

KFK-229

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Mai 1964

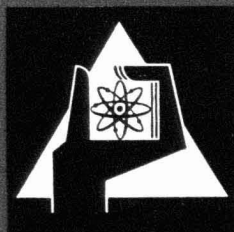
KFK 229

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Zur Messung und Berechnung der Resonanzabsorption von Neutronen
in Goldfolien

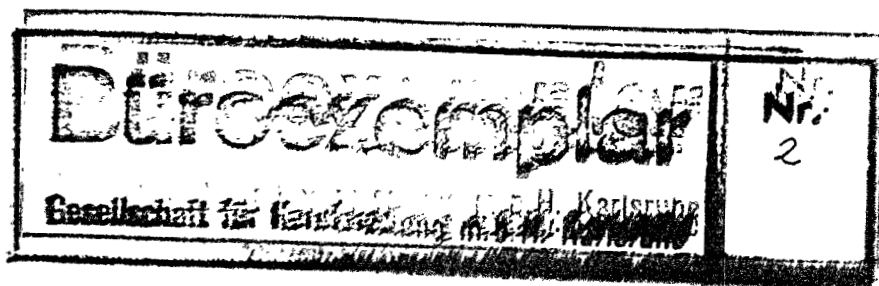
Manfred Brose

Gesellschaft für Kernforschung m. b. H.
Zentralbücherei
7. Okt. 1964



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



Gesellschaft für Kernforschung m. b. H.
Zentralbücherei

7. Okt. 1964

Zur Messung und Berechnung der Resonanzabsorption von Neutronen in Goldfolien

Von MANFRED BROSE

(Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik des Kernforschungszentrums Karlsruhe*)

Mit 2 Textabbildungen

(Eingegangen am 20. Dezember 1963)

Zusammenfassung. In Abschnitt 1 dieser Arbeit werden die Meßergebnisse der Resonanzintegrale von Goldfolien angegeben. In der vorstehenden Arbeit wurden Näherungsformeln entwickelt, die eine Berechnung der Resonanzintegrale in Plattengeometrie gestatten. Die Formeln werden in Abschnitt 2 auf Gold angewandt und ein Vergleich von Experiment und Theorie durchgeführt.

Einleitung

Die Kenntnis der Resonanzabsorption in Goldfolien ist von großem praktischen und theoretischen Interesse. Goldfolien finden zahlreiche Anwendung bei Messungen in thermischen und epithermischen Neutronenfeldern. Zur Auswertung dieser Messungen ist jedoch eine genaue Kenntnis des Resonanzintegrals unerlässlich. Bisher sind aber nur wenige Messungen des Resonanzintegrals von Goldfolien durchgeführt worden [1, 2].

Da ca. 95% der Resonanzabsorption von Neutronen in Gold in einer Resonanz erfolgt, und da ferner die Parameter dieser Resonanz sehr genau bekannt sind [3], sollte im Falle von Gold gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie zu erreichen

sein. Erleichternd kommt noch hinzu, daß der Doppler-Effekt in allen energetisch höher liegenden Goldresonanzen nur gering ist. Wegen dieser Eigenschaften kann man Gold als einen „idealen“ Resonanzabsorber bezeichnen.

1. Messung der epithermischen Selbstschirmungsfaktoren G von Goldfolien

1.1. Definitionen und Meßverfahren

In thermischen Reaktoren kann man drei Bereiche des Neutronenspektrums unterscheiden: das primäre schnelle Spaltspektrum für Neutronenenergien oberhalb 100 keV, das sich anschließende Bremsspektrum und ein thermisches Neutronenfeld, welches mit der thermischen Energieverteilung der Moderatorkerne nahezu im Gleichgewicht steht. Unter Vernachlässigung des primären Spaltspektrums, das im Rahmen

* Auszug aus der Dissertation des Verfassers, Karlsruhe 1962.

dieser Arbeit nicht berücksichtigt werden soll, kann für das Neutronenspektrum im Moderator eines thermischen Reaktors folgender Ansatz gemacht werden:

$$\Phi(E) dE = \Phi_{th} \frac{E}{E_T} e^{-\frac{E}{E_T}} \frac{dE}{E_T} + \Phi_{epi} \frac{\Delta(E)}{E} dE \quad (1.1)$$

Φ_{th} integraler thermischer Fluß,
 E_T wahrscheinlichste Neutronenenergie des thermischen Neutronenfeldes, $E_T = kT$ mit T = Neutronentemperatur,
 Φ_{epi} epithermischer Fluß pro Lethargieeinheit,
 $\Delta(E)$ „joining function“, sie schneidet das $1/E$ Bremspektrum beim Übergang in das thermische Neutronenfeld zwischen 0,1 und 0,4 eV ab.

Setzt man die Gültigkeit des Ansatzes (1.1) voraus, dann kann man die Absorptionsrate C im Reaktor folgendermaßen beschreiben:

$$C = N \sigma_{eff} V \Phi_{th} + N I V \Phi_{epi} \quad (1.2)$$

N Teilchenzahl pro cm^3 des Absorbers,
 V Absorbervolumen in cm^3 ,
 σ_{eff} effektiver mikroskopischer Wirkungsquerschnitt für das thermische Spektrum [cm^2],
 I Resonanzintegral [cm^2].

Infolge des speziellen Verlaufs des Neutronenabsorptionsquerschnittes von Kadmium ist es näherungsweise möglich, die epithermische Absorption getrennt von der thermischen zu messen. Das Kadmiumisotop $^{48}Cd^{113}$ hat bei 0,178 eV eine ausgeprägte Absorptionsresonanz, wodurch Kadmium für thermische Neutronen fast undurchlässig ist. Oberhalb 0,178 eV fällt der Absorptionsquerschnitt stark ab, so daß das epithermische Spektrum nur unwesentlich geschwächt wird. Die effektive Abschneidegrenze ist von der Kadmiumdicke und -geometrie abhängig und liegt zwischen 0,5 und 0,7 eV. Da andererseits die „joining function“ das epithermische Spektrum zwischen 0,1 und 0,4 eV abschneidet, werden auch noch zum Teil epithermische Neutronen vom Kadmium absorbiert, die man nicht mehr messen sondern nur noch rechnerisch erfassen kann. Ein unter Kadmium gemessenes Resonanzintegral I ist daher nicht mit dem Resonanzintegral identisch, wie es in Gl. (1.2) auftritt. Der Unterschied ist jedoch nur klein, so daß es trotzdem sinnvoll ist, Resonanzintegrale unter Kadmium zu messen. Hierfür stehen unter anderem zwei Verfahren zur Verfügung:

1. Messung der im Resonanzabsorber durch Neutronenabsorption erzeugten Radioaktivität.

2. Messung der Reaktivitätsveränderung durch Oszillation der Meßprobe in einer Kadmiumröhre innerhalb eines Reaktors.

Das Verfahren 1 ermöglicht größere Genauigkeit, wenn keine langlebigen Isomere des Tochterkerns vorhanden sind und somit Absorptions- und Aktivierungsquerschnitt über den gesamten Bereich der Neutronenenergien identisch sind. In die Messungen nach dem Verfahren 2 können viele Fehlerquellen eingehen, z. B. Störung des Reaktors durch die Kadmiumröhre und Streuung von Neutronen in der Meßprobe.

