

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Autor(en): [s.n.]

Objekttyp: **AssociationNews**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **31 (1958)**

Heft VI

PDF erstellt am: **10.08.2024**

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 Glarus, am 13. und 14. September 1958
im Rahmen der 138. Jahresversammlung
der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft

Präsident: Prof. Dr. J. ROSSEL (Neuchâtel)

Sekretär: Dr. K. P. MEYER (Basel)

Geschäftlicher Teil

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: Die Herren RENÉ M. BERTHIER (Grenoble), PETER DIEHL (Basel), ROBERT G. MORRIS (Rapid City), M. SCHNEEBERGER (Bern), K. E. DRANGEID (Zürich).

Die nächste Tagung wird am 2./3. Mai 1959 in Brugg stattfinden.

Wissenschaftlicher Teil

Drei Beiträge aus dem Gebiete der angewandten Physik erscheinen in der «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik (ZAMP)».

Un nouveau monochromateur dans les domaines de Schumann et Lyman

par E. LÜSCHER (Laboratoire optique Metrohm S. A., Lausanne et Herisau)

Introduction

La spectrométrie d'absorption dans l'ultraviolet lointain, longueurs d'ondes inférieures à 2000 Å, n'a fait l'objet, jusqu'à ces dernières années du moins, que d'un nombre restreint de travaux, ceci en raison des difficultés expérimentales. Les spectres d'absorption dans cette région sont susceptibles de fournir d'utiles réponses sur les structures moléculaires. Nous nous proposons de décrire la construction d'un monochromateur à réseau concave, en incidence normale, dans le domaine de 2000 Å à 500 Å.

Montage optique

Le montage optique du monochromateur est celui de FUJIOKA et ITO¹⁾ et de TONSEY et JOHNSON²⁾. Le réseau concave, d'un mètre de rayon de

courbure et de 576 traits par mm, est monté sur un bras tournant dont le centre de rotation est au centre du cercle de ROWLAND (voir fig. 1):

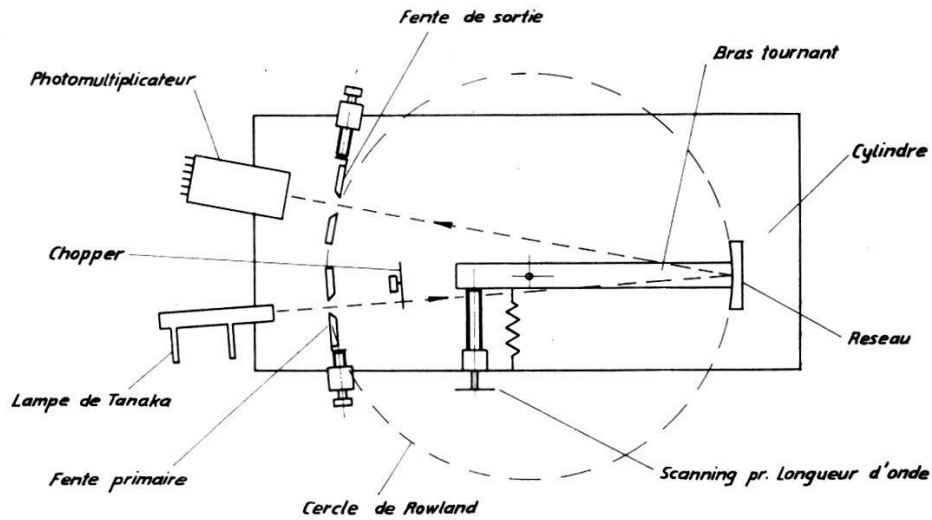


Fig. 1

Ce bras est entraîné par un moteur synchrone monté à l'extérieur du spectromètre. La fente d'entrée et de sortie sont réglables de façon continue et indépendante entre 0,01 et 2 mm. Le défilé de longueur d'onde est possible dans un intervalle de 1300 Å. Pour varier le domaine de travail, le réseau lui-même peut être tourné autour d'un axe vertical au moyen d'une vis micrométrique. La figure 2 montre une vue de l'intérieur de la tête du monochromateur:

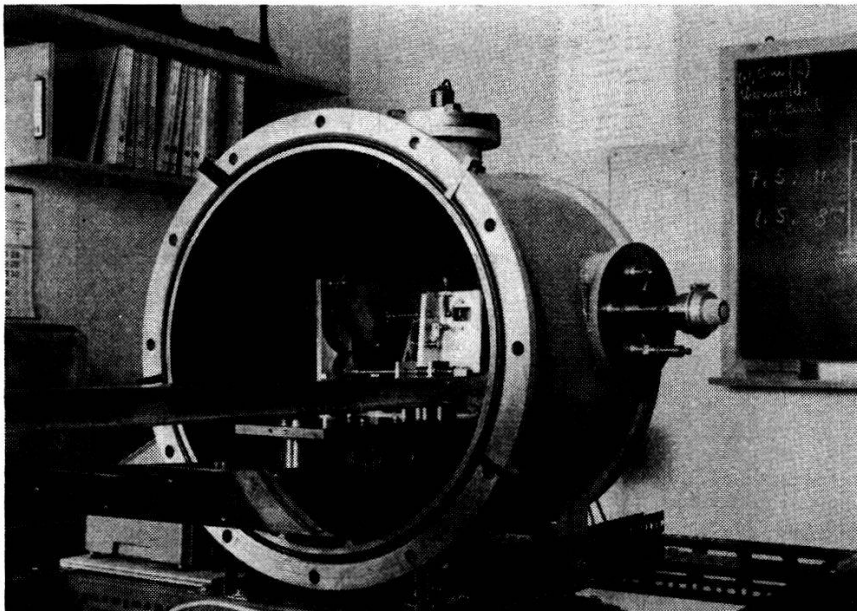


Fig. 2

où l'on reconnaît le mécanisme de scanning pour les longueurs d'ondes. Un vide de 10^{-5} Torr peut être maintenu à l'intérieur du spectromètre avec une pompe à diffusion Pfeiffer.

Source lumineuse

La spectrographie d'absorption nécessite, en principe, une source produisant un spectre continu d'intensité suffisante dans la région étudiée et dont la stabilité permette des mesures photoélectriques. Pour nos travaux, nous utilisons des lampes à hydrogène et des lampes à décharge dans un gaz rare selon TANAKA³⁾. La répartition spectrale d'une lampe à hydrogène avec enveloppe de quartz est représentée dans le diagramme suivant (fig. 3):

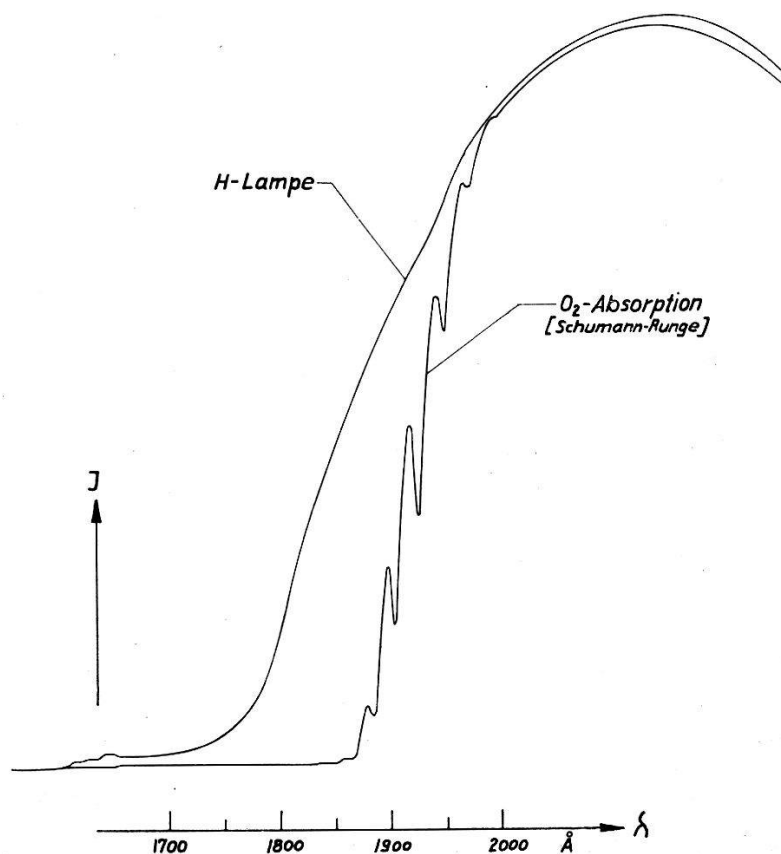


Fig. 3

La lampe elle-même a été séparée du monochromateur par une fenêtre en LiF et une atmosphère d'Argon pur entourant cette lampe. La lampe de Tanaka est remplie d'un gaz rare, très pur, à 100 mmHg. La décharge (12000 V à vide) est faiblement condensée par 500 pf. La figure 4 montre le spectre continu du Xenon.

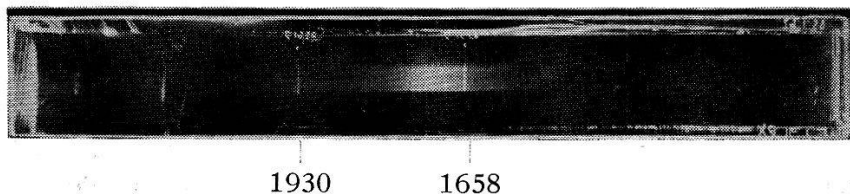
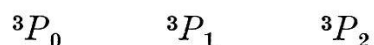


Fig. 4

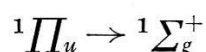
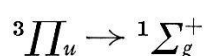
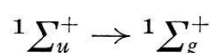
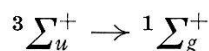
Comme repère, nous utilisons les raies du carbone 1930 Å et 1658 Å. Il est probable que les états suivants se forment dans la décharge :



Les collisions de ces atomes avec les atomes à l'état de base 1S_0 sont responsables pour des états moléculaires :



Selon TANAKA, le spectre continu de XÉNON est formé par les transitions suivantes :



Tous ces états ont la même configuration d'électron, ce qui a probablement pour résultat de faire passer un électron de l'orbite $\sigma_u 5p$ à l'orbite $\sigma_g 6s$.

Les transitions susmentionnées ne suivent pas les règles de sélection, qui ne sont guère applicables à cause du fort couplage spin-orbite. Pour obtenir des spectres continus dans d'autres régions, l'on utilise d'autres gaz rares :

Krypton⁴⁾ 1250 à 1650 Å

Neon ⁵⁾ 744 à 792 Å

Récepteur photoélectrique

Pour la détection des intensités lumineuses, nous utilisons jusqu'à 1550 Å un multiplicateur photoélectrique muni d'une fenêtre en Al_2O_3 . Jusqu'à la limite de transparence du LiF à 1200 Å environ, nous employons un photomultiplicateur EMI Type 6094 A avec un écran de $CaWO_4$ ou de salicylate de sodium déposé sur une fenêtre en LiF.

Dans le domaine de Lyman, nous étudions actuellement un système de photomultiplicateur, monté directement dans le vide, analogue aux montages tels qu'ils sont utilisés dans les spectrographes à masse.

La lumière de la source est hâchée à une fréquence de 11 Hz, ce qui permet une amplification à courant alternatif⁶⁾. Un potentiomètre enregistreur est branché à la sortie de l'amplificateur.

L'auteur se fait un agréable devoir de remercier la Maison Metrohm d'avoir mis à sa disposition les moyens permettant d'entreprendre ce développement. Ses remerciements vont également au Professeur Miescher et au Dr TANAKA pour leurs conseils judicieux concernant la source.

References

- 1) Y. FUJIOKA et R. ITO, *Sci. of Light (Japan)* 1. 1 (1951).
- 2) R. TONSEY et F. S. JOHNSON, *J. Opt. Soc. Am.* 41. 696 (1951).
- 3) Y. TANAKA, *J. Opt. Soc. Am.* 45. 710 (1955).
- 4) P. G. WILKINSON, *J. Opt. Soc. Am.* 45. 1044 (1955).
- 5) Y. TANAKA, A. S. JURSA et F. J. LE BLANC, *J. Opt. Soc. Am.* 47. 105 (1957).
- 6) R. DESSOULAVY, J. DURAND et E. LÜSCHER, *ZAMP*, sous presse.

**Erfahrungen mit dem Gitter-Spektrometer
von Leeds & Northrup bei Absorptionsmessungen an Gasen**

VON K. WIELAND

(Physikalisches Institut der Universität Basel)

Seit wenigen Jahren stellt die Firma Leeds & Northrup (Philadelphia) und, neuerdings, auch die Jarrell-Ash Comp. (Massach.) ein über den Wellenlängenbereich 8000–2000 Å *registrierendes Gitter-Spektralphotometer* her, das in erster Linie für die quantitative *Emissionsspektralanalyse von Flammen* gedacht ist. Als Ausnahmefall hat der Vortragende das Spektrometer von Leeds & Northrup, das aus Mitteln des Schweizerischen Nationalfonds angeschafft werden konnte, vor allem für quantitative *Absorptionsmessungen von Gasen und Dämpfen* benützt. Über die dabei gemachten Erfahrungen soll hier kurz berichtet werden.

