

# Die Selbstabsorption der $\beta$ -Strahlung bei Messungen mit dem $4\pi$ -Zählrohr\*

Von H. MEISTER \*\*

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen  
(Z. Naturforsch. 13 a, 722—740 [1958]; eingegangen am 13. Mai 1958)

Für  $\text{Mn}^{56}$ ,  $\text{Cu}^{64}$ ,  $\text{Pd}^{109}$ ,  $\text{In}^{116}$  und  $\text{Au}^{198}$  wurde die Selbstabsorption der  $\beta$ -Strahlung in aktivierten Folien bei einer  $4\pi$ -Zählgeometrie untersucht:

1. Es wurden metallische Folien verschiedener Schichtdicke  $\delta$  bei fester geometrischer Anordnung im thermischen Neutronenfeld aktiviert. Durch Extrapolation der mit dem  $4\pi$ -Zählrohr gemessenen spezifischen Zählrate  $\nu(\delta)$  auf Schichtdicke Null wurde die spezifische Zerfallsrate  $c$  bestimmt und der Selbstabsorptionsfaktor  $s_\beta(\delta) = \nu(\delta)/c$  in Abhängigkeit von der Schichtdicke angegeben.

2. Für  $\text{Au}^{198}$  wurde die absolute Zerfallsrate  $N_0$  nach der  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmethode bestimmt und mit der im  $4\pi$ -Zählrohr gemessenen Zählrate  $N$  verglichen. Der Selbstabsorptionsfaktor  $s_\beta = N/N_0$  stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen ( $\approx 2\%$ ) mit dem oben erhaltenen überein.

3. Aktivierte Folien wurden beiderseitig mit Absorberfolien gleicher Dicke  $x$  (bestehend aus demselben Material) abgedeckt und die Transmission der  $\beta$ -Strahlung  $a_\beta(x)$  mit dem  $4\pi$ -Zählrohr gemessen. Hieraus wurde die  $\beta$ -Selbstabsorption in einer homogen aktivierten Schicht der Dicke  $\delta$  näherungsweise berechnet:  $s_\beta = 1/\delta \cdot \int_0^\delta a_\beta(x) dx$ . Für  $\delta < 20 \text{ mg/cm}^2$  stehen diese  $s_\beta$ -Werte im Einklang mit den oben durch Extrapolation gefundenen; bei größeren Schichtdicken treten jedoch zunehmende Abweichungen auf, die durch den Einfluß der  $\beta$ -Rückstreuung erklärt werden.

Ferner wurden Absorptionsmessungen für die Konversionselektronen des Isomers  $\text{In}^{115*}$  ( $E_\gamma = 335 \text{ keV}$ ) durchgeführt, die in einer folgenden Arbeit mit der Theorie verglichen werden.

Zur Absolutbestimmung thermischer Neutronenflüsse verwendet man häufig metallische Folien aus geeignetem Material (z. B. Indium oder Gold), deren induzierte  $\beta$ -Aktivität nach Bestrahlung im Neutronenfeld mit einem Zählrohr gemessen wird. Ist  $\nu_0 n$  der gesuchte Neutronenfluß am Meßort (Standardgeschwindigkeit  $\nu_0 = 2200 \text{ m/sec}$ ,  $n$  = thermische Neutronendichte), so erhält man in der Sättigung die spezifische Zählrate (bezogen auf die Masseneinheit der aktivierten Substanz)

$$\nu = \nu_0 n \mu_{\text{act}} g s_\beta w f_g. \quad (1)$$

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

( $\sigma_{\text{act}}$  = Aktivierungsquerschnitt,  $p_i$  = relative Häufigkeit des aktivierten Isotops,  $A$  = mittleres Atomgewicht,  $N_L$  = LOSCHMIDTSche Zahl) soll hierbei als bekannt angesehen werden, ebenso der Geometriefaktor  $f_g$  der Zählordnung und deren Ansprechwahrscheinlichkeit  $w$ . Der Korrekturfaktor  $g$  berücksichtigt die Schwächung des Neutronenfeldes im Innern der Folie und kann grundsätzlich berechnet werden (s. Anhang). Der  $\beta$ -Selbstabsorptionsfaktor  $s_\beta$  (definiert als mittlere Austrittswahrscheinlichkeit für ein

in der Folie entstehendes  $\beta$ -Teilchen) muß dagegen im allgemeinen durch zusätzliche Messungen ermittelt werden.

Benutzt man zur Messung von  $\nu$  ein übliches Glockenzählrohr, so sind in Gl. (1) noch weitere Korrekturen wegen evtl. auftretender Sekundärstrahlung (wie z. B.  $\gamma$ -Quanten oder Konversionselektronen) sowie wegen der Rückstreuung der  $\beta$ -Strahlung anzubringen, die entweder nur schwer mit größerer Genauigkeit zu erfassen sind oder eine genaue Kenntnis des Zerfallsschemas voraussetzen.

Diese Korrekturen fallen bekanntlich weg, wenn man zur Messung von  $\nu$  ein  $4\pi$ -Zählrohr<sup>1</sup> verwendet. Das zu messende Präparat wird hierbei im Innern der Zählkammer zwischen zwei  $\beta$ -empfindlichen Systemen angeordnet, so daß die gesamte aus dem Präparat austretende  $\beta$ -Strahlung ohne Rücksicht auf deren Winkelverteilung erfaßt wird, wobei Sekundärteilchen wegen ihrer Koinzidenz mit einem  $\beta$ -Zerfallsakt in der Regel nicht zusätzlich registriert werden. In Gl. (1) ist dann als Geometriefaktor  $f_g = 1$  zu setzen; für die Ansprechwahrscheinlichkeit kann im allgemeinen ebenfalls  $w = 1$  angenommen werden. Die Genauigkeit der  $4\pi$ -Zählmethode ist somit im

\* Auszug aus der Göttinger Dissertation 1957.

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

<sup>1</sup> R. COHEN, Ann. Phys., Paris **XII**, 7, 185 [1952]. — F. G. HOUTERMANS, L. MEYER-SCHÜTZMEISTER u. D. H. VINCENT, Z. Phys. **134**, 1 [1952].



wesentlichen nur durch den Selbstabsorptionsfaktor  $s_\beta$  begrenzt. Allerdings ist die Selbstabsorptionskorrektur auch für relativ dünne Folien von etwa  $10 \text{ mg/cm}^2$  Schichtdicke noch beachtlich ( $s_\beta \approx 0,9$  für ein  $\beta$ -Spektrum von  $1 \text{ MeV}$  Maximalenergie);  $s_\beta$  muß daher bei genaueren Messungen immer berücksichtigt werden.

Wegen der Geometrieabhängigkeit von  $s_\beta$  können die mit dem Glockenzählrohr gemessenen Selbstabsorptionswerte nicht ohne weiteres auf eine  $4\pi$ -Geometrie übertragen werden<sup>2,3</sup>. Es wurden daher Selbstabsorptionsmessungen mit dem  $4\pi$ -Zählrohr durchgeführt, zumal ähnliche Messungen bisher nur für wenige  $\beta$ -Strahler vorliegen<sup>3,4,5</sup>.

## 1. Das Zählrohr

Für unsere Messungen konnte das von v. WEYSENHOFF<sup>5</sup> beschriebene  $4\pi$ -Zählrohr ohne wesentliche Änderungen übernommen werden. Es besteht aus einem Messingrohr (6 cm Durchmesser, 24 cm Länge), das durch einen Schieber mit kreisförmiger Öffnung zur Aufnahme des Präparates in zwei halbzylindrische Zählkammern geteilt ist (Zählrohr: 0,2 mm Wolframdraht). Um eine annähernd zylindersymmetrische Feldverteilung zu schaffen, wurden die Zonen kleiner Feldstärke am Rande des Präparatschiebers durch gebogene Messingbleche abgedeckt; außerdem wurden an den Zählrohrenden 3 cm lange Messingröhrchen aufgesteckt, um störende Randeffekte auszuschalten<sup>5</sup>. Das Zählrohr wurde im Auslösbereich mit einer Füllung von 120 Torr Argon + 10% Äthylalkohol betrieben. Nach dem Einlegen des Präparates, das nach Abnahme eines Abschlußdeckels von der Stirnseite des Zählrohrs aus erfolgen konnte, wurde die Apparatur bis auf  $10^{-3}$  Torr evakuiert und mit dem in Vorratsballons bereitgehaltenen Zählgas gefüllt.

Der wegen des großen Zählvolumens relativ hohe Nulleffekt (65 Imp/min bei einer allseitigen Bleiabschirmung von 10 cm Dicke) wurde bei der Messung kleiner Zählraten durch eine zusätzliche Antikoinzidenz-Abschirmung auf etwa 10 Imp/min reduziert. Hierzu wurde das  $4\pi$ -Zählrohr mantelförmig mit Abschirmzählrohren umgeben. Um zu verhindern, daß diese in erheblichem Maße durch eine vom Präparat emittierte  $\gamma$ -Strahlung ausgelöst werden, wurde zwischen ihnen und dem Mantel des  $4\pi$ -Zählrohrs noch eine Bleiabschirmung von 1 cm Dicke vorgesehen.

Zur Registrierung wurden die Zählimpulse beider Systeme des  $4\pi$ -Zählrohrs zunächst je einem Löschkreis zugeleitet, der nach jedem Impuls die Zählspannung für eine feste Zeit  $\tau$  um 200 Volt herabsetzt. Die

Totzeit der Löschkreise wurde mit Doppelimpulsen von genau bekanntem zeitlichem Abstand auf  $\tau = 450 \pm 10 \mu\text{sec}$  eingestellt und damit die sonst stark spannungsabhängige Totzeit des Zählrohrs in definierter Weise festgelegt. Zur laufenden Kontrolle der Vorgänge in beiden Zählrohrhälften wurden deren Zählraten  $N_1$  und  $N_2$  sowie die Koinzidenzrate  $N_{12}$  getrennt registriert. Als Zahl der Ereignisse im Zählrohr erhält man dann  $N = N_1 + N_2 - N_{12}$ . Hiervon wurden sodann in einer Antikoinzidenzschaltung diejenigen Ereignisse abgezogen, die innerhalb  $\pm 5 \mu\text{sec}$  mit einem Impuls der Abschirmzählrohre zusammenfielen.

An den gemessenen Zählraten wurden in der üblichen Weise Totzeitkorrekturen angebracht, die bei unseren Messungen höchstens wenige Prozent betrug. Zur Kontrolle der Totzeitkorrektur wurde der zeitliche Abfall der Aktivität von  $\text{In}^{116}$  ( $T_{1/2} = 54,3 \text{ min}$ ) von  $N = 3 \cdot 10^4$  auf  $10^3 \text{ Imp/min}$  aufgenommen, wobei keine systematische Abweichung vom exponentiellen Verlauf festzustellen war.

Durch Variation von Zählspannung, Gasdruck und Geometrie der Folienhalterung konnte gezeigt werden, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohrs für ein aus dem Präparat austretendes  $\beta$ -Teilchen nur wenig von eins abweicht:

1. Es wurden Zählrohrcharakteristiken für die  $\beta$ -Strahlung von  $\text{Au}^{198}$  ( $T_{1/2} = 2,70 \text{ d}$ ) bei verschiedenen Gasdrücken aufgenommen. Als Präparat diente eine Goldfolie von 12 mm Durchmesser und  $50 \text{ mg/cm}^2$  Schichtdicke, die zuvor mit thermischen Neutronen bestrahlt worden war und deren zeitlicher Aktivitätsabfall bei der Messung berücksichtigt wurde. Wie Abb. 1 zeigt, ergab sich je nach Gasdruck ein Plateau von 100 bis 200 Volt Länge mit einem Anstieg von etwa 0,5% pro 100 Volt im Anfangsteil. Eine Druckabhängigkeit der Zählrate ist nicht mit Sicherheit festzustellen. Verluste wegen zu kleiner Ionisierungswahrscheinlichkeit im Zählgas treten also in diesem Druckbereich nicht auf. Für die folgenden Messungen wurde nach Abb. 1 als Arbeitspunkt des Zählrohrs gewählt:

Gasdruck:  $p = 120 \text{ Torr}$ ,

Zählspannung: 100 Volt über der Einsatzspannung.

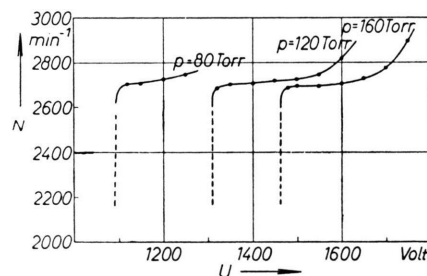


Abb. 1. Zählrohrcharakteristiken für verschiedene Gasdrücke  $p$ .

<sup>2</sup> R. G. BAKER u. L. KATZ, Nucl. 11, (Nr. 2) 14 [1953].

<sup>3</sup> M. A. GREENFIELD, R. L. KOONTZ, A. A. JARRETT u. J. K. TAYLOR, Nucl. 15, (Nr. 3) 57 [1957].

<sup>4</sup> B. D. PATE u. L. YAFFE, Canad. J. Chem. 34, 265 [1956].

<sup>5</sup> H. v. WEYSENHOFF, Diplomarbeit, Göttingen 1955.

2. Die aktivierte Folie war bei allen Messungen auch dem in Abb. 2 dargestellten Halter in der kreisförmigen Öffnung des Präparatschiebers angeordnet. Dabei lag sie an den drei Messingstegen mit einer Fläche von ins-

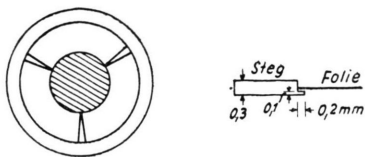


Abb. 2. Folienhalterung.

gesamt nur 0,3 mm<sup>2</sup> auf. Die Absorption der  $\beta$ -Strahlung in den Stegen dürfte hiernach nur wenige Promille betragen. Vergleichsweise wurde die Folie auf einer goldbedampften Kollodiumhaut von 10  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$  Dicke angeordnet, deren  $\beta$ -Absorption belanglos ist<sup>6</sup>. Es ergab sich Übereinstimmung auf 0,2%, auch bei einer radialen Verschiebung der Folie um 2 mm. Danach ist also einerseits die  $\beta$ -Absorption in der üblichen Halterung Abb. 2 kleiner als 0,2%, andererseits bringen auch die Gebiete niedriger Feldstärke in den Öffnungen des Halters keine Zählverluste mit sich.

3. Mit einer entsprechenden Anordnung konnten die auf einen Zählimpuls folgenden Nachentladungen gemäß ihrer zeitlichen Verzögerung registriert werden. Durch Vergleich der Nachentladungsrate bei verschiedenen Zählspannungen zeigte sich, daß die an sich geringe Plateauabsteigung nur durch Nachentladungen und nicht durch geometrische Effekte bedingt ist.

Da die relative Häufigkeit der Nachentladungen im Arbeitspunkt nur 0,5% betrug und die gemessene Zählrate bei unseren Voruntersuchungen innerhalb  $\pm 0,5\%$  konstant geblieben war, können wir als Ansprehwahrscheinlichkeit  $w = 1,00 \pm 0,01$  annehmen. Eine genaue Kenntnis von  $w$  ist bei unseren Messungen lediglich für den in Abschnitt 3 durchgeführten Vergleich mit der  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmethode erforderlich.

