

Conditions d'utilisation des contenus du Conservatoire numérique

1- [Le Conservatoire numérique](#) communément appelé [le Cnum](#) constitue une base de données, produite par le Conservatoire national des arts et métiers et protégée au sens des articles L341-1 et suivants du code de la propriété intellectuelle. La conception graphique du présent site a été réalisée par Eclydre (www.eclydre.fr).

2- Les contenus accessibles sur le site du Cnum sont majoritairement des reproductions numériques d'œuvres tombées dans le domaine public, provenant des collections patrimoniales imprimées du Cnam.

Leur réutilisation s'inscrit dans le cadre de la loi n° 78-753 du 17 juillet 1978 :

- la réutilisation non commerciale de ces contenus est libre et gratuite dans le respect de la législation en vigueur ; la mention de source doit être maintenue ([Cnum - Conservatoire numérique des Arts et Métiers - https://cnum.cnam.fr](#))
- la réutilisation commerciale de ces contenus doit faire l'objet d'une licence. Est entendue par réutilisation commerciale la revente de contenus sous forme de produits élaborés ou de fourniture de service.

3- Certains documents sont soumis à un régime de réutilisation particulier :

- les reproductions de documents protégés par le droit d'auteur, uniquement consultables dans l'enceinte de la bibliothèque centrale du Cnam. Ces reproductions ne peuvent être réutilisées, sauf dans le cadre de la copie privée, sans l'autorisation préalable du titulaire des droits.

4- Pour obtenir la reproduction numérique d'un document du Cnum en haute définition, contacter [cnum\(at\)cnam.fr](mailto:cnum(at)cnam.fr)

5- L'utilisateur s'engage à respecter les présentes conditions d'utilisation ainsi que la législation en vigueur. En cas de non respect de ces dispositions, il est notamment passible d'une amende prévue par la loi du 17 juillet 1978.

6- Les présentes conditions d'utilisation des contenus du Cnum sont régies par la loi française. En cas de réutilisation prévue dans un autre pays, il appartient à chaque utilisateur de vérifier la conformité de son projet avec le droit de ce pays.

NOTICE BIBLIOGRAPHIQUE

| | |
|------------------------------|---|
| NOTICE DE LA REVUE | |
| Auteur(s) ou collectivité(s) | Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers |
| Auteur(s) | Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers |
| Titre | Publication : Laboratoire d'essais |
| Adresse | Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 193.-195. |
| Nombre de volumes | 125 |
| Cote | CNAM-BIB P 1329-B et P 1329-C |
| Sujet(s) | Conservatoire national des arts et métiers (France) Génie industriel -- 20e siècle |
| Note | La collection comporte des lacunes : n°24; n°58; n°63; n°67; n°76-n°77 |
| Notice complète | https://www.sudoc.abes.fr/cbs//DB=2.1/SET=17/TTL=3/REL?PPN=261820893&RELTYPE=NT |
| Permalien | https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B_P1329-C |
| | |
| LISTE DES VOLUMES | |
| | N°25 (1936) |
| | N°26 (1937) |
| | N°27 (1937) |
| | N°28 (1937) |
| | N°29 (1938) |
| | N°30 (1939) |
| | N°31 (1936) |
| | N°32 (1938) |
| | N°33 (1938) |
| | N°34 (1938) |
| | N°35 (1938) |
| | N°36 (1938) |
| | N°37 (1938) |
| | N°38 (1938) |
| | N°39 (1938) |
| | N°40 (1939) |
| | N°41 (1939) |
| | N°42 (1939) |
| | N°43 (1939) |
| | N°44 (1939) |
| | N°45 (1938) |
| | N°46 (1940) |
| | N°47 (1940) |
| | N°48 (1940) |
| | N°49 (1940) |
| | N°50 (1940) |
| | N°51 (1941) |
| | N°52 (1941) |
| | N°53 (1941) |
| | N°54 (1941) |
| | N°55 (1942) |
| | N°56 (1942) |
| | N°57 (1942) |
| | N°59 (1942) |

| | |
|-------------------|-------------------------------------|
| | N°60 (1941) |
| | N°61 (1942) |
| | N°62 (1943) |
| | N°64 (1943) |
| | N°65 (1943) |
| | N°66 (1943) |
| | N°68 (1943) |
| | N°69 (1943) |
| | N°70 (1943) |
| | N°71 (1943) |
| | N°72 (1944) |
| | N°73 (1943) |
| | N°74 (1944) |
| | N°75 (1944) |
| | N°78 (1944) |
| | N°79 (1944) |
| | N°80 (1944) |
| | N°81 (1944) |
| | N°82 (1944) |
| | N°83 (1944) |
| | N°84 (1944) |
| | N°85 (1944) |
| | N°86 (1945) |
| | N°87 (1945) |
| VOLUME TÉLÉCHARGÉ | N°88 (1945) |
| | N°89 (1945) |
| | N°90 (1945) |
| | N°91 (1945) |
| | N°92 (1945) |
| | N°93 (1945) |
| | N°94 (1945) |
| | N°95 (1946) |
| | N°96 (1946) |
| | N°97 (1946) |
| | N°98 (1944) |
| | N°99 (1945) |
| | N°100 (1945) |
| | N°101 (1946) |
| | N°102 (1946) |
| | N°103 (1946) |
| | N°104 (1946) |
| | N°105 (1946) |
| | N°106 (1946) |
| | N°107 (1947) |
| | N°108 (1947) |
| | N°109 (1947) |
| | N°110 et 111 (1947) |
| | N° 112 (1947) |
| | N° 113 (1947) |
| | N° 114 (1947) |
| | N° 115 (1947) |
| | N° 116 (1947) |
| | N° 117 (1947) |
| | N° 118 (1948) |
| | N° 119 (1948) |
| | N° 120 (1948) |
| | N° 121 (1948) |
| | N° 122 (1947) |

| | |
|--|-------------------------------|
| | N° 123 (1948) |
| | N° 124 (1948) |
| | N° 125 (1948) |
| | N° 126 (1948) |
| | N° 127 (1948) |
| | N° 128 (1948) |
| | N° 129 (1948) |
| | N° 130 (1949) |
| | N° 131 (1949) |
| | N° 132 (1949) |
| | N° 133 (1948) |
| | N° 134 (1949) |
| | N° 135 (1948) |
| | N° 136 (1949) |
| | N° 137 (1950) |
| | N° 138 (1950) |
| | N° 139 (1950) |
| | N° 140 (1950) |
| | N° 141 (1950) |
| | N° 142 (1948) |
| | N° 143 (1950) |
| | N° 144 (1950) |
| | N° 145 (1951) |
| | N° 146 (1951) |
| | N° 147 (1951) |
| | N° 148 (1951) |
| | N° 149 (1951) |
| | N° 150 (1951) |
| | N° 151 (1951) |
| | N° 152 (1951) |
| | N° 153 (1952) |
| | N° 154 (1952) |
| | N° 155 (1952) |

| | |
|------------------------------------|--|
| NOTICE DU VOLUME TÉLÉCHARGÉ | |
| Auteur(s) volume | Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers |
| Titre | Publication : Laboratoire d'essais |
| Volume | N°88 (1945) |
| Adresse | Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 1945 |
| Collation | 1 vol. (p. [85-95]) : ill. ; 27 cm |
| Nombre de vues | 16 |
| Cote | CNAM-BIB P 1329-C (9) |
| Sujet(s) | Conservatoire national des arts et métiers (France) Génie industriel -- 20e siècle |
| Thématique(s) | Histoire du Cnam |
| Typologie | Revue |
| Langue | Anglais Français |
| Date de mise en ligne | 10/04/2025 |
| Date de génération du PDF | 07/02/2026 |
| Recherche plein texte | Disponible |
| Notice complète | https://www.sudoc.fr/039014541 |
| Permalien | https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-C.9 |

...

8° Ru. 107.

RÉPUBLIQUE FRANÇAISE
LABORATOIRE D'ESSAIS



BULLETIN

DU

LABORATOIRE D'ESSAIS

1945 - N° 9



PUBLICATION N° 88

(Voir le sommaire au verso)

SOMMAIRE

| | |
|---|---------|
| G. BLET. — Recherches de photométrie hétérochrome (à suivre). | page 85 |
| NOTES & INFORMATIONS. — Sur l'essai de rupture au choc à la flexion — traction en vue de la détermination d'un indice de qualité des métaux (P. DUBOIS) | » 92 |



RECHERCHES DE PHOTOMÉTRIE HÉTÉROCHROME. - Sources mono- chromatiques ; Photométrie de papil- lotement ; Applications.

CHAPITRE II

INTERPRÉTATION THÉORIQUE DES RÉSULTATS PRÉCÉDENTS

§ 1. — MÉCANIQUE ÉLECTRONIQUE DE LA DECHARGE.

Tous les chiffres donnés dans ce chapitre sont des résultats statistiques calculés sur des valeurs moyennes.

