

Conditions d'utilisation des contenus du Conservatoire numérique

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

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

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

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

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

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

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

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

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

NOTICE BIBLIOGRAPHIQUE

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

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

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

NOTICE DU VOLUME TÉLÉCHARGÉ	
Auteur(s) volume	Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers
Titre	Publication : Laboratoire d'essais
Volume	N°46 (1940)
Adresse	Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 1940
Collation	1 vol. (p. [78-150]-1 p. de pl.) : ill. ; 24 cm
Nombre de vues	86
Cote	CNAM-BIB P 1329-B (22)
Sujet(s)	Conservatoire national des arts et métiers (France) Génie industriel -- 20e siècle
Thématique(s)	Histoire du Cnam
Typologie	Revue
Langue	Anglais Français
Date de mise en ligne	10/04/2025
Date de génération du PDF	07/02/2026
Recherche plein texte	Disponible
Notice complète	https://www.sudoc.fr/039014541
Permalien	https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B.22

Note de présentation du

...

P1329-B

8° Rue. 107 (23)

RÉPUBLIQUE FRANÇAISE
LABORATOIRE D'ESSAIS

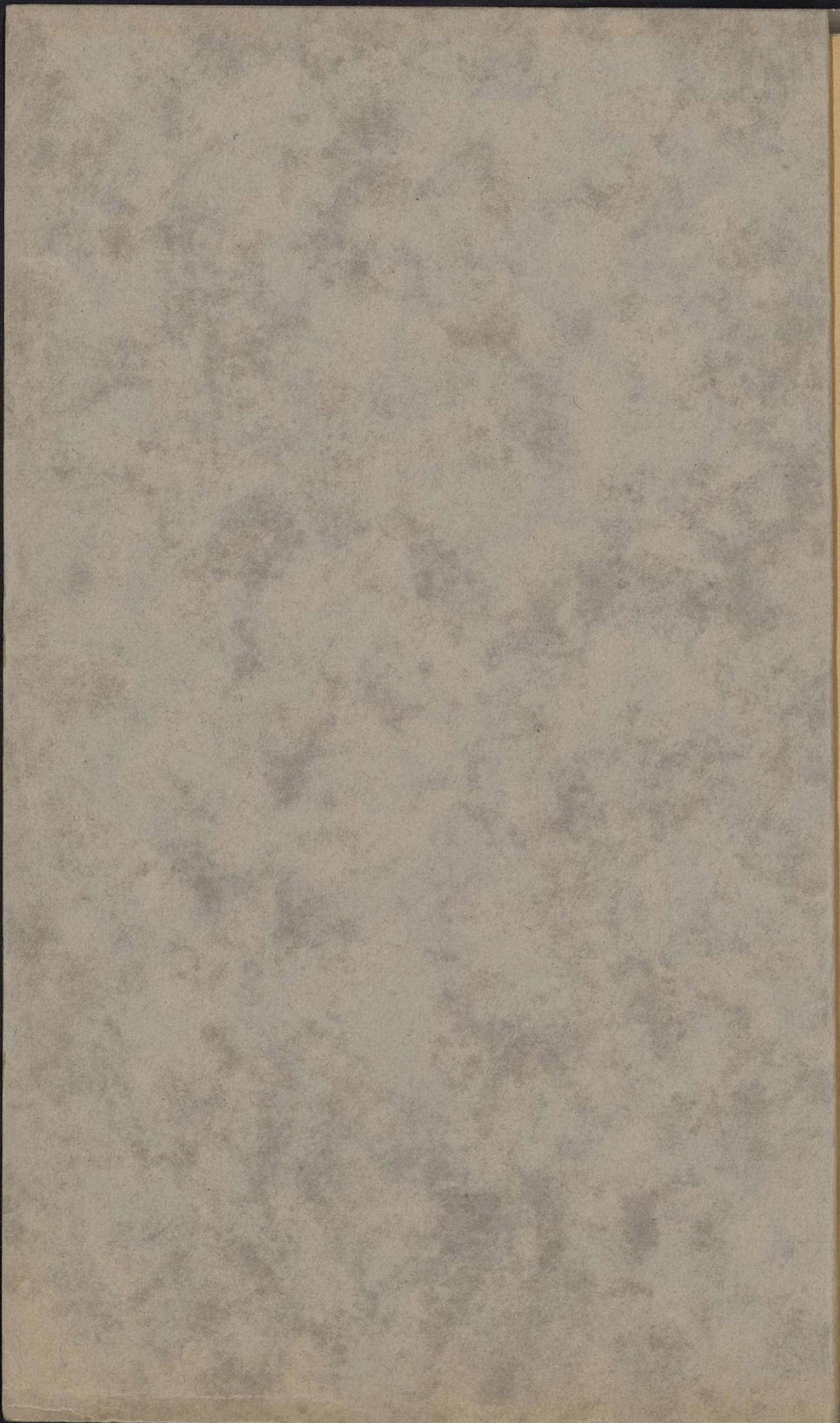


RECHERCHES SUR LA DÉCHARGE
EN HAUTE FRÉQUENCE
AVEC ÉLECTRODES EXTÉRIEURES

par R. Zouckermann

PUBLICATION N° 46

(Extrait des "Annales de Physique"
11^e Série - Tome 13 - Janvier 1940)



**ANNALES
DE
PHYSIQUE**

EXTRAIT



**RECHERCHES SUR LA DÉCHARGE
EN HAUTE FRÉQUENCE
AVEC ÉLECTRODES EXTÉRIEURES**

Par RAYMOND ZOUCKERMANN

11^e Série — Tome 13 — Janvier-Février 1940

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN, PARIS (VI^e)



RECHERCHES SUR LA DÉCHARGE EN HAUTE FRÉQUENCE AVEC ÉLECTRODES EXTÉRIEURES

Par RAYMOND ZOUCKERMANN

INTRODUCTION

Progrès récents et difficultés de la théorie de la décharge dans les gaz.

Les importants travaux expérimentaux et théoriques qui, depuis la fin du siècle dernier, ont apporté des connaissances précises sur les ions gazeux, ont suggéré la possibilité d'une théorie mathématique de la décharge électrique. Le premier succès dans cette voie fut obtenu par Townsend (7), qui étudia la décharge dite « non indépendante », c'est-à-dire la décharge dans laquelle des électrons sont libérés par une cause extérieure au tube à décharges. Dans leur trajet vers l'anode, ces électrons ionisent le gaz, les nouveaux électrons et les ions créés ionisent à leur tour, et ainsi de suite.

Si α et β sont respectivement le nombre de paires d'ions créés par un électron et par un ion positif sur chaque centimètre de parcours dans le gaz (pression 1 mm. de mercure, température 0° C) le courant i_0 libéré à la cathode (par exemple par effet photoélectrique) donnera lieu, à la distance x de la cathode, à un courant :

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta)e^{(\alpha - \beta)x}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)x}}.$$

Le « potentiel explosif » ou « potentiel d'allumage » est celui qu'il faut établir entre les électrodes pour satisfaire à la condition :

$$\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)x} = 0 \quad (1)$$

qui correspond à un courant infini.

Pour rendre compte de l'influence des électrodes (8) (9) on peut, par exemple, supposer que chaque ion libère γ électrons en frappant la cathode (¹). La condition d'amorçage devient alors :

$$(\beta + \alpha\gamma)e^{(\alpha - \beta)x} = \alpha(1 + \gamma). \quad (2)$$

S'il s'agit seulement de représenter les résultats expérimentaux, on peut se servir indifféremment de l'une ou l'autre des équations (1) et (2) : il suffit de choisir convenablement les coefficients α , β et γ . Quant au mécanisme même de la décharge, il peut différer dans les plus larges limites sans que la forme analytique de la condition d'amorçage soit changée.

Une difficulté nouvelle s'est présentée lorsqu'on a pu mesurer le temps nécessaire à l'établissement d'une décharge. Rogowski (1), (2) entre autres a montré que le temps extrêmement court qui suffit à l'amorçage de certaines décharges était incompatible avec les trajets et les mobilités des ions, tels que la théorie de Townsend les supposait. La rapide augmentation du courant, qui constitue l'« allumage », est

(¹) On est conduit à définir le même coefficient γ si, pour éviter, entre autres difficultés, celle due à la très courte durée de la « prédécharge », on imagine que l'ionisation par chocs des ions positifs n'a lieu qu'aux environs immédiats de la cathode. De toute façon c'est à l'énergie potentielle et non à la vitesse de l'ion qu'il faut attribuer l'extraction des électrons de la cathode. J. J. Thomson (6) proposait d'admettre que c'est la lumière de la « recombinaison » de l'ion, facilitée par la présence de l'électrode, qui permet l'émission d'électrons par effet photoélectrique.

accompagnée d'une brusque diminution de la tension aux bornes du tube. Or, cet « écoulement » du champ ne nécessite parfois que des temps de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-8} secondes, ce qui est incompatible, dans la plupart des cas, avec les mécanismes étudiés plus haut. De plus, ces mécanismes supposent les coefficients d'ionisation α , β , γ déterminés par le champ initial, considéré comme constant jusqu'à la fin de l'allumage. Rogowski, au contraire, attribue un rôle fondamental à la charge d'espace pendant l'allumage lui-même. Il suppose que le mouvement des électrons a seul le temps de s'établir pendant des temps aussi courts que ceux fournis par l'expérience : les ions formés restent sur place et il se crée un espace de charge qui modifie complètement le champ, et, par conséquent, la valeur des coefficients d'ionisation α , β , γ de Townsend.

Après les travaux de Rogowski, il semble difficile de garder la certitude qu'il existe des formes de décharge dans lesquelles une charge d'espace ne joue pas un rôle important, avant même l'allumage.

Si, malgré des progrès incontestables, l'étude de la décharge en courant continu présente encore de telles difficultés, on peut craindre de nouvelles complications lorsqu'on abordera la décharge en haute fréquence ; on a même cru pendant longtemps (voir p. 131) que la fréquence elle-même jouait un rôle assez important pour rendre presque négligeables les phénomènes élémentaires invoqués pour expliquer la décharge en courant continu.

Beck a déjà signalé (11) que la distribution des vitesses électroniques était à peu près la même en courant continu et en haute fréquence (1).

(1) Remarquons néanmoins que Beck emploie une cathode incandescente et que cela correspond à une grande concentration électronique comme dans le cas d'une décharge en haute fréquence. De plus, la méthode des sondes, utilisée par ce physicien, est impuissante pour l'étude des électrons rapides, qui sont précisément les plus intéressants.

L'étude de la décharge en haute fréquence qu'on trouvera ci-dessous permet de reconnaître, dans les deux modes de décharge, l'intervention des mêmes phénomènes élémentaires.

**Etudes antérieures
des conditions d'allumage en haute fréquence.**

Les premières mesures de potentiel d'allumage en haute fréquence ont été exécutées en ondes amorties (fig. 1).

Davis (12), par exemple, a étudié l'allumage de la décharge dans CO_2 , H_2 , He et l'air, en établissant une relation entre la d. d. p. aux bornes de la self, mesurée par la longueur de l'étincelle, et le champ électrique induit à l'intérieur du tube.

Mais on obtient des résultats plus faciles à interpréter en utilisant des ondes entretenues, telles que celles qu'on produit maintenant facilement avec les lampes à trois électrodes. On pourrait appliquer la méthode de Davis et mesurer alors la d. d. p. avec un électromètre.

Cette sorte de décharge en haute fréquence a une symétrie circulaire et, sous le nom de « décharge en anneau », a été très souvent étudiée (1).

Nous nous contenterons de rappeler que l'étude des condi-

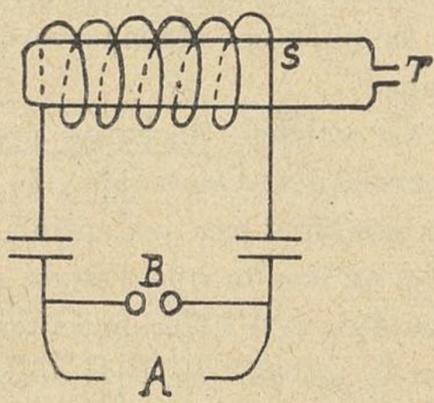


Fig. 1. — Décharge « en anneau », en ondes amorties. T, tube à décharge, S, self. B, étincelle, A, source haute tension.

(1) Voir la Thèse de F. Esclangon (13), où l'on trouvera la bibliographie.

tions d'amorçage de cette décharge présente des difficultés et que la plupart des mesures exécutées laissent place à des doutes et à des difficultés d'interprétation. En effet, les électrons sont soumis à deux champs électriques dont l'un ou l'autre peuvent prédominer suivant les conditions de la décharge :

1° Champ électrique dû aux charges portées par les spires (champ approximativement identique à celui qu'on obtiendrait entre deux plaques entre lesquelles on établirait la même d. d. p. et situées à une distance égale à la longueur du solénoïde).

2° Champ électrique induit par le champ magnétique variable situé à l'intérieur de la bobine.

De plus, ces champs varient avec la distance à l'axe du tube.

Ce mode de décharge présente un grand intérêt comme source en spectroscopie (14), mais les conditions d'amorçage ne semblent pas susceptibles d'une définition assez précise et il en résulte que l'étude des potentiels d'allumage n'est pas de nature à nous procurer des renseignements importants sur le mécanisme de la décharge. Les résultats des mesures de Braun (15), de Smyth-Lynch-Hilberry (16) et d'Esclangon (13) présentent une grande dispersion qui témoigne de la difficulté d'une bonne définition des conditions expérimentales. Néanmoins, les courbes de potentiel d'allumage en fonction de la pression présentent l'aspect classique des courbes « de Paschen » (1) avec potentiel minimum d'allumage pour une certaine pression optimum.

Ajoutons que les physiciens qui ont utilisé la « décharge en anneau » ont placé le tube à étudier à l'intérieur d'une self qui faisait partie de l'émetteur d'ondes entretenues. Les

(1) Sauf une exception dans le travail de Smyth-Lynch Hilberry, exception peut-être due à une propriété du montage électrique et non de la décharge (voir p. 116).

harmoniques de l'émetteur agissaient donc en même temps que la fréquence fondamentale.

Il est plus correct d'employer un tube avec électrodes, qui peut faire partie d'un circuit oscillant accordé, couplé électromagnétiquement avec l'émetteur. Le couplage peut être rendu assez lâche, si l'émetteur est assez puissant, pour que tout couplage électrostatique soit négligeable : les harmoniques de l'oscillateur ne risquent plus d'intervenir.

Les électrodes peuvent être intérieures ou extérieures. Dans ce dernier cas, elles sont constituées soit par des feuilles métalliques planes (fig. 2), entre lesquelles est placé le tube, sans contact avec les électrodes (montage de Wiedemann (17) utilisé par Bouty (34)), ou bien collées aux faces terminales du tube. On peut également entourer les extrémités du tube de deux bagues de papier d'étain ou de clinquant recuit et poli (fig. 3), ce qui permet en même temps l'examen spectroscopique de la décharge.

Les premières mesures de potentiel d'allumage ou de potentiel d'extinction avec des courants de haute fréquence entretenus ont été faites par Hulbert (18) en 1922.

Pour H^2 , O^2 et pour l'air à des pressions variant entre 1 et 5 mm. de Hg, Hulbert n'a pas trouvé de différence entre le potentiel explosif en courant continu et le potentiel aux fréquences qu'il a utilisées ($3 \cdot 10^5$ à $4 \cdot 10^6$). C. Gutton et ses élèves, dès 1923, ont exécuté des mesures de potentiel d'allumage et d'extinction sur lesquelles je reviendrai.

Kirchner (19), en 1925, a publié une série de mesures avec l'air, le néon, l'hydrogène et l'oxygène avec diffé-

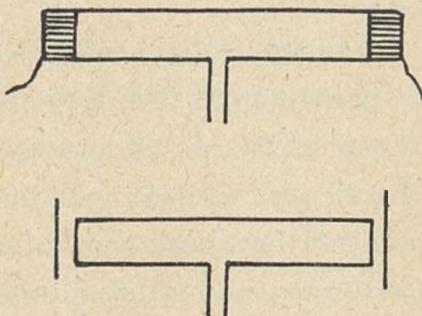


Fig. 2 et 3. — Décharges avec électrodes extérieures.

rentes distances des électrodes, placées à l'intérieur d'un tube (60, 30, 15, 7 mm. 5), avec une fréquence de $3,5 \cdot 10^7$ ($\lambda = 8$ m. 60).

Malheureusement l'auteur ne donne pas de détails sur la préparation et la pureté des gaz étudiés.

Sa méthode de mesure du potentiel est très ingénieuse : elle consiste à mesurer la déviation maximum d'un pinceau d'électrons entre deux électrodes placées dans le vide et qui constituent le prolongement des électrodes du tube à décharge.

Kirchner signale de grandes irrégularités du potentiel d'allumage (par exemple : passage brusque de 160 volts à 640 volts pour l'air à une pression de 0 mm. 015), dans un certain domaine de pression (de 0 mm. 015 à 0 mm. 15 pour l'air).

Aussi étudie-t-il surtout les potentiels d'extinction, pour des pressions et des distances des électrodes variables.

Les courbes de Paschen obtenues sont assez régulières.

Kirchner signale particulièrement la faible valeur du potentiel d'extinction minimum qui, pour le néon, se trouve inférieur au potentiel d'ionisation. Il conclut à une ionisation cumulative d'atomes d'abord excités par un premier choc. Enfin, il remarque que, pour un gaz donné, la pression optimum est inversement proportionnelle à la distance des électrodes. Il admet que cette pression optimum correspond à un libre parcours des électrons égal à la distance des électrodes. Le parcours calculé d'après la théorie cinétique se trouve être une fraction (entre $1/3$ et $1/5$) du libre parcours ainsi obtenu, ce qui correspond à peu près à ce que nous connaissons du mouvement des électrons dans un gaz.

Un important travail de Hiedemann (20), en 1928, consacré surtout à l'aspect de la décharge en oscillations amorties et en oscillations entretenues, contient quelques courbes du potentiel explosif de H^2 en fonction de la pression, pour

des longueurs d'onde variant de 110 à 1 100 m. Ces courbes ne sont pas régulières. Le fait que Hiedemann place son tube dans le circuit oscillant de l'émetteur amène probablement des perturbations dues aux harmoniques. De plus, la pureté des gaz n'est pas parfaite (emploi de tubes à électrodes intérieures, non purgés à chaud, réfrigérant acétone gaz carbonique, à défaut d'air liquide). D'ailleurs les plaques de l'émetteur étaient portées à un haut potentiel alternatif à l'aide d'un transformateur de sorte que les oscillations étaient modulées.

Les courbes de potentiel explosif trouvées par Hiedemann sont d'autant plus élevées dans l'échelle des potentiels, que la fréquence est plus grande : c'est un résultat diamétralement opposé à celui que Gutton et Kirchner avaient obtenu.

En 1932, les expériences de Kirchner ont été étendues par L. Rohde (21) à de nombreux gaz et à des longueurs d'onde s'abaissant jusqu'à 2 m. 16. La forme des courbes est toujours la même. Leur position ne coïncide pas toujours avec celles de Kirchner et l'auteur ne signale qu'un accord qualitatif avec la relation de Kirchner entre la pression optimum et la distance des électrodes.

Enfin C. Gutton (22) et plusieurs de ses collaborateurs ont étudié la décharge en haute fréquence dans de l'air, de l'oxygène ou de l'hydrogène raréfié. Les travaux de C. Gutton sont les premiers de ce genre qui aient été réalisés à des fréquences élevées, en ondes entretenues.

Le travail le plus complet est celui de H. Gutton (23) qui utilisa des tubes à décharge cylindriques d'un diamètre intérieur de 3 cm. et de diverses longueurs, fermés par des plaques de verre plane mastiquées à leurs extrémités. Sur ces plaques étaient collées des feuilles de papier d'étain qui servaient d'électrodes extérieures et qui étaient reliées à un circuit oscillant accordé avec un émetteur à lampes.

Le potentiel d'allumage du tube et le potentiel d'extinction étaient mesurés à l'aide d'un électromètre du genre de ceux qu'employait Bjerknes (24) sous la forme décrite par C. Gutton et G. Laville (25).

Les mesures de H. Gutton couvrent les domaines suivants :

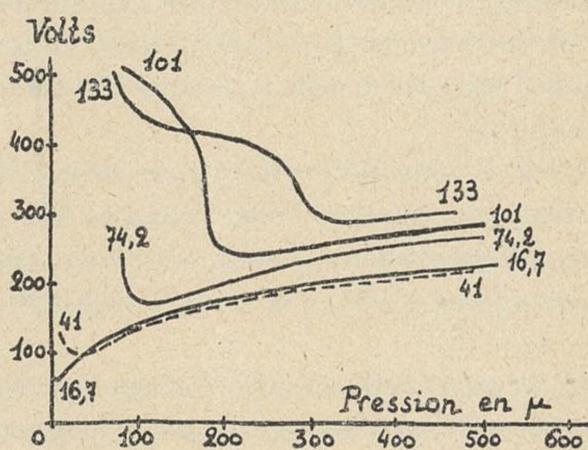


Fig. 4. — Courbe des potentiels explosifs pour différentes longueurs d'onde (d'après H. Gutton).

pression : de 0 mm. 001 à 1 mm. de Hg.

potentiel : de 20 à 500 volts.

longueurs d'onde : de 3 m. à 800 m.