Eine Beschreibung dieses Spektrometers und seiner Eignung für die Untersuchung von Emissionsspektren geben BROIDA & SHULER (*J. Chem. Phys.* 20, 168 (1952)). Unter Verwendung einer *Gitterreplica* von BAUSCH & LOMB mit 1220 Strichen pro mm beträgt die lineare Dispersion am Austrittsspalt 11 Å/mm in 1. bzw. 5,5 Å/mm in 2. Gitterordnung. Scharfe Linien mit einem Wellenlängenunterschied von 0,3 Å können in 2. Ordnung noch völlig getrennt und bei Einschalten der langsamsten Gitterrotation in einem Abstand von 1,5 cm registriert werden. Unter Ausnützung eines starken Intensitätsmaximums («blaze») des Gitters bei 5600 Å *in 1. Ordnung* wird der sichtbare Spektralbereich (nominell 8100–3700 Å) nur in dieser Ordnung registriert. Mit einer Wolframbandlampe als Lichtquelle und einem Glasfilter zur Fernhaltung des ultravioletten Lichtes lassen sich *Absorptionsmessungen von etwa 7000–3700 Å* ohne nennenswerte Schwierigkeiten quantitativ ausführen. Allerdings zwingt die sehr ungleiche Intensitätsverteilung mit starkem Maximum bei 5165 Å den genannten Bereich in mindestens 6 Stufen von verschiedener Verstärkung zu unterteilen.

Für *Absorptionsmessungen im ultravioletten Gebiet* ist die 2. Ordnung (nominell 4050–1850 Å) vorgesehen, wobei durch Vorschalten eines Schwarzfilters (z. B. *Filter UG5* von SCHOTT) das Licht 1. und 3. Ord-

nung ferngehalten werden muss. Das bedeutet eine *Begrenzung kurzwelligerseits auf etwa 2400 Å*. Mit einer Wasserstofflampe als Lichtquelle erhält man dann eine ziemlich gleichmässige Intensitätsverteilung von 3700–2700 Å. Erst das stark abfallende kurzwellige Ende von 2700 bis 2400 Å erfordert eine merklich grössere Verstärkung des Photostromes.

Durch Verstellen der geeichten Gitterposition kann jedoch *das ultraviolette Gebiet auch in 1. Gitterordnung* registriert werden, wobei *kein Filter* benötigt wird. Mit der Wasserstofflampe erhält man jetzt ein starkes Intensitätsmaximum bei 2430 Å, so dass sowohl der kurzwellige ($\lambda \approx 2200$ Å) als auch der langwellige Teil ($\lambda \approx 2700$ Å) bei stufenweise steigender Verstärkung des Photostromes registriert werden kann. *Bei maximaler Verstärkung* kommt man sogar *bis gegen 1900 Å*, also bis ins Gebiet der vom Luftsauerstoff herrührenden Absorptionsbanden.

Zusammenfassend stellen wir fest, dass mit dem registrierenden Spektrometer von L. & N. ohne grosse Umstellungen in 1. Ordnung *quantitative Absorptionsmessungen in jedem Spektralgebiet zwischen 7000 und 1950 Å* ausgeführt werden können, *in 2. Ordnung auch zwischen 3700 und 2400 Å*. So haben wir, z. T. mit grosser Auflösung, die die Rotationsstruktur der einzelnen Banden erkennen lässt, die Absorptionsbanden von Gasen und Dämpfen wie J_2 (6000–5000 Å), S_2 (3000–2500 Å), CS_2 (3400–3000 Å), $PbCl$ (2900–2600 Å), O_2 (2000–1900 Å) in Abhängigkeit von Druck und Temperatur registrieren können.

Zweispiegel-Anastigmat mit konzentrischen Kugelflächen

von P. ERDÖS

International Business Machines Corporation
(Forschungslaboratorium Zürich)

Die Abbildung einer in endlicher Entfernung liegenden polychromatischen Lichtquelle erfordert die Verwendung reflektiver Optik, damit die Farbfehler – insbesondere im Ultravioletten – behoben werden. Mit einem krummen Spiegel lässt sich keine fehlerfreie Abbildung herstellen. JUREK²⁾ bewies, dass sich dies durch zwei Spiegel nur mit Hilfe asphärischer Flächen erreichen lässt. Für ein unendlich entferntes Objekt wurden die Flächenformen von SCHWARZSCHILD¹⁾, für ein endliches Objekt von HEAD³⁾ bestimmt.

Für endlichen Objekt- und Bildabstand wurde ein Zweispiegelsystem konstruiert, das frei von sphärischer Aberration 3. Ordnung ist (siehe Fig. 1). Es lässt sich zeigen, dass die Konzentrität das gleichzeitige Verschwinden des Koma mit sich bringt. Ferner wird bewiesen, dass falls zwei der drei Aberrationen 3. Ordnung eines konzentrischen Zwei-

spiegelsystems: sphärische Aberration, Koma und Astigmatismus verschwinden, so verschwindet auch die dritte. Das System ist somit ein

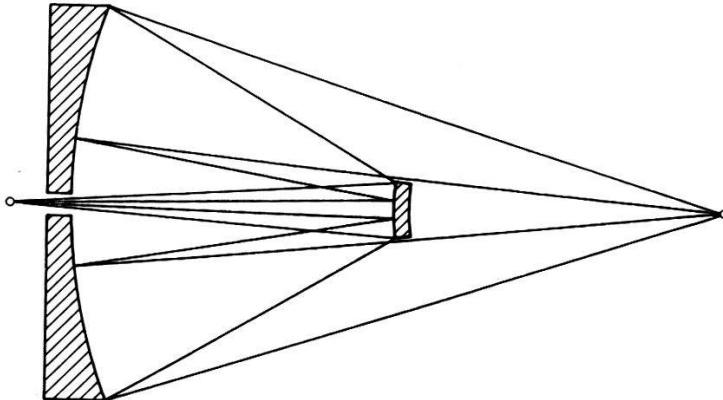


Fig. 1

Anastigmat. Die Bedingung, die das Spiegelradienverhältnis g und den reduzierten Objektabstand x verknüpft, ist:

$$g = -\frac{1}{2} + \frac{1}{x} - \sqrt{\frac{1}{x} - \frac{3}{4}} \quad x = \frac{w}{2w + g}$$

(vgl. Fig. 2). Ein reelles Bild entsteht für $1/2 x < g < 1/x$.

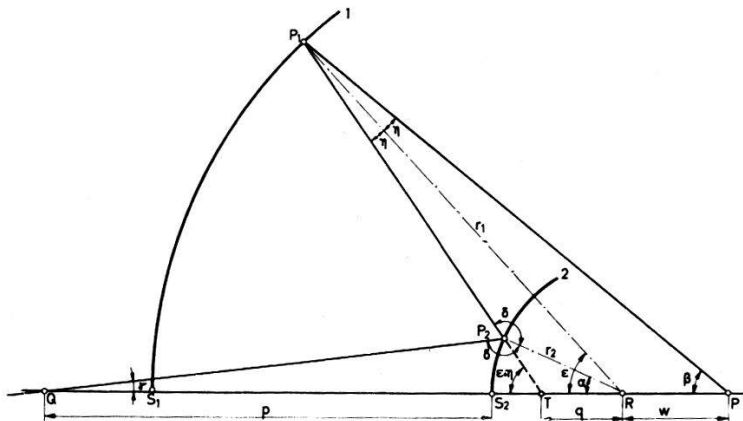


Fig. 2

Der Radius des Zerstreungskreises der sphärischen Aberration 5. Ordnung in der Gauss'schen Bildebene ergibt sich zu

$$b = \frac{3(g-1)x^2}{(1-x)(2gx-1)} \left[\frac{3}{4} - \frac{gx}{(1-x)^2} \right] \epsilon^5 r_2$$

Der maximale Durchmesser des komatischen Flecks in derselben Ebene wird:

$$c = 15 \frac{(1-2x)(g-1)x}{g(2gx-1)^2} \left[\frac{3}{4} - \frac{gx}{(1-x)^2} \right] \epsilon^4 y$$

y = Objektabstand von der Achse

Beschränkt man sich auf Bilder ausserhalb des Spiegelzwischenraumes, so sind die Bildfehler minimal für $g = 4, x = 1/7$.

Vergößerung, zentrale Abdeckung, Toleranzen für Justierung usw. wurden berechnet. Eine ausführlichere Arbeit erscheint später in den Proc. Phys. Soc. oder J. Am. Optical Soc.

Literatur

- ¹⁾ K. SCHWARZSCHILD, Astr. Mitt. Sternwarte Göttingen 9, 3 (1905); *ibid.* 10, 3 (1905).
²⁾ B. JUREK, Rozpravy Československé Akademie Věd. 65, 1 (1955).
³⁾ A. K. HEAD, Proc. Phys. Soc. 70, 945 (1957).

Energétique générale du courant de Hall

par ALBERT L. PERRIER (Lausanne)

I. Dès 1927, l'auteur a publié une série de notes où sont exposées sommairement un ensemble de propositions concernant les phénomènes magnétogalvaniques et magnétothermoélectriques¹⁾. Voici quelques aspects caractéristiques de cet ensemble en ce qui touche les *effets longitudinaux et transversaux en l'absence de gradients thermiques*; cette introduction est nécessaire à l'intelligence de la suite.

1. Considération systématique non seulement d'effets Hall «force électromotrice», mais aussi d'effets «courants». Multiplicité de définitions possibles de la résistance, notamment à court circuit transversal (ρ_f) et dans les conditions traditionnelles (ρ_0); établissement de leur liaison

$$\rho_f = \rho_0 / \cos^2 \varphi = \rho_0 (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi). \quad (1)$$

2. Etude comparée de trois représentations de l'effet Hall, savoir: le mode traditionnel mais à l'aide d'une «résistivité transversale» (ρ_{\perp} ou $\rho_h \approx RB$ dans les cas d'effets faibles); puis par une «conductivité transversale» ($\gamma_{\perp} \approx \rho_{\perp} / \rho^2$, pour effets faibles), enfin par la rotation spécifique ($\operatorname{tg} \varphi / B$). En bref, on considère comme fonctions représentatives ou des champs électriques (\vec{E}) ou des densités de courant (\vec{J}), ou des angles.

3. Une conséquence essentielle de ces recherches est que *les lois de l'effet Hall d'une part, celles de la magnétorésistance de l'autre ne sauraient être clairement interprétées sans la connaissance simultanée des unes et des autres*²⁾. D'ailleurs, \vec{B} (ou \vec{H}) et la température étant fixées, la mesure de deux quelconques des grandeurs ρ_0 , ρ_f et φ implique la connaissance de la troisième, ce qui signifie entre autres que *l'effet Hall (phénomène «transversal» ou rotationnel) peut être déterminé par deux mesures «longitudinales»* (ρ_0 et ρ_f): voie à vrai dire peu précise avec des effets faibles (dépendance quadratique de φ !)

4. On peut avoir à considérer des liaisons entre de multiples grandeurs magnétogalvaniques. Nous avons indiqué pour cela une voie très simple: l'emploi d'une construction géométrique, le polygone magnétogalvanique caractéristique*). Cette construction est valable quelle que soit l'intensité des phénomènes; elle est précieuse précisément dans le cas de grandes intensités où, comme on sait, les lois se compliquent. Ces travaux seront repris avec détails dans une publication d'ensemble qui englobera la généralisation résumée ci-dessous.

II. Paramètres pour les courants magnétogalvaniques transversaux. On sait que les effets magnétogalvaniques ont donné lieu en ces dernières

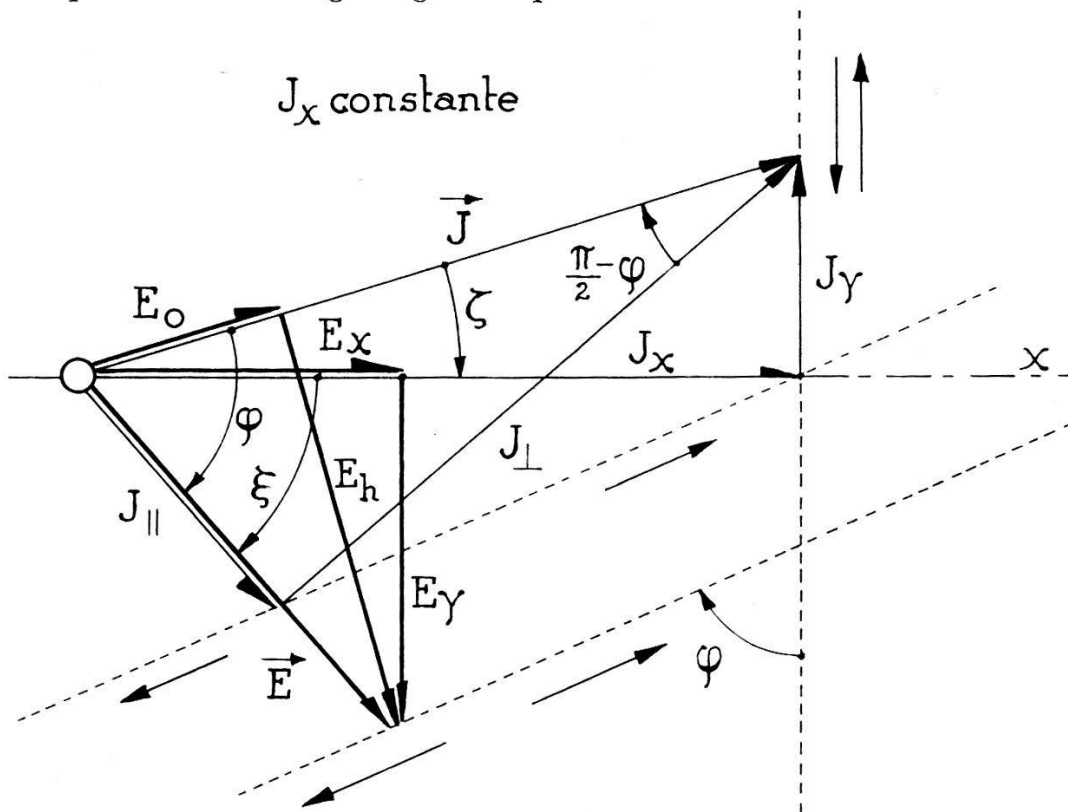


Fig. 1

années à de nombreuses applications dans la technique des courants faibles («générateurs» ou «transformateurs», courants tant continus qu'alternatifs). Leur possibilité est redevable essentiellement à la réalisation de semi-conducteurs dont les réactions magnétogalvaniques intenses ont permis en particulier l'emploi extensif de courants entretenus par les forces électromotrices de Hall.