Dans l'ampoule de quartz se trouvent des atomes neutres de mercure Hg à l'état de repos, des atomes neutres plus ou moins excités \rightarrow Hg, des ions \rightarrow Hg et des électrons. Ces diverses particules sont en équilibre statistique en des proportions très diverses. En particulier la proportion de toutes les particules autres que l'atome neutre Hg est très faible. Du fait de la température élevée, les atomes possèdent une énergie cinétique notable

$$W_e (\text{atome}) = 3/2 k T_e$$

k , constante de BOLZMANN = $1,37 \cdot 10^{-16}$ Ergs-degrés K.

T_e , température du gaz.

Les électrons possèdent une énergie statistique W_e (électron) à laquelle on peut faire correspondre une température d'électrons T_e définie par $W_e = 3/2 k T_e$. Les deux grandeurs ainsi définies peuvent faire image lorsqu'elles ne sont pas trop élevées : le mot température étant un vocable commode pour désigner à un facteur constant près, l'énergie des particules envisagées. C'est dans ce sens que ce mot sera utilisé, sauf indication contraire, au cours de ce chapitre.

Dans un champ électrique, les électrons reçoivent une fraction de leur énergie par chocs et le reste directement par accélération en progressant dans le champ. Les atomes ou molécules ne reçoivent d'énergie que par chocs. Il s'ensuit que : aux basses pressions, où les chocs sont rares, l'énergie donc la température des atomes est faible, par contre, le libre parcours moyen des électrons étant considérable, leur énergie d'accélération l'est aussi et leur énergie est bien supérieure à celle des atomes. Si la pression augmente à régime électrique constant, le nombre de chocs augmente et le libre parcours moyen diminue : donc la température des atomes croît et celle des électrons décroît. Pour des pressions plus élevées les deux températures se rejoignent, celle des électrons restant de très peu supérieure à celle des atomes [26]. Pour la pression élevée existant dans une HP 300 en régime, il est donc possible de parler de la « température », ce mot représentant indifféremment (vu l'incertitude des mesures) l'énergie des électrons ou celle des atomes.

Si l'on peut assimiler le gaz électronique à un gaz parfait (hypothèse qui se trouvera justifiée) le mouvement des électrons correspond à la loi de distribution symétrique des vitesses de MAXWELL. A ce mouvement se superpose une translation d'ensemble due au champ électrique établi. L'électron parcourt entre deux chocs une

certaine distance, soit λ_e ce libre parcours moyen mesuré dans le sens du champ. Le choc se produit entre l'électron et un atome de mercure : plusieurs cas sont à considérer.

a) IL Y A CHOC ÉLASTIQUE.

Dans ce cas le calcul des percussions indique que l'échange possible d'énergie est limité à la fraction

$$K = 4m/M;$$

m , masse de l'électron, M , masse de l'atome de mercure; sa valeur moyenne étant environ 2,66 m/M soit dans ce cas : $K = 7 \cdot 10^{-6}$.

b) IL Y A EXCITATION DE L'ATOME DE MERCURE.

Cette fois l'électron perd une partie de son énergie cinétique correspondant à l'énergie nécessaire pour porter un électron de l'atome rencontré, sur une orbite plus extérieure. Ces sauts électroniques sont en nombre limité et correspondent à des variations d'énergie bien définies : il est donc nécessaire que l'électron initial possède une énergie égale ou supérieure à celle demandée par l'excitation de l'atome W_e .

$$W_e (\text{électron}) \geq W (\text{Hg}) - W (\text{Hg}) = W_e$$

La perte d'énergie de l'électron est alors une fraction notable de son énergie cinétique (elle peut même être totale).

c) IL Y A IONISATION DE L'ATOME DE MERCURE.

Cette fois, le choc chasse un électron de l'atome de mercure, expulsion qui nécessite un travail

$$W_i = W (\text{Hg}) - W (\text{Hg})$$

ce qui entraîne la condition $W_e (\text{électron}) \geq W_i$

L'électron de choc peut d'ailleurs perdre une autre partie de son énergie cinétique au profit de l'électron expulsé. Là encore, la fraction d'énergie perdue par l'électron initial est notable et peut même être totale.

Pour les trois catégories de choc possibles, quelle est la probabilité statistique de réalisation?

$$\text{Si } W_e \leq W_e = W (\text{Hg}) - W (\text{Hg})$$

tous les chocs seront de première espèce. Si $W_e > W_i$ les chocs de seconde et de troisième espèces apparaissent. L'étude des coefficients spécifiques d'ionisation (L. BLOCH [5], J. S. TOWNSEND [45]) a montré que les probabilités de ces chocs sont proportionnelles soit à $W_e - W_i$ ou $W_e - W_e$ tant que ces différences restent inférieures à une centaine d'électrons-volts, ce qui est le cas pour une lampe HP 300. Le rapport $1/n$ du nombre de chocs efficaces au nombre total de chocs est de l'ordre de 10^{-4} dans les conditions réalisées et diminue d'ailleurs lorsque la vitesse de l'électron de choc augmente.

Donc sur 10 milliers de chocs environ, un seulement

est excitant ou ionisant, les autres étant de première espèce. L'énergie gagnée dans le champ E volts/cm par l'électron : $W = \lambda_e \cdot E$ va s'accumuler au cours des chocs de première espèce selon la loi suivante K étant le facteur de perte d'énergie par choc élastique.

$$\begin{aligned} & [(w(1-K) + w)(1-K) + w](1-K) + \dots \dots \dots \\ & \quad (n-1) \text{ termes} \\ & = w(1-K)^{n-1} + w(1-K)^{n-2} + w(1-K)^{n-3} + \dots \dots \dots \\ & = w[(1-K)^{n-1} + (1-K)^{n-2} + (1-K)^{n-3} + \dots (1-K)] \\ & = w \left[\frac{(1-K)^n - 1}{(1-K) - 1} \right] \\ & = w \left[\frac{1 - nK + \frac{n(n-1)}{2} K^2 - \dots \dots \dots - 1}{-K} \right] \end{aligned}$$

comme le produit nK est petit (voisin de 10^{-2}) l'énergie accumulée est sensiblement :

$$w_e = (n-1)w = (n-1)\lambda_e E = n\lambda_e E$$

Dans les calculs qui vont suivre pour déterminer l'énergie gagnée par l'électron en remontant le champ il est intéressant de considérer non plus le libre parcours moyen réel λ_e mais un libre parcours moyen fictif : $L^* = n\lambda_e$ effectué en réalité entre deux chocs efficaces.

Le mécanisme de l'émission des diverses radiations lumineuses est le suivant :

a) soit un atome excité $\overset{\rightarrow}{\text{Hg}}$ par le passage d'un de ses électrons périphériques d'une orbite sur une autre plus externe : son énergie s'est accrue de :

$$w_e = w(\overset{\rightarrow}{\text{Hg}}) - w(\text{Hg})$$

Lorsque l'électron revient sur sa trajectoire initiale (ce qui se produit au bout d'un temps très court : 10^{-8} seconde environ) l'atome revenant à son état normal libère la même quantité d'énergie sous forme de radiation lumineuse de fréquence ν déterminée par la relation de PLANCK :

$$h\nu = w$$

h = constante de PLANCK = $6,55 \cdot 10^{-27}$ ergs-seconde.

Si on mesure l'énergie w_e par le nombre de volts nécessaires à l'électron de charge e pour acquérir l'énergie $w_e = eV$ et si l'on fait apparaître la longueur d'onde λ mesurée en unités Angström du rayonnement émis, cette relation devient :

$$V_e = \frac{12340}{\lambda}$$

b) soit un atome ionisé $\overset{+}{\text{Hg}}$ par la perte d'un électron : son énergie a varié de

$$w_i = w(\overset{+}{\text{Hg}}) - w(\text{Hg})$$

Au bout d'un temps très court, cet ion va capter un électron de vitesse v possédant une énergie cinétique $w = 1/2 m_e v^2$. L'atome redevenant neutre cède sous forme de rayonnement l'énergie en excès correspondant à un potentiel :

$$V = \frac{w - w_i}{e}$$

En particulier, les radiations visibles du spectre continu situées dans la zone de transparence du filtre rouge utilisé soit de 6200 Å à 7200 Å correspondent à des apports d'énergie (mesurés en volts) compris entre

$$\frac{12340}{7200} = 1,71 \text{ v et } \frac{12340}{6200} = 1,99 \text{ v}$$

L'énergie que doit posséder l'électron de choc est alors comprise entre :

$$\begin{aligned} 10,38 \text{ v} + 1,71 \text{ v} &= 12,09 \text{ v} \\ \text{et } 10,38 \text{ v} + 1,99 \text{ v} &= 12,37 \text{ v} \end{aligned}$$

10,38 v représentant l'énergie d'ionisation de l'atome

(Hg). La valeur moyenne admise par la suite pour l'ensemble du rouge visible est 12,23 v. Le mouvement des électrons au sein de la décharge peut se décomposer comme suit :

a) distribution isotrope de vitesses conformément à la loi de MAXWELL : hypothèse justifiée par la valeur déterminée ultérieurement pour le libre parcours moyen qui permet d'assimiler la vapeur de mercure à un gaz parfait.