La figure 4 représente le faisceau des courbes de potentiel explosif obtenues pour l'hydrogène, avec un tube de 10 cm. de longueur. Les nombres portés en paramètre sont les longueurs d'onde.

Ces courbes diffèrent beaucoup de celles des autres auteurs. Pour les faibles longueurs d'onde ($\lambda < 60$ m.), on retrouve les formes des courbes de Paschen, sauf dans un domaine de très faibles longueurs d'onde (entre 10 et 20 m. environ) où les courbes n'ont pas de minimum (potentiel croissant d'une manière continue avec la pression). De plus,

pour les longueurs assez grandes (entre 75 et 175 m.) les courbes ont un deuxième minimum, ou, tout au moins, une inflexion très prononcée. Enfin, la pression optimum diminue avec la longueur d'onde, passe par un minimum, puis s'élève de nouveau.

Avec des électrodes intérieures, C. Gutton (26) avait observé au contraire une diminution continue de la pression optimum avec la longueur d'onde.

Des courbes analogues à celles de H. Gutton ont été trou-

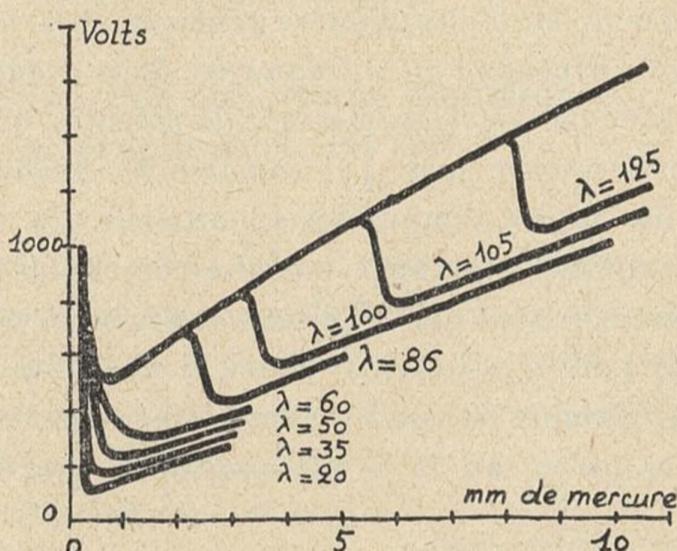


Fig. 5. — Courbes de potentiel explosif de Gill et Donaldson.

vées par J. Thomson (27) : certaines de ces courbes présentent un deuxième minimum très net.

Enfin, Gill et Donaldson (28) ont publié des courbes de potentiel d'allumage en fonction de la pression, obtenues en plaçant le tube à décharge entre deux plaques métalliques et parallèlement à ces plaques (fig. 5).

Ils opèrent avec des longueurs d'onde de 20 à 130 m. Pour des longueurs d'onde inférieures à 60 m., ils trouvent des courbes à un seul minimum, mais pour $\lambda > 60$ m., leurs courbes présentent deux minima très nets, qui rappellent

la forme des courbes de Gutton. Le premier minimum est le même pour tous les λ .

Lorsque le tube est placé au contraire perpendiculairement aux plaques, le minimum de droite disparaît, et on obtient les courbes habituelles.

Le présent travail m'avait été suggéré par la lecture des premiers mémoires de M. C. Gutton. Il avait d'abord pour but de rechercher si les particularités électriques de la décharge en haute fréquence, signalées par M. C. Gutton, étaient liées à des propriétés particulières de la lumière émise par la décharge, et, d'une manière générale, si la nature des spectres émis dépendait de la fréquence. Mais ayant été ainsi conduit à faire de nouvelles mesures de potentiel explosif de gaz particulièrement purs, j'ai constaté les grandes variations que des traces d'impuretés apportaient à la valeur du potentiel explosif. J'ai, bien entendu, cherché à les éviter pour trouver la valeur qui définissait vraiment le passage de la décharge dans le gaz étudié. Mais j'ai aussi étudié l'effet d'additions connues et essayé d'interpréter les résultats à l'aide de ce qu'on sait de la mécanique des gaz ionisés et excités.

Enfin, j'ai eu l'occasion de faire quelques constatations de nature à étendre nos connaissances sur le mécanisme de la décharge.

PREMIÈRE PARTIE

ÉTUDES DES CONDITIONS ÉLECTRIQUES
DE LA PRÉDÉCHARGE

CHAPITRE PREMIER

Réalisation des conditions électriques
et préparation des gaz.

1. Tube à décharge. — Le tube à décharge était en silice fondue, d'un diamètre extérieur de 3 cm., long de 10 cm., muni de deux tubulures diamétralement opposées placées perpendiculairement à l'axe du tube et en son milieu (fig. 6). La première de ces tubulures était reliée à la canalisation de vide. La seconde, longue de 10 cm., était terminée par un petit ballon de 20 mm. de diamètre contenant $1/2$ cm³ de mercure très propre, distillé dans le vide.

Trois renflements étaient ménagés sur cette tubulure, pour permettre une dernière ébullition du mercure dans le vide avant l'expérience.

Ce tube à décharge était fermé à ses deux extrémités par deux disques de silice soudés, bien plans et très transparents.

Les électrodes extérieures étaient constituées par deux bagues de papier d'étain ou de clinquant recuit et poli, de 1 cm. de largeur, enroulées sur les extrémités du tube.

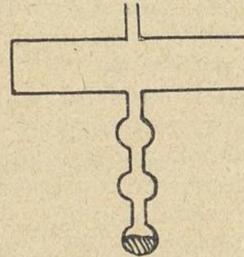


Fig. 6.
Tube à décharge.

2. Emetteurs d'oscillations entretenues. — Si l'on veut pouvoir coupler l'émetteur assez lâchement avec le récepteur, et, néanmoins, obtenir une f. é. m. suffisante, il faut choisir un émetteur assez puissant.

J'ai employé deux émetteurs.

Le premier et le plus souvent employé était constitué par deux lampes S. I. F. de 250 watts chacune (puissance rayonnée par la plaque), installées en montage symétrique (dit « Mesny »).

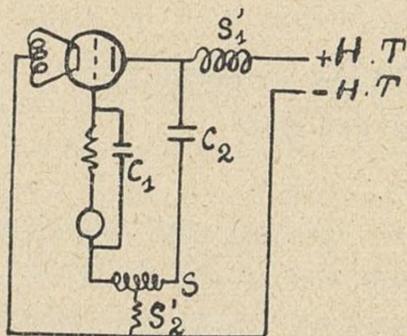


Fig. 7. — Montage de l'oscillateur de 1 kw.

S'1S'2, bobines de choc (environ 50 tours, diamètre 2 cm. 5, pas 1/2 cm.).

S, self du circuit oscillant.

C₁C₂, condensateurs de 1 m μ f.

Chaudrage : maximum 16 volts (environ 20 ampères) en courant alternatif.

Les filaments de ces lampes étaient chauffés sous une tension de 5 volts en courant alternatif à l'aide d'un transformateur. Le courant de plaque était fourni par un redresseur à lampes à vapeur de mercure alimenté par un transformateur de 2 × 4 500 volts (point milieu au secondaire), muni de prises sur le secondaire, ce qui permettait de faire varier la tension redressée de 500 volts en 500 volts, depuis 1 500 jusqu'à 4 500 volts. De plus, la tension redressée était réglable d'une manière progressive à l'aide d'un rhéostat en série avec le primaire du transformateur.

Les deux phases étaient redressées et le courant obtenu traversait un filtre avant d'arriver à l'oscillateur, sous une tension variant entre 1 700 et 2 500 volts (intensité de 120 à 200 milliampères).

L'isolement entre primaire et secondaire du transformateur de haute tension, entre primaire et secondaire du trans-

formateur de chauffage des kénotrons, et entre les armatures du condensateur de filtrage (4 microfarads) était prévu pour 16 000 volts efficaces.

Les selfs du circuit oscillant, construites avec du tube de cuivre rouge d'environ 5 mm. de diamètre extérieur, avaient un diamètre de 7 cm, et un pas de 2 cm.

Le deuxième oscillateur était constitué par une lampe S. I. F. de 1 kw., montée comme l'indique le schéma de la figure 7, avec les mêmes organes d'alimentation que le premier oscillateur.

3. Technique du vide. — Nous verrons par la suite qu'il faut apporter un soin tout particulier à la technique du vide et à la préparation des gaz purs.

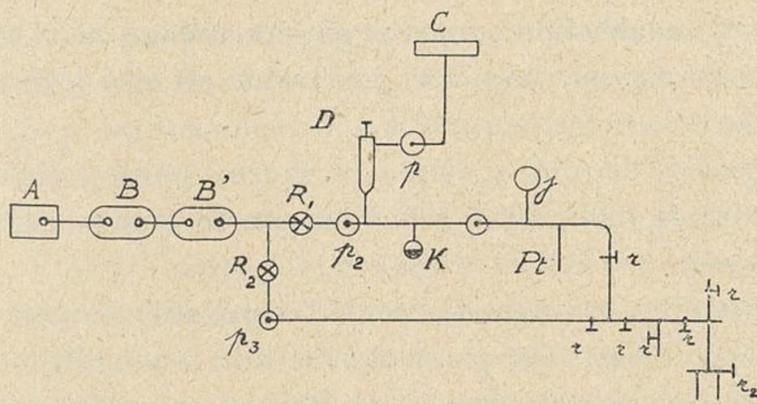


Fig. 8. — Schéma des canalisations.

Tous les appareils destinés à produire et à mesurer le vide étaient groupés sur une table. La figure 8 donne le schéma du montage.

Le vide est produit par deux pompes B et B' à condensation de vapeur de mercure, elles-mêmes pompées (vide préliminaire) par une pompe à palettes dans l'huile, A.

Le robinet R₁, qui met en relation la pompe à diffusion avec la canalisation, a une voie de 10 mm. La canalisation est entièrement faite en tubes de pyrex très soigneusement

soudés, d'un diamètre extérieur de 15 à 20 mm. La canalisation est soudée à la tubulure en silice du tube à décharge par un joint à verres intermédiaires soudés.

Un tube à anhydride phosphorique D, à bouchon rodé, suivi d'un piège à air liquide p_1 , est placé entre le groupe de vidage et le tube à décharge.

Un second piège à air liquide p_2 suit immédiatement le gros robinet qui met en communication la pompe à condensation et la canalisation.

Un deuxième robinet R₂ (voie 3 mm.) permet d'introduire différents gaz purs dans la canalisation.

Enfin un osmorégulateur en platine et une jauge de Mac Leod en pyrex sont montés en dérivation sur la canalisation.

L'osmorégulateur Pt, soudé sur un tube de cristal, est relié à la canalisation en pyrex par un rodage petit et long dont une longueur de 1 cm. seulement est très légèrement picinée.

La graisse de robinet employée, fournie par la Compagnie Française de Radiologie, a une tension de vapeur inférieure à 10^{-5} mm.

La première mise en service de l'installation s'opère de la manière suivante. On place dans le tube à anhydride phosphorique une grande nacelle de P_2O_5 et une petite coupelle contenant quelques pastilles de KOH fondue. On graisse très légèrement le rodage sur environ 15 mm. de sa longueur. Après absorption de la plus grande partie de l'humidité, on fait un vide aussi poussé que possible pendant plusieurs heures.

On laisse alors rentrer l'air sec, on supprime l'anhydride phosphorique et la potasse, et, par une tubulure ménagée à cet effet, on introduit dans la canalisation un tube contenant du potassium distillé dans le vide. On referme cette tubulure, on picine légèrement le rodage du tube à anhydride phosphorique et, après avoir fait le vide, on chauffe le

potassium de manière à le faire couler dans une petite cavité pratiquée dans la canalisation.

Avant chaque série d'expériences, le tube à décharge et la canalisation jusqu'au premier piège à mercure étaient chauffés dans le vide à l'aide d'un four spécial et d'un enroulement de fil de fer qu'on supprimait ensuite. Ce chauffage se faisait aux environs de 500° à 550° (¹) pendant plusieurs heures et sous une pression inférieure à 10^{-5} mm. de Hg.

Ce chauffage n'est pas nécessaire uniquement pour « dégazer » le verre aussi complètement que possible. La vapeur de mercure forme, à la longue, des « buées » constituées par de fines gouttelettes qu'on aperçoit très bien à la loupe sur des parties de canalisation qu'on croit avoir purgé de toute trace de mercure. L'air liquide ne suffit pas pour enlever les dernières traces : même avec de l'air liquide dans les deux pièges, avec des poses de deux heures, j'ai obtenu des clichés de la décharge dans le néon et l'argon qui contenaient la raie 2 537, extrêmement fine et complètement isolée dans ce domaine spectral.

La pression est mesurée à l'aide d'une petite jauge de Mac Leod, J., de la Compagnie Française de Radiologie, entourée d'un four électrique qui permet un dégazage prolongé, sous vide, à 450° . À sa mise en service ou après une rentrée d'air cette opération est poursuivie pendant trois heures. Pour vider la jauge, on aspire le mercure dans un réservoir, à l'aide d'une trompe à eau. Pour introduire à nouveau le mercure dans la jauge on rétablit graduellement la pression atmosphérique dans ce réservoir. Entre le réservoir et la jauge un piège à air évite l'entraînement mécanique des bulles d'air par le mercure en mouvement.

(¹) Il est d'ailleurs inutile de chauffer à une température supérieure : le verre subirait un commencement de décomposition avec dégagement de gaz et, de plus, une dévitrification qui diminuerait sa transparence.

4. Préparation des gaz. — Les gaz étudiés ont été : l'hydrogène, l'azote, l'argon et le néon.

L'hydrogène provient du gaz dit « d'éclairage » et est introduit dans la canalisation à l'aide de l'osmorégulateur en platine Pt.

L'azote se prépare à un très grand état de pureté par la décomposition de l'azothydrate de sodium, N^3Na (29). Ce corps se décompose aux environs de 300° d'une manière presque explosive. On peut en placer une longue traînée dans un tube dont on chauffe, avec prudence, une petite partie.

Ce tube doit être purgé à chaud avant introduction de l'azothydrate, pour éviter des dégagements ultérieurs de ses parois. Même après une rentrée d'air, une pièce de verre ainsi dégazée ne réabsorbe que très lentement. Toutes les parties de l'installation de vide et de production des gaz avaient d'ailleurs subi ce traitement.

L'azothydrate de sodium se présente sous la forme d'une poudre blanche qui peut retenir quelques bulles d'air, mais sa décomposition produit du sodium très pur qui se condense sur les parois du tube et吸 (absorbe) les dernières traces d'oxygène.

L'argon et le néon sont très difficiles à préparer purs.

D'autre part leurs propriétés électriques et optiques sont justement très sensibles aux traces d'impuretés. J'ai donc apporté un soin tout particulier à la préparation de ces deux gaz.

Je me suis inspiré de l'appareil installé par Moureu et Lepape (30) au Collège de France pour le dosage des gaz rares. A cette occasion, je remercie vivement M. le professeur Lepape des conseils qu'il a bien voulu me donner à ce sujet.

La figure 9 représente le schéma de l'installation. Le gaz à purifier circule d'une manière continue à travers un circuit comprenant : un tube T_1 d'anhydride phosphorique contenant à son extrémité A de la potasse fondue, un tube T_2 ,

contenant du calcium en râpures, un tube T_3 contenant de l'oxyde de cuivre en bâtonnets et du cuivre réduit (¹), un piège à air liquide P, un tube contenant du gel de silice absorbant P' , qui peut être également porté à la température de l'air liquide, enfin un tube contenant du potassium distillé dans le vide.

Le calcium absorbe l'azote très rapidement à la température de 550° obtenue à l'aide d'un four électrique. L'hydrogène est absorbé par l'oxyde cuivreux vers 350°. L'oxygène est absorbé par le calcium au rouge et par le cuivre réduit.

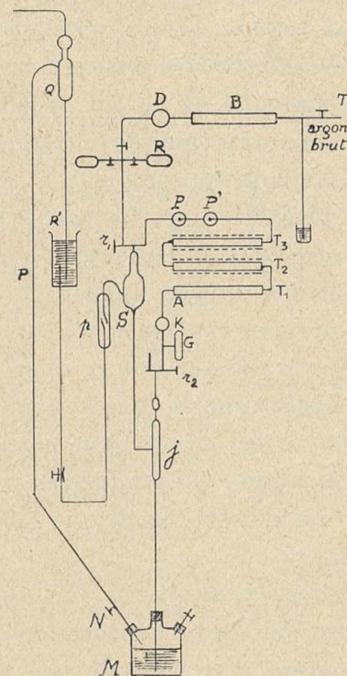


Fig. 9.

Schéma de l'appareil de purification des gaz rares.

⁽¹⁾ Ce cuivre réduit est obtenu par le procédé suivant souvent utilisé dans les laboratoires : on remplit un tube à essai sur une hauteur de 2 ou 3 cm. de bâtonnets d'oxyde de cuivre, puis on verse 5 à 6 cm³ d'alcool pur qu'on allume. On oxyde de nouveau à l'air le cuivre résultant de cette opération, que l'on recommence plusieurs fois. Le cuivre spongieux ainsi obtenu absorbe plus efficacement l'oxygène.

L'argon industriel subit un premier contact, à une pression voisine de la pression atmosphérique, avec du calcium à 550° (tube B). Il est ensuite admis dans le réservoir R d'où on le fait passer dans le circuit de purification par le robinet à deux voies r_1 . Toute l'installation était vidée et purgée à chaud avant la première mise en service. La purification se fait sous une pression de 30 cm. de mercure environ. La circulation est obtenue à l'aide de la trompe de Sprengel S, alimentée par du mercure qui provient du réservoir R' après filtrage dans un piège à air p. La partie MNPQ représente le dispositif automatique de remontée du mercure bien connu, dû à Vennueil. Un tube de Geisler, G, à électrodes de cuivre, permet un premier examen spectroscopique du gaz.

Par le robinet à deux voies r_2 le gaz pur peut passer dans la canalisation et dans le tube à décharge, par l'intermédiaire d'un jeu de robinets et de pipettes graduées (voir fig. 8).

La jauge j est graduée en centimètres cubes et se termine par un tube barométrique qui permet la mesure de la pression.

Avant de me servir de l'installation pour purifier les gaz rares, j'ai étudié l'absorption de l'oxygène par le calcium et le cuivre. J'ai constaté que le calcium absorbait avec une vitesse beaucoup plus grande. Un calcium déjà dégazé au préalable ayant été mis en présence d'oxygène à la température de 550° (pression environ 1 mm.), ne laissait subsister, au bout d'une heure, que 0 mm. 01 d'oxygène, et au bout de 1 h. 30 environ 0 mm. 001. Après un chauffage à 550° pendant 3 heures, la pression était inférieure à 1/1 000 mm. et devenait inférieure à 10^{-5} mm. si on abaissait alors la température à 450°.

5. Le circuit oscillant. — Les électrodes extérieures du tube à décharge sont reliées à un circuit oscillant représenté par la figure 10 et comprenant :

Une self en fil de cuivre rouge de 2 mm. de diamètre.

Un condensateur variable C, constitué par deux secteurs en cuivre rouge isolés par micalex.

Un électromètre constituant, lui aussi, un condensateur variable dont les plateaux A et B sont fixes et dont c est une armature mobile. Je décrirai plus loin cet appareil.

Il est important de remarquer que le tube lui-même, avec ses électrodes, constitue une impédance assez complexe comprenant non seulement une capacité, mais aussi une conductance, variable avec le courant, et une self à cause de la différence de phase entre le mouvement des électrons et la tension appliquée aux électrodes (voir p. 119).

La position du condensateur C pour la résonance n'est donc pas la même avant et pendant le passage de la décharge.

Remarquons aussi que la capacité C doit être suffisante pour que les variations de la capacité de l'électromètre pendant sa déviation restent négligeables.

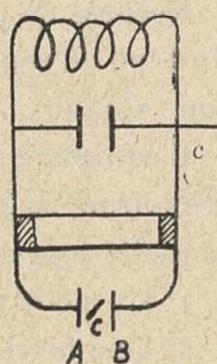


Fig. 10.
Montage du tube à décharges dans le circuit oscillant.

CHAPITRE II

Mesures électriques en haute fréquence. — Les mesures électriques en haute fréquence offrent de nombreuses difficultés. Il faut d'abord éviter toutes les capacités parasites, et, par exemple, la présence de conducteurs aux alentours de l'oscillateur et du résonateur, ainsi que celle de l'observateur.

