



**HAL**  
open science

**Annalen der Physik;T. XXIII, nos 1, 2, 3, 4, 5, 6 et 7:  
1907**

P. Lugol, M. Lamotte

► **To cite this version:**

P. Lugol, M. Lamotte. Annalen der Physik;T. XXIII, nos 1, 2, 3, 4, 5, 6 et 7: 1907. J. Phys. Theor. Appl., 1908, 7 (1), pp.67-88. 10.1051/jphystap:01908007006700 . jpa-00241392

**HAL Id: jpa-00241392**

**<https://hal.science/jpa-00241392>**

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. XXIII, nos 1, 2, 3, 4, 5, 6 et 7: 1907.

OTTO LUMMER. — Die « Interferens Kurven gleicher Neigung » im polarisierten Lichte (Les courbes d'interférence « d'égale incidence » en lumière polarisée). — P. 49-63.

Les franges des lames de verre à faces parallèles recevant des rayons d'incidence déterminée se distinguent des anneaux de Newton en ce qu'elles sont des franges d'égale incidence, et non des franges d'égale épaisseur. Après avoir rappelé les travaux antérieurs sur ce sujet <sup>(1)</sup> et la formule d'Airy, donnant

$$I = \frac{4\sigma^2 \sin^2 \frac{\beta}{2}}{(1 - \sigma^2) + 4\sigma^2 \sin^2 \frac{\beta}{2}}$$

en fonction du coefficient de réflexion  $\sigma^2$  et de la différence de phase  $\beta$  de deux rayons voisins, l'intensité en un point où sont réunis *tous les rayons* réfléchis dans une même direction par les deux faces de la lame, l'auteur indique comme moyen le plus sûr d'avoir sensiblement la « netteté d'Airy » (quand  $\sigma = 1$ , on a  $I = 0$  aux minimums où  $\sin \frac{\beta}{2} = 0$ , et  $I = 1$  aux maximums où  $\sin \frac{\beta}{2} = 1$ ) l'emploi d'une lame d'air très mince et assez longue, au voisinage immédiat de l'incidence de réflexion totale. L'expérience, en lumière polarisée, est disposée comme l'indique la *fig. 1*.

En observant sans oculaire, on aperçoit les pinceaux séparés par les réflexions successives, c'est-à-dire une série d'images voisines de l'ouverture  $S_1$ ; on voit alors ces images changer d'intensité quand on tourne l'analyseur, et s'éteindre les unes après les autres ou par groupes. En observant avec un oculaire, on croit voir se déplacer le système de franges qui se forme au plan focal de la lunette (sauf si le polariseur est parallèle ou perpendiculaire au

(1) HÄNDIGER, *Pogg. Ann.*, t. LXXVII, p. 249; 1849; et t. XCVI, p. 453; 1853; — MASCART, *Ann. de Chim. et Phys.*, t. XXIII, p. 128; 1871; — O. LUMMER, *J. de Phys.*, 2<sup>e</sup> série, t. IV, p. 90; 1885; — BOULOUCHE, *J. de Phys.*, 3<sup>e</sup> série, t. II, p. 316; 1893; — PÉROT et FABRY, *Ann. de Chim. et Phys.*, 7<sup>e</sup> série, t. XII, p. 459; 1897; — LUMMER, *Sitzungsber. d. Berl. Ak.*, 3 mai 1900, p. 504, et *Verhandl. d. Deutsch-Phys. Ges.*, III, n° 7, p. 85; 1901; — LUMMER et GEHRCKE, *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. II, p. 527; 1905.

plan d'incidence). En réalité, on voit changer la distribution de l'intensité entre maximum et minimum, la valeur absolue des maximums et leur nombre.

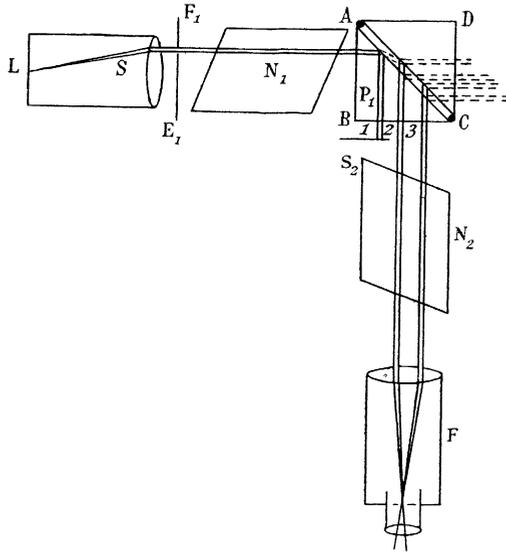


FIG. 1.

S, collimateur à fente largement ouverte;  $S_1$ , diaphragme de très petite ouverture;  $N_1$ , nicol polariseur: ABC, ACD, prismes rectangles, la face hypoté-nuse de  $P_1$  a reçu une couche d'argent transparente, qu'on a ensuite enlevée sauf deux bandes étroites en A et C;  $S_2$ , écran pour arrêter le premier faisceau;  $N_2$ , nicol analyseur; F, lunette.

La théorie peut être faite en se donnant l'orientation du polariseur et celle de l'analyseur ( $\delta$ ) par rapport au plan d'incidence, évaluant les amplitudes des rayons successifs dans le plan d'incidence et dans le plan perpendiculaire, projetant sur l'analyseur et sommant de 1 à  $\infty$ . Le mémoire contient, en outre, des résultats numériques relatifs aux valeurs de  $\sin \frac{\beta}{2}$  : 0,05; 0,1; ... : 0,9; 1, pour différentes valeurs de l'incidence de  $88^\circ$  à  $89^\circ 30'$  et différentes orientations de l'analyseur, le polariseur étant à  $45^\circ$  du plan d'incidence. On en déduit trois types de franges : pour  $\delta = 40^\circ$ , lignes noires très fines ; pour  $\delta = 120^\circ$ , lignes noires estompées légèrement ; pour  $\delta = 140^\circ$ , lignes noires fines séparées d'un fond presque noir par deux raies légèrement lumineuses.

P.-H. EYKMAN et A.-P.-H. TRIVELLI. — Ueber die Lichteinwirkung auf photographische Platten (Action de la lumière sur les plaques photographiques). — P. 199-203.

