

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 32 (1959)
Heft: VI-VII

Vereinsnachrichten: Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique
Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 15.01.2026

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

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

dans le cadre de la 139^e assemblée annuelle
de la Société Helvétique des Sciences Naturelles
Lausanne, le 12 septembre 1959

Président: Prof. Dr H. STAUB (Zurich)
Secrétaire: Prof. Dr B. VITTOZ (Lausanne)

Partie administrative

Sont reçus comme membres ordinaires: Messieurs L. C. BIEDENHARN (Houston-U.S.A.), L. CHOLLET (Neuchâtel), J. DUBOIS (Lausanne), E. EUGSTER (Zürich), F. HAENSSLER (Lausanne), R. HUGUENIN (Lausanne), J.-P. KETTERER (La Chaux-de-Fonds), J. LINDER (Zürich), B. LOBHOWICZ (Basel), E. LOEPFE (Zürich), B. LÜTHI (Zürich), H. ROHRER (Zürich), R. SCHÄR (Olten), B. SECRETAN (Lausanne), M. VENUGOPALAN (Banaras-India).

Partie scientifique

Trois communications du domaine de la physique appliquée paraissent dans «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik (ZAMP)».

Observation de la résonance nucléaire en champ faible dans les gaz

par P. CORNAZ et J. P. BOREL
(Laboratoire de physique technique de l'EPUL, Lausanne)*)

Introduction, Généralités

Nous avons récemment construit une installation de résonance nucléaire pour l'étude des temps de relaxation des gaz en champ faible, ainsi que pour la suite de nos recherches sur la polarisation dynamique dans les gaz¹⁾. Bien que beaucoup de détails constructifs soient influencés par cette deuxième utilisation, le but de cette note est de décrire l'installation utilisée pour la simple résonance nucléaire.

*) Dans le cadre du subside 1447 du Fonds National Suisse; directeur Prof. R. MERCIER.

Rappelons pour commencer que les raies de résonance dans les gaz sont étroites et les temps de relaxation longs. Les deux temps de relaxation T_1 et T_2 , en général égaux, sont de quelques minutes pour les gaz rares (à moins qu'on y mélange une substance paramagnétique gazeuse ou solide qui peut donner $T_1 \approx 1$ sec.) et de l'ordre de 10^{-1} à 10^{-3} sec. pour les gaz polyatomiques. Ils augmentent proportionnellement à la pression.

Le champ magnétique utilisé dans notre installation est de 42 Gauss. La fréquence de résonance pour le proton est de 180 kHz. L'installation sera également utilisée pour des gaz rares par exemple Xe 129.

Le volume utile est de 60 cm^3 formé d'un tube d'alumine sur lequel est placé la bobine réceptrice. Nous utilisons des pressions jusqu'à 8 atm. Avec ce remplissage le gaz propylène C_3H_6 donne un rapport signal sur bruit de 20.

Méthodes utilisées

Nous avons adopté la méthode de Bloch (bobines croisées) avec modulation alternative intense du champ (méthode des raies latérales).

En plus d'un rapport signal sur bruit théorique 2 fois supérieur à celui d'un pont utilisé dans la méthode de Purcell, la méthode de Bloch possède deux grands avantages qui découlent du découplage géométrique entre émission et réception :

1° Une construction symétrique rend la tension de fuite indépendante de la température (important pour les études de polarisation dynamique où des échauffements de la tête de résonance sont inévitables).

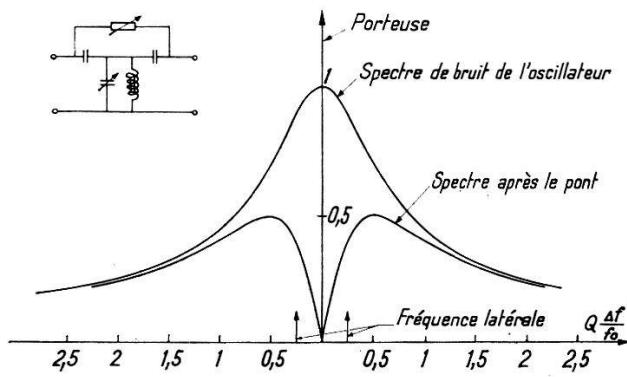


Fig. 1
Transmission du bruit de l'oscillateur par un pont

2° Le découplage est indépendant de la fréquence; tout le spectre de bruit de l'oscillateur est atténué autant que la porteuse. Le bruit d'émission est alors négligeable.

Un pont, par contre, ne possède pas ces avantages. La figure 1 montre que le bruit de l'oscillateur n'est que faiblement atténué aux fréquences

latérales de modulation, seules intéressantes dans une méthode utilisant un balayage alternatif.

Nous utilisons la méthode de modulation du champ afin de nous rendre indépendant d'éventuelles variations lentes dans la transmission de la tête de Bloch (échauffement non uniforme par le champ de saturation électronique lors des études de polarisation dynamique). La méthode de forte modulation²⁾³⁾ qui donne le rapport signal sur bruit maximum exige que la fréquence de modulation soit supérieure à la largeur de raie mais inférieure à la bande passante du circuit de réception. En champ faible ces conditions ne sont pas faciles à satisfaire; nous avons choisi $f_B = 465 \text{ Hz}$. (Largeur de raie pour gaz polyatomiques: 30 à 150 Hz.)

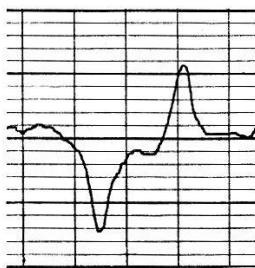


Fig. 2

Enregistrement du signal de propylène à 6 atm. $f_0 = 180 \text{ kHz}$ (42 G)
 $f_{\text{Bal}} = 465 \text{ Hz}$.

La figure 2 donne un exemple d'enregistrement pour le propylène à 6 atm.

Détails constructifs

L'ensemble de l'installation est classique; citons toutefois quelques particularités:

Le balayage lent est effectué par un balayeur thermique constitué d'une résistance de cuivre montée en série avec les bobines de Helmholz et chauffée progressivement dans un bain d'eau. Moyennant quelques précautions ce balayage est très linéaire et continu.

Le réglage fin de la tension de fuite des bobines de Bloch est assuré par un pont à inductions mutuelles variables: dans deux spires misent en série avec la bobine de réception on peut induire une tension de n'importe quelle phase et de valeur désirée au moyen de deux bobines rotatives parcourues l'une par le courant d'émission, l'autre par un courant déphasé de $\pi/2$. Ce réglage est placé dans le rack qui contient l'amplificateur haute fréquence (gain: 1000), le détecteur linéaire, l'amplificateur basse fréquence et le détecteur de phase (gain total: 50). Ce dernier est du type thermique⁴⁾⁵⁾; son temps d'intégration vaut 20 secondes. Nous avons également utilisé un Lock-in avec une constante de temps de 2 secondes. Le réglage de phase est incorporé dans l'amplificateur basse fréquence.

Bibliographie

- 1) J. P. BOREL et P. CORNAZ, Comptes rendus Acad. Sciences, Paris 247, 1988 (1958).
 - 2) K. HALBACH, Helv. Phys. Acta 27, 259 (1954) et 29, 37 (1955).
 - 3) H. PRIMAS, Helv. Phys. Acta 31, 17 (1958).
 - 4) J. P. BOREL et CL. MANUS, Helv. Phys. Acta 30, 254 (1957).
 - 5) P. CORNAZ et J. P. BOREL, Z.A.M.P., à paraître.
-

Résonance paramagnétique dans le SiO

par JEAN-PIERRE BOREL

(Laboratoire de Physique techn. E.P.U.L., Lausanne)*)

Le sous-oxyde de silicium est une substance chimique métastable à la température du laboratoire. Sa préparation nécessite un refroidissement très rapide afin d'éviter un séjour trop prolongé dans la zone de température où l'on a une décomposition du SiO en un mélange de SiO₂ et de Si.

Cette trempe a pour effet de favoriser une structure fortement désordonnée.

On observe dans le SiO une raie de résonance paramagnétique étroite qui rappelle l'une des raies que l'on connaît dans le SiO₂ amorphe irradié aux rayons X et qu'on attribue à des électrons¹⁾²⁾.

Nos mesures ont été faites en utilisant un dispositif déjà décrit³⁾, fonctionnant à 118,5 MHz (environ 42 G). On trouve une raie dont la largeur est de 3,5 G avec une valeur de $g = 2,00 (\pm 1\%)$ et un nombre de centres paramagnétiques de l'ordre de 10^{19} par gramme de SiO (Fig. 1).

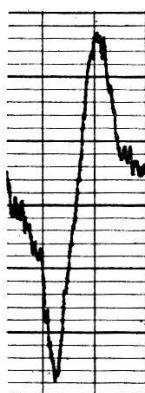


Fig. 1

Dérivée de la courbe d'absorption paramagnétique dans SiO (à 20°C)

Les mesures ont été faites sur plusieurs échantillons de différentes provenances. La nature chimique du SiO a été contrôlée en utilisant le teste

*) Subside du fonds national Suisse pour la recherche scientifique, F. N. 1447.

de la solubilité totale dans l'acide fluoridrique⁴⁾. Dans tous les cas on a trouvé sensiblement les mêmes résultats.

Bibliographie

- ¹⁾ A. KATS et J. M. STEVELS, Philips Res. Rep. 11, 115-156 (1956).
 - ²⁾ J. S. VAN WIERINGEN et A. KATS, Philips Res. Rep. 12, 432-454 (1957).
 - ³⁾ J. P. BOREL et C. MANUS, Helv. Phys. Acta 30, 254-256 (1957).
 - ⁴⁾ H. ERASMUS et J. A. PERSSON, J. Electrochem. Soc. 95, 316 (1949).
-

Dans quelle mesure la magnétorésistance est-elle fonction de l'effet Hall?

par ALBERT L. PERRIER, Lausanne

I. Nous avons fait observer il y a longtemps déjà que résistance et effet Hall sont liés et que, phénomènes faibles mis à part, leur connaissance complète exige leur mesure simultanée sur les mêmes échantillons et dans les mêmes conditions. Pour l'effet transversal, c'est presque évident ($\rho_h = \rho \operatorname{tg} \varphi$) quelle que soit l'intensité. Il n'en est pas ainsi pour l'inverse: l'effet Hall étant supposé faible, la magnétorésistance est pratiquement indépendante de ses variations.

La présente communication établit, au prix d'une hypothèse phénoménologique, que la méthode de mesure très généralement usitée de la magnétorésistance (à aimantation transversale) conduit à des *résultats indépendants de l'effet Hall quelle que soit l'intensité de ce dernier*.

Rappelons que la résistance magnétogalvanique en champ normal à l'intensité peut se définir de deux manières particulièrement intéressantes: l'une dans les conditions habituelles de mesure de l'effet Hall (par le potentiel «transversal, rotation de **E**, condition «0»), l'autre lorsqu'on observe un *courant transversal* (condition «f», potentiel transversal nul, rotation de **J**). Nous avons établi il y a bien des années¹⁾ la relation générale

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

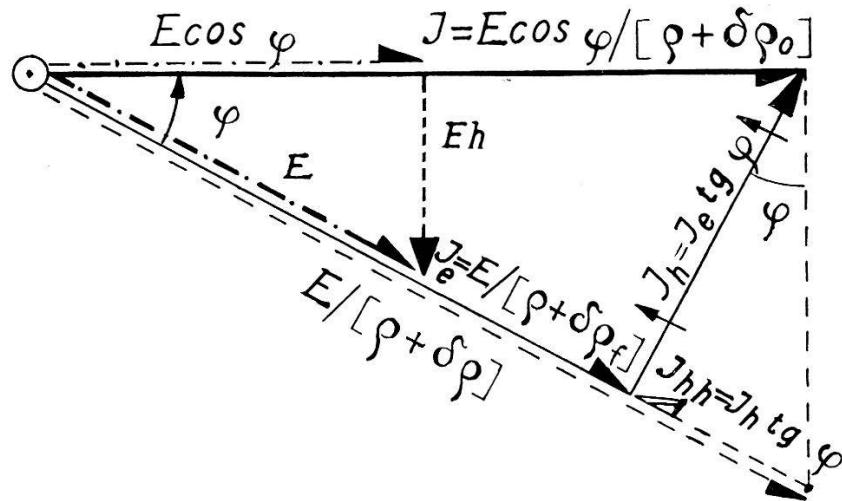
Le terme $\rho_0 \operatorname{tg}^2 \varphi$ mesure l'accroissement de résistivité en passant d'une définition à l'autre.

II. On peut imaginer diverses origines physiques de ce supplément d'énergie. Une ancienne interprétation de Corbino conduit à attribuer au courant de Hall une résistivité égale à celle du courant primaire, ce qui est incompatible avec une définition stricte de la résistivité, la *composante de E suivant ce courant étant nulle*.

Nous avons proposé²⁾ cette autre interprétation: *toute l'énergie est, bien entendu, fournie par le courant primaire* et calculable par la formule de Joule $\rho_f J_e^2$, mais la part afférente au courant de Hall lui est transmise

par voie thermoélectrique; les forces de Laplace-Lorentz changent la direction de la *quantité de mouvement* des électrons *sans altérer leur énergie cinétique*, cette dernière s'échangeant *ensuite* avec le réseau. Il convient de relever à ce propos que l'absence de *résistance* (selon définition correcte) *n'implique pas «mobilités infinies»*³.

III. Voici enfin une interprétation inédite à ma connaissance, qui conduit à l'expression rappelée plus haut, et qui n'est d'ailleurs pas contradictoire avec la description ci-dessus.



Considérons la figure (adaptation à ce cas du «*polygon magnétogalvanique caractéristique*») choisissons la représentation intensité J_h pour l'effet Hall résultant de l'action Laplace-Lorentz sur $J_e = E/(\varrho + \delta\varrho_f)$, $\delta\varrho_f$ symbolisant la magnétorésistivité suivant cette composante de courant.

Mais la composante J_h est elle-même soumise à l'induction \mathbf{B} , elle doit donc donner naissance à un courant de Hall J_{hh} (effet «tertiaire» si l'on veut). Posons alors par hypothèse que *cet effet suit identiquement la même loi que le secondaire* (ce n'est nullement évident, ni même certain), ce qui s'exprime par l'identité numérique et de sens de l' $\cancel{\propto} \varphi$; il s'ensuit qu'il est nécessairement opposé à \mathbf{E} . Faisons appel à une seconde hypothèse encore: *nous avons le droit de calculer séparément les effets longitudinaux et transversaux et de les superposer ensuite*.

ϱ désignant la résistivité en l'absence d'aimantation, $\delta\varrho$ la modification magnétique de la résistivité en l'absence d'effet Hall, le courant serait $\mathbf{J} = E/(\varrho + \delta\varrho)$. L'intensité résultant réelle J_e suivant \mathbf{E} est alors:

$$J_e = E/(\varrho + \delta\varrho) - J_{hh}.$$

Mais $J_{hh} = J_e \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \varphi$, donc

$$E(\varrho + \delta\varrho) = J_e + J_e \operatorname{tg}^2 \varphi = J_e(1 + \operatorname{tg}^2 \varphi)$$

ce qui veut dire

$$(\varrho + \delta\varrho_f) = (\varrho + \delta\varrho)(1 + \operatorname{tg}^2 \varphi). \quad (2)$$

Or, si l'on tient compte de ¹⁾, cela implique nécessairement

$$\delta\varrho = \delta\varrho_0 \quad (3)$$

ce qui signifie: *La magnétorésistivité mesurée dans les conditions traditionnelles (fil aimanté normalement à son axe) ne subit aucune modification de la part de l'effet Hall.*

A considérer les choses superficiellement, ce résultat devrait paraître évident, les forces électromagnétiques étant normales au courant. Il n'en est rien cependant, car le courant résultant ($E \cos \varphi / (\varrho + \delta\varrho)$) est constitué par les composantes de J_e et J_h et on se retrouve ici devant la même hypothèse nécessaire de l'effet Hall identique pour deux courants de mécanismes non identiques*).

Or, ce résultat est particulièrement important pour les nombreuses recherches déjà effectuées et celles à venir sur la magnétorésistance: la très grande majorité s'exécutent précisément en conditions *o* (le plus souvent sur fils sous champ magnétique normal) qui sont de beaucoup les plus aisées. Et l'on sait qu'aux températures basses et très basses la magnétorésistance peut être extraordinairement marquée (dépassant parfois de beaucoup la résistance initiale elle-même). Quant à la résistance mesurée sous court-circuit transversal, elle demeure fonction de l'effet Hall; on tire de (3)

$$\delta\varrho_f = \delta\varrho_0 + (\varrho + \delta\varrho_0) \operatorname{tg}^2 \varphi. \quad (4)$$

Bibliographie

- ¹⁾ A. L. PERRIER, Sur l'énergétique et l'interdépendance des phénomènes magnétogalvaniques de HALL et de W. THOMSON. — Bull. Soc. vaudoise des Sc. naturelles *56*, 221 (1927).
- ²⁾ A. L. PERRIER, Interprétation thermoélectrique du magnétogalvanisme, Helv. Phys. Acta *22*, 533 (1949) et *id. Rectification*, Helv. Phys. Acta *25*, 474 (1952).
- ³⁾ A. L. PERRIER, Magnétogalvanisme et superconduction, Helv. Phys. Acta *32*, 303 (1959).
Erratum dans cette publication: p. 305, ligne 5 à partir d'en bas: au lieu de $U_e = \infty$, lire $\mu_e = \infty$.
- ⁴⁾ A. L. PERRIER, Energétique générale du courant de Hall, Helv. Phys. Acta *31*, 563–564 (1958).

*) Nous avons montré ailleurs (Effet v. Ettingshausen-Nernst) qu'une même intensité peut donner lieu à des effets magnétogalvaniques numériquement différents.

Méthode de fermetures multiples pour les mesures magnétogalvaniques transversales

par ALBERT L. PERRIER, Lausanne

I. Aux fins de rendre plus aisées et plus sûres les mesures de l'effet Hall, nous avons proposé divers procédés s'écartant de la méthode classique¹⁾.

Ils se réclament notamment d'un principe opératoire général formulé dans le titre de la présente note*).

Relevons d'emblée que ses avantages essentiels dérivent de l'*exclusion ipso facto de deux causes d'erreurs* inhérentes au mode classique d'expérimentation savoir la *non uniformité de répartition des vecteurs **E** et **J** d'une part, les parasites thermiques et thermoélectriques de l'autre*: En le précisant ici, nous en signalerons quelques exemples inédits d'application, lesquels pourraient, croyons-nous, se montrer fort utiles, notamment dans le cas d'effets relativement intenses.

II. Idée essentielle: *On constitue ou bien le circuit d'alimentation x (courant « primaire » I_x , « Steuerstrom ») ou bien le circuit de mesure y*

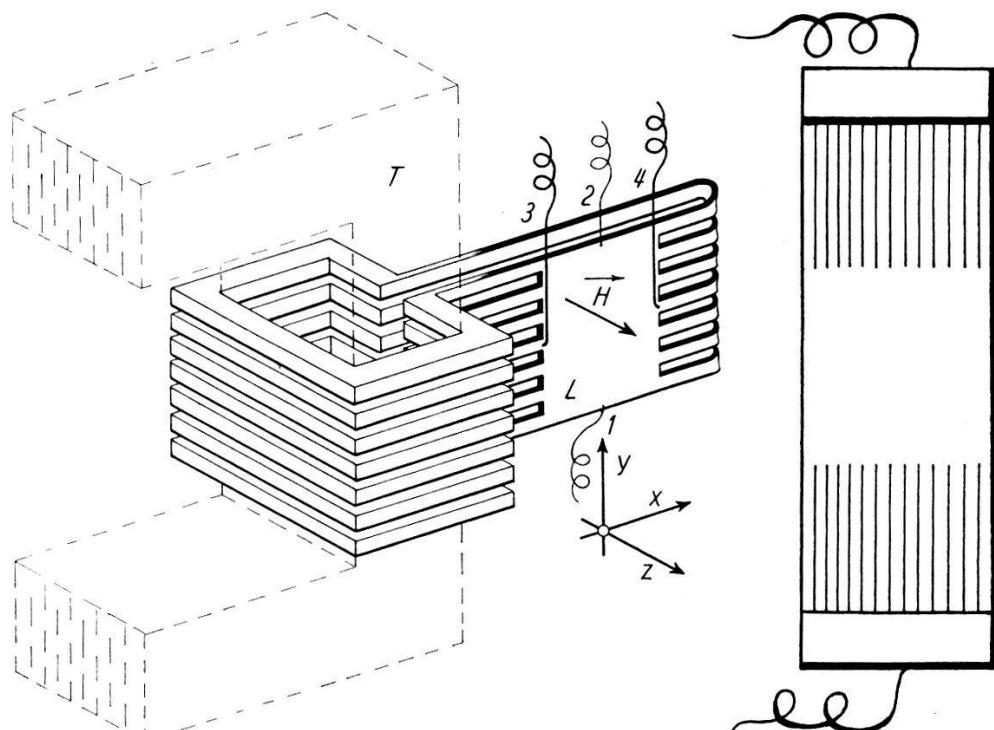


Fig. 1a

Fig. 1b

(sondes «transversales») par une multiplicité de tronçons en parallèle identiques et dont les contacts avec la lame d'essai se répartissent uniformément le long des arêtes d'entrée et de sortie ($\parallel oy$) respectivement des arêtes qui leur sont normales ($\parallel ox$).

Les deux dispositions ainsi définies correspondent aux deux modes de description et de mesure de l'effet Hall, savoir sondes de «potentiel» transversales (lignes de courant fixes parallèles à ox , rotation de **E** cond. o ou par mesure de courant transversal, **E** demeurant parallèle à ox , tandis que les lignes de courant (**J**) tournent de l'angle φ (cond. f).

*) L'auteur, retraité et contraint par son état de santé à ne plus travailler expérimentalement, publie ces propositions qu'il avait en partie en projet, en souhaitant qu'elles puissent être utiles.

Ces deux modes de procéder ont fait l'objet déjà de brèves communications, notamment le premier (*o*) (fig. 1a tirée de la note citée sous ¹⁾) sur lequel nous ne reviendrons pas ici, sinon par la remarque qu'il laisse pour la lame d'essai rectangulaire *libre choix* du rapport longueur/largeur l/b et ce jusqu'à l'inverse des conditions (l/b élevé), traditionnellement requises, soit lame courte et large.

De l'une et l'autre manière, on ne pourra toutefois travailler pratiquement qu'en régime non permanent (percussions balistiques ou courant alternatif).

III. Perfectionnement de la méthode traditionnelle. Le premier procédé (*o*) peut cependant être adapté par approximation à la méthode traditionnelle, donc avec *possibilité du courant continu*, ainsi qu'il suit (fig. 1b). Entre la lame proprement dite et les électrodes (choisies comme de coutume de faible résistance pour répartir uniformément le courant), on intercale à l'entrée et à la sortie une *série de conducteurs parallèles de résistances élevées et égales*. Le plus simplement par exemple en pratiquant dans la lame elle-même des incisions suffisamment rapprochées et longues (au besoin même amincies). La «f. e. m.» de Hall dans les conditions traditionnelles est pratiquement court-circuitée par les électrodes à leur voisinage immédiat, *d'où l'absence de tension transversale ox*. La modification proposée fait manifestement apparaître un potentiel *oy* d'autant plus proche de la «f. e. m.» de Hall que les résistances intercalées sont plus fortes. L'écart d'uniformité des champs peut être en principe réduit autant qu'on le veut. En fait, le dispositif *o* rigoureux rappelé plus haut peut être envisagé quant au résultat comme un *cas limite de ce dernier où les résistances intercalées seraient infinies*.

La latitude d'opérer ici en *régime permanent* est manifeste, mais il est clair qu'alors on n'est plus à l'abri des parasites thermiques et thermo-électriques (effets Leduc-Righi et v. Ettingshausen-Nernst notamment). Mais d'autre part l'avantage subsiste entier de pouvoir choisir des lames larges et comme conséquence de *mettre à profit toute l'étendue transversale disponible des champs magnétiques*.

