



**Annalen der Physik;T. XL, nos 3, 4 et 5 ; t. XLI, nos 6
et 7 ; 1913**

A. Grumbach

► **To cite this version:**

A. Grumbach. Annalen der Physik;T. XL, nos 3, 4 et 5 ; t. XLI, nos 6 et 7 ; 1913. J. Phys. Theor. Appl., 1913, 3 (1), pp.742-755. 10.1051/jphystap:019130030074201 . jpa-00241862

HAL Id: jpa-00241862

<https://hal.science/jpa-00241862>

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. XL, nos 3, 4 et 5; t. XLI, nos 6 et 7; 1913.

J. STARK, A. FISCHER et H. KIRSCHBAUM. — Le spectre des atomions mono- et divalents de l'hélium dans les rayons-canaux. — P. 499-541.

L'existence d'atomions positifs divalents dans les r.-c., n'est pas établie de façon sûre par l'analyse électromagnétique. Dans le mémoire actuel, les auteurs se proposent d'élucider la question par l'étude des raies spectrales que fournissent les rayons-canaux de He. — Le choix de cette méthode se justifie ainsi :

D'après Stark, les atomions positifs seraient les porteurs des spectres de raies. De plus, le spectre de He présente 2 groupes de séries (Runge et Paschen) : 1 série principale et 2 séries secondaires

de raies simples, 1 série principale et 2 séries secondaires de doublets. D'après Runge et Paschen, le second groupe correspondrait à l'hélium, le premier à un corps nouveau — le parhélium — non isolé ; d'après Stark les raies simples correspondraient à des atomions divalents, les raies doubles à des atomions monovalents.

Les raies spectrales des r.-c. de He sont difficiles à étudier, car pour He pur, le faisceau positif est peu intense et les porteurs n'ont qu'une faible vitesse. Cela serait dû, d'après Stark, à ce que dans la colonne lumineuse de He — élément inerte — se trouvent de nombreux électrons libres qui neutralisent très rapidement les atomions positifs, alors que ceux-ci n'ont parcouru qu'une petite portion de la chute cathodique ; d'où leur faible vitesse et la faible intensité du faisceau. Il résulte de là que l'accroissement relatif du nombre des atomions positifs et l'augmentation de la vitesse pourraient être obtenus en diminuant le nombre des électrons libres, par exemple en ajoutant à He un gaz électronégatif (O^2 , I^2). — Ces prévisions sont confirmées par l'expérience.

Stark, Fischer et Kirschbaum ont étudié, dans ces conditions, plusieurs raies de He. Ils arrivent aux résultats suivants, dans lesquels ils trouvent une confirmation des idées de Stark sur le rôle des atomions positifs dans l'émission ;

1° L'addition de O^2 ou de I^2 à He augmente la vitesse maxima de l'intensité mobile ;

2° Le maximum de l'intensité mobile est nettement séparé de l'intensité fixe pour les mélanges de He, ce qui n'a pas lieu pour He pur ;

3° L'addition d'un gaz électronégatif accroît l'intensité mobile par rapport à l'intensité fixe.

Raies d'atomions mono et divalents. — Il s'agit, d'après l'étude de l'intensité mobile, d'atteindre la valence des porteurs. La question semble inextricable dans le cas général, car on a affaire à un équilibre mobile entre les atomes neutres et les atomions positifs de valences différentes. Toutefois, il est relativement facile de prévoir l'allure des courbes de noircissement de l'intensité mobile dans les deux cas extrêmes suivants :

a) la neutralisation est pratiquement nulle ;

b) l'ionisation et la neutralisation sont considérables.

D'après ce qui précède, on doit retrouver le second pour He pur, le premier pour He mélangé d'un gaz électronégatif ; c'est ce que

l'expérience confirme. Pour Stark et ses élèves, il résulte de la forme des courbes que pour le groupe des séries de doublets (hélium) les porteurs sont des atomions monovalents, et pour le groupe des séries de raies simples (parhélium), des atomions divalents.

M. BARRÉE.

F. HENNING. — Thermomètres à hydrogène et à résistance électrique entre 0 et -193° C. — P. 633-667.

Suite d'une étude comparative du thermomètre à hydrogène et de thermomètres à résistances métalliques.