C'est la surface seule de l'émulsion qui noircit, les parties profondes restent blanches (Neuhauss, Scheffer, Lehmann); mais, si l'on recouvre d'une nouvelle couche d'émulsion la moitié d'une plaque sèche, et si on l'expose ensuite soit à la lumière ordinaire, soit aux rayons Röntgen, la moitié recouverte de deux couches d'émulsion est plus noire que l'autre, et la couche inférieure est attaquée aussi bien que la couche unique de la partie laissée intacte. Les auteurs attribuent ce fait à ce que la *surface relative* de l'émulsion a augmenté; ils indiquent, comme le meilleur moyen d'utiliser une quantité donnée d'émulsion, de la répartir en plusieurs couches minces, et comme procédé le plus pratique de réalisation, la pulvérisation de l'émulsion sur des plaques refroidies à 0°.

## N° 2.

OTTO SCHÖNROCK. — Zur Abhängigkeit der Breite der Spectrallinien vom Druck (Sur la relation entre la largeur des raies spectrales et la pression). — P. 209-226.

Dans un travail antérieur<sup>(1)</sup>, l'auteur a montré que la théorie cinétique des gaz donne une formule acceptable pour le calcul de la demi-largeur  $\delta$  d'une raie (variation de la longueur d'onde correspondant à une diminution des  $\frac{9}{10}$  pour l'intensité de la raie), soit :

$$\delta = A\lambda_0 \sqrt{\frac{T}{m}},$$

où  $A$  est une constante,  $\lambda_0$  la longueur d'onde,  $T$  la température absolue,  $m$  la masse atomique de la vapeur incandescente. Il poursuit aujourd'hui son analyse et recherche si les chocs entre atomes suffisent à expliquer l'élargissement des raies par la pression. La théorie des gaz appliquée à cette étude conduit, pour la demi-largeur, à la relation :

$$\delta_1 = A' \frac{\lambda_0^2}{L} \cdot \sqrt{\frac{T}{m}},$$

---

(1) *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VI, p. 472.

où  $L$  représente le libre parcours moyen de l'atome rayonnant. La largeur vraie pouvant être exprimée par  $\delta + \delta_1$ , sa mesure permet d'atteindre le libre parcours moyen. Les nombres trouvés *ne sont pas du même ordre de grandeur que les nombres donnés par la théorie cinétique des gaz*, et indiquent un libre parcours plus petit.

La seule explication acceptable du désaccord serait l'hypothèse d'électrons libres, intervenant comme les atomes eux-mêmes pour diminuer le libre parcours par leurs chocs contre les atomes. En appliquant à un mélange d'atomes et d'électrons les lois relatives aux mélanges de gaz, on arrive à réaliser à peu près la concordance.

Il n'est pas actuellement possible de décider si, au-dessous de 400 millimètres de pression, la largeur des raies est due principalement au mouvement et aux chocs des atomes. On peut seulement affirmer qu'ils interviennent, ainsi que les électrons, et que le principe de Doppler envisagé seul conduit à des températures beaucoup trop élevées (de l'ordre de 260 000 degrés!).

ERST GIESING. — Untersuchungen ebener Reflexionsbeugungsgitter mit Rücksicht auf ihre Brauchbarkeit zur absoluten Messung von Lichtwellenlängen (Expérience sur les réseaux plans à réflexion, au point de vue de leur utilisation pour les mesures absolues de longueurs d'ondes lumineuses). — P. 333-364 (Dissertation de Tübingen).

Eu égard aux causes d'erreur inhérentes à leur construction (irrégularités de tracé dues aux imperfections de la machine à diviser, à l'usure du diamant, à la déformation de la surface par la pression exercée par l'outil, à la variation de la température pendant la durée de la division), Kayser limite à 0,1 ångström la précision que peuvent donner les réseaux.

L'auteur évalue à 0,02 ångström la précision qu'il a pu atteindre avec deux bons réseaux tracés par Rowland, dont la surface rayée avait respectivement 78 et 79 millimètres de longueur environ, et dont la constante (déterminée avec une approximation de 0,0002  $\mu$ ) était sensiblement la même pour les deux, et très voisine de 25  $\mu$ . De fait, les deux réseaux ont fourni pour la raie verte 5 460 du mercure : le meilleur des deux, 5 460,78<sub>5</sub>, et l'autre, 5 460,75<sub>3</sub> ångströms; tandis que Pérot et Fabry indiquent 5 460,768.

Les irrégularités des réseaux utilisés ont été étudiées par la mé-

thode suivante, envisagée par Bell<sup>(1)</sup>, mais qu'il ne semble pas avoir réussi à appliquer.

Le réseau étant installé sur la plate-forme du spectromètre obliquement à l'axe d'une lunette autocollimatrice dont l'oculaire portait une fente parallèle aux traits et éclairée par de la lumière homogène, on mettait l'image au point sur le réticule, puis on substituait à l'oculaire un objectif qui projetait l'image sur une pellicule photographique. Contre le réseau était disposée une fente fixe démasquant environ 200 traits, guidée par une glissière, et que l'on pouvait déplacer d'une extrémité à l'autre du réseau au moyen d'un cordon rattaché par l'intermédiaire d'une poulie à un axe permettant de faire tourner le rouleau de la pellicule. On photographiait : 1° l'image de la fente donnée par le réseau tout entier ; 2° les images successives correspondant aux positions successives de la fente devant le réseau ; 3° l'image donnée par le réseau entier, après qu'on l'avait fait tourner de 60 secondes autour de l'axe de la plate-forme.

On pouvait alors évaluer en secondes, au moyen de mesures prises sur la pellicule développée, les distances de l'image fournie par le réseau tout entier aux images fournies par chacune de ses parties.

Ces différences, assez faibles, ne suivaient aucune loi, ce qui indiquait l'absence d'erreur systématique. L'ordre de grandeur de l'erreur dans la position de l'image étant, d'après la théorie, à peu près  $n$  fois plus grand avec la  $n^{\text{e}}$  partie du réseau qu'avec le réseau entier, cette étude a permis d'assigner à la précision des mesures la valeur indiquée plus haut<sup>(2)</sup>.

#### N° 3.

V. DVÖRÁK. — Bemerkung zu der arbeit von W. Zernov : « Ueber absolute Messungen der Schallintensität » (Remarques sur le travail de W. Zernov : « Mesures absolues de l'intensité du son »). — P. 608-609.

