

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

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. Hürlimann und H. Weyeneth für ihre Beiträge bei der Entwicklung dieser Anlage danken.

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

# 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. Mattauch 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  $D(\gamma, n)$ -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>2</sup> Vorläufige Mitteilung in Phys. Verh. 4, 9 [1953]. In der vorliegenden Arbeit wird nur von den letzten, genauesten Messungen berichtet.

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



einer anderen Neutronenquelle genügt dann eine Vergleichsmessung. Im folgenden wird beschrieben, wie Neutronenquellen nach diesem Verfahren geeicht wurden.

### 1. Die Photoneutronenquelle

Unsere Eichquelle bestand aus einer Aluminiumhohlkugel von 7 cm Radius, die mit schwerem Wasser gefüllt war und im Zentrum ein RdTh-Präparat enthielt<sup>3</sup>. Die Kugel hatte eine Wandstärke von 0,5 mm, sie war aus zwei Halbkugeln zusammengesetzt, die mit Araldit verkittet waren, und besaß einen Stutzen, durch den das schwere Wasser, das Präparat und Sonden zur Messung der Neutronendichte im Kugelinnern eingeführt werden konnten. Die mit dem schweren Wasser in Berührung kommenden Aluminiumteile zeigten nach einiger Zeit Korrosionserscheinungen, auch das Araldit wurde angegriffen.

Das schwere Wasser wurde vor den Messungen sorgfältig doppelt destilliert. Man kann abschätzen, daß eine etwaige Aufnahme von Bor aus der gläsernen Destillationsapparatur für die vorliegenden Versuche ohne Bedeutung war. Die Konzentration des schweren Wassers wurde pyknometrisch nach den Angaben von Wirtz<sup>4</sup> zu  $95,4 \pm 0,1$  Mol-% bestimmt, die Dichte war  $1,100 \text{ g/cm}^3$  bei  $20^\circ \text{C}$ .

Bishop u. a.<sup>5</sup> und Marin u. a.<sup>6</sup>, deren Meßwert des  $D(\gamma, n)$ -Querschnitts wir benutzen, haben ihre ThC''- $\gamma$ -Quellen mit einer Ionisationskammer nach Mme. Curie<sup>7</sup> mit Ra-Standards verglichen. Wir mußten deshalb unser RdTh-Präparat in derselben Weise eichen. Wir haben dazu die Curie-Kammer mit 10 mm Bleifilter genau nachgebaut<sup>8</sup>. Unser Ra-Standard hatte, ebenso wie der von Marin u. a.<sup>6</sup>, eine Pt-Kapsel von 0,5 mm Wandstärke. Die austretende  $\gamma$ -Strahlung des Standards, gemessen mit einer mit 5 mm Pb abgeschirmten Ionisationskammer, war laut Eichschein der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt der Strahlung von 2,881 mg Ra ( $\pm 0,5\%$ ) äquivalent. Nach der bei Marin u. a.<sup>6</sup> angestellten Rechnung ist der effektive Wert des Ra-Standards, den wir bei der Eichung des RdTh-Präparats mit der Curie-Kammer zu benutzen haben, dann 2,914 mg. Der Präparatvergleich auf der Curie-Kammer ergab das Verhältnis

<sup>3</sup> P. Marin, G. R. Bishop u. H. Halban schildern in einem vorläufigen Laboratoriumsbericht (1953) eine ähnliche Quelle.

<sup>4</sup> K. Wirtz, Phys. Z. **43**, 465 [1942].

<sup>5</sup> G. R. Bishop, C. H. Collie, H. Halban, A. Hedgran, K. Siegbahn, S. Du Toit u. R. Wilson, Phys. Rev. **80**, 211 [1950].

RdTh:Ra =  $1,177 (\pm 0,6\%)$  am 20. 11. 1954. Die Photoneutronenquelle wurde 15 Tage später gemessen; dabei absorbierte der Präparathalter in der D<sub>2</sub>O-Kugel noch etwa 1,2% der 2,62 MeV-Strahlung. Damit war unser RdTh-Präparat zur Zeit der Neutronenmessung 3,34 mg Ra  $\gamma$ -äquivalent. Die Zahl der austretenden 2,62 MeV-Quanten war daher nach Marin u. a.<sup>6</sup>  $5,03 \cdot 10^7/\text{sec}$ .