IV. La multiplicité des circuits de mesure (dispositif *f*). — La figure 2a dispense de description. On relève seulement que la *résistance des fermetures doit être négligeable devant celle, transversale, de la lame*: à ce prix, il n'apparaît pas de tension suivant *oy* et ce sont les lignes de courant dans l'échantillon qui s'inclinent de l' $\nabla \varphi$ sur la direction *ox*:

$$\operatorname{tg} \varphi = J_y/J_x .$$

En pensée, on complètera la figure 2a par une bobine induite coaxiale au solénoïde que constitue l'ensemble lame-fermetures. Rappelons à

titre comparatif les expressions expérimentales de φ pour les deux procédés respectifs o et f :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta V_y}{\Delta V_x} \cdot \frac{\Delta x}{\Delta y} \text{ et } \operatorname{tg} \varphi = \frac{I_y}{I_x} \cdot \frac{l}{b}.$$

Δx et Δy = distances de sondes

L'étalonnement sera facile à l'aide de bobines de surface connue. Avec l'une et l'autre méthode, l'exclusion de parasites thermiques autorise l'emploi d'intensités primaires considérables, et plus particulièrement en opérant balistiquement.

On remarquera encore que le procédé des *circuits de mesure multiples remplace aussi bien le disque de Corbino que le cylindre dans champ radial préconisé par nous et mis en œuvre avec succès par W. POPPELBAUM³⁾.*

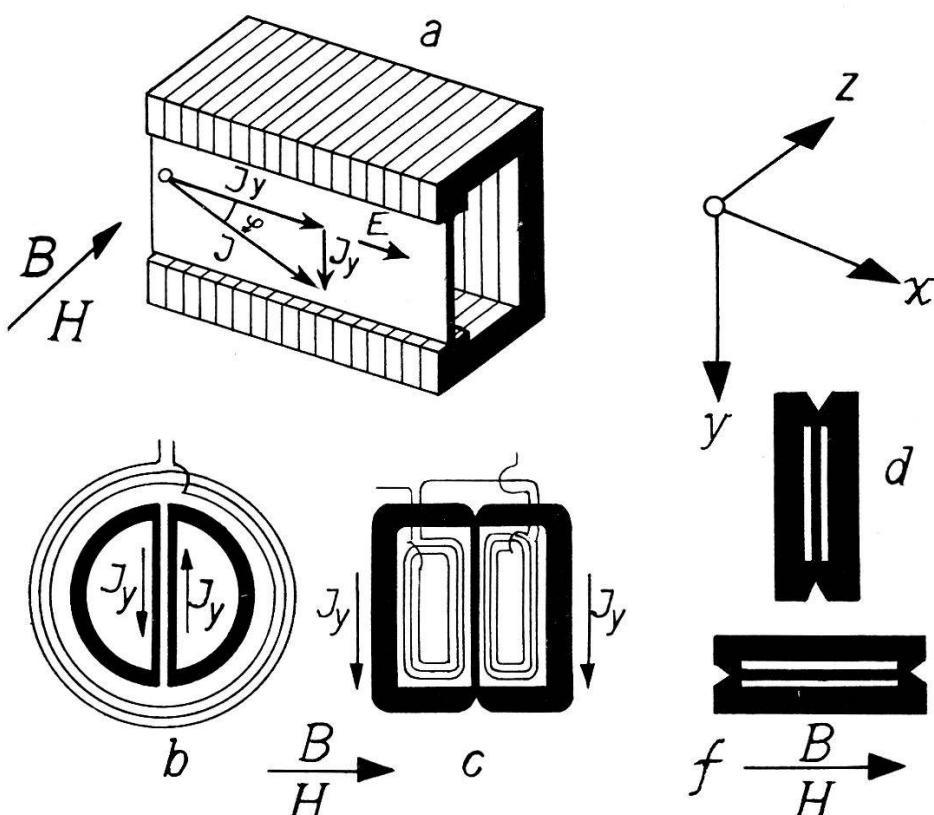


Fig. 2

A vrai dire, il serait moins «rigoureux» que ces derniers (rapport des résistances transversales non strictement nul) mais d'une réalisation beaucoup plus aisée, et surtout il permet d'utiliser des champs beaucoup plus intenses et plus uniformes.

V. *Variantes.* – On peut imaginer diverses adaptations. Nous en avons signalé déjà 2, une en quelques lignes²⁾: le courant primaire parcourt en sens inverse deux lames appliquées l'une contre l'autre pourvues de fermetures symétriques (voir coupe fig. 2b). On double ainsi la sensibilité

et l'ensemble s'installerait particulièrement bien dans un cryostat, la bobine induite restant *au dehors*.

On pourrait également abaisser la résistance des fermetures en les montant des deux côtés de la lame (coupe fig. 2c) et en faisant appel à deux bobines de mesure, à l'*intérieur* cette fois.

VI. Détermination de l'effet transversal par deux mesures «longitudinales» identiques. — La dernière variante proposée suggère cette autre, complètement différente quant à son mode opératoire comme aussi à son objectif (désigné par le titre ci-dessus). Disposons les court-circuits transversaux sur l'une ou sur les deux faces de l'échantillon rectangulaire mais *en ne ménageant aucune boucle inductive* (fig. 2d et f), c'est-à-dire en les choisissant plans et les appliquant à même les surfaces mais séparées de ces dernières par une mince feuille isolante. Deux sondes sont en outre soudées dans l'axe de la lame, vers chacune de ses extrémités. On est ainsi en mesure de connaître la *résistance* par potentiel et intensité; on exécute cette mesure la lame étant successivement *normale* 2d puis *parallèle* 2f au champ magnétique extérieur. On se rend compte que l'on obtient ainsi ϱ_f et ϱ_0 ; en vertu de l'équation rappelée (1, comm. précédente)

$$\varrho_f/\varrho_0 = 1 + \operatorname{tg}^2 \varphi \quad \operatorname{tg} \varphi = \sqrt{(\varrho_f - \varrho_0)/\varrho_0}.$$

D'où l'on peut tirer $\varrho_h = \varrho \operatorname{tg} \varphi \approx R\mathbf{B}$.

Il va de soi qu'il est loisible d'opérer en régime permanent ou non. Pratiquement, on déterminera avec précision la différence $(\varrho_f - \varrho_0)$ par un artifice potentiométrique. Le procédé paraît favorable surtout aux phénomènes intenses. Il ne s'appliquerait pas sans modifications (p. ex. deux échantillons identiques aux connexions des fermetures près et placés dans les mêmes conditions) à des milieux ferromagnétiques en dehors des états de saturation, ceux-là il est vrai sont de beaucoup les plus importants.

Bibliographie

- 1) ALB. PERRIER, Méthode nouvelle permettant la mesure ..., Helv. Phys. Acta 24, p. 637 (1951) aussi Helv. Phys. Acta 25, 469 et 472 (1952).
- 2) ALB. PERRIER, La méthode série-parallèle pour éléver l'intensité de l'effet Hall..., Helv. Phys. Acta 27, 207–211 (1954).
- 3) W. POPPELBAUM, Helv. Phys. Acta 27, 355 (1954).

Anomalie du tenseur de magnétorésistance relative électrique des ferromagnétiques

par D. RIVIER

(Laboratoire de Physique de l'Université, Lausanne)

1. Un métal non ferromagnétique, normal comme le cuivre, polycristallin, et au sein duquel règne un champ d'induction magnétique

$\mathbf{B} = (0, 0, B)$ présente, lorsque ce dernier est suffisamment petit, un tenseur de magnétorésistivité électrique relative¹⁾

$$\eta_{ik}(\mathbf{B}) = \frac{\varrho_{ik}(\mathbf{B}) - \varrho_0 \delta_{ik}}{\varrho_0} = \begin{pmatrix} \frac{\Delta\varrho_\perp}{\varrho_0}, & \frac{\varrho_H}{\varrho_0}, & 0 \\ -\frac{\varrho_H}{\varrho_0}, & \frac{\Delta\varrho_\perp}{\varrho_0}, & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta\varrho_{||}}{\varrho_0} \end{pmatrix} \quad (1)$$

qui a la forme particulière

$$\begin{pmatrix} \alpha_\perp \left(\frac{B}{\varrho_0} \right)^2 & R \left(\frac{B}{\varrho_0} \right) & 0 \\ -R \left(\frac{B}{\varrho_0} \right) & \alpha_\perp \left(\frac{B}{\varrho_0} \right)^2 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{||} \left(\frac{B}{\varrho_0} \right)^2 \end{pmatrix} \quad (2)$$

où α_\perp , $\alpha_{||}$ et R sont des constantes indépendantes de la température T et de \mathbf{B} , et où ϱ_0 est la résistivité isotrope en l'absence de \mathbf{B} . Ce résultat est prévu par la théorie¹⁾ sous les deux conditions suivantes: premièrement T est supérieure à la température de Debye Θ et secondement \mathbf{B} est suffisamment petit, d'une part pour que le rayon de courbure des trajectoires (due à l'action de \mathbf{B}) soit grand par rapport au libre parcours moyens des électrons, et d'autre part pour qu'il soit possible de négliger la quantification des niveaux d'énergie de l'électron due à la présence de \mathbf{B} ²⁾: pour une température T de 250° K, il faut que $B \leq 30 \text{ Vs/m}^2$. Quant aux ordres de grandeur des constantes, l'expérience donne³⁾:

$$\alpha_\perp, \alpha_{||} \approx +10^{-18} \left(\frac{As}{m^8} \right)^{-2} \quad R \approx 10^{-10} \left(\frac{As}{m^3} \right)^{-1} \quad \frac{\alpha_\perp - \alpha_{||}}{\alpha_\perp} \approx \frac{1}{2}. \quad (3)$$

2. Dans le cas d'un ferromagnétique, la résistivité de référence peut être choisie de 2 manières différentes: en général⁴⁾, on choisit ϱ_0^F , résistivité isotrope de l'échantillon sans polarisation magnétique apparente ($\mathbf{J}=0$). Or, dans cet état, chaque domaine de Weiss est aimanté; il y règne par conséquent une induction \mathbf{B} égale à l'aimantation spontanée \mathbf{J}^s et ϱ^F apparaît alors comme une résistivité moyenne contenant déjà, masquée, une magnétorésistance.

Il est plus logique de choisir pour résistivité de référence la résistivité isotrope ϱ_0^0 à l'intérieur d'un domaine de Weiss dans «l'état non ferromagnétique» (obtenu par exemple en annulant la constante de couplage des spins), dans lequel $\mathbf{J}^s = 0$ ¹⁾. On peut alors appliquer au domaine aimanté la théorie formulée pour le métal non ferromagnétique, théorie

encore valable ici, sous la condition que $T > \Theta$. On obtient ainsi un tenseur de magnétorésistivité relative *spontanée**):

$$\eta_{ik}^s(\mathbf{J}^s) = \frac{\varrho_{ik}^s(\mathbf{J}^s) - \delta_{ik} \varrho_0^0}{\varrho_0^0} = \begin{pmatrix} \frac{\Delta\varrho_\perp^s}{\varrho_0^0} & \frac{\varrho_H^s}{\varrho_0^0} & 0 \\ -\frac{\varrho_H^s}{\varrho_0^0} & \frac{\Delta\varrho_\perp^s}{\varrho_0^0} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta\varrho_{||}^s}{\varrho_0^0} \end{pmatrix} \quad (4)$$

dont la forme doit être:

$$\begin{pmatrix} \alpha_\perp^s \left(\frac{J^s}{\varrho_0^0} \right)^2 & R^s \left(\frac{J^s}{\varrho_0^0} \right) & 0 \\ -R^s \left(\frac{J^s}{\varrho_0^0} \right) & \alpha_\perp^s \left(\frac{J^s}{\varrho_0^0} \right)^2 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{||}^s \left(\frac{J^s}{\varrho_0^0} \right)^2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

3. Pour déterminer α_\perp^s , $\alpha_{||}^s$ et R^s à partir de l'expérience, il suffit de remarquer que, dans l'hypothèse de l'orientation aléatoire de l'aimantation des domaines, on a

$$\varrho_0^F = \varrho_0^0 + \frac{2}{3} \Delta\varrho_\perp^s + \frac{1}{3} \Delta\varrho_{||}^s \quad (6)$$

et que la différence

$$\Delta\varrho^F = \varrho_0^F - \varrho_0^0 = \frac{2}{3} \Delta\varrho_\perp^s + \frac{1}{3} \Delta\varrho_{||}^s \quad (7)$$

n'est autre que l'*anomalie de résistivité ferromagnétique* (voir fig. 1).

Entre l'anomalie $\Delta\varrho^F$, l'*anisotropie de résistivité* $\delta\varrho^F$ définie par

$$\delta\varrho^F = \varrho_{||}^F - \varrho_\perp^F = \Delta\varrho_{||}^s - \Delta\varrho_\perp^s \quad (8)$$

et les magnétorésistances spontanées $\Delta\varrho_\perp^s$ et $\Delta\varrho_{||}^s$, on a les relations évidentes:

$$\left. \begin{array}{l} \Delta\varrho_{||}^s = \Delta\varrho^F + \frac{2}{3} \delta\varrho^F \\ \Delta\varrho_\perp^s = \Delta\varrho^F - \frac{1}{3} \delta\varrho^F. \end{array} \right\} \quad (9)$$

Il est d'autre part facile de voir que R^s défini par (5) n'est autre que la constante de Hall «extraordinaire» ou «aimantation» directement accessible à l'expérience³⁾. Son lien avec α_\perp^s et $\alpha_{||}^s$ apparaît bien par les ordres de grandeur suivants, valables pour des échantillons de pureté

*) L'idée d'effets spontanés est due à PERRIER⁵⁾, qui l'a introduite en 1927 déjà.

moyenne aux températures T comprises entre Θ et la température de Curie T_c :

$$\alpha_{\perp}^s, \alpha_{||}^s \approx -10^{-15} \left(\frac{A_s}{m^3} \right)^{-2}; \quad R^s = 10^{-9} \left(\frac{A_s}{m^3} \right)^{-1} \quad \left| \frac{\alpha_{\perp}^s - \alpha_{||}^s}{\alpha_{\perp}^s} \right| \approx \frac{1}{100} \quad (10)$$

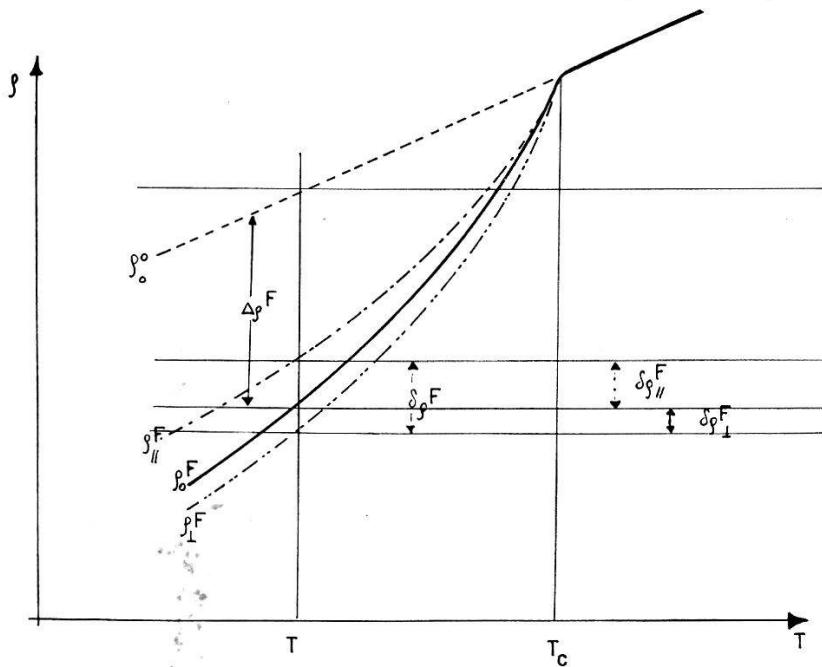


Fig. 1

Résistivité en fonction de la température pour un ferromagnétique ($T > \Theta$)
[schématique]

$$\Delta \varrho^F = \varrho^F - \varrho_0^0 = \text{anomalie de résistivité ferromagnétique}$$

$$\delta \varrho^F = \varrho_{||}^F - \varrho_{\perp}^F = \text{anisotropie de résistivité ferromagnétique}$$

Dans l'hypothèse de l'orientation aléatoire des domaines

$$\Delta \varrho^F = \frac{2}{3} \Delta \varrho_{\perp}^s + \frac{1}{3} \Delta \varrho_{||}^s \quad \Delta \varrho_{||, \perp}^s \text{ magnétorésistances «spontanées»}$$

$$\begin{cases} \delta \varrho_{||}^F = \varrho_{||}^F - \varrho_0^F = + \frac{2}{3} (\Delta \varrho_{||}^s - \Delta \varrho_{\perp}^s) & \frac{\delta \varrho_{||}^F}{\delta \varrho_{\perp}^F} = -2; \\ \delta \varrho_{\perp}^F = \varrho_{\perp}^F - \varrho_0^F = - \frac{1}{3} (\Delta \varrho_{||}^s - \Delta \varrho_{\perp}^s) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \Delta \varrho_{||}^s = \Delta \varrho^F + \frac{2}{3} \delta \varrho^F \\ \Delta \varrho_{\perp}^s = \Delta \varrho^F - \frac{1}{3} \delta \varrho^F \end{cases}$$

L'expérience donne:

$$\Delta \varrho^F < 0; \quad \delta \varrho^F > 0 \quad \frac{\delta \varrho^F}{\Delta \varrho^F} \approx - \frac{1}{100}. \quad \frac{\delta \varrho_{||}^F}{\delta \varrho_{\perp}^F} \approx -2 \text{ (recuit soigné)}$$

En outre, l'expérience montre que $\alpha_{\perp}^s, \alpha_{||}^s$ et R^s ne sont plus des constantes, mais dépendent tous trois de B , T et de la pureté par l'intermédiaire de ϱ_0^F selon

$$\alpha_{\perp}^s, \alpha_{||}^s \sim (\varrho_0^F)^n \quad R^s \sim (\varrho_0^F)^{n'} \quad 1 < n, n' < 2. \quad (11)$$

4. Présentées de cette manière, les anomalies du tenseur de magnéto-résistivité rejettent toute explication utilisant la courbure des trajectoires, explication satisfaisante dans le cas des métaux non ferromagnétiques. Cet effet de courbure ou effet «ordinaire» existe bien, mais aux températures envisagées ici ($\Theta < T < T_c$), il est complètement masqué par un «effet extraordinaire» dont il faut trouver l'origine. Jusqu'à ce jour, la théorie sépare généralement l'explication de l'anomalie de résistivité ferromagnétique [MOTT⁶), FRIEDEL et DE GENNES⁷), WEISS et MAROTTA⁸]), de celle de l'anisotropie de résistivité (SMIT⁹)), et de celle de l'effet Hall extraordinaire[KARPLUS & LUTTINGER¹⁰), SMIT⁹), LUTTINGER¹¹)]. Suivant l'effet considéré, on fait alors appel à des mécanismes différents.

Cela ne paraît pas satisfaisant surtout lorsqu'il s'agit de contrôler la validité du modèle, lequel pour être recevable, devrait expliquer simultanément les 3 phénomènes, aspects multiples d'un seul effet.

La solution devrait, semble-t-il, être cherchée dans un traitement qui tienne compte de la présence simultanée dans l'hamiltonien du problème de l'énergie d'échange et de celle de spin-orbite, alors qu'à ce jour, on n'a jamais considéré qu'un seul des termes à la fois.

L'auteur remercie M. Berger pour les discussions qu'il a eues avec lui à ce sujet; il exprime d'autre part sa reconnaissance au Fond National de la Recherche Scientifique pour son encouragement.

Bibliographie

- ¹⁾ D. RIVIER, Bull. Soc. Vaud. Sc., Nat. 67, 193 (1959).
- ²⁾ P. N. ARGYRES, J. Phys. Chem. Solids 8, 124-130 (1959).
- ³⁾ J.-P. JAN Galvanomagnetic and Thermomagnetic Effects in Metals dans Solid State Physics, Vol. 5, Academic Press, New-York 1957.
- ⁴⁾ R. M. BOZORTH, Ferromagnetism. Van Nostrand (1951), p. 753.
- ⁵⁾ A. PERRIER, Helv. Phys. Acta 3, 400 (1930).
- ⁶⁾ N. F. MOTT, Proc. Roy. Soc. A. 153, 699 (1936).
- ⁷⁾ P. G. DE GENNES et J. FRIEDEL, J. Phys. Chem. Solids 7, 71-77 (1958).
- ⁸⁾ R. J. WEISS et A. S. MAROTTA, J. Phys. Chem. Solids 9, 302-308 (1959).
- ⁹⁾ J. SMIT, Thesis Leyden (1956).
- ¹⁰⁾ R. KARPLUS and J. M. LUTTINGER, Phys. Rev. 95, 1154 (1954).
- ¹¹⁾ J. M. LUTTINGER, Phys. Rev. 112, 739-751 (1958).

Remarques sur les substances ferromagnétiques à structure cristalline hexagonale*)

par E. ASCHER
(Genève, Institut Battelle)

Au cours de nos études sur des composés ferrimagnétiques à structure cristalline hexagonale, nous avons pu constater que certains de ces composés montraient des propriétés fort intéressantes. Il nous a paru utile

*) Recherche effectuée sous les auspices du Centre d'Information du Cobalt, Bruxelles.

d'en faire mention brièvement ici. Pour situer le problème, il convient de rappeler la description phénoménologique de l'anisotropie magnéto-cristalline pour une symétrie hexagonale. L'énergie d'anisotropie peut être représentée par l'expression suivante¹⁾:

$$f = K_1 \sin^2 \Theta + K_2 \sin^4 \Theta + K_3 \sin^6 \Theta (1 + K'_3 \cos 6\varphi) \dots$$

Θ est l'angle entre l'axe hexagonal et l'aimantation. Le terme en K_3 exprime, par l'intermédiaire de φ , l'anisotropie dans un plan perpendiculaire à l'axe hexagonal. K_3 est, dans la plupart des cas, de plusieurs ordres de grandeur plus petit que K_1 et K_2 . Pour ce qui nous intéresse ici, nous pouvons en tout cas le négliger. Il faut cependant remarquer que nous avons éliminé l'élément proprement hexagonal de la symétrie; les termes restants représentent donc une symétrie purement cylindrique.

Il est connu que l'on trouve, en partant d'une telle expression, que les directions privilégiées de l'aimantation sont situées sur un cône de révo-

Tableau 1

Condition pour K_1	Condition pour $K_1 + 2K_2$	Condition pour $K_1 + K_2$	Θ_0 Direction de facile aimantation	Θ_0 Direction de difficile aimantation
$K_1 > 0$	$K_1 + 2K_2 > 0$	$(K_1 + K_2 > 0)$	0	$\pi/2$
	$K_1 + 2K_2 < 0$	$K_1 + K_2 > 0$		$\text{Arc sin} \sqrt{-\frac{K_1}{2K_2}} = \Theta^*$
$K_1 < 0$	$K_1 + 2K_2 < 0$	$(K_1 + K_2 < 0)$	$\pi/2$	0
	$K_1 + 2K_2 > 0$	$K_1 + K_2 < 0$		$\text{Arc sin} \sqrt{-\frac{K_1}{2K_2}} = \Theta^*$
		$K_1 + K_2 > 0$		$\pi/2$

lution dont l'angle au sommet est Θ_0 . Suivant les valeurs de K_1 et K_2 , l'angle Θ_0 peut prendre toutes les valeurs de 0 à $\pi/2$. Dans un cristal

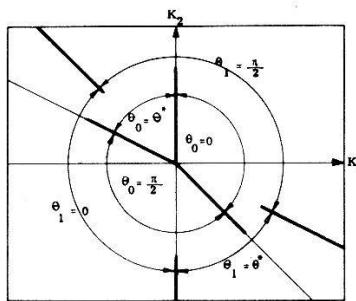


Fig. 1

Directions de facile (Θ_0) et difficile (Θ_1) aimantation dans le plan $K_1 - K_2$

hexagonal, on peut donc rencontrer soit un axe préférentiel, soit un plan préférentiel, soit un cône préférentiel proprement dit. La situation est

la même en ce qui concerne les directions de difficile aimantation (voir tableau 1).