Remarques sur l'emploi du manomètre ordinaire pour les mesures de surpression dans les colonnes d'air vibrantes ; rappel des moyens, précédemment indiqués par l'auteur, pour se mettre à l'abri des causes d'erreur dues soit à la vibration de l'air dans le tube du manomètre lui-même, soit à la production de tourbillons<sup>(3)</sup>.

(1) *Americ. Journ. of Science*, 3<sup>e</sup> série, t. III, p. 357 ; 1888.

(2) Dans le fascicule 4 du même recueil (p. 798), l'auteur fait une rectification de détail qui ne change rien à ses conclusions.

(3) *Pogg. Ann.*, t. CL, p. 410 ; 1873 ; t. CLVII, p. 42 ; 1876. — *Wied. Ann.*, t. XXXI, p. 336 ; 1887 ; — *Physik. Zeitschrift*, t. II, p. 490 ; 1901.

O. LUMMER et R. KYNAST. — Spektralapparat für Polarisations- und Phasendifferenzmessungen (Appareil producteur de spectres pour les mesures de polarisation et de différences de phase). — P. 721-725.

R. KYNAST. — Ueber die bei der Reflexion an isotropen, durchsichtigen Medien auftretenden Phasenverschiebungen (Sur les changements de phase produits par la réflexion sur des milieux isotropes transparents). — P. 726-748 (Diss. inaug. de Breslau).

Le premier mémoire donne la description et la photographie d'un appareil comprenant : un collimateur, dont la fente peut être réglée à  $\frac{1}{100}$  de millimètre; un prisme de Wadsworth pour disperser la lumière et la renvoyer dans un nicol à faces bien parallèles, dont la graduation donne la minute; une plate-forme réglable pour les substances à étudier; sur un bras mobile autour de l'axe de la plate-forme, un compensateur de Babinet de construction très soignée, muni d'un micromètre donnant le millième de division de son échelle; un nicol analyseur dont la graduation donne, grâce à l'emploi d'oculaires micrométriques pour les lectures, 3",6; une lunette dont l'objectif, semblable à celui du collimateur, peut être transformé en téléobjectif par l'interposition d'une lentille divergente, ce qui porte à 1 mètre sa distance focale. L'oculaire, pour rendre les mesures plus précises dans des directions très voisines, porte une fente mobile et réglable, permettant de réduire beaucoup le champ de vision.

Le second mémoire donne la description des mesures faites au moyen de cet instrument sur plusieurs prismes : un en silice amorphe, taillé de manière que le rayon limite traverse normalement les faces du dièdre droit (indice 1,4605 pour  $\lambda = 546 \mu\mu$ , mercure); deux de verre, rectangles, d'indices 1,5150 et 1,5188; un en flint lourd silicaté (79 0/0 PbO, 21 0/0 SiO<sup>2</sup>), d'indice 1,9166; un en blende, d'indice 2,3902.

Les résultats sont les suivants :

1. La rotation du plan de polarisation et la différence de phase des deux composantes dans la réflexion ordinaire, dans l'air, sur des milieux isotropes transparents dans l'état *naturel*(<sup>1</sup>), vérifient, pour

---

(<sup>1</sup>) Comme les fournit le constructeur, et après un nettoyage soigné de la surface.

les faibles valeurs de l'indice de réfraction, la formule établie par Drude <sup>(1)</sup>. Pour les substances plus réfringentes, la formule n'est qu'approchée, parce que l'épaisseur de la couche superficielle ne peut plus être considérée comme très petite vis-à-vis de la longueur d'onde ; l'angle d'incidence principale et l'angle de polarisation sont constamment inférieurs à l'angle de Brewster.

2. Une couche de paraffine épaisse de plusieurs longueurs d'onde, disposée à la surface d'un milieu transparent isotrope, agit sur la différence de phase et la rotation du plan de polarisation comme s'il n'y avait qu'une couche extraordinairement mince en comparaison de la longueur d'onde.

3. A la limite de la réflexion totale, la différence de phase n'est pas égale à  $-\pi$ , mais diffère de cette valeur d'une très petite quantité, qui ne devient nulle que dans la région de réflexion totale, comme il résulte de la formule de Drude.

4. La formule de Fresnel relative à la différence de phase des composantes principales dans le cas de la réflexion totale souffre une exception dans le cas de la silice amorphe employée et peut-être aussi des verres transparents à indice élevé ; il reste à rechercher si cette exception est due à une anisotropie des matières employées.

5. Les recherches de Quincke <sup>(2)</sup> sur l'ellipticité dans la réflexion totale sur les lames minces ont été en partie justifiées ; on a constaté des écarts qui peuvent n'avoir pour cause que la différence des indices des deux milieux employés.

6. La théorie de L. Lorenz, bien que reposant sur une base mathématique inadmissible, donne cependant des résultats corrects quand on la développe. Si l'on essaie de l'établir sur des bases rigoureuses, on se heurte à des difficultés mathématiques ; si l'on veut les éviter, il faut, pour représenter correctement les faits <sup>(3)</sup>, introduire des restrictions importantes relativement à la nature physique de la couche superficielle.

P. LUGOL.

---

<sup>(1)</sup> Voy. *Wied. Ann.*, t. XLIII, p. 142 et suiv. ; 1891. — La théorie explique le changement de phase par l'hypothèse d'une couche superficielle très mince.

<sup>(2)</sup> *Pogg. Ann.*, t. CXXVII, p. 4 et 199 ; 1866.

<sup>(3)</sup> L. LORENZ, *Pogg. Ann.*, t. CXI, p. 460-473 ; 1860. — Voir aussi MASCART, *Traité d'optique*, t. II, p. 439 ; 1891 ; les conclusions de cet auteur, relatives au désaccord de la théorie et des faits, seraient donc erronées.

F. HENNING. — Ueber den Sättigungsdruck des Wasserdampfes  
(Pression de la vapeur d'eau saturée). — P. 609-631.

Thiesen a proposé la formule empirique :

$$(t + 273) \log \frac{p}{760} = 5,409 (t - 100) - 0,508 \cdot 10^{-8} [(365 - t)^4 - 265^4],$$

qui renferme, outre la température critique de l'eau, 365°, deux autres constantes.

Les résultats obtenus par les différents expérimentateurs ont été comparés directement à ceux que donne cette formule. Pour diverses pressions  $p$ , on détermine la différence entre la température observée  $t_{\text{obs}}$  et la température calculée  $t_{\text{calc}}$ ; puis, pour chaque expérimentateur, on trace une courbe en prenant pour abscisses  $t_{\text{calc}}$  et pour ordonnées  $t_{\text{obs}} - t_{\text{calc}}$ . Ensuite on reporte ces différentes courbes sur un même diagramme, en agrandissant les ordonnées dans le rapport de 4 : 5.

