

KFK-87

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

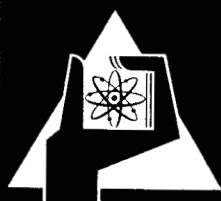
NOVEMBER 1961

KFK 87

INSTITUT FÜR NEUTRONENPHYSIK UND REAKTORTECHNIK
DIE BESTIMMUNG EPITHERMISCHER NEUTRONENSPEKTREN MIT
RESONANZSONDEN (SANDWICHMETHODE)

G. EHRET

KERNREAKTOR
Bau- und Betriebs-Gesellschaft
Verwaltung



Internationale Monatsschrift für angewandte Atomenergie in Industrie, Landwirtschaft, Naturwissenschaften und Medizin unter besonderer Berücksichtigung der Medizinischen Strahlenbiologie sowie des Strahlenschutzes

Schrieftleiter : Professor Dr. rer. nat. Dr. med. E. H. Graul, Marburg/L., Ockershäuser Allee 4 · Verlag G. Braun, Karlsruhe, Karl-Friedrich-Str. 14—18

Die Bestimmung epithermischer Neutronenspektren mit Resonanzsonden (Sandwichmethode)

Von G. Ehret

Aus dem Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik (Direktor: Prof. Dr. K. Wirtz) des Kernforschungszentrums Karlsruhe

1. Einleitung

Für die genauere Kenntnis der Vorgänge in Reaktoren ist es mitunter erforderlich, das epithermische Neutronenspektrum im Bereich von 1 bis 1000 eV genau zu kennen. Zur Messung dieses Spektrums benutzt man in der Regel sogenannte Resonanzdetektoren. Das sind Substanzen, deren Aktivierungsquerschnitt bei einer bevorzugten Energie eine starke Resonanz aufweist. Diese Resonanzdetektoren werden zur Vermeidung der Aktivierung durch thermische Neutronen in Kadmium eingehüllt, im Reaktor bestrahlt und im Anschluß an

die Bestrahlung unter einem β - oder γ -Zähler ausgezählt. Nun ist bei einer derartigen Messung eine Aktivierung des Detektors durch Neutronen mit anderer als der gewünschten Energie unvermeidbar. Das zeigt am Beispiel des Goldes die Abb. 1. Hier ist der Aktivierungsquerschnitt des Goldes als Funktion der Energie aufgetragen. Fällt auf eine solche Sonde ein epithermisches Neutronenstrahl, so werden nicht nur Neutronen in der Hauptresonanz bei 4,9 eV, sondern auch in den Nebenresonanzen bei 61,5, 80,2 eV usw. eingefangen. Es erfolgt außerdem eine Aktivierung durch Neutronen infolge des $1/v$ -Anteils des Wirkungsquerschnittes bei

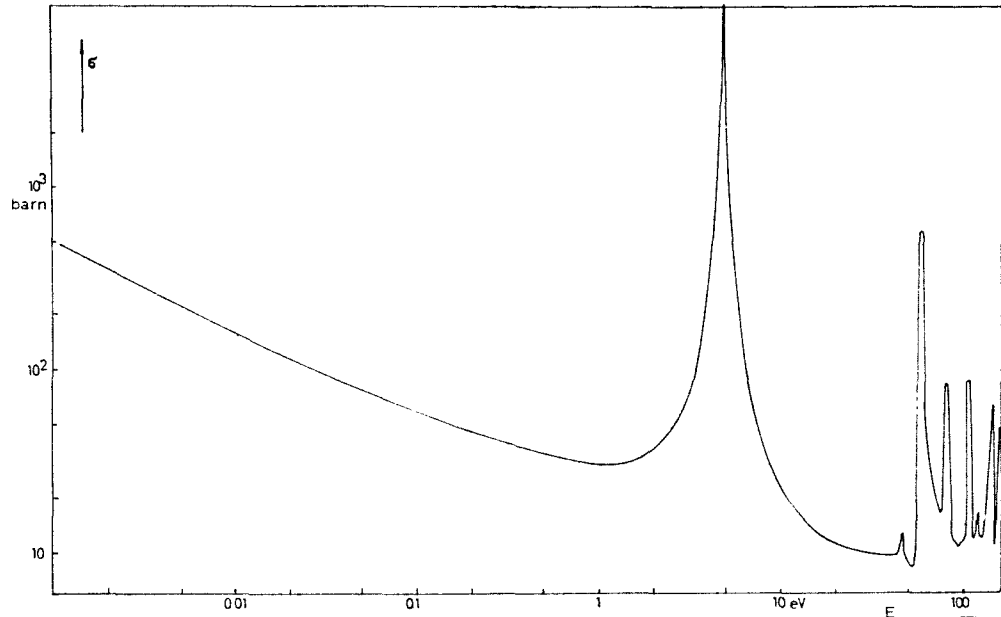


Abb. 1. Totaler Wirkungsquerschnitt des Goldes

KERNREAKTOR
Gesellschaft m. b. H.
Zentralbücherei
Bau- u. Vertriebsabteilung

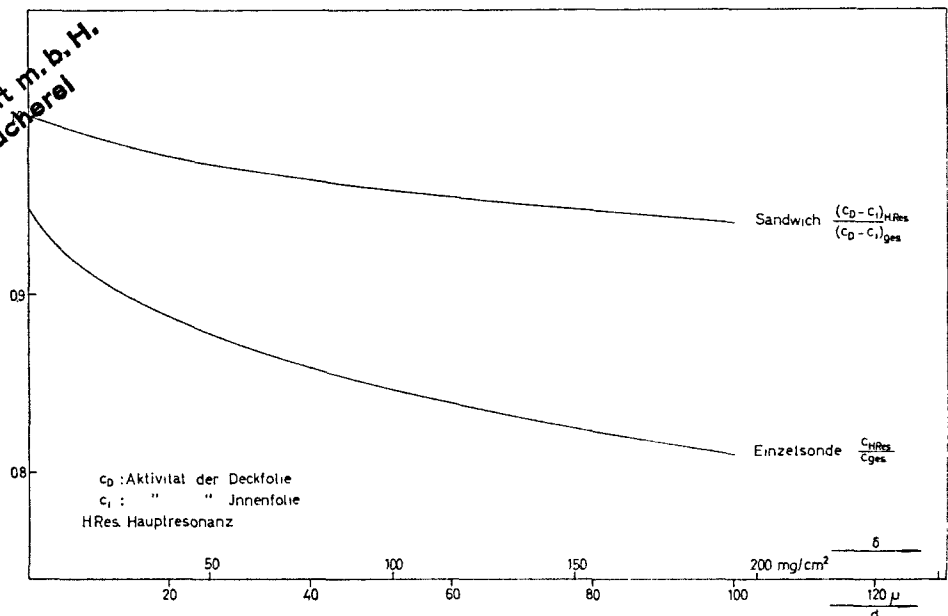


Abb. 2. Gold: Beitrag der 1. Goldresonanz zur Differenz beim Sandwich und zur Gesamtaktivität bei der Einzelsonde

kleinen Energien. Würde man eine in Cd eingehüllte extrem dünne Goldsonde in einem $1/E$ -Spektrum bestrahlen, so würde die Aktivierung durch Neutronen der Hauptresonanz nur etwa 95% der Gesamtaktivierung ausmachen. Bei dickeren Sonden erfolgt eine Selbstabschirmung an den Resonanzstellen, die sich am stärksten in der Hauptresonanz auswirkt. Dadurch wird das Verhältnis der Aktivierung in der gewünschten Resonanz zur Gesamtaktivierung sogar noch ungünstiger. Dies zeigt, wiederum am Beispiel des Goldes, die Abb. 2.