b) translation dans la direction du champ.

a) la théorie cinétique des gaz donne pour vitesse quadratique moyenne des électrons la valeur

$$U_e = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

à laquelle correspond l'énergie cinétique moyenne.

$$W_e = 1/2 m U_e^2 = 3/2 kT$$

La distribution étant isotrope, les composantes sur les trois axes sont égales, soient u_x, u_y, u_z et se déterminent par les relations :

$$\begin{aligned} u_x &= u_y = u_z \\ u_x^2 + u_y^2 + u_z^2 &= U_e^2 \end{aligned}$$

$$u_x = \sqrt{\frac{kT}{m}}$$

La loi de MAXWELL indique en outre que la vitesse la plus probable a pour valeur :

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2}{3}} U_e$$

b) L'électron placé dans un champ de E volts/cm est soumis à une force eE . Entre deux chocs efficaces successifs, il parcourt le chemin L_e et acquiert l'énergie eEL_e : la répartition des vitesses dans le sens du champ étant uniforme, l'énergie moyenne a pour valeur $eEL_e/2$ et il lui correspond une vitesse moyenne v telle que

$$1/2 m v^2 = eEL_e/2$$

soit

$$v = \sqrt{\frac{e}{m} EL_e}$$

En plaçant l'axe des x dans le sens du champ les composantes sont :

$$v_x = \sqrt{\frac{e}{m} EL_e} \quad v_y = 0 \quad v_z = 0$$

Le mouvement d'ensemble se caractérise donc par la distribution suivante de vitesses :

$$\begin{aligned} \text{sur } ox & \quad \sqrt{\frac{kT}{m}} + \sqrt{\frac{e}{m} EL_e} \\ \text{sur } oy & \quad \sqrt{\frac{kT}{m}} + 0 \\ \text{sur } oz & \quad \sqrt{\frac{kT}{m}} + 0 \end{aligned}$$

La vitesse efficace U'_e en présence du champ électrique est donnée par la relation :

$$\begin{aligned} U_e'^2 &= \left(\sqrt{\frac{kT}{m}} + \sqrt{\frac{e}{m} EL_e} \right)^2 + \frac{kT}{m} + \frac{kT}{m} \\ &= \frac{3kT}{m} + \frac{2}{m} \sqrt{kT e EL_e} + \frac{e}{m} EL_e \end{aligned} \quad (1)$$

le premier terme n'étant autre que le carré de la vitesse efficace U_e en l'absence de champ, les deux autres étant des termes correctifs dus au champ E .

La vitesse la plus probable de cette nouvelle distribution s'obtiendra en remplaçant dans le calcul la vitesse efficace de MAXWELL par la vitesse la plus probable de Maxwell

$$v_p = \sqrt{\frac{2}{3}} U_e$$

soit :

$$v_{px} = \sqrt{\frac{2}{3}} u_x$$

$$v_{py} = \sqrt{\frac{2}{3}} u_y$$

$$v_{pz} = \sqrt{\frac{2}{3}} u_z$$

d'où :

$$v_p^2 = \left[\sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{kT}{m}} + \sqrt{\frac{e}{m}} E L_e \right]^2 + \frac{2}{3} \frac{kT}{m} + \frac{2}{3} \frac{kT}{m} \\ = 2 \frac{kT}{m} + \frac{2}{m} \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{kT e E L_e} + \frac{e}{m} E L_e$$

l'énergie la plus probable caractérisée par le potentiel V_p s'en déduit par la relation :

$$\frac{1}{2} m v_p^2 = e V_p$$

d'où :

$$V_p = \frac{kT}{e} + \sqrt{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{kT}{e}} E L_e + \frac{E L_e}{2} \quad (2)$$

la longueur d'onde de la radiation correspondante du spectre continu est (V_i étant le potentiel d'ionisation) :

$$\lambda_p = \frac{12340}{V_p - V_i} \quad (3)$$

elle correspond au maximum d'intensité du spectre puisque c'est elle qui est émise avec la plus grande probabilité.

Etant donnée la loi de distribution des vitesses, le spectre continu existe, théoriquement du moins, quelles que soient les conditions de l'excitation. Pour une énergie cinétique moyenne des électrons comprise entre W_e et W_i , la raie d'excitation W_e est émise avec une certaine intensité, mais le spectre continu est très faible. Si au contraire l'énergie moyenne est supérieure à W_i , le nombre des électrons à grande vitesse augmente considérablement et l'intensité du spectre continu augmente en proportion. Quant au spectre de raies son intensité augmente mais beaucoup moins car la probabilité d'échange énergétique quantifié entre un atome et un électron diminue très rapidement dès que l'énergie de l'électron diffère quelque peu du quantum que l'atome est susceptible de fixer. La présence de nombreux électrons à grande vitesse ne favorisera donc pas l'émission des spectres de raies : certaines séries mêmes (correspondant aux faibles excitations) pourront voir leur intensité diminuer.

En fait pour la vapeur de mercure :

a) aux basses pressions (quelques millimètres de mercure), la raie de résonance (2.356) est très intense, la deuxième série secondaire (4.358 — 5.461) apparaît. Il n'y a pas de spectre continu décelable.

b) aux moyennes pressions (1 atmosphère) la deuxième série secondaire se développe et les raies de combinaisons apparaissent (5.770 et 5.790). Le spectre continu prend naissance.

c) aux pressions élevées (12 atmosphères) la raie de résonance diminue, la deuxième série secondaire et les raies de combinaisons se développent; le spectre continu s'étend dans la partie rouge du spectre visible.

d) aux très hautes pressions (200 atmosphères) la raie de résonance disparaît, la deuxième série secondaire s'atténue et le spectre continu s'étend dans tout le visible.

La relation (1) permet de calculer la valeur moyenne V_m du potentiel qui sert à évaluer l'énergie cinétique des électrons. En admettant une température de 35.000°K (voir le § 3 du présent chapitre) on trouve :

$$e V_m = \frac{1}{2} m U_e^2$$

soit :

$$V_m = \frac{1}{2} \frac{m}{e} U_e^2$$

d'où :

$$V_m = \frac{3}{2} \frac{kT}{e} + \sqrt{\frac{kT}{e}} E L_e + \frac{E L_e}{2} = 4,5 + 5,55 + 5,12 = 15,17 \text{ électrons-volts.}$$

Cette énergie moyenne étant nettement supérieure à l'énergie d'ionisation $W_i = 10,38$, il s'ensuit que les conditions d'excitation sont favorables au développement du spectre continu.

§ 2. — INFLUENCE DES VARIATIONS DE TENSION SUR L'INTENSITÉ DES DIVERSES RADIATIONS MONOCHROMATIQUES.

Les niveaux de départ des électrons lors de l'émission d'une radiation lumineuse et l'énergie nécessaire pour exciter un atome sur ce niveau à partir de l'état de repos ont été précisés précédemment. Le flux lumineux total émis par une radiation est proportionnel au nombre d'atomes excités sur le niveau initial correspondant. Dans les conditions courantes des décharges dans les gaz le nombre d'atomes excités est toujours très faible (du fait même de leur courte durée de vie). Si N_0 est le nombre d'atomes au repos, c'est-à-dire en pratique le nombre total d'atomes, g_k un facteur caractéristique du niveau et k la constante de BOLTZMANN ($1,37 \cdot 10^{-16}$ ergs-degrés K); le nombre N de ceux qui sont excités sur le niveau k d'énergie eV_k peut se calculer par la formule :

$$N = N_0 g_k e^{-\frac{eV_k}{kT}}$$

employée couramment par W. ELENBAAS dans ses calculs sur les lampes à vapeur de mercure haute pression.

Mais le nombre N_0 d'atomes au repos en chaque point dépend de la température et de la pression : il est proportionnel à P/T , donc indépendant des variations de température si l'on assimile la vapeur de mercure à un gaz parfait.

Les variations d'excitation vont se traduire par des variations de température dT . Le nombre d'atomes excités sur le niveau k va varier de dN :

$$dN = N_0 g_k e^{-\frac{eV_k}{kT}} \frac{eV_k dT}{kT^2}$$

soit :

$$\frac{dN}{N} = \frac{eV_k}{kT} \times \frac{dT}{T}$$

Si on agit sur l'excitation en modifiant la tension V aux bornes de dV , la température de la décharge variera de dT : il faut chercher à évaluer dT/T en fonction de dV/V . Or l'énergie acquise par un électron sur un parcours donné (on verra plus loin que le libre parcours moyen λ_0 est indépendant de la température) est proportionnelle à la tension accélératrice $W_e = eV$. La température cinétique des électrons est proportionnelle à leur énergie : $W_e = 3/2 kT$. De ces deux relations on tire :

$$\frac{dT}{T} = \frac{dW_e}{W_e} = \frac{dV}{V}$$

Le coefficient $k_{iv} = d\Phi/\Phi : dV/V$ accessible directement à l'expérience (chapitre I) est égal à

$$\frac{dN}{N} : \frac{dV}{V} = \frac{eV_k}{kT}$$

Pour un régime donné de la lampe, donc pour une température déterminée, ce coefficient est proportionnel à la

valeur V_k qui caractérise le niveau initial de la radiation considérée. La détermination en valeur absolue de K_v nécessite une estimation de la température cinétique des électrons dans la décharge.