Verfahren 1 liegt den Messungen dieser Arbeit zugrunde. Die Messung kann an Hand der von den radioaktiven Kernen ausgesandten β - oder γ -Strahlung erfolgen. Eine Registrierung der β -Strahlung ist jedoch ungeeignet, da die Elektronen beim Durchgang durch Materie einer starken Absorption unterliegen. Daher gibt die β -Aktivität des Absorbers kein brauchbares Maß für die Neutronenabsorption. Hingegen

tritt diese Schwierigkeit bei der Registrierung der γ -Strahlung nicht in gleichem Maße auf. Nach (1.2) gilt für die spezifische epithermische Absorptionsrate:

$$\frac{C_{epi}}{V} = N I \Phi_{epi} \quad (1.3)$$

Geht man zu sehr kleinen Volumina über, so strebt (1.3) gegen einen Grenzwert

$$\lim_{V \rightarrow 0} \frac{C_{epi}}{V} = N I_{\infty} \Phi_{epi} \quad (1.4)$$

Hierbei ist mit I_{∞} der Grenzwert des Resonanzintegrals für „kleinste Volumina“ oder „unendliche Verdünnung“ gemeint. Aus (1.3) und (1.4) folgt:

$$\frac{\frac{C_{epi}}{V}}{\lim_{V \rightarrow 0} \frac{C_{epi}}{V}} = \frac{I}{I_{\infty}} = G \quad (1.5)$$

Auf Gl. (1.5) basiert das dieser Arbeit zugrunde liegende Meßverfahren: Es wird die spezifische γ -Aktivität A_0 des Resonanzabsorbers in relativen Maßeinheiten bestimmt und auf das Volumen Null extrapoliert. Man erhält damit den Normierungswert. Mißt man die wahre spezifische Aktivität A_0 , die nicht durch γ -Selbstabsorption verfälscht ist, so kann man A_0 unmittelbar an Stelle von C in (1.5) einsetzen. Gewöhnlich ist aber auch bei γ -Strahlung eine schwache Absorption vorhanden. Wie im Anhang gezeigt wird, kann man für Foliengeometrie die gemessene Aktivität A auf A_0 nach der Gleichung

$$A_0 \approx \frac{A}{1 - \frac{1}{2} \Sigma_{\gamma} d} \quad (1.6)$$

Σ_{γ} makroskopischer γ -Absorptionsquerschnitt,
 d Foliendicke

umrechnen. Der Verlauf von $I(d)/I_{\infty}$ wird als epithermischer Selbstabschirmungsfaktor $G(d)$ bezeichnet.

1.2. Aktivierung der Goldsonden zwischen (Ra + Be)-Quellen

Die aktivierten Meßfolien bestanden aus kreisförmigen Scheiben von 18 mm Durchmesser. Goldsonden mit einer Flächenbelegung größer als 10 mg/cm^2 ($\sim 5 \mu$) wurden mit zwei 500 mC (Ra + Be)-Quellen in einem Paraffinmoderator aktiviert. Hierfür waren die (Ra + Be)-Quellen mit 11 cm Abstand der Quellmittelpunkte in einem Paraffinschieber angebracht. Der Schieber selbst bestand aus zwei Teilen und konnte zur Einfügung der Meßsonden und einer Monitorfolie auseinander genommen werden. Die beiden Quellen sowie die Kadmiumkapsel der Meßsonde und die Monitorfolie waren in dünnwandigen Aluminiumhülsen und Aluminiumtaschen gelagert, die in das Paraffin eingegossen waren. Hierdurch war eine Fixierung der vier Teile auf $\frac{1}{2}$ mm gewährleistet. Der Schieber konnte in das Zentrum eines Paraffinmoderators mit den äußeren Abmessungen $60 \times 60 \times 100 \text{ cm}$ eingeführt werden. Zwischen den Quellen lag ein epithermischer Fluß von $\Phi_{epi} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ vor, der für die Aktivierung von Goldsonden mit einer Dicke $\geq 5 \mu$ ausreichend war.

1.3. Aktivierung der Goldsonden auf einem Drehteller im Schwimmbadreaktor München (FRM)

Aus Intensitätsgründen war es nicht möglich, in der unter 1.2 beschriebenen Anordnung Goldsonden mit einer kleineren Flächenbelegung als 10 mg/cm^2

hinreichend zu aktivieren. Es mußten daher Bestrahlungen an einem Reaktor durchgeführt werden. Die an diese Bestrahlungen zu stellenden Forderungen lauten:

1. Die Zeitfaktoren für die Bestrahlungszeiten aller Sonden müssen gleich sein.

2. Die Bestrahlung der Sonden muß in demselben Fluß durchgeführt werden.

Diese beiden Forderungen ließen sich nur erfüllen, wenn man alle Sonden gleichzeitig an demselben Ort aktivieren würde. Nur in diesem Fall könnte man die Aktivität der Sonden direkt auswerten, ohne Zeitkorrekturen und Korrekturen in Hinblick auf die Reaktorleistung anbringen zu müssen. Man kann jedoch die Forderung: Bestrahlung am gleichen Ort zur selben Zeit abändern in: Bestrahlung zur selben Zeit und im Mittel an demselben Ort. Letztere Bedingungen lassen sich mit einem Teller erfüllen, auf dessen Rand die Sonden angebracht sind und der sich im Neutronenfeld dreht. Bei dieser Anordnung befinden sich die Sonden im Mittel an demselben Ort und auch der Zeitfaktor ist für alle Sonden identisch.

Die Sonden wurden in 1 mm dicken Kadmiumkapseln aktiviert, so daß thermische Transmission sicher vermieden wurde. Die Aktivierung erfolgte in einem Abstand von $r > 20$ cm vom Core des Schwimmbadreaktors. In diesem Abstand liegt ein annähernd konstantes Kadmiumverhältnis vor, und man kann mit einem guten $1/E$ -Spektrum rechnen.