## 2. Bestimmung der $\beta$ -Selbstabsorption durch Extrapolation

Zur Bestimmung der  $\beta$ -Selbstabsorption wurden Folien gleicher Fläche  $F$  und von verschiedener Schichtdicke  $\delta$  ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ) einzeln im thermischen Neutronenfeld einer Standardanordnung aktiviert. Solange die Neutronenabsorption in der Folie hinreichend klein ist, kann die spezifische Aktivierung  $c$  (Zahl der sekundlich aktivierten Atomkerne pro g) innerhalb der Folie als homogen und unabhängig von der Schichtdicke  $\delta$  angesehen werden. In der Sättigung erhält man dann als gesamte sekundliche Zerfallsrate

$$N_0(\delta) = c F \delta. \quad (3)$$

Demgegenüber sei die mit dem  $4\pi$ -Zählrohr gemessene Sättigungszählrate ( $f_g = w = 1$  vorausgesetzt)

$$N(\delta) = s_\beta(\delta) N_0(\delta). \quad (4)$$

<sup>6</sup> B. D. PATE u. L. YAFFE, Canad. J. Chem. 33, 929 [1955].

<sup>7</sup> W. BOTHE, Z. Phys. 120, 437 [1943].

Für den  $\beta$ -Selbstabsorptionsfaktor  $s_\beta$  ergibt sich somit

$$s_\beta(\delta) = \frac{N(\delta)}{N_0(\delta)} = \nu(\delta)/c, \quad (5)$$

d. h. die gemessene spezifische Zählrate

$$\nu(\delta) = N(\delta)/F \delta$$

gibt bereits den Verlauf der Selbstabsorptionskurve bis auf den Faktor  $1/c$  wieder, den man durch Extrapolation der Meßkurve auf Schichtdicke null bestimmen kann. Da man über den Verlauf der Kurve bei kleinen Schichtdicken keine genaue Kenntnis besitzt, soll hierbei die Selbstabsorption in der dünnsten Folie möglichst zu vernachlässigen sein ( $s_\beta \approx 1$ ).

Sobald infolge von Absorption eine merkliche Schwächung der Neutronenintensität innerhalb der Folie auftritt, hängt die spez. Aktivierung sowohl vom Orte  $x$  in der Folie (gemessen senkrecht zur Oberfläche in  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) als auch von der gesamten Schichtdicke  $\delta$  ab:  $c = c(x, \delta)$ . Die Zerfallsrate  $N_0$  ist dann nicht mehr wie in Gl. (3) proportional zu  $\delta$ , sondern es gilt stattdessen

$$N_0(\delta) = \bar{c}(\delta) F \delta \quad \text{mit} \quad \bar{c}(\delta) = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta c(x, \delta) dx. \quad (3a)$$

Statt Gl. (5) erhält man dann für den  $\beta$ -Selbstabsorptionsfaktor

$$s_\beta(\delta) = \nu(\delta)/\bar{c}(\delta), \quad (5a)$$

der in der oben erläuterten Weise bestimmt werden kann, wenn außer der Meßkurve  $\nu(\delta)$  auch der Verlauf der spez. Aktivierung  $\bar{c}(\delta)$  bis auf einen konstanten Faktor bekannt ist.

Für ein isotropes thermisches Neutronenfeld wurde die Aktivierung  $C_0$  einer Folie (bezogen auf die Flächeneinheit) von BOTHE<sup>7</sup> berechnet:

$$C_0 = v_0 n \frac{\mu_{\text{act}}}{\mu_a} \frac{\Phi_0(\mu_a \delta)}{2} \quad (6)$$

[ $\Phi_0(t) = 1 - (1-t)e^{-t} + t^2 \text{Ei}(-t)$ ,  $\mu_a = \sigma_a N_L/A$ ]. Hierbei wurde angenommen, daß das auf die Folie auftreffende Neutronenfeld durch deren Anwesenheit nicht beeinflusst wird. Da jedoch eine absorbierende Schicht in einem Diffusionsfeld als negative Quelle wirkt und die Neutronendichte in ihrer Umgebung vermindert, ist die wirkliche Folienaktivierung  $C$  kleiner als die dem ungestörten Neutronenfeld  $v_0 n$  nach Gl. (6) entsprechende Aktivierung  $C_0$ . Sieht man die Aktivierungsstörung  $\kappa_C = (C_0 - C)/C$  als bekannt an und berücksichtigt außerdem die in

Gl. (6) vernachlässigte Neutronenstreuung in der Folie [s. Anhang Gl. (38)], so erhält man für die mittlere spez. Aktivierung  $\bar{c}(\delta) = C(\delta)/\delta$

$$\bar{c}(\delta) = v_0 n \mu_{\text{act}} g(\delta) \quad (7)$$

$$\text{mit } g(\delta) = \frac{1}{1 + \kappa_C(\delta)} \left\{ \frac{\Phi_0(\mu\delta)}{2\mu\delta} + \mu_s \delta \frac{\chi(\mu\delta)}{2\mu\delta} \right\}$$

( $\mu_s = \sigma_s N_L/A$ ,  $\mu = \mu_a + \mu_s$ ,  $\chi(t)$  siehe Abb. 21). Die von der Foliendicke  $\delta$  abhängigen Größen wurden hierbei in der Funktion  $g(\delta)$  zusammengefaßt, die somit die Schwächung des Neutronenfeldes infolge der endlichen Foliendicke angibt.

Für unsere Folien ist die Absorption der thermischen Neutronen so gering, daß  $\bar{c}(\delta)$  nur wenig von  $\delta$  abhängt und die Inhomogenität der spez. Aktivierung  $c(x, \delta)$  nach Gl. (34b) (s. Anhang) nur wenige Prozent beträgt. Dies gilt jedoch nicht für die epithermischen Neutronen, die bei starker Resonanzabsorption zu einer ausgesprochenen Oberflächenaktivierung führen. Daher wird bei unseren Messungen die Aktivierung durch epithermische Neutronen durch eine Cadmium-Differenz eliminiert.

#### a) Messungen

Nach dieser Methode wurde die  $\beta$ -Selbstabsorption für  $\text{Mn}^{56}$ ,  $\text{Cu}^{64}$ ,  $\text{Pd}^{109}$ ,  $\text{In}^{116}$  und  $\text{Au}^{198}$  gemessen. In Tab. 1 sind die Reinheit der verwendeten Substanzen, deren Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen nach HUGHES u. a.<sup>8</sup>, die Halbwertszeiten der  $\beta$ -Strahler<sup>8</sup> und deren Maximalenergien  $E_{\beta\text{max}}$  nach Nuclear Data<sup>9</sup> aufgeführt, außerdem die von uns gemessenen Halbwertszeiten, die bei der Auswertung der Messungen eingesetzt wurden.

Aus den angegebenen Substanzen wurden metallische Folien von 12 mm Durchmesser und Schichtdicken von ca. 1 mg/cm<sup>2</sup> bis zu 100 mg/cm<sup>2</sup> hergestellt: Schichten von etwa 5 mg/cm<sup>2</sup> an aufwärts durch Auswalzen, die dünneren Schichten von Cu, In und Au durch Aufdampfen im Vakuum. Hierzu wurde eine Glasplatte mit einer Kollodiumschicht überzogen und aus einem Abstand von 8 cm mit dem Metall bedampft. Aus der Metallschicht konnten Kreisscheiben von  $12 \pm 0,2$  mm Durchmesser ausgeschnitten werden, die sich beim Baden in Azeton langsam von der Glasplatte ablösten. Zur Bestimmung von  $F\delta$  wurden die Folien auf  $\pm 0,02$  mg genau ausgewogen, die dünneren Schichten sogar bis auf  $\pm 0,005$  mg. Bei den leicht oxydierbaren Substanzen Cu und Mn wurde außerdem der Cu- bzw. Mn-Gehalt analytisch bestimmt (die „Mn“-Folien bestanden aus einer Legierung von 89,5% Mn und 10,5% Ni). Die Inhomogenität

der Schichtdicken betrug etwa  $\pm 5\%$ , für die dickeren Schichten weniger als  $\pm 3\%$ .

Die Bestrahlung der Folien wurde mit einer 500 mC Ra+Be-Quelle in der folgenden Standardanordnung durchgeführt: Ein Graphitquader ( $40 \times 10,5 \times 11,5$  cm<sup>3</sup>) wurde an den beiden Enden ausgehöhlt und mit Paraffin ausgegossen. An dem einen Ende war die Ra+Be-Quelle eingebettet. Die zu bestrahlende Folie wurde zwischen zwei halbzyllindrischen Graphitschiebern in die Bohrung des aus Graphit bestehenden Mittelteils ( $10 \times 10,5 \times 11,5$  cm<sup>3</sup>) auf  $\pm 0,1$  mm genau eingeführt. Der Klotz konnte durch einen entsprechenden Kanal in einen Paraffinquader ( $40 \times 45 \times 60$  cm<sup>3</sup>) eingeschoben werden, der als Reflektor diente. Bei einem Quellabstand von 9 cm ergab sich am Meßort ein thermischer Neutronenfluß von  $1,7 \cdot 10^4 \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  mit einer sehr guten Reproduzierbarkeit ( $\approx 0,1\%$ ).

Da die nähere Umgebung der Folie aus Graphit ( $\lambda_t = 2,6$  cm) bestand, war die Aktivierungsstörung  $\kappa_C$  wesentlich kleiner als in einer Vollparaffinanordnung. Die Aktivierungsstörung von Indiumfolien in Graphit wurde in einer früheren Arbeit<sup>10</sup> gemessen [ $\kappa_C = 0,078 \Phi_0(\mu_a \delta)$ ], doch konnte das Ergebnis wegen der Anwesenheit des Paraffinreflektors nicht auf unsere Standardanordnung übertragen werden. Eine nach derselben Methode durchgeführte Messung ergab hier

$$\kappa_C = 0,093 \Phi_0(\mu_a \delta). \quad (8)$$

Demnach bringt die Aktivierungsstörung nur für die dickeren In- und Au-Folien in Gl. (7) eine Korrektur von mehr als 1% mit sich.

Um die Aktivierung durch epithermische Neutronen zu messen, wurde die Folie am Meßort mit einer Kapsel aus 0,6 mm dickem Cadmium allseitig umgeben. Für Substanzen mit starker Resonanzaktivierung (In, Au) wurde ein zweiter Meßklotz verwendet, bei dem zur Herabsetzung des epithermischen Anteils der Quellabstand auf 12 cm vergrößert wurde.

Die Bestrahlung der Folien dauerte etwa eine Halbwertszeit. Zur anschließenden Aktivitätsmessung konnten die Folien freitragend auf dem in Abb. 2 dargestellten Halter ins Zählrohr gebracht werden; dabei wurden diese an den drei Auflageflächen mit einer stark verdünnten Lösung von Zellon in Azeton befestigt, der zur Vermeidung von Aufladungseffekten eine Spur Zitronensäure zugesetzt wurde. Die gemessene Zählrate wurde nach den üblichen Korrekturen wegen Totzeitverlusten und Nulleffekt mit den in Tab. 1 angegebenen Halbwertszeiten auf Sättigung umgerechnet. In dieser Weise wurden für jede Folie mehrere Messungen durchgeführt und deren Mittelwerte in Tab. 2 bis 6 angegeben. Dabei bedeuten

$N$  die Sättigungsaktivität ohne Cd-Filter,

$N_{\text{Cd}}$  die Sättigungsaktivität mit 0,6 mm Cd.

Bei der Messung wurde stets darauf geachtet, daß störende Nebenaktivitäten nicht mehr als 0,3% der Zählrate betrugen.

<sup>8</sup> D. J. HUGHES u. J. A. HARVEY, Neutron Cross Section, Brookhaven National Laboratory, 1955.

<sup>9</sup> Nuclear Data, U.S. National Bureau of Standards.

<sup>10</sup> H. MEISTER, Z. Naturforschg. **10 a**, 669 [1955].



Material	Reinheit	Isotop (%)	$\sigma_{\text{act}}$ (barn)	$\sigma_a$ (barn)	$\sigma_s$ (barn)
Mn	89,5 %	Mn <sup>55</sup> 100 %	13,4 $\pm$ 0,3	13,2 $\pm$ 0,4	2,3 $\pm$ 0,3
Cu	99,85%	Cu <sup>63</sup> 69,1%	3,9 $\pm$ 0,8	3,69 $\pm$ 0,12 4,3 $\pm$ 0,3	7,2 $\pm$ 0,7
Pd	99,99%	Pd <sup>108</sup> 26,7%	12 $\pm$ 3	8,0 $\pm$ 1,5	3,6 $\pm$ 0,6
In	99,99%	In <sup>115</sup> 95,77%	145 $\pm$ 15	190 $\pm$ 10	2,2 $\pm$ 0,5
Au	99,95%	Au <sup>197</sup> 100 %	96 $\pm$ 10	98,0 $\pm$ 1,0	9,3 $\pm$ 1,0
$\beta$ -Strahler	$T_{1/2}$ (s. Anm. <sup>8</sup> )	$T_{1/2}$ (gemessen)	$E_{\beta\text{max}}$ (MeV) (s. Anm. <sup>9</sup> )		
Mn <sup>56</sup>	2,58 h	2,59 $\pm$ 0,01 h	2,86 (60%) } $\beta^-$ 1,05 (25%) } 0,73 (15%) }		
Cu <sup>64</sup>	12,8 h	12,6 $\pm$ 0,1 h	0,571 (67%) $\beta^-$ 0,657 (33%) $\beta^+$		
Pd <sup>109</sup>	13,6 h	13,4 $\pm$ 0,1 h	1,04 (100%) $\beta^-$		
In <sup>116</sup>	54,1 min	54,3 $\pm$ 0,2 min	1,00 (51%) } $\beta^-$ 0,87 (28%) } 0,60 (21%) }		
Au <sup>198</sup>	2,7 d	2,70 $\pm$ 0,01 d	0,957 (99,4%) } $\beta^-$ 0,295 ( 0,6%) }		

Tab. 1. Eigenschaften der untersuchten Substanzen.