Par contre, la constance du rapport K_v/V_k se vérifie sans faire intervenir une valeur plus ou moins incertaine de la température.

| raies | bleue | verte | jaunes | rouge |
|-----------|-------|-------|--------|-------|
| V_k | 7,67 | 7,67 | 8,84 | 12,23 |
| K_v | 2,31 | 2,31 | 2,75 | 3,44 |
| K_v/V_k | 0,301 | 0,301 | 0,311 | 0,280 |

Pour le rouge toutefois la valeur de K_v mesurée semble nettement trop faible. J'ai donc été amené à voir de plus près ce qui se passait dans ce cas particulier. En réalité, la lumière isolée par le filtre rouge ne provient pas seulement de l'arc, mais aussi de l'électrode supérieure portée à une température voisine de 2000°K (mesurée au pyromètre RIBAUD). A cette température, le rayonnement ne comporte pratiquement que du rouge.

Le montage représenté par la figure 18 permet de mesurer séparément l'intensité lumineuse rouge totale et celle de l'arc seul, en arrêtant les rayons issus de l'électrode supérieure par un écran qui en masque l'image réelle

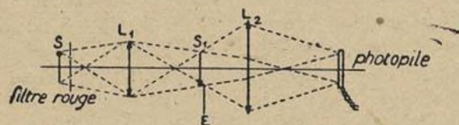


Fig. 18. — La lentille L_1 donne une image S_1 de l'arc S . L'électrode chaude est masquée par l'écran E . La lentille L_2 envoie l'image de S_1 à l'infini et donne de L_1 une image sur la photopile.

intermédiaire. Les mesures montrent que la lumière rouge émise par l'électrode intervient pour 8 % dans le rayonnement total. Il est logique de supposer que la température de l'électrode dépend très peu du régime de l'arc, donc de supposer son rayonnement constant.

Le flux mesuré Φ' est la somme de deux parties, l'une variable Φ , de coefficient K_v et l'autre constante Φ_0 . Le coefficient de l'ensemble K_v est donné par l'expérience :

$$\Phi' = \Phi + \Phi_0$$

$$\frac{d\Phi'}{dV} = \frac{d\Phi}{dV} = K_v \quad \frac{d\Phi'}{dV} = \frac{d\Phi}{dV} = K_v$$

or :

$$\frac{d\Phi'}{\Phi'} = \frac{d\Phi}{\Phi + \Phi_0} = \frac{d\Phi}{\Phi} \frac{1}{1 + \frac{\Phi_0}{\Phi}}$$

d'où :

$$K_v = K_v' \left(1 + \frac{\Phi_0}{\Phi} \right)$$

avec :

$$K_v' = 3,44 \quad \text{et} \quad \frac{\Phi_0 + \Phi}{\Phi} = \frac{100}{92}$$

on trouve : $K_v = 3,74$

d'où : $\frac{K_v}{V_k} = 0,305$, en bon accord avec les autres valeurs.

§ 3. — ESTIMATIONS DIVERSES DE LA TEMPERATURE ET SA REPARTITION AU SEIN DE LA DECHARGE.

Peut-on évaluer d'abord la température moyenne de la vapeur de mercure? En régime, le mercure est entièrement vaporisé : à la température élevée qui règne dans

l'ampoule, on peut assimiler cette vapeur sèche à un gaz parfait pour lequel on peut écrire :

$$m = V a_0 d P \frac{273}{T}$$

P en atmosphères, T en degrés K°.

Or, on sait que dans les conditions normales ($P = 1$, $T = 273$) la molécule-gramme de mercure ($m = 200$ gr.) occupe un volume de 22,4 litres; soit (en mg et cm³) :

$$200.000 = 22.400 a_0 d$$

$$d'où : a_0 d = \frac{112}{1000}$$

Pour l'ampoule de quartz de la lampe HP 300 :

$$V = 1,83 \text{ cm}^3 \text{ et } m = 18,3 \text{ mg}$$

$$\text{donc : } 18,3 = 1,83 a_0 d P \frac{T}{273}$$

et en remplaçant $a_0 d$ par sa valeur : $T = 244 P$

D'après les renseignements fournis par le fabricant, la pression en fonctionnement est voisine de 12 atmosphères, avec naturellement des écarts de construction d'une lampe à l'autre. On en déduit pour la température moyenne la valeur de 2.900°K environ.

Cette température serait celle à laquelle devrait se trouver la vapeur de mercure si la température était uniforme à l'intérieur du tube. Or, il n'en est rien, et d'après la répartition des brillances au sein de la décharge il est possible de calculer la forme de la courbe donnant la répartition des températures. La condition de limite exprimera que la masse de mercure est la même dans les deux cas.

Pour un volume élémentaire dv du gaz, la masse est proportionnelle à dv/T , et pour une tranche de hauteur unité, proportionnelle à ds/T . (Le tube est en régime : la pression est constante et uniforme.) Divisons le volume total en cylindres concentriques, la masse de gaz contenu dans une couronne sera (C étant un facteur de proportionnalité), $\frac{C \cdot ds}{T} = \frac{C \cdot 2\pi x dx}{T}$ dont l'intégration

$$C \cdot 2 \int_0^r \frac{x dx}{T}$$

donnera la masse totale :

$$m = C \frac{\pi r^2}{T_m}$$

T_m étant la température moyenne évaluée précédemment. d'où :

$$2 \int_0^r \frac{x dx}{T} = \frac{r^2}{T_m}$$

Il est donc logique de construire la courbe de répartition des températures avec en abscisse les carrés r^2 des distances à l'axe et en ordonnée l'inverse des températures. L'intégrale cherchée représente l'aire limitée par la courbe entre l'axe des $1/T$ et la parallèle d'abscisse r^2 .

En un point d'abscisse x , la température est T et la brillance pour une radiation donnée est proportionnelle à :

$$N = N_0 g_x e^{-\frac{ev}{KT}}$$

mais N_0 est proportionnelle à : $1/T$ d'où, en posant $1/T = y$:

$$B = K_1 y e^{-K_2 y} \quad (K_1 \text{ et } K_2 \text{ constantes})$$

Or l'expérience donne la loi de variation de la brillance B en fonction de la distance x à l'axe du tube.

En utilisant ces diverses relations il est possible de déterminer par tâtonnements une valeur approchée de la température dans l'axe du tube, et de sa distribution.

Voici les opérations successives à réaliser :

1° Supposer une valeur T_M pour température axiale et lui faire correspondre par définition la brillance 100. En déduire les brillances correspondantes pour toute une série de températures inférieures à T_M .

2° D'après la courbe expérimentale $B = f(x)$ et le tableau précédent, tracer la courbe $I/T = f(x^2)$.

3° L'intégrale définie précédemment relative à cette courbe permet d'évaluer la température moyenne T_M .

Quelques essais successifs conduisent à une valeur de T_M pour laquelle la température moyenne T_m correspondante est celle déduite de la pression et de la masse de mercure contenue dans le tube.

RÉPARTITION DES BRILLANCES AU SEIN DE LA DÉCHARGE.

La brillance de l'arc à vapeur de mercure est loin d'être uniforme. Par suite de la valeur élevée de la pression, il y a contraction dans l'axe du tube. Celui-ci, dont la paroi en quartz a 1 mm d'épaisseur, a un diamètre intérieur de 8 mm. Un objectif achromatique de courte distance focale en donne une image très agrandie. Une photopile masquée par un écran percé d'une fente étroite peut-être déplacée transversalement dans le plan de cette image. Avec interposition successive des filtres utilisés, il sera donc possible de mesurer en valeur relative la répartition des brillances monochromatiques au sein du tube.

Cette détermination toute simple en apparence présente toutefois de nombreuses difficultés. L'arc en particulier n'est pas stable et la zone de contraction se déplace à l'intérieur du tube. De même les fluctuations de la tension d'alimentation produisent une contraction ou une dilatation apparente de la décharge. Ces deux phénomènes simultanés rendent pratiquement impossible l'exploration photométrique transversale de la décharge. Les observations doivent être simultanées sur toute la largeur du tube. La photographie instantanée semble être une solution satisfaisante sous les réserves indispensables en photométrie photographique. Elles concernent la possibilité d'avoir sur la plaque des densités proportionnelles aux luminations. Etant donné le type de plaque, la nature du révélateur, la température et la durée du développement, il faut déterminer pour une ouverture imposée, le temps de pose qui donnera des densités situées sur la partie rectiligne de la caractéristique de la plaque.

Le matériel utilisé est le suivant :

Objectif achromatique *Quatryl Krauss* de 220 mm de focale ouvert à $F: 4,5$ — image grandie 15 fois. Plaques panchromatiques *Crumière* 13×18 . Révélateur *généol-hydroquinone* normal dilué de 1/4 d'eau pour développement en 5 minutes à 20°.