1.4. Meßtechnik

Die aktivierten Sonden wurden in zwei γ -Szintillationsspektrometern ausgezählt. Beide Meßplätze bestanden aus Verstärker, Einkanal-Impulshöhenanalyzer, Zähler und Quarzuhr zur Bestimmung der Meßzeit. Die Meßköpfe enthielten Natriumjodidkristalle von $1 \times 1,5$ inch sowie Dumont Multiplier 6292. Die Energieauflösung der Meßplätze betrug ca. 12%. Zur Messung wurde die bekannte 412 keV- γ -Linie verwendet, die beim Übergang des angeregten Kernes $^{80}\text{Hg}^{198}$ in den Grundzustand emittiert wird. Die Registrierung der Sondenaktivität erfolgte in der Weise, daß bei maximal ausnutzbarer Kanalbreite der Einkanaldiskriminatoren von 7 V, der Photopeak symmetrisch im Fenster lag. Durch diese Art der Messung der γ -Aktivität konnte eine befriedigende Langzeitkonstanz der Meßplätze erreicht werden. γ -Quanten, die in der aktiven Sonde einen Photoprozeß oder eine Compton-Streuung ausführen, sind im wesentlichen von der Registrierung ausgeschlossen. Unterhalb der Meßkristalle wurden die Sonden in normierten Halterungen fixiert, die nur eine minimale Abdeckung der Sondenoberfläche verursachen.

1.5. Auswertung und Korrekturen an den primären Meßdaten

Zu Beginn jeder Messung wurde ein thermisch aktivierter 50 μ -Goldstandard über eine hinreichend lange Zeit ausgezählt. Im allgemeinen wurde nach Zählung von insgesamt $3 \cdot 10^5$ Impulsen die Standardmessung abgebrochen. Anschließend wurde für die Sonde die gleiche Teilchenzahl gezählt und danach, zwecks Kontrolle der Konstanz, wiederum der 50 μ -Standard. Das Meßintervall betrug bei beiden Meß-

plätzen jeweils 20 min. Von den gemessenen Zählraten wurde der Nulleffekt von 6 bis 7 Imp/min subtrahiert und danach die resultierende Sondenaktivität mit dem Zeitfaktor multipliziert. Als Ergebnis wurde der Quotient aus den Mittelwerten von Sonden- und Standardzählrate gebildet. Die in den Tabellen 1.1 und 1.2 angegebenen Meßfehler wurden aus den Schwankungen der gemessenen Zählraten gegenüber ihrem Mittelwert bestimmt. Da dieser Fehler immer größer war, als die statistischen Fehler auf Grund der Zählraten hätten sein dürfen, wurden sie als Fehlergrenzen angesehen, mit denen die Messungen behaftet sind. Der Quotient der Zählraten mußte noch auf konstantes Standardgewicht korrigiert werden. Die Gewichte der 50 μ -Standardfolien waren sehr genau bestimmt worden und entsprachen, wie Probemessungen zeigten, auch ihren Aktivitätsverhältnissen. Um die spezifischen Aktivitäten zu erhalten, wurden die auf den Standard bezogenen Aktivitäten durch das Sonden-gewicht dividiert. Spalte 6 der Tabelle 1.1 enthält die Ergebnisse dieser Messungen mit den Fehlergrenzen.

Die Messung und Auswertung der Aktivitäten der auf dem Drehteller bestrahlten Sonden erfolgte in derselben Weise.

Die Umrechnung von der Aktivität auf die Aktivierung und damit Absorption erfolgte nach Gl. (1.6). Aus [4] wurden die Absorptionsquerschnitte für eine 0,4086 MeV- γ -Strahlung gegen die Ordnungszahl Z des Elements aufgetragen. Interpolation für Gold mit $Z = 79$ ergibt einen mikroskopischen Absorptionsquerschnitt für die emittierte γ -Strahlung von 65,9 barn, entsprechend $\Sigma_\gamma = 3,893 \text{ cm}^{-1}$.

1.6. Meßergebnisse

Tabelle 1.1 gibt die Ergebnisse der Messungen mit den (Ra + Be)-Quellen wieder. Spalte 1 enthält die Flächenbelegung in mg/cm^2 , Spalte 2 die daraus mit einer Dichte $\rho = 19,32 \text{ g cm}^{-3}$ berechnete Dicke in μ , Spalte 3 enthält die für die dickeren Sonden benötigte Wurzel des Verhältnisses von Oberfläche S [cm^2] zur Masse M [g] in $\text{cm g}^{-1/2}$, Spalte 4 gibt den Parameter $\Sigma_0 d$ für die Spitze der ersten Resonanz an. Hierbei wurde mit einer Teilchenzahl $N \cdot 10^{-24} = 0,05907 \text{ cm}^{-3}$, einem totalen Wirkungsquerschnitt bei der Resonanzenergie von $\sigma_0 = 37022$ barn und der Dicke d der Sonde nach Spalte 2 gerechnet; Spalte 5 enthält die relativen spezifischen Aktivitäten der Sonden, Spalte 6 die normierten Abschirmungsfaktoren, Spalte 7 den für Gl. (1.6) benötigten γ -Selbstabsorptionsfaktor $\frac{1}{2} \Sigma_\gamma d$ und Spalte 8 schließlich G . Eine graphische Darstellung von G ist in den Abb. 1 und 2 gegeben. Für Sondendicken $> 50 \mu$ wurden die Selbstabschirmungsfaktoren G in der $\sqrt{S/M}$ -Darstellung durch eine Ausgleichsgerade verbunden. Eine Anpassung nach der Methode der kleinsten quadratischen Fehlersumme ergab:

$$\left. \begin{aligned} G &= a + b \sqrt{\frac{S}{M}} \\ a &= 0,0273 \pm 0,0012 \\ b &= 0,0541 \pm 0,0004 \text{ [g}^{1/2} \text{ cm}^{-1}] \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

