

KFK-24

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

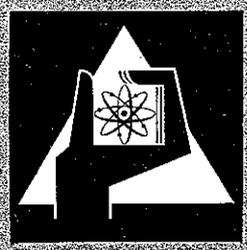
JUNI 1960

KFK 24

INSTITUT FÜR NEUTRONENPHYSIK UND REAKTORTECHNIK

MESSUNG DER TEMPERATURABHÄNGIGKEIT DER NEUTRONENDIFFUSION  
IN WASSER UND DIPHYL MIT DER IMPULSMETHODE

M. KÜCHLE



KERNREAKTOR  
BAU- UND BETRIEBS-GESELLSCHAFT M. B. H.  
KARLSRUHE



**KERNREAKTOR**  
Bau- und Betriebs-Gesellschaft m. b. H.  
Zentralbücherei

5. SEP. 1960

## Messung der Temperaturabhängigkeit der Neutronendiffusion in Wasser und Diphyl mit der Impulsmethode

Von **M. KÜCHLE**

Mit 8 Textabbildungen

(Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik, Kernforschungszentrum Karlsruhe)

(Eingegangen am 30. März 1960)

*Zusammenfassung.* Mit Hilfe einer gepulsten Neutronenquelle werden Absorptionsquerschnitt, Diffusionskonstante und die Konstante der Diffusionskühlung für thermische Neutronen in Wasser und Diphyl im Temperaturintervall von 22°C bis 80°C bzw. 20°C bis 180°C bestimmt. Die Ergebnisse werden mit Messungen und Berechnungen anderer Autoren verglichen. Die Fehlerquellen der Impulsmethode werden diskutiert.

### I. Einleitung

Seit der Anregung zur Verwendung gepulster Neutronenfelder zur Messung von Diffusionsparametern durch VON DARDEL (1953) sind eine Reihe

von experimentellen [1] bis [10] und theoretischen [12] bis [19] Arbeiten auf diesem Gebiet erschienen. Eine zusammenfassende Übersicht bis zum Jahre 1958 geben VON DARDEL und SJÖSTRAND [11].

In vielen dieser Arbeiten wurde bereits das Diffusionsmedium Wasser untersucht. Doch lagen, als die vorliegenden Messungen begonnen wurden, lediglich die Veröffentlichungen von VON DARDEL und SJÖSTRAND [2] sowie die von ANTONOW et al. [3] vor. Die Diskrepanz zwischen den Ergebnissen dieser beiden Arbeiten ließ eine Kontrollmessung wünschenswert erscheinen. Ferner wurde die Temperaturabhängigkeit der Neutronendiffusion untersucht, um mehr Information über die Wechselwirkung thermischer Neutronen mit Wasser zu gewinnen.

Die Messungen an Diphyl wurden durchgeführt, da sehr wenige Daten über organische Moderatoren vorliegen; vor allem aber, um die Möglichkeit einer Berechnung der Transportweglänge und ihrer Temperaturabhängigkeit bei wasserstoffhaltigen Moderatoren zu überprüfen.

Im ersten Abschnitt werden die Messungen beschrieben, im zweiten die Ergebnisse diskutiert. Im Anhang sind noch Ergebnisse einer Messung an Paraffin angegeben.

## II. Messungen

### a) Allgemeines zur Durchführung der Messungen

Verfolgt man in einem endlichen Streumedium das zeitliche Abklingen der Neutronendichte nach einem Impuls schneller Neutronen und wartet man mit dem

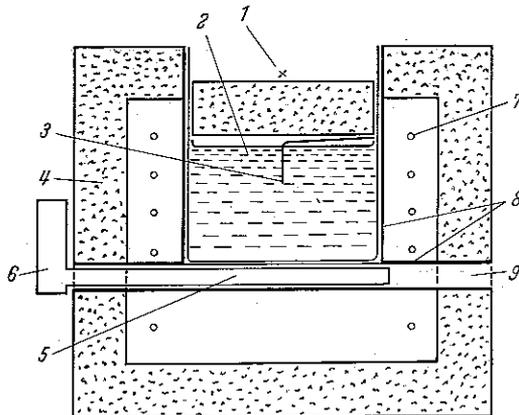


Abb. 1. Schema der experimentellen Anordnung. 1 Target, 2 Diphyl, 3 Thermoelement, 4 Steinwolle, 5  $\text{BF}_3$ -Zählrohr, 6 Kathodenfolger, 7 Heizung, 8 Kadmium, 9 Druckluft

Beginn der Messung, bis alle Neutronen thermalisiert und die Oberwellen abgeklungen sind, so erhält man einen exponentiellen Abfall der Neutronendichte

$$n(t) \sim e^{-t/l}$$

und zwischen der Lebensdauer  $l$  und der Flußwölbung  $B^2$  folgende Beziehung<sup>1</sup>:

$$\frac{1}{l} = (\Sigma_a v) + DB^2 - CB^4. \quad (1)$$

Hierbei bedeutet  $\Sigma_a$  den makroskopischen Absorptionsquerschnitt,  $v$  die Neutronengeschwindigkeit,  $D = \frac{\bar{v} \lambda_{tr}}{3}$  die Diffusionskonstante und  $C$  die Konstante der Diffusionskühlung.  $(\Sigma_a v)$  bedeutet den über die Neutronendichte gemittelten Wert des Produktes und ist für  $1/v$ -Absorber konstant.

Mißt man  $l$  in Abhängigkeit von  $B^2$ , so lassen sich die Größen  $(\Sigma_a v)$ ,  $D$  und  $C$  bestimmen. Während  $\Sigma_a$

<sup>1</sup> Zur Herleitung von Gl. (1) siehe z. B. [1], [3], [14], [20].

und die Transportweglänge  $\lambda_{tr}$  unmittelbar interessierende Größen sind, ist  $C$  als Maß für die Thermalisierungsfähigkeit eines Moderators von Bedeutung [5], [14], [18], [20].

Gl. (1) setzt voraus, daß der Diffusions-Kühlungseffekt durch einen Summanden hinreichend genau beschrieben werden kann. Man darf also  $B^2$  nicht zu groß wählen. Der maximale Wert von  $B^2$  würde bei den vorliegenden Messungen so bestimmt, daß  $CB_{\max}^4 < 0,1DB_{\max}^2$ . Wie weiter unten gezeigt wird, sind dann auch die transporttheoretischen Korrekturen kleiner als der statistische Fehler in  $C$ .

Um die Geometrie nicht zu stören und den Wert für  $B^2$  einfach berechnen zu können, wurde wie üblich im Ausfluß gemessen. Das bedeutet aber aus Intensitätsgründen, daß der Ausflußanteil nicht zu klein sein darf. Bei der vorhandenen Quellstärke (etwa  $10^7$  Neutronen pro Impuls) erwies sich der Minimalwert von  $B^2$  so, daß

$$DB_{\min}^2 \approx \Sigma_a v.$$

Bei kleineren Werten von  $B^2$  klingen die Oberwellen zu langsam ab, so daß die Grundwelle nicht genügend genau separiert werden kann.

Alle Messungen an Wasser und Diphyl wurden mit zylindrischen Töpfen durchgeführt und  $B^2$  durch Ändern der Füllhöhe variiert. Um ungünstige Geometrien zu vermeiden, wurden Töpfe mit verschiedenen Durchmessern verwandt: Für Wasser  $2R = 13,9$  cm und  $2R = 17,0$  cm, für Diphyl  $2R = 17,0$  cm,  $2R = 25,8$  cm und  $2R = 40,0$  cm.