Cette méthode permet de déduire des données expérimentales existantes, entre 0° et 200°, des valeurs de la température correspondant à la pression de vapeur saturée, sur lesquelles l'erreur probable est inférieure à 0°,1.

Les volumes spécifiques calculés par la formule de Clapeyron d'après ces éléments doivent être exacts à quelques millièmes près.

F. HENNING. — Ueber die Ausdehnung fester Körper bei tiefer Temperatur (Dilatation des corps solides aux températures très basses). — P. 631-640.

A la température de l'air liquide (— 191°), la longueur des échantillons des divers métaux et verres étudiés est toujours plus petite que la longueur calculée en extrapolant les formules vérifiées aux températures élevées. Exception doit être faite pour le laiton.

H. GLASER. — Ueber die innere Reibung zäher und plastisch-fester Körper und Gültigkeit des Poiseuilleschen Gesetzes (Frottement interne des corps liquides ou solides plastiques et validité de la loi de Poiseuille). — P. 694-721.

On appelle solides plastiques ceux qui se comportent comme des corps solides proprement dits vis-à-vis des déformations rapides et comme des corps plastiques vis-à-vis des déformations lentes.

Pour l'essence de térébenthine, la validité de la loi de Poiseuille est, dans de larges limites, indépendante de la pression et, par conséquent, de la vitesse d'écoulement. La loi se vérifie pour les tubes d'une longueur supérieure à 6 centimètres : au-dessous, on trouve pour le coefficient de frottement  $\eta$  des valeurs trop fortes. Le diamètre du tube a une grande influence : quand il dépasse 0<sup>cm</sup>,08, on obtient pour  $\eta$  de trop grandes valeurs. Le frottement interne diminue régulièrement quand la température s'élève, sans présenter de maximum ni de minimum.

En ajoutant à l'essence de térébenthine une proportion croissante de colophane, on finit par obtenir un corps solide plastique dont le frottement interne croît avec une extrême rapidité.

Par exemple avec :

80 0/0 de colophane.....	$\eta = 9,2 \cdot 10^6$
90 0/0 — .....	$\eta = 4,7 \cdot 10^{11}$

L'influence de la température est énorme : de 11°,8 à 7°,1,  $\eta$  devient 18 fois plus grand ; la vitesse d'écoulement, le diamètre et la longueur du tube sont indifférents.

F.-W. ADLER. — Ueber die Formulierung des ersten Hauptsatzes für Gase (Sur l'énoncé du premier principe de la thermodynamique dans le cas des gaz). — P. 782-791.

L'équation caractéristique des gaz parfaits :

$$pv = RT,$$

renferme trois variables indépendantes, qui sont en général considérées comme ayant même importance. Cette équivalence n'existe pas cependant quand il s'agit de l'énergie interne que deux des variables suffisent à déterminer. Il en résulte qu'on doit modifier la signification et le nom attribués à divers coefficients ou expressions différentielles qui interviennent dans les calculs.

H. BRANDES. — Ueber die Dämpfung und Energie-ausnutzung einiger Sendernordnungen der drahtlosen Telegraphie (Amortissement et rendement en énergie de quelques dispositifs dans les transmetteurs de la télégraphie sans fil). — P. 640-659.

L'amortissement a été déterminé par la méthode de Bjerknæs (courbes de résonance).

Dans les conditions de la pratique, le décrement logarithmique est notablement plus petit, pour une antenne linéaire, que le décrement calculé d'après la théorie d'Abraham pour une antenne tout à fait isolée dans l'espace. Le décrement de l'amortissement dû à la radiation peut être augmenté par l'emploi d'antennes multiples.

Dans le dispositif de Braun, le rendement en énergie est meilleur avec les antennes multiples : il convient d'employer une capacité aussi grande que possible pour atténuer les effets de la résistance de l'étincelle. Cette augmentation de capacité nécessite une réduction de la self-induction et, d'autre part, la multiplication des antennes exige un accroissement du degré de couplage des circuits : le dispositif le plus avantageux sera, par suite, celui de Braun à liaison directe et couplage par induction.

F. CONRAT. — Ueber Messung des Strahlungsdekrementes stabförmiger Leiter (Mesure du décrement d'amortissement dû au rayonnement des conducteurs en forme de tige). — P. 659-694.

Le conducteur est disposé comme récepteur vis-à-vis d'un excitateur fermé dont l'amortissement (décrement  $\gamma$ ) provient surtout de l'étincelle. En faisant varier la période de cet excitateur, on peut déterminer, par la méthode de Drude, la somme  $\gamma_0 + \gamma_1 = \gamma$  des décrets du récepteur et de l'excitateur. Puis on élimine  $\gamma_0$  à l'aide d'expériences faites sur un second résonateur dont le rayonnement et l'absorption sont pratiquement nuls.

Le rayonnement des conducteurs en forme de tige est influencé par le voisinage d'autres conducteurs : la grandeur de cette influence varie avec la position et la période propre de ces conducteurs. Le rayonnement est d'autant plus diminué que le conducteur parallèle a une période propre plus voisine de celle du récepteur considéré ; la diminution subsiste encore quand on relie le premier au sol.

On peut annuler le rayonnement du conducteur linéaire en en approchant suffisamment un autre conducteur parallèle et de même période ; cela permet d'installer facilement un dispositif propre à déterminer l'amortissement dû à la résistance.

Les conducteurs parallèles assez éloignés provoquent une augmentation du rayonnement. Par conséquent, il existe une distance pour laquelle le rayonnement est maximum ; cette distance est en gros égale à la longueur du récepteur.

K. BAEDEKER. — Ueber die elektrische Leitfähigkeit und die thermoelektrische Kraft einiger Schwermetallverbindungen (Conductibilité électrique et pouvoir thermoélectrique de quelques combinaisons des métaux lourds). — P. 749-767.

Les échantillons sont préparés en soumettant à l'action des vapeurs du métalloïde un dépôt de métal obtenu par ionoplastie. Examinés au microscope, ils paraissent tout à fait homogènes et compacts, ce que vérifie aussi l'étude de leurs propriétés électriques. On détermine leur épaisseur en pesant, à l'aide d'une balance micro-métrique à fil de quartz, un fragment de surface connue.

