

SÉRIE A.
N^o. D'ORDRE :

24

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE LILLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M^{lle} Marguerite HANOT

Agrégée,

Chargée de conférences à la Faculté des Sciences de Lille.

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA LARGEUR DES
RAIES DE LA SÉRIE DE BALMER.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le Juin 1927 devant la Commission d'examen

Président : M. COTTON,
Membre de l'Institut,
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

Examineurs { MM. PÉLABON,
BRUHAT,
PAUTHENIER

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1927

SÉRIE A.
N^o D'ORDRE :

24

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE LILLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M^{lle} Marguerite HANOT

Agrégée,

Chargée de conférences à la Faculté des Sciences de Lille.

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA LARGEUR DES
RAIES DE LA SÉRIE DE BALMER.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Juin 1927** devant la Commission d'examen

Président : M. COTTON,
Membre de l'Institut,
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

Examineurs { MM. PÉLABON,
BRUHAT,
PAUTHENIER.

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1927

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE LILLE

MM.

Doyen..... MAIGE, *Professeur* de Botanique générale.

Assesseur..... MALAQUIN, *Professeur* de Zoologie générale et appliquée.

Doyen honor. DAMIEN.

Professeurs honoraires. { HALLEZ.
RICOME.
PETOT.
CHATELET, *Recteur de l'Académie de Lille.*
BARROIS, *Président de l'Académie des Sciences.*
BRUHAT, *Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.*

Professeurs.... { SWYNGHEDAUW. Physique et Electricité industrielles.
GAMBIER..... Mathématiques.
PÉLABON..... Chimie générale.
PASCAL..... Chimie appliquée.
CHAZY..... Calcul différentiel et intégral.
BERTRAND..... Botanique appliquée.
FOSSE..... Chimie organique.
PRUVOST..... Géologie et minéralogie.
PAILLOT..... Physique expérim. et radiotélégraphie.
PARISELLE..... Chimie physique.
BÉGHIN..... Mécanique rationnelle et appliquée.
DEHORNE..... Histologie comparée et biologie marit.
PAUTHENIER... Physique générale.
LERICHE..... Géologie appliquée.
Kampi de Feret *Malte.*
Professeurs sans chaire... { JOUNIAUX..... Chimie appliquée.
CHAPELON..... Mathématiques.

Maitres de conférences... { LAGRANGE..... Mathématiques.
DOLLÉ..... Hydrologie.

Secrétaire.... BOURY.

Secrétaires honoraires... { GUILLET.
LEBRUN.

A MES PARENTS

A Messieurs
BRUHAT et PAUTHENIER

Hommage de respectueuse reconnaissance.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA LARGEUR DES RAIES DE LA SÉRIE DE BALMER

Par Melle M. HANOT

INTRODUCTION

Les raies de la série de Balmer présentent, lorsque le spectre de l'hydrogène est obtenu à pression élevée, une très grande largeur et un aspect diffus signalés par de nombreux physiciens.

Dès 1858, alors que le spectre de l'hydrogène était connu depuis quelques années seulement, Van der Willigen remarquait que l'étincelle sous la pression atmosphérique fournit la raie H_{α} nette, les raies H_{β} et H_{γ} larges et diffuses ; depuis lors différents auteurs ont étudié comment le spectre de l'hydrogène dépend de la pression dans des conditions diverses : tubes à décharge où la pression varie jusqu'à quelques centaines de millimètres de mercure (Michelson, Hulburt), arc sous la pression atmosphérique et sous une pression plus élevée (Rossi), étincelle.

En ce qui concerne l'étincelle, Hemsalech ⁽¹⁾ a montré que le spectre dépend des conditions électriques et remarqué notamment qu'en ajoutant au circuit une self suffisante, les raies H_{α} , H_{β} , H_{γ} deviennent très nettes sous la pression atmosphérique. Rossi ⁽²⁾ a étudié, sous pression constante,

(1) HEMSALECH. *Journ. de Phys.*, 7, 1899, p. 652

(2) ROSSI. *Astroph. J.*, 40, 1914, p. 232.

la relation entre la largeur des raies d'une part, la capacité et la self du circuit d'autre part et il conclut : « Il semblerait que la densité du courant soit un facteur très important, sinon le seul facteur de ce phénomène ». Mais ce travail, pas plus que les précédents, ne peut être considéré comme quantitatif quoique l'auteur y caractérise les largeurs des raies par des nombres, car à la base de ces recherches manque une définition de ce que l'on entend par *largeur des raies* : Rossi, dans le travail cité, photographie différents spectres en conservant le même courant primaire dans la bobine, le même temps de pose, les mêmes conditions de développement, puis mesure à la machine à diviser la largeur cherchée en prenant comme bord de la raie le milieu de la partie dégradée. De telles mesures suffisent à donner une idée d'ensemble du phénomène, mais elles sont à la fois très peu précises (car « le milieu de la partie dégradée » est mal défini) et arbitraires car la largeur évaluée ainsi dépend de l'intensité de l'impression photographique au centre de la raie et rien ne prouve que cette intensité reste invariable dans les conditions de l'expérience ; j'ai notamment constaté maintes fois qu'elle décroît si l'on augmente la self du circuit sans modifier le courant primaire de la bobine ni le temps de posé.

Toute une autre série de recherches a porté sur les causes du phénomène.

Lippich ⁽¹⁾ le premier a cherché dans l'effet Doppler, dû au déplacement des particules émettrices, une cause de la largeur finie de toute raie spectrale ; cette influence et celle des perturbations dues aux chocs moléculaires ont été étudiées ensuite en 1907 par Schönrock ⁽²⁾.

En 1912 Ladenburg ⁽³⁾ croit pouvoir attribuer la grande largeur des raies de l'hydrogène à la multiplicité des parti-

(1) LIPPICH. *Pogg. Ann.*, 134, 1870, p. 465.

(2) SCHÖNROCK. *Ann. der Phys.*, IV, 22, 1907, p. 209.

(3) LADENBURG. *Ann. der Phys.*, 38, 1912, pp. 249-318.

cules émettrices situées le long d'un même rayon visuel et à l'absorption de la source pour ses propres radiations, mais aucun nombre n'est donné à l'appui de cette théorie.

Lord Rayleigh, dans une étude théorique d'ensemble ⁽¹⁾ discute cinq causes d'élargissement des raies spectrales : celles qui viennent d'être citées, l'effet de rotation des sources lorsque celles-ci sont des molécules polyatomiques et l'effet de l'amortissement des vibrations causé par le rayonnement d'énergie.

A ces causes, il faut en ajouter une sixième signalée pour la première fois par Stark en 1914 : l'effet Stark dû au champ électrique intermoléculaire ; en effet il existe un rapport indéniable, particulièrement bien mis en évidence par Merton ⁽²⁾, entre l'effet étudié ici et l'effet Stark : il est frappant de remarquer que les raies de l'hélium ou du lithium qui présentent une décomposition dissymétrique par le champ électrique présentent aussi un élargissement dissymétrique par la pression, que dans tous les spectres ces deux phénomènes varient toujours dans le même sens d'une série à l'autre ou d'un terme à l'autre d'une même série, enfin, si l'on considère plus spécialement la série de Balmer de l'hydrogène, qu'il existe un rapprochement évident entre la répartition de l'intensité lumineuse dans les différentes raies élargies et leur décomposition par le champ électrique.

L'état de la question en 1915 est résumé complètement dans un mémoire de Stark ⁽³⁾, mais l'auteur conclut en montrant la grande complexité du phénomène et l'insuffisance de données expérimentales précises.

Signalons encore une étude théorique importante de Holtsmark ⁽⁴⁾ où l'auteur calcule la probabilité pour que le champ moléculaire moyen possède une valeur donnée et en

(1) RAYLEIGH. *Phil. mag.*, 29, 1915, p. 274.

(2) MERTON. *Proc. roy. soc.*, 92, 1915, pp. 322-328.

(3) STARK. *Jahrb. der Radioakt.*, 12, 1915, pp. 354-440.

(4) HOLTSMARK. *Ann. der Phys.*, 58, 1919, pp. 577-630.

déduit une expression de la largeur des raies. Mais ici encore le rapprochement entre la théorie et l'expérience ne peut être que très vague à cause de l'imprécision des données expérimentales existantes.

Je me suis proposé, dans le présent travail, d'étudier les raies de la série de Balmer dans le spectre d'une étincelle condensée et de contribuer à la solution du problème de la largeur de ces raies par des mesures nouvelles et par un rapprochement entre les résultats obtenus et les données théoriques.

Dans une première partie purement expérimentale, j'étudie quantitativement, après avoir rappelé la définition de la largeur d'une raie, comment varie cette grandeur en fonction de différents facteurs, notamment de la pression et de l'intensité maxima du courant qui traverse l'étincelle.

Dans une deuxième partie, à la fois théorique et expérimentale, je tâcherai d'analyser les causes essentiellement complexes du phénomène signalé.

- Ces recherches ont été effectuées au Laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Lille. Avant d'en exposer les résultats, je tiens à remercier particulièrement M. Bruhat qui a mis à ma disposition les ressources du laboratoire et s'est intéressé d'une façon constante à mon travail. Je lui exprime ainsi qu'à M. Pauthenier ma très vive gratitude pour les conseils éclairés et bienveillants que tous deux ont bien voulu me donner et qui ont toujours été pour moi un guide précieux.
-

PREMIÈRE PARTIE

DÉFINITION DE LA LARGEUR D'UNE RAIE

Nous prendrons comme définition de la largeur d'une raie celle qui a été adoptée par Schönrock, Buisson et Fabry, Holtzmark, etc. : *la largeur d'une raie est l'intervalle $AB = l$ des longueurs d'onde pour lesquelles l'intensité lumineuse est égale à la moitié de l'intensité maxima E_0 de la raie.*

Certains des auteurs cités considèrent que la grandeur ainsi définie caractérise la répartition de l'énergie lumineuse

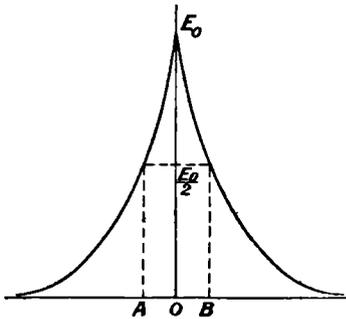


Fig. 1.

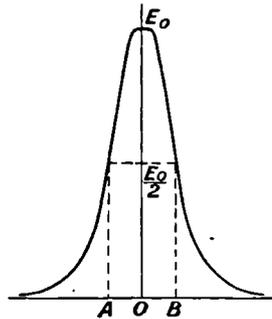


Fig. 2.

d'une raie ; il en est évidemment ainsi dans les cas particuliers où cette répartition dépend d'un seul paramètre, par exemple quand l'élargissement est dû uniquement à l'effet Doppler ; par contre, dans les cas étudiés ici, il y aura lieu

de faire certaines réserves car l'allure des courbes $E(\lambda)$ qui représentent l'intensité lumineuse en chaque point du spectre en fonction de la longueur d'onde dépend essentiellement de la raie considérée.

Les figures 1 et 2 donnent une idée de la différence d'aspect entre H_γ et H_β ; à largeur égale, la répartition de l'énergie autour de la longueur d'onde moyenne y est très différente. On ne pourra donc comparer entre elles les largeurs de deux raies différentes que d'une façon conventionnelle ; par contre l'allure générale de la courbe $E(\lambda)$ n'est pas modifiée sensiblement par les conditions variables et nous admettrons toujours, lorsqu'il s'agira de comparer une raie à elle-même, que la largeur l définie ci-dessus caractérise suffisamment la répartition de l'intensité lumineuse.

Ces considérations préliminaires étant posées, nous allons :

- 1^o Discuter les conditions expérimentales dans lesquelles ce travail a été effectué ;
 - 2^o Exposer les résultats des principales mesures auxquelles il a donné lieu.
-

CHAPITRE PREMIER

Discussion des conditions expérimentales.

1. Production de l'étincelle et détermination des variables électriques. — Dans toutes mes expériences, le spectre est produit par l'étincelle de décharge d'une batterie de condensateurs chargée par une bobine.

Eclateur (fig. 3). — L'étincelle jaillit à l'intérieur d'un cylindre de cuivre de 6 cm. de diamètre intérieur et 8 cm. de

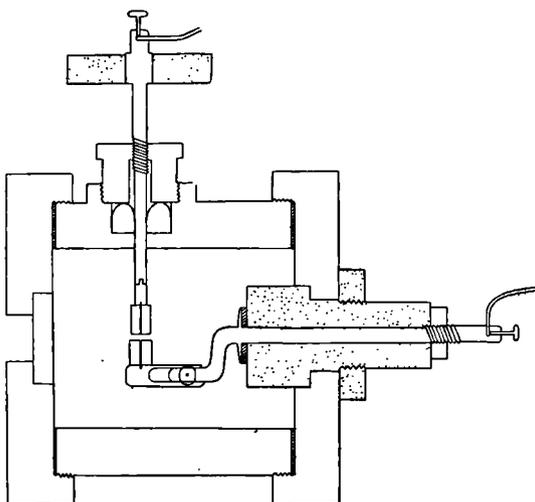


Fig. 3.

longueur présentant deux tubulures pour l'arrivée et la sortie du gaz ; au commencement de chaque opération, on chasse l'air de l'appareil par un courant d'hydrogène, ensuite le robinet de sortie est fermé et l'enceinte reste en communica-

tion avec la bouteille d'hydrogène par l'intermédiaire d'un détenteur qui conserve à la pression la valeur désirée. L'appareil avait été construit de façon à pouvoir supporter une pression maxima de 8 ou 10 atmosphères ; dans les expériences décrites ici, les pressions utilisées sont celles que donne un détenteur courant de bombe à hydrogène c'est-à-dire de 1 à 4 kg.-cm². La base antérieure du cylindre présente une fenêtre de quartz ; la base postérieure est traversée par une des tiges d'amenée du courant entourée d'un épais cylindre isolant en ébonite. La deuxième électrode est reliée à la masse, on peut la déplacer au moyen d'une vis mobile dans un écrou fixe et modifier ainsi de l'extérieur la longueur de l'étincelle. Les électrodes sont constituées par des fils de platine ou de cuivre de 0,6 à 1,2 mm. de diamètre, entourés de gaines de verre. Après chaque série d'opérations, les faces en regard sont passées à la meule, on fait tomber ainsi le dépôt métallique qui se forme sur les gaines isolantes par suite du passage du courant et, dans ces conditions, les étincelles sont aussi fixes et régulières que possible.

Charge des condensateurs. — Le courant est fourni par une bobine d'induction alimentée elle-même par le courant continu du secteur (110 V) ou des accumulateurs (36 ou 72 V) et munie d'un interrupteur à turbine (Modèle Blondeau). Celui-ci est animé d'un mouvement de rotation à 500 tours par minute environ ; le courant passe en marche normale 4 fois par tour (30 fois par seconde) aux instants où les jets de mercure de la turbine T rencontrent les palettes marquées 2 et 4 (fig. 4) ; en marche intensive, c'est-à-dire lorsque les bornes 3 et 4 sont réunies, le courant passe aussi 4 fois par tour entre 2' et 3' ce qui double le nombre des interruptions. Dans mes premières expériences, j'ai employé un courant primaire intense et constant (par exemple 10 amp. efficaces), il se produisait alors à chaque rupture, en l'espace de 1/100 de seconde environ, toute une série d'étincelles (parfois une dizaine). J'ai préféré par la suite choisir

dans chaque cas le courant primaire juste suffisant pour produire une étincelle à chaque rupture.

Capacité. — Le circuit secondaire de la bobine est relié à des condensateurs. Je dispose de 6 condensateurs de Moszicki dont les capacités, déterminées à 1 o/o près au moyen du

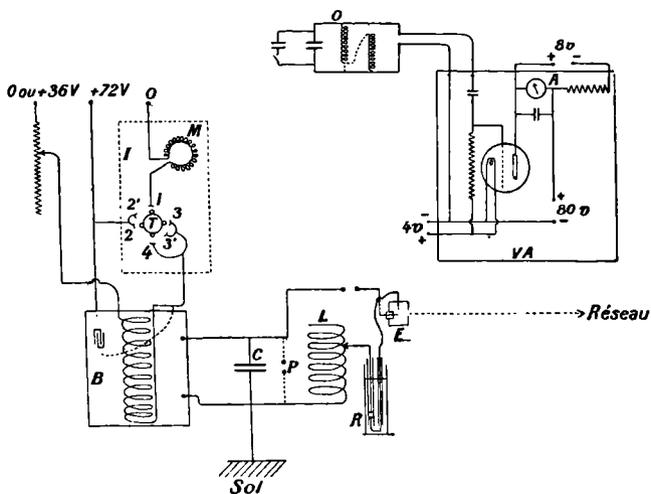


Fig. 4.

pont de Sauty, sont toutes comprises entre 3,08 et 3,8 millièmes de microfarad. Les capacités C employées varient ainsi de 1,54 (deux condensateurs en série) à 21 μf (six en parallèle). Exceptionnellement j'ai eu l'occasion d'y ajouter un condensateur à bain de pétrole de 10 μf .

Potentiel. — La tension de charge V des condensateurs est simplement réglée par le potentiel explosif de l'étincelle elle-même ou de l'ensemble de l'étincelle étudiée et d'une deuxième coupure du circuit de longueur réglable. Elle varie entre 2,5 et 15 kilovolts et peut être repérée par la longueur d'étincelle maxima que donne un micromètre à boules P placé entre les bornes des condensateurs. La précision de ces mesures correspond à la constance du potentiel explosif ;

d'ailleurs le plus souvent possible, j'effectue chaque série d'expériences en conservant V constant ce qui diminue l'intérêt que pourrait présenter une détermination plus précise de cette grandeur.

