

herung nach Gl. (45) bzw. (49) berechnet werden. Zur Erläuterung wurde der Gang der Rechnung für Indium in Tab. 4 zusammengefaßt. Dort ist auch die mit wachsender Foliendicke d abnehmende Größe $0,71 \bar{\lambda}$ angegeben.

Der Verlauf der Näherungsfunktionen ist in den Abb. 5 bis 8 aufgetragen. Hiernach hat die Berücksichtigung der Randbedingung Gl. (35) eine erhebliche Änderung des Kurvenverlaufes gegenüber der ersten Näherung zur Folge, weil die mittlere Extrapolationslänge $0,71 \bar{\lambda}$ nicht klein gegen die Foliendicke ist. Ein weiterer Näherungsschritt, bei dem $\bar{\lambda}$ aus der zweiten Näherung für $f_0(z, s)$ zu berechnen wäre, würde demgegenüber keine wesentliche Änderung mit sich bringen, da $\bar{\lambda}$ nur wenig von der Randbedingung abhängt.

Zum Vergleich sind in Abb. 5 bis 8 die gemessenen Absorptionskurven eingezeichnet. Für Alumi-

nium verläuft die Meßkurve im Gebiet zwischen den beiden Näherungsfunktionen. Eine genauere Übereinstimmung ist hier auch nicht zu erwarten, da die elementare Theorie für Al wegen $b=0,5$ versagt. Aber bereits für Indium ($b=0,12$) und erst recht für Gold ($b=0,07$) werden die Meßpunkte von der zweiten Näherung bis auf wenige Prozent wiedergegeben. Eine derart gute Übereinstimmung über den ganzen Kurvenverlauf war wegen der Vernachlässigung in der Theorie von vornherein kaum zu erwarten; z. B. wegen des abrupten Überganges der geradlinigen Elektronenausbreitung in die Diffusion bei unserer Näherung wären Abweichungen für kleine Schichtdicken denkbar. Die geringfügigen Abweichungen beim Auslaufen der Absorptionskurven ($d > 50 \text{ mg/cm}^2$) können durch die vernachlässigte Inhomogenität der Elektronenenergie und die dort nicht mehr streng erfüllte Bedingung $z \ll \tau/\lambda$ Gl. (25) erklärt werden.

Die Aktivierungsquerschnitte von Mn^{55} , Cu^{63} , Pd^{108} und In^{115} für thermische Neutronen*

Von H. MEISTER **

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen
(Z. Naturforsch. 13 a, 820—822 [1958]; eingegangen am 13. Mai 1958)

Es wurden kreisscheibenförmige Folien der untersuchten Substanzen in einer Standardgeometrie mit thermischen Neutronen aktiviert und durch Vergleich der mit dem 4π -Zählrohr gemessenen Sättigungsaktivitäten deren Aktivierungsquerschnitte bestimmt. Die auf Au^{197} mit $\sigma_{\text{act}}=98,7$ barn bezogenen Ergebnisse werden mit den von HUGHES u. a.¹ angegebenen Werten verglichen.

Aus Mn, Cu, Pd, In und Au wurden metallische Folien von 12 mm Durchmesser und einigen mg/cm^2 Schichtdicke hergestellt und einzeln im thermischen Neutronenfeld einer Standardanordnung ($40 \times 45 \times 60 \text{ cm}^3$ Paraffin) aktiviert, wie dies in einer vorangehenden Arbeit² genauer beschrieben wurde. Als Neutronenquelle diente hierbei eine 500 mC Ra + Be-Quelle. Anschließend wurde die β -Aktivität der Folien mit dem 4π -Zählrohr gemessen. Bei einem thermischen Neutronenfluß $v_0 n$ erhält man dann als spezifische Zählrate (pro g der aktivierten Substanz) in der Sättigung

$$v = v_0 n \mu_{\text{act}} g s_{\beta} w, \quad (1)$$

wobei
$$\mu_{\text{act}} = p_i \frac{\sigma_{\text{act}} N_L}{A}, \quad (2)$$

* Aus der Göttinger Dissertation 1957.

** Jetzt: Reaktorstation Karlsruhe, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik.

σ_{act} = Aktivierungsquerschnitt, p_i = relative Häufigkeit des aktivierten Isotops, A = Atomgewicht, N_L = LOSCHMIDT-Zahl. Der Faktor g berücksichtigt die Schwächung des Neutronenfeldes im Innern der Folie, s_{β} die Selbstabsorption der β -Strahlung; w ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohres. Bei Kenntnis dieser Korrekturfaktoren kann man durch Vergleich der gemessenen spezifischen Zählraten v bei zunächst unbekanntem Neutronenfluß $v_0 n$ die Größe μ_{act} und nach Gl. (2) den Aktivierungsquerschnitt σ_{act} relativ zu einer Bezugssubstanz bestimmen.

Bei unseren Messungen wurde Gold als Bezugssubstanz verwendet, dessen Absorptionsquerschnitt bei $v_0 = 2200 \text{ m/sec}$ mit großer Genauigkeit bekannt

¹ D. J. HUGHES u. J. A. HARVEY, Neutron Cross Sections, Brookhaven National Laboratory, 1955.

