

die Meßanordnung skizziert ist. Der Verlauf der beiden Kurven mit  $V_0 \neq 0$  ist nach Abb. 6 qualitativ verständlich. Die angegebenen  $V_0$ -Werte sind aus den bei  $R' = 2800 \, \Omega$  gemessenen Werten von  $J_s$  berechnet worden; diese Ströme sind noch so klein, daß (10) genügend genau gilt. Wenn aber  $|V_0|$  einen gewissen Wert (ca. 20 mVolt im vorliegenden Fall) unterschritt, so erhielten wir in einem  $R'$ -Intervall von ca.  $20 \, \Omega$  Breite in der Umgebung des kritischen Wertes  $R' = R = 2879 \, \Omega$  überhaupt keinen stationären Strom, sondern merkwürdig langsame Kippschwingungen. Insbesondere ist dies also für  $V_0 = 0$  der Fall. Das  $R'$ -Intervall, in welchem Schwingungen beobachtet wurden, ist in Abb. 7 durch Unterbrechung der Meßkurve angedeutet. Die Schwingungsdauer an der unteren Grenze betrug Bruchteile einer Sekunde, die Stromamplitude war klein; an der oberen Grenze betrug die Schwingungsdauer bis zu mehreren Sekunden und die Stromamplitude war ca. 6–7 mAmp, wie es dem Anfang des stationären Asts der Kurve  $J_s(R')$  bei höheren  $R'$ -Werten entspricht.

Zum groben Vergleich ist in Abb. 7 die Kurve (13) gestrichelt eingezeichnet, wobei wir  $V_3 = 250$

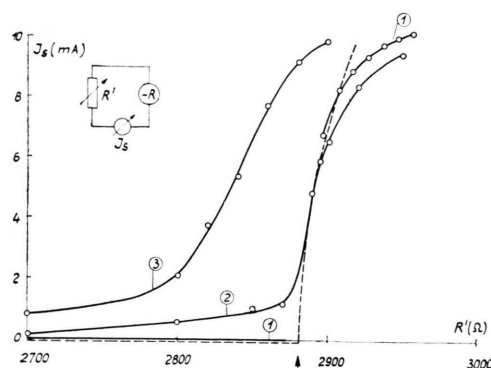


Abb. 7. Gemessene stationäre Zustände der Anordnung aus Abb. 1 in der Umgebung der Stabilitätsgrenze. ( $R = 2879 \, \Omega$ , Pfeil.)

Kurve (1)  $V_0 = 0$ ; wo unterbrochen: Kippschwingungen; Kurve (2)  $V_0 = 50$  mVolt; Kurve (3)  $V_0 = 165$  mVolt; Gestrichelte Kurve: nach (13) berechnet mit  $V_3 = 250$  Volt.

Volt wählten. Zur Darstellung der beiden, zu  $V_0 \neq 0$  gehörigen Kurven aus Abb. 7 ist selbstverständlich (13) nicht geeignet. Man hätte zunächst wieder (12) entsprechend zu erweitern. Da es aber den Anschein hat, daß Potenzansätze ähnlich (11) und (12) keine gute Approximation liefern, sollen diese Einzelheiten hier nicht weiter verfolgt werden.

## Koinzidenzanordnung zur Erzeugung monochromatischer Neutronen mit der (d, d)-Reaktion

Von W. FRANZEN\*, P. HUBER und L. SCHELLENBERG

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Basel

(Z. Naturforsch. 10a, 820–825 [1955]; eingegangen am 3. September 1955)

J. Mattauach zum 60. Geburtstag gewidmet

Es wird eine Anordnung zur Erzeugung monochromatischer (d,d)-Neutronen beschrieben. Sie beruht auf einer Koinzidenzmethode, bei der als Koinzidenzpartner die in der (d,d)-Reaktion gleichzeitig entstehenden  $\text{He}^3$ -Kerne und Neutronen benützt werden. In der angeführten Anordnung werden die  $\text{He}^3$ -Kerne unter  $90^\circ$  zum einfallenden Deuteronenstrahl beobachtet. Als Target wird ein  $\text{D}_2$ -Gastarget benutzt. Die berechnete Energiebreite der Neutronen für die gewählte Anordnung beträgt ca. 10 keV. Für eine Deuteronenenergie von 900 keV und 5  $\mu\text{A}$  Stromstärke ergeben sich ca. 1 Koinzidenzimpuls pro Sekunde. Es sollte möglich sein, diese Zahl durch Vergrößerung des benutzten Neutronenzählers um einen Faktor 10 zu erhöhen, ohne das Energieauflösungsvermögen zu verschlechtern. Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen variiert zwischen 5–10% der wahren Koinzidenzen.