Es soll im folgenden gezeigt werden, daß man auch mit dickeren Folien bei sogar verminderter Störaktivierung durch Nebenresonanzen arbeiten kann, wenn man nur einen „Sandwich“ aus drei aufeinanderfolgenden Schichten aus dem gleichen Material verwendet. In den beiden äußeren Folien werden alle Neutronen mit Energien um die Hauptresonanz absorbiert, während die innere Schicht durch den $1/v$ -Anteil und die Nebenresonanzen (nahezu) gleich stark aktiviert wird wie die äußeren. Subtrahiert man von der Aktivität der äußeren Folie die der inneren, so ist die Differenz ein Maß für die reine Hauptresonanzaktivierung.

Veranschaulichen wir uns die Sandwichmethode an Hand der Abb. 3. Der Einfachheit halber sei angenom-

men, man hätte einen über das betrachtete Energieintervall konstanten, auf eine Folie fallenden Neutronenstrahl. Die Absorption ist dann proportional dem Absorptionsquerschnitt, der aus einer Haupt- und einer Nebenresonanz bestehen möge (Abb. 3A). Abb. 3B zeigt den Fluß, der durch die Folie hindurchtritt, und Abb. 3C die Absorption einer gleichen Folie, auf die dieser modifizierte Fluß fällt. Die schraffierte Fläche in Abb. 3D stellt die Differenz der Aktivierung zwischen erster und zweiter Schicht dar. Wie man sieht (und wie man durch Rechnungen zeigen kann), ist das Flächenverhältnis und damit das Absorptionsverhältnis der Hauptresonanz zur Nebenresonanz bei der Differenz wesentlich größer als bei einer Einzelsonde.

Die Verbesserungen, die die Sandwichmethode mit sich bringt, sieht man für das Beispiel Gold in eindrucksvoller Weise an Hand der Abb. 2. Hier ist aufgetragen der Anteil der Differenz der Aktivierung der äußeren Folie minus Aktivierung der inneren Folie durch Neutronen der Hauptresonanz bei 4,9 eV zur gesamten Differenz. Im Vergleich zu der entsprechenden Kurve für die Einzelsonde erkennt man, daß hier der Anteil der Hauptresonanz zur Gesamtaktivierung immer sehr viel höher ist, insbesondere geht er beim Übergang der Dicke $d \rightarrow 0$ gegen den Wert 1. Für eine technisch leicht realisierbare Schichtdicke $d = 25 \mu$ ist er nur sehr wenig von 1 verschieden.

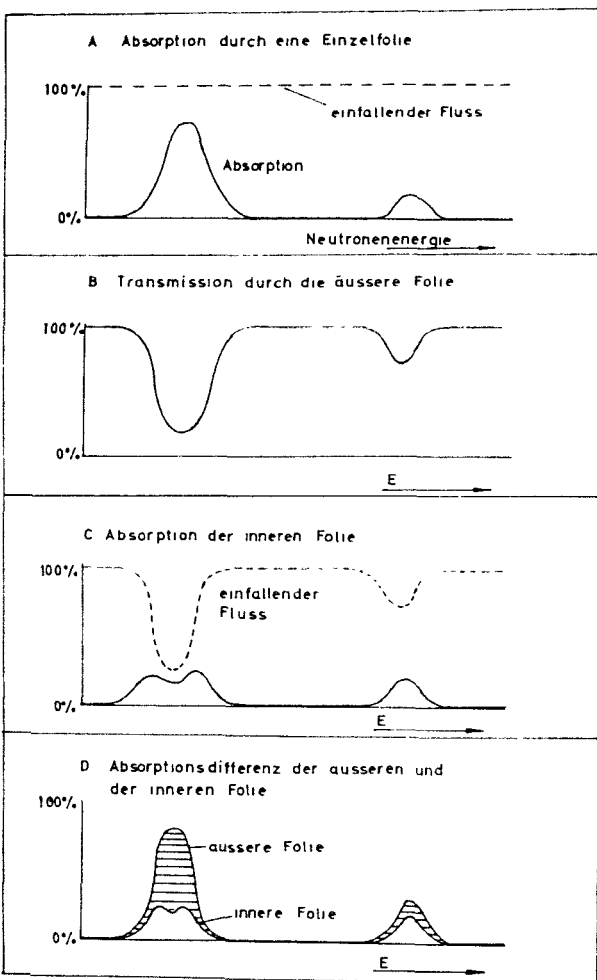


Abb. 3. Vergrößerung des Gewichtes der Hauptresonanz in der Sandwichmethode [1]

2. Grundsätzliches zur Auswahl und zur Theorie der Resonanzsonden

a) Sondenmaterialien

Nur wenige Substanzen können als Resonanzsonden verwendet werden, denn ein guter Resonanzdetektor muß folgende Forderungen erfüllen:

1. Es muß eine dominierende Hauptresonanz vorhanden sein;
2. die Absorption eines Neutrons muß zu β - oder γ -Aktivität führen;
3. die Halbwertszeit muß geeignet sein und
4. die Substanz muß sich zu einer Folie auswalzen lassen.

Die Forderung nach einer dominierenden Hauptresonanz erfüllen die Elemente Rhodium, Silber, Jod, Kobalt, Indium, Gold, Wolfram, Lanthan, Mangan sowie eine Reihe weiterer Nuklide. Bei Anwendung der übrigen Kriterien scheidet jedoch ein Großteil davon aus, so daß man saubere Messungen nur mit Indium, Gold, Wolfram, Lanthan und Mangan durchführen kann. Die wichtigsten Eigenschaften dieser Substanzen sind in der Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1

Substanz	Energie der Hauptresonanz	Isotop	$T_{1/2}$
In	1,46 eV	^{115}In	54 m
Au	4,9 eV	^{197}Au	2,7 d
W	18,8 eV	^{186}W	24 h
La	73,5 eV	^{139}La	40 h
Mn	337 eV	^{55}Mn	2,56 h

Die Resonanzenergien wachsen jeweils ungefähr um den Faktor Drei, so daß etwa in jedem logarithmischen Energieintervall des Abbremspektrums mit je einer Substanz gemessen werden kann.