Le condensateur de réglage C est manœuvré à distance par l'intermédiaire d'une tige de verre, de manière à ce qu'aucun déplacement de l'observateur ne soit nécessaire pour régler la résonance et lire la déviation de l'électro-

mètre. De même, le réglage de l'alimentation des lampes de l'émetteur (filaments et plaques) s'effectue sans nécessiter de déplacement de l'observateur pendant les mesures.

Mesures de potentiels. — Les électromètres utilisés étaient du type de ceux qu'utilisait Bjerkenes et qu'a modifiés C. Gut-ton (24) (25).

L'équipage mobile est constitué par une tige de verre d'environ 20 mm. de long et de 0 mm. 2 de diamètre, sur laquelle sont collés :

- 1° Un petit miroir plan (3 mm. \times 3 mm. \times 0 mm. 1) ;
- 2° Une feuille de papier d'aluminium de 8 mm. \times 4 mm. environ ;
- 3° Un dispositif d'amortissement.

Cet équipage est suspendu, à l'aide d'un fil de quartz, de telle manière que la feuille d'aluminium puisse tourner entre deux plateaux de laiton A et B entre lesquels on établit la tension alternative à mesurer.

L'ensemble est enfermé dans une boîte métallique percée d'une ouverture circulaire fermée par une lentille convergente. Le spot est ainsi formé sur une échelle placée à 1 m. de distance.

On peut obtenir un amortissement suffisant en approchant le plus possible l'aiguille d'aluminium et les plateaux, la sensibilité dépendant du fil de quartz choisi. Mais la capacité de l'électromètre est alors notable. Pour diminuer le plus possible cette capacité, j'ai augmenté la distance entre les plateaux et l'aiguille. Il faut alors utiliser un fil de quartz plus fin et introduire un amortissement suffisant.

L'amortisseur peut être constitué par une goutte de verre aplatie à la pince, formée à l'extrémité d'un prolongement de l'axe, en verre, de l'équipage (fig. 11). Cette sorte de palette plonge dans un mélange de xylène et d'huile de paraffine en proportions voulues pour avoir l'amortissement le meilleur. Cet amortissement liquide peut convenir à un appareil

comme celui-ci, dont la précision ne dépasse pas 10% et qu'il faut de toute façon étalonner après chaque série de mesures.

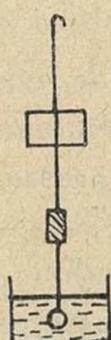


Fig. 11.

Equipage de l'électromètre avec amortissement liquide.

J'ai souvent employé pour l'amortissement une palette de mica de 10×15 mm. de côté environ, collée sur l'axe de l'équipage, et pivotant à l'intérieur d'un cylindre de laiton qui faisait corps avec la cage de l'électromètre. Le seul inconvénient de cet amortisseur très efficace est de nécessiter un centrage un peu délicat.

Enfin pour mesurer des tensions de plus de 150 volts, j'utilisais un modèle d'électromètre construit sur le même principe, mais avec un équipage à pivot et un couple de rappel par gravité. La figure 12 en donne le schéma.

Le pivot était constitué par un tube d'aluminium très fin armé de deux pointes d'acier et monté sur rubis. L'équilibrage était réalisé de telle manière qu'au zéro le spot soit à une extrémité de l'échelle, verticale.

La boîte qui contenait l'ensemble était cylindrique, de 3 cm. de diamètre et 3 cm. de long; elle était en laiton,

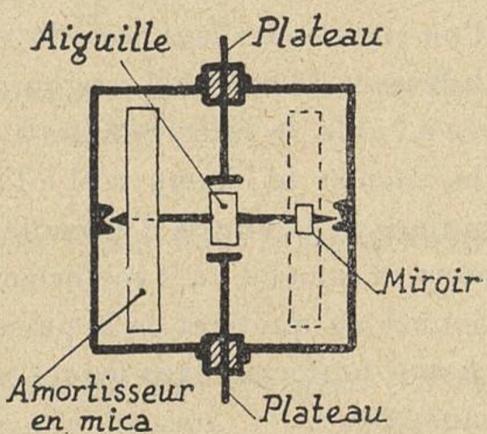


Fig. 12. — Electromètre avec équipage sur pivot et couple par gravité.

sauf une bande de 5 mm. de largeur située entre deux parallèles, remplacée par du mica très mince pour permettre de former le spot. A cet effet un fragment de lentille est placé contre la bande de mica.

Cet appareil est d'un emploi très commode, mais présente des déplacements de zéro qui exigent un étalonnage après chaque série de mesures. Les erreurs ne dépassent pas 1 o/o à condition de prendre des fils de jonction aussi courts que possible et de soigner la construction mécanique de l'appareil de manière à obtenir une symétrie aussi parfaite que possible de l'électromètre.

Mesure directe d'un champ électrique de haute fréquence.

— A l'occasion d'un travail encore en cours, exécuté en collaboration avec M. R. Freymann (31) (32), j'ai étudié l'échauffement des substances à molécules polaires dans un champ électrique de haute fréquence. La méthode utilisée consiste en principe à remplir le réservoir sphérique d'un thermomètre avec la substance à étudier. Ce réservoir est placé entre les armatures d'un condensateur qui fait partie d'un circuit oscillant accordé sur un émetteur à lampes. La différence de potentiel aux bornes de ce condensateur, mesurée à l'aide de l'électromètre à pivot décrit ci-dessus, permet de calculer le champ réel à l'intérieur du diélectrique. La mesure de la vitesse d'échauffement du thermomètre permet alors le calcul d'un « coefficient de pertes » P qui est proportionnel au quotient de la puissance dissipée et du carré du champ uniforme dans lequel est placé le réservoir du thermomètre.

J'ai pensé que, réciproquement, un tel thermomètre constituait un instrument très commode pour la mesure directe d'un champ électrique de haute fréquence : si l'on connaît le « coefficient de pertes » de la substance, mesuré une fois pour toutes, une simple mesure de vitesse d'échauffement

donne la valeur du champ. Je ne communiquerai ici que la partie des résultats obtenus qui m'a permis de confirmer les mesures en haute fréquence exécutées avec l'électromètre.

Dans les études de diélectriques auxquelles j'ai fait allu-

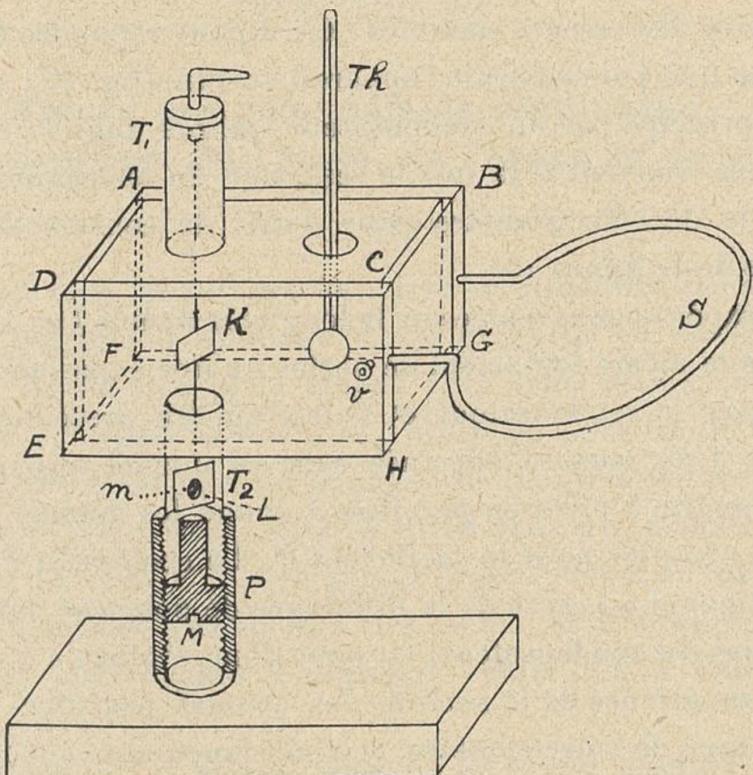


Fig. 13. — Appareil pour la vérification d'un électromètre en haute fréquence.

EFGH, plaque de silice avec tube T_2 pour loger la palette d'amortissement L.

Th, thermomètre.

v, vis de bloquage de la self.

ABFG et CDEH, plateaux de laiton $50 \times 30 \times 5$ mm.

S, self d'accord en tube d'argent coulissant.

ABCD, plaque de silice munie d'un tube T_1 pour la suspension du fil de quartz.

K, aiguille électrométrique en papier d'aluminium.

L, feuille de mica (amortisseur).

m, petit miroir plan.

M, bouchon d'ébonite vissé sur le support d'ébonite P et permettant de bloquer l'équipage.

sion, les oscillations électriques utilisées avaient des longueurs d'onde de 12 m. à 2 m. Ces longueurs d'onde étaient encore plus petites que celles que j'utilise pour la décharge dans les gaz (minimum 7 m. 05). L'impédance des fils qui conduisent à l'électromètre est-elle alors de nature à introduire des erreurs notables? C'est pour répondre à cette question que j'ai construit l'appareil suivant (fig. 13), constitué en principe par un condensateur unique dans le champ duquel se trouvent à la fois le réservoir du thermomètre et l'aiguille de l'électromètre (voir détail de construction en légende de la figure 13).

Une expérience exécutée sur la longueur d'onde $\lambda = 3 \text{ m. } 50$ a donné le même coefficient de pertes qu'une expérience exécutée avec le condensateur et l'électromètre précédemment utilisés. Une mesure effectuée avec ce nouvel appareil et l'électromètre à pivot en parallèle a donné les mêmes résultats à 8 % près pour le coefficient P. Le coefficient P étant proportionnel au carré de la différence de potentiel entre les armatures du condensateur, on peut donc évaluer à 4 % la limite supérieure de la somme des erreurs possibles, dues au montage de l'électromètre, et à son fonctionnement.

Pour la longueur d'onde minimum de 7 m. utilisée pour la décharge dans les gaz, l'erreur possible est certainement très inférieure à ce chiffre.

Ajoutons que grâce à l'absence de tout fil de jonction, l'appareil représenté par la figure 13 permettra d'étendre l'étude des diélectriques en haute fréquence à un domaine de longueurs d'ondes inférieures à 2 m., que M. Freymann et moi n'avions pu aborder encore.

CHAPITRE III

**Mesure des potentiels de réallumage
de l'hydrogène, de l'azote, de l'argon et du néon.**

Presque tous les auteurs signalent les difficultés des mesures de potentiel d'allumage d'une décharge en haute fréquence. Kirchner (19) et Rhode (21) vont même jusqu'à renoncer à mesurer le potentiel d'allumage à cause du manque de reproductibilité du phénomène. Ils préfèrent mesurer le potentiel d'entretien, dont ils attribuent la constance à la présence des ions gazeux en quantité bien définie, au moment des phénomènes d'extinction. De même, la non-reproductibilité des phénomènes d'allumage serait due à l'absence d'ions gazeux.

C. Gutton et ses élèves, ainsi qu'un grand nombre d'auteurs, ont trouvé des potentiels d'allumage assez bien définis à condition de recommencer plusieurs fois la mesure : les premiers passages de la décharge sont en effet plus difficiles.

L'abaissement du potentiel d'allumage après quelques décharges ne semble pas dû à des ions gazeux, car il subsiste facilement plusieurs minutes après la dernière décharge. Il me semble plutôt dû aux charges portées par les parois du tube et j'indiquerai plus loin quelques faits curieux qui renforcent cette hypothèse. De toute manière, j'ai presque toujours constaté que le potentiel d'allumage de la première décharge est beaucoup plus grand que le potentiel constant qui suffit à l'allumage après quelques décharges.

J'avais espéré que le soin apporté à la purge du tube et à

la pureté des gaz diminuerait l'écart entre le potentiel de premier allumage et ce qu'on peut appeler le « potentiel de réallumage ». Au contraire, dans la plupart des cas, l'écart subsiste. Le premier allumage s'accompagne le plus souvent de brusques sautes du spot, d'instabilités qui doivent être en rapport avec les phénomènes de « prédécharge ». Ainsi, le potentiel de premier allumage pour l'azote à la pression de 0,1 mm de mercure était d'environ 306 volts. La tension aux bornes du tube était d'ailleurs instable immédiatement avant la décharge. Dès la deuxième décharge le potentiel est de 246 volts, à la troisième il est de 244 volts et le spot est alors très stable jusqu'au moment de la décharge.

Marche d'une expérience. — La partie de beaucoup la plus longue est la préparation du gaz et la purge du tube.

Le vide est poursuivi pendant un minimum de quatre heures, dont deux heures avec chauffage du tube. A cet effet, un four électrique de forme spéciale a été construit, constitué par des plaques de terre réfractaire à l'intérieur desquelles passe un enroulement de fil R.N.C₂. Seule la partie inférieure du tube latéral, qui contient du mercure, émerge du four et plonge dans l'air liquide contenu dans un vase de Violle-Dewar, non argenté.

Comme je l'ai dit plus haut, la canalisation est également chauffée à 450° jusqu'au piège à air liquide, à l'aide d'un enroulement en fil de fer qu'on supprime après deux heures de chauffage. On ôte le récipient d'air liquide pendant les quelques secondes nécessaires à l'éloignement du four électrique et on le remet en place aussitôt après, et avant que le mercure n'ait eu le temps de se liquéfier. On met alors en place les deux anneaux qui servent d'électrodes extérieures et qui restent solidaires du circuit oscillant. Enfin, on connecte l'électromètre.

On doit surveiller attentivement le niveau de l'air liquide dans les trois vases de Violle-Dewar, une différence de

niveau importante pouvant amener des variations du potentiel d'allumage.

Avant de commencer les mesures, on laisse chauffer les lampes redresseuses et les lampes émettrices pendant une dizaine de minutes, pendant lesquelles on accorde le récepteur par la manœuvre du condensateur C (p. 97).

Les mesures se font en agissant sur le noyau mobile d'une self montée sur le primaire du transformateur de chauffage des lampes émettrices.

La variation du courant de chauffage, et par suite la puissance émise, est parfaitement continue. L'expérience m'a montré que la manœuvre d'un rhéostat donnait souvent lieu à des petites variations brusques dues à l'imperfection des contacts glissants. Des erreurs importantes peuvent ainsi s'introduire. On augmente lentement et graduellement la puissance émise en suivant sur l'échelle le mouvement du spot de l'électromètre.

Au moment de la décharge, si la pression du gaz n'est pas très petite, la variation de l'impédance du tube fait tomber brusquement la tension entre les électrodes. La plus grande tension lue avant la décharge sera « le potentiel d'allumage ». Après chaque mesure on fait de nouveau le vide et on réintroduit du gaz.

Lorsque la pression est très faible (de l'ordre de 2 à 3 μ), l'impédance du tube ne varie que très peu au moment de l'allumage et la chute de tension est faible.

Enfin, si la pression est encore plus petite, de l'ordre de 2 μ à 0 μ 1 par exemple, et en l'absence de vapeur de mercure, il n'y a aucune chute de tension. Il y a cependant une tension d'allumage, mesurable, mais avec difficulté. Si on opère à l'obscurité la plus complète, on observe en effet une tension à partir de laquelle le tube émet une lumière d'abord extrêmement faible et qui, ensuite, croît graduellement avec la tension. La lueur, dans ces conditions, s'accompagne souvent d'une fluorescence bleue, verte ou rouge du tube de

silice, qui va même jusqu'à masquer complètement toute lueur due au gaz (voir p. 124).

La difficulté de la mesure du potentiel d'allumage pour ces basses pressions n'est pas due seulement à la faiblesse de la lueur, mais aussi à ce que, pour ces pressions, la variation du potentiel d'allumage avec la pression est extrêmement rapide (voir les courbes figures 14, 15, 16) et la précision relative des mesures de pression très faible. Néanmoins, la continuité des courbes de potentiel d'allumage pour les très basses pressions ne fait pas de doute.

Une des difficultés que j'ai rencontrées dans ces expériences était l'irrégularité du courant alternatif alimentant les lampes. Je n'ai pu me mettre à l'abri de ces inconvénients qu'en effectuant les mesures la nuit.

Résultats. — Les tableaux suivants (p. 107) donnent les résultats de quelques mesures de potentiel d'allumage pour l'hydrogène, l'azote et l'argon. Les résultats sont traduits sur les courbes des figures 14, 15 et 16. Les courbes données pour chacun des gaz sont celles qui ont été obtenues dans les meilleures conditions de pureté du gaz et de constance de l'oscillateur.

Naturellement, toutes les opérations de purge du tube, décrites précédemment, ont été faites dans les mêmes conditions à chaque expérience. Les faibles écarts, d'une expérience à l'autre, sont uniquement dus à l'impossibilité d'obtenir rigoureusement la même position des électrodes et des fils de jonction au circuit oscillant : il faut une tension légèrement différente d'une expérience à l'autre pour obtenir le même champ. Néanmoins, pour une même série d'expériences, les points se placent sur une courbe bien définie et les écarts dépassent rarement 2 o/o.

Influence de la vapeur de mercure sur le potentiel explosif.
— Après le relevé de chaque courbe, je supprimais l'air

TABLEAU I

Hydrogène.

N ^o s	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
<i>p</i>	ε (¹)	0,1	2,2	10	6,6	20	52	ε	0,5	3,2
V _e	79,6	75,2	74,1	80,5	78,6	83,4	94,1	75,6	73,3	77,6

N ^o s	11	12	13	14	15	16	17	18	
<i>p</i>	51	ε	0,6	8,6	2,4	4	21	54	
V _e	92,9	73,2	74,5	79,4	77,5	78,3	86,4	97,8	

(¹) La notation ε représente une pression trop petite pour être mesurée à la jauge, mais certainement inférieure à 10^{-5} mm. de mercure. Les pressions sont évaluées en millièmes de mm. (μ).
V_e est évalué en volts efficaces.

Azote.

N ^o s	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
<i>p</i>	17	14	30	44	22	52	140	280	123	90	75	32	20
V _e	289	302	271	257	282	250	255	295	251	246	246	265	284

N ^o s	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25
<i>p</i>	9	5	155	220	36	20	7	160	70	38	22	230
V _e	276	287	252	274	228	245	270	254	228	235	269	280

Argon.

<i>p</i>	115	18	8	4	430	120	50	28	14	4,5	2	0,7	0,1
V _e	197	234	245	255	234	192	194	208	231	250	254	257	308

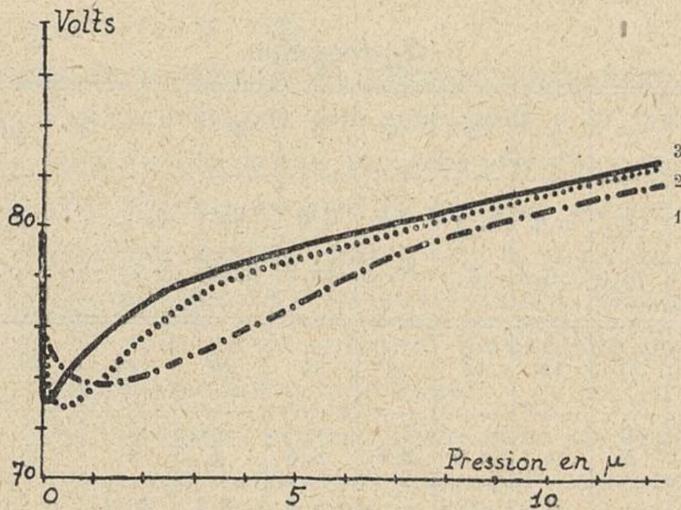


Fig. 14. — Courbes du potentiel explosif de l'hydrogène ($\lambda = 7 \text{ m. } 05$).

- 1) Traits interrompus: hydrogène pur,
- 2) et 3) Hydrogène et vapeur de mercure.

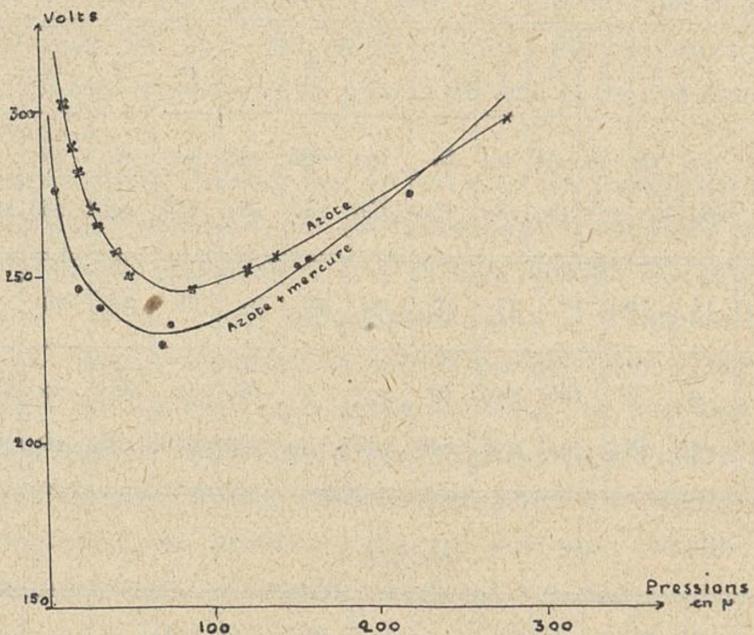


Fig. 15. — Potentiel explosif de l'azote, pur et en présence de mercure.

