

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 20 (1947)  
**Heft:** IV-V  
  
**Artikel:** Kernphotoeffekt unter Emission eines Protons  
**Autor:** Hirzel, O. / Wäffler, H.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-111809>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 01.04.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Kernphotoeffekt unter Emission eines Protons

von O. Hirzel und H. Wäffler.

(11. VII. 1947.)

---

*Zusammenfassung.* Mit der Lithium-Gammastrahlung werden die Elemente Mg, Si, Ti, Cr, Se, Mo, Pd, Cd, Sn auf einen  $(\gamma, p)$ -Prozess hin untersucht. Es gelingt, an folgenden Isotopen ein Proton abzulösen: Mg<sup>25</sup>, Mg<sup>26</sup>, Si<sup>29</sup>, Si<sup>30</sup>, Ti<sup>50</sup>, Cr<sup>53</sup>, Se<sup>77</sup>, Mo<sup>98</sup>, Pd<sup>105</sup>, Cd<sup>111</sup>, Cd<sup>112</sup>, Cd<sup>113</sup>, Sn<sup>117</sup> und Sn<sup>118</sup>. Das Wirkungsquerschnittsverhältnis  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  für diese Kerne wird bestimmt. Nach der auf der Bohrschen Modellvorstellung fussenden Theorie stellt dieses Verhältnis das Verhältnis der Austrittswahrscheinlichkeiten des Protons, bzw. Neutrons, aus dem Zwischenkern dar. Die so berechneten theoretischen Werte erweisen sich jedoch gegenüber den experimentellen als um einen Faktor 100 bis 1000 zu klein.

### I. Einleitung.

Die beim Protoneinfangprozess  $\text{Li}^7(p, \gamma) \text{Be}^8$  entstehende Gammastrahlung besitzt eine Quantenenergie von 17,2 MeV. In früheren Arbeiten ist es gelungen, mit diesen Quanten an nahezu allen Elementen einen Kernphotoeffekt unter Emission eines Neutrons ( $(\gamma, n)$ -Prozess) auszulösen<sup>1) 2)</sup>. Eine Ausnahme bildet das Kohlenstoffisotop C<sup>12</sup>, bei welchem das Neutron eine grössere Bindungsenergie als 17,2 MeV, nämlich 18,3 MeV, besitzt. Da nun ein Proton durch die Kernkräfte im allgemeinen gleich stark gebunden ist wie ein Neutron, so sind auch  $(\gamma, p)$ -Reaktionen energetisch möglich. Der Emission von Protonen wirkt jedoch ausser den Kernkräften noch der COULOMB'sche Potentialwall entgegen. Die Höhe dieses Walles für ein Element mit der Kernladungszahl  $Z$  ist gegeben durch

$$V = \frac{Z \cdot e^2}{R}$$

$R$  bedeutet hier den Kernradius, d. h. die Entfernung vom Symmetriezentrum des Kerns, bei der sich Coulomb- und Kernkraft das Gleichgewicht halten. Da  $R$  proportional zur dritten Wurzel

---

<sup>1)</sup> W. BOTHE, W. GENTNER: Z. Physik **106**, 236 (1937) und Z. Physik **112**, 45 (1939).

<sup>2)</sup> O. HUBER, O. LIENHARD, P. SCHERRER, H. WÄFFLER: H. P. A. XVI, 33 (1943) sowie O. HUBER, O. LIENHARD und H. WÄFFLER: H. P. A. XVII, 195 (1945). Eine weitere Arbeit über den  $(\gamma, n)$ -Prozess erscheint demnächst.

aus dem Atomgewicht  $A$  und dieses annähernd gleich der doppelten Kernladungszahl ist, so steigt also  $V$  ungefähr mit  $Z^{2/3}$ . Das bedeutet, dass der Austritt eines Protons aus dem Kern mit wachsendem  $Z$  unwahrscheinlicher wird. Dieser  $Z$ -Abhängigkeit wirkt jedoch bis zu mittleren Ordnungszahlen ein mit  $Z$  zunehmender Absorptionsquerschnitt für die Lithium-Gammastrahlung entgegen.

Bis zum Erscheinen der vorliegenden Untersuchung konnte mit der Lithium-Gammastrahlung nur ein einziger  $(\gamma, p)$ -Prozess:  $\text{Mg}^{26}(\gamma, p)\text{Na}^{25}$  nachgewiesen werden<sup>3)</sup>. Das Auftreten dieser Reaktion wurde von BALDWIN und KLAIBER<sup>4)</sup> mit der Röntgenbremsstrahlung von 100 MeV-Elektronen bestätigt. Die genannten Autoren fanden ferner die Prozesse  $\text{Mg}^{25}(\gamma, p)\text{Na}^{24}$ ,  $\text{Si}^{29}(\gamma, p)\text{Al}^{28}$ ,  $\text{Si}^{30}(\gamma, p)\text{Al}^{29}$  sowie auch zahlreiche Kernphotoeffekte, welche unter gleichzeitiger Emission mehrerer Teilchen ablaufen.

Im folgenden wird nun mit der Lithium-Gammastrahlung der  $(\gamma, p)$ -Prozess an den Isotopen  $\text{Mg}^{25}$ ,  $\text{Mg}^{26}$ ,  $\text{Si}^{29}$ ,  $\text{Si}^{30}$ ,  $\text{Ti}^{50}$ ,  $\text{Cr}^{53}$ ,  $\text{Se}^{77}$ ,  $\text{Mo}^{98}$ ,  $\text{Pd}^{105}$ ,  $\text{Cd}^{111}$ ,  $\text{Cd}^{112}$ ,  $\text{Cd}^{113}$ ,  $\text{Sn}^{117}$  und  $\text{Sn}^{118}$  nachgewiesen. Der Nachweis erfolgt in allen Fällen vermittelt der Radioaktivität des Endkerns, wodurch die Auswahl unter den an sich möglichen Prozessen stark eingeschränkt wird. Als weitere Bedingung für die Sicherstellung der  $(\gamma, p)$ -Reaktionen kommt hinzu, dass die in diesen Prozessen induzierten Aktivitäten nicht von den meist viel stärkeren, aus den  $(\gamma, n)$ -Prozessen an den Nachbarisotopen desselben Elementes stammenden Aktivitäten verdeckt werden.

Es zeigt sich, dass bis zu Kernladungszahlen  $Z \sim 50$  in allen untersuchten, für den Nachweis günstig liegenden Fällen der  $(\gamma, p)$ -Prozess auftritt. Für  $Z > 50$  konnte ein sicherer Nachweis dieser Reaktion nicht erbracht werden, was auf Grund der oben erwähnten  $Z$ -Abhängigkeit der Austrittswahrscheinlichkeit für Protonen verständlich erscheint.

Die durch  $(\gamma, p)$ -Reaktionen induzierten Aktivitäten sind durchwegs sehr schwach. Dies zwang uns dazu: 1. mit Hilfe einer leistungsfähigen Ionenquelle einen möglichst grossen Protonenstrom und damit eine grosse Ausbeute an Gammaquanten zu erzeugen, und 2. mit einer wirksamen Antikoinzidenzanordnung den Nulleffekt der Zählrohre, mit denen die Aktivitäten gemessen werden, herunterzusetzen.

<sup>3)</sup> O. HUBER, O. LIENHARD, P. SCHERRER, H. WÄFFLER: H.P.A. XVII, 139 (1944).

<sup>4)</sup> G. C. BALDWIN, G. S. KLAIBER: Phys. Rev. **70**, 259 (1946).

## II. Apparatur.

Die Anlage zur Erzeugung der Gammastrahlung besteht zur Hauptsache aus Hochspannungsapparatur, Ionenquelle, Beschleunigungsrohr mit Pumpaggregat und Lithiumtarget. Die Apparatur wurde im wesentlichen schon früher beschrieben<sup>2)</sup>. Neu sind die Ionenquelle und die Hochspannungsanlage. Letztere besteht aus einem Transformator 500/60 000 Volt mit vorgeschaltetem Reguliertransformer und nachfolgendem Gleichrichter-Kondensatorenaggregat, das die 60 KV-Wechselspannung gleichrichtet und verzehnfacht, wobei eine maximale Gleichspannung von 500–600 KV erreicht werden kann\*). Diese Spannung genügt vollauf, da der Protoneinfangprozess an Lithium bei einer Protonenenergie von 440 KeV resonanzartig einsetzt und seine Ausbeute mit wachsender Energie konstant bleibt.

### *Die Ionenquelle.*

Die ersten Messungen wurden noch mit der von O. HUBER, O. LIENHARD und H. WÄFFLER beschriebenen Gasentladung ausgeführt<sup>2)</sup>. Diese lieferte bei einer Brennspannung von 60 KV einen Ionenstrom von maximal 300  $\mu$ Amp. und ertrug einen ununterbrochenen Betrieb von höchstens 2 Stunden.

Einen Querschnitt durch die neue Gasentladung zeigt Fig. 1. Bei dieser konnte die maximale Betriebsspannung durch sorgfältige Vermeidung von Tangentialkomponenten der Feldstärke auf der Isolatoroberfläche wesentlich erhöht werden. Einwandfreies Arbeiten ist mit Spannungen bis zu 90 KV bei Entladungsströmen von 5–8 mA möglich. Der Kanalstrahl beträgt bis zu 700  $\mu$ A, davon entfallen rund 60% auf Atomionen. Durch Vervollständigung des Kühlsystems wurde ferner erreicht, dass die Betriebsdauer nun praktisch unbeschränkt ist.

## III. Messtechnik.

Die in der vorliegenden Untersuchung verwendete Messtechnik entspricht genau der bereits früher beschriebenen<sup>2)</sup>. Die Präparate wurden in Hohlzylinderform über die Target gebracht. Ihre Wandstärke war stets mindestens gleich der maximalen Reichweite der vom Endkern emittierten Betateilchen. Die Bestrahlungsdauer der einzelnen Elemente richtete sich sowohl nach der Halbwertszeit der durch den ( $\gamma, p$ )-Prozess induzierten als auch der gleichzeitig durch ( $\gamma, n$ )-Reaktionen entstehenden Aktivitäten, im allgemeinen

\*) Diese Hochspannungsanlage wurde von der Haefeli AG. in Basel erstellt, wofür ihr bestens gedankt sei.



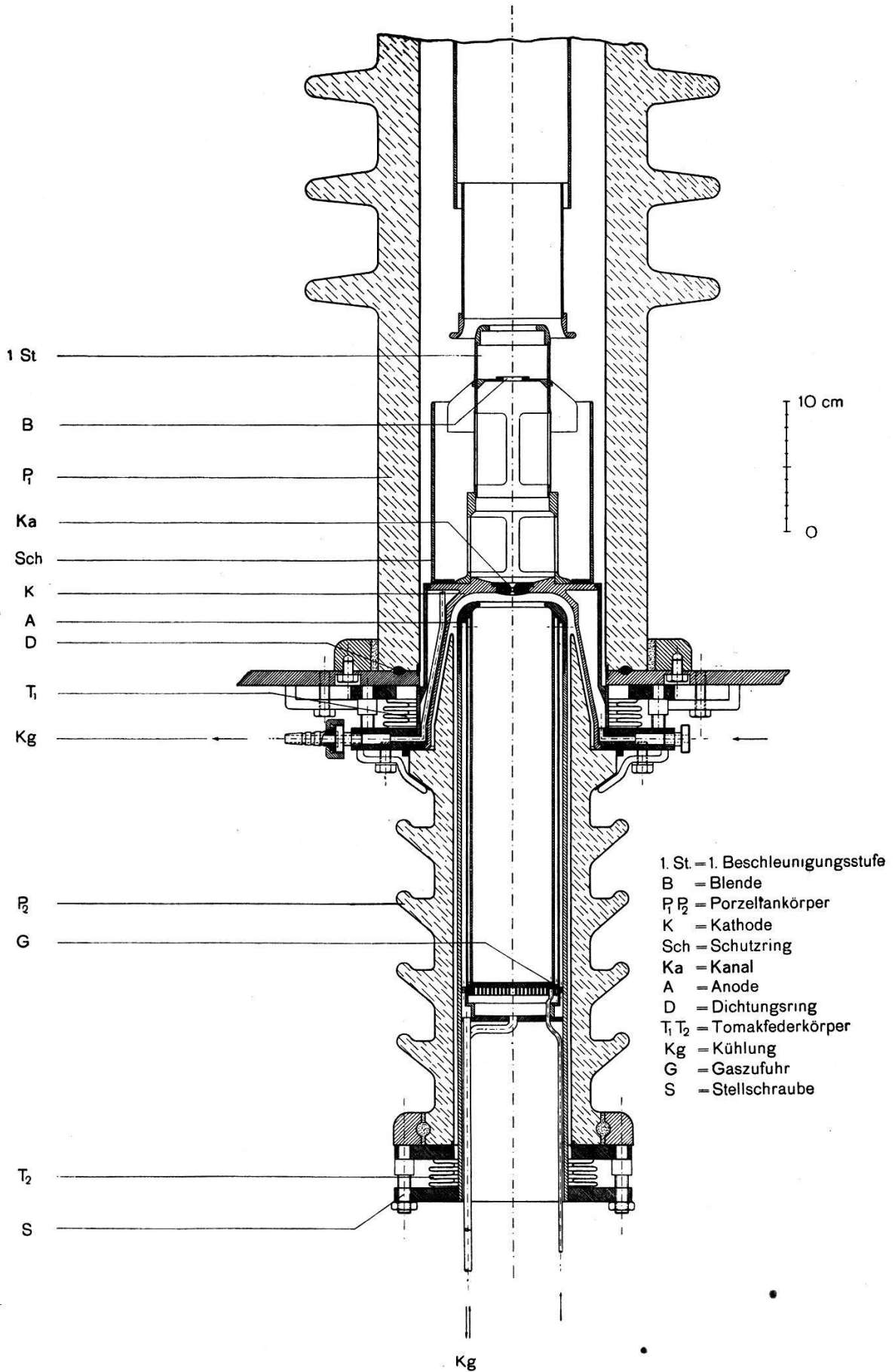


Fig. 1. Ionenquelle (Gasentladung).

betrug sie ein bis zwei Halbwertszeiten der ersteren. Zur fortlaufenden Intensitätsmessung der Lithium-Gammastrahlung diente ein kleines Zählrohr, das in 1,4 m Abstand von der Target hinter einem Bleischutz von 1 cm Dicke aufgestellt war. Bei der üblicherweise verwendeten Intensität betrug seine Stosszahl 600 Stösse pro Minute (Verstärkerapparatur mit eingebautem Vierfachunter-setzer). 10 Milligramm Radium an der Stelle der Target bewirkten in diesem Zählrohr dieselbe Stosszahl.

Zur Aktivitätsmessung verwendeten wir im allgemeinen Aluminiumzählrohre von 5 cm Fadenlänge, 24 mm Innendurchmesser und 0,1 mm Wandstärke. Da die durch  $(\gamma, p)$ -Prozesse induzierten Aktivitäten stets sehr schwach sind (10–100 Stösse/Minute am Aktivitätszählrohr), wurde für die Messung derselben eine besondere Anordnung gebaut: Das Aktivitätszählrohr wird von 10 grossen (4 cm Durchmesser, 20 cm Länge, 1 mm Wandstärke), mit ihm in Antikoinzidenz geschalteten Messingzählrohren umgeben, welche den von der Höhenstrahlung herrührenden Teil des Nulleffekts vollständig unterdrücken. Diese Anordnung, deren Querschnitt Fig. 2a zeigt, bewirkt eine Erniedrigung des Nulleffekts um das 5- bis 6-fache (Nulleffekt ohne Antikoinzidenzzählrohre 15/min, mit denselben 2–3/min). Die Schaltung des Antikoinzidenzverstärkers zeigt Fig. 2. Durch Änderung weniger Schaltelemente kann dieser Verstärker auch als Koinzidenzverstärker verwendet werden.

#### IV. Auswertung der Messungen.

Als Ausbeute  $A$  einer Reaktion bezeichnen wir die auf unendlich lange Bestrahlungsdauer und eine bestimmte Normalintensität der Lithium-Gammastrahlung (400 Stösse pro Minute am Intensitätszählrohr) bezogene Anfangsaktivität des entstandenen radioaktiven Isotops:

$$A = \frac{400}{J_\gamma} \cdot \frac{\int_{t_1}^{t_2} \frac{dN}{dt} dt}{(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} \cdot \frac{\lambda}{(1 - e^{-\lambda t})} \quad (1)$$

$J_\gamma$  = Gemessene Gammaintensität (Stosszahl/min)

$t$  = Bestrahlungsdauer

$t_1$  = Zeit zwischen Bestrahlungsende und Messbeginn

$t_2$  = Zeit zwischen Bestrahlungsende und Ende der Aktivitätsmessung

Diese Ausbeuten wurden nun immer mit der Ausbeute des bekannten Kernphotoeffektes am Kupfer:  $\text{Cu}^{63}(\gamma, n)\text{Cu}^{62}$  verglichen. Zu diesem Zweck bestrahlten wir Kupferhohlzylinder von genau

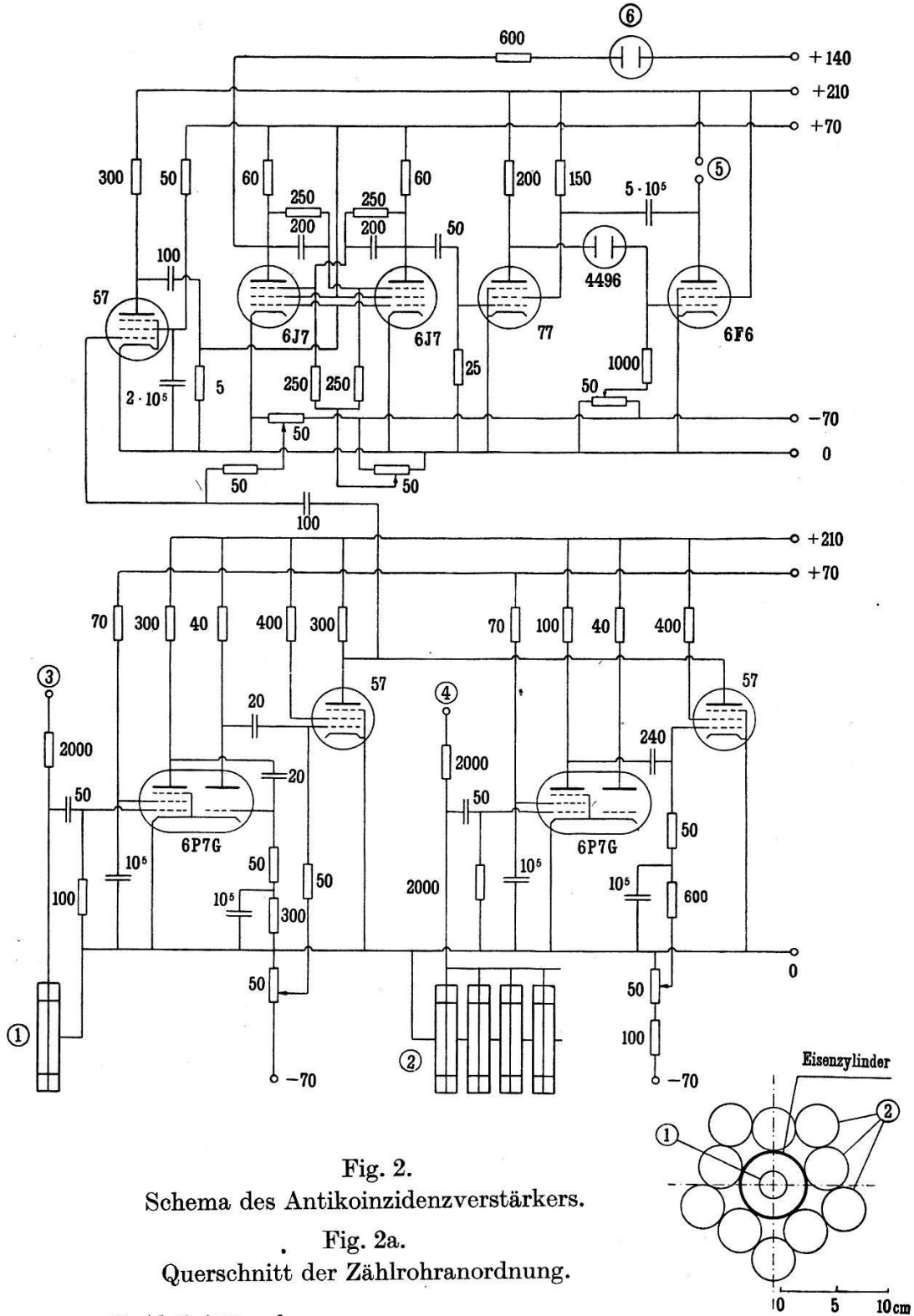


Fig. 2.  
Schema des Antikoinzidenzverstärkers.

Fig. 2a.  
Querschnitt der Zählrohranordnung.

- ① Aktivitätsrohr.
  - ② Zählrohre des Antikoinzidenzkranses.
  - ③ Spannung für das Aktivitätszählrohr, 1200—1400 Volt.
  - ④ Spannung für die Antikoinzidenzzählrohre, 1420 Volt.
  - ⑤ Mechanisches Zählwerk.
  - ⑥ Indikatorglimmlämpchen des eingebauten Zweifachuntersetzers.
- Widerstände in  $K \Omega$ , Kapazitäten in pF.

derselben Form und Grösse wie das betreffende Präparat und bestimmten die Ausbeute der 10-Minutenaktivität mit demselben Zählrohr.

Aus dem Verhältnis der Ausbeuten kann nun auf das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der entsprechenden Reaktionen geschlossen werden. Die gemessene Ausbeute  $A$  hängt mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  in der folgenden Weise zusammen:

$$A = c \cdot \sigma \cdot n \cdot f'(d_z) \cdot \int_0^R f(x) \cdot dx$$

$$= c \cdot \sigma \cdot n \cdot f'(d_z) \bar{R}.$$

$c$  = Konstante, die sowohl die Raumwinkel von Bestrahlung und Registrierung als auch die Gammaintensität enthält

$n$  = Anzahl Atome des Ausgangsisotops pro  $\text{cm}^3$

$f(x) = N(x)/N(0)$ , Absorptionskurve des aktiven Endkerns im Material des Präparates

$R$  = Maximale Reichweite der Betateilchen in der Präparatsubstanz

$\bar{R}$  = Mittlere Reichweite

$f'(d_z)$  = Absorption durch die Zählrohrwand  $d_z$  (Aluminium).

Da nun die Absorptionskurven aller Betaspektren bei dicker Schicht des aktiven Präparates bis zu mehreren Halbwertsdicken  $H$  exponentiell verlaufen<sup>5)</sup>, so kann man für die Grössen dieser Gleichung setzen ( $\mu'$  = Absorptionskoeffizient in Aluminium):

$$f(x) = e^{-\mu x}, \quad f'(d_z) = e^{-\mu' d_z}, \quad \bar{R} = \frac{1}{\mu} = \frac{H}{\ln 2}.$$

Somit wird:

$$\sigma = \frac{A \cdot e^{\mu' d_z}}{c \cdot n \cdot \bar{R}}.$$

Wird das Verhältnis zweier Wirkungsquerschnitte gebildet, so fällt die unbestimmte Konstante  $c$  weg. Bedeuten  $M$  das Molekulargewicht der bestrahlten Substanz und  $\varepsilon$  die relative Häufigkeit des Ausgangsisotops\*), so hat man ( $L = 6 \cdot 10^{23}$ ,  $\rho$  = Dichte in  $\text{gcm}^{-3}$ )

$$n = \frac{L \cdot \rho \cdot \varepsilon}{M}$$

Atome pro  $\text{cm}^3$ . Setzt man die mittlere Reichweite  $\bar{R}$  und die Halbwertsdicke nicht wie bis anhin in cm, sondern in  $\text{g/cm}^2$  ein, so erhält man:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{A_1 \cdot M_1 \cdot \bar{R}_2 \cdot \varepsilon_2}{A_2 \cdot M_2 \cdot \bar{R}_1 \cdot \varepsilon_1} \cdot e^{(\mu_1' - \mu_2') d_z}.$$

<sup>5)</sup> O. HUBER, O. LIENHARD, P. SCHERRER, H. WÄFFLER: H.P.A. XVIII, 221 (1945).

\*) Die relativen Häufigkeiten sind den „Kernphysikalischen Tabellen“ von MALLAUCH und FLÜGGE entnommen.

Wird die Substanz 1 in Form einer Verbindung bestrahlt (wie z. B. Chrom in Form von  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ), die pro Molekül  $\eta_1$  Atome des untersuchten Elementes enthält, dann wird:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} &= \frac{A_1 \cdot M_1 \cdot \bar{R}_2 \cdot \varepsilon_2}{A_2 \cdot M_2 \cdot \bar{R}_1 \cdot \varepsilon_1 \cdot \eta_1} \cdot e^{(\mu_1' - \mu_2') d_z} \\ &= \frac{A_1 \cdot M_1 \cdot H_2 \cdot \varepsilon_2}{A_2 \cdot M_2 \cdot H_1 \cdot \varepsilon_1 \cdot \eta_1} \cdot e^{(\mu_1' - \mu_2') d_z} \end{aligned} \quad (2)$$

wobei  $A_1$  und  $M_1$  Ausbeute und Molekulargewicht der Verbindung sind.

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittsverhältnisses muss somit neben der Ausbeutemessung noch eine Absorptionsmessung zur Ermittlung der Halbwertsdicke  $H$  durchgeführt werden. Die Absorptionskoeffizienten  $\mu'$  werden aus den Halbwertsdicken in Aluminium berechnet, die man der Arbeit von O. HUBER, O. LIENHARD, P. SCHERRER und H. WÄFFLER<sup>5)</sup> entnimmt. Da nun der Massenabsorptionskoeffizient  $\mu/\rho$  bzw. die Halbwertsdicke  $H$  (in  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) von der Ordnungszahl  $Z$  des Absorbers abhängt, so wurden diese Absorptionskurven nach Möglichkeit im Material des Präparates selbst oder dann in einem Nachbar-element desselben aufgenommen.

### V. Ausscheidung der Neutroneneffekte.

Die Interpretation unserer Messergebnisse erfährt eine wesentliche Komplikation durch die Tatsache, dass die in Frage stehenden  $(\gamma, p)$ -Reaktionen immer von einem  $(n, p)$ -Prozess, der auf denselben Endkern führt, konkurrenziert werden. Die Ausgangskerne sämtlicher  $(\gamma, p)$ -Prozesse besitzen nämlich ein stabiles Nachbarisotop, das ein Neutron weniger enthält als erstere (siehe z. B. Fig. 5). Will man nur nachweisen, dass die Endkerne wenigstens teilweise durch Photoeffekt entstehen, so genügt es, die Ausbeute  $A$  in Funktion der Protonenenergie aufzunehmen. Folgt  $A$  dem für die Ausbeute an Gammastrahlen charakteristischen Resonanzanstieg bei 440 KeV, so ist das Auftreten der  $(\gamma, p)$ -Reaktion sichergestellt. Setzt man sich jedoch die Bestimmung von Wirkungsquerschnittsverhältnissen zum Ziel, so muss der Anteil  $A_n$  der Ausbeute  $A$  bestimmt werden, der von der  $(n, p)$ -Reaktion herührt. Dieser Anteil  $A_n$  ist gegenüber der durch die Gammastrahlen induzierten Ausbeute  $A_\gamma$  nur im Falle des  $\text{Cd}^{111}$  so klein, dass er vernachlässigt werden kann.

Die aus der Quelle stammenden Neutronen entstehen auf zwei verschiedene Arten: 1. Die natürliche Deuteriumbeimengung des

Wasserstoffs, mit dem die Ionenquelle gespeist wird, erzeugt in der Target die bekannten (Li + D)-Neutronen. 2. Beim Protoneneinfang des  $\text{Li}^7$  entstehen durch Zerfall des  $\text{Be}^8$  zwei Alphateilchen, die beide eine Energie von 8,6 MeV besitzen. Diese Alphateilchen können in der Target die Reaktion  $\text{Li}^7(\alpha, n)\text{B}^{10}$  hervorrufen. Die Maximalenergie der so entstandenen Neutronen beträgt 4,3 MeV, diejenige der (Li + D)-Neutronen 14,4 MeV. Die gesamte Neutronenintensität erreicht bei den üblichen Bestrahlungsbedingungen (500 KV, 600  $\mu\text{A}$ ) ca. 75 Millicuries (Ra + Be)-Äquivalent; davon entfallen rund 9 Millicuries auf die  $(\alpha, n)$ -Reaktion. Um diese verhältnismässig grosse Neutronenintensität zu verkleinern, haben wir an fast allen untersuchten Elementen zusätzlich auch Bestrahlungen mit durch mehrfache Elektrolyse gewonnenem Wasserstoff, dessen Deuteriumgehalt wesentlich geringer ist, durchgeführt. Es zeigt sich nun, dass alle  $(n, p)$ -Reaktionen etwa im gleichen Verhältnis abnehmen. Das beweist, dass die (Li +  $\alpha$ )-Neutronen in unseren Präparaten keinen messbaren Anteil an  $A_n$  erzeugen. Da nämlich in den uns interessierenden Fällen der  $(n, p)$ -Prozess stets endotherm ist, müsste ein solcher Anteil der energiearmen (Li +  $\alpha$ )-Neutronen in Abhängigkeit von der Energietönung starke individuelle Schwankungen zeigen.

In Aluminium wird durch die Lithium-Gammastrahlung lediglich die 7,0 sec-Aktivität des  $\text{Al}^{26}$  induziert; aus diesem Grunde eignet sich dieses Metall sehr gut als Indikator für die (Li + D)-Neutronen. Wir haben deshalb gleichzeitig mit unseren Präparaten konzentrisch dazu einen Hohlzylinder aus Aluminium bestrahlt. Bei kurzzeitigen Bestrahlungen wird die durch  $(n, p)$  induzierte 10 min-Aktivität des  $\text{Mg}^{27}$ , bei längeren die durch  $(n, \alpha)$  erzeugte 14,8 h-Aktivität des  $\text{Na}^{24}$  als Mass für die Neutronenintensität genommen. Die in unseren Präparaten durch die Neutronen induzierten Aktivitäten können dann nach den folgenden drei Methoden ausgetrennt werden:

1.  $A_n$  ist proportional dem Deuteriumgehalt des Wasserstoffs. Bestrahlt man nun ein Präparat mit Wasserstoff von verschieden hohem Deuteriumgehalt, d. h. mit gewöhnlichem (aus einer einmaligen Elektrolyse von Wasser stammendem) bzw. mit mehrmals verbranntem und unter Überspannung elektrolysiertem Wasserstoff, so erhält man verschiedene Ausbeuten: Mit gewöhnlichem Wasserstoff ist

$$A = A_\gamma + A_n,$$

mit x-mal elektrolysiertem Wasserstoff

$$A_x = A_\gamma + A_{nx}.$$



Die jeweils im Aluminium induzierten Neutronenaktivitäten geben uns das Verhältnis  $A_{nx}/A_n$ . Fig. 3 zeigt nun, wie man  $A_y$  aus den gemessenen Grössen  $A$ ,  $A_x$  und  $A_{nx}/A_n$  durch lineare Extrapolation erhält. (Der Abszissenpunkt 0 entspricht völlig deuteriumfreiem Wasserstoff.)

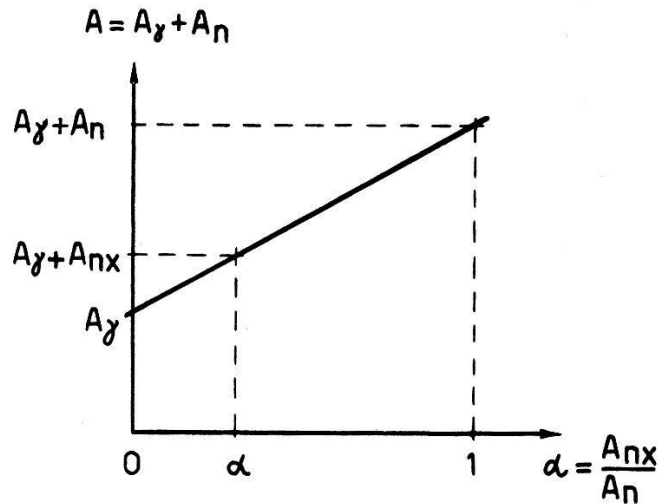


Fig. 3.

Elimination der durch Neutronen erzeugten Störaktivitäten  $A_n$ .  
(Bei dreimal elektrolysiertem Wasserstoff ist  $\alpha = 0,12 \pm 0,01$ .)

2. Wir bestrahlen das Präparat zusammen mit dem Vergleichszylinder aus Aluminium mit (Li + D)-Neutronen\*). Diese Bestrahlung liefert uns das Verhältnis

$$\left[ \frac{A_n}{A_n(\text{Al})} \right]_{(\text{Li}+\text{D})}$$

Da wir Präparat und Aluminiumzylinder in genau derselben relativen Geometrie und mit gleicher Deuteronenenergie aktivieren, haben wir genau dieselben Verhältnisse der durch Neutronen in Präparat und Aluminium induzierten Aktivitäten. Man kann somit aus der bei Bestrahlung mit unserer Apparatur im Neutronenindikator auftretenden Aktivität  $A_n(\text{Al})$  direkt auf die im Präparat erzeugte Störaktivität  $A_n$  schliessen:

$$A_n = A_n(\text{Al}) \cdot \left[ \frac{A_n}{A_n(\text{Al})} \right]_{(\text{Li}+\text{D})}$$

Die gesuchte Ausbeute ist dann

$$A_y = A - A_n.$$

\*) Die Neutronenbestrahlungen wurden von Dr. BLEULER und Dr. ZÜNTI am Tensator durchgeführt, wofür wir ihnen auch an dieser Stelle bestens danken.

Dasselbe kann man auch mit den Ausbeuten der Bestrahlung mit elektrolysiertem Wasserstoff ausführen, da

$$\frac{A_n}{(A_n \text{ Al})} = \frac{A_{nx}}{A_{nx}(\text{Al})}.$$

Es ergibt sich

$$A_{nx} = A_{nx}(\text{Al}) \cdot \left[ \frac{A_n}{A_n(\text{Al})} \right]_{(\text{Li}+\text{D})}$$

und

$$A_\gamma = A_x - A_{nx}.$$

3. Bei  $(\gamma, p)$ -Prozessen, die besonders stark von einer  $(n, p)$ -Reaktion konkurrenziert werden, haben wir noch eine weitere, vor allem als Kontrolle gedachte Bestimmung von  $A_n$  und damit von  $A_\gamma$  durchgeführt. Zu diesem Zweck wurden Präparat und Aluminiumzylinder a) knapp unter und b) knapp über der Resonanzstelle des Protoneinfangprozesses von Lithium bestrahlt. Die Gammaintensität steigt dabei um das 20-fache, die Neutronenintensität dagegen nur um einen Faktor 2 bis 3. Der äusserst geringe Beitrag der Gammastrahlung zur Aktivität, die im Präparat bei Bestrahlung unter Resonanz induziert wird, lässt sich näherungsweise aus einer mit der 1. oder 2. Bestimmungsart erhaltenen Ausbeute  $A_\gamma$  ermitteln.  $A_n$  unter der Resonanz ergibt sich durch Subtraktion dieses kleinen Beitrags von der Gesamtbeute unter der Resonanz. Es gilt nun:

$$\left[ \frac{A_n}{A_n(\text{Al})} \right]_{\text{unter Res.}} = \left( \frac{A_n}{A_n(\text{Al})} \right)_{\text{über Res.}}$$

Daraus ergibt sich die durch Neutronen über der Resonanzstelle der Lithium-Gammastrahlung induzierte Ausbeute  $A_n$ :

$$A_n = A_n(\text{Al}) \cdot \left[ \frac{A_n}{(A_n \text{ Al})} \right]_{\text{unter Res.}}$$

In Fall 3 berücksichtigt man neben den vom Deuteriumgehalt des Wasserstoffs herrührenden auch die aus der Reaktion  $\text{Li}(\alpha, n)\text{B}$  stammenden Neutronen, in den Fällen 1 und 2 dagegen nicht. Die Tatsache, dass die nach den drei angegebenen Verfahren ermittelten Ausbeuten  $A_\gamma$  innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen, beweist wiederum, dass die  $(\alpha, n)$ -Neutronen keinen Beitrag zu den störenden  $(n, p)$ -Umwandlungen geben.

## VI. Messergebnisse.

### 1. Magnesium.

Am Magnesium sind zwei, auf einen radioaktiven Restkern führende  $(\gamma, p)$ -Prozesse möglich:

- a)  $\text{Mg}^{26}(\gamma, p)\text{Na}^{25}$  (60 sec)  
 b)  $\text{Mg}^{25}(\gamma, p)\text{Na}^{24}$  (14,8 h).

Beide Endkerne entstehen bei der Bestrahlung mit unserer Apparatur auch durch  $(n, p)$ -Prozess.

a) Die erste Reaktion:  $\text{Mg}^{26}(\gamma, p)\text{Na}^{25}$  wurde schon früher durch den Nachweis, dass sie dem Resonanzanstieg der Lithium-Gammastrahlung folgt, sichergestellt<sup>3</sup>). Sie wurde in der vorliegenden Untersuchung nochmals genau ausgemessen und der Anteil  $A_n$  der Reaktion  $\text{Mg}^{25}(n, p)\text{Na}^{25}$  berücksichtigt. Zu diesem Zweck führten wir 50 Magnesiumbestrahlungen durch, und zwar 25 mit gewöhnlichem und 25 mit dreimal elektrolysiertem Wasserstoff. Die Neutronenaktivitäten im Aluminium ( $\text{Mg}^{27}$ ) ergaben das Verhältnis der verschiedenen Deuteriumbeimengungen oder, was gleichbedeutend ist, den Quotienten  $A_{nx}/A_n$ .

Gang der Messung: Nach zweiminütiger Bestrahlung wurde der Zerfall der induzierten Aktivität während 5 Minuten verfolgt. Die komplexe Zerfallskurve enthält die beiden Perioden 11,8 sec und 60 sec. Die erstere rührt vom  $\text{Mg}^{23}$  her, das aus  $\text{Mg}^{24}$  durch  $(\gamma, n)$ -Prozess entsteht. Die Ausbeuten der 60 sec-Aktivität für die zwei verschiedenen Wasserstoffarten sind:

$$A = 398 \text{ min}^{-1}, \quad A_3 = 292 \text{ min}^{-1}.$$

Die Messungen am Aluminium ergaben

$$A_{n3}/A_n = 0,125.$$

Daraus folgt, dass bei Bestrahlung mit gewöhnlichem Wasserstoff 30% der 60 sec-Aktivität durch Neutronen induziert werden. Die Ausbeute  $A_\gamma$  des  $(\gamma, p)$ -Prozesses am  $\text{Mg}^{26}$  beträgt

$$A_\gamma = 277 \text{ min}^{-1}.$$

Da die Ausbeute der  $(\gamma, n)$ -Reaktion an einem entsprechenden Kupferzylinder  $27000 \text{ min}^{-1}$  ist, ergibt sich für die relative Ausbeute unseres  $(\gamma, p)$ -Prozesses (beide Ausbeuten sind auf das Element bezogen):

$$A_{\text{rel}} = \frac{A [\text{Mg}^{26}(\gamma, p)\text{Na}^{25}]}{A [\text{Cu}^{63}(\gamma, n)\text{Cu}^{62}]} = 1,026\%.$$

Die Halbwertsdicken dieser  $\text{Na}^{25}$ -Aktivität in Aluminium und der  $\text{Cu}^{62}$ -Aktivität in Kupfer werden zu  $227 \text{ mg/cm}^2$  bzw. zu  $140 \text{ mg/cm}^2$  bestimmt. Damit berechnet sich der relative Wirkungsquerschnitt nach Gleichung (2) zu

$$\sigma_{\text{rel}} = \frac{\sigma[\text{Mg}^{26}(\gamma, p)\text{Na}^{25}]}{\sigma(\text{Cu}^{63}(\gamma, n)\text{Cu}^{62})} = (1,56 \pm 0,24)\%.$$

(Den hier und bei allen folgenden Resultaten angegebenen Fehler betrachten wir als Fehlergrenze.)

b) Die zweite untersuchte Reaktion  $\text{Mg}^{25}(\gamma, p)\text{Na}^{24}$  ist sehr stark durch den Neutroneneffekt  $\text{Mg}^{24}(n, p)\text{Na}^{24}$  gestört, da  $\text{Mg}^{24}$  etwa 7-mal häufiger ist als  $\text{Mg}^{25}$ . Die Elimination dieses Störeffektes wurde auf zwei Weisen durchgeführt: 1. Durch Verwendung von gewöhnlichem bzw. dreimal elektrolysiertem Wasserstoff und 2. durch Bestrahlung sowohl unter als auch über der Resonanzstelle der  $17,2 \text{ MeV}$ -Gammastrahlung. Beide Auswertungen lieferten gut übereinstimmende Resultate für die Ausbeute des  $(\gamma, p)$ -Prozesses. Der Anteil  $A_n$  beträgt  $77\%$  der Gesamtausbeute. Wir erhalten

$$A_\gamma = 118 \text{ min}^{-1}$$

und

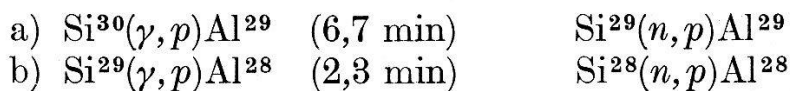
$$A_{\text{rel}} = 0,44\%.$$

Die Halbwertsdicke  $H$  der  $14,8 \text{ h}$ -Aktivität des  $\text{Na}^{24}$  in Aluminium beträgt, nach Subtraktion des Anteils der Gammastrahlung, die dem Betazerfall folgt,  $62 \text{ mg/cm}^2$ . Mit diesem Wert berechnet sich der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\text{Mg}^{25}(\gamma, p)\text{Na}^{24}$  relativ zum  $(\gamma, n)$ -Querschnitt am Kupfer zu

$$\sigma_{\text{rel}} = (2,83 \pm 0,30)\%.$$

## 2. Silicium.

Beim Silicium hat man ganz ähnliche Verhältnisse wie beim Magnesium; es sind wiederum zwei  $(\gamma, p)$ -Prozesse möglich, die beide von einer  $(n, p)$ -Reaktion begleitet werden:



Anhand dieses kompliziertesten Falles soll nun ausführlich beschrieben werden, wie man die hier besonders stark auftretenden Neutroneneffekte mit den unter V. genannten drei Methoden quantitativ bestimmen und von den Gesamtaktivitäten in Abzug bringen kann.

1. Reines Silicium wurde 8mal je 20 Minuten lang mit gewöhnlichem Wasserstoff bestrahlt und hierauf der Zerfall jeweils während 28 Minuten gemessen. Die in Fig. 4a wiedergegebene Zerfallskurve ist aus den zwei zu erwartenden Aktivitäten zusammengesetzt. Die in der Figur eingetragenen Fehler sind die mittleren statistischen Schwankungen. Den Messdaten entsprechen die Ausbeuten:

$$2,3 \text{ min-Periode: } A = (2365 \pm 90) \text{ min}^{-1}$$

$$6,7 \text{ min-Periode: } A = (103 \pm 12,5) \text{ min}^{-1}.$$

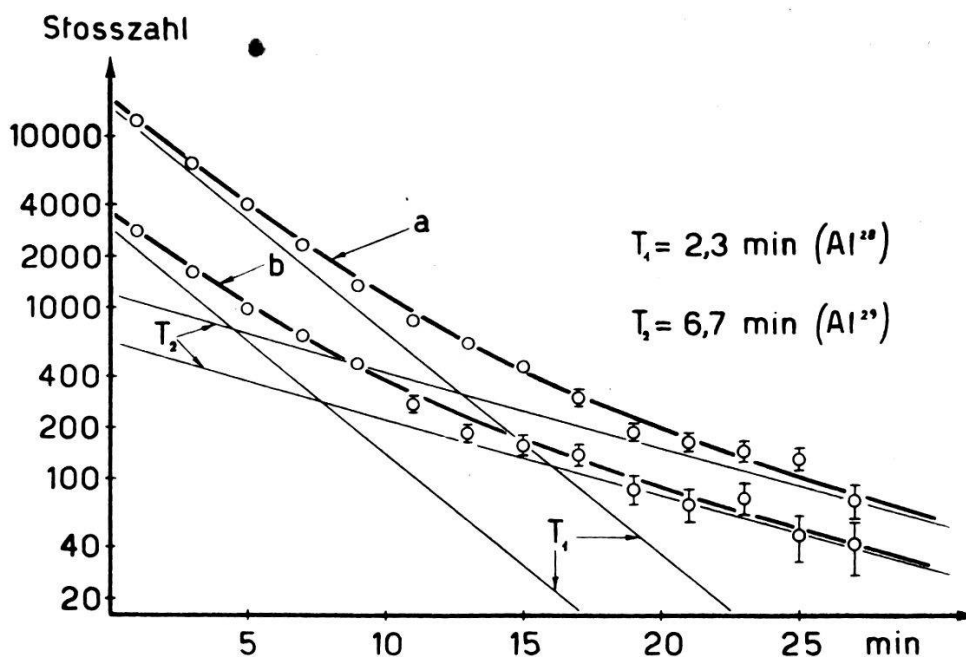


Fig. 4.

Zerfall der in Silicium induzierten Aktivitäten.

- a) Bestrahlung mit gewöhnlichem Wasserstoff.
- b) Bestrahlung mit elektrolysiertem Wasserstoff  
(Messbeginn je 4 min nach Ende der Bestrahlung).

Am gleichzeitig durch die Targetneutronen aktivierten Aluminiumzylinder messen wir die 10 min-Aktivität des  $\text{Mg}^{27}$ . Ihre Ausbeute wird in gleicher Weise berechnet wie diejenige von Aktivitäten, welche durch Gammaquanten induziert werden, da die Neutronenzahl bei gleicher Protonenenergie und gleichem Deuteriumgehalt des Wasserstoffs proportional ist zur Gammaintensität; der Standardintensität von 400 Stößen am Gammazählrohr entspricht eine bestimmte Neutronenstandardintensität, zu welcher wiederum eine bestimmte Ausbeute der Reaktion  $\text{Al}^{27}(n, p)\text{Mg}^{27}$  gehört, nämlich:

$$A_n(\text{Al}) = (300 \pm 15) \text{ min}^{-1}.$$

Hierauf wurden Silicium und Aluminium 8 mal je 20 Minuten lang mit dreimal elektrolysiertem Wasserstoff bestrahlt (Fig. 4b). Die gemessenen Ausbeuten sind:

$$2,3 \text{ min-Periode: } A_3 = (462 \pm 22) \text{ min}^{-1}$$

$$6,7 \text{ min-Periode: } A_3 = (54 \pm 8) \text{ min}^{-1}$$

$$\text{Aluminium: } A_{n3}(\text{Al}) = (33,5 \pm 4) \text{ min}^{-1}.$$

Die Extrapolation auf den Deuteriumgehalt Null liefert uns die ersten Werte der Ausbeuten der  $(\gamma, p)$ -Reaktionen an den Isotopen  $\text{Si}^{29}$  und  $\text{Si}^{30}$ .

$$2,3 \text{ min-Periode: } A_\gamma = (223 \pm 82) \text{ min}^{-1} \quad (\text{A})$$

$$6,7 \text{ min-Periode: } A_\gamma = (47,8 \pm 12) \text{ min}^{-1}.$$

2. Als nächstes bestrahlten wir Silicium- und Aluminiumzylinder mit  $(\text{Li} + \text{D})$ -Neutronen. Die Auswertung dieser Messung ergibt die Verhältnisse der Neutronenstöraktivitäten zur Neutronenaktivität im Aluminium.

$$2,3 \text{ min-Periode: } \left[ \frac{A_n}{A_n(\text{Al})} \right]_{(\text{Li}+\text{D})} = 7,5 \pm 0,7$$

$$6,7 \text{ min-Periode: } \left[ \frac{A_n}{A_n(\text{Al})} \right]_{(\text{Li}+\text{D})} = 0,15 \pm 0,05.$$

Mit diesen Quotienten berechnen sich die Neutronenteile  $A_n$  der Ausbeuten, die wir bei Bestrahlung mit gewöhnlichem Wasserstoff erhalten haben:

$$2,3 \text{ min-Periode: } A_n = A_n(\text{Al}) \cdot \left[ \frac{A_n}{A_n(\text{Al})} \right]_{(\text{Li}+\text{D})} \\ = 300 \cdot 7,5 = (2250 \pm 322) \text{ min}^{-1}$$

$$6,7 \text{ min-Periode: } A_n = (45 \pm 16) \text{ min}^{-1}.$$

Subtrahiert man diese Ausbeuten von den Gesamtausbeuten, so zeigt sich, wie man aus den Fehlergrenzen sieht, dass der so erhaltene Wert für die 2,3 min-Aktivität nicht brauchbar ist.

$$2,3 \text{ min-Periode: } A_\gamma = (115 \pm 412) \text{ min}^{-1}$$

$$6,7 \text{ min-Periode: } A_\gamma = (58 \pm 28) \text{ min}^{-1}.$$

Es ist deshalb zweckmässig, die Neutronenbestrahlung mit den Ausbeuten  $A_3$  zu vergleichen. Die gesuchten  $A_\gamma$  werden dann:

$$A_\gamma = A_3 - A_{n3}(\text{Al}) \cdot \left[ \frac{A_n}{A_n(\text{Al})} \right]_{(\text{Li}+\text{D})}$$

Man erhält:

$$2,3 \text{ min-Periode: } A_\gamma = (211 \pm 76) \text{ min}^{-1} \quad (\text{B})$$

$$6,7 \text{ min-Periode: } A_\gamma = (49,0 \pm 10,2) \text{ min}^{-1}$$



3. Des weiteren bestrahlten wir Präparat und Aluminiumzylinder bei einer Spannung von ca. 400 KV. Die vom Lithium eingefangenen Protonen haben jetzt eine Energie, welche unter der Resonanzschwelle der Gammastrahlung (440 KV) liegt. Die Target emittiert somit fast ausschliesslich Neutronen. Die Aktivität des  $\text{Al}^{29}$  ist unter diesen Bedingungen kaum mehr messbar, da sie zu schwach ist; wir beschränken uns deshalb auf den 2,3 min-Körper. Der nun sehr schwache Anteil der  $(\gamma, p)$ -Reaktion wird näherungsweise aus den schon berechneten Werten von  $A_\gamma$  ( $A$  und  $B$ ) ermittelt. Das Verhältnis der durch die Targetneutronen im Präparat und im Aluminium induzierten Ausbeuten ist:

$$2,3 \text{ min-Periode: } \left[ \frac{A_n}{A_n(\text{Al})} \right]_{\text{unter Res.}} = 7,0 \pm 1,15 .$$

Man bestimmt auf bekannte Weise  $A_{n3}$  (durch Multiplikation dieses Wertes mit  $A_{n3}(\text{Al})$ ) und zieht diesen Neutronenanteil sodann von  $A_3$  ab. Es ergibt sich:

$$2,3 \text{ min-Periode: } A_\gamma = (228 \pm 84) \text{ min}^{-1}. \quad (\text{C})$$

Die nach den drei Methoden erhaltenen Ergebnisse für  $A_\gamma$  (A, B und C) werden nun gemittelt, indem man jedem einzelnen Wert ein dem angegebenen Maximalfehler entsprechendes Gewicht gibt. Man berechnet so die folgenden Mittelwerte:

$$2,3 \text{ min-Periode: } A_\gamma = (220 \pm 70) \text{ min}^{-1}$$

$$6,7 \text{ min-Periode: } A_\gamma = (48,4 \pm 10) \text{ min}^{-1} .$$

Die Ausbeute des Kernphotoeffektes am  $\text{Cu}^{63}$  beträgt mit einem unserem Siliciumpräparat genau entsprechenden Kupferzylinder  $26860 \text{ min}^{-1}$ . Die relativen Ausbeuten werden somit:

$$2,3 \text{ min-Periode: } A_{\text{rel}} = (0,82 \pm 0,28) \%$$

$$6,7 \text{ min-Periode: } A_{\text{rel}} = (0,180 \pm 0,040) \% .$$

Die Halbwertsdicken dieser Betastrahler in Aluminium sind  $166 \text{ mg/cm}^2$  bzw.  $152 \text{ mg/cm}^2$ . Damit bestimmen sich die relativen Wirkungsquerschnitte nach Gleichung (2):

$$\text{Si}^{29}(\gamma, p)\text{Al}^{28}: \sigma_{\text{rel}} = (3,45 \pm 1,35) \%$$

$$\text{Si}^{30}(\gamma, p)\text{Al}^{29}: \sigma_{\text{rel}} = (1,26 \pm 0,32) \%$$

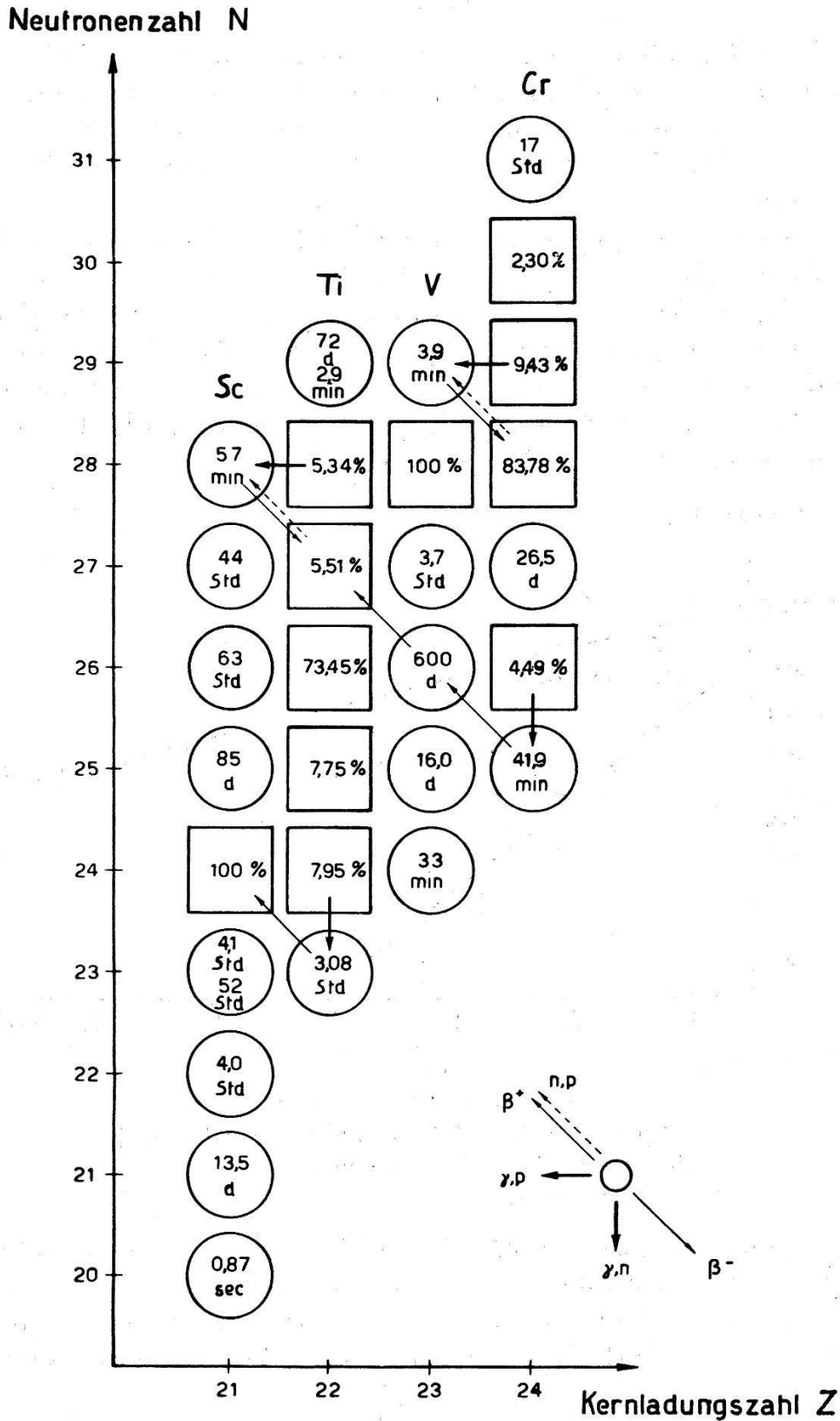


Fig. 5.

Isotopentafel der Elemente Scandium bis Chrom.

(Bei den stabilen Isotopen sind die prozentualen Häufigkeiten, bei den radioaktiven die Halbwertszeiten angegeben.)

## 3. Titan.

Beim Titan können mehrere Photoeffekte unter Emission eines Protons auftreten (Fig. 5). Wir beschränken uns auf denjenigen, dessen Nachweis am bequemsten und sichersten ist, den Prozess  $\text{Ti}^{50}(\gamma, p)\text{Sc}^{49}$ . Die Halbwertszeit des Endkerns wurde von WALKE<sup>6)</sup> zu 57 min angegeben.

Titan wurde in Form von Titandioxyd 5 mal mit gewöhnlichem und 5 mal mit elektrolysiertem Wasserstoff je eine Stunde lang bestrahlt. Die Dauer der Bestrahlung durfte nicht grösser gewählt werden, da sonst die schwach auftretende 57 min-Periode vollständig von der relativ starken 3,08 h-Aktivität des  $\text{Ti}^{45}$ , das durch  $(\gamma, n)$ -Prozess aus  $\text{Ti}^{46}$  entsteht, verdeckt würde. Fig. 6 zeigt die Zusammenfassung aller Messungen.

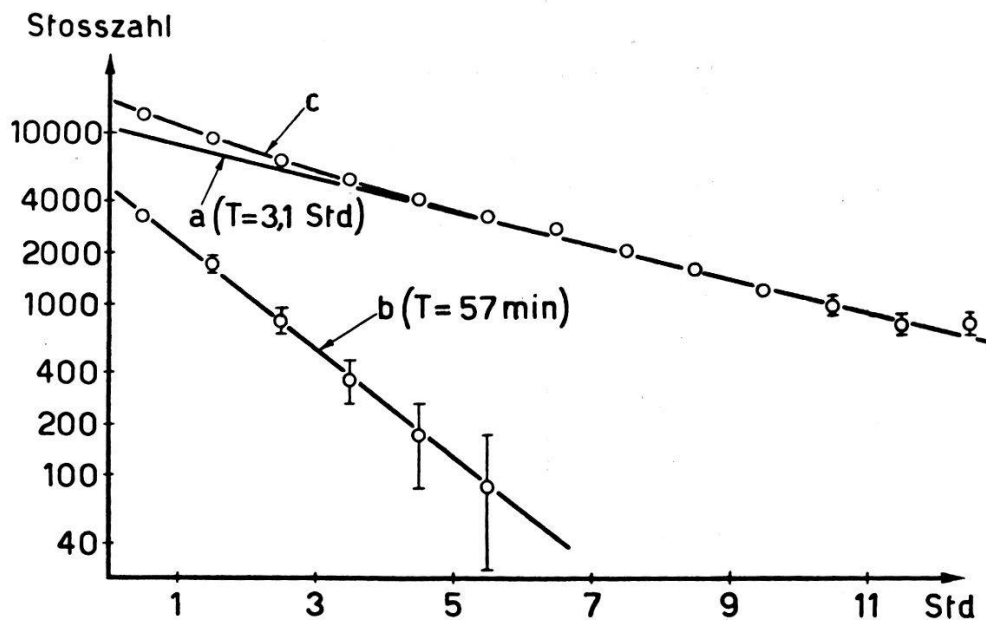


Fig. 6.

## Kernphotoeffekte an Titan.

- a)  $\text{Ti}^{46}(\gamma, n)\text{Ti}^{45}$  ( $T = 3,08$  Std., Literaturwert).
- b)  $\text{Ti}^{50}(\gamma, p)\text{Sc}^{49}$  ( $T = 57$  min).
- c)  $\text{Ti}^{45} + \text{Sc}^{49}$ .

Zur genauen Ermittlung der Grösse des Neutroneneffektes  $\text{Ti}^{49}(n, p)\text{Sc}^{49}$  wurde das Titanoxyd auch mit  $(\text{Li} + \text{D})$ -Neutronen bestrahlt. Dieser Konkurrenzprozess liefert einen Beitrag von 17% zur Gesamtaktivität. Nach Abzug dieses Anteils erhält man:

$$A_{\gamma} = 15,4 \text{ min}^{-1}$$

und

$$A_{\text{rel}} = 0,057\% .$$

<sup>6)</sup> H. WALKE: Phys. Rev. 57, 163 (1940).

Die mittlere Kernladungszahl der Atome der Präparatsubstanz ist  $\sim 13$ . Als Absorbermaterial zur Bestimmung der Selbstabsorption kommt somit Aluminium, das diese Kernladungszahl besitzt, in Frage. Die Energie des  $\text{Sc}^{49}$  ist bekannt; sie wurde von WALKE zu 1,8 MeV angegeben<sup>6</sup>). Die zugehörige Halbwertsdicke wird der Eichkurve von HUBER, LIENHARD, SCHERRER u. WÄFFLER<sup>5</sup>) entnommen; sie beträgt 95 mg/cm<sup>2</sup>. Damit ergibt sich

$$\sigma_{\text{rel}} = (1,62 \pm 0,49) \% .$$

#### 4. Chrom.

Aus Fig. 5 ersieht man, dass zwei  $(\gamma, p)$ -Reaktionen auf bekannte radioaktive Endkerne führen. Der 600 *d*-Körper kann jedoch nicht nachgewiesen werden, da die Halbwertszeit zu gross ist. Wir beschränken uns deshalb auf die Reaktion  $\text{Cr}^{53}(\gamma, p)\text{V}^{52}$ . Die Halbwertszeit des  $\text{V}^{52}$  (Vanadium) beträgt nach WALKE<sup>7</sup>) 3,9 min.

Chrom wurde in Form von gepresstem  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  insgesamt 20 mal je 8 Minuten lang bestrahlt, und zwar 1. mit gewöhnlichem Wasserstoff und 2. mit dreimal elektrolysiertem Wasserstoff. Dazu wurden noch zwei Bestrahlungen mit (Li + D)-Neutronen durchgeführt. Die 3,9 min-Aktivität tritt immer auf. Nach Abzug der Anteile des 41,9 min- $\text{Cr}^{49}$  und des sehr schwach auftretenden  $\text{O}^{15}$  (2 min), welches durch Kernphotoeffekt aus  $\text{O}^{16}$  entsteht, erhält man durch Mittelung der Ergebnisse der verschiedenen Auswertungen, die unter sich innerhalb der mittleren Fehler übereinstimmen, die folgende Ausbeute des  $(\gamma, p)$ -Prozesses am  $\text{Cr}^{53}$ :

$$A_{\gamma} = 192 \text{ min}^{-1} .$$

Für die auf das Element bezogene Ausbeute ergibt sich daraus

$$A_{\gamma} = 280 \text{ min}^{-1} .$$

Die relative Ausbeute wird

$$A_{\text{rel}} = 0,95 \% .$$

Der in diesem Wert bereits abgezogene Anteil  $A_n$  der Reaktion  $\text{Cr}^{52}(n, p)\text{V}^{52}$  beträgt 36% der Gesamtaktivität  $A$ . Die Halbwertsdicke erhält man, wie im Falle des Titans, aus der Eichkurve<sup>5</sup>). Mit dem Wert von 110 mg/cm<sup>2</sup> Al für die bekannte Betaenergie des  $\text{V}^{52}$  (1,98 MeV<sup>8</sup>)) ergibt sich

$$\sigma_{\text{rel}} = (8,1 \pm 1,6) \% .$$

<sup>7</sup>) H. WALKE: Phys. Rev. **52**, 777 (1937).

<sup>8</sup>) N. N. GADSINSKI, I. A. GOLOTZWAN, A. I. DANILENKO: J. exper. theor. Physik **10**, 1 (1940).

## 5. Selen.

Beim Selen führt lediglich der  $(\gamma, p)$ -Prozess am Isotop  $\text{Se}^{77}$  auf einen bekannten aktiven Restkern, nämlich  $\text{As}^{76}$ ; dieser kann auch durch den Konkurrenzprozess  $\text{Se}^{76} (n, p)\text{As}^{76}$  entstehen.  $\text{As}^{76}$  zerfällt dual in  $\text{Ge}^{76}$  und  $\text{Se}^{76}$  mit der Halbwertszeit 26,75 h<sup>9)</sup>, wobei Positronen- und Elektronenspektrum komplex sind; dazu treten noch Gammalinien auf<sup>10)</sup>.

Selen wurde dreimal je 20 Stunden und einmal 40 Stunden lang bestrahlt. Die jeweils aufgenommenen Zerfallskurven zeigen genau die erwartete Neigung. Der sowohl durch eine Bestrahlung mit elektrolysiertem Wasserstoff als auch durch Bestrahlungen mit  $(\text{Li} + \text{D})$ -Neutronen bestimmte Anteil der erwähnten Neutronenreaktion beträgt 9,5% der Totalausbeute. Nach Abzug dieses Störeffekts erhält man für die Ausbeute der Reaktion  $\text{Se}^{77}(\gamma, p)\text{As}^{76}$ :

$$A_{\gamma} = 55,1 \text{ min}^{-1}$$

und

$$A_{\text{rel}} = 0,37\% .$$

Da das Betaspektrum komplex ist, lässt sich die mittlere Reichweite nur aus der vollständigen Absorptionskurve  $f(x)$  der Beta-Teilchen bestimmen (Anteil der Gammastrahlung abgezogen) durch Bildung des Integrals

$$\bar{R} = \int_0^{R_{\text{max}}} f(x) \cdot dx .$$

Der Wert des Integrals wurde graphisch ermittelt. Zur Aufnahme der Absorptionskurve wurde  $\text{As}^{76}$  durch Neutroneneinfang aus  $\text{As}^{75}$  gebildet, da dieser Prozess bedeutend stärkere Aktivitäten liefert. Als Absorbersubstanz benützten wir Kupfer. Anstelle der Halbwertsdicke hat man nun in Gleichung (2)  $\bar{R} \cdot \ln 2$  einzusetzen. Mit dem Wert 114 mg/cm<sup>2</sup> für  $\bar{R} \cdot \ln 2$  wird

$$\sigma_{\text{rel}} = (4,8 \pm 1,4) \% .$$

## 6. Cadmium.

Durch  $(\gamma, p)$ -Reaktionen können in Cadmium die drei bekannten Silberaktivitäten  $\text{Ag}^{110}$  (24 sec),  $\text{Ag}^{112}$  (3,2 h) und  $\text{Ag}^{111}$  (7,5 d) induziert werden.

<sup>9)</sup> G. L. WEIL, W. H. BARKAS: Phys. Rev. **56**, 485 (1939).

<sup>10)</sup> A. C. G. MITCHELL, L. M. LANGER, P. W. MC DANIEL: Phys. Rev. **57**, 1107 (1940).

## a) Die 24 sec-Periode.

Da es sich hier um den ersten an einem schweren Kern gefundenen ( $\gamma, p$ )-Prozess handelt, so haben wir uns in diesem Fall bei der Zuordnung des Endkerns nicht nur auf die Halbwertszeitbestimmung beschränkt, sondern ausserdem durch eine Absorptionsmessung die Identität der mit Gammastrahlen in Cadmium induzierten Aktivität mit der durch langsame Neutronen in Silber erzeugten 24 sec-Periode sichergestellt.

Diese dem  $\text{Ag}^{110}$  angehörige Aktivität wurde zunächst durch Neutroneneinfang in Silber hergestellt. Mit den so erhaltenen intensiven Präparaten wurden Zerfalls- und Absorptionskurve in Silber selbst aufgenommen.

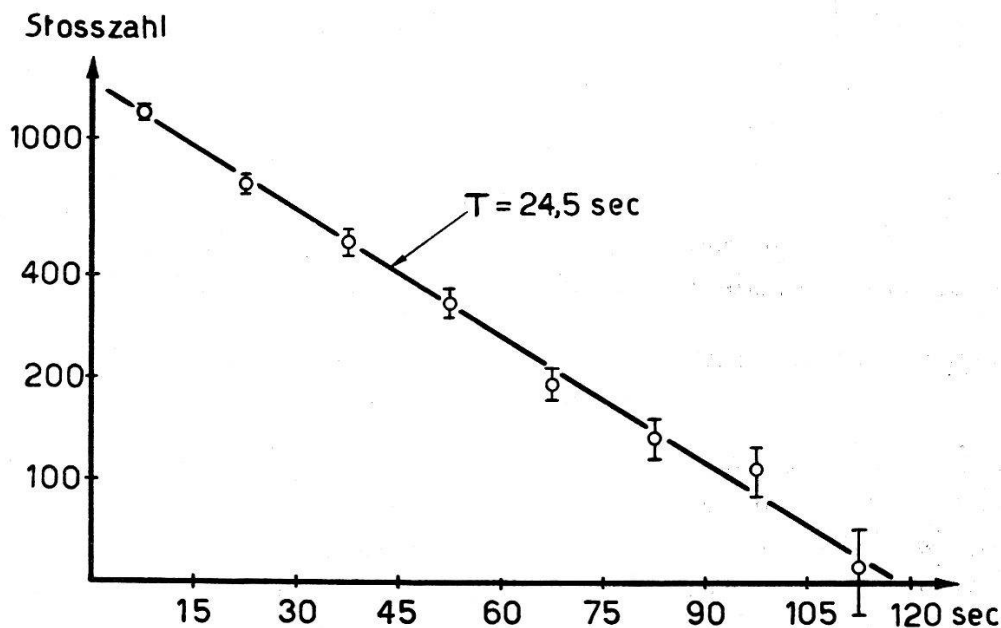


Fig. 7.

Zerfallskurve der 24 sec-Silberaktivität.

Ausgezogene Kurve: Zerfallskurve der durch Neutroneneinfang in Silber erzeugten Aktivität.

Eingezeichnete Punkte: Abfall der mit Gammastrahlen in Cadmium erzeugten Aktivität.

Hierauf wurden Zylinder aus Cd-Blech ca. 200 mal je eine Minute lang mit unserer Apparatur bestrahlt und von der so induzierten Aktivität wieder der Zerfall und die Absorption in Silber gemessen. In Fig. 7 sind die Punkte der Zerfallskurve eingetragen, die senkrechten Striche bedeuten den mittleren Fehler. Die in der Figur eingezeichnete Gerade ist die passend parallel verschobene Zerfallskurve der durch Neutroneneinfang in Silber induzierten Aktivität. In Fig. 8 ist dasselbe mit der Absorptionskurve durchgeführt;



wiederum sind die eingetragenen Punkte die Absorptionsverhältnisse der in Cadmium durch die Gammaquanten erzeugten Aktivität, die Kurve jedoch die genaue Absorptionskurve (-gerade) des in Silber durch  $(n, \gamma)$ -Prozess entstandenen 24 sec-Kerns. Es erweisen sich somit sowohl Zerfalls- als auch Absorptionskurve als praktisch identisch, womit die Identität der Aktivitäten sichergestellt ist.

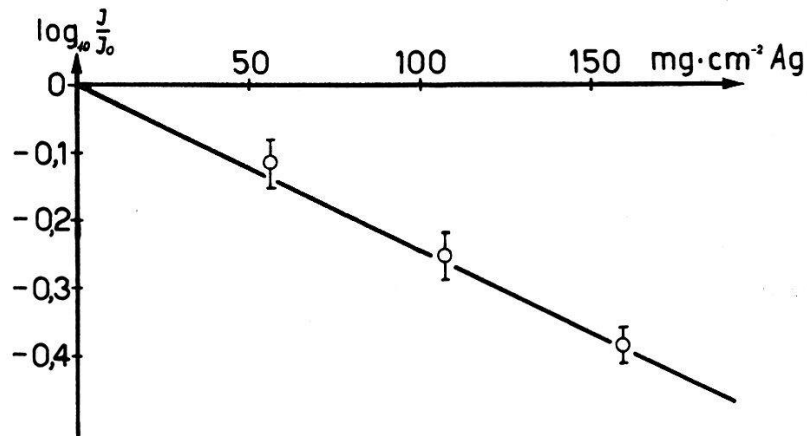


Fig. 8.

Absorptionskurve der 24-sec-Silberaktivität.

Ausgezogene Kurve: Absorptionskurve der durch Neutroneneinfang in Silber erzeugten Aktivität.

Eingezeichnete Punkte: Absorptionspunkte der mit Gammastrahlen in Cadmium erzeugten Aktivität.

Es ist nun noch nachzuweisen, dass dieser 24 sec-Körper wenigstens zum Teil aus dem  $\text{Cd}^{111}$  durch Kernphotoeffekt und nicht durch  $(n, p)$ -Prozess aus  $\text{Cd}^{110}$  entsteht. Zu diesem Zweck wurde die Ausbeute als Funktion der Ionenenergie aufgenommen; es zeigte sich dabei, dass sie genau dem Resonanzanstieg der Lithium-Gammastrahlung folgt. Dies bedeutet, dass die Aktivität sicher zum grössten Teil durch die Gammastrahlung verursacht wird. Die quantitative Bestimmung des Anteils  $A_n$  der Reaktion  $\text{Cd}^{110}(n, p)\text{Ag}^{110}$  erfolgte durch Bestrahlung von Cadmium (zusammen mit Aluminium) mit  $(\text{Li} + \text{D})$ -Neutronen.  $A_n$  beträgt ungefähr 2% der Gesamtaktivität.

$$A_\gamma = 117 \text{ min}^{-1},$$

$$A_{\text{rel}} = 0,40\%.$$

Der Absorptionskurve wird eine Halbwertsdicke von  $122 \text{ mg/cm}^2$  Ag entnommen. Mit diesem Wert ergibt sich ein relativer Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{\text{rel}} = (4,4 \pm 0,5) \%.$$

## b) Die 3,2 h-Periode.

Bei ein- bis mehrstündiger Bestrahlung von Cadmium wird auch diese Aktivität gefunden. Sie lässt sich jedoch nur ungenau ausmessen, da sie von zwei durch  $(\gamma, n)$ -Prozess induzierten Cadmiumaktivitäten von 53 min und 54 h Halbwertszeit, die beide relativ stark sind, verdeckt wird. Zur Bestimmung der Halbwertszeit wurde deshalb nach der Bestrahlung Silber chemisch abgetrennt. Dies geschieht folgendermassen: Das bestrahlte Cadmiumblech wird in konzentrierter Salpetersäure aufgelöst; nun fügt man etwas Silber in Form von  $\text{AgNO}_3$  als Trägersubstanz zu, hierauf wird durch Zugabe von Salzsäure das Silber als Silberchlorid ausgefällt. Der Niederschlag erwies sich als aktiv; die Zerfallskurve ist in Fig. 9 dargestellt. Die Halbwertszeit stimmt innerhalb des wahrscheinlichen Fehlers mit derjenigen des  $\text{Ag}^{112}$  überein.

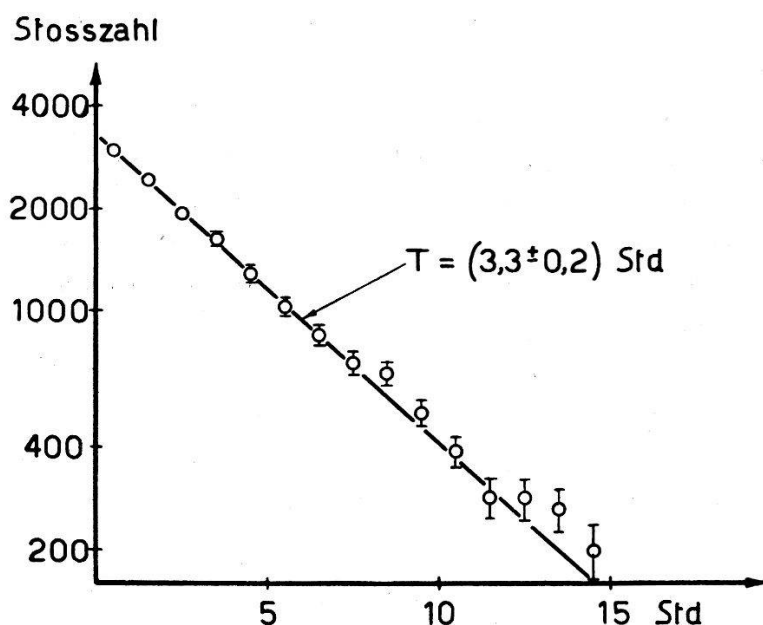


Fig. 9.

Aktivität des Silberniederschlags:  $\text{Ag}^{112}$  ( $T = 3,2$  h)  
(Bestrahlungsdauer 3 h).

Für die Ausbeutebestimmung wurden ausschliesslich die Messungen an metallischem Cd verwendet. Der Anteil der durch die Reaktion  $\text{Cd}^{112}(n, p)\text{Ag}^{112}$  induzierten Ausbeute  $A_n$  an der Gesamtausbeute beträgt 18%. Er wurde sowohl durch Bestrahlung mit elektrolysiertem Wasserstoff als auch durch gleichzeitige Bestrahlung von Cd und Al mit  $(\text{Li} + \text{D})$ -Neutronen ermittelt. Für die Ausbeute der Reaktion  $\text{Cd}^{113}(\gamma, p)\text{Ag}^{112}$  ergibt sich:

$$A_\gamma = 109 \text{ min}^{-1}$$

und

$$A_{\text{rel}} = 0,375\% .$$

Die Halbwertsdicke dieses Betastrahlers ist  $95 \text{ mg/cm}^2$  Ag. Damit berechnet sich der relative Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\text{rel}} = (6,0 \pm 1,8) \%$$

### 3. Die 7,5 d-Periode.

Um diese Silberaktivität nachzuweisen, wurde Cadmium in Blechform 5mal je 50 bis 60 Stunden lang bestrahlt und die Zerfallskurve jeweils während zwei Monaten verfolgt. Es treten zwei längere Perioden auf, eine von 54 Stunden und eine schwache von 7—8 Tagen Halbwertszeit. Die erstere ist dem  $\text{Cd}^{115}$  zugeordnet, dieses entsteht durch  $(\gamma, n)$ -Prozess aus  $\text{Cd}^{116}$ . Es liegt nahe, die zweite Aktivität als identisch mit der gesuchten anzusehen. Um dies sicherzustellen, trennten wir aus einem bestrahlten Cadmiumblech Silber chemisch auf dieselbe Weise wie bei der 3,2 h-Periode ab; dabei wurde diese Aktivität tatsächlich auf dem Silberniederschlag gefunden.

Da die 7,5 d-Periode nur sehr schwach auftritt, die 54 h-Periode deshalb stark überwiegt, kann die Ausbeute nur annähernd angegeben werden. Der Anteil der Neutronenreaktion  $\text{Cd}^{111}(n, p)\text{Ag}^{111}$  wird durch Bestrahlung mit (Li + D)-Neutronen ermittelt; er beträgt 12% der Gesamtausbeute. Darin ist ein eventuell vorhandener Beitrag der Reaktion  $\text{Cd}^{106}(n, p)\text{Ag}^{106*}$ , dessen Endprodukt 8,2 Tage Halbwertszeit hat, also vom  $\text{Ag}^{111}$  nicht zu unterscheiden wäre, mitinbegriffen.

Die Energie der Betateilchen von  $\text{Ag}^{111}$  ist gering (0,8 MeV<sup>11</sup>); das bestrahlte Cd-Blech wurde deshalb ins Innere eines Eisenzählrohrs gebracht und direkt als Kathode benützt, um auf diese Weise den Intensitätsverlust durch Absorption in der Zählrohrwand zu vermeiden.

Die Ausbeute der Reaktion  $\text{Cd}^{112}(\gamma, p)\text{Ag}^{111}$  beträgt:

$$A_{\gamma} = 51 \text{ min}^{-1}.$$

Um die relative Ausbeute zu bestimmen, wurde ein aktivierter Kupferzylinder gleicher Form und Grösse an die Stelle des Cd-Blechtes in das Zählrohr gebracht und dessen Ausbeute gemessen ( $A_{\text{Cu}} = 32000 \text{ min}^{-1}$ ). Die relative Ausbeute wird:

$$A_{\text{rel}} = 0,16 \%$$

Eine Absorptionsmessung liess sich infolge der Schwäche der aktiven Präparate nicht durchführen; die der Energie 0,8 MeV

<sup>11</sup>) H. J. BORN, W. SEELMANN-EGGEBERT: Naturwiss. 31, 201 (1943).

entsprechende Selbstabsorption musste deshalb abgeschätzt werden. Dies geschah mit Hilfe der Absorptionskurven von Aktivitäten ungefähr gleicher Energie ( $F^{18}$ :  $E_\beta = 0,7$  MeV,  $Zn^{69}$ :  $E_\beta = 1,0$  MeV). Wir bestimmten die Halbwertsdicke zu  $21,5$  mg/cm<sup>2</sup> Ag. Damit wird:

$$\sigma_{\text{rel}} = (5,3 \pm 2,5) \% .$$

### 7. Molybdän.

Beim Molybdän erschien uns die Suche nach der Reaktion  ${}_{42}\text{Mo}^{98}(\gamma, p){}_{41}\text{Nb}^{97}$  (75 Minuten Halbwertszeit<sup>12</sup>) erfolgversprechend. Tatsächlich ist es uns gelungen, nach zweistündiger Bestrahlung diese Aktivität nachzuweisen. Es ist

$$A_\gamma = 43 \text{ min}^{-1} \text{ und } A_{\text{rel}} = 0,20 \% .$$

(Der kleine Anteil des  $(n, p)$ -Prozesses ist in diesem Wert bereits abgezogen.) Die Halbwertsdicke wurde zu  $41$  mg/cm<sup>2</sup> bestimmt. Man erhält den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{rel}} = (3,5 \pm 1,0) \% .$$

### 8. Palladium.

Durch  $(\gamma, p)$ -Reaktionen können in Palladium die beiden bekannten Aktivitäten des  $\text{Rh}^{104}$  induziert werden. Nach 10-minütiger Bestrahlung konnten wir sowohl die 44 sec-Periode des Grundzustandes als auch die 4,2 min-Periode des Isomers nachweisen. Die Ausbeuten betragen (nach Abzug der Anteile  $A_n$  der störenden  $(n, p)$ -Reaktionen)

$$\begin{aligned} A_\gamma (44 \text{ sec}) &= 159 \text{ min}^{-1} \\ A_\gamma (4,2 \text{ min}) &= 49 \text{ min}^{-1} . \end{aligned}$$

Die relativen Ausbeuten werden:

$$\begin{aligned} A_{\text{rel}} (44 \text{ sec}) &= 0,74 \% \\ A_{\text{rel}} (4,2 \text{ min}) &= 0,23 \% . \end{aligned}$$

Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte berechnen sich unter Berücksichtigung der Tatsache, dass das 4,2 min-Isomer schon während der Bestrahlung zum Teil in den Grundzustand übergeht zu

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{rel}} (44 \text{ sec}) &= (5,9 \pm 0,8) \% \\ \sigma_{\text{rel}} (4,2 \text{ min}) &= (1,4 \pm 0,4) \% . \end{aligned}$$

Der Gesamtquerschnitt der Reaktion  $\text{Pd}^{105}(\gamma, p)\text{Rh}^{104}$  setzt sich additiv aus diesen beiden Querschnitten zusammen:

$$\sigma_{\text{rel}} = (7,3 \pm 1,2) \% .$$

<sup>12</sup>) J. M. SIEGEL: Journ. of Am. Chem. Soc. **68**, 241 (1946).

### 9. Zinn.

Beim Zinn führen die folgenden  $(\gamma, p)$ -Reaktionen auf einen aktiven Endkern:

- a)  $\text{Sn}^{118}(\gamma, p)\text{In}^{117}$  (117 min)
- b)  $\text{Sn}^{117}(\gamma, p)\text{In}^{116}$  (13 sec)
- c)  $\text{Sn}^{117}(\gamma, p)\text{In}^{116*}$  (56,8 min) (Isomerer Endkern)
- d)  $\text{Sn}^{112}(\gamma, p)\text{In}^{111}$  (23,0 min) .

Die Aktivitäten der Reaktionsprodukte c) und d) können nicht nachgewiesen werden, da sie durch die 40 min-Aktivität des aus dem  $(\gamma, n)$ -Prozess an  $\text{Sn}^{124}$  hervorgehenden  $\text{Sn}^{123}$  vollständig verdeckt werden. Die Ausbeuten der Reaktionen a) und b) betragen (nach Abzug von  $A_n$ ):

- a)  $A_\gamma = 20 \text{ min}^{-1}$ ,  $A_{\text{rel}} = 0,09 \%$
- b)  $A_\gamma = 45 \text{ min}^{-1}$ ,  $A_{\text{rel}} = 0,19 \%$  .

Es berechnen sich daraus die folgenden Wirkungsquerschnitte:

- a)  $\sigma_{\text{rel}} = (1,5 \pm 0,4) \%$
- b)  $\sigma_{\text{rel}} = (2,9 \pm 0,7) \%$  .

Da  $\text{In}^{116}$  einen isomeren Zustand (Halbwertszeit 56,8 Min.) besitzt, setzt sich der Gesamtquerschnitt der Reaktion  $\text{Sn}^{117}(\gamma, p)\text{In}^{116}$  zusammen aus den Querschnitten der Prozesse b) und c). Das angegebene Querschnittsverhältnis von 2,9% ist somit eine untere Grenze für dasjenige des Gesamtprozesses  $\text{Sn}^{117}(\gamma, p)\text{In}^{116}$ .

## VII. Zusammenfassung und Diskussion.

In Tabelle 1 sind die gefundenen Kernreaktionen zusammengestellt. Man erkennt, dass alle Wirkungsquerschnitte dieselbe Größenordnung haben. Die der zunehmenden Kernladung entsprechende Vergrößerung des Potentialwalles, der die Protonen am Austritt aus dem Kern behindert, wird somit bis  $Z \sim 48$  kompensiert durch eine gleichzeitig erfolgende Zunahme des Einfangquerschnitts des Gammaquants. Da die Emission eines Neutrons durch den Zwischenkern für alle Kerne, ausser den leichten, weitaus wahrscheinlicher ist als die Emission eines Protons, Alphateilchens oder Gammaquants, so kann man den Wirkungsquerschnitt des  $(\gamma, n)$ -Prozesses an einem Kern als Absorptionsquerschnitt für die Lithium-Gammaquanten auffassen. Dieser

nimmt von Magnesium bis Cadmium etwa um einen Faktor 30 zu, ungefähr um denselben Faktor sinkt deshalb die Emissionswahrscheinlichkeit eines Protons in diesem Bereich.

Tabelle 1.

Wirkungsquerschnitte der  $(\gamma, p)$ -Reaktionen relativ zum Wirkungsquerschnitt des  $(\gamma, n)$ -Prozesses an  $\text{Cu}^{63}$ .

| Ausgangskern      | aktiver Endkern   | Halbwertszeit             | $\sigma_{\text{rel}}$ |
|-------------------|-------------------|---------------------------|-----------------------|
| $\text{Mg}^{25}$  | $\text{Na}^{24}$  | 14,8 h                    | 2,83%                 |
| $\text{Mg}^{26}$  | $\text{Na}^{25}$  | 60 sec                    | 1,56%                 |
| $\text{Si}^{29}$  | $\text{Al}^{28}$  | 2,3 min                   | 3,45%                 |
| $\text{Si}^{30}$  | $\text{Al}^{29}$  | 6,7 min                   | 1,26%                 |
| $\text{Ti}^{50}$  | $\text{Sc}^{49}$  | 57 min                    | 1,62%                 |
| $\text{Cr}^{53}$  | $\text{V}^{52}$   | 3,9 min                   | 8,1 %                 |
| $\text{Se}^{77}$  | $\text{As}^{76}$  | 26,75 h                   | 4,8 %                 |
| $\text{Mo}^{98}$  | $\text{Nb}^{97}$  | 75 min                    | 3,5 %                 |
| $\text{Pd}^{105}$ | $\text{Rh}^{104}$ | { 44 sec }<br>{ 4,2 min } | 7,3 %                 |
| $\text{Cd}^{111}$ | $\text{Ag}^{110}$ | 24,5 sec                  | 4,4 %                 |
| $\text{Cd}^{112}$ | $\text{Ag}^{111}$ | 7,5 d                     | 5,3 %                 |
| $\text{Cd}^{113}$ | $\text{Ag}^{112}$ | 3,2 h                     | 6,0 %                 |
| $\text{Sn}^{117}$ | $\text{In}^{116}$ | 13 sec                    | 2,9 %                 |
| $\text{Sn}^{118}$ | $\text{In}^{117}$ | 117 min                   | 1,5 %                 |

BOHR<sup>13)</sup> hat folgende allgemein gültige Vorstellung von einer Kernreaktion  $A(a, b)B$  entwickelt: Ein Geschoss  $a$  trifft den Kern  $A$ ; dringt es ein, so entsteht ein angeregter Zwischenkern. Dabei verteilen sich die kinetische Energie  $\epsilon_a$  des Geschosses sowie dessen frei werdende Bindungsenergie  $E_a$  sofort auf die verschiedenen, im Kern enthaltenen Nukleonen. Konzentriert sich von der Anregungsenergie  $\epsilon_a + E_a$  zufällig einmal ein genügend grosser Teil auf ein einzelnes Teilchen  $b$ , so kann dieses den Kern verlassen. Eine solche Teilchenemission geschieht jedoch erst eine gewisse Zeit nach dem Geschosseinfang; in der Zwischenzeit, der Lebensdauer des Zwischenkerns, hat sich die Anregungsenergie sehr oft neu unter den Kernbestandteilen verteilt. Der Emissionsvorgang ist deshalb gänzlich unabhängig von der Art, wie der Zwischenkern entstanden ist. Diese Vorstellung gilt einzig dann nicht, wenn das emittierte Teilchen ein gleiches ist wie das Geschoss, und wenn es dazu noch dieselbe Energie besitzt wie dieses, d. h. wenn  $a = b$  und  $\epsilon_a = \epsilon_b$ ; man spricht dann von elastischer Streuung. In diesem

<sup>13)</sup> N. BOHR: Nature **137**, 344 (1936).



Falle ist die vom Kern auslaufende, dem Teilchen  $b$  zugeschriebene Kugelwelle phasengleich (kohärent) mit der Welle des Geschosses, also von dieser abhängig.

Auf Grund dieses Mechanismus haben WEISSKOPF und EWING<sup>14)</sup> Wirkungsquerschnitte für Kernreaktionen mit mittelschweren Kernen ( $A > 50$ ) berechnet. Diese lassen sich darstellen als Produkt dreier Faktoren:

$$\sigma(a, b) = S_a \cdot \xi_a \cdot \eta_b.$$

- $S_a$       Wahrscheinlichkeit, dass  $a$  die Kernoberfläche erreicht  
 $\xi_a$       Eindringwahrscheinlichkeit in den Kern  
 $\eta_b$       Emissionswahrscheinlichkeit eines Teilchens  $b$   
 $S_a \cdot \xi_a$  bedeutet somit den Einfangquerschnitt.

Eine Möglichkeit zur experimentellen Prüfung dieser Theorie für den Fall von Kernumwandlungen durch Gammastrahlen bietet der Vergleich der beiden Kernphotoeffekte  $(\gamma, n)$  und  $(\gamma, p)$ . Die Bildung des Zwischenkerns ist für beide Reaktionen dieselbe, man hat somit:

$$\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)} = \frac{\eta_p}{\eta_n}.$$

Die Autoren berechnen die Niveaubreiten für die Emission der verschiedenen Teilchen  $b$ , so bedeutet  $\Gamma_b(E)$  den Teil des Niveaus der Energie  $E$ , der der Emission eines Teilchens  $b$  zukommt.  $\eta_b$  wird so

$$\eta_b = \frac{\Gamma_b(E)}{\sum_{b'} \Gamma_{b'}(E)}.$$

Die Niveaubreiten  $\Gamma_b(E)$  lassen sich ersetzen durch Grössen  $f_b$ , die Funktionen der Maximalenergie des emittierten Teilchens  $b$ ,  $\varepsilon_b \max = E - E_b$ , sind.

$$f_b(E - E_b) = \Gamma_b(E) \cdot w(E)$$

$w(E)$  = Niveaudichte des Zwischenkerns.  $E_b$  = Bindungsenergie von  $b$ . Damit wird

$$\eta_b = \frac{f_b(\varepsilon_b \max)}{\sum_{b'} f_{b'}(\varepsilon_{b'} \max)}.$$

Der Nenner ist für alle Teilchen  $b$  derselbe, unser Querschnittsverhältnis wird deshalb:

$$\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)} = \frac{f_p(\varepsilon_p \max)}{f_n(\varepsilon_n \max)}.$$

Die Funktionen  $f_b(\varepsilon)$  können den Kurven der genannten Autoren entnommen werden; in Fig. 10 sind  $f_n(\varepsilon)$  und  $f_p(\varepsilon)$  für  $Z = 48$

<sup>14)</sup> V. F. WEISSKOPF, D. H. EWING: Phys. Rev. **57**, 472 (1940).