Les boules de cuivre du micromètre ayant pour diamètre 18,7 mm., le potentiel explosif correspondant à une distance de :

| | | |
|---------|-----|---------|
| 0,5 mm. | est | 2 885 V |
| 1 | — | 4 785 |
| 2 | — | 8 330 |
| 3 | — | 11 645 |
| 4 | — | 14 825 |
| 6 | — | 20 850 |

(Ces nombres sont déduits par interpolation de ceux que donne le *Recueil de constantes de la Société française de Physique*, pour des boules de 1 et de 2 cm. de diamètre).

Dans le cas où la condition prise pour variable est susceptible d'affecter le potentiel explosif, s'il s'agit en particulier de la longueur de l'étincelle ou de la pression du gaz, le dispositif suivant est commode pour

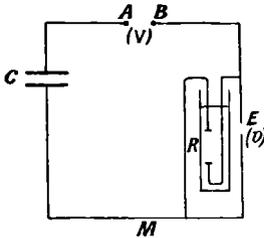


Fig. 5.

maintenir automatiquement constantes la charge des condensateurs et l'intensité du courant ; il a seulement l'inconvénient d'exiger une tension totale V relativement élevée ; on place en dérivation sur l'éclateur E où doit jaillir l'étincelle étudiée une grande résistance (200 à 2 000 ω)

dépourvue de self, constituée par une colonne liquide de 1 à 10 cm. de long et 1 cm² de section d'une solution de sulfate de cuivre environ déci-normale ; le circuit comprend en outre une coupure AB correspondant au potentiel V choisi. L'intensité du courant est représentée par le graphique 6 : lorsque la charge des condensateurs atteint la valeur constante C . V une étincelle passe en AB et un courant I rapide-

ment croissant traverse la résistance R ; si $I.R$ prend la valeur v égale au potentiel explosif de l'éclateur E , une étincelle s'établit à son tour en E ; à partir de cet instant, le courant qui passe en R est négligeable devant celui qui passe

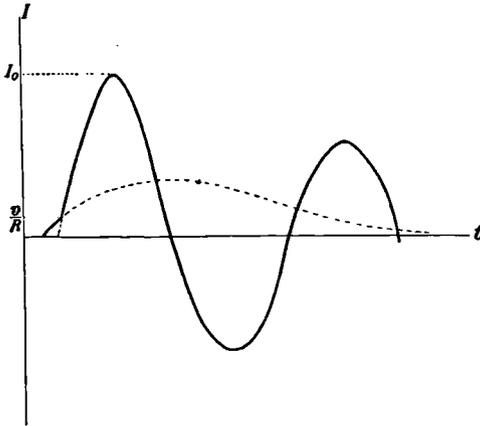


Fig. 6.

en E et le calcul montre que celui-ci dépend infiniment peu de v , lorsque v reste petit devant V et que R est grand devant la résistance critique R_c du circuit CABEMC.

Si $R = 5.R_c$ et si $v < V/2$, les conditions indiquées sont réalisées à 1 o/o près.

Période et amortissement. — Pour faire varier l'amortissement et la période du circuit, j'y ajoute soit une résistance sans self formée par une colonne de 1 cm² de section et de longueur variable d'une solution demi-normale de sulfate de cuivre entre électrodes de cuivre (4 ω de résistance par millimètre de longueur) soit un nombre variable de spires d'une bobine de grande self-inductance, de faible résistance ; cette bobine a 60 cm. de diamètre et comprend 20 tours de gros fil de cuivre, ce qui représente une self-inductance totale voisine de 2×10^{-4} henrys. Le calcul de la self à partir des données géométriques du circuit ne peut donner que des

indications grossières. Au lieu de mesurer directement cette grandeur, j'ai préféré déterminer soit la période de l'étincelle, soit la longueur d'onde des ondes électromagnétiques émises dans le voisinage ; ces grandeurs, ainsi que l'amortissement du circuit, peuvent être étudiées par les méthodes du miroir tournant et du contrôleur d'onde.

La mesure de la longueur d'onde est effectuée d'une façon précise et rapide au moyen d'un ondemètre de T. S. F. placé à 1 m. ou 2 m. du circuit oscillant étudié. Les ondes que j'ai eu l'occasion de mesurer varient de 110 à 1350 m. et je n'ai disposé d'abord que d'un contrôleur d'onde (système Townsend) convenant de 250 à 4000 m. ; pour les ondes courtes, j'avais dû constituer un variomètre formé d'une très petite capacité à feuille de mica et de bobines de self d'orientation variable ; en donnant d'abord à cet appareil une capacité assez grande, je pouvais étalonner la self par comparaison dans le domaine de 250 à 500 m., en réduisant ensuite la capacité, le variomètre permettait des mesures dans le domaine de 120 à 240 m. Depuis, j'ai employé de préférence une autre contrôleur d'onde de la Radiotélégraphie militaire étalonné de 150 à 1100 m., c'est-à-dire couvrant la plus grande partie du domaine à étudier.

Au lieu d'utiliser l'ampoule ou le téléphone que portent ces appareils pour déceler les courants qui les parcourent, on peut relier les bornes de leur capacité à un voltmètre amplificateur (Abraham et Bloch)⁽¹⁾ et construire les courbes de résonance entre le circuit fixe à étudier et le circuit variable de l'ondemètre. Cette méthode permet, d'une part, une meilleure détermination du maximum et, par suite, de λ , d'autre part, une étude de l'acuité de résonance et par suite la détermination du décrément logarithmique du circuit.

Voici, par exemple, les indications du voltmètre pour l'étude d'un circuit comprenant un condensateur (3,08 μ f) et 14 spires de la bobine de self ; l'appareil était employé avec

(1) ABRAHAM et BLOCH. *Journal de Phys.*, I, 1920, p. 41-57.

une seule lampe fonctionnant comme détectrice et la distance des deux circuits — voisine de 1 m. — était choisie de façon qu'au cours des lectures, l'aiguille du milliampèremètre A parcourt une grande partie du cadran. La figure 4 donne un schéma VA du voltmètre amplificateur réduit aux parties réellement utilisées dans le fonctionnement à une lampe. La fig. 7 résume graphiquement les mesures du tableau suivant :

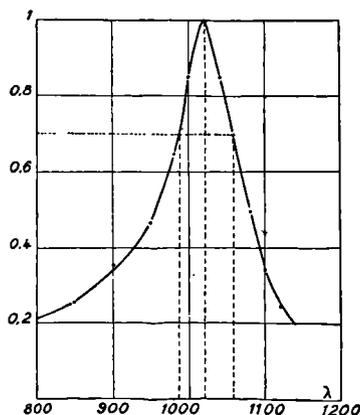


Fig. 7.

Indications

| de l'ondemètre | du voltmètre amplificateur |
|----------------|----------------------------|
| 800 m. | 0,22 mA. |
| 850 | 26 |
| 900 | 36 |
| 950 | 47 |
| 980 | 65 |
| 1 000 | 85 |
| 1 020 | 1,00 |
| 1 040 | 0,85 |
| 1 060 | 70 |
| 1 080 | 50 |
| 1 100 | 35 |
| 1 140 | 25 |

Si l'on désigne par $2\Delta\lambda$ l'intervalle des longueurs d'onde pour lesquelles :

$$V_{\text{eff}}^2 = 1/2 \times V_{\text{max}}^2,$$

la formule classique (1) :

$$V_{\text{eff}}^2 = V_{\text{max}}^2 \times \frac{\frac{v_2}{v_1} \left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2\pi} \right)^2}{\left(1 - \frac{v_2}{v_1} \right)^2 + \left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2\pi} \right)^2}$$

(où v_1 et v_2 sont les fréquences propres des deux circuits, δ_1 et δ_2 leurs décrets) donne :

$$\delta_1 + \delta_2 = \pi \times \left[\frac{2\Delta\lambda}{\lambda} + 2 \left(\frac{2\Delta\lambda}{\lambda} \right)^2 \right]$$

δ_2 peut être déterminé en étudiant de même la résonance entre l'ondemètre et les ondes entretenues d'une hétérodyne; on en déduit ensuite δ_1 . Dans le cas précédent, il vient :

$$\delta_1 + \delta_2 = 0,23 \quad \text{et} \quad \delta_1 = 0,21.$$

J'ai étudié ainsi les circuits constitués par le même condensateur et un nombre croissant n de spires de la bobine : δ_1 d'abord de l'ordre de 0,4 (le rapport des amplitudes de deux oscillations successives est alors : $\frac{a_1}{a_2} = 1,6$) commence par décroître, passe par un minimum voisin de 0,18 pour $n = 5$ tours ($\frac{a_1}{a_2} = 1,2$), croît ensuite et atteint la valeur 0,35 pour $n = 20$ tours.

Le maximum est facilement déterminé à 1 0/0 près pour les grands λ ; l'erreur relative augmente un peu quand λ décroît et peut atteindre 4 0/0 quand $\lambda < 200$ m. Sur $\Delta\lambda$ la principale erreur est due aux oscillations de l'aiguille; elle est certainement, dans le cas étudié, inférieure à 8 m. et il peut en résulter pour δ_1 une incertitude de l'ordre de 0,015 (en valeur absolue). Cette méthode n'est pas applicable pour des ondes très amorties et ne permet de déterminer une résistance critique que d'une façon indirecte. On peut songer alors à employer la méthode du miroir tournant; celle-ci semble commode, en effet, lorsqu'il s'agit de reconnaître

(1) ZENNEC, t. 2, p. 94.

simplement si une étincelle est ou non oscillante ; dans des expériences préliminaires, je l'ai employée pour déterminer l'ordre de grandeur de la résistance critique R_c d'un circuit donné ; mais il faut remarquer qu'une telle détermination peut être illusoire ; en effet, supposons $R = R_c/2$, la décharge est oscillante, amortie et a un décrement logarithmique égal à π , c'est-à-dire que le rapport des amplitudes correspondant à deux périodes successives est de l'ordre de 20 ; à l'observation ou sur le cliché, la deuxième oscillation peut passer tout-à-fait inaperçue, de sorte que l'on confond dans ce cas R et R_c . Voici comment j'ai opéré par la suite pour déterminer une résistance critique au moyen de l'ondemètre et du voltmètre amplificateur. Soit par exemple le circuit pour lequel $n = 5$, nous avons vu que sans résistance additionnelle, $\delta = 0,18$. Nous attribuons cet amortissement à une résistance r différente de la résistance ohmique du circuit, telle que $r.I$ comprenne toutes les déperditions d'énergie possibles, il vient :

$$\delta = \frac{r}{2L} \times 2\pi\sqrt{LC} = 2\pi \frac{r}{R_c}$$

(r est donc égal à $R_c \times 0,03$).

J'ai déterminé qu'en y ajoutant une résistance $\rho = 18 \omega$, on donne à son décrement la valeur $\delta' = 0,88$, ce qui donne :

$$\delta' = 2\pi \frac{r + \rho}{R_c},$$

on tire de ces relations :

$$R_c = r + \rho \frac{2\pi - \delta}{\delta' - \delta}.$$

Pour donner au circuit l'amortissement critique, il faut y intercaler une résistance :

$$\rho \times \frac{2\pi - \delta}{\delta' - \delta},$$

c'est-à-dire, dans les conditions prises pour exemple : $g \times \rho = 162 \omega$, cette quantité étant, comme la différence $\delta' - \delta$ déterminée à 8 ou 10 o/o près.

Dans le domaine des petits λ , les mesures deviennent beaucoup plus incertaines et il n'y a aucun avantage à reprendre pour chaque cas la détermination de deux décréments, il suffit de calculer la résistance critique d'un circuit à partir de celle d'un autre circuit en remarquant que cette quantité est inversement proportionnelle à C/λ (expression qui jouera un rôle particulier dans le chapitre suivant) et comme r n'est en somme qu'un terme correctif, toujours compris entre 3/100 et 6/100 de R_c , sa détermination précise n'a pas un grand intérêt lorsque le circuit doit avoir un amortissement supérieur à R_c .

2. Production du spectre et détermination de la largeur des raies. — *Appareil dispersif.* — Les largeurs à mesurer varient, comme nous le verrons, d'une dizaine à une centaine d'Angströms, il n'y a donc pas lieu d'utiliser pour leur étude les interféromètres de très grande dispersion ; j'ai toujours employé un réseau concave de Rowland à 568 traits par millimètre et de rayon $\rho = 3,04$ m.

Dans beaucoup d'expériences, le montage employé a été celui de Rowland et, dans ces conditions, on a :

$$\frac{e x}{\rho} = k \cdot \Delta \lambda,$$

c'est-à-dire qu'au premier spectre, un espace de 1 mm. correspond à :

$$\Delta \lambda = \frac{1 \text{ mm.}}{568 \times 3040} = 5,75 \text{ \AA},$$

le nombre total des traits étant d'environ 50000, le pouvoir séparateur du réseau est, pour le spectre visible, de l'ordre de $0,1/k \text{ \AA}$.

Ce montage a l'inconvénient de présenter un fort astigma-

tisme ; or, il peut être intéressant de voir si toutes les régions de l'étincelle donnent le même spectre sans effectuer pour cela autant de poses qu'il y a de points à étudier, aussi ai-je employé souvent le montage stigmatique (1) qui a de plus l'avantage de fournir des spectres plus lumineux : la fente est placée au foyer d'une lentille de grande distance focale et le réseau est encore utilisé sous diffraction normale (fig. 8) de sorte que, dans ce cas, comme dans le précédent, on a l'avantage d'obtenir des spectres normaux où, sur chaque

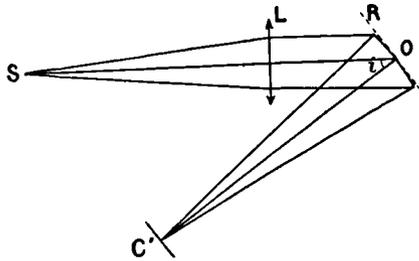


Fig. 8.

cliché, les différences de longueur d'onde sont proportionnelles aux abscisses.

La théorie générale des réseaux indique :

1° Que la relation $e(\sin i + \sin i') = k\lambda$ doit encore être satisfaite ;

2° Que les rayons incident et diffracté en un même point font des angles égaux avec le plan perpendiculaire au trait du réseau en ce point (2).

Soient :

C le centre de courbure du réseau (fig. 9) ;

S'O' un rayon incident parallèle à la direction SO ;

CO'HK le plan perpendiculaire au trait du réseau en O'.

(1) BUISSON et FABRY. *Journal de phys.*, 9, 1910, p. 933.

(2) BOUSSE. *Diffraction*, p. 152.

En donnant aux constantes les valeurs correspondantes au réseau employé, il vient :

$$OC' = \frac{\rho}{1 + \cos i} = 1 \text{ m. } 54 \quad \text{si } k\lambda = 0,420 \mu$$

$$= 1 \text{ m. } 78 \quad \text{si } k\lambda = 0,660 \times 2 \mu$$

et une longueur de 1 mm. du spectre correspond à :

$$k \cdot \Delta'\lambda = \frac{e\alpha}{\rho} (1 + \cos i) = 5,75\bar{5} \text{ \AA} \times (1 + \cos i).$$

La dispersion est environ deux fois plus faible que dans le cas précédent, elle est sensiblement constante quand i est petit : au premier spectre elle varie seulement de 2 0/0 entre 0,4 et 0,65 μ ; au contraire, au deuxième spectre, elle varie dans le même intervalle de 8 0/0. Sur beaucoup de clichés, j'ai photographié en même temps H_{β} et H_{γ} ; dans ce cas, $\Delta'\lambda$ est déduit de la distance des maxima des deux raies ; dans les autres cas, ce coefficient est ou calculé ou déterminé à l'avance par la distance de deux raies connues.

Le pouvoir séparateur est théoriquement le même que précédemment, mais l'intervalle de longueur d'onde que couvrirait une image parfaitement monochromatique de la fente dépend de la distance focale de la lentille employée ; j'ai choisi généralement celle-ci égale à 150 cm., c'est-à-dire voisine de OC' , l'image est alors, comme dans le cas précédent, égale à l'objet ; avec une fente de 0,2 mm. le plus petit intervalle spectral mesurable est, au premier spectre, en employant le montage stigmatique, de l'ordre de 2,2 $\bar{\text{A}}$.

Les spectres les plus lumineux sont, pour le réseau employé, les spectres d'ordre impair à droite de l'observateur, les spectres d'ordre pair à sa gauche ; j'ai employé tantôt le premier spectre à droite, tantôt le deuxième à gauche, de façon que, à de rares exceptions près, la largeur à mesurer soit toujours comprise entre 2 et 10 mm.

Photographie des spectres. — Les spectres observés ont été dans chaque cas photographiés sur des plaques Lumière,

étiquette violette pour H_{β} et H_{γ} , chroma VR pour H_{α} , puis étudiés sur les clichés obtenus au moyen du microphotomètre de Buisson et Fabry (1); cet appareil permet de mesurer en chaque point la densité D du cliché, grandeur qui est reliée à l'éclairement E au point correspondant par la relation :

$$D = \gamma \log E + C.$$

(La graduation du coin photométrique est telle que les lectures donnent directement la quantité $D \times 100$).