Bei der voranstehenden Umrechnung der Ergebnisse der englischen Autoren für unsere Zwecke ist Voraussetzung, daß die von ihnen und uns verwendeten  $\gamma$ -Quellen keine fremden  $\gamma$ -Strahler enthalten. Unter Ra-Standard war garantiert frei von Elementen der Th-Reihe. Nach Angabe der Herstellerfirma unseres RdTh-Präparats (Auergesellschaft, Berlin) sollte eine merkliche Verunreinigung, z. B. durch Mesothor, normalerweise nicht zu erwarten sein. Aus der Verfolgung des zeitlichen Abfalls über etwa ein Jahr erhielten wir den Tabellenwert der RdTh-Halbwertszeit, 1,9 Jahre. Ferner wurden mit einem Szintillationsspektrometer die Intensitäten der 2,6 MeV-Photolinie des RdTh-Präparats und eines reinen ThB-Präparats verglichen. Das Intensitätsverhältnis war innerhalb der Fehlergrenzen gleich dem Verhältnis der Präparatstärken, wie es mit der Curie-Kammer gemessen wurde<sup>9</sup>.

In einer Probemessung ohne D<sub>2</sub>O in der Kugel fanden wir, daß das RdTh-Präparat weniger als etwa 200 Neutronen pro Sekunde aussandte. Dies ist im Einklang mit Beobachtungen von Marin u. a.<sup>3</sup>, deren RdTh-Quellen rund 35 Neutronen pro Sekunde und mC emittierten.

### 2. Berechnung der Ergiebigkeit der Photoneutronenquelle

Folgende vereinfachenden, aber hinreichend genau gültigen Voraussetzungen werden gemacht: Die punktförmige  $\gamma$ -Quelle befindet sich im Zentrum einer D<sub>2</sub>O-Hohlkugel mit dem inneren Radius  $r_i$  und dem äußeren Radius  $r_a$ . Die Compton-Streustrahl-

<sup>6</sup> P. Marin, G. R. Bishop u. H. Halban, Proc. Phys. Soc., Lond. A **66**, 608 [1953]; ebd. **67**, 1113 [1954].

<sup>7</sup> Mme. P. Curie, J. Phys. Radium **2**, 795 [1912].

<sup>8</sup> Herr Lecoin vom Institut du Radium, Laboratoire Curie, Paris, hat uns freundlicherweise eine vollständige Konstruktionszeichnung dieser Kammer geschickt, wofür wir ihm auch an dieser Stelle danken möchten.

<sup>9</sup> Für diese Kontrollmessung danken wir den Herren Dr. G. Backenstoß und K. Wohlbaben.

lung, deren Energie zur Auslösung des  $D(\gamma, n)$ -Prozesses ausreicht, geht radial wie die Primärstrahlung (die Streuwinkel dieser Quanten sind tatsächlich kleiner als  $15^\circ$ ). Zweimal gestreute Quanten machen keinen Kernphotoeffekt. Die Streustrahlung hat überall in der Kugel das durch die Klein-Nishina-Formel gegebene Spektrum.

Neutronen werden erzeugt durch primäre Quanten der Energie  $E_0 = 2,615$  MeV und durch gestreute Quanten der Energie  $E'$ , wobei  $E_s < E' < E_0$  und  $E_s = 2,226$  MeV die Schwellenenergie des  $D(\gamma, n)$ -Prozesses ist. In einer  $D_2O$ -Kugelschale mit dem Radius  $r$  und der Dicke  $dr$  entstehen also pro Sekunde  $dQ_0 = N \sigma_0 I(r) dr + N \sigma' I'(r) dr$  (1)

Neutronen. Dabei ist  $I(r)$  die Zahl der primären Quanten,  $I'(r)$  die Zahl der gestreuten Quanten mit Energien  $E'$ , die pro Sekunde in die Kugelschale einfallen,  $N$  die Zahl der D-Kerne pro  $\text{cm}^3$ ,  $\sigma_0$  der  $D(\gamma, n)$ -Querschnitt für  $E_0$  und  $\sigma'$  der mittlere effektive  $D(\gamma, n)$ -Querschnitt für die Streuquanten.

Für die Primärquanten gilt

$$I(r) = I_0 e^{-\mu(r-r_i)} \quad (r_i \leq r \leq r_a), \quad (2)$$

wobei  $I_0$  die Zahl der pro Sekunde bei  $r_i$  ins  $D_2O$  eintretenden Quanten und  $\mu$  der Schwächungskoeffizient des  $D_2O$  für  $\gamma$ -Strahlen der Energie  $E_0$  ist. Für die Streuquanten gilt

$$dI' = \mu_c I(r) dr - \mu' I'(r) dr,$$

oder integriert:

$$I'(r) = \frac{\mu_c}{\mu' - \mu} I_0 (e^{-\mu(r-r_i)} - e^{-\mu'(r-r_i)}) \quad (r_i \leq r \leq r_a), \quad (3)$$

wobei  $\mu_c$  der partielle Compton-Streukoeffizient für Streuung der Primärquanten in den Energiebereich  $E_s \dots E_0$  und  $\mu'$  der mittlere effektive Schwächungskoeffizient des  $D_2O$  für die Streuquanten ist. Da  $(\mu' - \mu)r$  klein gegen 1 ist, kann man für (3) schreiben

$$I'(r) = \mu_c I_0 (r - r_i) e^{-\mu(r-r_i)} \quad (r_i \leq r \leq r_a). \quad (3')$$