Une représentation graphique met ces constatations encore plus clairement en évidence (fig. 1). Il en ressort que le signe de $(K_1 + K_2)$ doit changer dans une transformation qui fait passer d'un plan préférentiel à un axe préférentiel. Lors du changement d'un axe préférentiel en cône préférentiel, la constante K_1 de positive devient négative. Finalement,

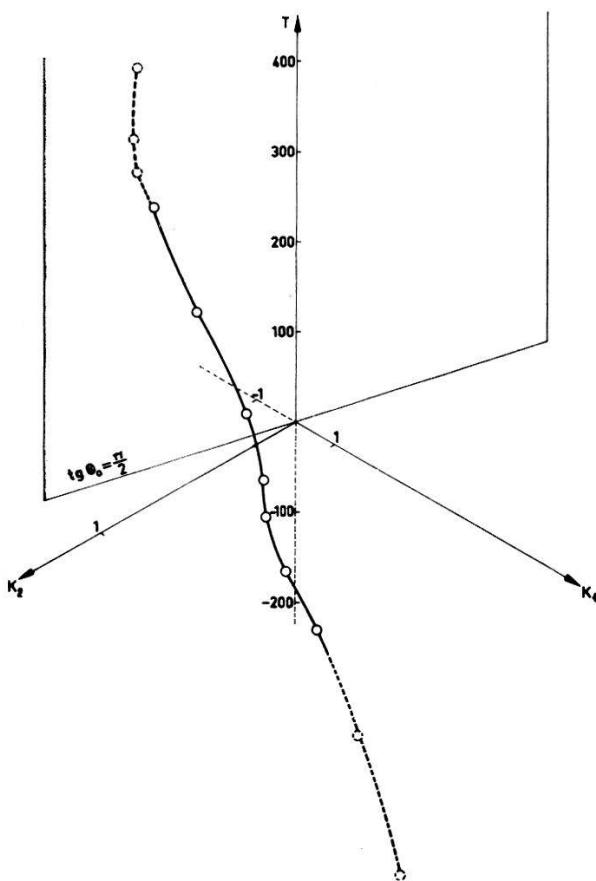


Fig. 2

Les constantes d'anisotropie du cobalt en fonction de la température²⁾

quand un cône préférentiel devient plan préférentiel, l'expression $(K_1 + 2K_2)$ doit passer par zéro. On trouve à ce sujet dans la littérature des affirmations inexactes.

Les matériaux à structure hexagonale ont à plusieurs égards des propriétés remarquables. Nous parlerons ici plus particulièrement de la rémanence et de la susceptibilité initiale.

Si un échantillon est aimanté à saturation et si l'on diminue graduellement jusqu'à zéro le champ magnétique dans lequel il se trouve, les vecteurs d'aimantation spontanée tournent pour occuper la direction préférentielle la plus proche de la direction du champ appliqué. L'aimantation résultante atteint ainsi sa valeur rémanente. Dans la grande ma-

ajorité des cas, la génération de domaines d'aimantation inverse n'intervient pas dans ce processus.

Pour un matériau polycristallin composé de cristaux hexagonaux à cône de facile aimantation et orientés de façon aléatoire, l'aimantation rémanente dépend de la demi-ouverture du cône, de la manière suivante:

$$m_r = \frac{M_r}{M_s} = \frac{1}{2} \cos \Theta_0 + \frac{\pi}{4} \sin \Theta_0.$$

m_r a un maximum pour

$$\operatorname{tg} \Theta_0 = \frac{\pi}{2}$$

et ce maximum a la valeur

$$m_r = \frac{\sqrt{\pi^2 + 4}}{4} = 0,933.$$

C'est une valeur remarquablement élevée pour un matériau non orienté. Le cobalt, vers 300°C, devrait se trouver dans un tel état. La figure 2 montre les constantes K_1 et K_2 en fonction de la température. La courbe gauche, qui représente cette dépendance, coupe le plan correspondant à $\operatorname{tg} \Theta_0 = \pi/2$ vers 300°C environ.

On peut également calculer la contribution du mécanisme rotationnel à la susceptibilité initiale et au champ coercitif. Si l'énergie d'anisotropie f et si également l'orientation du champ extérieur peuvent être décrites à l'aide d'une seule et même variable angulaire Θ , on trouve

$$H_c = \frac{2}{M_s} \left| \frac{df}{d\Theta} \right|_{\text{maximum}}$$

$$\kappa_i = \frac{M_s^2}{(d^2 f / d\Theta^2) \text{ au minimum de } f}.$$

Pour un axe préférentiel, on déduit

$$\kappa_i = \frac{M_s^2}{2 K_1}.$$

Pour un plan préférentiel, l'expression est

$$\kappa_i = - \frac{M_s^2}{2 (K_1 + 2 K_2)}.$$

Finalement, pour le cône préférentiel, la susceptibilité initiale est donnée par la relation

$$\kappa_i = \frac{M_s^2}{2 K_2 \sin^2 2 \Theta_0}.$$

Les formules pour le champ coercitif sont plus compliquées; nous ne les donnons pas ici.

Cette étude phénoménologique montre tout l'intérêt que l'on aurait à calculer les constantes d'anisotropie. Une théorie *a priori* de ces constantes ne semble pas encore à notre portée. On peut cependant espérer arriver au but par des méthodes semi-empiriques en se plaçant, par exemple, dans le cadre de la théorie du champ cristallin.

Bibliographie

- ¹⁾ SMIT, J. de Phys. Radium 20, 362 (1959).
 - ²⁾ SUCKSMITH and THOMPSON, Proc. Roy. Soc. 225, 362 (1954).
-

Wärmeleitfähigkeit von InSb

von G. BUSCH, E. STEIGMEIER und E. WETTSTEIN
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Die Wärmeleitfähigkeit der intermetallischen Verbindung InSb ist 1954 von BUSCH und SCHNEIDER untersucht worden^{1), 2)}. Dabei zeigte sich bei hohen Temperaturen ein starker Anstieg der Wärmeleitfähigkeit, was theoretisch nicht erklärt werden konnte. Die Versuche wurden in der Folge an reineren, einkristallinen Proben mit einer verbesserten Apparatur fortgesetzt, um diese Diskrepanz aufzuklären.

Die Messungen erfolgten zwischen 190° K und 700° K im Vakuum von $< 5 \cdot 10^{-5}$ Torr. Wir benutzten die absolute Messmethode, unter Verwendung eines geheizten Strahlungsschirms mit gleichem Temperaturgradienten wie die Probe. Die Herstellung guter Wärmekontakte bereitete grosse Schwierigkeiten.

Eichmessungen an Armco-Reineisen stimmten gut mit den Ergebnissen von POWELL³⁾ überein.

Figur 1 zeigt die Messungen der Wärmeleitfähigkeit an drei Einkristall-Proben aus InSb mit folgenden Störstellenkonzentrationen:

$$\begin{aligned} Wb & 3,3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} p\text{-Typ} \\ Wd & 1,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} n\text{-Typ} \\ We & 1,6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} p\text{-Typ.} \end{aligned}$$

Die relative Messgenauigkeit beträgt $\pm 2\%$, die absolute $\pm 4\%$. Immerhin zeigen die gemessenen Proben bei Zimmertemperatur eine auf $\pm 0,6\%$ übereinstimmende Wärmeleitfähigkeit. Zum Vergleich sind die Messergebnisse von WEISS⁴⁾, STUCKES⁵⁾ und BOWERS *et al.*⁶⁾ angegeben. Der von BUSCH und SCHNEIDER gemessene Anstieg der Wärmeleitfähigkeit bei hohen Temperaturen kann nicht bestätigt werden. Er scheint durch Strahlungs- und Konvektionsverluste bedingt gewesen zu sein.

Zur Erklärung unserer Resultate wird die allgemein übliche Annahme getroffen, dass sich Gitteranteil λ_g und Ladungsträgeranteil λ_{LT} additiv zusammensetzen:

$$\lambda = \lambda_g + \lambda_{LT}.$$

Der nach PRICE⁷⁾ aus elektrischen Daten berechnete Ladungsträgeranteil wird von der gemessenen Wärmeleitfähigkeit abgezogen; daraus

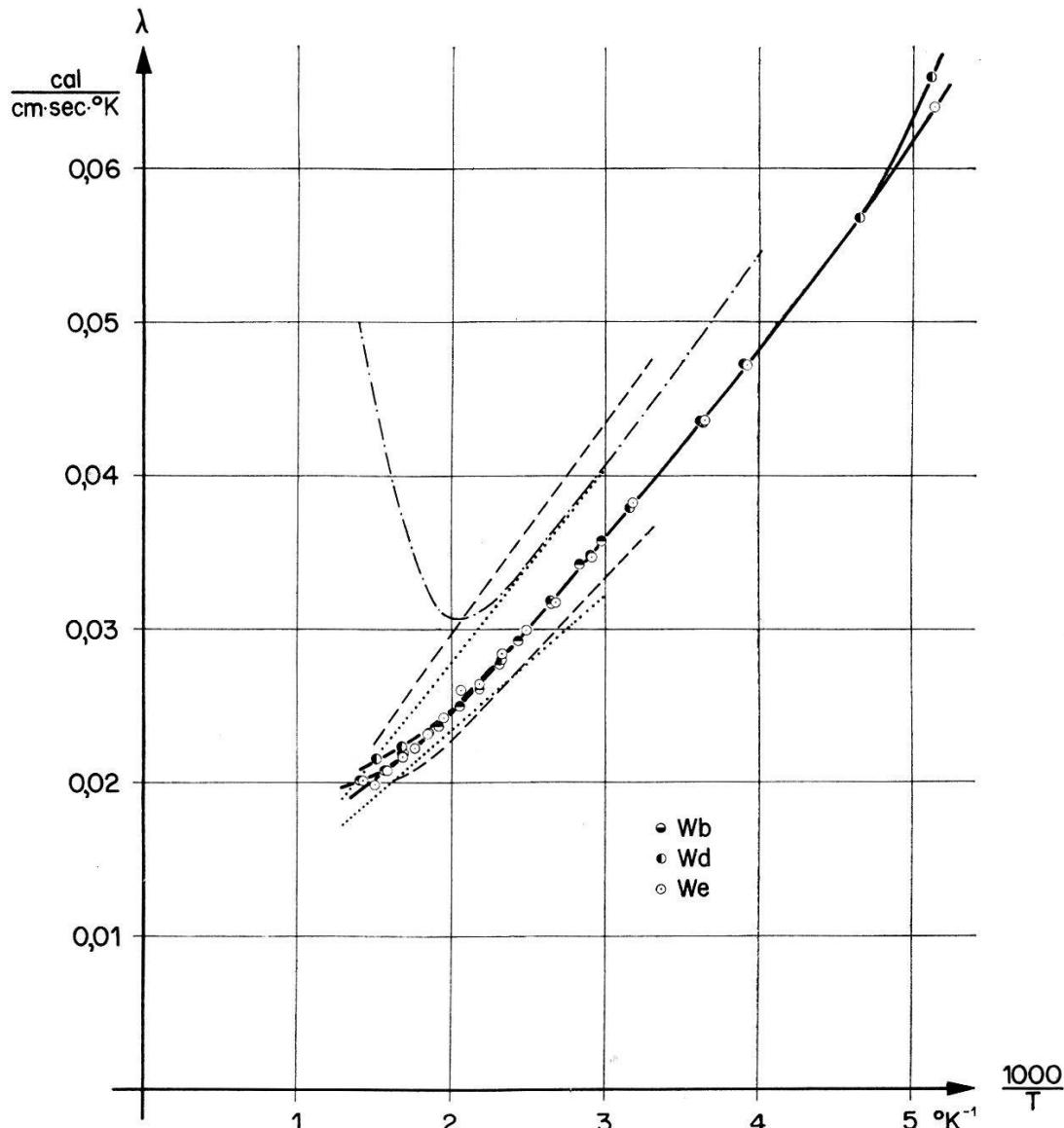


Fig. 1
Wärmeleitfähigkeit von InSb
Absolutwerte nicht angepasst,
WEISS
BOWERS et al (90% Grenzen) , - - -
STUCKES

ergibt sich der Gitteranteil. Für $T > \Theta$ sollte der Gitteranteil für reine Phonon-Phonon-Streuung wie T^{-1} verlaufen. Wir erhalten zwischen 200°K und 350°K $\lambda_g \sim T^{-1,1}$, was nach PEIERLS⁸⁾ durch Mehr-Phononenstöße erklärt werden könnte. Zwischen 350°K und 700°K ist der

Gitteranteil kleiner, als nach $\lambda_g \sim T^{-1,1}$ zu erwarten wäre. Diese Tatsache wird möglicherweise durch Streuung der Phononen an Elektronen bzw. Löcher verursacht.

Eine ausführliche Arbeit erscheint später.

Wir möchten Dr. R. G. MORRIS*) herzlich danken für seine wertvollen Anregungen. Ferner danken wir Dr. R. W. POWELL**) für die Überlassung einer Standardprobe aus McLoy G-Steel, die uns für Vorversuche sehr von Nutzen war.

Literatur

- ¹⁾ G. BUSCH und M. SCHNEIDER, Helv. Phys. Acta 27, 196 (1954).
- ²⁾ M. SCHNEIDER, Diplomarbeit ETH. (unveröffentlicht).
- ³⁾ R. W. POWELL, Proc. Phys. Soc. (London) 46, 659 (1934).
- ⁴⁾ H. WEISS, Halbleiter und Phosphore (Garmisch-Konferenz 1957), Braunschweig 1958, p. 497.
- ⁵⁾ A. D. STUCKES, Phys. Rev. 107, 427 (1957).
- ⁶⁾ R. BOWERS, R. W. URE, J. E. BAUERLE und A. J. CORNISH, J. Appl. Phys. 30, 930 (1959).
- ⁷⁾ P. J. PRICE, Phil. Mag. 46, 1252 (1955).
- ⁸⁾ R. E. PEIERLS, Quantum Theory of Solids, Oxford 1955, p. 51.

*) South Dakota School of Mines and Technology, Rapid City, South Dakota (USA).

**) National Physical Laboratory, Teddington (England).

Magnetische Suszeptibilität von InSb und InAs bei hohen Temperaturen

von G. BUSCH und S. YUAN

(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

In einer früheren Arbeit¹⁾ haben BUSCH und KERN aus der temperatur-abhängigen magnetischen Suszeptibilität von InSb die effektive Masse m_n der darin vorhandenen quasi-freien Elektronen zu $m_n = 0,032 \text{ m}$ bestimmt (m = Ruhemasse des Elektrons). Dabei wurde für deren gyromagnetisches Verhältnis ein Wert $g = 2$ wie bei freien Elektronen vorausgesetzt. Die so bestimmte effektive Masse m_n stimmt zwar mit der aus elektrischen Messungen ermittelten überein, steht jedoch nicht mit dem Ergebnis aus der Zyklotronresonanz (m_n)_{Z.R.} = 0,013 m im Einklang.

Inzwischen sind folgende wichtige Befunde bekannt geworden. ROTH, LAX und ZWERDLING²⁾ geben für den g -Faktor der sich am unteren Rand des Leitungsbandes von InSb befindlichen Elektronen einen Wert $g = -50$ an. Die umfangreichen Messungen von BOWERS³⁾ an n -Typ InSb bzw. von GEIST⁴⁾ an n -Typ InAs mit verschiedenen Störstellenkonzentrationen zeigen, dass der Diamagnetismus der Leitungselektronen in

InSb bzw. InAs nicht monoton mit der wachsenden Störstellenkonzentration n zunimmt, sondern *ein Maximum des Diamagnetismus* bei $n \approx 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ für InSb bzw. $n \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ für InAs aufweist. BOWERS und YAFET erklären dieses Verhalten durch einen paramagnetischen VAN-VLECK-Term, der den Einfluss einiger höher als das Leitungsband gelegener Energiebänder auf die Leitungselektronen berücksichtigt.

Während dieses Resultat von BOWERS und YAFET sowie von GEIST durch die Tieftemperaturuntersuchungen an gedopten Proben im «Störleitungsgebiet» gewonnen wurde, möchten wir in dieser Arbeit zeigen, dass unsere Hochtemperaturmessung an reinen Proben im «Eigenleitungsgebiet» erfreulicherweise zum gleichen Ziel führt.

In Ergänzung unserer früheren Messungen^{1) 5)} an InSb und InAs haben wir den Temperaturbereich der Messung bis auf ca. 1200°K erweitert, d. h. ca. 400° oberhalb des Schmelzpunktes von InSb bzw. bis knapp unterhalb desjenigen von InAs. Die Messresultate an zwei InSb-Proben bestätigen recht gut sowohl diejenigen von STEVENS und CRAWFORD⁶⁾, wie auch unsere früheren¹⁾. Zwischen 300° und ca. 550°K nimmt der Diamagnetismus mit zunehmender Temperatur zunächst exponentiell zu und erreicht bei ca. 600°K ein Maximum. Bei weiterer Erwärmung bis zum Schmelzpunkt von 796°K nimmt er schwach ab. Am Schmelzpunkt weist er einen Sprung der Volumensuszeptibilität χ von $\chi_{\text{fest}} = -1,73 \cdot 10^{-6}$ zu $\chi_{\text{flüssig}} = -0,38 \cdot 10^{-6}$ auf. In der Schmelze ist die Abnahme des Diamagnetismus schwach und linear, der χ - T -Verlauf ist ungefähr parallel zu demjenigen zwischen 650° und 796°K .

Aus dem Temperaturgang zwischen 300° und 500°K ergibt sich ein m_n -Wert von ca. $0,018 \text{ m}$, vorausgesetzt, dass der PAULI-LANDAU-Term der Suszeptibilität von quasi-freien Elektronen mit $g = -50$ für diese Temperaturabhängigkeit allein verantwortlich ist.

Das Maximum des Diamagnetismus für InSb bei 600°K entspricht vollkommen dem experimentellen Befund BOWERS. Mit wachsender Temperatur nimmt nämlich die Konzentration der *eigenleitenden* Elektronen n_i zu, bei 600°K erreicht n_i den Wert von ca. $7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Diese Zahl ist gerade gleich der Störstellenkonzentration, für welche BOWERS und YAFET das Maximum des Diamagnetismus an gedopten Proben gefunden haben. Der Beitrag von eigenleitenden Löchern ist wegen der viel schwereren Löchermasse gegenüber demjenigen der eigenleitenden Elektronen vernachlässigbar.

Unsere Hochtemperaturmessung bei InAs weist ein ähnliches und sogar viel ausgeprägteres Verhalten nach. Das Maximum des Diamagnetismus tritt bei ca. 920°K auf. Bei dieser Temperatur beträgt die Konzentration der eigenleitenden Elektronen ca. $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, in befriedigender Übereinstimmung mit der entsprechenden Störstellenkonzentration nach GEIST. Die

Abnahme des Diamagnetismus zwischen ca. 1000° und 1180°K ist linear und verläuft ungefähr parallel zu dem Tieftemperaturast¹⁾ zwischen 300° und 550°K . Die neue Messung bestätigt übrigens genau unsere frühere^{1) 5)}, welche sich jedoch nur bis 800°K erstreckte.

Bei dieser Betrachtung wurde die Temperaturabhängigkeit der Gittersuszeptibilität nicht berücksichtigt. Darüber und ferner auch über das Verhalten beim Schmelzen von InSb, In und Sb werden wir in einer späteren Arbeit ausführlich berichten.

Literatur

- ¹⁾ G. BUSCH und R. KERN, Helv. Phys. Acta 32, 24 (1959).
Ferner: F. KNEUBÜHL, Diplomarbeit ETH, 1955 (unveröffentlicht).
 - ²⁾ L. M. ROTH, B. LAX und S. ZWERDLING, Phys. Rev. 714, 90 (1959).
 - ³⁾ R. BOWERS, J. Phys. Chem. Solids 8, 206 (1959).
 - ⁴⁾ D. GEIST, Z. Naturf. 13a, 669 (1958).
 - ⁵⁾ G. A. BUSCH, in Halbleiter und Phosphore, S. 158 (1958), herausgegeben von M. Schön und H. Welker, Verlag Vieweg & Sohn.
 - ⁶⁾ D. K. STEVENS und J. H. CRAWFORD, Phys. Rev. 99, 487 (1955).
-

Messung des Temperaturkoeffizienten von Kontaktpotentialen

von K. ANDRES

(Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH, Zürich)

Es wurde eine Apparatur zur Messung des Kontaktpotentials zwischen zwei Metallen nach der Methode von KELVIN¹⁾ entwickelt, welche es gestattet, die Temperatur des einen Metalls gegenüber derjenigen des

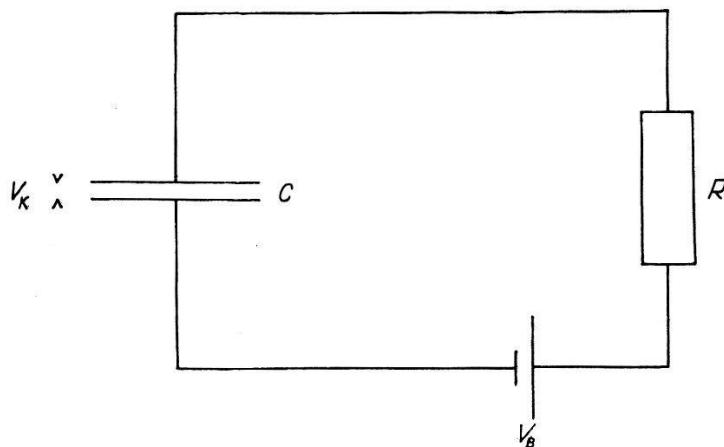


Fig. 1
Zur Kelvin'schen Methode der Kontaktpotentialmessung

anderen zu ändern und damit den Temperaturkoeffizienten der Elektronen-Austrittsarbeit zu messen. Es sind Messungen im Temperaturbereich zwischen 4° und 300°K möglich.

Das Kontaktpotential V_k (Fig. 1), das gleich ist der Differenz der über die beiden Kondensatorflächen gemittelten Austrittsarbeiten der beiden Metalle, wird mit einer Batteriespannung V_B kompensiert, so dass im Fall $V_B = -V_k$ eine Änderung der Kapazität C keinen Strom mehr im Kreis hervorruft. Haben die beiden Metalle (Kondensatorplatten) verschiedene Temperaturen, so überlagert sich dem Kontaktpotential eine Thermospannung, die bei der Messung des Temperaturkoeffizienten der Austrittsarbeits zu berücksichtigen ist.

Figur 2 zeigt das Prinzipschema der Apparatur. Die Kondensatorplatte des Referenzmetalls (Gold) befindet sich auf Erdpotential und kann elektromagnetisch mit 80 Hz vibriert werden. Die Platte des zu messenden Metalls ist in thermischem Kontakt mit einem Wärmeaustauscher, dessen Temperatur mit einem Helium-Gasstrom variiert werden kann. Die beiden Platten lassen sich separieren und einzeln bedampfen. Zur

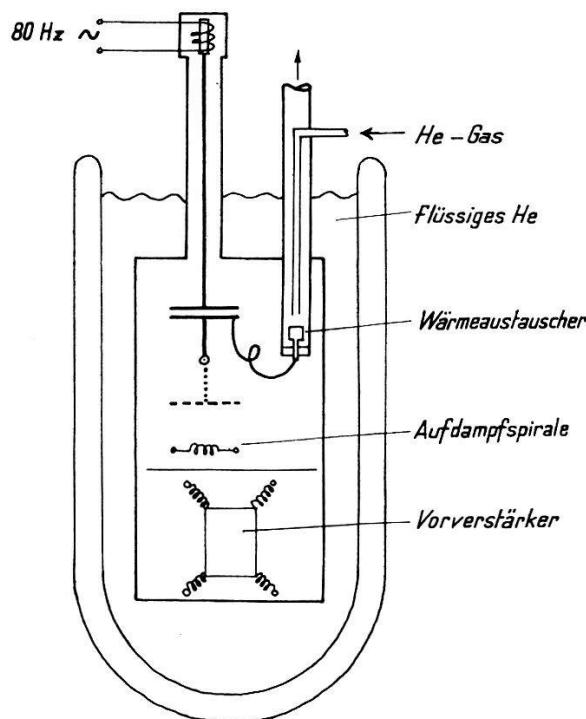


Fig. 2
Prinzipschema der Apparatur

Erreichung einer hohen Empfindlichkeit ist es günstig, wenn sich die erste Verstärkerstufe in der Nähe des Kondensators befindet, weshalb die letztere unmittelbar unterhalb des Kondensators angeordnet wurde. Das ganze System steht unter Vakuum und kann in einem Helium-Dewargefäß abgekühlt werden. Die Röhre der ersten Stufe (Tetrode Philips 4067) befindet sich in einem Metallzylinder, welcher an Federn antimikrophonisch aufgehängt ist; sie funktioniert bei 4°K ebensogut

wie bei Zimmertemperatur. Die Temperaturen der beiden Kondensatorplatten werden mit Kupfer-Konstantan Thermoelementen gemessen.