Messungen, die in verschiedenen Töpfen, aber bei gleichem  $B^2$  erfolgten, lieferten innerhalb der Meßgenauigkeit stets den gleichen Wert für die Lebensdauer  $l$ .

Die Messungen wurden für je etwa  $15 B^2$ -Werte in Wasser bei  $22^\circ\text{C}$ ,  $40^\circ\text{C}$ ,  $60^\circ\text{C}$  und  $80^\circ\text{C}$ , in Diphyl bei  $20^\circ\text{C}$ ,  $80^\circ\text{C}$ ,  $140^\circ\text{C}$  und  $180^\circ\text{C}$  durchgeführt. In beiden Fällen wurde es vermieden, den Siedepunkt zu überschreiten, da die Rückstreuung von Neutronen aus einem Druckbehälter in den Moderator kaum zu vermeiden und schwer zu korrigieren wäre.

Die experimentelle Anordnung der Messung in Diphyl ist schematisch in Abb. 1 wiedergegeben. Der zylindrische Diphyl-Behälter aus Reinaluminium ist in einen Kadmiumtopf eingepaßt, welcher am Boden einen Schlitz von 2,5 cm Breite besitzt, durch den die Neutronen in das darunterliegende  $\text{BF}_3$ -Zählrohr gelangen können. Dieses liegt zentriert in einem ebenfalls mit Kadmium umkleideten Kühlrohr. Der Mittelteil des Isolierdeckels ist beweglich ausgeführt, um den Abstand zwischen Target und Diphyl oberfläche möglichst gering zu halten. Die Temperaturregelung erfolgte von Hand. Die Reproduzierbarkeit der Einstellung betrug  $\pm 1^\circ\text{C}$ , die absolute Genauigkeit der mittleren Temperatur unter Berücksichtigung des stets vorhandenen Gradienten  $\pm 2^\circ\text{C}$ .

Die Messungen wurden mit dem von BECKURTS gebauten und beschriebenen 250 kV-Neutronengenerator und 25-Kanal-Analysator durchgeführt [5]. Dabei wurden folgende Zeiteinstellungen gewählt: Länge des Neutronenimpulses  $\approx l/2$ , Kanalbreite  $\approx l/8$  und damit Zählzeit =  $25 l/8 \approx 3l$ . Beginn der Zählzeit 20 bis 25 Kanalbreiten nach dem Neutronenimpuls. Nach dem Ende der Zählzeit wurde sofort der nächste Neutronenimpuls erzeugt.

Bei dieser Einstellung des Zyklus wurde stets ein genau exponentieller Abfall der Neutronendichte gemessen. Die Auswertung erfolgte nach der Methode von PEIERLS [21].

Es wurden für jeden  $B^2$ -Wert 3 Messungen mit einer Gesamtzählrate von etwa  $10^6$  Impulsen durchgeführt. Dies ergibt eine statistische Genauigkeit von ungefähr 0,2% in  $l$ .

b) Fehlerquellen und Korrekturen

Wir müssen zwei Arten von Fehlerquellen unterscheiden:

1. solche, die zu Ungenauigkeiten in  $B^2$  und
2. solche, die zu Ungenauigkeiten in  $l$  führen.

Zur Bestimmung von  $B^2$ :

Bei den kleinen Geometrien (Lineardimensionen etwa  $10\lambda_{tr}$  bis  $35\lambda_{tr}$ ) ist die Wahl der richtigen Extrapolationslänge  $d$  von entscheidender Bedeutung.

Da bei wasserstoffhaltigen Moderatoren  $\lambda_{tr}$  mit der Neutronenenergie  $E$  variiert, ist auch  $B^2$  eine Funktion von  $E$  und die bei der Herleitung von Gl. (1) vorausgesetzte Separierbarkeit des Flusses nach Ort und Energie nicht gegeben. Wie eine Multigruppenrechnung für thermische Neutronen von GELBARD et al. [19] zeigte, ist der Effekt aber nicht sehr erheblich. Zwar wird  $d$  eine Funktion von  $B^2$ , doch bleibt mit einem konstanten über die Energieverteilung des Flusses gemittelten Wert  $\lambda_{tr}(T)$  und  $d = 0,71\lambda_{tr}(T)$  der Fehler in  $B^2$  stets kleiner als 0,5%. Die Auswirkung dieses systematischen Fehlers auf die Bestimmung von  $(\Sigma_a v)$ ,  $D$  und  $C$  wird in Teil II besprochen.

Eine andere Schwierigkeit entsteht dadurch, daß  $\lambda_{tr}(T)$  gerade durch die Messung selbst bestimmt werden soll. Dies macht eine Iteration erforderlich. Als Ausgangswert diente für Wasser bei Zimmertemperatur der Meßwert von VON DARDEL und SJÖSTRAND [2]. Als Temperaturabhängigkeit wurde  $\lambda_{tr} \sim \frac{\sqrt{T}}{\rho(T)}$  angenommen. Für Diphyl wurde der Wert bei Zimmertemperatur den Messungen der Diffusionslänge von BATA et al. [22] entnommen und die gleiche Temperaturabhängigkeit wie bei Wasser vorausgesetzt. Es genügte ein Iterationsschritt. Die Tatsache, daß durch die Diffusionskühlung  $\lambda_{tr}(T)$  mit  $B^2$  variiert, wurde nicht berücksichtigt. Sie ist in der Rechnung von GELBARD et al. bereits enthalten.

Da die Höhe des Flüssigkeitsspiegels durch Einwägen bestimmt wurde, mußte die Dichte und ihre Temperaturabhängigkeit gut bekannt sein. Sie wurde für Diphyl neu bestimmt und zeigte eine gute Übereinstimmung mit den Angaben der Hersteller [23], lag jedoch stets um etwa 2% unter dem von BATA et al. am Dowtherm A gemessenen Wert.

Eine weitere Fehlerquelle, insbesondere bei höheren Temperaturen, bildet die Verdampfung der Flüssigkeit während der Messung. Um sie gering zu halten, wurde ein auf der Flüssigkeit schwimmender Deckel aus Reinaluminium mit hochgebogenem Rand verwendet. Trotzdem betragen die Verluste 0,1% bis 0,2%.

Die thermische Ausdehnung des Aluminiums und die geringen Abweichungen des Topfes von der zylindrischen Form wurden in der Berechnung von  $B^2$  berücksichtigt.

Alle Ungenauigkeiten einschließlich der Einwaage und einer eventuellen Schiefstellung des Topfes gegen die Horizontale führten zu einem Fehler von etwa 0,4% in  $B^2$ .

