Die Abhängigkeit der Absorption thermischer Neutronen von ihrer Geschwindigkeit

Von WOLFGANG RAMM

(Z. Naturforschg. 4a, 245—257 [1949]; eingegangen am 8. Mai 1948)

Die Herabsetzung der Dichte thermischer Neutronen in der Umgebung eines Absorbers wurde bei Zimmertemperatur und bei 200°C bestimmt. Daraus konnte die Abhängigkeit des Einfangquerschnitts von der Energie im thermischen Gebiet, praktisch unabhängig von der Größe des Streuquerschnitts, gefunden werden. Die Messungen wurden mit Bor, Chlor, Mangan, Eisen, Kobalt, Kupfer, Silber, Cadmium, Samarium, Europium, Gadolinium, Dysprosium und Quecksilber durchgeführt.

1. Die Dispersionsformel von Breit-Wigner

Seitdem Fermi und seine Mitarbb.¹ im Jahre 1934 gefunden hatten, daß durch Streuung in wasserstoffhaltigen Substanzen verlangsamte Neutronen in vielen Stoffen sehr viel stärker absorbiert werden als die ursprünglichen schnellen Neutronen, war es sicher, daß die Neutronenabsorption stark von der Neutronenenergie abhängen muß. Eine Deutung aller hierher gehörigen Erscheinungen brachte das zuerst von Bohr² vorgeschlagene Mehrkörpermodell des Atomkerns und im speziellen die Dispersionsformel der Kernreaktionen von Breit und Wigner³⁻⁵, die zum Verständnis aller bisher durchgeführten Versuche ausgereicht hat.

Die vorliegende Arbeit berichtet nach einem Überblick über die bisherigen, mit verschiedenen Anordnungen erzielten Ergebnisse über Messungen, bei denen die reine Absorption der Neutronen unabhängig von der Streuung nach einer neuen Methode bei Zimmertemperatur und etwa 200°C bestimmt wurde.

Wir legen der Diskussion des Einfangquerschnitts σ_{Abs} eine vereinfachte Form der Breit-Wigner-Formel zugrunde, die nur eine Resonanzstelle berücksichtigt.

Wir schreiben die Dispersionsformel in der Form:

$$\sigma_{\text{Abs}} = \frac{\sigma_0 \Gamma^2}{4(E - E_r)^2 + \Gamma^2} \sqrt{\frac{E_r}{E}}, \quad (1)$$

mit $\sigma_0 = \frac{2\pi \hbar^2 \Gamma_N}{m E_r \Gamma}$.

¹ E. Fermi, E. Amaldi, B. Pontecorvo, F. Rasetti u. E. Segrè, Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. 5 (2), 7/8 [1934].

Hierbei ist E die Neutronenenergie, E_r die Resonanzenergie, Γ die Breite der Resonanzlinie und Γ_N die Neutronenbreite des Resonanzniveaus, die als klein gegen Γ vorausgesetzt ist. Endlich ist m die Masse des Neutrons.

Wir finden aus (1) durch Differentiation nach E

$$\frac{d\sigma_{\text{Abs}}}{dE} = -\frac{\sigma_{\text{Abs}}}{E} \left(\frac{1}{2} + \frac{8(E - E_r)E}{4(E - E_r)^2 + \Gamma^2} \right),$$

und für $\frac{\Gamma}{E} = \gamma \frac{E_r}{E} = \varepsilon$ (2)

$$\frac{d\sigma_{\text{Abs}}}{dE} = -\frac{\sigma_{\text{Abs}}}{E} \left(\frac{1}{2} + \frac{8(1 - \varepsilon)}{4(1 - \varepsilon)^2 + \gamma^2} \right)$$

$$= -\frac{\sigma_{\text{Abs}}}{E} \varphi(\varepsilon, \gamma).$$

Da alle Messungen, mit denen wir uns zu beschäftigen haben, immer bei gleichen oder ähnlichen Neutronenenergien E in der Umgebung kT , aber an verschiedenen Kernen mit ganz verschiedenen Werten für E_r und Γ ausgeführt wurden, interessiert uns die Neigung der Absorptions-Energiekurven, also $d\sigma_{\text{Abs}}/dE$ für eine feste Energie, z. B. kT , aber veränderliches E_r und Γ bzw. ε und γ . Nun hat Gl. (2) bei konstantem φ die Lösung

$$\sigma_{\text{Abs}} = \text{const } E^{-\varphi}. \quad (3)$$

Die Funktion $\varphi(\varepsilon, \gamma)$ gibt also an, mit welcher Potenz von E die Absorption an der Stelle E abfällt. In der Abb. 1 ist φ als Funktion von ε für

² N. Bohr, Nature [London] 137, 344 [1936].

³ G. Breit u. E. Wigner, Physic. Rev. 49, 519 [1936].

⁴ H. A. Bethe u. G. Placzek, Physic. Rev. 51, 450 [1937].

⁵ H. A. Bethe, Rev. mod. Physics 9, 69 [1937].

verschiedene Werte des Parameters γ dargestellt; die Größen ε und γ bezeichnen Resonanzenergie und Resonanzbreite, in der Beobachtungsenergie E als Einheit gemessen.

Für große Werte von $|\varepsilon|$ und, wenn $\gamma = \infty$ (sehr breite Resonanzstellen), sogar für alle Werte von ε erhalten wir $\varphi = 1/2$. Dies bedeutet nach (3) einen Abfall mit $E^{-1/2}$, also die Gültigkeit des $1/v$ -Gesetzes. Große Abweichungen vom $1/v$ -Gesetz ergeben sich bei sehr scharfen Resonanzstellen ($\gamma \rightarrow 0$), aber auch nur dann, wenn diese nahe an E herankommen, denn man erhält selbst für $\gamma = 0$ bei $|\varepsilon| = 40$ erst Änderungen des Exponenten um 10% von $1/2$ auf 0,55 oder 0,45. Da $\varepsilon = 40$ bei $E = kT$ ungefähr einer Resonanzenergie von 1 eV

Abb. 1. Erläuterung im Text.

entspricht, würde man also den Einfluß von Resonanzstellen, deren Energie absolut größer ist als 1 eV, auf den Verlauf der Absorption im thermischen Gebiet nur durch recht genaue Messungen feststellen können.

Änderungen des Exponenten φ um $1/2$ auf 0 oder 1 findet man auch bei $\gamma = 0$ sogar erst für $|\varepsilon| \leq 5$ (Energien E_r unter 0,125 eV). Für endliche Linienbreiten $\gamma > 0$ hat φ Maxima für $E_r = E \pm \Gamma/2$; die Neigung der Absorptionskurve wird allgemein verflacht oder sogar in einen Anstieg verwandelt, wenn die Resonanzenergie oberhalb der thermischen liegt, dagegen wird der Abfall steiler, wenn sich die Resonanzstelle unterhalb der thermischen Energie oder bei negativen Energien befindet. Alle diese Feststellungen leuchten ja auch anschauungsmäßig unmittelbar ein. Wesentlich ist dagegen die quantitative Feststellung, daß die meisten bisher beobachteten Resonanzbreiten Γ größer oder gleich 0,1 eV sind, und daß man für das entsprechende $\gamma = 4$ nur φ -Werte

zwischen 0 und 1 zu erwarten hat. Für noch kleinere γ werden diese Grenzen für φ nur bei sehr speziellen Werten von E_r überschritten. Man wird also kaum erwarten können, statt des Abfalls einen stärkeren *Anstieg* der Absorption mit der Energie im thermischen Gebiet zu finden, und anderenteils ist auch ein steilerer Abfall als E^{-1} bzw. $1/v^2$ nicht wahrscheinlich.

Im übrigen lassen sich aus der Abb. 1 aus einem gemessenen Werte für den Exponenten φ schnell gewisse Schlüsse auf die möglichen Werte für die Lage und Breite der nächsten Resonanzstelle ziehen.

2. Methode und frühere Messungen

Um die Abhängigkeit des Einfangquerschnittes von der Geschwindigkeit langsamer Neutronen zu bestimmen, hat man im allgemeinen zwei Aufgaben zu lösen, nämlich einmal die Herstellung von Neutronen bestimmter, aber willkürlich veränderlicher Geschwindigkeit und dann die Messung ihrer Absorption, möglichst unabhängig von der Streuung im Absorbermaterial.

Zur Veränderung der mittleren Geschwindigkeit der langsamen Neutronen hat man seit den ersten, hierher gehörigen Messungen⁶ am häufigsten die thermische Methode benutzt, bei der man verschiedene mittlere Energien der thermischen Neutronen durch verschiedene Temperaturen des Verlangsamungsmittels erzeugt.