Abb. 4. Indium: Beitrag der 1. Indiumresonanz zur Differenz beim Sandwich und zur Gesamtaktivität bei der Einzelsonde

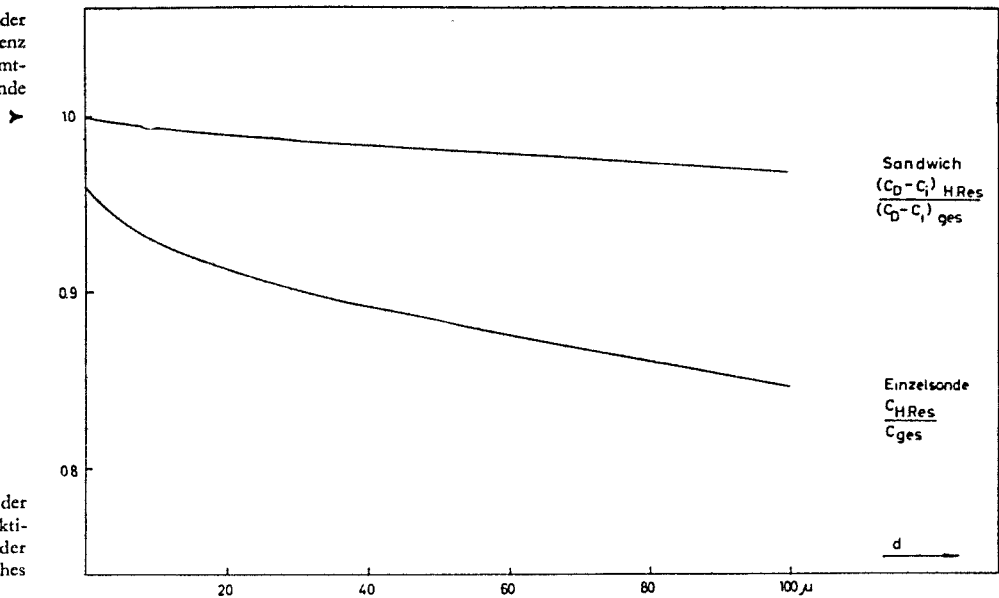


Abb. 5. Wolfram: Anteil der Hauptresonanz an der Gesamtaktivität der Einzelsonde und an der Gesamtdifferenz des Sandwiches

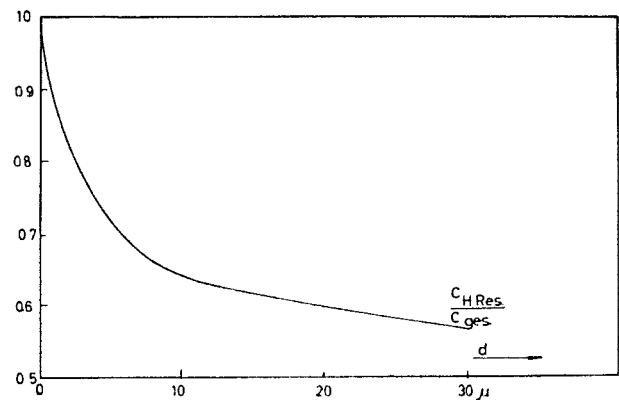
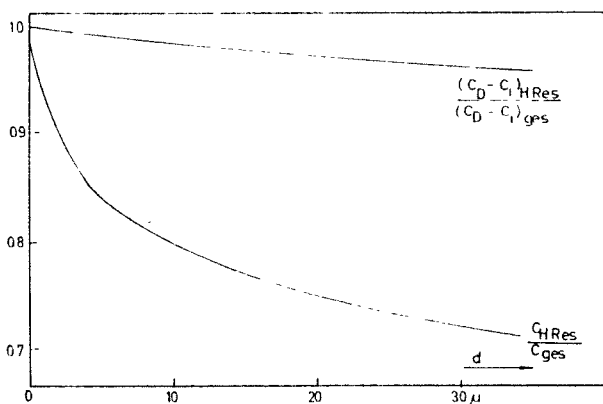


Abb. 6. Lanthan: Anteil der Hauptresonanz an der Gesamtaktivität der Einzelsonde. Anteil der Hauptresonanz der Gesamtdifferenz des Sandwiches = 1

b) Aktivierung der Sandwichschichten

Wir betrachten die Aktivierung C (Anzahl der pro sec und cm^2 durch das Neutronenfeld aktivierten Kerne) für ein Paket aus drei gleich starken Scheibensonden. Nach den Methoden der Sondentheorie [2] errechnet man [3] für die Differenzaktivierung zwischen Deck- und Innenfolie

$$C_D - C_I = \frac{\Phi_0}{4} \cdot \frac{\mu_a}{\mu} \cdot [\varphi_0(3\mu\delta) - 3\varphi_0(2\mu\delta) + 3\varphi_0(\mu\delta)] \quad (1)$$

und für den Quotienten der Aktivierung aus Außen- und Innenfolie

$$\frac{C_D}{C_I} = \frac{1}{2} \left[\frac{\varphi_0(3\mu\delta)}{\varphi_0(2\mu\delta) - \varphi_0(\mu\delta)} - 1 \right]. \quad (2)$$

Dabei ist $\varphi_0(\mu\delta)$ die von Bothe eingeführte Sondenfunktion, sie wird in [2] näher untersucht. μ ist der Absorptionskoeffizient der Sondensubstanz $\left[\frac{\text{cm}^2}{\text{mg}} \right]$, μ_a der Aktivierungskoeffizient, δ ist die Dicke der Sonde $\left[\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2} \right]$ und Φ_0 der Neutronenfluß. Diese Ausdrücke gelten im monoenergetischen Fluß und müssen über das tatsächlich auf die Sonde einfallende Energiespektrum gemittelt werden. Will man lediglich den von den Einfangprozessen an der Hauptresonanz herrührenden Anteil der Aktivierung

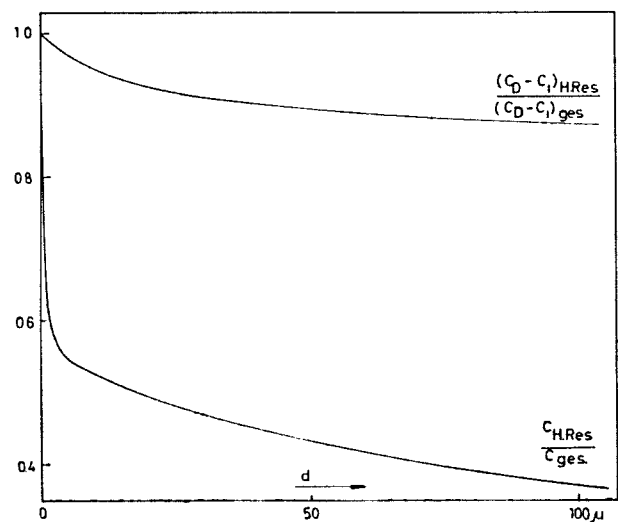


Abb. 7. Mangan: Anteil der Hauptresonanz an der Gesamtaktivität der Einzelsonde und an der Gesamtdifferenz des Sandwiches