I. — Si r_0 et r_{100} sont les résistances à 0° et 100° d'un thermomètre à platine, le coefficient moyen de résistance à 0° et 100° est défini par l'expression :

$$100\alpha = \frac{r_{100}}{r_0} - 1;$$

dans un bain dont la *température vraie* est t , le thermomètre acquiert une résistance r et l'expression :

$$t_p = \left(\frac{r}{r_0} - 1 \right) \frac{1}{\alpha} = \frac{R - 1}{\alpha} \quad \left(\text{si } R = \frac{r}{r_0} \right)$$

définit la *température fournie par le thermomètre à platine*.

Cette température serait identique à la température vraie, donnée par le thermomètre normal, si la résistance du platine variait linéairement avec la température. On sait qu'il n'en est rien, mais il existe une formule due à Callendar, dont Holborn et Henning ont vérifié l'exactitude entre 200° et 450° ⁽¹⁾, qui établit une relation quadratique entre t et t_p . Cette formule permet-elle encore la détermination des basses températures par le thermomètre à platine?

Pour répondre à cette question, l'auteur a comparé le thermomètre à hydrogène aux thermomètres à platine, entre 0° et -193° . Les mesures ont été effectuées dans l'air liquide, dans l'oxygène liquide, et au-dessous de -150° dans des thermostats dont la température pouvait être maintenue constante à $0^{\circ},02$ près. Elles montrent que la formule de Callendar s'applique jusqu'à -40° ; au-dessous, elle conduit à une valeur trop faible de la température, et la différence, qui

(1) *Journal de Physique*, 5^e série, t. I, p. 688 ; 1911.

va croissant à mesure que la température s'abaisse, atteint 2° à — 193°. Il est donc nécessaire d'étalonner le thermomètre à résistance par rapport au thermomètre normal.

D'ailleurs les différents thermomètres à platine ne sont pas comparables entre eux, car l'auteur a observé des différences de 0°,5 entre les indications fournies par différents thermomètres à platine dans le même bain. Mais si on compare les températures, t_p et t'_p , relatives à une même température vraie t , et données par deux thermomètres différents, il se trouve que l'on a :

$$t'_p - t_p = ct_p (t_p - 100),$$

où c est une constante que l'on détermine dans de bonnes conditions, par une comparaison des deux thermomètres à la température de l'air liquide.

Grâce à cette remarque, si l'on a établi par comparaison directe, des tableaux donnant la résistance d'un thermomètre de fonction de la température vraie, il est possible de *calculer* le même tableau pour chacun des autres thermomètres.

A cette même température θ , on a en effet :

$$c = \frac{\theta'_p - \theta_p}{\theta_p (\theta_p - 100)} = \frac{\frac{R' - 1}{\alpha'} - \frac{R - 1}{\alpha}}{\frac{R - 1}{\alpha} \left(\frac{R - 1}{\alpha} - 100 \right)}$$

d'où l'on tire aisément :

$$R' = R + (R - 1) \left[\frac{\alpha'}{\alpha} (1 - 100c) - 1 \right] + (R - 1)^2 c \frac{\alpha'}{\alpha^2};$$

de sorte que si l'on a préalablement déterminé α' et c , on pourra déterminer le rapport R' relatif au deuxième thermomètre, connaissant le rapport R relatif au premier thermomètre, à la même température.

II. — L'auteur a également comparé au thermomètre normal, les thermomètres à résistance de plomb, dont Nernst a fait usage dans les mesures des chaleurs spécifiques à basse température. Il résulte de la comparaison que les thermomètres de plomb sont beaucoup moins certains que les thermomètres de platine, et que, probablement par suite d'une oxydation superficielle, ils ne restent pas comparables à eux-mêmes.

J. GUYOT.

KARL F. LINDMAN. — Sur les oscillations électriques secondaires.
P. 992-1022.

Righi a signalé le premier l'action exercée sur un indicateur d'ondes par un autre résonateur placé dans le voisinage. Pour expliquer les faits observés, il admettait qu'un résonateur soumis aux oscillations électriques se comporte à son tour comme un exciteur et émet des ondes dites ondes secondaires.