Les temps de pose après tâtonnements ont été fixés comme suit :

| | |
|--------------|-----------------|
| filtre vert | 1/50 de seconde |
| filtre jaune | 1/100 — |
| filtre rouge | 1/2 — |

Les clichés ainsi obtenus présentent une gamme de densités comparables. Leur dépouillement s'effectue au moyen du dispositif classique : une batterie d'accumulateurs alimente une lampe à ruban dont un objectif forme une image sur une fente. Un second objectif en forme une bonne image fixe dans le plan de la plaque et le flux lumineux transmis est recueilli par une photopile. L'argent réduit qui constitue l'émulsion après développement forme un filtre à peu près neutre, mais il est toutefois préférable de faire l'examen de la plaque en lumière monochromatique.

D'autres corrections sont à faire, qui concernent les distances mesurées sur la plaque et les distances vraies dans

le tube : corrections dues à la réfraction dans la paroi de quartz. Le calcul en est aisé si l'on suppose cette paroi cylindrique et d'épaisseur constante. La correction est alors nulle.

Toutes corrections effectuées on obtient les courbes de la figure 19. Celle relative au filtre vert est représentée en entier : les courbes relatives au jaune et au rouge se situent entièrement au-dessous : seuls les débuts en ont été tracés avec des abscisses multipliées par 4.

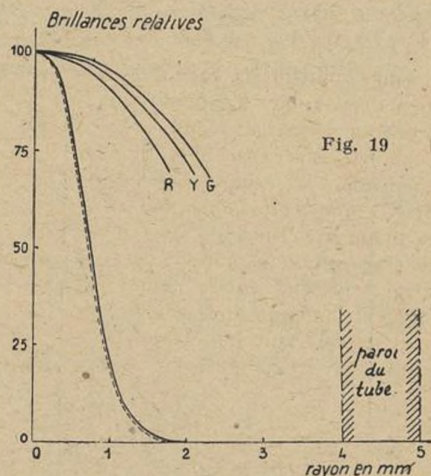


Fig. 19

L'incertitude sur les résultats est assez grande pour deux raisons principales : la brillance mesurée en un point n'est pas due uniquement à la décharge en ce point mais aussi à des lumières réfléchies ou diffusées par la surface du tube de quartz. Les déterminations sensimétriques sont très délicates à réaliser et à interpréter. De ces résultats il ressort à première vue que la décharge est très contractée et que si l'on isole une bande centrale de largeur d , le flux lumineux qu'elle rayonne (qui se mesure d'après l'intégrale de la courbe précédente) représente en % du flux total :

| | | | | |
|----------|----|----|-------|-----|
| D mm | 2 | 3 | 4 | 8 |
| τ % | 93 | 99 | 100-ε | 100 |

Cette distribution concorde avec celle trouvée par le calcul en 1934 par ELENBAAS [16 a] : la figure reproduit en pointillé la courbe traduisant sa formule.

DÉTERMINATION DE LA TEMPÉRATURE DANS L'AXE.

A. — Divers essais successifs de la méthode décrite plus haut conduisent à admettre une température axiale de $30.000^\circ \text{K} \pm 7.000^\circ \text{K}$. On en déduit une répartition des températures conforme aux courbes de la figure 20 tracées, l'une en r^2 et $1/T$, l'autre en r et T . La valeur moyenne en $10^4/T$ est 3,5, ce qui correspond à une température moyenne définie comme précédemment de $10^4/3,5 = 2.860^\circ \text{K}$. L'incertitude indiquée sur la température axiale est élevée car une variation même importante de celle-ci ne modifie que fort peu T_m , ce qui est l'inconvénient principal de cette méthode pour remonter de T_m à T_M .

B. — L'étude du spectre continu situe le maximum du spectre infra-rouge à 1 ce qui correspond à une température T_M que l'on peut déterminer à partir des formules (2) et (3).

La formule (3) devient :

$$10^4 V_p - 10^4 V_i - 12.340 = 0 \quad (4)$$

or $k/e = 0,862 \cdot 10^{-4} E = 130/2,2 = 59,1$ volts/cm, la tension entre les électrodes étant de 130 volts en régime

normal et $L_0 = 0,173$ cm; valeur indépendante du régime (voir fin de ce chapitre) d'où :

$V_p = 0,862 \cdot 10^{-4} T + 0,02428 \sqrt{T} + 5,12$ (d'après 2) en portant cette expression dans (4) il vient :

$$0,862 T + 242,8 \sqrt{T} - 64,940 = 0$$

équation du second degré en \sqrt{T} qui admet pour racine positive :

$$\sqrt{T} = 167,9 \text{ soit } T = 28.100^\circ \text{ K}$$

La température ainsi déterminée ne correspond pas à l'axe de la décharge. En effet, la fente du spectrographe est assez largement ouverte, pour capter une énergie suf-

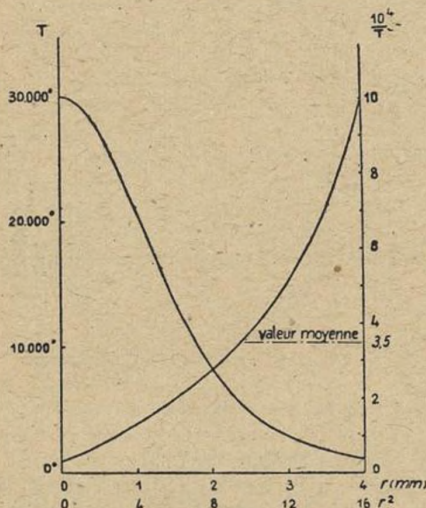


Fig. 20

fisante : sa largeur correspond à une bande de 0,5 mm de part et d'autre de l'axe de la décharge. Il s'ensuit que le spectrographe reçoit du rayonnement de régions à température moins élevée que dans l'axe pour lesquelles le maximum du spectre continu se trouve décalé vers les grandes longueurs d'onde. Il paraît difficile à priori de calculer la température axiale à partir de la température déterminée ci-dessus. On peut toutefois estimer d'après les figures 19 et 20 et la largeur de décharge utilisée, que la température axiale dépasse de quelque 5.000° K la valeur trouvée, soit :

$$T_m = 33.000^\circ \text{ K} \pm 7.000^\circ \text{ K}.$$

Ici encore l'incertitude est élevée, la détermination du maximum assez aplati de la courbe de rayonnement énergétique du spectre continu dans le proche infra-rouge étant une question délicate.

C. — On peut déterminer d'une façon approchée la température axiale en employant un raisonnement utilisé en 1942 par ELENBAAS [16 d].

La brillance d'une raie est

$$B = \frac{K}{T} e^{-\frac{eV}{kT}}$$

où en évaluant T en degrés absolus et V en volts e/k vaut 11.600 d'où :

$$B = \frac{K}{T} e^{-\frac{11.600 V}{T}}$$

pour une radiation donnée (V_1 déterminé) les brillances dans l'axe ($r = 0$) et à une distance r de l'axe sont :

$$B_M = \frac{K}{T_M} \times e^{-\frac{11.600 V_1}{T_M}}$$

$$B_r = \frac{K}{T_r} \times e^{-\frac{11.600 V_1}{T_r}}$$

d'où :

$$\frac{B_M}{B_r} = \frac{T_r}{T_M} \times e^{11.600 V_1 \left(\frac{T_M - T_r}{T_M T_r} \right)}$$

sait en prenant les logarithmes népériens :

$$\text{Log} \frac{B_M}{B_r} = 11.600 V_1 \frac{T_M - T_r}{T_M T_r} - \text{Log} \frac{T_M}{T_r}$$

Ce logarithme du rapport des brillances est une fonction linéaire de V de la forme

$$\text{Log} \frac{B_M}{B_r} = a V - \text{Log} b$$

Au moyen de déterminations faites aux mêmes points ($r = 0$ et r) pour plusieurs relations différentes, on possède un groupe d'équations à deux inconnues a et b que l'on peut résoudre par la méthode des moindres carrés, ce qui donne les valeurs moyennes pour a et b . De là, en éliminant T_r entre les deux relations :

$$a = 11.600 \frac{T_M - T_r}{T_M T_r} \quad b = \frac{T_M}{T_r}$$

on passe à :

$$T_M = \frac{11.600 (b - 1)}{a}$$

et si l'on veut :

$$T_r = \frac{T_M}{b}$$

La résolution de ce système donne :

$$T_M = 35.160^\circ \text{ K} \pm 4.000^\circ \text{ K}$$

$$\text{et } T_r = 33.000^\circ \text{ K}$$

pour $r = 0,333$ cm

les résultats indépendants étant :

$$32.600^\circ \text{ K} \quad 36.700^\circ \text{ K} \quad 41.000^\circ \text{ K}$$

D. — Une dernière méthode consiste à déduire la température du coefficient K_v de variations de flux aux variations de tension. Comme on l'a vu précédemment, ce coefficient a pour valeur :

$$K_v = \frac{e V}{k T}$$

soit pour les trois rayonnements utilisés :

| | | | |
|-------------|--------|--------|------------------------------------|
| V | 7,67 | 8,83 | 12,23 |
| K_v | 2,31 | 2,75 | 3,74 |
| T | 38.500 | 37.200 | 38.000 $\pm 3.000^\circ \text{ K}$ |

En résumé, les quatre méthodes utilisées donnent les résultats suivants :

- a) $30.000^\circ \text{ K} \pm 7.000^\circ \text{ K}$
- b) $33.000^\circ \text{ K} \pm 7.000^\circ \text{ K}$
- c) $35.000^\circ \text{ K} \pm 4.000^\circ \text{ K}$
- d) $38.000^\circ \text{ K} \pm 3.000^\circ \text{ K}$

En adoptant pour moyenne :

$$35.000^\circ \text{ K} \pm 3.000^\circ \text{ K}$$

on englobe à peu près toutes les valeurs expérimentales. L'incertitude finale reste très élevée, néanmoins, vu les difficultés inhérentes à chaque méthode on peut considérer l'accord comme satisfaisant.