berechnen, so hat die Mittelung unter Zugrundelegung der Breit-Wigner-Einniveauformel für den Aktivierungsquerschnitt zu erfolgen. Zur Bestimmung der Gesamtaktivierung müssen dagegen die Nebenresonanzen sowie der $1/v$ -Wirkungsquerschnitt bei kleinen Energien berücksichtigt werden. Diese Mittelung über die Energie, beispielsweise über ein $1/E$ -Spektrum, kann analytisch erfolgen, sofern man nur einfache Approximationen für die φ_0 -Funktion benutzt [3]. Die Abb. 2, 4, 5, 6 und 7 zeigen die Größe $\frac{(C_D - C_i)_{\text{H. Res.}}}{(C_D - C_i)_{\text{ges.}}}$, also den Anteil der Hauptresonanz

zur Differenzaktivierung des Sandwiches in einem $1/E$ -Spektrum für die Sondensubstanzen Gold, Indium, Wolfram, Lanthan und Mangan. Man erkennt, daß auch bei In, W, La und Mn der Beitrag der Hauptresonanz zur Gesamtdifferenz nur wenig von 1 abweicht und daß insbesondere bei Mangan die Sandwichmethode eine bedeutende Verbesserung gegenüber der Verwendung von Einzel-
folien bringt.

c) Optimierung der Sandwichdicke

Abb. 8 zeigt den Verlauf des Quotienten C_D/C_i (Aktivierung der Deckfolie durch Aktivierung der Innenfolie) für Gold. Die Kurve steigt von $C_D/C_i = 1$ für $\delta = 0$ ausgehend zunächst steil an, durchläuft ein Maximum und fällt anschließend wieder ab. Wäre die Resonanzaktivierung, wie man in früheren, halb empirischen Betrachtungen annahm, ein reiner Oberflächeneffekt, so würde der Quotient C_D/C_i mit steigender Dicke immer weiter ansteigen und schließlich unendlich hohe Werte erreichen. Abb. 8 zeigt im Gegensatz dazu deutlich, daß die Flanken der Resonanz durchaus zu einer beträchtlichen Aktivierung tieferer Schichten beitragen.

Der relative statistische Fehler der Differenzaktivität eines Sandwiches beträgt

$$\frac{m_{C_D - C_i}}{C_D - C_i} = \frac{\sqrt{m_{C_D}^2 + m_{C_i}^2}}{C_D - C_i} = \frac{1}{C_D - C_i} \sqrt{C_D^2 + C_i^2} = \frac{1}{\sqrt{C_i}} \cdot \frac{\sqrt{\frac{C_D}{C_i} + 1}}{\frac{C_D}{C_i} - 1} \quad (3)$$

und ist am kleinsten, wenn C_D/C_i am größten ist. Es ist also günstig,

mit der Folienstärke zu messen, bei der C_D/C_i das Maximum durchläuft. Diese Stärken sind für

In	50 μ
Au	25 μ
W	100 μ
La	200 μ
Mn	100 μ

Wie man aus Abb. 2, 4, 5, 6 und 7 entnimmt, ist der Beitrag der Hauptresonanz zur Gesamtdifferenz bei den oben gewählten Folienstärken

In	98,0%
Au	97,2%
W	96,2%
La	100%
Mn	87%

3. Messungen

a) Aufbau des Sandwiches

Ein Sandwich besteht aus einem Paket von drei gleich dicken Scheibensonden von 18 mm Durchmesser, das von einem Schutzring von 3 mm Breite und gleicher Stärke 3δ umgeben war. Die Verwendung ungleich dicker Sonden bringt keine Vorteile [3]. Dieser Stapel saß in der Ausfräsung einer 2 mm größeren Reinaluminiumscheibe, die wiederum in eine Kapsel aus 1 mm Kadmiumblech eingesetzt war. Bei Bestrahlungen ohne Cd-Deckel wurde dieser durch eine Aluminiumdose ersetzt. Ein Pressen des Paketes auch während der Bestrahlung ist notwendig, um das bei dünnen Folien unvermeidbare Aufwölben zu verhindern (Abb. 9).

Die Sonden wurden durch Ausstanzen mit einer Schnittstanze mit Niederhalter hergestellt (Abb. 10), stärkere und härtere Materialien (Wolfram!) mit einer üblichen Vollstanze. Es wurden solche Sonden zu einem Sandwich zusammengefaßt, deren Gewichtsunterschied kleiner als 1,5% war, wobei die Folie mit dem mittleren Gewicht als innere Folie verwendet wurde.

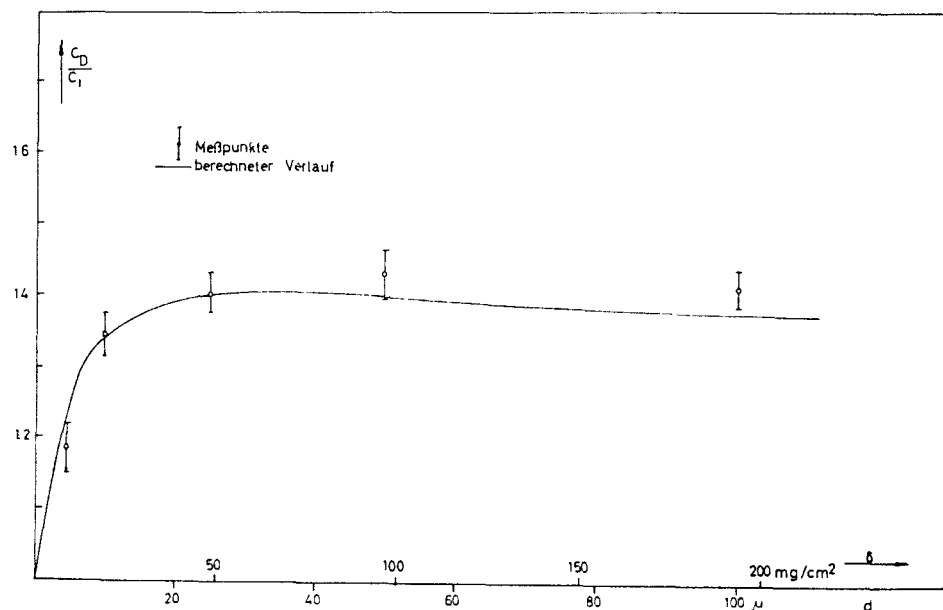


Abb. 8. Gold: Verhältnis der Aktivität C_D der äußeren zur Aktivität C_i der inneren Folie