Alle vor Durchführung der vorliegenden Messungen erschienenen wichtigen Arbeiten über die Absorption langsamer Neutronen verschiedener Gleichgewichtstemperatur sind in der Tab. 1 zusammengestellt. In den ersten Zeilen sind die beiden Temperaturen (in Grad Celsius) des Verlangsamungsmittels (meist Paraffin) angegeben, bei denen die Absorption gemessen wurde; darunter ist für die bearbeiteten Elemente der Quotient der zugehörigen Absorptionswerte angeführt. Die (im allgemeinen größere) Absorption bei der tieferen Temperatur steht oben. Alle Autoren haben die Schwächung eines Strahls langsamer Neutronen durch den Absorber gemessen; sie bestimmten also die Summe von *Einfang* und *Streuquerschnitt*.

Wie man sieht, haben die meisten Autoren mit Abkühlung des Verlangsamungsmittels auf die Temperatur der flüssigen Luft oder sogar die des

⁶ J. R. Dunning, G. B. Pegram, D. P. Mitchell u. G. A. Fink, Physic. Rev. **47**, 888 [1935].

Autoren (Anmerkung)	7	8	9	10	11	12	13	
Element	Temperaturen							
	95 ° 300 °	77 ° 300 °	20 ° 300 °	90 ° 300 °	105 ° 295 °	20 ° 290 °	80 ° 290 °	293 ° 500 °
H	1,07			1,26	1,29		1,09 ± 0,05	
D					1,12			
Li	1,34			1,20			1,51 ± 0,10	
B	1,26			1,32	{ 1,63 1,50	1,65 ± 0,20	1,53 ± 0,07	
Al							1,10 ± 0,10	
Cl							1,61 ± 0,06	
Fe					1,00		1,05 ± 0,10	
Cu		1,50 ± 0,14	1,98 ± 0,13					
As							1,34 ± 0,13	
Rh	1,40			1,35				
Ag	1,35	1,22 ± 0,04	1,38 ± 0,04	1,20		2,20	1,53 ± 0,09	
Cd	1,07	1,07 ± 0,04	1,12 ± 0,05	1,07		1,40 ± 0,25	1,00 ± 0,05	
J				1,21				1,07
Sm	1,08			0,96				1,52
Eu								1,46
Gd	1,25			1,41				1,22
Dy								
Ir					1,29			
Au					1,69		1,48 ± 0,15	
Hg	1,36			1,36				

Tab. 1. Absorption langsamer Neutronen verschiedener Gleichgewichtstemperatur. Erläuterung im Text.

flüssigen Wasserstoffs gearbeitet. Da sich durch die Untersuchungen von Fomin und Mitarbb.^{11,13}, von Frisch, v. Halban und Koch^{12,15} und Houtermans, Leipunsky und Rusinow¹⁶ eindeutig ergeben hat, daß bei wesentlich unter der Zimmertemperatur liegenden Temperaturen des Verlangsamungsmittels die Neutronen nicht mehr die zugehörige Maxwell-Verteilung erreichen, können die Quotienten der Tabelle auch bei Substanzen, die in Wahrheit das $1/v$ -Gesetz befolgen, nicht gleich dem Quotienten der zugehörigen mittleren Geschwindigkeiten sein, den man z. B. für 300°K und 90°K zu $\sqrt{300/90} = 1,8$ berechnet.

⁷ P. N. Powers, G. A. Fink u. G. B. Pegram, Physic. Rev. **49**, 777 [1936].

⁸ H. C. Westcott u. N. Niewodniczanski, Proc. Cambridge philos. Soc. **31**, 617 [1935].

⁹ G. A. Fink, Physic. Rev. **50**, 738 [1936].

¹⁰ P. N. Powers, H. H. Goldsmith, H. G. Beyer u. J. R. Dunning, Physic. Rev. **53**, 947 [1938].

¹¹ V. Fomin, F. G. Houtermans, I. W. Kurtchatow, A. Leipunsky, L. B. Rusinow, L. W. Schubnikow u. G. Shsheapkin, Nature [London] **138**, 326, 505 [1936]; Physik. Z. Sowjetunion **10**, 103 [1936].

Aus der Betrachtung der von den verschiedenen Autoren für die einzelnen Elemente gefundenen relativen Effekte ergeben sich folgende gemeinsame Züge:

1. Die Elemente Bor und Silber befolgen sicher das $1/v$ -Gesetz für höhere Temperaturen. Das gleiche wird dann für alle Elemente gelten, die bei derselben Versuchsanordnung den gleichen Quotienten liefern wie Bor und Silber, also z. B. für Lithium und Gold.

2. Von den Elementen, die außerhalb der Fehlergrenzen einen anderen Quotienten ergaben als B oder Ag, wird man diejenigen zusammenfassen, bei denen der Streuquerschnitt mit dem Absorptionsquerschnitt vergleichbar ist. Das ist von den Elementen der Tab. 1 bei Wasserstoff, Alu-

¹² O. R. Frisch, H. v. Halban u. J. Koch, Danske Medd. Kopenhagen **15**, 10 [1938].

¹³ W. Riezler, Ann. Physik **42**, 468 [1943].

¹⁴ V. Fomin, F. G. Houtermans, A. J. Leipunsky u. L. W. Schubnikow, Physik. Z. Sowjetunion **9**, 696 [1936].

¹⁵ O. R. Frisch, H. v. Halban u. J. Koch, Nature [London] **139**, 922 [1937].

¹⁶ F. G. Houtermans, A. J. Leipunsky u. L. Rusinow, Physik. Z. Sowjetunion **12**, 491, 561 [1937].

minium, Eisen, Kupfer und Arsen der Fall. Man wird bei diesen Elementen vermuten, daß ihre Absorption ebenfalls das $1/v$ -Gesetz befolgt, daß aber infolge einer anderen Abhängigkeit des Streuquerschnittes von der Temperatur (zu erwarten ist im einfachsten Fall Unabhängigkeit von der Energie) der Gesamtquerschnitt die beobachtete Abweichung zeigt.

3. Außer den eben genannten Elementen bleiben noch einige übrig, die gleichfalls von B und Ag abweichen, die aber so stark absorbieren, daß bei ihnen die Streuung außer Betracht bleiben kann. Hierzu gehören außer dem schon oft besprochenen Cadmium noch Samarium, Europium, Gadolinium und vielleicht Quecksilber. Man muß hier auf wahre Abweichungen von einem $1/v$ -Gesetz schließen, die durch Resonanzstellen im thermischen Gebiet verursacht werden. Es ist noch zu erwähnen, daß bei den nach der Aktivierungsmethode von Michiels und Saxton¹⁷ untersuchten Indikatoren In, Au, Na, As, Mn, Br, Al, Ag, für die man wegen der Lage der bekannten Resonanzstellen bei oder oberhalb 1 eV die Gültigkeit des $1/v$ -Gesetzes im thermischen Gebiet erwartet, ebenfalls ein ähnlicher Wert für das Verhältnis der durch kalte (90° K) und warme Neutronen (290° K) verursachten Aktivitäten gefunden wurde, wie ihn Tab. 1 zeigt.

3. Theoretische Grundlagen. Einfluß der Streuung

Bei allen in Tab. 1 angeführten Messungen wurde stets die Gesamtschwächung des Strahls der langsamen Neutronen und damit die Summe von Einfang- und Streuquerschnitt bestimmt. Da in manchen Fällen auch bei schwächer absorbierenden Substanzen, bei denen der Streuquerschnitt etwa ebenso groß oder größer als der Einfangquerschnitt ist, Zweifel an der Gültigkeit des $1/v$ -Gesetzes im thermischen Gebiet bestanden, ergab sich der Wunsch, die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Neutronenabsorption möglichst ganz unabhängig von der Streuung messen zu können. Es war das Ziel der jetzt zu beschreibenden Versuche, diese Aufgabe anzugreifen und damit zugleich eine genauere Festlegung derjenigen Elemente zu verbinden, bei denen sich eindeutige

Abweichungen vom $1/v$ -Gesetz im thermischen Gebiet zeigten. Die Arbeit von Riezler¹⁸ über die Temperaturabhängigkeit der Absorption bei einigen Seltenen Erden war während der Durchführung der vorliegenden Messungen noch nicht erschienen; daher war damals die Kenntnis des Temperatureffektes selbst bei den stärker absorbierenden Elementen noch recht lückenhaft.

Die angewandte Methode, die schon vorher zur Messung von Einfangquerschnitten verschiedener schwach absorbierender Elemente benutzt wurde¹⁹, und die auch den Absorptionsmessungen von Gehlen¹⁹ und Volz²⁰ zugrunde liegt, beruht auf der Herabsetzung der Dichte der thermischen Neutronen in der Umgebung einer absorbierenden Substanz gegenüber der Dichte im ungestörten Verlangsamungsmedium. Der Zusammenhang zwischen der Tiefe des vom Absorber erzeugten Loches in der Neutronenverteilung und den Kernkonstanten von Absorber und Medium läßt sich in geometrisch einfachen Fällen nach im Prinzip auf Fermi²¹ zurückgehenden Verfahren berechnen. Hier soll die Beziehung in einer für die Auswertung der Messungen wichtigen Form gebracht werden.