### 1. Einführung

Die Erzeugung von monochromatischen Neutronen im Energiegebiet von 2–4 MeV mit Hochspannungsanlagen bis zu 2 MV ist nur mit Hilfe der  $\text{D}^2(\text{d}, \text{n})\text{He}^3$ -Reaktion möglich. Die (d, d)-Reaktion

als Neutronenquelle besitzt aber den unvermeidbaren Nachteil, daß neben dem eigentlichen Target alle jene Teile des Beschleunigungsrohres Neutronenquellen darstellen, die von den Deuteronen getrof-

\* Auf Urlaub 1954–1955 vom Department of Physics, University of Rochester, Rochester, N.Y. U.S.A.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

fen werden. Um diese Störquellen auszuschalten, wurde vorgeschlagen<sup>1</sup>, nur die Neutronen zu registrieren, die in Koinzidenz mit den  $\text{He}^3$ -Reaktionsprodukten des Target auftreten. Damit wird es möglich, durch den zugelassenen Öffnungswinkel der  $\text{He}^3$ -Kerne die Energie der Neutronen festzulegen und den Neutronenuntergrund weitgehend zu eliminieren. Auf dieser Grundlage haben wir eine Koinzidenzanordnung aufgebaut und geprüft, die monochromatische Neutronen mit einer Energiebreite von höchstens 10 keV zu liefern imstande ist. Diese Neutronenquelle soll für Transmissions- und Streuexperimente verwendet werden.

## 2. Beobachtungsmethode

Will man die in der (d, d)-Reaktion erzeugten  $\text{He}^3$ -Teilchen beobachten, so muß dies in Gegenwart eines großen Untergrundes von geladenen Partikeln geschehen. Dieser Untergrund enthält vom Targetmaterial elastisch gestreute Partikel des magnetisch ausgeblenden Kanalstrahles ( $\text{D}^+$  und  $\text{H}_2^+$ ), von den einfallenden Deuteronen gestreute Protonen am Target und Protonen und Tritonen aus der parallel laufenden Reaktion  $\text{D}(\text{d}, \text{p})\text{T}$ . Der zuletzt erwähnte Beitrag zum Untergrund ist nicht erheblich, da die (d, p)- und die (d, n)-Reaktionen größenordnungs-

mäßig gleiche Querschnitte haben. Die Querschnitte für elastische Streuung dagegen sind wesentlich höher. Enthält z. B. das Target Sauerstoff oder schwerere Elemente, so ist die Coulomb-Streuung für die einfallenden Deuteronen bereits so hoch, daß es kaum möglich wird, neben den gestreuten Deuteronen noch die  $\text{He}^3$ -Kerne nachzuweisen, ohne daß eine geeignete Anordnung zur Selektion der Teilchen eingebaut wird. Obwohl solche Einrichtungen möglich sind, erschweren sie doch die Aufgabe. Aus diesem Grunde ist ein  $\text{D}_2\text{O}$ -Target oder ein deuteriumhaltiger Metallfilm nicht brauchbar. Zweckmäßig ist ein  $\text{D}^2$ -Gas-Target, sofern die  $\text{He}^3$ -Kerne unter einem Winkel  $\geq 90^\circ$  beobachtet werden. In diesem Falle tragen außer der Reaktion  $\text{D}(\text{d}, \text{p})\text{T}$  nur noch Verunreinigungen des Gastarget zum Untergrund bei. Benützt man ein  $\text{D}_2$ -Gastarget, so hat man noch den Vorteil, ein unveränderliches Target gut bekannter Dicke zu besitzen.

## 3. Apparatur

Um zunächst eine einfache Anordnung zu besitzen, an der die Methode ausprobiert werden konnte, wurde der Beobachtungswinkel der  $\text{He}^3$ -Teilchen fest und zu  $90^\circ \pm 3^\circ$  gewählt. Abb. 1 zeigt das Target. Der Öffnungswinkel für den  $\text{He}^3$ -Zähler wird durch drei Blenden festgelegt, wobei die mittlere zur Verminderung der Mehrfachstreuung dient. Der  $\text{He}^3$ -Zähler besteht aus einer dünnen ZnS-Schicht<sup>2</sup>, die

<sup>2</sup> ZnS(Ag)-Pulver Nr. 33-Z-20 A, erhalten von der Radio Corporation of America.