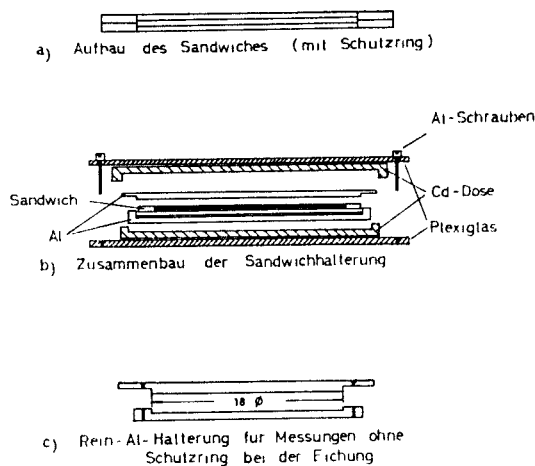


Abb. 9. Der Sandwich und seine Verpackung

Dünne Indiumfolien ($\delta < 50 \text{ mg/cm}^2$) kann man durch Legieren mit Zinn herstellen. In löst sich leicht und in jedem Mengenverhältnis in geschmolzenem Sn. Die Legierung ist wegen des gleichen spezifischen Gewichtes der Komponenten völlig homogen und bei nicht zu kleinem Sn-Gehalt zu sehr dünnen Folien auswalzbar. Die Aktivierung des Zinns selbst in hohen Neutronenflüssen ist bei γ -Zählung zu vernachlässigen.

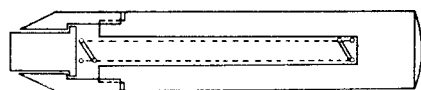


Abb. 10. Schnittstanz

Die Herstellung dünner Lanthanfolien ($d = 30$ bis 250μ) ist sehr mühsam, da das Metall durch Walzen sofort äußerst spröde wird. Zur Verfügung stand ein Schmelzkegel mit einem Gehalt an Seltenen Erden von 99,8%, wovon 99,95% Lanthan waren. Mit einer gewöhnlichen Eisensäge wurden dünne Streifen von höchstens 0,8 mm Stärke abgetrennt und durch eine Goldwalze gedreht. Nach einem Durchgang waren die Scheiben so hart, daß ein nochmaliges Walzen je nach Walzdruck starke seitliche Einrisse oder gar völlig nadelförmigen Bruch lieferte. Deswegen mußte ein Zwischenglühen im Vakuum eingeschaltet werden. Die Walzstücke wurden in ein 70 mm weites Glasrohr gebracht, dieses evakuiert und von außen mit Bunsenbrennern so weit erhitzt, wie es das allmählich weich werdende Glas zuließ (350 bis 400°C). Nach dem Erkalten war das Metall wieder weich und zäh und wurde wieder einmal durch die Walze gedreht. Dieser Zyklus wurde so lange fortgesetzt, bis die gewünschte Schichtdicke erreicht war. Die fertigen Folien müssen vor Luftfeuchtigkeit in einem Exsikkatorgefäß geschützt werden.

b) Bestrahlung und Auszählung

Die Bestrahlung des Sandwiches erfolgte, soweit es aus Intensitätsgründen möglich war, zwischen zwei (Ra + Be)-Quellen in Paraffin. Bei 11 cm Quellenabstand hat man ein sehr breites thermisches Maximum (Abb. 11) Aus Messungen von Poole [4] läßt sich daraus der

epithermische Fluß berechnen. Man kann annehmen, daß er nahezu isotrop ist und daß sich die $1/E$ -Verteilung in diesem Abstand von der Quelle bereits eingestellt hat.

Bestrahlungen bei höherem Neutronenfluß wurden im Pool des Forschungsreaktors München im Abstand von 28 cm vom Core durchgeführt. Es wurde ein Drehteller von 18 cm Durchmesser mit 12 Sondenpositionen verwendet [5]. Durch das Drehen erhält jede Sonde im Mittel die gleiche isotrope Bestrahlung.

Um von zusätzlichen Unsicherheiten bei der Deutung der Meßergebnisse durch die β -Selbstabsorption loszukommen, erfolgte die Auszählung der Sonden mit γ -Szintillationszählern. Dabei wurden die folgenden γ -Linien verwendet:

In	0,42 MeV
Au	0,41 MeV
W	0,48 MeV
La	0,49 MeV
Mn	0,85 MeV

Mit Hilfe eines Einkanaldiskriminators wurde der jeweilige Photopeak aus dem Spektrum ausgeblendet. Die Selbstabsorption der γ -Quanten innerhalb der Folie ist bei den oben angegebenen Energien zu vernachlässigen (sie beträgt weniger als 1%).

c) Überprüfung der Sondentheorie

Die in Abb. 2, 4, 5, 6 und 7 gezeigten Werte $\frac{(C_D - C_I)_{H. Res.}}{(C_D - C_I)_{ges.}}$ beruhen auf Berechnungen. Da sie eine wesentliche Voraussetzung für die Anwendung der Sandwichmethode darstellen, ist es wichtig, die Theorie der Methode durch Messungen zu überprüfen. Während sich jedoch die Größe $\frac{(C_D - C_I)_{H. Res.}}{(C_D - C_I)_{ges.}}$ nicht direkt messen läßt, ist die Größe C_D/C_I als Funktion der Dicke einer Messung leicht zugänglich und erlaubt eine Prüfung der Theorie.

Es wurden daher für alle hier beschriebenen Sonden-substanzen Messungen über das Verhältnis Aktivität der Deckfolie zu Aktivität der Innenfolie bei gleich starken Sandwichscheiben als Funktion der Sondendicke angestellt. Die Abb. 8 und 12 bis 15 zeigen die Meßwerte C_D/C_I im Vergleich zu den theoretischen Kurven [3].

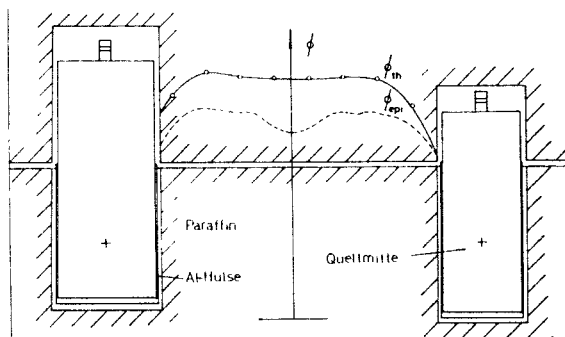


Abb. 11. Flußverlauf zwischen zwei 500 mC-(Ra-Be)-Quellen auf der Verbindungslinie der Quellenzentren in Paraffin