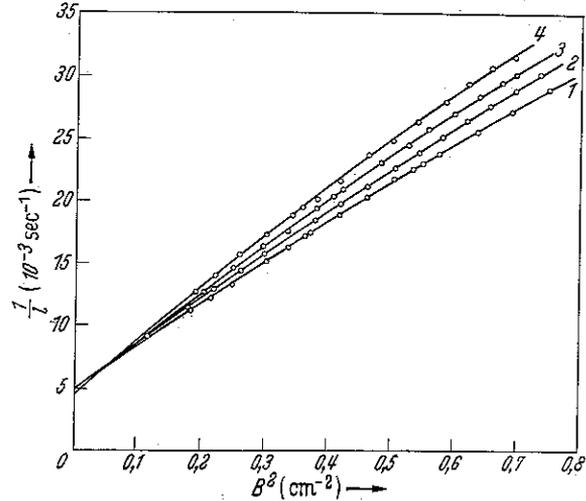


Abb. 2.  $1/l = f(B^2)$  in Wasser. 1 = 22°C, 2 = 40°C, 3 = 60°C, 4 = 80°C

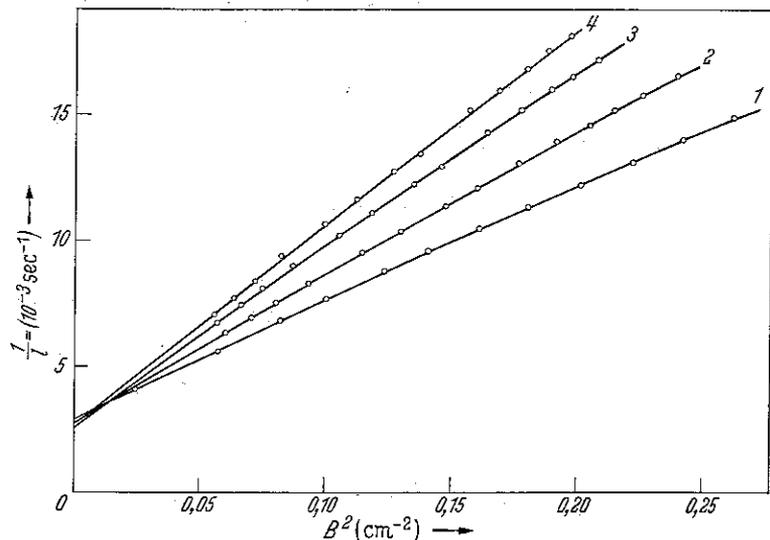


Abb. 3.  $1/l = f(B^2)$  Diphyl. 1 = 20°C, 2 = 80°C, 3 = 140°C, 4 = 180°C

Zur Bestimmung der Lebensdauer  $l$ :

Die Genauigkeit der Zeiteichung war durch einen quarzgesteuerten Oszillator bestimmt und besser als 0,04%.

Zu große Werte von  $l$  mißt man, wenn in den Pausen zwischen den Neutronenimpulsen noch Neutronen erzeugt oder in den Moderator hereingestreut werden. Die Erzeugung von Neutronen geschah durch Pulsen der Extraktionsspannung der Hochfrequenzionenquelle [5]. Jedoch gelangen auch ohne Extraktionsspannung Ionen in das Beschleunigungsrohr und führen zu einem konstanten Neutronenuntergrund. Durch Anbringen einer auf +1 kV gegen das Plasmopotential vorgespannten Blende unter die Ionenquelle konnte die Quellstärke in der Zeit zwischen den Neutronenimpulsen auf  $10^{-5}$  des Wertes während der Impulse reduziert werden.

Schwerwiegender und schwerer zu berücksichtigen ist der Einfluß der Rückstreuung von den Wänden. Zur Abschirmung war die Anordnung von drei Seiten mit 2 cm dicken Platten aus  $B_2O_3$  umgeben, der Boden war durch 20 cm dicke Kanister mit  $B_2O_3$ -Pulver geschützt. Um die trotzdem vorhandene Rückstreuung zu messen, wurde der Abstand Target-Flüssigkeitsoberfläche variiert. Nimmt man an, daß die Intensität

Ein weiterer Effekt, der die Messung von  $l$  verfälschen kann, betrifft das Auftreten von Oberwellen der Neutronenverteilung. Wegen der großen freien Weglänge der ( $d, T$ )-Neutronen und der geringen Abmessungen, die bei wasserstoffhaltigen Moderatoren benötigt werden, hat man eine einigermaßen homogene Quellverteilung der thermischen Neutronen und der Effekt ist nur bei den größten hier verwendeten Geometrien von Bedeutung. Daher wurde aus konstruktiven Gründen fast immer die in Abb. 1 angedeutete Lage des Zählrohres bevorzugt und durch passende Wahl der Füllhöhe dafür gesorgt, daß die erste vertikale Oberwelle schneller ausfällt als die erste radiale. Diese wurde in ihrer Wirksamkeit auf die Zählrate dadurch eliminiert, daß im Schlitz am Boden des Kadmiumtopfes in der Mitte ein Steg aus Kadmium belassen wurde, der dafür sorgt, daß positive und negative Anteile der Oberwelle gleich groß werden.

Als letztes soll noch der Einfluß der Totzeit des Zeitanalysators erwähnt werden. Dies ist insofern von Bedeutung, als die Zählrate und damit auch die Totzeitkorrektur von Kanal zu Kanal stark abnimmt und Fehler in der Totzeitkorrektur unmittelbar in die  $l$ -Bestimmung eingehen. Die Totzeit war durch den Eingangskreis der Zählanlage bedingt und konnte durch eine Messung mit Doppelimpulsen auf 10% genau bestimmt werden.

Die Zählrate wurde so bemessen, daß diese Ungenauigkeit in der Korrektur sich auf 1 mit einem Fehler von maximal 0,1% auswirkte.

c) Auswertung und Ergebnisse

In Abb. 2 und Abb. 3 ist  $1/l$  als Funktion von  $B^2$  für Wasser und Diphyll bei verschiedenen Temperaturen aufgetragen. Durch die Meßwerte wurde nach der Methode der kleinsten Quadrate eine Ausgleichsparabel zweiten

Grades gelegt und somit nach Gl. (1) ( $\Sigma_a v$ ),  $D$  und  $C$  bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 dargestellt.

Da es sich um  $1/v$ -Absorber handelt, darf sich, abgesehen von der Dichteabhängigkeit, ( $\Sigma_a v$ ) nicht mit der Temperatur des Moderators ändern. Dies war innerhalb der Fehlergrenzen auch stets der Fall. Um diese Kenntnis für die Auswertung der Messungen auszunutzen, wurde folgendermaßen verfahren: Zunächst wurde aus den vier ( $\Sigma_a v$ )-Werten nach Umrechnung auf die Dichte bei Zimmertemperatur ein Mittelwert gebildet. Dieser wurde, wieder auf die jeweilige Dichte umgerechnet, wie ein Meßwert von  $1/l$  bei  $B^2=0$  behandelt und damit von neuem eine Aus-

Tabelle 1. Neutronen-Diffusionsparameter (erste Auswertung)

	Temperatur [°C]			
	20°	80°	140°	180°
Dichte $\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	1,062	1,013	0,963	0,928
$(\Sigma_a v)$ [sec <sup>-1</sup> ]	2840 ± 50	2700 ± 90	2580 ± 150	2630 ± 170
$D$ [cm <sup>2</sup> sec <sup>-1</sup> ]	49600 ± 800	61300 ± 1300	74700 ± 2400	82000 ± 2900
$C$ [cm <sup>4</sup> sec <sup>-1</sup> ]	12900 ± 2700	13900 ± 4400	19100 ± 9100	15600 ± 11400

a) Diphyll

	Temperatur [°C]			
	22°	40°	60°	80°
Dichte $\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	1,00	0,992	0,983	0,972
$(\Sigma_a v)$ [sec <sup>-1</sup> ]	4780 ± 160	4960 ± 100	4490 ± 140	4690 ± 360
$D$ [cm <sup>2</sup> sec <sup>-1</sup> ]	35400 ± 700	36100 ± 500	41250 ± 700	43000 ± 1700
$C$ [cm <sup>4</sup> sec <sup>-1</sup> ]	4250 ± 800	2600 ± 600	6300 ± 800	5700 ± 2000

b) Wasser

Tabelle 2. Neutronen-Diffusionsparameter (zweite Auswertung)