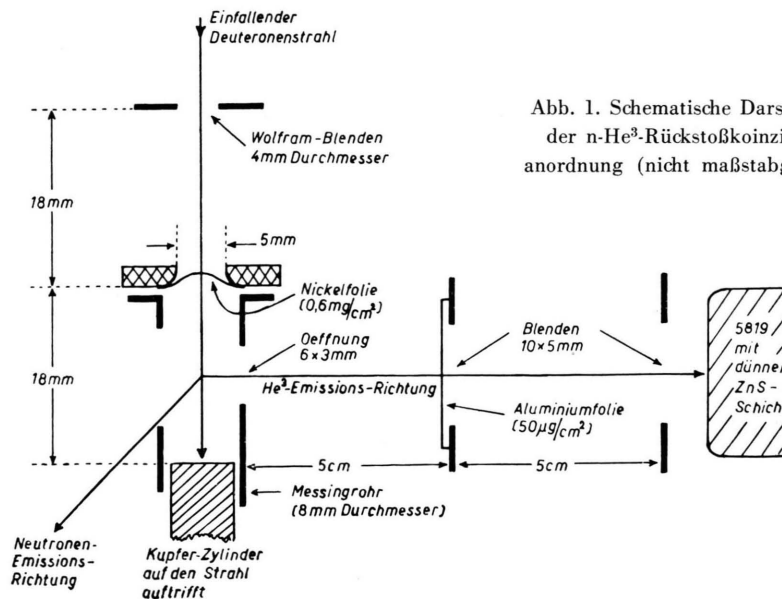


Abb. 1. Schematische Darstellung der n- $\text{He}^3$ -Rückstoßkoinzidenzanordnung (nicht maßstabgetreu).

<sup>1</sup> O. A. Hanson, R. F. Taschek u. J. H. Williams, Rev. Mod. Phys. 21, 635 [1949].

sich auf der Oberfläche eines RCA-5819 Multipliers befindet. Der ganze Raum zwischen Target und  $\text{He}^3$ -Zähler ist mit dem Targetgas gefüllt, da es wenig aussichtsreich schien, für die  $\text{He}^3$ -Teilchen durchlässige Druckfolien zu machen.

Gegen das Beschleunigungsrohr zu ist das Gastarget durch eine  $0,5 \text{ mg/cm}^2$  dicke Nickelfolie<sup>3</sup> abgeschlossen. Die Öffnung besitzt einen Durchmesser von 5 mm. Diese Folien halten einen Druck von 0,2 at aus und vertragen bei 1 MeV Beschleunigungsenergien bis zu  $8 \mu\text{A}$  Strom, vorausgesetzt, daß der Strahl nicht zu punktförmig fokussiert ist. Im Betrieb wurden gewöhnlich Ströme von  $5 \mu\text{A}$  und Gasdrucke von 3 cm Hg benutzt. Aus den uns zur Verfügung gestandenen Folien von  $2,4 \times 2,4 \text{ cm}^2$  wurden mit einem Mikroskop löcherfreie Stellen ausgesucht. Die Befestigung der Folien auf dem Träger erfolgte mit Araldit<sup>4</sup>. Der Energieverlust von 1 MeV Deuteronen beträgt ca. 90 keV in der Folie bei einem straggling von ca. 6 keV<sup>5</sup>.

Das Bremsvermögen der benutzten Nickelfolien wurde mit Hilfe von  $\gamma$ -Resonanzen der  $\text{F}^{19}(\text{p}, \alpha)\text{O}^{16}$  \* Reaktion bestimmt. Dazu wurden die Resonanzen<sup>6</sup> bei 340 keV mit  $\text{H}^+$  und  $\text{H}_2^+$  und bei 873 keV<sup>7</sup> mit  $\text{H}^+$  oberhalb und unterhalb der Folie gemessen. Gleichzeitig dienten uns diese Messungen zur Eichung der Energie des Kaskadengenerators\*. Das benutzte Fluortarget bestand aus einer  $15 \mu\text{g/cm}^2$  dicken Schicht von  $\text{CaF}_2$ , aufgedampft auf einen Platinträger.

Zur Registrierung der  $\text{He}^3$ -Kerne ist es unerlässlich, den  $\text{He}^3$ -Zähler gegen Licht abzuschirmen, das in der Target vom Deuteronenstrahl erzeugt wird. Deshalb wurde zwischen Target und Zähler eine lichtdichte Aluminiumfolie<sup>8</sup> der Dicke  $50 \mu\text{g/cm}^2$  eingeschoben. Mit diesem Zusatz besitzen bei 1 MeV Deuteronenenergie die den  $\text{He}^3$ -Zähler erreichenden  $\text{He}^3$ -Kerne noch eine Energie von ca. 100 keV. Das Bremsvermögen von Deuterium wurde aus den Daten von Reynolds u. a.<sup>9</sup> abgeschätzt. Mit kleiner werdender Beschleunigungsenergie steigt die  $\text{He}^3$ -Energie an, so daß das Nachweisproblem etwas erleichtert wird.

Zum Neutronennachweis werden Zylinder aus Scintillor<sup>10</sup> (8 mm Durchmesser und 2 cm Länge) und RCA-Multiplier 5819 benutzt. Der Neutronenzähler ist auf einem beweglichen Gestell montiert, dessen Drehachse durch das Zentrum des Gastarget führt. Damit lassen sich einfach verschiedene Winkel einstellen, unter denen die Neutronen beobachtet werden. Die Distanz zwischen Neutronenzähler und Gastarget beträgt 80 cm.