$\delta$	$N$	$N_{\text{Cd}}$	$N_z$	$N_{\text{th}}$	$\nu$	$g$	$\nu/g$	$s\beta$
6,34	375,2	13,5	3,6	658,1	91,79	0,996	92,14	0,961
$\pm 0,05$	$\pm 2,6$	$\pm 2,2$		$\pm 3,4$		$\pm 0,003$		$\pm 0,011$
12,60	1294	24,3	6,9	1263	88,57	0,994	89,13	0,930
	$\pm 5$	$\pm 2,0$		$\pm 6$				$\pm 0,008$
23,24	2270	37,0	12,2	2221	84,51	0,989	85,48	0,892
	$\pm 10$	$\pm 2,7$		$\pm 11$				$\pm 0,006$
41,64	3751	63,3	20,1	3668	77,88	0,981	79,36	0,828
	$\pm 8$	$\pm 2,4$		$\pm 9$				$\pm 0,004$
56,18	4802	81,5	25,8	4695	73,89	0,976	75,72	0,790
	$\pm 11$	$\pm 2,3$		$\pm 12$				$\pm 0,004$
71,61	5825	113,2	31,2	5681	70,14	0,970	72,30	0,754
	$\pm 11$	$\pm 2,3$		$\pm 12$				$\pm 0,004$
96,32	7402	121,6	39,7	7241	66,47	0,962	69,10	0,721
	$\pm 13$	$\pm 2,7$		$\pm 14$				$\pm 0,003$
144,2	9747	165,9	52,3	9529	58,44	0,948	61,66	0,643
	$\pm 11$	$\pm 3,0$		$\pm 12$				$\pm 0,003$

Tab. 2. Mn<sup>56</sup>- $\beta$ -Selbstabsorption (Quellabstand 12 cm).

Für die dünneren Cu-Folien ( $\delta < 5 \text{ mg/cm}^2$ ) reichte die Intensität der Ra + Be-Quelle nicht aus. Sie wurden daher in einem Paraffinkubus ( $80 \times 80 \times 80 \text{ cm}^3$ ) mit einer 300 kV d + d-Neutronenquelle (1 mA Ionenstrom auf Graphit-Selbsttarget<sup>11</sup>) bei einem Neutronenfluß von  $4 \cdot 10^5 \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  mehrere Stunden lang bestrahlt. Da die Absorption der thermischen und epithermischen

Neutronen in diesen Folien zu vernachlässigen ist, konnten sie in einem Paket zusammen mit der Cu-Folie von  $5,67 \text{ mg/cm}^2$  aktiviert werden, wobei ihre Aktivitäten über die letztere an die Messung mit der Ra + Be-Quelle angeschlossen wurden.

#### b) Die Cadmium-Differenz

Von der ohne Cd-Abschirmung gemessenen Zählrate  $N$  soll jetzt der durch die epithermischen Neu-

<sup>11</sup> K. FIEBIGER, Z. Naturforsch. 11 a, 607 [1956]; Z. angew. Phys. 9, 213 [1957].

$\delta$	$N$	$N_{Cd}$	$N_z$	$N_{th}$	$\nu$	$g$	$\nu/J$	$s\beta$
1,426 $\pm 0,005$ 1,883 2,922					16,50 $\pm 0,10$ 16,29 $\pm 0,15$ 16,00 $\pm 0,15$	1,000 $\pm 0,003$ 1,000 1,000	16,50 16,29 16,00	0,973 $\pm 0,009$ 0,960 $\pm 0,011$ 0,943 $\pm 0,010$
5,62 $\pm 0,02$ 11,85	97,9 $\pm 0,6$ 184,7 $\pm 0,8$		0,7 $\pm 0,6$ 1,4 $\pm 0,5$	94,3 $\pm 0,6$ 177,8 $\pm 0,8$	14,83 13,27	0,999 0,998	14,84 13,29	0,875 $\pm 0,008$ 0,784 $\pm 0,005$
15,56 27,68 48,85	227,8 $\pm 0,9$ 335,0 $\pm 1,9$ 437,9 $\pm 1,5$		1,7 $\pm 0,9$ 2,5 $\pm 0,5$ 3,2 $\pm 0,5$	219,3 $\pm 0,9$ 322,5 $\pm 1,9$ 421,6 $\pm 1,5$	12,46 10,30 7,63	0,998 0,996 0,994	12,48 10,34 7,67	0,736 $\pm 0,004$ 0,610 $\pm 0,004$ 0,452 $\pm 0,002$

Tab. 3.  $Cu^{64}$ - $\beta$ -Selbstabsorption (Quellabstand 9 cm).

$\delta$	$N$	$N_{Cd}$	$N_z$	$N_{th}$	$\nu$	$g$	$\nu/g$	$s\beta$
6,58 $\pm 0,02$ 11,53	241,7 $\pm 1,7$ 302,9 $\pm 1,9$	81,4 $\pm 1,1$ 110,9 $\pm 1,5$	1,0 $\pm 1,1$ 1,4 $\pm 1,5$	132,3 $\pm 2,0$ 190,6 $\pm 2,4$	17,78 14,62	0,999 $\pm 0,003$ 0,998	17,80 14,65	0,645 $\pm 0,011$ 0,531 $\pm 0,007$
25,38 44,55 61,64 87,02	488,6 $\pm 1,4$ 664,3 $\pm 1,9$ 775,2 $\pm 4,9$ 863,7 $\pm 1,9$	159,1 $\pm 1,6$ 203,0 $\pm 1,3$ 216,0 $\pm 4,2$ 220,9 $\pm 3,6$	2,5 $\pm 1,6$ 3,5 $\pm 1,3$ 4,2 $\pm 4,2$ 4,9 $\pm 3,6$	327,0 $\pm 2,1$ 457,8 $\pm 2,3$ 555,0 $\pm 6,5$ 637,9 $\pm 4,1$	11,39 9,08 7,96 6,48	0,996 0,993 0,991 0,988	11,44 9,14 8,03 6,56	0,415 $\pm 0,003$ 0,331 $\pm 0,002$ 0,291 $\pm 0,004$ 0,238 $\pm 0,002$

Tab. 4.  $Pd^{109}$ - $\beta$ -Selbstabsorption (Quellabstand 9 cm).

tronen bedingte Anteil abgezogen werden. Für die Energieverteilung des Neutronenflusses  $\nu n(E) dE$  kann man hierbei mit guter Näherung annehmen<sup>12</sup>:

$$\nu n(E) dE = \begin{cases} [v n(E)]_{th} dE = K_{th} e^{-E/E_0} \frac{E}{E_0} \frac{dE}{E_0} & (0 < E < E_{gr}), \\ [v n(E)]_{ep} dE = K_{ep} \frac{dE}{E} (E_{gr} < E < \infty), \end{cases} \quad (9)$$

( $E_0 = 0,025$  eV), wobei die Grenzerie  $E_{gr}$  durch die Forderung  $[v n(E_{gr})]_{th} = [v n(E_{gr})]_{ep}$  festgelegt wird (in unserer Meßanordnung war  $E_{gr} \approx 0,2$  eV). Dann ist die Zählrate  $N$  der unbedeckten Folie

$$N(\delta) = N_{th}(\delta) + N_{ep}(\delta) \quad (10)$$

mit 
$$N_{th} = s\beta F \int_0^{E_{gr}} (v n)_{th} dE \frac{\mu_{act}}{2\mu_a} \Phi_0(\mu_a \delta),$$

$$N_{ep} = s\beta F \int_{E_{gr}}^{\infty} (v n)_{ep} dE \frac{\mu_{act}}{2\mu_a} \Phi_0(\mu_a \delta).$$

Für die mit Cd-Abschirmung aktivierte Folie erhält man dagegen<sup>13</sup>

$$N_{Cd} = s\beta F \int_{E_{gr}}^{\infty} (v n)_{ep} dE \frac{\mu_{act}}{2\mu_a} \cdot \{ \Phi_0(\mu_{Cd} \delta_{Cd} + \mu_a \delta) - \Phi_0(\mu_{Cd} \delta_{Cd}) \}. \quad (11)$$

( $\delta_{Cd}$  = Schichtdicke der Cd-Filter,  $\mu_{Cd}$  = Absorptionskoeffizient von Cd). Cd-Filter von 0,6 mm Dicke absorbieren praktisch alle Neutronen mit einer Energie unter 0,4 eV, also außer den thermischen Neutronen auch einen Teil des  $dE/E$ -Spektrums. Aus den gemessenen Größen  $N$  und  $N_{Cd}$  kann somit der thermische Anteil  $N_{th}$  ermittelt werden:

$$N_{th} = N - N_{Cd} - N_z. \quad (12)$$

<sup>12</sup> D. J. HUGHES, Pile Neutron Research, Addison Wesley, Cambridge/Mass. 1953.

<sup>13</sup> M. KÜCHLE, Diplomarbeit, Göttingen 1955.

$\delta$	$N$	$N_{\text{Cd}}$	$f_{\text{Cd}}$	$N_z$	$N_{\text{th}}$	$\nu$	$g$	$\nu/g$	$s\beta$
0,670	571,7	118,8	1,060	3,2	442,6	583,1	0,998	584,4	0,980
$\pm 0,005$	$\pm 3,1$	$\pm 1,8$			$\pm 3,7$		$\pm 0,003$		$\pm 0,013$
1,141	949,7	180,6	1,060	5,4	752,9	583,6	0,996	586,1	0,983
	$\pm 3,3$	$\pm 7,5$			$\pm 8,3$				$\pm 0,013$
3,091	2400	412,2	1,060	14,1	1949	557,5	0,990	563,4	0,945
	$\pm 5$	$\pm 11,3$			$\pm 13$				$\pm 0,008$
4,86	3582	571,9	1,061	21,8	2953	536,9	0,984	545,5	0,915
$\pm 0,02$	$\pm 8$	$\pm 3,4$			$\pm 9$				$\pm 0,007$
9,34	6283	850,4	1,063	39,4	5340	505,7	0,977	517,6	0,868
	$\pm 11$	$\pm 4,5$			13				$\pm 0,005$
18,09	10461	1180	1,065	67,5	9137	446,6	0,952	468,9	0,787
	$\pm 15$	$\pm 7$			$\pm 18$				$\pm 0,003$
28,58	14358	1393	1,067	94,4	12777	395,3	0,931	424,4	0,712
	$\pm 22$	$\pm 6$			$\pm 24$				$\pm 0,003$
41,08	17773	1500	1,069	118,5	16051	345,5	0,909	380,1	0,638
	$\pm 26$	$\pm 14$			$\pm 31$				$\pm 0,003$
55,15	20450	1582	1,072	137,5	18617	298,4	0,886	336,6	0,565
	$\pm 20$	$\pm 9$			$\pm 26$				$\pm 0,002$
76,04	22898	1630	1,076	155,0	20989	244,1	0,856	285,2	0,478
	$\pm 25$	$\pm 20$			$\pm 35$				$\pm 0,002$
102,5	24492	1636	1,080	166,6	22558	194,5	0,835	233,0	0,391
	$\pm 36$	$\pm 10$			$\pm 40$				$\pm 0,002$

Tab. 5.  $\text{In}^{116}\beta$ -Selbstabsorption (Quellabstand 12 cm).

$\delta$	$N$	$N_{\text{Cd}}$	$N_z$	$N_{\text{th}}$	$\nu$	$g$	$\nu/g$	$s\beta$
0,905	283,8	58,1	1,4	224,3	219,0	0,999	219,3	0,973
$\pm 0,005$	$\pm 1,6$	$\pm 0,9$		$\pm 1,8$		$\pm 0,003$		$\pm 0,012$
1,378	428,1	83,0	2,1	343,0	220,1	0,998	220,5	0,978
	$\pm 2,1$	$\pm 1,2$		$\pm 2,4$				$\pm 0,009$
5,903	1640	284,6	8,1	1347	201,8	0,993	203,3	0,902
	$\pm 4,1$	$\pm 2,4$		$\pm 4,8$				$\pm 0,005$
9,70	2529	411,2	12,7	2105	191,9	0,990	193,8	0,860
$\pm 0,02$	$\pm 6,8$	$\pm 3,1$		$\pm 7,6$				$\pm 0,005$
19,24	4345	600,0	22,5	3722	171,0	0,982	174,2	0,773
	$\pm 9,2$	$\pm 10,6$		$\pm 14$				$\pm 0,004$
29,02	5812	712,9	30,7	5068	154,4	0,974	158,5	0,703
	$\pm 12$	$\pm 4,8$		$\pm 13$				$\pm 0,003$
38,47	6908	757,9	37,1	6113	140,5	0,967	145,2	0,644
	$\pm 17$	$\pm 4,7$		$\pm 18$				$\pm 0,003$
45,92	7628	799,2	41,2	6788	130,7	0,962	135,8	0,603
	$\pm 20$	$\pm 4,6$		$\pm 21$				$\pm 0,003$
65,20	8884	843,8	48,3	7992	108,4	0,950	114,1	0,506
	$\pm 14$	$\pm 5,5$		$\pm 16$				$\pm 0,002$
91,79	9885	856,2	54,4	8974	86,44	0,934	92,5	0,410
	$\pm 17$	$\pm 6,4$		$\pm 19$				$\pm 0,002$

Tab. 6.  $\text{Au}^{198}\beta$ -Selbstabsorption (Quellabstand 12 cm).

Zur Bestimmung der Korrekturgröße  $N_z = N_{\text{ep}} - N_{\text{Cd}}$ , welche die unterhalb 3 eV beginnende Absorption der epithermischen Neutronen im Cd berücksichtigt, konnte für alle Substanzen mit Ausnahme von Indium die Neutronenabsorption im Energiebereich von 0,4 bis 3 eV vernachlässigt werden. Man findet dann aus Gln. (10) und (11)

$$N_z = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{K_{\text{ep}}}{K_{\text{th}}} \frac{\int_{E_{\text{gr}}}^{\infty} (dE/E) \sigma_{\text{act}}(E) [1 - E_2(\mu_{\text{Cd}} \delta_{\text{Cd}})]}{\sigma_{\text{act}}(E_0)} N_{\text{th}} \quad (13)$$

$[E_2(t) = e^{-t} + t \text{Ei}(-t)]$ , wobei das Integral aus der bekannten Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte<sup>8</sup> und das Flußverhältnis  $K_{\text{ep}}/K_{\text{th}}$  aus

dem Cd-Verhältnis einer Mn-Folie bestimmt wurden.

Bei Indium tritt für die Neutronen der Resonanzenergie 1,46 eV bereits merkliche Absorption im Cd auf, die in einer früheren Arbeit<sup>10</sup> gemessen wurde. Man erhält dann mit dem dort angegebenen Korrekturfaktor  $f_{\text{Cd}}$

$$N_{\text{th}} = N - N_{\text{Cd}} f_{\text{Cd}} - N_z. \quad (12 \text{ a})$$

Die hierbei nicht erfaßte Neutronenabsorption unterhalb 0,4 eV wird durch  $N_z$  berücksichtigt.

