

# Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **9 (1936)**

Heft V

PDF erstellt am: **09.08.2024**

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

## **Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft**

in Zofingen, Samstag, den 2. Mai 1936.

Präsident: Prof. Dr. A. PERRIER (Lausanne).

Vize-Präsident: Prof. Dr. F. TANK (Zürich).

Sekretär: Priv.-Doz. Dr. R. SÄNGER (Zürich).

---

### *Geschäftlicher Teil.*

In die S. P. G. sind als ordentliche Mitglieder aufgenommen worden:

HH. W. Eichenberger (Neuchâtel); C. Robert (Basel); Rud. Stuber (Bern); Priv.-Doz. Dr. H. Klumb (Freiburg i. Br.).

Aus der S.P.G. sind ausgetreten:

Bibliothek der Technischen Hochschule, Hannover. Herr Raphael Cordone, Lausanne.

Nachstehende Mitglieder wurden gestrichen:

Mme. C. Bieler-Butticaz, Genève; HH. Gottlieb Christen, Biel; Edgar Sieboth, Derendingen; Prof. Alfr. Zinglé, Köln-Bickendorf.

Die S.P.G. hat durch den Tod verloren:

Prof. Gustave Juvet, Lausanne; Dr. Jakob Müller, Zürich.

Die S.P.G. zählt zur Zeit 210 Mitglieder.

Der Vorstand für 1936/38 ist gewählt worden wie folgt:

Präsident: Prof. Dr. F. TANK, Zürich.

Vizepräsident: Prof. Dr. M. WEHRLI, Basel.

Sekretär: Priv.-Doz. Dr. R. SÄNGER, Zürich.

Als Rechnungsrevisoren wurden gewählt:

Priv.-Doz. Dr. E. MIESCHER, Basel.

Priv.-Doz. Dr. H. KÖNIG, Bern.

Die bisherige Redaktionskommission der H.P.A. ist für eine weitere Amtsdauer bis 1940 bestätigt worden. Gemäss des Berichtes des Redaktors der H.P.A. hat die Zeitschrift in den letzten Jahren eine erfreuliche Entwicklung genommen.

*Wissenschaftlicher Teil.***Über Resonanzniveaus für Neutronenabsorption**

von HANS VON HALBAN jun. und PETER PREISWERK\*) (Paris Institut du Radium).

FERMI und Mitarbeiter<sup>1)</sup> haben gezeigt, dass die meisten Kerne Neutronen einfangen können. Durch diese Anlagerung entstehen Isotope der Ausgangskerne, die meisten nicht stabil sind, sondern  $\beta$ -Strahlen aussenden. Die bisher verfügbaren Quellen liefern Neutronen hoher Energie. Es zeigte sich, dass die Ausbeuten der Einfangungsprozesse durch Bremsung der Neutronen wesentlich gesteigert werden können<sup>2)</sup>.

Die Bremsung der Neutronen erfolgt, infolge der Massengleichheit zwischen Proton und Neutron, besonders wirksam durch wasserstoffhaltige Substanzen. Im Mittel verliert ein Neutron bei jedem Stoss gegen ein freies Proton die Hälfte seiner Energie<sup>3)</sup>. Bei der Diffusion schneller Neutronen durch wasserstoffhaltige Substanzen findet durch fortgesetzte Bremsung, eine Anreicherung von Neutronen thermischer Energie statt, die jedoch durch Absorption (Deutonenbildung) teilweise kompensiert wird<sup>4)</sup>. Wir nennen eine Neutronenquelle (z. B.  $Rn + Be$ ), die vom Paraffin oder Wasser umgeben ist, kurz eine Quelle langsamer Neutronen. Ihr Spektrum enthält Neutronen aller Geschwindigkeiten, in grösster Intensität solche thermischer Geschwindigkeit. BJERGE und WESTCOTT, TILLMANN und MOON u. a.<sup>5)</sup> fanden, dass bei verschiedenen Kernen die Einfangung langsamer Neutronen mit selektiven Effekten verbunden ist: Die Absorptionskoeffizienten einiger Absorber für die Strahlung einer Quelle langsamer Neutronen wurden mit Hilfe der in einem Indikator erzeugten künstlichen Radioaktivität gemessen. Es zeigte sich, dass die Absorptionskoeffizienten nicht unabhängig von der Wahl des Indikators waren. Für den gleichen Absorber wurde stets dann die grösste Absorption gefunden, wenn Absorber und Indikator aus dem gleichen Element bestanden.

AMALDI und FERMI<sup>6)</sup> und gleichzeitig SZILARD<sup>7)</sup> konnten feststellen, dass diese Selektivität wesentlich zunimmt, wenn vor den Indikator eine Cadmiumfilter (0,15—1 mm) eingeschaltet wird. Hingegen wurde für die in Cadmium stark absorbable Strahlung die Absorption unabhängig von der Wahl des Indikators gefunden<sup>6)</sup>.

---

\*) Zusammenfassung der beiden Referate von P. PREISWERK und H. v. HALBAN.

Wir haben einen Anhaltspunkt über die Lage der Absorptionskante des Cadmiums aus folgendem Experiment gefunden: Kühlt man das Paraffin einer Quelle langsamer Neutronen auf die Temperatur des flüssigen Sauerstoffs ab, so können die Neutronen die sich im thermischen Gleichgewicht mit dem Paraffin befinden weiter Energie abgeben und dadurch ihre Geschwindigkeit auf  $1/1,8$  des Wertes bei Zimmertemperatur verringern. MOON und TILLMANN<sup>9)</sup> beobachteten infolge der Kühlung des Paraffins eine Erhöhung der Aktivität eines Silberindikators um 30%. Wir beobachteten hingegen bei Zwischenschaltung eines Cadmiumfilters Temperaturunabhängigkeit für die in Cadmium nicht absorbable Strahlung<sup>8)</sup>. Daraus ist zu schliessen, dass die in Cadmium nicht absorbable Strahlung höhere Energie hat als die thermische Energie bei Zimmertemperatur. Bezieht man die Erhöhung der Aktivität eines Silberindikators durch Kühlung des Paraffins auf 90° abs. auf den temperaturabhängigen (in Cd absorbablen) Teil der Neutronen allein, so findet man eine Erhöhung um 70%. Dieser Wert liegt dem Wert um den sich die reziproke thermische Geschwindigkeit bei der Abkühlung erhöht (80%) sehr nahe; man darf daraus schliessen, dass die in Cadmium absorbable Strahlung, soweit sie Silber aktivieren kann, aus Neutronen besteht, die sich im thermischen Gleichgewicht mit dem Paraffin befinden und dass der Wirkungsquerschnitt von Silber für die Einfangung thermischer Neutronen umgekehrt proportional zu deren Geschwindigkeit ist\*).

Alle Elemente, die Neutronen selektiv einfangen, absorbieren auch Neutronen thermischer Energie. Der Wirkungsquerschnitt scheint in diesem Gebiet stets proportional zu  $1/v$  zu sein. Die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Elemente für die selektiv absorbierte Strahlung erwiesen sich nach AMALDI und FERMI<sup>10)</sup> durchwegs höher, als die der gleichen Elemente für die thermischen Neutronen.

In der, im folgenden bestätigten, Annahme, dass die von AMALDI, FERMI und SZILARD gefundenen selektiven Effekte darauf beruhen, dass die einzelnen Elemente Neutronen verschiedener Geschwindigkeit bevorzugt absorbieren, bezeichnen wir die einem Element entsprechende Geschwindigkeitsgruppe als seine Resonanzneutronen, wir sprechen z. B. von Jodresonanzneutronen RN(J) und charakterisieren bei Elementen mit mehreren Isotopen die Gruppen noch nach der Periode des künstlich radio-

---

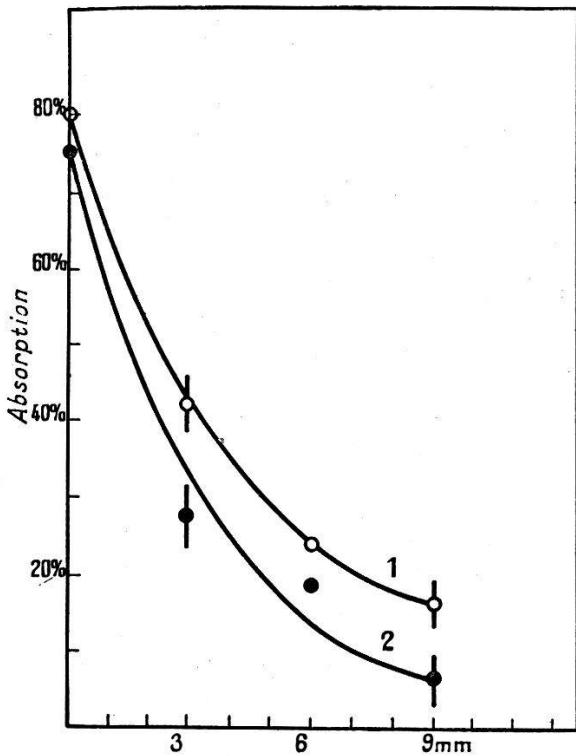
\*) Dies geht aus den inzwischen ausgeführten Versuchen von DUNNING u. anderen<sup>11)</sup>, sowie RASETTI und anderen<sup>12)</sup> noch deutlicher hervor.

aktiven Elements, das durch ihre Absorption entsteht z. B. RN ( $\text{Ag}_{22\text{sec.}}$ ).