Wir betrachten ein ausgedehntes homogenes Neutronenfeld, in das eine Absorberplatte der Dicke d eingebracht werden kann. Die Platte soll zwischen $x = -d/2$ und $x = +d/2$ liegen; bei $x = 0$, also eigentlich zwischen zwei Platten der Dicke $d/2$, möge sich ein unendlich dünner Indikator befinden. In der y - und z -Richtung sollen Absorber und Indikator unendlich ausgedehnt sein, so daß man es mit einem nur von x abhängigen eindimensionalen Problem zu tun hat. Wenn man auch die Richtungsverteilung der Neutronen so schematisiert, daß man nur in der Richtung der positiven und in der Richtung der negativen x -Achse laufende Neutronen unterscheidet, erhält man die Bilanz für die Entstehung und Vernichtung dieser beiden Neutronensorten in Form von zwei simultanen Differentialgleichungen (s. z. B. auch Bethe⁵, S. 153), die sich leicht lösen lassen. Man findet dann, wenn man die Aktivität des Indikators bei Entfernung des Absorbers mit A_0 , bei Anwesenheit des Absorbers mit A_{Abs} bezeichnet, für das Verhältnis dieser Aktivitäten

¹⁹ J. Gehlen, Z. Physik **121**, 268 [1943].

²⁰ H. Volz, Z. Physik **121**, 201 [1943].

²¹ E. Fermi, Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. **7**, 13 [1936].

¹⁷ J. L. Michiels u. J. A. Saxton, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A **162**, 441 [1937].

¹⁸ W. Ramm, Naturwiss. **30**, 755 [1942].

$$\frac{A_0}{A_{\text{Abs}}} = \text{Cof} \frac{d}{2l} \left[1 + \text{Zg} \frac{d}{2l} \frac{\sqrt{N+1} + (N'+1) \text{Zg} \frac{\sqrt{3}}{2} \eta}{\sqrt{N'+1} \left(1 + \sqrt{N+1} \text{Zg} \frac{\sqrt{3}}{2} \eta \right)} \right]^* \quad (4)$$

Hierbei ist N der Quotient von Streu- und Einfangquerschnitt $\sigma_{\text{St}}/\sigma_{\text{Abs}}$ für das Verlangsamungsmittel, N' der entsprechende Quotient für den Absorber, l die Diffusionslänge im Absorbermaterial, d die Dicke des Absorbers und η die Absorption des Indikatoren

$$\eta = \mathcal{N}'' d'' \sigma'_{\text{Abs}} \quad (5)$$

($\mathcal{N}''$ = Anzahl der absorbierenden Atome im cm^3 , d'' Dicke, alles für Indikator). Die Diffusionslänge l sollte entsprechend der hier verwendeten Näherung nach Fermi aus

$$l = \frac{\lambda'_{\text{Abs}}}{\sqrt{3(N'+1)}} = \frac{1}{\mathcal{N}' \sigma'_{\text{Abs}} \sqrt{3(N'+1)}} \quad (6)$$

berechnet werden (λ'_{Abs} und $\mathcal{N}'$ Absorptionslänge und Atomzahl im cm^3 für Absorber). Die Argumente des Zg für Absorber und Indikator stimmen im Prinzip überein, nur wurde beim Indikator die Streuung von vornherein vernachlässigt, also $N'' = 0$ gesetzt.

Für Paraffin oder Wasser als Verlangsamungsmittel beträgt N etwa 200. Da sich $\sqrt{3/2} \cdot \eta$ für die in dieser Arbeit verwendeten Indikatoren zu 0,03 ergibt, konnte $(N'+1) \text{Zg} \sqrt{3/2} \cdot \eta$ im Zähler gegen $\sqrt{N+1} \sim \sqrt{200}$ stets vernachlässigt werden. Wählt man außerdem die Dicke des Absorbers so, daß $d/2l < 0,2$ bleibt, so kann man mit Fehlern unter 2% den Zg durch sein Argument und den Cof durch 1 ersetzen; man findet dann, daß $\sqrt{N'+1}$, und damit der Einfluß der Streuung des untersuchten Materials, aus Gl. (4) völlig herausfällt. Man hat dann:

$$\frac{A_0}{A_{\text{Abs}}} - 1 = \frac{\frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{N+1} \xi}{1 + \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot \sqrt{N+1} \eta} = A, \quad (7)$$

wo $\xi = \mathcal{N}' d \sigma'_{\text{Abs}}$.

* In Gl. (4) und (6) wurden wie bei Fermi²¹ die eindimensionalen Weglängen durch die mit $\sqrt{3}$ dividierten dreidimensionalen ersetzt, so daß (4) nun in 1. Näherung auch für eine der Wirklichkeit entsprechende, räumliche Verteilung der Geschwindigkeitsvektoren anwendbar ist.

Die Größe $A_0/A_{\text{Abs}} - 1 = A$ ist also bei Untersuchung verschiedener Absorber im gleichen Verlangsamungsmittel und mit gleichen Indikatoren direkt dem Einfangquerschnitt der untersuchten Substanz proportional.

Aus der Messung des Aktivitätenverhältnisses A_0/A_{Abs} wird man demnach bei Anwendung nicht zu großer Absorberdicken auch dann den reinen Einfangquerschnitt ermitteln können, wenn der Streuquerschnitt nicht nur vergleichbar mit dem Einfangquerschnitt, sondern sogar wesentlich größer als dieser ist. Darin liegt der Vorzug der dargelegten Methode gegenüber den Absorptionsmessungen mit thermischen Neutronenstrahlen. Die bei Ableitung von Gl. (4) eingeführte Vereinfachung, daß nur Neutronenbewegungen parallel zur x -Achse betrachtet werden, wird um so unbedenklicher sein, je geringer die Störung des Neutronenfelds durch den Absorber, d. h. je kleiner das Argument der Hyperbelfunktionen ist. Dies hat auch Volz²⁰ ausführlicher begründet. Da aber andererseits die Gl. (4) im anderen Grenzfall reiner, aber sehr starker Absorption zur Fermischen Albedoformel führt und, nach eigenen Messungen, auch im Zwischengebiet gut zu gebrauchen ist, dürften die Fehler von Gl. (4) auch bei beliebigen Argumenten der Hyperbelfunktionen nie groß werden. Die Formel wird übrigens bei Vernachlässigung des Indikatorinflusses mit der von Volz gegebenen identisch, wenn man die von ihm berücksichtigte Erzeugung von langsamen Neutronen im Absorber, also das q' seiner Formel, gleich Null setzt. Diese Größe brauchte hier nicht eingeführt zu werden, weil nie mit wasserstoffhaltigen Absorbern gemessen wurde.

Die Absorptionsgröße $d/2l$ überstieg bei den vorliegenden Messungen nur selten den Wert 0,2, so daß A als Maß für den Einfangquerschnitt betrachtet werden konnte. Überdies soll an einem Beispiel gezeigt werden, daß selbst bei wesentlich größeren Werten von $d/2l$ der Vorzug der Methode noch voll zur Geltung kommt. Im Fall des Eisens wurde aus Gründen experimenteller Einfachheit mit einer Absorberdicke gearbeitet, die einem Werte $d/2l = 0,5$ entspricht. Bei Eisen ist außerdem die Streuung wesentlich größer als die Absorption, daher $N' = 3$. Für A berechnet man daraus bei Verwendung der vereinfachten Gl. (7) 2,37, dagegen mit der strengen Gl. (4) 2,65. Bei der absoluten Bestimmung von Einfangquerschnitt-

ten müßte dieser Unterschied, wenn er auch noch nicht allzu erheblich ist, doch beachtet werden. Hier handelt es sich aber ja nur um die Bestimmung des Verhältnisses der Einfangquerschnitte bei zwei verschiedenen Temperaturen, und wir müssen daher fragen, wie sich die aus (4) berechneten A -Werte bei Änderung des Einfangquerschnittes um einen bestimmten Faktor verhalten. Man findet, daß sich bei Verkleinerung von σ_{Abs} um den Faktor 1,30* und Konstanthaltung von σ_{St} die Größe A um den Faktor 1,325 verkleinert, daß aber umgekehrt bei Konstanthaltung von σ_{Abs} und Verkleinerung von σ_{St} um 1,30 der Wert von A nur etwa um 1,02 kleiner werden würde. Auch bei dem verhältnismäßig großen Wert $d/2l' = 0,5$ kann man also das Verhältnis der gemessenen Werte A noch praktisch vollständig mit dem Verhältnis der Einfangquerschnitte identifizieren. Der Unterschied zwischen 1,325 und 1,30 wurde noch als Korrektur berücksichtigt, entspricht aber nur etwa der Größe des mittleren Fehlers der vorliegenden Messungen.

