HAL
open science

Annalen der Physik ; T. XXXVIII, n°s 7, 8 et 9; 1912

Paul de La Gorce, Ch. Fortin, A. Corvisy, Marcel Boll, L. Décombre, A. Grumbach

To cite this version:

Paul de La Gorce, Ch. Fortin, A. Corvisy, Marcel Boll, L. Décombre, et al.. Annalen der Physik ; T. XXXVIII, n°s 7, 8 et 9; 1912. J. Phys. Theor. Appl., 1912, 2 (1), pp.670-677. 10.1051/jphystap:019120020067000 . jpa-00241790

HAL Id: jpa-00241790

https://hal.science/jpa-00241790v1

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXVIII, nos 7, 8 et 9; 1912.

H. GEIPEL. — Effets du passage d'un courant continu ou alternatif dans des fils de bismuth, d'antimoine et de tellure. — P. 149-205.

On sait, depuis les expériences de Lenard (1), que le bismuth, l'antimoine et le tellure ne présentent pas la même conductibilité en courant continu et en courant alternatif. Pour le bismuth, la différence des résistances $R_a - R_c$ est positive si le métal est en dehors de tout champ magnétique ou dans un champ longitudinal; elle est négative s'il est soumis à un champ transversal. Pour le tellure et l'antimoine, Lenard a toujours trouvé $R_a > R_c$.

D'autres physiciens ont repris et complété ces observations. En particulier, Seidler (2) a étudié les phénomènes présentés par le bismuth en dehors du champ et constaté que les anomalies étaient dues à l'existence d'une force électromotrice résiduelle subsistant après la rupture du courant. Il a constaté aussi — mais sans étudier à fond le phénomène — qu'une force électromotrice de sens contraire à la première se manifeste dans un barreau de bismuth soumis à un champ magnétique transversal.

L'auteur s'est proposé de compléter l'étude du bismuth dans le champ magnétique. Il a également étendu ses recherches à l'antimoine et au tellure. La méthode qu'il a utilisée ne différait guère de celle de Seidler. Les extrémités du conducteur étudié étaient, à un instant précis après la rupture du courant, réunies aux armatures d'un condensateur. Celui-ci était ensuite déchargé à travers un galvanomètre. Un interrupteur pendulaire servait à régler les temps, à établir et à rompre les contacts. Voici, brièvement résumés, les résultats obtenus.

Effets observés sur le bismuth dans un champ magnétique. — a) *Champ magnétique longitudinal.* — La force électromotrice résiduelle qui se manifeste en dehors de tout champ magnétique se trouve renforcée par un champ longitudinal. Cet accroissement est proportionnel à l'intensité du champ. Il dépend beaucoup de la structure du métal.

(1) P. Lenard, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 619; 1890.
(2) R. Seidler, *Annalen der Physik*, t. XXXII, p. 337; 1910.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphystap:019120020067000

b) *Champ magnétique transversal.* — Il se produit alors, comme l'avait déjà constaté Seidler, une deuxième force électromotrice résiduelle très rapidement décroissante, de sens contraire à celui de la différence de potentiel existant entre les extrémités du fil pendant le passage du courant et proportionnelle à cette différence de potentiel si le courant n'est pas trop intense.

L'effet dû au champ magnétique augmente avec celui-ci; mais l'accroissement est lent jusqu'à 8 000 gauss, plus rapide ensuite.

La force électromotrice résiduelle atteint, au maximum, pour 26 000 gauss, 6,7 0/0 de la tension entre les extrémités du fil pendant le passage du courant.

L'influence de la température est très importante, mais complexe. L'effet résiduel paraît être maximum à — 100°.

Un court-circuit entre les extrémités du fil ne modifie pas sensiblement l'allure de la courbe représentant la décroissance de la force électromotrice résiduelle.

Phénomènes observés sur l'antimoine. — a) *L'antimoine n'est soumis à aucun champ magnétique.* — Après ouverture du circuit, on observe, comme pour le bismuth, une force électromotrice résiduelle de même sens que la différence de potentiel appliquée pendant le passage du courant; elle est proportionnelle à cette différence de potentiel et atteint au maximum 0,12 0/0 de sa valeur. (L'effet observé sur le bismuth par Seidler était 8 fois plus important.)

La force électromotrice résiduelle dépend, à un haut degré, de la structure du métal. Elle est particulièrement importante sur des échantillons très nettement cristallisés et dont les surfaces de clivage sont orientées obliquement par rapport à la direction du courant.