Die elektrischen Pulse der  $\text{He}^3$ - und Neutronenzähler werden zunächst mit einem RC-Glied der Zeitkonstante  $6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  differenziert und hernach verstärkt. Die Ausgangsimpulse gelangen in einen EFP-60 Diskriminator<sup>11</sup>, der einheitliche rechteckige Pulse von  $10^{-7} \text{ s}$  Dauer erzeugt. Es werden sowohl die Einzelimpulse der Zähler als auch ihre Koinzidenzen gleichzeitig registriert. Die Koinzidenzen werden mit

Hilfe einer Dioden-Koinzidenzstufe erzeugt, der ein EFP-60-Diskriminator folgt. Das zeitliche Auflösungsvermögen der Koinzidenzanordnung wurde auf ca.  $10^{-7} \text{ s}$  beschränkt, da diese Dauer der Zerfallszeit der schnellen Komponente im ZnS-Scintillator<sup>12</sup> entspricht.

#### 4. Energiebreite des Neutronenstrahls

Der Neutronenstrahl, der den Neutronenzähler erreicht, besitzt eine auf den folgenden Ursachen beruhende Energiebreite:

1. Energiebreite des auf die Nickelfolie einfallenden Strahles;
2. straggling, hervorgerufen durch die Nickelfolie;
3. Veränderung des Ortes im Gastarget, an dem die Reaktion stattfindet;
4. Änderung des Emissionswinkels der Neutronen.

Wir wollen im folgenden den Einfluß der letzten beiden (geometrischen) Faktoren auf die Energiebreite untersuchen, da sie für die Konstruktion des Gastarget wesentlich sind.

Die folgende Diskussion wird die Gründe darlegen, die zur Wahl der oben beschriebenen ziel-

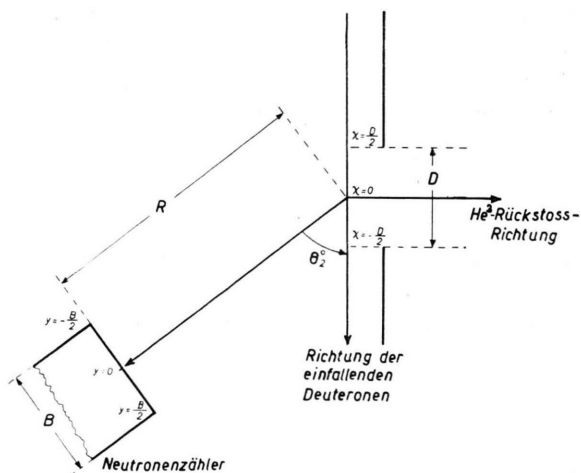


Abb. 2. Illustration der geometrischen Beziehungen, die man bei der Berechnung des Energieauflösungsvermögens des Systems beachten muß.

\* Geliefert von der Firma Emil Haefely & Cie. A.-G., Basel.

<sup>3</sup> Erhalten von der Chromium Corp. of America, Waterbury, Conn. U.S.A.

<sup>4</sup> Erhalten von der CIBA A.-G., Basel.

<sup>5</sup> C. B. Madsen, K. Danske Vidensk. Selsk., Mat.-fys. Medd. **27**, No. 13 [1953].

<sup>6</sup> W. A. Fowler u. T. Lauritsen, Phys. Rev. **76**, 314 [1949].

<sup>7</sup> R. G. Herb, S. C. Snowden u. O. Sala, Phys. Rev. **75**, 247 [1949].

<sup>8</sup> F. E. Carpenter u. J. A. Curcio, Rev. Sci. Instrum. **21**, 675 [1950].

<sup>9</sup> H. K. Reynolds, D. N. F. Dunbar, W. A. Wenzel u. W. Whaling, Phys. Rev. **92**, 742 [1953].

<sup>10</sup> Handelsname für einen plastischen Scintillator (Terphenyl in Polystyren), erhalten von National Radiac, Inc. Newark, N. J. U.S.A.

<sup>11</sup> W. P. Alford, private Mitteilung.

<sup>12</sup> W. F. Hornyak, Rev. Sci. Instrum. **23**, 264 [1952].

len Geometrie führten. Betrachten wir die Abb. 2.  $B$  bezeichnet die Breite des Neutronendetektors,  $D$  ist die effektive Länge des Gastarget und  $R$  die Distanz zwischen dem Targetzentrum und dem Zentrum des Detektors.  $x$  ist eine Koordinate, die längs der Achse des einfallenden Strahles gemessen wird. Sie ist positiv oberhalb und negativ unterhalb des Targetzentrums.  $y$  wird auf der Oberfläche des Neutronendetektors in der Einfallsebene gemessen.