Es sollen nun einige Versuche beschrieben werden, die Auskunft über die Energie und die Diffusionseigenschaften der einzelnen Neutronengruppen geben. Umgibt man eine Quelle schneller Neutronen mit verschiedenen grossen Kugeln aus Paraffin und misst jedesmal den Gesamtstrom thermischer Neutronen, der aus der Oberfläche einer Kugel austritt, so erhält man mit steigendem Kugelradius zunächst ein rasches Anwachsen der Intensität. Bei einem Kugelradius von 11 cm wird ein Maximum erreicht nach dem die Intensität langsam abfällt<sup>13</sup>). Bekanntlich erklärt sich der Verlauf dieser „Bremskurve“ aus der fortgesetzten Bildung thermischer Neutronen, der sich Absorption durch Deutonenbildung überlagert<sup>4</sup>). Wir suchten nun den Diffusionsweg zu bestimmen, den ein thermisches Neutron im Mittel zurücklegt, bevor es absorbiert wird<sup>14</sup>).

Die Versuchsanordnung besteht aus einer Quelle langsamer Neutronen S (Fig. 1) vor der sich sieben Paraffinplatten von 3—18 mm Dicke befinden. Ind. ist ein Silberindikator. Ein Cadmiumfilter wird zunächst direkt vor den Indikator gebracht, so dass zu diesem keine thermischen Neutronen gelangen können. Die Dicke der gesamten Paraffinschicht zwischen der Neutronenquelle und dem Indikator ist so gewählt, dass sich das Maximum der Bremskurve kurz vor dem Indikator befindet. Die Intensität der thermischen Neutronen hängt in diesem Falle nur wenig von der Schichtdicke ab. Da aber dauernd Neutronen auf thermische Geschwindigkeit abgebremst werden und andererseits thermische Neutronen absorbiert werden, muss in jedem Volumenelement die Zahl der neugebildeten thermischen Neutronen gleich der Zahl der absorbierten sein. Die Divergenz dieser Platten ist also Null. Die Neubildung lässt sich nun in einfacher Weise verfolgen. Wir setzen den Cd-Absorber nicht mehr vor den Indikator, sondern nacheinander zwischen die einzelnen Paraffinplatten. Dann kann die Cd-Platte jene thermischen Neutronen nicht mehr absorbieren, die von der Neubildung in den zwischen Absorber und Indikator liegenden Platten stammen. Entfernt man die Cd-Platte vom Indikator weg gegen die Quelle zu, so muss daher ihre absorbierende Wirkung abnehmen. In unserer Versuchsanordnung sank sie auf die Hälfte, so oft die Paraffinzwischen-schicht um 2,5 cm vergrössert wurde. Da die Divergenz thermischer Neutronen in diesem Gebiet gleich Null ist, geht daraus hervor, dass thermische Neutronen in Paraffin im Mittel nach einem Diffusionsweg von 2,5 cm absorbiert werden.

AMALDI und FERMI<sup>15)</sup> haben mit der gleichen Methode den mittleren Diffusionsweg von  $RN(Ag_{222})$  bestimmt. In diesem Falle wird das Cd-Filter zur Absorption der thermischen Neutronen dauernd vor dem Silberindikator gelassen und die Absorption einer Silberplatte A in den verschiedenen Stellungen vor und zwischen den Paraffinplatten untersucht. Dabei zeigt sich, dass die absorbierende Wirkung der Silberplatte bereits auf die Hälfte sinkt, wenn sich zwischen Absorber und Indikator 3 mm Paraffin befinden. (Kurve 1 in Figur 2.)\* Die Halbwertsschichtdicke für  $RN(Ag_{222})$  ist also nur ein Achtel derjenigen für thermische Neutronen. Das gleiche Ergebnis erhält man für  $RN(J)$  (Kurve 2).



mm Paraffin zwischen Abs. und Ind.  
Fig. 2. Kurve 1: Abs. Ag, Ind. Ag.  
Kurve 2: Abs. J, Ind. J.

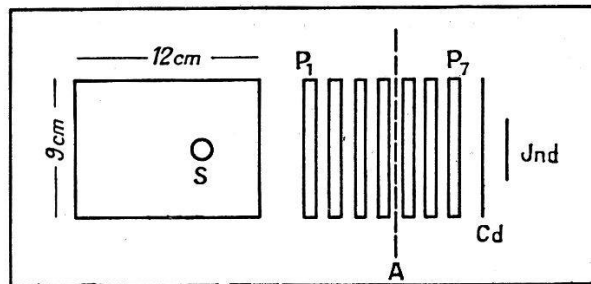
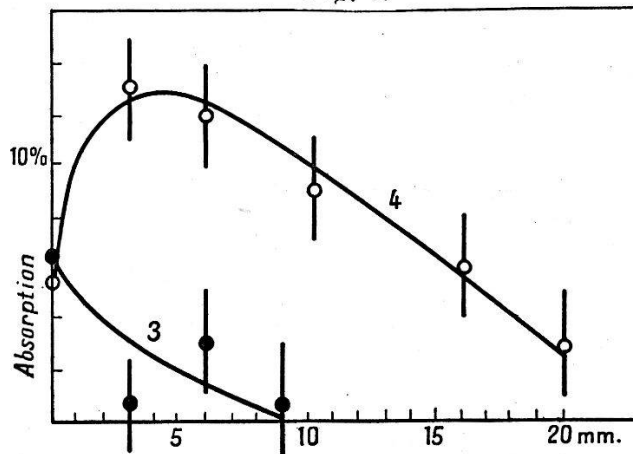


Fig. 1.



mm Paraffin zwischen Abs. und Ind.  
Fig. 3. Kurve 3: Abs. Ag, Ind. J.  
Kurve 4: Abs. J, Ind. Ag.

Da es nicht möglich ist eine so starke Absorption für thermische Neutronen anzunehmen, suchten wir das auffallende Ergebnis auf folgende Weise zu erklären<sup>16)</sup>.

Lassen wir die Strahlung einer Quelle langsamer Neutronen durch eine Silberplatte passieren, so schneidet diese aus dem Spektrum die  $RN(Ag_{222})$  aus. Ein Silberindikator registriert

\*) Wir bringen hier die Kurve die wir bei Wiederholung des Experimentes erhielten um einen direkten Vergleich mit den Kurven 2—4 zu ermöglichen.

also eine starke Absorption. Bringen wir jedoch zwischen den Absorber und den Indikator eine Paraffinplatte die so dick sei, dass jedes Neutron dieses Geschwindigkeitsgebietes einen Stoss erleidet, so wird im Mittel die Geschwindigkeit um 50% verringert. Dann muss sich aber die Absorptionslücke in genau der selben Weise verschieben wie die Neutronen zu beiden Seiten dieser Lücke. Wenn nun die Breite des Resonanzniveaus von  $\text{Ag}_{22''}$  kleiner ist als die Hälfte der Energien dieses Niveaus, so werden nach dem Passieren dieser Platte die  $\text{RN}(\text{Ag}_{22''})$  praktisch regeneriert sein, während sich die Absorptionslücke bei kleinerer Energie befindet. Mit einem Silberindikator wird also praktisch keine absorbierende Wirkung der Silberplatte mehr zu beobachten sein. Die Richtigkeit dieser Auffassung haben wir durch Abänderung des eben beschriebenen Versuches bewiesen. Da ja die Absorptionslücke durch Zwischenschalten einer Paraffinplatte nicht verschwunden ist, sondern nur gegen kleinere Energien zu verschoben, so müsste eine Intensitätsschwächung im Gebiet langsamerer Neutronen zu beobachten sein. Wie wiederholten den von *Amaldi* und *FERMI* ausgeführten Versuch unter Verwendung eines Jodabsorbers und eines Silberindikators<sup>17</sup>). Figur 3 zeigt das Ergebnis. Befindet sich der Jodabsorber direkt vor dem Silberindikator, so wird eine kleine Absorption entsprechend der partiellen Überlagerung der beiden Resonanzniveaus festgestellt. Die Absorption verdoppelt sich, sobald sich zwischen Jodabsorber und Silberindikator eine Paraffinschicht von 3 mm befindet und sinkt bei Vergrößerung dieser Schicht langsam ab. Umgekehrt wird die absorbierende Wirkung einer Silberplatte auf einen Jodindikator durch Zwischenschaltung des Paraffins sofort so stark erniedrigt, dass sie von der gleichen Grössenordnung wie die Versuchsfehler wird.