Le sulfure de cuivre, l'oxyde de cadmium, le sulfure d'argent, l'oxyde cuivreux et l'oxyde cuivrique conduisent comme les métaux. Le plus conducteur est le sulfure de cuivre, qui est environ 100 fois plus résistant que le cuivre; le coefficient de température est voisin aussi de celui des métaux.

L'iodure cuivrique se conduit comme un électrolyte et est 30 fois plus conducteur que l'acide sulfurique à 30 0,0; le sulfure d'argent subit vers 173° une transformation et, de conducteur électrolytique, devient conducteur métallique; le sélénure d'argent est conducteur métallique au-dessus et au-dessous de sa température de transformation (133°).

Le pouvoir thermoélectrique en microvolts par degré est :

Pour Cu-CuS.....	7,33
CdO-Cu.....	30
Cu <sup>2</sup> O-Pt.....	480

M. WIEN. — Ueber die Berechnung der Impulsbreite der Röntgenstrahlen aus ihrer Energie (Sur le calcul de la longueur d'impulsion des rayons de Röntgen déduite de leur énergie). — P. 793-798.

L'auteur admet, comme Van der Waals junior<sup>(1)</sup>, que les électrons décrivent des trajectoires en zigzag. Le rayonnement des électrons ne peut se produire que là où ils subissent une perte de vitesse, c'est-à-dire aux sommets de la trajectoire.

On peut calculer ces pertes de vitesse en supposant qu'elles sont toutes égales entre elles et en déduire la longueur d'impulsion (jouant le rôle de la longueur d'onde). On est conduit à des valeurs beaucoup plus petites que celles admises par Haga et Wind.

M. LAMOTTE.

(1) *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VI, p. 735 : 1907.

E. GRUNEISEN. — Die elastische Konstanten der Metalle bei kleinen Deformationen. I. Der dynamisch und statisch gemessene Elastizitätsmodul (Constantes élastiques des métaux pour les petites déformations. I. Module d'élasticité mesuré par la méthode dynamique et la méthode statique). — P. 801-852.

Les expériences ont porté pour la plus grande part sur des barreaux de métal faisant partie de la collection de l'Institut impérial et qui ont servi déjà aux mesures de Jaeger et Diesselhorst sur les conductibilités calorifiques et électriques.

Pour déterminer le module d'Young  $E$ , une première méthode consiste à mesurer la période des vibrations transversales des barreaux à extrémités libres. Lord Rayleigh, entre autres, a donné une théorie de ces vibrations.

Plusieurs corrections doivent être apportées aux résultats immédiats de l'expérience, à cause de l'énergie absorbée par les vibrations tournantes, du défaut d'uniformité de la section. Dans certains métaux, les vibrations sont extrêmement amorties, ce qui rend difficile la comparaison de hauteur avec le son du monocorde et limite beaucoup la précision des mesures.

Théoriquement, on peut aussi déduire le module d'élasticité de la période des vibrations longitudinales; mais, les barreaux étant courts (27 centimètres), la fréquence des vibrations est élevée, même pour le son fondamental (5 000 à 8 000 par seconde). Le seul procédé applicable à la détermination de cette fréquence est celui des figures de Kundt, mais il exige que les vibrations aient une grande amplitude, laquelle ne peut être réalisée que par un petit nombre d'échantillons.

Dans la méthode statique, on mesure l'allongement d'un barreau produit par une force connue. Étant donnée la grosseur des barreaux (1 à 2 centimètres de diamètre), on ne peut obtenir que de très petites déformations, si on n'emploie pas des forces énormes. Il en résulte certaines difficultés dans la mesure de ces déformations; mais, d'autre part, on obtient ainsi des valeurs du module plus voisines de celles qui répondent aux déformations infiniment petites et on s'affranchit de l'influence des déformations résiduelles.

Pour mesurer d'aussi faibles déformations avec une exactitude suffisante, on se sert de la méthode interférentielle. De part et

d'autre de l'axe du barreau se trouvent deux systèmes de lames demi-argentées parallèles; l'une des lames de chacun des couples est reliée à l'extrémité supérieure du barreau, l'autre à l'extrémité inférieure. On observe les franges de Haidinger produites dans ces systèmes par un faisceau lumineux convenablement choisi et le déplacement de ces franges quand on charge le barreau. En prenant la moyenne des déplacements observés des deux côtés, on élimine l'influence de la flexion.

Par suite de la sensibilité de cette méthode, il convient d'éviter les variations de température, ce qui est aisé, parce que chaque observation ne dure que quelques secondes.

Le procédé permet d'étudier la dilatation résiduelle: on a constaté que ces résidus se font sentir d'une manière appréciable sur l'un des systèmes avant qu'on ne les constate sur l'autre, ce qui est difficile à expliquer.

La différence entre les modules correspondant aux déformations adiabatiques et aux déformations isothermiques est très faible et ne saurait être déterminée que très difficilement.

*Résultats.* — Le module d'élasticité éprouve des variations notables suivant les traitements mécaniques ou thermiques subis par les métaux. Souvent le module reste le même, quand la densité n'a pas varié. Mais on observe aussi des changements du module, alors que la densité n'a pas subi de variation mesurable, quand le métal a été soumis à un effort exagéré. Ces changements sont en général faibles, mais accompagnés de résidus qui, notamment dans le fer et ses dérivés, peuvent être de très longue durée.

La présence de corps étrangers dans les métaux exerce en général une grande influence sur leur élasticité; la règle des mélanges n'est applicable que dans quelques cas particuliers. Le carbone combiné ne modifie guère le module d'élasticité du fer, tandis que le carbone libre le diminue fortement. De tous les corps étudiés jusqu'ici, c'est l'iridium qui possède le plus grand module d'élasticité (52 500 kg/mm<sup>2</sup>).

M. LAMOTTE.

R. KUCH et T. RETSCHINSKY. — Untersuchung über selektive Absorption im Quecksilberlichtbogen (Recherches sur l'absorption sélective dans l'arc au mercure). — P. 852-866. (Une planche hors texte, photographies de spectres.)