Toutefois cet avantage implique pas mal de complications expérimentales que l'on surmonte plus ou moins empiriquement; pensons seulement aux «facteurs de forme». Un objet principal de la présente note est

*) Invoqué à plusieurs reprises dans des publications antérieures et projeté en séances de la Société suisse de physique, ainsi qu'au Colloque à la mémoire de P. WEISS à Strasbourg (été 1956), mais non encore imprimé jusqu'ici (voir figure).

de montrer comment la méthode du polygone est susceptible d'application générale à de telles questions. Elle donne un moyen de les traiter rationnellement.

Le problème est principalement d'établir des relations quantitatives entre les variables «longitudinales», soit relatives au courant d'alimentation («primaire», «Streustrom») et celles afférentes au circuit transversal.

La généralisation, considérable, réside justement en ceci que nous pourrions donner à l'intensité transversale toutes les valeurs possibles.

Soit une lame rectangulaire dans un champ d'induction magnétique normal à son plan (dir. oz). Comme de coutume, nous choisissons des axes de référence dans les directions des paires d'arêtes: ox = longitudinal; oy , secondaire, transversal; et nous localisons les phénomènes en un point, les rapportons à l'unité de volume et les supposons répartis uniformément dans toute la lame*).

Principe. – Quelle que soit l'étape atteinte par les phénomènes, l'état magnétogalvanique en un point du conducteur est déterminé par deux vecteurs, la densité de courant \vec{J} et le champ électrique \vec{E} résultants, formant entre eux l'angle φ .

L'induction \vec{B} et la température étant données, les paramètres φ , ρ_0 , ρ_f sont fixés, le polygone caractéristique demeure alors en toutes circonstances semblable à lui-même (fig.); l'évolution est décrite simplement et exactement par la variation de ses dimensions et de son orientation**). Nous choisissons enfin et de propos délibéré comme variable indépendante pour décrire cette évolution l'angle ζ formé par \vec{J} avec l'axe des x . Pour le surplus, nous renvoyons à la figure. Quelques relations fondamentales que voici y sont d'emblée évidentes:

$$\vec{J} = J_{||} / \cos \varphi = \vec{E} / \rho_f \cos \varphi \quad (2)$$

$$E_x = \vec{E} \cos(\varphi - \zeta) \quad E_y = \vec{E} \sin(\varphi - \zeta) \quad (3)$$

$$J_x = \vec{J} \cos \varphi \quad J_y = \vec{J} \sin \varphi. \quad (4)$$

A leur aide ainsi que de l'équation (1) on établit les égalités:

$$J_x = \frac{E_x \cos \zeta}{\rho_f \cos(\varphi - \zeta) \cos \varphi} = \frac{E_x (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi)}{\rho_f (1 + \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \zeta)} \quad (5)$$

$$J_y = - \frac{|E_y| \sin \zeta}{\rho_f \sin(\varphi - \zeta) \cos \varphi} = - \frac{E_y (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi) \operatorname{tg} \zeta}{\rho_f (\operatorname{tg} \varphi - \operatorname{tg} \zeta)}. \quad (6)$$

*) Cela peut occasionner des difficultés expérimentales; l'auteur a indiqué autre part des moyens propres à réaliser cette uniformité. (Division des circuits extérieurs en tronçons parallèles, au besoin en usant de régimes non permanents³.)

**) Sur la figure, φ est considérablement exagéré vi-à-vis des valeurs usuelles de l'expérience, ce pour la clarté de l'exposé. Cela souligne au surplus la généralité de l'emploi de ce diagramme, singulièrement si les effets sont intenses.

Pour nous conformer à un usage des techniciens, nous convenons d'appeler «résistivité» tout rapport E/J , bien qu'il ne soit plus généralement constant et que la formule de Joule (ρJ^2) ne symbolise plus en général une quantité exclusive de chaleur, il s'ensuit alors les expressions*)

$$\rho_x = \frac{E_x}{J_x} = \rho_f \frac{\cos(\varphi - \zeta) \cos \varphi}{\cos \zeta} = \rho_f \frac{1 + \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \zeta}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi} \quad (7)$$

$$\rho_y = \frac{|E_y|}{J_y} = -\rho_f \frac{\sin(\varphi - \zeta) \cos \varphi}{\sin \zeta} = \rho_f \frac{\operatorname{tg} \varphi - \operatorname{tg} \zeta}{(1 + \operatorname{tg}^2 \varphi) \operatorname{tg} \zeta}. \quad (8)$$

III. *Energies transversales et longitudinales.* En possession de ces formules, on peut écrire immédiatement les expressions des énergies afférentes aux composantes de courant suivant ox et oy , c'est-à-dire les échanges d'énergie de la lame avec ces circuits extérieurs respectifs; les symboles W désignent en fait *des puissances par unité de volume.*

$$\begin{aligned} W_x &= E_x J_x = \rho_x J_x^2 = \rho_f J_x^2 \frac{\cos(\varphi - \zeta) \cos \varphi}{\cos \zeta} \\ &= \rho_f J_x^2 \frac{1 + \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \zeta}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi} = (A + B \operatorname{tg} \zeta) J_x^2 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} W_y &= E_y J_y = \rho_y J_y^2 = -\rho_f J_y^2 \frac{\sin(\varphi - \zeta) \cos \varphi}{\sin \zeta} \\ &= -\rho_f J_y^2 \frac{\operatorname{tg} \varphi - \operatorname{tg} \zeta}{(1 + \operatorname{tg}^2 \varphi) \operatorname{tg} \zeta} = -\left(\frac{C}{\operatorname{tg} \zeta} - D\right) J_y^2. \end{aligned} \quad (10)$$

D'où la valeur du *rendement*

$$\eta = \left| \frac{W_y}{W_x} \right| = \operatorname{tg} \zeta \cdot \operatorname{tg}(\varphi - \zeta) \quad (11)$$

expression remarquablement simple qui, partant de 0 ($\zeta = 0$) croît continuellement jusqu'au *maximum* $\operatorname{tg}^2 \varphi / 2$ ($\zeta = \varphi / 2$), puis se réduit de nouveau progressivement jusqu'à 0 (pour $\zeta = \varphi$); au-delà et en deçà, elle serait négative.

Remarque importante: tout est compté «vu de la lame». Or, l'énergie qu'elle retient sous forme de chaleur est le produit scalaire

$$W = (\vec{E} \cdot \vec{J}) = E J \cos \varphi. \quad (12)$$

Cette quantité doit être égale à la différence de l'importation suivant ox et de l'exportation suivant oy . On vérifiera qu'effectivement

$$W = W_x - |W_y|. \quad (13)$$

*) On pourrait tout aussi bien, cela va de soi, choisir comme paramètre ρ_0 et comme variable l'angle ξ .

IV. *Quelques autres relations.* On peut établir, à l'aide du même diagramme les expressions les plus variées de «résistivités» et de «conductivités» tant longitudinales que transversales, ou encore «mixtes». Voici quelques exemples dont (14) et (15) publiés de longue date par l'auteur. Posant $\zeta = 0$ ou $\zeta = \varphi$

$$\varrho_h = E_y/J_x \approx RH \text{ ou } RB \quad (14)$$

$$\gamma_h = J_y/E_x = \varrho_h/\varrho_0 \varrho_f \approx \varrho_h/\gamma^2 (\varphi \text{ faible}) \quad (15)$$

$$\varrho_h = \gamma_h \varrho_0^2 (1 + \text{tg}^2 \varphi) \quad \gamma_h = \varrho_h \cos^2 \varphi / \varrho_0^2. \quad (16)$$

$$\varrho_h \gamma_h = \frac{E_h}{J} \cdot \frac{J_{\perp}}{E} = \sin^2 \varphi. \quad (17)$$

Il convient de rappeler que ϱ_0 et ϱ_f sont elles-mêmes fonctions de \vec{H} ou de \vec{B} et que leurs variations ne sont pas identiques.

On démontre en effet, en se rappelant

$$\begin{aligned} \frac{\delta \gamma}{\gamma} &= - \frac{\delta \varrho}{\varrho(1 + \delta \varrho/\varrho)} \\ \text{que } \frac{\delta \varrho_f}{\varrho} &= \frac{\delta \varrho_0}{\varrho} + \left(1 + \frac{\delta \varrho_0}{\varrho}\right) \text{tg}^2 \varphi \\ \text{et } \frac{\delta \gamma_0}{\gamma} &= \frac{\delta \gamma_f}{\gamma} + \left(1 + \frac{\delta \gamma_f}{\gamma}\right) \text{tg}^2 \varphi \end{aligned} \quad (18)$$

ϱ et γ , résistance et conductivité en l'absence de champ magnétique.

Deux conséquences très simples. – Dans les recherches ou les applications, on est fréquemment conduit à considérer des phénomènes soit à *intensité primaire constante*, soit à *tension primaire invariable*. Les formules établies permettent de démontrer:

a) Que J_x demeurant invariable, les extrémités des vecteurs \vec{E} (champ résultant) et \vec{J} se déplacent sur deux droites parallèles inclinées de φ sur l'axe oy (voir fig.).

b) Que \vec{E}_x gardant la même valeur, les extrémités des vecteurs \vec{J} glissent sur une droite inclinée de φ sur la direction ox .

Particularités qui illustrent l'évolution générale des phénomènes à la simple inspection d'un graphique et peuvent efficacement simplifier la discussion de problèmes complexes.

On aura remarqué que l'exposé évite toute notion hypothétique (mobilités, autocourants, etc.). Intentionnellement, nous avons voulu ici n'utiliser que des grandeurs ressortissant à l'expérience.

V. *Considérations thermodynamiques.* – Nous avons relevé plus haut la raison de l'usage extensif de «résistivités». Pour faire ressortir qu'elles prennent des *valeurs négatives* dans la direction oy , nous avons écrit E_y

en valeur absolue (on excusera ce « Schönheitsfehler »). Ce qui implique *destruction de chaleur* dans les limites

$$0 < \zeta < \varphi.$$

Rationnellement, il est préférable d'employer un autre langage que celui d'un effet Joule négatif: l'effet Joule proprement dit étant le produit scalaire $\vec{E} \vec{I} \cos \varphi$; nous dirons alors:

La composante magnétogalvanique transversale J_y du courant s'accompagne d'un effet calorifique positif ou négatif. Cette action n'est pas assimilable à un effet Thomson puisqu'elle se manifeste à température uniforme. Elle diffère encore de ce dernier comme de l'effet Peltier par une dépendance quadratique avec l'intensité du courant.

Or, ce fait n'est nullement paradoxal: *il est en effet imputable à une force électromotrice variant elle-même avec l'intensité.* L'auteur a signalé il y a longtemps déjà la nécessité de tels effets⁴), cela dans le cadre beaucoup plus général précisé ci-dessous.

Anisotropies et effets calorifiques transversaux. – Considérons une fois de plus une lame à *conductivité anisotrope* (naturelle ou provoquée par une contrainte extérieure), de forme rectangulaire, aux arêtes obliques sur les directions de symétrie du milieu (ox et oy toujours parallèles aux arêtes). On sait qu'un courant suivant ox provoque une tension suivant oy . Fermons un circuit sur cette tension transversale. Le courant qu'elle y entretient *prélève alors de l'énergie dans la lame*, ce bien entendu *aux dépens de l'énergie apportée par le courant ox* . Mais ce prélèvement ne peut s'effectuer qu'indirectement car le *champ électrique suivant oy est opposé au mouvement des charges dans cette direction* et ne peut trouver d'autre cause à un tel déplacement qu'un emprunt d'énergie cinétique moléculaire guidée quant à la direction par les dyssymétries structurelles. L'effet magnétocalorifique prévu plus haut est manifestement tout à fait comparable (qualitativement) à ce dernier. Pour les rapprocher davantage encore – en excluant toute action extérieure – il suffit d'évoquer une *lame douée d'aimantation rémanente normale à son plan*. Un courant ox implique une *force électromotrice suivant oy* . Le type de dyssymétrie est ici sans doute différent mais la dite force électromotrice n'est de nouveau plus constante: elle naît avec l'intensité primaire, et celle-là se fixant, elle varie avec l'intensité secondaire; les variations ne peuvent non plus être linéaires.

Et par cette autre voie, nous sommes ramenés tout naturellement à une publication antérieure de l'auteur⁵), où il exprime et justifie l'avis que la « *force électromotrice* » de Hall est en dernière analyse de *nature thermoélectrique*.