4. Einfluß der Maxwell-Verteilung

Für die vorliegenden Messungen wurden, ebenso wie bei einem großen Teil der früheren Untersuchungen, Neutronen verwendet, die sich vorher durch vielfache Streuung in einem wasserstoffhaltigen Streumaterial der Temperatur T in das dieser Temperatur entsprechende thermische Gleichgewicht gesetzt hatten. Die Geschwindigkeit der einzelnen Neutronen, mit denen die Absorptionsversuche durchgeführt wurden, war also verschieden und, entsprechend der Maxwellschen Energieverteilung, über ein größeres Geschwindigkeitsgebiet verteilt. Hängt nun die Neutronenabsorption in der im letzten Abschnitt diskutierten Weise von der Geschwindigkeit ab, so wird der bei solchen Versuchen gefundene Absorptionskoeffizient einen gewissen Mittelwert über die verschiedene Absorption der verschiedenen schnellen Neutronen darstellen. Auf diesen Umstand

* Der Faktor 1,30 entspricht etwa den Bedingungen der vorliegenden Versuche (s. unten). Die Annahme, daß σ_{St} im betrachteten Temperaturintervall konstant ist, steht nicht nur im Einklang mit der Theorie, sondern wird auch durch Messungen, z. B. von Mitchell und Varney²⁴ für Eisen im ganzen Energiegebiet zwischen 0,2 eV und etwa 100 eV, bestätigt.

²² C. T. Zahn, Physic. Rev. **52**, 67 [1937].

²³ O. Laporte, Physic. Rev. **52**, 72 [1937].

²⁴ A. C. G. Mitchell u. R. N. Varney, Physic. Rev. **52**, 282 [1937].

muß bei der Auswertung der Versuche geachtet werden^{13, 22, 23}.

Zur Vereinfachung der späteren Diskussion soll die hiernach bei unseren Messungen notwendige Korrektur kurz zusammengestellt werden. Wie gezeigt ist, war die Aktivität eines Indikators bei Anwesenheit des Absorbers um den Faktor

$$1 + af(y) \quad (8)$$

kleiner als ohne Absorber [α ist ein Maß der Absorption, $y = v/v_0$, wo v die Geschwindigkeit der Neutronen, $v_0 = \sqrt{2kT/m}$ die thermische Geschwindigkeit, $f(1) = 1$]. Für A_0 = Aktivität ohne A_{Abs} -Aktivität mit Absorber würde also die Beziehung

$$\frac{A_0}{A_{\text{Abs}}} - 1 = a \quad (9)$$

bestehen, wenn man mit homogenen Neutronen der Geschwindigkeit v_0 arbeiten könnte. Bei Berücksichtigung der Maxwell-Verteilung erhält man dagegen

$$\frac{A_0}{A_{\text{Abs}}} - 1 = \frac{\int_0^\infty y^2 e^{-y^2} dy}{\int_0^\infty \frac{y^2 e^{-y^2}}{1 + af(y)} dy} - 1 = a R(a), \quad (10)$$

wenn man den Korrekturfaktor, mit dem sich die Absorptionsgröße α multipliziert, mit R bezeichnet. In Gl. (10) ist vorausgesetzt, daß der Indikator das $1/v$ -Gesetz befolgt, so daß der Faktor v , mit dem sich die Maxwell-Verteilung beim Übergang von der Dichte zum Strom durch den Indikator multipliziert, wieder wegfällt.

Das Integral im Nenner von (10) wurde unter den Annahmen $f(y) = 1/y$ und $f(y) = 1/y^2$ gra-

Abb. 2. Erläuterung im Text.

phisch ausgewertet; die entsprechenden Korrekturfaktoren R_1 und R_2 wurden berechnet und in Abb. 2 wiedergegeben. R_1 entspricht dem $1/v$ -Gesetz, R_2 einem steileren Abfall der Absorption; R_2 läßt sich auch leicht geschlossen durch die Gaußsche Fehlerfunktion ausdrücken. Für größere Werte von α verlieren diese Faktoren ihren Sinn, weil schon der Ausdruck (8) eine nur etwa bis $\alpha = 2$ gültige Näherung darstellt. Abb. 2 zeigt deutlich, wie sehr zur Absorption in kleinen Schichtdicken (α sehr klein) die stärker absorbierbaren, langsameren Neutronen beitragen, und wie dieser Effekt um so ausgeprägter wird, je steiler die Absorption mit v abfällt.

5. Versuchsanordnung. Messungen

Bei der Ableitung der Gl. (4) wurden Homogenität des Feldes der thermischen Neutronen und unendliche Ausdehnung von Absorberplatte und Indikatorfläche vorausgesetzt. Die geforderte Homogenität des Neutronenfeldes läßt sich bei Neutronenerzeugung mit Hochspannungsanlagen nicht erreichen; unter Verwendung von Emanations-Präparaten konnte aber Volz ein recht gut homogenes Feld für seine Absorptionsmessungen herstellen. Doch zeigt gerade der Vergleich der Volzschen Ergebnisse mit meinen eigenen früheren Absolutmessungen, bei denen die Absorberplatten symmetrisch unter dem Auffänger im Neutronenfeld der Kanalstrahlquelle lagen, daß die hiermit verbundenen Abweichungen von der Homogenität keine Einschränkung für die Verwendung der Gln. (4) und (7) bedingen.

Bei den vorliegenden Temperaturmessungen wurde nun, im Gegensatz zu den früheren Absolutbestimmungen, mit Absorbern von nur 55 mm Durchmesser und Indikatoren von 50 mm Durchmesser gearbeitet. Der Radius war daher nicht mehr größer als die Diffusionslänge für Wasser und Paraffin von 2–2,5 cm. Die Verkleinerung der Absorberdimensionen war notwendig, weil manche seltenere Substanzen nicht in genügenden Mengen zu erhalten waren, und weil die Anwendung hoher Temperaturen, in Verbindung mit den bei allen Kanalstrahlquellen mit ihrer relativ inkonstanten Neutronenerzeugung erforderlichen Vergleichsmessungen, den verfügbaren Raum stark beschränkte. Die durch die kleineren Absorberdurchmesser verursachten Abweichungen von der eindimensionalen Theorie der Gl. (4) werden in Abschn. 6 behandelt.

Als Neutronenquelle diente der mit Deuteronen von etwa 1 MeV beschossene Beryllium-Auffänger der Höchstspannungsanlage des Instituts, als Verlangsamungssubstanz Paraffinöl in einem heizbaren eisernen Topf von 30 cm Durchmesser und 25 cm Höhe. Um vor den Schwankungen der Neutronenintensität unabhängig zu sein, sollten die beiden in den Wert von A eingehenden Aktivitäten ohne und mit Absorber A_0 und A_{Abs} bei allen Temperaturen jeweils gleichzeitig mit einer Bestrahlung erzeugt werden. Um außerdem noch etwaige kleinere Verschiebungen des Deuteronen-

Abb. 3. Versuchsanordnung.

strahls im Auffänger während der Bestrahlung bis zu einem gewissen Grade eliminieren zu können, wurden im ganzen sogar gleichzeitig 4 Indikatoren bestrahlt, die symmetrisch unter dem Auffänger im Paraffinöl angebracht waren. Die sich so ergebende Versuchsanordnung ist in Abb. 3 dargestellt.

Jeder Indikator, ein rundes Silberscheibchen von 50 mm Durchmesser und 0,1 mm Stärke, lag mit vertikaler Fläche in einem an eine Lupenfassung erinnernden Aluminiumring; der Stiel dieser Fassung konnte in scharf definierter Lage an dem fest mit dem Auffänger verschraubten Deckel des Paraffintopfes festgezogen werden. Jeder Indikator befand sich zwischen zwei straff in die Ringfassung passenden gleichen Aluminiumdosen von 55 mm Durchmesser und 5 mm Dicke, die Wandstärke der Dosen betrug 0,5 und 1,0 mm. Die 4 Dosen eines, in bezug auf die Achse des Topfes gegenüberliegenden Indikatorpaares wurden mit der Absorbersubstanz gefüllt, die 4 Dosen des anderen

Paares blieben leer. Die am Deckel hängenden vier Fassungen mit den Indikatoren und Absorbern wurden durch Heben des auf einem Gauß-Stativ stehenden Topfes vor der Bestrahlung im Paraffinöl versenkt; der Deckel war selbst als Topf ausgebildet und wurde von Kühlwasser durchströmt. Da bei der Ausmessung stets die 2,4-Min.-Periode des Silbers zur Anwendung kam, wurde besonderer Wert darauf gelegt, daß sich die Indikatoren nach der Bestrahlung schnell ausbauen ließen und daß doch ihre Lage bei jeder Bestrahlung streng reproduziert werden konnte. Als Meßtemperaturen wurden Zimmertemperatur und etwa 200° C gewählt; noch höhere Temperaturen ließen sich wegen der starken Verdampfung des Paraffinöls nicht anwenden.