Um die verschiedenen Größen zu kennzeichnen, die mit den in der  $D^2(d, n)He^3$ -Reaktion auftretenden Partikeln verbunden sind, schreiben wir diese Reaktion symbolisch  $0(1, 2)3$ . Dann entsprechen  $\Theta_1$ ,  $\Theta_2$  und  $\Theta_3$  den Winkeln zwischen der Achse des Strahles und dem einfallenden Deuteron, dem emittierten Neutron und dem  $He^3$ -Rückstoßkern.  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  sind die entsprechenden Energien der drei Partikel. Mit einem oberen Index 0 werden die Größen bezeichnet, die sich auf eine im Zentrum des Target stattfindende  $d-d$ -Reaktion beziehen, bei der das emittierte Neutron den Mittelpunkt des Neutronendetektors erreicht. Wir nehmen an, daß der Mittelpunkt des Neutronendetektors immer auf den richtigen Winkel

$$\Theta_2^0 = \sin^{-1} [3(Q - E_1^0) / (3Q + 5E_1^0)]^{1/2}$$

eingestellt ist, entsprechend einer  $He^3$ -Emissionsrichtung von  $90^\circ$ . Dann ist die Energie eines Neutrons, das vom Zentrum des Target ausgehend das Zentrum des Detektors erreicht, gegeben durch

$$E_2^0 = (3Q + 5E_1^0) / 4,$$

wobei  $Q$  zu 3,268 MeV<sup>13</sup> angenommen ist. Die Rückstoßenergie hat den Wert  $E_3^0 = (Q - E_1^0) / 4$ . Um die Rechnung zu vereinfachen, haben wir hier und auch später ganze Massenzahlen angenommen. Die Neutronenenergie  $E_2 = E_2(\Theta_2, E_1)$  kann als eine Funktion des Emissionswinkels  $\Theta_2$  und der Deuteronenenergie  $E_1$  betrachtet werden. Wir können  $E_2$  in eine Taylor-Reihe um den Punkt  $E_2^0 = E_2(\Theta_2^0, E_1^0)$  entwickeln:

$$E_2(\Theta_2, E_1) = E_2(\Theta_2^0, E_1^0) + \delta \Theta_2 \left( \frac{\partial E_2}{\partial \Theta_2} \right)_{E_1} + \delta E_1 \left( \frac{\partial E_2}{\partial E_1} \right)_{\Theta_2}$$

oder  $E_2 = E_2^0 + a x + b y$ ,

wo  $a$  und  $b$  geometrische Größen sind, gegeben durch

$$a = \frac{1}{R} \left| \left( \frac{\partial E_2}{\partial \Theta_2} \right)_{E_1} \right| \sin \Theta_2^0 + \frac{1}{D} \left| \left( \frac{\partial E_2}{\partial E_1} \right)_{\Theta_2} \right| \Delta E_1$$

und  $b = \frac{1}{R} \left| \left( \frac{\partial E_2}{\partial \Theta_2} \right)_{E_1} \right|$ .

<sup>13</sup> C. W. Li, W. Whaling, W. A. Fowler u. C. C. Lauritsen, Phys. Rev. **83**, 512 [1951].

Hier ist  $\Delta E_1$  der totale Energieverlust, den ein Deuteron beim Durchlaufen des Gastarget von  $x = D/2$  bis  $x = -D/2$  erfährt. Es läßt sich leicht zeigen, daß die Größen  $aD$  und  $bB$ , die wir später brauchen werden, gegeben sind durch

$$aD = \frac{5E_1 + 3Q}{4(E_1 + Q)} \left[ \Delta E_1 + \left( \frac{2E_1}{5Q + 3E_1} \right)^{1/2} \frac{(Q - E_1) \cdot D}{R} \right]$$

$$\text{und } bB = \left[ \frac{2E_1(Q - E_1)}{3} \right]^{1/2} \frac{[5E_1 + 3Q]}{4(E_1 + Q)} \frac{B}{R}.$$

Die Variation der in diesen Gleichungen enthaltenen Ausdrücke mit der Deuteronenenergie ist in Tab. 1

$E_1$	$\frac{(5E_1 + 3Q)}{4(E_1 + Q)} \cdot \left[ \frac{2E_1(Q - E_1)}{3} \right]^{1/2}$	$\frac{5E_1 + 3Q}{4(E_1 + Q)} \cdot \left[ \frac{2E_1}{5E_1 + 3Q} \right]^{1/2} (Q - E_1)$	$\frac{(5E_1 + 3Q)(\Delta E_1)_{E_1}}{4(E_1 + Q)(\Delta E_1)_{1\text{MeV}}}$
1,0 MeV	1,07 MeV	0,72 MeV	0,87
0,8	0,97	0,71	1,00
0,6	0,85	0,67	1,21
0,4	0,69	0,60	1,59
0,2	0,50	0,44	2,32