Dans un travail publié en 1902 ⁽¹⁾, l'auteur a mis en évidence un grand nombre de résultats qui confirmaient pleinement cette hypothèse. D'abord il a reproduit l'expérience fondamentale suivante déjà indiquée par Righi. Deux résonateurs linéaires R_1 et R_2 étaient disposés l'un près de l'autre, le premier servant d'excitateur secondaire, le second de résonateur de mesure. Quand ils étaient orientés normalement à l'oscillateur et à la direction de propagation des ondes primaires, on n'observait aucun effet sensible. Mais si le résonateur R_1 était incliné de 45° , le galvanomètre du thermoélément intercalé dans R_2 déviait fortement. Cette déviation décroissait quand la distance entre R_1 et R_2 augmentait, comme si les deux conducteurs formaient un système plus ou moins étroitement couplé, où R_2 était excité inductivement par R_1 .

Dans la même étude l'auteur a indiqué un autre phénomène qui aurait son origine dans les oscillations secondaires. En relevant la courbe des ondes stationnaires obtenues par réflexion sur un miroir métallique, il constata que le premier maximum de la force électrique n'était pas au milieu de la distance entre le premier minimum et le miroir, mais qu'il était beaucoup plus rapproché de celui-ci. Cette anomalie serait due aux ondes secondaires émises par le résonateur et réfléchies par le miroir : en effet si on intercalait dans le résonateur des fils très fins en platine ou en fer ou si on plaçait dans son voisinage un long conducteur métallique de manière à absorber les ondes secondaires, le premier maximum se trouvait dans sa position normale.

Enfin il est possible de démontrer l'existence des ondes secondaires par des expériences d'interférence. Karl Lindman les a réalisées au cours de son premier travail ; et il montre que la trans-

⁽¹⁾ *Annalen der Physik*, t. VII, p. 824-830 ; 1902 ; et *Journal de Physique*, 4^e série, t. I, p. 537-538 ; 1902.

formation des ondes primaires en ondes secondaires était accompagnée d'un changement de phase dont la valeur serait en moyenne égale à $\frac{3\pi}{4}$.

Dans ses nouvelles recherches l'auteur s'est proposé d'étudier de plus près les propriétés de sondes secondaires et en particulier leur période et leur amortissement. Il a déterminé d'abord les ondes stationnaires émises par un oscillateur muni d'un miroir cylindro-parabolique avant et après l'introduction entre le miroir et l'oscillateur d'un excitateur secondaire constitué par un simple fil de cuivre. Les relevés montrèrent que les ondes secondaires sont beaucoup plus faiblement amorties que les ondes primaires.

D'autres expériences très nombreuses furent réalisées en employant deux résonateurs (l'un servant de résonateur de mesure, l'autre d'excitateur secondaire) munis de tubes à glissière permettant de faire varier à volonté leur longueur.

Les courbes de résonance correspondant aux diverses conditions de réglage mirent en évidence les résultats suivants : Les oscillations secondaires présentent leur maximum d'intensité et leur minimum d'amortissement quand les excitateurs primaire et secondaire sont isochrones. Si on détruit l'isochronisme soit en diminuant la période de l'excitateur, soit en l'augmentant, l'intensité des oscillations qu'il émet décroît; mais cette décroissance est plus rapide dans le premier cas que dans le second. Ce fait est d'accord avec la règle générale suivant laquelle la quantité d'énergie recueillie par un conducteur augmente avec sa longueur.

Il faut noter que la nature du métal dont est formé l'excitateur a une action importante. L'auteur a essayé le cuivre, le fer, le platine, le constantan. En général, les oscillations sont plus intenses et moins fortement amorties quand le métal est plus conducteur. Le fer présente certaines anomalies à cause de ses propriétés magnétiques : les oscillations émises par un fil de fer de diamètre assez fin sont à peine sensibles.

Quand l'excitateur secondaire est constitué par deux conducteurs identiques très voisins, la période des oscillations du système est plus grande que celle d'un conducteur unique. Cet effet est d'autant plus marqué que le couplage est plus serré. Quand les deux conducteurs sont dissemblables, chacun d'eux vibre avec une période propre; mais si le couplage est très serré, les oscillations émises

par le conducteur le plus long tendent à prédominer. Enfin l'auteur a réalisé quelques essais avec un dipôle (ensemble formé de deux sphères réunies par un fil rectiligne). Il constata qu'un tel système émet des oscillations moins fortement amorties qu'un conducteur linéaire réglé pour la même période.

T. XLI, n^{os} 6 et 7.

J. WALLOT et K. SCHAFER. — Vitesse de propagation des ondes électromagnétiques le long des fils entourés de gaines métalliques. — P. 230-246.