Le *facteur de contraste* γ varie d'une plaque à l'autre suivant la durée et les conditions du développement et doit donc être déterminé pour chacune d'elles au moyen de plages de comparaison ; si les densités à comparer n'appartiennent pas à la région d'exposition normale, le coefficient γ cesse d'être constant, mais les clichés peuvent néanmoins servir à des mesures photométriques si la densité moyenne des plages qui servent à déterminer γ est celle des régions à étudier. Pour étalonner le cliché, il faut donc former sur chaque plaque quelques groupes de plages de comparaison obtenues avec une même source, un même temps de pose, mais des diaphragmes de surfaces différentes et connues. Si la source employée fournit une lumière blanche, on placera sur le trajet des rayons un écran Wratten rouge, s'il s'agit de l'étude de H_{α} , indigo, s'il s'agit des deux autres raies ; cette séparation est suffisante puisque γ est sensiblement constant pour des régions spectrales étendues lorsqu'on s'en tient aux radiations visibles ce qui est le cas de toutes mes recherches. De la comparaison de ces plages, on déduit la valeur ou les valeurs que peut prendre, suivant l'opacité moyenne des points à considérer le facteur de contraste de la plaque étudiée ; j'ai employé de préférence deux diaphragmes dont

(1) BUISSON et FABRY. *J. de phys.*, VI, 5, 1919, p. 37 et *Revue d'optique*, 3, 1924, p. 1.

les surfaces sont dans un rapport voisin de 2 puisque j'ai à déterminer des points où l'intensité lumineuse est moitié de l'intensité maxima.

La planche 1 représente 4 spectres photographiés sur la même plaque en vue de l'étude de H_{β} et H_{γ} sous pression variable, le courant étant constant. Les temps de pose : 12, 30, 24 et 18 minutes sont environ inversement proportionnels aux pressions : 3,3 ; 1,08 ; 1,8 et 2,5 atm. afin que les densités maxima soient voisines l'une de l'autre. La comparaison des spectres entre eux est en effet plus facile et plus probante lorsque cette condition est remplie car γ est alors certainement commun et peut être déterminé une fois pour toutes. Or, pour obtenir des noircissements du même ordre, les temps de pose doivent être inversement proportionnels à l'intensité du courant quand celle-ci est faible, varier beaucoup moins vite quand elle est élevée, et être dans tous les cas inversement proportionnels à la pression ; (si l'on rapproche ceci de ce que nous verrons plus loin au sujet de la largeur des raies, on remarque immédiatement que l'éclat des raies en leur centre varie à peu près comme leur largeur). Dans les photographies que j'ai effectuées, les poses varient de 5 à 90 minutes.

Mesures microphotométriques. — La largeur d'une raie est proportionnelle à l'intervalle de deux points du cliché pris sur ses bords et ayant pour densité : $D_1 = D_0 - \gamma \log 2$ si D_0 est la densité maxima en son centre. Dans le microphotomètre tel qu'il était construit primitivement, les déplacements du cliché étaient repérés par une simple règle graduée en millimètres dont la disposition peu commode ne permettait pas une bonne précision des lectures, ni par suite l'utilisation complète des qualités de cet appareil combiné pour l'étude de fractions de cliché de 0,1 mm. de côté. Depuis lors, le microphotomètre du laboratoire de physique de la Faculté des Sciences de Lille a été modifié et les déplacements latéraux de la plaque y sont maintenant commandés par une

vis micrométrique à tambour gradué qui donne le centième de millimètre.

Pour mesurer la largeur d'une raie, on peut, ou bien lire directement le déplacement du cliché qui amène successivement au même endroit les deux points pour lesquels D passe par la valeur calculée D_1 , ou bien construire toute la courbe des densités en fonction des abscisses et mesurer sur cette courbe la valeur cherchée. J'ai généralement préféré cette

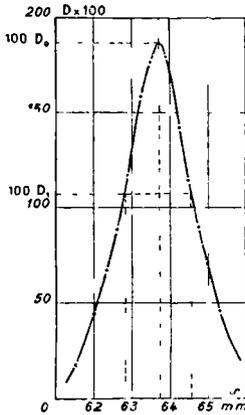


Fig. 10.

dernière méthode qui a l'avantage de renseigner sur la répartition de l'intensité lumineuse et surtout d'éliminer plus facilement les erreurs fortuites dues à un défaut de la plaque ou à une poussière qui peut s'y être déposée ; c'est encore la seule méthode possible dans les cas où un spectre de raies fines se superpose au spectre étudié ; or, tandis que le spectre du cuivre, très important au voisinage de H_γ peut être éliminé par l'emploi d'électrodes en platine, on ne peut jamais se débar-

rasser du spectre secondaire de l'hydrogène lorsque les étincelles sont très condensées (c'est-à-dire si l'intensité maximale du courant est supérieure à 250 ou 300 amp).

Voici à titre d'exemple, le tableau de nombres et la courbe (fig. 10), obtenus dans l'étude de H_α pour les conditions suivantes :

Pression : $76 + 13$ cm. de Hg = $1,17$ kg.-cm² ;

Capacité : 2 condensateurs en série = $3,08 \text{ } \mu\text{f} = 1,54 \text{ m}\mu\text{f}$;

Self : 6 tours de la bobine ; $\lambda = 425$ m. ;

V = potentiel explosif du micromètre pour 3 mm. d'étincelle = $11,65$ kilovolts.

Intensité maxima du courant dans l'étincelle :

$$\frac{C.V. \cdot 2\pi c}{\lambda} = 80 \text{ amp.}$$

| x | D. 100 |
|----------|--------|
| 61,5 mm. | 18 |
| 62 | 45 |
| 62,3 | 67,5 |
| 62,6 | 88 |
| 62,9 | 117 |
| 63,2 | 157,5 |
| 63,5 | 176,5 |
| 63,7 | 186 |
| 63,9 | 179 |
| 64,2 | 142 |
| 64,5 | 114 |
| 64,8 | 90 |
| 65,0 | 71 |
| 65,3 | 47 |
| 65,6 | 30 |

Les plages de comparaison du cliché considéré sont obtenues en prenant comme source une petite fraction d'un verre dépoli éclairé par une lampe à incandescence à travers un écran Wratten transparent pour $\lambda > 0,6 \mu$; lorsque les poses sont de 3 minutes et les diaphragmes de diamètres respectifs 5,84 et 8,64 mm., leurs densités sont 135/100 et 222/100. D'où :

$$\gamma \log 2 = (2,22 - 1,35) \times \frac{\log 2}{\log \left(\frac{8,64}{5,84} \right)^2} = 0,79$$

le maximum de densité du cliché étant 1,86, il s'agit de mesurer sur la courbe la distance de deux points dont la densité soit :

$$1,86 - 0,79 = 1,07$$

on trouve ainsi 1,70 mm.

Ce spectre est d'ordre 2 avec le montage stigmatique du

réseau ; 1 mm. du cliché y correspond exactement à 5 \AA . La largeur de la raie étudiée est donc $8,5 \text{ \AA}$.

Les courbes suivantes (fig. 11), construites avec une échelle des abscisses plus petite, représentent la répartition

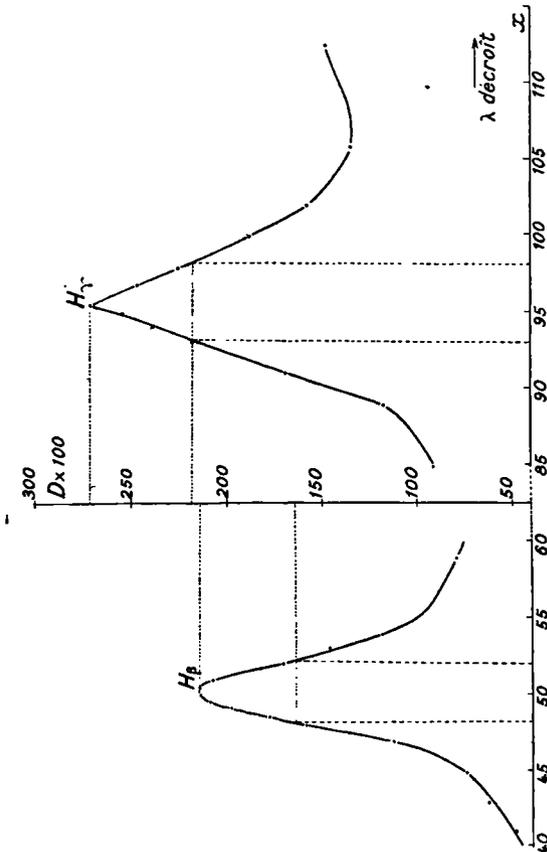


Fig. 11.

des densités dans un cas analogue pour H_{β} et H_{γ} (deuxième spectre du cliché reproduit planche 1) ; le spectre est du premier ordre et 1 mm. y représente $11,75 \text{ \AA}$.

Lorsqu'on considère ces courbes, il faut se souvenir

qu'elles représentent la répartition de l'intensité lumineuse par le logarithme de celle-ci. Les courbes vraies auraient une forme un peu différente et les maxima paraîtraient plus aigus.

Les principales erreurs commises dans la mesure de l proviennent d'une part de la largeur finie qu'aurait une image parfaitement monochromatique de la fente et de la surface finie des fractions de cliché examinées dans chaque observation du microphotomètre, d'autre part de la détermination plus ou moins parfaite du maximum et du facteur de contraste.

Les premières causes ont pour effet de substituer à la densité réelle $D(x)$ en un point x la moyenne des densités de l'intervalle $x - dx$ à $x + dx$ (dx étant de l'ordre de $\frac{0,2 + 0,1}{2} = 0,15$ mm.) et par suite d'aplatir la région centrale de la courbe. Elles créent ainsi une erreur systématique dont l'importance augmente quand la raie est plus fine et la dispersion plus faible, mais qui ne dépasse pas, dans les cas les plus défavorables 2 o/o.

Les autres erreurs signalées sont des erreurs de lecture, elles affectent la densité $D_1 = D_0 - \gamma \log 2$ des deux points dont on mesure la distance. On peut admettre que le maximum D_0 de la courbe et la quantité $\gamma \log 2$ déduite des densités des plages de comparaison sont déterminés à 0,01 près, donc D_1 à 0,02 près. Or si les branches de la courbe sont sensiblement rectilignes ce qui représenterait un cas intermédiaire entre H_β et H_γ , l'erreur relative sur l est :

$$\frac{dl}{l} = \frac{dD_1}{D_0 - D_1}$$

et comme $D_0 - D_1 = \gamma \log 2$ varie suivant les clichés de 0,25 à 0,8, cette erreur est de l'ordre de 4 o/o. Remarquons en passant que γ augmente et que par suite l'erreur en question diminue lorsque la durée du développement croît ; il est bon

de prolonger l'action de ce bain pendant une vingtaine de minutes, même si la plaque devient grisâtre et semble à l'œil perdre et non gagner en contraste.

Dans l'ensemble, on peut en somme admettre que la détermination des largeurs de raies est faite à 5 o/o près, en remarquant pourtant que la comparaison des raies d'un même cliché peut comporter une précision un peu plus grande puisque l'erreur sur γ y est commune. Signalons encore que ce calcul d'erreur est une évaluation moyenne, un peu forcée pour H_{β} et sans doute un peu insuffisante pour H_{γ} dont le maximum très aigu est plus difficile à déterminer et dont les bords très étalés sont tels qu'une même erreur sur D_1 conduit à une erreur plus importante sur l .

CHAPITRE II

La largeur des raies et ses variations.

1. Facteurs dont dépend la largeur des raies. — On peut d'abord se demander si la largeur des raies fournies par une étincelle est une grandeur bien définie et constante ou si elle dépend au contraire du point considéré de l'étincelle.

L'examen des spectres obtenus avec le réseau monté de façon à être stigmatique prouve que les raies ne sont pas modifiées lorsque le point étudié se déplace parallèlement à l'étincelle. Sur le cliché 1 donné (pl. 1) et sur beaucoup de ceux que j'ai obtenus, le noircissement est constant le long de chaque parallèle à la fente, la solution de la question est alors immédiate ; dans d'autres cas, les étincelles ayant une forme incurvée, sont plus fixes à leurs extrémités qu'en leur centre, certains points de la fente reçoivent plus souvent son image et le noircissement n'est pas constant en tous les points du spectre ; l'observation directe ne suffit plus alors à prouver la constance de la largeur des raies, mais les mesures photométriques peuvent encore prouver ce fait, d'ailleurs suffisamment démontré par le nombre des clichés où il apparaît comme évident. Bien que certainement, au voisinage des électrodes, existe une région où le champ électrique est plus grand, où les électrons possèdent une vitesse plus élevée que dans le reste de l'étincelle, cette région ne se distingue pas d'une façon appréciable par son spectre. Nous reviendrons plus loin (p. 53) sur cette remarque.

Nous ne discuterons pas ici la question de savoir si le spectre reste identique à lui-même en tous les points d'une

droite perpendiculaire à l'étincelle, question dont l'étude expérimentale comporte une difficulté due au défaut de la fixité de la source ; nous nous contenterons d'étudier la largeur des raies dans le cas où la partie centrale, la plus lumineuse, se projette le plus souvent possible sur la fente.

La grandeur à mesurer étant ainsi définie de façon plus précise, cherchons de quels facteurs elle dépend :

La longueur de l'étincelle est sans influence sur la largeur des raies ou au moins sans influence directe : elle peut avoir une action indirecte sur cette largeur en augmentant le potentiel explosif, mais cet effet disparaît, si l'on a soin de ramener le potentiel de charge à une valeur constante par un procédé quelconque. J'ai pu, en employant le dispositif décrit plus haut (p. 10) obtenir des courbes identiques pour représenter les raies données par des étincelles ayant respectivement pour longueur 1,5 et 4,5 mm.

Une étude qualitative préliminaire renseigne sur les facteurs dont l'influence sera à étudier ; elle prouve notamment que la largeur des raies ne change pas de façon appréciable quand l'amortissement de l'étincelle varie, qu'elle diminue notablement lorsqu'on ajoute au circuit une self suffisante et croît, au contraire, si la capacité ou le potentiel de charge augmente. Nous allons d'abord chercher de quelle fonction des trois variables, L , C , V , elle dépend et comment elle en dépend à une pression constante faiblement supérieure à la pression normale, nous préciserons ensuite la question des variations d'amortissement et étudierons enfin l'influence de la pression du gaz.

2. Variation de la largeur des raies en fonction des variables C , V , L dans une étincelle oscillante faiblement amortie.

— Toute variation de la capacité ou de la self entraîne une variation de la largeur des raies de même sens que celle de C/L , cette remarque m'a amenée à chercher si, toutes choses égales d'ailleurs, la largeur est déterminée par une

fonction du rapport C/L ou par une autre fonction des variables C et L . Pour une raison de facilité dans les calculs, j'ai pris ici comme variable non C/L , mais C/λ qui est proportionnel à $\sqrt{C:L}$. Dans la série de mesures dont les résultats suivent, la raie H_{β} a été photographiée 4 fois dans des conditions telles que d'une pose à l'autre, l'une des quantités C , λ , C/λ , reste constante.

| | | | | |
|-------------------|-----------------------------|-------------------------------------|----------------|-------|
| $C = 4 c$ | $\lambda = 440 \text{ m.}$ | $\frac{C}{\lambda} = \frac{c}{110}$ | largeur | 7 mm. |
| | | | (mesurée | |
| | | | sur le cliché) | |
| $C = 4 c$ | $\lambda = 1200 \text{ m.}$ | $\frac{C}{\lambda} = \frac{c}{300}$ | » | 5,2 |
| $C = \frac{c}{2}$ | $\lambda = 150 \text{ m.}$ | $\frac{C}{\lambda} = \frac{c}{300}$ | » | 5,4 |
| $C = \frac{c}{2}$ | $\lambda = 425 \text{ m.}$ | $\frac{C}{\lambda} = \frac{c}{850}$ | » | 2,7 |

Les mesures étant faites à quelques dixièmes de millimètre près, on peut admettre que les variations simultanées de C et de λ , C/λ restant constant, n'ont pas modifié la largeur de la raie, tandis que la variation d'une seule de ces quantités la modifie de façon très notable.

Puisqu'une relation a été établie entre la grandeur à mesurer et le rapport C/λ ou C/T , et que d'autre part cette grandeur croît avec V , on est amené à penser que le facteur essentiel est peut-être l'intensité maxima du courant qui est voisine de $I_0 = \frac{2\pi}{T} \cdot CV$.