### c) Extrapolation

In Tab. 2 bis 6 wurden aus den gemessenen Zählraten  $N$  und  $N_{\text{Cd}}$  nach Gl. (12) bzw. (12 a) der gesuchte thermische Anteil  $N_{\text{th}}$  sowie die spez. Zählrate  $\nu(\delta) = N_{\text{th}}/F\delta$  ermittelt. Um hieraus die Selbstabsorption  $s_\beta(\delta)$  zu bestimmen, ist  $\nu(\delta)$  noch durch den Korrekturfaktor  $g(\delta)$  zu dividieren, der nach Gl. (7) aus den Wirkungsquerschnitten (Tab. 1) und der Aktivierungsstörung Gl. (8) berechnet wurde:

$$s_\beta(\delta) = \frac{1}{v_0 n \mu_{\text{act}}} \frac{\nu(\delta)}{g(\delta)}. \quad (14)$$

Zur Festlegung des unbekannten Faktors  $1/v_0 n \mu_{\text{act}}$  wurde durch die gemessenen  $\nu/g$ -Werte eine glatte Kurve gelegt und auf  $\delta=0$  extrapoliert. Die für  $\delta=0$  auf eins normierten Kurven sind in Abb. 3 bis 7 aufgetragen und geben nach Gl. (14) den Ver-

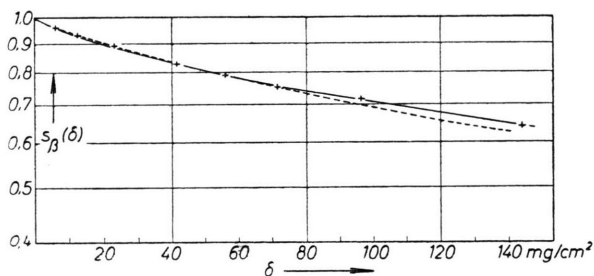


Abb. 3.  $\text{Mn}^{56}\beta$ -Selbstabsorption. + Meßwerte, --- aus der Absorptionskurve  $a_\beta(\delta)$  berechnet nach Gl. (24).

lauf des Selbstabsorptionsfaktors wieder. Hiernach betrug die  $\beta$ -Selbstabsorption in der dünnsten Folie jeweils nur 2 bis 4%.

Der Fehler von  $\nu/g$  setzt sich wie folgt zusammen:  
 statistischer Fehler von  $N_{\text{th}}$ : meist  $< 0,5\%$ ,  
 relativer Fehler von  $\delta$ :  $\approx 0,5\%$ ,  
 relativer Fehler von  $g$ :  $\approx 0,3\%$ .

Der relative Fehler von  $\nu/g$  beträgt hiernach etwa  $\pm 1\%$ . Die Genauigkeit der Extrapolation wird auf  $\pm 2\%$  geschätzt.

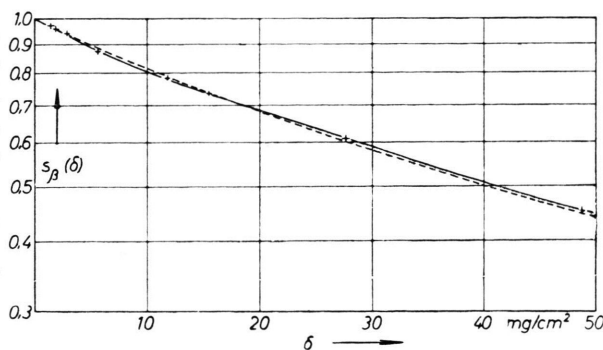


Abb. 4.  $\text{Cu}^{64}\beta$ -Selbstabsorption. +, --- s. Text Abb. 3.

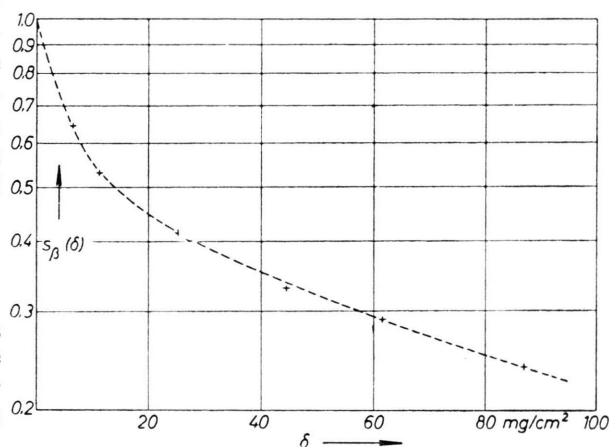


Abb. 5.  $\text{Pd}^{109}\beta$ -Selbstabsorption. +, --- s. Text Abb. 3.

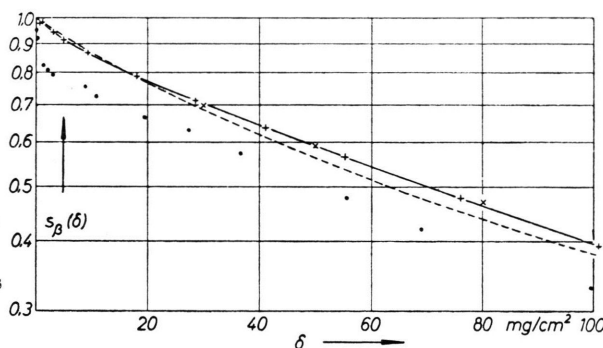


Abb. 6.  $\text{In}^{116}\beta$ -Selbstabsorption. + Meßwerte, • Messung von GREENFIELD u. a.<sup>3</sup> ( $2\pi$ -Zählrohr), --- aus der Absorptionskurve  $a_\beta(\delta)$  berechnet nach Gl. (24), x aus der Absorptionskurve  $a_\beta(\delta)$  berechnet nach Gl. (22).

Für  $\text{Pd}^{109}$  konnte eine solche Extrapolation nicht durchgeführt werden, da die Selbstabsorption der mit  $\text{Pd}^{109}$  im Gleichgewicht stehenden  $\text{Ag}^{109*}$ -Konversionselektronen auch in der dünnsten Folie noch erheblich ist. Die Normierung der  $\text{Pd}^{109}$ -Kurve wird in Abschnitt 6 festgelegt.



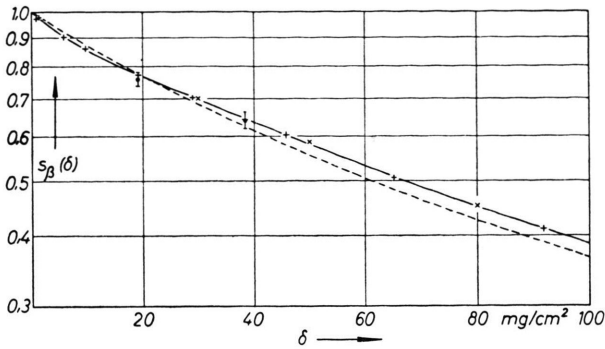


Abb. 7.  $\text{Au}^{198}$ - $\beta$ -Selbstabsorption + Meßwerte, ● Vergleich mit  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmethode, ---, × s. Text Abb. 6.

### 3. Vergleich mit der $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmethode

Für Substanzen mit einfachem  $\beta$ -Zerfall und nachfolgendem  $\gamma$ -Übergang läßt sich die absolute Zerfallsrate  $N_0$  vorteilhaft nach der  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmethode<sup>14</sup> bestimmen: Mißt man mit je einem nur auf  $\beta$ - bzw.  $\gamma$ -Strahlung ansprechenden Zähler die Zählraten  $N_\beta$  und  $N_\gamma$  sowie die Koinzidenzrate  $N_{\beta\gamma}$ , so erhält man bekanntlich die absolute Zerfallsrate

$$N_0 = \frac{N_\beta N_\gamma}{N_{\beta\gamma}} \quad (15)$$

ohne Kenntnis der Ansprechwahrscheinlichkeiten und der  $\beta$ -Selbstabsorption (hierbei wurde angenommen, daß die  $\gamma$ -Strahlung im Präparat nicht merklich absorbiert wird und daß keine  $\beta$ - $\gamma$ -Winkelkorrelation besteht). Die  $\beta$ -Selbstabsorption läßt sich dann durch Vergleich der im  $4\pi$ -Zählrohr gemessenen Zählrate  $N$  mit der absoluten Zerfallsrate  $N_0$  bestimmen:

$$s_\beta = N/N_0. \quad (16)$$

Unter unseren Substanzen war diese Methode nur auf  $\text{Au}^{198}$  anwendbar, dessen Zerfall (Abb. 8) zu 99,4% nach der Kaskade  $E_{\beta\text{max}} = 0,957$  MeV,  $E_\gamma = 0,411$  MeV erfolgt<sup>15</sup>; die Abweichungen hiervon bringen für Gl. (15) nur einen Fehler von weniger als 0,5% mit sich, den wir vernachlässigen konnten. Hingegen mußte der Einfluß der Konversionselektronen berücksichtigt werden: der  $\gamma$ -Übergang zum Grundzustand erfolgt nämlich mit der Wahrscheinlichkeit<sup>16</sup>  $\alpha = 0,048$  durch Emission eines Konversionselektrons, wodurch die Zählrate  $N_\beta$  vergrößert,  $N_\gamma$  und  $N_{\beta\gamma}$  aber verkleinert werden:

$$N_\beta = \{w_\beta s_\beta + \alpha(1 - w_\beta s_\beta) \cdot w_\beta s_e\} N_0,$$

$$N_\gamma = (1 - \alpha) w_\gamma N_0,$$

$$N_{\beta\gamma} = (1 - \alpha) w_\beta w_\gamma s_\beta N_0$$

( $w_\beta$  = Ansprechwahrscheinlichkeit des  $\beta$ -Zählers auf  $\beta$ -Strahlung,  $w_\gamma$  = Ansprechwahrscheinlichkeit des  $\gamma$ -Zählers auf  $\gamma$ -Strahlung).

Für die  $\beta$ -Strahlung und die Konversionselektronen wurden zwar dieselbe Ansprechwahrscheinlichkeit  $w_\beta$ , aber verschiedene Selbstabsorptionsfaktoren  $s_\beta$  bzw.  $s_e$  angenommen. Die absolute Zerfallsrate ist dann

$$N_0 = k \frac{N_\beta N_\gamma}{N_{\beta\gamma}}, \quad k = \frac{1}{1 + \alpha(s_e/s_\beta)(1 - w_\beta s_\beta)}. \quad (17)$$

Die Messung wurde für Goldfolien von 19,2 und 38,5 mg/cm<sup>2</sup> Dicke durchgeführt, die mit thermischen Neutronen in Paraffin aktiviert wurden. Um hierbei eine möglichst homogene Aktivierung zu gewährleisten, wurden die Resonanzneutronen (4,9 eV) durch beiderseitig aufgelegte Au-Absorber (10 mg pro cm<sup>2</sup>) geschwächt. Als Neutronenquelle diente die Reaktion  $\text{T}(d, n)\text{He}^4$  (200 kV-Deuteronen auf Tritium-Titan-Target bei 100  $\mu\text{A}$  Ionenstrom).

Die Bestimmung von  $N_0$  wurde mit einer von HOUTERMANS<sup>17</sup> beschriebenen Apparatur durchgeführt: Als  $\gamma$ -Zähler diente ein NaJ-Kristall, als  $\beta$ -Zähler ein Proportionalzählrohr, dessen Kathode aus einem Drahtkäfig bestand, so daß sich eine Korrektur wegen der  $\gamma$ -Empfindlichkeit des  $\beta$ -Zählrohres erübrigte. Die Meßergebnisse und ihre Auswertung nach Gl. (17) sind in Tab. 7 aufgeführt. Hierbei wurde zur Berechnung des Korrekturfaktors  $k$  die Selbstabsorption für die  $\beta$ -Strahlung nach Abb. 7 eingesetzt, für die Konversionselektronen nach Abb. 19 abgeschätzt. Abschließend wurde die Zählrate im  $4\pi$ -Zählrohr gemessen; nach Abschnitt 1 wurde hierbei als Ansprechwahrscheinlichkeit  $w = 1,60 \pm 0,01$  angenommen. Die relativen Fehler der Absolutbestimmungen von  $N$  und  $N_0$  werden auf  $\pm 1,5\%$  geschätzt, der in Tab. 7 nach Gl. (16) bestimmte  $\beta$ -Selbstabsorptionsfaktor dürfte somit auf 2,5% genau sein. Die in Abb. 7 eingetragenen Werte von  $s_\beta$  stimmen für beide Folien mit den durch Extrapolation bestimmten Werten auf etwa 2% überein.

### 4. $\beta$ -Absorption in aufgelegten Absorbern

Für die in Tab. 1 verzeichneten Substanzen wurde die Absorption der  $\beta$ -Strahlung in beiderseitig auf-

<sup>14</sup> J. V. DUNWORTH, Rev. Sci. Instrum. **11**, 167 [1940]. — M. L. WIEDENBECK, Phys. Rev. **72**, 974 [1947].

<sup>15</sup> L. G. ELLIOTT u. J. L. WOLFSON, Phys. Rev. **82**, 333 [1951].

<sup>16</sup> D. SAXON u. R. HELLER, Phys. Rev. **75**, 909 [1949].

<sup>17</sup> H. HOUTERMANS, Intern. Konferenz über Radioisotope in der wissenschaft. Forschung, Paris 1957.

$\delta$	19,24		38,47		mg/cm <sup>2</sup>
$U_\beta$	3200	3500	3200	3500	Volt
$N_\beta$	9981 $\pm$ 20	12164 $\pm$ 25	16246 $\pm$ 30	18796 $\pm$ 35	min <sup>-1</sup>
$N_\gamma$	1013 $\pm$ 10	1019 $\pm$ 10	1980 $\pm$ 10	1999 $\pm$ 10	min <sup>-1</sup>
$N_{\beta\gamma}$	292,0 $\pm$ 2,4	360,8 $\pm$ 2,7	486,0 $\pm$ 3,6	571,5 $\pm$ 4,0	min <sup>-1</sup>
$s_\beta$	0,78		0,65		
$s_e$	1,00		0,90		
$w_\beta s_\beta$	0,30	0,37	0,26	0,30	
$k$	0,959 $\pm$ 0,005	0,962 $\pm$ 0,005	0,953 $\pm$ 0,005	0,956 $\pm$ 0,005	
$N_0$	33200 $\pm$ 500	33050 $\pm$ 500	63080 $\pm$ 700	62850 $\pm$ 700	min <sup>-1</sup>
$N$	25080 $\pm$ 250		40470 $\pm$ 400		min <sup>-1</sup>
$s_\beta$	0,756 $\pm$ 0,015	0,759 $\pm$ 0,015	0,642 $\pm$ 0,013	0,644 $\pm$ 0,013	
	0,758 $\pm$ 0,015		0,643 $\pm$ 0,013		

Tab. 7.  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessung ( $U_\beta$ =Spannung des  $\beta$ -Zählrohrs).

gelegten Absorberfolien gemessen. Hierzu wurde eine im Neutronenfeld aktivierte Folie des betreffenden Materials (12 mm Durchmesser, einige mg/cm<sup>2</sup> Dicke) auf beiden Seiten mit Absorberfolien von gleicher Schichtdicke  $\delta$  abgedeckt und auf dem in Abb. 2 be-

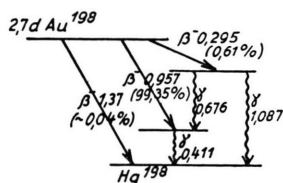
	4 $\pi$ -Zählrohr	GLEASON u. a. <sup>19</sup>
Mn <sup>56</sup>	11,6 $\pm$ 1,0	10,5
Cu <sup>64</sup>	34,9 $\pm$ 1,5	36,5
Pd <sup>109</sup>	(100)	16,0
In <sup>116</sup>	25,0 $\pm$ 2,0	22,6
Au <sup>198</sup>	20,0 $\pm$ 1,0	18,4

Tab. 8. Al-Absorptionskoeffizient  $\alpha_0$  (cm<sup>2</sup>/g).

schriebenen Halter im 4 $\pi$ -Zählrohr ausgezählt, in derselben Weise sodann auch die unbedeckte Folie. Unter Berücksichtigung des zeitlichen Aktivitätsabfalls wurde das Verhältnis beider Zählraten in Abhängigkeit von  $\delta$  untersucht:

$$a_\beta(\delta) = N(\delta)/N_0 \quad (18)$$

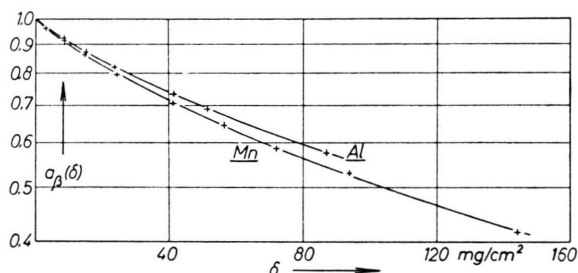
$[N(\delta)$  = Sättigungsaktivität, gemessen mit Absorbern der Dicke  $\delta$ ,  $N_0$  = Sättigungsaktivität der unbedeck-

Abb. 8. Zerfallsschema von Au<sup>198</sup> (Energieangaben in MeV).

ten Folie]. Bei der Messung mußte besonders darauf geachtet werden, daß die Absorberfolien völlig glatt auf der aktivierten Folie auflagen.