Quelques discussions à ce sujet lui font juger nécessaire de rappeler même dans ce résumé et nonobstant la clarté du fait que *les forces de*

Laplace-Lorentz ne sauraient fournir du travail, normales qu'elles sont à la vitesse des charges: elles ne peuvent que commander la direction des quantités de mouvement, non en changer la grandeur.

Mais il est d'autres rapprochements, apparemment naturels, et qui cependant ne se justifient plus, savoir avec l'effet von Ettingshausen (gradient transversal de température provoqué par l'effet Hall), avec encore l'effet Bridgman des milieux anisotropes.

Il n'est pas superflu de préciser le sens physique de ces discriminations. Bornons-nous ici à quelques brèves remarques à seule fin de dégager leurs source, remarques applicables, pensons-nous, à tous les mécanismes particuliers. Les deux phénomènes évoqués en dernier lieu sont essentiellement des conséquences de *transferts* (flux énergétiques accompagnant les courants) tandis que les manifestations thermiques décrites plus haut, bien que fonctions du courant, ont comme origine *du travail de forces localisées*.

Revenons aussi aux résistances, introduites systématiquement ici comme paramètres globaux de tronçons de circuit, lesquelles varient avec l'intensité et peuvent même être négatives. Phénoménologiquement, on peut les envisager comme comprenant deux composantes, l'une que l'on qualifiera de « passive » (ohmique au sens classique) par contraste avec l'autre, « active », de la nature de forces électromotrices.

Ce qui suggère l'observation suivante: dans des théories de la conduction basées sur l'hypothèse classique du gaz électronique, les interprétations (il en est de diverses) des anisotropies cristallines de la résistance peuvent, à tout prendre, se ramener à des « forces électromotrices intérieures » induites dans le réseau par le champ électrique et qui en dernière analyse se comportent thermoélectriquement.

Bibliographie (extrait)

- 1) A. PERRIER, Lignes générales d'une théorie de la conduction métallique. – Arch. Sc. phys. et nat. (5) v. 9, 343 (1927).
Id., Grandeurs et formules théoriques nouvelles, etc. et Interprétation unitaire, etc., Helv. Phys. Acta 3, 347 et 400 (1930).
- 2) Outre, les publications ci-dessus, voir A. PERRIER, Sur la liaison entre les effets magnétogalvaniques, etc. et Sur l'importance et l'origine des modes de description, etc., Helv. Phys. Acta, v. 25, 615 (1952) et v. 28, 312 (1955).
- 3) Notes diverses, Helv. Phys. Acta dès 1948.
- 4) Cf. A. PERRIER, Transformations chaleur-énergie électrique par conduction anisotrope, Helv. Phys. Acta, v. 29, 206 (1956).
- 5) A. PERRIER, Interprétation thermoélectrique du magnétogalvanisme, Helv. Phys. Acta, v. 22, 583 (1949) et Rectification, Helv. Phys. Acta v. 25, 474 (1952).
- 6) A. PERRIER, Hypothèse d'actions électromotrices intérieures et possibilité, etc. Bull. Soc. vaudoise, Sc. nat., v. 56, 25 (1925).

Der Hall-Effekt in Supraleitern

von R. JAGGI

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Eine ausführliche Publikation erscheint demnächst.

Magnetische Suszeptibilität von Ladungsträgern in Ge-Si-Mischkristallen

von G. BUSCH, H. J. STOCKER und O. VOGT

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die magnetische Suszeptibilität χ eigenleitender Ge-Si-Mischkristalle zeigt allgemein folgenden Temperaturverlauf: Zwischen 300 und 600°K nimmt der Diamagnetismus mit zunehmender Temperatur *linear* ab (Tieftemperaturast); erst für Temperaturen höher als 600°K gibt es je nach der Si-Konzentration systematische Abweichungen vom linearen Verlauf nach der diamagnetischen Seite hin. Die Abweichung ist am grössten für Ge und wird mit zunehmender Si-Konzentration kleiner; für Proben mit Si-Konzentration zwischen 60 und 100% wurde bis 1300°K keine Abweichung beobachtet.

Wir schreiben diese Abweichung der von den quasi-freien Ladungsträgern herrührenden Suszeptibilität χ_L zu. Für einen nichtentarteten Halbleiter¹⁾ mit j Sorten von Ladungsträgern gilt:

$$\chi_L = \frac{\mu^2}{\rho \cdot kT} \cdot \sum_j n_j \left[1 - \frac{1}{3} \overline{\left(\frac{m}{m_j}\right)^2} \right] \quad (1)$$

wo ρ die Dichte, n_j die Anzahl der Ladungsträger einer Sorte, $\overline{(m/m_j)^2}$ das Quadratmittel der magnetisch wirksamen Freiheitzahl¹⁾ bedeutet.

Im Fall der Eigenleitung von Ge²⁾ und Si befinden sich die meisten Leitungselektronen bzw. Löcher im tiefstliegenden Leitungsband bzw. in den höchstliegenden Valenzbändern, deshalb lässt sich jedes n_j in der Form $n_j \sim T^{3/2} e^{-\Delta E/2kT}$ darstellen. Somit wird:

$$\chi_L = A' \cdot T^{1/2} \cdot e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} = A \cdot T^{1/2} \cdot e^{-\frac{\Delta E_0}{2kT}} \quad (2)$$

mit

$$\Delta E = \Delta E_0 - \beta T.$$

Für Ge und Si lautet^{1) 2)}:

$$A = \frac{\mu^2 \cdot m^{3/2} \cdot k^{1/2}}{2^{1/2} \pi^{3/2} \cdot \hbar^3} \cdot \frac{e^{\beta/2k}}{\rho} \cdot z^{1/2} \cdot (f_n \cdot f_p)^{-3/4} \cdot \left\{ 2 - \frac{1}{3} \left[\overline{\left(\frac{m}{m_n}\right)^2} + \overline{\left(\frac{m}{m_p}\right)^2} \right] \right\} \quad (3)$$

wo f_n bzw. f_p die für die Energieeigenwertsdichte massgebende Freiheitszahl der Elektronen bzw. Löcher, z die Multiplizität der Energieminima des Leitungsbandes bedeutet. Für das L_1 -Band in Ge ist $z = 4$, für das Δ_1 -Band in Si ist $z = 6$.

Mit bekannten ΔE -Werten lässt sich aus χ_L nach Gleichung (2) A berechnen und daraus nach Gleichung (3) $\overline{(m/m_n)^2} + \overline{(m/m_p)^2}$ bestimmen. Für Ge-Si-Mischkristalle haben bereits BRAUNSTEIN, MOORE und HERMAN³⁾ die ΔE -Werte zwischen 300 und 80°K durch optische Messung bestimmt. Extrapolieren wir ihre ΔE -Werte nach hohen Temperaturen, so erhalten wir folgende repräsentative Werte $\overline{(m/m_n)^2} + \overline{(m/m_p)^2}$ in Funktion der Si-Konzentration:

Si-Konzentration in At. %	0	10	15	20	30	40	50	60–100
$\overline{\left(\frac{m}{m_n}\right)^2} + \overline{\left(\frac{m}{m_p}\right)^2}$	66 ± 5	65 ± 15	(60)	(47)	21 ± 6	$9,5 \pm 1,5$	8 ± 1	≤ 8

Die Auswertung für Proben mit Si-Konzentration zwischen 15 und 20% zeigt, dass dort der A -Wert in Gleichung (2) temperaturabhängig wird; er strebt jedoch mit zunehmender Temperatur einem Grenzwert zu. Die in der Tabelle in Klammern angeführten Werte entsprechen der Extrapolation $T \rightarrow \infty$. Dieses Verhalten kann man erklären, wenn man das Energiebandschema für die Ge-Si-Mischkristalle nach HERMAN⁴⁾ zugrunde legt. Gerade bei diesem kritischen Konzentrationsgebiet liegen die beiden Leitungsbander Δ_1 und L_1 sehr nahe ($\Delta E_1 - \Delta E_2 < kT$). Die Anzahl der Elektronen n_1 bzw. n_2 im Band Δ_1 bzw. L_1 sind also vergleichbar. Im Fall der *Eigenleitung* folgt hier aus Gleichung (1):

$$\chi_L = \frac{\mu^2}{\rho \cdot kT} \cdot (n_1 + n_2) \cdot \left\{ 2 - \frac{1}{3} \left[\overline{\left(\frac{m}{m_n}\right)^2} + \overline{\left(\frac{m}{m_p}\right)^2} \right] \right\}$$

$$\text{mit } n_1 + n_2 = \frac{m^{3/2}}{2^{1/2} \pi^{3/2} \cdot \hbar^3} \cdot (kT)^{3/2} \cdot f_p^{-3/4} \cdot \left[z_1 f_1^{-3/2} e^{-\frac{\Delta E_1}{kT}} + z_2 f_2^{-3/2} e^{-\frac{\Delta E_2}{kT}} \right]^{1/2},$$

$$\overline{\left(\frac{m}{m_n}\right)^2} = \frac{z_1 f_1^{-3/2} e^{-\frac{\Delta E_1}{kT}} \cdot \overline{\left(\frac{m}{m_1}\right)^2} + z_2 f_2^{-3/2} e^{-\frac{\Delta E_2}{kT}} \cdot \overline{\left(\frac{m}{m_2}\right)^2}}{z_1 f_1^{-3/2} e^{-\frac{\Delta E_1}{kT}} + z_2 f_2^{-3/2} e^{-\frac{\Delta E_2}{kT}}}.$$

Der Index 1 bzw. 2 bezieht sich auf das Band Δ_1 bzw. L_1 . Danach strebt der Wert $\overline{(m/m_n)^2}$ für $T \rightarrow \infty$ einem Grenzwert zu.

Zusammenfassend lassen sich folgende Aussagen über die Konzentrationsabhängigkeit der effektiven Massen machen:

1. Für 100–60% Si wird ein relativ kleiner Wert $\overline{(m/m_n)^2} + \overline{(m/m_p)^2} \leq 8$ abgeschätzt. Vermutlich bleiben hier die effektiven Massen im wesentlichen konstant.

2. Zwischen 50 und 15% Si erfolgt die grösste Änderung.

- a) Für 15–20% Si können die Messresultate dadurch erklärt werden, dass die Leitungsbänder L_1 und Δ_1 eng benachbart und somit gleichzeitig wirksam sind.
- b) Zwischen 30 und 50% Si ist die Änderung von $\overline{(m/m_n)^2} + \overline{(m/m_p)^2}$ auffallend gross. Weil das Band L_1 sicher nicht mehr wirksam ist, muss die Änderung allein durch das Band Δ_1 , höchstens zum Teil durch die Valenzbänder, bedingt sein.

3. Für 15–0% Si liegen die Werte $\overline{(m/m_n)^2} + \overline{(m/m_p)^2}$ zwischen 60 und 80 und bleiben annähernd konstant.

Literatur

- 1) G. BUSCH, Halbleiter und PHOSPHORE, S. 158 (1958), herausgegeben von M. Schön und H. Welker.
- 2) CH. ENZ, Helv. Phys. Acta 28, 158 (1955).
- 3) R. BRAUNSTEIN, A. R. MOORE und F. HERMAN, Phys. Rev. 109, 695 (1958).
- 4) F. HERMAN, Phys. Rev. 95, 847 (1954).

Relations entre la structure cristalline et les propriétés électriques du sulfure d'argent Ag_2S

par G. BUSCH et P. JUNOD

(Laboratoire de physique du corps solide, E.P.F., Zurich)

1. Introduction

La conductibilité électrique de Ag_2S donna lieu à une controverse animée entre de nombreux auteurs, dont TUBANDT et WAGNER. Le premier, en effet, mesurait une conductibilité ionique¹⁾, tandis que WAGNER²⁾ était partisan d'une conductibilité électronique. On admet aujourd'hui que dans la phase α ($T > 180^\circ\text{C}$), Ag_2S est un conducteur électronique pur. La phase β ($T < 180^\circ\text{C}$) peut, suivant la stoechiométrie, présenter quelques pour-cent de conductibilité ionique.

Ag_2S est également intéressant du point de vue cristallin. A 20°C , la cellule élémentaire est rhomboédrique; à 180°C intervient un changement de phase allotropique du 1^{er} ordre, et la cellule élémentaire devient cubique, centrée intérieurement^{3) 4)}.

Le but de ce travail était de préparer du sulfure d'argent stoechiométrique de grande pureté, et d'en mesurer les propriétés électriques dans les deux phases. Une étude des zones de Brillouin a permis d'interpréter les résultats de façon satisfaisante.