La largeur des raies a paru indépendante de la résistance; nous ne tiendrons donc pas compte de l'amortissement généralement faible des circuits utilisés ici et prendrons comme variable I_0 en remarquant que les intensités réelles égales à $I_0 \cdot e^{-\frac{\delta}{4}}$ sont comprises entre $0,88 \cdot I_0$ et $0,95 \cdot I_0$. Pour obtenir une vérification de l'hypothèse énoncée, j'ai essayé de compenser l'effet de la période par l'effet du potentiel : deux

séries de mesures effectuées pour des valeurs différentes de V/T ont montré que la largeur d'une raie ne varie pas si l'on multiplie simultanément V et T par un même nombre (3,5)

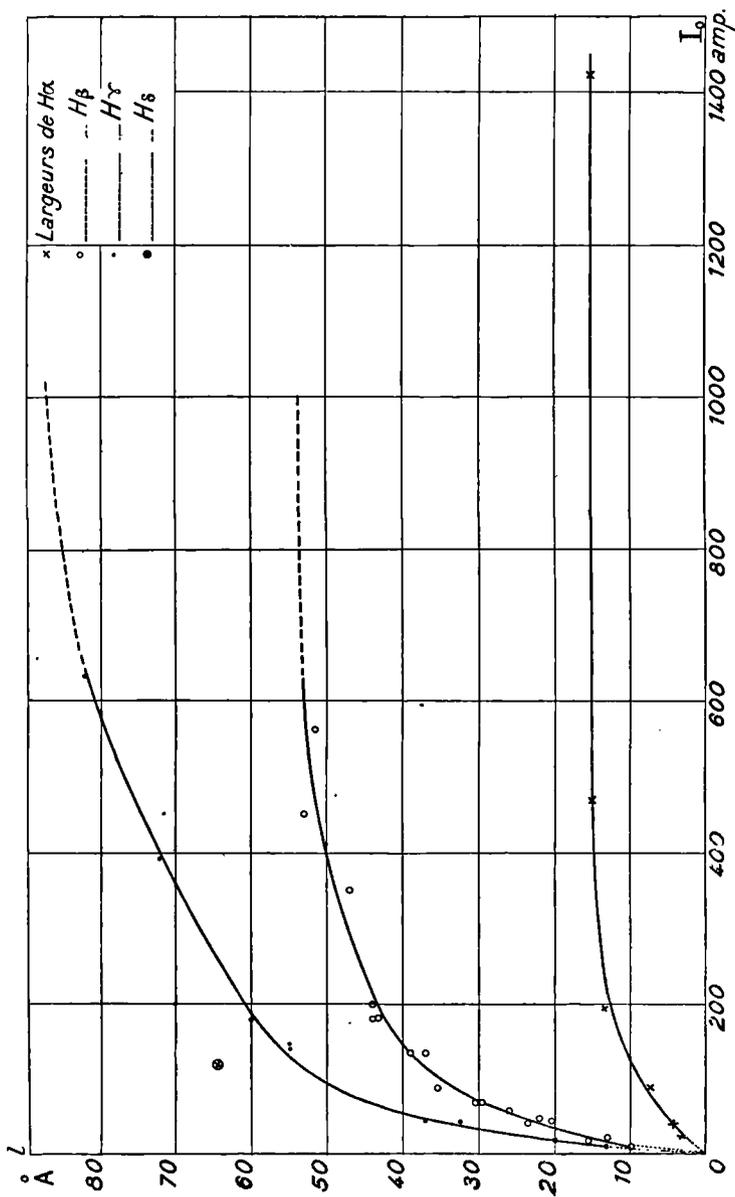
On peut donc affirmer que, *pour une pression et une température initiales données, l'intensité maxima du courant qui traverse une étincelle oscillante faiblement amortie détermine la largeur des raies étudiées.*

Pour nous rendre compte de la relation entre l et I_0 , il suffit maintenant de porter sur un graphique en abscisses les intensités I_0 , en ordonnées, les valeurs correspondantes de la largeur des raies.

La précision avec laquelle les points se placeront sur une courbe de forme acceptable constituera une nouvelle vérification de la loi établie.

Le tableau suivant et la courbe II (fig. 12) résument les résultats d'un grand nombre de mesures effectuées sur H_β en faisant varier de toutes les façons possibles C , V et L , I_0 variant de 12 ampères à 700 ampères. A la différence des expériences décrites ci-dessus, ces nombres forment un relevé de mesures faites sur des clichés différents, à des époques différentes et leur comparaison ne peut comporter la même exactitude que s'il s'agissait d'observations faites sur un même cliché, une partie des conditions n'étant pas modifiées; la précision de 1 à 2 Å avec laquelle les points se placent sur la courbe peut donc être regardée comme très satisfaisante.

| C | V | λ | I_0 | l |
|-----------------|---------|-----------|-----------|------|
| 3,08 m μ f. | 2 900 V | 1 350 m. | 12,5 amp. | 10 Å |
| 1,8 | 2 900 | 425 | 23 | 15,5 |
| 3,08 | 4 500 | 1 100 | 24 | 13 |
| 3,08 | 4 500 | 600 | 43 | 23,5 |
| 3,08 | 2 900 | 370 | 45 | 20,5 |
| 3,08 | 11 650 | 1 350 | 50 | 22 |
| 3,08 | 3 700 | 370 | 58 | 26 |
| 1,8 | 2 900 | 155 | 69 | 30,5 |



| C | V | λ | I_0 | l |
|-------|-------|-----------|-------|------|
| 14,3 | 2900 | 1200 | 70 | 29,5 |
| 3,08 | 4500 | 290 | 90 | 35,5 |
| 3,08 | 2800 | 120 | 136 | 39 |
| 3,08 | 2900 | 120 | 140 | 37 |
| 14,3 | 2900 | 450 | 175 | 41 |
| 11,25 | 4500 | 525 | 180 | 43,5 |
| 3,08 | 3700 | 120 | 180 | 44 |
| 3,08 | 13000 | 370 | 200 | 44 |
| 3,08 | 7100 | 120 | 350 | 47 |
| 11,25 | 4500 | 210 | 450 | 53 |
| 3,08 | 11600 | 120 | 560 | 51,5 |

Voici de même le tableau des mesures effectuées sur H_γ (courbe III).

| C | V | λ | I_0 | l |
|-----------------|--------|-----------|-----------|------|
| 3,08 m μ f. | 2900 V | 1350 m. | 12,5 amp. | 13 Å |
| 3,08 | 4500 | 1100 | 24 | 20 |
| 3,08 | 4500 | 600 | 43 | 32,5 |
| 3,08 | 2900 | 370 | 45 | 37 |
| 3,08 | 4500 | 290 | 90 | 53,5 |
| 3,08 | 2900 | 120 | 140 | 55 |
| 3,08 | 3000 | 120 | 145 | 55 |
| 11,25 | 4500 | 525 | 180 | 60 |
| 3,08 | 8000 | 120 | 390 | 72 |
| 11,25 | 4500 | 210 | 450 | 71,5 |
| 3,08 | 12900 | 120 | 630 | 82 |

Dans l'étude de H_α effectuée plus récemment, j'ai admis comme un fait établi que la quantité I_0 est le facteur qui détermine la largeur des raies à pression constante et j'ai fait seulement les mesures nécessaires pour établir la courbe $l_\alpha(I_0)$, courbe I de la figure 12. J'ai obtenu ainsi :

| C | V | λ | I_0 | l |
|-----------------|--------|-----------|---------|-------|
| 3,08 m μ f. | 4500 V | 1100 m. | 24 amp. | 3,6 Å |
| 3,08 | 4500 | 600 | 43 | 4,5 |
| 3,08 | 4500 | 290 | 90 | 7,5 |
| 13,5 | 4500 | 575 | 195 | 13,5 |
| 13,5 | 4500 | 240 | 470 | 15 |
| 13,5 | 13500 | 240 | 1420 | 15 |

Les courbes construites ci-dessus semblent indiquer que *la largeur des raies est en rapport avec une grandeur rapidement variable pour les faibles intensités, qui tend ensuite vers une limite par une sorte de phénomène de saturation.*

Pour la raie H_{δ} , je n'ai effectué qu'un petit nombre de mesures isolées, sa largeur pour $I_0 = 130$ ampères est 65 \AA . L'étude de raies d'ordre plus élevé n'est pas intéressante dans les conditions de ces recherches, car leur largeur croissante et leur distance de plus en plus faible tendent à faire disparaître les minima qui les séparent, ce qui rend impossible une détermination de l .

3. Influence de l'amortissement. — Dans ce qui précède j'ai toujours considéré comme nulle la résistance des circuits utilisés, car j'avais, dès mes premières observations, remarqué que la largeur des raies ne dépend pas de cette résistance, ou n'en dépend pas de façon appréciable. Il y a lieu de se demander maintenant si cette remarque reste vraie lorsque les variations de résistance du circuit affectent sérieusement l'intensité maxima du courant et si, par conséquent, la loi établie ci-dessus relativement à la dépendance de la largeur des raies et du courant dans une étincelle faiblement amortie, tombe en défaut dans le cas d'un amortissement plus grand et variable. Pour vérifier cette hypothèse, il y a lieu d'étudier deux étincelles ne différant que par la résistance du circuit qui les alimente, la variation de cette résistance étant suffisante pour produire un grand abaissement du courant; la comparaison de leurs spectres indiquera si réellement la largeur des raies est toujours indépendante de l'amortissement.

Soit un circuit de capacité 3,08, correspondant à une longueur d'onde de 130 m. et ayant un décrement 0,4. La quantité I_0 calculée comme précédemment est 210 ampères et la largeur de H_{β} est de 43 \AA ; l'intensité maxima réelle est, à

cause de l'amortissement déjà appréciable, voisine de $0,9 \times I_0$. La résistance critique de ce circuit est $R_c = 42\omega$; si l'on donne à la résistance la valeur $R = n \cdot R_c$, l'expression de l'intensité devient :

$$I = \frac{CV\omega}{2n - \frac{1}{2n}} \left(e^{-\frac{\omega t}{2n}} - e^{-2n\omega t} \right)$$

dont la valeur maxima peut être confondue pour $n = 4$ avec :

$$\frac{C \cdot V \times \omega}{2n} = \frac{I_0}{8} .$$

J'ai photographié dans ces conditions les spectres correspondant à la résistance minima et à $R = 4 R_c$. Si la loi établie $l = f(I_{\max})$ restait valable quand l'amortissement varie, l'intensité maxima étant 7 fois plus faible dans un cas que dans l'autre, la largeur de la raie H_β devrait passer environ de 43 à 16 Å. Or *je n'ai pu mettre en évidence aucune variation de la largeur des raies*. Donc la relation $l = f(I_{\max})$ telle qu'elle a été établie n'est applicable qu'aux étincelles d'amortissement faible et à peu près constant. Puisque l ne dépend pas de la résistance cette relation peut être généralisée si l'on désigne par I_0 , non pas l'intensité maxima du courant, mais l'expression indépendante de R obtenue (pour ne plus parler de période lorsque la décharge devient aperiodique) en remplaçant $\frac{2\pi}{T}$ par sa valeur $\frac{1}{\sqrt{LC}}$ dans l'expression qui en a été posée, ce qui donne $I_0 = V\sqrt{\frac{C}{L}}$.

4. Influence de la pression. — J'ai comparé entre elles les largeurs de la même raie, dans les mêmes conditions électriques, pour 3 ou 4 valeurs différentes de la pression comprises entre 1 et 4 kg.-cm². Une précaution spéciale doit être prise pour maintenir I_0 constant au cours d'une série de

mesures, quoique les variations de pression modifient le potentiel explosif de l'étincelle. J'ai généralement employé à cet effet le dispositif décrit page 10 pour maintenir V constant; comme cette méthode exige une tension de charge au moins double du potentiel explosif maximum à employer,

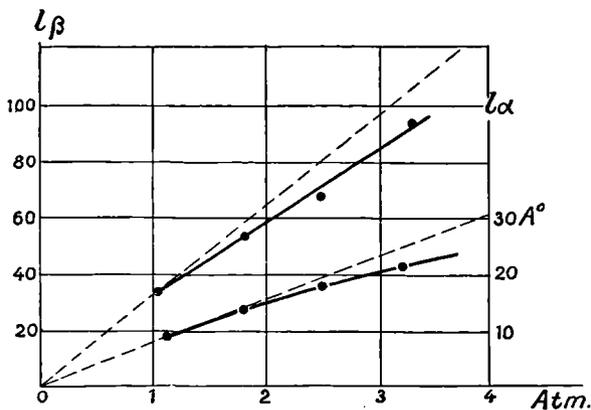


Fig. 13.

elle ne convient pas à l'étude des faibles intensités de courant et dans ce cas, j'ai compensé les variations de la tension aux bornes de l'étincelle étudiée par des modifications convenables de la longueur d'une deuxième coupure insérée dans le même circuit.

Les variations de largeur des raies H_α , H_β avec une intensité constante de 90 ampères sont représentées par le tableau suivant :

| P | l_α | l_β |
|-----------|------------|-----------|
| 1,08 atm. | — | 34 Å |
| 1,17 | 8,75 | — |
| 1,8 | 13,5 | 54 |
| 2,5 | 18 | 66,5 |
| 3,2 | 21,75 | — |
| 3,3 | — | 94 |

Représentons graphiquement ces variations (fig. 13) et pro-

longeons les courbes jusqu'à l'origine, ce qui est légitime, puisque sous une pression très faible, la largeur des raies tendrait vers une valeur tout à fait négligeable devant celles que nous considérons (largeur observée dans le tube de Geissler).

On voit que les courbes tracées sont assez voisines des droites passant par l'origine et un de leurs points, mais s'en distinguent néanmoins assez nettement pour qu'il soit impossible d'établir une loi de proportionnalité entre l et p ; considérons les points où les courbes coupent les droites d'ordonnées 1 et 3; nous obtenons :

$$\begin{array}{l} \text{pour } H_{\beta} : \\ \quad l_3 = 86 \text{ \AA} \\ \quad l_1 = 31,5 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{pour } H_{\beta} : \\ \quad l_3 = 86 \text{ \AA} \\ \quad l_1 = 31,5 \end{array}} \right\} \frac{l_3}{l_1} = 2,74$$

$$\begin{array}{l} \text{pour } H_{\alpha} : \\ \quad l_3 = 20,5 \\ \quad l_1 = 7,3 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{pour } H_{\alpha} : \\ \quad l_3 = 20,5 \\ \quad l_1 = 7,3 \end{array}} \right\} \frac{l_3}{l_1} = 2,73$$

Après avoir fait dans différents cas des séries de mesures analogues, j'ai remarqué que les variations relatives de l dépendent des conditions initiales et notamment de l'intensité de courant. Ainsi pour H_{β} avec des intensités de 400 et 600 ampères, j'ai obtenu :

$$\begin{array}{l} I_0 = 400 \\ p = 1,15 \quad l = 46 \text{ \AA} \quad (36) \\ \quad 2,05 \quad 66,5 \quad (52,5) \\ \quad 2,95 \quad 90 \quad (71) \end{array} \left| \begin{array}{l} I_0 = 600 \\ p = 1,12 \quad l = 51 \text{ \AA} \quad (35) \\ \quad 2,15 \quad 77,5 \quad (53) \\ \quad 3,25 \quad 107 \quad (73) \end{array} \right.$$

Représentons ces mesures ainsi que les mesures déjà citées relatives à H_{β} par un nouveau graphique (fig. 14) en multipliant les nombres de la première série par $31,5/40$, ceux de la deuxième par $31,5/46$ de façon que les trois courbes aient un point commun pour $p = 1$; les nombres ainsi obtenus sont indiqués entre parenthèses dans le tableau ci-dessus. On

voit nettement que les trois courbes ne peuvent être confondues ; les grandeurs mesurées ne sont pas proportionnelles les unes aux autres dans les trois cas étudiés.

J'ai été ainsi amenée à effectuer un plus grand nombre

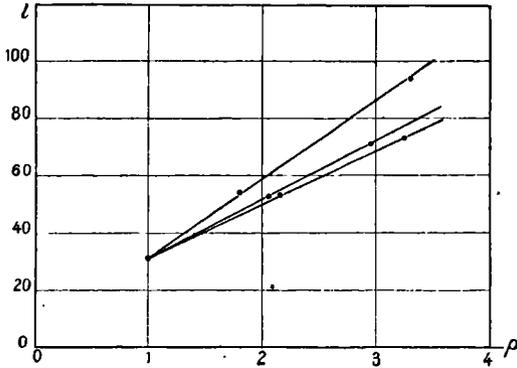


Fig. 14.

d'observations dans le but de rechercher si les variations constatées étaient systématiques. Pour rendre comparables entre eux les résultats des différentes séries de mesures, j'ai calculé par interpolation graphique le rapport l_3/l_1 des largeurs de la même raie aux pressions de 1 et 3 atm. Le tableau suivant donne les valeurs obtenues de ce rapport.

| I_0 | H_α | | | H_β | | | H_γ | | |
|-------|------------|-------|-------------------|-----------|-------|-------------------|------------|-------|-------------------|
| | l_1 | l_3 | $\frac{l_3}{l_1}$ | l_1 | l_3 | $\frac{l_3}{l_1}$ | l_1 | l_3 | $\frac{l_3}{l_1}$ |
| 25 | | | | 15 | 41.5 | 2.73 | 19 | 53 | 2.8 |
| 90 | 7.3 | 20.5 | 2.73 | 31.5 | 86 | 2.74 | 53 | 160 | 3.0 |
| 160 | | | | 35.5 | 87 | 2.45 | 54 | 145 | 2.6 |
| 400 | 9.2 | 22 | 2.3 | 40 | 91 | 2.3 | | | |
| 600 | | | | 48 | 102 | 2.13 | | | |
| 1250 | 13 | 27.5 | 2.16 | | | | | | |

Les nombres donnés dans ce tableau pour $\frac{l_3}{l_1}$ peuvent être considérés comme exacts à environ 0,1 près sauf pour H_γ , raie pour laquelle le domaine des mesures possibles et la précision des observations effectuées sont limités par le voisinage de la raie H_δ également très élargie.

Avec l'approximation que comportent les mesures, on peut conclure de cette étude :

1° que le taux d'élargissement des raies par la pression diminue lorsque la largeur initiale augmente.

2° Que si l'on veut représenter approximativement l par une fonction de la forme $l_1 \times p^m$, l'exposant m décroît, lorsque I_0 croît, depuis une valeur un peu inférieure à l'unité (puisque $2,74 = 3^{0,92}$) jusqu'à une valeur voisine de $2/3$ ($3^{\frac{2}{3}} = 2,08$).