Aus diesen Kurven muss geschlossen werden, dass die Energie von  $\text{RN}(\text{J})$  grösser als die von  $\text{RN}(\text{Ag}_{22''})$  ist. Die Ausführung einfacher Absorptionsmessungen gestattet es, unter Verwendung dieser Beziehung die relative Lage anderer Resonanzniveaus zu ermitteln. Man findet:

$$\begin{aligned} \text{RN}(\text{Br}_{18'}) > \text{RN}(\text{J}) > \text{RN}(\text{Ag}_{22''}) > \text{RN}(\text{Rh}) \sim \text{RN}(\text{Ir}) \\ & \sim \text{RN}(\text{In}) > kT. \end{aligned} \quad (1)$$

*FRISCH* und *PLACZEK*<sup>18</sup>) haben gezeigt, dass auf Grund theoretischer Überlegungen anzunehmen ist, dass der Wirkungsquerschnitt von Bor für Neutronenabsorption ( $\sigma_B$ ) in einem viel grösseren Bereich als dem der thermischen Neutronen umgekehrt

proportional zur Geschwindigkeit der Neutronen ist\*). Sie schlugen vor diese Gesetzmässigkeit, unter Verwendung des Wertes von  $\sigma_B$  für Neutronen thermischer Energie als Bezugspunkt, zur Bestimmung der Absolutwerte der Energien der Resonanzniveaus auszunützen.

Da die Energien der Resonanzniveaus noch sämtliche unbekannt sind, hat man kein Mittel um diese Annahme experimentell zu prüfen. Wir glauben aber experimentelle Resultate angeben zu können, die die Gültigkeit des  $1/v$  Gesetzes immerhin plausibel machen.

Die Kenntnis der Reihe (1) ermöglicht es qualitativ den Gang des Wirkungsquerschnittes von Bor mit der Energie zu bestimmen. Zu diesem Zweck muss nur die Absorption von Bor unter Verwendung der einzelnen Elemente dieser Reihe als Indikatoren bestimmt werden. (Dies geschieht unter Zwischenschaltung eines Cadmiumfilters, damit Neutronen thermischer Geschwindigkeit nicht registriert werden. Die Bestimmung der Absorption für thermische Neutronen erfolgt durch Ausführung der Messung mit und ohne Cadmium und Differenzbildung.) Die Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst, es ist nicht  $\sigma_B$  sondern  $\mu_B$ , der Massenkoeffizient, der  $\sigma_B$  proportional ist, angegeben. Wir sehen, dass  $\mu_B$  in dem ganzen zugänglichen Energiebereich mit steigender Neutronenenergie fällt. Man ist also sicher, dass in diesem Gebiet keine groben Diskontinuitäten vorkommen. Unter diesen Umständen ist eine andere Gesetzmässigkeit, als  $\sigma_B = \text{const. } 1/v$  zwar nicht auszuschliessen aber wenig wahrscheinlich. Die Absolutwerte für die Neutronenenergien zu denen man unter Annahme des  $1/v$  Gesetzes für Bor gelangt sind in der letzten Reihe der Tabelle angegeben.

---

\*) Der intermediär gebildete angeregte Kern  ${}^1_0B$  muss eine sehr kurze Lebensdauer haben. (Dies folgt aus der hohen Anregung und relativ kleinen Coulombkraft. Es kommt hinzu, dass die Anregungsenergie sich nicht, wie bei schwereren Kernen auf eine grössere Anzahl von Elementarpartikeln verteilen kann.) Infolge seiner kurzen Lebensdauer muss das angeregte Niveau aber eine sehr grosse Breite haben. Die Absorptionswahrscheinlichkeit muss dann über einen relativ grossen Bereich der Neutronenenergie konstant sein. Die experimentell beobachtete Grösse ist aber nicht die Absorptionswahrscheinlichkeit  $W$ , sondern der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ ;  $\sigma$  ist proportional zu dem Produkt aus  $W$  und der Zeit, die sich ein Neutron im Kerngebiet aufhält, diese ist umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit  $v$ . In dem Bereich in dem  $W$  konstant ist, erhalten wir also tatsächlich

$$\sigma = \text{const. } 1/v. \quad (2)$$



Neutronenenergie <i>RN</i> von	$\mu_B$	Energie Volt
Br <sub>18'</sub>	0,35	300
J	0,7	75
Ag <sub>22''</sub>	3,4	3
Rh <sub>45''</sub>	6,3	1
therm. Energ.	30	0,04

Die Tatsache, dass Neutronen von wenigen Volt Geschwindigkeit selektiv absorbiert werden, ist nach der Theorie von BOHR<sup>19)</sup> folgendermassen zu verstehen. Das Neutron wird von einem Kern  ${}^m_z A$  eingefangen und es wird der Kern  ${}^{m+1}_z A$  gebildet. Dieser Kern kann angeregt werden, und zwar auf diskrete Energieniveaus, die einen gewissen Abstand voneinander haben. Wenn durch Neutronenanlagerung der Kern  ${}^{m+1}_z A$  gebildet wird, muss der Massendefekt des Neutrons im Kern in Form eines  $\gamma$  Quants abgegeben werden. Der Kern  ${}^{m+1}_z A$  entsteht also angeregt. Nun entspricht der Energiebetrag des Massendefektes im allgemeinen nicht zufällig der Energie eines Niveaus des künftigen Kernes. Daher wird das Neutron bevorzugt absorbiert, wenn es gerade eine so grosse kinetische Energie hat, dass die Summe

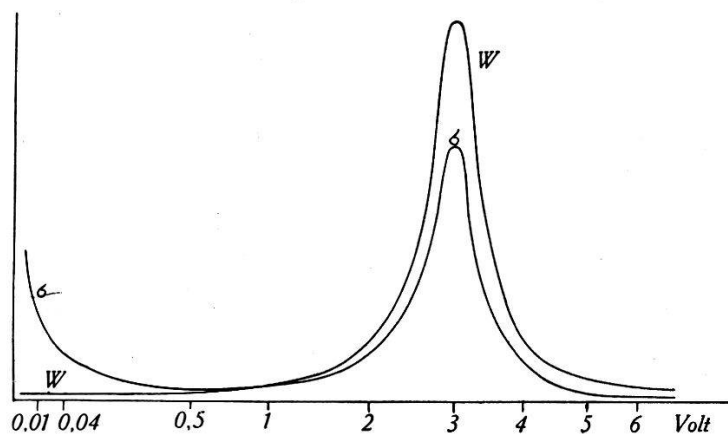


Fig. 4.

aus dem Massendefekt und der kinetischen Energie des Neutrons gleich der Energie eines Niveaus des Kernes  ${}^{m+1}_z A$  ist. Daher sprechen wir auch von einem Niveau des Kernes  ${}^{m+1}_z A$  und nicht von einem Niveau des Ausgangskernes. Der Abstand der einzelnen Niveaus nimmt nach den Vorstellungen von BOHR gegen höhere Energiebeträge ab. Im Gebiet der Energiebeträge die den Massendefekten des Neutrons in mittelschweren Elementen entsprechen, ist ihr Abstand auf die Grössenordnung von 10 bis 100 Volt gesunken und daher die kinetische Energie, die das Neutron haben muss, um in ein solches Niveau absorbiert zu werden, auf einen Betrag dieser Grössenordnung. Da der auf das Neutron mit der Geschwindigkeit Null bezogene, Massendefekt konstant ist, verfügt man über eine ideale Kompensationsmethode: Messungen, die sich im Bereich einiger Volt abspielen, geben Aufschluss über Form und Breite von Kernniveaus, deren Energie mehrere Millionen Volt beträgt.

Da die Kernniveaus eine gewisse Breite haben, ist auch die Energie des Neutrons für diese Resonanzvorgänge nicht scharf definiert. Selbst ein Neutron thermischer Geschwindigkeit kann noch — allerdings mit stark verminderter Wahrscheinlichkeit — ein Niveau erreichen, das einige Volt über dem Massen-

defekt liegt. Wie oben auseinandergesetzt wurde, erhält man den Wirkungsquerschnitt durch die Multiplikation der Absorptionswahrscheinlichkeit mit der reziproken Neutronengeschwindigkeit. In Fig. 4 ist gezeigt, dass dabei für ein Niveau, das bei drei Volt liegt und bei thermischer Energie eine sehr kleine *Wahrscheinlichkeit* für die Neutroneneinfangung zeigt, trotzdem ein grosser Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen erhalten wird. Wir erhalten so zwei Gebiete hohen Wirkungsquerschnittes, von denen das bei thermischer Energie für jedes Element existiert, das ein Resonanzniveau für Neutronenabsorption hat

Die Kurve für  $W$  wurde nach einer Formel von BREIT und WIGNER<sup>20)</sup> für eine Breite von 0,5 Volt gerechnet. Man erhält den Wirkungsquerschnitt im thermischen Gebiet proportional zu  $1/v$ , im Einklang mit den experimentellen Resultaten. Die Form der Kurve in der Gegend des selektiven Maximums konnten wir neuerdings qualitativ verfolgen: Die Absorption eines Elements für seine eigene Resonanzstrahlung folgt nicht einem Exponentialgesetz. Die Abweichungen (die auch auf das Vorhandensein zweier Niveaus in einem Element zurückzuführen sein können<sup>6)</sup>) lassen sich im Falle von R. N. (Rh 45'') und R. N. (J) durch Selbstumkehr der Linie erklären. Aus dem Betrag der Selbstumkehr konnte auf starken Abfall des Wirkungsquerschnittes zu beiden Seiten des Maximums geschlossen werden<sup>21)</sup>.

Die Tatsache, dass die Resonanzniveaus der bis jetzt untersuchten Elemente sich meist nur wenig überdecken, zeigt, dass sie relativ kleine Breiten haben müssen. Im Falle von Rn(Ag<sub>22</sub>''), kann mit einer einfachen Versuchsanordnung die Breite gemessen werden. Die Frage nach der Breite eines Neutronenniveaus ist nämlich identisch mit der Frage, welcher Bruchteil aller Neutronen einmal auf seinem Diffusionsweg durch Paraffin dem Energiebereich dieses Niveaus angehört. Wie bereits gesagt verliert ein Neutron bei einem Zusammenstoss mit einem freien Proton im Mittel die Hälfte seiner Energie. Die Neutronen durchlaufen also das Energiespektrum keineswegs kontinuierlich sondern sie überspringen grosse Gebiete. Daher ist es nicht unbedingt nötig, dass jedes Neutron einmal in den Energiebereich eines bestimmten Niveaus fällt. Das wird nur dann der Fall sein, wenn die Breite des Niveaus mindestens gleich seiner halben Energie ist. Ist die Breite jedoch kleiner, allgemein gleich  $E/2n$ , so wird im Mittel nur jedes  $n$ te Neutron einmal in den Energiebereich des Niveaus hineingebremst werden. Im Falle von Ag<sub>22</sub>'' ist eine Bestimmung von  $n$  auf folgende Weise gelungen: Eine Rn + Be Quelle befindet sich am Boden eines Becherglases. Das Glas wird abwechselnd mit einer Lösung von AgNO<sub>3</sub> (1 gr/cm<sup>3</sup>) und einer äquivalenten Salpetersäure gefüllt. Auf einem Cadmiumfilter, das das Glas zudeckt, befinden sich ein Rhodium- und ein Silberindikator. Die schnellen Neutronen der Quelle werden auf ihrem Weg durch die wässrigen Lösungen durch Zusammenstösse mit Protonen gebremst. Sobald aber ein Neutron in der Silbernitratlösung in den Energiebereich des Silberresonanzniveaus gelangt besteht

grosse Wahrscheinlichkeit, dass es durch ein Silberatom absorbiert wird, bevor es durch Zusammenstoss mit einem Proton aus dem Bereich des Silberniveaus herausgebremst wird. Diese Wahrscheinlichkeit lässt sich durch Vergleich der über den beiden Lösungen erhaltenen Aktivierungen des Silberindikators bestimmen. Es zeigt sich, dass die Intensität über der Silbernitratlösung nur 46% der über der Salpetersäure erhaltenen beträgt. Da die freie Weglänge der Silberresonanzneutronen klein gegen die Dimensionen des Becherglases ist, sagt uns dieses Experiment, dass überall, wo in der Silberlösung ein Neutron in das Gebiet von  $\text{Ag}_{22''}$  hineingebremst wird, 54% Wahrscheinlichkeit besteht, dass es absorbiert wird, bevor es aus diesem Gebiet hinausgebremst wird. Die Silberlösung wirkt also wie eine Falle und Neutronen deren Energie kleiner ist als die von  $\text{RN}(\text{Ag}_{22''})$  müssen in der Silberlösung gleichfalls in schwächerer Intensität vorhanden sein als in der Salpetersäure. Der Verarmungsgrad ist aber nicht notwendig der gleiche. Dies wäre vielmehr nur dann der Fall, wenn jedes Neutron einmal dem Silbergebiet angehören würde. Wenn also  $b$ , die Breite des Niveaus, grösser oder gleich  $E/2$ , der halben Energie des Niveaus wäre. Nun zeigt sich, dass die Intensität von  $\text{RN}(\text{Rh}_{45''})$  in der Silberlösung nur um 16% schwächer ist, als in der Salpetersäure. Die Breite des Silberresonanzniveaus ist danach erheblich kleiner als  $E/2$ . Wie sich leicht zeigen lässt ist

$$b = \frac{\log(1 - A_{\text{Ag}})}{\log(1 - A_{\text{Rh}})} \cdot \frac{E}{2} = 0,4 \text{ Volt.}$$

Wobei  $A_{\text{Rh}}$  und  $A_{\text{Ag}}$  die Schwächungen von  $\text{RN}(\text{Ag}_{22''})$  bzw.  $\text{RN}(\text{Rh}_{45''})$  in der Silbernitratlösung sind.

Wir erhalten also für ein Kernniveau eine Breite von nur 0,4 Volt. Aus dem früher Gesagten geht hervor, dass dies zugleich die Breite des  $\gamma$ -Strahles ist, der bei der Einfangung des Neutrons ausgestrahlt wird. Die Energie dieses  $\gamma$ -Quants ist sicher grösser als  $5 \cdot 10^6$  Volt. Der der Ausstrahlung des  $\gamma$ -Strahles vorausgehende angeregte Zustand hat, entsprechend der Linienbreite von 0,4 Volt, eine Lebensdauer von ungefähr  $10^{-15}$  Sekunden.

Wir haben das Bedürfnis Herrn und Frau JOLIOT-CURIE für das liebenswürdige Interesse, das sie unserer Arbeit entgegenbrachten und Herrn Prof. Dr. A. DEBIERNE für die Erlaubnis, die Versuche in seinem Laboratorium auszuführen, zu danken. Wir sind auch der Fondation Carnegie-Curie zu grossem Dank verpflichtet, die uns beiden ein Stipendium gewährte.

*Literatur.*

- 1) E. FERMI, E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, F. RASETTI, E. SEGRÈ, Proc. Roy. Soc. A. **146**, 483, 1934.
- 2) E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, E. FERMI, B. PONTECORVO, F. RASETTI, E. SEGRÈ, Proc. Roy. Soc. A. **149**, 522, 1935.
- 3) G. C. WICK, Phys. Rev. **49**, 192, 1936.
- 4) D. E. LEA, Nature **133**, 24, 1934; R. FLEISCHMANN, ZS. f. Phys. **97**, 242, 1935.
- 5) T. BJERGE, C. H. WESTCOTT, Proc. Roy. Soc. A. **150**, 709, 1935; J. R. TILLMANN, P. B. MOON, Nature **136**, 66, 1935.
- 6) E. FERMI, E. AMALDI, La Ricerca scientif. **2**, 443, 1935.
- 7) L. SZILARD, Nature **136**, 950, 1935.
- 8) P. PREISWERK, H. v. HALBAN jun., Nature **136**, 1027, 1935.
- 9) P. B. MOON, J. R. TILLMANN, Nature **135**, 904, 1935.
- 10) E. AMALDI, E. FERMI, La Ricerca scientif. **2**, 346, 1936.
- 11) J. R. DUNNING, G. B. PEGRAM, G. A. FINK, D. P. MITSHELL, Phys. Rev. **48**, 265, 1935.
- 12) F. RASETTI, E. SEGRÈ, G. FINK, J. R. DUNNING, G. B. PEGRAM, Phys. Rev. **49**, 104, 1936.
- 13) C. H. WESTCOTT, T. BJERGE, Proc. Camb. Phil. Soc. **31**, 145, 1935.
- 14) H. v. HALBAN jun., P. PREISWERK, Nature **136**, 951, 1935.
- 15) E. FERMI, E. AMALDI, La Ricerca scientif. **2**, 544, 1935.
- 16) H. v. HALBAN jun., P. PREISWERK, C. R. **202**, 133, 1936.
- 17) P. PREISWERK, H. v. HALBAN jun., C. R. **202**, 849, 1936.
- 18) O. R. FRISCH, G. PLACZEK, Nature **137**, 357, 1936.
- 19) N. BOHR, Nature **137**, 344, 1936.
- 20) G. BREIT und E. WIGNER, Phys. Rev. **49**, 519, 1936.
- 21) P. PREISWERK und H. v. HALBAN, Nature im Druck.

**Ein stabilisiertes Netzanschlussgerät für Zählrohre**

von E. BALDINGER (E. T. H., Zürich).

Es wurde ein Netzanschlussgerät entwickelt, welches eine leicht einstellbare, (durch Drehen eines Knopfes) konstante Gleichspannung von der Grössenordnung 1500 V liefert. Das Gerät ist praktisch nicht belastbar und dann geeignet, wenn nur eine konstante Spannungsquelle verlangt wird, wie dies z. B. bei Zählrohren der Fall ist. Fig. 1 zeigt das Schema der Anordnung:

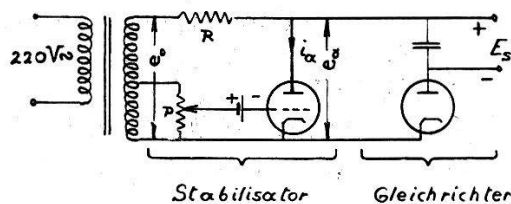


Fig. 1.

Sobald die Steuerspannung der Triode positiv wird, setzt der Anodenstrom ein, es entsteht ein Spannungsabfall am Widerstand  $R$ . Weil das Gitter mit steigender Transformatorspannung  $e_0$

positiver wird, kann dieser Spannungsabfall grösser sein als die Zunahme der Spannung  $e_0$ , d. h. die Anodenspannung  $e_a$  sinkt mit wachsendem Strom. In Fig. 2 sind Transformator- und Anodenspannung als Funktion der Zeit aufgetragen.

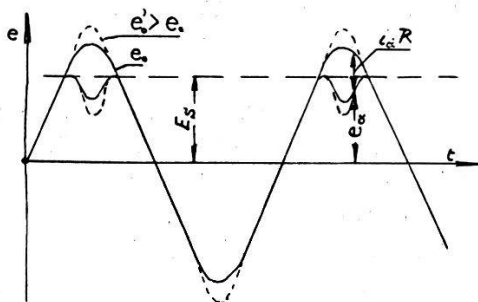


Fig. 2.

Es entstehen Spannungsspitzen konstanter Höhe  $E_s$  auf die der Kondensator über die Ventilröhre aufgeladen wird. Diese stabilisierte Gleichspannung lässt sich mit Hilfe des Potentiometers  $P$  ändern.

Die bei der praktischen Ausführung verwendeten Schaltelemente sind in Fig. 3 wiedergegeben.

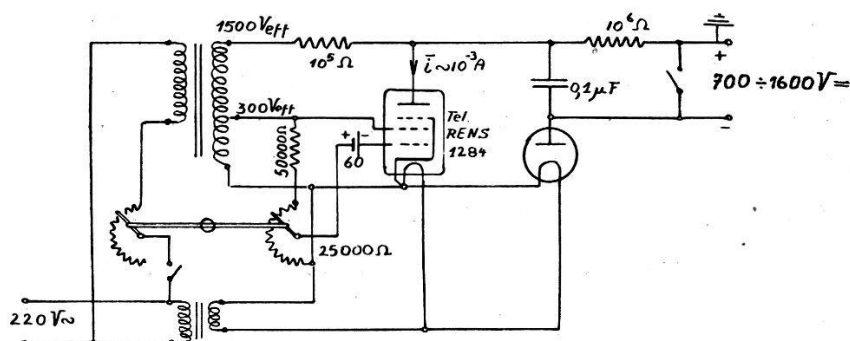


Fig. 3.

Schwankt die Netzspannung um 10%, so ändert sich die stabilisierte Gleichspannung nur um ca. 4/100.

### Demonstration des Funkenzählers

von H. GREINACHER (Bern).

Es wurde ein fertiges Gerät mit Wechselstromanschluss zum akustischen Nachweis von Korpuskeln und Photonen vorgeführt. Eine ausführliche Mitteilung über diesen ohne Verstärkereinrichtung arbeitenden Funkenzähler wird demnächst erscheinen. Über Prinzip und Wirkungsweise siehe auch H.P.A. 7 (1934) 360 und 514; 8 (1935) 89 und 265.

**Über das Elektronenspektrum des Selendibromid-Dampfes**

von M. WEHRLI (Basel).

Kürzlich sind in einer Arbeit<sup>1)</sup> die Absorptionsspektren der Dämpfe von  $\text{TeCl}_2$  und  $\text{TeBr}_2$  ausführlich untersucht worden. An Hand des Chlor-Isotopeneffektes konnte die Linearität des  $\text{TeCl}_2$ -Moleküls im Grundzustande und im angeregten Zustande nachgewiesen und die Schwingungsanalyse des Spektrums teilweise durchgeführt werden. Bei den Selenhalogeniden sind chemisch keine dreiatomigen Substanzen bekannt. JOST und HATCHER<sup>2)</sup> fanden jedoch mittels Dampfdichtebestimmungen, dass der Dampf über den Substanzen  $\text{SeBr}_4$  und  $\text{Se}_2\text{Br}_2$  im Temperaturgebiete oberhalb  $250^\circ\text{C}$  lediglich dreiatomare  $\text{SeBr}_2$ -Moleküle enthält. Es schien deshalb von Interesse, zu untersuchen, ob dieser Dampf ein dem  $\text{TeBr}_2$ -Spektrum analoges Spektrum aufweist.

Zu diesem Zwecke wird käufliches  $\text{SeBr}_4$  im Hochvakuum in ein entgastes Quarzabsorptionsrohr von 10 cm Länge destilliert, das einen Überschuss von metallischem Selen enthält. Beim Erhitzen des Gemisches im abgeschmolzenen, evakuierten Rohr bildet sich das  $\text{Se}_2\text{Br}_2$ , eine dunkelrote Flüssigkeit. Wie üblich<sup>1)</sup> lassen sich bei der spektroskopischen Untersuchung die mittels Thermoelementen gemessenen Temperaturen an der Substanz  $t_S$  und am Rohre  $t_R$  unabhängig voneinander regulieren. Bei  $t_S = 130^\circ\text{C}$  und  $t_R = 170^\circ\text{C}$  erscheinen im Grünblauen schwache, diffuse, kantenlose Banden, die bei  $t_S = 165^\circ$  und  $t_R = 170^\circ\text{C}$  am besten sichtbar sind. Die okular am Hilgerspektrometer gemessenen Wellenlängen werden in Tabelle 1 angeführt. Die Differenzen der Wellenzahlen erweisen sich innerhalb der Messgenauigkeit als konstant. Es handelt sich bei dem Spektrum um ein Fluktuationsspektrum oder um ein diskretes Bandenspektrum mit starker Prädissoziation des angeregten Zustandes. Die Lage des Spektrums entspricht der Lage des  $\text{TeBr}_2$ -Spektrums, so dass es sich sehr wohl um das gesuchte, analoge Spektrum des  $\text{SeBr}_2$  handeln kann. Erhöht man den Dampfdruck, so wird das Spektrum von einem Kontinuum überdeckt, welches vom Blauen her gegen längere Wellen vorrückt. Lässt man den Dampfdruck konstant ( $t_S = 165^\circ\text{C}$ ) und steigert die Rohrtemperatur  $t_R$  bis  $415^\circ$ , so rückt das Kontinuum entsprechend der stärkeren Besetzung höherer Schwingungsterme des Grundzustandes ebenfalls gegen das Rote vor und verdeckt das Bandenspektrum. In Überein-

<sup>1)</sup> M. WEHRLI, *Helv. Phys. Acta* **9**, 208, 1936.

<sup>2)</sup> D. JOST und J. HATCHER, *Journ. Amer. Chem. Soc.* **53**, 2549, 1931.

stimmung mit JOST und HATCHER findet eine termische Dissoziation unter Abspaltung von Brom bis  $415^{\circ}$  nicht statt, da keine Spur des  $\text{Br}_2$ -Spektrums beobachtet werden kann. Dagegen tritt das  $\text{Br}_2$ -Spektrum schon bei  $202^{\circ}$  C stark auf, wenn  $t_S > t_R$ , d. h. wenn eine Destillation der Substanz ins Rohr hinein stattfindet.

Tabelle 1.

Maxima der Absorptionsbanden.

Wellenlänge Å. E.	Wellenzahl $\text{cm}^{-1}$	Differenzen $\text{cm}^{-1}$
5402	18510	
5334	18740	230
5267	18980	240
5205	19210	230
5138*)	19460	250
5075	19700	240
5017	19930	230
4963	20140	210

\*) Stärkste Bande.

Da es weder ein flüssiges noch ein festes  $\text{SeBr}_2$  gibt, muss die Kondensation des  $\text{SeBr}_2$ -dampfes im Rohr nach den Gleichungen:  $2 \text{SeBr}_2 = \text{Se}_2\text{Br}_2 + \text{Br}_2$  oder  $3 \text{SeBr}_2 = \text{SeBr}_4 + \text{Se}_2\text{Br}_2$  erfolgen. Sowohl das spektroskopisch gefundene Auftreten von freiem Brom, als auch die Tatsache, dass bei der Kondensation nie festes  $\text{SeBr}_4$ , sondern nur flüssiges  $\text{Se}_2\text{Br}_2$  beobachtet werden kann, spricht für die erste Reaktion.

### Méthode pour déceler par vision directe la mosaïque ferromagnétique<sup>1)</sup>

par ALB. PERRIER (Lausanne).