ELENBAAS par la méthode « C » avait déterminé en 1942 la température axiale d'un tube de 20,5 mm de rayon rempli à la pression atmosphérique et consommant 35 watts par cm. La température admise était 8.400° K , les résultats s'échelonnant de 5.300° K à 14.400° K . La décharge étant ici à pression beaucoup plus forte et beaucoup plus contractée, il paraît normal de trouver une température nettement supérieure.

§ 4. — LIBRE PARCOURS MOYEN DE L'ELECTRON.

Etant donnée la distribution maxwellienne admise pour les vitesses, il y aura, quelle que soit l'excitation, des électrons dont l'énergie cinétique W sera égale à l'énergie W_e nécessaire pour exciter l'atome de mercure sur un certain niveau k et provoquer l'émission de la raie correspondante. Pour une excitation déterminée, il existe une vitesse plus probable, donc une énergie la plus probable :

$$W_p = \frac{1}{2} m v_p^2$$

Si tous les électrons possédaient cette énergie, il y aurait discontinuité brusque dans l'intensité de la raie correspondante pour la valeur $W_p = W_e$. En fait, cette discontinuité est remplacée par une courbe dont le calcul permet de se faire une idée.

Soit dn/N la proportion d'électrons ayant une vitesse comprise entre v et $v + dv$, la loi de MAXWELL exprime que :

$$\frac{dn}{N} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v}{v_p} \right)^2 \times e^{-\left(\frac{v}{v_p} \right)^2} \frac{dv}{v_p}$$

soit en posant :

$$x = \frac{v}{v_p} \quad \text{et} \quad y = \frac{dn}{N} \frac{v_p}{dv} \\ y = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \times x^2 e^{-x^2}$$

Cette fonction est représentée en *a* sur la figure 21 : elle présente un maximum pour $x = 1$

soit v_e la vitesse correspondante à l'énergie w_e : les électrons susceptibles d'exciter l'atome sur ce niveau sont ceux dont la vitesse V est supérieure à v_e , soit la fraction :

$$\frac{n}{N} = \int_{x_e}^{\infty} y dx \quad (5)$$

puisque :

$$y dx = \frac{dn}{N} \frac{v_p}{dv} \frac{dv}{v_p}$$

En réalité, c'est v_e qui est constant et v_p que l'on fait varier en modifiant l'excitation. La quantité n/N définie par la relation (5) est une fonction de vp qui est représentée en *b* sur la figure 21 et en *c* avec en abscisse :

$$W_p = \frac{1}{2} m v_p^2 = e V_p$$

La partie pointillée correspond à la courbe théorique. La courbe réelle située en-dessous traduit le fait signalé précédemment que la probabilité de choc diminue lorsque la différence entre l'énergie de l'électron et celle que l'atome peut absorber devient trop grande.

Si donc on fait décroître l'excitation, on décrira la courbe de droite à gauche, la décroissance de la brillance lumineuse (proportionnelle à n/N) s'accroissant à partir de $W_p = W_e$.

Si l'on étudie la décroissance du rapport des brillances jaune et verte par exemple, la courbe aura l'aspect représenté en *d* (figure 21) dont chaque point a pour ordonnée le quotient des ordonnées des points de même abscisse pour deux courbes du type C correspondant à deux valeurs différentes de W_e . Pour les radiations rouges, comprises entre 6.200 Å et 7.200 Å la courbe doit être moins nette que pour les radiations monochromatiques. L'expérience confirme entièrement ces prévisions théoriques ainsi que le prouvent les courbes de la figure 22 relatives l'une au rapport Y/G des brillances jaune et verte et l'autre au rapport R/G des brillances rouge et verte.

Les tensions relevées à l'entrée et à la sortie du transformateur d'alimentation permettent de calculer le champ

de crête E en volts/cm. D'après le raisonnement précédent, l'électron a acquis l'énergie W en remontant le champ E sur un parcours moyen fictif L_e compris entre deux chocs efficaces soit :

$$E e L_e = W \quad \text{d'où} \quad L_e = W/E_e$$

De plus, lorsque l'excitation devient par trop faible, on

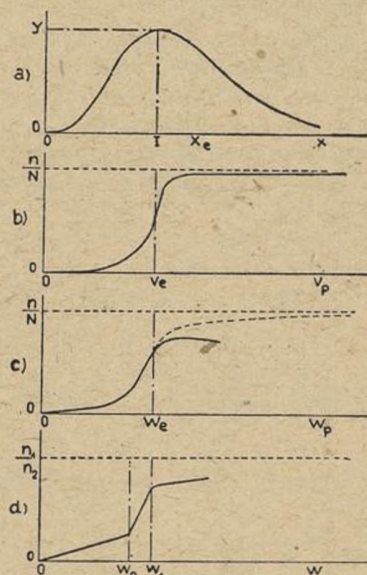


Fig. 21

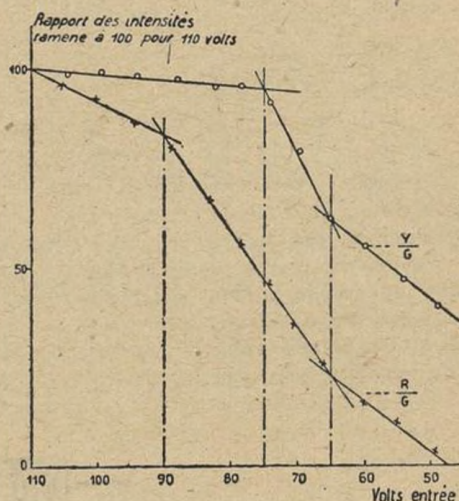


Fig. 22

arrive à l'extinction de la raie de résonance, donc de la lampe, ce qui donne un dernier point de repère.

Tous ces résultats sont rassemblés dans le tableau V.

TABLEAU V

| | | | | | |
|------------------------------------|-------|-------|-------|-------|------|
| | 2.536 | 5.461 | 5.780 | 6.200 | A |
| | | | | 7.200 | |
| | | | | 12,09 | |
| Energie du niveau initial. | 4,86 | 7,67 | 8,83 | 12,37 | eV |
| Tension mesurée à l'entrée | 48 | 65 | 75 | 90 | volt |
| Tension aux électrodes .. | 50 | 77 | 92 | 124 | volt |
| Tension de crête aux électrodes .. | 62,5 | 97,5 | 114 | 153 | volt |
| Champ | 28,4 | 44,3 | 51,8 | 70,5 | V/cm |
| Libre parcours moyen fictif. | 0,171 | 0,173 | 0,171 | 0,171 | cm |

Ce qui frappe au premier abord est la constance du libre parcours moyen fictif L_e . Ceci prouve que si l'on peut considérer la probabilité d'efficacité de choc $1/n$ comme indépendante du niveau d'énergie, le libre parcours moyen réel L_e est indépendant des conditions d'excitation, c'est-à-dire que la vapeur de mercure échauffée à volume constant suit la loi de GAY-LUSSAC.

Le libre parcours moyen de l'électron au sein des atomes d'un gaz peut se calculer par la formule :

$$\lambda_e = 1/\Sigma$$

où Σ représente la section spécifique de choc entre électrons et atomes, soit $\Sigma = ng \pi r_g^2$ (ng nombre d'atomes dans l'unité de volume; r_g rayon de la sphère de protection de l'atome).

A partir de cette formule on trouve pour le mercure à 273° K sous une atmosphère :

$\lambda_e = 1,2 \cdot 10^{-5}$ cm; à la température T et sous la pression P on aura :

$$\lambda = \lambda_e \frac{1}{R} \frac{T}{273}$$

soit pour la lampe étudiée où $T = 244$ P,

$$\lambda = \lambda_e \times \frac{244}{273} = 1,08 \cdot 10^{-5} \text{ cm.}$$

Nous en déduisons pour la probabilité d'efficacité des chocs la valeur :

$$\frac{1}{n} = \frac{\lambda_e}{L_e} = \frac{1,08 \cdot 10^{-5}}{0,172} = \frac{1,08}{17,200} = \frac{1}{16,000}$$

Cette valeur est tout à fait comparable à la valeur 10^{-4} adoptée au cours de cet exposé, qui représentait le maximum possible de ce facteur de probabilité.