Setzt man (2) und (3') in (1) ein und integriert, so erhält man für die Ergiebigkeit der Photoneutronenquelle

$$Q_0 = N \sigma_0 I_0 \left[ \frac{1}{\mu} (1 - e^{-\mu(r_a - r_i)}) (1 + \frac{\sigma' \mu_c}{\sigma_0 \mu}) - \frac{\sigma' \mu_c}{\sigma_0 \mu} (r_a - r_i) e^{-\mu(r_a - r_i)} \right]. \quad (4)$$

<sup>10</sup> Nach Formeln von G. L. Squires, Progr. Nucl. Phys. **2**, 89 [1952].

<sup>11</sup> Herrn Prof. P. Huber danken wir sehr dafür, daß er uns die Baseler Quelle nach Freiburg auslieh.

Die einzelnen Größen haben folgende Zahlenwerte:

$$N = 6,34 \cdot 10^{22} \text{ D-Kerne pro cm}^3,$$

$$\sigma_0 = (13,0 \pm 0,29) \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 \text{ nach Marin u. a.}^6,$$

$$I_0 = 5,030 \cdot 10^7 \text{ Quanten/sec},$$

$$\mu = 0,0426 \text{ cm}^{-1},$$

$$r_a = 6,98 \text{ cm},$$

$r_i = 0,878 \text{ cm}$  (effektiver Radius; der Hohlraum in der  $D_2O$ -Kugel war tatsächlich zylindrisch),

$\mu_c = 0,00476 \text{ cm}^{-1}$  (durch Integration der Klein-Nishina-Formel für den differentiellen Compton-Querschnitt berechnet).

Die Größe  $\sigma'$  ist durch die Gleichung

$$N \sigma' I'(r) dr = N dr \int \sigma(E') \frac{\partial I'}{\partial E'} dE'$$

bestimmt. Die differentielle Energieverteilung der Streuquanten gibt die Klein-Nishina-Formel. Für den  $D(\gamma, n)$ -Querschnitt kann man hier

$$\sigma(E') = \sigma_0 \frac{E' - E^*}{E_0 - E^*}, \quad E^* = 1,979 \text{ MeV}$$

setzen; diese lineare Funktion gibt den Verlauf von  $\sigma$ , wie er nach der Theorie der effektiven Reichweite berechnet wird<sup>10</sup>, in dem hier interessierenden Energiebereich außer unmittelbar über der Schwelle gut wieder. Man erhält so  $\sigma' = 9,04 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$ .

Das Endergebnis wird damit

$$Q_0 = 22\,480 \text{ Neutronen/sec}$$

mit einem mittleren Fehler von 2,5% (s. Ziff. 5).

### 3. Der Quellenvergleich

Verglichen wurden eine  $Ra\alpha Be$ -Neutronenquelle des Physikalischen Instituts Freiburg (F-Quelle, Radiumgehalt 51,2 mg) und des Physikalischen Instituts Basel<sup>11</sup> (B-Quelle, 101,97 mg Ra) mit der in Ziff. 1 beschriebenen Photoneutronenquelle (P-Quelle). Weil das Neutronenspektrum der  $Ra\alpha Be$ -Quellen komplex ist und sich bis zu Energien über 10 MeV erstreckt, während die Photoneutronen nur eine Energie von 0,2 MeV und weniger haben und im  $D_2O$  teilweise stark vorgebremst werden, verglichen wir die Quellen nach der bekannten Methode der Abbremsung und Integration der Neutronendichte<sup>12, 13</sup>.

Wir benutzten einen Paraffin-Moderator in Form eines liegenden quadratischen Prismas mit den Abmessungen

<sup>12</sup> Vgl. B. T. Feld, The Neutron, in Experimental Nuclear Physics (Herausgeber E. Segré), Bd. II, New York 1953.

<sup>13</sup> Vgl. A. Wattenberg, Ann. Rev. Nucl. Sci. **3**, 119 [1953].

$35 \times 35 \times 65 \text{ cm}^3$ . Auf der Achse des Prismas befand sich ein kugelförmiger Hohlraum von 7 cm Radius zur Aufnahme der Neutronenquellen, der Mittelpunkt der Kugel hatte 17 cm Abstand von der einen Stirnfläche des Prismas; nach der anderen Stirnfläche hin war von der Hohlkugel aus entlang der Achse ein zylindrischer Kanal von 8 cm Durchmesser ausgespart, der mit Paraffin-Zylindern verschiedener Längen gefüllt wurde, zwischen denen flache Sonden eingelegt werden konnten. Die Lage der Sonden war auf  $\pm 1/2 \text{ mm}$  bestimmt. Eine engere Bohrung, die bei den Messungen mit Paraffin gefüllt wurde, führte in Verlängerung des Füllstutzens der  $\text{D}_2\text{O}$ -Kugel senkrecht nach oben durch das Paraffin. Der gut homogene Paraffinklotz (Dichte  $0,91 \text{ g/cm}^3$ ) war senkrecht zur Achse in drei Teile zerlegt, die genau passend zusammen geschoben werden konnten; alle Kanten waren mit Pertinaxleisten verstärkt.