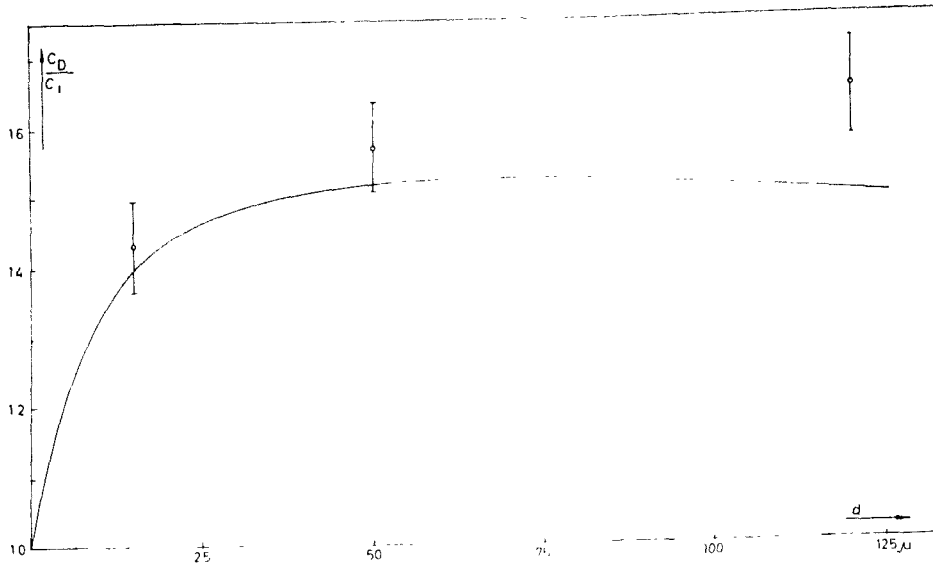


Abb. 12. Indium: Verlauf von C_D/C_1 und gemessene Werte

Bei Gold, Mangan und Lanthan ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, bei Indium und bei Wolfram dagegen eine Abweichung bei größeren Sondendicken. Bei Indium rührt das daher, daß die vereinfachten Voraussetzungen der Theorien (Aufspaltung des Aktivierungsquerschnitts in isolierte Resonanzen und einen $1/\nu$ -Teil) nicht mehr zutreffen. Beim Wolfram dürfte der Grund darin liegen, daß ^{186}W nur etwa 29% des Elementes Wolfram ausmacht. Einige der sonstigen Wolframisotope haben ausgeprägte Resonanzstellen in der Nähe von 18,8 eV; dies bedeutet bei größeren Deckeldicken eine Abschattung der inneren Folie.

4. Eichung

In einem Neutronenfeld mit unbekanntem Spektrum, das wir durch die Beziehung

$$\Phi(E) dE = \frac{\Phi_{\text{ep}}(E)}{E} dE \quad (4)$$

darstellen, gilt für die Differenzaktivität D eines Sandwiches:

$$D = R \cdot \Phi_{\text{ep}}(E_r) \cdot \text{const} \cdot T \quad (5)$$

mit $\text{const} = \sum_{\text{alle Resonanzen}} \{ \overline{\varphi_0(3\mu\delta)^E} - 3 \overline{\varphi_0(2\mu\delta)^E} + 3 \overline{\varphi_0(\mu\delta)^E} \}$

R = Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers,

T = Zeitfaktor,

E_r = Energie der Hauptresonanz.

Wären R , T und die Aktivierungskonstante genau bekannt, könnte man zur Ermittlung eines unbekanntes Spektrums unmittelbar Gl. (5) benutzen. Dem steht die Schwierigkeit gegenüber, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit R des Zählers in der Regel nur ungenau bekannt und mit der Zeit auch nicht konstant ist und daß weiter die Aktivierungskonstante aus Rechnungen hervorgeht, in die z. T. nur unsichere nukleare Daten eingehen.

Man kann den Einfluß der Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers (und gleichzeitig den Zeitfaktor) eliminieren, indem man den epithermischen Fluß jeweils relativ zu einem thermischen Standardfluß bestimmt. Dazu wird gleichzeitig mit der Aktivierung des Sandwiches eine „nackte“ Folie in einem thermischen Feld mit bestrahlt. Für die Aktivität dieser Sonde gilt

$$A_{\text{th}} = R \cdot \Phi_{\text{th}} \cdot \overline{\varphi_0(\mu\delta)^M} \cdot T \quad (6)$$

(M bedeutet Mittelung über die Maxwellverteilung).

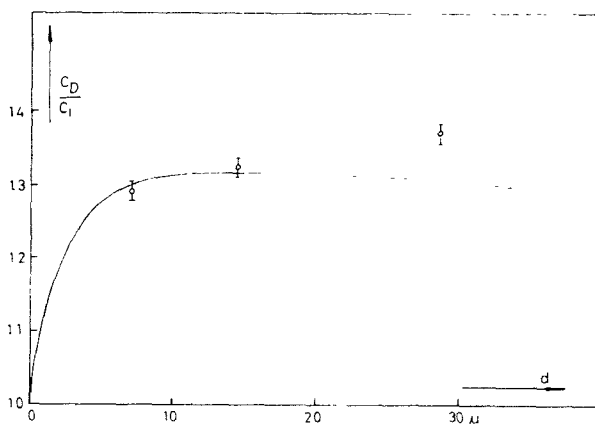


Abb. 13. Wolfram ($^{186}_{74}\text{W}$): Verlauf von C_D/C_1 und gemessene Werte

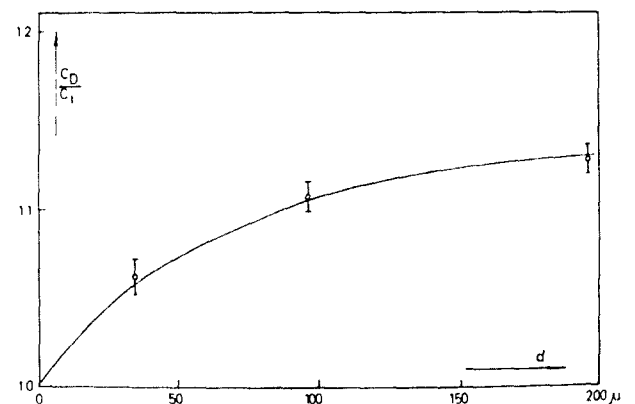
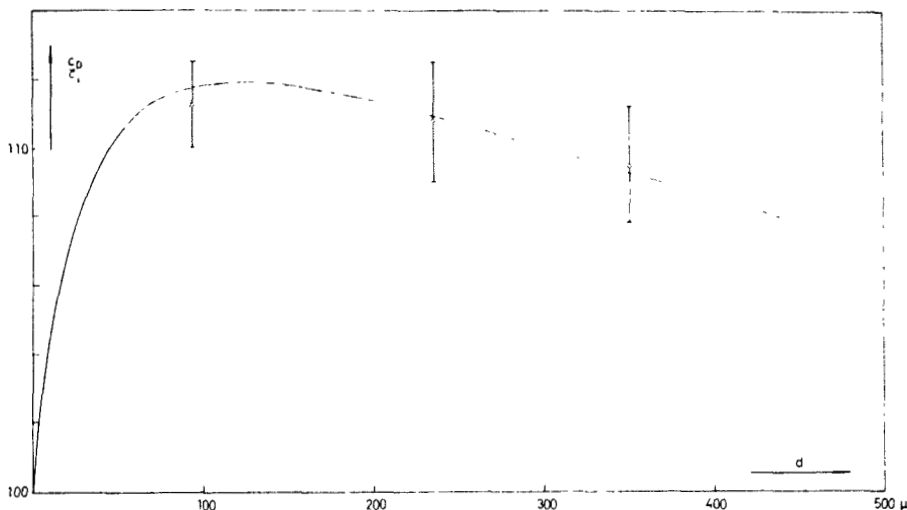