für

$$1,5 \leq \sqrt{\frac{S}{M}} \leq 5 \text{ [cm g}^{-1/2}\text{]}.$$

Tabelle I.1. Selbstabschirmungsfaktor G von Goldfolien, (Ra + Be)-Quellen

δ [mg cm ⁻²]	d [μ]	$\sqrt{\frac{S}{M}}$ [cm g ^{-1/2}]	$\Sigma_0 d$	C_{epi}	C_{epi} normiert	$\frac{1}{2} \Sigma_\gamma d$	G
9,540	4,94	14,35	1,080	2,395 ± 0,012	0,648 ± 0,003	0,00096	0,649 ± 0,003
10,347	5,36	13,90	1,172	2,344 ± 0,009	0,634 ± 0,003	0,00104	0,635 ± 0,003
10,345	5,36	13,97	1,172	2,371 ± 0,015	0,642 ± 0,004	0,00104	0,642 ± 0,004
19,81	10,25	10,05	2,243	1,892 ± 0,016	0,512 ± 0,004	0,00200	0,513 ± 0,004
19,93	10,32	10,02	2,257	1,886 ± 0,011	0,510 ± 0,003	0,00201	0,511 ± 0,003
21,32	11,03	9,69	2,414	1,831 ± 0,016	0,495 ± 0,004	0,00215	0,496 ± 0,004
37,63	19,48	7,24	4,261	1,410 ± 0,016	0,382 ± 0,004	0,00379	0,383 ± 0,004
41,53	21,49	7,01	4,702	1,426 ± 0,020	0,386 ± 0,005	0,00418	0,388 ± 0,005
41,29	21,51	6,94	4,706	1,401 ± 0,033	0,379 ± 0,009	0,00416	0,381 ± 0,009
58,89	30,48	5,83	6,668	1,218 ± 0,006	0,330 ± 0,002	0,00593	0,332 ± 0,002
60,54	31,33	5,75	6,855	1,221 ± 0,008	0,331 ± 0,002	0,00610	0,333 ± 0,002
61,93	32,06	5,68	7,013	1,204 ± 0,026	0,326 ± 0,007	0,00624	0,328 ± 0,007
99,99	51,76	4,47	11,32	0,9817 ± 0,0004	0,2657 ± 0,0001	0,01007	0,2684 ± 0,0001
96,99	50,20	4,54	10,98	1,0001 ± 0,0064	0,2707 ± 0,0017	0,00977	0,2733 ± 0,0017
97,28	50,35	4,54	11,02	0,9944 ± 0,0023	0,2691 ± 0,0066	0,00980	0,2718 ± 0,0066
203,56	105,4	3,133	23,05	0,7199 ± 0,0023	0,1948 ± 0,0006	0,02051	0,1989 ± 0,0006
204,13	105,7	3,129	23,12	0,7102 ± 0,0021	0,1922 ± 0,0006	0,02056	0,1962 ± 0,0006
204,35	105,8	3,127	23,14	0,7145 ± 0,0021	0,1934 ± 0,0006	0,02059	0,1974 ± 0,0006
390,64	202,2	2,262	44,24	0,5372 ± 0,0026	0,1454 ± 0,0007	0,03935	0,1513 ± 0,0007
387,85	200,8	2,256	43,92	0,5272 ± 0,0020	0,1427 ± 0,0005	0,03907	0,1485 ± 0,0005
391,66	202,7	2,255	44,35	0,5221 ± 0,0014	0,1413 ± 0,0004	0,03946	0,1471 ± 0,0004
584,51	302,5	1,849	66,19	0,4461 ± 0,0008	0,1207 ± 0,0002	0,05888	0,1233 ± 0,0002
582,17	301,3	1,853	65,93	0,4420 ± 0,0005	0,1196 ± 0,0001	0,05865	0,1271 ± 0,0001
584,29	302,4	1,849	66,16	0,4389 ± 0,0001	0,1188 ± 0,0001	0,05886	0,1262 ± 0,0001

Tabelle I.2 enthält die Ergebnisse der Messungen an den sehr dünnen Sonden, die auf dem Drehteller aktiviert worden waren. Spalte 1 enthält die Flächenbelegung in mg cm⁻², Spalte 2 die Dicke in μ , Spalte 3 die relativen spezifischen Aktivitäten, Spalte 4 den γ -Selbstabsorptionsfaktor C und Spalte 5 G . Graphische Darstellung von G in Abb. 2.

Es bestand die Aufgabe, die Messungen an den dünnen Sonden auf verschwindende Flächenbelegung zu extrapolieren und die Messungen

Tabelle I.2. Selbstabschirmungsfaktor G von Goldfolien, (Drehteller)

δ [mg cm ⁻²]	d [μ]	C_{epi}	C_{epi} normiert	$\frac{1}{2} \Sigma_\gamma d$	G
0,773 ± 0,001	0,400	0,1133 ± 0,0003	0,9364 ± 0,0020		
0,773 ± 0,001	0,400	0,1127 ± 0,0006	0,9314 ± 0,0050		
0,716 ± 0,002	0,370	0,1129 ± 0,0007	0,9331 ± 0,0055		
0,746 ± 0,002	0,386	0,1129 ± 0,0009	0,9330 ± 0,0070		
3,979 ± 0,001	2,059	0,0944 ± 0,0005	0,7802 ± 0,0041		
4,034 ± 0,002	2,088	0,0930 ± 0,0010	0,7686 ± 0,0083		
4,405 ± 0,002	2,094	0,0940 ± 0,0059	0,7769 ± 0,0048		
3,321 ± 0,002	1,719	0,0984 ± 0,0057	0,8132 ± 0,0047		
6,499 ± 0,003	3,364	0,0863 ± 0,0001	0,7134 ± 0,0070		
6,478 ± 0,002	3,353	0,0858 ± 0,0009	0,7089 ± 0,0071		
6,524 ± 0,002	3,377	0,0848 ± 0,0011	0,7005 ± 0,0089		
6,505 ± 0,002	3,367	0,0862 ± 0,0011	0,7126 ± 0,0087		
10,467 ± 0,003	5,418	0,0761 ± 0,0002	0,6293 ± 0,0018	0,00105	0,6300 ± 0,0018
10,522 ± 0,007	5,446	0,0771 ± 0,0006	0,6372 ± 0,0048	0,00106	0,6379 ± 0,0048
10,537 ± 0,004	5,454	0,0769 ± 0,0009	0,6356 ± 0,0072	0,00106	0,6363 ± 0,0072
10,471 ± 0,005	5,420	0,0760 ± 0,0006	0,6278 ± 0,0049	0,00106	0,6285 ± 0,0049
21,068 ± 0,012	10,97	0,0603 ± 0,0001	0,4994 ± 0,0010	0,00212	0,5005 ± 0,0010
20,907 ± 0,014	10,82	0,0593 ± 0,0001	0,4902 ± 0,0008	0,00211	0,4912 ± 0,0008
21,091 ± 0,005	10,92	0,0587 ± 0,0007	0,4850 ± 0,0056	0,00213	0,4860 ± 0,0056
21,078 ± 0,006	10,91	0,0604 ± 0,0008	0,4988 ± 0,0069	0,00212	0,4999 ± 0,0069