Die Sonden bestanden aus homogenen Dysprosiumoxydschichten von 2,45 cm Durchmesser mit 21 mg  $\text{Dy}_2\text{O}_3/\text{cm}^2$ . Das  $\text{Dy}_2\text{O}_3$  war auf eine runde, etwas größere Glimmerfolie aufgeschlämmt, darauf wurde eine gleiche, dünn mit Araldit bestrichene Glimmerfolie geklebt; die Folien wurden zusammen in einen flachen zweiteiligen Aluminiumring eingespannt. Zur Messung der Neutronendichte in der  $\text{D}_2\text{O}$ -Kugel bzw. im Hohlraum dienten ähnliche Sonden von 0,6 cm Durchmesser mit 35 mg  $\text{Dy}_2\text{O}_3/\text{cm}^2$ . Zur Aktivitätsmessung wurden diese Sonden zwischen die einander zugekehrten Fenster zweier parallel geschalteter, eng zusammengerückter Glockenzählrohre geschoben. Die relativen Empfindlichkeiten aller Sonden wurden durch Aktivierung an einer festen Stelle tief im Paraffin bestimmt.

Für die gesuchte Ergiebigkeit  $Q$  der F- oder B-Quelle gilt

$$Q = Q_0 \int_{r_a}^{\infty} A(r) r^2 dr / \left( \frac{N'_H}{N_H} \int_{r_i}^{r_a} A_0(r) r^2 dr + \int_{r_a}^{\infty} A_0(r) r^2 dr \right). \quad (5)$$

Dabei sind  $A$  und  $A_0$  die unter Standardbedingungen mit der F- oder B-Quelle bzw. der P-Quelle erhaltenen Sondenaktivitäten,  $N'_H$  und  $N_H$  die Zahlen der H-Kerne pro  $\text{cm}^3$  im schweren Wasser und im Paraffin. Zu den Voraussetzungen der Gl. (5) ist folgendes zu sagen:

1. Die in dem Paraffinklotz entlang der Achse erhaltene Aktivität muß gleich derjenigen Aktivität sein, die man in einer unendlich großen Paraffinkugel entlang einem Radius erhalten würde. Wir haben dies experimentell geprüft, indem wir den Klotz allseitig mit 5 cm dicken Paraffinplatten belegt und  $A(r)$  an verschiedenen Stellen nachgemessen haben. Die gefundenen Aktivitäten stimmten innerhalb der statistischen Fehler mit den ursprünglichen überein. — Die Restintegrale für den  $r$ -Bereich, wo  $A$  und  $A_0$  nicht mehr messbar waren, wurden in üblicher Weise berechnet, indem  $A r^2$  und  $A_0 r^2$  durch passende Exponentialfunktionen extrapoliert wurden.

2. Die Neutronenemission der Quellen sollte isotrop sein. Die F- und B-Quelle sind Zylinder, deren Durchmesser gleich den Höhen sind. Mit beiden Quellen wurden Messungen gemacht, bei denen die Zylinderachse parallel und senkrecht zur Meßrichtung stand, und bei beiden Quellen wurden für Parallelstellung etwa um 1% höhere Aktivitäten gefunden. Gerechnet wurde mit Mittelwerten. Die P-Quelle wurde als isotrop emittierend angenommen.

3. Weil die Neutronenspektren der Quellen verschieden sind, muß der Aktivierungsquerschnitt des Sondenelements streng genommen dieselbe Abhängigkeit von der Neutronenenergie haben wie die Absorptionsquerschnitte der Moderatoratome. Soviel bis jetzt bekannt ist, gehorcht die Absorption im Paraffin dem  $1/v$ -Gesetz, während jedoch der Aktivierungsquerschnitt des Dy wegen Resonanzefang im thermischen Gebiet mit zunehmender Neutronenenergie schneller abfällt als dem  $1/v$ -Gesetz entspricht. Dies hat den Fehler zur Folge, daß die F- und B-Quelle kleinere Aktivitätsintegrale (bezogen auf gleiche Quellenstärken) ergeben als die P-Quelle. Man kann aber abschätzen, daß dieser Fehler zu vernachlässigen ist: Wir nehmen vereinfachend an, die  $\text{Ra}\alpha\text{Be}$ -Neutronen und die Photoneutronen hätten beim Eintreten in das Paraffin je eine einheitliche Energie  $E_1$  bzw.  $E_2$ . Ferner machen wir die sicher zu ungünstigen Annahmen, daß  $E_1 = 10 \text{ MeV}$ ,  $E_2 = 100 \text{ eV}$  sei und daß Dy im Bereich  $E_1 \dots E_2$  überhaupt nicht aktiviert werde. Dann ist der Bruchteil der  $\text{Ra}\alpha\text{Be}$ -Neutronen, die im Paraffin absorbiert werden, bevor sie in den Energiebereich  $E_2 \dots 0$  kommen, wo sie dieselbe Wahrscheinlichkeit haben zum Aktivitätsintegral beizutragen wie die Photoneutronen, wegen des  $1/v$ -Einfangs im Paraffin gleich dem Verhältnis der mittleren Aufenthaltsdauern in den Energiebereichen  $E_1 \dots E_2$  und  $E_1 \dots 0$ . Wegen der starken Bremsung und schwachen Absorption im Paraffin ist die erstere Aufenthaltsdauer praktisch gleich der Bremszeit; die letztere ist etwas größer als die Diffusionszeit im thermischen Bereich. Für das Verhältnis und damit den gesuchten Fehler ergibt sich so die Größenordnung<sup>14</sup>  $10^{-3}$ .