Note à la correction :

Il est intéressant de rapprocher les résultats du paragr. 2 (p. 30) des observations de Joye relatives aux spectres métalliques dans l'étincelle oscillante *Ann. der Phys.* 21 (1910), p. 148-197). L'auteur émet l'idée que l'interprétation des faits se simplifie si l'on prend pour variable l'intensité maxima du courant.

DEUXIEME PARTIE

Ainsi que nous l'avons déjà signalé dans l'introduction, il est possible d'attribuer l'élargissement d'une raie spectrale aux cinq causes suivantes :

- 1^o Effet Doppler,
- 2^o Effet des chocs moléculaires,
- 3^o Amortissement de rayonnement,
- 4^o Multiplicité des sources le long d'un rayon visuel,
- 5^o Effet du champ électrique moléculaire.

Les deux premières de ces causes ont été les plus anciennement signalées ; elles ont été étudiées entre autres par Schönrock ⁽¹⁾ et par Buisson et Fabry ⁽²⁾. Ces auteurs montrent, en partant de la théorie cinétique, que la répartition de l'intensité lumineuse se fait, lorsque ces phénomènes agissent seuls, suivant une fonction exponentielle. Après avoir posé comme définition de la largeur des raies celle que nous avons adoptée, ils calculent cette grandeur et obtiennent :

Si l'effet Doppler agit seul :

$$\frac{l_1}{\lambda} = 0,358 \cdot 10^{-6} \cdot \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{m}}$$

Si l'effet des chocs agit seul :

$$\frac{l_2}{\lambda} = 0,215 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\lambda_0^2}{L} \sqrt{\frac{T}{m}}$$

m étant la masse des particules émettrices, L leur libre parcours moyen et T la température absolue de la source.

⁽¹⁾ SCHÖNROCK. *Ann. der Phys.*, IV, 22, 1907, p. 209.

⁽²⁾ BUISSON et FABRY. *Journ. de Phys.*, 2, 1912, p. 442.

Ils admettent si ces deux effets sont simultanés :

$$l = l_1 + l_2.$$

La comparaison de ces résultats avec l'expérience a pu être satisfaisante dans certains cas où la pression est très faible et l'ionisation négligeable. Ainsi, le nombre l calculé ci-dessus donne la limite vers laquelle tend la largeur des raies de l'hydrogène dans le tube de Geissler lorsque la pression tend vers 0. Par contre, dans les cas étudiés ici, la somme des nombres calculés l_1 et l_2 reste bien inférieure à l'angström tandis que la largeur mesurée est de l'ordre de 50 Å ; en outre les nombres calculés décroissent avec λ c'est-à-dire quand le numéro de la raie croît dans la série ; or l'expérience prouve que c'est là l'inverse de ce qui se produit réellement. On est ainsi amené à penser que, dans les conditions expérimentales de nos recherches, l'action de ces causes est négligeable devant celle des autres causes énumérées.

Il en est de même encore de *l'amortissement de rayonnement* ; en effet, Ribaud a montré ⁽¹⁾ que si la formule de Planck est valable, la largeur des raies spectrales due au seul fait de l'amortissement de rayonnement a , dans l'échelle des λ , une valeur constante :

$$\frac{8\pi e^2}{3mc^2} = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$$

valeur tout à fait négligeable devant les largeurs mesurées.

Restent donc deux causes que nous allons étudier séparément dans les chapitres suivants : multiplicité des sources le long d'un rayon visuel et absorption de la source pour ses propres radiations d'une part ; effet Stark dû au champ intermoléculaire d'autre part.

(1) RIBAUD. *Journ. de Phys.*, 2, 1921, p. 107.

CHAPITRE PREMIER

Elargissement des raies par absorption.

L'absorption de la source pour ses propres radiations peut produire un élargissement des raies spectrales lorsqu'il existe le long d'un même rayon visuel un grand nombre de centres à la fois émetteurs et absorbants. Gouy a donné la théorie de ce phénomène en ce qui concerne les flammes colorées ⁽¹⁾ ; nous résumons ci-dessous son raisonnement en l'adaptant à la définition que nous avons adoptée de la largeur des raies ⁽²⁾.

Soit une flamme (ou une étincelle) émettant en particulier une raie de longueur d'onde moyenne λ_0 de largeur $ab = l$ et soient E_0 l'intensité lumineuse de son spectre pour la longueur d'onde λ_0 et α le pouvoir absorbant de la flamme pour la même radiation. Supposons maintenant qu'une deuxième flamme, identique à la première, rayonne à travers celle-ci ; l'éclat maximum de la raie deviendra :

$$E = E_0 (2 - \alpha) = k \cdot E_0$$

en posant :

$$k = 2 - \alpha.$$

⁽¹⁾ Gouy. *Ann. de Phys.*, 13, 1920, p. 188.

⁽²⁾ Gouy ne considère pas l'éclat maximum E_0 de la raie dans un spectre supposé parfaitement pur, mais l'éclat de l'image spectrale d'une fente large dans sa partie moyenne où tous les rayons qui forment la raie sont superposés. La définition qu'il adopte pour la largeur des raies diffère aussi de celle qui a été choisie ici.

Pour la longueur d'onde $\lambda_0 + \frac{l}{2}$, l'éclat de la raie était, par définition $E_0/2$, il devient : $E' = \frac{E_0}{2}(2 - \alpha')$ mais α' coefficient d'absorption pour une radiation différente de λ_0 est plus petit que α , donc E' est supérieur à $E/2$ ce qui signifie que la nouvelle largeur $a'b' = l'$ de la raie est plus

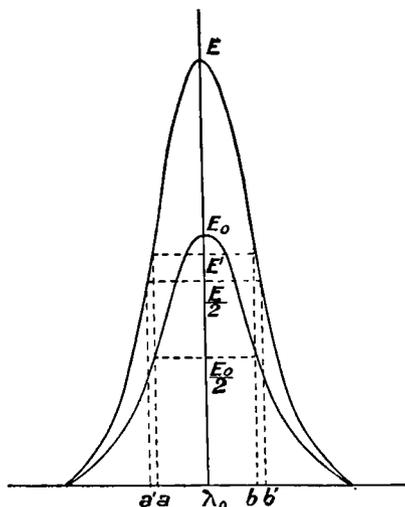


Fig. 15.

grande que l . Ce phénomène peut prendre une grande importance dans les recherches astrophysiques où l'on a fréquemment à considérer des sources de très grande épaisseur. Gouy a expliqué par là que le spectre continu du soleil puisse être émis par des corps gazeux ; plus récemment Venkatesachar ⁽¹⁾ a montré que la détermination des températures nébulaires par la largeur des raies est complètement illusoire si l'on ne tient pas compte du phénomène étudié. Il y a lieu toutefois de remarquer que l'influence envisagée ici ne peut

(1) VENKATESACHAR. *Phil. mag.*, 49, 1925, p. 33-59.

être qu'une cause secondaire capable d'élargir une raie possédant par ailleurs une largeur finie, mais ne pourrait modifier une radiation parfaitement monochromatique.

L'absorption de l'hydrogène pour les radiations appartenant à la série de Balmer a été constatée par différents auteurs; entre autres Hulburt ⁽¹⁾ et Ladenburg ⁽²⁾ sont parvenus à obtenir le renversement de ces raies. Nous allons maintenant chercher dans quelle mesure on peut attribuer à cet effet l'élargissement des raies constaté et étudié dans la première partie de ce travail et comment on peut déduire, au moins approximativement, des largeurs observées, celles que posséderaient les raies émises dans les mêmes conditions par une source infiniment mince.

1. Etude expérimentale. — Afin de résoudre cette question, j'ai, d'une part, cherché si la largeur des raies H_{β} et H_{γ} est

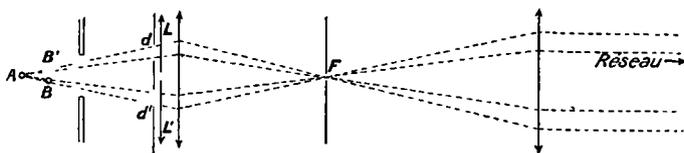


Fig 16.

modifiée lorsqu'une étincelle rayonne à travers une deuxième étincelle qui lui est identique; d'autre part, mesuré le rapport k dans lequel s'accroît dans les mêmes conditions l'éclat du centre de ces raies.

Les deux étincelles A et B sont placées en série dans un même circuit et distantes l'une de l'autre de quelques millimètres: généralement 6 mm. et exceptionnellement 10 mm. quand les étincelles étudiées sont très condensées et, par suite, plus larges. Les deux paires d'électrodes sont portées

(¹) HULBURT. *Phys. rev.*, 23, 1924, p. 593-597.

(²) LADENBURG. *Phil. mag.*, févr. 1927.

par un support de fibre auquel on peut, sans ouvrir l'appareil rempli d'hydrogène, faire subir une rotation autour de A. Pour éviter l'incertitude qui pourrait résulter dans la mesure de k d'une irrégularité du régime de la bobine, j'ai toujours photographié simultanément les deux spectres à comparer émis l'un, par une étincelle seule, l'autre, par l'ensemble des deux étincelles alignées ; j'ai employé, à cet effet, le montage représenté par la figure 16.

Je forme sur la même fente F deux images a_1 et a_2 de A grâce à des bilitilles LL' déplacées l'une par rapport à l'autre dans le sens de la hauteur et non latéralement. Sur les bilitilles sont disposés des diaphragmes égaux d et d' tels que l'image a_1 soit formée par des rayons ayant traversé l'étincelle B, l'image a_2 par des rayons ne l'ayant pas traversée. Ainsi pour $I_0 = 300$ ampères les diamètres des étincelles sont de l'ordre du demi-millimètre, l'image de la fente F sur A d'environ 0,15 mm. ; j'ai choisi des diaphragmes de 7 mm. de diamètre séparés par un intervalle de 15 mm. et dans les conditions adoptées, chacun des faisceaux utilisés a, au niveau de B (à 6 mm. en avant de A) une largeur de 0,35 mm. ; l'un d'eux traverse donc tout entier les deux étincelles alignées si B ne s'écarte pas de sa position moyenne de plus du tiers de son rayon et si A reste fixe aux $2/3$ de son rayon près ; ces conditions ne sont peut-être pas complètement satisfaites et il pourra en résulter dans l'évaluation de k une erreur par excès ; j'estime qu'on ne pouvait pas améliorer beaucoup les conditions expérimentales ; en effet il faudrait pour cela, ou bien rapprocher les électrodes ce qui n'est pas possible car les étincelles jailliraient directement de la première à la dernière électrode sans passer en A et B, ou bien diminuer encore beaucoup la surface des diaphragmes en augmentant les temps de pose, mais on perdrait d'un côté ce que l'on gagnerait de l'autre, car le défaut de fixité des étincelles augmente avec la durée de fonctionnement par suite du dépôt métallique qui se forme sur les gaines isolan-

tes des électrodes. Les déplacements des étincelles dépendent peu de l'intensité, ils sont donc relativement plus importants pour les étincelles de faible rayon ; aussi l'étude du phénomène dans les conditions expérimentales décrites ne peut guère être effectuée pour les intensités inférieures à celle de 300 ampères pour laquelle la discussion a été faite ; on pourra la réaliser avec une précision médiocre pour des intensités de cet ordre et avec une précision meilleure pour les grandes intensités.

Bien que les deux faisceaux ne soient limités que par les deux diaphragmes égaux d et d' , il peut arriver que l'intensité lumineuse relative des deux spectres soit modifiée par des causes fortuites (défaut d'uniformité du pouvoir réflecteur du réseau en ses différentes régions par exemple) ; pour éliminer les erreurs qui pourraient en résulter, j'ai pris dans chaque cas sur la même plaque deux clichés du même groupe de spectres, l'étincelle A étant fixe, l'autre se trouvant tantôt en B, tantôt en B' sur le trajet du deuxième faisceau sans qu'aucune autre condition ait été modifiée dans l'intervalle des deux poses (cf. cliché II, pl. 1). Chaque plaque doit encore comporter un système de plages de comparaison obtenues comme il a déjà été indiqué, en employant des diaphragmes de surface connue. Les clichés sont étudiés au microphotomètre, la différence des noircissements maxima de deux spectres obtenus simultanément donne par comparaison avec l'échelle de noircissement une valeur de k . Les moyennes de ces valeurs, fournies chacune par deux groupes de deux spectres, ont été les suivantes :

Pour H_{γ} avec une intensité maxima de courant de l'ordre de 300 ampères : 1,78 ; 1,87 ; 1,70 ; 1,72.

Pour H_{β} dans le même cas : 1,81 ; 1,66.

Pour H_{γ} avec $I_0 = 800$ ampères : 1,63 ; 1,68.

On peut en somme conclure qu'il y a certainement absorption par la deuxième étincelle et que cette absorption est de

l'ordre de 30 o/o au centre de chaque raie pour une intensité maxima de 300 ampères, et sans doute un peu plus importante quand l'intensité s'élève à 800 ampères.

Les spectres photographiés ont été d'autre part étudiés au point de vue de la largeur des raies et j'ai pu constater un élargissement variant de 8 à 12 o/o et dû à l'accroissement du nombre des centres absorbants le long de chaque rayon lumineux. Les observations faites permettent d'ailleurs de mettre en évidence cet élargissement sans en fournir une mesure précise; l'évaluation de l'élargissement constaté peut être entachée d'une erreur par défaut provenant de ce que parfois le faisceau utilisé traverse une seule des deux étincelles; d'autre part, comme je l'ai déjà signalé, il y a intérêt à éviter les longues poses, ce qui forcément limite la dispersion à employer et la précision des mesures.

2. Etude théorique. — Admettons que $k = 1,7$ c'est-à-dire $\alpha = 0,3$ et supposons la courbe d'absorption de la source semblable à la courbe d'émission.

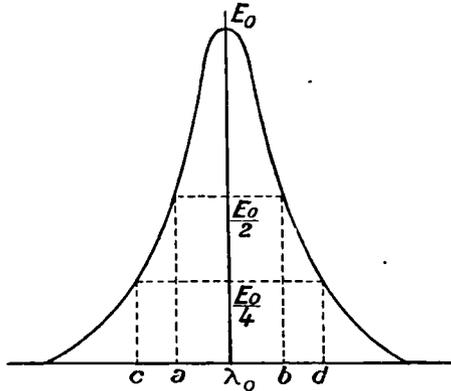


Fig. 17.

Pour la radiation λ_0 l'éclat qui est E_0 pour une étincelle, devient, lorsqu'il y en a deux : $E = E_c \times 1,7$. En a et b , où

l'éclat était $E_0/2$, le coefficient d'absorption est $\alpha' = \alpha/2 = 0,15$ et le nouvel éclat :

$$E' = \frac{E_0}{2} (2 - 0,15) = \frac{E}{1,7} \times \frac{1,85}{2} = E \times 0,545$$

en c et d , on a :

$$\alpha'' = \frac{\alpha}{4} = 0,075$$

$$E'' = \frac{E_0}{4} (2 - 0,075) = E \times 0,28.$$

En admettant que les courbes considérées sont linéaires dans les régions ca et bd , on obtient pour la distance l' des points où l'intensité est $E/2$:

$$l' - ab = (cd - ab) \times \frac{0,545 - 0,5}{0,545 - 0,28} = \frac{1}{6} (cd - ab),$$

or ab est la largeur initiale l de la raie, d'autre part, sur un grand nombre de courbes, j'ai observé que $cd = 1,6 \times l$ pour H_β ce qui donne $l' = 1,1 l$; pour H_γ $cd = 1,9 \times l$ ce qui donne $l' = 1,15 l$.

Les valeurs de l'élargissement relatif déduites de la mesure de k sont ainsi 10 et 15 0/0 et l'on peut considérer que les mesures directes de cet élargissement apportent une confirmation satisfaisante aux mesures d'absorption.

3. Application à l'étude des faits observés dans la première partie de ce travail. — On peut rapprocher du cas étudié ici (deux étincelles identiques sur la même ligne de visée) le cas d'une seule étincelle dans laquelle l'intensité du courant deviendrait quatre fois plus grande, ce qui a probablement pour effet de doubler le nombre des particules lumineuses situées le long d'une même ligne de visée. Si nous nous reportons à la courbe (fig. 12) nous constaterons que la largeur des raies H_β et H_γ augmente de 20 et de 30 0/0 lorsqu'on passe de 200 à 800 ampères. On peut donc dans cette

région, attribuer à l'effet d'absorption une partie importante de l'élargissement des raies. Au contraire, pour les étincelles moins condensées, où le nombre des particules absorbantes et par suite l'absorption ne peuvent être que plus faibles, l est plus que doublé lorsque le courant est quadruplé. Ainsi lorsqu'on passe de 20 à 80 ampères H_{β} passe de 13 à 32 Å, entre 50 et 200 ampères, l_{β} passe de 22 à 44 Å et il en est de même des autres raies. Il faut alors admettre que l'effet de l'absorption est faible devant l'élargissement total.

De même, considérons le cas d'une pression variable ; nous verrons au cours du chapitre suivant que les dimensions de l'étincelle ne varient pas ; le nombre total de molécules présentes et aussi le nombre d'ions formés par cm^3 sont proportionnels à la pression et l'on a toute raison de penser que le nombre de particules émettrices (atomes) varie de la même façon ; le nombre de sources situées sur une même droite varie donc comme $p^{\frac{1}{3}}$ et d'après ce qui précède, la largeur des raies devrait augmenter dans le rapport 1,1 ou 1,15 lorsque la pression est multipliée par 8, or on voit en extrapolant les résultats obtenus plus haut, p. 38 que dans ces conditions, la largeur des raies serait multipliée au moins par $8^{\frac{2}{3}}$ ou 4.