Messungen sind bis jetzt an Zinn durchgeführt worden. Die Oberflächen waren mechanisch poliert oder aufgedampft und stets für kurze oder längere Zeit dem Atmosphärendruck ausgesetzt. Figur 3 zeigt die Messungen. Die Tatsache, dass verschieden behandelte Oberflächen mit verschiedenen Austrittsarbeiten denselben Temperaturkoeffizienten zeigen, lässt vermuten, dass dieser Koeffizient nicht von der Art und Anzahl von an der Oberfläche adsorbierten Fremdmolekülen abhängt, und dass die

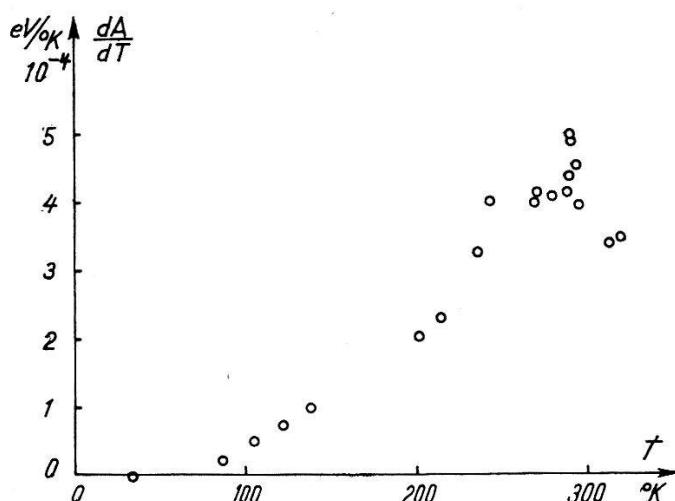


Fig. 3

Temperaturkoeffizient der Austrittsarbeit A von Zinn

chemische Zusammensetzung von Oberflächenschichten, die einmal dem Atmosphärendruck ausgesetzt waren, stets dieselbe ist. Es existieren in der Literatur keine andern solchen Messungen, so dass eine Vergleichsmöglichkeit fehlt. Theoretisch erwartet man nach Rechnungen von HERRING²⁾ für den Temperaturkoeffizienten etwa denselben Verlauf mit der Temperatur wie für den Ausdehnungskoeffizienten. Auch dadurch ergibt sich keine Vergleichsmöglichkeit, weil Messungen des Ausdehnungskoeffizienten von Zinn bei tiefen Temperaturen noch fehlen.

Das Vakuum in der Apparatur ist bei Zimmertemperatur zur Zeit nicht besser als $5 \cdot 10^{-6}$ Torr, da die Metallteile nicht ausgeheizt werden können. Für Messungen an reinen, polykristallinen Metalloberflächen ist es nötig, ein Ultrahochvakuum zu erzeugen.

Diese Arbeit wurde unterstützt durch einen Kredit aus dem Arbeitsbeschaffungsfonds des Bundes.

Literatur

¹⁾ W. A. ZISMAN, Rev. Sci. Instr. 3, 367 (1932).

²⁾ C. HERRING, Rev. Mod. Phys. 21, 2, 185 (1949).

Die Fermifläche von Aluminium

von B. LÜTHI

(Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH, Zürich)

HEINE¹⁾ und HARRISON²⁾ konstruierten ein Modell der Fermifläche von Al auf Grund einer Bandrechnung und unter Zuhilfenahme von experimentellen Daten des de-Haas-van-Alphen-Effekts, des anomalen Skineffekts und der Elektronen-spezifischen-Wärme. Heine's Rechnungen ergeben eine Fermifläche, die im wesentlichen aus kleinen Stücken um die Eckpunkte in der 1. Zone und aus scheibenförmigen Überlappungen in der 2. Zone über den Hexagonal- und den Quadratflächen besteht. Harrison hingegen nimmt die 1. Zone als voll an, in der 2. Zone hat er auch Überlappung über den Eckpunkten (was einer geschlossenen Fläche von ca. einem Loch pro Atom entspricht) und um die de-Haas-van-Alphen-Effekt-Daten zu erklären, lässt er eine geringe Überlappung in der 3. Zone zu. Damit gelangt er zu einem Modell, das dem für freie Elektronen sehr ähnlich ist.

Es sollen hier die galvanomagnetischen Effekte (magnetische Widerstandsänderung und Halleffekt) im Rahmen dieser beiden Modelle diskutiert werden. Um die Effekte quantitativ zu beschreiben, sollen analytische Ausdrücke für die Fermifläche angenommen werden, und zwar nur für die Fläche in der 2. Zone. Für das Heine-Modell nehmen wir abgeplattete Rotationsellipsoide über den Hexagonal- und den Quadratflächen an (mit ca. 1 Elektron pro Atom), während für das Harrison-Modell einfache halber 3 sich durchdringende Rotationsellipsoide mit Achsen in den (100)-Richtungen genommen werden sollen.

Für die Berechnung der Effekte ist es am bequemsten den Leitfähigkeitstensor³⁾⁴⁾

$$\sigma_{ij} = -\frac{e^2}{4\pi^3} \int v_i(\varphi) \frac{\partial f_0}{\partial E} d\mathbf{k} \int_0^\infty \frac{1}{\omega} v_j(\varphi + \varphi') e^{-\frac{\varphi'}{\omega\tau}} d\varphi' \quad (1)$$

zu verwenden (ω = Larmorfrequenz, v_i = Geschwindigkeitskomponente in i -Richtung, φ, φ' = Phasenvariable, welche die Bewegung des Elektrons längs seiner Bahn bestimmt, τ = Relaxationszeit). Mit Hilfe der neuen Variablen φ, E (Energie) und k_z (Komponente des \mathbf{k} -Vektors in Richtung des Magnetfeldes, lässt sich der Leitfähigkeitstensor und damit auch der Widerstandstensor für ein vorgegebenes Dispersionsgesetz $E(\mathbf{k})$ bequem berechnen*).

*) Diese Berechnungsmethode ist auch im Falle eines nichtentarteten Halbleiters anwendbar. Man kann damit die galvanomagnetischen Effekte bedeutend eleganter und übersichtlicher berechnen, als dies im Falle von Ge⁵⁾⁶⁾ und Si⁷⁾ mit der konventionellen Lösungsmethode der Boltzmanngleichung geschehen ist.

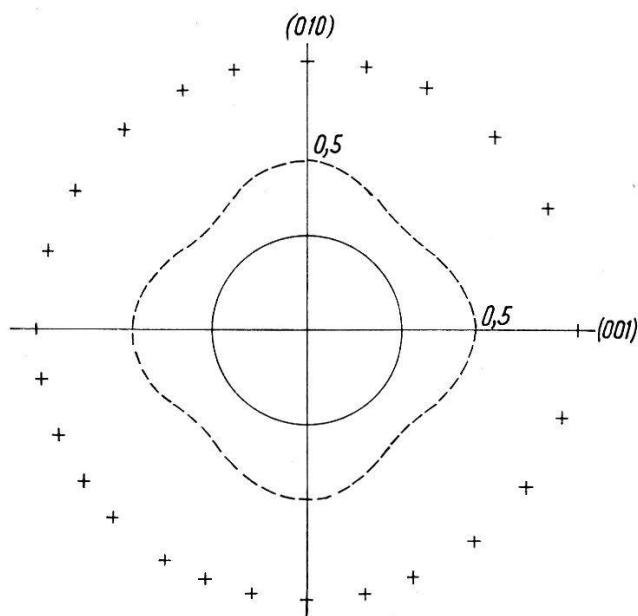


Fig. 1

Polaridiagramm der transversalen magnetischen Widerstandsänderung $(\Delta \rho / \rho_0)_\perp$ mit Strom in (100) -Richtung

- +
- Experiment (10 kG, 0,3% Restwiderstand)
- - - Heine-Modell
- Harrison-Modell

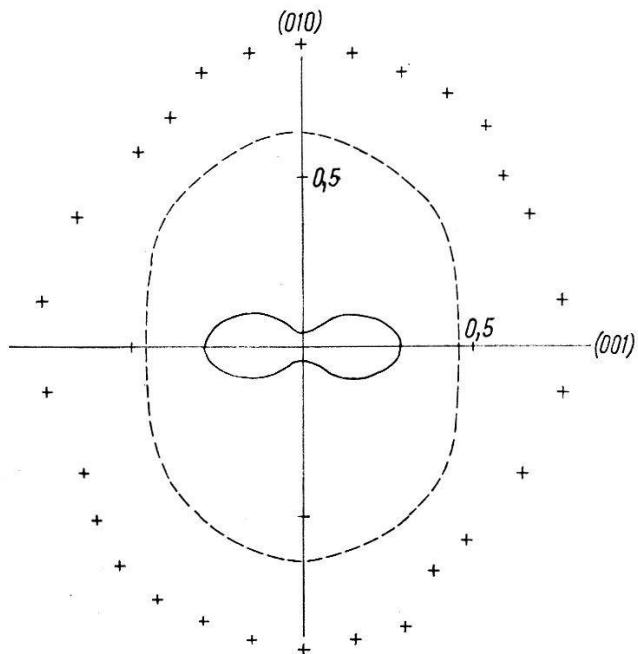


Fig. 2

Polaridiagramm der transversalen magnetischen Widerstandsänderung $(\Delta \rho / \rho_0)_\perp$ mit Strom in (110) -Richtung

- +
- Experiment (10 kG, 0,3% Restwiderstand)
- - - Heine-Modell
- Harrison-Modell

Es wurden folgende Fälle experimentell bestimmt und theoretisch berechnet:

1. Die transversale und die longitudinale magnetische Widerstandsänderung $(\Delta\varrho/\varrho_0)_{\perp}$ resp. $(\Delta\varrho/\varrho_0)_{\parallel}$ von polykristallinem Aluminium für den asymptotischen Grenzfall $\omega\tau \rightarrow \infty$.
2. Polardiagramme der transversalen magnetischen Widerstandsänderung von Aluminiumeinkristallen mit Stromrichtung in (100)-Richtung (Fig. 1) und in (110)-Richtung (Fig. 2).
3. Hallkonstante von polykristallinem Aluminium in Funktion des Magnetfeldes (Fig. 3).

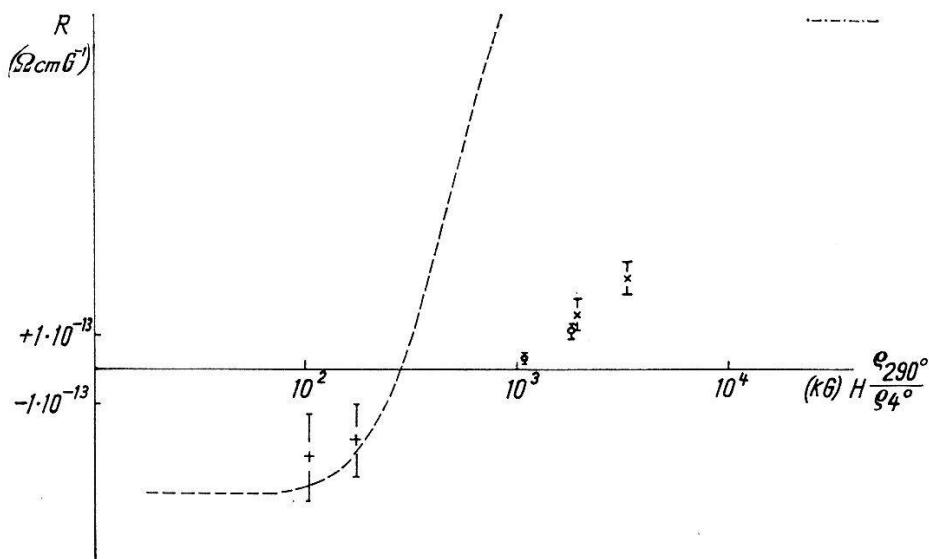


Fig. 3
Hallkonstante R (Restwiderstände: + 5,7%, o 0,6%, x 0,3%)
---- Messungen von Borovik
- - - R für 1 Loch pro Atom

Diskussion

1. Die magnetische Widerstandsänderung von polykristallinem Aluminium zeigt im transversalen und im longitudinalen Fall eine Sättigung in hohen Feldern⁹⁾, was der Annahme von nur geschlossenen Orbits in den beiden Modellen entspricht. Der asymptotische Wert von $(\Delta\varrho/\varrho_0)_{\perp} = 1,5$ und $(\Delta\varrho/\varrho_0)_{\parallel} = 0,6$ entspricht mindestens größenordnungsmässig den berechneten Werten von 0,5 (HEINE), 0,3 (HARRISON) im transversalen und von 0,3 (HEINE), 0,1 (HARRISON) im longitudinalen Fall. (Durch Annahme einer etwas anisotroperen Energiefläche, besonders im Falle von HARRISON, liessen sich die berechneten Werte leicht erhöhen).

2. Die Polardiagramme der magnetischen Widerstandsänderung (Fig. 2 und 3) zeigen im grossen eine befriedigende Übereinstimmung der 2 Modelle mit den experimentellen Daten bezüglich der Anisotropie, wobei das Heine-Modell besser in der (110)-Richtung, das Harrison-Modell

besser in der (100)-Richtung abschneidet. Über die Grösse der Widerstandsänderung gilt das oben Gesagte. Auf Grund der magnetischen Widerstandsänderung lässt sich also nicht zwischen den beiden Modellen entscheiden.

3. Für den asymptotischen Grenzfall von hohen Feldern folgt aus Gleichung (1), dass die Hallkonstante R unabhängig von Feld und Streu-Mechanismus zu $R = 1/(n_+ - n_-) ec$ wird, mit n_+ Anzahl der Löcher, n_- Anzahl der Elektronen. Dieses Resultat gilt übrigens allgemein für beliebige Formen der Energieflächen, solange nur geschlossene Bahnen existieren¹⁰⁾. Die experimentellen Resultate zeigen, dass unsere Messungen dem vom Harrison-Modell erwarteten Wert von 1 Loch pro Atom zuzustreben scheinen (Borovik's Resultate⁸⁾ streben einem Wert von ca. 0,1 Loch pro Atom zu), während das Modell von Heine 1 Elektron pro Atom voraussagt. Der Vorzeichenwechsel des Halleffektes verlangt zur Erklärung eine etwas grössere Überlappung der Fermifläche in die 3. Zone als dies beim Harrison Modell der Fall ist, will man nicht unwahrscheinlich kleine Streuwahrscheinlichkeiten oder effektive Masse in der 3. Zone annehmen.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die galvanomagnetischen Effekte nur durch das Modell von Harrison befriedigend erklärt werden können, dass aber bei diesem die 3. Zone etwas mehr gefüllt sein muss.

Diese Arbeit wurde aus einem Arbeitsbeschaffungskredit des Bundes finanziell unterstützt.

Literatur

- ¹⁾ V. HEINE, Proc. Roy. Soc. A 240, 340 (1956).
- ²⁾ W. A. HARRISON, Phys. Rev. (im Druck).
- ³⁾ W. SHOCKLEY, Phys. Rev. 79, 191 (1950).
- ⁴⁾ R. G. CHAMBERS, Proc. Phys. Soc. A 65, 458 (1952).
- ⁵⁾ B. ABELES und S. MEIBOOM, Phys. Rev. 95, 31 (1954).
- ⁶⁾ M. SHIBUYA, Phys. Rev. 95, 1385 (1954).
- ⁷⁾ G. L. PEARSON und C. HERRING, Physica 20, 975 (1954).
- ⁸⁾ E. S. BOROVIK, JETP 23, 83 (1952).
- ⁹⁾ B. LÜTHI, Helv. phys. Acta (im Druck).
- ¹⁰⁾ I. M. LIFSHITZ, M. IA. AZBEL' und M. I. KAGANOV JETP 31, 63 (1956).

Untersuchungen von Alkalijodaten

von F. HERLACH, H. GRÄNICHER und D. ITSCHNER
(Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Durch Untersuchung der Kernquadrupolresonanzen von Kaliumjodat (KJO_3) waren zwischen 20 und 300°C drei piezoelektrische Phasen verschiedener Symmetrie beobachtet worden¹⁾. Die röntgenographischen Untersuchungen dieser Phasen wurden fortgesetzt und verfeinert. Die

Jodate des Rubidiums und Cäsiums besitzen perowskitähnliche Strukturen, jedoch wurden andere pseudokubische Deformationstypen gefunden als in der Literatur²⁾ angegeben sind.

Die ausführliche Arbeit wird in Helv. Phys. Acta erscheinen.

Literatur

- ¹⁾ F. HERLACH, H. GRÄNICHER und D. ITSCHNER, Arch. Sciences 72, fasc. spéc. 182, (1959).
- ²⁾ I. NARAY-SZABO, Müegytemi Közlemények 7 (1947).

Eine Röntgenkamera für sehr tiefe Temperaturen

von H. GRÄNICHER, U. HELG und R. SCHÄR

(Physikalisches Institut der ETH, Zürich)

Nur sehr wenige, einigermassen vielseitige Tieftemperatur-Röntgenkameras sind bisher in der Literatur beschrieben worden, welche Temperaturen von 100° K und tiefer zu erreichen gestatten. Die kältetechnischen

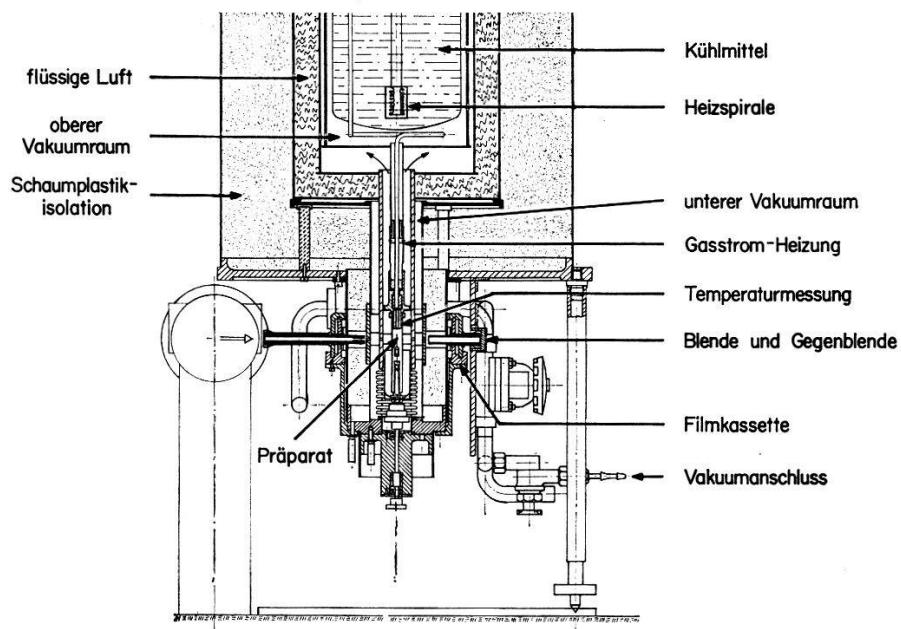


Fig. 1

Schnitt durch die untere Hälfte der Tieftemperatur-Röntgenkamera
(Masstab 1: 10)

Erfordernisse widersprechen weitgehend den Anforderungen für eine gute und präzise Röntgenoptik. Die Kameras sind deshalb stets auf den jeweiligen Verwendungszweck zugeschnitten. Beim Entwurf der nach-

folgend geschilderten Präzisionskamera wurde versucht, folgende Eigenschaften zu verwirklichen:

- a) Erreichen jeden Temperaturwerts im Bereiche von Zimmertemperatur bis wenn möglich zur Temperatur des flüssigen Heliums.
- b) Temperaturmessung und -konstanz absolut auf $\pm 2^\circ\text{K}$, relativ auf $\pm 0,2^\circ\text{K}$.
- c) Genauigkeit der Gitterkonstantenbestimmung bei guten Rückstrahlinterferenzen $\Delta a/a$ besser als $5 \cdot 10^{-5}$.
- d) Präparate: Nichtmetalle in Form von Pulvern oder kleinen Ein-kristallen. Möglichkeit für exakte Orientierung und Zentrierung der Präparate.

Diese Anforderungen und die guten Erfahrungen mit der Kamera von JACCARD, KÄNZIG und PETER¹⁾ veranlassten uns, eine Zylinderkamera mit Gaskryostat zu bauen. Im Gegensatz zur Käenzig-Kamera befindet sich das Kühlmittelgefäß über dem Präparat, wird das Gas des verdampften Kühlmittels zur Präparatkühlung verwendet (Eigengas-Kryostat) und wurde bei verbessertem Blendensystem der Kameradurchmesser auf 114,6 mm erhöht.

Das Kühlmittelgefäß von 3 Litern Inhalt ist seitlich und oben von je einem fl. Luftgefäß als Strahlungsschutz umgeben, welcher sich nach unten als Kupferrohr bis in den Präparatraum fortsetzt. Die Wärmeisolation des Kühlmittelgefäßes und des Präparatraumes gegen den Strahlungsschutzmantel wird durch je einen Vakuumraum erzielt. Der fl. Luftpantel ist durch Schaumpolystyrol isoliert. Das durch Verdampfung entstehende kalte Gas strömt in einem Cu-Rohr durch die Kühlflüssigkeit und dann durch einen Heizungs- und Temperaturmessteil am Präparat vorbei. Nach Umlenkung an einem dünnwandigen Plexiglasbecher kühlt es das innerste Fenster auf der Aussenseite und verlässt schliesslich die Kamera oben in einer Sammelleitung. Zur Temperaturmessung sind mehrere Kupfer-Konstantan-Thermoelemente und zwei Widerstandsthermometer eingebaut. Die Fenster für die Röntgenstrahlen bestehen aus 50 μ dicken Mylar-Folien, welche mit Araldit aufgeklebt wurden. Es ist vorgesehen, das Fenster des Strahlungsschutzrohres durch dünnwandiges Beryllium zu ersetzen. Der Präparathalter und die Filmkassette werden von unten angeschraubt. Das Wechseln des Filmes kann deshalb unabhängig von der Temperatur des Präparates vorgenommen werden. Oberhalb des Kreuzschlittens besteht der Präparathalter aus einem ganz dünnwandigen Plexiglasröhrchen. Korrekturen der Präparat-Orientierung werden durch Verbiegen eines kurzen Cu-Drahtstückes zwischen Präparat und Plexiglasröhrchen erreicht.

Zahlreiche Versuche bei Zimmertemperatur und mit fl. Stickstoff als Kühlmittel zeigten, dass dank grosser Sorgfalt beim Aufbau der Blenden- und Gegenblendenteile tadellos schleierfreie Debye-Scherrer-Diagramme mit der angestrebten Genauigkeit gemäss c) erhalten werden. Am Vakuumteil und bezüglich der Führung des Kühlgases in Präparatnähe müssen zur Zeit noch Verbesserungen vorgenommen werden.

Literatur

- 1) JACCARD, KÄNZIG und PETER, Helv. Phys. Acta 26, 521 (1953).
-

Les paramètres cristallins et la densité du rubis

par J. P. JAN

(Laboratoire Suisse de Recherches Horlogères, Neuchâtel)

Un article complet a été soumis en vue de publication

Mobilité électronique dans AgBr

par L. CHOLLET et J. ROSEL

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

1. Introduction

Le problème de l'électron de conduction se mouvant lentement dans un cristal polaire présente un intérêt particulier car il ne peut pas être traité par les méthodes habituelles. On s'attend en effet à ce que l'électron interagisse fortement avec la composante longitudinale de la branche optique des vibrations du réseau. Lorsque l'électron se meut dans le cristal, son champ coulombien déplace les ions positifs et négatifs les uns par rapport aux autres. La polarisation ainsi produite réagit sur l'électron et modifie son état de mouvement. L'électron peut alors être considéré comme accompagné d'un nuage de phonons. Cet ensemble électron-phonons de polarisation est appelé polaron.

La théorie du polaron a été développée entre autres par LEE, LOW et PINES¹⁾, puis par LOW et PINES²⁾ qui considèrent le cas particulièrement intéressant du «couplage intermédiaire». Ils obtiennent l'expression suivante pour la mobilité:

$$\mu = f(\alpha) \frac{1}{2 \alpha \omega_l} \frac{e}{m} \left(\frac{m}{m^*} \right)^3 e^{\Theta/T}$$

expression valable pour $T \ll \Theta$ et dans laquelle les symboles ont la signification suivante:

α = constante de couplage donnée par

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{m_e}{2 \hbar \omega_l} \right)^{1/2} \frac{\epsilon - n^2}{\epsilon n^2} \left(\frac{m}{m_e} \right)^{1/2}$$

$f(\alpha)$ est une fonction qui varie lentement avec α et qui est voisine de 1. cf. ²⁾

m = masse effective de l'électron dans le champ statique du réseau cristallin.

m^* = masse effective du polaron.

ϵ = constante diélectrique statique.

n^2 = constante diélectrique à la limite des hautes fréquences.

