

# Neutroneneinfang des Urans in verschiedenen Energiebereichen<sup>1</sup>

Von KURT SAUERWEIN

Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik in Hechingen

(Z. Naturforsch. 2a, 73—79 [1947]; eingegangen am 26. September 1945)

Bei genauerer Untersuchung des Einfangs von Neutronen durch  $^{238}\text{U}$  zeigt sich, daß nicht nur langsame Neutronen der Energie 7,5 eV, die sog. Resonanzneutronen, eingefangen werden, sondern daß außerdem eine Gruppe „mittelschneller“ Neutronen von einigen Hundert e-Volt in einem breiten Energiebereich eingefangen wird. Es tritt scheinbar eine Art *Absorptionsbande* geringer Höhe, aber einer Breite von mehreren Hundert e-Volt auf, die vermutlich aus einer sehr dichten Folge von Absorptionslinien innerhalb dieses Energiebereichs besteht. — Die Wirkung dieser mittelschnellen Neutronen konnte untersucht werden mit Hilfe von primären schnellen Neutronen, deren Geschwindigkeitsverteilung variiert wurde durch Bremsung in verschiedenen dicken Paraffinschichten. — Außer Abschätzungen über den neu gefundenen Effekt werden die Ergebnisse der damit zusammenhängenden Untersuchungen über den *Resonaneinfang* von Neutronen mitgeteilt.

Beströhlt man ein Element mit Neutronen verschiedener Energie, so wird in den meisten Fällen ein Teil der langsamen Neutronen eingefangen. Und zwar zeigt sich bei näherer Untersuchung, daß nur die Neutronen thermischer Energie sowie eine Gruppe von Neutronen mit exakt definierter, wesentlich höherer Energie, der sog. Resonanzenergie, eingefangen werden. Diese selektive Absorption von Neutronen stellt einen *Resonanzvorgang* dar, daß die kinetische Energie der eingefangenenen Neutronen gerade einem der möglichen diskreten Zustände des entstehenden Kerns entspricht.

Eine quantitative Behandlung des Resonanzvorgangs gaben G. Breit und E. Wigner<sup>2</sup>. Danach ist der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für den Einfang von Neutronen der Energie  $E$  gegeben durch die Formel:

$$\sigma = \sqrt{\frac{E_0}{E}} \frac{\sigma_0}{1 + \left(\frac{E - E_0}{\Gamma/2}\right)^2}, \quad (1)$$

wenn  $\sigma_0$  den (maximalen) Wirkungsquerschnitt des Elements für Neutronen der Resonanzenergie  $E_0$  und  $\Gamma$  die sog. Natürliche Linienbreite bedeutet, d.h.  $\Gamma/2 = E - E_0$  die Energieabweichung von der Linienmitte darstellt, bei der  $\sigma = \sigma_0/2$

<sup>1</sup> Die vorliegende Arbeit wurde im Frühjahr 1941 im Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie durchgeführt. — Hrn. Prof. Flügge bin ich für die Anregung und die stete Förderung dieser Arbeit zu ganz besonderem Dank verpflichtet. Hrn. Prof. Heisenberg möchte ich für wertvolle Diskussionen bestens

ist. Die durch die Breit-Wigner-Formel (1) beschriebene natürliche Linienform wird nun in vielen Fällen verwischt durch den Doppler-Effekt, der infolge der thermischen Bewegung der Atomkerne relativ zur Neutronenbewegung auftritt. Denn maßgeblich für den Einfang eines Neutrons durch einen Atomkern kann ja nur der Geschwindigkeitsunterschied zwischen beiden sein und nicht der absolute Betrag der Neutronengeschwindigkeit. Ist nun die natürliche Linienbreite  $\Gamma$  sehr viel kleiner als die sog. Doppler-Breite  $\Delta$ , die ein Maß für die Größe des Doppler-Effekts darstellt, so tritt an die Stelle der Breit-Wigner-Formel die Gleichung

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\left(\frac{E - E_0}{\Delta}\right)^2}. \quad (2)$$

Dabei ist

$$\sigma_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Gamma}{\Delta} \sigma_0 \quad (3)$$

der Wirkungsquerschnitt in der Linienmitte,

$$\Delta = 2 \sqrt{\frac{m}{M} E_0 k T} \quad (4)$$

die Doppler-Breite,  $m$  die-Neutronenmasse und  $M$  die Masse des getroffenen Atomkerns.