La décroissance de la force électromotrice résiduelle en fonction du temps est d'abord rapide, puis plus lente; l'allure de la courbe n'est pas modifiée sensiblement si on réunit en court-circuit les extrémités du fil.

b) *L'antimoine est soumis à un champ magnétique.* — Si le champ est longitudinal, il a pour effet d'augmenter un peu la force électromotrice résiduelle et la résistance du fil.

Un champ magnétique transversal produit une nouvelle force électromotrice résiduelle de signe contraire à celle qu'on observe en dehors du champ. Celle-ci subsiste néanmoins et demeure prépondérante; mais l'effet résultant est affaibli, la diminution atteignant 30 0/0 dans un champ de 15 000 gauss.

Phénomènes observés sur le tellure. — Les faits constatés sur l'antimoine se retrouvent avec le tellure. La force électromotrice résiduelle, observée en l'absence de tout champ, est au maximum les 3 millièmes de la différence de potentiel correspondant au courant qui traversait le fil. Un champ magnétique transversal de 26 000 gauss produit une deuxième force électromotrice résiduelle opposée à la première et trois fois plus petite.

Paul DE LA GORCE.

P.-P. KOCH. — Mesure du noircissement d'une plaque photographique dans un domaine très étroit. Application à la mesure de la répartition du noircissement dans quelques photogrammes de fentes exécutés par Walter et Pohl à l'aide des rayons de Röntgen. — P. 507-522.

Dans un travail antérieur (1), l'auteur avait appliqué une méthode de photométrie photographique à la mesure de la répartition de l'intensité dans les raies spectrales. Voulant déterminer la répartition du noircissement dans quelques photogrammes obtenus par Walter et Pohl (2) à l'aide des rayons de Röntgen au travers d'une fente cunéiforme, il a été amené à imaginer un artifice capable de tripler la sensibilité de cette méthode.

On sait que dans le travail cité, l'auteur photographiait le spectre de la raie rouge du cadmium fourni par un spectroscope à échelons, ou des franges d'interférence produites par cette raie, et qu'il mesurait ainsi la répartition de l'intensité dans le spectre ou dans les franges, répartition qui dépend à la fois de la répartition vraie de l'intensité dans la lumière éclairante et des propriétés optiques de l'appareil dispersif. La mesure photométrique s'obtenait par comparaison des noircissements de l'image aux noircissements produits sur la même plaque, pendant le même temps, par des lumières de même longueur d'onde et d'intensités connues, étant admis que dans ces conditions, et moyennant des précautions convenables, à des noircissements égaux correspondent des intensités égales.

L'instrument de mesure était le microphotomètre de Hartmann (3), qui se compose essentiellement d'un cube de Lummer et Brodhun monté dans un microscope en forme de T et à deux objectifs, l'un de ces objectifs regardant la région étudiée de la plaque, l'autre une

(1) Peter Paul KOCH, *Ann. der Phys.*, t. XXXIV, p. 377-444; 1911.
(2) B. WALTER et R. POHL, *Ann. der Phys.*, t. XXIX, p. 331; 1909.
(3) J. HARTMANN, *Zeitschr. f. Instrumentenk.*, t. XIX, p. 97; 1911.

échelle de teintes mobile. L'oculaire était pointé sur la fenêtre du cube de Lummer et Brodhun, à laquelle correspondait, sur la plaque, pour un grossissement égal à 50, un champ rectangulaire de 0,01 × 0,53 millimètres.

Dans le présent travail, l'étroitesse de l'image photographique exige un grossissement triple. Mais dans ces conditions, les grains d'argent de la plaque sont vus nettement sous forme de plages opaques se détachant sur un fond éclairé et d'une dimension déjà supérieure à la largeur de la fenêtre photométrique, ce qui rend toute mesure impossible.

L'auteur tourne la difficulté en plaçant une fente auxiliaire entre l'objectif qui regarde la plaque et le cube de Lummer et Brodhun. L'image de la plaque fournie par l'objectif est mise au point, non pas, comme dans le mode d'emploi ordinaire, sur la fenêtre photométrique, mais sur la fente auxiliaire; la lumière qui en sort éclaire alors d'une façon diffuse la fenêtre photométrique sur laquelle l'oculaire reste pointé. Pour faciliter les mesures, la position de l'échelle de comparaison est réglée de manière que les grains en soient vus à peu près aussi diffus que ceux de la plaque. Enfin la présence de franges de diffraction, qui se déplacent en même temps que l'œil, oblige à fixer la position de celui-ci au moyen d'un trou de 0,3 millimètre de diamètre.