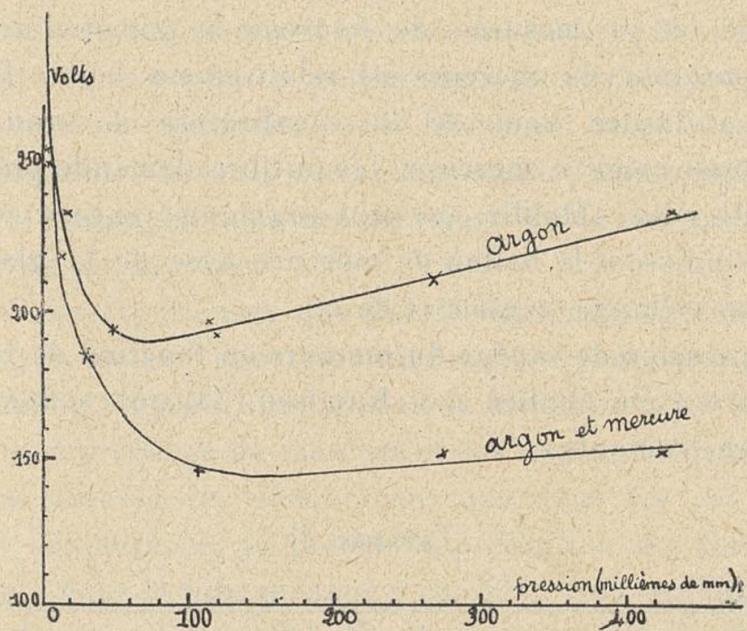


Fig. 16. — Potentiel explosif de l'argon pur et de l'argon en présence de vapeur de mercure.

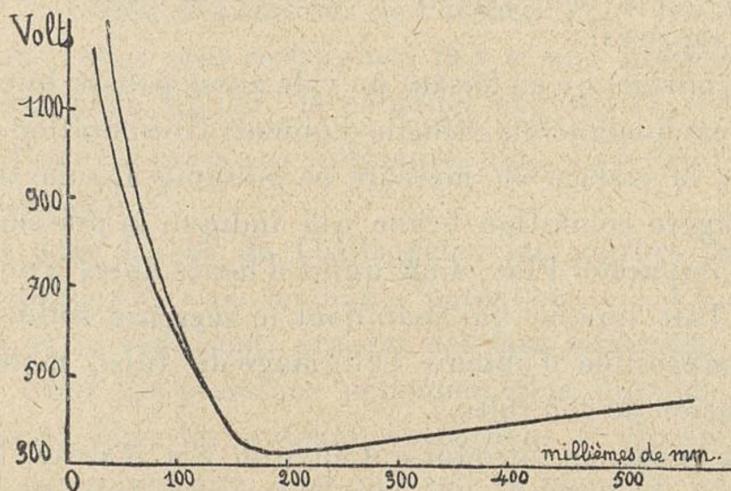


Fig. 17. — Potentiel explosif de l'hydrogène pur et de l'hydrogène en présence de vapeur de mercure ($\lambda = 101 \text{ m}$).

liquide qui baignait le ballon de mercure en relation avec le tube, et je mesurais de nouveau le potentiel explosif. L'évaporation du mercure est relativement lente. D'autre part, à l'autre bout de la canalisation se trouve un deuxième piège à mercure. L'équilibre demande plusieurs minutes pour s'établir. On peut augmenter encore ce délai en refroidissant le ballon de mercure avec de la glace, ou avec un mélange de glace et de sel.

La pression de vapeur du mercure en fonction de la température a été étudiée par Knudsen (33) qui a donné les nombres suivants :

TABLEAU II

T °C	50°	20°	10°	0°	- 20°	- 40°	- 100°	- 180°
p en μ	13	1,3	0,54	0,21	0,022	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-21}$

Mais l'évaporation du mercure présente des particularités curieuses et gênantes que j'ai observées incidemment à plusieurs reprises.

J'ai constaté qu'en faisant un vide aussi poussé que possible, il est quelquefois difficile d'obtenir l'évaporation, même lorsque la surface du mercure ne présente aucune trace de cette légère coloration brune qui indique la présence d'un film d'impureté. Plus d'un quart d'heure après avoir supprimé l'air liquide qui maintient le mercure solide, il est alors impossible d'obtenir l'allumage du tube, même avec une tension de 350 volts.

Dans ce cas, en introduisant environ 2μ d'azote, le mercure réapparaît dès les premiers instants de la décharge. La couleur bleue de la lueur indique immédiatement l'évaporation. Au spectroscope, on vérifie l'apparition du spectre de Hg.

Le retard à l'évaporation a déjà été signalé par Knudsen qui a trouvé que ce retard n'existe pas lorsque la surface du mercure est très propre, par exemple lorsqu'elle est renouvelée toutes les secondes par la formation de gouttes. Il n'a pu déterminer la cause de ce phénomène d'une manière certaine et l'impute à une trace de vapeur de la cire qu'il utilisait dans son montage.

Dans les expériences que j'ai décrites, aucune cire n'était employée, mais on pourrait craindre des vapeurs de la graisse de robinet, ou bien, simplement, la formation d'un film par le contact prolongé du mercure et des impuretés de la silice. Je n'ai observé ces phénomènes que dans des cas isolés. Avant l'expérience, je prenais la précaution de distiller le mercure dans le tube ménagé à cet effet. Non seulement on évite ainsi l'existence de bulles de gaz dans le mercure, mais on renouvelle sa surface.

Les retards à l'évaporation deviennent très rares.

Courbes de potentiel explosif des gaz purs. — Les courbes de potentiel explosif en fonction de la pression ont généralement la forme des courbes de Paschen. Pour les grandes pressions, elles sont rectilignes. Il y a une pression optimum, p_M , pour laquelle le potentiel explosif V_{eM} est minimum. Pour les pressions inférieures à p_M , V_e devient rapidement très grand.

Sauf dans le cas de l'hydrogène, les courbes ont leur concavité tournée vers les hauts potentiels, n'ont pas d'inflexion, et se réduisent, presque dès leur minimum, à une droite. Pour les pressions nettement plus grandes que le minimum, tous les auteurs s'accordent à représenter la courbe par une droite, quel que soit le mode de décharge. Par exemple, Bouthy (34), pour le potentiel d'amorçage d'un effluve (en courant continu, tube plat sans électrodes, entre les plateaux d'un condensateur, potentiels employés de plu-

sieurs milliers de volts) représente^q ses résultats sous la forme suivante :

$$V_e = a\sqrt{p(p+e)} + c + c'p^{-n}$$

Si p est grand cette formule se réduit à :

$$V_e = ap + b,$$

et Bouthy trouve que si l'épaisseur d du gaz varie, le produit bd reste sensiblement constant. On peut donc poser :

$$V_e = a(pd) + b',$$

ce qui traduit la loi de Paschen.

b' dépend des conditions de l'expérience (de la nature des électrodes, si elles sont intérieures, de l'épaisseur du verre du tube à décharge, si elles sont extérieures).

Bouthy appelle la constante a , qui ne dépend que du gaz, sa « cohésion diélectrique ».

La mesure de cette constante n'est pas très précise et exige le relevé de toute la courbe de potentiel d'allumage. Cependant nous verrons que la « cohésion diélectrique » ne semble pas aussi sensible à l'influence des impuretés et de la fréquence que V_{e_M} ou $p_M d$.

Le tableau III donne la valeur de :

$$a = \frac{1}{d} \frac{\Delta V}{\Delta p} \text{ en volts/cm./cm. de mercure}$$

pour quelques gaz, d'après plusieurs auteurs.

Certaines de ces mesures ont été faites avant que la technique du vide permette le « dégazage » des appareils, et on ne peut considérer les gaz employés comme parfaitement purs. En particulier, les observations décrites par Bouthy montrent que sans aucun doute son argon était très impur.

Lepape et M. Curie signalent que leurs mesures avec l'argon sont mauvaises, et ils ne donnent la valeur $a = 28$ pour ce gaz qu'à titre d'indication.

TABLEAU III

	Z	T. H.	C	B	H	S	L. C.	G. P.	P	D. L. R.-M.
Hydrogène	560 610	830	570	205					210	255
Azote	490			420	1 075	850				
Air			870	420			400		830	
Argon	248			38			28	240		
Oxygène			830					240		

Z Zouckermann.
 T-H (35) Townsend-Hurst.
 C (36) Carr.
 B (34) Bouty.
 H (37) Hurst.
 S (38) J. Strutt.
 L. C. (39) Lepape, M. Curie.
 G. P. (40) Gill-Pidduk.
 P (41) Paschen.
 D. L. R.-M. (42) De la Rue et Müller.

L'accord des divers auteurs sur la valeur de α , ou tout au moins sur son ordre de grandeur, semble remarquable étant donnée la diversité des modes de décharges employés par ces auteurs.

Plusieurs auteurs ont communiqué des courbes de potentiel d'allumage complètement différentes suivant les conditions expérimentales, mais dont néanmoins les parties rectilignes relatives aux pressions élevées sont parallèles. Cela semble indiquer qu'il y aurait intérêt à avoir des mesures de α avec des gaz vraiment purs. Néanmoins on trouve quelques exemples de variations importantes de α avec la fréquence (¹).

La forme de la courbe d'allumage est caractérisée par les trois nombres caractéristiques α , V_m et p_m .

(¹) Voir C. Guittot (*J. de P.*, 1928) et Rhode (10) p. 578 pour l'oxygène entre $\lambda = 4$ m. 82 et $\lambda = 3$ m. 80.

Ann. de Phys., 11^e série, t. 13 (Janvier-Février 1940).

Le tableau IV permet d'examiner les courbes de potentiel explosif dans leur ensemble, pour l'argon, l'azote et l'hydrogène, et de comparer les résultats de plusieurs auteurs opérant en courant continu (ou en très basse fréquence) avec ceux que j'ai obtenus pour la fréquence correspondant à $\lambda = 7$ m. 05 pour l'hydrogène, $\lambda = 8$ m. 75 pour l'azote et l'argon. Les courbes ne diffèrent pas beaucoup pour l'azote

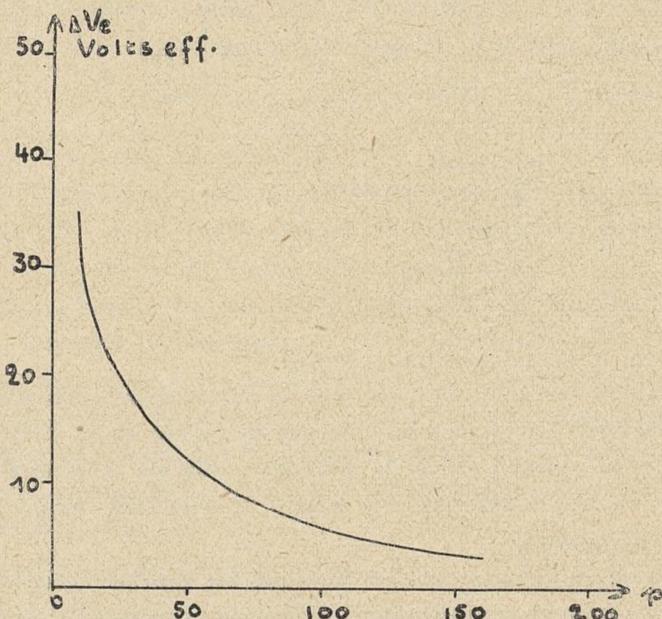


Fig. 18. — Diminution ΔV_e du potentiel explosif de l'azote en fonction de la pression, pour une quantité fixe de vapeur de mercure.

et l'argon. L'hydrogène, au contraire, se comporte très différemment en haute fréquence et en courant continu, ainsi, d'ailleurs, qu'on le savait déjà depuis les travaux de Rhode et de Gutton (voir p. 85).

La figure 17 représente la courbe du potentiel explosif de l'hydrogène pour $\lambda = 101$ m. D'après les courbes données par H. Gutton (p. 86), on pouvait s'attendre à obtenir, pour

cette fréquence, non seulement un changement notable dans la position de la courbe, mais aussi une modification très importante de sa forme (inflexion). Au contraire, la courbe obtenue a une forme très régulière, sans inflexion, même pour les valeurs du potentiel explosif s'étendant jusqu'à plus de 1 000 volts. Ses caractéristiques, qui figurent à la quatrième ligne du tableau IV, sont très comparables à celles des courbes de Townsend et Hurst (24) ou à celles de

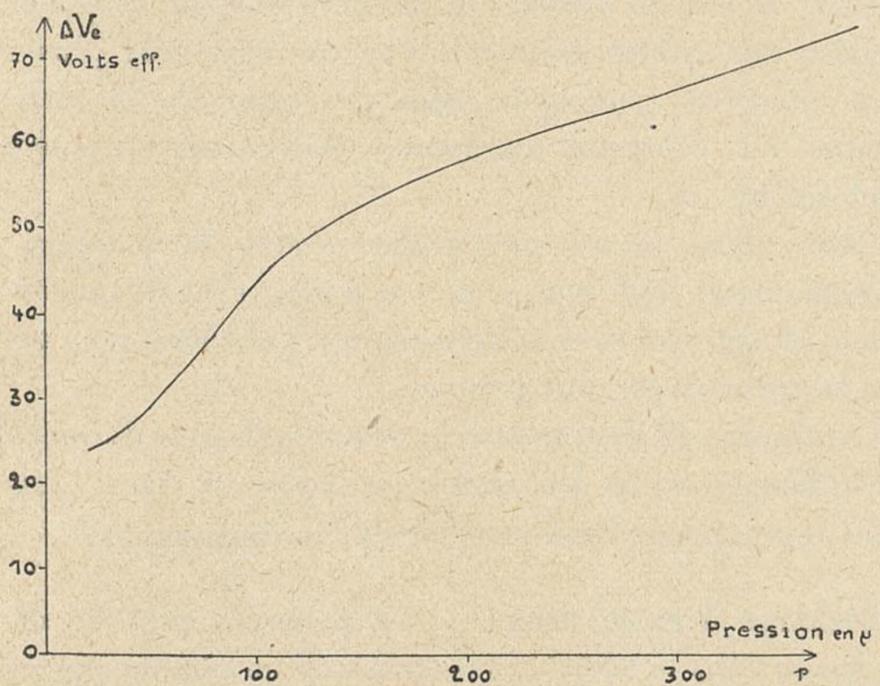
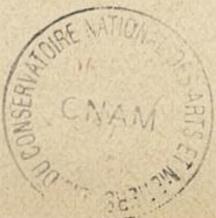


Fig. 19. — Diminution ΔV_e du potentiel explosif de l'argon en fonction de la pression, pour une quantité fixe de vapeur de mercure.

Strutt (27), obtenues en courant continu. De plus, les valeurs de α pour $\lambda = 7$ m. et pour $\lambda = 101$ m. diffèrent de moins de 10 %.

Influence du mercure. — L'addition de vapeur de mercure a un effet très variable selon les gaz. Dans le cas de l'hydrogène et pour $\lambda = 7$ m., V_{e_M} et p_M diminuent. Cette modification se fait assez lentement, au fur et à mesure de l'arrivée de Hg dans le tube à décharges pour qu'on puisse suivre la



déformation de la courbe. La figure 14 représente trois courbes (¹) dont la courbe 1 est celle de l'hydrogène pur. Les courbes 2 et 3 sont obtenues à quelques minutes d'intervalle, après le retrait de l'air liquide du piège refroidissant le ballon de mercure, le piège situé près de la pompe continuant à fonctionner. La courbe 3 comporte en réalité un minimum que j'ai nettement constaté, mais pour une pression très faible.

Dans le cas de l'azote, le mercure abaisse le potentiel explosif aux faibles pressions. Pour les pressions plus élevées (étudiées seulement jusqu'à 0 mm. 5), le mercure semble au contraire augmenter légèrement le potentiel explosif (fig. 15).

Enfin, dans le cas de l'argon, l'effet du mercure est complètement différent : il y a toujours abaissement du potentiel explosif, et cet abaissement est d'autant plus grand que la pression est plus grande.

Les figures 18 et 19 montrent combien l'action du mercure est différente sur la décharge dans l'azote et dans l'argon. Elles représentent l'abaissement ΔV_e en fonction de p .

Décharge dans le néon. — Le potentiel explosif de la décharge dans le néon à basse pression ne semble pas avoir été étudié. La figure 20 représente la courbe du potentiel explosif d'un échantillon de néon que j'avais préparé par la méthode décrite (p. 94). Je n'ai pas eu la possibilité de poursuivre l'étude du néon. Si je fais néanmoins figurer cette courbe dans le présent travail, c'est qu'une courbe très exactement semblable a été obtenue par H. Smyth, W. A. Linch, W. Hilberry (16) pour la vapeur de mercure soumise à une décharge « en anneau ». Le ballon contenant la vapeur était placé à l'intérieur d'un solénoïde parcouru par le courant de haute fréquence (entretenu). En augmentant graduellement

(¹) Courbe 1 : expériences 1 à 7 ; courbe 2 : expériences 8 à 11 ; courbe 3 : expériences 12 à 19 (tableau I, p. 31).

TABLEAU IV

	Zouckermann			Strutt			Gill-Pidduk			Hurst			Townsend-Hurst		
	V _M	(pd) _M	a	V _M	(pd) _M	a	V _M	(pd) _M	a	V _M	(pd) _M	a	V _M	(pd) _M	a
Argon . . .	256	5,8	248				233	7,56	240						
Azote . . .	340	6	490	251 à 388 ⁽¹⁾	6,7	850				298 a	312 ⁽²⁾				
Hydrogène ⁽³⁾ .	104	0,16	560												
Hydrogène ⁽⁴⁾ .	460	15,2	610										273	11,5	830

⁽¹⁾ Suivant mode de préparation de l'azote employé.

⁽²⁾ Suivant mode de préparation de l'azote employé, qui contenait quelques centièmes d'oxygène.

V_M en volts (potentiels de crête).

(pd)_M en mm. × mm. de mercure.

a en volts/cm./cm. de mercure.

⁽³⁾ ($\lambda = 7$ m.).

⁽⁴⁾ ($\lambda = 101$ m.).

la valeur de ce courant, on obtient successivement deux valeurs du courant pour lesquels il y a d'abord allumage d'une lueur faible et ensuite allumage d'une lueur brillante.

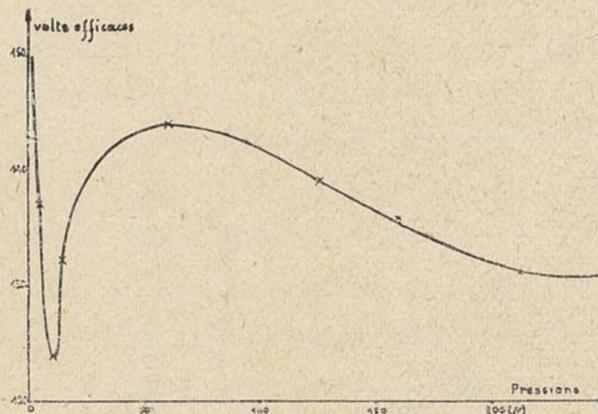


Fig. 20. — Courbe du potentiel explosif du néon.

La figure 21 représente les courants d'allumage de la lueur faible (courbe *a*) et de la lueur brillante (courbe *b*). Cette dernière, qui ressemble à celle que j'obtiens pour le néon, est attribuée par les auteurs à

l'effet du champ magnétique du solénoïde, tandis que la lueur faible serait due au champ électrique des charges réparties sur l'enroulement.

Bien entendu, dans les conditions où j'ai opéré, seul un champ électrique provoquait la décharge.

Rôle possible des oscillations électroniques. — Les résultats rapportés plus haut n'embrassent qu'un domaine restreint :

Argon et azote pour $\lambda = 8 \text{ m. } 75$.

Hydrogène pour $\lambda = 7 \text{ m. } 05$ et $\lambda = 101 \text{ m.}$

Néanmoins deux remarques importantes peuvent déjà être notées :

Pour l'argon et l'azote, avec $\lambda = 8 \text{ m. } 75$, les courbes de Paschen obtenues en haute fréquence ne diffèrent pas plus des courbes obtenues en courant continu par divers auteurs que ces dernières ne diffèrent entre elles. Cela suggère qu'on a peut-être exagéré le rôle que toutes les théories de la décharge accordent aux phénomènes qui ont lieu au contact du gaz et des électrodes. Dans la décharge sans électrodes intérieures,

les ions positifs ne peuvent agir que sur le gaz ou sur les parois, soit directement par leur champ, soit indirectement et à distance par l'intermédiaire du rayonnement dit de « recombinaison ».