$\Theta = \hbar \omega_l / k$ = température de Debye correspondant à la fréquence limite des vibrations longitudinales de la branche optique.

m_e = masse de l'électron libre.

m et m^* sont en outre reliés par la relation:

$$m^* = m (1 + \alpha/6)$$

Dans un précédent travail ALLEMAND et ROSEL ³⁾ ont mesuré la mobilité électronique dans AgBr et AgCl. Il nous a paru intéressant de poursuivre cette recherche en utilisant une méthode plus raffinée, assurant une meilleure précision.

2. Méthode et résultats expérimentaux

Le principe de la mesure est le suivant: le cristal à étudier est placé dans un champ électrique. Une excitation β , γ ou X libère un certain nombre de charges électroniques à l'intérieur du cristal. Sous l'effet du champ électrique, ces charges se déplacent et produisent une impulsion de tension qui est amplifiée et observée sur l'écran de l'oscilloscope. Pour autant que l'impulsion ne soit pas déformée, son temps de montée t correspond au temps de déplacement des électrons. Connaissant le champ E appliqué à travers le cristal et la distance d parcourue par les électrons, on obtient la mobilité par la relation:

$$\mu = \frac{d}{t E}.$$

Nous avons utilisé une excitation par rayons X pulsés car elle présente plusieurs avantages par rapport à une excitation β ou γ . L'intensité du rayonnement peut être augmentée de manière à libérer un nombre de charges plus grand. De plus, les impulsions sont périodiques et superposables, ce qui est beaucoup plus favorable pour l'observation à l'oscillographe. D'autre part, en adaptant l'énergie du rayonnement, on limite sa pénétration à une dizaine de microns, profondeur négligeable par rapport aux 3 à 4 mm d'épaisseur du cristal. On évite ainsi de délicats calculs de correction, indispensables dans le cas d'une pénétration non négligeable. Cette méthode par contre pose le problème des états de surface.

*

En effet, une structure cristalline perturbée ou la présence d'impuretés chimiques en surface jouent le rôle de trappes à électrons, ou encore donne naissance à des centres de recombinaison. Or, les électrons trappés

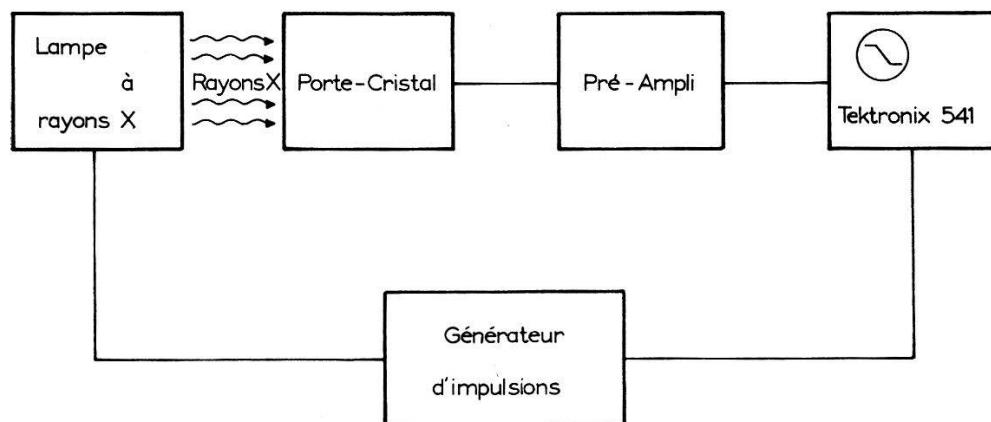
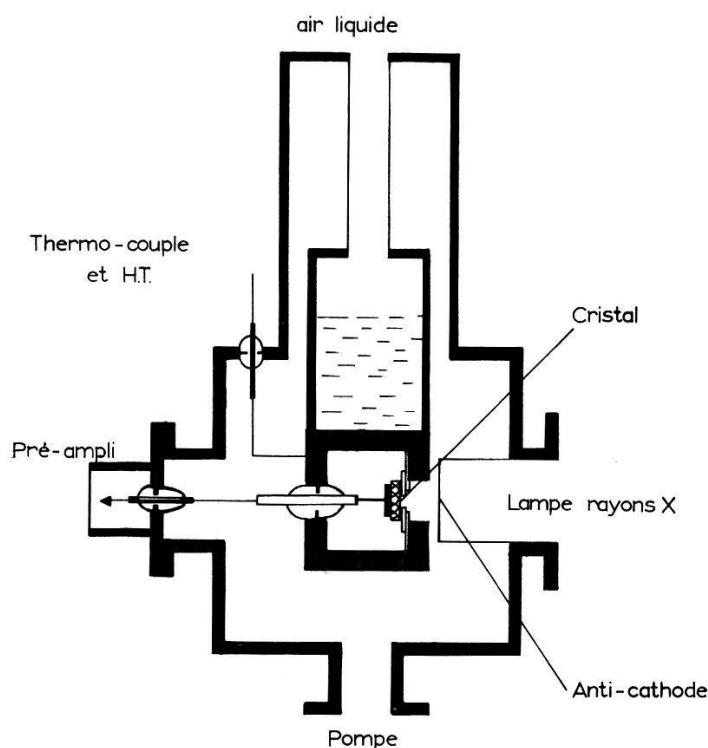


Fig. 1
Schéma de principe



Porte cristal

Fig. 2

créent un champ de polarisation, opposé au champ appliqué, et qui peut empêcher toute conduction. De plus, l'irradiation elle-même perturbe fortement la surface, ce qui nécessite de fréquents traitements par polissage et recuit.

Le schéma de principe est donné par la figure 1.

L'émission des rayons X est commandée par un générateur d'impulsions. Celui-ci synchronise le balayage de l'oscilloscope. Le cristal est placé dans un porte-cristal permettant les mesures à basse température.

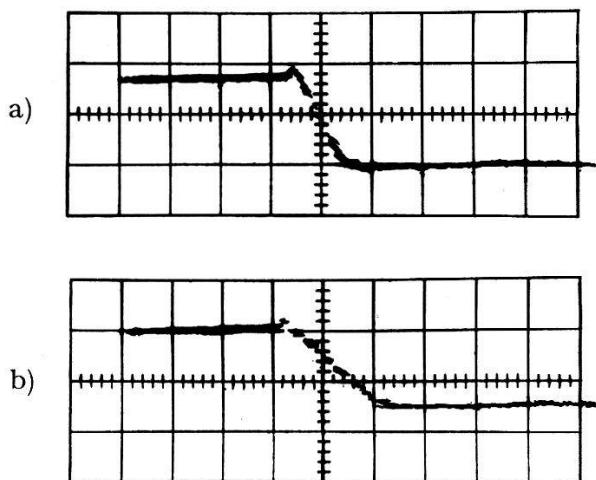


Fig. 3

Impulsions de conduction dans AgBr (Balayage $0,5 \mu\text{s cm}^{-1}$)

a) 112°K

b) 172°K

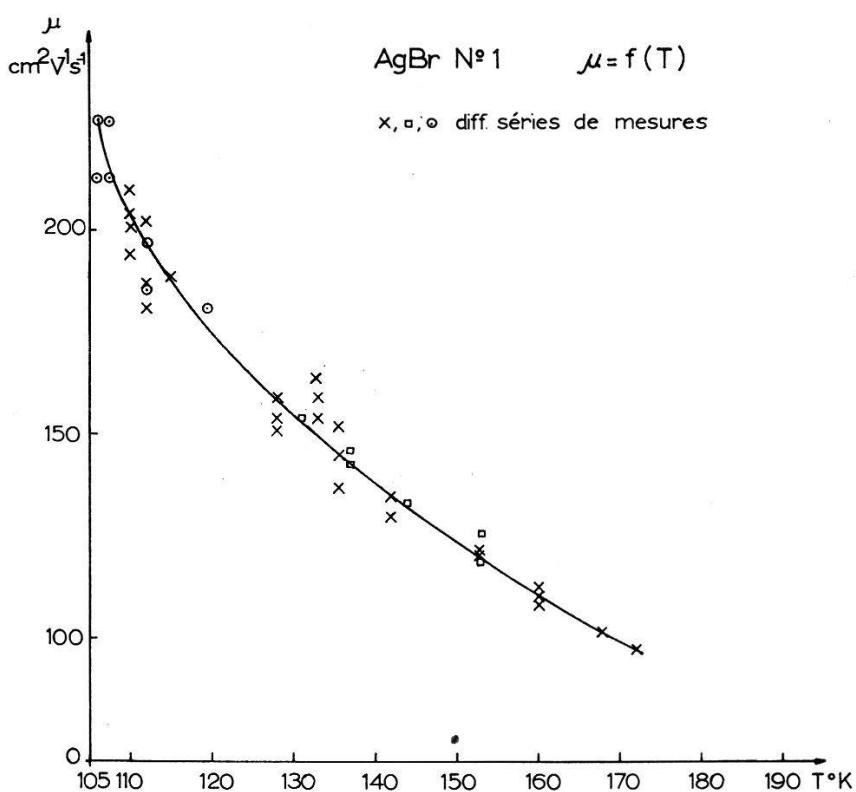


Fig. 4

Le préamplificateur a les caractéristiques suivantes: amplification 20 fois, bande passante de 1 kc à 14 Mc; le bruit à l'entrée est de 0,4 mV, ce qui permet un rapport signal-bruit de 15 à 20.

Le détail du porte-cristal est donné par la figure 2.

La figure 3 montre deux impulsions typiques.

On peut faire les remarques suivantes:

La linéarité des impulsions confirme un mouvement uniforme des électrons.

Le coude nettement marqué par lequel se termine l'impulsion prouve que les électrons atteignent l'électrode collectrice. Si on admettait un trappage uniforme dans tout le volume du cristal, l'impulsion aurait une allure du type: $(1 - \exp(-t/\tau))$. Cette allure a été effectivement observée dans le cas de cristaux de pureté insuffisante.

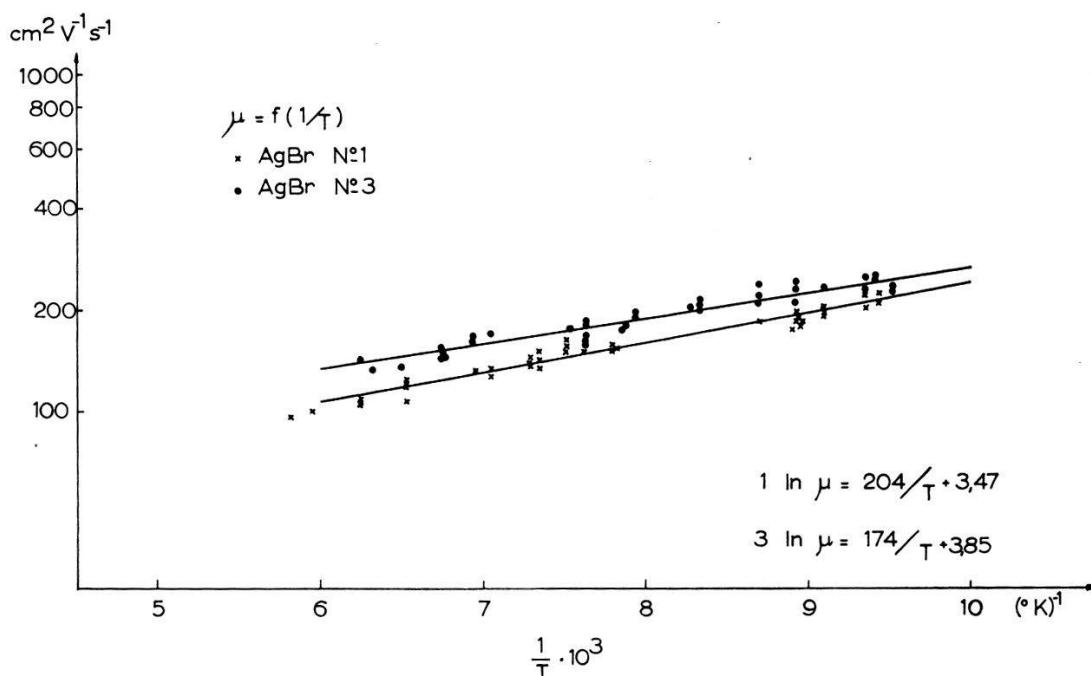


Fig. 5

La figure 4 montre, en échelle linéaire, la mobilité en fonction de la température. Les points correspondants aux trois séries de mesures différentes se recouvrent. Les erreurs sont de 1 à 2% sur la température et de 5 à 10% sur la mobilité.

La figure 5 donne, en échelle semi-logarithmique, la mobilité en fonction de $1/T$ pour les deux cristaux mesurés. Les coefficients des droites ont été calculés par les moindres carrés. Nous obtenons pour les deux cristaux les expressions:

$$\mu = 32 e^{\frac{204}{T}} \quad \mu = 47 e^{\frac{174}{T}} \quad (\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1})$$

Nos résultats nous permettent de déterminer les masses m et m^* ainsi que la constante de couplage. On obtient pour les deux cristaux:

$$m = \begin{cases} 0,28 m_e \\ 0,23 m_e \end{cases} \quad m^* = \begin{cases} 0,38 m_e \\ 0,31 m_e \end{cases} \quad \alpha = \begin{cases} 2,1 \\ 2,1 \end{cases}$$

La fonction $f(\alpha)$ pour $\alpha = 2,1$ vaut 1,1.

3. Discussion

Les valeurs de la mobilité obtenues pour les deux cristaux de provenances différentes étant cohérentes, nous pouvons affirmer avoir mesuré la mobilité microscopique. Ceci indique que, dans le domaine de température étudié, il n'y a pas lieu de tenir compte d'un effet de «multiple trapping» comme le propose BROWN⁴⁾.

La forme analytique de nos courbes correspond bien à celle prévue théoriquement. Ceci confirme l'hypothèse d'une interaction de l'électron avec la branche optique, et exclut, pour le domaine de température exploré, une interaction avec la branche acoustique qui conduirait à une loi en $T^{-3/2}$. D'autre part, au-dessus de 100°K, on n'observe aucun effet d'impuretés ionisées.

Les valeurs 204 et 174°K obtenues pour Θ sont satisfaisantes. Elles encadrent la valeur semi-théorique déduite des caractéristiques optiques de AgBr et qui est $\Theta = 195^{\circ}\text{K}$.

Les valeurs obtenues pour m étant respectivement (0,28 et 0,23) m_e ceci signifie que la masse effective de l'électron dans le champ statique du réseau n'est que le quart de la masse de l'électron libre. Sur ce point, nos résultats sont analogues à ceux de BROWN⁵⁾ pour AgCl.

Bibliographie

- ¹⁾ LEE, Low et PINES, Phys. Rev. 90, 297 (1953).
- ²⁾ Low et PINES, Phys. Rev. 98, 414 (1955).
- ³⁾ ALLEMAND et ROSSEL, Helv. Phys. Acta 27, 519 (1954).
- ⁴⁾ BROWN, Phys. Rev. 113, 507 (1959).
- ⁵⁾ BROWN, Phys. Rev. 108, 281 (1957); J. Phys. Chem. Solids 4, 206 (1958); Phys. Rev. 111, 462 (1958).

Spectre de luminescence de CsI

par D. CHAUVEY et J. ROSSEL
(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

1. Introduction

Le présent travail fait suite aux recherches que nous avons entreprises^{1) 2)} sur la luminescence des cristaux de CsI pur et qui ont établi l'existence d'une composante «froide» à déclin exponentiel rapidement influencé par la température et d'une composante «chaude» seule décelable à température normale, à déclin plus lent et fortement dépendant de T .

L'étude globale de la première composante, comportant en fait deux raies spectrales voisines situées dans le proche UV, a montré qu'elle se

conformait à un modèle simple de centre luminescent caractérisé par deux barrières de potentiel E_1 (transition radiative) et E_2 (transition non radiative); ce modèle prédit un temps de déclin exponentiel de la forme

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} = s_1 e^{-E_1/kT} + s_2 e^{-E_2/kT} = k_1 + k_2$$

et un rendement $\eta = k_1/k_1 + k_2$ caractérisé par une loi de température telle que $\log(1/\eta - 1)$ = fonct. linéaire de $1/T$.

Les mesures de $\tau(T)$ et $\eta(T)$ ont conduit pour la composante froide au résultat $E_1 = 0$ et $E_2 = 5,5 \cdot 10^{-2}$ eV et ont montré par contre que la composante chaude s'écarte fortement de ce modèle par son comportement $\eta(T)$ très différent de celui prédit.

Nous présentons ici les résultats de la mesure de la distribution spectrale de la lumière émise par CsI pur et de l'étude du rendement $\eta(T)$ pour chacune des raies spectrales séparément.

2. Dispositif expérimental

Les mesures ont été faites d'une part sur des poudres et d'autre part sur deux types de monocristaux différents: les uns obtenus par précipitation en solution aqueuse (cristaux précipités), les autres par tirage à partir de la substance en poudre (cristaux fondus). Le matériel de base utilisé (poudre de CsI de grande pureté) provenait des British Drug Houses (BDH). Certains cristaux fondus nous ont été livrés par la Harshaw Co. Tous les cristaux fondus donnent des résultats identiques.

Le cristal, placé sous vide et pouvant être refroidi à la température de l'air liquide, est irradié par les rayons β de Sr⁹⁰ (source mince de 40 mC). Un spectromètre Hilger à prisme de quartz de grande luminosité (ouverture $f/4$) analyse la lumière émise par le cristal et le spectre est enregistré en mesurant, après amplification, le courant d'un tube photomultiplicateur (RCA 1P28). Dans les conditions d'intensité lumineuse maximum le signal était de 10^{-9} A. environ (Largeur des fentes d'entrée et de sortie du spectromètre: 1,5 mm; résolution de 64 Å/mm.)

3. Résultats

La figure 1 donne le spectre d'un cristal précipité caractérisé par une raie de 3550 Å et une raie de 3260 Å d'intensité comparable à basse température et constituant ensemble la composante «froide». La figure 2 indique le spectre d'un cristal fondu comportant une raie à 3470 Å et une autre raie beaucoup moins intense, constituant la composante luminescente «chaude», et située pour les températures inférieures vers 4370 Å.

Ces enregistrements effectués pour différentes températures permettent, après intégration graphique, de tracer les courbes de l'intensité de chaque raie en fonction de la température. Ces résultats sont donnés dans la

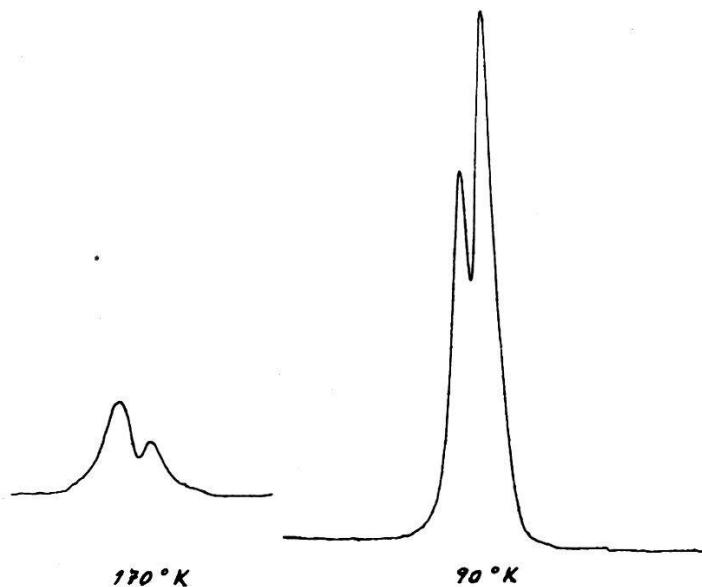


Fig. 1

Cristal précipité; composante «froide»: raie de droite à 3550 Å, raie de gauche à 3260 Å

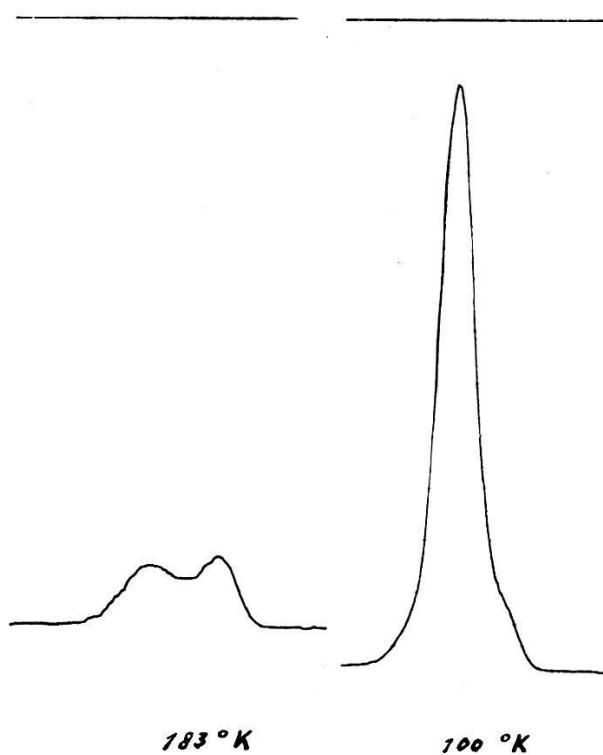


Fig. 2

Cristal fondu; maximum principal pour 100° K à 3470 Å

figure 3 (I en unités arbitraires). L'erreur introduite par la réponse spectrale du photomultiplicateur est inférieure à 3%. La figure 4 montre la

variation de la quantité $\log(1/\eta - 1)$ en fonction de $1/T$. (Le rendement $\eta = I/I_{\max}$ est obtenu par extrapolation de la courbe d'intensité vers les basses températures.)

Ces mesures conduisent aux remarques suivantes:

a) La raie 3470 Å dans le cristal fondu et la raie 3550 Å dans le cristal précipité semblent correspondre à la même transition. En effet, elles se

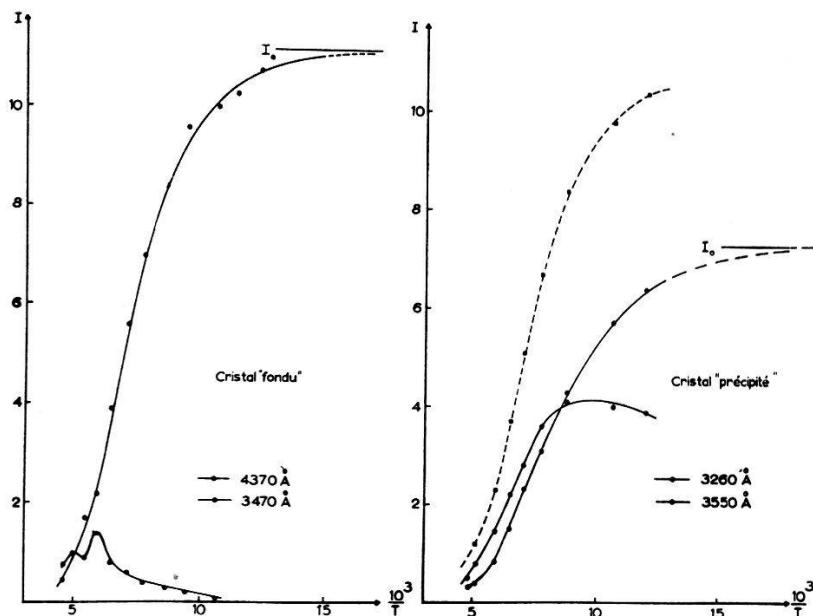


Fig. 3

La courbe en pointillés donne la somme des deux composantes du cristal «précipité»

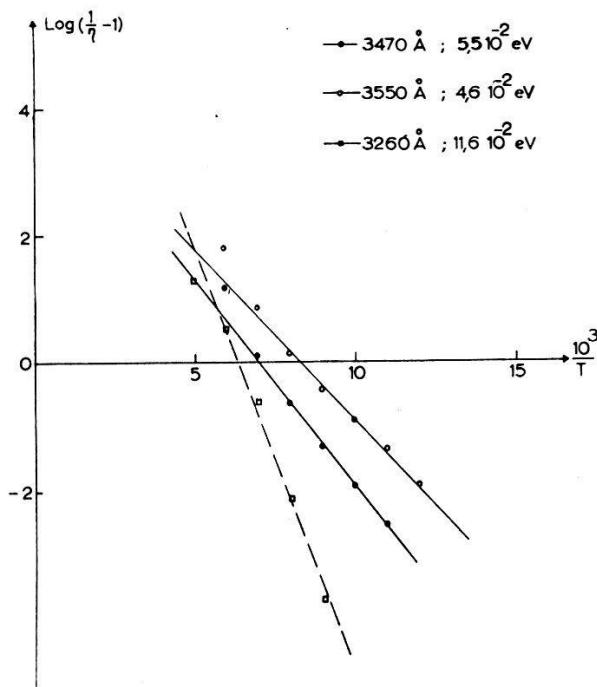


Fig. 4

L'énergie indiquée pour chacune des 3 composantes représente la valeur de $\Delta E = E_2 - E_1$ (pente de la droite)

comportent conformément au modèle et de façon identique en fonction de la température. La petite différence observée sur les longueurs d'onde et sur les valeurs de $\Delta E = E_2 - E_1$ peut être attribuée à la présence de la composante 4370 Å. Notons de plus que, pour un cristal fondu, l'augmentation de température produit un glissement des raies vers les petites longueurs d'onde. Ce glissement est de 650 Å pour la raie 3470 Å et de 300 Å pour la raie 4370 Å entre 80 et 200°K. Un tel déplacement des raies n'est pas observé dans le cas d'un cristal précipité.

b) La raie 3260 Å présente dans un cristal précipité se conforme au modèle, du moins dans un intervalle de température compris entre 100 et 200°K. Remarquons au sujet de cette raie l'observation intéressante suivante: les poudres de départ présentent des spectres dont elle est absente et qui sont identiques à ceux des cristaux fondus; après dissolution dans l'eau et recristallisation les spectres des poudres comportent la raie en question et sont analogues à ceux des cristaux précipités.

c) La raie 4370 Å qui peut être identifiée à la composante chaude mentionnée plus haut n'obéit pas au modèle. Son intensité augmente avec la température puis diminue, conformément aux mesures approximatives antérieures.