On connaît les controverses prolongées auxquelles a donné lieu la question de l'homogénéité ou de la non-homogénéité du cristal ferromagnétique. Ce n'est qu'assez récemment que l'on a cessé de contester l'existence de groupements élémentaires saturés spontanément et indépendamment de tout champ d'origine extérieure (« domaines de Weiss »). Cette question de fait tranchée, il reste à résoudre *expérimentalement* celles de la permanence ou de la variabilité des frontières des groupements, de leur manière de se comporter devant des contraintes d'origine extérieure, cas échéant celle de leurs configurations et dimensions.

<sup>1)</sup> Soc. suisse de Physique, séance du 2 mai 1936 à Zofingue.

L'auteur a proposé<sup>1)</sup> une méthode qui pourra être mise en œuvre aux fins d'accéder à ces buts; le principe en est rapporté ci-après.

Coupons un cristal par un plan de direction quelconque et amenons la face de la coupure au poli du miroir. La structure en question supposée, cette face a la constitution d'une mosaïque au sens usuel du mot (deux dimensions); chacun des éléments est une coupe d'un bloc de l'assemblage spatial. L'observation directe, même avec fort grossissement, ne révèle rien de particulier, puisque tous les grains de la mosaïque sont de nature identique, même quant aux directions (*réticulaires*) de symétrie.

Mais éclairons la face polie par un faisceau de lumière polarisée *rectilignement*. Chacune des facettes va se comporter comme un pôle d'aimant, même si le corps ne manifeste à l'observation macroscopique aucune aimantation. Dès lors, un effet magnétooptique de Kerr doit se manifester dans le pinceau réfléchi par chacune des facettes: la lumière a acquis une *ellipticité* et simultanément son *plan de polarisation a tourné*. D'ailleurs, l'intensité et le sens de chacun de ces effets individuels sont différents, ils croissent suivant des lois connues avec la composante du vecteur  $\mathfrak{J}_w$  (aimantation spontanée) normale à la surface.

Observés simultanément à travers un analyseur, les fragments de la mosaïque superficielle doivent donc trahir leur diversité par des degrés d'extinction différents, suivant les *positions angulaires* de  $\mathfrak{J}_w$ . Et, par manœuvre appropriée de l'analyseur, on doit pouvoir faire varier les éclats relatifs apparents de ces dalles minuscules.

L'intervention d'un champ magnétique de n'importe quelle direction doit affaiblir progressivement les contrastes entre les plages, jusqu'à uniformité complète de pénombre lorsqu'il atteint une intensité suffisante pour amener tout l'échantillon à saturation macroscopique (observable).

La technique à mettre au point pour attaquer expérimentalement le problème pourra tout d'abord se guider par les évaluations suivantes. Ce que l'on a pu présumer jusqu'ici sur la mosaïque ferromagnétique conduit à attribuer aux groupements des dimensions linéaires de l'ordre du  $1/100^e$  de mm.; d'autre part, la rotation par réflexion axiale sur un pôle de fer atteint au plus 21 minutes d'arc, ce qui est déjà dans les limites de *perception* macroscopique d'un polarimètre de bonne qualité. Il faudra donc à la fois observer

---

<sup>1)</sup> Soc. vaudoise des Sc. naturelles, séance du 5 juillet 1933, Bulletin S.V.Sc.-Nat., v. 58, p. 233.



à travers un microscope polarisant de grossissement notable et elever considérablement la sensibilité aux rotations (brillance de la source). Ces conditions ne paraissent pas irréalisables, mais nécessitent pour elles-mêmes une préparation attentive. Il faut en outre compter avec l'incertitude sur les ordres de grandeur et la configuration des groupements; ils pourraient interdire une réflexion régulière, comme aussi rendre insuffisant le pouvoir séparateur de l'instrument de visée.

Mais, semble-t-il, c'est seulement sur la route d'accession à la *vision directe* et la discrimination des groupements élémentaires que se placent ces obstacles. Si, soit à cause d'eux, soit pour cause d'insuffisance d'équipement, on ne pouvait arriver jusqu'aux buts précisés, on pourrait déjà obtenir des résultats importants par la méthode *de moyenne* qui suit.

Soit un faisceau incident *large*, linéairement polarisé; après réflexion sur le miroir ferromagnétique, il est un faisceau complexe comportant autant de pinceaux que de facettes de la mosaïque présumée. Chacun d'eux est caractérisé, ainsi que cela a été justifié plus haut, par une direction de polarisation et une ellipticité particulières. L'effet d'ensemble doit ainsi simuler une lumière *légèrement dépolarisée*. L'on peut du reste accentuer le phénomène par des réflexions multiples, dans une mesure limitée seulement par l'extinction progressive inhérente à chaque réflexion. A toute répartition des directions des vecteurs  $\mathfrak{J}_w$  correspond un *degré de dépolarisation* qui peut en principe être calculé; le degré le plus élevé étant atteint pour la distribution uniforme. Par l'application du calcul aux résultats éventuels de l'expérience, on doit obtenir des données statistiques nettes sur le phénomène élémentaire. Il est clair enfin que des unicristaux ne sont pas indispensables pour l'expérience.

### Méthode simple et de haute sensibilité pour la mesure optique des très petits angles<sup>1)</sup>

par ALB. PERRIER (Lausanne).

*Principe.* — Lorsqu'on se trouve dans l'obligation de mesurer des angles avec grande sensibilité, on doit en général recourir à la méthode classique de Poggendorff (miroir plan et lunette), pour laquelle on a proposé divers perfectionnements ingénieux, mais compliqués ou coûteux (L. WEBER, DU BOIS, PILTSCHIKOFF, GEHLHOFF).

<sup>1)</sup> Soc. suisse de Physique, séance du 2 mai 1936 à Zofingue. V. aussi Soc. vaudoise des Sc. nat., séance du 4 décembre 1935, Bulletin id., v. 59, p. 45 (1936).

Voici le principe d'un procédé à la fois des plus simples et d'une puissance considérablement plus élevée. — Un objet fixe, échelle ou réticule, est éclairé vivement. A l'aide du miroir goniométrique lui-même (il doit être convergent ou rendu convergent par interposition d'un verre de faible puissance), on projette une image réelle de l'objet *directement dans le plan de visée d'un oculaire* muni respectivement ou d'un réticule ou d'une échelle micrométrique. Les rotations du miroir se mesurent alors par les déplacements relatifs lus dans l'oculaire de l'échelle et du réticule. On voit que cette disposition, qui ne constitue ni un microscope ni un télescope, participe à la fois de ces deux instruments: on peut la qualifier de « *télémicroscopique* ». Les conditions de sensibilité qui suivent se justifient sans difficulté.

*Géométriquement*, la sensibilité croît en proportion et de la distance du *miroir à l'oculaire* et de la puissance de ce dernier. La distance focale de l'objectif, et corrélativement la *distance miroir-échelle*, sont indifférentes (inverse des conditions usuelles).

*Physiquement*, la limite de sensibilité est donc assignée exclusivement par celle du pouvoir séparateur de l'objectif, soit par le diamètre du miroir. Cette limite pourra donc être reculée extrêmement loin dans tous les cas où l'inertie du miroir ne doit pas être très faible. Dans l'application usuelle aux galvanomètres et instruments comparables, la limite de sensibilité est fixée seulement par le maximum admissible du moment d'inertie de l'équipage.

*Mise en œuvre.* — Pratiquement, la qualité du miroir est le seul élément essentiel. Sur des galvanomètres déjà en service, équipés avec des miroirs de bonne qualité courante (plans, ou de préférence concaves), de 10—15 mm. de diamètre, on a pu apprécier le  $\frac{1}{50}$  mm. sur échelles à 2 m. Avec des miroirs semblables, mais d'excellente qualité,  $\frac{1}{100}$  mm. serait la limite extrême de perception. Pour la comparaison, on se rappellera que la limite usuelle des rotations perceptibles à l'aide d'un spot sur échelle dépolie est de 20—30 secondes d'arc, de quelque 10'' à l'aide d'une bonne lunette; tandis que les chiffres obtenus ci-dessus correspondent à peu près à 2'' et 1''.

Ainsi, on peut sans difficulté et sans frais sensibles *quintupler* la sensibilité de galvanomètres existants, la *décupler* même si l'on dispose de très bons miroirs. Cela signifie par exemple que, s'il s'agit de bons instruments, on peut atteindre déjà *en lecture directe* leur limite d'emploi assignée par les fluctuations browniennes.

Mais, lorsqu'on est libéré de l'entrave de l'inertie, on peut faire appel à des miroirs d'épaisseurs et de diamètres plus élevés

et dont la perfection de taille peut être bien supérieure. C'est ainsi qu'avec un petit miroir de télescope diaphragmé à 25 mm., on a observé encore 4 miroirs sur échelle à 1,20 m., soit une rotation de l'ordre du  $\frac{1}{3}$  de seconde d'arc.