Ce dispositif permet de mesurer la répartition du noircissement *dans une image dont la largeur ne dépasse pas quelques centièmes de millimètre.* Les résultats, résumés par des tableaux et des figures, sont relatifs aux photogrammes ci-dessus mentionnés, à l'aide desquels Walter et Pohl ont voulu trancher la question d'une diffraction possible des rayons de Röntgen.

Ch. Fortin.

A. EINSTEIN.— Addition à un précédent travail : « Fondement thermodynamique de l'équivalent photochimique » (1). — P. 881-884.

Dans le travail en question, l'auteur avait admis que, dans la décomposition photochimique d'une molécule gazeuse il n'y a qu'un domaine de fréquence infiniment petit, autrement dit, une radiation monochromatique qui puisse agir. Dans la note actuelle, il considère le

(1) *J. de Phys.*, ce vol., p. 338.

cas où sur la molécule peuvent agir autant de domaines de fréquence élémentaires que l'on voudra formant un domaine continu et fini.

A. EINSTEIN. — Réponse à une remarque de J. Stark : « Sur l'application de la loi élémentaire de Planck aux phénomènes photochimiques » (1). — P. 888.

L'auteur ne discute pas la question de priorité, qui lui paraît sans intérêt. Il rappelle qu'il a voulu montrer que, pour établir la loi de l'équivalent photochimique, on n'a pas besoin de l'hypothèse des *quanta*, mais que celle-ci peut être déduite, par voie thermodynamique, de quelques hypothèses simples sur le processus photochimique.

A. Corvisy.

D. ENSKOG. — Sur la théorie électronique de la dispersion et de l'absorption par les métaux. — P. 731-763.

L'auteur s'est proposé de compléter la théorie de Drude (2), dans laquelle il obtient des formules pour l'indice de réfraction et pour le coefficient d'extinction, à partir d'une équation différentielle entre la densité de courant et l'intensité du champ.

Dans ce travail, Enskog part naturellement des équations électrodynamiques de Maxwell, qui fournissent des formules reliant l'indice de réfraction et le coefficient d'extinction avec la longueur d'onde et avec les propriétés des électrons et des molécules métalliques : les résultats sont obtenus assez facilement, en s'appuyant sur des formules connues de la théorie cinétique des gaz et indiquées par Maxwell et par Boltzmann ; il existe entre la densité de courant et l'intensité du champ une équation intégrale, qui s'applique même à des variations très rapides du champ (que l'on considère néanmoins comme constant pendant la durée d'un choc). Dans le cas particulier de variations sinusoïdales, on retrouve des expressions données par Jun Ishiwara (Tokio, 1911) et par Niels Bohr (Copenhague, 1911).

En comparant les résultats de la théorie avec l'expérience, on remarque que la théorie électronique permet de déterminer quantitativement les constantes *optiques* des métaux, au moyen des gran-

(1) *J. de Phys.*, ce vol., p. 502.
(2) Voir *Précis d'Optique*, d'après Drude, t. II, p. 155-158. Paris, 1912.

deurs moléculaires supposées connues par ailleurs. Mais ce n'est pas du tout le cas pour les constantes *électriques*, puisque les valeurs expérimentales et théoriques peuvent être dans le rapport de 1 à 2.000. Ce point constitue une insuffisance fondamentale de la théorie électronique, en même temps qu'un problème dont la solution aurait une très grosse importance.

Marcel Boll.

S. RATNOWSKY. — L'équation d'état pour un corps solide monoatomique et la théorie des *quanta*. — P. 637-648.

Supposant qu'il existe entre les molécules des forces attractives qui dépendent d'une énergie potentielle $-\frac{A}{v}$ et des forces répulsives qui dépendent d'une énergie $\frac{B}{v^m}$ (v désignant le volume moléculaire et A, B, m des constantes), l'auteur calcule la période propre ν des molécules et la trouve fonction du volume seulement.

Modifiant ensuite légèrement l'hypothèse des quanta en considérant le quantum élémentaire d'énergie comme fonction du volume, il trouve pour équation d'état d'un solide monoatomique :

$$pv + \frac{A}{v} - \frac{mB}{v^m} = \frac{3m+2}{6} \frac{3R\beta\nu}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1},$$

p désignant la pression extérieure, T la température et R la constante des gaz parfaits.