Die sowohl für Aluminiumabsorber wie auch für Absorber aus dem Material der aktivierten Folien

gemessenen Absorptionskurven  $a_\beta(\delta)$  sind in Abb. 9 bis 13 in Abhängigkeit von  $\delta$  (mg/cm<sup>2</sup>) aufgetragen (mittlerer Fehler von  $a_\beta$  etwa  $\pm 0,01$ ). Wie man sieht, hängen die Meßkurven z. Tl. erheblich vom Absorbermaterial ab. Für einen Vergleich der verschiedenen  $\beta$ -Strahler sollen daher zunächst nur die Al-Absorptionskurven betrachtet werden.

Abb. 9. Mn<sup>56</sup>- $\beta$ -Absorption in aufgelegten Al- und Mn-Absorbern (Dicke der aktivierten Folie  $\delta' = 7,1$  mg/cm<sup>2</sup>).

Ein über größere Teile der Kurve näherungsweise exponentieller Gang  $a_\beta(\delta) = \exp(-\alpha\delta)$ , wie er für Substanzen mit *einfachem*  $\beta$ -Zerfall häufig bei Messungen mit dem Glockenzählrohr gefunden wurde, tritt hier nur bei Cu<sup>64</sup> und Au<sup>198</sup> auf, deren  $\beta$ -Spektren entweder im wesentlichen nur aus einer Komponente bestehen (Au<sup>198</sup>) oder aber aus zwei  $\beta$ -Komponenten (Cu<sup>64</sup>) von nicht allzu verschiedener Maximalenergie (vgl. Tab. 1). Bei Mn<sup>56</sup> und In<sup>116</sup>, deren Spektren aus je drei Komponenten bestehen, sind dagegen erhebliche Abweichungen vom Exponentialverlauf festzustellen; hier dürfte bei größeren Schichtdicken auch ein Beitrag der  $\gamma$ -Strahlung hinzukommen. Beim Zerfall des Pd<sup>109</sup> tritt als Folgeprodukt das Isomer Ag<sup>109\*</sup> ( $E_\gamma = 87$  keV,  $T_{1/2} = 40$  sec<sup>9</sup>) auf, dessen Konversionselektronen sich in Abb. 11 als Spitze bemerkbar machen. Für diese tritt bereits

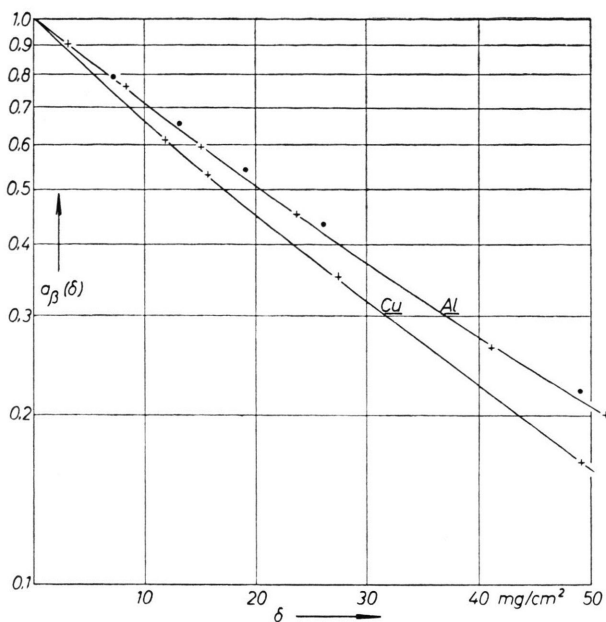


Abb. 10.  $\text{Cu}^{64}$ - $\beta$ -Absorption in aufgelegten Al- und Cu-Absorbern (Dicke der aktivierten Folie  $\delta' = 11,4 \text{ mg/cm}^2$ ).  
+ Meßwerte ( $4\pi$ -Zählrohr), • Messung von GEORGE<sup>18</sup> (Glockenzählrohr).

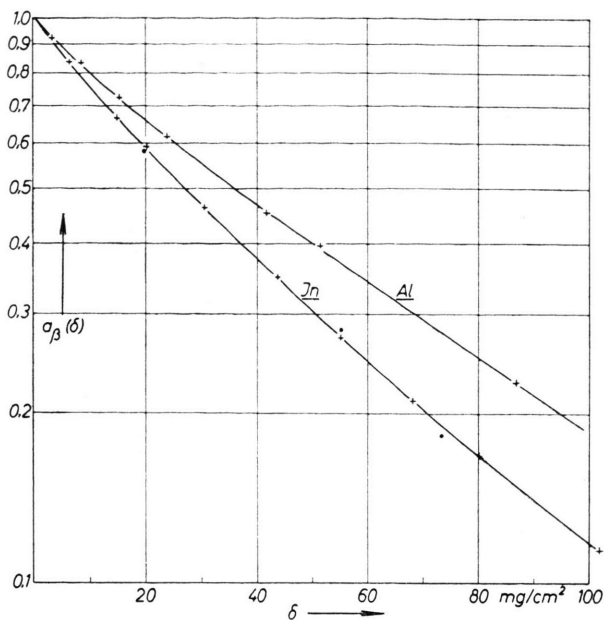


Abb. 12.  $\text{In}^{116}$ - $\beta$ -Absorption in aufgelegten Al- und In-Absorbern (Dicke der aktivierten Folie  $\delta' = 6,0 \text{ mg/cm}^2$ ). + Meßwerte ( $4\pi$ -Zählrohr), • Messung mit dem Glockenzählrohr.

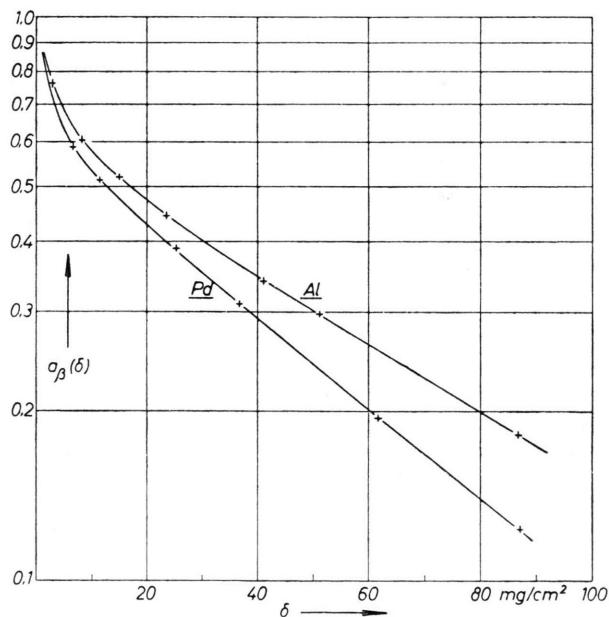


Abb. 11.  $\text{Pd}^{109}$ - $\beta$ -Absorption in aufgelegten Al- und Pd-Absorbern (Dicke der aktivierten Folie  $\delta' = 7,6 \text{ mg/cm}^2$ ).

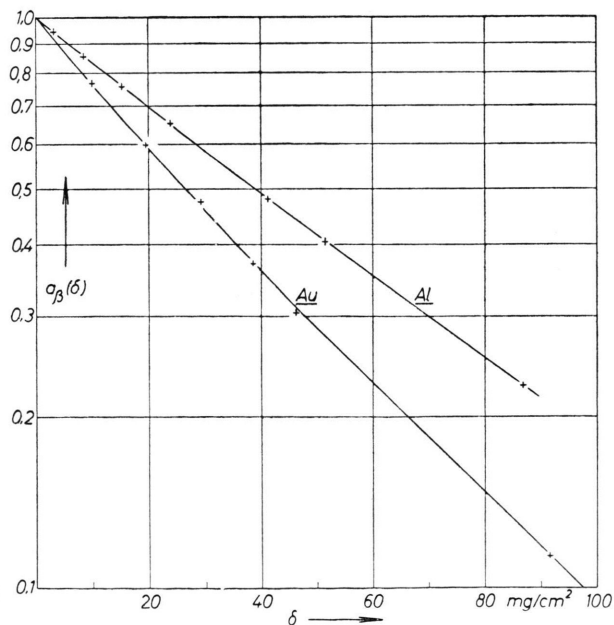


Abb. 13.  $\text{Au}^{198}$ - $\beta$ -Absorption in aufgelegten Al- und Au-Absorbern (Dicke der aktivierten Folie  $\delta' = 9,7 \text{ mg/cm}^2$ ).

merkliche Selbstabsorption in der aktivierten Folie auf.

Wegen der Geometrieabhängigkeit der  $\beta$ -Absorptionskurven<sup>2</sup> kann zwar nicht erwartet werden, daß

die mit dem  $4\pi$ -Zählrohr gemessenen Kurven generell mit entsprechenden Glockenzählrohrmessungen im Einklang stehen, doch ergibt sich eine annähernde Übereinstimmung dann, wenn ein erheblicher Teil

der vom Präparat in den einen Halbraum emittierten  $\beta$ -Strahlung vom Glockenzählrohr erfaßt wird. So wurde für  $\text{Cu}^{64}$  in Abb. 10 eine von GEORGE<sup>18</sup> mit dem Glockenzählrohr gemessene Al-Absorptionskurve eingetragen, für  $\text{In}^{116}$  (Abb. 12) die von uns mit dem Glockenzählrohr gemessene Absorption in aufgelegten In-Absorbern (Präparat auf 1 mm dicker Al-Unterlage, In-Absorber unmittelbar aufliegend, erfaßter Raumwinkel  $\approx \pi$ ). Beide stimmen mit den entsprechenden Kurven für das  $4\pi$ -Zählrohr auf etwa 5% überein.

Weiterhin zeigte sich, daß unsere Al-Absorptionskurven in ihrem Anfangsteil durch eine von GLEASON, TAYLOR und TABERN<sup>19</sup> mit dem Glockenzählrohr empirisch gefundene Relation

$$a_\beta(\delta) = e^{-\alpha\delta} \quad \text{mit } \alpha = 17,0 E_{\beta\text{max}}^{-1,43} \quad (\text{cm}^2/\text{g}) \quad (19)$$

(Maximalenergie  $E_{\beta\text{max}}$  in MeV) mit recht guter Annäherung beschrieben werden, wenn man im Falle der zusammengesetzten  $\beta$ -Spektren für jede Komponente eine exponentielle Absorption annimmt:

$$a_\beta(\delta) = b_1 e^{-\alpha_1\delta} + b_2 e^{-\alpha_2\delta} + \dots \quad (19a)$$

[ $b_i$  = relative Häufigkeit der Komponente  $i$  nach Tab. 1,  $\alpha_i$  berechnet nach Gl. (19)]. Hiermit wurde für unsere Substanzen der Al-Absorptionskoeffizient bei kleinen Schichtdicken

$$\alpha_0 = \left( \frac{da_\beta(x)}{dx} \right) = b_1 \alpha_1 + b_2 \alpha_2 + \dots \quad (20)$$

berechnet und mit den aus unseren Meßkurven entnommenen Werten in Tab. 8 verglichen.

Trotz der stark abweichenden Geometrie (bei den Messungen von GLEASON, TAYLOR und TABERN war das Präparat weit entfernt vom Glockenzählrohr angebracht, die Absorberfolie unmittelbar vor dem Zählrohrfenster) stimmen für  $\text{Mn}^{56}$ ,  $\text{Cu}^{64}$ ,  $\text{In}^{116}$  und  $\text{Au}^{198}$  beide Werte innerhalb 10% überein. Auch der Verlauf der Absorptionskurven für größere  $\delta$  wird durch Gln. (19) bzw. (19a) bis auf  $\pm 0,1$  wiedergegeben. Die große Abweichung bei  $\text{Pd}^{109}$  erklärt sich durch den Beitrag der Konversionselektronen des  $\text{Ag}^{109*}$ , der in Gl. (19) nicht berücksichtigt werden konnte.

Ein Vergleich der Absorptionskurven für aufgelegte Al-Absorber und für Absorber aus dem Material der aktivierten Folien (Abb. 9 bis 13) zeigt, daß der Massenabsorptionskoeffizient mit der Kern-

ladungszahl  $Z$  der Absorber zunimmt; beide Kurven können praktisch zur Deckung gebracht werden, wenn man die Dickskala der einen Kurve um einen konstanten Faktor ändert. Um diese Abhängigkeit zu bestimmen, wurden aus Abb. 9 bis 13 für einige Ordinatenwerte  $a_\beta(\delta) = 0,8; 0,6$  usw. die zugehörigen Absorberdicken  $\delta_{\text{Al}}$  bzw.  $\delta_Z$  entnommen und die über den ganzen Kurvenverlauf nahezu konstanten Verhältnisse  $\delta_{\text{Al}}/\delta_Z$  gemittelt. Die Mittelwerte  $m(Z) = \delta_{\text{Al}}/\delta_Z$  sind in Abb. 14 für die verschiedenen

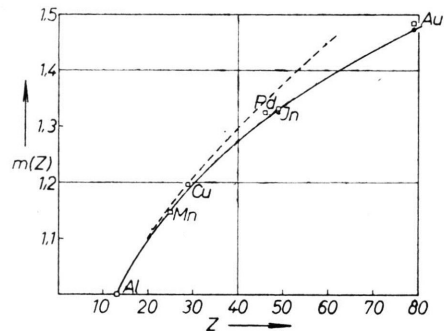


Abb. 14. Zunahme der  $\beta$ -Absorption mit der Kernladungszahl  $Z$  der Absorber (bezogen auf Aluminium).

□  $\delta_{\text{Al}}/\delta_Z$  für  $\beta$ -Strahler, ● für  $\text{In}^{115*}$ -Konversionselektronen,  
 —  $m(Z) = (Z/Z_{\text{Al}})^{0,215}$ ,  
 ---  $m(Z) = [(Z/A)/(Z/A)_{\text{Al}}] \exp\{\frac{1}{3}(Z^{1/2} - Z_{\text{Al}}^{1/2})\}$  nach HUSAIN und PUTMAN<sup>20</sup>.