CHAPITRE III CONCLUSIONS PRATIQUES

De cette étude assez complexe tant du point de vue expérimental que du point de vue pratique, un certain nombre de résultats sont à dégager.

A. — CONDITIONS D'EMPLOI.

Les lampes du type étudié ici étant assez sensibles quant à leur flux lumineux, aux variations de tension et de fréquence du réseau d'alimentation, il importe de réduire celles-ci au minimum.

La première solution adoptée : commutatrice alimentée par une batterie d'accumulateurs de grande capacité, donne

une tension suffisamment stable après quelques heures de marche en charge, mais il reste des variations de vitesse, entraînant des variations de fréquence, qu'on ne peut réduire à une valeur suffisamment faible. Le dispositif utilisé par la suite comporte un transformateur à fer saturé débitant sur un circuit capacitif. Dans le cas d'un circuit d'utilisation purement ohmique, les variations de tension sont réduites dans le rapport de 10 à 1, pour le circuit inductif tel que le primaire d'un transformateur d'une HP 300, la régulation est moins bonne. La fréquence est celle du réseau : elle peut être parfaitement constante.

La solution qui semblerait à conseiller dans le cas où l'on dispose d'un réseau à fréquence contrôlée, comporterait un moteur asynchrone synchronisé ou mieux synchrone avec un dispositif de démarrage entraînant un alternateur dont le courant d'excitation serait fourni par une batterie d'accumulateurs.

Il est à remarquer que suivant la radiation utilisée (bleue, verte, jaune ou rouge) la stabilisation doit être plus ou moins poussée.

Dans le cas de mesures utilisant une HP/300 de chaque côté de l'écran photométrique, la compensation est partielle et peut même être totale : en effet, le K_v relatif pour une comparaison vert-jaune n'est que de 0,45 et de 1,14 pour rouge-vert. Dans ces conditions particulières, l'utilisation du secteur brut peut suffire pour des mesures de précision moyenne.

B. — PROBLÈMES THÉORIQUES.

Le développement des hypothèses formulées dans l'étude théorique de la décharge (hypothèses étayées par des faits d'expérience) met en relief deux méthodes nouvelles pour l'estimation de la température au sein de la décharge. Leur particularité est de ne faire intervenir que des mesures photométriques : soit détermination de la longueur d'onde du maximum du spectre continu, soit détermination du coefficient K_v pour une radiation dont l'énergie d'excitation du niveau initial est connue. L'accord obtenu avec d'autres méthodes permet de penser que dans le domaine utilisé, ces hypothèses sont justifiées : en particulier il y a lieu d'assimiler le gaz électronique à un gaz parfait dans les conditions réalisées dans une HP 300 en fonctionnement.

(A suivre.)

G. BLET,

— NOTES & INFORMATIONS —

SUR L'ESSAI DE RUPTURE AU CHOC A LA FLEXION-TRACTION EN VUE DE LA DÉTERMINATION D'UN INDICE DE QUALITÉ DES MÉTAUX

Remarques préliminaires sur les essais mécaniques

En dehors du cas où les pièces métalliques ont à subir des vibrations répétées pouvant amener des ruptures par la fatigue, l'utilisation la plus habituelle de ces pièces met en jeu des efforts mécaniques non périodiques ou des efforts statiques. De là découle la détermination courante pour les métaux des caractéristiques que l'on peut classer d'après PORTEVIN (*Journal de Physique*, n° 2, février 1943) en trois groupes :

- celles qui se rattachent à la déformation telles que la dureté, la résistance à la rupture;
- celles qui qualifient le métal au point de vue de sa capacité de déformation : allongement % à la rupture, striction;

- celles qui permettent d'apprécier la résistance à la rupture par le choc : résilience.

Les caractéristiques du premier groupe varient dans le même sens. Il en est de même dans le deuxième. Par contre, les variations se font en sens inverse quand on compare une caractéristique du premier groupe et une autre du deuxième. On fait la même remarque en ce qui concerne le premier et le troisième groupes.

Si le rapport entre les caractéristiques mécaniques et la valeur d'emploi d'un métal est vraisemblablement assez lointain, cela doit être particulièrement vrai pour la résilience. Si grand que soit l'intérêt de cet essai qui a permis d'apprécier numériquement la résistance à la rupture dynamique, on ne saurait nier son caractère tout à fait empirique.

Sans parler de l'appareil de choc, on doit signaler en effet qu'il est indispensable d'utiliser toujours le même type d'éprouvette pour avoir une précision acceptable dans les résultats. On ne peut d'ailleurs obtenir la même valeur pour la résilience si on emploie des éprouvettes géométriquement semblables d'un même métal, alors qu'il existe des relations de similitude en ce qui concerne l'allongement à la rupture par la traction. Ces faits expliquent qu'à propos de la substitution de l'éprouvette type U.F. à l'éprouvette Mesnager chaque aciérie est actuellement dans la nécessité de reprendre la détermination de la résilience des aciers de sa fabrication.

D'autre part, alors que dans les essais au mouton-pendule Charpy, l'éprouvette repose sur deux appuis, elle est encastrée à une extrémité dans l'essai Izod et les résultats obtenus sur différents métaux avec l'une et l'autre de ces méthodes ne sont nullement comparables.

En outre, on peut remarquer que l'entaille faite sur l'éprouvette est destinée à faciliter la rupture et à permettre ce résultat dans le cas où, sans entaille, on n'obtiendrait qu'un simple pliage. C'est d'ailleurs un pliage sans rupture totale qui se produit avec les aciers extradoux ou austénitiques. Mais dans l'utilisation, les métaux ne présentent en général pas d'entaille au point qui subit le choc bien que, toutefois, on rencontre dans certaines pièces des angles vifs rentrants qui ont sensiblement le même effet, angles vifs que l'on doit éviter dans la construction. De cette entaille découlent des conditions de réception plus sévères que celles qu'il serait sans doute suffisant de demander.

Enfin, il reste à mentionner qu'alors que, dans l'essai Charpy, l'éprouvette repose sur deux appuis et qu'elle est encastrée à une extrémité, dans l'essai Izod la région qui reçoit le choc dans l'utilisation fait le plus souvent partie d'un ensemble. Un essai sur une éprouvette encastrée aux deux extrémités semblerait donc préférable aux précédents, dans beaucoup de cas.

Indice de qualité d'un métal

ORTEVIN (*Revue Universelle des Mines*, 8^e série, juin 1939, 15, p. 320) a attiré l'attention sur l'intérêt d'un indice permettant de définir la valeur d'emploi d'un métal.

H. LE CHATELIER (*R.M.*, p. 338, n° 5, mai 1936) a utilisé deux coefficients : charge de rupture-résilience et charge de rupture-striction, définis par les relations :

$$P = R + 3Km \quad (1) \quad \text{et} \quad L = \frac{100}{100 - \Sigma} \quad (2)$$

valables pour les aciers spéciaux de construction, de nuance courante, à l'état de barreaux forgés de faible section traités par trempe et revenu à haute température.

DELBART (*Bull. Assoc. Techn. de Fonderie*, n° 10, oct. 1939) a proposé, suivant les cas, pour l'acier, deux indices donnés par les relations :

$$i = R + 2,5 A \quad (3) \quad \text{ou} \quad i = H + 3 Km \quad (4)$$

qui a sensiblement la même valeur que le coefficient utilisé déjà par LE CHATELIER.

(R résistance à la rupture, Σ striction, A allongement % à la rupture, H dureté Brinell, Km résilience Mesnager).

Ces deux dernières relations conviennent bien, d'après cet auteur, pour définir la valeur « spécifique » de l'acier moulé. On peut remarquer que la première relation ne fait intervenir que des variables des groupes a et b, tandis que les relations (2) et (3) associent des variables du premier groupe à une variable du troisième, c'est-à-dire la rupture statique à la rupture dynamique. Les coefficients qui interviennent dans ces relations sont d'ailleurs

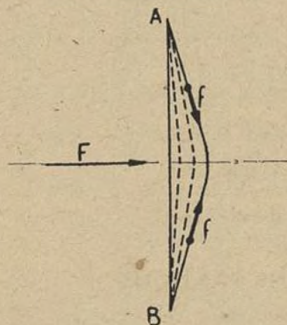
choisis d'une manière assez arbitraire en vue d'un effet de pondération.

Considérant à nouveau les groupes variables précités, on peut se demander s'il ne serait pas légitime d'exprimer les phénomènes mis en jeu en fonction du travail mécanique qu'ils nécessitent. Dans ce cas, on pourrait dire que les variables du premier groupe se classent, suivant la terminologie de Gibbs, parmi les variables de tension et les variables du deuxième parmi les variables de position. En évaluant le travail nécessité par la rupture statique, on pourrait définir un indice de qualité en comparant ce travail à celui qu'il faut faire dans la rupture dynamique.