Tab. 1. Variation der in den Gleichungen für  $aD$  und  $bB$  vorkommenden numerischen Faktoren mit der Deuteronenenergie. (Diese Werte wurden unter Verwendung von ganzen Massenzahlen für einen  $He^3$ -Rückstoßwinkel von  $90^\circ$  berechnet.)

dargestellt. Die Größe  $(\Delta E_1)_{E_1} / (\Delta E_1)_{1\text{MeV}}$  wurde mit Hilfe der Daten von Reynolds u. a.<sup>9</sup> berechnet. Um die Schärfe des Neutronenspektrums zu erhalten, schreiben wir für die Neutronenenergie  $E_2 = E_2^0 + \varepsilon_2$ , wo  $\varepsilon_2 = ax + by$  ist. Dann wird die Zahl der Neutronen mit einer Energie zwischen  $\varepsilon_2$  und  $\varepsilon_2 + d\varepsilon_2$ , die in den Raumwinkel

$$d\omega_2 = (C/R^2) dy = (C/bR^2) d\varepsilon_2$$

fallen, gegeben durch

$$\mu_2(\varepsilon_2) d\varepsilon_2 = n N_1 \sigma(\Theta_2^0, E_1^0) \frac{c}{bR^2} \Delta x(\varepsilon_2) d\varepsilon_2.$$

Es bedeuten:  $C$  Tiefe des Neutronenzählers (senkrecht zur Einfallsebene);  $n$  Zahl der Deuterium-Atome im Target pro  $\text{cm}^3$ ;  $N_1$  einfallender Deuteronenfluß;  $\sigma(\Theta_2^0, E_1^0)$  differentieller Wirkungsquerschnitt im Labor-System für die  $d-d$ -Reaktion;  $\Delta x(\varepsilon_2)$  Bereich der  $x$ -Werte, für die  $\varepsilon_2$  konstant ist.

Somit können wir mit der Größe  $\Delta x(\varepsilon_2)$  den Verlauf der Funktion  $\mu_2(\varepsilon_2)$  berechnen. Offensichtlich ist  $\Delta x$  die Differenz zwischen der oberen und unteren Grenze von  $x = (\varepsilon_2 - by)/a$ , die durch die Bedingung  $\varepsilon_2 = \text{const}$  gegeben ist. Die obere Grenze von  $x$  ist entweder  $D/2$  oder  $(\varepsilon_2 + bB/2)/a$ , je nachdem, welche der beiden Größen kleiner ist, und die

untere Grenze ist gegeben durch den größeren der beiden Terme  $-D/2$  und  $(\varepsilon_2 - bB/2)/a$ . Mit Hilfe dieser Beziehung erhält man die in Abb. 3 angege-

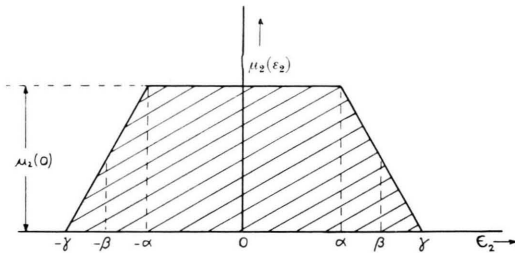


Abb. 3. Berechnete Energieverteilung der Neutronen um den Mittelwert  $\varepsilon_2=0$  ( $E_2=E_2^0$ ). Die totale Energiebreite des Neutronenstrahls ist  $2\gamma$ , seine Halbwertsbreite ist  $2\beta$ . Für den Fall  $bB > aD$  ist  $\alpha = (bB - aD)/2$ ,  $\beta = bB/2$ ,  $\gamma = (bB + aD)/2$  und  $\mu_2(0) = nN_1\sigma(\Theta_2^0)CD/bR^2$ . (Für den Fall  $aD > bB$  müssen die Größen  $a$  und  $b$  sowie  $D$  und  $B$  in diesen Gleichungen miteinander vertauscht werden.)

bene Energieverteilung der Neutronen für die beiden Fälle  $aD > bB$  und  $aD < bB$ . Die Halbwertsbreite des trapezförmigen Neutronenspektrums ist entweder  $aD$  für  $aD > bB$  oder  $bB$  für  $bB > aD$ . Die günstigste Anordnung erhält man natürlich, wenn  $aD = bB$  ist. Diese Bedingung kann aber nicht für alle Deuteronenenergien erfüllt werden, infolge der verschiedenen Variation der Faktoren  $a$  und  $b$  mit der Energie. Die beste realisierbare Anordnung erhält man, wenn man in der Mitte des benutzten Energiebereiches für die Deuteronen  $aD = bB$  wählt.