	Temperatur [°C]			
	20°	80°	140°	180°
$(\Sigma_a v)$ [sec <sup>-1</sup> ]	2870 ± 40	2740 ± 40	2600 ± 60	2530 ± 70
$D$ [cm <sup>2</sup> sec <sup>-1</sup> ]	49200 ± 600	60700 ± 700	74300 ± 1100	83800 ± 1300
$C$ [cm <sup>4</sup> sec <sup>-1</sup> ]	11900 ± 2100	12200 ± 2400	17700 ± 4500	22300 ± 5700
$L = \sqrt{D/(\Sigma_a v)}$ [cm]	4,14 ± 0,06	4,71 ± 0,07	5,35 ± 0,10	5,76 ± 0,13
$e \lambda_{tr}$ [cm]	0,633 ± 0,008	0,678 ± 0,008	0,729 ± 0,011	0,757 ± 0,012
$\frac{\sqrt{\pi}(0,9)^2 D^2}{CN v_0}$ [barn]	35 ± 7	49 ± 10	49 ± 13	49 ± 13

a) Diphyll

	Temperatur [°C]			
	22°	40°	60°	80°
$(\Sigma_a v)$ [sec <sup>-1</sup> ]	4780 ± 80	4820 ± 60	4640 ± 80	4660 ± 140
$D$ [cm <sup>2</sup> sec <sup>-1</sup> ]	35400 ± 400	36800 ± 400	40500 ± 500	43100 ± 800
$C$ [cm <sup>4</sup> sec <sup>-1</sup> ]	4200 ± 500	3300 ± 500	5500 ± 600	5800 ± 1000
$L = \sqrt{D/(\Sigma_a v)}$ [cm]	2,72 ± 0,04	2,76 ± 0,04	2,96 ± 0,05	3,04 ± 0,07
$e \lambda_{tr}$ [cm]	0,427 ± 0,005	0,428 ± 0,005	0,453 ± 0,005	0,463 ± 0,009
$\frac{\sqrt{\pi}(0,9)^2 D^2}{CN v_0}$ [barn]	29 ± 4	39 ± 6	28 ± 4	29 ± 6

b) Wasser

der rückgestreuten Neutronen sich dabei nicht ändert und die direkt eingestreuete Intensität proportional zum Raumwinkel zwischen Target und Flüssigkeitsoberfläche ist, so läßt sich der Einfluß der Rückstreuung bestimmen. Die Korrektur für die Rückstreuung beeinflusste die Werte

- von  $(\Sigma_a v)$  um etwa 0,3%
- von  $D$  um etwa 0,2%
- von  $C$  um etwa 5%.

Das ist weniger als 1/4 des statistischen Fehlers dieser Größen, doch dürfte die Korrektur bestenfalls auf 100% genau sein.

Band  
 DEJ  
 W  
 HAN  
 HAN  
 VON  
 V  
 SCO  
 VON  
 S  
 AN  
 BR  
 ME  
 CAN  
 S  
 BAI  
 BAI  
 S  
 DIC  
 BE  
 E  
 Die  
 gle  
 sin  
 rer  
 dal  
 der  
 D (10<sup>-3</sup> cm<sup>2</sup> sec<sup>-1</sup>)  
 Ab  
 mis  
 et  
 m  
 sie  
 gu  
 sti  
 zw  
 sta  
 he

Tabelle 3. Neutronen-Diffusionsparameter von Wasser bei 22° C

Verfasser	$1/(\Sigma_a v)$ [μsec]	$\sigma_a^H$ [millibarn]	$D$ [cm <sup>2</sup> sec <sup>-1</sup> ]	$\lambda_{tr}$ [cm]	$L$ [cm]	$C \cdot 10^{-3}$ [cm <sup>4</sup> sec <sup>-1</sup> ]	Methode
DEJUREN und ROSEN- WASSE [25]					2,763 ± 0,015		Diffusionslängenmessung
HAMERMESH et al. [26]		329 ± 4					Vergleich mit Bor
HARRIS et al. [27]		332 ± 7					Vergleich mit Bor
VON DARDEL und WALTNER [28]	212 ± 3	321 ± 5					gepulst, unendliches Medium
SCOTT et al. [9]	213 ± 4	320 ± 8	38500 ± 800	0,464 ± 0,010	2,85 ± 0,05		gepulst, große Geometrie
VON DARDEL und SJÖSTRAND [2]	204,4 ± 2,0	333 ± 3	36340 ± 750	0,438 ± 0,009	2,725 ± 0,03	7,3 ± 1,5	gepulst, $B^2 = 0,1 - 0,7$ cm <sup>-2</sup>
ANTONOV et al. [3]	207 ± 6	329 ± 10	35000 ± 1000	0,422 ± 0,012	2,7 ± 0,1	4 ± 1	gepulst $B^2 = 0,09 - 0,93$ cm <sup>-2</sup>
BRACCI und COCEVA [4]	202 ± 6	337 ± 10	34850 ± 1100	0,420 ± 0,013	2,66 ± 0,11	3 ± 1	gepulst $B^2 = 0,09 - 0,96$ cm <sup>-2</sup>
MEADS et al. [29]	203,3 ± 2,6	335 ± 4					gepulst, unendliches Medium
CAMPBELL und STEL- SON [8]	208	328	34800	0,420	2,70		gepulst $B^2 = 0,08 - 1,1$ cm <sup>-2</sup>
BARKOW et al. [30]					2,71 ± 0,02		Diffusionslängenmessung
BAKER und WILKIN- SON [32]		327 ± 4					Vergleich mit Bor
DIO [10]	208 ± 4	327 ± 6	35450 ± 600	0,428 ± 0,007	2,715 ± 0,06	3,7 ± 0,7	gepulst, $B^2 = 0,09 - 0,87$ cm <sup>-2</sup>
BECKURTS und KLÜ- BER [33]	208 ± 6	327 ± 10	35500 ± 1100	0,428 ± 0,013	2,72 ± 0,03		Vergiftungsmethode
Diese Arbeit	209 ± 6	326 ± 6	35400 ± 700	0,427 ± 0,008	2,72 ± 0,08	4,2 ± 0,8	gepulst, $B^2 = 0,11 - 0,75$ cm <sup>-2</sup>

gleichsparallel bestimmt. Die so gewonnenen Werte sind in Tabelle 2 enthalten und werden für alle weiteren Rechnungen und Vergleiche herangezogen, ohne daß jedoch von den bei dieser Auswertung entstehenden Fehlergrenzen Gebrauch gemacht wurde.

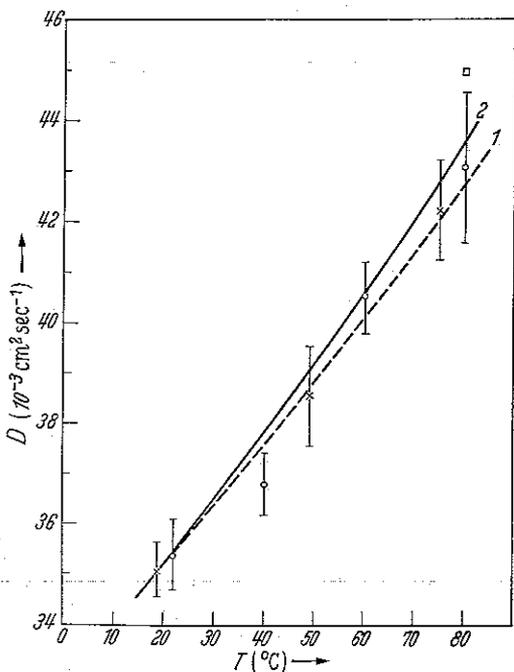


Abb. 4. Temperaturabhängigkeit der Diffusionskonstante thermischer Neutronen in Wasser. × DIO [10]; □ ANTONOV et al. [3]. ○ Diese Arbeit. 1 ..... mit  $e \lambda_{tr}(T) \sim T^{0.5}$ .