2. Résultats et interprétation

Du point de vue qualitatif, les résultats sont très semblables à ceux obtenus pour le sélénide d'argent, publiés récemment⁵). La conductibilité électrique (fig. 1) présente de façon très distincte, deux domaines bien définis:

1° aux températures $T < 180^\circ\text{C}$ Ag_2S est un semi-conducteur possédant une énergie d'activation ΔE d'environ 1 eV;

2° dès que l'on passe dans la phase supérieure ($T > 180^\circ\text{C}$), la conductibilité électrique σ subit une discontinuité, et augmente brusquement

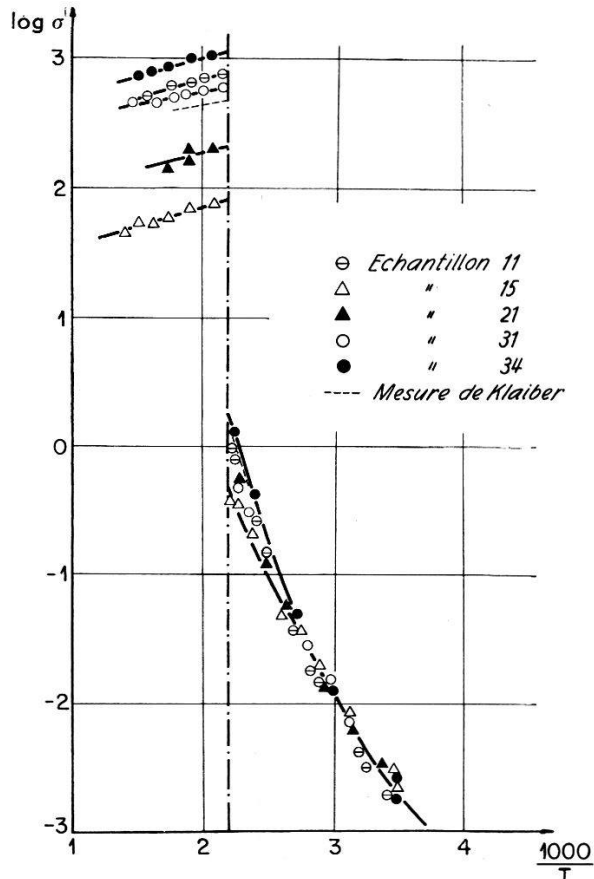


Fig. 1

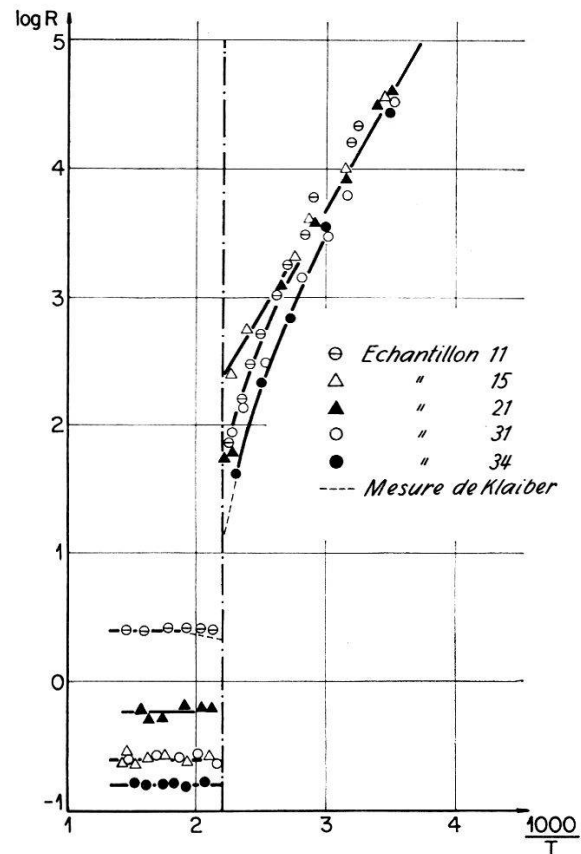
Conductibilité électrique de Ag_2S 

Fig. 2

Effet Hall de Ag_2S

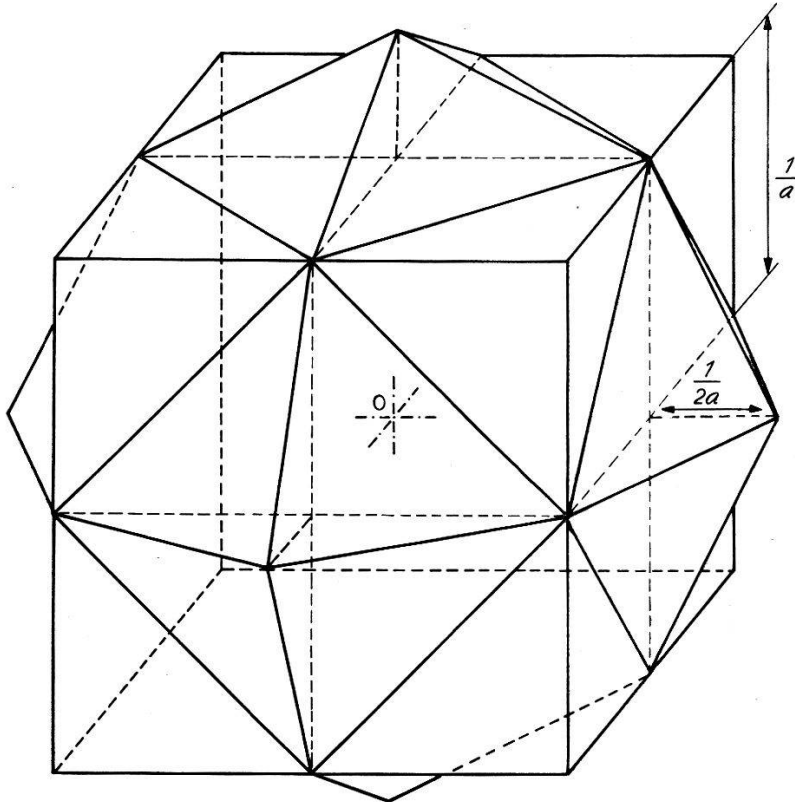
d'un facteur pouvant atteindre 10^3 . Dans la phase supérieure, la variation de σ en fonction de la température est semblable à celle d'un métal.

L'effet Hall (fig. 2) présente dans son ensemble un caractère analogue. A 180°C , R diminue brusquement, ce qui correspond à une augmentation de la densité des porteurs de charges, puis reste constant.

Une étude des zones de Brillouin permet de comprendre aussi bien le caractère semi-conducteur de la phase β , que le caractère métallique de la phase α .

Phase β : Cette phase étant semi-conductrice, il suffit de rechercher une zone pouvant contenir $8/3$ d'électrons par atome. Une telle zone se construit facilement à l'aide des plans (002) et (220) qui sont les plus intenses dans les diagrammes de diffraction électronique de BOETTCHER.

Phase α : Un calcul des facteurs de structure dans cette phase cubique centrée intérieurement montre que dans l'espace \vec{k} ($k = 2\pi/\lambda$), une discontinuité de l'énergie des électrons intervient lorsque l'on traverse les plans (200) et (211). Ce fait est également confirmé par les résultats de



Cube: plans (200) Polièdre: plans (211)

Fig. 3

Zones de Brillouin de $\alpha\text{-Ag}_2\text{S}$

BOETTCHER. La figure 3 montre les différentes zones que l'on peut construire à l'aide de ces familles de plans. Le cube limité par les plans (200) ayant un volume de $8/a^3$ pourrait contenir exactement le nombre disponible d'électrons de valence et $\alpha\text{-Ag}_2\text{S}$ devrait être semi-conducteur. Les volumes situés entre les sommets de ce cube et les plans (211) (volume $1/a^3$) correspondent à des états d'énergie plus élevés que ceux situés entre les faces du cube et les mêmes plans (211) (volume $2/a^3$). La moitié seulement de cette dernière zone étant occupée $\alpha\text{-Ag}_2\text{S}$ doit être métallique, ce qui est en accord avec nos mesures.

Bibliographie

- 1) C. TUBANDT, Hdb. Exp. Phys. XII/1, 384 (1932).
- 2) C. WAGNER, Z. Phys. Chem., B. 23, 469 (1933).
- 3) P. RAHLFS, Z. Phys. Chem., B. 31, 157 (1936).
- 4) A. BOETTCHER, G. HAASE et H. TREUPEL, Z. angew. Phys. 7, 478 (1955).
- 5) G. BUSCH et P. JUNOD, Helv. Phys. Acta 30, 470 (1957).

Sur la conductivité calorifique des métaux ferromagnétiques

par L. BERGER

(Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne)

En ce qui concerne les métaux ferromagnétiques, de nombreux travaux expérimentaux¹⁾ ont déjà étudié leur conductivité électrique dans un champ magnétique. Dans certains alliages fer-nickel ou nickel-cobalt, les variations relatives de conductivité électrique, dues au champ magnétique, atteignent 20% à basse température.

Par contre, la conductivité calorifique en champ magnétique des métaux ferromagnétiques n'est que très mal connue²⁾.

La présente communication décrit quelques mesures de conductivité calorifique effectuées sur un spécimen de ferronickel à 76,4% de nickel en poids, à la température de 82 °K.

La méthode de mesure est la suivante: la différence de température entre deux points du spécimen, placé dans le vide et parcouru par un courant de chaleur connu, est mesurée au moyen de deux thermomètres à résistance de carbone; l'avantage du carbone est de permettre des mesures à la température de l'air liquide comme à celle de l'hélium liquide. Les thermomètres sont placés dans deux bras d'un pont de Wheatstone, de telle manière que le galvanomètre du pont donne directement la différence des températures. Enfin les indications de ce galvanomètre sont transmises à un enregistreur à plume, par l'intermédiaire d'un suiveur de spot électronique. On en tire la conductivité calorifique, ou son inverse la résistivité calorifique ρ_{cal} .

La figure 1 donne les résultats obtenus dans des champs transversaux au courant de chaleur. Ces champs, produits par un électroaimant, vont jusqu'à 2,2 Vs/m² (22000 G). Comme le spécimen a la forme d'un cylindre allongé transversal au champ, il y a un champ démagnétisant très notable, pour lequel aucune correction n'a été apportée. Sur la même figure, sont portés également les résultats de mesures de la résistivité électrique $\rho_{\text{él}}$, qui ont été faites sur le même spécimen et dans les mêmes conditions.

On voit que l'effet du champ magnétique sur ρ_{cal} est analogue à l'effet sur $\rho_{\text{él}}$, quoique plus faible dans un rapport qui vaut environ 0,55.

De même, la figure 2 donne les résultats obtenus dans des champs parallèles au courant de chaleur. Ces champs, produits par un solénoïde, vont jusqu'à $0,15 \text{ Vs/m}^2$ (1500 G). Le quotient de la longueur au diamètre du spécimen étant 17, le champ démagnétisant est beaucoup plus faible que dans les mesures à champ transversal. De nouveau aucune correction de champ n'est faite. On voit que l'effet du champ magnétique sur q_{cal} est de nouveau analogue à l'effet sur $q_{\text{él}}$, et plus faible dans un rapport qui vaut de nouveau environ 0,55. La précision relative des mesures est moins satisfaisante cependant que dans le cas du champ transversal.

Ces résultats peuvent s'interpréter par l'existence d'une conduction calorifique notable par les phonons; si l'on admet la validité de la loi de Wiedemann-Franz, et si la conduction par les phonons est supposée

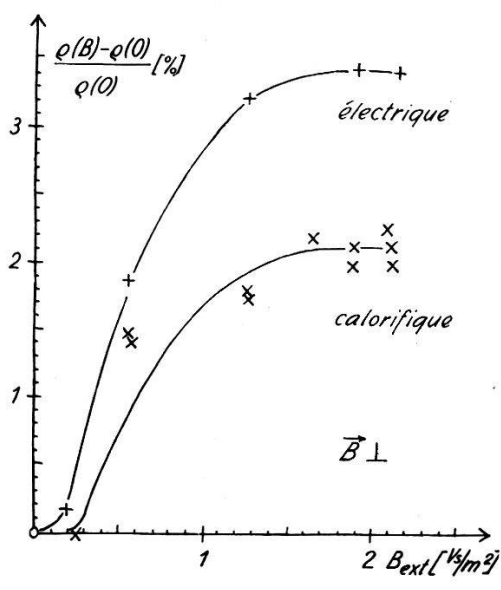


Fig. 1

Champ transversal aux courants.
Variations relatives de q_{cal} et $q_{\text{él}}$,
changées de signe.

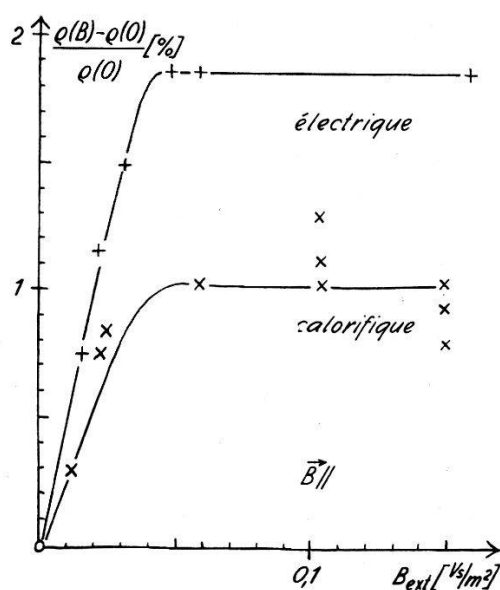


Fig. 2

Champ parallèle aux courants.
Variations relatives de q_{cal} et $q_{\text{él}}$,
données avec leur vrai signe.

ne pas varier avec le champ magnétique, on peut même déterminer l'importance relative de cette conduction par les phonons. Cependant, FRIEDBERG et DOUTHETT ont trouvé récemment³⁾, dans des ferrites, une conduction par les phonons variable avec le champ magnétique.

Il est à noter que le spécimen utilisé dans ces premières mesures se trouve dans l'état non recuit. On remarquera à ce propos que les effets à champ parallèle sont loin de valoir le double des effets à champ transversal correspondants, mais sont même plus petits; voir à ce propos un mémoire de BITTEL⁴⁾. L'intérêt des présentes mesures se trouve donc surtout dans la comparaison entre effets calorifiques et effets électriques, sur le même spécimen.