4. Conclusions

Les observations concernant les conditions d'apparition des différentes raies, les provenances diverses du matériel de départ et les analyses spectrographiques des cristaux et poudres utilisés (impuretés en concentration inférieure à 10^{-6}) confirment l'hypothèse déjà avancée²⁾ que les centres luminescents en question sont liés à des défauts cristallins et non à des impuretés chimiques.

La raie voisine de 3500 Å semble correspondre à un mécanisme de transport d'énergie et de désexcitation caractéristique du réseau de base et plus ou moins indépendant de ses imperfections.

La raie de 3260 Å qui constitue avec la précédente la composante froide est probablement liée à un mécanisme apparenté au premier mais beaucoup plus sensible aux défauts du cristal.

Ces indications ne sont pas contraires à l'hypothèse avancée²⁾ d'une recombinaison d'excitons dégénérés et trappés dans le cristal.

La composante chaude constituée par la raie située au voisinage de 4370 Å est produite par des imperfections d'un autre type introduites par traitement thermique et absentes du cristal tiré de la solution.

Nous projetons d'autres investigations pour mieux préciser la nature des transitions observées et des mécanismes qui les produisent.

Bibliographie

¹⁾ J. BONANOMI et J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta 25, 725 (1952).

²⁾ H. ENZ et J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta 31, 25 (1958).

Koerzitivkraft reiner, im Höchstvakuum aufgedampfter Eisenschichten

von R. JAGGI und C. SCHÜLER
(IBM-Forschungslaboratorium Zürich)

Die Magnetisierungsprozesse in polykristallinen Ferromagneten sind wegen ihrer Kompliziertheit nur teilweise verstanden. Es wurde schon häufig versucht, die auftretenden Probleme mit der Methode der dünnen Schichten zu lösen¹⁾. Bisher wurden die Schichten durch Elektrolyse, Kathodenerstäubung oder durch Aufdampfen in technischem Vakuum hergestellt. Bei diesen Verfahren findet aber ein unkontrollierbarer Einbau von Verunreinigungen in die Proben statt, was meist eine schlechte Reproduzierbarkeit der Messergebnisse zur Folge hat. Um bessere Bedingungen zu schaffen, scheint uns das Aufdampfen sorgfältig gereinigter Substanzen im Ultrahochvakuum ein vielversprechender Weg zu sein.

Wir haben eine Anlage aus Hartglas entwickelt, in der nach mehrmaligem Ausheizen aller Glas- und Metallteile ein statisches Grundvakuum mit einem Totaldruck $< 10^{-9}$ Torr im abgeschlossenen Verdampfungsgefäß erreicht wird. Als Verdampfungsquelle verwenden wir einen spektralreinen Eisendraht, der durch Wasserstoffglühung von restlichem Kohlenstoff befreit ist; er wird durch Stromdurchgang geheizt. Während des Aufdampfens beträgt der Druck einige 10^{-9} Torr, die Aufdampfgeschwindigkeit ist in der Größenordnung 1 Atomlage pro Sekunde, als Auffänger dienen Hartglasplättchen.

Die Schichtdicken bestimmen wir aus der Sättigungsmagnetisierung und zur Kontrolle interferometrisch nach Tolansky. Die Messungen führen wir vorläufig in Luft sofort nach dem Herausnehmen aus dem Vakuum durch. Unsere Eisenschichten sind während Wochen stabil; die Reproduzierbarkeit der aus verschiedenen Aufdampfungen erhaltenen Resultate ist relativ gut.

Das magnetische Verhalten unserer Schichten beobachten wir bei 50 Hz unter Verwendung eines empfindlichen Integrierverstärkers auf dem Schirm eines Kathodenstrahlloszillographen²⁾. Die Hystereseschleifen haben das übliche Aussehen. Das unintegrierte Signal zeigt Barkhausen-Sprünge bei allen Schichtdicken zwischen 100 Å und 1300 Å.

Die Koerzitivkraft der bei Zimmertemperatur aufgedampften Filme beträgt ca. 30 Oe für 100 Å Schichtdicke, sie durchläuft ein Maximum von über 100 Oe zwischen 400 Å und 600 Å und erreicht 60 Oe bei 1000 Å. Filme, die bei 150°C kondensiert wurden, besitzen wesentlich kleinere Werte der Koerzitivkraft (z. B. 10 Oe bei 250 Å), ebenso ist das Maximum weniger stark ausgeprägt.

Zusätzlich wurde die Kristallitgrösse unserer Eisenfilme im Elektronenmikroskop geprüft. Sie beträgt ca. 200–300 Å bzw. ca. 400–500 Å für

die bei 20°C bzw. 150°C aufgedampften Filme von 400 Å Schichtdicke. Weiter haben wir die Domänenstruktur mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts und der Bitterstreifenmethode betrachtet. Wir sehen eine komplizierte Struktur von Domänen, deren Abmessungen die Größenordnung 10^{-3} cm haben; eine Domäne umfasst also sehr viele Kristallite. Wir müssen demnach zwischen den einzelnen Kristalliten unserer im Höchstvakuum aufgedampften Filme eine starke Kopplung annehmen. Das von REIMER³⁾ angeführte Eindomänenverhalten von Eisenschichten beobachten wir bei unseren Filmen mit Schichtdicken über 100 Å nicht.

Es sind Experimente im Gange, bei denen wir während des Aufdampfens die magnetischen und strukturellen Eigenschaften von Filmen als Funktion der Schichtdicke und der Temperatur direkt im Höchstvakuum untersuchen. Weiter studieren wir die Möglichkeit, durch kontrollierten Gaseinbau die Kopplung zwischen den Kristalliten zu ändern.

Literatur

- 1) Zusammenfassende Darstellung bei H. MAYER, Physik dünner Schichten, Teil II, Wissenschaftl. Verlagsges. Stuttgart, 1955.
 - 2) H. J. OGUEY, Helv. Phys. Acta 32, 487 (1959), folgende Publikation.
 - 3) L. REIMER, Z. Physik 148, 527 (1957).
-

La mesure de flux très faibles dans les couches magnétiques minces

par H. J. OGUEY
(Laboratoire de Recherche IBM, Zurich)

L'étude des propriétés magnétiques de couches métalliques très minces nécessite une technique de mesure qui diffère considérablement des techniques habituelles. Cela est dû à la forme particulière des échantillons à étudier, qui se composent en général d'une lame de verre d'un cm^2 de surface ou moins, recouverte d'une couche de métal magnétique d'épaisseur très faible (une centaine à quelques milliers d'Å). Les énergies à mesurer sont également très faibles (10^{-9} à 10^{-11} joule).

Dans une installation destinée à la mesure du cycle d'aimantation¹⁾ l'étalonnage du champ et du flux dans l'échantillon sont faciles à déterminer en première approximation. Toutefois, diverses causes d'erreurs et d'inexactitudes existent, que nous allons brièvement examiner ici.

Une première cause d'erreur concerne la mesure du champ; elle est due au fait que les lignes de flux se ferment par un trajet dans l'air. Il se produit un champ démagnétisant, qui est heureusement négligeable ici, à cause du rapport très faible entre l'épaisseur et la longueur de l'échantillon.

Une seconde cause d'erreur beaucoup plus importante concerne la mesure du flux dans la couche mince; elle provient de la grande dimension de la bobine de mesure, par rapport à celle de la couche magnétique mince. En conséquence, le flux mesuré par la bobine est différent du flux qui parcourt l'échantillon.

Il s'agit d'abord de connaître quelle proportion du flux dans la couche est mesurée par la bobine. La figure 1 montre par exemple une couche magnétique rectangulaire située dans un plan xz , et dont les pôles sont parallèles à l'axe z . Un fil rectiligne très long situé en x , y et se refermant très loin de la couche, embrasse un flux dont le rapport au flux dans la couche est φ . Les lignes $\varphi = \text{const.}$ sont indiquées sur la figure 1; ce sont des cercles passant tous par les pôles magnétiques. Lorsqu'on connaît cette répartition du flux on peut calibrer la bobine de mesure.

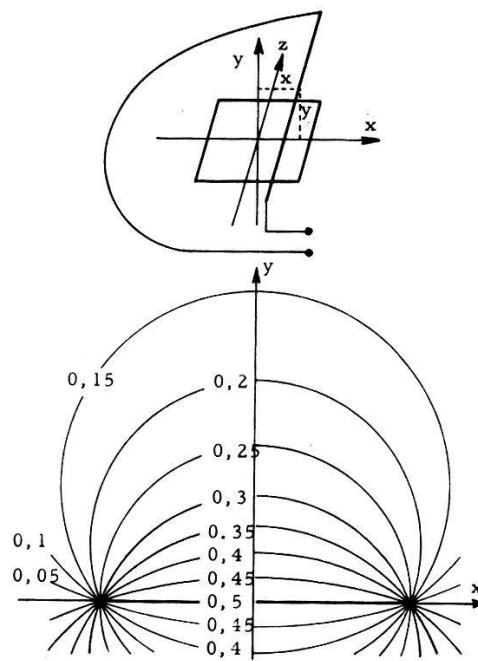


Fig. 1

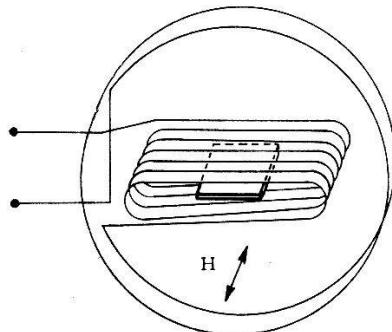
Répartition du flux autour d'une couche magnétique rectangulaire

En plus du flux dans l'échantillon à mesurer, la bobine de mesure est parcourue par un flux parasite qui peut être très important. La figure 2 montre deux procédés qui se sont avérés très efficaces pour l'élimination de ce flux parasite.

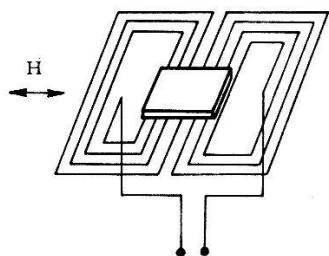
En haut, la bobine de mesure est en série avec une bobine de compensation de grand diamètre. Le flux dans l'air induit dans ces deux bobines des tensions en opposition de phase qui s'éliminent l'une l'autre, tandis que seule la bobine de mesure est parcourue par le flux dans la couche. La figure du bas montre un arrangement plat dans lequel seule la moitié inférieure du flux dans l'échantillon est mesurée, mais par contre aucun

flux parasite. L'espace situé au-dessus de la couche reste libre et permet de mesurer le cycle d'aimantation pendant la formation de la couche par évaporation, ou en même temps qu'une observation optique. Ces deux systèmes sont également bien compensés contre les champs parasites de 50 périodes.

En plus de la tension parasite provoquée par le flux dans l'air, c'est-à-dire par un couplage inductif entre les bobines de champ et le circuit de



Bobine de mesure cylindrique et compensation du flux dans l'air



Bobine de mesure plate

Fig. 2
Bobines de mesure

mesure, on observe souvent d'autres sortes de tensions parasites qui sont dues à d'autres sortes de couplages entre ces deux circuits. Elles jouent un rôle d'autant plus grand que le flux à mesurer est plus faible. Les principaux couplages possibles sont le couplage ohmique, le couplage inductif déjà mentionné, le couplage inductif retardé par des courants induits au voisinage de la bobine de mesure, et le couplage capacitif. On peut s'assurer facilement que les tensions parasites correspondantes sont proportionnelles respectivement à H , H , \dot{H} et \ddot{H} . L'élimination de ces couplages ne présente pas de difficulté lorsqu'on en connaît la nature. L'emploi d'un champ alternatif sinusoïdal simplifie la compensation de toutes les tensions parasites, par le fait qu'elles sont alors également des sinusoïdes de même période.

De plus, on observe une tension aléatoire, le bruit de fond. Une première source de bruit thermique est la bobine de mesure. Le rapport signal/bruit après intégration dépend d'un grand nombre de facteurs,

mais, dans tous les cas, il passe par un maximum lorsque la section de la bobine de mesure possède une certaine forme, indiquée par la figure 3. La forme de cette section est caractérisée par le fait que les spires intérieures sont aussi proches que possible de la couche magnétique, et que les spires extérieures sont limitées par la ligne sur laquelle le rapport du flux mesuré au flux dans la couche est constant, et égal à environ 0,4.

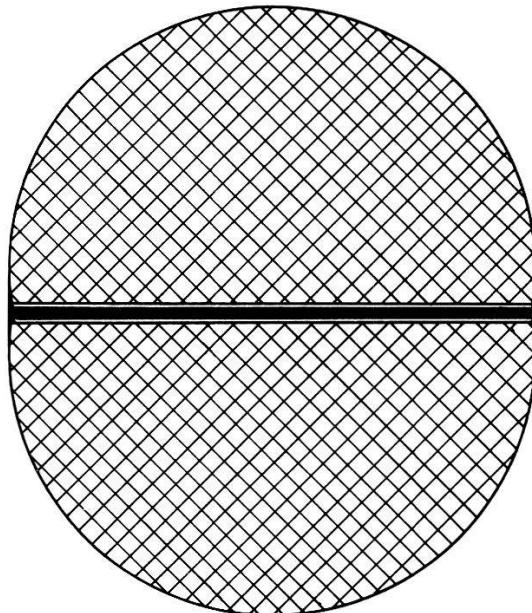


Fig. 3

Section de la bobine de mesure donnant le meilleur rapport signal/bruit

Pour limiter au minimum l'effet de bruit de fond, il faut ensuite considérer ce qu'on appelle le facteur de bruit (noise figure, Rauschzahl) de l'amplificateur, dont la théorie est connue, et la fonction de transfert du circuit intégrateur. Le rôle de l'intégrateur est de transmettre fidèlement chaque composante de Fourier du signal et de transmettre aussi peu que possible les signaux situés dans d'autres domaines de fréquence. A ce propos remarquons qu'il n'existe pas de limite de sensibilité bien définie à une telle installation. Le signal est périodique, et son spectre de Fourier est un spectre de lignes, tandis que le bruit de fond est de nature statistique et son spectre est continu. En conséquence, des filtres complexes ou des procédés spéciaux tels que la corrélation permettent d'observer des flux aussi faibles que l'on veut.

Une installation de mesure du cycle d'aimantation a été réalisée dans notre laboratoire. Sa sensibilité théorique, en admettant que la bobine de mesure soit la seule source de bruit, est telle que l'on devrait pouvoir déceler un flux de l'ordre de $5 \cdot 10^{-14}$ Vs pour une fréquence de 500 Hz. Pratiquement, le bruit de l'amplificateur limite cette valeur à $2 \cdot 10^{-12}$ Vs. Un tel flux est produit, par exemple, par une couche de fer pur dont la section est de 10^{-6} mm².

Bibliographie

- ¹⁾ E. C. CRITTENDEN, JR., A. A. HUDIMAC, and R. I. STROUGH, Magnetization Hysteresis Loop Tracer for Long Specimens of Extremely Small Cross Section, Rev. Sci. Instr. 22, 12 (1951), pp. 872-877.
-

Evidence of 'phonon drag' in aluminium between 2 and 90 K

par A. R. DE VROOMEN (Kammerling Onnes Lab.)

Aucun manuscript n'a été reçu

Optical Inversion of the Joshi Effect

by M. VENUGOPALAN

(Department of Chemistry, Banaras Hindu University, Banaras, India)

Introduction

The positive Joshi effect $+ \Delta i$, the photoincrease of the current i through gases and vapours under electrical excitation reversibly inverts, at constant light intensity I and frequency ν , to the negative Joshi effect $- \Delta i$, the photosuppression of i at an inversion potential V_i^I ¹⁾. The author²⁾³⁾ has reported recently that this inversion on 'ageing' under, or/and in the absence of, continued exposure to discharge occurs in the potential range $V_m - V_i^I$, where V_m is the minimum threshold potential for the onset of the self-maintained discharge and V_i^I the inversion potential for minimum I , ν and 'ageing' for the occurrence of $\pm \Delta i$. The present paper reports the reversible inversion $+ \Delta i \rightleftharpoons - \Delta i$, at constant applied potential V , with I and ν and suggests a possible mechanism for the inversion on the basis of the author's theory¹⁾.

Experimental

The general experimental arrangement for measuring $\pm \Delta i$ is shown in Figure 1. A series of experiments was carried out with a chlorine filled ozoniser ($p_{Cl_2} = 120$ mm Hg at 30°C) which was excited by A. C. potentials of 50 cycles/sec. obtained from the A. C. mains and stepped up with a H. T. transformer (1:267). The discharge current in darkness i_D and when exposed to light i_L , from a 220 volts 200 watts incandescent (glass) lamp, in arbitrary units of the galvanometer scale deflections, were measured using a germanium crystal (1 N 34 Sylvania) along with galvanometer as the current detector. At constant applied V in the range $V_m - V_i^I$, the changes in i_D for various light intensities (at constant ν) and for various ν (at constant I) observed.

Results

The potential variation of $\pm \Delta i$ at constant I and ν is shown in Figure 2, whereas the light intensity (I) and frequency (ν) inversion of $\pm \Delta i$ is shown in Figure 3. It would appear that $+\Delta i$ initially increases almost linearly with I to a maximum, rapidly diminishes thereafter and inverts

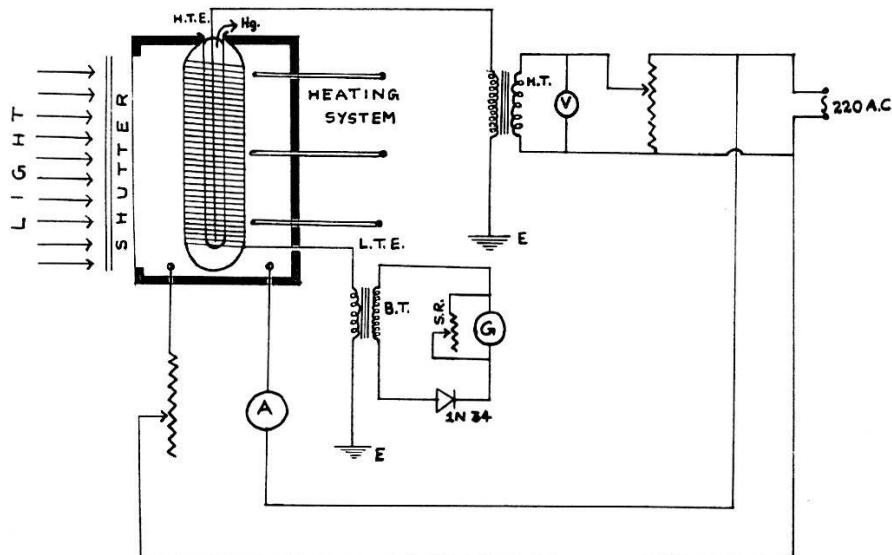


Fig. 1
Circuit diagram of the experimental arrangement for measuring Joshi effect

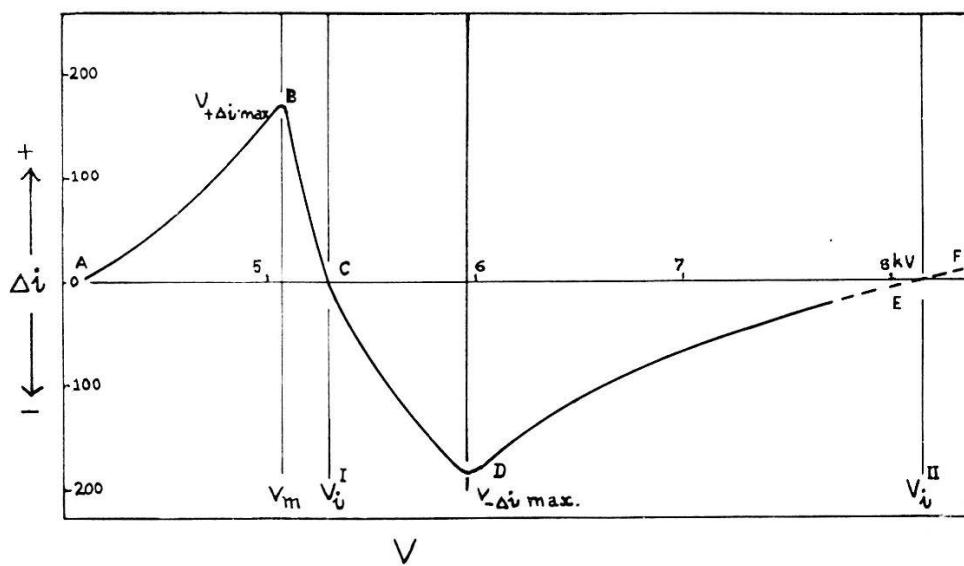


Fig. 2
Potential Variation of the Joshi effect at constant Intensity and Frequency of External Radiation

to $-\Delta i$, which increases with I , first rapidly and then slowly. Similarly at constant I , the transition $+\Delta i$ to $-\Delta i$ due to changes in ν has been observed; in this last, $+\Delta i$ initially increases with ν and then decreases and reverses to $-\Delta i$ which increases gradually, the inversion being

almost linear. The inversion potential V_i^I has been found to decrease gradually with an increase in I or/and ν . This last is evident from Figure 4 which shows the light intensity and frequency dependence of $\pm \Delta i - V$ characteristics.