Die 4 Indikatoren wurden jeweils 3 Min. lang bestrahlt und dann mit Druckionisationskammer und Einfadenelektrometer ausgemessen. Über die Aktivitäten der zusammengehörigen Indikatoren, also z. B. des mit Absorber bestrahlten Paares, wurde automatisch gemittelt. Jeder Indikator hatte nämlich einen radialen, bis in die Mitte reichenden Schlitz, der die Indikatoren eines Paares so ineinander zu schieben gestattete, daß jeder von ihnen zur Hälfte unten und zur Hälfte oben lag. Die Messung wurde etwa 5 Min. nach Ende der Bestrahlung, nach praktisch völligem Abklingen der kurzen Silberperiode (24 Sek.) begonnen; die Durchlaufzeiten für die gewählte Zahl von Skalenteilen waren für die beiden Paare nicht allzu verschieden, weil das Abklingen der Aktivität durch die größere Anfangsaktivität des zuletzt gemessenen Paares ohne Absorber z. Tl. ausgeglichen wurde. Etwa 15 Min. nach dem Ende einer Bestrahlung war die 2,4-Min.-Aktivität so weit abgefallen, daß mit der neuen Bestrahlung begonnen werden konnte.

Da die Wirkungsquerschnitte der untersuchten Substanzen sehr verschieden waren, wurde durch Variation der wirksamen Schichtdicke dafür gesorgt, daß zur Erzielung vergleichbarer Verhältnisse die Gesamtaborption immer ähnliche Größe hatte. Der Wert von $\sqrt{3/2} \cdot \xi$ der Gl. (7) lag meist bei etwa 0,2; in einzelnen Fällen wurden die Grenzen 0,1 und 0,3 erreicht. Bei Silber, Eisen und Kupfer wurden Metallscheiben geeigneter Dicke als Absorber verwendet, bei den meisten anderen Substanzen Oxyde, die, mit passenden Mengen Aluminiumoxyd vermischt, in die Absorberdosen gefüllt wurden. Der Einfangquerschnitt von Sauerstoff ist vernachlässigbar klein, so daß bei einem Oxyd praktisch nur das Metall absorbiert; auch die Absorption des Aluminiums ist so gering, daß

$\sqrt{3/2} \cdot \xi$ bei nur mit Aluminiumoxyd gefüllten Dosen nur 0,006 betrug. Man konnte daher sicher sein, bei Einstellung einer Gesamtaborption von 0,2 praktisch nur den Temperatureffekt des untersuchten Elementes zu messen. Chlor wurde in Form von Kochsalz untersucht, weil der Einfangquerschnitt von Na etwa 70-mal kleiner ist als der von Chlor. Cadmium endlich kam in einer Blei-Cadmium-Legierung zur Messung, wobei die Absorption des Bleis wieder zu vernachlässigen war. Es wurden stets die reinsten, im Handel befindlichen Substanzen verarbeitet*.

Vor Einbringen der Absorbersubstanzen wurde bei beiden Temperaturen das Aktivitätsverhältnis der beiden Indikatorpaare durch Leerbestrahlungen geprüft. Es ergab sich, wie zu erwarten, ein von der Temperatur unabhängiger, nahe bei 1 liegender Wert, der zur Korrektur der übrigen Messungen verwendet wurde. Der durch nichtthermische Neutronen verursachte Anteil der Aktivität wurde durch Versuche ermittelt, bei denen die Indikatoren eines Paares zwischen 0,5 mm dicken Cadmiumblechen lagen; er beläuft sich auf 5–6% der Gesamtaktivität. Die eigentlichen Absorptionsmessungen wurden stets zuerst bei Zimmertemperatur, dann bei 200° C und zum Schluß noch einmal bei Zimmertemperatur durchgeführt. Die zweiten Messungen bei Zimmertemperatur sollten bestätigen, daß sich an den Absorbern bei der hohen Temperatur nichts (etwa durch Eindringen einer größeren Menge Paraffinöl) geändert hatte. Bei jeder Temperatur wurden 4–6 Einzelmessungen vorgenommen. Als Beispiel für die Streuung der Messungen mögen die bei einem NaCl-Absorber gefundenen Werte für den Quotienten A_0/A_{Abs} dienen. Bei 23°: 1,975 1,995 2,012 1,998 2,005; bei 205°: 1,705 1,719 1,716 1,698; bei 23°: 2,004 2,014 2,011 2,006. Nach Mittelung über die zusammengehörigen Werte wurden die Korrekturen wegen nichtthermischer Neutronen und zur Reduktion auf die Leermessung angebracht und dann $A = A_0/A_{\text{Abs}} - 1$ berechnet. Der Absorptionswert A ergab sich schon bei Zimmertemperatur für alle Substanzen wesentlich kleiner als der nach (7) aus den bekannten Einfangquerschnitten folgende Wert, weil die Absorberdurchmesser nicht groß gegen die Diffusionslänge l waren.

* Für die Überlassung einiger sehr reiner Proben von Seltenen Erden, insbesondere Europium, bin ich der Auer-Gesellschaft zu Dank verpflichtet.

Der Quotient der zu den beiden Temperaturen gehörigen A -Werte gibt nun noch nicht ohne weiteres die Temperaturabhängigkeit der Absorption ξ , wie im nächsten Abschnitt noch ausgeführt werden soll. Eine Korrektur können wir aber noch sofort anbringen, nämlich die Elimination der Temperaturabhängigkeit der Indikatorabsorption. Nach Gl. (7) tritt im Nenner von A die Indikatorabsorption η auf. Durch einen Versuch mit Silber als Absorber wurde die Temperaturabhängigkeit der Größe $\sqrt{N+1}\eta$ nach (7) ermittelt, da ja für Silber ξ durch η ausgedrückt werden kann. Es ergab sich so für die Temperaturabhängigkeit des Nenners von (7) der Faktor 1,042, mit dem die Quotienten $A_{23^\circ}/A_{203^\circ}$ bei allen übrigen Substanzen multipliziert wurden. Die so entstehenden Werte $Q = 1,042 A_{23^\circ}/A_{203^\circ}$ sind in Tab. 2 gegeben; sie bedeuten also mit einer noch zu besprechenden Einschränkung die Quotienten der zu den beiden Temperaturen gehörenden Zähler von Gl. (7). Die bei den einzelnen Meßgruppen angewandten Temperaturen schwankten etwas um die Werte 23° und 203° ; in Tab. 2 sind die Q -Werte aller Substanzen durch Extrapolation auf diese Standardtemperaturen reduziert. Auch ist bei Eisen und Kupfer in der auf S. 250 angedeuteten Weise eine kleine Korrektur wegen des Einflusses der Neutronenstreuung angebracht.

6. Einfluß von Absorberdimensionen und Maxwell-Verteilung

Vergleicht man die in Tab. 2 gegebenen Werte von Q für Bor und andere Substanzen, bei denen man nach früheren Versuchen die Gültigkeit des $1/v$ -Gesetzes erwartet, mit der Wurzel aus dem Temperaturverhältnis $\sqrt{476/296} = 1,265$, so findet man durchaus keine Übereinstimmung. Die hier auftretende Diskrepanz hat hauptsächlich zwei Gründe. Einmal würde schon bei strenger Gültigkeit der Gl. (7) der Wert von Q nicht gleich dem Quotienten der ξ -Werte bei den beiden Temperaturen, den wir zu 1,265 erwarten, sondern Q enthält darüber hinaus noch das Verhältnis von $\sqrt{N+1}$ bei den Temperaturen 296°K und 476°K . Zweitens kann man aber überhaupt eine genaue Gültigkeit von Gl. (7) nicht erwarten, weil, wie wir schon sahen, die bei ihrer Ableitung eingehende Voraussetzung hier nicht erfüllt ist, daß nämlich die Absorberdurchmesser sehr groß gegen die Diffusionslänge im Paraffinöl sein sollen. Die

Element	Ab- sorber- dicke in g/cm ²	$Q = 1,042$ $\frac{A_{296^\circ}}{A_{476^\circ}}$	T. E. = 0,85 Q	$\frac{\sigma_{296^\circ}}{\sigma_{476^\circ}}$
B	0,0079	$1,47 \pm 0,03$	1,25	1,27
Cl	0,555	$1,45 \pm 0,015$	1,24	1,26
Mn	1,0	$1,46 \pm 0,02$	1,245	1,265
Fe	9,0	$1,46 \pm 0,015$	1,245	1,265
Co	0,71	$1,47 \pm 0,03$	1,25	1,27
Cu	10,7	$1,45 \pm 0,01$	1,235	1,255
Ag	0,62	$1,42 \pm 0,03$	1,21	1,23
Cd	0,015	$1,09 \pm 0,02$	0,93	0,93
Sm	0,0083	$1,17 \pm 0,015$	1,00	1,00
Eu	0,013	$1,68 \pm 0,03$	1,43	1,56
Gd	0,0019	$1,64 \pm 0,03$	1,40	1,49
Dy	0,066	$1,48 \pm 0,02$	1,26	1,28
Hg	0,22	$1,54 \pm 0,02$	1,31	1,35

Tab. 2. Erläuterung im Text.