Dans une série de recherches publiées en 1911 ⁽¹⁾, J. Wallot était arrivé à cette conclusion que les ondes électromagnétiques se propagent le long d'un double conducteur filiforme entouré d'une enveloppe métallique avec une vitesse notablement inférieure à celle de la lumière dans le vide. La vitesse de propagation v n'était pas mesurée directement mais se déduisait de l'équation :

$$v = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{cs}}$$

où c et s désignent la capacité et la self-induction du fil par unité de longueur. Ce sont ces grandeurs c et s qui étaient déterminées expérimentalement par J. Wallot.

Les auteurs ont réalisé une nouvelle série d'expériences dans le but de vérifier et de préciser les résultats de 1911. Ils ont opéré sur un système de deux fils renfermés chacun dans une gaine cylindrique en métal, les deux gaines étant reliées électriquement. On a fait varier au cours des recherches le diamètre des gaines et l'écartement des fils.

La self-induction et la capacité étaient mesurées de la façon suivante. Les deux fils parallèles étaient reliés d'un côté par un contact glissant formant pont; ils étaient entourés d'abord de leur enveloppe métallique sur une petite longueur l . On réglait la période d'un excitateur variable jusqu'à ce qu'il fût en résonance avec le système ainsi constitué. On enlevait ensuite la double gaine et, en déplaçant le pont d'une longueur d , on rétablissait la résonance. Il

(1) *Annalen der Physik*, t. XXXVI, p. 681 : 1911.

fallait recommencer deux fois l'expérience en disposant successivement la gaine en un nœud et en un ventre des ondes stationnaires produites. Soient d_n et d_v les valeurs trouvées pour le déplacement du pont. On avait alors les équations :

$$d_v = e_v + \left(\frac{c}{c_0} - 1 \right) l,$$

$$d_n = e_n + \left(1 - \frac{s}{s_0} \right) l,$$

c_0 et s_0 étant la capacité et la self-induction linéaire du système de fils sans enveloppe métallique ; e_v et e_n désignant des constantes qui étaient déterminées expérimentalement en faisant varier la longueur l .

Les mesures montrèrent d'abord que la capacité des fils entourés de leurs gaines coïncide très sensiblement avec celle que l'on peut déduire de la théorie du condensateur cylindrique. Au contraire la présence des enveloppes métalliques paraît diminuer la self-induction beaucoup plus que ne l'indique la théorie ; et c'est pourquoi les valeurs trouvées pour la vitesse de propagation étaient très sensiblement inférieures à $3 \cdot 10^{10}$. D'après les nombres cités dans le mémoire, l'écart variait entre 6 et 25 0/0. Les auteurs, dans une longue discussion, ont envisagé les diverses causes d'erreur susceptibles d'expliquer cette anomalie. Il semble que les gaines employées ne se comportaient pas comme des écrans parfaits : En effet, la présence d'une feuille de zinc, entourant l'ensemble des deux gaines et soudée à chacune d'elles, diminue de moitié l'écart entre la valeur théorique de la vitesse de propagation et le nombre résultant des observations. Le problème qui présente un grand intérêt au point de vue des mesures de constantes diélectriques ne paraît donc pas encore complètement élucidé.

PAUL DE LA GORCE.

ERICH MARX et KARL LICHTENEKER. — Etude expérimentale de l'influence de la division du temps d'éclairement sur l'émission des électrons dans les cellules à potassium d'Elster cf. Geitel pour de très faibles énergies lumineuses. — P. 124-160.

Cette étude est importante au point de vue de la théorie de l'absorption et de l'émission ; elle a été faite sur des mesures d'émission

J. de Phys., 5^e série, t. III. (Septembre 1913.)

34

d'électrons en lumière fractionnée, l'hypothèse de Planck de l'absorption continue excluant les mesures d'absorption.

On fait tomber sur la cellule la lumière provenant de l'image d'une fente lumineuse produite par un miroir tournant, et on fait varier le temps d'éclairement en faisant varier la vitesse du miroir et la largeur de la fente. La source lumineuse est une lampe en quartz à vapeur de mercure avec écran en verre jaune, les appareils optiques étant eux-mêmes en quartz. L'image de la fente est obtenue avec de grandes précautions, l'intensité moyenne se calculant à partir de la mesure de l'intensité réelle d'un bord à l'autre.