Ces recherches établissent que l'absorption intervient dans la

variation subie par l'intensité relative des diverses raies du spectre de l'arc quand on fait varier la charge. Deux lampes identiques, simples tubes de quartz de 20 millimètres de diamètre et 460 millimètres de longueur, fermés par des plaques parallèles soudées, sont munies de deux électrodes en forme de V, dans lesquelles plongent deux tiges de nickel scellées (l'électrode + a 15 millimètres de diamètre, et l'électrode — 10 millimètres). Les lampes, sous la même charge, sont distantes de 1<sup>m</sup>,50 et placées à 15 mètres du spectrographe; l'instrument est installé sur une plate-forme tournante munie de butoirs permettant d'orienter le collimateur parallèlement à l'axe de l'une des lampes, et perpendiculairement à l'autre; un miroir renvoyait la lumière de l'une des lampes dans le prisme à réflexion totale du spectrographe, de manière à amener les deux spectres l'un au-dessus de l'autre. L'exemple suivant fera comprendre la méthode de comparaison. Au moyen d'un diaphragme convenable placé en avant de la lampe *transversale* (T), on égalise les intensités de la raie verte 5 461, par exemple; on voyait alors la double raie jaune 5 769/90 beaucoup plus intense dans le spectre de la lampe *longitudinale* (L); 4 358 (bleue) et 4 047 (violette) ont à peu près la même intensité; toutes les autres raies sont plus intenses dans le spectre L, ainsi que le spectre continu<sup>(1)</sup>; on modifie le diaphragme de manière à amener à l'égalité 5 769/90; alors, 5 461, 4 358 et 4 047 paraissent plus brillantes dans le spectre T; les autres raies restent plus brillantes dans le spectre L. On en conclut que 5 461, 4 358 et 4 047 sont plus fortement absorbées. Pour l'ultra-violet, il fallait recourir à la photographie; on réglait les diaphragmes de manière que, pour un même temps de pose, l'intensité fût plus marquée avec la lampe T qu'avec la lampe L; les courtes poses permettaient alors de comparer les raies intenses, et les longues poses les raies les plus faibles. On a enfin recherché l'influence de la température seule, en comparant à l'une des lampes précédentes une lampe semblable, mais n'ayant que 10 centimètres de long, les deux lampes étant réglées à une même chute de potentiel par centimètre de longueur de colonne lumineuse, ce qui correspond à une même valeur de la pression de la vapeur (précaution nécessaire pour éviter l'élargissement des raies); la lampe courte recevait un courant plus intense que l'autre, ce qui lui donnait une température plus élevée.

---

(1) Voy. *J. de Phys.*, 4<sup>e</sup> série, t. VI, p. 415: 1907.

Les résultats, simplement qualitatifs, sont les suivants :

La lumière de la lampe *longitudinale* est beaucoup plus jaune et plus rouge que celle de la lampe *transversale*.

En général, dans toutes les séries, les ondes courtes sont moins absorbées que les longues.

Dans la première et la deuxième raie complexe de chacun des triplets de la première série secondaire, la composante la plus intense (qui est en même temps la plus réfrangible) est la plus fortement absorbée, ce qui est conforme à la loi de Kirchhoff.

L'élévation de la température augmente l'intensité relative des ondes courtes, ce qui est encore conforme à une conséquence de la loi de Kirchhoff.

Enfin l'existence précédemment constatée, d'un maximum de consommation suivi d'une diminution rapide, puis beaucoup plus lente, peut s'expliquer par le fait que, pour les charges correspondant à la diminution rapide, la raie double  $\text{\AA} 790/69$ , dont l'émission, ainsi que celle de la raie verte  $\text{\AA} 461$ , influence grandement le rendement total, est encore peu absorbée, tandis qu'au delà cette absorption augmente notablement.

P. LUGOL.

K. VON MOSENGEIL. — Theorie der stationären Strahlung in einem gleichförmig bewegten Hohlraum (Théorie du rayonnement stationnaire dans une enceinte animée d'un mouvement uniforme). — P. 867-903.

Etude mathématique d'où l'auteur conclut qu'aucune hypothèse nouvelle n'est nécessaire pour mettre d'accord les lois du rayonnement dans une enceinte en mouvement avec l'électrodynamique et la thermodynamique.

B. MONASCH. — Ueber den Energieverlust im Dielektrikum in wechselnden elektrischen Feldern (Perte d'énergie dans un diélectrique soumis à des champs électriques alternatifs). — P. 903-942.

Quelle que soit l'origine de cette perte d'énergie, on peut toujours, pour le calcul, supposer le condensateur réel remplacé par un condensateur sans perte et une résistance placée en dérivation.

Le condensateur est disposé dans l'une des branches d'un réseau de Wheatstone : dans la branche conjuguée est un condensateur

sans perte avec une résistance en série ; dans les deux autres, deux résistances identiques. En cherchant les conditions pour que le pont ne soit traversé par aucun courant, on trouve que ces conditions sont indépendantes de la force électromotrice employée, si la perte d'énergie est proportionnelle au carré de cette force électromotrice.

Le raisonnement suppose que la force électromotrice est rigoureusement sinusoïdale, ce qui n'est pas le cas en général. Mais, si on emploie comme indicateur de courant le téléphone optique, qui n'est sensible qu'à des courants d'une période déterminée, on mesurera toujours la perte relative à cette période de la force électromotrice.

Il faut éliminer plusieurs causes d'erreur : les principales sont les charges qui se produisent dans les différentes parties du pont, les défauts d'isolement entre ces pièces, la capacité des rhéostats et autres éléments du circuit ou de ceux-ci vis-à-vis du sol, les pertes dans le condensateur de comparaison et les pertes par les effluves ou les aigrettes.

Si ces causes d'erreur sont éliminées, la perte d'énergie dans les diélectriques usuels (verre, ébonite, papier et jute imprégnés, caoutchouc, isolant des condensateurs Grisson) est proportionnelle au carré de la force électromotrice (de 1000 à 10000 volts). Les écarts de cette loi proviennent de l'influence de la température ou des décharges par aigrette.

Dans les câbles usuels, avec les fréquences employées d'ordinaire, la perte est proportionnelle à la capacité et à la fréquence.

L'importance de cette perte varie avec la nature du diélectrique : après la paraffine, les isolants pour lesquels elle a été trouvée le plus faible sont le flint et le jute imprégné.

F. KIEBITZ. — Interferenzversuche mit freien Hertzschen Wellen (Expériences d'interférence avec des ondes hertziennes dans l'espace libre). — P. 943-973.

Ces interférences sont produites par deux systèmes d'ondes provenant de deux sources différentes (ou d'un plus grand nombre).