Il nous a semblé toutefois qu'il était préférable d'essayer, au préalable, une détermination expérimentale directe d'un indice de qualité en combinant l'essai de traction et l'essai de rupture à la flexion par choc.

Principe de l'essai de rupture au choc par flexion-traction

La fixation de l'éprouvette cylindrique à ses deux extrémités A et B doit permettre une rotation autour de deux axes verticaux. Dans ces conditions, la flexion qui résulte



de la poussée du mouton en mouvement sur le milieu de l'éprouvette exerce de part et d'autre, sur chacune des moitiés de celle-ci, une force de traction f qui augmente progressivement jusqu'à la rupture. On peut munir le mouton de pannes représentant plusieurs arrondis.

Pour rechercher l'influence des dimensions de l'éprouvette sur le résultat, on utilise des éprouvettes de longueur et de section transversale différentes. La possibilité d'écarter les points A et B permet d'expérimenter sur des longueurs variées. En conservant dans tous les cas le même rapport $\frac{\text{longueur}}{\text{diamètre}}$ on peut examiner s'il existe

des relations de similitude permettant de définir, comme ci-après, un indice de qualité qui serait une constante caractéristique du métal.

Définition d'un indice de qualité par la rupture au choc dans l'essai de flexion traction

L'indice de qualité est le travail global en kgm par cc nécessaire à la déformation élastique, puis à la déformation permanente et enfin à la décohésion quand un solide encastré aux deux extrémités subit un choc en son milieu.

Mode opératoire. — On a muni différents moutons-pendules d'un dispositif permettant de faire varier l'écartement des deux points d'attache de l'éprouvette. En raison des facilités de préparation et de fixation, on a utilisé un fil dans chaque expérience conduite comme suit : on enroule l'une des extrémités sur l'un des axes horizontaux filetés et on procède à un serrage à l'aide d'une rondelle pressée sur le fil par un écrou. On exerce sur le fil une faible tension mesurée par un dynamomètre et on bloque le fil contre le deuxième axe horizontal comme dans le

cas précédent. L'enroulement sur l'un des axes et le passage sur le deuxième se font dans des sens tels qu'au moment de la traction le serrage tend à augmenter. La tension est, dans tous les cas, pour un métal donné, une fraction (1/3) de la limite élastique. Il serait toutefois possible d'étudier l'influence d'une variation de la tension plus petite que cette limite sur les résultats. La longueur du fil (variable de 5 à 16 cm suivant les cas)

entre les deux axes se trouve assez bien définie. Les deux brins du fil après la rupture frottent peu sur le mouton qui les écarte au passage. Ce mouton est retenu ensuite dans une position oblique pendant sa descente, afin qu'il ne retombe pas sur les deux brins écartés. Ces derniers peuvent être rapprochés pour la mesure de la flèche au moment de la rupture.

Résultats (voir tableaux).

Fil de fer Armco recuit (tension initiale 6 kg/cm²)

| | Travail de rupture en kgm/cm ² | Plus grand écart en % | Allongement pour cent | Plus grand écart en % | Indice de qualité en kgm/cm ³ |
|--|---|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|--|
| <i>Fil de 4/10 de mm :</i> | | | | | |
| Valeur moyenne pour 5 expériences..... | 40 | + 14 — 5 | 11,0 | + 6 — 3 | |
| Valeur moyenne pour 8 expériences..... | 42,1 | ± 9 | 11,1 | ± 1 | |
| Valeur moyenne pour 4 expériences..... | 42,4 | ± 10 | 11,2 | ± 2 | |
| Moyenne pondérée | 40 | | | | 5,0 |
| <i>Fil de 5/10 de mm :</i> | | | | | |
| Valeur moyenne pour 5 expériences..... | 53 | ± 6 | 11,1 | ± 4 | |
| Valeur moyenne pour 8 expériences..... | 42,6 | ± 6 | 10,9 | ± 5 | |
| Valeur moyenne pour 3 expériences..... | 35,2 | + 14 — 7 | 10,8 | ± 5 | |
| Moyenne pondérée | 44 | | | | 4,4 |
| <i>Fil de 6/10 de mm :</i> | | | | | |
| Valeur moyenne de 5 expériences..... | 56,7 | + 11 — 6 | 11 | + 10 — 3 | |
| Valeur moyenne de 8 expériences..... | 57 | ± 13 | 11 | + 3 | |
| Moyenne pondérée | 57 | | | — 10 | 4,7 |
| <i>Fil de 7/10 de mm :</i> | | | | | |
| Valeur moyenne de 5 expériences..... | 52,7 | + 11 — 22 | 10,7 11 | + 6 — 12 | |
| Valeur moyenne de 8 expériences..... | 82 | ± 13 | | + 3 — 14 | |
| Moyenne pondérée | 71 | | | | 5,0 |
| Valeurs probables | | | 11,1 ± 5 % | | 4,8 ± 5 % |

Fil de cuivre recuit (tension initiale 4 kg/mm²)

| | Travail de rupture en kgm/cm ² | Plus grand écart en % | Allongement pour cent | Plus grand écart en % | Indice de qualité en kgm/cm ³ |
|--|---|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|--|
| <i>Fil de 4/10 de mm :</i> | | | | | |
| Valeur moyenne pour 9 expériences..... | 50,3 | — 8 + 4 | 15 | + 8 — 5 | 6,3 |
| <i>Fil de 5/10 de mm :</i> | | | | | |
| Valeur moyenne pour 9 expériences..... | 57,7 | ± 16 | 22 | + 10 — 3 | 5,8 |
| <i>Fil de 6/10 de mm :</i> | | | | | |
| Valeur moyenne pour 8 expériences..... | 71,0 | ± 6 | 22 | + 10 — 4 | 5,9 |
| <i>Fil de 7/10 de mm :</i> | | | | | |
| Valeur moyenne pour 7 expériences..... | 99,0 | ± 4 | 21 | ± 2 | 7,1 |
| Valeurs probables | | | 21 | | 6,3 |

Fil d'aluminium recuit (tension initiale 2 kg/mm²)

| | Travail de rupture en kgm/cm ² | Plus grand écart en % | Allongement pour cent | Plus grand écart en % | Indice de qualité en kgm/cm ³ |
|---|---|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|--|
| <i>Fil de 4/10 de mm :</i> Angle de remontée trop grand. | | | | | |
| <i>Fil de 5/10 de mm :</i> | | | | | |
| Valeur moyenne pour 7 expériences..... | 13,8 | ± 13 | 14 | — 3 + 18 | 1,4 |
| <i>Fil de 6/10 de mm :</i> | | | | | |
| Valeur moyenne pour 7 expériences..... | 11,2 | + 50 — 40 | 10 | + 3 — 15 | 0,9 |
| <i>Fil de 7/10 de mm :</i> | | | | | |
| Valeur moyenne pour 8 expériences..... | 7,5 | ± 50 | 7 | + 10 — 15 | 0,5 |
| Valeurs probables | | | 10 | | 0,9 |

| | Allongement % à la rupture par choc | Indice de qualité kgm/cc |
|-------------------------------|--|-----------------------------|
| Fil de fer Armco recuit | 11,5 | 4,8 |
| Fil de cuivre recuit | 22 | 6,3 |
| Fil d'aluminium recuit | 10 | 0,9 |

Observations. — Pour le fil Armco de 5/10, on doit adopter les valeurs :

$$E = 21 \quad R = 33 \quad A \% = 24$$

Les ruptures observées en dehors de la zone d'impact du mouton ont été : Fe 25 %; Cu 20 %; Al 40 %.

Remarques. — Les résultats obtenus appellent les remarques suivantes et indiquent les grandes lignes du travail à entreprendre :

1° Les métaux ont été recuits dans l'azote non purifié. Il semble indispensable, étant donnée la grande sensibilité à la corrosion des fils de faible diamètre, d'opérer le recuit dans de l'azote exempt d'oxygène.

2° La dispersion des résultats, acceptable dans la majorité des cas en ce qui concerne le fer et le cuivre, est déplorable pour l'aluminium. Il faudrait opérer pour ce métal avec la puissance de 0,25 kgm. Pour apprécier d'ailleurs si la dispersion n'est pas particulièrement imputable à des corrosions localisées en surface, on pourrait opérer

sur des prélèvements faits dans un fil unique tréfilé par nos soins.

3° Il y aurait lieu, avec un mouton-pendule d'une puissance très différente (Charpy de 30 kgm par exemple) d'expérimenter sur des éprouvettes plus grosses avec diamètre

des rapports $\frac{\text{longueur}}{\text{diamètre}}$ autres que celui de 200.

4° Afin d'apprécier l'influence du choc, il serait intéressant d'effectuer la rupture par flexion-traction statique, d'évaluer l'aire de la courbe et de comparer le travail statique au travail dynamique.

5° On pourrait parallèlement faire le rapport de ces deux travaux dans une rupture dynamique et une rupture statique à la traction effectuée suivant la longueur de l'éprouvette.

P. DUBOIS.