(Cadmium) aufgezeichnet. Wegen der verschiedenen Bindungsenergien von Protonen und Neutronen sind nun natürlich  $\varepsilon_n \max$  und  $\varepsilon_p \max$  für denselben Kern stets verschieden gross. Wie man sich leicht überlegt, zerfallen die durch  $(\gamma, p)$  entstehenden, in unseren Beispielen immer  $\beta^-$ -aktiven Kerne in dieselben Kerne, die aus dem Ausgangsisotop durch  $(\gamma, n)$  entstehen würden. Zwischen der Masse des Ausgangsatoms  ${}_Z A^A$  und den Massen der zwei beim Kernphotoeffekt möglichen Endatome  ${}_{Z-1} A^{A-1}$  ( $(\gamma, p)$ -Prozess) und  ${}_Z A^{A-1}$  ( $(\gamma, n)$ -Prozess) und zwischen diesen gelten die drei Gleichungen:

$${}_{Z-1} A^{A-1} + H - |E_p| = {}_Z A^A \quad (1)$$

$${}_Z A^{A-1} + n - |E_n| = {}_Z A^A \quad (2)$$

$${}_{Z-1} A^{A-1} - {}_Z A^{A-1} = E_\beta. \quad (3)$$

Wären die Atommassen bekannt, so könnte man aus (1) und (2) unmittelbar die Bindungsenergien bestimmen. Dies ist jedoch für die schwereren Kerne nicht der Fall; man muss sich deshalb damit begnügen, aus den Gleichungen den Unterschied der Bindungsenergien  $E_n$  und  $E_p$  zu ermitteln. Zu diesem Zweck subtrahiert man (2) von (1) und setzt zugleich (3) ein. Man erhält:

$$|E_p| - |E_n| = E_\beta - (n - H) = E_\beta - 0,76 \quad (\text{MeV})$$

oder

$$\varepsilon_n \max - \varepsilon_p \max = E_\beta - 0,76 \quad (\text{MeV}).$$

Die Energien  $E_\beta$  sind in Tab. 2, Spalte 2, angegeben. Für  $\text{As}^{76}$ ,  $\text{Nb}^{97}$  und  $\text{Ag}^{110}$  sind die angenommenen Werte wahrscheinlich zu klein, da die bei diesen Kernen auftretende Gammastrahlung mangels Kenntnis des genauen Zerfallsschemas unberücksichtigt gelassen wird. Da unsere Gammaquanten die Energie 17,2 MeV besitzen, werden die Energien  $\varepsilon_b \max$ :

$$\varepsilon_b \max = E - E_b = 17,2 - E_b \quad (\text{MeV}).$$

Bei Chrom und Titan werden die Bindungsenergien aus den von POLLARD<sup>15)</sup> angegebenen Massen der auftretenden stabilen Isotope berechnet. Bei den übrigen schwereren Kernen wird als wahrscheinlichste Bindungsenergie  $E_n$  der Wert 10 MeV angenommen; die damit berechneten Wirkungsquerschnittsverhältnisse sind in Tab. 2, Spalte 4 zusammengestellt. Als untere Grenze von  $E_n$  kann der Wert 7,5 MeV angesehen werden; mit dieser minimalen Bindungsenergie erhält das berechnete Querschnittsverhältnis

<sup>15)</sup> E. POLLARD: Phys. Rev. **57**, 1186 (1940).

$\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n) = f_p(\epsilon_p)/f_n(\epsilon_n)$ , wie aus dem Verlauf der beiden Kurven in Fig. 10 gut ersichtlich ist, einen maximalen Wert. In dieser Figur haben wir die Werte von  $f_p$  und  $f_n$  für die verschiedenen beim Cadmium auftretenden  $(\gamma, p)$ -Reaktionen unter Annahme einer Bindungsenergie von 7,5 MeV für Neutronen bestimmt. Für  $\text{Cd}^{111}$  und  $\text{Cd}^{113}$  muss man die so erhaltenen Wirkungsquerschnittsverhältnisse nach Angabe von WEISSKOPF und EWING mit 4 multiplizieren, da sich die zwei Endkerne nicht in derselben Energieschale befinden; der  $(\gamma, p)$ -Prozess führt auf einen Kern vom  $(u, u)$ -Typ (ungerade Neutronen- und ungerade Protonenzahl), während beim  $(\gamma, n)$ -Prozess ein Kern vom  $(g, g)$ -Typ als Endkern auftritt. Die so berechneten, maximalen theoretischen Wirkungsquerschnittsverhältnisse  $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$  sind in Tab. 2, Spalte 5 angeführt.

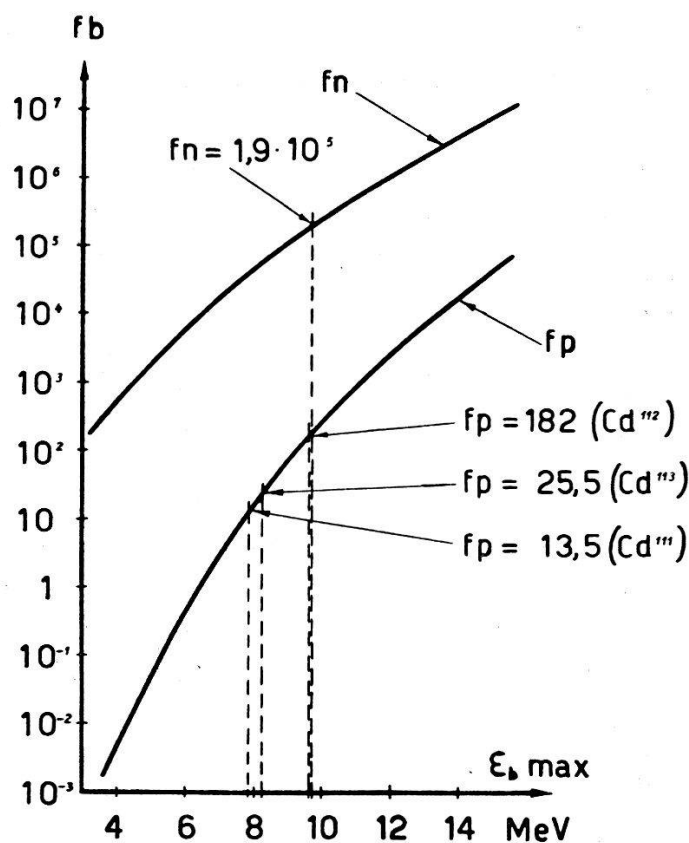


Fig. 10.

Die Funktionen  $f_n$  und  $f_p$  für  $Z = 48$  (Cd).

(Die Kurven wurden der Arbeit von Weisskopf und Ewing<sup>14</sup>) entnommen.)

Um für dieses Verhältnis den experimentellen Wert angeben zu können, muss man die zum Kupferkernphotoeffekt relativen Wirkungsquerschnitte der  $(\gamma, n)$ -Reaktionen an den betreffenden Kernen kennen. Diese Querschnitte nehmen mit wachsender Kernladung  $Z$  stetig zu. Für Isotope ein und desselben Elementes sind sie bei

den mittleren und schweren Kernen, soweit sie mit der angewandten Nachweismethode (Radioaktivität des Endkerns) gemessen werden können, innerhalb der Messfehler als gleich gefunden worden<sup>2</sup>). Man macht aus diesen Gründen sicher keinen ins Gewicht fallenden Fehler, wenn man für  $\sigma(\gamma, n)_{\text{rel}}$  den Querschnitt des  $(\gamma, n)$ -Prozesses an einem Nachbarisotop desselben Elementes annimmt. Die so erhaltenen experimentellen Wirkungsquerschnittsverhältnisse  $[\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)]_{\text{exp}}$  sind in Tab. 2, Spalte 3 zusammengestellt.

Tabelle 2.

Zusammenstellung der experimentellen und theoretischen Wirkungsquerschnittsverhältnisse.

| Reaktion  | Betaenergie<br>des Endkerns | $[\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}]_{\text{exp}}$ | $[\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}]_{\text{th}}$ | $[\frac{\sigma(\gamma, p)}{\sigma(\gamma, n)}]_{\text{th}}$ |
|---|-----------------------------|--|---|---|
| Ti <sup>50</sup> ( $\gamma, p$ ) Sc <sup>49</sup>   | 1,8 MeV                     | 0,054  | $1,2 \cdot 10^{-2}$   | —   |
| Cr <sup>53</sup> ( $\gamma, p$ ) V <sup>52</sup>    | 1,98 MeV                    | 0,324  | $4,7 \cdot 10^{-2}$   | —   |
| Se <sup>77</sup> ( $\gamma, p$ ) As <sup>76</sup>   | 3,24 MeV                    | 0,048  | $2,1 \cdot 10^{-4}$   | $2,0 \cdot 10^{-3}$   |
| Mo <sup>98</sup> ( $\gamma, p$ ) Nb <sup>97</sup>   | 1,4 MeV                     | 0,028  | $2,6 \cdot 10^{-4}$   | $1,4 \cdot 10^{-3}$   |
| Pd <sup>105</sup> ( $\gamma, p$ ) Rh <sup>104</sup> | 2,3 MeV                     | 0,055  | $7,8 \cdot 10^{-5}$   | $7,7 \cdot 10^{-4}$   |
| Cd <sup>111</sup> ( $\gamma, p$ ) Ag <sup>110</sup> | 2,6 MeV                     | 0,034  | $1,8 \cdot 10^{-5}$   | $2,9 \cdot 10^{-4}$   |
| Cd <sup>112</sup> ( $\gamma, p$ ) Ag <sup>111</sup> | 0,8 MeV                     | 0,040  | $1,9 \cdot 10^{-4}$   | $1,0 \cdot 10^{-3}$   |
| Cd <sup>113</sup> ( $\gamma, p$ ) Ag <sup>112</sup> | 2,2 MeV                     | 0,046  | $4,6 \cdot 10^{-5}$   | $5,4 \cdot 10^{-4}$   |
| Sn <sup>117</sup> ( $\gamma, p$ ) In <sup>116</sup> | 2,8 MeV                     | 0,022  | $7,7 \cdot 10^{-6}$   | $1,4 \cdot 10^{-4}$   |
| Sn <sup>118</sup> ( $\gamma, p$ ) In <sup>117</sup> | 1,73 MeV                    | 0,011  | $2,1 \cdot 10^{-5}$   | $1,8 \cdot 10^{-4}$   |

(In Spalte 4 wird eine Bindungsenergie  $E_n$  von 10 MeV angenommen, in Spalte 5 eine solche von 7,5 MeV. Für Ti<sup>50</sup> und Cr<sup>53</sup> wird  $E_n$  aus den in Lit. 15 angegebenen Massen berechnet.)

Ein Vergleich der Spalte 3 mit den Spalten 4 und 5 zeigt, dass die theoretischen Werte der Wirkungsquerschnittsverhältnisse durchwegs wesentlich kleiner sind als die experimentellen.

In Tab. 3 sind alle Kernphotoeffekte, die an den Elementen Magnesium, Aluminium und Silicium beobachtet werden, zusammengestellt. Bei diesen leichten Elementen sind die Voraussetzungen der Theorie von WEISSKOPF und EWING nicht erfüllt.

Wie man sieht, sind die Wirkungsquerschnitte für  $(\gamma, p)$  annähernd gleich gross wie diejenigen für  $(\gamma, n)$ . Dies widerspricht der Erwartung. Die Bindungsenergie für Protonen ist zwar bei den beobachteten  $(\gamma, p)$ -Prozessen kleiner als diejenige der Neutronen bei den  $(\gamma, n)$ -Prozessen, doch ist der Potentialwall noch von beträchtlicher Grösse ( $\sim 4,5$  MeV), so dass dieses Verhalten

unseres Erachtens nicht auf energetische Gründe zurückzuführen ist, sondern vielmehr dieselbe Ursache haben muss, wie die im Vergleich zur Theorie zu grossen  $(\gamma, p)$ -Wirkungsquerschnitte der

**Tabelle 3.**  
Kernphotoeffekte an den Elementen Mg, Al und Si.

| Reaktion                                    | $\sigma(\gamma, p)_{\text{rel}}$ | $\sigma(\gamma, n)_{\text{rel}}$ |
|---|----------------------------------|----------------------------------|
| $\text{Mg}^{24} (\gamma, n) \text{Mg}^{23}$ | —                                | 1,1% (16,4)                      |
| $\text{Mg}^{25} (\gamma, p) \text{Na}^{24}$ | 2,83% (12,3)                     | —                                |
| $\text{Mg}^{26} (\gamma, p) \text{Na}^{25}$ | 1,56% (13,0)                     | —                                |
| $\text{Al}^{27} (\gamma, n) \text{Al}^{26}$ | —                                | 4,0% (14,4)                      |
| $\text{Si}^{28} (\gamma, n) \text{Si}^{27}$ | —                                | 0,7% (16,9)                      |
| $\text{Si}^{29} (\gamma, p) \text{Al}^{28}$ | 3,45% (11,7)                     | —                                |
| $\text{Si}^{30} (\gamma, p) \text{Al}^{29}$ | 1,26% (13,7)                     | —                                |

(Die eingeklammerten Werte sind die Bindungsenergien der emittierten Teilchen in MeV. Die Grössen der Neutronenbindungsenergien (Spalte 3) sind der Veröffentlichung von BECKER, HANSON und DIVEN<sup>16)</sup> entnommen.)

in Tab. 2 aufgeführten mittelschweren Kerne. Die Erklärung hierfür kann wohl nur durch eine im Falle des Kernphotoeffekts mit Protonenemission entsprechend modifizierte Vorstellung vom Ablauf der Kernreaktion gegeben werden.

Zum Schlusse ist es uns eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. Dr. P. SCHERRER für das fördernde Interesse, das er dieser Untersuchung entgegengebracht hat, unseren herzlichen Dank auszusprechen.

Zürich, Physikalisches Institut der ETH.

<sup>16)</sup> R. A. BECKER, A. O. HANSON, B. C. DIVEN: Bull. Am. Phys. Soc. 22 N 1, B 4 (1947).