Diffusionslänge nimmt nun ziemlich stark mit der Temperatur zu, daher sind die Abweichungen von Gl. (7) bei 200°C noch größer als bei Zimmertemperatur, und der Quotient Q muß außer der Temperaturabhängigkeit von $\sqrt{N+1}\xi$ noch eine zusätzliche Temperaturabhängigkeit zeigen.

Da die Gültigkeit des $1/v$ -Gesetzes für Bor und einige andere Substanzen als gesichert gelten kann, ist eine neue Absolutbestimmung der Temperaturabhängigkeit des Einfangquerschnittes sehr viel weniger wichtig als eine genaue Festlegung der Relativwerte, unter Einbeziehung der stärker streuenden Substanzen. Es ist daher zu fragen, ob die Werte Q der Tab. 2 wenigstens die Relativwerte der Temperaturabhängigkeit unverfälscht wiedergeben, d. h., ob alle durch Multiplikation mit einem festen Faktor in das Verhältnis der ξ -Werte der beiden Temperaturen übergeführt werden können. Diese Frage ist in bezug auf die beiden eben besprochenen Einflüsse sicher zu bejahen. Denn $\sqrt{N+1}$ hängt ja nur von der bei allen Versuchen gleichen Verlangsamungssubstanz ab, und auch der an zweiter Stelle betrachtete geometrische Einfluß ist durch die immer gleichen Absorberdimensionen und die Diffusionslänge im Paraffinöl unabhängig von der Absorbersubstanz festgelegt. Das gilt um so mehr, weil (s. S. 252) auch die Gesamtaborption der verschiedenen Absorber nur in geringerem Maße schwankte.

Man muß sich nun wenigstens überschlagsweise überzeugen, daß die beiden angeführten Ursachen zur Erklärung des Unterschiedes zwischen dem

für Bor und anderen $1/v$ -Substanzen bei etwa 1,46 liegenden Q -Werten und dem Wert $v_{476^\circ}/v_{296^\circ} = 1,265$ ausreichen.

In der Tab. 2 macht eine Abschätzung es wenigstens sehr wahrscheinlich, daß sie im wesentlichen für die beobachtete Abweichung verantwortlich sind. Ein Einfluß der Absorber auf die Indikatoren zwischen den leeren Dosen (Messung ohne Absorber) dürfte bei den Dimensionen der Anordnung höchstens die Größe von etwa 1% erreichen. Dieselbe Größenordnung gilt für den Einfluß der Wärmeausdehnung des Absorbers.

Während alle bisher in diesem Abschnitt behandelten Einflüsse sich für alle Substanzen in gleicher Weise äußerten, so daß man danach das Verhältnis der gemessenen Q -Werte mit dem Verhältnis der wahren Absorptionsquotienten identifizieren könnte, muß jetzt noch eine Korrektur diskutiert werden, die diese Quotienten je nach ihrer Größe in verschiedenem Maße betrifft. Es handelt sich um den schon in Abschn. 4 besprochenen Einfluß der Maxwell-Verteilung. Wir haben dort gesehen, daß infolge der verschiedenen Geschwindigkeit der Neutronen der beobachtete, effektive Wert von A nicht mehr allgemein mit dem für monochromatische Neutronen der betrachteten Temperatur gültigen Wert $A_{kT} = \alpha$ identisch ist, sondern daß A für kleine Werte von α größer als α , und für große Werte von α kleiner als α wird, und das in um so höherem Maße, je stärker die Absorption von der Geschwindigkeit abhängt. Nur für geschwindigkeitsunabhängige Absorption würde stets $A = \alpha$ gelten. Aus alledem geht hervor, daß der gemessene Quotient der A -Werte bei den beiden Temperaturen, ganz abgesehen von allen bisher betrachteten Einflüssen, um so mehr gegen den Quotienten der den Einfangquerschnitten proportionalen α verkleinert ist, je steiler α mit der Temperatur abfällt. Geringe Temperatureffekte werden also praktisch richtig, große dagegen zu klein gemessen.

Aus dem in Abb. 2 gegebenen $R_1(\alpha)$ für das $1/v$ -Gesetz findet man mit den bei den Messungen häufig realisierten Werten von $A = 0,7$ bei 296° und $A = 0,5$ bei 476° einen Unterschied der zugehörigen R_1 von etwa 1,7%. Man würde also bei einem $1/v$ -Absorber selbst dann, wenn die Faktoren $\sqrt{N+1}$ und G nicht in Q vorkämen, bei unseren Temperaturen für Q nur etwa 1,245 statt 1,265 erwarten. Den Q -Werten in Tab. 2 sind daher in der folgenden Spalte die mit T.E. bezeich-

neten Werte gegenübergestellt, die aus Q durch Multiplikation mit dem überall gleichen Faktor $1,245/1,46 = 0,85$ hervorgehen, und die bis auf die durch Maxwell-Verteilung verursachte Korrektur mit dem wahren Quotienten der Einfangquerschnitte bei 296° und 476°C identisch sein sollten. Nimmt man nun versuchsweise an, daß für den größten beobachteten Temperatureffekt bei Europium ein $1/v^2$ -Gesetz gilt, so berechnet man aus dem R_2 eine Korrektur, die den T.E.-Wert 1,43 auf 1,56 heraufsetzen würde, was wirklich dem Verhältnis $(v_{476^\circ}/v_{296^\circ})^2 = 1,6$ nahekommt.

Die eben durchgeführte Betrachtung beansprucht durchaus keine quantitative Genauigkeit, sondern soll nur Sinn und Größenordnung der durch die Inhomogenität der Neutronen bedingten Effekte andeuten. Einmal ist es nämlich überhaupt fraglich, bis zu welchem Grade man die bei Neutronenstrahlen sicher vernünftige Aufteilung der absorbierten Neutronen auf die verschiedenen Geschwindigkeiten noch auf einen durch Gl. (4) beschriebenen Vorgang anwenden kann, bei dem das Neutron unter häufigen Zusammenstößen mit sprunghafter Geschwindigkeitsänderung den Absorber mehrfach durchsetzt. Dann ist z.B. auch die bei der Berechnung des Faktors R_2 gemachte Annahme, daß der Einfangquerschnitt im ganzen Geschwindigkeitsbereich der Maxwell-Verteilung das $1/v^2$ -Gesetz befolgt, sicher falsch, da σ_{Abs} für sehr kleine v unbedingt wie $1/v$, für v -Werte oberhalb des thermischen Gebiets aber stärker als $1/v^2$ abnimmt. Aus diesen Gründen müssen auch die in der letzten Spalte von Tab. 2 angeführten Werte von $\sigma_{296^\circ}/\sigma_{476^\circ}$, die aus den Werten T.E. nach Anbringen der Maxwell-Korrektur hervorgehen, mit Vorbehalt verwendet werden. Immerhin kann man wohl erwarten, daß die Korrekturen wenigstens nach Art und ungefähre Größe durch R_1 und R_2 gegeben sind, und sich daraus ein Bild von der wahren Verteilung der Temperatureffekte machen.

7. Diskussion der Meßergebnisse

Bei Betrachtung der T.E.- bzw. Q -Werte der Tab. 2 fällt die verhältnismäßig große Gruppe auf, deren Temperaturabhängigkeit praktisch mit der des Bors übereinstimmt, und bei denen wir daher überzeugt sein können, daß sie im thermischen Gebiet das $1/v$ -Gesetz befolgen. Das sind besonders ausgeprägt die Elemente B, Cl, Mn, Co, Fe, Cu mit einem mittleren Q von 1,45, von dem die

Einzelwerte nur um höchstens 0,01 abweichen; aber auch die Elemente Ag und Dy müssen wir wohl zu den strengen $1/v$ -Elementen zählen, da die bei ihnen beobachteten Abweichungen den mittleren Fehler von 0,02 bis 0,03 nicht, oder nur unwesentlich überschreiten. Im Vergleich zu allen bisherigen, in Tab. 1 zusammengefaßten Messungen ist die Streuung der Meßwerte der $1/v$ -Gruppe um ihren Mittelwert hier viel geringer, so daß man einen deutlichen Eindruck davon bekommt, daß die $1/v$ -Abhängigkeit die Regel bildet, und nur ausnahmsweise ein anderes Verhalten beobachtet wird. Denn alle Elemente, bei denen man nach den Ergebnissen früherer Messungen oder aus anderen Gründen, wie z. B. wegen großen Einfangquerschnitts, Abweichungen vom $1/v$ -Gesetz vermuten konnte, sind in den Versuchen der Tab. 2 schon mit enthalten.

Die Vermutung, daß die früher gefundenen Abweichungen vom $1/v$ -Gesetz bei allen Elementen, für die der Streuquerschnitt mit dem Einfangquerschnitt vergleichbar ist, nur an der Mitmessung des Streuquerschnitts lagen, wird bei den hier gemessenen Elementen dieser Art, nämlich Eisen ($\sigma_{\text{St}} = 10 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$, $\sigma_{\text{Abs}} = 2$ bis $3 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$) und Kupfer ($\sigma_{\text{St}} = 7 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$, $\sigma_{\text{Abs}} = 3$ bis $4 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$) voll bestätigt. Für beide Elemente ergibt sich sehr genau das $1/v$ -Gesetz, während z. B. bei Eisen frühere Beobachter einen fast von der Temperatur unabhängigen Wirkungsquerschnitt fanden. Auch bei Mangan und Kobalt, wo jedesmal der Streuquerschnitt noch etwa 20% des Gesamtquerschnittes beträgt, macht sich die Streuung nicht bemerkbar; wir können, wie es nach den Überlegungen des Abschn. 5 auch fast selbstverständlich ist, davon überzeugt sein, daß die Meßmethode die Wirkung der Streuung ganz ausgeschaltet hat.

Bei Mangan ist die Bestätigung des $1/v$ -Gesetzes von besonderem Interesse, weil Horvath und Salant²⁵ nach vergleichenden Messungen des Absorptionskoeffizienten von Mangan für die Resonanzneutronen verschiedener Elemente bei

ihm eine Resonanzstelle unterhalb 0,4 eV vermuteten. Auch aus den Messungen von Michiels und Saxton¹⁷, bei denen die Temperaturabhängigkeit der Aktivität bestimmt wurde, könnte man bei Mangan auf eine Resonanzstelle dicht oberhalb des thermischen Gebiets schließen. Der hier gefundene Q -Wert 1,46 stimmt dagegen genau mit dem Mittelwert für die $1/v$ -Elemente überein. Dieses Ergebnis paßt an sich besser zu dem nicht sehr großen Absolutwert des Einfangquerschnittes des Mn ($11 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$), weil Resonanzstellen sehr nahe am thermischen Gebiet und die daraus folgenden größeren Abweichungen vom $1/v$ -Gesetz sonst nur bei Elementen mit sehr großem Einfangquerschnitt beobachtet sind, wie es ja nach der Resonanztheorie auch zu erwarten ist. Horvath und Salant finden auch bei Cl und Co Resonanzstellen in der Nähe von 1 eV, was nicht im Widerspruch mit unseren Ergebnissen steht, weil nach S. 246 nur bei Lage der Resonanzstelle unterhalb 1 eV deutliche Abweichungen vom $1/v$ -Gesetz im thermischen Gebiet auftreten können*.

Bei Dysprosium hat man aus der Tatsache, daß es in Cadmiumhülle nur sehr schwach aktivierbar ist, auf eine Resonanzstelle unterhalb kT geschlossen. Unsere Tabelle zeigt aber auch für Dy innerhalb der Fehlergrenze keine Abweichung vom $1/v$ -Gesetz. Zum gleichen Ergebnis kommt Riezler bei seinen neuen Versuchen (s. Tab. 1). Da der Einfangquerschnitt von Dy recht hoch ist (etwa $800 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$), wäre hier das Vorhandensein einer Resonanzstelle nahe bei kT an sich plausibel. Nun besitzt Dy im Gegensatz zu Mn mehrere Isotopen, und man muß nach Messungen des Einfangquerschnittes nach der Aktivitätsmethode^{27, 28} annehmen, daß das zur Aktivität führende Isotop nur für $1/3$ bis höchstens $1/2$ des Einfangquerschnittes verantwortlich ist**. Hier bliebe also die Möglichkeit, daß die Resonanzstelle eines anderen Isotops mit großem Einfangquerschnitt nahe oberhalb kT liegt, und daß nur die allein der Messung mit unserer Methode zugängliche Summe der Einfangquerschnitte der Einzel-

* Bei Mangan, Chlor und Kobalt (und auch bei Eisen und Kupfer) sind in Übereinstimmung hiermit auch mit dem hochauflösenden Columbia-Spektrometer²⁶ keine Resonanzstellen unterhalb 1 eV gefunden worden.

** Von A. Flammersfeld²⁹ wurde eine neue, kurzlebige und sehr weiche Dysprosium-Aktivität gefunden, die einem angeregten Zustand eines der stabilen Isotope zugeordnet wird, und deren Erzeugung einen wesentlichen Teil dieser Differenz der Wirkungsquerschnitte zu decken scheint.

²⁵ W. J. Horvath u. E. O. Salant, Physic. Rev. **59**, 154 [1941].

²⁶ W. W. Havens, L. I. Rainwater, C. S. Wu u. J. R. Dunning, Physic. Rev. **70**, 136, 154 [1946]; **71**, 65, 165, 174 [1947]; **73**, 733 [1948].

²⁷ F. G. Houtermans, Z. Physik **118**, 424 [1941].

²⁸ K. Sinma u. F. J. Masaki, Physic. Rev. **59**, 402 [1941].

²⁹ A. Flammersfeld, Z. Naturforsch. **1**, 190 [1946].

isotopen im Mittel bei kT das $1/v$ -Gesetz befolgt. Auf eine solche Möglichkeit hat auch Riezler hingewiesen. Eine sichere Entscheidung wäre hier wohl am ehesten zu erbringen, wenn man sowohl den Gesamtquerschnitt wie auch die Aktivität als Funktion der Neutronenenergie mit einem Neutronenspektrometer verfolgen könnte. Da Dy oft als Indikator-Substanz verwendet wird, ist eine genaue Kenntnis der Geschwindigkeitsabhängigkeit von Aktivität und Absorption auch von praktischer Bedeutung*.

Eindeutige Abweichungen vom $1/v$ -Gesetz zeigen nach Tab. 2 nur Cadmium und Samarium mit fast geschwindigkeitsunabhängigem σ_{Abs} , und Europium, Gadolinium und Quecksilber mit steilerem Abfall als $1/v$. Die Ergebnisse an den drei Seltenen Erden passen sehr gut zu den neuen Messungen Riezlers; auch er findet für Europium einen noch steileren Abfall als für Gadolinium. Für Samarium ist von allen bisherigen Beobachtern, ebenso wie hier, ein nahe bei 1 liegender Wert für den Temperatureffekt gefunden worden. Der bei Cadmium beobachtete leichte Anstieg von σ_{Abs} mit der Temperatur, im Gegensatz zu dem schwachen Abfall der früheren Beobachter, könnte mit der Verwendung der höheren mittleren Temperatur zusammenhängen, da ja andererseits Fomin und Mitarbb.⁴¹ bei ihren Messungen bis hinab zu 20°K den größten bisher bei Cd gefundenen Abfall angeben. Endlich muß bei Quecksilber ein über das $1/v$ -Gesetz hinausgehender T.E.-Wert, der schon von früheren Beobachtern (z. B. Fink*) vermutet wurde, nach Tab. 2 als eindeutig gesichert gelten.

Bei diesen fünf, vom $1/v$ -Gesetz abweichenden Substanzen wollen wir nun unter Voraussetzung einer einzigen Resonanzstelle die nach Abb. 1 möglichen Werte von Resonanzenergie und Resonanzbreite festlegen. Als Meßenergie E wollen wir dabei die zum Mittelwert unserer Temperaturen (386°K) gehörige Energie $0,032\text{ eV}$ einsetzen. Die Größen ϵ und γ der Abb. 1 bedeuten dann E_r und Γ in $0,032\text{ eV}$ als Einheit. Bei Cd

und Sm mit Exponenten nahe bei 0 muß nach Abb. 1 die Resonanzstelle oberhalb kT , aber unabhängig von ihrer Breite unterhalb $\epsilon = 5$, d. h. $E = 0,16\text{ eV}$ liegen. Ebenso wird φ nur für $\gamma < 4$ gleich 0, die Resonanzbreite müßte also kleiner als $0,12\text{ eV}$ sein. Mehr läßt sich bei Samarium bisher überhaupt nicht sagen. Für Cd hat früher schon Bethe⁵ (S. 149) unter Zugrundelegung von Temperatureffekt und oberer Energiegrenze der starken Absorption $E_r = 0,16\text{ eV}$ und $\Gamma = 0,17\text{ eV}$ berechnet, während Baker und Bacher³¹ mit ihrem Spektrometer die Werte $E_r = 0,14\text{ eV}$ und $\Gamma = 0,12\text{ eV}$ fanden. Aus den letzten Werten würde man allerdings nach Abb. 1 einen T.E.-Wert von 1,03 folgern, während hier 0,93 gemessen wurde. Das würde auf eine etwas tiefere Lage der Resonanzstelle hindeuten.**

Der T.E.-Wert des Quecksilbers 1,31 entspricht einem Abfall mit etwa $v^{-1,3}$ bzw. $E^{-0,65}$, wenn man die Maxwell-Korrekturen der Abb. 2 für diesen Fall interpoliert. Man würde daraus nach Abb. 1 auf eine Lage der Resonanzstelle bei ungefähr $\epsilon = -10$ oder $-0,3\text{ eV}$ schließen müssen, wenn die Resonanzlinie nicht wesentlich breiter ist als $0,3\text{ eV}$. Die daneben auch für eine schmalere Linie noch mögliche, sehr spezielle Lage unmittelbar bei kT , etwa bei $+0,020\text{ eV}$, hätte wohl bei den früheren Tieftemperaturversuchen keine Abweichung vom $1/v$ -Gesetz geben dürfen. Kimura³² hat bei Hg auch für den Streuquerschnitt eine durch Resonanzstreuung verursachte Energieabhängigkeit gefunden und schließt aus Messungen über die Streuung des Hg für die Resonanzneutronen verschiedener Elemente auf eine $E_r = -0,1\text{ eV}$ bei $\Gamma = 0,1\text{ eV}$. Daraus würde aber nach Abb. 1 ein zu unseren Messungen nicht passendes φ von etwa 0,90 folgen. Die von Goldsmith und Manley³³ aus Bor-Absorptionsmessungen gemachte Feststellung, daß die Resonanzenergie des Hg oberhalb der des Cd liegen soll, wäre nur bei stärkerer Mitwirkung mindestens eines zweiten Niveaus zu verstehen.

** Mit den Argonne- und dem Clinton-Kristallspektrometer wurde die Resonanzenergie des Samariums zu $0,096\text{ eV}$, die Breite zu etwa $0,035\text{ eV}$ bestimmt. Bei Cadmium bestätigen die verschiedensten Spektrometermessungen Werte von etwa $0,176\text{ eV}$ für die Energie und $0,155\text{ eV}$ für die Breite des Niveaus.

³¹ R. F. Bacher, C. P. Baker u. B. D. McDaniel, Physic. Rev. **69**, 443 [1946].

³² Kimura, Physic. Rev. **60**, 688 [1941].

³³ H. H. Goldsmith u. J. H. Manley, Physic. Rev. **51**, 1022 [1937].

* Die Neutronendurchlässigkeit des Dysprosiums wurde im Argonne-Laboratorium mit dem Kristallspektrometer und dem mechanischen Selektor³⁰ zwischen $0,007$ und 20 eV genau gemessen. Die Ergebnisse bestätigen die obigen Erwartungen, lassen aber noch kaum eindeutige Schlüsse auf die Lage der Resonanzstellen zu. Auch die Zuordnung zu den Isotopen scheint noch nicht weiter geklärt zu sein.

³⁰ W. I. Sturm u. S. H. Turkel, Physic. Rev. **70**, 103 [1946]; **71**, 556 [1947].

Da wir hier überhaupt nur speziellere Aussagen bei Voraussetzung einer Resonanzstelle machen können, bleiben bei mehreren, bei Hg evtl. auf verschiedene Isotope verteilten Resonanzstellen noch sehr viele Möglichkeiten für ihre Energien und Breiten.*

Bei Gadolinium und Europium hängt endlich wegen ihrer größeren T.E.-Werte der Exponent des Abfallgesetzes stärker von der in Abb. 2 dargestellten Maxwell-Korrektur ab. Bei Zugrundelegung der Korrekturen von Abb. 2 erhält man für Gd und Eu wahre T.E.-Werte von 1,49 bzw. 1,56 und die zugehörigen Exponenten $\varphi = 0,85$ bzw. 0,95. Dann ergibt sich aus Abb. 1, daß bei beiden Elementen E_r unterhalb kT , aber unabhängig von Γ oberhalb $-0,13$ eV ($\epsilon = -4$) liegen muß, und daß Γ kleiner als etwa 0,15 eV ist. Für Eu sind natürlich die Einschränkungen noch etwas schärfer. Da Eu nur zwei, Gd aber 5 etwa gleich häufige Isotope besitzt, der Einfangquerschnitt von Gd aber trotzdem den des Eu um fast einen Faktor 10 übertrifft, muß wohl nach Gl. (1) das

* Die Messungen an Quecksilber mit dem Columbia- und Clinton-Spektrometer ergeben *keinen* stärkeren Abfall im thermischen Gebiet als $1/v$. Eine Resonanzstelle bei $-2,0$ eV, auf die aus dem Gesamtverlauf bis 10 eV geschlossen wird, hätte sich in den vorliegenden Messungen nicht bemerkbar machen können.

Verhältnis von Γ_N zu Γ (Neutronenbreite zu Gesamtbreite des Niveaus) für Gd wesentlich größer sein als für Eu, selbst wenn man von der innerhalb der eben abgeleiteten Grenzen noch bestehenden Möglichkeiten Gebrauch macht, die Resonanzstelle des Gd möglichst nahe bei kT und die des Eu nahe bei $-0,13$ eV anzunehmen.**

Die hier beschriebenen Versuche sind im Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik in Berlin-Dahlem 1942 bis 1943 durchgeführt worden; sie konnten aus äußeren Gründen bisher nicht veröffentlicht werden. Ich halte die späte Veröffentlichung dieser Messungen trotz der außerordentlichen Fortschritte, die inzwischen in Amerika in der Neutronenspektrometrie erzielt wurden, für gerechtfertigt, weil die hier angewandte Methode sich durch die Ausschaltung der Streuung von den amerikanischen Durchlässigkeitsmessungen unterscheidet. Um den Zusammenhang der Arbeit, die bei Kriegsende abgeschlossen wurde, nicht zu unterbrechen, habe ich auf die Ergebnisse der amerikanischen Spektrometerarbeiten in Fußnoten hingewiesen.

** Auch die Untersuchungen an Gadolinium und Europium im Argonne-Laboratorium liefern einen steileren Abfall als $1/v$ für Gadolinium bei 0,03 eV und einen fast exakten $1/v^2$ -Abfall für Europium. Bei Gadolinium scheint die Hauptresonanz gerade bei etwa 0,03 eV zu liegen, was zu einer stärkeren Krümmung der genauen Absorptionskurve an dieser Stelle führt. Europium hat Resonanzstellen bei 0,46 eV und höheren Energien und die bei meinen thermischen Messungen allein maßgebende Resonanz unterhalb 0,03 eV, deren Lage nicht genau bestimmt ist.

Beziehungen zwischen der Kernladungszahl, effektiven Kernladungszahl und Verbrennungswärme

Von BENNO LENHARD*

(Z. Naturforschg. 4a, 257—261 [1949]; eingegangen am 22. Juli 1948)

Angabe einer Näherungsformel für die Berechnung der effektiven Kernladungszahlen aus den Kernladungszahlen und Hauptquantenzahlen und einer Formel für die Berechnung der Verbrennungswärmen der Kohlenwasserstoffe aus den Kernladungszahlen.

§ 1. Die effektive Kernladung

Bei empirisch bekannter Ionisierungsenergie E kann man die effektive Kernladung eines neutralen Atoms berechnen aus:

$$Z_{\text{eff}} = \bar{n} \sqrt{E/R\hbar}, \quad (1)$$

wo R = Rydberg-Frequenz, $\hbar$ = Plancksches Wirkungsquantum und $\bar{n}$ = Hauptquantenzahl des

äußersten Elektrons im Grundzustand, also z. B. bei Na $\bar{n} = 3$. Verf. fand nun, daß für die Alkaliatome, bei welchen nur ein s -Elektron, und für die Elemente B, Al, Ga, In und Tl, bei welchen nur ein p -Elektron Valenzelektron ist, in erster Annäherung gesetzt werden kann:

$$Z_{\text{eff}} = \sqrt{Z_1 \bar{n}}, \quad (2)$$

wie Tab. 1 zeigt:

* Z. Zt. (13a) Kulmbach, Fischergasse 13.