die Plattendicke b gedruckt statt d .

H. REISSNER.