Further the intensity variation of $\pm \Delta i$ is more pronounced at small than at large I (vide Fig. 3). At $V > V_{+\Delta i \max.} (= V_i^I)$, both $+\Delta i$ and $-\Delta i$ cooccur, as is evident from the current oscillograms in dark and in

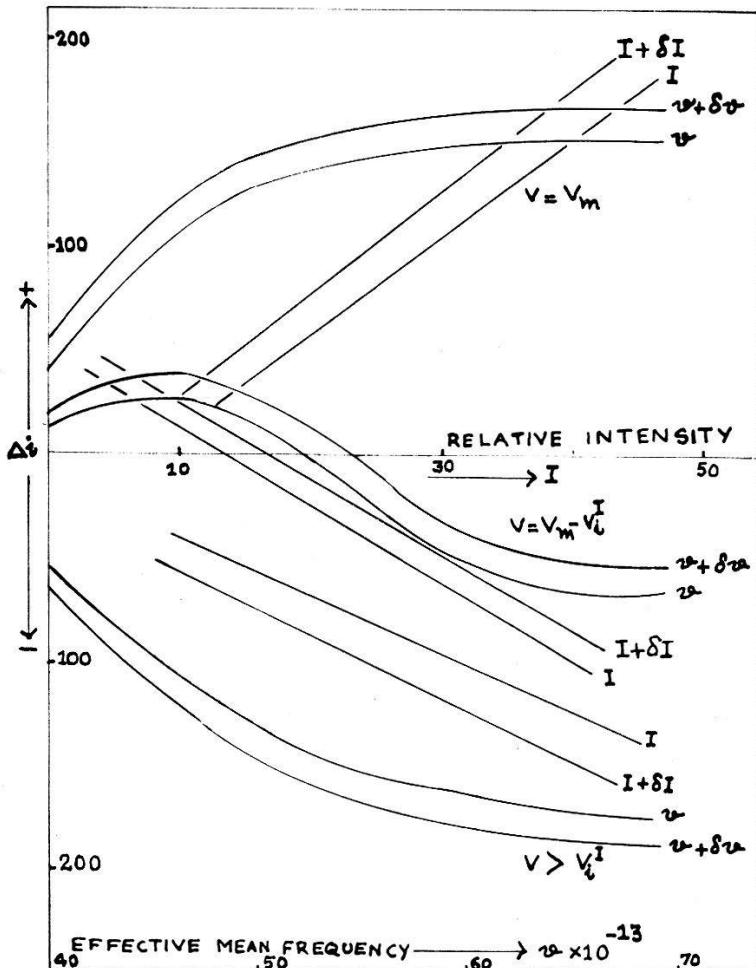


Fig. 3
Light Intensity and Frequency Inversion of the Joshi effect

light given in Fig. 5. The diminution, therefore, in $+\Delta i$ above $V_{+\Delta i \max.}$ is due to an increase in the accompanying $-\Delta i$. At V_i^I , $\pm \Delta i = 0$, since $+\Delta i = -\Delta i$. Further $-\Delta i$ increases progressively with I ; this leads to the conclusion that for inversion at large I , $+\Delta i$ must increase proportionately, which can result only through a diminution in V towards $V_{+\Delta i \max.}$ and therefore in V_i^I . However, at large I , the diminution in V_i^I is non-appreciable. This is due to the fact that the increase in $-\Delta i$ at large I is less pronounced. Similarly since $-\Delta i$ increases with, ν inversion at large ν should be associated with a proportionate increase in $+\Delta i$.

*

Discussion

The diminution of V_i^I with an increase in I or/and ν is in accord with Joshi's theory⁴⁾ and significant for the mechanism of the effect.

The Joshi Theory⁴⁾

This contemplates (a) formation under discharge of an adsorption-like electrode layer consisting of excited particles and ions and (b) characterised by a low work function Φ ; (c) light releases electrons from this layer; (d) they are captured by the particles, whose electron affinity is enhanced by excitation under discharge to form negative ions (e) determined by the probability factor p/E (where p is the gas pressure and E , the applied electrical field); (f) the current decrease $- \Delta i$ is a space charge effect due to the formation of slow moving negative ions and also their much smaller ionizing efficiency compared with free electrons; (g) uncaptured photo-electrons and others, produced by their impact ionization under E , cause the positive effect $+ \Delta i$ observed at low (and less often at large) V , which disfavour electron capture.

Based on the above theory, the author¹⁾ derived a possible mechanism for the potential inversion of $\pm \Delta i$ at otherwise constant conditions by considering in detail

- (i) the nature of the surface adsorbed gas layer on the electrodes;
- (ii) the cooccurrence of $+ \Delta i$ and $- \Delta i$, i.e. the existence of an intrinsic $(+ \Delta i)$ and intrinsic $(- \Delta i)$ and their coexistence at or/and above V_m and
- (iii) the probability of negative ion formation and its stability.

Mechanism of the Potential Inversion¹⁾

On this mechanism of the author¹⁾ the initial $+ \Delta i$ at $V < V_m$ and its enhancement with $V \not\propto V_m$ are due to electrons released by the external light from the physically adsorbed gas layer on the instantaneous cathode of surface work function Φ reduced to Φ' by the field E . MOHANTY⁵⁾ has shown that

$$+ \Delta i = A \exp. \left(\frac{eV}{kT} \right)$$

where A is a constant, e the electron charge, k the gas constant per molecule and T the absolute temperature. The space accumulation of negative ions over this V range is negligible⁶⁾.

JOSHI⁷⁾ has shown that chemical or/and physico-chemical reactions under discharge occur only at or above V_m . Also at and above V_m , the surface of the dielectric electrode acquires a markedly low Φ , due to a clean up of the van der Waals' layer and development, involving adsorption or/and desorption, of a chemisorbed layer, due to electrical activation caused by, and dependent on the magnitude of, the potential applied

to the electrode surface and high photoelectron activity due to an electron residuum from the antecedent half cycle. The largely enhanced emission by the external light, and space accumulation of negative ions formed from attachment of the (slower of the) photoelectrons leads to incipience of intrinsic $(-\Delta i)$ due to inhibition of secondary electron liberation by γ positive ion impact⁸⁾ and by the $\eta\Theta g$ photons⁹⁾ generated in the gas.

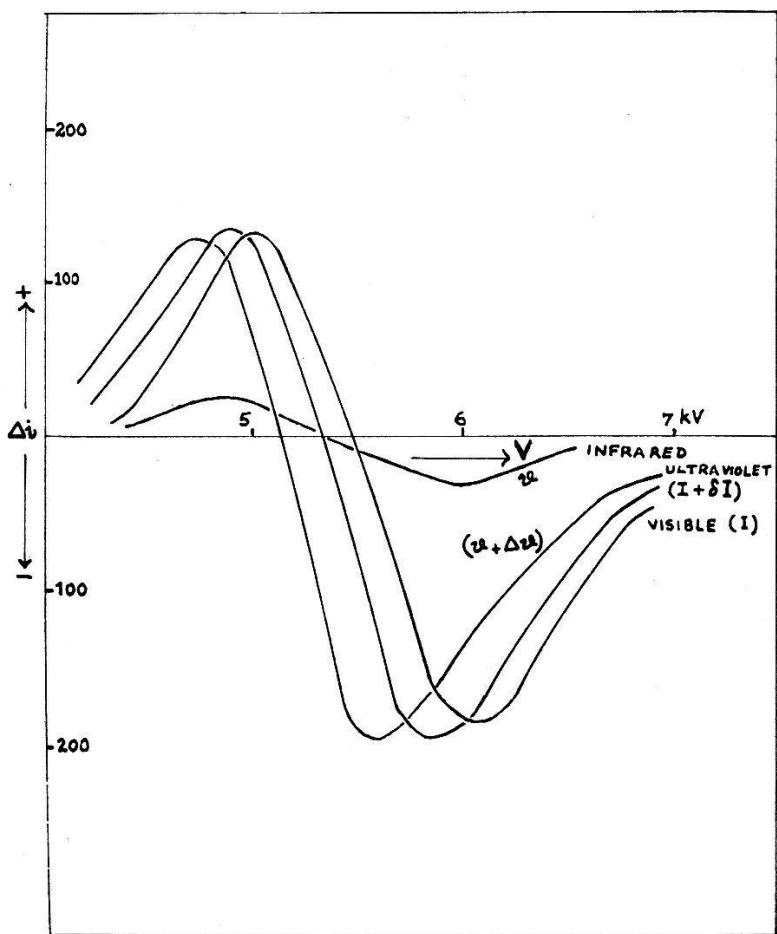


Fig. 4
Intensity and Frequency Dependence of $\pm \Delta i - V$ characteristics

High velocity photoelectrons which escape attachment and cross the barrier (of negative ions), and their multiples formed by impact ionisation cause intrinsic $(+\Delta i)$. The cooccurrence of $(+\Delta i)$ and $(-\Delta i)$ detectable oscillographically follows.

Beyond V_m , increase in emission due to field reduction of the surface work function Φ enhances space charge, and therefore $(-\Delta i)$. Observed diminution in $+\Delta i$ originates in the above, and also in a like change in the number of photoelectrons crossing the barrier. At V_i^I , $(+\Delta i) = (-\Delta i)$ and therefore $\pm \Delta i = 0$. The initial increase of $-\Delta i$ above V_i^I follows as well from the above considerations. The decrease in attachment probability $P = f(\phi/E)$, leads to subsequent diminution of $(-\Delta i)$,

through attenuation of the space charge at large V . Increase in the associated $(+\Delta i)$ is a contributory factor, and above V_i^{II} causes the observed $+\Delta i$ (vide Fig. 2).

Mechanism of the Optical Inversion

The optical inversion of the Joshi effect would follow as a direct consequence of the above mechanism of the potential inversion as applied to the frequency and light intensity dependence of $\pm\Delta i$, at constant applied V ; this is also self-evident from Figure 4 which shows the light

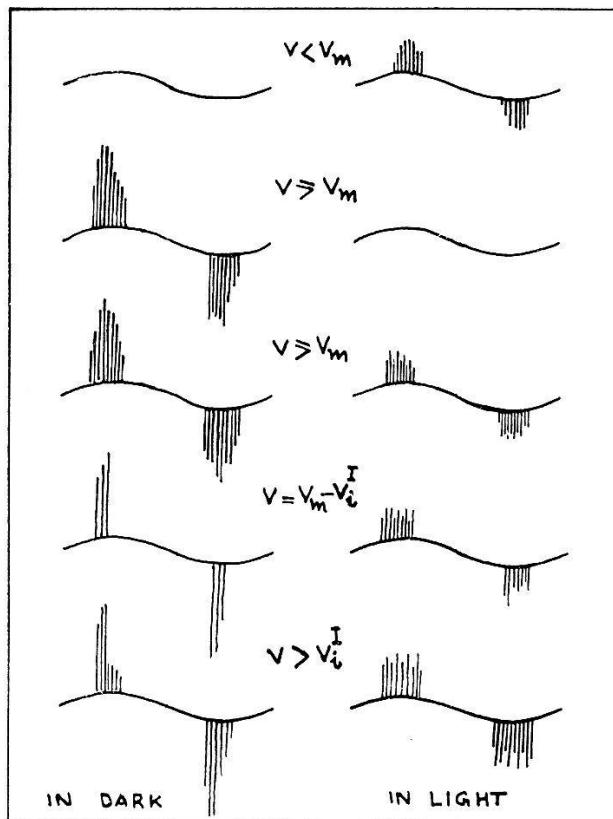


Fig. 5
Cooccurrence of the Positive and Negative Joshi effect

intensity and frequency dependence of $\pm\Delta i - V$ characteristics. It is further of interest that $+\Delta i$ below V_m and $-\Delta i$ above V_i^I increase progressively with I , first rapidly and then slowly each tending towards a stationary maximum (vide Fig. 3) and approximately linear with v (vide Fig. 3). The change $+\Delta i$ to $-\Delta i$ with I and v of the irradiating light (vide Figs. 3 and 4), takes place only above V_m , in the potential range $V_m - V_i^I$ and is conditioned, therefore, by the creation at the instantane-ous cathode of a strong photoelectron source. The photoemission is small- however, at low values of I ; the number of negative ions formed is con-sequently small. The density of the space charge of negative ions accumu-lated in the discharge, and the potential distribution are not altered to any appreciable extent. The primary emission, in consequence, is en-

hanced in proportion to I , as in the classical metal-in-vacuum photoelectric effect¹⁰⁾, and also the number of uncaptured electrons resulting in a similar variation in the current in light i_L , and the current in dark i_D being constant, results in $+ \Delta i$. The negative space charge, also proportional to the primary emission, increases likewise with I , and at a certain value of I ($= I_c$) corresponding to the peak in the $+ \Delta i - I$ curve and determined by E (vide Fig. 3), the opposing electrostatic field, attains a value sufficient to inhibit electron emission due to the external light, and also that due to the discharge sustaining γ and $\eta\theta g$ processes⁸)⁹⁾. This constitutes the incipience of $(-\Delta i)$ with increase in I . The increase is, however, not linear, but is characterised by a progressive diminution in $d(-\Delta i)/dI$ towards zero. The above tendency to saturation has been attributed by MOHANTY¹¹⁾ to a decrease in the quantum efficiency of the photoelectronic emission process due to augmentation in the negative space charge. Simultaneous progressive diminution in $(+\Delta i)$ follows from a like change in the number of photoelectrons which cross the barrier (of negative ions). The observed resultant $+ \Delta i$ therefore decreases. The effect is zero at the inversion intensity I_i , since $(+ \Delta i) = (- \Delta i)$ and is increasingly negative afterwards.

The photoemission is zero at and below a threshold frequency ν_0 and increases with ν ($> \nu_0$). The velocity spectrum of the emitted electrons ranges from zero to a maximum v_{\max} , given by the Einstein equation

$$h\nu = h\nu_0 + 1/2 mv^2_{\max};$$

the symbols have their usual significance. The number dn of electrons of all velocities ejected in unit time by unit intensity of absorbed light of frequency range between ν and $(\nu + d\nu)$, is given by $dn = F(\nu)d\nu$, where $F(\nu)$ is the spectral distribution function. Inversion of $+ \Delta i$ with increase in ν follows from considerations similar to those for intensity inversion. That the $\pm \Delta i - \nu$ graph is approximately linear over the narrow ν range investigated might arise from the simultaneous decrease with ν in the attachment probability P through an opposite change in the emission energy. In the absence of an intense photoelectron source, below V_m , the emission is small, the resultant meagre space charge of negative ions leads but to saturation in $+ \Delta i$ at large I .

It is also evident from Figure 4 that the maximum $\pm \Delta i$ is obtained for ultra-violet frequencies and that $\pm \Delta i$ is minimum for infra-red. The author¹²⁾ has shown that under precise experimental conditions, $\pm \Delta i$ in halogens to the extent of 5 to 10% can be produced with infra-red irradiation. This would seem to indicate the surface work function Φ of the adsorbed electrode layer to be of low value, and is suggestive enough that $\pm \Delta i$ is more a frequency or quantaic effect than a consequence of the characteristic optical absorption.

Acknowledgement

Grateful thanks of the author are due to Prof. S. S. JOSHI for his valuable suggestions.

References

- 1) M. VENUGOPALAN, J. Phys. Soc. Japan 13, 1544 (1958).
 - 2) M. VENUGOPALAN, Paper presented before the XVIIth International Congress of Pure & Applied Chemistry (1959); cf. Proc. XVIIth International Congress of Pure & Applied Chemistry, Abstracts, Vol. 1: Section A 10, Series B, A 1093, 209 (1959).
 - 3) M. VENUGOPALAN, Communicated to J. Phys. Soc. Japan.
 - 4) S. S. JOSHI, Curr. Sci. (India) 8, 548 (1939); 15, 281 (1946); 16, 19 (1947); Proc. Indian Sci. Cong., Phys. Sec., A 26 (1946); A 27 (1947); Proc. Indian Acad. Sci. 14, 317 (1945).
 - 5) S. R. MOHANTY, J. Chem. Phys. 23, 1533 (1955).
 - 6) H. S. W. MASSEY, Negative Ions, Univ. Press, Camb. (1938).
 - 7) S. S. JOSHI, J. Banaras Hindu Univ. (India) 8 (1943); Presidential Address, Chem. Sec., Indian Sci. Cong. (1943).
 - 8) L. B. LOEB, Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases (John Wiley & Sons, N. Y. (1939)).
 - 9) J. M. MEEK and J. D. CRAGGS, Electrical Breakdown of Gases, Clarendon Press, Oxford (1953).
 - 10) A. L. HUGHES and L. A. DUBRIDGE, Photoelectric Phenomena (McGraw Hill Book Co., N. Y. 1932).
 - 11) S. R. MOHANTY, J. Phys. Chem. 58, 178 (1954).
 - 12) M. VENUGOPALAN, Naturwissenschaften (1959), in press.
-

Compteurs d'Impulsions transistorisés, circuits annexes et dérivés

par R. FAVRE

(Laboratoire de Recherches Nucléaires, Lausanne)

Si les circonstances le permettent, les communications suivantes feront l'objet d'articles, d'où leur forme très concise. Ces résumés devant nous permettre de tester l'originalité de leur contenu et d'établir un contact avec les personnes susceptibles d'y porter intérêt, nous remercions celles qui voudraient bien nous signaler l'existence d'antériorités ayant échappé à nos investigations.

Les données numériques sont le plus souvent absentes des schémas, les valeurs optimum n'étant pas déterminées avec certitude.

Avant d'aborder les sujets de notre exposé, nous désirons encore exprimer notre vive gratitude à Monsieur le Professeur Haenny, à la Commission Suisse pour la Science Atomique (Fonds National Suisse de la Recherche scientifique) et à nos collaborateurs techniques qui, à titres divers, ont largement contribué à nos travaux.

a) *Compteur d'impulsions décimal transistorisé*

Pour avoir travaillé le problème des décades à tubes, singulièrement les possibilités offertes par l'introduction d'un étage «ternaire»¹⁾, nous avons tenté de transposer nos résultats à la forme transistorisée.

La meilleure solution, quant au pouvoir de résolution, s'est révélée correspondre au couplage cyclique de trois transistors, la base de chacun d'eux étant reliée par résistance et capacité au collecteur des deux autres, de manière à ce qu'un transistor ne soit bloqué que lorsque les deux autres sont conducteurs (fig. 1a). On remarquera que cette condition bénéficie largement de la faible tension de déchet des transistors.

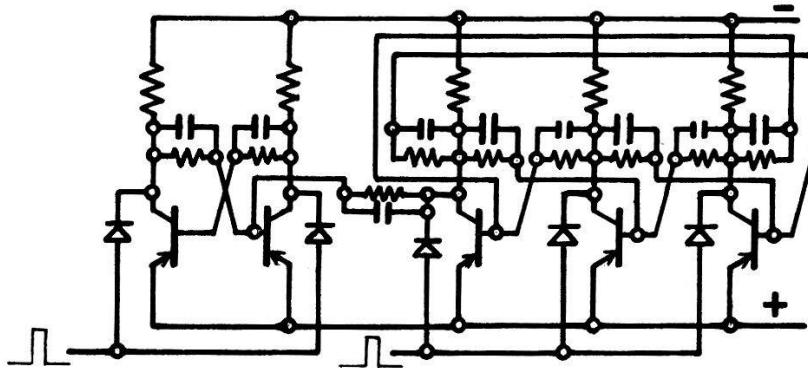


Fig. 1a
Etage quinaire transistorisé (schéma de principe)

Le sens de «rotation» des «états» est déterminé par une dissymétrie des condensateurs de couplage. Les plus faibles sont alors dits condensateurs de «rétrocouplage». Leur présence est indispensable à la stabilité de l'étage ternaire. Il est également possible d'imposer le sens de rotation par dissymétrie des résistances de couplage, l'action de cette dernière se comprenant par la différence de saturation qui en résulte sur les deux transistors conducteurs.

Le rétrocouplage assurant un cycle quinaire par combinaison d'étages binaire et ternaire, est obtenu de manière classique mais peut être doublé par une liaison à résistance qui confère une absolue sécurité aux transitions de rétrocouplage tout en excluant, à l'enclanchement par exemple, les «états» indésirables. Une décade résulte du couplage d'un étage binaire et d'un étage quinaire.

b) Procédé de couplage d'étages compteurs transistorisés

Les modes habituels de couplage des étages de compteurs transistorisés ont tous pour effet de réduire plus ou moins le pouvoir de résolution du premier, en raison de la basse impédance qui caractérise la technique des transistors. Nous avons développé un procédé de couplage qui, en dépit de sa simplicité, n'affecte d'aucune manière le pouvoir de résolution des étages d'entrée.

Le procédé en question est dérivé du mode d'attaque par les anodes, respectivement les collecteurs, au moyen de diodes. L'une des diodes d'attaque du premier étage est constituée par la jonction émetteur-base d'un transistor dont le collecteur attaque le système de diodes de l'étage

suivant. Lorsque la permutation du premier étage est d'ordre tel qu'elle fait travailler la diode constituée par la jonction émetteur-base, l'impulsion d'entrée est transmise à l'étage suivant qui bascule également, tandis qu'elle n'opère que sur le premier étage dans le cas contraire (fig. 1b). Le procédé peut être appliqué à plusieurs étages successifs, met-

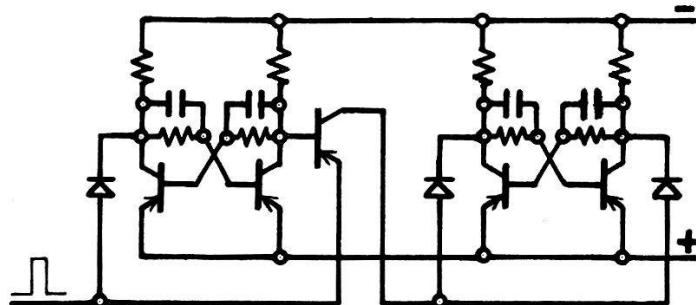


Fig. 1 b

Procédé de couplage des étages d'un compteur d'impulsions transistorisé

tant toujours à contribution la même impulsion d'entrée, dans la mesure où son impédance est suffisamment basse pour que sa forme ne soit pas affectée par la surcharge qui en résulte. Cette condition est facilement satisfaite pour les trois étages d'une décade en assurant la mise en forme des impulsions d'entrée par un oscillateur bloqué. Il convient de souligner la nécessité de disposer d'impulsions d'entrée de durée suffisamment courte pour que le transistor de couplage ne devienne pas ou pas trop longtemps conducteur vers la fin des transitions au cours desquelles il ne doit pas travailler.

Ce procédé de couplage nous a permis de réaliser des décades, au moyen de transistors OC 71, consommant 15 à 20 mW sous 1,2 V, atteignant une fréquence voisine de 200 kc/s.

c) Procédé d'affichage pour compteurs d'impulsions transistorisés

L'intérêt de compteurs d'impulsions transistorisés permettant un fonctionnement correct sous une tension de l'ordre du volt, tient d'une part, à ce que le circuit de redressement peut être réduit à une diode débitant, par l'intermédiaire d'une petite self, sur un élément miniature d'accumulateur étanche qui assure au dispositif une certaine autonomie de marche en cas de panne du secteur par exemple, et d'autre part à ce que la consommation d'un compteur de pouvoir de résolution donné est presque proportionnelle au carré de la tension.

Les figures ci-dessous donnent le principe d'un procédé d'affichage, consommant une puissance assortie à celle des compteurs et son application à une décade. Il s'agit en essence de minuscules transformateurs à inductance saturable, polarisés par le courant de collecteur des transistors de comptage (fig. 1c). Chacun des transformateurs comporte un

primaire et un secondaire. Tous les primaires mis en série sont parcourus par un courant engendré sous la tension d'alimentation et périodiquement interrompu. La tension de self induction qui prend naissance à l'interruption du courant donne lieu à des impulsions de grande amplitude dans les secondaires de transformateurs non saturés et de faible amplitude

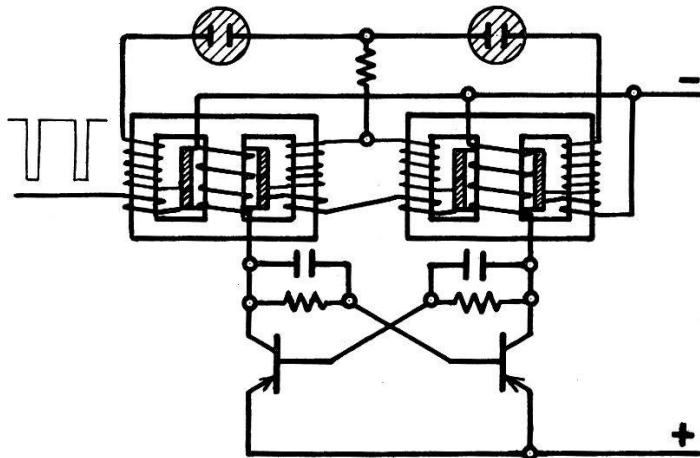


Fig. 1c
Principe d'un procédé d'affichage

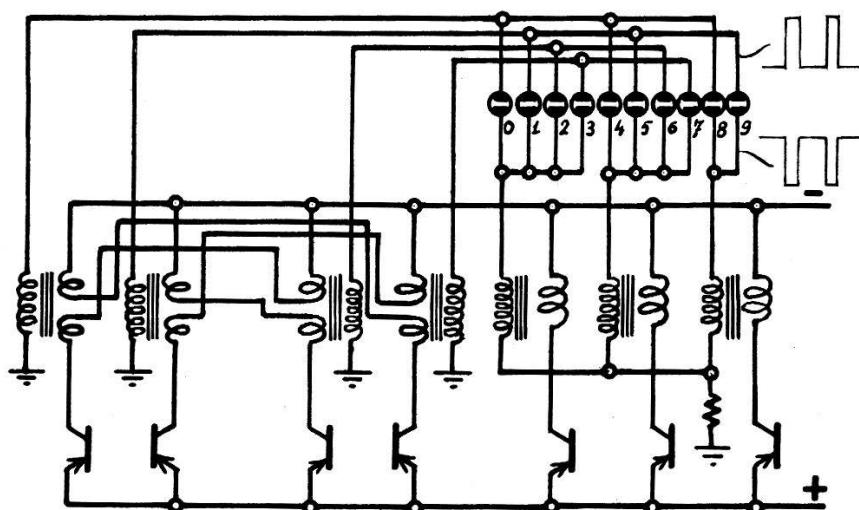


Fig. 2c
Principe d'affichage d'une décade
(Les bobinages secondaires et de polarisation sont seuls représentés)

dans les autres. Le couplage judicieux des secondaires permet l'allumage successif des 10 lampes au néon d'une décade. La consommation n'excède pas 20 à 30 mW.