4. Die Dy-Sonden zeigen eine durch ihre eigene Neutronen-Absorption erniedrigte Dichte der thermischen Neutronen an. Dieser „Sondenfehler durch Selbstbeschattung“ hängt von den Daten der Sonden und des umgebenden Materials ab. Da  $A_0(r)$  und

<sup>14</sup> Vgl. etwa S. Glassstone u. M. C. Edlund, The Elements of Nuclear Reactor Theory, New York 1952.

$A(r)$  verschieden verlaufen und in verschiedenen Stoffen mit verschiedenen Sonden gemessen wurden, muß der Sondenfehler berücksichtigt werden, weil sonst die vorausgesetzte Proportionalität zwischen Aktivitäts- und Dichteintegral verloren ginge. Wir bestimmten die Sondenfehler, deren Theorie noch umstritten ist<sup>15</sup> und zu deren Berechnung für das Übergangsgebiet Paraffin/Hohlraum bzw. Paraffin/ $D_2O$  sichere Unterlagen fehlen, experimentell nach folgender Überlegung:

Wenn man Sonden unter gleichen Bedingungen im Diffusionsfeld aktiviert und die Sondendicke von 0 wachsen läßt, so nimmt die Aktivität anfangs linear, dann jedoch immer weniger mit der Dicke zu. Dieses Zurückbleiben beruht

a) auf dem Sondenfehler,

b) auf der Abschirmung der inneren Sondenschichten durch die äußeren gegenüber den einfal- lenden Neutronen,

c) auf der  $\beta$ -Absorption im Sondenmaterial.

Den Effekt c) haben wir experimentell ausgeschaltet, indem wir zwei und drei gleiche Sonden aufeinanderliegend bestrahlt, aber nacheinander einzeln gemessen und die Aktivitäten (unter Berücksichtigung des zeitlichen Abfalls) addiert haben. So war bei ein-, zwei- und dreifacher Sondendicke der Einfluß der  $\beta$ -Absorption und -Streuung immer derselbe. Den Abschirmungseffekt b) kann man rechnerisch erfassen. Somit läßt sich der Sondenfehler aus der obigen Messung entnehmen<sup>16</sup>.

Die gemessene Gesamtaktivität  $A$  der zusam- gesetzten Dy-Sonde<sup>17</sup> ist proportional zur mittleren Absorptionswahrscheinlichkeit  $\alpha$  eines thermischen Neutrons beim Durchqueren der Sonde und zur thermischen Neutronendichte  $\varrho$  an der Sondenober- fläche:

$$A \sim \alpha \varrho ;$$

$\alpha$  ist für Neutronen, die isotrop auf eine ebene Schicht einfallen<sup>18</sup>,

$$\alpha = 1 - e^{-\mu \delta} (1 - \mu \delta) + \mu^2 \delta^2 \text{Ei}(-\mu \delta),$$

wobei  $\mu$  der Absorptionskoeffizient für Neutronen der Energie  $4 k T / \pi$  und  $\delta$  die Dicke der Schicht ist. Die Größe

$$n = A / \alpha$$

<sup>15</sup> Vgl. A. De Troyer u. G. C. Tavernier, Bull. Cl. Sci., Acad. Roy. Belgique (5) **39**, 880 [1953].