Substanzen aufgetragen und hängen praktisch eindeutig von der Kernladungszahl  $Z$  der Absorber ab. Hierbei wurden auch die Ergebnisse der in Abschnitt 7 durchgeführten Absorptionsmessungen für die nahezu monoenergetischen Konversionselektronen des  $\text{In}^{115*}$  ( $E_\gamma = 335$  keV) berücksichtigt. Sie stimmen mit den für die entsprechenden  $\beta$ -Strahler gefundenen  $m(Z)$ -Werten gut überein;  $m(Z)$  hängt hiernach nur schwach von der  $\beta$ -Energie ab.

Durch die Meßpunkte in Abb. 14 läßt sich eine Funktion der Gestalt  $m(Z) = \text{const} \cdot Z^p$  legen. Man erhält so für die Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z$  im Bereich  $13 \leq Z \leq 79$  die Relation

$$\overline{\delta_{\text{Al}}/\delta_Z} = m(Z) = (Z/Z_{\text{Al}})^{0,215}. \quad (21)$$

Eine ähnliche Beziehung wurde neuerdings von HUSAIN und PUTMAN<sup>20</sup> für die  $\beta$ -Strahlung des  $\text{P}^{32}$  ( $E_{\beta\text{max}} = 1,70$  MeV) mit dem Glockenzählrohr gefunden. Für nicht zu große Kernladungszahlen steht sie

<sup>18</sup> K. C. GEORGE, National Research Council of Canada, NRC 1614 [1946].

<sup>19</sup> G. I. GLEASON, J. D. TAYLOR u. D. L. TABERN, Nucl. 8 (Nr. 5), 12 [1951].

<sup>20</sup> S. A. HUSAIN u. J. L. PUTMAN, Proc. Phys. Soc., Lond. A 70, 304 [1957].



im Einklang mit unserer Gl. (21), wie Abb. 14 zeigt.

Die Zunahme des Massenabsorptionskoeffizienten mit der Kernladungszahl läßt sich durch den Einfluß der Elektronenstreuung erklären: während die Ionisationsbremsung praktisch proportional zu  $Z/A$  ist und damit nur wenig von  $Z$  abhängt, nimmt die elastische Streuung mit  $Z^2/A$  zu und vergrößert daher mit wachsendem  $Z$  die mittlere Weglänge beim Elektronendurchgang durch den Absorber. Der Einfluß der Bremsstrahlung dürfte dagegen in dem von uns untersuchten Energiebereich unbedeutend sein.

### 5. Bestimmung der $\beta$ -Selbstabsorption aus der Absorptionskurve $a_\beta(\delta)$

Kennt man die mittlere Austrittswahrscheinlichkeit  $a_\beta(x, \delta)$  für ein innerhalb der Folie in der Tiefe  $x$  ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ) entstehendes  $\beta$ -Teilchen, so kann man den Selbstabsorptionsfaktor einer homogen aktivierten Schicht der Dicke  $\delta$  berechnen:

$$s_\beta(\delta) = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta a_\beta(x, \delta) dx. \quad (22)$$

$a_\beta(x, \delta)$  läßt sich hierbei unter Vernachlässigung von  $\beta$ -Rückstreuereffekten durch die im vorigen Abschnitt untersuchte Transmission  $a_\beta(x)$  (gemessen für beiderseitig aufgelegte Absorber der Dicke  $x$  des betreffenden Materials) annähern:

$$a_\beta(x, \delta) \approx \frac{1}{2} [a_\beta(x) + a_\beta(\delta - x)]. \quad (23)$$

Im Rahmen dieser Näherung wurde der  $\beta$ -Selbstabsorptionsfaktor

$$s_\beta(\delta) \approx \frac{1}{\delta} \int_0^\delta a_\beta(x) dx \quad (24)$$

durch numerische Integration der Absorptionskurve  $a_\beta(x)$  bestimmt und in Abb. 3 bis 7 eingetragen. Für kleine Schichtdicken ( $\delta < 20 \text{ mg}/\text{cm}^2$ ) ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den dort durch Extrapolation festgelegten Meßkurven; bei wachsender Schichtdicke treten jedoch zunehmende Abweichungen auf, so daß die nach Gl. (24) berechnete Kurve bis zu 6% unter der Meßkurve liegt. Diese Abweichung ist durch den Einfluß der  $\beta$ -Rückstreuung bedingt, durch welche die Austrittswahrscheinlichkeit für die an der Schichtoberfläche entstehende  $\beta$ -Strahlung gegenüber der Näherungsannahme Gl. (23) vergrößert wird.

Dies wird in Abb. 15 und 16 veranschaulicht, wo für In- und Au-Folien verschiedener Dicke die Austrittswahrscheinlichkeit  $a_\beta(x, \delta)$  in Abhängigkeit von  $x/\delta$  aufgetragen ist. Neben der Näherungskurve

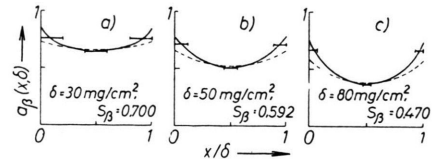


Abb. 15. Austrittswahrscheinlichkeit  $a_\beta(x, \delta)$  für  $\text{In}^{116}$ .  
|——| Meßwerte, — — — berechnet nach Gl. (23).

	a)	b)	c)	
$\delta$	30	50	80	$\text{mg}/\text{cm}^2$
$s_\beta$	0,700	0,592	0,470	

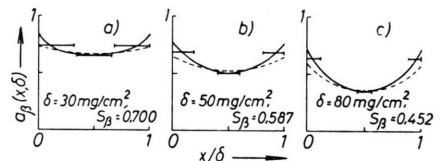


Abb. 16. Austrittswahrscheinlichkeit  $a_\beta(x, \delta)$  für  $\text{Au}^{198}$ .  
|——| Meßwerte, — — — berechnet nach Gl. (23).

	a)	b)	c)	
$\delta$	30	50	80	$\text{mg}/\text{cm}^2$
$s_\beta$	0,700	0,587	0,452	

Gl. (23) sind Meßwerte eingetragen, die nach Abschnitt 4 durch einseitiges bzw. beiderseitiges Auflegen von Absorberfolien auf die aktivierte Folie erhalten wurden (hierbei handelt es sich um Mittelwerte über die endliche Dicke der aktivierten Folie). Wie man sieht, macht sich der Einfluß der Rückstreuung mit zunehmender Dicke in einer Erhöhung von  $a_\beta(x, \delta)$  an der Oberfläche gegenüber Gl. (23) bemerkbar. Durch die Meßwerte wurde eine interpolierende Kurve gelegt; bei Integration nach Gl. (22) erhält man hieraus Selbstabsorptionswerte, die in Abb. 6 und 7 auch bei großen Schichtdicken mit den gemessenen  $s_\beta$ -Werten gut übereinstimmen.

### 6. Ergebnisse

Die in Abb. 3 bis 7 durch Extrapolation festgelegten Selbstabsorptionskurven stimmen im Bereich kleiner Schichtdicken ( $\delta < 20 \text{ mg}/\text{cm}^2$ ) mit den im letzten Abschnitt aus den Absorptionskurven  $a_\beta(\delta)$  berechneten Werten auf  $\pm 2\%$  überein; für  $\text{Au}^{198}$

steht die Meßkurve im Einklang mit den in Abschnitt 3 durch Vergleich mit der  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmethode erhaltenen  $s_\beta$ -Werten. Damit wird die auf etwa  $\pm 2\%$  geschätzte Genauigkeit der Extrapolation bestätigt.

Unsere Selbstabsorptionskurven enthalten bei größeren Schichtdicken grundsätzlich einen Beitrag der Sekundäreffekte ( $\gamma$ -Quanten und Konversionselektronen), da diese bei merklicher  $\beta$ -Selbstabsorption nicht immer in Koinzidenz mit einem registrierten  $\beta$ -Teilchen auftreten. Dieser Beitrag kann für  $\text{Mn}^{56}$ ,  $\text{Cu}^{64}$ ,  $\text{In}^{116}$  und  $\text{Au}^{198}$  je nach dem Zerfallsschema<sup>9</sup> bis zu 2% ausmachen, interessiert aber für die praktische Anwendung der Kurven nicht, da er für  $\delta \rightarrow 0$  verschwindet.

Die in Abb. 5 gemessene  $\text{Pd}^{109}$ -Selbstabsorptionskurve enthält gleichzeitig den Beitrag der Konversionselektronen des  $\text{Ag}^{109*}$  ( $E_\gamma = 87$  keV,  $T_{1/2} = 40$  sec), das als Zerfallsprodukt von  $\text{Pd}^{109}$  mit diesem im Gleichgewicht steht. Da die Selbstabsorption der Konversionselektronen auch in der dünnsten Folie ( $\delta \approx 6$  mg/cm<sup>2</sup>) noch beträchtlich ist, konnte in Abschnitt 2 keine Extrapolation durchgeführt werden. Statt dessen wurde die Selbstabsorptionskurve in Abb. 5 so normiert, daß der  $s_\beta$ -Wert für die dünnste Folie mit dem nach Gl. (24) aus der Absorptionskurve berechneten Wert zusammenfällt. An der  $\text{Pd}^{109}$ -Absorptionskurve (Abb. 11) mußte hierbei eine Korrektur wegen der Selbstabsorption der Konversionselektronen in der aktivierten Schicht durchgeführt werden: mit dem Konversionskoeffizienten<sup>21</sup>  $\alpha = 21,0$  des  $\text{Ag}^{109*}$  ergibt sich für die Emissionsraten der Konversionselektronen und der  $\beta$ -Strahlung  $N_e/N_\beta = 0,96$ , aus der gemessenen Absorptionskurve Abb. 11 dagegen  $0,42 \pm 0,05$ , entsprechend einem Selbstabsorptionsfaktor  $s_e = 0,44$ . Demgemäß wurde die durch die Konversionselektronen bedingte Spitze in Abb. 11 um den Faktor  $1/s_e$  angehoben. Die Normierung der  $\text{Pd}^{109}$ -Selbstabsorptionskurve dürfte wegen dieser Korrektur nur auf etwa 8% genau sein.

Für  $\text{In}^{116}$  wurden unsere Selbstabsorptionswerte in Abb. 6 mit Meßwerten verglichen, die von GREENFIELD u. a.<sup>3</sup> mit einem fensterlosen  $2\pi$ -Zählrohr erhalten wurden und die aus Symmetriegründen mit unserer Meßkurve übereinstimmen sollten. Der von GREENFIELD u. a. bei kleinen Schichtdicken ( $\delta < 1$  mg

pro cm<sup>2</sup>) beobachtete steile Anstieg der Selbstabsorptionskurve um 20% konnte jedoch von uns nicht gefunden werden; zwar mußten wir uns aus Intensitätsgründen auf Schichten mit  $\delta > 0,5$  mg/cm<sup>2</sup> beschränken, doch sollte sich bereits in diesem Bereich der Beginn des Anstiegs deutlich bemerkbar machen.

Von GREENFIELD u. a. wurde der steile Anstieg dahingehend gedeutet, daß bei  $\text{In}^{116}$  außer den drei von SLÄTIS u. a.<sup>22</sup> angegebenen  $\beta$ -Komponenten (vgl. Tab. 1) möglicherweise noch eine weitere sehr weiche  $\beta$ -Komponente vorhanden sein könnte. Da der Anstieg aber auch mit einem Glockenzählrohr von über 2 mg/cm<sup>2</sup> Fensterdicke in derselben Höhe beobachtet wurde, während er bei einer Präparatdicke von nur 1 mg/cm<sup>2</sup> bereits durch Selbstabsorption abgefallen ist, halten wir diese Deutung für nicht richtig. Aus demselben Grunde scheiden auch Konversionselektronen oder AUGER-Elektronen als Ursache aus. Eine Erklärung für den Anstieg konnte nicht gefunden werden.

## 7. Absorption der Konversionselektronen des $\text{In}^{115*}$

Da die bisher untersuchten  $\beta$ -Strahler wegen ihres kontinuierlichen Energiespektrums für einen Vergleich mit der Theorie nur wenig geeignet sind, wurden außerdem Absorptionsmessungen mit nahezu monoenergetischen Elektronen durchgeführt. Als solche kamen für unsere Zählgeometrie nur Konversionselektronen in Frage, die bei gewissen  $\gamma$ -Übergängen mit großer Häufigkeit auftreten.

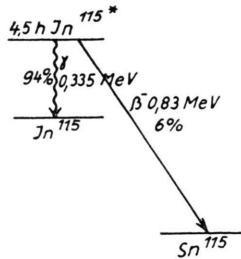
Wegen der günstigen Halbwertszeit von 4,5 h erschien uns das Isomer  $\text{In}^{115*}$  ( $E_\gamma = 335$  keV) am geeignetsten, dessen Übergang zum Grundzustand (Abb. 17) zu etwa 50% durch Konversion erfolgt (Konversionskoeffizient<sup>23</sup>  $\alpha = 1,04$ ). Das Energiespektrum der Konversionselektronen besteht im wesentlichen aus den Beiträgen der K- und L-Schale ( $\alpha_K/\alpha_L = 3,85$ , s. Anm. <sup>23</sup>). Die nach Abzug der Elektronenbindungsenergien<sup>24</sup> erhaltenen Energiewerte beider Konversionslinien ( $E_K = 307$  keV,  $E_L = 331$  keV) weichen nur wenig voneinander ab, wir können daher im folgenden mit der mittleren Elektronenenergie  $\bar{E} = 312$  keV rechnen. Außer dem Übergang zum Grundzustand  $\text{In}^{115}$  tritt allerdings

<sup>21</sup> A. H. WAPPSTRA, Ark. Phys. **7**, 265 [1954].

<sup>22</sup> H. SLÄTIS, S. J. DU TOIT u. K. SIEGBAHN, Phys. Rev. **78**, 498 [1950].

<sup>23</sup> J. VARMA u. C. E. MANDEVILLE, Phys. Rev. **97**, 977 [1955].

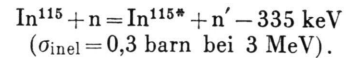
<sup>24</sup> K. SIEGBAHN,  $\beta$ - and  $\gamma$ -Ray Spectroscopy, North-Holland Publishing Co., Amsterdam 1955.

Abb. 17. Zerfallsschema von  $\text{In}^{115*}$ .

noch mit der relativen Häufigkeit von 6% ein  $\beta$ -Übergang zu  $\text{Sn}^{115}$  ( $E_{\beta\text{max}} = 0,83 \text{ MeV}$ ) auf, dessen Beitrag bei unseren Messungen abgezogen werden muß.