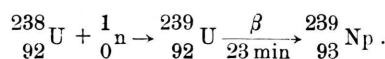
danken. Ferner danke ich den Mitarbeitern des Kaiser-Wilhelm-Instituts für Physik für die erwiesene Gastfreundschaft während meiner Arbeit im Hochspannungslabor.

<sup>2</sup> G. Breit u. E. Wigner, Physic. Rev. 49, 519 [1936].



Falls jedoch  $\Delta \ll \Gamma$ , kommt dem Doppler-Effekt keine Bedeutung zu, so daß Formel (1) die Linienform beschreibt.

Das ursprüngliche Ziel dieser Untersuchungen war, Gestalt und Lage der Resonanzlinie festzustellen bei dem Einfangprozeß:



Bei der Untersuchung dieses Vorgangs trat jedoch ein neuer Effekt auf, der zwar die exakte Durchführung dieses Programms verhinderte, dessen Klärung jedoch das Hauptergebnis dieser Arbeit darstellt, nämlich das Auftreten einer breiten Absorptionsbande in einem Energiegebiet von mehreren Hundert e-Volt. Diese neuartige Erscheinung dürfte wesentlich sein für den Ausbau unserer Vorstellungen über die Struktur der Atomkerne.

### 1. Durchführung der Versuche

Zur Untersuchung von Lage und Gestalt der Resonanzlinie wurden die übliche Borabsorptions- und die Selbstabsorptionsmethode benutzt. Erstere beruht auf der Tatsache, daß der Wirkungsquerschnitt des Bors für langsame Neutronen hyperbolisch mit wachsender Neutronengeschwindigkeit abnimmt ( $1/v$ -Gesetz). Da man nun weiß, daß der Absorptionsquerschnitt des Bors für thermische Neutronen der Energie  $E_{th}=0,026$  eV den Wert  $\mu_{th}=30,2 \text{ cm}^2/\text{g}$  besitzt, folgt für den Absorptionskoeffizienten der Uran-Resonanzneutronen in Bor,  $\mu_B$ :

$$\mu_B/\mu_{th} = v_{th}/v_0 = \sqrt{E_{th}/E_0}, \text{ d.h. } E_0 = E_{th}(\mu_{th}/\mu_B)^2. \quad (5)$$

Mißt man folglich die Aktivierung einer dünnen Uranschicht, des sog. Indikators, durch langsame Neutronen hinter verschiedenen dicken Borschichten, so kann man daraus  $\mu_B$  und damit auch die gesuchte Resonanzenergie  $E_0$  bestimmen.

Die Selbstabsorptionsmethode hingegen soll ermöglichen, die Linienform zu untersuchen. Bei dieser Methode verwendet man statt der Borfilter solche aus Uran und mißt wieder die Aktivierung des dahinter befindlichen Uran-Indikators. Damit erhält man den Absorptionskoeffizienten der Uran-Resonanzneutronen in

Uran,  $\mu_U$ , woraus durch einfache Umrechnung der ihm proportionale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0$  bzw.  $\sigma_1$  folgt, je nachdem der Breit-Wigner- oder der Doppler-Fall vorliegt. Die Form der Resonanzlinie zeigt für beide Fälle Abb. 1. Wie man daraus ersieht, müssen in der Linienmitte  $E = E_0$  die Neutronen sehr stark absorbiert werden, ganz besonders im Falle des Überwiegens der natürlichen Linienbreite (gestrichelte Kurve „BW“). Dünne Uranabsorber werden daher vorzugsweise Neutronen von exakter Resonanzenergie  $E_0$  absorbieren, während mit zunehmender Dicke der Uranfilter auch Neutronen der Linienflügel

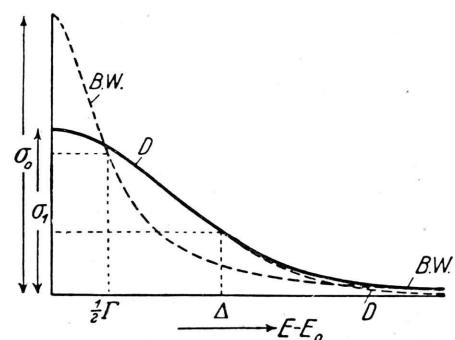


Abb. 1. Form der Resonanzlinie nach der Doppler-(D) und nach der Breit-Wigner-Formel (BW) sowie die Kombination beider (ausgezogene Linie).