<sup>16</sup> A. De Troyer u. G. C. Tavernier<sup>15</sup> benutzen ein ähnliches, auf C. Goodmann u. a. zurückgehendes Verfahren. Jedoch messen diese Autoren nur die Aktivität der mittleren Sonde und berücksichtigen nicht, daß die Winkel- und Energieverteilung der sie erreichen Neutronen durch die aufgelegten Absorber verändert wird und dadurch die

ist also proportional zur Neutronendichte an der Sondenoberfläche. Nach Bothe<sup>18</sup> ist für das Verhältnis von ungestörter und herabgesetzter Dichte in guter Näherung jedenfalls ein Ausdruck der Form

$$n_0 / n = 1 + K \alpha$$

zu erwarten, wobei die Konstante  $K$  vom Sondenradius und den Eigenschaften des umgebenden Materials abhängt. Trägt man daher  $1/n$  als Funktion von  $\alpha$  auf und extrapoliert linear auf  $\alpha = 0$ , so erhält man  $n_0$  und damit den relativen Sondenfehler  $1 - n/n_0$ .

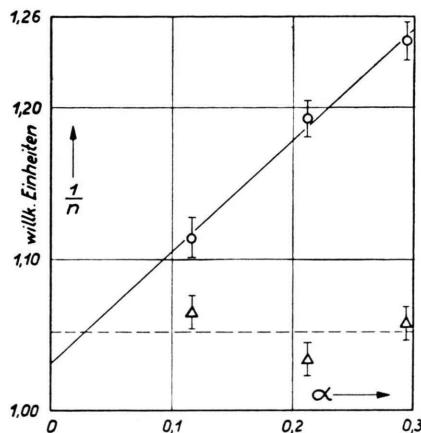


Abb. 1. Reziproke Neutronendichte  $1/n$  im Paraffin  $\circ$  und an der Grenze Paraffin/Hohlraum  $\Delta$  in Abhängigkeit von der Neutronenabsorptionswahrscheinlichkeit  $\alpha$  der Dy-Sonden.

Unsere Messungen ergaben (siehe Abb. 1), daß die Korrektion für unsere großen Sonden tief im Paraffin  $7,3 \pm 1,7\%$  beträgt und an der Grenzfläche Paraffin/Hohlraum und im Hohlraum kleiner als etwa  $2\%$  ist. Bothes Theorie ergibt für den ersten Wert  $7,2\%$ , wenn man für die Diffusions- und Transportweglänge die von Feld<sup>12</sup> angegebenen Werte einsetzt. Für die kleinen Sonden wurden wegen der geringen Meßgenauigkeit keine Korrekturen bestimmt; sie sind nach Bothe nur etwa  $3\%$ . Auf den Verlauf des Sondenfehlers im Übergangsgebiet kommen wir in Ziff. 4 zurück.

5. Außer der in Gl. (5) berücksichtigten Neutronenabsorption im Paraffin und Wasser findet noch

Absorptionswahrscheinlichkeit der mittleren Sonde für diese Neutronen geringer wird. Die abgeleitete Korrektion wird dann zu groß.

<sup>17</sup> Im thermischen Gebiet kann für den Dy-Aktivierungsquerschnitt annähernde Gültigkeit des  $1/v$ -Gesetzes angenommen werden.

<sup>18</sup> W. Bothe, Z. Phys. **120**, 437 [1943].

eine Absorption in der RaBe- und der RdTh-Quelle sowie in einigen Konstruktionsteilen statt. Die hierfür anzubringenden kleinen Korrekturen wurden auf Grund der chemischen Zusammensetzung dieser Absorber rechnerisch ermittelt, sie spielen keine Rolle.

#### 4. Meßergebnisse

Abb. 2 zeigt den Verlauf der Aktivitäten  $A_0(r)$  und  $A(r)$  im Bereich  $r \geq 7$  cm, gemessen mit der P-Quelle im Dezember 1954 und der F-Quelle im

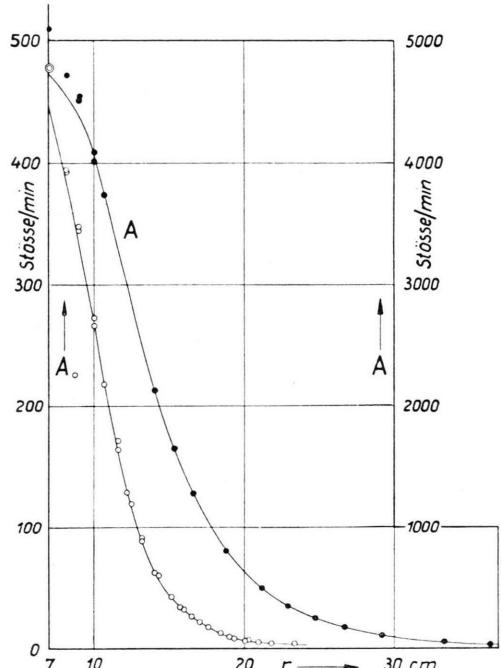


Abb. 2. Sondenaktivitäten im Paraffin  $A_0$  mit  $\text{RdTh}\gamma\text{D}_2\text{O}$ -Quelle,  $A$  mit  $\text{Ra}\alpha\text{Be}$ -Quelle;  $r$  Abstand vom Quellenmittelpunkt.