Donc l'élargissement des raies quand la pression ou le courant augmente est de beaucoup supérieur à celui qu'expliquent les phénomènes d'absorption.

Enfin, si cet effet avait un rôle primordial, la raie H_{α} émise par une étincelle dans l'air serait fine puisqu'il y a certainement dans ce cas un nombre beaucoup plus restreint de particules émettrices. Or sa faible intensité ne m'a pas permis d'obtenir de cliché suffisant pour l'étude photométrique ; mais l'observation visuelle et le cliché très faible obtenu suffisent à prouver que sa largeur est du même ordre que si l'étincelle jaillit dans l'hydrogène pur.

Cherchons maintenant quelle pourrait être la largeur des raies émises dans les mêmes conditions par une région de l'étincelle ayant une épaisseur très faible dx . Soit E_1 l'intensité lumineuse émise par cette couche pour la radiation λ_0 et β le coefficient d'absorption de l'étincelle pour la même radiation de sorte que la fraction de la lumière émise qui parvient à l'observateur est, pour la couche considérée,

$$E_1 dx \cdot e^{-\beta(d-x)}$$

et pour l'ensemble d'une étincelle :

$$\int_0^d E_1 \cdot e^{-\beta(d-x)} \cdot dx = \frac{E_1}{\beta} [1 - e^{-\beta d}]$$

Dans le cas de deux étincelles alignées l'expression est la même mais x varie de 0 à $2d$; on obtient ainsi :

$$k = \frac{1 - e^{-2\beta d}}{1 - e^{-\beta d}}$$

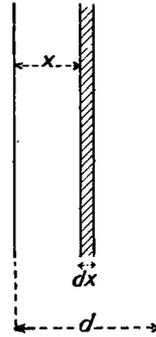


Fig. 18.

et en développant en série, puisque β est faible devant l'unité :

$$k = \frac{2\beta d - \frac{1}{2} 4\beta^2 d^2 + \frac{1}{6} 8\beta^3 d^3}{\beta d - \frac{1}{2} \beta^2 d^2 + \frac{1}{6} \beta^3 d^3} = 2 - \beta d + \frac{\beta^2 d^2}{2} \dots$$

le terme βd est donc pour les étincelles étudiées légèrement supérieur au coefficient d'absorption mesuré : 0,3, le terme suivant valant 15 o/o du terme considéré.

Soit maintenant l_0 la largeur de la raie émise par la couche très mince dx . Pour la longueur d'onde $\lambda_0 + \frac{l_0}{2}$ son pouvoir émissif est par définition $\frac{E_1}{2} dx$, son coefficient d'absorption $\frac{\beta}{2}$. L'intensité émise par l'étincelle entière pour cette radiation est :

$$E' = \frac{E_1}{\beta} \left[1 - e^{-\frac{\beta d}{2}} \right]$$

si l'on suppose rectilignes les deux branches de la courbe de répartition de l'intensité, l'élargissement relatif lorsqu'on passe de la couche mince à l'étincelle entière est égal à la différence relative entre E' et $E/2$:

$$\frac{l - l_0}{l} = \frac{E' - \frac{E}{2}}{\frac{E}{2}} = \frac{2 \left[1 - e^{-\frac{\beta d}{2}} \right] - [1 - e^{-\beta d}]}{[1 - e^{-\beta d}]}$$

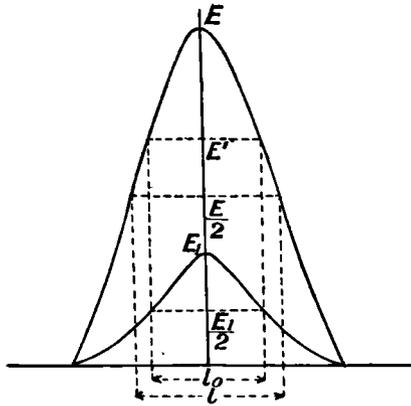


Fig. 19.

Il suffit de commencer le développement en série de cette expression pour constater qu'au terme en $(\beta d)^3$ près, on a :

$$\frac{l - l_0}{l} = \frac{\beta d}{4}$$

On peut donc affirmer que l'élargissement relatif dû au phénomène étudié est proportionnel à d , qu'il est doublé lorsqu'on observe 2 étincelles l'une derrière l'autre et par suite que l'on obtient approximativement la largeur vraie des raies en retranchant de la largeur observée l'accroissement que subit cette grandeur lorsqu'on passe du cas d'une étin-

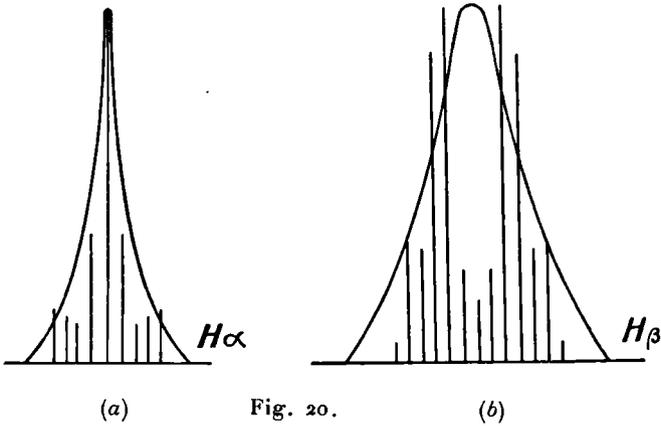
celle à celui de deux étincelles alignées ⁽¹⁾. Ainsi pour l'intensité de 300 ampères les largeurs vraies des raies H_{β} et H_{γ} sont respectivement 0,9 et 0,85 des largeurs observées. Nous avons vu que l'élargissement des raies provenant des chocs, de l'agitation moléculaire et de l'amortissement de rayonnement est négligeable devant l , il l'est également devant la largeur corrigée l_0 .

⁽¹⁾ D'après ceci l'accroissement en question devrait être $\frac{\beta d}{4} = 8\%$, le calcul précédent qui donnait 10 et 15 % était plus précis puisqu'on y considérait chaque raie en particulier, mais ce nouveau raisonnement représente mieux l'ensemble du phénomène.

CHAPITRE II

Elargissement par effet Stark.

1. Etude théorique et bibliographique. — Construisons un schéma de la décomposition des raies par un champ électrique ; nous supposons que l'effet transversal et l'effet longitudinal se superposent, il faut donc considérer à la fois les



composantes p et s , en multipliant par 3 l'intensité de ces dernières. Dans l'échelle des fréquences, la distance de deux composantes voisines est la même pour toutes les raies, dans l'échelle des longueurs d'onde, leur distance est proportionnelle à λ^2 , ce rapport a été respecté dans la figure 20. D'autre part construisons les courbes de répartition de l'intensité lumineuse des 3 raies élargies dans les conditions de notre étude, en respectant également les rapports entre leurs

largeurs. On voit immédiatement que les deux phénomènes présentent des analogies frappantes quant à la largeur et quand à l'aspect des raies.

Cette remarque, faite pour la première fois par Stark en 1914 ⁽¹⁾, conduit à penser que l'élargissement étudié doit

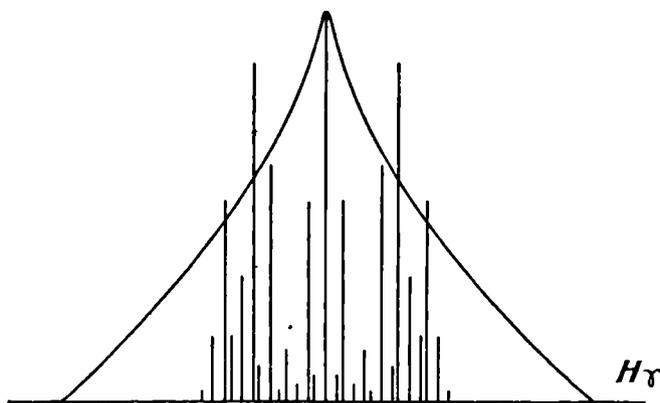


Fig. 20 (c).

avoir pour cause un champ électrique auquel sont soumises les particules émettrices et on peut se demander si ce champ est dû à la différence de potentiel appliquée aux bornes du tube employé ou aux électrodes entre lesquelles jaillit l'étincelle. Mais le champ ainsi créé est insuffisant pour expliquer la largeur des raies, d'autre part il est certainement plus intense au voisinage des électrodes et si l'hypothèse posée était exacte, les raies seraient plus larges en ces points, il a été vérifié plus haut qu'il n'en est pas ainsi. Enfin si la décomposition des raies était causée par un champ de direction fixe, on pourrait en utilisant leur état de polarisation, éteindre les composantes extrêmes au moyen de nicols et diminuer la largeur de la raie, or Merton ⁽²⁾ qui avait

⁽¹⁾ STARK, *Ann. der Phys.*, 43, 1914, pp. 965-1047.

⁽²⁾ MERTON, *Proc. roy. Soc.*, 92, 1913, pp. 322-328.

cherché à résoudre cette question a constaté expérimentalement qu'il n'en est rien, donc l'effet dû au champ extérieur est négligeable, l'élargissement est dû au champ électrique des particules voisines. Cela explique immédiatement au point de vue qualitatif les faits connus : une augmentation de pression diminue la distance des particules, une augmentation de la densité de courant accroît leur nombre, donc ces deux circonstances doivent contribuer à l'élargissement des raies. Par contre l'explication quantitative et précise du phénomène présente une grande complexité :

Merton ⁽¹⁾ admet que si la valeur moyenne du champ électrique est V , il doit y avoir un maximum dans la courbe de distribution des intensités correspondant à la position de chacune des composantes dans le champ V , les composantes centrales non déplacées restent des lignes étroites, tandis que les autres composantes seront étalées ; les raies auront alors en général, l'aspect d'une ligne centrale intense avec des ailes nébuleuses, H_γ étant beaucoup plus élargie que H_α ; pour H_β la composante centrale est faible en comparaison des composantes latérales et il doit par conséquent exister un minimum au centre de la raie.

On voit que cette interprétation de Merton explique les particularités des différentes raies, mais les maxima signalés ne peuvent être observés. C'est une approximation insuffisante que d'attribuer au champ intermoléculaire une valeur moyenne fixe ; pour la même raison, cette méthode ne peut conduire à un calcul de la largeur des raies. On commettrait l'erreur juste opposée en supposant que le champ intermoléculaire peut prendre toutes les valeurs comprises entre 0 et une valeur maxima et les prend toutes avec la même probabilité, méthode un peu plus précise que celle de Merton mais encore insuffisante. Hulburt ⁽¹⁾ qui a repris la question au même point de vue a effectué une étude expérimentale inté-

(1) HULBURT, *Phys. Rev.*, 22, 1923, pp. 24 36.

ressante de la distribution des intensités, mais ses considérations théoriques aboutissent à représenter cette répartition par une formule : $I_{\lambda} = \frac{gp^3}{\lambda_0 - \lambda}$ ($p =$ pression) qui n'est pas valable au centre de la raie et par suite ne présente pas un grand intérêt.

La principale étude théorique approfondie du phénomène est celle de Holtmark (1) qui calcule la probabilité pour que le champ intermoléculaire possède une certaine valeur. Il distingue pour cela différents cas suivant que ce champ est produit par des ions, des doublets ou des quadruplets.

Comme le calcul est extrêmement complexe, il est amené à faire une approximation d'un autre ordre : il admet que l'effet d'un champ constant est de substituer à une raie une bande d'intensité uniforme ; on ne peut donc plus ici comparer la théorie et les observations au point de vue de la distribution de l'intensité, par contre l'auteur arrive à un calcul de la largeur des raies :

Si le champ est produit par des ions :

$$l = c \times 3,25 n^{\frac{2}{3}} \times \epsilon.$$

par des doublets : $l = c.4,54.n.m$;

par des quadruplets : $l = c.5,52.n^{\frac{4}{3}} \times A$;

c étant la largeur de la bande que substitue à une raie, un champ unité ;

n , la densité des particules produisant le champ ;

ϵ , la charge des ions ;

m , le moment électrique d'un doublet ;

A , le moment d'inertie d'un quadruplet.

(1) HOLTSMARK, *Ann. der Phys.*, 1919, pp. 577-630 et *Phys. Zeits.*, 25, 1924, pp. 73-84.

Sans chercher à résumer le calcul très long de Holtmark, nous pourrions nous rendre compte des différents exposants de n dans ces expressions par le raisonnement élémentaire suivant :

Soient des ions de charge ϵ répartis autour d'un point O avec une densité moyenne n par cm^3 et soit P la probabilité pour qu'ils forment autour de O une figure Σ . Si leur densité devient n' , il y aura la même probabilité P pour qu'ils forment autour de O une figure Σ' semblable à Σ , le rapport de similitude étant $(n'/n)^{\frac{1}{3}}$. La distance d'une particule quelconque à O se trouve de ce fait divisée par $(n'/n)^{\frac{1}{3}}$ donc le champ créé par chacune et par suite le champ résultant en O se trouve multiplié par $(n'/n)^{\frac{2}{3}}$. L'effet Stark étant proportionnel au champ, la largeur des raies doit être dans le premier cas proportionnelle à $n^{\frac{2}{3}}$.

Dans le cas des doublets, les charges ϵ sont associées deux à deux, une charge positive et une charge négative étant portées par un même élément dont le moment électrique est $\epsilon \cdot x = m$. Le calcul du champ créé est alors analogue au calcul classique du champ magnétique créé par un petit aimant à une distance d de son centre qui est grande par rapport à x ; on développe en série l'expression du champ créé par rapport aux puissances croissantes de x ; le terme en ϵ/d^2 s'annule, le terme principal est en $\epsilon x/d^3$ ou m/d^3 . Mais les distances d des éléments au point considéré varient ainsi que dans le cas précédent comme $n^{-\frac{1}{3}}$ donc le champ calculé est proportionnel à $m \left(n^{-\frac{1}{3}} \right)^{-3} = m \cdot n$.

Si l'on passe enfin au cas de quadruplets ou particules ne possédant ni charge, ni moment électrique, comparables à de petits systèmes magnétiques astatiques, un terme de plus disparaît dans le développement du champ en série; le

terme principal est alors en $\frac{\Sigma \epsilon x^2}{d^4}$ ou $A \cdot n^{\frac{4}{3}}$, A étant une expression $\Sigma \epsilon x^2$ comparable au moment d'inertie mécanique $\Sigma m r^2$ d'un solide et nommée par l'auteur moment d'inertie du quadruplet.

Nous avons retrouvé ainsi les résultats essentiels de Holtsmark ; nous allons les appliquer au cas de l'hydrogène et rechercher s'ils peuvent fournir une interprétation des données expérimentales obtenues dans la première partie de ce travail.

2. Les variations de l en fonction de I_0 à pression constante confirment-elles la théorie ? — D'après Debye, l'hydrogène n'a pas de doublets, nous avons donc à considérer seulement le champ des ions et le champ des quadruplets.

La densité des quadruplets ou molécules entières peut être considérée sous une pression constante, voisine de la pression atmosphérique comme fixe et égale à :

$$N = 2,7 \times 10^{19}.$$

Prenons comme Holtsmark (1) pour valeur du moment d'inertie de la molécule d'hydrogène $A = 4,4 \times 10^{-26}$ els. La constante c a pour H_{β} une valeur voisine de $0,1 \text{ \AA}$ par u. els., nous obtenons pour la largeur de H_{β} sous l'influence du champ des quadruplets :

$$5,52 \text{ cn}^3 A = \frac{5,52}{10} \cdot 27^{\frac{4}{3}} \cdot 10^{24} \times 4,4 \cdot 10^{-26} = 2 \text{ \AA}.$$

Cette quantité est environ six fois plus petite que les plus faibles largeurs mesurées. D'ailleurs il est tout naturel de penser que le champ des ions est beaucoup plus grand que celui des quadruplets, nous allons le calculer, en supposant que la fraction α des molécules présentes est ionisée c'est-à-

(1) HOLTSMARK. *Phys. Zeits.*, 25 (1924), pp. 73-84.

dire que chaque centimètre cube contient $2\alpha N$ ions de chaque signe ; il vient :

$$l = 3,25 \cdot c\alpha^{\frac{2}{3}} (2N)^{\frac{2}{3}} \varepsilon = 2200\alpha^{\frac{2}{3}} \text{Å},$$

nombre plus grand que le précédent pourvu que α soit supérieur à 1/30 000. Pour comparer la théorie à l'expérience, il faut donc étudier la densité des ions dans l'étincelle, on utilisera à cet effet la relation :

$$i = (k_1 + k_2)Ee \cdot 2\alpha N$$

où i est la densité de courant, k_1 et k_2 la mobilité des ions négatifs et positifs. A la température de l'étincelle, on peut supposer que les ions négatifs sont des électrons dont la mobilité k_1 est grande devant celle des ions positifs k_2 . De plus l'échauffement produit par le passage de l'étincelle est très brusque et se produit certainement à volume constant, on peut donc considérer k_1 comme indépendant de la température. La densité des ions apparait comme proportionnelle à la densité du courant ; or, si l'étincelle est homogène et peut être assimilée à un cylindre de diamètre d , la densité maxima de courant est $i = 4 \cdot I_0 / \pi d^2$. Si nous mesurons d , nous pourrons ensuite vérifier la relation prévue entre l et i .