$E_1^0$ MeV	$aD$ keV	$bB$ keV	$\Delta\varepsilon_2$ keV	$\sigma(\Theta_2^0, E_1^0)$ $10^{-27} \text{ cm}^2$ Steradian	$N_2$ Neutronen sec
1,0	6,9	9,6	9,6	10	90
0,8	7,2	8,7	8,7	8,0	72
0,6	7,6	7,7	7,7	6,3	57
0,4	8,4	6,2	8,4	4,6	41
0,2	9,6	4,5	9,6	2,4	22

Tab. 2. Variation der Energiebreite der Neutronen ( $\Delta\varepsilon_2$ ) und der Intensität der Koinzidenz-Neutronen ( $N_2$ ) mit der Deuteronenenergie ( $E_1^0$ ) bei den folgenden geometrischen Dimensionen und Betriebsbedingungen:  $R=1 \text{ m}$ ,  $B=9 \text{ mm}$ ,  $D=6 \text{ mm}$ ,  $C=20 \text{ mm}$ ;  $(\Delta E_1)_{1 \text{ MeV}} = 3,0 \text{ keV}$  (entspricht einem  $D_2$ -Gasdruck im Target von  $0,05 \text{ at.}$ ); Deuteronenstrom  $10 \mu\text{Amp}$ .

Tab. 2 zeigt die berechnete Energiebreite der Neutronen für eine Anordnung, die auf unseren Betrachtungen beruht. Die angegebenen Dimensionen sind

etwas verschieden von den schließlich in der Koinzidenz-Anlage benutzten Werten, aber der Unterschied ist nicht wesentlich. Man ersieht, daß bei ungefähr  $0,60 \text{ MeV}$   $aD = bB$  ist. Die Wahl der Dimensionen war hier gegeben durch die Forderung, daß die durch die geometrische Konstruktion und das straggling in der Nickelfolie verursachte Energiebreite des Neutronenstrahls  $10 \text{ keV}$  für eine einfallende Deuteronenenergie von  $0,4$  bis  $1 \text{ MeV}$  nicht übersteigen soll. Die Energiebreite in dem Bereich von  $0,2$  bis  $0,4 \text{ MeV}$  ist etwas höher, was kaum zu vermeiden ist, infolge des raschen Anwachsens des Bremsvermögens des Deuteriums in diesem Energiebereich und des ansteigenden Energiestraggling in der Folie.

## 5. Intensität

Man erhält für eine gegebene Deuteronenenergie  $E_1$  ein Neutronenspektrum von dem in Abb. 3 angedeuteten Typ. Wenn wir die Neutronenzahl über dieses Spektrum integrieren, so erhalten wir die totale Zahl der koinzidierenden Neutronen, die den Zähler erreichen. Da

$$\int_{-(Bb+aD)/2}^{(Bb+aD)/2} \Delta x(\varepsilon_2) d\varepsilon_2 = bBD,$$

$$\text{wo} \quad \varepsilon_2 = + (bB + aD)/2$$

$$\text{und} \quad \varepsilon_2 = - (bB + aD)/2$$

die oberen und unteren Grenzen der in Abb. 3 angegebenen Energieverteilung sind, so ist die totale Zahl der Koinzidenz-Neutronen gegeben durch

$$N_2 = nN_1\sigma_2(\Theta_2^0, E_1^0)BCD/R^2.$$

Die beobachtete Neutronenintensität ist dann  $\eta_2 \cdot \eta_3 N_2$ , wobei  $\eta_2$  und  $\eta_3$  die Empfindlichkeit des Neutronen bzw. des  $\text{He}^3$ -Zählers bedeuten. Werte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der  $d-d$ -Reaktion können von den Messungen von Hunter und Richards<sup>14</sup>, Preston, Shaw und Young<sup>15</sup> und Blair u. a.<sup>16</sup> entnommen werden. Mit diesen im Labor-System angegebenen Werten erhalten wir die in Tab. 2 aufgeführten Neutronenintensitäten für die dort angegebenen geometrischen

<sup>14</sup> G. T. Hunter u. H. T. Richards, Phys. Rev. **76**, 1445 [1949].

<sup>15</sup> G. Preston, P. F. D. Shaw u. S. A. Young, Proc. Roy. Soc., Lond. A **226**, 206 [1954].

<sup>16</sup> J. M. Blair, G. Freier, E. Lampi, W. Sleator u. J. H. Williams, Phys. Rev. **74**, 1599 [1948].



Dimensionen und einen Deuteronenstrom von  $10\ \mu\text{Amp}$ .