Pour réaliser ces systèmes, on dispose deux fils parallèles, dans le plan desquels, en leur milieu, se trouve un petit excitateur. Cet excitateur est formé par un anneau en gros fil de cuivre, avec des coupures diamétralement opposées. La première sert à faire éclater les étincelles ; la seconde porte deux petits disques dont on peut faire

varier l'écartement et constituant un condensateur dont la capacité varie dans certaines limites. On règle cette capacité de manière qu'un tube à hélium, placé vers les extrémités des fils secondaires, s'illumine le plus vivement possible. La vibration de l'excitateur est alors en résonance avec la première vibration supérieure des fils secondaires. Il se trouve donc sur ceux-ci deux nœuds de potentiel, à un quart de leur longueur totale à partir des extrémités.

Les fils secondaires sont longs de 1 mètre et écartés de 5 centimètres. De chaque côté des nœuds de potentiel, à 2 1/2 centimètres de distance, on réunit les fils par des ponts soudés. Aux nœuds mêmes, l'un des fils est coupé, puis les extrémités obtenues soudées à deux fils verticaux, dirigés l'un vers le haut, l'autre vers le bas, et longs de 25 centimètres.

Le seul état vibratoire stable de ce système est celui dans lequel des nœuds de potentiel se forment au milieu des côtés des carrés ainsi obtenus et où l'amplitude est la même à tous les sommets. C'est ce que vérifie l'observation.

On explore le champ à l'aide d'un résonateur formé d'un fil rectiligne suspendu verticalement au bas d'une potence en bois, et de longueur telle qu'il soit accordé avec le secondaire (cette longueur est un peu inférieure à celle d'une demi-onde, à cause de la capacité du tube à hélium qui se trouve à l'extrémité supérieure du fil).

Avec ce dispositif, les deux antennes émettent des ondes dont la différence de phase est indépendante du temps et qui interfèrent complètement dans le plan de symétrie.

Le résultat est le même si on emploie des antennes multiples, disposées comme les génératrices d'un cône.

Si les antennes supérieures sont reliées aux extrémités, du même fil, les antennes inférieures aux extrémités de l'autre fil, elles vibrent synchrones et les ondes interfèrent dans le plan de ces antennes.

Un dispositif analogue au premier peut être réalisé avec un nombre quelconque d'antennes. Mais, par suite des dimensions trop exigües de la salle, les expériences n'ont pu être effectuées dans ce cas qu'en employant des longueurs d'onde beaucoup plus petites, et le cohéreur comme indicateur.

L'accord des résultats d'observation avec ceux du calcul n'a été qu'approché, sans doute à cause des réflexions des ondes sur les murs. On a constaté seulement une notable diminution de l'intensité

à mesure qu'on augmente l'angle entre le plan des antennes et la droite joignant le résonateur à l'excitateur.

H. GIEGER. — Strahlungs-, Temperatur- und Potentialmessungen in Entladungsröhren bei starken Strömen (Mesures du rayonnement, de la température et du potentiel dans les tubes à décharge pour les courants intenses). — P. 973-1008.

Wehnelt a montré que, sur une cathode de platine recouverte d'oxyde de baryum, de calcium ou de strontium et fortement chauffée, la chute de potentiel cathodique est pratiquement nulle.

On peut, grâce à cette circonstance, faire passer dans un tube à décharges des courants de plusieurs ampères. Dans ces conditions :

1° Le rayonnement de la lumière positive est proportionnel à l'intensité du courant (jusqu'à 4 ampère dans l'air, l'azote, l'hydrogène); cette loi se vérifie pour le rayonnement total ou pour celui d'une longueur d'onde déterminée.

Le rendement lumineux est, pour l'azote, 18 fois plus grand que celui de la lampe Hefner.

2° La température de la lumière positive dans les tubes larges atteint et dépasse 1000°; pour des courants relativement faibles, elle est à peu près proportionnelle à la puissance électrique. Elle décroît de l'arc vers les parois et, si la décharge est stratifiée, elle est plus élevée dans les strates lumineuses que dans les strates obscures, la différence atteint jusqu'à 50°.

Le champ électrique décroît quand l'intensité augmente vers une limite constante qu'il atteint d'autant plus tôt que la pression est plus basse.

H. LOHMANN. — Beobachtungen zur Herstellung und Messung hoher Spannungen (Observations sur la production et la mesure des tensions élevées). — P. 1008-1016.

Une batterie de cinq bouteilles de Leyde réunies en surface est chargée à une différence de potentiel qui est mesurée par la longueur d'étincelle. Puis, par le jeu d'un commutateur, les bouteilles sont mises brusquement en cascade et se déchargent à travers un second explosif. Le rapport de transformation, c'est-à-dire le rapport des différences de potentiel dans les deux modes de liaison, se déduit des

longueurs d'étincelle : il est indépendant de la nature des électrodes.

On peut ensuite déterminer les différences de potentiel explosives correspondant au second exposeur en calculant, à l'aide des tables, celles qui correspondent au premier. Le rapport de cette différence à la longueur de l'étincelle dépend du temps employé à l'établir.

M. LAMOTTE.

N° 6.

MAX LAUE. — Zur Thermodynamik der Interferenzerscheinungen (Thermodynamique des phénomènes d'interférence). — T. XX, p. 363-378 : t. XXII, p. 1-44.

Au point de vue thermodynamique, il ne peut être indifférent que les rayons convergents en un point soient ou non cohérents. On peut imaginer des phénomènes d'interférence dans lesquels il y aurait diminution de l'entropie, si on admet que l'entropie totale d'un système est la somme des entropies des différentes parties de ce système.

L'impossibilité de faire interférer des rayons qui ne sont pas cohérents est une hypothèse indispensable pour la validité du principe de l'entropie.

Mais, en s'appuyant sur les relations établies par Boltzmann entre l'entropie et les probabilités, on se convainc que l'addition des entropies partielles n'est pas applicable à des faisceaux cohérents, parce que ceux-ci ne sont pas indépendants l'un de l'autre.

La réflexion isotherme, c'est-à-dire la réflexion d'un faisceau de rayons sur un corps à la même température que la sienne, diminue la cohérence de ce faisceau relativement à un autre faisceau. Cette diminution de la cohérence entraîne un accroissement de l'entropie. Par conséquent, la réflexion isotherme, qui est réversible tant qu'on ne considère que le miroir et le faisceau réfléchi, cesse de l'être quand on fait intervenir un autre faisceau qui n'est pas tout à fait cohérent avec celui-ci.