Abb. 14. Lanthan: Verlauf von C_D/C_1 und gemessene Werte

Abb. 15. Mangan: Verlauf von C_D/C_i und gemessene Werte



Division von Gl. (5) durch Gl. (6) liefert dann die reduzierte Differenz

$$\frac{D}{A_{th}} = \frac{\Phi_{ep}(E_r)}{\Phi_{th}} \cdot \frac{const}{\varphi_0(\mu \bar{\sigma})^M} \quad (7)$$

oder

$$D_{red} = \frac{\Phi_{ep}(E_r)}{\Phi_{th}} \cdot const_{red} \quad (8)$$

Bestrahlt man alle Vergleichssonden am gleichen Ort, so sind die D_{red} unmittelbar dem epithermischen Fluß proportional. Man kann auch formal den thermischen Fluß aus den Gleichungen eliminieren, indem man alle D_{red} auf eine Energie, etwa auf 4,9 eV (Gold) bezieht. Man bildet also

$$\frac{D_{red}}{D_{red}^{Au}} = \frac{const_{red}}{const_{red}^{Au}} \cdot \frac{\Phi_{ep}(E_r)}{\Phi_{ep}(4,9 \text{ eV})} \quad (9)$$

oder

$$D_{norm} = K \cdot \frac{\Phi_{ep}(E_r)}{\Phi_{ep}(4,9 \text{ eV})} \quad (10)$$

Die Größen K sind einer direkten experimentellen Bestimmung zugänglich. Dazu werden hintereinander oder gleichzeitig (Doppeldrehteller) alle Sandwiches in einem epithermischen Feld mit bekanntem Neutronenspektrum aktiviert. Handelt es sich dabei insbesondere um ein $1/E$ -Spektrum, so ist Φ_{ep} konstant, d. h. die Größen D_{norm} sind direkt gleich der Konstanten K . Ein solches $1/E$ -Spektrum liegt in einem ausgedehnten Wassergefäß in großem Abstand von der Quelle vor.

Die Diffusionslänge thermischer Neutronen in Wasser beträgt 2,7 cm, die Relaxationslänge für schnelle Neutronen ($E > \text{einige MeV}$) 8 bis 10 cm. Das Neutronenfeld wird deshalb in hinreichendem Abstand von der Quelle nur noch von den am Ort moderierten schnellen Neutronen aufgebaut, die den Weg von der Quelle ohne Stoß zurückgelegt haben. Man hat also homogen verteilte Quellen schneller Neutronen im Streumedium. Für solche Quellen besteht, wie die Bremstheorie zeigt, eine exakte $1/E$ -Verteilung der Neutronen im epithermischen Gebiet. Ein vom Ort unabhängig gewordenes C/D -Verhältnis zeigt in der Regel diesen „asymptotischen“ Bereich an.

Die Messung wurde im Pool des Münchner Schwimmbadreaktors durchgeführt. Die Aktivierung erfolgte auf einem doppelstöckigen Drehteller (Abb. 16), der sich in 28 cm Entfernung vom Graphitreflektor befand. Vor Einbau dieses Graphitreflektors waren Untersuchungen über das C/D -Verhältnis angestellt worden [5], die zeigten, daß in einem Abstand von 35 cm das Gleichgewicht vorliegt. Daraus kann man schließen, daß auch bei der vorliegenden Bestrahlungseinrichtung das Gleichgewicht in hinreichender Näherung vorliegen dürfte.

Mit dem Doppeldrehteller konnte die Aktivierung der Folien aller fünf Substanzen auf einmal durchgeführt werden. Auf dem oberen Teller waren die „nackten“ Folien angebracht, auf dem unteren in Cd-Kapseln die Sandwiches und die Folien für die C/D -Differenzbildung von A_{th} . Beide Scheiben waren auf einer Achse in 12 cm Abstand voneinander befestigt. Die Störung

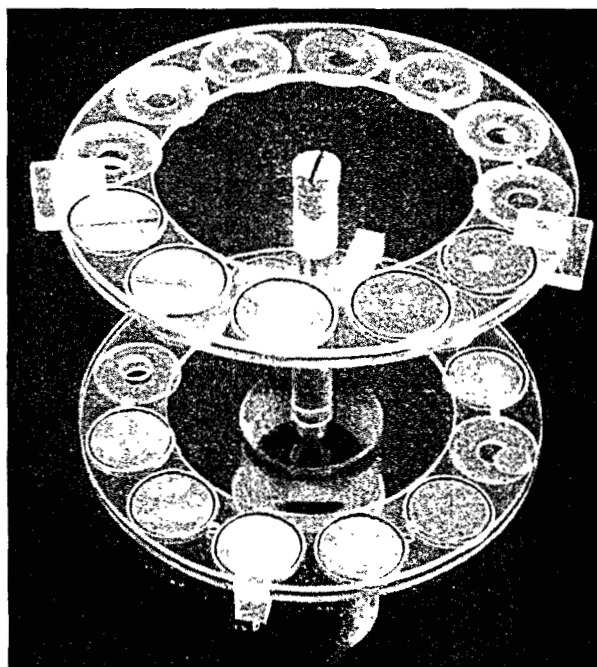


Abb. 16. Doppeldrehteller

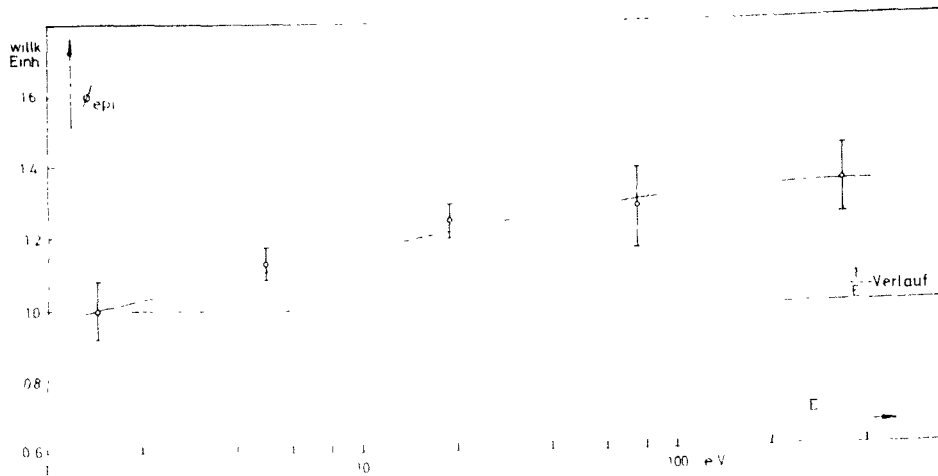


Abb. 17. Der epithermische Fluß in der Mitte einer Gitterzelle des FR 2

des thermischen Flusses auf dem oberen Teller durch das Kadmium auf dem unteren ist zu vernachlässigen. Zur Flußnormierung der Teller befand sich auf beiden eine kleine Goldsonde in einer C/D -Kapsel.