Néanmoins, le cas de l'hydrogène montre que la fréquence du champ intervient. Mais, déjà pour $\lambda = 101$ m., les courbes de potentiel explosif sont peu différentes de celles obtenues en continu.

Pour expliquer le mécanisme de la décharge en haute fréquence, on peut songer, comme l'avait fait entre autres Kirchner (19), à faire intervenir l'oscillation des électrons. L'équation du mouvement donne :

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= Ee \cos(\omega t - \varphi) \\ \dot{x} &= \frac{Ee}{m\omega} [\sin(\omega t - \varphi) + \sin \varphi] \\ x &= -\frac{Ee}{m\omega^2} \cos(\omega t - \varphi) + \left(\frac{Ee}{m\omega} \sin \varphi \right) t + \frac{Ee}{m\omega^2} \cos \varphi \end{aligned}$$

en appelant φ la phase du champ au moment où l'électron, supposé de vitesse nulle, est soumis à ce champ.

Bien entendu, il est tout à fait arbitraire de choisir un électron de vitesse nulle et nous n'aurons ainsi que des indications grossières, mais qualitativement intéressantes.

Remarquons d'abord que si les chocs sont très peu nombreux (basses pressions), il y a une vitesse de translation comparable à la vitesse maximum pendant l'oscillation.

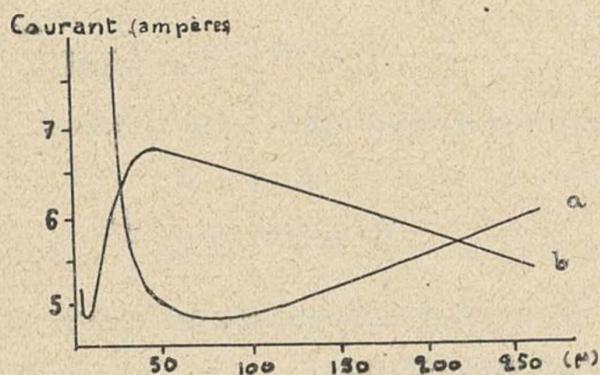


Fig. 21. — Courant « d'allumage » du mercure dans une décharge en anneau (H. Smyth, W. A. Lynch et N. Hilberry).

D'autre part, la vitesse maximum varie, selon la valeur de φ , entre $\frac{Ee}{m\omega}$ et $2 \frac{Ee}{m\omega}$.

L'énergie cinétique maximum, atteinte par les électrons pour lesquels $\varphi = \frac{\pi}{2}$, sera :

$$W (\text{ergs}) = \frac{I}{2\pi^2 \cdot 9 \cdot 10^{20}} \frac{e^2}{m} E^2 \lambda^2,$$

énergie qui, appliquée à un électron, équivaut à une tension :

$$V (\text{u. é. s.}) = \frac{e}{m} E^2 \lambda^2 \frac{I}{2\pi^2 \cdot 9 \cdot 10^{20}}$$

ou, en exprimant le champ de crête E en volts par centimètre et λ en centimètres :

$$V = 10^{-7} E^2 \lambda^2 (\text{volts}).$$

Avec les mêmes unités, la double amplitude d'un électron s'exprime par :

$$2A = \frac{E \lambda^2}{9 \cdot 10^6}.$$

Dans les tableaux suivants on trouvera, pour diverses pressions p , les valeurs du champ disruptif (valeur de crête), E , en volts/cm.

TABLEAU V

Azote.

p	10	20	60	90	150	250
E	54	50	44	43	46	48
l en mm.	36,2	18,1	6	4	2,4	1,4
$2A$ en mm..	45,9	42,5	37,4	39,1	39,1	40,8
V volts.	223	191	148	142	162	176
$\frac{2A}{l}$	1,3	2,35	6,2	9	16,3	29

TABLEAU VI

Argon.

p	20	40	70	100	250	500
E	39	35	33,5	34	37	42
l en mm. . .	18,66	9,44	5,37	3,8	1,53	0,735
2A en mm. . .	35,1	31,53	30,1	30,6	33,3	37,8
V volts . . .	122	98	91	93	111	142
$\frac{2A}{l}$	1,9	3,3	5,6	8,05	21,7	51,4

TABLEAU VII

Hydrogène.

p	ε	0,5	1,8	10
E	13,9	13,1	13	14,1
l en mm.	1 360	370	68	34
2A en mm.	7,7	7,3	7,2	7,8
V volts	9,7	8,6	8,45	9,95
$\frac{2A}{l}$		0,005	0,02	0,1

l = libre parcours moyen d'un électron en millimètres.

2A = double amplitude, en millimètres.

V = énergie maximum en électron-volts, acquise par oscillations.

L'examen de ces tableaux permet quelques remarques.

Pour obtenir la décharge avec ce mécanisme, dans le cas de H² et avec $\lambda = 101$ m., il faudrait atteindre des amplitudes qui sont plusieurs dizaines de fois la longueur du tube, ce qui est impossible.

Pour l'argon et l'azote, avec $\lambda = 8$ m. 75, les amplitudes

nécessaires ne dépassent pas la demi-distance des électrodes et elles sont de 1 à 50 fois plus grandes que le libre parcours moyen des électrons dans les gaz considérés, environ 5 à 6 fois pour la pression optimum. De plus, les électrons, pour amorcer la décharge, doivent acquérir des vitesses d'au moins 100 à 200 volts, et même beaucoup plus si on se souvient que le mouvement des électrons a été calculé en supposant une vitesse initiale nulle. Ces valeurs dépassent de beaucoup non seulement les tensions d'ionisation, mais encore les tensions correspondant à la probabilité maxima d'ionisation (60 à 110 volts).

Enfin, le cas de H^2 avec $\lambda = 7$ m. 05 est le cas où ce mécanisme d'oscillation a le plus de chance d'intervenir (variation de V_e avec la fréquence). Les amplitudes ne sont que de 6 à 7 mm., c'est-à-dire de 5 à 250 fois plus petites que les libres parcours cinétiques. Les énergies acquises ainsi calculées sont de 8 à 10 volts. Or l'état instable ${}^3\Sigma_u$ correspondant à la dissociation en atomes normaux est excité vers 9 volts. L'état ${}^3\Sigma_g$, excité vers 11 volts 5, correspond à l'émission du spectre continu ultra-violet par passage à ${}^3\Sigma_u$, spectre effectivement observé au cours des décharges, en même temps que les spectres moléculaire et atomique de l'hydrogène.

Effets de surface dans un tube à décharge.

J'ai signalé (pp. 78 et 118) la tendance de toutes les théories de la décharge à donner aux électrodes et au gaz contenu dans le tube un rôle exclusif. C'est pourquoi il me semble nécessaire d'insister sur quelques phénomènes qui démontrent le rôle joué par la surface du verre.

1. **Effet de la lumière sur le potentiel explosif.** — De nombreux travaux ont eu pour objet l'effet de la lumière sur le potentiel explosif d'une décharge en courant continu (avec électrodes intérieures). Cet effet ne présentait pas de difficulté

d'interprétation, puisque, dans les hypothèses admises pour expliquer l'amorçage, l'émission photoélectrique d'électrons par la cathode intervenait déjà.

Or, j'ai constaté (94), dans la décharge en haute fréquence avec électrodes *extérieures*, des modifications importantes du potentiel explosif par l'éclairage. Les expériences n'ont pas été assez reproductibles pour faire l'objet d'une étude complète, mais les résultats obtenus sont néanmoins intéressants.

Un mince pinceau cylindrique (section de quelques millimètres carrés) traversait le tube à décharge : son orientation par rapport au tube était d'ailleurs indifférente ainsi que la nature de la source lumineuse, à condition seulement qu'elle soit assez intense.

L'action de la lumière diminuait le potentiel explosif d'une quantité variable avec l'intensité lumineuse et qui pouvait atteindre 15 o/o du potentiel explosif. Si, le tube étant d'abord éclairé, on supprimait la lumière au moment de la mesure, le potentiel explosif subissait au contraire une légère augmentation. La lumière monochromatique fournie par le monochromateur dont je disposais n'était pas assez intense pour faire varier le potentiel explosif. J'ai fait varier la longueur d'onde en interposant divers écrans. La lumière totale de l'arc donnait l'effet maximum. Mais l'interposition d'une lame de verre épaisse de 8 mm., qui coupait le spectre aux environs de 3 300 Å, modifiait à peine la diminution de potentiel explosif. La lumière bleue ou violette donnait encore un effet très notable, mais la lumière jaune, orangée ou rouge ne produisait aucun effet. Il m'a semblé que l'effet de la lumière était plus notable et plus fidèle lorsque le gaz contenait une trace de vapeur de mercure.

La figure 22 représente une courbe du potentiel explosif de l'hydrogène en présence de Hg, avec éclairage et sans éclairage (arc au fer).

On constate que l'effet de la lumière diminue rapidement quand la pression augmente.

En l'absence d'électrodes intérieures, il faut bien supposer que cet effet n'est dû qu'au gaz ou à l'action des parois. La diminution de cet effet avec la pression du gaz exclut la première hypothèse : d'ailleurs aucun potentiel d'excitation de l'hydrogène ou du mercure, ni de l'argon et de l'azote qui ont montré des effets analogues, ne correspond aux faibles énergies des longueurs d'ondes de la lumière utilisée.

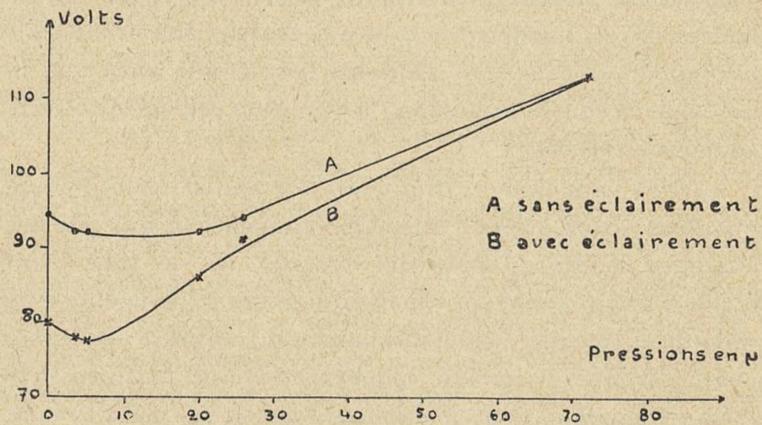


Fig. 22. — Modification de la courbe du potentiel explosif par éclairage du tube à décharges.

Ces faibles énergies pourraient correspondre à des phénomènes d'adsorption aux parois, ou encore, comme je l'indiquerai plus loin, à un effet photoélectrique des parois.

2. Fluorescence et phosphorescence émises par les parois en verre ou en silice. — De nombreux observateurs ont signalé des luminescences bleues ou vertes du verre ou de la silice (44, 45, 52, 53) et une fluorescence rouge de la silice (46, 47, 48, 50, 51, 54, 55). Récemment, divers auteurs ont signalé de nouveau ces phénomènes. Volkringer a décrit dans sa thèse des faits observés dans des tubes à décharge

ent
ser
La
la
ion
qui
les

t
t

o
li

ois
nt
la
ce
nt
it
ge

en silice chauffés vers 400° (phosphorescence verte et dépôt brun sur les parois du tube).

J'ai signalé (53) des particularités importantes de ces phénomènes qui permettent de les classer parmi des phénomènes connus depuis longtemps. Je crois utile de compléter ici ces observations, car il y a des raisons de croire que ces effets de surface sont liés au mécanisme même de la décharge.

Les luminescences bleues et vertes sont les plus fréquemment observées, et souvent simultanément. Mais la luminescence bleue est une fluorescence et la lueur verte est une phosphorescence. La silice fondue qui n'a pas subi l'action de décharges ne possède, ainsi que je l'ai vérifié, qu'une faible fluorescence bleu violet (56). Une décharge de quelques secondes suffit pour obtenir les lueurs bleue et verte. Mais pour des décharges plus longues (quelques heures), le tube s'échauffe, la phosphorescence verte est plus vive, et un dépôt brun se forme sur certaines parties du tube. En réalité, deux phénomènes se distinguent après l'« activation » du tube par une décharge. Si on opère dans l'obscurité, on observe, aussitôt après la décharge, une lueur bleu-vert qui s'affaiblit peu à peu et disparaît en quelques secondes. Si, lorsque la lueur a disparu, même plusieurs mois après, on soumet le tube à l'action d'une lampe à vapeur de mercure en quartz, la phosphorescence réapparaît partiellement.

De plus, même plusieurs mois après la décharge, le tube présente des phénomènes de thermophosphorescence. Il émet, aux environs de 200°, une lueur qui a la même coloration que la lueur de phosphorescence simple, d'autant plus intense, mais d'autant plus brève que la température est plus élevée. L'opération peut être répétée plusieurs fois, même à de longs intervalles, mais un chauffage assez long, assez répété ou assez énergique fait disparaître complètement et définitivement la phosphorescence. Le dépôt coloré disparaît également. Ce dépôt ne peut pas être distillé : l'endroit

chauffé émet une lueur très vive et très courte, mais le dépôt ne réapparaît pas sur une partie froide.

Quant à la luminescence rose, elle ne se manifeste que pendant l'excitation de la décharge, surtout aux pressions très basses. Goldstein n'ayant jamais réussi à l'obtenir en présence d'hydrogène avait conclu qu'il fallait l'attribuer à l'oxygène absorbé par les parois. C'est aussi la conclusion de Lilienfeld, qui n'a pu obtenir cette lueur qu'en présence d'oxygène à basse pression, et, plus récemment, de Wood qui a constaté l'émission des bandes de O^2 en même temps que celle de la fluorescence rose.

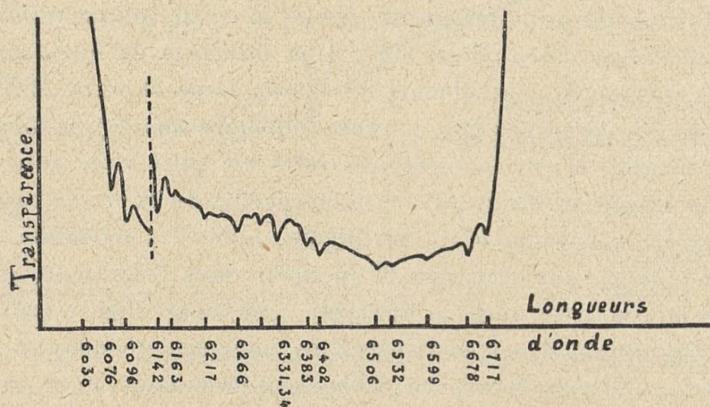


Fig. 24 — Microphotogramme du spectre de la fluorescence rose du tube à décharges.
(Voir le spectre, fig. 23, Planche I).

Peters et Schulter (54) signalent également la fluorescence rose dans des tubes à décharges excitées en haute fréquence, mais ne mentionnent aucune précaution relative à la pureté des gaz utilisés.

Au cours du présent travail, j'ai observé à de très nombreuses reprises cette fluorescence rose dans des conditions très diverses, avec l'argon, l'azote, l'hydrogène, le néon, et quelquefois à des pressions atteignant 0 mm. 1.

La figure 23 (¹) représente un spectre de la lueur obtenue dans du néon très pur à une pression extrêmement faible (de l'ordre de 10^{-5} mm. de Hg). La figure 24 reproduit un microphotogramme de ce cliché.

La figure 25 (¹) reproduit un spectre de l'argon à une pression de 0 mm. 001 de Hg, dans un tube en pyrex : on distingue sur ce cliché la fluorescence rose très intense et une fluorescence violette de part et d'autre de la raie 4358 de Hg. Pour repérer les longueurs d'onde, le spectre du mercure a été superposé à celui de l'argon sur la partie centrale de la fente.

L'interprétation de ces diverses luminescences reste inconnue. Peters et Schulter (54) font intervenir une modification cristallographique du radical SiO_2 qui reste hypothétique. Brüninghaus (55) affirme avec véhémence qu'il s'agit des phénomènes classiques de phosphorogène dissous dans un diluant. Se basant d'autre part sur le rôle de l'oxygène signalé par plusieurs auteurs, Brüninghaus ne doute pas que le phosphorogène soit un composé du manganèse et probablement un oxyde. A la vérité, il n'existe aucune preuve de l'une ou l'autre hypothèse. J'avais recherché spectrographiquement, avant même la publication de l'article de Brüninghaus, si la silice fondue de mes tubes à décharge contenait des impuretés (par introduction du verre mis en poudre dans un arc au charbon). Un seul cliché (sur cinq ou six) m'avait fourni de très faibles raies ultimes de Fe et de Mn. Il me semble impossible de conclure d'après ce seul résultat.

Il n'est pas non plus inutile de rappeler un fait signalé par Bayley et Wooddrow (59). Le quartz cristallisé — on le suppose pur — ne donne pas de luminescence. Mais après avoir été porté à 1600° environ, il peut devenir luminescent.

Enfin, les études récentes des « phosphores » de Lenard

(¹) Voir planche I.

ont montré dans quel sens la notion même de phosphogène est modifiée (voir par exemple Pringsheim (60)) et remplacée par la notion de « centres » qui semblent liés à des irrégularités d'un réseau cristallin.

Je signalerai seulement un des succès les plus importants obtenus par ces recherches, qui est l'établissement d'une liaison entre deux propriétés très différentes des « phosphores » : émission de luminescence et effets photo-électriques intérieur ou extérieur.

Conformément à la théorie de Lenard et Saeland (57) et ainsi que l'a établi expérimentalement Göggel (58), ce sont les mêmes longueurs d'ondes qui produisent ces deux effets. Si les phénomènes de phosphorescence du verre et du quartz sont dus à des « centres de phosphore », ils sont donc vraisemblablement accompagnés d'effets photoélectriques qui peuvent produire des charges des parois et expliquer ainsi l'effet de la lumière sur le potentiel explosif.

DEUXIÈME PARTIE

Etude spectroscopique de la décharge.

La lumière émise par la décharge à électrodes extérieures, dans les conditions où j'ai opéré, est beaucoup plus faible que celle de la décharge en anneau. Dans ce dernier cas, le tube est placé à l'intérieur même de la self de l'oscillateur, où les champs électrique et magnétique sont très intenses. La source ainsi obtenue est très brillante et très commode, mais on ne peut pas définir les conditions électriques et il est très difficile de tirer des conclusions sur le mécanisme de la décharge. C'est pourquoi j'ai choisi la décharge avec électrodes extérieures, moins lumineuse, mais mieux définie.

Remarquons que les spectres des décharges nous renseigneront sur l'état permanent qui s'établit lorsque sont com-

Annales de Physique,
11^e série, t. 13 (Janvier-Février 1940).

PLANCHE I
R. ZOUCKERMANN

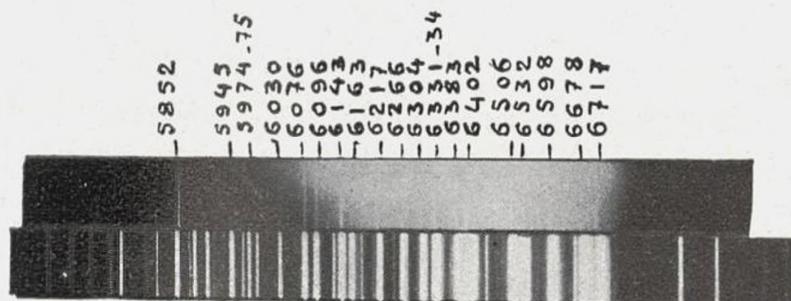


Fig. 23. — Fluorescence rose du tube à décharges en présence de néon pur à très basse pression.
(Voir microphotogramme de ce cliché, fig. 24, p. 50).

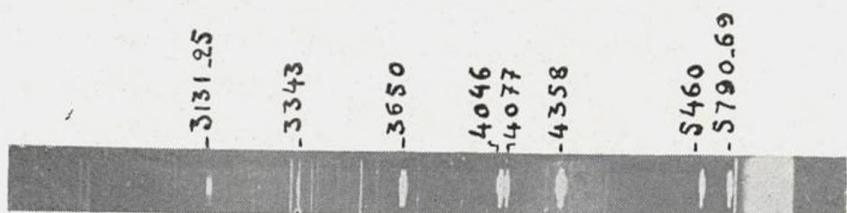


Fig. 25. — Spectre de l'argon pur à une pression de 0 mm. 001 de Hg, avec une fluorescence rose intense (au centre, spectre du mercure pour le repérage).