On remarquera que, les primaires étant en série, leur impédance totale est indépendante de «l'état» d'une décade. Le dispositif d'interruption du courant est simplement constitué par un transistor couplé en oscillateur bloqué, les transformateurs saturables du premier étage tenant lieu de circuit réactif par l'intermédiaire d'un bobinage auxiliaire d'excitation

de la base du transistor. La fréquence des impulsions est voisine de 1 kc/s tandis que leur forme est définie par un condensateur en parallèle avec les primaires.

L'inductance propre du bobinage de polarisation et les impulsions parasites dont il pourrait être le siège sont réduites à une très faible valeur par un anneau en court-circuit. La faible inductance résiduelle est d'ailleurs favorable au fonctionnement du compteur.

Nous avons expérimenté jusqu'ici des transformateurs de ferrite d'encombrement $16 \times 16 \times 10$ mm. Ces dimensions seront probablement réduites, notamment en faisant usage de mumétal.

d) Haute tension stabilisée transistorisée

Les compteurs électroniques à très basse tension présentent un intérêt dans la mesure où leurs circuits associés sont également adaptés à de telles conditions de fonctionnement, singulièrement en ce qui concerne l'énergie consommée. Dans cet ordre d'idées, la présente communication

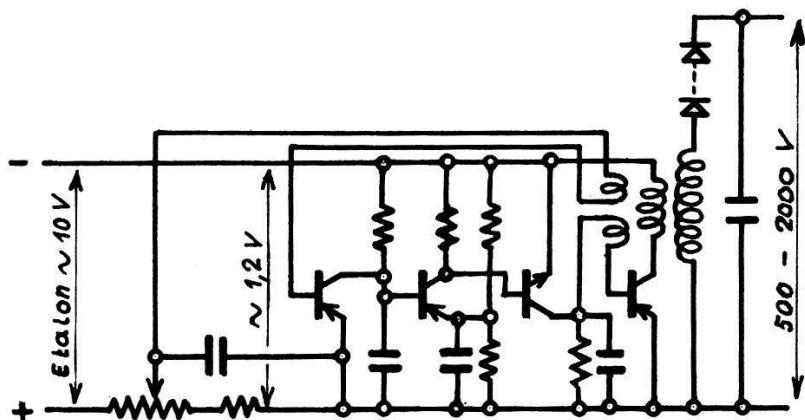


Fig. 1 d

Haute tension stabilisée à transistors pour GM, chambres d'ionisation, etc.

a pour objet une haute tension transistorisée, pour détecteurs de Geiger ou chambres d'ionisation.

En principe, le primaire d'un transformateur est parcouru, sous très basse tension, par un courant périodiquement interrompu. La tension de self induction qui prend naissance dans le secondaire est appliquée à la charge d'un condensateur par l'intermédiaire de diodes au silicium qui ont pour effet d'élever cette tension à une valeur très voisine de celle du condensateur. Les impulsions engendrées dans un bobinage de comparaison sont limitées à une tension proportionnelle à celle du secondaire. Cette tension est alors comparée à un étalon Zener, de 10 V par exemple, alimenté par un oscillateur auxiliaire. Un circuit transistorisé est prévu pour que l'énergie des impulsions de charge soit réduite dès que la tension des impulsions de comparaison dépasse la tension de référence.

En modifiant la polarisation du bobinage de référence, la tension de sortie peut être ajustée entre 500 et 2000 V par exemple. Le rendement du système est excellent malgré la faible tension d'alimentation (1,2 V). Sans entrer dans le détail, on remarquera sur le schéma que la manière de référer la tension étalon au pôle positif de l'alimentation permet une compensation automatique des variations de cette dernière. Pour réduire la dérive thermique, voire la compenser, le transistor d'entrée est au silicium. Il peut également être fait usage de thermistances.

Des précisions sur les performances de ce circuit en cours d'étude seront données ultérieurement.

e) *Compteur d'impulsions pour le domaine des UHF (30 à 300 Mc/s)*

Par analogie au «facteur de mérite» d'un tube électronique, utilisé comme critère de son comportement en haute fréquence, il est possible d'introduire un facteur de mérite des circuits compteurs binaires. Ce facteur, calculé de la même manière que pour les tubes électroniques est obtenu en introduisant ce que nous appellerons la «pente réduite» ou rapport du courant dans le tube conducteur à l'excursion de tension (il s'agit donc d'une pente moyenne au sens habituel du terme). Soient: Sr la pente réduite et Ca la capacité anodique totale, compte tenu de la capacité de couplage. Le facteur de mérite M donne alors sensiblement la fréquence limite de réponse d'un étage à résistances pures: $M = Sr/2\pi\cdot Ca$. La fréquence d'entrée maximum est égale au double de la fréquence de réponse, soit: $fm \cong Sr/\pi\cdot Ca$ imp./s.

Il résulte de cette relation que l'amélioration de la fréquence des impulsions d'entrée est liée à l'accroissement de la pente réduite et à la réduction de la capacité anodique. On est généralement limité dans l'accroissement de la première par la nécessité de conserver une excursion de tension suffisante pour assurer le couplage continu entre l'anode d'un tube et la grille de l'autre. Nous avons tourné la difficulté en confiant cette fonction à un étage binaire à transistors qui confirme, avec un certain retard, ce qui est établi très rapidement par un étage binaire à tubes électroniques dépourvu de couplage continu. L'excursion de tension anodique peut alors être réduite au minimum compatible avec un fonctionnement dynamique correct, indépendamment des exigences habituelles du couplage continu. Il est facile de montrer que cette excursion de tension minimum pour assurer la stabilité des permutations, est sensiblement égale au double de la tension de grille nécessaire à bloquer le tube conducteur, soit de l'ordre de 5 V dans le cas du schéma ci-dessous, ce qui conduit à une pente réduite de 4 mA/V. La capacité de couplage minimum est de l'ordre de trois fois la capacité dynamique propre de la grille, soit ici environ 15 pF, d'où la fréquence de réponse maximum sans artifice:

$$fm \cong 4 \cdot 10^{-3} / 6,28 \cdot 15 \cdot 10^{-12} = 42,5 \text{ Mc/s}$$

La fréquence d'entrée correspondante serait de 85 Mc/s, valeur qui peut être affectée du coefficient 1,5 par une correction de la réponse au moyen de selfs anodiques. Il semble donc que la fréquence maximum accessible par ce procédé soit, en dernière analyse, voisine du facteur de mérite des tubes électroniques utilisés. C'est ainsi que l'on obtiendrait, pour le tube à émission secondaire EFP 60, une fréquence supérieure à 200 Mc.

Réalisation pratique

Les premiers essais de réalisation pratique, conformes au schéma ci-dessous dont les valeurs numériques ne sont données qu'à titre d'orientation, comportent un étage binaire à couplage purement capacitif dont les deux états sont stabilisés par l'intervention de l'étage binaire à transistors figurant au bas du schéma. Ce dernier étage ne comporte au contraire aucun couplage capacitif, de manière à ne pas «alourdir» la capacité de grille de l'étage à tubes. Il en résulte que ses réactions sont relativement lentes, d'où la présence de condensateurs de grande capacité (10 nF) dans une première étape du couplage capacitif de l'étage à tubes, tandis que la seconde étape du couplage capacitif est assurée par des condensateurs de 15 pF, lesquels n'intéressent plus l'étage à transistors. Ces dernières capacités sont shuntées par des résistances de valeur telle que la constante de temps soit assez élevée pour permettre des impulsions d'entrée relativement «molles».

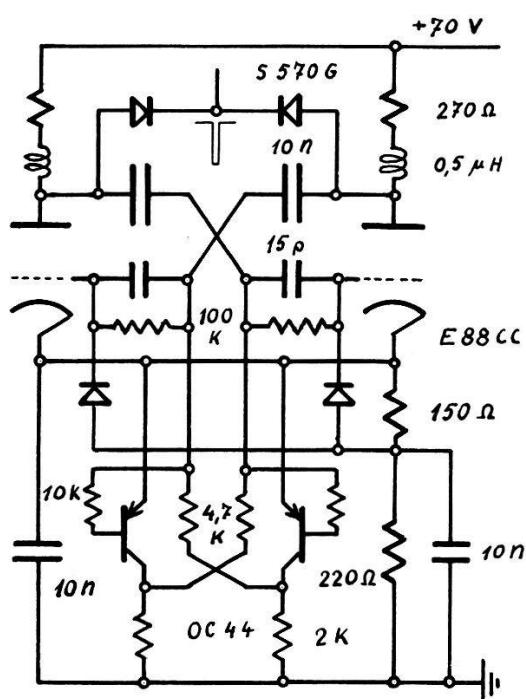


Fig. 1e

Compteur d'impulsions U. H. F.

Le schéma du compteur décrit dans les lignes précédentes fait apparaître un quadripôle du type de la figure 1f. Loin de nous l'idée que ce circuit puisse comporter quelque chose d'original mais son absence de

L'étude de ce circuit sera poursuivie dès réception d'un appareillage complémentaire.

f) Un quadripôle modulateur de largeur d'impulsions

Le schéma du compteur décrit dans les lignes précédentes fait apparaître un quadripôle du type de la figure 1f. Loin de nous l'idée que ce circuit puisse comporter quelque chose d'original mais son absence de

la littérature que nous avons consultée laisse entendre que ses possibilités remarquables sont assez mal exploitées pour justifier un bref exposé à leur sujet.

Les courbes de réponses pour différentes polarisations montrent clairement la largeur du domaine couvert par les temps de recouvrement qui en résultent. Des impulsions de durée variant dans le rapport de 1 à 1000 pour une polarisation passant de 0 à 100 volts, par exemple, sont

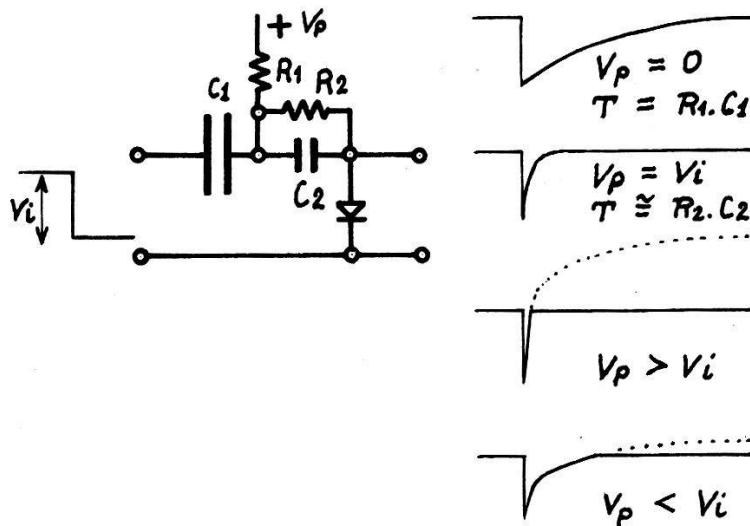


Fig. 1f
Quadripôle modulateur de largeur d'impulsions

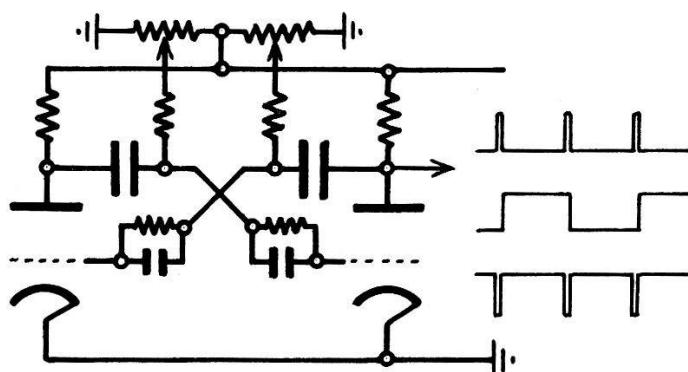


Fig. 2f
Multivibrateur de fréquence et dissymétrie réglables, sans commutation,
dans un large domaine

réalisables sans la moindre difficulté. C'est évidemment dans son application aux circuits électroniques que ce quadripôle trouve tout son intérêt. La figure 2 donne un exemple d'application à un générateur d'impulsions dont les caractéristiques peuvent passer d'une extrême à l'autre sans commutation, par simple réglage des potentiomètres, ce qui permet notamment de réduire au minimum les capacités parasites.

En remplaçant les potentiomètres par une commande électronique de la tension de polarisation on pourrait obtenir un modulateur à très large excursion de fréquence ou de durée d'impulsions.

Nous en avons fait l'application à un discriminateur d'amplitude dont les impulsions de sortie sont réglables de $0,1 \mu\text{s}$ à $20 \mu\text{s}$, la constante de temps de différentiation des impulsions d'entrée variant simultanément dans le même rapport. Les caractéristiques requises des impulsions d'entrée sont, de la sorte, constamment adaptées à celles des impulsions de sortie, conférant une grande souplesse à ce dispositif.

Bibliographie

- ¹⁾ R. FAVRE, Démultiplicateurs électroniques d'impulsions, Thèse de doctorat, Nuclear Instruments 1, 113–122 (1957).
-

Influence du pH et de la température sur la distorsion des traces dans les émulsions photographiques nucléaires*)

par J. P. DENTAN

(Laboratoire de recherches nucléaires, E.P.U.L., Lausanne)

Des émulsions Ilford G5 sur support de 5 cm sur 5 cm et de 600μ d'épaisseur ont été irradiées par un faisceau de protons de 600 MeV sous une incidence de 20° par rapport à la normale. Ces émulsions ont été développées par la méthode ditherme. La distorsion de courbure a été déterminée tous les 5 mm à l'aide de la méthode de MAJOR¹⁾. Nous avons calculé la moyenne arithmétique des valeurs obtenues en éliminant une zone marginale de 1 cm.

La précision des mesures de l'ordre de 10% était déterminée par la dispersion entre plusieurs expérimentateurs.

Pour des températures du stade chaud non immergé de 5 à 15°C la distorsion garde une valeur pratiquement constante égale à 50 covans. Au-delà de 15°C elle croît rapidement pour atteindre 91 covans à 26°C .

La distorsion augmente linéairement d'environ 36 covans lorsque le pH du révélateur passe de 5,1 à 10,2.

Enfin l'élévation de la température du bain de fixage de 5 à 15°C provoque un accroissement de la distorsion de 100 covans.

Bibliographie

- ¹⁾ J. V. MAJOR, Brit. J. Appl. Phys. 3, 309–310 (1952).
-

*) Une publication détaillée paraîtra prochainement.

Emulsions nucléaires : étude et fabrication d'une cible hétérogène

par CL. BOVET

(Institut de Physique, Université de Neuchâtel)

Une série de travaux concernant les réactions induites par les neutrons de 300–600 MeV sur les noyaux lourds est en cours dans notre Institut.

Les irradiations furent faites d'abord par le rayonnement cosmique^{1) 2)}, puis aux cyclotrons de Pittsburgh³⁾ et du CERN.

Dans ce domaine, les premières recherches (en particulier par BERNARDINI entre 1949 et 1952) présentaient deux points faibles: d'une part les noyaux cibles contenus dans l'émulsion ne pouvaient être identifiés, d'autre part, les traces n'étaient partagées qu'en deux catégories noires et grises, classes qui n'assuraient même pas une distinction entre particules de charge 1 et 2.

Pour permettre d'identifier les noyaux différentes méthodes ont été proposées par la suite. Les réactions à cette énergie étant possibles pour n'importe quel noyau, il n'était pas favorable de charger l'émulsion de façon homogène comme cela se fait pour certaines réactions spécifiques (⁶Li...), et de procéder par différence. On réalisa donc des cibles hétérogènes en introduisant soit à l'intérieur soit entre deux couches d'émulsion, un élément donné sous forme de sphères, de fils ou de feuilles minces.

Les deux premières méthodes furent bientôt délaissées à cause de difficultés techniques; la dernière, dite méthode du «sandwich», a été exploitée plus systématiquement, en particulier dans notre Institut.

Dans les travaux antérieurs^{1) 2) 3)} on a noté de fortes anomalies dans les nombres de particules de charge 1 émises à basse énergie. Le facteur de pénétration de la barrière de potentiel du noyau ne suffit pas à expliquer l'abondance des traces de moins de 4 MeV.

Pour éclaircir cette question il faut prévoir des observations plus précises dans ce domaine d'énergie des particules émises (4–1 MeV). Or, dans la méthode du sandwich, la probabilité d'enregistrement devient très faible pour les traces de cette énergie (freinage dans la cible et incertitudes géométriques); l'énergie des particules émises est alors mesurée avec une mauvaise précision.

C'est pourquoi nous nous sommes proposé les modifications suivantes.

a) Utilisation d'une cible formée de micelles de quelques microns de diamètre incorporées à l'émulsion elle-même.

b) Amélioration de la discrimination. Sans nous étendre sur le côté chimie-physique, nous indiquerons les mesures qui nous ont amenés à choisir un révélateur à l'hydroquinone et l'émulsion Ilford E-1. (Nous avons pu choisir une émulsion non sensible au minimum d'ionisation puisque nous n'étudions que le bas du spectre d'énergie des particules émises.)

Discrimination statistique

Nous considérerons toutes les traces dont la longueur dépasse 20 microns. Les fluctuations statistiques sur les nombres de grains attachés à de si courts segments provoquent un fort recouvrement des catégories p (protons) et d (deutons) auxquelles nous nous intéresserons tout d'abord.

Le problème statistique de cette séparation trouve sa solution par la méthode du maximum de vraisemblance⁴⁾.

Les calculs qui fournissent le paramètre α , proportion des p et d , et la variance $\varepsilon(\alpha)$ sont longs et fastidieux. Nous en avons programmé la solution sur une calculatrice électronique.

Nous introduisons les grandeurs suivantes:

$$\begin{aligned} \alpha, & \text{ le rapport } p/d, \\ \varepsilon(\alpha), & \text{ la variance de } \alpha \end{aligned}$$

P_{1i} et P_{2i} les fréquences pour la classes i des distributions normées des nombres de grains comptés respectivement sur des p et des d dans l'étalement de l'émulsion.

- $\sigma_1 \approx \sigma_2$ la variance de ces distributions.
- Δ l'écart de leurs centres.
- N , la somme des p et des d considérés.

Comme une précision $\varepsilon = 5\%$ doit évidemment être atteinte pour donner un sens aux mesures envisagées, c'est en fonction de cette valeur que le volume de cible a été déterminé et c'est par les variations de $\varepsilon(\alpha)$ selon les paramètres Δ et σ que nous avons pu choisir l'émulsion et le révélateur optima.

Des calculs numériques sur la fonction

$$\varepsilon(\alpha) = \left[N \sum_i \frac{(P_{1i} - P_{2i})^2}{P_{2i} + \alpha(P_{1i} - P_{2i})} \right]^{-1/2}$$

nous ont montré que, dans le domaine qui nous concerne, elle prend la forme:

$$\varepsilon(\alpha, N, \sigma, \Delta) = 10,6 \frac{1}{N} \frac{\sigma}{\Delta} .$$

En irradiant par les neutrons rapides d'une source Ra-Be des émulsions plaquées contre une feuille de paraffine lourde (99%), nous avons fait les mesures des paramètres Δ et σ , en observant les protons et les deutons de recul. Les mesures ont porté sur les émulsions C-2, E-1, K-2 et L-2 et quatre révélateurs, ID 19 (*I*), DOV (*A*), au glycine (*G*), et à l'hydroquinone (*H*).

La figure 1 donne le résultat de ces mesures pour l'émulsion E-1. Les courbes correspondent aux quatre développateurs expérimentés et ont été obtenues par la mesure de traces de deutons et de protons.

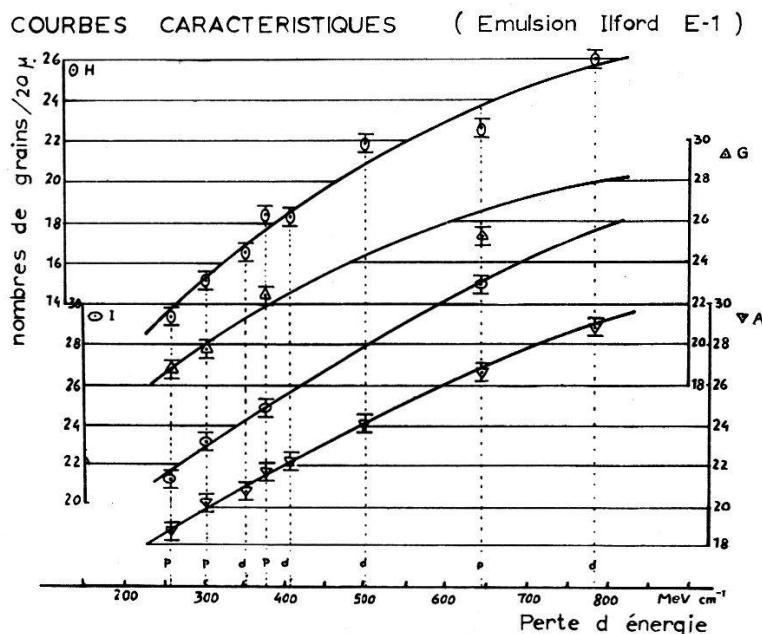


Fig. 1

HOGDSON⁵⁾ a montré que les fluctuations des nombres de grains de segments égaux sont plus faibles que celles d'une distribution de Poisson ($\sigma = r \sqrt{n}$, avec $0,5 < r < 1,0$).

Nous avons remarqué que r dépend du développement choisi et en particulier de l'intensité du développement. r diminue lorsque la densité des grains augmente jusqu'au moment où le comptage perd de son objectivité.

Fabrication de la cible hétérogène

Pour des raisons physiques et chimiques nous avons choisi l'or comme noyaux cibles. Des essais systématiques nous ont permis d'obtenir des micelles de 2 microns de diamètre par précipitation du chlorure d'or.

Ces micelles sont alors mélangées à l'émulsion chaude et liquide avant sa coulée en plaques.

On disperse les micelles puis on les maintient en suspension dans l'émulsion liquide au moyen d'ultrasons de fréquence (80 kHz), et d'intensité appropriées.

On provoque alors la prise du gel par refroidissement ; on démolue et sèche la plaque d'émulsion ainsi préparée.

La plaque définitive est constituée par cette feuille de 150 μ d'épaisseur à laquelle deux feuilles de gélatine sensible sont collées de part et d'autre, le tout reposant sur un support de verre.

*

La cible ainsi obtenue peut être observée dans toute son épaisseur à l'aide de l'objectif à immersion Wild 85 ×.

L'analyse précédente montre qu'une statistique de 100 à 200 traces est nécessaire pour atteindre la valeur escomptée de $\varepsilon(\alpha)$.

Les dernières irradiations de sandwiches présentent une section efficace de production d'étoiles égale environ à $\sigma = 3/4 \sigma_{\text{géom.}}$ soit, pour Au, $\sigma \approx 1,5 b$.

Nous avons constaté qu'un flux de $10^6 \text{ neutrons} \cdot \text{cm}^{-2}$ est tolérable pour le bruit de fond. Une charge de micelles de 1 mg cm^{-2} conserve la transparence de la plaque pour l'observation et donne aux traces de particules émises un libre parcours entre micelles ayant la valeur acceptable de 500μ . Dans ces conditions la surface à dépouiller sera de 40 cm^2 .

Notons que ce scanning prendra beaucoup moins de temps que celui des sandwiches à feuilles métalliques interposées où les centres des étoiles ne sont pas visibles.

Bibliographie

- ¹⁾ C. 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⁾ C. BOVET, E. JEANNET, J. ROSSEL et E. VAUCHER, Helv. Phys. Acta 31, 583 (1958).
- ⁴⁾ H. CRAMER, Mathematical Methods of Statistics (1946), 499.
- ⁵⁾ HOGDSON, Brit. J. Appl. Phys. 3, 11 (1952).

Der Reaktor als Quelle intensiver «monochromatischer» Gammastrahlen bis 11 MeV

von L. JARCZYK H. KNÖPFEL, J. LANG, W. WÖLFLI
(Phys. Inst. ETH, Zürich)

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst