

SÉRIE A, N° 2315

N° D'ORDRE :

3187

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN BROCHARD

1^{re} THÈSE. — ÉTUDES SUR LES RAIES INTERDITES ET SUR LE CHAMP
INTERIONIQUE DANS LES TUBES A DÉCHARGE.

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

Soutenues le 28 novembre 1949 devant la Commission d'examen.

MM. COTTON..... *Président.*

CABANNES.....

CROZE.....

JACQUINOT.....

} *Examinateurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1950

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... M. A. CHATELET.

PROFESSEURS

G. JULIA.....	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	WYART.....	T Minéralogie.
A. DENJOY.....	T Théorie des fonctions.	TEISSIER.....	T Zoologie.
L. LUTAUD.....	T Géographie physique et Géologie dynamique.	MANGENOT.....	T Biologie végétale.
E. DARMOIS.....	T Enseignement de Physique.	P. AUGER.....	T Physique quantique et relativité.
Robert LÉVY.....	T Physiologie comparée.	MONNIER.....	Physiologie générale.
Henri VILLAT.....	T Mécanique des fluides et applications.	PIVETEAU.....	T Géologie.
Ch. JACOB.....	T Géologie.	ROCARD.....	T Physique.
P. PASCAL.....	T Chimie générale.	H. CARTAN.....	T Mathématiques générales.
Mme RANART-LUCAS.....	T Chimie organique.	SCHAEFFER.....	T Physiologie des fonctions.
FOCH.....	T Mécanique physique et expérimentale.	LAFFITTE.....	T Chimie (P. C. B.).
PAUTHENIER.....	T Electrotechnique générale.	FAVARD.....	Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
DE BROGLIE.....	T Théories physiques.	COULOMB.....	T Physique du Globe.
JOB.....	T Chimie générale.	M ^{lle} COUSIN.....	T Biologie animale (P.C.B.).
PRENANT.....	T Anatomie et Histologie comparées.	A. CHRÉTIEN.....	Chimie (P. C. B.).
COMBES.....	T Physiologie végétale.	P. DRACH.....	Zoologie.
GARNIER.....	T Géométrie supérieure.	KASTLER.....	Physique.
PÈRES.....	T Mécanique rationnelle.	CHATELET.....	T Arithmétique et théorie des nombres.
HACKSPILL.....	T Chimie-minérale.	EPHRUSSI.....	T Génétique.
LAUGIER.....	T Physiologie générale.	WURNER.....	T Biologie physico-chimique.
TOUSSAINT.....	T Technique aéronautique.	BAUER.....	T Chimie-physique.
M. CURIE.....	T Physique (P. C. B.).	RIVIÈRE.....	Géologie (P. C. B.).
G. RIBAUD.....	T Hautes températures.	GAUTHERET.....	Biologie Végétale (P.C.B.)
CHAZY.....	T Mécanique analytique et Mécanique céleste.	LUCAS.....	Physique.
GRÖZE.....	T Physique théorique et Physique céleste.	A. THOMAS.....	Evolution des êtres organisés.
DUPONT.....	T Théories chimiques.	ARNULF.....	Optique appliquée.
VALIRON.....	T Calcul différentiel et calcul intégral.	MAX MORAND.....	Physique.
BARRABÉ.....	T Géologie structurale et géologie appliquée.	SOLEILLET.....	Physique.
VAVON.....	T Analyse et mesures chimiques.	FORTIER.....	T Mécanique expérimentale des fluides.
G. DARMOIS.....	T Calcul des probabilités et Physique mathématique.	DANJON.....	T Astronomie.
Jacques BOURCART.....	Géographie physique et Géologie dynamique.	FROMAGEOT.....	Chimie Biologique.
AUBEL.....	T Chimie biologique.	LAPORTE.....	Physique générale et Radioactivité.
M ^{lle} JOLIOT-CURIE.....	T Physique générale et Radio-activité.	JANET.....	Mathématiques générales.
PLANTEFOL.....	T Botanique.	PETIT.....	T Biologie maritime.
CAMANNES.....	T Recherches physiques.	QUENEY.....	T Météorologie et dynamique atmosphérique.
GRASSÉ.....	T Evolution des êtres organisés.	GALLIEN.....	Biologie animale (P.C.B.).
PRÉVOST.....	T Chimie organique.	EICHORN.....	Biologie végétale (P. C. B.).
BOULIGAND.....	T Application de l'analyse à la géométrie.	DE CUGNAC.....	Biologie végétale (P.C.B.).
CHAUDRON.....	T Chimie appliquée.	LAVAL.....	Physique (P.C.B.).
		M ^{lle} GAUCHOIS.....	Chimie-Physique.
		THELLIER.....	Physique du Globe.
		AUDUBERT.....	Electrochimie.
		L'HÉRITIER.....	Génétique.
		GRIVET.....	T Radioélectricité.
		PONCIN.....	Mécanique des fluides.
		THIRY.....	T Mécanique appliquée.
		DUBREIL.....	Mathématiques générales.
		QUELET.....	Chimie (P. C. B.).

Secrétaire..... CH. MONIER

A MES MAITRES

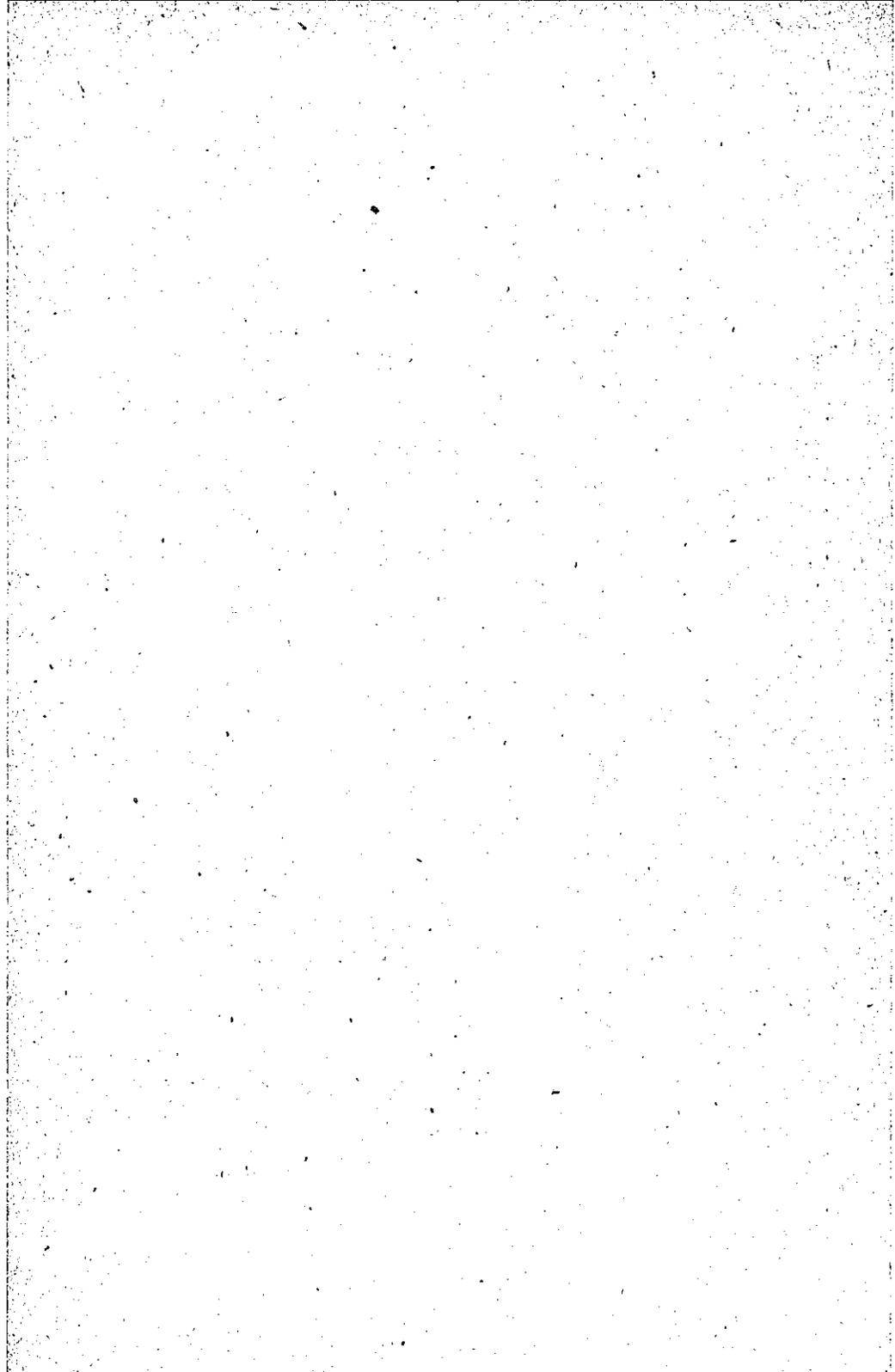
A MONSIEUR A. COTTON

Membre de l'Institut

Hommage de respectueuse gratitude

A MONSIEUR P. JACQUINOT

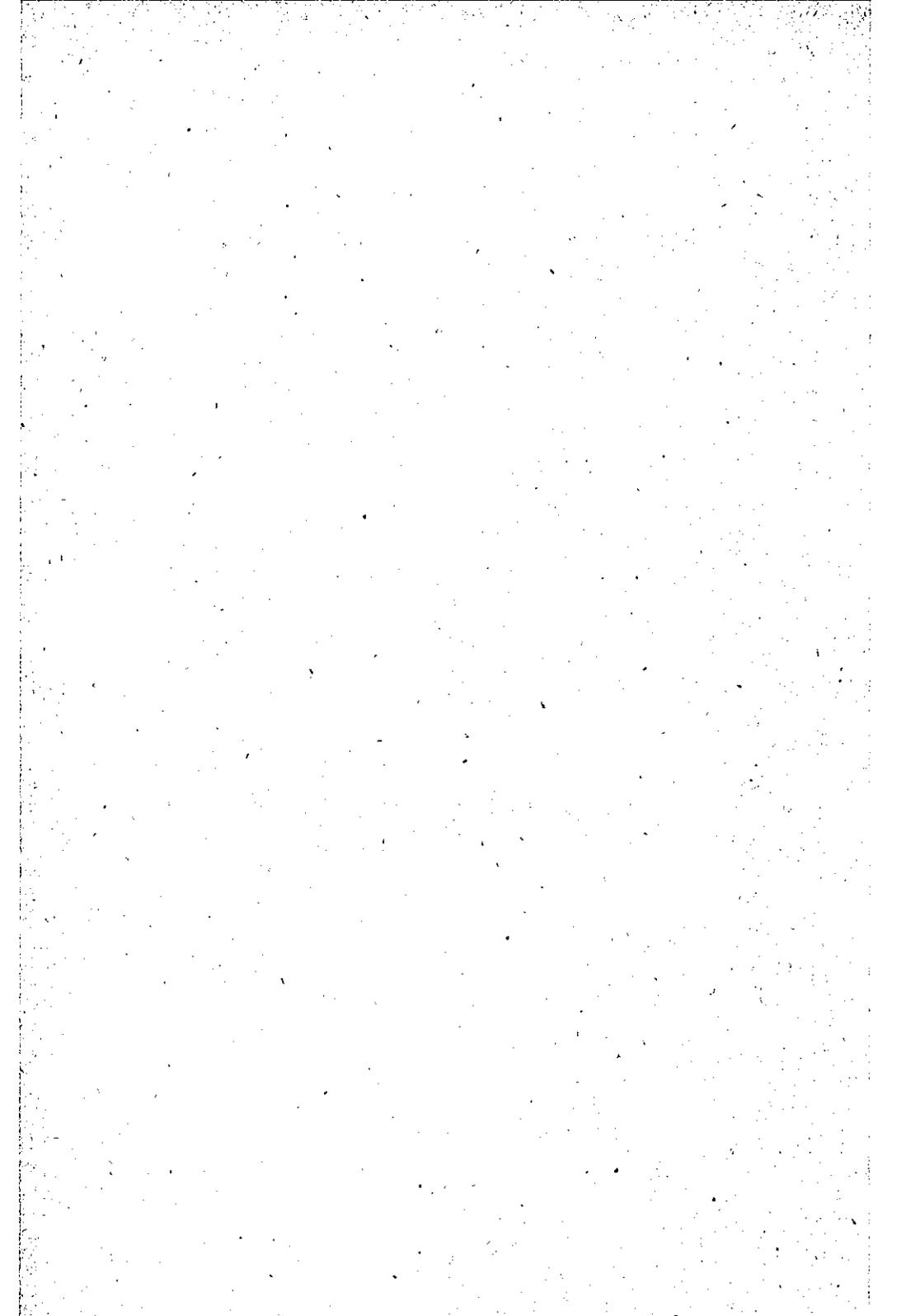
Hommage d'amicale reconnaissance



A TOUS CEUX QUI ME SONT CHERS

A MES PARENTS

A MA FEMME



ÉTUDES SUR LES RAIES INTERDITES ET SUR LE CHAMP INTERIONIQUE DANS LES TUBES A DÉCHARGES

Par M. JEAN BROCHARD

Ancien élève de l'E. N. S., Agrégé de Physique,
Attaché de Recherches au C. N. R. S.

SOMMAIRE. — Ce travail fait suite à la mise en évidence, par P. Jacquiot, de raies interdites faibles dans le spectre de l'hélium et à l'étude de ces raies interdites, particulièrement de leur effet Zeeman, dans le cas de décharges en haute fréquence.

¹⁰ L'étude de ces raies faibles, généralement voisines de raies intenses a été rendue possible grâce à l'emploi du spectrographe à prisme liquide de A. Couder.

Les méthodes employées pour la photométrie photographique, et surtout photoélectrique, sont étudiées pour permettre la comparaison de sources différentes, et la comparaison des intensités émises par un tube vu en bout et en travers.