Je tiens à remercier le Fonds National de la Recherche Scientifique pour l'équipement cryogénique mis à disposition, ainsi que le Prof. D. RIVIER et le Dr L. RINDERER pour les discussions que j'ai pu avoir avec eux.

Bibliographie

- 1) SEITZ et TURNBULL, Solid State Physics (Academic Press, 1957), Vol. 5, article par J. P. JAN, p. 67.
- 2) W. MEISSNER, Handbuch der Experimentalphysik (Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1935), Vol. 11, 2e partie, p. 384.
- 3) DOUTHETT et FRIEDBERG, Bull. Amer. Phys. Soc., Vol. 3, 226 (1958).
- 4) H. BITTEL, Annalen der Physik, Vol. 31, 219 (1938).

**Ein transistorisiertes Mehrkanal-System
zur Registrierung von Vibrationen auf Magnetband**

von P. KOCH (Eidg. Amt für Mass und Gewicht, Bern)

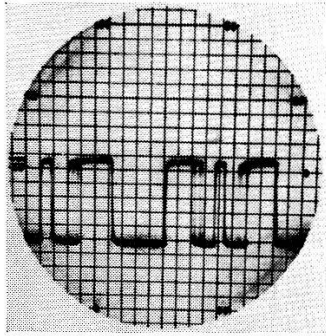
Im Eidgenössischen Amt für Mass und Gewicht wird eine Anlage entwickelt, die es gestattet, eine grosse Anzahl Kanäle mit einer Bandbreite von je 150...200 Hz auf Magnetband zu registrieren. Die Apparatur soll dort eingesetzt werden, wo die photographische Registrierung infolge ihrer beschränkten Kanalzahl und Bandbreite versagt. Dies trifft vor allem bei der Registrierung von Vibrationen zu, das Gerät soll aber so wenig wie möglich spezialisiert werden.

Die Anforderungen, welche dem Entwurf zugrunde lagen, sind die folgenden:

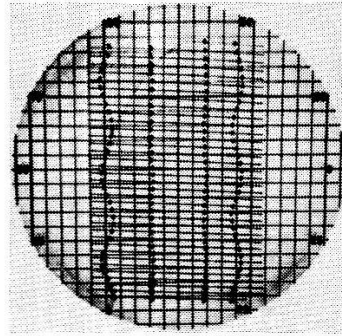
1. Möglichst viele Einzelkanäle. (Gegenwärtig 4 pro Spur, 8 Spuren auf 12,7-mm-Band).
2. Bandbreite pro Kanal ca. 200 Hz.
3. Möglichkeit, n -Kanäle zu einem einzigen von n -facher Bandbreite zu vereinigen. (Gegenwärtig $n = 1, 2, 4$.)
4. Genauigkeit der Messung ca. $\pm 2..3\%$.
5. Die Aufnahme soll auch in Fahrzeugen möglich sein. Gewicht, Ausmasse, Stromverbrauch müssen gering bleiben, ebenfalls die Anforderungen an die Stabilität der Speisespannungen und die Empfindlichkeit auf mechanische Störungen.
6. Die Aufnahmen sollen mit stark veränderter Geschwindigkeit abgespielt werden können (ca. ± 1 Oktave).

Als Modulationsart wurde Impulslage-Modulation gewählt, einerseits wegen der Forderung 6, andererseits weil die Variation der Impulslage, auf dem Umweg über die Phasenmodulation einer Hilfsschwingung, sich mit

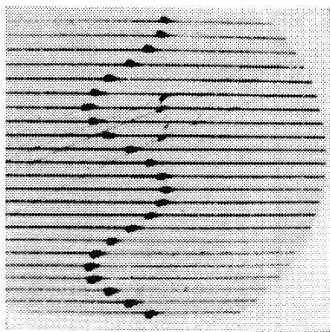
einfachen Brückenschaltungen realisieren lässt¹⁾). Die Modulation geschieht durch das Messelement, und infolge des Wegfalls von Modulationsverstärkern verursacht die Übertragung der Frequenz 0 keine Schwierigkeiten. Das System ist also statisch eichbar. Die Messgrößen sind dargestellt durch das Verhältnis zweier Größen derselben Dimension, nämlich der Verschiebung von Impulsen einerseits und dem Abstand zweier



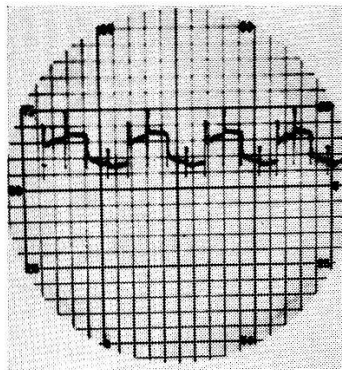
1



2



3



4

- 1 Der aufgenommene Impulszug. Eine kleine Quadratseite = $100 \mu\text{s}$. Flanken 1 und 4 moduliert, dazwischen das schmale Referenzrechteck.
- 2 Der Impulszug aus 1, vom Magnetband abgespielt. Die linken Zeilenanfänge stimmen mit der zweiten Flanke des Referenzrechtecks überein, dann folgen die Kanäle 1...4. Man beachte das rückwärts wirkende Nebensprechen.
- 3 Detail aus 2.
- 4 Wirkungsweise des extrapolierenden Filters. Ableitung und Krümmung etwas schwach gehalten, um nicht eine Frequenz zu stark hervorzuheben.

Referenzimpulse andererseits. Diese dimensionslose Darstellung erlaubt das Abspielen mit variabler Geschwindigkeit.

Das Magnetband wird ständig in der einen oder andern Richtung gesättigt, in der Absicht, Kopiereffekte möglichst zu vermeiden. Gleichzeitig wird der Aufbau des Abspielverstärkers dadurch vereinfacht, weil die Ausgangsspannung des Magnetskopfes relativ hoch wird.

Der gesamte Impulszug einer Magnetspur hat eine Repetitionsfrequenz von 800 Hz und besteht aus 6 Vorzeichenwechseln, also 3 Rechtecken.

Jeder der 4 Kanäle moduliert nur eine Flanke, 2 Flanken bilden das Referenzrechteck, dessen Kennzeichen seine minimale Breite ist (ca. $80 \mu\text{s}$, gegenüber ca. $160 \dots 360 \mu\text{s}$ für die Abstände benachbarter modulierter Flanken). Die maximale Modulation von $\pm 50 \mu\text{s}$ entspricht einem Phasenwinkel von $\pm 15^\circ$ und gewährleistet eine genügende Linearität. (Der Messwert ist proportional dem Tangens des Phasenwinkels).

Bei der Wiedergabe wird der Referenzimpuls nicht am Absolutwert seiner Dauer erkannt, sondern durch Vergleich mit der Dauer der übrigen Rechtecke. Dieses Verfahren ist wieder weitgehend geschwindigkeitsunabhängig. Die durch den Vergleich herausgefundene zweite Flanke des Referenzrechteckes steuert eine aus Flip-Flop bestehende Schaltung, welche die 4 folgenden Kanalimpulse auf die 4 Ausgangsleitungen der Abspielapparatur leitet. Daneben synchronisiert diese Bezugsflanke eine Sägezahnspannung von gleicher oder 2..4-facher Frequenz, welche zur Umwandlung der Impuls-Lagen in Impuls-Höhen verwendet wird.

Die Sägezahnspannung wird durch automatische Regelung eines Kondensator-Ladestromes unabhängig von der Repetitionsfrequenz auf konstanter Amplitude gehalten. Kleine Schwankungen dieser Amplitude, durch rasche Variationen in der Bandgeschwindigkeit verursacht, können als Korrekturspannungen auf die Kanalausgänge verteilt werden, wie dies von den FM-Systemen her bekannt ist.

Die so gewonnenen 800 Momentanwerte pro Kanal werden einer Filterschaltung zugeführt, welche gewisse extrapolierende Eigenschaften hat²⁾. Sie besteht im wesentlichen aus einem Integrator, welcher einen Momentanwert solange hält, bis dieser durch einen neuen abgelöst wird. Diesem Integrator wird zusätzlich ein Ladestrom zugeführt, welcher proportional der Höhe des Sprunges vom letzten auf den momentan gehaltenen Funktionswert ist. Dadurch wird eine lineare Extrapolation auf den vermutlichen nächsten Funktionswert hin erreicht. Es ist dann noch möglich, diesen Ladestrom durch die Größe des Funktionswertes so zu beeinflussen, dass die Extrapolationskurve eine gewisse Krümmung erhält und sich (optimal nur für eine Frequenz!) der Modulationsfunktion einigermaßen anschmiegt.

Als Bandgeschwindigkeit wurde 19 cm/s gewählt, um Antriebsenergie zu sparen und eine möglichst lange Registrierzeit zu erzielen. Die angegebenen Frequenzen sind auf diese Geschwindigkeit und die dabei erzielbaren Leistungen des Magnetkopfes abgestimmt. Leider hat sich bei den Versuchen ein ganz unerwarteter Effekt gezeigt, welcher eventuell dazu zwingen wird, die Bandgeschwindigkeit zu erhöhen: die variable Lage einer Impulskante wirkt auf die früher magnetisierten Impulse ein und vermag deren Grenzen nachträglich noch zu verschieben. Dadurch entsteht ein beträchtliches einseitiges Nebensprechen von jedem Kanal

auf den jeweils vorangehenden. Der Einfluss lässt sich über mehr als der halben Dauer der Grundperiode, das sind ca. $600 \mu\text{s}$ oder $120 \mu\text{m}$, erkennen. Diese Länge ist von derselben Größenordnung wie die gelegentlich angeführte Grenzwellenlänge, von welcher an das Feld der magnetisierten Bereiche nur noch geschwächt aus dem Band austritt. Eine blosse Kompensation des Effektes innerhalb der Abspielapparatur ist denkbar, sofern das Band rückwärts abgespielt werden darf.

Literatur

- 1) UPHAM/DRANETZ, Transistor Modulator for Airborne Recording. Electronics, Juni 1956, S. 167.
- 2) LARS LOFGREN, Predictors in Time-Shared Analog Computers. Actes Journées Internationales de Calcul Analogique, 1955 (Librairie Encyclopédique, Bruxelles).

Ein dekadischer Transistoruntersetzer mit hohem Auflösungsvermögen

VON E. BALDINGER, P. SANTSCHI und P. WEHRLI

(Physikalische Anstalt der Universität, Abteilung für angewandte Physik, Basel)

Die bereits früher beschriebene duale Untersetzerschaltung¹⁾ konnte durch passende Wahl der Gleichstromdaten bezüglich ihrer Toleranzen wesentlich verbessert werden. Mit einer Kombination von Philco-Transistoren 2N 128 und SB 100 erreicht man ein Auflösungsvermögen von $50 \text{ m}\mu\text{s}$, wobei die Schaltung gute Toleranzen aufweist (Änderungen der Werte der Schaltelemente von min. $\pm 5\%$ sind zulässig). Die obere Grenze des Auflösungsvermögens liegt bei $40 \text{ m}\mu\text{s}$ (25 MHz).

Mit dieser dualen Stufe wurde nach einem bereits von Röhrenschaltungen her bekannten Prinzip²⁾ ein dekadischer Untersetzer gebaut. Bei einem Auflösungsvermögen von $100 \text{ m}\mu\text{s}$ (10 MHz) sind Änderungen der Werte der Schaltelemente um ca. $\pm 5\%$ zulässig. Die obere Grenze des Auflösungsvermögens liegt bei 13 MHz, und wird im wesentlichen durch die Laufzeit in den drei letzten Untersetzerstufen bestimmt.

Die Begrenzung des Auflösungsvermögens durch Laufzeiteffekte lässt sich bei dekadischen Untersetzern prinzipiell vermeiden, wenn man duale Stufen und Fünferstufen hintereinander schaltet. So kann man z. B. unter Verwendung von zwei dualen und zwei Fünfer-Stufen einen 100-fach-Untersetzer bauen, dessen Auflösungsvermögen dem der ersten dualen Stufe, die eingangs erwähnt wurde, entspricht. Die für diese Schaltung notwendigen 5-fach-Untersetzer mit einem Auflösungsvermögen von $200 \text{ m}\mu\text{s}$ (5 MHz) wurden von uns entwickelt. Naturgemäss wird für eine derartige Schaltung die Interpolation kompliziert.

Eine ausführliche Publikation über diese Untersuchungen erscheint demnächst.

Les hommes de science de ma génération, qui ont eu la bonne fortune d'assister à toute la transformation de la physique, en avaient été vivement frappés, et avec beaucoup d'autres je pense encore que cet abandon a été regrettable à divers points de vue. Le grand Physicien L. DE BROGLIE lui-même, demandait récemment que l'on revienne à cette étude¹⁾.

Je vais montrer par deux exemples que la théorie classique peut être prolongée et certaines impasses supprimées. Le cadre axiomatique de cette étude doit être précisé: il comprendra l'électrodynamique classique de MAXWELL-LORENTZ, la relativité restreinte, et la quantification selon BOHR.

1° Anomalie gyromagnétique

Le rapport, dit gyromagnétique, du moment cinétique au moment magnétique pour des électrons en mouvement sur des trajectoires circulaires, vaut

$$g = \frac{M}{\mathfrak{M}} = 2 \frac{m_v}{\varepsilon}$$

(m_v masse de l'électron ε calculée en mouvement de translation).

L'expérience montre que, pour l'électron tournant considéré seul, ce rapport vaut

$$g_S = \frac{m_v}{\varepsilon}$$

Le calcul sembla justifier cette valeur²⁾.

En réalité, si l'on calcule la masse m_ω de l'électron dans son mouvement propre de rotation suivant le même processus mathématique qui sert à calculer la masse m_v , on trouve aisément que $m_\omega = 1/2 m_v$ en sorte que

$$g_S = \frac{2 m_\omega}{\varepsilon}$$

On est en droit de dire qu'il n'y a pas d'anomalie gyromagnétique si l'on attribue à chaque type de mouvement de l'électron la masse qui lui correspond. Cela n'est légitime que si l'on démontre de plus qu'il n'y a pas d'interaction entre les valeurs des masses et des énergies pour le spin d'une part et pour l'électron en mouvement normal d'autre part, ce qui se fait aisément par des considérations de symétrie.

2° Dimensions de l'électron

Les calculs faits par UHLENBECK et GOUDSMIT³⁾ conduisaient, en utilisant le rayon classique de l'électron, à une vitesse périphérique V de 300 c, et la gravité apparente de cette impasse fut une des raisons de l'abandon de la théorie classique de l'électron. Or, ce calcul est erroné.

On ne peut attribuer la valeur numérique connue de la *masse mesurée* μ à la *masse calculée* m_v , comme on le fait dans le calcul rappelé ci-dessus, pour deux raisons: d'une part l'électron non tournant n'existe pas, et, d'autre part, en raison de la valeur élevée de la vitesse V , la masse μ est forcément la valeur *relativiste*, non pas de m_v mais de $m_\omega = m_v/2$.

Il faut alors attribuer à l'électron réel une vitesse V inférieure à c , avec

$$\chi = \frac{c-V}{c} \quad \text{et} \quad \sqrt{1-\beta^2} = \sqrt{2\chi}$$

$$\text{On tire de là} \quad \begin{cases} a' = 3,9 \cdot 10^{-11} \text{ cm} \\ \chi = 5,6 \cdot 10^{-5} \end{cases}$$

(a' valeur nouvelle du rayon a).

Ainsi l'électron à spin est nécessairement beaucoup plus gros qu'il n'avait été prévu dans la théorie de l'électron non tournant. De plus, il faut prévoir qu'il ne peut être sphérique. Les densités électriques disposées sur lui le long des parallèles s'attirent par effet électrodynamique. La symétrie sphérique de l'électron non tournant est détruite et la forme d'équilibre se rapproche d'une sorte d'anneau disposé sur un ellipsoïde extrêmement aplati, le rayon de giration se confondant pratiquement avec le rayon d'équateur. Toutefois une théorie complète pose d'autres problèmes et nécessite d'autres hypothèses qui ne peuvent trouver place ici.

Bibliographie

- 1) Nouvelles perspectives en Microphysique, 1956, p. 141.
- 2) MAX ABRAHAM, Ann. de Phys. X, p. 168; UHLENBECK et GOUDSMIT, Physica VI, p. 273.
- 3) L. BRILLOUIN, Atome de Bohr, PUF 1931.

Gamma-Winkelverteilungen bei Coulomb-Anregung von einigen u - g -Kernen

VON J. DE BOER, M. MARTIN UND P. MARMIER
(Cyclotron-Laboratorium, ETH, Zürich)

Die elektromagnetische Anregung der Kerne Eu-153, Gd-157, Dy-163, Hf-177, Hf-179, Re-185 und Re-187 wurde mit Hilfe von 4 MeV-Protonen untersucht, indem Energie, Ausbeute und Winkelverteilung der Zerfallsgammastrahlung gemessen wurden. Je 35 mg der vom Oak Ridge National Laboratory gelieferten angereicherten Isotope (Oxyde von Eu, Gd, Dy und Hf, Metallpulver von Re) wurden zu einer Pille gepresst und mit Perocellinlack auf einer Nickelunterlage befestigt.

Die gewonnenen Resultate sind in Tabelle 1 wiedergegeben. Die einzelnen Kolonnen haben folgende Bedeutung:

E_γ = Gammaenergie.

$\varepsilon \cdot B(E2)_{ex}$ = Übergangswahrscheinlichkeit für E2-Anregung.

$B(E2)_{ex}$ = reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit für E2-Anregung.

$B(M1)$ = reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit für M1-Zerfall.

%E2 = aus der Winkelverteilung bestimmter Anteil der E2-Strahlung.

\mathfrak{J} = Trägheitsmoment.

Q_0 = inneres Quadrupolmoment.

g_R = gyromagnetischer Faktor der inneren Nukleonenbewegungen.

g_K = gyromagnetischer Faktor der kollektiven Rotation.

Eine ausführliche Arbeit wird demnächst in der Helv. Phys. Acta erscheinen.

Tabelle 1

Zusammenfassung der Messergebnisse

Isotop (Anreicherung)	E_γ keV	$\varepsilon B(E2)_{ex}$ $e^2 \cdot 10^{-48}$ cm ⁴	$B(E2)_{ex}$ $e^2 \cdot 10^{-48}$ cm ⁴	$B(M1)$ $\left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2$	%E2	$\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}}$ keV	Q_0 10^{-24} cm ²	g_R	g_K
⁶³ Eu ¹⁵³ (95,0%)	83	0,56	2,4			11,9	7,1		
	191	0,33	0,77		100%	11,9	6,8		
	108	0,124		0,012	49%			0,47	0,65
⁶⁴ Gd ¹⁷⁵ (69,7%)	(55)								
	130	0,16	3,8		100%	10,8	11,5		
	75	0,65		0,44	2,5%			0,65	-0,86
⁶⁶ Dy ¹⁶³ (74,0%)	74	0,84	7,2			10,6	12,1		
	167	0,46	1,16		100%	10,4	8,8		
	94	0,114		0,0032	88%			0,26	0,18
⁷² Hf ¹⁷⁷ (62,2%)	112	1,35	4,3			12,5	10		
	250	0,59	1,08		100%	12,5	10		
	138	0,18		0,0079	90%			0,25	0,20
⁷² Hf ¹⁷⁹ (47,5%)	122	0,94	2,5			11,1	8,2		
	272	0,075	0,42		100%	11,3	7,4		
	149	0,144		0,34	8%			0,34	-0,20
⁷⁵ Re ¹⁸⁵ (85,8%)	128	0,77	2,0			18,3	6,5		
	287	0,039	0,83		100%	17,9	7,1		
	159	0,36		0,80	3,5%			0,32	1,64
⁷⁵ Re ¹⁸⁷ (98,8%)	132	0,69	1,7			18,8	5,9		
	300	0,053	0,70		100%	18,7	6,5		
	166	0,31		0,46	5,0%			0,56	1,56

Sur la réaction $K^{40}(n_{th}, p)A^{40}$

par J. ROSSEL et J. WEBER

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Un compte rendu de ce travail paraîtra prochainement dans *Helv. Phys. Acta.*

Streuung von 3,27-MeV-Neutronen an Deuteronen

VON H.-J. GERBER, M. BRÜLLMANN, D. MEIER

(Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Es wurde die Polarisation $P_2(\vartheta)$ für die elastische Streuung von 3,27-MeV-Neutronen an Deuteronen unter dem Winkel $\vartheta_{\text{Spt}} = 53^\circ$ mit Hilfe einer schnellen Flugzeitapparatur gemessen. Wir erhalten

Streuwinkel		$P_2(\vartheta)$
β_{Lab}	ϑ_{Spt}	$(+15 \pm 8)\%$
36°	53°	

Korrekturen wurden angebracht für Absorption im Streukörper und für Mehrfachstreuung. Der angegebene Fehler berücksichtigt nebst der statistischen Ungenauigkeit auch apparative Fehlerquellen.

Die Messmethode wurde früher beschrieben¹⁾. Wir beschränken uns hier im wesentlichen auf den elektronischen Teil.

Das gestreute Neutron und das Rückstossdeuteron (Fig. 1) lösen je einen Lichtblitz vor einer RCA-6810-Photovervielfacherröhre aus in einem zeitlichen Abstand, der gleich der Flugzeit des Neutrons zwischen Streukörper und Neutronenzähler ist. Die negativen Anodenimpulse der 6810 stellen den Ruhestrom in der nachfolgenden Begrenzeröhre (E 180 F) ab und erzeugen somit an deren Anode positive Impulse. ($V \leq 3,8$ V). Diese gelangen auf die Kabel (RG 114/U) und treiben einen EFP60-Diskriminator. (Schaltung nach MOODY²⁾). Eine Impulsformerstufe bestehend aus Begrenzeröhre (E 180 F) und kurzgeschlossenem Kabelstück verwandelt die Ausgangsimpulse des Diskriminators in Rechtecke von exakt gleicher Höhe (+ 1,85 V) und Länge ($T = 35 \times 10^{-9}$ sec). Der zeitliche Abstand eines Rechteckes herrührend vom Rückstossdeuteronenzähler und eines solchen vom Neutronenzähler wird nun durch Messung der Überlappung bestimmt. Zu diesem Zwecke gelangen die beiden Rechtecksimpulse je auf ein Steuergitter einer doppelgesteuerten Heptode (E 91 H), welche nur während der Überlappung leitet. Die Ladung wird an der Anode aufsummiert. (RC der Anode gross gegen T .) Die Anodenspannungsänderung ist damit proportional der Überlappungszeit und

linear im Impulsabstand. Nach ca. 300facher Verstärkung gelangt der Anodenimpuls der E 91 H in den 20-Kanal-Analysator. Dieser registriert also nun direkt das Flugzeitspektrum der an den Deuteronen gestreuten Neutronen.

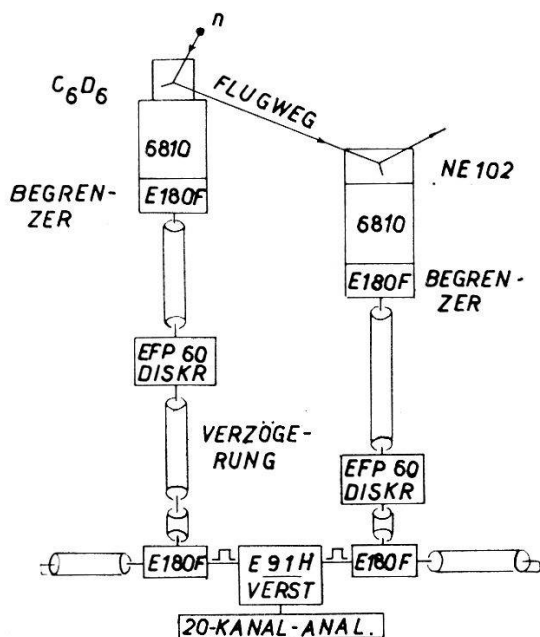


Fig. 1

Apparatur zur Messung von Flugzeitspektren der an den Deuteronen gestreuten Neutronen.

Wir zeigen nachfolgend einige Charakteristiken der Apparatur. Zunächst sprechen die Diskriminatoren mit verschiedener Verspätung auf Eingangsimpulse verschiedener Höhe an. Die Schwelle ist auf 2 Volt eingestellt. Normalimpulse von 3,8 V erfahren eine Verspätung von weniger als 10^{-9} s (Fig. 2). Zur Prüfung der ganzen elektronischen Apparatur

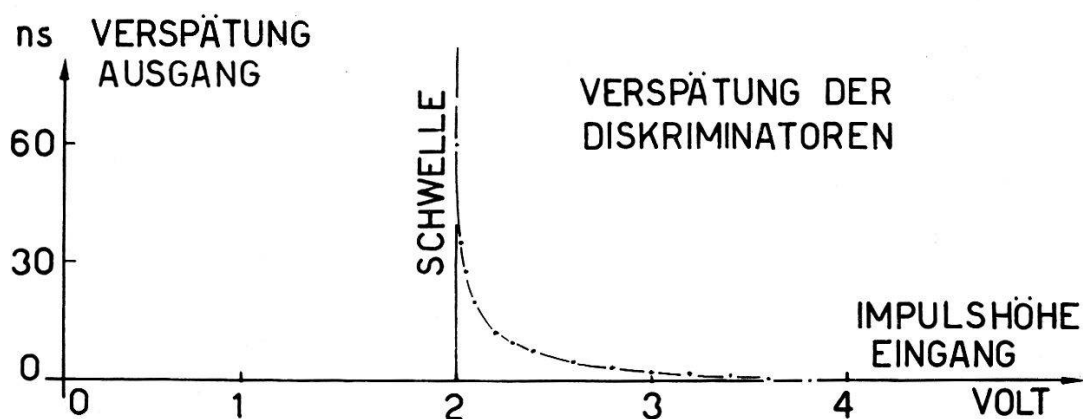


Fig. 2

Verspätung der Ausgangsimpulse der EFP-60-Diskriminatoren in Funktion der Eingangsimpulshöhe gemessen mit künstlichen Impulsen eines Quecksilberschalters, deren Anstiegszeit vernachlässigbar ist. $1 \text{ ns} = 10^{-9} \text{ s}$.

haben wir vorerst an Stelle von Neutronen Paare gleichzeitig emittierter γ -Quanten von Co^{60} verwendet (Fig. 3). Durch Einschalten von Verzögerungskabeln in einen der Zählkanäle ist die Linearität der Ausgangs-

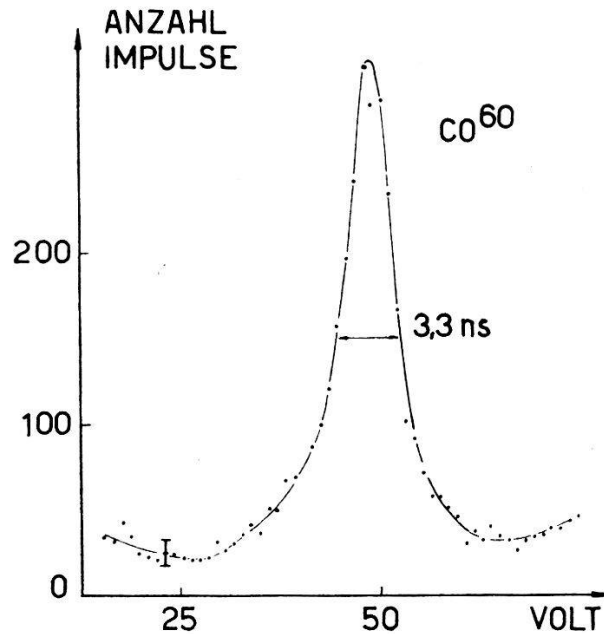


Fig. 3

Zeitspektrum gleichzeitiger Impulse, ausgelöst durch γ -Quantenpaare von Co^{60} .