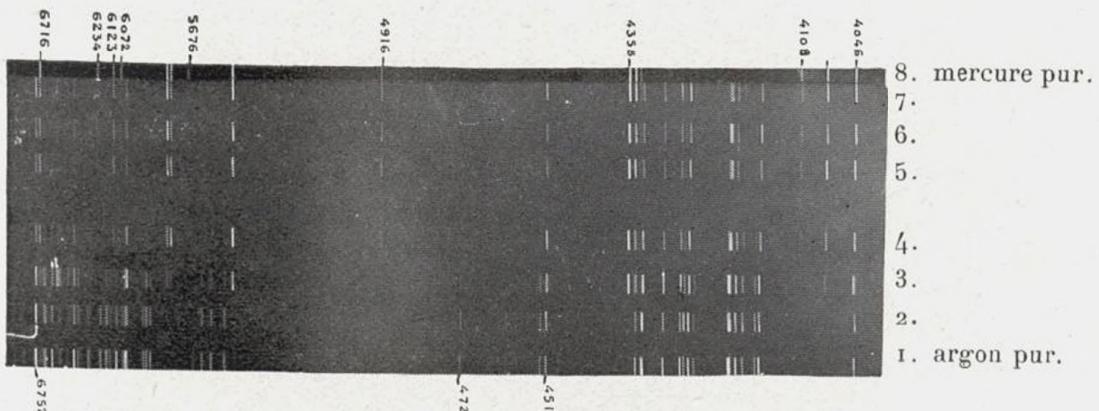
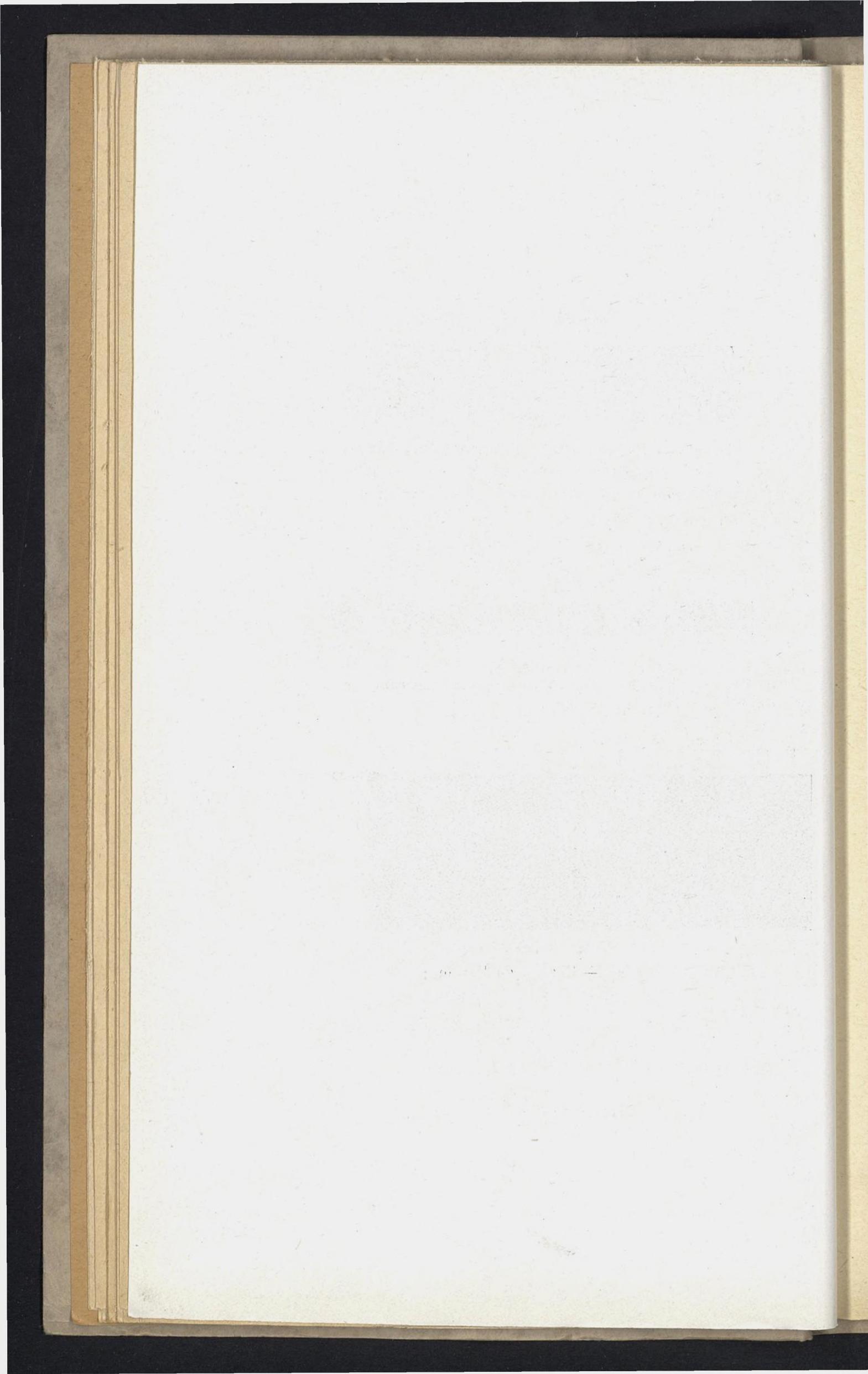


Fig. 27. — Spectre de l'argon :

- 1) Argon pur,
 - 2), 3), 4), 5), 6), 7) Argon avec quantités croissantes de vapeur de mercure,
 - 8) Spectre de comparaison : mercure pur.

MASSON ET Cie, ÉDITEURS





plètement terminés les phénomènes de « prédécharge » qui faisaient l'objet de l'étude des potentiels explosifs. Néanmoins, ces deux cas pourtant si différents, présentent les mêmes particularités. C'est ainsi que l'influence des impuretés, et notamment du mercure, s'exerce d'une manière très comparable sur les spectres de N^2 , H^2 , A et sur le potentiel explosif de ces gaz.

Technique spectrographique. — Pour l'ultra-violet entre 2 200 et 4 000 Å, je me suis surtout servi d'un spectrographe Hilger E₂ à optique de quartz.

Pour l'étude du spectre visible j'ai utilisé presque uniquement un spectrographe Huet (62) de 60 cm. de distance focale, à deux prismes de 60°, dont le champ est pratiquement plan dans toute l'étendue du spectre, de 3 900 Å jusqu'à 1 μ. (Dispersion de 12 Å/mm. vers 4 000 Å à 100 Å/mm. vers 7 000 Å). Les axes des collimateurs des deux spectrographes étaient placés dans le prolongement de l'axe du tube à décharge, de chaque côté de ce dernier, et la lumière était concentrée sur les fentes à l'aide de deux achromats (dont un achromat quartz-fluorine pour l'ultra-violet).

Les spectres étaient repérés soit à l'aide du spectre du fer, soit à l'aide des raies de l'arc du mercure (¹). Dans ce dernier cas, j'ai utilisé une table construite une fois pour toutes à l'aide de la formule d'interpolation de Cornu.

L'examen spectrographique m'a d'abord servi à vérifier la pureté des gaz dont j'ai étudié le potentiel explosif. A cet effet, le gaz était introduit dans le tube à décharges lui-même, d'abord chauffé sous vide comme d'habitude. Le spectre était photographié, d'abord avec un temps de pose normal,

(¹) Si la lumière provenant de l'arc au fer ou de l'arc au mercure traverse le tube de silice, on s'expose à faire varier le potentiel explosif dans l'expérience qui suivra. C'est précisément ainsi que j'ai été conduit à étudier systématiquement l'influence de la lumière sur le potentiel explosif (p. 122).

puis avec des temps de pose de plus en plus grands (jusqu'à 10 fois l'exposition normale). Cet essai avait lieu soit avant ou après une série de mesures de potentiels explosifs, soit encore au cours d'une série de mesures lorsque des anomalies de potentiels explosifs pouvaient faire craindre la présence d'impuretés.

J'ai pu ainsi éliminer avec certitude des séries de mesures de potentiel explosif qui semblaient irrégulières : on trouvait dans les spectres la trace de diverses impuretés (CO , H_2 , CH , OH , N_2 , Hg). Ces impuretés provenaient, soit d'une fuite dans les canalisations (fêlure) trop faible pour être décelée par la jauge (bandes de l'azote), soit des vapeurs émises à l'intérieur de la canalisation (bandes CH après un graissage récent des robinets), soit enfin de la méthode même de préparation des gaz. Ce dernier cas s'est présenté de nombreuses fois pour l'argon et le néon, dans lesquels j'ai rencontré des bandes de CO et de N_2 , ainsi que les raies de l'hydrogène. L'élimination des plus faibles traces de Hg n'a pu se faire que moyennant les précautions déjà indiquées plus haut (p. 104).

Influence des conditions électriques sur les spectres émis.

— Cette influence a fait l'objet d'un très grand nombre de recherches qui, en permettant dans certains cas une classification empirique des raies, ont beaucoup favorisé le développement de la théorie des spectres⁽¹⁾. Le courant alternatif amorti, plus facile à produire, a été utilisé dans les premières recherches. Mais dans ces conditions, les constantes du circuit de décharge influent considérablement sur la nature des spectres obtenus. En particulier, Hemsalech a étudié systématiquement l'influence de la self (64). Joye (65) a le premier cherché à rattacher cette influence aux grandeurs électriques qui pouvaient caractériser la décharge, et il a essayé d'établir une relation entre l'aspect du spectre et le

(1) Voir l'ouvrage de Konen (63).

courant maximum instantané dans l'étincelle qu'il étudiait. Mlle Hanot (66) a montré que c'est également en prenant le courant comme variable qu'on pouvait classer les variations de largeur des raies de la série de Balmer.

Quelques recherches intéressantes ont été effectuées en ondes entretenues à l'aide de l'arc Poulsen ou de l'arc Duddel. Lawson (67), en 1913, utilisant un arc Poulsen, avait déjà constaté que les spectres de N², H², A n'étaient pas affectés par la fréquence lorsque λ variait de 300 à 1 500 m. environ. Les tubes de Geissler qu'il employait avaient des électrodes intérieures ou extérieures : il ne trouvait aucune différence entre ces deux cas. Il mesurait l'intensité du courant et la tension aux bornes du tube. Mais les gaz utilisés n'étaient pas parfaitement purs.

L'emploi de lampes à trois électrodes a rendu ce genre d'études particulièrement aisé. La facilité avec laquelle on obtient des décharges très lumineuses a conduit beaucoup d'auteurs à choisir la décharge en anneau. C'est ainsi que Clarke (68) en 1927, puis Ponte (69) en 1928, Fraine et Montgoméry (70) en 1929, et, avec plus de détails, Bhatt (71), en 1935, ont comparé les spectres du mercure obtenus dans la décharge en anneau et dans l'arc ordinaire. Sauf Clarke, ces auteurs concluent que la fréquence ne joue aucun rôle, — même lorsque la période est comparable à la durée de vie des atomes excités (69), — mais que la pression est la variable fondamentale.

La pression ne peut d'ailleurs plus être considérée maintenant comme la variable essentielle : ce qu'il faudrait atteindre pour définir vraiment une décharge, c'est le rôle respectif, dans chaque cas, des divers processus de création et de destruction d'ions ou d'états excités. Dans l'état actuel de nos connaissances il est déjà possible, dans quelques cas, d'esquisser, au moins dans ses traits principaux, une telle étude.

Au cours des présentes recherches, j'ai eu l'occasion d'étudier les spectres de N², H², A, Ne, seuls ou en présence

de Hg. J'ai déjà signalé en 1933 (72) les variations des spectres du mercure et de l'argon, seuls ou en présence l'un de l'autre. En complétant ici ces premières remarques, j'indiquerai comment on peut interpréter la plupart des faits observés.

Spectre du mercure. — En présence d'argon, un certain nombre de raies du mercure sont affaiblies : elles figurent

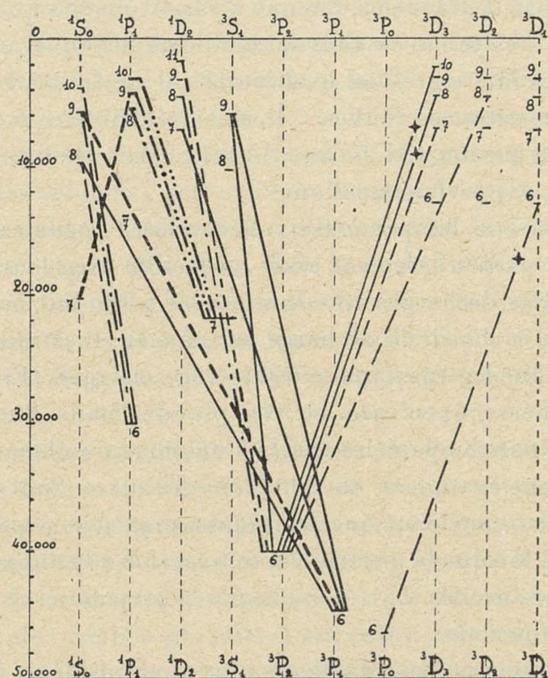


Fig. 26. — Schéma de Grotrian des raies du mercure modifiées par le mode de décharge.

sur le schéma de Grotrian représenté par la figure 26 (voir le cliché reproduit sur la planche I, fig. 27). Sauf celles figurées en traits pleins, toutes ces lignes sont de celles que Bhatt a trouvées plus faibles dans l'arc que dans la décharge

en anneau. Les lignes signalées par une croix sont *plus intenses* en présence d'argon.

Si l'on considère les modes de décharge suivants :

- a) haute fréquence avec électrodes extérieures ;
- b) mêmes conditions, en présence de 1 à 3 mm. d'argon ;
- c) haute fréquence « en anneau » ;
- d) arc ordinaire ;

on constate, pour la plupart des raies modifiées, une intensité décroissante dans l'ordre *a, b, c, d*.

En présence d'azote, les bandes N², très intenses, gênent considérablement l'observation des raies du mercure. Ces dernières semblent cependant subir les mêmes modifications qu'en présence d'argon, mais la ligne 2 537 est fortement exaltée.

De même, en présence d'hydrogène, le spectre moléculaire continu $2s^3\Sigma_g \rightarrow 1s^3\Sigma_u$ gêne beaucoup l'observation des raies ultra-violettes du mercure, qui ne semblent pas subir d'influence notable, sauf un affaiblissement de la raie de résonance. Les raies visibles :

$$\begin{aligned} 9^1P_1 &\rightarrow 7^3S_1 \quad (5\ 677) \quad (1) \\ 8^1P_1 &\rightarrow 7^3S_1 \quad (6\ 072) \\ 9^1P_1 &\rightarrow 7^1S_0 \quad (6\ 234) \end{aligned}$$

sont affaiblies.

Les raies :

$$\begin{aligned} 7^3S_1 &\rightarrow 6^3P_2 \quad (5\ 460) \\ 7^3S_1 &\rightarrow 6^3P_1 \quad (4\ 358) \\ \text{et } X^0 &\rightarrow 7^3S_1 \quad (6\ 123) \end{aligned}$$

sont renforcées.

(1) Ricard (74) dit ne pas avoir observé cette raie alors qu'il observe 10^1P_1 et $8^1P_1 \rightarrow 7^3S_1$. Il note cependant, très intense, une raie d'étincelle 5 677,15. Or, d'après Bacher et Goudsmith (75), les valeurs des termes 7^3S_1 , et 9^1P_1 , sont respectivement 21 830,8 et 4 217,3, ce qui correspond à $\lambda = 5\ 677,45$. De toute manière, la raie figurant dans mes résultats se comporte comme une raie d'arc.

Spectres du mercure par bombardement électronique. — Après avoir comparé les spectres du mercure obtenus en haute fréquence et dans l'arc, il est intéressant de comparer tous ces spectres avec ceux que l'on obtient par bombardement électronique. Golay (73), comparant les spectres d'arc avec ceux de bombardement électronique, et étudiant l'intensité relative de lignes partant de mêmes niveaux, a signalé que dans le spectre obtenu par bombardement avec des électrons de 70 volts, les lignes de simplet prédominent, et que d'autre part, aussi bien pour les simplets que pour les triplets, les intensités croissent dans l'ordre P, S, D. Enfin, il a trouvé que dans chaque série, les termes qui sont à peu près au niveau du terme 9^1S_0 (9,75 volts) sont favorisés. En rapprochant ces résultats de ceux que résume la figure 26, on constate que le spectre de bombardement décrit par Golay présente une distribution d'intensité très semblable à celle du spectre de haute fréquence.

Dans ce dernier cas, l'addition d'argon rapproche la distribution des intensités de celle de l'arc. C'est ce qui résultait déjà de la comparaison avec les résultats de Bhatt : nous verrons plus loin qu'il est facile d'interpréter ces résultats, d'une manière très différente de celle de Golay.

Spectre du mélange d'argon et de mercure. — Tandis que les spectres de l'azote et de l'hydrogène ne sont pas modifiés par la présence de mercure à la pression de $1\text{ }\mu$, celui de l'argon subit de grands changements (72).

Aussitôt après sa préparation, l'argon est introduit dans le tube à décharge, le mercure étant maintenu dans la tubulure latérale à l'aide d'air liquide. Un premier spectre est enregistré, qui ne contient aucune ligne ou bande étrangère, même après une forte surexposition. L'air liquide étant alors supprimé, on photographie un spectre toutes les quatre minutes (poses de trois minutes). Au fur et à mesure de l'arrivée du mercure dans le tube à décharge, les lignes de Hg appa-

raissent, et celles de A s'affaiblissent, et cela d'autant plus que la pression d'argon est plus grande, jusqu'à disparaître presque complètement pour une pression d'environ 3 mm. (voir fig. 27, planche I). L'intensité des raies d'argon passe d'ailleurs par un minimum pour la tension de vapeur de Hg correspondant à environ — 10° C., pour croître ensuite légèrement (¹).

TROISIÈME PARTIE

Interprétation des résultats expérimentaux et rôle des phénomènes élémentaires de la décharge.

L'examen du rôle des phénomènes élémentaires de la décharge (²) permet d'interpréter un grand nombre de résultats expérimentaux.

Examinons d'abord le rôle de l'excitation électronique du spectre des atomes à deux électrons de valence.

Fonction d'excitation des atomes à deux électrons de valence.

— Si une raie part d'un niveau de triplets, sa fonction d'excitation — variation de la probabilité d'excitation en fonction de la vitesse de l'électron incident — présente un maximum très aigu et très proche du potentiel d'excitation V_0 . Au contraire la fonction d'excitation d'un simplet a un maximum très aplati et assez éloigné de V_0 . Le cas du mercure a été étudié par Schaffernicht (88) : l'écart entre V_0 et le potentiel qui correspond au maximum d'excitation est de

(¹) Nous avons vu (p. 116) que l'abaissement du potentiel explosif ne présente pas de minimum. Mais d'après Penning (92), le potentiel explosif d'un mélange Ne-Hg présente une teneur optimum, pour une pression partielle de 0 mm. 006 de mercure (400° C.).

(²) Voir par exemple L. Bloch (77), Laporte (78), Seeliger (3), Darrow (5), K. T. Compton et I. Langmuir (104).

1,5 à 3 volts pour les triplets et de 15 à 25 volts pour les simples.

Comme l'état normal d'un tel atome est un simplet, l'excitation d'un triplet exige un échange entre le spin d'un électron atomique et celui de l'électron incident, sauf si l'interaction entre le spin et le moment orbital est notable.

Le problème théorique (93) est bien plus compliqué pour les électrons lents que pour les électrons rapides : l'excitation de l'atome d'hélium lui-même n'est retrouvée qu'approximativement par le calcul. Pour les atomes lourds, tel que Hg, il devient nécessaire d'introduire l'interaction du spin et du moment orbital : l'excitation d'un terme de triplet devient alors possible même sans échange d'électrons. Le calcul ainsi repris par Penney (89) pour l'intensité de l'excitation des états 6P de Hg est très satisfaisant puisqu'il concorde avec l'expérience même pour les vitesses de l'ordre de 10 volts.

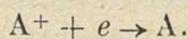
On doit souvent rattacher la variation de répartition de l'intensité du spectre à une modification des vitesses électroniques. C'est ainsi qu'en haute fréquence, à basse pression, les électrons étant plus rapides que dans l'arc, les simples prédominent. D'ailleurs, si en haute fréquence on augmente la pression, on obtient des spectres qui se rapprochent de ceux de l'arc ordinaire.

Dans le mémoire cité plus haut (p. 134), Golay supposait que le spectre obtenu par bombardement dans un espace équipotentiel était un spectre de recombinaison et que, dans l'arc, on obtenait une excitation par impact électronique direct. Ce que l'on sait maintenant des processus d'excitation permet de donner des phénomènes observés une toute autre interprétation. D'une part, en bombardant des atomes normaux avec des électrons d'une vitesse de 70 volts, il est très naturel que les termes élevés des simples soient favorisés. D'autre part, K. T. Compton (90) a montré que dans l'arc, l'excitation et l'ionisation se font, au moins en grande

partie, à partir des états métastables 6^3P_{012} : il est alors naturel que les triplets soient favorisés.