stecken bleiben. Da in größerem Abstand von der Linienmitte, bei  $E - E_0 > \Delta^2/\Gamma$ , der Doppler-Effekt wegen der dort nur relativ geringen Energieabhängigkeit der Resonanzlinie keine Rolle mehr spielt, gilt dort selbst für den Fall, daß  $\Delta \gg \Gamma$  ist, wieder die Breit-Wigner-Formel (ausgezogene Linie in Abb. 2, von „D“ in „BW“ übergehend). — Die Absorptionskurve, d. i. die Neutronen-Intensität als Funktion der Absorberdicke aufgetragen, kann wegen der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\sigma$  nicht exponentiell abfallen, sondern muß bei wachsender Absorberdicke immer flacher werden, nämlich prop.  $x^{-1/2}$ , wenn  $x$  die Schichtdicke des Absorbers bedeutet. Dieser Verlauf der Resonanzlinie müßte sich also in größerer Entfernung von der Linienmitte stets einstellen, unabhängig davon, ob die natürliche Linienbreite oder die Doppler-Breite überwiegt.

Die Versuchsanordnung kann man im einzelnen aus Abb. 2 ersehen. Als Neutronenquelle diente der Lithium- oder der Berylliumaufläng-

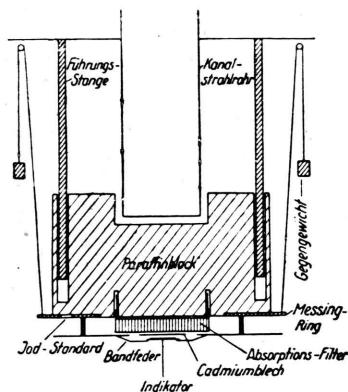


Abb. 2. Versuchsanordnung.

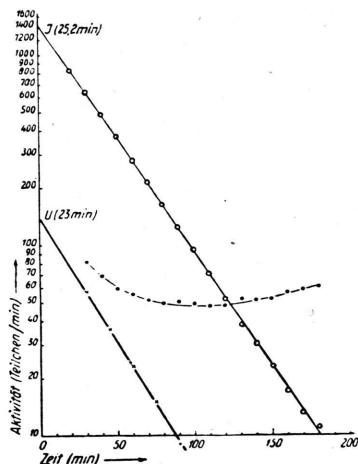


Abb. 3. Aktivitätskurven bestrahlter Präparate:  
23 Min.-<sup>239</sup>U mit und ohne UX-Anstieg sowie  
25,2 Min.-<sup>128</sup>J.

ger eines mit Deuteronen betriebenen Kanalstrahlrohrs von rund 1 Million Volt Spannung. Die austretenden schnellen Neutronen werden im Paraffinblock abgebremst, durchsetzen das Bor- oder Uranabsorptionsfilter, sowie ein Cadmium-Blech, ehe sie den Indikator — Uran in dünner Schicht (etwa 12 mg Natrium-uranylacetat pro cm<sup>2</sup> auf einem Filtrierpapier niedergeschlagen) — treffen. Das 1 mm starke Cd-Blech dient zur Wegfilterung aller thermischen Neutronen, um nicht durch sie eine störende Aktivierung des Uran-Indikators zu erhalten. Die Absorptionsfilter selbst bestanden aus Alu-

miniumschalen, zwischen die Bor und Uran in elementarer Form (als Pulver) eingefüllt war. Der weiter seitlich in einer Cd-Tasche wohldefiniert angebrachte Jodstandard wird durch langsame Neutronen gleichfalls aktiviert (Hwzt. = 25,2 Min.); seine Aktivität dient als Maß für die bei jeder Bestrahlung schwankende Neutronen-Intensität. Der Quotient der pro Gramm

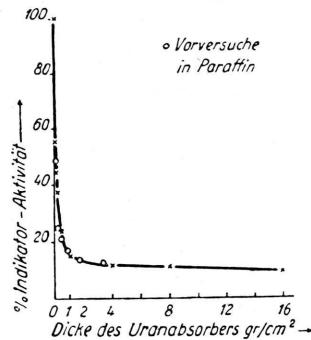


Abb. 4. Selbstabsorptionskurve. (Ein weiterer Punkt mit 7 % Indikator-Aktivität wurde bei 32 g/cm<sup>2</sup> gemessen.)

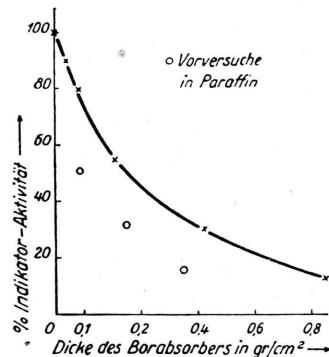


Abb. 5. Borabsorptionskurve.

Indikatorsubstanz gemessenen Anfangsaktivität von Uran-Indikator und Jodstandard, bezogen auf das Ende der Bestrahlung, kann daher bis auf geringfügige Korrekturen unmittelbar als Maß für die Neutronen-Intensität hinter den verschiedenen Absorbern dienen. Die bei der Messung auftretenden Fehlermöglichkeiten wie schlechte Reproduzierbarkeit der geometrischen Verhältnisse, endliche Seitenausdehnung der Absorberschalen, sowie Rückstreuung von Neutronen an Wänden und Fußboden wurden durch sorgfältige Wahl des Aufbaus vermieden, während bei der Auswertung der Messungen im

wesentlichen folgende Punkte rechnerisch berücksichtigt wurden: Streuung der Neutronen im Absorber, besonders bei großen Absorberschichtdicken; schiefer Durchgang der Neutronen durch die Absorberschicht; endliche Dicke des Indikators bei Bestrahlung und Messung. Nach der Bestrahlung wurde das  $^{239}\text{U}$  durch eine spezifische Uranfällung zusammen mit dem  $^{238}\text{U}$  von den Zerfalls- und den Spaltprodukten getrennt und unter einem  $\beta$ -Zählrohr gemessen. Das sich aus dem  $^{238}\text{U}$  langsam nachbildende  $\beta$ -strahlende UX wurde hinreichend lange weiter gemessen und nachher in Abzug gebracht, so daß die Differenz die reine Abfallkurve des sich mit einer Halbwertszeit von 23 Minuten in  $^{239}\text{Np}$  umwandelnden  $^{239}\text{U}$  ergibt (s. Abb. 3). Das Ergebnis der so erhaltenen Bor- und Uranabsorptions-Messungen zeigen die Abb. 4 und 5. Die durch Kreise gekennzeichneten Punkte beziehen sich auf frühere Vorversuche, bei denen der Indikator ringsum von Paraffin und doppelseitig von den Absorptions- einschließlich der Cadmiumfilter umgeben war. Während die Urankurve sich sehr gut mit den früheren Werten deckt, zeigen die Bormeßpunkte bei den Vorversuchen eine nicht unbeträchtliche Abweichung, die wahrscheinlich durch die zahlreichen Verunreinigungen des hierbei verwendeten Bors (42%) zu erklären ist.

## 2. Der Einfluß der mittelschnellen Neutronen

Schon eine oberflächliche Betrachtung der erhaltenen Selbstabsorptionskurve zeigt, daß ihr Verlauf für große Schichtdicken unter keinen Umständen verträglich ist mit der theoretischen Erwartung. Der Abfall erfolgt nicht mit  $x^{-1/2}$ , sondern die Intensität scheint eher gegen einen konstanten Grenzwert zu gehen, abgesehen von einem geringen Abfall bei extrem dicken Absorberschichten, der aber wohl vorwiegend auf das Konto der Streuung zu setzen ist. Andererseits kann aber nicht gut bezweifelt werden, daß die äußersten Flügel einer Resonanzlinie eine der Breit-Wigner-Theorie entsprechende Gestalt besitzen müssen und daher langsame Neutronen schließlich wie  $x^{-1/2}$  absorbiert werden müssen. Dieser Sachverhalt zwang zu der Hypothese, daß noch eine Gruppe schnel-

lerer Neutronen bei der Erzeugung des 23-Min.-Isotops mitwirkt, und daß diese Gruppe den „Untergrund“ an Intensität hervorruft, der bei großen Schichtdicken allein übrig bleibt. Es ergibt sich, genauer gesagt, folgendes Bild: Von der Gesamtintensität bei der Absorberdicke  $x = 0$  erzeugen etwa 90 % der wirksamen Neutronen durch Resonanzabsorption im Indikator das 23-Min.-Isotop. Diese 90 % erfahren eine starke Absorption, von der der anfänglich steile Abfall der Absorptionskurve herrührt. Sie werden schließlich gemäß dem  $x^{-1/2}$ -Gesetz absorbiert. Außerdem ist noch eine schnellere Neutronengruppe anwesend, die bei  $x = 0$  die restlichen 10 % zur Indikator-Aktivität beiträgt. Diese Gruppe wird aber nur sehr schwach absorbiert, so daß sie auch in den dicksten Absorberschichten noch nicht erheblich geschwächt ist. Wenn nun eine solche Neutronengruppe existiert, die trotz eines sehr kleinen Absorptionsquerschnittes immerhin 10 % der Gesamtaktivität des Indikators hervorruft, dann folgt daraus, daß diese Gruppe sehr stark mit Neutronen besetzt sein muß. Es kann sich also hier im Gegensatz zu den langsamen Neutronen, von denen eine sehr schmale Gruppe (oder einige sehr schmale Gruppen) sehr stark absorbiert werden, nur um einen sehr breiten Bereich im Energiespektrum handeln, der sehr schwach absorbiert wird. Man hat es hier also ganz ausgesprochen *nicht* mit einer Resonanzerscheinung zu tun.

Diese Deutung der Selbstabsorptionskurve schien zu wichtig, als daß sie nicht durch weitere Versuche nachgeprüft und versucht worden wäre, sich wenigstens einen ungefähren Aufschluß darüber zu verschaffen, in welchen Energiebereich diese Bande fällt. Diesem Zweck diente zunächst eine Bestrahlung des U-Indikators in der gleichen Geometrie wie bisher, aber unter Weglassung allen Paraffins. Dabei zeigte sich keine Andeutung für eine Aktivierung des Indikators durch Einfang. Die von der Quelle ausgehenden schnellen Primärneutronen lösen also den Effekt nicht aus. Bei einem weiteren Versuch wurde ein dickes Bor- und ein dickes Uranfilter ( $0,65 \text{ g B/cm}^2 + 16 \text{ g U/cm}^2$ ) zusammen vorgeschaltet. Die Zuschaltung des Bor-filters zu dem Uranabsorber verursachte nur eine geringe Schwächung der Indikatoraktivierung. Das heißt, daß die Energie der noch hin-

ter  $16 \text{ g/cm}^2$  Uran wirksamen Neutronen so groß ist, daß sie selbst von dem dicken Borfilter kaum merklich absorbiert wurden. Damit bleibt für die Aktivierung nur der Zwischenbereich „mittelschneller Neutronen“ übrig, die bereits eine gewisse Verlangsamung gegenüber den schnellen Primärneutronen erfahren haben, aber sich noch oberhalb des Energiebereichs befinden, in dem man Resonanzen zu erwarten hat. Man darf also erwarten, daß der „Untergrund“ in der Absorptionskurve stärker hervortritt, wenn man die Intensität dieser mittelschnellen Neutronen erhöht. Das geschieht am einfachsten dadurch, daß man die Primärneutronen schwächer bremst, also an Stelle des großen Paraffinblocks von 15 cm Dicke nur dünne Paraffinschichten setzt, bei im übrigen wieder gänzlich gleicher Geometrie. In der Tat ergaben sich bei Benutzung von Paraffinschichten von 1 cm und  $\frac{1}{2}$  cm folgende relativen Intensitäten:

U-Absorberdicke $x$ g/cm <sup>2</sup>	Intensität hinter 15 cm Paraffin %	Intensität hinter 1 cm Paraffin %	Intensität hinter $\frac{1}{2}$ cm Paraffin %
0	100	100	100
1	15,0	36	84
4	11,7	28	—

Die Zahlen zeigen mit großer Deutlichkeit das Ansteigen des Untergrundes, sowie man schwächer bremst, d. h. die Zuordnung der Neutronen, die den Untergrund verursachen, zu einem Energiegebiet von höherer als der Resonanz-Energie.

### 3. Auswertung der Meßergebnisse

Wir wollen nun die durch die Abb. 4 und 5 dargestellten Meßergebnisse dazu benützen, um Aussagen über das Resonanzgebiet zu erhalten. Auf Grund längerer, von Flügge aufgestellter Rechnungen für derartige Absorptionsversuche (unveröffentlicht) gelingt eine ziemlich strenge quantitative Auswertung der Meßergebnisse. Hierbei wird der schiefe Durchgang der Neutronen durch die Absorberschicht und durch die Indikatorsschicht berücksichtigt auf Grund des Fermi abgeleiteten Richtungs-

<sup>3</sup> E. Amaldi u. E. Fermi, Ric. sci. Progr. tecn. Econ. naz. VII—I, 56 [1936].

verteilungsgesetzes<sup>3</sup> für aus einer Paraffinoberfläche austretende langsame Neutronen. Ferner wird in der Flüggeschen Rechnung die besonders bei größeren Absorberschichtdicken beträchtliche Streuung berücksichtigt. Doch bedingt das Fehlen einer befriedigenden Theorie der Streuvorgänge eine gewisse Unsicherheit in der Berechnung der Streukorrekturen.