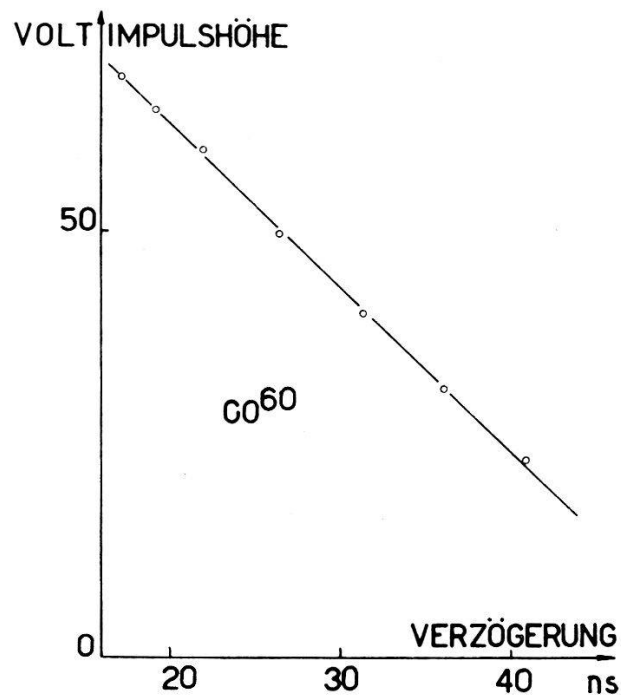


Fig. 4

Impulshöhe am Ausgang des Zeit-Pulshöhenwandlers in Funktion der Verzögerung in einem der Messkanäle. (Lage der Linie in Fig. 3).

impulshöhe (Lage der Spitze in Fig. 3) in Funktion des Zeitabstandes der Eingangsimpulse nachgewiesen worden (Fig. 4). Figur 5 zeigt die

Beziehung zwischen Ausgangsimpulshöhe und Flugzeit von Neutronen verschiedener Geschwindigkeit zwischen den Zählern.

Für die Messung der Polarisation haben wir zunächst einen Flugweg von 22 cm genommen und damit nachgewiesen, dass keine unerwünschten Neutronen im Zeitspektrum vorkommen. Danach ist der Abstand der Zähler gleich 9 cm gewählt worden.

Wir danken Herrn W. BEUSCH für Diskussionen bezüglich des elektronischen Teiles.

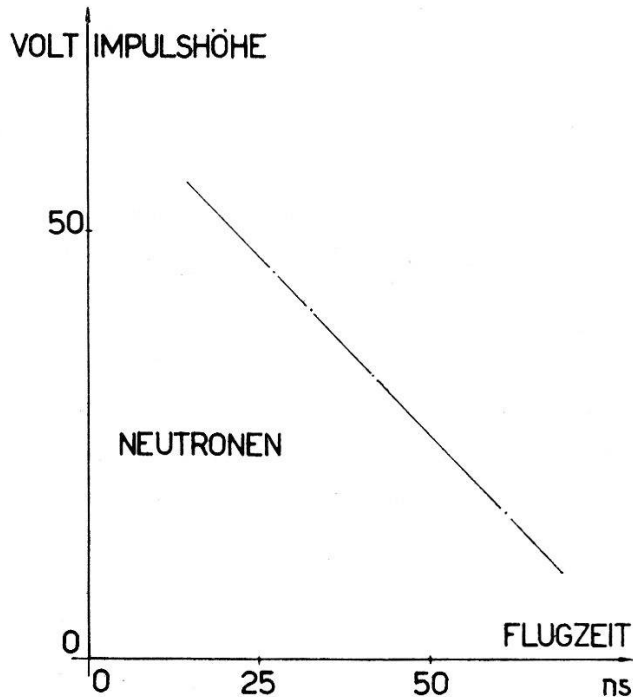


Fig. 5

Impulshöhe am Ausgang des Zeit-Pulshöhenwandlers in Funktion der Neutronenflugzeit zwischen den Zählern.

Literatur

- 1) M. BRÜLLMANN, H.-J. GERBER, D. MEIER, *Helv. Phys. Acta* 31, 318 (1958).
- 2) I. A. D. LEWIS and F. H. WELLS, *Millimicrosecond Pulse Techniques*, Pergamon Press, London 1954.

Interaction de neutrons de 300 MeV avec Cu, Ag et Pt

par CL. BOVET, E. JEANNET, J. ROSSEL et E. VAUCHER
(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Poursuivant nos recherches sur l'interaction des nucléons de haute énergie avec les noyaux lourds^{1) 2)}, nous avons étudié les étoiles produites par des neutrons de 300 MeV au moyen de la méthode des émulsions en sandwich.

Les trois sandwiches (feuilles de 15μ de Cu, $16,5 \mu$ de Ag et 11μ de Pt, serrées entre 2 émulsions Ilford G5 de 320μ d'épaisseur, sans support) ont été exposés perpendiculairement au même flux de neutrons de 300 MeV du synchrocyclotron du Carnegie Institute of Technology de Pittsburgh (U.S.A.). Par rapport aux précédentes, la présente investigation a été réalisée dans des conditions présentant les avantages suivants: nature et spectre des particules incidentes connus, flux focalisé et dirigé, gain appréciable de la probabilité d'enregistrement des traces (feuilles métalliques plus minces, émulsions plus épaisses et contact meilleur entre l'émulsion et le métal), possibilité d'utilisation de plaques nucléaires plus sensibles (à cause de l'absence de traces de rayonnement cosmique). Les mêmes méthodes de reconstruction géométrique des étoiles, de correction pour tenir compte des phénomènes non-enregistrés et de discrimination entre traces grises et traces noires ont été utilisées.

Le phénomène étudié est comparé généralement à deux modèles théoriques simples:

1° Un processus d'interactions directes entre les nucléons du noyau et le nucléon incident qui engendre une cascade intranucléaire. Certains des nucléons de cascade peuvent s'échapper du volume nucléaire donnant lieu à une émission fortement anisotrope. Ce premier processus a lieu dans un temps très court³⁾ ($\sim 10^{-22} \text{ s}$).

2° Un modèle statistique (évaporation nucléaire) qui envisage que le résidu d'excitation consécutif à la cascade est réparti entre tous les nucléons. Sur la base d'un modèle thermodynamique du noyau (considéré comme un gaz de FERMI), on calcule la probabilité d'émission d'une particule de type donné. Cette émission est isotrope dans le système du

Tableau I

	Cu	Ag	Pt
a (traces noires)	1,45	1,73	2,58
a (traces grises et noires) . . .	1,48	1,80	2,73
a^*	1,37	1,21	1,11
$\bar{\nu}$	3,5	2,8	2,5
$\sigma \cdot 10^{19}$	4,2	3,6	4,1
$\sigma/A^{2/3} \cdot 10^{20}$	2,6	1,6	1,2

Note: a^* : anisotropie dans le système du laboratoire d'une distribution isotrope dans le système du centre de masse, due au mouvement de recul du noyau émetteur. a^* est calculé dans l'hypothèse d'une transmission totale d'impulsion; cette valeur est donc une limite supérieure.

centre de masse (le calcul ne faisant pas intervenir la direction du nucléon incident) et a lieu dans un temps beaucoup plus long que le premier processus⁴⁾ (constante de temps de l'ordre de 10^{-20} à 10^{-18} s).

Les grandeurs suivantes ont été déterminées :

1° La distribution angulaire des traces (fig. 1, 2 et 3); l'histogramme en pointillé représente la distribution des traces noires seulement; la courbe représente une distribution isotrope de même norme que l'histogramme détecté. Les rapports, a , des nombres de traces émises vers l'avant et vers l'arrière sont consignés dans le tableau I.

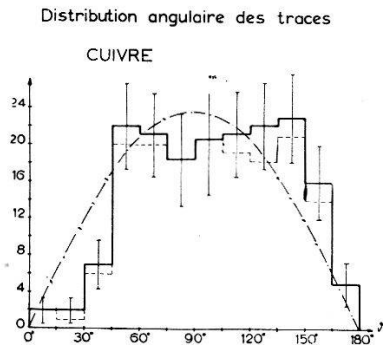


Fig. 1

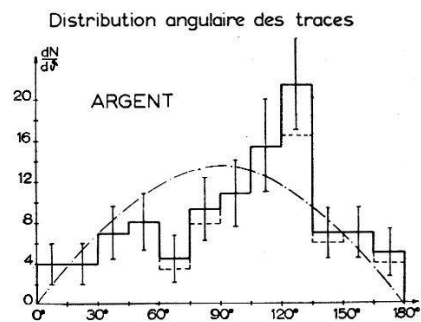


Fig. 2

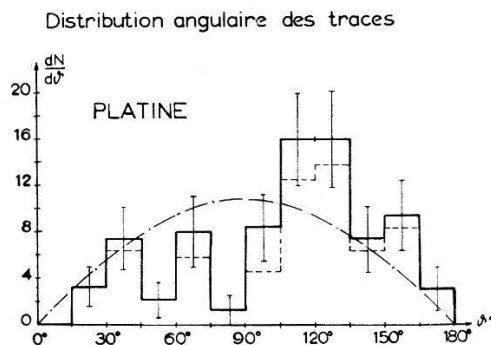


Fig. 3

2° Le nombre moyen $\bar{\nu}$ de branches par étoile (étoiles de deux branches et plus).

3° La section efficace relative de production d'étoiles. Les trois feuilles métalliques ont reçu le même flux (inconnu en valeur absolue). Nous avons reporté dans le tableau I le nombre σ d'étoiles par atome et le rapport $\sigma/A^{2/3}$.

Conclusions

1° Expérimentalement on ne peut pas séparer complètement les traces d'évaporation de celles de cascade; la forte anisotropie observée dans les distributions angulaires des traces noires révèle que le modèle d'évaporation n'est pas suffisant à lui seul. Il faut admettre que même pour les traces noires on a une contamination par les traces de cascade. Dans la

réalité, il doit se faire un passage continu de la cascade à l'évaporation et certaines particules d'énergie réduite sont probablement émises anisotropiquement durant cette période transitoire par un processus d'échauffement local et anisotrope du noyau, avant que l'énergie d'excitation ne soit répartie uniformément et que s'établisse un processus d'évaporation pure.

2° La valeur moyenne $\bar{\nu}$ du nombre de branches par étoile diminue quand A augmente. Cette décroissance s'explique dans le modèle de l'évaporation par une élévation de la barrière de Coulomb et une diminution de la température nucléaire T ($V_{\text{exc}} = K_1 A T^2$), V_{exc} croissant plus lentement que A ⁵). Dans le modèle de la cascade, pour une énergie incidente comme la nôtre, on prévoit aussi une diminution de $\bar{\nu}$ lorsque A augmente⁵).

3° La variation de la section efficace va dans le sens d'une augmentation de la transparence nucléaire pour des valeurs croissantes de A , comme nous l'avons déjà remarqué²).

Nous tenons à remercier ici le Dr SIEGEL de Pittsburgh qui a gracieusement irradié nos sandwiches, le Dr WINZELER de Berne qui a développé nos émulsions ainsi que Madame DESPONDS pour son travail consciencieux d'exploration et de reconstruction.

Ce travail a bénéficié d'une aide matérielle de la Commission Suisse de l'Energie Atomique.

Bibliographie

- 1) CL. ZANGGER et J. ROSSEL, *Helv. Phys. Acta* **29**, 507 (1956).
 - 2) E. JEANNET, J. ROSSEL et E. VAUCHER, *Helv. Phys. Acta* **30**, 484 (1957).
 - 3) M. L. GOLDBERGER, *Phys. Rev.* **74**, 1269 (1948).
 - 4) W. HEISENBERG, *Kosmische Strahlung*, 2e édition 1953 (Springer-Verlag), p. 203.
 - 5) N. METROPOLIS, R. BIVINS, M. STORM, A. TURKEVICH, J. M. MILLER et G. FRIEDLANDER, *Phys. Rev.* **110**, 185 (1958).
-