La sensibilité de la cellule est déterminée à l'aide d'une lampe Hefner, dont l'énergie est connue.

A signaler quelques particularités de la cellule : la sensibilité est augmentée par l'établissement d'un potentiel accélérateur et diminuée par une irradiation préalable, mais elle se rétablit peu à peu avec le temps ; ces faits s'interprètent en admettant que la couche sensible agit comme une résistance au contact très grande, dans laquelle les couches de polarisation influent sur la sensibilité. L'effet d'obscurité qui n'existe que pour les cellules en verre mal isolé, s'élimine en les maintenant pendant longtemps à un certain potentiel.

Le temps d'éclairement a varié dans ces expériences de $4,38 \cdot 10^{-3}$ à $1,46 \cdot 10^{-7}$ secondes, c'est-à-dire dans le rapport de 1 à 30.000 ; l'énergie lumineuse reçue était de $0,56 \text{ erg/sec-cm}^2$, et on n'a observé aucune influence de la division du temps d'éclairement sur le nombre d'électrons émis.

ERICH MARX. — La théorie de l'accumulation d'énergie par éclairage intermittent, et l'établissement de la loi du rayonnement noir. — P. 161-190.

Les résultats des expériences précédentes, de même que le fait qu'une énergie de $6 \cdot 10^{-8} \text{ erg/sec-cm}^2$ produit un effet photoélectrique, sont en contradiction, dans l'hypothèse d'une répartition isotrope de la lumière, avec l'équation fondamentale de la théorie des électrons, et avec les hypothèses de Planck ⁽¹⁾.

Pour expliquer ces divergences, on peut suivre deux voies : soit conserver intacte l'équation fondamentale des électrons, la lumière

(1) *Annalen der Phys.*, t. XXXVII, p. 642 ; 1912.

n'étant plus répartie uniformément mais ayant dans certaines régions une concentration plus grande; soit supprimer le terme d'amortissement de l'équation des électrons, la lumière étant alors répartie d'une façon uniforme.

I. — En calculant à partir des résultats expérimentaux l'énergie contenue dans les régions de concentration, on trouve qu'elle ne dépasse pas 0,01 à 0,001 0/0 de l'énergie moyenne mesurée. Dans ce calcul, le volume de ces régions est supposé égal au volume d'action des électrons, celui-ci étant obtenu en calculant l'énergie de vibration de l'électron et la divisant par l'énergie de l'unité de volume.

Dans la théorie des ondes, ces régions correspondraient à des ondes d'amplitude exceptionnelle; on peut aussi, en supposant que leur volume ne varie pas lorsqu'il y a émission de lumière, les assimiler aux quanta de lumière d'Einstein ⁽¹⁾.

Il est impossible d'expliquer les résultats expérimentaux simplement par amoindrissement du terme d'amortissement, la répartition de la lumière étant supposée isotrope; le calcul montre qu'il faudrait le diviser par un nombre auprès duquel le nombre 10^{16} correspondant à l'édifice atomique de J.-J. Thomson ⁽²⁾ est négligeable.

II. — La suppression totale du terme d'amortissement correspond à l'hypothèse de Planck conduisant à la loi du rayonnement noir, mais cette méthode donne comme temps d'accumulation du quantum quelque chose de très grand (de l'ordre de plusieurs semaines) et l'on est obligé, pour la mettre d'accord avec les expériences précédentes, de supposer que l'énergie a été précédemment accumulée de telle sorte qu'il en suffirait d'une très petite quantité pour lui donner la valeur $h\nu$. Il en résulte que cette deuxième explication ne paraît pas préférable à celle des régions de concentration.

Ce résultat se trouve renforcé par des considérations sur les rayons γ et les rayons X pour lesquels il est difficile d'admettre une accumulation préalable, et aussi par les phénomènes d'ionisation des gaz: en particulier, l'hypothèse des régions de concentration rend compte de l'absence d'ionisation en lumière visible, car pour ces radiations le volume d'action de l'électron est bien inférieur à celui du quantum de lumière.

Le mémoire se termine par l'examen de diverses hypothèses sur la nature de ces régions de concentration.

⁽¹⁾ *Ann. der Phys.*, t. XVII, p. 140; 1905.

⁽²⁾ *Phil. Mag.*, t. VII, p. 237; 1907.

MAX PLANCK. — Sur l'établissement de la loi du rayonnement noir.
(T. XXXVII, n° 4, 1912.) — P. 642-657.