De cette équation il déduit ensuite trois expressions de la période qui sont les suivantes :

$$(1) \qquad \nu^2 = C^{te} \times \frac{v^{\frac{1}{3}}}{M\varkappa},$$

$\varkappa$ désignant le coefficient de compressibilité ;

$$(2) \qquad \nu^2 = C^{te} \times \frac{1}{M v^{\frac{2}{3}} \alpha},$$

α désignant le coefficient de dilatation, et enfin, en tenant compte de

la relation empirique :

$$\alpha T_s = C^{te},$$

où T_s désigne la température de fusion :

$$(3) \qquad v^2 = C^{te} \times \frac{T_s}{M v^3},$$

laquelle n'est autre que la relation de Lindemann.

L'équation d'état considérée permet aussi d'exprimer, en fonction de la température, les divers coefficients d'état de la substance.

M. REINGANUM. — Actions des doublets électriques d'après la mécanique statistique. Application aux actions moléculaires et aux actions entre ions et molécules. — P. 649-668.

En assimilant les molécules à des sphères élastiques renfermant un doublet électrique symétrique par rapport au centre, l'auteur obtient les résultats suivants :

1. Pour des distances suffisamment petites, ou pour des températures suffisamment basses, l'énergie potentielle de deux molécules varie en raison inverse du cube de leur distance. Elle est indépendante de la température.

2. Pour de très grandes distances, ou pour des températures très élevées, elle varie en raison inverse de la sixième puissance de la distance; elle est, de plus, inversement proportionnelle à la température absolue.

3. L'énergie potentielle d'une molécule et d'un ion varie sensiblement en raison inverse du carré de la distance. Elle est indépendante de la température.

J. KROÓ. — Sur la mécanique statistique. — P. 885-887.

Suite de la controverse avec L. Silberstein.

L. DÉCOMBE.

S. BLOCH. — Sur le rayonnement cathodique secondaire dans les gaz provenant d'un rayonnement primaire de grande vitesse. — P. 559-587.

Le rayonnement primaire est celui de l'uranium X ; sa vitesse est,

d'après H.-W. Schmidt, de $2{,}76 . 10^{10}$ centimètres par seconde [1] ; de plus il a une grande homogénéité, supérieure à celle des rayons β du radium C.

Afin de différencier le rayonnement secondaire des parois de celui du gaz, l'auteur a fait une étude systématique de la réflexion du faisceau cathodique sur une plaque de plomb, d'aluminium ou de zinc.

M. Bloch démontre ensuite, pour une source ponctuelle, que, si on néglige l'absorption des rayons β par l'air, le nombre Z des centres électrisés apparaissant par seconde dans un cylindre de rayon R et de longueur l est :

$$Z = \frac{Na}{2} \left\{ R \text{ arc tang } \frac{l}{R} + \frac{l}{2} \log \frac{R^2 + l^2}{l^2} \right\},$$

où N est le nombre d'électrons β émis par la source par seconde, a le nombre de centres secondaires mis en liberté par un centre primaire qui parcourt 1 centimètre.

En faisant varier R et l, on constate que la formule donne une approximation suffisante, ce qui permet de calculer a.

Les mesures ont été faites d'abord dans un condensateur à vide, puis dans un condensateur à paraffine; les résultats obtenus de part et d'autre pour le rayonnement primaire ne diffèrent que de 12 0/0, quantité de l'ordre des erreurs possibles.

Le nombre a est déterminé en valeur absolue pour l'air, puis dans le gaz carbonique, le gaz d'éclairage et l'hydrogène.

Le travail se termine par un tableau d'ensemble de tous les résultats obtenus pour le nombre des centres secondaires des gaz, pour différentes vitesses du rayonnement primaire [2], par divers auteurs.

J. KOENIGSBERGER et J. WEISS. — Sur la chaleur de Thomson, etc. — P. 696.

Erratum [3].

A. GRUMBACH.

---

(1) *Ph. Z.*, X, p. 929; 1909.

(2) KOSSEL, *Ann. d. Ph.*, XXXVII, p. 399 (1912); ce vol. p. 329 (pour de faibles vitesses).

(3) Voir *Ann. d. Ph.*, XXXV, p. 1 (1911); *J. de Phys.*, 5e série, t. I, p. 398 ; 1911.