*Particularités pratiques.* — On peut faire usage à peu près de n'importe quel *oculaire de microscope*; dans ce cas, de petites échelles sur verre, divisées directement en cinquièmes ou en dixièmes de mm. sont avantageuses<sup>1)</sup>. Pour des usages balistiques notamment, la projection d'un réticule éclairé dans un oculaire à échelle micrométrique est préférable.

Le *champ* entier de l'oculaire est utilisé, ce qui n'est pas le cas avec les lunettes.

N'importe quelle lampe convient à l'*éclairage* de l'échelle ou du réticule.

Les *trépidations* de l'oculaire sont beaucoup moins gênantes qu'avec la lunette.

Ces remarques montrent la souplesse et les avantages du procédé. On peut l'appliquer aux mesures les plus diverses et dans des laboratoires même modestement équipés.

#### Au sujet de soi-disant «phénomènes radioactifs de second ordre et d'origine artificielle» signalés par Reboul

par W. EICHENBERGER (Neuchâtel).

Reboul a signalé<sup>2)</sup> que certaines substances (papiers, ébonite, paraffine...), exposées au rayonnement d'une cellule semi-conductrice, acquièrent la propriété d'impressionner la plaque photographique et d'ioniser l'air environnant. Il a conclu à une sorte de radioactivité artificielle; les radiations émises par les corps «activés» seraient les raies *K* et *L* de l'oxygène, du carbone et de l'azote (de 23,8 à 358 Å). Ces phénomènes paraissaient intéressants. Nous nous sommes proposés d'en compléter l'étude.

Nous avons immédiatement constaté que certaines particularités de ces phénomènes s'accordaient mal avec l'interprétation proposée (par ex. action photographique sur des plaques usuelles, action du vide sur les papiers «activés»). Nous avons répété les expériences effectuées par Reboul et obtenu des résultats identiques aux siens. Il n'a pas été possible de mettre en évidence l'existence d'une éventuelle luminescence visible. Les lois de

<sup>1)</sup> P. ex. les modèles pour cathétomètres de la S. A. Henri Wild à Heerbrugg (Suisse).

<sup>2)</sup> J. de Phys. VII, 4, 73, 1933.

variation de l'activité en fonction de diverses variables (durée d'action de la cellule, temps, température) ont été établies. Nous avons constaté que certaines plaques (Agfa-Isochrom) ne sont pas impressionnées par des papiers «activés» et, d'autre part, que les substances «activées» ne provoquent pas l'ionisation de l'air environnant. Des essais d'«activation» portant sur un grand nombre de substances de diverses natures, ont montré: 1) que tous les isolants ne s'activent pas (contrairement à ce que pensait Reboul), 2) que les substances qui donnent lieu aux actions les plus intenses sont des substances organiques, d'origine animale ou végétale.

Nous avons constaté la formation d'ozone, pendant le fonctionnement des cellules. D'autres faits encore engageaient à penser que ce gaz était la cause de l'«activation» et que les actions photographiques observées étaient des actions chimiques. Nous avons pu nous en assurer en «activant» du papier au moyen d'ozone produit: 1) par un ozoneur à effluves, 2) par oxydation de phosphore, 3) sous l'action des rayons ultra-violetts de la lampe à mercure. Des essais d'«activation» réalisés au moyen de l'ozoneur à effluves, dans l'azote et l'hydrogène purs, n'ont plus permis de constater d'«activation». Nous avons en outre constaté qu'un courant d'air, passant entre un papier «activé» et une plaque photographique (placée à 4 mm.), entraînait l'action photographique.

Ces observations et nos renseignements bibliographiques<sup>1)</sup> nous ont incités à interpréter ces phénomènes comme suit: L'ozone produit par les cellules en fonctionnement donne lieu à la formation d'ozonides à la surface des corps à «activer» (pour la plupart substances organiques pouvant présenter un caractère non saturé). Ces ozonides sont ensuite décomposés par l'humidité de l'air avec formation d'eau oxygénée qui agit sur la plaque photographique (Effet Russel). On constate que l'action de l'eau oxygénée permet d'observer des phénomènes d'«ombres portées» sur la plaque photographique analogues à ceux que produisent des papiers «activés» à l'aide de cellules. Nous avons pu mettre très nettement en évidence l'action de l'humidité de l'air sur la «désactivation». Cela confirmait notre interprétation qui permet, d'ailleurs, d'expliquer une foule de particularités des phénomènes étudiés.

Reboul a signalé d'autres phénomènes qu'il interprète en admettant l'émission d'un rayonnement mou: «Emission d'un

<sup>1)</sup> PASCAL, «Traité de chimie minérale», I.

rayonnement par certains métaux<sup>1)</sup> et «Emission d'un rayonnement peu pénétrant par les diélectriques électrisés<sup>2)</sup>». Nous les interprétons en admettant la formation d'eau oxygénée.

Ce travail fera l'objet d'une prochaine publication in extenso dans les H.P.A.

---

### **Über Versuche zur Theorie von Raman und Nagendra Nath über die Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen**

von R. BÄR (Zürich, Universität).

Es werden Versuche beschrieben zur Festlegung der Grenzen, innerhalb welcher die neue Raman-Nath'sche Theorie der Lichtbeugung an Ultraschallwellen gültig ist. Diese Versuche zeigen, dass die Theorie bei der Schallfrequenz 1500 kHz so genau gilt, als die Prüfung mit Hilfe der hier verwendeten photographischen Methode (ohne Ausphotometrieren) durchführbar ist. Die Theorie stellt daher in dem Frequenzgebiet zwischen 1000 und 2000 kHz einen überaus grossen Fortschritt dar und gestattet wahrscheinlich mannigfache Anwendungen. Die bei der Frequenz 7500 kHz angestellten Versuche, insbesondere die bei schiefer Inzidenz des Lichtes auftretende asymmetrische Verteilung der Lichtintensität auf die Beugungsspektren, zeigen dagegen, dass die Theorie für diese Frequenz nur noch qualitative Geltung hat. (Ausführlich erschienen in *Helv. Phys. Acta* **9**, 265, 1936.)

---

### **Über die Lichtbeugung an Ultraschallwellen in Luft**

von R. BÄR (Zürich, Universität).

Früher von TAWIL und von POHLMANN veröffentlichte Photographien stehender Ultraschallwellen in Luft stellen keine Schlierenaufnahmen dar, wie dies beide Autoren annehmen, sondern sind optische Abbildungen im Sinne der Abbeschen Theorie. Die Beugungsspektren, durch deren Überlagerung diese Abbildung zustande kommt, lassen sich leicht nachweisen. (Erscheint ausführlich in den *Helv. Phys. Acta*.)

---

<sup>1)</sup> C. R. **196**, 1596, 1933.

<sup>2)</sup> J. de Phys. VII, **5**, 329, 1934.

**Théorie mathématique de la diffraction de la lumière par les ultra-sons**

par G. WANNIER et R. EXTERMANN (Genève).

Nous avons complété les théories existantes de la diffraction de la lumière par les ultra-sons de façon à obtenir les fréquences et les intensités des raies diffractées. Nous avons appliqué à cet effet la méthode d'Ewald, qui consiste à décomposer le phénomène en ondes planes. Pour l'une des deux polarisations, l'équation de départ est

$$\Delta E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\varepsilon E)}{\partial t^2}$$

$E$  étant la grandeur du vecteur électrique, et

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + 2 \varepsilon_1 \cos (b y - \nu t)$$

où  $\varepsilon_0$  signifie la constante diélectrique du milieu,  $\varepsilon_1$  sa modulation par l'effet des ultra-sons,  $y$  la direction des ultrasons,  $b$  leur vecteur d'onde et  $\nu$  leur fréquence.

Si on suppose que la solution de l'équation de départ peut s'écrire comme une superposition d'ondes planes

$$E = \sum_n E_n \cos (\vec{k}_n \cdot \vec{r} - \omega_n t)$$

on trouve ceci: Avec un vecteur d'onde  $\vec{k}_0$  et une fréquence  $\omega_0$  donnés, il apparaît en même temps d'autres ondes dont le vecteur d'onde et la fréquence sont donnés par:

$$\begin{cases} \vec{k}_n = \vec{k}_0 + n \vec{b} \\ \omega_n = \omega_0 + n \nu \end{cases}$$

Ces relations sont analogues aux relations de Laue, bien connues dans la théorie des rayons X. Nous appelons un tel ensemble d'ondes planes une suite de Laue, et  $n$  l'ordre de l'onde. Pour le calcul des intensités,  $\nu$  peut être négligée devant  $\omega$ , et on peut alors calculer les  $E_n$  d'une suite. Si la lumière incidente est normale à la direction des ultra-sons, on trouve la formule de récurrence

$$(x - n^2) E_n + \theta (E_{n-1} + E_{n+1}) = 0 \quad E_{-n} = E_{+n}$$

où

$$x = \frac{k^2 \varepsilon_0 - k_0^2}{b^2} \quad \theta = \frac{\varepsilon_1 k^2}{b^2}$$

Pour déterminer complètement une suite de Laue, il faut encore déterminer le vecteur  $\vec{k}_0$  dont on est parti, et qui est contenu

dans  $x$ .  $x$  a un spectre discret de valeurs possibles  $x^{(0)} x^{(1)} x^{(2)} \dots$ .  
Ce sont les racines du déterminant

$$\begin{vmatrix} -x & -2\theta & 0 & 0 & 0 & \cdot \\ -\theta & 1-x & -\theta & 0 & 0 & \cdot \\ 0 & -\frac{\theta}{4} & 1-\frac{x}{4} & -\frac{\theta}{4} & 0 & \cdot \\ 0 & 0 & -\frac{\theta}{9} & 1-\frac{x}{9} & -\frac{\theta}{9} & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{\theta}{16} & 1-\frac{x}{16} & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{vmatrix} = 0$$

Si  $\theta$  est petit, on peut résoudre analytiquement le problème, comme la montré BRILLOUIN<sup>1)</sup>. Si  $\theta$  vaut quelques unités, ce qui correspond aux expériences, il faut recourir à des méthodes numériques.