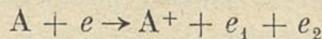
Neutralisation des ions (recombinaison). — On peut se demander quel rôle on peut attribuer à la recombinaison dans la décharge en haute fréquence.

Dans les premières théories du passage du courant dans les gaz, on invoquait la réaction simple :



Mais l'énergie libérée dans cette réaction (énergie d'ionisation + énergie cinétique des particules) peut se présenter sous différentes formes.

Si, comme nous y invite le principe de réversibilité microscopique de Klein et Rosseland (80), nous considérons le phénomène inverse, l'ionisation :



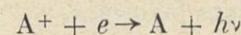
(e_1 étant l'électron « arraché » et e_2 l'électron incident ralenti), il faut bien admettre que la neutralisation par choc triple jouera un rôle dans toute décharge où l'excitation est surtout électronique.

On s'attend naturellement à ce qu'un tel cas se présente lorsque la concentration électronique est grande. C'est précisément ce qui a lieu pour plusieurs modes de décharge tels que le bombardement par électrons dans un champ nul, l'arc à bas voltage [Paschen (81) et Schüler (82)] et la décharge à haute fréquence en anneau (83).

Il est intéressant de constater que la recombinaison en présence de deux électrons a déjà été imaginée par Webb et Sinclair (84) en partant de considérations totalement différentes.

La recombinaison peut se traduire par la prédominance, dans un spectre, des termes élevés, ou par l'élargissement par effet Doppler, des lignes émises par un ion (86). Enfin

l'énergie libérée peut être émise sous forme de rayonnement :



Toutefois on peut hésiter sur l'interprétation de ces spectres continus : les atomes excités peuvent former avec les atomes neutres des pseudo-molécules de très faible durée qui émettent un spectre continu en se dissociant.

L'étude du phénomène inverse, la photo ionisation, présente également de grandes difficultés à cause de l'effet photo-électrique des électrodes. Même dans les expériences de Mohler (85), de Hayner (86) et de Kenty (87), considérées comme les plus sûres, il n'est pas certain que la recombinaison soit seule à jouer un rôle. Les mesures de Kenty conduiraient à une section efficace environ 600 fois plus petite que la section de la théorie cinétique pour la recombinaison des ions d'argon avec les électrons lents (d'environ 0 volt 4). Ce phénomène ne semble donc pas jouer un rôle notable au sein du gaz qui subit la décharge.

Mais on ne peut douter qu'il intervienne au contact des parois.

Interaction d'atomes. — Un grand nombre de phénomènes de la décharge s'expliquent par des transferts d'énergie. Avant d'en donner quelques exemples relatifs à certains résultats présentés plus haut, il est nécessaire de rappeler les lois relatives à ces transferts, telles que les suggère l'expérience ou que les établit la théorie.

Les particules élémentaires — atomes et molécules excités ou normaux, ions, électrons — peuvent échanger de l'énergie par « choc ». Mais la notion de choc, à l'échelle atomique, ne peut être utilisée telle que nous la suggère la mécanique macroscopique. Les « diamètres efficaces » des particules, fournis par les divers procédés expérimentaux, diffèrent beaucoup selon la méthode utilisée, parce que l'énergie mécanique n'intervient jamais seule et que, par

exemple, les particules — même neutres — sont entourées à leurs environs immédiats d'un champ électromagnétique qui peut jouer le rôle fondamental. Finalement, chaque procédé d'étude fournit un « diamètre » différent qui caractérise en réalité un « phénomène » et non une « particule ». Il est commode de choisir comme terme de comparaison le « diamètre cinétique », qui caractérise le choc de deux molécules normales (viscosité, diffusion).

Lorsque deux molécules ou atomes agissent l'un sur l'autre à une distance supérieure au « diamètre cinétique », on pourrait songer à invoquer l'absorption par un système d'une radiation émise par l'autre système. Mais, le plus souvent la résonance au sens optique est tout à fait insuffisante.

Cependant, dans un mémoire important (95), Kallmann et London ont montré que la résonance nécessaire devenait d'autant moins aiguë que l'intensité de la lumière était plus grande. Lorsque la source éclairant la molécule est constituée

par une autre molécule assez proche, on peut donc s'attendre à un élargissement notable du domaine de résonance (de l'ordre de 100 cm.^{-1} dans le spectre visible). Soient E_j , F_j

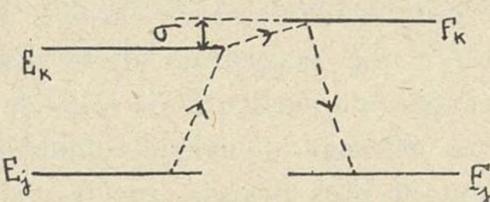
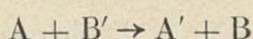


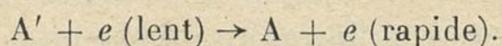
Fig. 28. — Echange d'énergie entre atome excité et atome normal.

les niveaux normaux de deux atomes A et B (fig. 28) et E_k , F_k , les niveaux d'excitation capables d'interaction. Les considérations qui précèdent permettent d'interpréter le « transfert d'activation » :



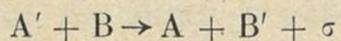
comme une excitation de l'atome A par la radiation qui aurait pu être émise par B' . Il faut alors supposer que l'énergie $\sigma = F_k - E_k$ qui manque a été empruntée à l'éner-

gie cinétique relative des deux atomes. Ces phénomènes de « transfert » sont souvent désignés sous le nom de « chocs de seconde espèce » par extension d'un terme employé par Klein et Rosseland pour désigner un choc dans lequel l'énergie d'excitation d'un atome est transférée à un électron lent sous forme cinétique :



C'est l'étude de l'équilibre thermodynamique d'un gaz irradié qui prouva à Klein et Rosseland que ce phénomène était nécessaire par l'existence du phénomène inverse d'excitation électronique (principe de la « réversibilité microscopique »). Leipunsky et Latyscheff (95) purent mettre ce phénomène en évidence par une élégante expérience (accélération d'électrons par les atomes de Hg excités par $\lambda = 2536$). Franck étendit le principe de Klein et Rosseland au cas des transferts d'activation (ou d'ionisation). De belles et nombreuses expériences de « fluorescence sensibilisée » ont permis l'étude de ces « chocs ». Franck et Jordan (96) ont publié une magistrale étude des chocs atomiques où ils dégagent en particulier la règle de résonance : la probabilité d'un échange d'énergie quantifiée entre deux atomes est d'autant plus grande que le résidu $\sigma = F_k - E_k$ est plus faible. L'effet Doppler a permis de vérifier que l'énergie cinétique des particules est modifiée par le choc dans le sens prévu par cette théorie.

La règle de résonance a reçu une justification théorique par les travaux de Kallmann et London, qui réussirent à l'interpréter comme une véritable résonance au sens de la mécanique quantique. Ce premier calcul de Kallmann et London décrit le processus « d'échange d'activation » :



comme un phénomène adiabatique, et ne fait pas intervenir

de
de
in
rie
us
az
ne
i-
o-
é-
a-
).
es
r-
at
nt
s
té
st
s
e
is
e
à
a
et
r
de
l'énergie de translation des deux particules. Comme la différence σ provient en fait de cette énergie de translation, il y a là une contradiction que Landau a sculignée et qui d'ailleurs n'avait pas échappé à Kallmann et London eux-mêmes. Toutefois, le calcul simplifié de Kallmann et London suffit à rendre compte du fait capital que la probabilité de l'échange d'énergie devient très grande quand la distance R des particules est telle que l'énergie d'interaction W_{12} est de l'ordre de σ . Quand la distance R augmente, cette probabilité devient rapidement nulle.

La « section efficace » du choc est donnée par l'expression :

$$q = \pi \int_0^\infty \frac{R dR}{1 + \frac{\sigma}{2W_1 W_2}}.$$

Dans le cas d'un échange « permis »,

$$W_{12} = \frac{\mu_1 \mu_2}{R^3},$$

μ_1 et μ_2 étant les moments des dipôles correspondants aux états des deux atomes, et on obtient :

$$q = 0,960 \pi \left(\frac{\mu_1 \mu_2}{\sigma} \right)^{\frac{2}{3}}$$

qui montre comment la probabilité de l'échange varie avec σ .

Dans le cas d'un atome hydrogénoidé de rayon a_0 ,

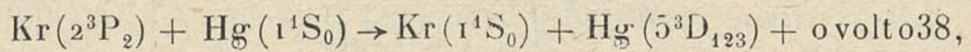
$$\mu_1 = \mu_2 = \frac{1}{2} e a_0,$$

$$q = 0,38 \left(\frac{e^2}{a_0 \sigma} \right)^{\frac{2}{3}} \pi a_0^2.$$

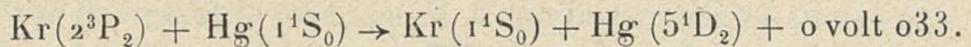
Si σ est de l'ordre de grandeur d'une différence de niveau de l'atome $\left(\frac{e^2}{a_0}\right)$, c'est-à-dire de quelques volts, la section efficace est de l'ordre de la section πa_0^2 . Mais si σ diminue, la

section augmente et elle est plus de 20 fois la section normale lorsque σ est de l'ordre des centièmes de volts.

Règles de sélection pour les transferts d'énergie. — Wigner (97) a montré que dans le choc électron-atome ou atome-atome, le spin total du système se conservait. Strictement, ce résultat n'est valable que dans les cas où l'interaction du moment azimutal et du spin est négligeable, c'est-à-dire pour les éléments légers. Il semble pourtant jouer un rôle même pour certains éléments lourds, comme le krypton et le mercure. Beutler et Eisenschimmel (98) ont trouvé que l'échange :



a lieu 30 fois plus fréquemment que :



Dans les deux cas la résonance est identique, mais dans le premier cas le spin total se conserve.

Il est vrai qu'on a dû, pour interpréter certains résultats expérimentaux, admettre des échanges contraires à la loi de Wigner, dans plusieurs cas où le moment magnétique des trajectoires électroniques n'était pas négligeable. Mais il n'est pas certain que les états d'excitation observés ne provenaient pas de niveaux plus élevés (excitation « en cascade »). Il est impossible, encore maintenant, de délimiter la validité de cette loi de Wigner.

Récemment, une étude de la fluorescence sensibilisée de l'étain par le mercure excité a suggéré à Winans (100) l'hypothèse d'une règle de sélection pour les j . La raie 3034 (${}^3P_0^0 \rightarrow {}^3P_1^0$) est beaucoup plus intense que 3009 (${}^3P_1^0 \rightarrow {}^3P_1$) et cependant la résonance avec les états 6^3P de Hg est meilleure pour le niveau 3P_1 que pour le niveau ${}^3P_0^0$. Comme Winans impute l'apport d'énergie à 6^3P_0 (Hg) il conclut à la règle de sélection $j = 0 \rightarrow j = 0$.

Mais Winans suppose la répartition des états 6^3P_0 et 6^3P_1 conforme à la loi de Boltzmann avec :

$$\frac{N_0}{N_1} = e^{-\frac{\Delta W}{KT}} \approx 8,7$$

alors que si on tient compte des poids statistiques, on obtient seulement :

$$\frac{N_0}{N_1} = \frac{1}{3} e^{-\frac{\Delta W}{KT}} \approx 2,9.$$

Il semble impossible d'affirmer une règle de sélection des j ; mais il est intéressant de remarquer avec Winans que la fluorescence sensibilisée du plomb présente exactement la même particularité.

Spectres du mercure en présence d'azote ou d'hydrogène.
— L'augmentation d'intensité de la raie 2537 en présence d'azote (p. 57), dans la décharge en haute fréquence, peut s'interpréter par la réaction suivante, proposée par Pool (91) pour expliquer un phénomène analogue de fluorescence sensibilisée :



la notation Σ_j^i indiquant i quanta de vibration et j quanta de rotation.

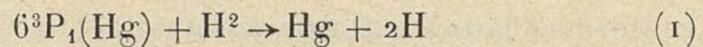
Comme $6^3P_2 - 6^3P_1 = ^1\Sigma_{(0)}^{(2)} - ^1\Sigma_{(0)}^{(0)} = 0$ volts 571, il y a pour cette réaction une résonance exacte et la réaction a une grande probabilité.

L'affaiblissement de 2537 en présence d'hydrogène (p. 58) s'explique de même par la dissociation de l'hydrogène par les atomes Hg' (énergie de dissociation 4 volts 45).

On sait que le mécanisme de la dissociation de H² par le mercure excité (probablement 6^3P_1) (¹) a donné lieu à plusieurs interprétations.

(¹) La raie 4047 n'est pas absorbée dans un mélange H²-Hg.

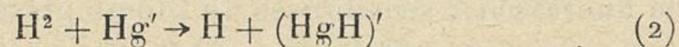
La réaction proposée par Franck :



respecte la loi de Wigner, ainsi que le remarque Beutler, et elle suppose un excès d'énergie de 0 volt 41.

L'excitation de Hg' est transférée à H^2 sous forme d'énergie de vibration : c'est pour éviter cette conclusion que Spöner (¹) préfère suggérer un passage à l'état instable ${}^3\Sigma_u^+$, ce qui ne semble pas acceptable car, conformément au principe de Franck-Condon, ce passage exigerait de 8 à 9 volts.

Enfin Compton et Turner (100), d'après leurs observations des bandes de HgH , concluent à la réaction :

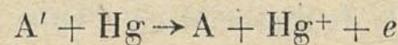


Cette réaction est également conforme à la loi de Wigner puisque $(HgH)'$ correspond à un terme ${}^2\Sigma^+$.

Dans mes spectres, obtenus à pression relativement basse, je n'ai pas rencontré les bandes HgH . Il est possible que chacune des réactions (1 et 2) contribue à la dissociation de H , avec prédominance de l'une ou de l'autre selon les cas.

On remarquera enfin que les niveaux de Hg affaiblis en présence de H^2 (p. 58) sont de nouveau des niveaux de simples, ce qui encore une fois peut être rapporté à la modification de la répartition des vitesses électroniques.

Transferts d'énergie dans le mélange argon-mercure. —
Pour rendre compte de l'effet du mercure sur le spectre de l'argon et sur son potentiel explosif, pour rendre compte aussi de la manière dont cet effet dépend de la pression d'argon, il suffit d'admettre la réaction :



avec $A'({}^3P_1) = 11$ volts 565 et $Hg^+ = 10$ volts 38.

Par cette réaction, la loi de Wigner n'est vérifiée que si

(¹) SPÖNER. *Molekälspektren*. Springer (1936), 390.

l'on ajoute au spin $1/2$ de l'ion le spin $1/2$ de l'électron libéré ; cela revient, en somme, à remplacer l'ensemble $(Hg^+ + e)$ par un état de triplet de grand nombre quantique.

On peut considérer que chacun des ensembles $(A' + Hg)$ et $(A + Hg^+ + e)$ comme des pseudo-molécules dont les courbes de potentiel peuvent se couper ou passer très près l'une de l'autre. La dégénérescence qui apparaît présente une certaine analogie avec des phénomènes comme la prédissociation, l'effet Auger, ou l'auto-ionisation.

A chacune des pseudo-molécules, faisons correspondre un terme, évidemment répulsif⁽¹⁾ (courbes de la figure 29). L'interaction $Hg^+ + A$ doit être considérée comme rapidement croissante à faible distance. Comme elle est située au-dessous de la courbe $Hg + A'$ pour les grandes distances, elle coupe cette dernière pour des valeurs de l'énergie peu différentes de celle qui correspond à l'état A' (énergie d'activation négligeable).

La réaction supposée rendrait compte de l'extinction du spectre de l'argon, si l'on admet que celui-ci est excité surtout à partir de l'état métastable A' (3P_1). Les vitesses électroniques sont d'autre part abaissées en présence d'argon, ce qui exalte les triplets du mercure.

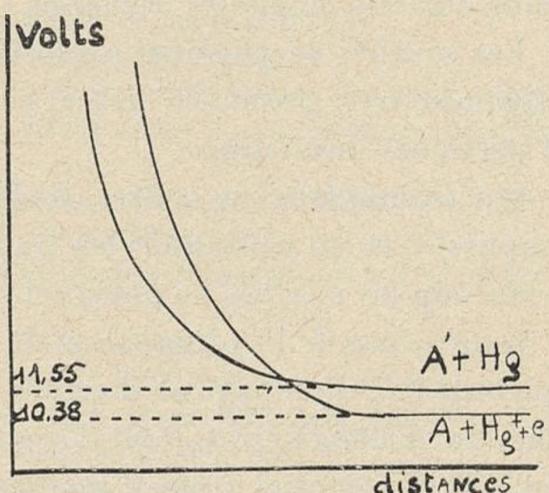


Fig. 29. — Schéma d'une interaction de l'argon métastable et du mercure.

⁽¹⁾ Les bandes $Hg-A$ très voisines de 2537 \AA sont dues à $A + Hg'$ (101). Voir la discussion de Kuhn et Oldeberg pour l'intersection des courbes $Hg' + A$ et $Hg + A$. Considérations analogues de Weizel et Beck (103) pour expliquer l'ionisation par le contact d'atomes excités.

Aucun spectre continu n'indique une recombinaison. Les ions Hg^+ formés peuvent d'ailleurs disparaître par recombinaison aux parois, par réexcitation d'argon ou encore par choc triple (p. 62), le spectre du mercure correspondant à une excitation des atomes normaux ou métastables.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

Cette étude de la décharge en haute fréquence avec électrodes extérieures conduit en résumé aux résultats suivants :

1^o Sauf dans le cas de l'hydrogène, où le mécanisme de la décharge dépend de la fréquence, les courbes de potentiel explosif ne diffèrent pas en principe des courbes obtenues dans d'autres modes de décharge.

Les courbes de potentiel explosif de H^2 , N^2 , A ont pu être obtenues avec précision, grâce en particulier à l'absence d'électrodes intérieures.

2^o Comme dans les autres modes de décharge, certaines impuretés et en particulier les traces de mercure modifient beaucoup les courbes de potentiel explosif.

Dans le cas de l'hydrogène et de l'azote l'influence d'une quantité fixe de vapeur de mercure diminue lorsque la pression du mélange croît. Pour l'argon, au contraire, la diminution du potentiel explosif croît avec la pression.

3^o Le potentiel explosif est modifié par l'éclairage du tube à décharge, d'autant plus que la pression est plus basse. Ce phénomène, obtenu en l'absence d'électrodes intérieures, semble montrer le rôle de la paroi dans le mécanisme de la décharge et présenter un lien avec les luminescences de ces parois.

4^o L'aspect spectrographique de la décharge en haute fréquence a été comparé à celui d'autres modes de décharge (décharge « en anneau », arc, bombardement électronique).

En présence de vapeur de mercure, les spectres des gaz

étudiés subissent des variations très comparables à celles de leur potentiel explosif.

5^o L'ensemble des résultats peut s'interpréter, en faisant intervenir notamment la distribution des vitesses électroniques et la forme des fonctions d'excitation, les oscillations électroniques, et un transfert d'excitation entre les atomes excités d'argon et les atomes normaux de mercure.

(*Travail effectué à la Faculté des Sciences de Nancy et au Laboratoire des Recherches physiques de la Sorbonne*).

RÉFÉRENCES

1. ROGOWSKI. — *Arch. f. Electrot.*, **16** (1926), 496.
2. ROGOWSKI. — *Zeit. f. Physik*, **100** (1936), 1.
3. R. SEELIGER. — *Physik der Gasentladungen* (Leipzig, 1934).
4. ENGEL et STEENBECK. — *Elektrische Gasentladungen* (Berlin, 1922).
5. DARROW. — *Electrical phenomena in gases* (Baltimore, 1932).
6. J. J. THOMSON. — *Phil. Mag.*, **48** (1924), 1.
7. TOWNSEND. — Article d'ensemble *Handbuch der Radiologie*, 1^{er} vol.
8. J. TAYLOR. — *Dissert. Utrecht*, (1927).
9. E. DUBOIS. — *Ann. de Phys.*, **20** (1923), 113.
10. HOLST et OOSTERHUIS. — *Phil. Mag.*, **46** (1923), 1117.
11. H. BECK. — *Zeit. d. Phys.*, **97** (1935), 355.
12. DAVIS. — *Phys. Rev.*, **20** (1905), 129.
13. F. ESCLANGON. — *Thèse, Paris* (1933).
14. L. et E. BLOCH. — *Journ. de Phys.*, **4** (1923), 133.
15. M. L. BRAUN. — *Phys. Rev.*, **36** (1930), 1195.
16. H. SMYTH, W. A. LYNCH et N. HILBERRY. — *Phys. Rev.*, **37** (1931), 1091.
17. H. EBERT et WIEDEMANN. — *Wied. Ann.*, **53** (1894), 144.
18. E. O. HULBURT. — *Phys. Rev.*, **20** (1922), 127.
19. F. KIRCHNER. — *Ann. der Phys.*, **77** (1925), 287.
20. E. HIEDEMANN. — *Ann. der Phys.*, **85** (1928), 649.
21. L. RHODE. — *Ann. de Phys.*, **12** (1932), 569.
22. C. GUTTON, S. K. MITTRA et V. YLOSTALO. — *C. R.*, **176** (1923), 1871 ; C. GUTTON. — *C. R.*, **178** (1924), 467 ; C. GUTTON et H. GUTTON. — *C. R.*, **186** (1928), 303.