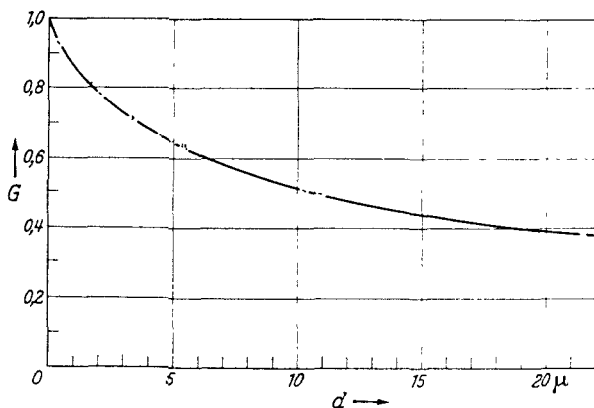


Abb. 1. Selbstabschirmungsfaktor G von Goldfolien bis 20 μ

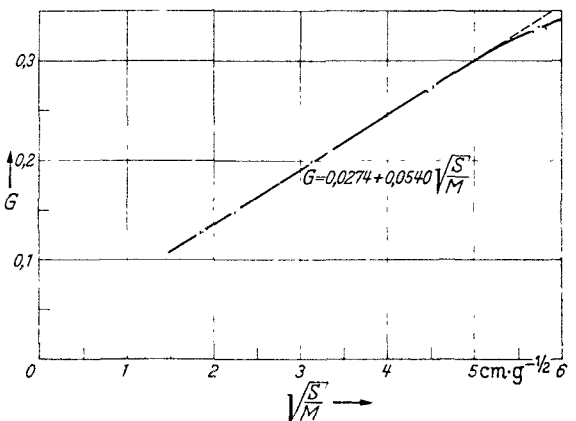


Abb. 2. Selbstabschirmungsfaktor G für Goldfolien von 30 bis 300 μ

aneinander anzuschließen. Hierzu wurden die Meßwerte aus Tabelle 1.1, Spalte 5 und aus Tabelle 1.2, Spalte 3 in großem Maßstab graphisch aufgetragen. Die Extrapolation der Werte aus Spalte 3 der Tabelle 1.2 ergab den Wert

$$0,121 \pm 0,001.$$

Für den Anschluß der Drehteller- an die (Ra + Be)-Messungen ergab sich die Konstante

$$30,538.$$

2. Vergleich der experimentellen und theoretischen Selbstschirmungsfaktoren G von Goldfolien und Diskussion der Ergebnisse

2.1. Ergebnisse bei approximativer Behandlung der 1. Goldresonanz

In einer früheren Arbeit „A“ waren Näherungsformeln zur Berechnung der Resonanzabsorption in heterogenen Geometrien entwickelt worden. Da in jüngster Zeit für das stabile Goldisotop Au^{197} Messungen von Resonanzparametern bis zu 1 keV durchgeführt worden sind, ist es möglich, die Resonanzabsorption nach den in „A“ entwickelten Formeln zu

berechnen. Die in [5] angegebenen Resonanzparameter wurden den Rechnungen zugrunde gelegt. Da nicht für alle Resonanzniveaus eine Analyse des Spinzustandes J des Compoundkernes durchgeführt worden ist und somit für einige Niveaus J unbekannt ist, wurde hier der Mittelwert $1,5 \pm 0,5$ zwischen den beiden theoretisch möglichen Zuständen $J=1$ und $J=2$ angenommen. Ferner ist nicht für alle Niveaus die Strahlungsbreite I_γ bekannt. Das gewogene Mittel aller gemessenen Strahlungsbreiten unter Ausschließung des Wertes der 1. Resonanz ergibt den Mittelwert $I_\gamma = 165 \pm 9$ mV. Dieser Wert wurde verwendet, wenn in [5] I_γ für ein Niveau nicht angegeben wurde. Ferner benötigt man für die Rechnungen das Atomgewicht A , den Spinzustand I des Targetkerns Au^{197} und zur Auswertung des Iterationsterms nach MÜLLER [6] (s. auch „A“) den maximalen Energieverlust pro Stoß in der Lethargieskala $(1-\alpha)$ mit $\alpha = (A-1/A+1)^2$. Hierfür wurden verwandt:

$$\begin{aligned} A &= 197 & \sigma_p &= 11,1 \pm 0,3 \text{ barn} \\ I &= \frac{3}{2} & \alpha &= 0,97990. \end{aligned}$$

Damit sind alle Eingabedaten zur Berechnung der totalen und partiellen mikroskopischen Wirkungsquerschnitte bekannt. Sind diese berechnet, dann ist eine Auswertung der Gln. (3.38) bis (3.46) aus „A“ möglich. Bei den Rechnungen wurde eine Teilchenzahl N von

$$N \cdot 10^{-24} = 0,05907 \text{ cm}^{-3}$$

angenommen.

Die Rechnungen wurden für 56 Resonanzen durchgeführt, wobei der Dopplereffekt zunächst vernachlässigt wurde. Für jede Foliendicke d wurden also die 56 Resonanzintegrale aufsummiert. In Tabelle 2.1 folgt das Ergebnis der aufsummierten 56 Resonanzintegrale. Für diese Tabelle gilt: 1. Spalte enthält die Goldfoliendicke in cm, 2. Spalte das Resonanzintegral in der NR-Approximation nach den Gln. (3.38) bis (3.46) von „A“, 3. Spalte den Iterationsterm nach A. MÜLLER [6] und die 4. Spalte die Summe aus der 2. und 3. Spalte, d.h. die Summe von NR-Näherung und Iterationsterm. Der Grenzwert für $d \rightarrow 0$ lautet:

Summe der 56 Resonanzen $I_\infty = 1543,34$ barn.

Rechnet man von einer Kadmiumpschneidegrenze von 0,68 eV ab, so erhält man für den $1/v$ -Anteil des unendlich verdünnten Resonanzintegrals den Wert

$$I_{\infty, 1/v} = 38,11 \text{ barn.}$$

Der Gesamtwert des unendlich verdünnten Resonanzintegrals von Gold beträgt demnach für die 56 aufgelösten Resonanzen

$I_\infty = 1581,45$ barn unter 1 mm Kadmiumpschneidegrenze

wenn man die 1. Resonanz in einen reinen Resonanzanteil und einen separaten $1/v$ -Anteil zerlegt. In Tabelle 2.2 wird ein Vergleich von Theorie und Experiment durchgeführt. Die Tabelle enthält in Spalte 1 die Foliendicke in cm, in Spalte 2 steht das gesamte Resonanzintegral der Folie. Dieses wurde berechnet, indem zu den Werten der Spalte 4, Tabelle 2.1 der