Die Tabelle 2 enthält die auf diese Weise bestimmten Werte K_i . Zum Vergleich sind die theoretisch aus nuklearen Daten berechneten Werte K mit eingetragen. Die Übereinstimmung ist ausgezeichnet bei Gold, Lanthan und Mangan. Sie ist dagegen nicht sehr gut bei Indium und Wolfram. Dies hat die gleichen Ursachen wie die Diskrepanz in den Kurven für C_D/C_i (vgl. 3. Abschnitt). Da bei der Anwendung der Sandwichmethode jedoch unmittelbar die gemessenen Eichwerte benutzt werden, ist diese Diskrepanz ohne Belang.

Tabelle 2

Substanz	Dicke	Resonanzenergie	K	K_i
In	51 μ	1,46 eV	0,8313	1,15 \pm 8,7%
Au	25,4 μ	4,9 eV	1	1
W	29,4 μ	18,8 eV	0,2040	0,747 \pm 2,5%
La	195 μ	73,5 eV	0,06372	0,0598 \pm 4,7%
Mn	98 μ	337 eV	0,04325	0,0421 \pm 6,7%

5. Anwendung des Verfahrens zur Bestimmung des epithermischen Spektrums im FR 2

Bei den Nullenergiemessungen am Karlsruher Reaktor FR 2 wurde nach der hier beschriebenen Methode eine Messung des epithermischen Neutronenspektrums durchgeführt. Dazu wurden in der Mitte einer Gitterzelle nacheinander Sandwiches aus den fünf Sub-

stanzen aktiviert. Die thermische Bezugssonde befand sich jeweils in einem horizontalen Experimentierkanal. Leider war für diese Messungen nur eine Gitterzelle verfügbar, die sich in der Nähe des Corerandes nahe bei einem Trimmabschaltstab befindet. Dadurch herrschte innerhalb der Zelle ein starker Flußgradient. Kleine Unsicherheiten in der Position des Sandwiches, die sich nicht vermeiden lassen, geben daher Anlaß zu starken Flußveränderungen. Die Meßwerte sind deshalb nicht so genau, wie es die Methode an sich ermöglicht. Die Abb. 17 zeigt die Meßergebnisse. Man sieht deutlich, daß $\Phi_{ep}(E)$ mit der Energie anwächst, daß $\Phi(E)$ also schwächer als $1/E$ mit der Energie abfällt. Dieses Verhalten ist auf Grund von Multigruppenrechnungen von Pearce und Bigham [6] vorausgesagt worden. Der bei uns gefundene Verlauf von $\Phi_{ep}(E)$ mit der Energie ist allerdings stärker als der von diesen Autoren berechnete.

Herrn Prof. Dr. Wirtz danke ich für die Aufgabenstellung, Herrn Dr. Beckurts und Herrn Brose für die vielen anregenden Diskussionen und dem Laboratorium für Technische Physik an der TH München für die im FRM durchgeführten Bestrahlungen.

Literatur

- [1] Stehn J. R.: Navel Reactor Physic Handbook III, 6, 12 (1958), UC-81
- [2] Wirtz K. und Beckurts K. H.: „Elementare Neutronenphysik“, Springer, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1958
- [3] Ehret G.: Diplomarbeit, Karlsruhe (1961)
- [4] Poole M.: J. Nucl. Eng. 5, 325 (1957)
- [5] Schilling W. u. a.: Kerntechnik 1, 21 (1959)
- [6] Pearce C. B. und Bigham R. M.: AECL-1228 (1961)

Anschrift des Verfassers: Günter Ehret, Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik des Kernforschungszentrums Karlsruhe, Weberstr. 5

Die Bestimmung epithermischer Neutronenspektren mit Resonanzsonden (Sandwichmethode)

Eine einfache Methode zur Messung des epithermischen Neutronenflusses in Reaktoren wird beschrieben. Dazu wird ein Paket aus drei gleichstarken Folien im Neutronenfluß aktiviert und anschließend die Differenzaktivierung zwischen äußerer und innerer Folie bestimmt. Diese Differenzaktivität ist direkt dem Neutronenfluß an der Hauptresonanz des Folienmaterials proportional, die Aktivierungen an den Nebenresonanzen sind für Innen- und Deckfolien nahezu gleichstark und verschwinden bei der Differenzbildung. Es wurden Sondermessungen mit Indium (Resonanzenergie 1,46 eV), Gold (4,9 eV), Wolfram (18,8 eV), Lanthan (73,5 eV) und Mangan (337 eV) angestellt. Das Verfahren wird zur Messung des epithermischen Neutronenspektrums in der Gitterzelle des Karlsruher Forschungsreaktors FR 2 angewandt.

The Measurement of Epithermal Neutron Spectra by Use of Resonance Detector Foils (Sandwich Method)

A simple method for the measurement of epithermal neutron fluxes in reactors is described. After a sandwich made from three foils of equal thickness has been activated in the neutron flux the difference activity between the outer and the inner foil is determined. This difference activity is directly proportional to the neutron flux at the main resonance of the foil material. The activation by neutrons of other energies is nearly equal for the inner and the outer foils and cancels if the difference is formed. Measurements have been made using Indium (resonance energy 1.46eV), Gold (4.9 eV), Tungsten (18.8 eV), Lanthanum (73.5 eV) and Manganese (337 eV). The method is used to determine the epithermal neutron spectrum of the Karlsruhe Research Reactor FR 2.

La détermination de spectres de neutrons épithermiques à l'aide de sondes à résonance (méthode de Sandwich)

Une méthode simple pour la mesure du flux de neutrons épithermiques dans des réacteurs est décrite. Un paquet de trois rubans de même épaisseur est activé dans le flux neutronique. En suite, la différence d'activation entre le ruban extérieur et le ruban intérieur est déterminée. Cette différence des activités est directement proportionnel au flux neutronique pour la résonance principale du matériel composant les rubans. Les activations pour les résonances secondaires ont à peu près la même valeur pour le ruban intérieur et les rubans extérieurs, de façon à disparaître en en formant la différence. De telles mesures ont été effectuées avec de l'indium (énergie de résonance 1,46 eV), de l'or (4,9 eV), du tungstène (18,8 eV), du lanthane (73,5 eV) et du manganèse (337 eV). Ce procédé est appliqué à la mesure du spectre des neutrons épithermiques dans le cœur du réacteur de recherches FR 2 de Karlsruhe.