Die Temperaturabhängigkeit der Diffusionskonstante ist in Abb. 4 und die der Diffusionslänge in Abb. 5 wiedergegeben. Auch hier zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von DIO [10].

Bei der Diffusionslänge sind die Messungen von WILSON et al. [35] sowie der Verlauf nach der von DEUTSCH vorgeschlagenen Formel [34] mit eingezeichnet.

Bei Diphyl liegen als Vergleich lediglich die Diffusionslängenmessungen an Dowtherm A von BATA et al. [22] vor. Die Zusammensetzung aus Diphenyl und Diphenyloxyd sowie der Siedepunkt der dort ge-

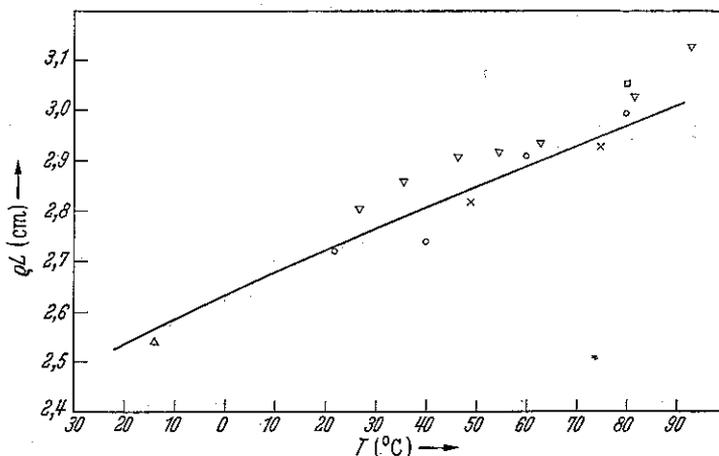


Abb. 5. Temperaturabhängigkeit der Diffusionslänge thermischer Neutronen in Wasser. ▽ WILSON, BRAGDON, KANNER [35]; × DIO [10]; △ L. M. BARKOW [30]; □ ANTONOV et al. [3]; ○ diese Arbeit; — DEUTSCH [34]

### III. Diskussion der Ergebnisse

#### a) Vergleich mit anderen Messungen

In Tabelle 3 sind Messungen der Diffusionsparameter von Wasser bei 22° C zusammengestellt. Man sieht, daß die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit gut mit den bisher veröffentlichten Werten übereinstimmen. Insbesondere sei die gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der Impulsmethode und den stationären Methoden bei den neueren Messungen hervorgehoben.

messenen Mischung stimmen gut mit den Werten vom Diphyl der Bayer-Werke überein. Die Dichte weicht, wie oben erwähnt, um 2% ab. Die Temperaturabhängigkeit der Diffusionslänge ist in Abb. 6 dargestellt. Die Diskrepanz zwischen beiden Messungen ist erheblich. (Die Fehlergrenzen werden von BATA et al. so gering angegeben, daß sie nicht eingezeichnet werden konnten.)

In der Arbeit von BATA et al. wird eine Messung der Temperaturabhängigkeit der Diffusionslänge von Diphenyl erwähnt, wobei ein Temperaturkoeffizient

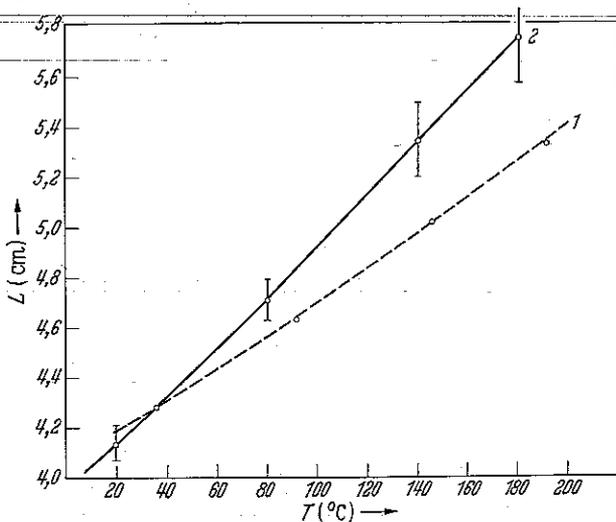


Abb. 6. Temperaturabhängigkeit der Diffusionslänge in Diphyl. 1 ----- BATA et al. [22]; 2 ——— diese Arbeit

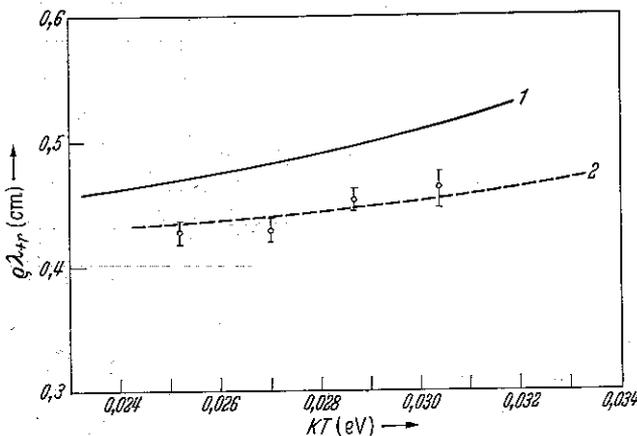


Abb. 7. Temperaturabhängigkeit der Transportweglänge in Wasser. 1 ——— Berechnung nach PETRIE et al. 2 ----- Berechnung mit  $\mu_0 = \text{const} = 0,25$

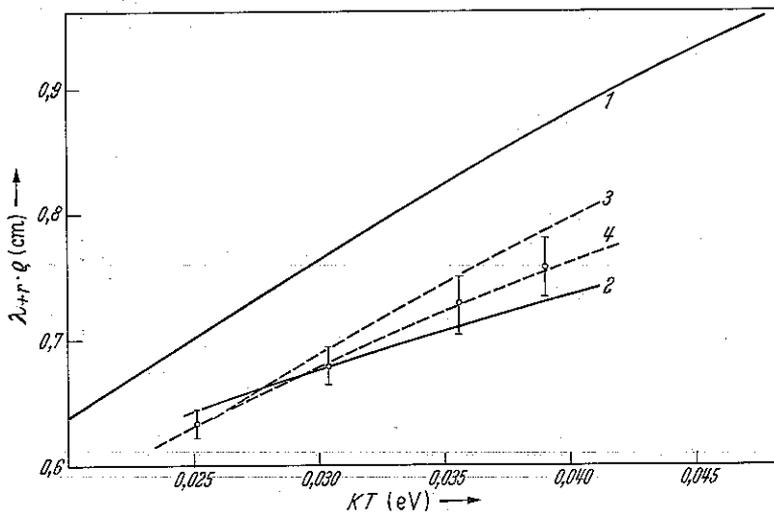


Abb. 8. Temperaturabhängigkeit der Transportweglänge in Diphyl. 1 PETRIE, STORM, ZWEIFEL [36]; 2  $\mu_0 = 0,2$ ; 3 ( $\lambda_{tr} \sim \sqrt{T}$ ); 4 ( $\lambda_{tr} \sim (T)^{0,4}$ )

angegeben wird, der mit den vorliegenden Ergebnissen an Diphyl übereinstimmt.