23. H. GUTTON. — *Ann. de Phys.*, **13** (1930), 62.
24. BIERNES. — *Wied. Ann.*, **48** (1893), 594.
25. C. GUTTON et G. LAVILLE. — *Ann. des Postes et Télégr.*, **14** (1925), 209.
26. C. GUTTON. — *Journ. de Phys.*, (1923).
27. J. THOMSON. — *Phil. Mag.*, **23** (1937), 1, et références citées.
28. E. W. B. GILL et R. H. DONALDSON. — *Phil. Mag.*, **12** (1931), 719.
29. TIEDE. — *Chem. Ber.*, **49** (1916), 1742.
30. Voir LEPAPE. — Article « Gaz rares ». *Traité de Chimie minérale* sous la direction de P. Pascal.
31. R. ZOUCKERMANN et R. FREYMAN. — *C. R.*, **202** (1936), 2079.
32. R. ZOUCKERMANN et R. FREYMAN. — *Journ. de Phys.*, **8** (1937), 103.
33. KNUDSEN. — *Ann. der Phys.*, **29** (1909), 179.
34. E. BOUTY. — *Ann. de Phys.*, **16** (1921), 5 (exposé d'ensemble) et nombreuses notes aux *C. R.* entre 1900 et 1910.
35. TOWNSEND-HURST. — *Phil. Mag.*, **8** (1904), 738.
36. CARR. — *Phil. Trans. of the Roy. Soc.*, (A), **201** (1903), 403.
37. HURST. — *Phil. Mag.*, **11** (1906), 534.
38. STRUTT. — *Phil. Trans. of the Roy. Soc.*, (A), **193** (1900), 377.
39. M. CURIE et A. LEPAPE. — *Journ. de Phys.*, **9** (1929), 294.
40. GILL et PIDUK. — *Phil. Mag.*, **16** (1908), 280 ; **23**, 837.
41. PASCHEN. — *Wied. Ann.*, **37** (1889), 69.
42. DE LA RUE et MÜLLER. — *Phil. Trans. of the Roy. Soc.*, **171** (1880), 83.
43. WEBB et MESSENGER. — *Phys. Rev.*, **34** (1929), 1463.
44. ECKERT. — *Jahrbuch der Radioaktivität*, **20** (1923), 150.
45. Mme M. CURIE. — *Ann. de Phys. et Ch.*, **321** (1910), 673.
46. LILIENFELD. — *Ann. der Phys.*, **32** (1910), 673.
47. GOLDSTEIN. — *Ber. Deut. Phys. Ges.* (1907), 598.
48. GEHRKE et RIECHENHEIM. — *Ber. der Deut. Phys. Ges.* (1907), 593.
49. WOOD. — *Nature* (8 oct. 1927).
50. WOOD. — *Phys. Rev.*, **35** (1930), 673.
51. HIEDEMANN. — *Ann. der Phys.*, **85** (1928), 649.
52. VOLKRINGER — *Thèse, Paris* (1930).
53. R. ZOUCKERMANN. — *C. R.*, **191** (1930), 776.
54. PETERS et SCHULTER. — *Zeit. f. Elektrochem.*, **10** (1930), 837.
55. BRUNINGHAUS. — *Journ. de Phys.*, **2** (1931), 398.
56. TH. LYMAN. — *I40* (1932), 578.
57. LÉNARD et SAE LAND. — *Ann. der Phys.*, **28** (1909), 476.
58. GöGGEL. — *Phys. Rev.*, **67** (1922), 301.
59. BAYLEY et WOODROW. — *Phil. Mag.*, **6** (1928), 1104.

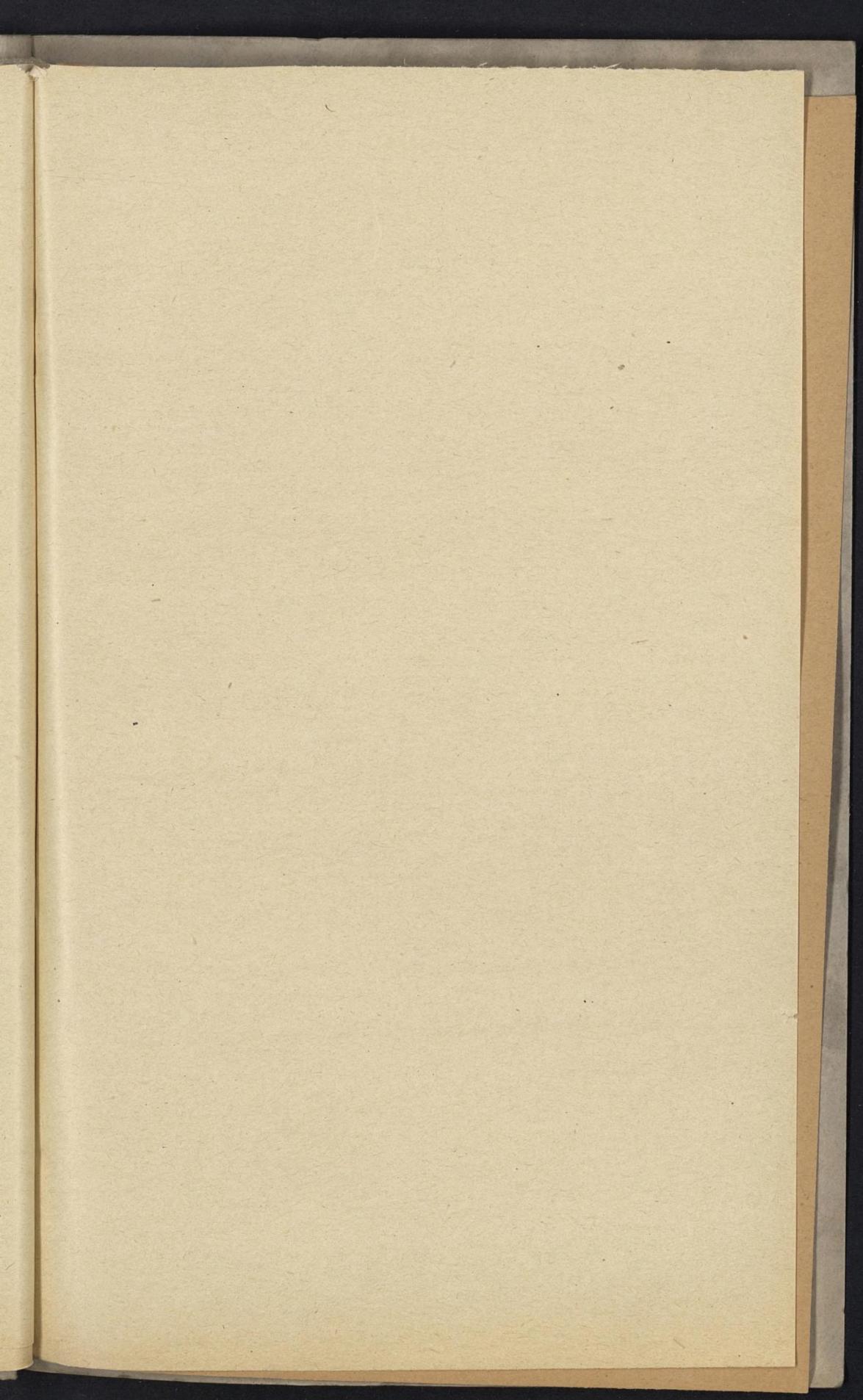
60. P. PRINGSHEIM. — *Fluorescenz und Phosphorescenz*, Springer (1928).
61. PRZIBRAM. — *Zeit. für Phys.*, **41** (1927), 833, article d'ensemble.
62. *Revue d'optique*, **11** (1932), 458.
63. KONEN. — *Das Leuchten der Gase und Dämpfe*, Braunschweig (1913).
64. G. A. HEMSALECH. — *Recherches expérimentales sur les spectres d'étincelles*. Paris, Hermann (1901).
65. JOYE. — *Ann. de Chim. et Phys.*, **21** (1910), 148.
66. Mlle M. HANOT. — *Thèse*, Lille (1927).
67. LAWSON. — *Phil. Mag.*, **26** (1913), 965.
68. CLARKE. — *Nature*, **120** (1927), 727.
69. PONTE. — *Nature*, **121** (1928), 243.
70. FRAINE et MONTGOMERY. — *Phys. Rev.*, **33** (1929), 549.
71. N. B. BHATT. — *Proc. of Ind. Ac. of Sc.*, **1** (1935), 893.
72. R. ZOUCKERMANN. — *C. R.*, **196** (1933), 1478.
73. M. GOLAY. — *Phys. Rev.*, **37** (1930), 821.
74. R. RICARD. — *Thèse*, Lyon (1933).
75. R. F. BACHER et S. GOUDSMIT. — *Atomic Energy States*. Mac Graw Hill Book Cy, New-York, (1932).
76. K. T. COMPTON et I. LANGMUIR. — *Rev. of Mod. Phys.*, **2** (1930), 124.
77. L. BLOCH. — *Conférences-Rapports* (1925). Presses Universitaires.
78. LAPORTE. — *Conférences-Rapports* (1933). Presses Universitaires.
79. DEWEY. — *Phys. Rev.*, **32** (1928), 918.
80. KLEIN et ROSSELAND. — *Zt. f. Phys.*, **4** (1921), 46.
81. PASCHEN. — *Berlin Berichte* (1926).
82. SCHÜLER. — *Zt. f. Phys.*, **37** (1926), 728.
83. BALASSE. — *C. R.*, **184** (1927), 1002.
84. H. W. WEBB et D. SINCLAIR. — *Phys. Rev.*, **37** (1931), 182.
85. MOHLER. — *Phys. Rev.*, Sup. I, **216** (1929).
86. HEYNER. — *Z. Phys.*, **35** (1925), 365.
87. KENTY. — *Phys. Rev.*, **32** (1928), 624.
88. W. SCHAFFERNICHT. — *Zs. f. Phys.*, **62** (1930), 106.
89. W. G. PENNEY. — *Phys. Rev.*, **39** (1932), 467.
90. K. T. COMPTON. — *Phys. Rev.*, **37** (1931), 1077.
91. M. L. POOL. — *Phys. Rev.*, **38** (1931), 955.
92. PENNING. — *Phil. Mag.*, **11** (1931), 961, et la littérature citée dans ce mémoire.
93. MOTT et MASSEY. — *Theorie of atomic collisions*. Oxford 1933.
94. R. ZOUCKERMANN. — *C. R.*, **206** (1938), 331.
95. KALLMANN et LONDON. — *Z. phys. Chem.*, **2 B** (1929), 207 et *London. Zeit. f. Phys.*, **74** (1932), 143.

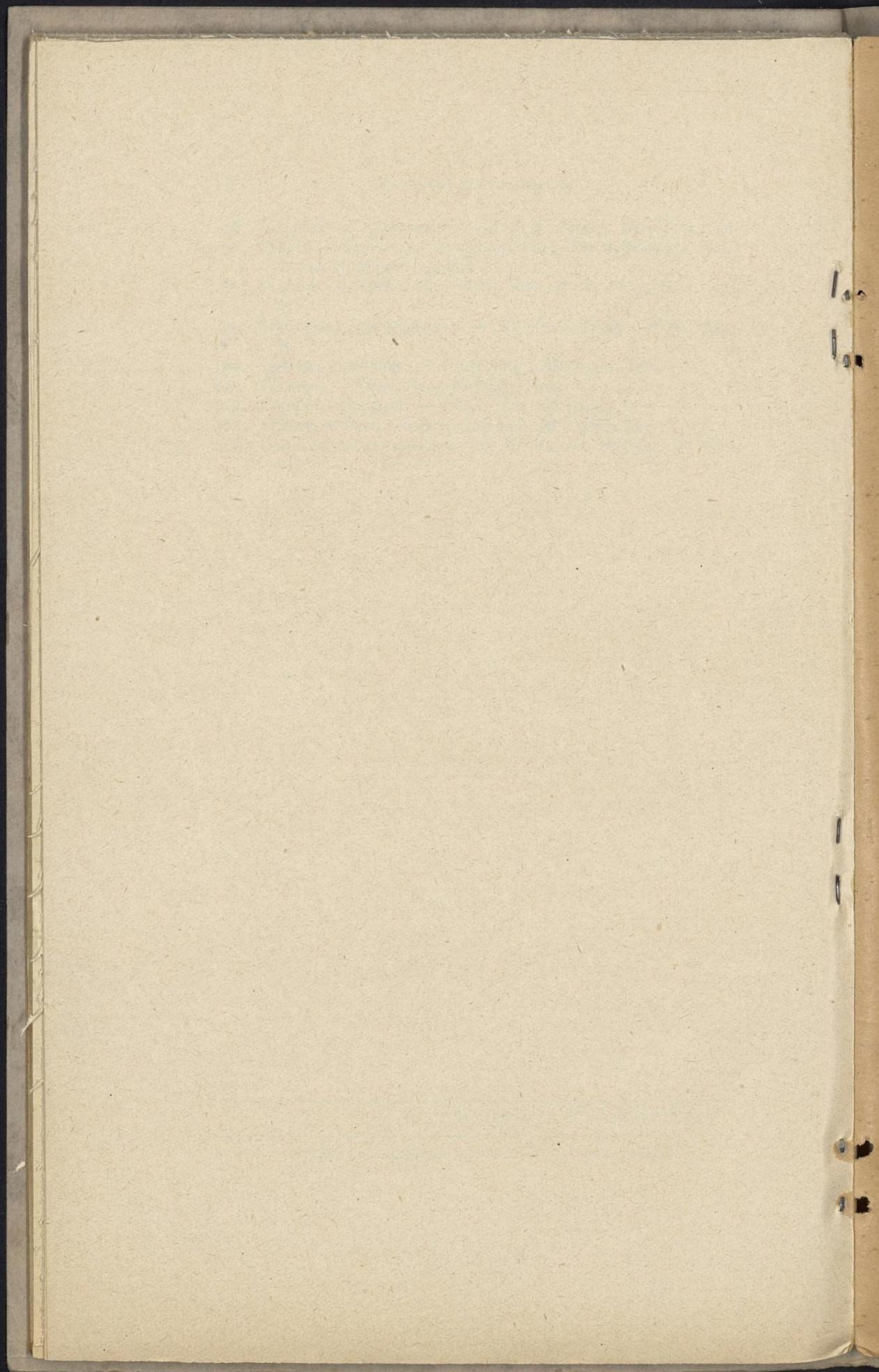
96. LEIPUNSKY et LATYSCHEFF. — *Zeit. f. Phys.*, **65** (1930), 111.
97. FRANCK et JORDAN. — *Anregung von Quantensprüngen durch Stöße*. Springer (1926).^{*}
98. WIGNER. — *Nachr. Ges. Wiss. Gött. Math. Phys. K.* (1927), 375.
99. BEUTLER et EISENSCHIMMEL. — *Z. Phys. Chem.*, **10 B** (1929), 89.
100. COMPTON et TURNER. — *Phil. Mag.*, **48** (1924), 360.
101. WINANS. — *Phys. Rev.*, **52** (1937), 930.
102. KUHN et OLDENBERG. — *Phys. Rev.*, **41** (1932), 72.
103. WEIZEL et BECK. — *Zeit. f. phys.*, **76** (1932), 250.
104. COMPTON et LANGMUIR. — *Rev. of Modern Physics*, **2** (1930), 124.

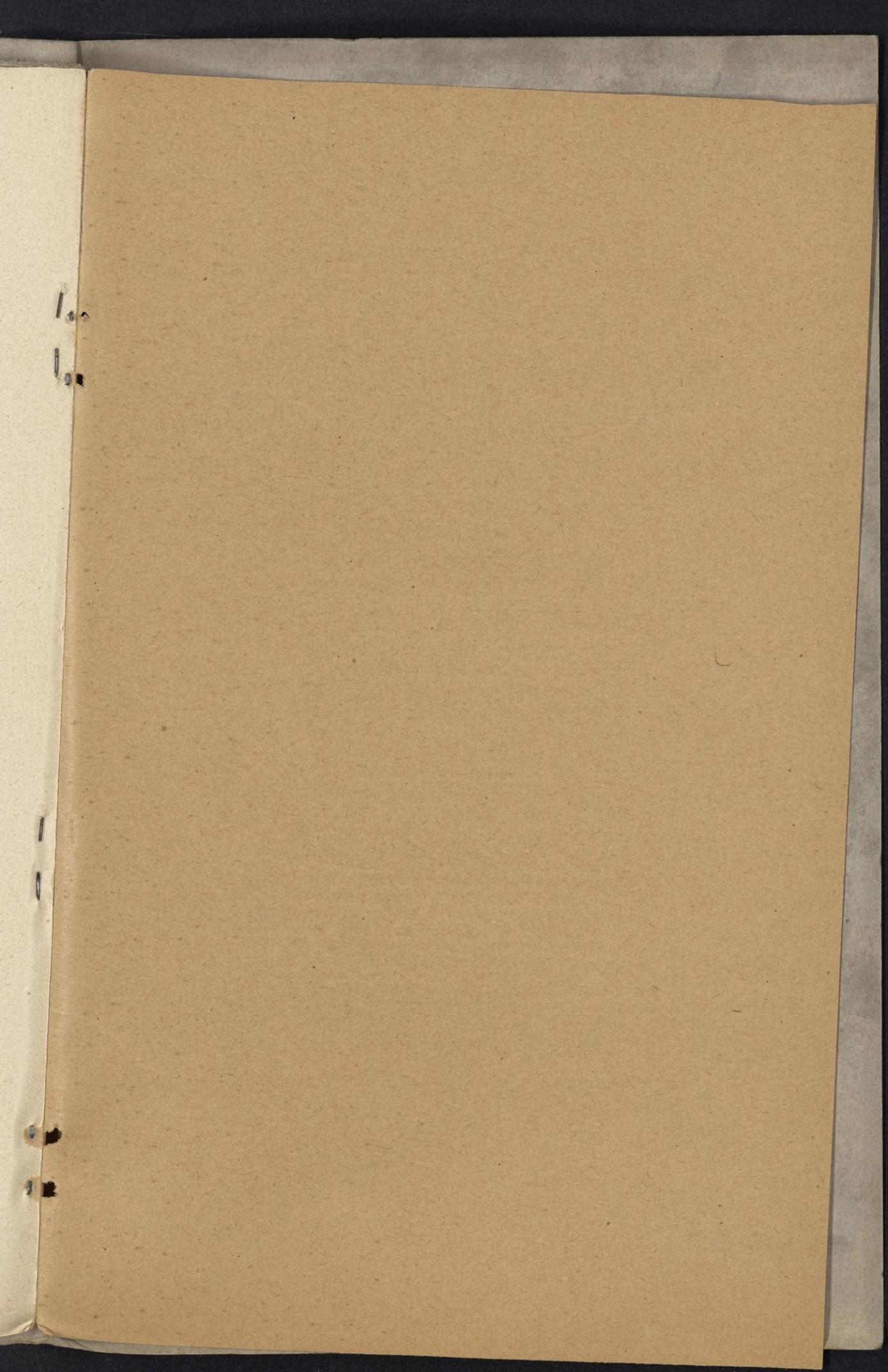
Le Gérant : F. AMIRault.

IMPRIMÉ PAR BARNÉOUD FRÈRES ET Cie A LAVAL (FRANCE)









Annales de Physique

Publiées par MM.

MARCEL BRILLOUIN, JEAN PERRIN

AIMÉ COTTON

CONDITIONS DE PUBLICATION

Depuis le 1^{er} Janvier 1914 les *Annales de Physique et de Chimie* sont scindées en deux publications mensuelles distinctes, les *Annales de Physique* et les *Annales de Chimie*.

= ABOUNNEMENT ANNUEL =

France et Colonies 150 fr. (10 numéros)

Étranger \$ 4,70

Les prix pour l'Etranger sont établis en dollars.

*Les règlements seront faits en dollars
(ou en toutes autres monnaies étrangères au cours du dollar
lors du règlement).*

MASSON & Cie, ÉDITEURS — 120, Bd ST-GERMAIN, PARIS (6^e)

Published in France