#### a) Messungen

Für die  $\text{In}^{115*}$ -Konversionselektronen wurde zunächst die Absorption in beiderseitig aufgelegten Absorberfolien gemessen, wie dies in Abschnitt 4 für die  $\beta$ -Strahler beschrieben wurde. Hierzu wurde eine Indiumfolie (Schichtdicke  $\delta' = 6,4 \text{ mg/cm}^2$ ) durch Bestrahlung mit schnellen Neutronen aktiviert. Dabei entsteht das Isomer  $\text{In}^{115*}$  durch inelastische Neutronenstreuung an  $\text{In}^{115}$ :



Die schnellen Neutronen mußten nach der Reaktion  $\text{D}(d, n)\text{He}^3$  hergestellt werden, da  $d + t$ -Neutronen wegen ihrer hohen Energie bereits zu  $(n, p)$ - und  $(n, 2n)$ -Prozessen und damit zu einem störenden Untergrund von langer Halbwertszeit ( $\text{Cd}^{115}$  bzw.  $\text{In}^{114}$ ) führten. Als Target diente eine Graphitscheibe, die bei Beschuß mit 300 keV-Deuteronen bei einem Ionenstrom von 1 mA als Selbsttarget<sup>11</sup> wirkte. Im Abstand von 7 mm unter der Targetfläche war die zu bestrahlende Indiumfolie angebracht. Um die 54 min-Aktivität des  $\text{In}^{116}$  möglichst klein zu halten, wurden die thermischen Neutronen und die Resonanzneutronen durch beiderseitig aufgelegte Cd-Filter (0,6 mm) und In-Filter (0,2 mm) geschwächt. Bei einer Bestrahlungszeit von 3 h und einer anschließenden Wartezeit von 6 h war die 54 min-Aktivität auf weniger als 1% der 4,5 h-Aktivität abgefallen; auch die Aktivität des  $\text{In}^{113*}$  ( $T_{1/2} = 1,74 \text{ h}$ ) störte nicht mehr, wie eine Halbwertszeitmessung zeigte ( $T_{1/2} = 4,52 \pm 0,02 \text{ h}$ ). Erst nach dieser Wartezeit konnte mit der Absorptionsmessung begonnen werden. Das für Al-, In- und Au-Absorber verschiedener Schichtdicken  $\delta$  gefundene Transmissionsverhältnis  $a(\delta)$  wurde in Tab. 9 zusammengestellt. Die angegebenen Fehler wurden aus den Schwankungen der Einzelmessungen berechnet.

$\delta$	$\delta + \frac{\delta'}{2}$	$a(\delta)$	$a_{\beta}(\delta)$	$b'_{\beta}a_{\beta}$	$a_e(\delta)$	$\frac{1}{b_e'} a(\delta)$
<i>Al-Absorber:</i>						
0,0	3,2	1,000	1,000	0,105	1,000	1,142
3,0	6,2	$0,995 \pm 0,005$	0,939	0,099	$1,001 \pm 0,013$	1,137
8,2	11,4	$0,973 \pm 0,007$	0,873	0,088	$0,989 \pm 0,014$	1,112
15,0	18,2	$0,891 \pm 0,004$	0,720	0,076	$0,909 \pm 0,012$	1,018
23,6	26,8	$0,735 \pm 0,005$	0,596	0,063	$0,745 \pm 0,013$	0,840
33,8	37,0	$0,556 \pm 0,005$	0,474	0,050	$0,555 \pm 0,013$	0,635
41,1	44,3	$0,440 \pm 0,004$	0,405	0,043	$0,431 \pm 0,012$	0,503
51,3	54,5	$0,304 \pm 0,006$	0,323	0,034	$0,286 \pm 0,013$	0,347
70,0	73,2	$0,120 \pm 0,003$	0,214	0,022	$0,089 \pm 0,012$	0,137
86,8	90,0	$0,054 \pm 0,004$	0,147	0,015	$0,022 \pm 0,012$	0,062
<i>In-Absorber:</i>						
0,0	3,2	1,000	1,000	0,105	1,000	1,142
6,1	9,3	$0,975 \pm 0,005$	0,840	0,088	$0,991 \pm 0,013$	1,114
14,6	17,6	$0,823 \pm 0,004$	0,655	0,069	$0,839 \pm 0,012$	0,941
20,0	23,2	$0,682 \pm 0,006$	0,560	0,059	$0,689 \pm 0,013$	0,779
30,4	33,6	$0,434 \pm 0,007$	0,412	0,043	$0,424 \pm 0,014$	0,496
43,6	46,8	$0,222 \pm 0,004$	0,281	0,030	$0,197 \pm 0,012$	0,254
55,0	58,2	$0,124 \pm 0,005$	0,202	0,021	$0,095 \pm 0,013$	0,142
68,1	71,3	$0,067 \pm 0,003$	0,137	0,014	$0,038 \pm 0,012$	0,077
104,6	107,8	$0,026 \pm 0,002$	0,048	0,005	$0,001 \pm 0,012$	0,030
<i>Au-Absorber:</i>						
0,0	3,2	1,000	1,000	0,105	1,000	1,142
9,8	13,0	$0,908 \pm 0,005$	0,725	0,076	$0,928 \pm 0,013$	1,038
19,3	22,5	$0,639 \pm 0,003$	0,532	0,056	$0,643 \pm 0,013$	0,730
29,1	32,3	$0,387 \pm 0,004$	0,388	0,041	$0,373 \pm 0,012$	0,442
38,4	41,6	$0,234 \pm 0,002$	0,287	0,030	$0,210 \pm 0,012$	0,267
46,1	49,3	$0,150 \pm 0,003$	0,223	0,023	$0,122 \pm 0,012$	0,171
65,4	68,6	$0,062 \pm 0,001$	0,119	0,012	$0,034 \pm 0,012$	0,071

Tab. 9. Absorption der Konversionselektronen von  $\text{In}^{115*}$ 

( $b_e' = 0,875$ ,  $b_{\beta}' = 0,105$ ,  $b_0 = 0,020$ ).

Zur Messung der Selbstabsorption wurden Indiumfolien verschiedener Dicken ( $\delta = 5$  bis  $100 \text{ mg/cm}^2$ ) mit schnellen Neutronen aktiviert. Für die dickeren Folien ( $\delta > 18 \text{ mg/cm}^2$ ) reichte hierzu die Intensität der  $500 \text{ mC Ra+Be}$ -Quelle aus. Die Bestrahlung erfolgte in einer Standardgeometrie im Abstand von  $2,0 \text{ cm}$  von der Quelle, die Folie war mit Cd- und In-Filtern abgeschirmt. Zum Abklingen der  $54 \text{ min}$ -Aktivität war wiederum eine Wartezeit von  $6 \text{ h}$  erforderlich; ein Untergrund mit langer Halbwertszeit konnte auch bei einer Bestrahlungsdauer von  $10 \text{ h}$  nicht festgestellt werden.

Wegen der geringen Schwächung der schnellen Neutronen ( $\sigma_{\text{inel}} = 0,3 \text{ barn}$ ) konnte die spezifische Aktivierung  $c$  als homogen und unabhängig von der Schichtdicke angesehen werden. Die auf Sättigung umgerechnete spez. Zählrate  $\nu(\delta) = N(\delta)/F\delta$  wurde in Tab. 10 angegeben und nach Gl. (5) die Selbstabsorption

$$s(\delta) = \nu(\delta)/c$$

ermittelt, wobei  $c = \nu(0)$  durch Extrapolation bestimmt wurde.

Die beiden dünnsten Folien mußten aus Intensitätsgründen mit  $d+d$ -Neutronen bestrahlt werden. Sie wurden zusammen mit einer der dickeren Folien ( $\delta = 28,6 \text{ mg/cm}^2$ ) in einem Paket im Abstand von  $12 \text{ mm}$  vom Target aktiviert. Hierdurch konnten deren Zählraten an die mit der  $\text{Ra+Be}$ -Quelle gemessene Kurve angeschlossen werden. Der geometrisch bedingte Abfall der Neutronenintensität innerhalb des Paketes betrug etwa  $1\%$ . Um den dadurch verursachten Fehler zu eliminieren, wurde die Reihenfolge der Folien im Paket bei den einzelnen Messungen gewechselt und der Mittelwert genommen.

#### b) Abzug des $\beta$ -Untergrundes

Von den gemessenen Werten soll nun der Beitrag der  $\beta$ -Komponente abgezogen werden. Es seien

$a(\delta)$  die gemessene Absorptionskurve,

$a_e(\delta)$  die Absorptionskurve für die Konversionselektronen,

$a_\beta(\delta)$  die Absorptionskurve für die  $\beta$ -Strahlung.

Es ist dann

$$a(\delta) = b_e' a_e(\delta) + b_\beta' a_\beta(\delta) + b_0, \quad (25)$$

wobei  $b_e'$  und  $b_\beta'$  die relativen Häufigkeiten der Konversionselektronen bzw. der  $\beta$ -Strahlung sind,  $b_0$  ein von der Absorberdicke unabhängiger Untergrund, der im wesentlichen durch die  $\gamma$ -Strahlung bedingt ist. Aus den Meßwerten für große Absorberdicke fanden wir  $b_0 = 0,02$ . Mit  $N_\beta/N_e = 0,13$  (siehe Anm. <sup>25</sup>) folgt dann  $b_e' = 0,875$  und  $b_\beta' = 0,105$ , wobei für die Selbstabsorption der  $\beta$ -Strahlung in der aktivierten Folie ( $\delta' = 6,4 \text{ mg/cm}^2$ ) eine Korrektur von  $s_\beta = 0,932$  [s. Gl. (27 a)] vorgenommen

wurde, während die Selbstabsorption der Konversionselektronen zu vernachlässigen ist. Nach Gl. (25) kann somit die gesuchte Absorptionskurve der Konversionselektronen bestimmt werden:

$$a_e(\delta) = \frac{1}{b_e'} [a(\delta) - b_\beta' a_\beta(\delta) - b_0]. \quad (26)$$

Die  $\beta$ -Absorption  $a_\beta(\delta)$  wird hierbei nach den Ergebnissen von Abschnitt 4, Gln. (19) und (21), näherungsweise berechnet:

$$a_\beta(\delta) = e^{-\alpha\delta} \pm 0,1 \quad (27)$$

$$\text{mit } \alpha = 17,0 E_{\beta\text{max}}^{-1,43} \cdot (Z/Z_{A1})^{0,215}. \quad (28)$$

Eine analoge Korrektur wird auch für die Selbstabsorptionskurve  $s(\delta)$  durchgeführt. Bei entsprechender Bezeichnung gilt statt Gl. (26)

$$s_e(\delta) = \frac{1}{b_e} [s(\delta) - b_\beta s_\beta(\delta) - b_0]. \quad (26 a)$$

Als  $\gamma$ -Untergrund kann  $b_0 = 0,02$  von Gl. (26) übernommen werden, mit  $N_\beta/N_e = 0,13$  erhält man  $b_e = 0,867$  und  $b_\beta = 0,113$ .  $s_\beta$  wird aus der Absorptionskurve  $a_\beta(\delta)$  nach Gl. (24) näherungsweise berechnet:

$$s_\beta(\delta) = (1 - e^{-\alpha\delta})/\alpha \delta \pm 0,12 \quad (27 a)$$

mit  $\alpha$  nach Gl. (28).

Da für die in Abschnitt 5 untersuchten  $\beta$ -Strahler die nach Gl. (24) berechnete Selbstabsorption um höchstens  $6\%$  von der gemessenen abweicht, können wir hierbei unter Beachtung von Gl. (27) für  $s_\beta$  einen Fehler von  $\pm 0,12$  annehmen.

In Tab. 9 und 10 wird nach Gln. (26) bzw. (26 a) von den gemessenen Kurven  $a(\delta)$  bzw.  $s(\delta)$  der durch den  $\beta$ -Untergrund bedingte Anteil abgezogen. Diese Korrektur hat für die korrigierten Kurven  $a_e(\delta)$  bzw.  $s_e(\delta)$  einen Absolutfehler von höchstens  $\pm 0,015$  zur Folge.

#### c) Ergebnisse

In Abb. 18 sind die nach Abzug des  $\beta$ -Untergrundes erhaltenen Absorptionskurven  $a_e(\delta)$  in linearem Maßstab aufgetragen. Sie münden für kleine Schichtdicken  $\delta$  mit praktisch horizontaler Tangente in den Punkt  $a_e(0) = 1$  ein. Die Kurven hängen wie die der  $\beta$ -Strahler erheblich von der Kernladungszahl  $Z$  des Absorbermaterials ab, wobei sie durch eine Änderung der  $\delta$ -Skala um einen konstanten Faktor  $m(Z)$  näherungsweise zur Übereinstimmung gebracht werden können. Die  $Z$ -Abhängigkeit wurde bereits in Abschnitt 4 untersucht. Dabei ergab sich dort für

<sup>25</sup> P. R. BELL, B. H. KETELLE u. J. M. KASSIDY, Phys. Rev. **76**, 574 [1949].



$\delta$ (mg/cm <sup>2</sup> )	$\nu(\delta)$ mg <sup>-1</sup> min <sup>-1</sup>	$s(\delta)$	$s_\beta(\delta)$	$s_e(\delta)$	$\frac{1}{b_e} s(\delta)$
0,00		1,000	1,000	1,000	
4,86	$8,98 \pm 0,08$	$0,991 \pm 0,009$	0,935	$0,998 \pm 0,017$	1,143
9,34	$8,96 \pm 0,04$	$0,989 \pm 0,004$	0,877	$1,003 \pm 0,015$	1,141
18,09	$8,81 \pm 0,05$	$0,972 \pm 0,006$	0,779	$0,997 \pm 0,015$	1,121
28,58	$8,26 \pm 0,06$	$0,912 \pm 0,007$	0,680	$0,940 \pm 0,016$	1,052
41,08	$7,10 \pm 0,06$	$0,784 \pm 0,007$	0,584	$0,805 \pm 0,016$	0,904
55,15	$5,92 \pm 0,04$	$0,653 \pm 0,004$	0,498	$0,666 \pm 0,015$	0,753
76,04	$4,49 \pm 0,04$	$0,496 \pm 0,004$	0,403	$0,496 \pm 0,015$	0,572
102,53	$3,39 \pm 0,04$	$0,374 \pm 0,004$	0,318	$0,367 \pm 0,015$	0,431

Tab. 10. Selbstabsorption der In<sup>115\*</sup>-Konversionselektronen ( $b_e=0,867$ ,  $b_\beta=0,113$ ,  $b_0=0,020$ ).

den Faktor  $m(Z)$  der In<sup>115\*</sup>-Konversionselektronen eine gute Übereinstimmung mit der für  $\beta$ -Strahler empirisch gefundenen Relation Gl. (21).

Obwohl für die Konversionselektronen nach Abb. 19 praktisch keine Selbstabsorption in der aktivierten Folie ( $\delta' = 6,4 \text{ mg/cm}^2$ ) auftritt, werden die Absorptionskurven bei wachsender Dicke  $\delta'$  wegen des Energieverlustes in der aktivierten Folie nach links

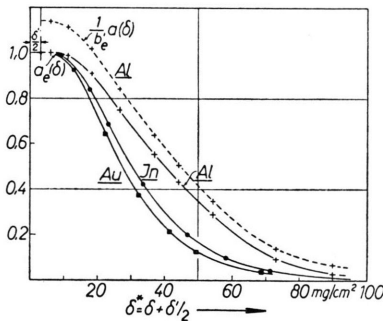


Abb. 18. Absorption der Konversionselektronen von In<sup>115\*</sup> in aufgelegten Absorbern aus Al, In und Au  
— mit Korrektur wegen  $\beta$ -Komponente.  
--- ohne

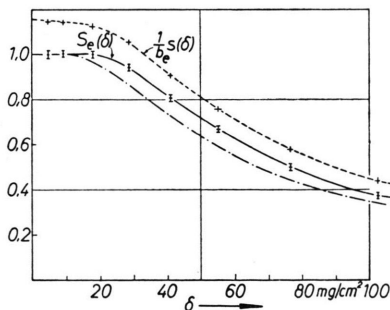


Abb. 19. Selbstabsorption der In<sup>115\*</sup>-Konversionselektronen in aktivierten In-Folien  
--- ohne Korrektur wegen  $\beta$ -Komponente,  
— mit  
- · - aus der Absorptionskurve  $a_e(\delta)$  berechnet nach Gl. (24).

verschoben. Die mit  $\delta' = 6,4 \text{ mg/cm}^2$  gemessenen Absorptionskurven werden daher auf den Idealfall einer gewichtslosen Folie ( $\delta' = 0$ ) umgerechnet. Hierzu wurde in Abb. 18 zu der Absorberdicke  $\delta$  die halbe Dicke  $\delta'/2$  der aktivierten Folie addiert, da der mittlere Energieverlust in der aktivierten Folie demjenigen in aufgelegten Absorbern von halber Dicke entspricht. Diese Korrektur ist allerdings (besonders für die Al- und Au-Absorber kleiner Dicke) nur näherungsweise richtig.

Die Selbstabsorptionskurve  $s_e(\delta)$  zeigt in Abb. 19 ebenfalls für kleine Schichtdicken einen völlig horizontalen Verlauf, so daß bis zu  $\delta = 20 \text{ mg/cm}^2$  praktisch keine Selbstabsorption auftritt. Für größere  $\delta$  liegt die gemessene Kurve über der nach Gl. (24) aus der Absorptionskurve  $a_e(\delta)$  berechneten Kurve, wie dies auch bei den untersuchten  $\beta$ -Strahlern der Fall war.

In einer folgenden Arbeit soll der Verlauf der Absorptionskurven mit der Theorie verglichen werden.

## Anhang

### Aktivierung von Folien im thermischen Neutronenfeld

Die Aktivierung  $C_0$  einer Folie im isotropen Neutronenfeld wurde von BOTHE<sup>7</sup> unter Vernachlässigung der Neutronenstreuung in der Sondensubstanz berechnet [s. Gl. (6)]. Da jedoch für einige unserer Substanzen (s. Tab. 1) der Streuquerschnitt  $\sigma_s$  durchaus vergleichbar mit dem Absorptionsquerschnitt  $\sigma_a$  ist, soll hier die isotrope Streuung im Innern der Folie näherungsweise berücksichtigt werden. Dabei wird sich herausstellen, daß der Einfluß der Streuung auf die Aktivierung  $C_0$  sehr gering ist.

Die Folie der Schichtdicke  $\delta$  sei als unendlich ausgedehnt anzusehen, d. h. ihre geometrische Dicke sei klein gegen ihren Radius. Aus den Wirkungsquerschnitt

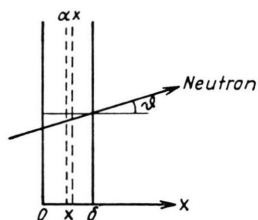


Abb. 20.

ten  $\sigma_{\text{act}}$ ,  $\sigma_a$  und  $\sigma_s$  des Folienmaterials werden die folgenden Größen gebildet [s. Gl. (2)]:

$$\mu_{\text{act}} = \pi \frac{\sigma_{\text{act}} N_L}{A}, \quad \mu_a = \frac{\sigma_a N_L}{A} \quad \text{und} \quad \mu_s = \frac{\sigma_s N_L}{A}. \quad (29)$$

Der unter dem Winkel  $\vartheta$  auf die Folie auftreffende differentielle Neutronenfluß  $K(\vartheta) d\Omega$  (Zahl der aus dem Raumwinkelement  $d\Omega$  pro  $\text{cm}^2$  sec einströmenden Neutronen) sei rotationssymmetrisch zur Normalen und wird vorerst als monoenergetisch angenommen.  $K(\vartheta)$  ist im Rahmen der elementaren Diffusionstheorie gegeben durch

$$K(\vartheta) = \frac{1}{4\pi} (K_0 + 3 K_1 \cos \vartheta), \quad (30)$$

wobei  $K_0 = v n$  und  $K_1 = (\lambda_t/3) |\text{grad}(v n)|$  ist ( $n =$

Neutronendichte,  $v$  = Geschwindigkeit,  $\lambda_t$  = Transportweglänge des Streumediums).

Es soll nun das Neutronenfeld  $K(x, \vartheta)$  im Innern der Folie im Abstand  $x$  ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ) von der Oberfläche (Abb. 20) berechnet werden. Dabei beschränken wir uns auf den Fall kleiner Streuwahrscheinlichkeit ( $\mu_s \delta \ll 1$ ), bei dem Mehrfachstreuung in der Folie vernachlässigt werden kann. In dieser Näherung besteht  $K(x, \vartheta)$  aus den folgenden Anteilen:

$K'(x, \vartheta)$  = Feld der in der Folie noch nicht gestreuten Neutronen,

$K''(x, \vartheta)$  = Feld der in der Folie nur einmal gestreuten Neutronen,

$$K(x, \vartheta) = K'(x, \vartheta) + K''(x, \vartheta).$$

Für  $K'(x, \vartheta)$  erhält man mit  $\mu = \mu_a + \mu_s$  und  $K(\vartheta)$  nach Gl. (30) (s. Abb. 20)

$$K'(x, \vartheta) = K(\vartheta) \begin{cases} e^{-\frac{\mu(\delta-x)}{|\cos \vartheta|}} & (\cos \vartheta < 0), \\ e^{-\frac{\mu x}{\cos \vartheta}} & (\cos \vartheta > 0). \end{cases} \quad (31)$$

Mit der Abkürzung

$$\int_{4\pi} K'(x, \vartheta) d\Omega = f(x) \quad (32)$$

ergibt sich unter Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeit für Streuung von  $x'$  nach  $x$  das Feld der einmal gestreuten Neutronen

$$K''(x, \vartheta) = \frac{\mu_s}{4\pi |\cos \vartheta|} \begin{cases} \int_x^\delta f(x') e^{-\mu \frac{x'-x}{|\cos \vartheta|}} dx' & (\cos \vartheta < 0), \\ \int_0^x f(x') e^{-\mu \frac{x-x'}{\cos \vartheta}} dx' & (\cos \vartheta > 0). \end{cases} \quad (33)$$

Durch Integration über alle Neutronenrichtungen erhält man hiermit den Verlauf der spezifischen Aktivierung im Innern der Folie

$$c_0(x, \delta) = \mu_{\text{act}} \int_{4\pi} K(x, \vartheta) d\Omega = \mu_{\text{act}} \left[ f(x) + \frac{\mu_s}{2} \int_0^\delta f(x') E_1(\mu |x-x'|) dx' \right]. \quad (34)$$

Die Funktion  $f(x)$  ist nach Gln. (32), (31) und (30) gegeben durch

$$f(x) = \frac{1}{2} K_0 \{ E_2(\mu x) + E_2[\mu(\delta-x)] \} + \frac{3}{2} K_1 \{ E_3(\mu x) - E_3[\mu(\delta-x)] \}. \quad (35)$$

Dabei ist

$$E_n(t) = \int_0^1 u^{n-2} e^{-t/u} du$$

das allgemeine Exponentialintegral (tabuliert bei PLACZEK<sup>26</sup>), und es gilt

$$E_1(t) = -\text{Ei}(-t),$$

$$E_2(t) = e^{-t} + t \text{Ei}(-t),$$

$$E_3(t) = \frac{1}{2} \{ (1-t) e^{-t} - t^2 \text{Ei}(-t) \}.$$

Der durch den Stromanteil  $K_1$  des Neutronenfeldes bedingte zweite Term von  $f(x)$  in Gl. (35) liefert bei Messungen mit dem  $4\pi$ -Zählrohr aus Symmetriegründen keinen Beitrag zur Zählrate, kann also im folgenden fortgelassen werden.

Für  $\mu_a \delta \ll 1$  ist nach Gln. (34) und (35) die spez. Aktivierung

$$c_0(x, \delta) = v n \mu_{\text{act}} \quad (34 a)$$

homogen und unabhängig von  $\delta$ , für größere  $\mu_a \delta$  sinkt  $c_0(x, \delta)$  im Innern der Folie nach Gl. (34) ab. Speziell für  $\mu_s \delta = 0$  gilt

$$c_0(x, \delta) = v n \mu_{\text{act}} \frac{1}{2} \{ E_2(\mu x) + E_2[\mu(\delta-x)] \}. \quad (34 b)$$

Durch Integration über  $x$  folgt aus Gl. (34) als Ge-

<sup>26</sup> G. PLACZEK, National Research Council of Canada, NRC 1547 [1946].

samtaktivierung pro Flächeneinheit

$$C_0(\delta) = \int_0^\delta c_0(x, \delta) dx = v n \mu_{\text{act}} \delta \left\{ \frac{\Phi_0(\mu \delta)}{2 \mu \delta} + \mu_s \delta \frac{\chi(\mu \delta)}{2 \mu \delta} \right\} \quad (35)$$

( $\mu = \mu_a + \mu_s$ ), wobei die von BOTHE<sup>7</sup> angegebene Funktion

$$\Phi_0(t) = 1 - 2 E_3(t) = 1 - (1-t) e^{-t} + t^2 \text{Ei}(-t) \quad (36)$$

ist und das Integral

$$\chi(t) = \frac{1}{2t} \int_0^t \{ E_2(y) + E_2(t-y) \} \cdot \{ 2 - E_2(y) - E_2(t-y) \} dy \quad (37)$$

numerisch bestimmt werden mußte (s. Abb. 21).

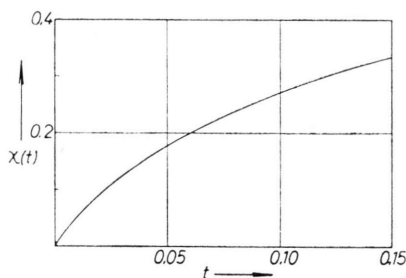


Abb. 21. Die Funktion  $\chi(t)$ .

Die für monoenergetische Neutronen abgeleitete Gl. (35) ist bei Anwendung auf ein thermisches Neutronenfeld über die MAXWELL-Verteilung zu mitteln. Für eine  $1/v$ -Abhängigkeit von  $\sigma_a$  wurde diese Mittelung in einer früheren Arbeit durchgeführt<sup>10</sup>. Danach gilt Gl. (35) in sehr guter Näherung (auf 0,3% bei  $\mu_a \delta < 0,1$ ), wenn für  $v$  und  $\mu_a$  die Werte bei der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit  $v_0$  der MAXWELL-Verteilung eingesetzt werden. Für die mittlere spezifische Aktivierung  $\bar{c}(\delta) = C(\delta)/\delta$  ergibt sich somit unter Berücksichtigung der Aktivierungsstörung  $\kappa_C = (C_0 - C)/C$  aus Gl. (35)

$$\bar{c}(\delta) = v_0 n \mu_{\text{act}} \frac{1}{1 + \kappa_C} \left\{ \frac{\Phi_0(\mu \delta)}{2 \mu \delta} + \mu_s \delta \frac{\chi(\mu \delta)}{2 \mu \delta} \right\} \quad (38)$$

Damit ist Gl. (7) aus Abschnitt 2 hergeleitet.

Für  $\mu_s = 0$  geht unser Ergebnis Gl. (35) in die von BOTHE<sup>7</sup> angegebene Gl. (6) über. Die Berücksichtigung der Streuung in Gl. (35) bringt gegenüber der Gl. (6) von BOTHE nur eine geringfügige Erhöhung der Aktivierung mit sich, die für unsere Folien 1% nicht übersteigt. Dies läßt sich leicht plausibel machen: die mittlere Weglänge in der Sondersubstanz wird für senkrecht auftreffende Neutronen durch die Streuung vergrößert, für die schräg einfallenden dagegen verkleinert, wobei sich beide Effekte weitgehend kompensieren.

Herrn Prof. WIRTZ danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stets förderndes Interesse.

Für die  $\beta$ - $\gamma$ -Koinzidenzmessung stellte mir freundlicherweise Herr H. HOUTERMANS vom Isotopenlaboratorium Göttingen seine Koinzidenzapparatur zur Verfügung. Ihm und Herrn D. H. VINCENT habe ich außerdem für wertvolle Hinweise zu danken.

## Über die Einfänge negativer K-Mesonen durch zusammengesetzte Kerne

Von W. ALLES

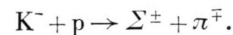
Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen \*

(Z. Naturforschg. 13 a, 740—745 [1958]; eingegangen am 20. Mai 1958)

Es werden die Wechselwirkungen der negativen K-Mesonen mit den zusammengesetzten Kernen der photographischen Emulsion analysiert. Die  $\Sigma^-$ -Einfangsterme werden studiert; 75% hiervon weisen keine geladenen Sekundärspuren auf. Das mittlere COULOMB-Potential der die  $K^-$ -Mesonen einfangenden Kerne beträgt  $(8,4 \pm 2)$  MeV. — Aus dem Energiespektrum der  $\Sigma$ -Hyperonen wird ein anziehendes  $\Sigma^-$ -Kernpotential  $V_{\Sigma^-} = -(15 \pm 10)$  MeV gefolgert. Die Emissionshäufigkeit der  $\Sigma$ -Hyperonen liefert Aussagen über die  $\Sigma$ -Nukleon-Wirkungsquerschnitte.

In dieser Arbeit werden einige Eigenarten des Einfangs negativer K-Mesonen in photographischer Kernemulsion untersucht. Wir befassen uns hauptsächlich mit solchen Ereignissen, bei denen ein geladenes Hyperon und ein entgegengesetzt geladenes  $\pi$ -Meson ohne Emission weiterer geladener Teilchen erzeugt werden („ $\Sigma \pi$ “-Ereignisse). Diese Ereignisse sind vermutlich  $K^-$ -Einfänge durch gebundene Protonen nahe der Oberfläche der Kerne mit keinen

oder nur geringfügigen sekundären Wechselwirkungen:



Hieraus werden Aussagen über das Kernpotential des  $\Sigma$ -Hyperons, die mittlere freie Weglänge der Hyperonen in Kernmaterie, die Einfangshäufigkeiten in den schweren und leichten Emulsionskernen, sowie über die Häufigkeit der  $\Sigma$ -Hyperonen, die ohne Emission geladener Teilchen eingefangen werden ( $\Sigma_\pi^-$ ), gewonnen. Zu diesem Zweck benutzen

\* Jetzt am Istituto di Fisica dell'Università, Bologna.