Unter Zugrundelegung der von den Bayer-Werken mit einem Fehler von weniger als 1/2% angegebenen Zusammensetzung des Diphyls<sup>1</sup> wurde aus den

<sup>1</sup> 26,5% Diphenyl, 73,5% Diphenyloxyd.

Messungen der Absorptionsquerschnitt des Wasserstoffs bestimmt und ergab sich zu

$$\sigma_a^H = 333 \pm 5 \text{ mb.}$$

Das Material war jedoch nur von technischer Reinheit.

b) Vergleich mit Berechnungen der Diffusionsparameter

1. Transportweglänge. Für Substanzen, bei denen der Absorptionsquerschnitt  $\Sigma_a$  klein gegen den Streuquerschnitt  $\Sigma_s$  ist, gilt [36]

$$\lambda_{tr}(T) = \frac{1}{\langle \Phi \rangle} \int_0^\infty \frac{\Phi(E, T) dE}{\Sigma_s^2(E, T) (1 - \mu_0^2(E, T))} \quad (2)$$

wobei  $\Phi(E, T)$  den thermischen Neutronenfluß bei der Neutronenenergie  $E$  und der Moderatortemperatur  $T$  und  $\langle \Phi \rangle = \int_0^\infty \Phi(E, T) dE$  bedeuten.  $\mu_0$  ist der mittlere Kosinus des Streuwinkels im Laborsystem. Die Summation erfolgt über alle Nuklide des Materials.

Eine Berechnung der Transportweglänge nach Gl. (2) haben CONERTY, PETRIE, STORM und ZWEIFEL unter folgenden Voraussetzungen durchgeführt [36], [37]:

1.  $\Phi(E, T)$  wird durch ein Wigner-Wilkins-Spektrum dargestellt.
2.  $\sigma_s(E, T)$  ist unabhängig von der Moderatortemperatur  $T$ .

$$3. \mu_0 = \begin{cases} \frac{2}{3A} & (A = \text{Atomgewicht}) \text{ für alle Kerne außer Wasserstoff} \\ \frac{2}{3M_{\text{eff}}} & \text{mit } M_{\text{eff}} \text{ aus } \sigma_s(E) = 80 \left( \frac{M_{\text{eff}}}{1 + M_{\text{eff}}} \right)^2 \text{ für Wasserstoff.} \end{cases}$$

(Radkowsky-Vorschrift [38]).

Bei einer Rechnung für Diphyl wurde, da  $\sigma_s(E)$  nicht bekannt ist, das in seinen Bindungsverhältnissen als ähnlich erachtete 1,3 Butadien herangezogen [39].

Einen Vergleich solcher Rechnungen mit den Messungen an Wasser und Diphyl zeigen Abb. 7 und 8. Hierbei wurde für  $\Phi(E, T)$  eine Maxwell-Verteilung vorausgesetzt, die bei den Impulsmessungen eine sehr gute Näherung darstellt. [Siehe dazu NELKIN [18], G. (43)].

Die Abweichungen zwischen Messung und Rechnung betragen bei Diphyl etwa 10%. Der größte Fehler entsteht vermutlich durch Anwendung der Radkowsky-Vorschrift<sup>2</sup>. Eine von GELBARD et al. durchgeführte Multigruppenrechnung für thermische Neutronen in Wasser, die von der Radkowsky-Vorschrift Gebrauch macht, liefert ebenfalls um 10% zu große Werte für  $\lambda_{tr}$ . Berücksichtigt man die thermische Bewegung der Kerne bei der Berechnung von  $\mu_0$ , so erhält man zwar

eine bessere Übereinstimmung mit den Experimenten, doch ist der Rechenaufwand erheblich [40].

In Abb. 8 ist ferner das Ergebnis einer Rechnung eingetragen, bei der  $\mu_0$  als konstant  $\mu_0 = 0,2$  (d.h.

<sup>2</sup> Anmerkung bei der Korrektur: Bei Benutzung des in- zwischen von SJÖSTRAND gemessenen totalen Wirkungsquer-

$M_{\text{eff}} =$   
mung  
dung

Da  
Ansatz  
Verteilung  
die Me  
Es zeig  
wenn

gesetz  
Messu

Be  
zu kle  
 $\lambda_{tr}(E)$   
inner

2.  
3-Par  
Kons  
Abwe  
grup

A  
B  
C  
samm

E  
zu A  
 $B^2$  fi  
genau  
besti  
zunä

E  
vom  
energ  
erhält

( $v_0$ )

Die  
 $B^2$ -V  
und  
abhä  
I  
 $B^2$ -I  
schw  
Es e

Für

schu  
für  $\lambda$   
Anst  
von  
Mess

$M_{\text{eff}}=3,3$ ) angesetzt worden war. Die Übereinstimmung mit den Messungen ist besser als unter Verwendung der Radkowsky-Vorschrift.

Da es für viele Rechnungen bequem ist, mit einem Ansatz  $\lambda_{\text{tr}}(E) \sim E^\alpha$  zu rechnen, was bei einer Maxwell-Verteilung  $\varrho \lambda_{\text{tr}}(T) \sim T^\alpha$  ergibt, wurde auch versucht, die Meßwerte durch einen solchen Verlauf darzustellen. Es zeigte sich bei Diphyl eine gute Übereinstimmung, wenn

$$\varrho \lambda_{\text{tr}} = 0,632 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{0,4} \quad \text{mit } T_0 = 295^\circ \text{K} \quad (3)$$

gesetzt wird. Die Annahme  $\lambda_{\text{tr}}(E) \sim \sqrt{E}$  ist mit den Messungen nicht verträglich.

Bei Wasser ist das gemessene Temperaturintervall zu klein, um irgendwelche Schlüsse zu ziehen. Sowohl  $\lambda_{\text{tr}}(E) \sim \sqrt{E}$  als auch  $\lambda_{\text{tr}} \sim E^{0,4}$  geben den Verlauf innerhalb der Fehlergrenzen wieder (s. Abb. 4).

2. Die Konstante der Diffusionskühlung. Bei einer 3-Parameter-Anpassung der Meßwerte sind in der Konstanten  $C$  alle Effekte zusammengefaßt, die eine Abweichung des Neutronenverhaltens von der Eingruppen-Diffusionstheorie bewirken. Dies sind

- A) spektrale Effekte (Diffusionskühlung),
- B) transporttheoretische Effekte,
- C) Effekte, die mit der Extrapolationslänge zusammenhängen.

Es ist zwar anzunehmen, daß diese Effekte auch zu Abweichungen von höherem als zweitem Grad in  $B^2$  führen, doch ist es wegen der begrenzten Meßgenauigkeit nicht möglich, mehr als 3 Parameter zu bestimmen. Der hierdurch verursachte Fehler soll zunächst abgeschätzt werden.

Den Einfluß der Transporttheorie auf einen Term vom Grad  $B^6$  hat SJÖSTRAND [17] für den Fall eines energieunabhängigen Streuquerschnitts berechnet und erhält mit

$$\frac{1}{l} = (\Sigma_a v) + DB^2 - CB^4 + FB^6. \quad (4)$$

$$F = 0,318 \frac{D^5}{v_0^6}$$

( $v_0$  = wahrscheinlichste Geschwindigkeit der Neutronen).

Die Größe  $FB^6$  ist auch bei den größten verwendeten  $B^2$ -Werten kleiner als  $1/100$  der Fehlergrenzen von  $1/l$  und somit vermutlich auch für den Fall des energieabhängigen Streuquerschnitts bedeutungslos.

Der Einfluß der Diffusionskühlung auf einen  $B^6$ -Term ist von NELKIN [14] für das Modell eines schweren Gases als Moderator abgeschätzt worden. Es ergibt sich mit  $\lambda_{\text{tr}} \sim E^\alpha$

$$F = \frac{2\alpha}{(\alpha + \frac{1}{2})^2} \cdot \frac{C^2}{D}. \quad (5)$$

Für  $\alpha = 0,4$  wird  $F = 1,1 \frac{C^2}{D}$ . Damit erhält man

schnitts von Diphyl erhält man einen etwas zu kleinen Wert für  $\lambda_{\text{tr}}$  bei Zimmertemperatur aber einen erheblich stärkeren Anstieg mit der Temperatur als bei Verwendung des Wertes von Butadien. — Herrn N.G. SJÖSTRAND danke ich für die Messung des Wirkungsquerschnitts.

gegenüber einer Auswertung mit  $F=0$  folgende Änderungen der Diffusionsparameter:

	Diphyl		Wasser	
	20°C	140°C	20°C	60°C
$\frac{\Delta(\Sigma_a v)}{\Sigma_a v}$	-0,2%	-0,4%	-0,9%	-1,1%
$\frac{\Delta D}{D}$	+0,4%	+0,4%	+1,0%	+1,1%
$\frac{\Delta C}{C}$	+11%	+11%	+18%	+21%

Die durch die energieabhängige Extrapolationslänge entstehende Nichtseparierbarkeit des Flusses nach Ort und Energie haben GELBARD et al. [19] für eine Scheibengeometrie untersucht. Mit  $\Delta\Phi/\Phi = B^2$  wird  $B^2$  ortsabhängig. Es zeigt sich aber, daß Gl. (1) anwendbar bleibt, wenn man zur Berechnung von  $B^2$  eine von  $B^2$  abhängige Extrapolationslänge  $d$  verwendet, die für  $B^2=0$  den Wert  $d = 0,758 \lambda_{\text{tr}}(T)$  annimmt und fast linear mit  $B^2$  abfällt. Der Effekt läßt sich näherungsweise durch einen  $B^5$ -Term erfassen.

Eine Auswertung, die von dieser Extrapolationslänge Gebrauch macht, liefert gegenüber der Auswertung mit  $d = 0,71 \lambda_{\text{tr}}(T)$  ( $T$  = Moderatortemperatur) folgende Änderungen der Diffusionsparameter:

	$\frac{\Delta(\Sigma_a v)}{(\Sigma_a v)}$	$\frac{\Delta D}{D}$	$\frac{\Delta C}{C}$
Diphyl 20°C . .	-0,2%	+0,4%	-2,2%
Wasser 60°C . .	-1,6%	+2,2%	+18%

Da es sich in beiden Fällen nur um Abschätzungen handelt, wurde für die Auswertung der Messungen keine Korrektur angebracht. Diese Vernachlässigung bedingt aber eine Ungenauigkeit in der Bestimmung der drei Parameter ( $\Sigma_a v$ ),  $D$  und  $C$ , die in der Größenordnung der Meßfehler liegen kann. Die gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der gepulsten und stationären Methoden zeigt allerdings, daß der Effekt wahrscheinlich geringer ist.

Wir wenden uns jetzt der Interpretation der Größe  $C$  zu.

Wie NELKIN gezeigt hat [18], setzt sich  $C$  additiv aus einem spektralen Anteil  $C_D$  und einem transporttheoretischen Anteil  $C_t$  zusammen. Man erhält in erster Näherung:

$$C_t = \bar{v} \int_0^\infty \frac{1}{3 \Sigma_s^2 (1 - \mu_0)^2} \times \left[ \frac{4}{15} \frac{1}{\Sigma_s (1 - \mu_0)} - \frac{D}{v} \right] \frac{E}{T} e^{-E/T} \frac{dE}{T}. \quad (8)$$

Für den Fall, daß  $\frac{1}{\Sigma_s (1 - \mu_0)} = \lambda_{\text{tr}} \sim E^\alpha$ , wird

$$C_t = \left[ \frac{3\pi}{5} \frac{\Gamma(2 + 3\alpha)}{(\Gamma(2 + \alpha))^3} - \frac{3}{2} \sqrt{\pi} \frac{\Gamma\left(\frac{3 + 4\alpha}{2}\right)}{(\Gamma(2 + \alpha))^2} \right] \frac{D^3}{v_0^6} \quad (9)$$

und speziell für

$$\alpha = 0 \quad C_t = -\frac{3\pi}{20} \frac{D^3}{v_0^6}; \quad \alpha = 0,4 \quad C_t = +0,35 \frac{D^3}{v_0^6};$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \quad C_t = \frac{2}{3} \frac{D^3}{v_0^6}.$$

Eine numerische Integration von Gl. (8) für Diphyll bei 20° C ergab mit  $\mu_0 = 0,2$  und  $\sigma_s = \sigma_s$  von 1,3 Butadien

$$C_t = +0,13 \frac{D^3}{v_0^3} \cdot *$$

Dies ist aber weniger als  $\frac{1}{4}$  des Meßfehlers von  $C$  und kann vernachlässigt werden. Für Wasser gilt das gleiche. Wir können somit  $C = C_D$  setzen.

Um aus  $C$  auf die Thermalisierungsfähigkeit des Moderators zu schließen, verwenden wir den von NELKIN mit Hilfe einer Variationsrechnung gefundenen Zusammenhang [14]:

$$C = \frac{(\alpha + \frac{1}{2})^2 \sqrt{\pi} D^2}{v_0 M_2} \quad (10)$$

Hierbei ist vorausgesetzt, daß  $\lambda_{tr}(E) \sim E^\alpha$  und die Diffusionskühlung als geringe Verschiebung der Neutronentemperatur beschrieben werden kann.

$$M_2 = \frac{1}{T^2} \int_0^\infty \int_0^\infty \Sigma(E \rightarrow E') (E' - E)^2 \frac{E}{T} e^{-E/T} \frac{dE}{T} dE' \quad (11)$$

ist der mittlere quadratische Energieverlust pro Stoß.  $M_2$  hängt mit der Relaxationszeit für Thermalisierung  $1/\gamma$  zusammen durch [5], [14]

$$\gamma = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} v_0 M_2.$$

Ist  $N$  die Zahl der Wasserstoffatome in  $\text{cm}^3$ , so können wir mit

$$\frac{M_2}{N} = \frac{\langle \sigma_s(\Delta E)^2 \rangle}{T^2} \quad (12)$$

schreiben:

$$\frac{\langle \sigma_s(\Delta E)^2 \rangle}{T^2} = \frac{\sqrt{\pi}(\alpha + \frac{1}{2})^2 D^2}{v_0 N C} \quad (13)$$

Diese Größe ist in Tabelle 2 für  $\alpha = 0,4$  enthalten. Man sieht, daß sie sich nicht mit der Temperatur ändert. Als Mittelwert kann man setzen

$$\text{für Wasser: } \frac{\langle \sigma_s(\Delta E)^2 \rangle}{T^2} = (31 \pm 6) \text{ barn}$$

und

$$\text{für Diphyll: } \frac{\langle \sigma_s(\Delta E)^2 \rangle}{T^2} = (45 \pm 10) \text{ barn.}$$

Der Wert für Wasser entspricht etwa dem, den man bei der Berechnung der Streuung von Neutronen an starren Molekülen der Masse 18 erhielt [14], nämlich

$$\frac{\langle \sigma_s(\Delta E)^2 \rangle}{T^2} \approx 33 \text{ barn.}$$

Dies spricht für eine starke Behinderung der Rotationen im ganzen gemessenen Temperaturbereich.