Ce calcul nous fournit donc autant de suites de Laue qu'il y a de valeurs de  $x$ , c'est-à-dire une infinité. Comme nous supposons qu'à l'entrée une seule onde plane tombe perpendiculairement sur les ultra-sons, les conditions aux limites nous obligent à superposer ces suites de Laue de façon à retrouver cette onde plane.

De cette façon, on obtient les amplitudes de toutes les ondes et on peut les faire interférer. Toutes les ondes d'ordre  $n$  se réunissent à la sortie pour donner la raie d'ordre  $n$  observée. Si nous appelons son amplitude  $S_n$  nous trouvons:

$$S_n = \sum_{\nu} E_{n\nu} e^{-i x^{(\nu)} D}$$

avec

$$D = \frac{1}{2} \frac{b^2 d}{k \sqrt{\epsilon_0}}$$

où  $d$  signifie l'épaisseur de la couche des ultra-sons,  $x^{(\nu)}$  la  $\nu$ ème racine du déterminant.

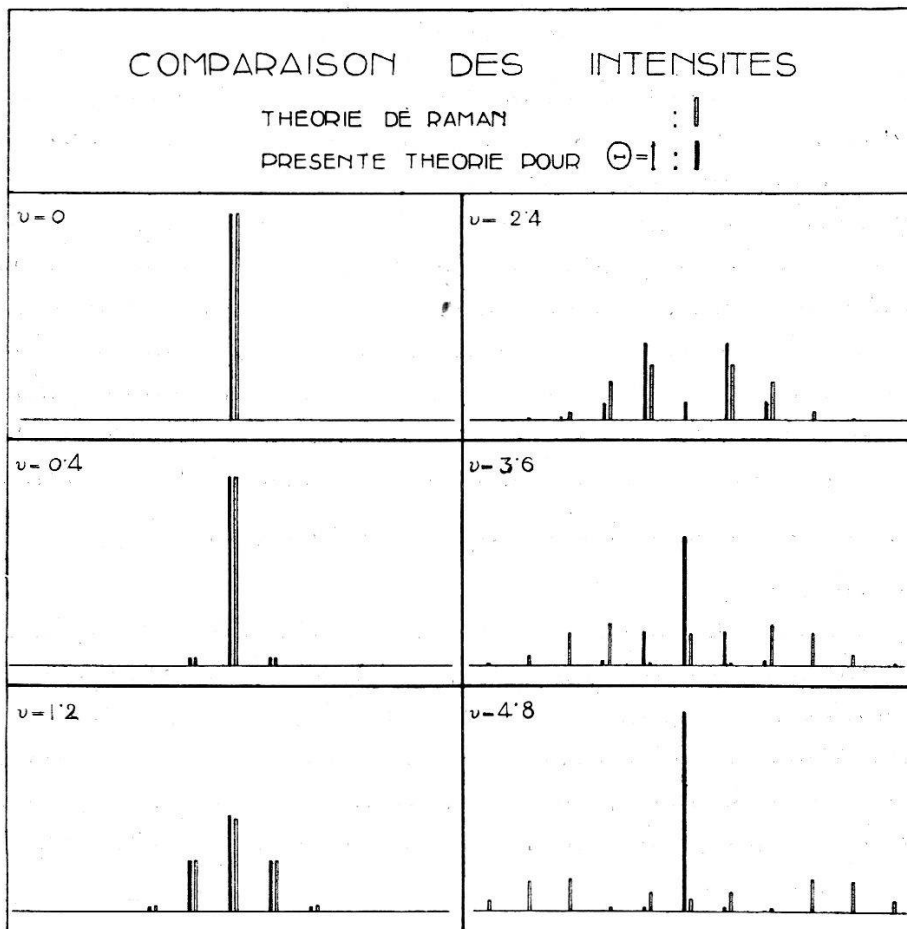
Les résultats de nos calculs pour  $\theta = 1$  sont contenus dans la figure, dans laquelle les intensités des différents ordres sont dessinées en abscisses. Les lignes claires représentent les intensités calculées par la théorie de RAMAN et NATH<sup>2)</sup>.

Nous avons pu montrer que les lignes de RAMAN et NATH

<sup>1)</sup> L. BRILLOUIN, La Diffraction de la lumière par des Ultra-sons. Actualités scientifiques et industrielles, Hermann, Paris. 1933.

<sup>2)</sup> C. V. RAMAN et NAGENDRA NATH, Proc. Ind. Acad. of Science, **2**, 1935, 406.

sont justes pour  $D^2 \theta < \frac{1}{2}$ . Au-dessus de cette limite, le nombre de raies qui apparaissent est moindre que celui qu'ils prévoient.



Avec les données suivantes

$$\varepsilon_0 = 2,5; \varepsilon_1 = 10^{-4}; \lambda = \frac{2\pi}{k} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm.}; A = \frac{2\pi}{b} = 10^{-2} \text{ cm.}$$

on trouve:

$$\theta = 4; D = d$$

et on voit que la théorie de RAMAN et NATH ne donnera des résultats à peu près exacts que si l'épaisseur de la couche d'ultrasons traversée par la lumière est plus petite que 3,5 mm. Ces calculs montrent que dans les conditions expérimentales ordinaires la méthode de RAMAN et NATH n'est pas employable.

#### A propos du classement des masses atomiques

par A. JAQUEROD (Neuchâtel).

Cette communication forme un complément au travail publié en 1934 par l'auteur, dans les H.P.A. (vol. VII p. 368). On y montrait qu'on obtient un classement intéressant en portant sur



un graphique le défaut de masse  $\Delta m$  en fonction du nombre de masse  $n$ ,  $\Delta m$  étant calculé par

$$\Delta m = nH^1 - A. \quad (1)$$

$H^1$  est la masse de l'atome d'Hydrogène;  $A$  la masse atomique de l'élément. Les points se placent suivant une succession de 3 droites dénommées (1), (2) et (3).

De nouvelles données, publiées depuis, basées sur des déterminations au spectrographe de masse ou calculées au moyen de réactions nucléaires, ont permis de préciser ce classement. Tout d'abord, rien n'est changé de façon appréciable si l'on remplace le calcul sommaire indiqué par la relation (1) par un calcul plus exact faisant intervenir les masses du proton et du neutron. Des prévisions faites en 1934, concernant la révision de certains poids atomiques, le rapport des isotopes [notamment  $\frac{K^{39}}{K^{41}}$ ,  $\frac{I^{113}}{I^{115}}$  etc.] se sont vérifiées.

L'existence de la droite (2) s'est confirmée de façon remarquable. Sur cette droite sont venus se ranger des atomes des terres rares étudiés par Aston, de  $La^{139}$  à  $Lu^{175}$ ; elle embrasse actuellement les éléments de nombres de masse compris entre 64 (Zn) et 208 (Pb). Elle permet probablement de calculer la masse de ces atomes avec une précision notablement supérieure à la précision expérimentale, par la relation

$$A = 0,999707 n - 0,044.$$

Le résultat nouveau le plus intéressant porte sur la droite (1) allant de  $n = 1$  (H) à  $n = 64$  (Zn). C'était jusqu'ici une droite un peu floue, incurvée dans le bas. Avec les nouvelles données, une *périodicité extrêmement nette* se fait voir, de période 4. Le défaut de masse passe par des maximums prononcés, mais de plus en plus estompés, chaque fois que  $n$  devient multiple de 4. La stabilité toute spéciale de la particule  $\alpha$  est ainsi mise en évidence de façon indubitable, de même, semble-t-il, que le rôle joué par cette particule dans la constitution du noyau. Enfin les éléments de nombre de masse  $4m$  ( $m$ , nombre entier) se placent sur une *hyperbole* symétrique par rapport à l'axe des  $\Delta m$ , tandis que les autres éléments se rangent sensiblement sur l'asymptote de cette hyperbole.

Ce travail paraîtra «in extenso» dans les H.P.A.