Etude expérimentale de la densité de courant dans l'étincelle. — Le mécanisme du passage de l'étincelle a été étudié par Milner (1). Cet auteur, après avoir tracé les courbes de variation du potentiel aux électrodes d'une étincelle oscillante, décrit l'aspect et mesure le diamètre des étincelles dans l'air. Il y distingue une partie centrale brillante qu'il photographie et une écorce moins brillante ; lorsque l'intensité croît, la partie centrale augmente d'abord d'éclat, puis augmente de largeur, l'éclat étant alors constant.

J'ai moi-même repris l'étude du diamètre d par photographie directe ; il faut seulement prendre garde que les images

(1) MILNER. *Phil mag*, 24, 1912, pp. 709-721.

d'étincelles successives ne se superposent pas partiellement sur la plaque ; d'ailleurs l'image d'une seule étincelle est assez lumineuse pour fournir un bon cliché. Différentes méthodes se présentent à l'esprit : ou bien remplacer l'interrompteur à turbine par un manipulateur à main, ou bien employer un miroir tournant à une vitesse modérée, ou enfin former l'image d'étincelles successives sur une plaque en mouvement. C'est à cette dernière méthode que je me suis arrêtée car tout en permettant l'étude d'étincelles prises dans une série et tout à fait identiques à celles qui fournissent le spectre, elle évite tout risque de superposition fortuite capable de conduire à une évaluation erronée. Le dispositif expérimental qu'elle exige est des plus simples : un mouvement de chute libre du châssis contenant la plaque convient très bien pour obtenir 3 ou 4 images sur une rangée de 6 cm. de haut ; l'image est formée par une lentille ordinaire d'assez grande ouverture munie d'un diaphragme variable grâce auquel on peut obtenir dans les différents cas étudiés des noircissements du même ordre malgré les différences d'éclat des étincelles photographiées.

Un fait remarquable au cours de cette étude est l'aspect différent que prennent les étincelles, surtout lorsqu'elles sont très condensées suivant qu'elles jaillissent dans l'air ou dans l'hydrogène. Tandis que dans l'air elles présentent l'aspect décrit par Milner et comprennent une partie centrale très brillante assez nettement limitée, entourée d'une sorte de flamme pâle de coloration un peu différente, dans l'hydrogène, elles ont le grand diamètre et la forme irrégulière de la flamme qui entoure l'étincelle de l'air et, sans toutefois que l'éclat soit constant du centre au bord, il est impossible d'y reconnaître une région brillante bien distincte. Le cliché 3 (pl. II) montre cet aspect différent des étincelles dans les deux gaz, les autres conditions étant exactement les mêmes pour les rangées 1 et 4 d'une part, pour les rangées 2 et 3 d'autre part. Si l'on projette sur la fente verticale d'un spectroscope

une étincelle jaillissant horizontalement dans l'air, entre électrodes de cuivre on constate que le spectre de la région centrale comprend notamment les raies d'étincelle de l'air, attribuées pour la plupart à N^+ ; celui de la région extérieure se compose seulement de quelques raies d'arc du cuivre et de la raie H_{α} qui est toujours présente dans le spectre de l'air. Le cliché 4 (pl. II) a été obtenu dans ces conditions, dans la région spectrale 520 à 480 $\mu\mu$; il représente un certain nombre de raies dues à l'air, de faible longueur (bien que leur longueur apparente soit accrue d'une quantité relativement importante du fait que l'étincelle n'est pas fixe) et les raies 5 106, 5 153, 5 218 Å du cuivre environ trois fois plus longues.

On peut interpréter ceci en supposant que la région où apparaissent les raies d'étincelles est celle où se produit surtout l'ionisation et dans laquelle est transportée la majeure partie du courant, c'est donc le diamètre de la partie centrale que l'on doit mesurer pour obtenir la densité de courant. Dans l'hydrogène, on ne peut distinguer ces deux régions, non parce que le mécanisme du passage du courant est différent, mais simplement parce que l'ion hydrogène n'émet aucune radiation, de même que la distinction entre les deux régions de l'étincelle dans l'air, très nette lorsque l'observation est effectuée à travers un verre bleu, disparaît presque si elle est faite avec un verre rouge parce que dans la région rouge du spectre, l'intensité des raies d'étincelle est relativement faible.

L'étude de la densité de courant dans le cas qui nous intéresse des étincelles dans l'hydrogène comporte ainsi une difficulté particulière ; faute de mieux, j'ai étudié comment varie la densité de courant en fonction de l'intensité totale dans l'étincelle de l'air et j'ai admis que les variations de cette grandeur devaient être analogues dans les deux cas, ainsi que son ordre de grandeur, les valeurs absolues des diamètres étant probablement multipliées par un coefficient constant lorsque l'on passe d'un gaz à l'autre.

Voici les résultats d'une série de mesures opérées dans ces conditions ; chaque diamètre est la moyenne de plusieurs mesures effectuées sur 3 ou 4 étincelles différentes et peut être considéré comme exact à 4 o/o près, ce qui permet d'éva-

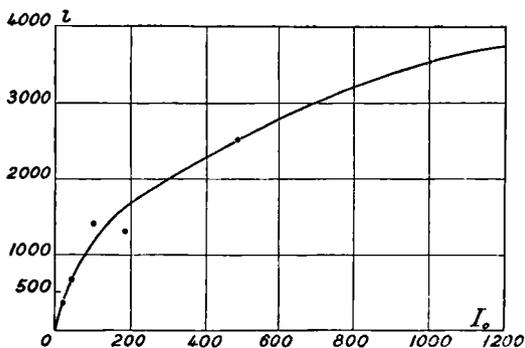


Fig. 21.

luer la densité à 8 o/o près. L'un des deux clichés qui ont servi à ces mesures est reproduit (cliché 5, pl. II) :

| I_0 | d | i |
|---------|----------|----------------------------|
| 26 amp. | 0,30 mm. | 380 amp./mm ² . |
| 49 | 0,30 | 690 |
| 100 | 0,30 | 1 400 |
| 190 | 0,44 | 1 300 |
| 480 | 0,50 | 2 500 |
| 1 000 | 0,60 | 3 520 |

On remarque que pour les faibles intensités, le diamètre des étincelles est constant et i est proportionnel à I_0 tandis qu'ensuite i varie beaucoup moins vite que I_0 ; ainsi que l'indique Milner et ainsi qu'on pouvait le prévoir *a priori* la courbe $i(I_0)$ laisse supposer que pour des intensités suffisamment grandes, i finirait par devenir constant, l'ionisation ayant pris une valeur limite et le courant étant devenu un courant de saturation. Au contraire, en mesurant les diamètres apparents d'étincelles dans l'hydrogène, j'avais

obtenu des résultats à la fois trop variables d'une série à l'autre de mesures et très peu vraisemblables puisque la densité de courant presque constante dès le début ne paraissait nullement tendre ensuite vers une limite et qu'à l'encontre de ce qui se passe dans tout courant électronique la courbe $i(I_0)$, semblait concave vers le haut.

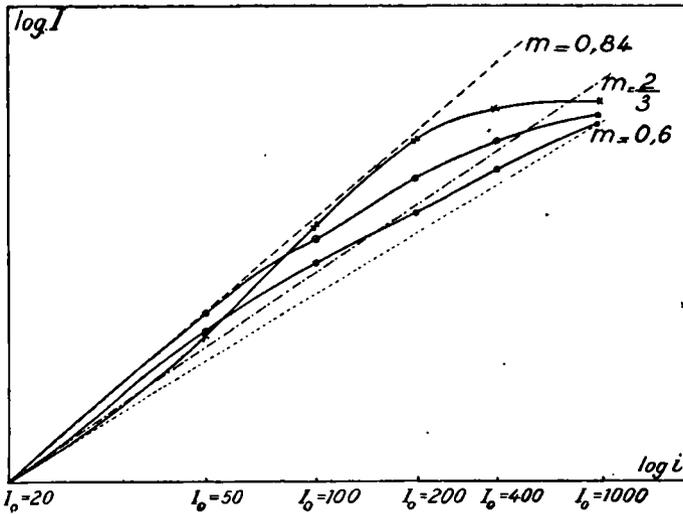


Fig. 22.

Contrôle de la théorie de la largeur des raies. —
 a) *Valeurs relatives.* — Considérons les courbes $l(I_0)$, figure 12, et la courbe $i(I_0)$, figure 21 ; nous voyons aussitôt que l'allure de ces courbes est la même ; la rapide croissance de l pour les faibles valeurs de I_0 s'explique par la variation importante de i dans les mêmes conditions ; l croît ensuite beaucoup moins vite et semble tendre vers une limite parce que la densité i tend vers une densité de saturation.

Pour rendre quantitative cette comparaison, portons sur un graphique, en abscisses $\log i$, en ordonnées les logarithmes des largeurs des différentes raies en prenant pour chaque raie

une origine telle que les trois courbes aient un point commun (fig. 22). Pour établir cette courbe, il suffit de lire sur les courbes, figures 12 et 21, les valeurs de i et l qui correspondent à la même valeur de I_0 , ce qui donne le tableau suivant :

| I_0 | i | H_α | H_β | H_γ |
|---------|--------------------------|------------|-----------|------------|
| — | — | — | — | — |
| 20 amp. | 350 amp./mm ² | 3,4 Å | 13 Å | 22 Å |
| 50 | 750 | 5,8 | 25 | 39,5 |
| 100 | 1 150 | 9 | 33 | 51 |
| 200 | 1 700 | 12,8 | 42 | 61,5 |
| 400 | 2 300 | 14,5 | 49 | 73 |
| 1 000 | 3 500 | 15 | 54 | 87 |

Puisque les grandeurs l et i tendent certainement vers des limites finies, les courbes sont limitées vers le haut en des points qui dépassent très peu la partie qui en a été tracée ici et il faudrait étendre beaucoup le domaine des expériences à effectuer pour les prolonger d'une très faible longueur.

Si l'on veut représenter approximativement l par une fonction de la forme $a \cdot i^m$, l'exposant m est le coefficient angulaire de la droite passant par le point commun des trois courbes et dont elles s'écartent le moins ; on voit sur la figure que m est certainement compris entre 0,60 et 0,84 coefficients angulaires des droites pointillées et que la valeur 2/3 que lui attribue la théorie (coefficient angulaire de la droite tracée en points et traits) concorde aussi bien que possible avec les mesures expérimentales.

Le phénomène essentiel dans l'élargissement des raies est donc bien le champ intermoléculaire créé par les ions et dont la valeur moyenne varie comme la puissance 2/3 de leur densité.

Il reste à examiner quelle peut être à côté de cet effet primordial, l'influence des autres causes d'élargissement signalées. Nous avons vu que le champ des quadruplets agissant seul donnerait aux raies une largeur égale environ à 15 0/0

de la plus petite largeur mesurée, à 3 o/o des plus grandes ; leur action sans s'ajouter exactement au champ des ions doit augmenter la largeur des raies d'une quantité sensiblement constante, à peu près négligeable devant les plus grandes valeurs de l , non devant les plus faibles. Par contre, l'effet de l'absorption est appréciable pour les grands courants (accroissement de 10 o/o pour H_{β} quand $I_0 = 300$ amp.) et sans aucun doute beaucoup plus faible lorsque I_0 est peu élevé. On peut penser en somme que l'ensemble de ces deux actions secondaires accroit de 10 à 15 o/o la largeur des raies dans tous les cas, mais que l'une devenant plus importante quand l'autre l'est moins, elles ne modifient pas sensiblement l'allure des courbes $l(i)$.

b) *Comparaison des différentes raies.* — Calculons d'après le tableau de largeurs des raies donné page 63 les rapports l_{α}/l_{β} et l_{γ}/l_{β} pour différentes valeurs de I_0 .

| I_0 | l_{α}/l_{β} | l_{γ}/l_{β} |
|---------|------------------------|------------------------|
| 20 amp. | 0,26 | 1,68 |
| 50 | 0,24 | 1,57 |
| 100 | 0,27 | 1,54 |
| 200 | 0,31 | 1,48 |
| 400 | 0,295 | 1,51 |
| 1000 | 0,28 | 1,61 |

Ces rapports ont pour valeurs moyennes 0,28 et 1,56 et ne s'en écartent pas de plus de 10 o/o. Nous ne précisons pas l'origine de leurs variations (auxquelles sont dues les différences entre les trois courbes tracées sur le graphique précédent, fig. 22) : elles sont peut-être à attribuer à la structure différente des raies décomposées. La mesure de H_{δ} donne $l_{\delta}/l_{\beta} = 1,95$. Nous allons rapprocher les valeurs moyennes obtenues, des rapports entre les constantes c de l'effet Stark. c est défini comme la largeur d'une bande d'intensité uniforme avec laquelle on peut confondre la raie étu-

diée lorsqu'elle est décomposée par un champ unité ; les valeurs $1/8$, $1/11$, $1/15 \text{ \AA}$ par u. els que lui attribue Holtsmark ⁽¹⁾ semblent être les distances des composantes extrêmes ; mais comme la répartition de l'intensité entre les composantes n'est pas la même pour toutes les raies, il me paraît plus justifié de définir c par la relation :

$$\Sigma E_{\lambda} \times |\lambda - \lambda_0| = \Sigma E_{\lambda} \times \frac{c}{2},$$

E_{λ} étant l'éclat de la composante λ dans la raie décomposée par un champ constant égal à l'unité.

J'obtiens ainsi :

$$\begin{array}{ll} c_{\alpha} = 0,034 & c_{\beta} = 0,106 \\ c_{\gamma} = 0,152 & c_{\delta} = 0,22 \end{array}$$

et les rapports :

$$c_{\alpha}/c_{\beta} = 0,32 ; \quad c_{\gamma}/c_{\beta} = 1,46 ; \quad c_{\delta}/c_{\beta} = 2,06$$

sont très voisins des rapports obtenus :

$$l_{\alpha}/l_{\beta} = 0,28 ; \quad l_{\gamma}/l_{\beta} = 1,56 ; \quad l_{\delta}/l_{\beta} = 1,95$$

c) *Valeurs absolues.* — Bien que, nous l'avons dit, les mesures qui viennent d'être relatées ne puissent conduire à un contrôle de la théorie qu'au point de vue des valeurs relatives, il peut être intéressant de se rendre compte de l'ordre de grandeur qu'on peut attribuer à α et des valeurs théoriques qui en résulteraient pour l .

$$i = 2k_1 \alpha N \times E\varepsilon.$$

Nous admettons que le champ E qui fait mouvoir les électrons est égal à la dérivée par rapport à la longueur de l'étincelle, de la tension V qui existe entre les électrodes pen-

(1) HOLTSMARK. *Ann. der Phys.*, 1919, pp. 577-630.

dant la plus grande partie de la décharge. Or, Roschansky (1) a tracé au moyen d'un oscillographe cathodique les courbes de courant et potentiel dans une étincelle oscillante; la différence de potentiel des électrodes s'élève à quelques centaines de volts chaque fois que le courant s'annule, puis tombe très vite à une valeur V environ dix fois plus faible qui reste constante pendant que le courant passe; lorsque la longueur de l'étincelle est supérieure à 0,1 mm., V est une fonction linéaire de cette longueur et augmente en moyenne d'une dizaine de volts par millimètre d'étincelle; E peut donc être évalué à une centaine de volts par centimètre.

Nous donnerons à k_1 la valeur 5 000 cm.-sec./volt-cm. déduite des mesures de mobilité des électrons dans l'azote pour des champs de cet ordre de grandeur (2); en effet, puisque i et E ont été évalués pour l'air, nous n'avons aucune raison d'introduire le coefficient k_1 relatif à l'hydrogène. Nous obtenons alors :

$$i = 2 \times 5\,000 \times 2,7 \cdot 10^{19} \times 100 \times 1,6 \cdot 10^{-19} \alpha \text{ amp./cm}^2$$

ou :

$$i = 40\,000 \alpha \text{ amp./mm}^2,$$

ce qui indique que α varie dans les cas étudiés de 1/10 à 1/100.

Il en résulte que la largeur $2\,000 \alpha^{\frac{2}{3}}$ attribuée à H_{β} varie de 100 à 450 Å, or les valeurs mesurées varient dans les mêmes conditions de 13 à 55 Å; les valeurs théoriques sont donc 8 fois trop grandes. Il convient d'ailleurs de rappeler encore une fois que le calcul a été effectué à partir de données relatives à l'air et qu'on ne pouvait espérer un rapprochement qu'entre les ordres de grandeur.

Inversement, en partant de la largeur mesurée des raies, on

(1) ROSCHANSKY. *Ann. der Phys.*, 36, 1911, pp. 281-309.

(2) WAHLIN. *Phys. Rev.*, 23, 1924, p. 169.

peut calculer l'ordre de grandeur du champ intermoléculaire moyen F_m . Or, d'après Holtsmark, lorsque ce champ est dû surtout à des ions, $l = 1,25 cF_m$.

F_m varie donc environ de 100 à 400 u. els, c'est-à-dire de 3×10^4 à 12×10^4 V/cm.; on voit qu'il est, ainsi qu'on l'avait prévu, très grand devant le champ d'une centaine de volts par centimètre qui fait mouvoir les ions dans l'étincelle et même devant le champ de quelques milliers de volts par centimètre qui règne probablement au voisinage des électrodes.