² H. MEISTER, Z. Naturforsch. 13 a, 722 [1958].



ist ³: $\sigma_a = 98,7 \pm 0,6$ barn. Gold besteht aus dem reinen Isotop Au^{197} ; da bei Einfang thermischer Neutronen außer dem mit $T_{1/2} = 2,70$ d zerfallenden Au^{198} kein weiteres Isomer bekannt ist, konnten wir annehmen:

$$\sigma_{\text{act}} = 98,7 \pm 0,6 \text{ barn.}$$

Der Aktivierungsquerschnitt $\sigma_{\text{act}}(v)$ unserer Substanzen verläuft im thermischen Bereich nach $1/v$. Die Größe $v n \sigma_{\text{act}}(v)$ ist also unabhängig von v , so daß die Geschwindigkeitsverteilung des Neutronenfeldes nicht in die Messung eingeht. Es ist dann in Gl. (1) für μ_{act} bzw. σ_{act} der Wert bei der Stan-

dardgeschwindigkeit v_0 einzusetzen, für die, wie allgemein üblich, $v_0 = 2200$ m/sec gewählt wird. Die Neutronentemperatur ist lediglich für den Korrekturfaktor g von Bedeutung. Nach Messungen von KÜCHLE ⁴ konnte hierbei $T = 293 \pm 20$ °K (entsprechend $v_0 = 2200$ m/sec) angenommen werden.

Bei In und Au allerdings wird der $1/v$ -Verlauf im thermischen Bereich durch die Resonanzstelle bei 1,46 bzw. 4,91 eV etwas gestört. Der Beitrag der Resonanzstelle zur Aktivierung durch thermische Neutronen wurde nach der BREIT-WIGNER-Formel numerisch berechnet und durch einen zusätzlichen Korrekturfaktor $f_{1/v}$ in Gl. (2) berücksichtigt:

$$f_{1/v} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \sigma_{\text{act}}(E) e^{-E/E_0} \frac{E}{E_0} \frac{dE}{E_0} / \sigma_{\text{act}}(E_0), \quad E_0 = 0,025 \text{ eV.} \quad (3)$$

Substanz:	Mn^{55}	Mn^{55}	Cu^{63}	Pd^{108}	In^{115}	Au^{197}
Quellabstand	12 cm	9 cm	9 cm	9 cm	12 cm	12 cm
δ mg/cm ²	12,60	12,60	5,62	6,58	4,86	9,70
v min ⁻¹ mg ⁻¹	88,9	120,3	14,83	17,78	540,7	191,9
	$\pm 0,5$	$\pm 0,7$	$\pm 0,10$	$\pm 0,27$	$\pm 2,7$	$\pm 0,8$
g	0,994	0,994	0,999	0,999	0,984	0,990
$s\beta$	0,930	0,930	0,875	0,645	0,915	0,860
	$\pm 0,020$	$\pm 0,020$	$\pm 0,020$	$\pm 0,050$	$\pm 0,018$	$\pm 0,018$
w	1,000	1,000	0,58	1,955	1,000	1,000
			$\pm 0,03$	$\pm 0,020$		
$v_0 n \mu_{\text{act}}$	96,2	130,1	29,25	14,11	600,6	225,5
	$\pm 2,1$	$\pm 2,8$	$\pm 1,6$	$\pm 1,1$	$\pm 12,0$	$\pm 4,5$
μ_{act} cm ² /g	0,1293	0,1294	0,0291	0,0140	0,807	0,303
A	54,93		63,54	106,7	114,8	197,2
p_i	0,895*		0,691	0,267	0,958	1,000
$f_{1/v}$	1,000		1,000	1,000	1,019	1,005
σ_{act} barn	13,19		4,44	9,3	157,6	98,7
	$\pm 0,38$		$\pm 0,26$	$\pm 0,7$	$\pm 4,4$	(Bez.-wert)
Tabellenwerte nach HUGHES u. a. ¹ :						
σ_{act} barn	13,4		3,9	12	145	96
	$\pm 0,3$		$\pm 0,8$	± 3	± 15	± 10
σ_a barn	13,2		4,3			98,7
(reines Isotop)	$\pm 0,4$		$\pm 0,3$			$\pm 0,6$

* Mn-Gehalt der Mn-Ni-Legierung = 89,5%.

Tab. 1. Bestimmung der Aktivierungsquerschnitte.

³ R. S. CARTER, H. PALEVSKY, V. W. MYERS u. D. J. HUGHES, Phys. Rev. **92**, 716 [1953].

⁴ M. KÜCHLE, Diplomarbeit, Göttingen 1955.