Bei Diphyll ist die Interpretation des Ergebnisses schwierig. Man kann jedoch schließen, daß in bezug auf seine Thermalisierungseigenschaften Diphyll als Moderator ebenso günstig wie Wasser ist.

#### IV. Anhang

##### Messung der Diffusionsparameter von Paraffin

Zur Prüfung des Absorptionsquerschnittes des im Institut verwendeten Paraffins wurde eine Messung

\*Die Abweichung dieses Wertes von dem mit  $\alpha = 0,4$  gefundenen mag darauf zurückzuführen sein, daß bei  $C_t$  gerade die großen Neutronengeschwindigkeiten ins Gewicht fallen, für die  $\lambda_{tr} \sim E^\alpha$  sicher eine schlechte Näherung darstellt.

mit der Impulsmethode auch an diesem Material durchgeführt.

Es wurden quader- und zylinderförmige Klötze verwandt, im übrigen gilt das oben Gesagte. Wegen der großen Dichteinhomogenitäten waren die Messungen aber weniger genau.

Es ergab sich mit  $\bar{v} = 0,87 \text{ g/cm}^3$  bei 20° C:

$$(\Sigma_a v) = 5620 \pm 150 \text{ sec}^{-1}$$

$$D = 27000 \pm 900 \text{ cm}^2/\text{sec}$$

$$C = 2000 \pm 1200 \text{ cm}^4/\text{sec}$$

und daraus

$$\lambda_{tr} = 0,327 \pm 0,011 \text{ cm}$$

$$L = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a v}} = 2,19 \pm 0,07 \text{ cm.}$$

Berücksichtigt man den Dichteunterschied, so stimmen die Messungen innerhalb der Fehlergrenzen mit denen von DIO [10] überein.

Mit der Bruttoformel  $C_{25}H_{52}$  erhält man als Absorptionsquerschnitt des Protons

$$\sigma_a^H = 328 \pm 9 \text{ mb}$$

und

$$\frac{\sqrt{\pi} D^2 \cdot (0,9)^2}{C N v_0} = 30 \pm 20 \text{ barn}$$

in Übereinstimmung mit den Werten für Wasser.

Herrn Dr. BECKURTS danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und wertvolle Diskussionen.

**Literatur:** [1] DARDEL, G.F. v.: Trans Roy. Inst. Techn. Stockh. 75 (1954). — [2] DARDEL, G.F. v., and N.G. SJÖSTRAND: Phys. Rev. 96, 1245 (1954). — [3] ANTONOV, A.V., A. ISAKOFF, I. MURIN, B. NEUPOCOEYEV, I. FRANK, F. SHAPIRO and I. SHTRANICH: Proc. Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva 1955, 5, 3, 82. — [4] BRACCI, A., e C. COCEVA: Nuovo Cim. Ser. X 4, 59 (1956). — [5] BECKURTS, K.H.: Nucl. Sci. and Engng. 2, 516 (1957). — BECKURTS, K.H.: Diss. Göttingen 1956. — [6] IYENGAR, S. B. D., G. MANI, R. RAMANNA and N. UMAKANTH: Proc. Ind. Acad. Sci. 45, 215, 224 (1957). — [7] RAMANNA, R., and M.P. NAVALKAR: Proc. Ind. Acad. Sci. 45, 74 (1957). — [8] CAMPBELL, E.C., and P.H. STELSON: ORNL Physics Progress Report 1956. — [9] SCOTT, F.R., D.B. THOMSON and W. WRIGHT: Phys. Rev. 95, 582 (1954). — [10] DIO, W.H.: Nukleonik 1, 13 (1958). — [11] DARDEL, G. v., and N.G. SJÖSTRAND: Prog. Nucl. Energy, Ser. I 2, 183 (1958). — [12] BECKURTS, K.H.: Z. Naturforsch. 12a, 956 (1957). — [13] HURWITZ, H., and M.S. NELKIN: Nucl. Sci. and Engng. 3, 1 (1958). — [14] NELKIN, M.S.: J. Nucl. Energy 8, 48 (1958). — [15] SINGWI, K.S., and L.S. KOTHARI: J. Nucl. Energy 8, 59 (1958). — [16] HÄFELE, W., and L. DRESNER: On the Theory of the Diffusion Cooling Effect in Homogeneous and Heterogeneous Assemblies (unveröffentlicht) 1959. — [17] SJÖSTRAND, N.G.: Ark. Fysik 15, 147 (1959). — [18] NELKIN, M.: GA-816 (1959): The Decay of a Thermalized Neutron Pulse (erscheint demnächst in Nucl. Sci. and Engng.). — [19] GELBARD, E., J. DAVIS and J. PEARSON: WAPD-T-1065 (1959). — [20] WIRTZ, K., u. K.H. BECKURTS: Elementare Neutronenphysik. Springer 1958. — [21] PEIERLS, R.: Proc. Roy. Soc. Lond. A 149, 467 (1935). — [22] BATA, L., J. KISS and L. J. PÁL: Second Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy 1958, 15/P 1730. — [23] Farbenfabriken Bayer, Leverkusen: Diphyll, Wärmeübertragungsmittel. — [24] MANLEY, J.H., L.J. HAWORTH and E.A. LUEBKE: Phys. Rev. 61, 152 (1942). — [25] DEJUREN, J.A., and H. ROSENWASSER: J. Res. Nat. Bur. Stand. 51, 203 (1953). — [26] HAMERMESH, B., G.R. RINGO and S. WEXLER: Phys. Rev. 90, 603 (1953). — [27] HARRIS, S.P., C.D. MUEHLHAUSE, D. ROSE, H.P. SCHROEDER, G.E. THOMAS and S. WEXLER: Phys. Rev. 91, 125 (1953). — [28] DARDEL, G.F. v., and A.W. WALTNER: Phys. Rev. 91, 1284 (1953). —

[29] MEADS, R.E., C.J. ENGLAND, C.H. COLLIE and G.C. WEEKS: Proc. Phys. Soc. Lond. A 69, 469 (1956). — [30] BARKOW, L.M., V. MAKARIN and K. MUKHIN: J. Nucl. Energy 4, 94 (1957). — [31] BARKOW, L.M., V. MAKARIN and K. MUKHIN: J. Nucl. Energy 8, 102 (1958/59). — [32] BAKER, A.R., and D.H. WILKINSON: Phil. Mag. 3, 647 (1958). — [33] BECKURTS, K.H., u. D. KLÜBER: Z. Naturforsch. 13a, 822 (1958). — [34] DEUTSCH, R.W.: Nucl. Sci. Engng. 1, 252 (1956). — [35] WILSON, V.C., E.W. BRAGDON and H. KANNER: CP-2306 (1944). — [36] PETRIE, C.D., M.L. STORM and P.F. ZWEIFEL: Nucl. Sci. Engng. 2, 728 (1957). — [37] CONERTY, M.C., C.D. PETRIE, M.L. STORM and P.F. ZWEIFEL: KAPL 1643 (1956). — [38] RADKOWSKY, A.: ANL-4476, 89 (1950). — [39] MELKONIAN, E.: Phys. Rev. 76, 1750 (1949). — [40] DROZDOV, S.J., D.F. ZARETSKY, L.P. KUDRIN and T.KH. SEDELNIKOV: Progr. Nucl. Engng., Ser. I 3, 207 (1959).