Januar 1955; die eingetragenen Meßpunkte stellen die korrigierten Anfangsaktivitäten der großen Sonden nach Sättigungsbestrahlung dar. Die nicht gezeichneten statistischen Fehler der einzelnen Messungen betragen bei der  $A$ -Kurve 3 bis 15, bei der  $A_0$ -Kurve 3 bis 5 Stöße/Minute.

Die mit den kleinen Sonden im Hohlraum bzw.  $\text{D}_2\text{O}$  gemessenen Aktivitäten waren innerhalb ihrer viel größeren Fehler unabhängig von  $r$  und lagen um etwa 5% tiefer als die mit den großen Sonden gemessenen Randwerte. Dies erklärt sich so: Das Empfindlichkeitsverhältnis der großen und kleinen Sonden war durch Aktivierung tief im Paraffin bestimmt worden, wo die Fehlanzeige der großen

Sonden größer als die der kleinen Sonden ist. Beim Übergang zur Grenzfläche nimmt die Fehlanzeige der großen Sonden um mehr ab als die der kleinen, und deshalb verschiebt sich dabei das Empfindlichkeitsverhältnis zugunsten der großen Sonden. Der Unterschied von 5% ist im Einklang mit den Messungen von Ziff. 3, 4. Wir haben den Übergang durch Messungen mit den kleinen Sonden ins Paraffin hinein verfolgt und dementsprechend die Meßwerte der großen Sonden im Grenzgebiet reduziert (ausgezogene Kurven).

In Abb. 3 sind die von den ausgeglichenen Kurven der Abb. 2 abgeleiteten Funktionen  $A_0 r^2$  und  $A r^2$  für  $r \geq 7$  cm dargestellt. Die Maxima liegen bei  $r = 9,6$  cm bzw.  $r = 12,3$  cm. Die Kurvenausläufer fallen ab wie  $\exp(-r/3,8)$  bzw.  $\exp(-r/10)$  ( $r$  in cm). Die Integrale in Gl. (5) wurden von  $r = 7$  bis 22 bzw. 40 cm durch Planimetrieren bestimmt, im übrigen berechnet. Ihr Verhältnis ergibt sich zu 33,48 ( $\pm 2,5\%$ ).

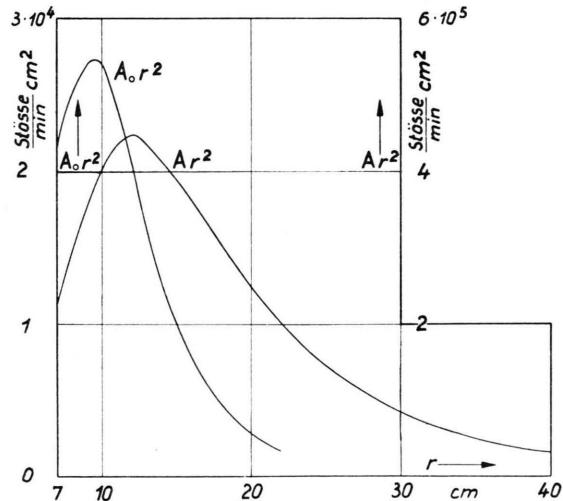


Abb. 3. Verteilung der thermischen Neutronen im Paraffin. Bezeichnungen wie in Abb. 2.

Mit dem in Ziff. 2 berechneten  $Q_0$ -Wert erhalten wir somit als Ergiebigkeit der F-Quelle  $7,53 \cdot 10^5$  Neutronen/sec mit einem mittleren Fehler von 3,5% oder 14 700 ( $\pm 3,7\%$ ) Neutronen/sec und mg Ra.

Bei der analog durchgeführten Messung der B-Quelle ergab sich gegenüber der F-Quelle ein bemerkenswerter Unterschied im Verlauf der  $A(r)$ -Kurven. In Abb. 4 ist das Verhältnis  $A_B/A_F$  in Abhängigkeit von  $r \geq 7$  cm aufgetragen. Offenbar emittiert die B-Quelle einen beträchtlich höheren Bruchteil energieärmer Neutronen als die F-Quelle. Das

Verhältnis der Integrale über  $Ar^2$ , also der Gesamtenergiebiketen, beträgt 2,201 und ist auch in Abb. 4 eingetragen. Man kann zeigen<sup>19</sup>, daß dieser Unterschied hauptsächlich auf Photoneutronen zurückzuführen ist, die in der B-Quelle relativ stärker erzeugt werden, weil sie mehr Beryllium enthält als die F-Quelle. Man erkennt hieraus, daß es selbst beim Vergleich von Ra $\alpha$ Be-Quellen untereinander im allgemeinen nicht korrekt ist, mit nur einer Sondenmessung das Ausbeuteverhältnis zu bestimmen; in unserer Anordnung würde nur eine Messung bei  $r = 12,5$  cm zum richtigen Ergebnis führen. Als Energiebiket der B-Quelle im Februar 1955 erhalten wir  $1,657 \cdot 10^6$  Neutronen/sec ( $\pm 3,5\%$ ) oder 16 250 Neutronen pro sec und mg Ra.