Tabelle 2.1. Resonanzintegrale von Gold für 56 Resonanzen

d [cm]	I_{NR} [barn]	$A^{(1)} I^0$ [barn]	I [barn]
2,00000/-06	1,53790/+03	6,46321/-01	1,53854/+03
4,00000/-06	1,53250/+03	1,27736/+00	1,53378/+03
8,00000/-06	1,52190/+03	2,49539/+00	1,52439/+03
2,00000/-05	1,49155/+03	5,82658/+00	1,49738/+03
4,00000/-05	1,44529/+03	1,04686/+01	1,45576/+03
8,00000/-05	1,36575/+03	1,72560/+01	1,38300/+03
2,00000/-04	1,19310/+03	2,71695/+01	1,22027/+03
4,00000/-04	1,01446/+03	3,14744/+01	1,04594/+03
8,00000/-04	8,14054/+02	3,09433/+01	8,44997/+02
2,00000/-03	5,65115/+02	2,50818/+01	5,90197/+02
4,00000/-03	4,16149/+02	1,95857/+01	4,35734/+02
8,00000/-03	3,03347/+02	1,45875/+01	3,17934/+02
2,00000/-02	1,98356/+02	9,21025/+00	2,07566/+02
4,00000/-02	1,43713/+02	5,90896/+00	1,49622/+02
8,00000/-02	1,04742/+02	3,01459/+00	1,07757/+02

Tabelle 2.2. Selbstschirmungsfaktoren G

d [cm]	I [barn]	G_{theo}	G_{exp}	$\frac{G_{theo} - G_{exp}}{G_{exp}}$
2,00000/-06	1,57665/+03	9,96964/-01		
4,00000/-06	1,57189/+03	9,93954/-01		
8,00000/-06	1,56250/+03	9,88017/-01		
2,00000/-05	1,53549/+03	9,70937/-01	9,64400/-01	+6,77830/-03
4,00000/-05	1,49387/+03	9,44620/-01	9,34000/-01	+1,13704/-02
8,00000/-05	1,42111/+03	8,98612/-01	8,85200/-01	+1,51513/-02
2,00000/-04	1,25838/+03	7,95712/-01	7,85200/-01	+1,33876/-02
4,00000/-04	1,08405/+03	6,85478/-01	6,83600/-01	+2,74722/-03
8,00000/-04	8,83108/+02	5,58416/-01	5,61200/-01	-4,96079/-03
2,00000/-03	6,28308/+02	3,97298/-01	3,95200/-01	+5,30870/-03
4,00000/-03	4,73845/+02	2,99627/-01	3,02000/-01	-7,85761/-03
8,00000/-03	3,56045/+02	2,25138/-01	2,21900/-01	+1,45921/-02
2,00000/-02	2,45677/+02	1,55349/-01	1,50500/-01	+3,22192/-02
4,00000/-02	1,87733/+02	1,18709/-01		
8,00000/-02	1,45868/+02	9,22368/-02		

Wert $I_{\infty, 1/v} = 38,11$ barn hinzuaddiert wurde. Für den $1/v$ -Anteil der Absorption wurde also keine Selbstabschirmung angenommen, Spalte 3 enthält schließlich die theoretischen Selbstabschirmungsfaktoren G , in dem die Resonanzintegrale der Spalte 2 durch den Grenzwert $I_{\infty} = 1581,45$ barn dividiert wurden. In Spalte 4 stehen die experimentellen Werte der Selbstabschirmungsfaktoren. Diese wurden gewonnen, indem die Meßergebnisse der Tabellen 1.1 und 1.2 interpoliert wurden. In Spalte 5 der Fehler von Theorie gegenüber Experiment.

2.2. Die exakte Berechnung der Absorption in der 1. Goldresonanz nach der NR-Näherung

Ein Vergleich von Experiment und bisher durchgeführter Theorie zeigt, daß für Folienstärken $> 50\mu$ ein systematisch anwachsender Fehler auftritt. Dieser Fehler ist in der Zerlegung der ersten Resonanz in einen $1/v$ - und einen Resonanzanteil zu suchen. Da für den $1/v$ -Anteil keine Selbstabschirmung berücksichtigt wurde, müssen die theoretischen Werte über den experimentellen liegen. Außerdem liegt die 1. Goldresonanz relativ dicht an der Kadmiumpabschneidegrenze, und es wäre wünschenswert, die Abschirmung der 1. Resonanz durch das Kadmium zu berücksichtigen.

Eine exakte Rechnung, die die Selbstabschirmung des $1/v$ -Anteils und den Kadmiumpwirkungsquerschnitt mit berücksichtigt, kann nur rein numerisch durchgeführt werden. Man muß die Gleichungen der NR-Näherung [„A“, Gl. (2.2) und (2.3)] oder die Gleichungen der IM-Näherung [„A“, Gl. (2.4)] numerisch integrieren. Nach MÜLLER [6] ist aber die NR-Näherung + Iterationsterm genauer als die IM-Näherung, nach der die breite 1. Goldresonanz zu behandeln wäre. Es werden daher die Gleichungen der NR-Näherung integriert.

Die Stoßgleichung für den räumlich integrierten Fluß im Absorberkörper lautet bei Berücksichtigung des Kadmiumpwirkungsquerschnitts sowie einer „joining function“, die das $1/E$ -Bremspektrum bei niedrigen Energien abschneidet:

$$\bar{\Phi}_1(E) = \frac{\bar{F}_s}{\Sigma_t}(E) (1 - P_{12}(a, 0)) + \frac{\Delta(E)}{E} P_{12}(a, b) \quad (2.1)$$

mit $\bar{F}_s(E)$ als räumliche integrierte Streudichte:

$$\bar{F}_s(E) = \int_E^{E/\alpha} \Sigma_s(E') \bar{\Phi}_1(E') \frac{dE'}{(1-\alpha)E'} \quad (2.2)$$

Für die Entkommwahrscheinlichkeit $P_{12}(a, b)$ gilt:

$$P_{12}(a, b) = \frac{1}{a} \{E_3(b) - E_3(a+b)\} \quad (2.3)$$

mit

$$a(E) = N_{Au} \sigma_t(E) d$$

N_{Au} = Teilchenzahl von Gold,
 $\sigma_t(E)$ = totaler mikroskopischer Wirkungsquerschnitt,
 d = Dicke der Goldfolien;

$$b(E) = N_{Cd} \sigma_a(E) d'$$

N_{Cd} = Teilchenzahl von Kadmiump,
 $\sigma_a(E)$ = Absorptionsquerschnitt von Kadmiump,
 d' = Dicke des Kadmiumpdeckels.