L'hypothèse de l'émission et de l'absorption discontinues se heurte à de nombreuses difficultés, et en particulier n'explique pas certains phénomènes optiques (interférences, diffraction), qui semblent nécessiter la conservation des lois de l'électromagnétisme.

Dans ce mémoire, Planck suppose que l'absorption se fait d'une façon continue, l'énergie absorbée par un résonateur dans un temps donné étant, pour une certaine fréquence, proportionnelle à l'intensité du rayonnement pour cette fréquence : pour arriver à cette conception, Planck admet l'existence de résonateurs sans amortissements, auxquels il applique les théories de l'électromagnétisme.

L'émission est discontinue, un résonateur ne pouvant émettre que lorsqu'il a absorbé une énergie égale à un nombre entier de quanta ; et ceci d'après une loi de probabilité constante : le rapport de la probabilité de non-émission à la probabilité d'émission étant proportionnel à l'intensité de l'énergie rayonnante.

On arrive ainsi à la formule connue de Planck.

Comme application de la théorie, on peut calculer le temps τ que met le résonateur à absorber un quantum, et le nombre n d'émissions par unité de temps.

On trouve :

$$\tau = 4,58 \cdot 10^{-8} \lambda^2 e^{\frac{14600}{T}}$$

$$n = \frac{2,18 \cdot 10^7}{\lambda^2} e^{-\frac{14600}{T}}$$

L. LETELLIER.

W. GÆDE. — Le frottement extérieur des gaz. — P. 289-336.

L'auteur commence par établir une formule d'interpolation donnant le débit, qui diffère de celle de Knudsen par le facteur $\frac{1 + c_1 p}{1 + c_2 p}$ qui figure dans cette dernière ; si v_0 est le volume de gaz obéissant à la loi de Mariotte, à la pression p_0 , qui s'écoule à travers un tube de

diamètre $2R$, de longueur L , on a :

$$p_0 v_0 = \frac{p_1 - p_2}{L} \frac{\pi R^4}{8\eta} \frac{p_1 + p_2}{L} + \frac{\pi R^3}{2L} \int_{p_2}^{p_1} \frac{p}{\varepsilon} dp,$$

η étant le coefficient de frottement intérieur, ε le coefficient de frottement extérieur, p_1 et p_2 les pressions aux extrémités du tube ; en donnant à ε la valeur :

$$\varepsilon = \frac{3 \sqrt{\pi S_1}}{8 \sqrt{2p}} = \theta p,$$

qui correspond aux recherches de Knudsen, on a le débit :

$$G = \frac{p_0 v_0}{p_1 - p_2} = \frac{\pi R^4}{8L\eta} \frac{p_1 + p_2}{2} + \frac{4 \sqrt{2\pi R^3}}{3 \sqrt{S_1} L} = a \frac{p_1 + p_2}{2} + b;$$

cette expression ne prévoit aucun minimum pour G , au contraire de la formule de Knudsen. Pour lever cette contradiction, M. Gæde a étudié l'écoulement des gaz à travers une fente étroite en éliminant la vapeur d'eau, le vide étant fait au moyen de sa nouvelle pompe moléculaire et les boules de manomètres étant chauffées pour éliminer plus sûrement l'humidité ⁽¹⁾. Dans ces conditions, le gaz obéit à la loi de Mariotte, même quand il est très raréfié. L'hydrogène employé était préparé par électrolyse au moyen d'un voltamètre à acide sulfurique ou à potasse muni d'une deuxième cathode de garde dont le rôle était de balayer par un courant d'hydrogène, l'oxygène provenant de l'anode placé au-dessus d'elle et d'empêcher la diffusion.

Avec la fente de 0,004 millimètre de largeur employée on observe un minimum de G pour $p = 23$ millimètres, d'autre part G ne semble pas tendre vers une valeur constante quand p diminue, ce qui est contraire aux résultats de Knudsen. (La variation est de 1120,0 entre 23 millimètres et 0,019, au lieu de 3 0/0 prévu.) La théorie cinétique ne donne donc que des indications sur l'allure du phénomène ; l'auteur a recherché alors si le frottement extérieur ne dépend pas de la pression partielle du gaz qui s'écoule et non de la pression totale ; il a été amené ainsi à étudier l'écoulement d'un mélange d'hydrogène