Dans une enceinte à parois parfaitement réfléchissantes renfermant des corps diathermanes et des corps absorbants, l'uniformité de température n'est pas une condition suffisante pour que l'entropie soit maximum.

Lorsque le milieu est dispersif et non absorbant, on peut distinguer trois phases dans la propagation d'une onde. Dans la première phase, elle se propage avec la vitesse du groupe auquel elle appar-

tient, en subissant une variation de forme. La vibration  $f$  se transforme en :

$$f \cos \alpha + f' \sin \alpha,$$

où  $\alpha$  est proportionnel au chemin parcouru : l'état des cohérences n'est pas modifié. Dans la deuxième phase, la dispersion provoque une variation croissante de la forme et, par suite, une diminution de plus en plus grande de la cohérence. Enfin, dans la troisième phase, l'onde est décomposée en une longue série de vibrations quasi sinusoïdales, dont la période ne varie plus que très lentement. Or des vibrations sinusoïdales, quelle qu'en soit l'origine, sont toujours susceptibles d'interférer. On pourrait donc faire interférer le rayonnement de deux corps différents et réaliser le mouvement perpétuel de deuxième espèce. Le deuxième principe de la thermodynamique exige donc que l'absorption et la diffusion du rayonnement soient complètes avant que la troisième phase soit atteinte.

Même la deuxième phase. d'après le principe de l'entropie, ne peut se réaliser sans que le rayonnement ne soit très affaibli. Imaginons en effet que de deux faisceaux cohérents, se propageant primitivement dans le vide, l'un traverse un milieu dispersif ; pendant la deuxième phase, la cohérence diminue et l'entropie croît. Faisons sortir ce faisceau dans le vide et traverser à l'autre la même épaisseur du même milieu dispersif : la cohérence et l'entropie reprendront leurs valeurs du début. Il y aurait donc diminution de l'entropie. Pour échapper à cette contradiction, il faut admettre une forte absorption.

H. BAERWALD. — Ueber die Absorption von Gasen durch Holzkohle bei Tiefentemperaturen (Fixation des gaz par les charbons de bois aux basses températures). — P. 84-108.

Les expériences ont porté sur les charbons faits avec le noyau de la noix de coco, avec l'écorce de cette noix, avec du bois de tilleul et avec la moelle de sureau. Le charbon est d'abord débarrassé des gaz qu'il renferme en le chauffant dans le vide. On constate qu'ensuite il absorbe d'autant plus de gaz qu'il a été porté à une température plus élevée.

Les diverses espèces de charbon citées ont à peu près la même densité réelle, mais des densités apparentes très différentes ; la plus grande est celle du charbon de noix de coco, dont les pores sont très

fins et la cassure d'aspect nacré; le charbon de moelle de sureau présente au contraire des pores très grands et une texture très lâche.

La quantité de gaz absorbée ne varie presque pas quand on réduit le charbon en fragments plus petits : le temps nécessaire à l'absorption est d'autant plus faible que le gaz est plus léger et le charbon moins compact.

Quand on refroidit le charbon à une température très basse, l'absorption croît avec une extrême rapidité : elle devient jusqu'à trente fois ce qu'elle est à la température ordinaire, comme le montre le tableau ci-dessous.

H <sup>2</sup>		Az <sup>2</sup>		O <sup>2</sup>		Air		CO <sup>2</sup>	
T	Q	T	Q	T	Q	T	Q	T	Q
— 23	4,42	— 10	15	— 10	16,3	— 10	15,7	— 10	78,7
— 100	10,00	— 100	46,3	— 100	55,1	— 100	47,9	— 20	93,1
— 145	32,90	— 140	80,0	— 140	116,1	— 140	92,7	— 30	106,9
— 185	131,40	— 185	158,0	— 162	173,3	— 185	165,7	— 40	110,0

Ce tableau se rapporte au charbon de noix de coco.

Mais, pour les autres charbons, l'absorption augmente à peu près de la même manière quand on abaisse la température. Elle est la plus grande pour le charbon le plus poreux, celui de moelle de sureau.

Cette variation avec la température paraît être une propriété spécifique du charbon de bois : on ne la constate ni avec le palladium, ni avec l'amiante platinée.

R. LAEMMEL. — Bemerkungen über die spezifische Wärmen fester Grundstoffe (Remarques sur les chaleurs spécifiques des corps simples). — P. 44-61.

La loi de Dulong et Petit n'a aucune valeur générale : elle correspond seulement à ce fait qu'il existe un intervalle de température dans lequel les chaleurs atomiques des éléments sont toutes très voisines de 6,5.

Si on désigne par  $\alpha$  le coefficient de dilatation cubique, par  $\varphi$  le volume moléculaire et par T la température absolue de fusion, on a sensiblement, comme plusieurs physiciens l'ont signalé déjà :

$$\alpha\varphi T = C^{\text{te}}$$

(En réalité, le produit varie du simple au double : de 28 000 pour

l'antimoine à § 600 pour l'arsenic, précisément pour deux corps fort analogues à d'autres égards.)

K. ULLER. — Ueber dem Verdrängungswiderstand fester Körper in Gasen und Flüssigkeiten (Résistance de déplacement des corps solides dans les gaz et dans les liquides). — P. 179-196 (1<sup>er</sup> mémoire).

Si l'effet de l'entraînement et de la viscosité du fluide est négligeable, la résistance qu'offre le fluide est, d'après les expériences faites jusqu'ici, proportionnelle au carré de la vitesse.

L'auteur déduit de cette hypothèse un certain nombre de conséquences susceptibles de vérifications expérimentales.

F. HARMS. — Elektromagnetische Wellen an einem Draht mit isolierender zylindrischer Hülle (Ondes électromagnétiques le long d'un fil entouré d'une gaine isolante). — P. 44-61.

Etude théorique. Le long d'un fil entouré d'air, les ondes se propagent avec la vitesse de la lumière  $v$ ; si le fil est entouré d'un diélectrique indéfini dont le pouvoir inducteur est  $\epsilon$ , cette vitesse devient  $\frac{v}{\sqrt{\epsilon}}$ . Si la couche de diélectrique a une épaisseur finie, la vitesse de propagation est comprise entre ces deux limites. On peut la calculer complètement, pourvu qu'on puisse considérer la conductibilité du fil comme très grande.

M. LAMOTTE.

---