Das Resonanzintegral berechnet man wieder nach [„A“, Gl. (2.1)]. Die Streudichte lautet somit in der NR-Approximation:

$$\bar{F}_s(E) = \Sigma_p P_{12}(0, b) \frac{\Delta(E)}{E}$$

In (2.1) eingesetzt, folgt

$$\bar{\Phi}_1(E) = \left\{ P_{12}(a, b) - \frac{\Sigma_p P_{12}(0, b)}{\Sigma_t(E)} \right\} \frac{\Delta(E)}{E} + \left\{ \frac{\Sigma_p P_{12}(0, b)}{\Sigma_t(E)} \frac{\Delta(E)}{E} \right\} \quad (2.4)$$

Dementsprechend lauten Oberflächen- und Volumen-term:

$$I_s = \int_0^{\infty} \sigma_a(E) \left\{ P_{12}(a, b) - \frac{\Sigma_p P_{12}(0, b)}{\Sigma_t(E)} P_{12}(a, 0) \right\} \times \frac{\Delta(E)}{E} dE, \quad (2.5)$$

$$I_v = \int_0^{\infty} \frac{\sigma_a(E) \Sigma_p P_{12}(0, b)}{\Sigma_t(E)} \frac{\Delta(E)}{E} dE. \quad (2.6)$$

Aus der Arbeit von JOHANSSON et al. [7] wurden die in Tabelle 2.3 angegebenen Werte der „joining function“ entnommen. Infolge der großen Fehlergrenzen der in [7] angegebenen Neutronentemperatur einer-

Tabelle 2.3. „joining function“ für D_2O nach JOHANSSON

E (eV)	$\Delta(E)$	E (eV)	$\Delta(E)$
0,0936	0	0,2600	1,310
0,1016	0,140	0,2985	1,300
0,1106	0,270	0,3462	1,260
0,1209	0,430	0,4063	1,205
0,1327	0,590	0,4835	1,145
0,1463	0,755	0,5850	1,095
0,1620	0,915	0,7222	1,050
0,1806	1,060	0,9141	1,020
0,2024	1,175	1,1939	1,005
0,2285	1,260	1,6250	1,000

seits und des geringen Einflusses einer Variation der „joining function“ auf den Wert der Integrale andererseits wurde nicht der Versuch unternommen, die „joining function“ auf die Energie $E_0 = 0,0253$ eV umzurechnen. Dies wäre nötig, wenn man für die wahrscheinlichste Energie der Maxwell-Verteilung von thermischen Neutronen in einem wasserstoffhaltigen Moderator (Wasser oder Paraffin) die Moderator-temperatur annimmt. Andererseits stehen keine experimentellen Ergebnisse für die „joining function“ in wasserstoffhaltigen Moderatoren zur Verfügung. Es wurden daher die in Tabelle 2.3 wiedergegebenen Ergebnisse direkt verwandt.

Die Gln. (2.5) und (2.6) wurden nun unter Verwendung der Wirkungsquerschnitte nach der Arbeit von WOOD [3] sowie der Kadmiumpwirkungsquerschnitte nach der Arbeit von BROCKHOUSE [8] für die Kadmiumpdicken $d' = 0,1$ cm bzw. ohne Kadmiump numerisch integriert. Der Wignersche Volumen-term hat in beiden Tabellen folgende Werte:

$$I_v = 23,421 \text{ barn unter 1 mm Kadmiump,}$$

$$I_v = 41,549 \text{ barn ohne Kadmiump.}$$

Es wird eine gemeinsame Beschreibung der Tabelle 2.4 (1 mm Kadmium) sowie 2.5 (ohne Kadmium) gegeben: Spalte 1 enthält wieder die Dicke in cm, Spalte 2 das

Tabelle 2.4. Resonanzintegral von Gold (exakt) unter 1 mm Kadmium

<i>d</i> [cm]	<i>I</i> [barn] 1. Resonanz	<i>I</i> [barn] 2.—56. Resonanz	<i>I</i> [barn]
2,00000/−06	1,47707/+03	7,17100/+01	1,55683/+03
4,00000/−06	1,47031/+03	7,16800/+01	1,55004/+03
8,00000/−06	1,45826/+03	7,16000/+01	1,53791/+03
2,00000/−05	1,42796/+03	7,14000/+01	1,50741/+03
4,00000/−05	1,38672/+03	7,10600/+01	1,46583/+03
8,00000/−05	1,32031/+03	7,04100/+01	1,39877/+03
2,00000/−04	1,17566/+03	6,86700/+01	1,25238/+03
4,00000/−04	1,01465/+03	6,62100/+01	1,08891/+03
8,00000/−04	8,20010/+02	6,24170/+01	8,90482/+02
2,00000/−03	5,65363/+02	5,51520/+01	6,28570/+02
4,00000/−03	4,12225/+02	4,82130/+01	4,68493/+02
8,00000/−03	2,98970/+02	4,06460/+01	3,47671/+02
2,00000/−02	1,96256/+02	3,06720/+01	2,34983/+02
4,00000/−02	1,43353/+02	2,38290/+01	1,75237/+02
8,00000/−02	1,04848/+02	1,80930/+01	1,30996/+02

Tabelle 2.5. Resonanzintegral von Gold (exakt) ohne Kadmium

<i>d</i> [cm]	<i>I</i> [barn] 1. Resonanz	<i>I</i> [barn] 2.—56. Resonanz	<i>I</i> [barn]
2,00000/−06	1,54883/+03	7,17100/+01	1,62859/+03
4,00000/−06	1,54148/+03	7,16800/+01	1,62121/+03
8,00000/−06	1,52875/+03	7,16000/+01	1,60840/+03
2,00000/−05	1,49741/+03	7,14000/+01	1,57686/+03
4,00000/−05	1,45532/+03	7,10600/+01	1,53443/+03
8,00000/−05	1,38801/+03	7,04100/+01	1,46647/+03
2,00000/−04	1,24214/+03	6,86700/+01	1,31886/+03
4,00000/−04	1,08018/+03	6,62100/+01	1,15444/+03
8,00000/−04	8,84601/+02	6,24170/+01	9,55073/+02
2,00000/−03	6,28671/+02	5,51520/+01	6,91878/+02
4,00000/−03	4,74432/+02	4,82130/+01	5,30700/+02
8,00000/−03	3,59772/+02	4,06460/+01	4,08473/+02
2,00000/−02	2,54278/+02	3,06720/+01	2,93005/+02
4,00000/−02	1,98148/+02	2,38290/+01	2,30032/+02
8,00000/−02	1,55081/+02	1,80930/+01	1,81229/+02