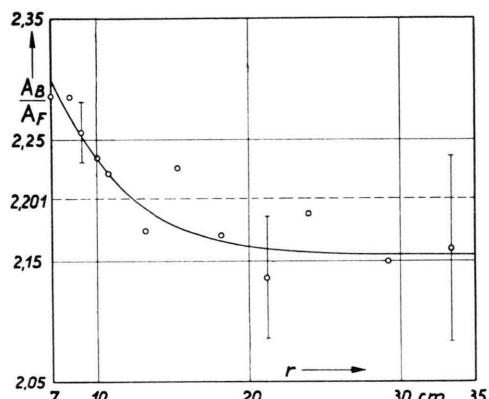


Abb. 4. Verhältnis der von zwei Ra $\alpha$ Be-Quellen im Paraffin hervorgebrachten Dichten thermischer Neutronen. Bezeichnungen wie in Abb. 2.

## 5. Diskussion

Nach dem bisher Gesagten hängt die Zuverlässigkeit unserer Ergebnisse wesentlich mit davon ab, wie sicher der  $D(\gamma, n)$ -Wirkungsquerschnitt für die Quantenenergie 2,62 MeV bekannt ist. Diesen Querschnitt haben Halban und Mitarb.<sup>5,6</sup> sehr sorgfältig durch Zählung der Photoprotonten in einer mit  $D_2$  gefüllten Ionisationskammer bestimmt. Außer

anderen Faktoren, wie D-Konzentration und mittlerem Quellenabstand, deren Ungenauigkeit keine große Rolle spielt, ging dabei noch wesentlich die Zahl der 2,62 MeV-Quanten ein, die von einer zu 1 mg Ra  $\gamma$ -äquivalenten RdTh- oder ThB-Menge pro Sekunde emittiert werden. Wir benutzten nun bei unserer Berechnung der Photoneutronenzahl  $Q_0$  denselben Wert dieser Quantenzahl wie Halban und Mitarb.; dadurch fällt ein etwaiger Fehler dieser Zahl heraus und es bleibt hauptsächlich die Unsicherheit der Protonenzählung, die die Autoren auf nur 1% veranschlagen<sup>5</sup>. Allerdings geht bei uns dadurch wieder ein Fehler von etwa 1,5% ein, daß das RdTh-Präparat der englischen Autoren und das unsrige über die beiderseitigen Ra-Standards aufeinander bezogen werden müssen. Von diesem Fehler könnte man sich befreien, wenn man, wie Halban schon 1951 vorgeschlagen hat<sup>20</sup>, dasselbe RdTh-Präparat zur Protonenzählung und in der  $D_2$ -Neutronenquelle benutzt.

Eine Kontrolle unseres Verfahrens ist dadurch gegeben, daß die Baseler Quelle an das internationale Netz von Neutronenstandards angeschlossen ist. Die Quelle wurde von der Lieferfirma nach dem Verfahren von De Troyer und Tavernier<sup>21</sup> geeicht und sollte danach im Februar 1955 eine Ausbeute von  $1,553 \cdot 10^6$  Neutronen/sec ( $\pm 2\%$ ) haben. Die Abweichung dieses Wertes von dem unsrigen beträgt 6,7% des ersten. Dies weist auf einen systematischen Fehler hin. Da die Meßwerte der belgischen Autoren mit denen von drei anderen Laboratorien gut übereinstimmen und gegenwärtig als Bestwerte angesehen werden<sup>22</sup>, liegt der Fehler wahrscheinlich bei unserem Verfahren. Eine Fehlerursache könnte sein, daß der  $D(\gamma, n)$ -Querschnitt  $\sigma_0$  kleiner als  $13,0 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$  ist; ein um etwa 5% kleinerer Wert würde auch besser zur Theorie der Photospaltung des Deuterons passen<sup>10</sup>.

Es wurden Geräte mitbenutzt, die Herrn Prof. Gentner von der Deutschen Forschungsgemeinschaft zur Verfügung gestellt sind.

<sup>19</sup> F. Berthold u. P. Jensen, erscheint demnächst.

<sup>20</sup> Summary of a Meeting (Chicago, Sept. 1951) on Neutron Standardization, herausgegeben von A. Wattenberg; vgl. auch Fußnote<sup>3</sup>.

<sup>21</sup> A. De Troyer u. G. C. Tavernier, Bull. Cl. Sci., Acad. Roy. Belgique (6) **40**, 150 [1954].

<sup>22</sup> Vgl. die Übersicht von D. J. Hughes, Nucleonics **12** (No. 12), 26 [1954].