Der Aktivitätsvergleich wurde für Folien einer Schichtdicke δ von etwa 5 mg/cm^2 durchgeführt, bei denen einerseits die Korrekturen wegen β - und Neutronenabsorption, andererseits aber auch die statistischen Fehler der Zählrate nicht zu groß sind. Die gemessenen Zählraten ν sind in Tab. 1 angegeben; hierbei ist der durch die epithermischen Neutronen bedingte Anteil bereits abgezogen². Der β -Selbstabsorptionsfaktor s_β wurde in der vorangehenden Arbeit² empirisch bestimmt; auch der Korrekturfaktor g wurde dort für unsere Folien berechnet. Als Ansprechwahrscheinlichkeit des 4π -Zählrohres konnte für ionisierende Strahlung $w = 1,00 \pm 0,01$ angenommen werden². Mit diesen Werten wurde in Tab. 1 nach Gl. (1) die Größe $\nu_0 n \mu_{\text{act}}$ berechnet.

Bei Cu^{64} tritt außer den β^+ - und β^- -Übergängen zu Ni^{64} und Zn^{64} auch K-Einfang auf. Der geringe Effekt der hierbei auftretenden RÖNTGEN-Quanten bzw. AUGER-Elektronen konnte vernachlässigt werden. Aus dem Verzweigungsverhältnis⁵

$$N_{\beta^-} : N_{\beta^+} : N_K = 2,0 : 1 : 2,2$$

erhält man daher als mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit $w = 0,58$.

Bei Pd^{109} entsteht als Folgeprodukt des β -Zerfalls das Isomer Ag^{109*} ($T_{1/2} = 40 \text{ sec}$, $E = 87,5 \text{ keV}$), das mit Pd^{109} im Zerfallsgleichgewicht steht. Aus dessen Konversionskoeffizient⁶ $\alpha = 21,0$ erhält man als Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Elektrons 0,955 und somit $w = 1,955$.

Mit dem bekannten Aktivierungsquerschnitt von Au^{197} erhielten wir nach Gl. (1) als thermischen

Neutronenfluß am Meßort:

bei einem Quellabstand von 12 cm :

$$1,24 \cdot 10^4 \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-2},$$

bei einem Quellabstand von 9 cm :

$$1,68 \cdot 10^4 \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-2},$$

(der Vergleich der Neutronenflüsse in beiden Geometrien wurde mittels Mn-Folien durchgeführt).

Nach Gl. (2) wurde sodann der Aktivierungsquerschnitt σ_{act} der übrigen Substanzen (bezogen auf das Reinisotop) bestimmt und in Tab. 1 mit den bei HUGHES u. a.¹ angegebenen Werten für σ_{act} und σ_a verglichen. Hierbei zeigt sich grundsätzlich Übereinstimmung mit den Tabellenwerten im Rahmen ihrer Fehlergrenzen. Für Mn^{55} und Cu^{63} nähern sich unsere Werte mehr den Absorptionsquerschnitten des betreffenden Isotops ($\sigma_a = 13,2$ bzw. $4,3$ barn). Die für Pd^{108} und In^{115} angegebenen Tabellenwerte ($\sigma_{\text{act}} = 12 \pm 3$ bzw. 145 ± 15 barn) stützen sich lediglich auf die Bestimmung von SEREN u. a.⁷ Demgegenüber finden wir $\sigma_{\text{act}} = 9,3 \pm 0,7$ bzw. $157,6 \pm 4,4$ barn.

Die Fehlergrenzen unserer Messung sind im wesentlichen durch die β -Selbstabsorption bedingt, bei Cu^{63} durch die Unsicherheit des Verzweigungsverhältnisses.

Herrn Prof. WIRTZ danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit.

⁵ E. PLASSMANN u. F. R. SCOTT, Phys. Rev. **84**, 156 [1951]. — R. BOUCHEZ u. G. KAYAS, J. Phys. Radium **10**, 110 [1949].

⁶ A. H. WAPPSTRA, Ark. Phys. **7**, 265 [1954].

⁷ L. SEREN, H. N. FRIEDLANDER u. S. H. TURKEL, Phys. Rev. **72**, 888 [1947].

Bestimmung der Diffusionsparameter thermischer Neutronen in Wasser nach einer Vergiftungsmethode

Von K. H. BECKURTS und O. KLÜBER

Aus dem Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
der Kernreaktor-Bau- und Betriebsgesellschaft mbH., Karlsruhe
(Z. Naturforsch. **13 a**, 822—825 [1958]; eingegangen am 30. Juli 1958)

Es wird über die Bestimmung der Diffusionsparameter thermischer Neutronen in leichtem Wasser nach einem einfachen stationären Verfahren berichtet. Die Analogie dieses Verfahrens zum nichtstationären Impulsverfahren wird diskutiert. Die Resultate werden mit den Ergebnissen neuerer Bestimmungen nach der Impulsmethode verglichen.

Für die aus der Relaxationslänge eines thermischen Neutronenfeldes bestimmbare Diffusionslänge L gilt bekanntlich:

$$\frac{1}{L^2} = \frac{\nu \Sigma_a}{D}. \quad (1)$$

Dabei ist $\nu \Sigma_a \text{ sec}^{-1}$ die Absorptionswahrscheinlichkeit, die bei reinem $1/\nu$ -Absorber vom Neutronenspektrum nicht abhängt; $D = \lambda_{\text{tr}} \bar{v}/3 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ ist der Diffusionskoeffizient. D stellt einen Mittelwert über das Neutronenspektrum dar, das bei sehr schwacher