Tabelle 2.6. Selbstabschirmungsfaktoren *G*

<i>d</i> [cm]	<i>I</i> [barn]	<i>G</i> _{theo}	<i>G</i> _{exp}	$\frac{G_{theo} - G_{exp}}{G_{exp}}$
2,00000/−06	1,55683/+03	9,93610/−01		
4,00000/−06	1,55004/+03	9,89279/−01		
8,00000/−06	1,53791/+03	9,81538/−01		
2,00000/−05	1,50741/+03	9,62068/−01	9,64400/−01	−2,41808/−03
4,00000/−05	1,46583/+03	9,35541/−01	9,34000/−01	+1,64989/−03
8,00000/−05	1,39877/+03	8,92732/−01	8,85200/−01	+8,50881/−03
2,00000/−04	1,25238/+03	7,99304/−01	7,85200/−01	+1,79623/−02
4,00000/−04	1,08891/+03	6,94971/−01	6,83600/−01	+1,66339/−02
8,00000/−04	8,90482/+02	5,68327/−01	5,61200/−01	+1,26995/−02
2,00000/−03	6,28570/+02	4,01168/−01	3,95200/−01	+1,51012/−02
4,00000/−03	4,68493/+02	2,99003/−01	3,02000/−01	−9,92384/−03
8,00000/−03	3,47671/+02	2,21892/−01	2,21900/−01	−3,60522/−05
2,00000/−02	2,34983/+02	1,49972/−01	1,50500/−01	−3,50830/−03
4,00000/−02	1,75237/+02	1,11840/−01		
8,00000/−02	1,30996/+02	8,36052/−02		

exakte Integral der 1. Resonanz, Spalte 3 den Beitrag der 2. bis 56. Resonanz, Spalte 4 das gesamte exakte Resonanzintegral der aufgelösten 56 Goldresonanzen bis 940 eV, sowie einen additiven konstanten Beitrag von

$$I_{\infty} = 8,055 \text{ barn}$$

für unaufgelöste *S*-Resonanzen.

Dieser Wert wurde nach DRESNER [9] mit folgenden Eingangsdaten berechnet:

$$E^* = 968 \text{ eV} \quad I'_{\gamma} = 165 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$$

$$\bar{D} = 24,2 \text{ eV} \quad \bar{I}_n^0 = 5,73 \cdot 10^{-3} (\text{eV})^{\frac{1}{2}}$$

$$g = 0,625.$$

Die Grenzwerte der Spalte 4, Tabelle 2.4 und Tabelle 2.5 lauten:

$$I_{\infty} = 1566,80 \text{ barn unter 1 mm Kadmium,}$$

$$I_{\infty} = 1638,76 \text{ barn ohne Kadmium.}$$

Dem berechneten Grenzwert des Resonanzintegrals von Gold unter 0,1 cm Kadmium von 1566,80 barn steht der experimentelle Wert von JIRLOW und JOHANSSON [10] von 1535 ± 40 barn gegenüber. Die Übereinstimmung ist zufriedenstellend.

In Tabelle 2.6 erfolgt ein Vergleich der exakten Theorie mit dem Experiment: Spalte 1 enthält wieder die Dicke *d* in cm, Spalte 2 das Resonanzintegral nach Tabelle 2.4. Die Werte der Spalte 2, dividiert durch den Grenzwert 1566,80 barn, d. h. der Selbstabschirmungsfaktor *G* steht in Spalte 3, Spalte 4 enthält die experimentellen Selbstabschirmungsfaktoren, Spalte 5 den Fehler der Theorie gegenüber dem Experiment.

Anhang

Wie in [11] ausgeführt wird, kann man für die Aktivität einer in einem homogenen und isotropen Neutronenfeld aktivierten Sonde der Dicke *d* folgende Gleichung angeben:

$$A = \frac{R F_0}{2} \frac{\sigma_a}{\sigma_t} Q_{12}(a, b, c) \quad (A-1)$$

mit

$$Q_{12}(a, b, c) = \int_0^d \{ E_2(b + \Sigma_t x) + E_2(b + \Sigma_t(d - x)) \} e^{-\Sigma_{\gamma} x} \Sigma_t dx \quad (A-2)$$

mit den Definitionen von *a*, *b* und Σ_t nach Abschnitt 2.2 und

$$C = \Sigma_{\gamma} d$$

*F*₀ Fluß des Neutronenfeldes,
R Geometriefaktor,
*E*_{*n*}(*x*) *n*-tes Placzeksches Exponentialintegral.

Entwickelt man die Exponentialfunktion in *Q*₁₂(*a*, *b*, *c*) bis zum linearen Glied und integriert gliedweise, so erhält man

$$Q_{12}(a, b, c) \approx Q_{12}(a, b) \left(1 - \frac{c}{2} \right), \quad (A-3)$$

$$Q_{12}(a, b) = 2 E_3(b) - 2 E_3(a + b). \quad (A-4)$$

Die wahre, von der γ -Selbstabsorption nicht verfälschte Aktivität möge mit *A*₀ bezeichnet werden:

$$A_0 = \frac{R F_0}{2} \frac{\sigma_a}{\sigma_t} Q_{12}(a, b). \quad (A-5)$$

Dann erhält man *A*₀ aus der gemessenen Aktivität *A* mittels (A-3) zu

$$A_0 = \frac{A}{1 - \frac{c}{2}}.$$

Literatur: [A] BROSE, M.: Näherungsformeln zur Theorie der Resonanzabsorption von Neutronen in heterogenen Strukturen. *Nukleonik* **6**, 127—134 (1964). — [1] FASTRUP, B.: On Cadmium Ratio Measurements and Their Interpretation in Relation to Reactor Spectra. Danish Atomic Energy Commission, Research Establishment Risø, Physics Department Risø, Report 1, Okt. 1959. — [2] GRÜN, A.E.: *Nukleonik* **3**, 301—303 (1961). — [3] WOOD, R.E., H.H. LANDON, and V.L. SAILOR: *Phys. Rev.* **98**, 639—645 (1955). — [4] DAVISON, C.M., and R.D. EVANS: *Revs. Mod. Phys.* **24**, 79—107 (1952). — [5] DESJARDINS, J.S., J.L. ROSEN, J. RAINWATER, and W.W. HAVENS jr.: Tentative Results on Br., J and Th Neutron Resonance Measurements, Wash. 1029; 21—29. — [6] MÜLLER, A.:

Nukleonik **2**, 54—73 (1960). — [7] JOHANSSON, E., E. LAMPA and N.G. SJÖSTRAND: Measurements of the Neutron Spectrum in R1, using the Fast Chopper. (Unveröffentlichter Arbeitsbericht.) — [8] BROCKHOUSE, B.N.: *Can. J. Phys.* **31**, 432 (1953). — [9] DRESNER, L.: Resonance Absorption in Nuclear Reactors. Oxford-London-New York-Paris: Pergamon Press 1960. — [10] JIRLOW, K., and E. JOHANSSON: *J. Nuclear Energy Part A* **11**, 101—107 (1960). — [11] WIRTZ, K., u. K.H. BECKURTS: *Elementare Neutronenphysik*. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1958.

Anschrift: Dr. MANFRED BROSE
8501 Behringersdorf, Rainwiesenweg 3