3. Densité de courant dans une étincelle amortie. — Nous avons remarqué dans la première partie de ce travail que la loi qui relie la largeur des raies à l'intensité maxima du courant diffère suivant que les variations de l'intensité sont produites par une modification de la résistance ou par la modification de l'une quelconque des autres variables : capacité des condensateurs, différence de potentiel entre leurs bornes ou self-inductance du circuit. Il peut être intéressant de chercher si la densité du courant suit une loi analogue à celle de la largeur des raies, si en particulier i est indépendant de R . J'ai été ainsi amenée à étudier, en faisant les mêmes réserves que dans le paragraphe précédent, le diamètre d'étincelles de plus en plus amorties, jaillissant dans l'air. Voici les résultats d'une série de mesures effectuées avec une capacité fixe $C = 3,08$ m μ f, une self constante telle que $\lambda = 130$ m. (les conditions sont les mêmes que dans les mesures correspondantes de largeur de raies décrites dans la première partie, p. 34). La résistance critique du circuit, d'environ 42ω , est représentée par une certaine colonne de solution de sulfate de cuivre; dans le tableau suivant, la résistance est exprimée en prenant cette quantité pour unité; l'intensité maxima du courant est représentée par son rapport à la quantité constante $I_0 = V\sqrt{\frac{C}{L}} = 210$ ampères;

enfin le diamètre est évalué en divisions de l'oculaire micro-métrique qui a servi à mesurer les clichés.

| R | I | d | $10^4 \frac{I}{d^2}$ (quantité proportionnelle à i) |
|-----|--------------|------|--|
| 0,1 | 0,9 | 100 | 0,9 |
| 1 | $1/e = 0,36$ | 60 | 1,0 |
| 2 | 0,21 | 51,5 | 0,8 |
| 3 | 0,165 | 48 | 0,76 |
| 4 | 0,125 | 40 | 0,79 |

I_0 varie dans ces mesures de 190 à 26 ampères, si nous nous reportons à la courbe, figure 21, établie plus haut, nous voyons que dans cet intervalle, i varie de 1400 à 380 amp.-mm², or ici les variations de i ne sont pas systématiques et ses valeurs extrêmes diffèrent seulement de 20 0/0; on peut donc certainement affirmer que la relation qui unit la densité à l'intensité est différente suivant que l'on modifie la résistance ou les autres variables; de plus, si l'on tient compte de ce que les derniers diamètres mesurés sont inférieurs à 0,2 mm. et appartiennent à des étincelles très peu lumineuses qui ne peuvent être photographiées avec un fort grossissement, on peut admettre la constance de i en fonction de R.

A titre de vérification, j'ai encore comparé directement entre eux les diamètres de deux étincelles l'une oscillante, l'autre apériodique, dans lesquelles l'intensité du courant est du même ordre; j'ai choisi pour cela les étincelles obtenues d'une part avec un seul condensateur, une self assez grande ($\lambda = 480$ m.) et un amortissement très faible, d'autre part avec deux condensateurs une self faible et une résistance double de la résistance critique (cliché 6, pl. II); les intensités maxima sont entre elles comme 1 et 0,85, bien que la quantité $I_0 = V\sqrt{C/L}$ soit accrue de l'un à l'autre cas dans le rapport de 3,85; outre que la région superficielle, pâle, assez étendue dans le premier cas est tout à fait réduite dans le deuxième, j'ai constaté une diminution importante du diamètre de la région cen-

trale. Le rapport des diamètres est en effet $76/57$ donc celui des sections est $1,8$; la densité de courant est nettement plus grande dans le cas où I_0 est plus grand, ce qui explique la largeur plus grande des raies.

En résumé, la densité de courant, comme la largeur des raies, peut être considérée comme fonction de l'intensité maxima seule tant que l'amortissement varie peu, mais elle reste constante lorsque la résistance du circuit varie. — La loi $i = \varphi(I_0)$ comme la loi $l = f(I_0)$ est générale si l'on désigne par I_0 la quantité $V\sqrt{C/L}$ qui représente l'intensité maxima dans un circuit non amorti, mais qui est indépendante de R . Ceci étant établi, on voit immédiatement que la théorie proposée de la largeur des raies explique l'indépendance entre cette grandeur et l'amortissement du circuit.

4. Les variations de l en fonction de la pression confirment-elles la théorie ? — La photographie directe des étincelles m'a prouvé que leur diamètre reste constant lorsque la pression du gaz varie, le courant restant le même ; par conséquent la densité du courant est constante dans les mêmes conditions ; la mobilité des électrons dans un gaz est inversement proportionnelle à la pression, donc le nombre des ions doit croître comme la pression ; le nombre des molécules présentes N est multiplié par p , le taux d'ionisation α est constant.

Nous avons vu qu'il faut attribuer le rôle principal au champ des ions ; ceci indique que, en gros, la largeur des raies croît comme $p^{\frac{2}{3}}$, elle doit être multipliée par $2,08$ quand p passe de 1 à 3 atmosphères. Ce sont en effet des nombres de cet ordre que nous avons trouvés, mais les nombres expérimentaux étaient tous un peu plus élevés et présentaient une variation systématique. La théorie peut encore expliquer ces faits :

Le nombre des molécules entières croît aussi comme p , donc le champ des quadruplets croît comme $p^{\frac{4}{3}}$, il est mul-

multiplié par 4,32 quand p est multiplié par 3. Or leur action, négligeable pour les grandes valeurs de I_0 , ne l'est pas pour les intensités plus faibles. C'est ce qui explique les variations plus grandes de l dans ce dernier cas,

L'effet de l'absorption augmente aussi avec la pression, mais comme il dépend du nombre de particules sur une même ligne de visée, c'est-à-dire d'un nombre proportionnel à $\frac{1}{p^3}$, ses variations sont faibles et ne contrebalancent pas, comme dans l'étude précédente, l'action des quadruplets. Nous pouvons chercher à rendre compte de l'importance relative des différents facteurs dans quelques cas. Les nombres donnés dans le tableau suivant doivent être regardés seulement comme des ordres de grandeur; ils pourront néanmoins rendre plus concrètes les considérations qui viennent d'être présentées relativement à l'élargissement des raies par effet de pression.

Prenons pour exemple H_β : nous avons à considérer dans chaque cas trois termes, l'un dû aux quadruplets, ne dépend que de la pression, nous l'avons évalué à 2 \AA pour $p = 1$ atmosphère et il varie comme $p^{\frac{4}{3}}$.

Le deuxième terme, dû à l'absorption, a été évalué pour $p = 1$ atmosphère et $I_0 = 300$ ampères à 10/100 de l'ensemble des deux autres termes, dans les autres cas, nous calculerons sa valeur relative en remarquant qu'elle doit varier environ comme $I_0^{\frac{1}{3}}$ et comme $p^{\frac{1}{3}}$.

Enfin le terme principal — dû aux ions — est déduit pour $p = 1$ atmosphère des mesures directes de l en tenant compte des termes correctifs calculés ci-dessus; de plus il varie comme $p^{\frac{2}{3}}$, il est par conséquent multiplié par 2,08 entre $p = 1$ et $p = 3$ atmosphères.

| | Champ moléculaire | | Absorption | | Largeur des raies | $\frac{l_2}{l_1}$ calculé | $\frac{l_2}{l_1}$ observé |
|--------------------------|----------------------|------|-------------------|------------------|-------------------|---------------------------|---------------------------|
| | quadruplets | ions | valeurs relatives | valeurs absolues | | | |
| $I_0 = 25 \text{ amp.}$ | $p = 1 \text{ atm.}$ | 2 | 12 | 4 % | 0,5 | 14,5 | } 2,5 2,75 |
| | $p = 3 \text{ atm.}$ | 8,6 | 25 | 5,6 % | 1,77 | 35,4 | |
| $I_0 = 300 \text{ amp.}$ | $p = 1 \text{ atm.}$ | 2 | 40 | 10 % | 4,2 | 46 | } 2,27 2,3 |
| | $p = 3 \text{ atm.}$ | 8,6 | 83 | 14 % | 12,8 | 104,4 | |
| $I_0 = 600 \text{ amp.}$ | $p = 1 \text{ atm.}$ | 2 | 45 | 13 % | 6 | 53 | } 2,23 2,15 |
| | $p = 3 \text{ atm.}$ | 8,6 | 93 | 18 % | 18 | 119 | |

Ainsi sans permettre le calcul précis des valeurs successives à attribuer au rapport l_2/l_1 , la théorie concorde avec l'expérience pour montrer que ce rapport doit rester faiblement supérieur à $3^{\frac{2}{3}}$ et décroître lentement quand l'intensité du courant croît.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Dans la première partie de ce travail, j'ai étudié expérimentalement la largeur des premières raies de la série de Balmer dans le spectre d'une étincelle condensée jaillissant dans l'hydrogène. J'ai précisé la détermination des conditions électriques en mesurant d'une part C et V, en étudiant d'autre part, la période et l'amortissement des circuits utilisés par la résonance d'un ondemètre. Les mesures quantitatives de la largeur des raies ont été faites par l'étude microphotométrique de clichés obtenus avec une dispersion convenable au moyen d'un réseau de Rowland.

Pour une pression initiale constante (1,15 atm.), la largeur des raies fournies par une étincelle oscillante faiblement amortie est déterminée par l'intensité maxima du courant et en dépend suivant une fonction qui croît d'abord rapidement ensuite faiblement. J'ai représenté ces fonctions par des courbes où I_0 varie de 25 à 1500 ampères pour H_α , de 12 à 700 ampères pour H_β et H_γ , les largeurs mesurées variant respectivement de 3 à 15, de 10 à 55 et de 13 à 85 Å.

La largeur des raies est indépendante de l'amortissement du circuit, même si la résistance varie suffisamment pour produire une diminution importante du courant maximum; la loi de variation $l = f(I_0)$ établie ci-dessus est générale si l'on désigne par I_0 , non l'intensité maxima, mais l'expression indépendante de la résistance $I_0 = V\sqrt{C/L}$.

Lorsque la pression varie, la variation de la largeur des raies est toujours trop faible pour que l'on puisse admettre

une loi de proportionnalité; le coefficient d'élargissement entre deux pressions fixes 1 et 3 atmosphères varie systématiquement de 2,75 à 2,15 lorsque I_0 croît.

Dans la deuxième partie, j'ai passé en revue les principales influences auxquelles on peut attribuer l'élargissement des raies. Parmi celles-ci, deux méritent de retenir l'attention : l'effet de l'absorption de la source pour ses propres radiations et l'effet du champ électrique intermoléculaire dû aux ions et aux quadruplets.

J'ai étudié l'absorption par une étincelle et montré que pour $I_0 = 300$ ampères, l'éclat, au centre de chaque raie, est accru dans le rapport $k = 1,7$ lorsqu'on aligne le long du même rayon visuel deux sources identiques. On déduit de cette étude que la largeur des raies émises par une région très mince de la source est d'environ 85/100 ou 90/100 de la largeur observée. L'effet de l'absorption peut être à considérer dans le cas d'étincelles très condensées, mais on ne doit lui attribuer qu'un rôle très minime dans la rapide ascension des courbes $l(I_0)$ pour les faibles valeurs de I_0 ou dans les variations de l en fonction de la pression.

Un rapprochement avait été établi entre l'effet Stark et l'effet étudié (Merton) et un calcul de l'influence du champ intermoléculaire avait été effectué (Holtmark). J'ai entrepris une vérification quantitative (au moins en ce qui concerne les valeurs relatives) des considérations théoriques proposées.

Les largeurs des raies sont approximativement entre elles comme les constantes de l'effet Stark relatives à chacune d'elles.

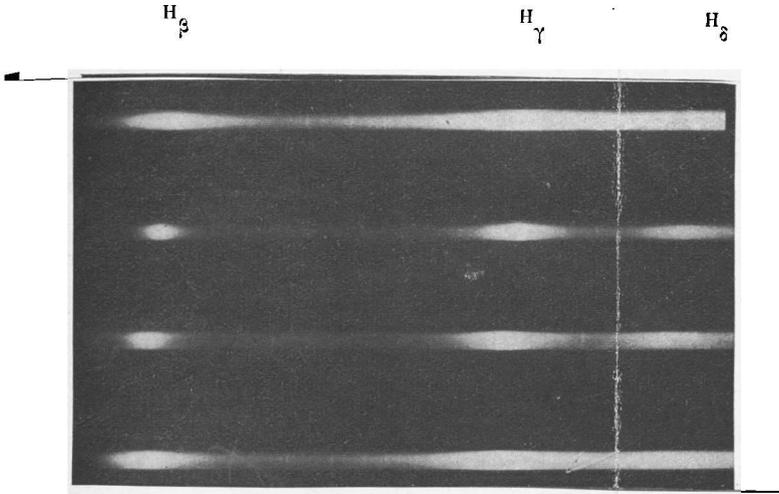
La mesure de diamètres d'étincelles m'a permis d'évaluer la densité de courant et de vérifier la proportionnalité prévue théoriquement entre la largeur des raies et la puissance $2/3$ de cette densité.

Le champ intermoléculaire est dû pour la plus grande part aux ions; sa valeur moyenne est de l'ordre de 10^5 volts-cm. et varie comme la puissance $2/3$ de la densité des ions.

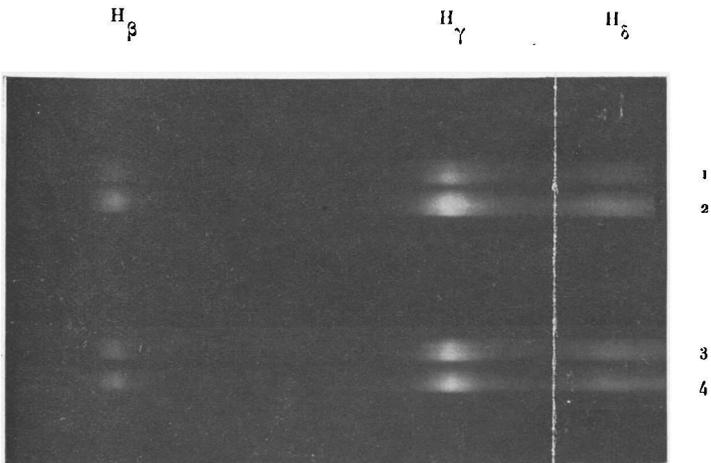
De même que la largeur des raies, la densité de courant est indépendante de l'amortissement.

Enfin le coefficient d'élargissement entre deux pressions p et p' , qui serait $(p'/p)^{\frac{2}{3}}$ si les ions intervenaient seuls, est un peu supérieur à cette expression et décroît lentement à mesure que I_0 et par suite l'ionisation croissent.

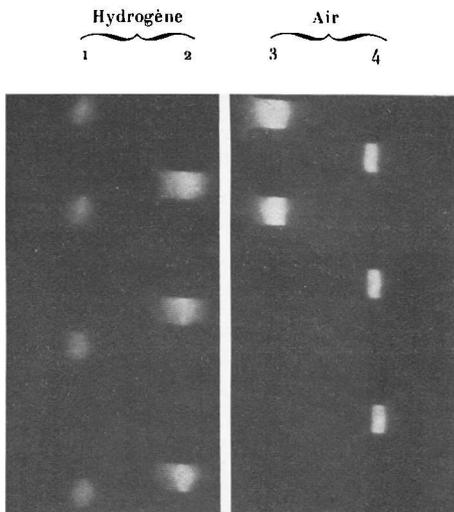
En somme, la théorie explique aussi bien qu'on pouvait l'espérer, toutes les particularités constatées expérimentalement. *L'effet Stark dû aux ions joue le rôle essentiel dans le phénomène; le champ des quadruplets et l'effet de l'absorption interviennent à titre de termes correctifs.*



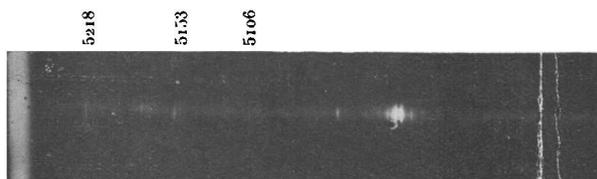
Cliché 1 { $I_0 - 90$ amp
Pressions successives (de haut en bas) : 3,3 ; 1,08 ; 1,8 et 2,5 atm.



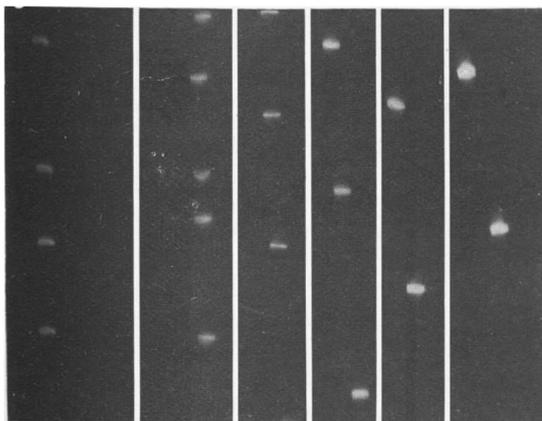
Cliché 2 { 1 et 4 Spectres donnés par une étincelle.
2 et 3 Spectres donnés par deux étincelles alignées.



Cliché 3



Cliché 4



$I_0 = 27$

50

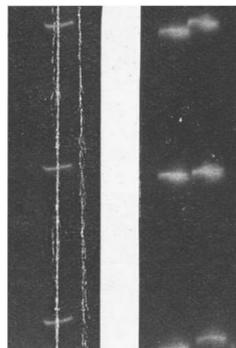
100

190

480

1000 amp.

Cliché 5



Cliché 6

- 1) $I_0 = 140$ amp. ;
intensité maximum
 $I_0 \times 0,21 = 29,5$ amp.
- 2) $I_0 = 36,5$ amp. ;
intensité maximum
 $I_0 \times 0,95 = 35$ amp.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Réactions photochimiques.

Loi de l'équivalence.

VU ET APPROUVÉ :

Lille, le 27 avril 1927.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

A. MAIGE.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Lille, le 28 avril 1927.

Le Recteur de l'Académie,

A. CHATELET.