(1) SCHEEL et HENSE, *Verh. d. D. Ph. Ges.*, XI, p. 1 ; 1909.

et d'oxygène à travers une fente étroite. On trouve ainsi que le frottement extérieur est augmenté par la présence d'un gaz étranger dans une proportion que le phénomène de diffusion ne peut expliquer. D'autre part, le vide est suffisamment poussé pour que le libre parcours moyen soit grand par rapport à la largeur de la fente; on est ainsi amené à l'idée d'une pellicule gazeuse condensée, adhérente à la paroi où se produiraient les chocs qui modifient le frottement extérieur. Celui-ci dépend de la pression totale du mélange et non de la pression partielle. Les résultats obtenus par Knudsen aux basses pressions seraient dus à la vapeur de mercure.

M. Gæde a ensuite fait écouler le gaz à travers un tube capillaire de 0,42 millimètre de diamètre et de 5,67 centimètres de longueur, en le comprimant à l'aide d'un double manomètre barométrique. Des récipients de condensation plongés dans l'air liquide permettent d'éliminer toute trace de vapeur d'eau. Les pressions employées ici sont beaucoup plus faibles que dans la série précédente. La théorie de Knudsen se trouve confirmée pour les pressions inférieures à 0,001 millimètre; M. Gæde attribue l'existence du minimum à la pellicule gazeuse; ce phénomène ne serait donc pas de nature purement cinétique. La direction normale à la paroi se trouverait favorisée et la loi simple du cosinus serait à rejeter. Le nombre dZ_l des molécules c provenant d'une surface lisse f et traversant la couche condensée sous l'angle φ sera :

$$dZ_l = fN\Omega \frac{\sigma}{4\pi r^2} \cos \varphi e^{-\int_0^\infty \frac{dl}{\lambda \cos \varphi}}$$

(N nombre de molécules dans l'unité de volume du canal, Ω vitesse moyenne, σ élément à la distance r de la surface et normale à r , λ libre parcours à la distance l).

En tenant compte des molécules réfléchies dans la pellicule, on trouve que la surface f reçoit Z molécules :

$$Z = \frac{1}{4} fN\Omega.$$

Ce calcul conduit à des contradictions avec l'expérience si on admet que la surface solide est rigoureusement polie.

L'auteur admet l'existence de rugosités les unes de dimensions moléculaires, les autres ultramicroscopiques. Les premières sont

couvertes d'une pellicule gazeuse aux pressions relativement élevées. La direction normale étant favorisée, la réflexion tend à maintenir les molécules à leur place primitive de sorte que l'accumulation des molécules aux deux extrémités d'un tube s'égalise plus lentement que s'il n'y avait pas de pellicule gazeuse adhérente à la paroi; celle-ci diminue le débit et augmente le frottement extérieur.

W. GÆDE. — La pompe moléculaire. — P. 337-380.

La première partie de ce travail contient un exposé plus détaillé de recherches que les lecteurs du *Journal de Physique* connaissent déjà ⁽¹⁾. Les molécules gazeuses ayant une plus grande vitesse quand elles sont aspirées que quand elles sont rejetées, il s'ensuit, la température étant définie par la vitesse, qu'il existe un effet thermique; on rencontre d'ailleurs dans la vérification expérimentale de la théorie une difficulté due à ce que le « coefficient d'accommodation » de Knudsen est mal connu; M. Gæde a eu l'idée ingénieuse d'appliquer les mêmes considérations aux étoiles filantes qui se meuvent dans une région de l'atmosphère assez élevée pour que le libre parcours moyen soit supérieur au diamètre du météore qui est animé d'un mouvement de rotation en même temps que d'un mouvement de translation de 60 kilomètres par seconde; c'est cette grande vitesse qui expliquerait l'incandescence des étoiles filantes. Le calcul donne des températures allant jusqu'à 4800° à une hauteur de 100 kilomètres, si on prend pour base les calculs de Wegener ⁽²⁾; ces nombres ne sont que des limites supérieures, le coefficient d'accommodation étant pris égal à l'unité et la vaporisation du météore étant négligée.

A. GRUMBACH.

⁽¹⁾ V. ce volume, p. 77. — *Les idées modernes sur la constitution de la matière*, conférence de M. Dunoyer. Gauthier-Villars, 1912.

⁽²⁾ *Phys. Z.*, XII, p. 170 ; 1911.