Die Auswertung der *Bor-Absorptionskurve* (Abb. 5) ergibt für den Absorptionskoeffizienten der Resonanzneutronen in Bor den Wert  $2,0 \pm 0,05 \text{ cm}^2/\text{g}$ . Nach Abzug eines Streukoefizienten von  $0,2 \text{ cm}^2/\text{g}$  erhält man für den reinen Absorptionskoeffizienten  $\mu_B = 1,80 \text{ cm}^2/\text{g}$ , woraus sich nach Gleichung (5) ergibt, daß die Resonanzenergie  $E_0 = 7,5 \pm 1,5 \text{ eV}$ . Hieraus berechnet man sofort nach Gl. (4) die Doppler-Breite zu  $\Delta = 0,057 \text{ eV}$ .

Die Auswertung der *Selbstabsorptionskurve* (Abb. 4) erfolgt zunächst unter der Annahme, daß  $\Gamma \gg \Delta$  sei (Breit-Wigner-Formel). Dann findet man als besten Wert zur Darstellung der Absorptionskurve  $\mu_0 = 25 \text{ cm}^2/\text{g}$  oder einen atomaren Wirkungsquerschnitt der Resonanzneutronen in der Linienmitte von  $\sigma_0 = 10000 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ . Eine bessere Anpassung an den Verlauf der Absorptionskurve ermöglicht die Annahme, daß  $\Gamma \ll \Delta$  sei; dann berechnet sich hieraus unter Zugrundelegung der Doppler-Formel (2) der Absorptionskoeffizient für die Linienmitte zu  $\mu_1 = 12 \text{ cm}^2/\text{g}$ , d. h.  $\sigma_1 = 4700 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{Atom}$ . Das Ende der Kurve muß jedoch nach dem auf S. 74 Gesagten gemäß der Breit-Wigner-Formel (1) verlaufen. Danach erweist sich als passendster Wert für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0 = 40000 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{Atom}$ . Es kann zwar dieser Wert wegen der vorhandenen Unsicherheit der Korrekturen bezüglich Streuung und „Untergrund“ nicht als sicher angesehen werden, doch scheint es immerhin wahrscheinlich, daß, wie auch von anderer Seite gefunden wurde (Mitteilung von Volz und Haxel),  $\Gamma \ll \Delta$  sei, so daß nach Gleichung (3) die Halbwertsbreite den Wert  $\Gamma = 0,0075 \text{ eV}$  besitzt. Somit kann man folgende Werte über den Resonanzbereich angeben:

$$\begin{aligned} E_0 &= 7,5 \pm 1,5 \text{ eV}; \quad \Delta = 0,057 \text{ eV}; \\ \Gamma &= 0,0075 \text{ eV}; \quad \sigma_0 = 40000 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2; \\ \sigma_1 &= 4700 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2. \end{aligned}$$

Einer Kurzmitteilung von Anderson zu folge<sup>4</sup> ergaben sich bei ähnlichen Messungen mit dem Zyklotron als Neutronengenerator folgende Daten:  $\sigma_0 = 10000 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$  unter völiger Vernachlässigung des Doppler-Effekts;  $\mu_B = 2,0 \pm 0,5 \text{ cm}^2/\text{g}$ , was einer Resonanzenergie zwischen 3,8 und 10,5 eV entspricht. Beide Werte von Anderson stimmen also ausgezeichnet mit den oben angegebenen überein. Wesentlich anders sind die in einer länger zurückliegenden Arbeit von L. Meitner, O. Hahn und F. Straßmann<sup>5</sup> erhaltenen Werte. Doch sind auch diese bei Berücksichtigung der in dieser Arbeit gefundenen Absorption von mittelschnellen Neutronen mit den oben angegebenen Werten vereinbar.

Zur Untersuchung der hier neu in Erscheinung getretenen merkwürdigen *Absorptionsbande* gehen wir von den auf S. 77 angegebenen Zahlen aus. Bei Zerlegung der Gesamtaktivierung in einen Resonanzanteil und einen Anteil durch mittelschnelle Neutronen erhalten wir danach für das Verhältnis der beiden Gruppen bei der Absorberdicke  $x = 0$  hinter 15 cm Paraffin den Wert 90 : 10 und hinter nur  $1/2$  cm Paraffin den Wert von etwa 15 : 85. Im letzten Falle wissen wir, daß in einer so dünnen Paraffinschicht jedes primäre schnelle Neutron höchstens einen Stoß gemacht haben kann, wobei es einen beliebigen Teil seiner Energie dem angestoßenen Proton abgibt. Insgesamt dürften deshalb hinter einer so dünnen Schicht alle Neutronenenergien unterhalb der Primärenergie gleich häufig sein. Bezeichnet nun  $N(E) dE$  den Neutronenstrom im Spektralgebiet  $dE$ , so wird die von den mittelschnellen Neutronen hervorgerufene Aktivierung des Indikators proportional werden zu  $A_s = N(E) \cdot dE \cdot \sigma_s$ , wobei  $\sigma_s$  der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß ist. Die Aktivierung durch Resonanzneutronen dagegen ist:  $A_r = N(E) \cdot dE \cdot \sigma_r$ , wobei  $\sigma_r$  nach der Breit-Wigner-Formel eingesetzt werden darf, d. h.

$$\sigma_s = \frac{\sigma_0}{1 + \varepsilon^2} \quad \text{mit } \varepsilon = \frac{E - E_0}{\Gamma/2},$$

da der Doppler-Effekt den Wert dieses Integrals nicht beeinflußt. Da nach dem Obigen hinter  $1/2$  cm Paraffin auf gleiche Energieräume  $dE$  an jeder Stelle  $E$  etwa gleich viel Neutro-

nen entfallen müssen, ist hier  $N(E)$  eine Konstante, und wir finden:

$$A_s = N \int \sigma_s dE \quad \text{und} \quad A_r = N \int \sigma_r dE = N \frac{\pi}{2} \Gamma \sigma_0. \quad (6)$$

Hinter 15 cm Paraffin hingegen hat sich längst die stationäre Verteilung der Neutronen eingestellt, bei der die Dichte proportional  $dv/v^2$  ist und der Neutronenstrom proportional  $dv/v$  oder  $dE/E$  wird (Fermisches Gesetz). Wir können daher mit  $N(E) = 1/E$  die gleichen Integrale wie oben ausrechnen. So finden wir:

$$A'_s = \int \sigma_s \frac{dE}{E} \quad \text{und} \quad A'_r = \int \sigma_r \frac{dE}{E} = \frac{\pi}{2} \Gamma \sigma_0 / E_0. \quad (7)$$

Leider lassen sich entsprechende Integrale für die gleichfalls gemessenen Werte bei 1 cm Paraffindicke nicht anschreiben, da hinter dieser Paraffinschicht sich das Neutronenspektrum schwer angeben läßt.

Nehmen wir nun an, der fragliche Effekt röhre von einem echten Kontinuum her, das heißt, etwa einer Absorptionsbande im Gebiet  $E_1 < E < E_2$  mit konstantem  $\sigma$ , dann wird:

$$\int \sigma_s dE = \sigma_s (E_2 - E_1) \quad (8)$$

$$\text{und} \quad \int \sigma_s \frac{dE}{E} = \sigma_s \ln(E_2/E_1). \quad (9)$$

Setzt man die oben angegebenen Verhältnisse der beiden Aktivierungsanteile ein, so wird für 15 cm Paraffin  $A'_r/A'_s = 90/10 = 9$  und für  $1/2$  cm Paraffin  $A_r/A_s = 15/85 = 3/17$ . Daraus folgt:

$$A_s = \sigma_s (E_2 - E_1) = 17/3 A_r = 17/6 \pi \Gamma \sigma_0$$

$$\text{bzw. } A'_s = \sigma_s \ln(E_2/E_1) = 1/9 A'_r = \frac{1}{18} \pi \Gamma \sigma_0 / E_0.$$

Elimination von  $\sigma_s$  ergibt:

$$E_2 - E_1 = 51 E_0 \ln(E_2/E_1) = 380 \text{ eV} \cdot \ln E_2/E_1$$

mit  $E_0 = 7,5 \text{ eV}$ . — Für ein bestimmtes Verhältnis  $E_2/E_1$  kann man daraus  $E_1$  und  $E_2$  angeben, wie folgt:

$E_2/E_1$	$E_1$ (in eV)	$E_2$ (in eV)	$\sigma_s$ (in $10^{-24} \text{ cm}^2$ )
2	265	530	10
3	210	630	6
5	150	770	4
10	100	1000	3
100	18	1800	1,5
1000	3	2600	1

<sup>4</sup> L. Anderson, Physic. Rev. **57**, 566 [1940].

<sup>5</sup> L. Meitner, O. Hahn u. F. Straßmann, Z. Physik **106**, 249 [1937].

Die Werte des Wirkungsquerschnitts für die mittelschnellen Neutronen sind hierbei aus  $\sigma_s = 17/6\pi \Gamma \sigma_0/(E_2 - E_1)$  berechnet, durch Einsetzen der gefundenen Werte  $\Gamma = 0,0075$  eV und  $\sigma_0 = 40000 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ .

Wie aus der Ableitung zu ersehen, folgt die Lage der Absorptionsbande eindeutig aus der Resonanzlinie von 7,5 eV, während zur Ableitung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_s$ , die nicht sicher angebbaren Daten über Höhe und Breite der Resonanzlinie herangezogen wurden. Diese dürften jedoch hinreichend genau sein, um eine großenordnungsmäßig richtige Abschätzung von  $\sigma_s$  zu erhalten. — Die obere Grenze für  $\sigma_s$  ist die ungefähre Größe von  $10 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ , da  $\sigma_s$  kleiner bleiben muß als der etwa diesen Betrag erreichende Streuquerschnitt für langsame Neutronen, andernfalls müßte der nahezu konstante „Untergrund“ in der Selbstabsorptionsskurve wesentlich schneller abfallen. Da man andererseits aus der kaum merklichen Absorption der mittelschnellen Neutronen in Bor folgern kann, daß deren niedrigste Energie  $E_1 > 100$  eV sein muß, können wir folgendes Bild von der gesuchten Lage und Höhe der Absorptionsbande gewinnen: Sie muß im Gebiet von einigen Hundert e-Volt liegen mit einer Breite von gleichfalls einigen Hundert e-Volt. Ihr Einfangquerschnitt dürfte rund den Wert von  $5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$  haben.

Die hier gemachte, unseren sonstigen Vorstellungen über den Atomkern widersprechende Annahme, daß die angegebene Absorptionsbande von einigen Hundert e-Volt ein echtes Kontinuum darstelle, kann man vermeiden durch die Deutung, daß die Absorptionsbande nur vorgetäuscht sei durch eine große Zahl dicht beieinanderliegender Absorptionslinien (von so hohen Resonanzenergien). Daß diese Deutung nicht mit dem Experiment in Widerspruch zu stehen braucht, kann man auf Grund folgenden Gedankenganges verstehen, auf den vor allem H. Jensen aufmerksam gemacht hat. Passieren die Neutronen des fraglichen Ener-

giegebietes eine dünne Absorberschicht, so werden zunächst gerade die Resonanzenergien herausgefiltert. Beim Durchgang durch weitere Schichten entstehen aber durch Streuverluste aus schnelleren Neutronen auch stets wieder solche der verschiedenen Resonanzenergien, so daß unabhängig von der Schichtdicke stets ein gewisser Betrag von Resonanzneutronen hinter dem Absorber wieder auftritt. Die Neutronen höherer Energien „rutschen“ also gewissermaßen immer wieder in die Resonanzlinien hinein, die auf diese Weise dauernd neu aufgefüllt werden. Der hinter dem Absorber befindliche Indikator des gleichen Elements kann also stets noch aktiviert werden durch die nachgerutschten Resonanzneutronen der betreffenden Linien. Der konstante Untergrund in der Selbstabsorptionskurve kann daher statt durch eine kontinuierliche Absorptions-Bande ebensogut erklärt werden durch eine entsprechende Vielzahl von Absorptions-Linien.

Da die hier beschriebene Auffindung eines breiten Absorptionsbereiches (der also statt aus einem Kontinuum wohl aus sehr vielen eng benachbarten Linien bestehen wird) prinzipieller Natur sein dürfte, tauchte sofort die Vermutung auf, daß der beim Uran gefundene Effekt auch bei andern Elementen auftritt. Leider haben die Kriegsverhältnisse die geplante und z. T. begonnene Fortsetzung und Erweiterung der Versuche nicht erlaubt. Doch können die teilweise zu gleicher Zeit angestellten Versuche einiger holländischer Forscher<sup>6</sup>, die bei Selbstabsorptionsversuchen an mehreren Metallen einen der Kurve 4 entsprechenden Verlauf mit nahezu konstantem Untergrund fanden, sicher im gleichen Sinne gedeutet werden. Allerdings ist dieser Schluß nicht zwingend, da der entscheidende Versuch mit dünnen Paraffinschichten dort nicht angestellt wurde.

<sup>6</sup> D. Coster, H. de Vries, G. Diemer, P. Noteboom, Physica 8, 825 [1941]; 10, 281—323 [1943].