## 6. Experimentelle Prüfung der Anlage

Bei einer Prüfung der Apparatur registrierte der  $\text{He}^3$ -Zähler etwa 4000 Impulse pro sec bei einer Deuteronenenergie von 900 keV und einem Strom von  $5\ \mu\text{Amp}$ . Die Intensität der Koinzidenzimpulse

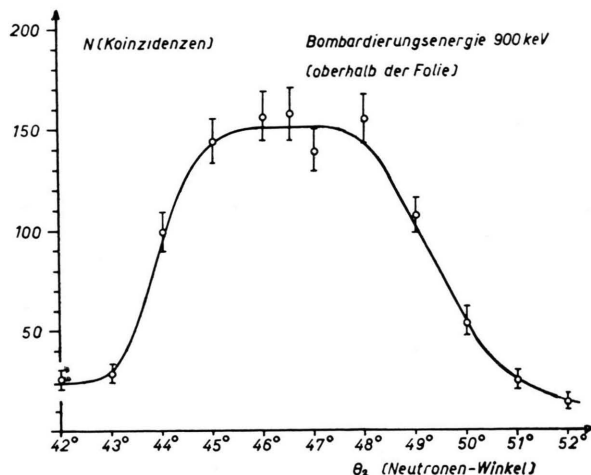


Abb. 4. Experimentell bestimmte Beziehung zwischen der Zahl der Koinzidenzen und dem Beobachtungswinkel der Neutronen.

betrug ungefähr 1 Impuls pro sec. Dies ist 7,5% der totalen Intensität der Koinzidenz-Neutronen, die man nach den im letzten Abschnitt dargelegten Berechnungen und den früher angegebenen Dimensionen erwarten würde. Das Produkt der Empfindlichkeiten der Zähler  $\eta_2 \eta_3$  beträgt daher 0,075. (Man beachte, daß der Raumwinkel des von uns benutzten Neutronenzählers um einen Faktor 2,3 kleiner ist als in Tab. 2 angegeben.) Abb. 4 zeigt den experimentell beobachteten Zusammenhang zwischen dem Neutronenwinkel und der Intensität der Koinzidenzen. Man kann diese Kurve als eine Abbildung der den  $\text{He}^3$ -Strahl definierenden Blende im „Neutronenraum“ betrachten. Die Halbwertsbreite des Koinzidenzbereichs beträgt etwa  $5^\circ$ .

Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen variiert unter diesen Bedingungen zwischen 5 und 10% der wirklichen Koinzidenzen.

Diese Anlage wird gegenwärtig benutzt für die Messung der totalen Wirkungsquerschnitte von gasförmigen Isotopen. Durch eine Vergrößerung des Neutronenzählers in der Richtung senkrecht zur Einfallsebene sollte es möglich sein, die Intensität der Koinzidenzen um etwa einen Faktor 10 zu vergrößern, ohne das Energieauflösungsvermögen der Anlage zu verschlechtern.

Wir möchten den Herren Dr. T. Hür limann und H. Weyeneth für ihre Beiträge bei der Entwicklung dieser Anlage danken.

# Eine einfache Messung der absoluten Ergiebigkeit von Neutronenquellen

Von P. JENSEN<sup>†</sup>, H. P. TERFLOTH und H. AVERDUNG<sup>1</sup>

Aus dem Physikalischen Institut der Universität Freiburg (Brg.)

(Z. Naturforsch. **10a**, 825—831 [1955]; eingegangen am 4. August 1955)

Herrn Prof. J. Mat tauch zum 60. Geburtstag gewidmet

Die Messung besteht darin, daß die Quellen unbekannter Ergiebigkeit mit einer aus  $\text{D}_2\text{O}$  und  $\text{RdTh}$  bestehenden Photoneutronenquelle, deren Ergiebigkeit berechnet werden kann, verglichen werden<sup>2</sup>. Zur Kontrolle wird die Ausbeute einer an das internationale Netz von Neutronenstandards angeschlossenen Quelle auch in dieser Weise bestimmt. Der erhaltene Wert liegt 6,7% über dem z. Z. als richtig angesehenen Wert. — Eine Fehlermöglichkeit beim Vergleich von  $\text{RaBe}$ -Neutronenquellen und ein Verfahren zur Bestimmung von Sondenfehlern bei Neutronendichtemessungen werden mitgeteilt.

Der  $\text{D}(\gamma, n)$ -Wirkungsquerschnitt ist seit einiger Zeit für gewisse  $\gamma$ -Strahlen ziemlich genau bekannt. Damit besteht eine Möglichkeit, Neutronenquellen in einfacher Weise zu eichen: Man kann mit

Hilfe dieses Wirkungsquerschnitts die Stärke einer Photoneutronenquelle, die z. B. aus schwerem Wasser und einem  $\text{RdTh}$ -Präparat besteht, recht genau berechnen. Zur Bestimmung der unbekannten Stärke

<sup>†</sup> Verstorben am 17. 8. 1955; zuletzt am Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz.

<sup>1</sup> Jetzt am Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz.

<sup>2</sup> Vorläufige Mitteilung in Phys. Verh. **4**, 9 [1953]. In der vorliegenden Arbeit wird nur von den letzten, genauesten Messungen berichtet.