La faible intensité des raies étudiées, et le caractère « forcé » de la plupart d'entre elles, rend nécessaire l'emploi de sources intenses et auto-absorbantes. Un tube de 2 m. de long, de 7 mm. de diamètre, donnant un spectre très pur grâce à un refroidissement énergique de toutes ses parties, y compris les électrodes, permet les études en l'absence de champ magnétique. Il fonctionne en courant continu (intensité de 0,01 à 2 ampères, tension aux bornes : 2 500 à 4 000 volts). Le montage optique permet plusieurs types de visées. Un autre tube de 7 mm. de diamètre, pouvant supporter 1,5 ampère en courant continu, permet les études d'effet Zeeman avec décharge parallèle au champ magnétique ; il est logé dans les noyaux polaires du grand électro-aimant. Pour les études d'effet Zeeman, des tubes alimentés en haute fréquence ont en outre été utilisés. Tous ces tubes sont en silice fondue et refroidis à l'eau.

Le champ magnétique est en général produit par le grand Electro-Aimant de Bellevue, mais, pour une mesure d'effet Zeeman longitudinal, une bobine spéciale a été utilisée.

²⁰ La plupart des raies interdites de l'hélium sont forcées par le champ interionique. Des considérations simples montrent que, sous certaines conditions, il y a proportionnalité entre la densité de particules chargées et le rapport de l'intensité d'une raie interdite à celle de la raie permise voisine. Les coefficients de proportionnalité sont calculés pour les transitions $4^1F \rightarrow 2^1P$ et $4^1P \rightarrow 2^1P$; et les intensités relatives mesurées dans des conditions variées de densité de courant et de pression ; on trouve ainsi des densités de particules chargées variant entre $6 \cdot 10^{11}$ et $2 \cdot 10^{12}$. De ces densités on déduit des valeurs approximatives des vitesses moyennes de progression des électrons dans la direction du champ. Les valeurs obtenues ainsi sont, pour la plupart, beaucoup plus grandes (le rapport peut

atteindre 3,5) que celles données par Townsend et Bailey pour les mêmes valeurs de la variable X/p (quotient du champ de la colonne positive par la pression), seule variable dont elles dépendent dans leurs expériences faites à des pressions beaucoup plus fortes (> 240 mm.). L'intervention des chocs de seconde espèce permet d'expliquer cet écart, qui est d'autant plus important que ceux-ci sont plus nombreux.

3° Dans la figure Zeeman d'une raie forcée par le champ électrique, on peut distinguer des composantes dues à la projection $\vec{F}_{//}$ du champ électrique sur le champ magnétique et des composantes dues à la projection \vec{F}_{\perp} sur le plan perpendiculaire. Il a été montré précédemment que, seules, ces dernières sont observables dans le cas de décharges en haute fréquence. Dans le cas d'une décharge continue parallèle au champ magnétique, toutes les composantes sont observables. Les rapports d'intensité entre les composantes du second type et celles du premier sont cependant d'environ 30 o/o supérieurs à leurs valeurs théoriques, obtenues en supposant le champ interionique isotrope. Une différence de l'ordre de 1/10 000 entre les densités locales des ions et des électrons suffit à expliquer ce résultat.

4° Dans le cas du spectre de l'hydrogène, le champ interionique ne provoque de transitions interdites observables qu'en présence d'un champ magnétique. Au triplet normal de l'effet Paschen-Back, viennent s'adjoindre des composantes interdites ($\Delta m = 0, \pm 2$ en σ ; $\Delta m = \pm 1$ en π) dont les intensités ne dépendent que de la composante \vec{F}_{\perp} du champ interionique.

Si on suppose que F_{\perp} reste petit, les intensités de ces raies sont proportionnelles à F_{\perp}^2 , comme l'avait déjà montré Bohr; les coefficients de proportionnalité sont calculés dans cette hypothèse. Les transitions interdites avaient déjà été observées par Paschen dans le cas de décharges perpendiculaires au champ magnétique, le champ électrique étant alors surtout dû aux charges des parois. En utilisant une décharge parallèle au champ magnétique, Croze, au contraire, n'observait pas les composantes interdites et, pour les observer dans des conditions expérimentales analogues, il a été nécessaire d'employer un « tube poussé ».

Les intensités relatives des composantes interdites sont mesurées sur les enregistrements à la cellule photoélectrique; pour chacune d'elles on peut calculer un champ équivalent moyen, moyenne quadratique d'un champ réparti au hasard en direction, mais ne pouvant atteindre des valeurs pour lesquelles la proportionnalité au carré du champ n'est plus admissible, et qui, théoriquement, conduirait à l'intensité observée. Les valeurs des champs équivalents sont du même ordre de grandeur pour les différentes composantes de H_{β} et H_{γ} ; par exemple, pour certaines conditions expérimentales (39 000 gauss, 0,18 mm. de Hg; 1,5 ampère) elles varient entre 500 et 610 volts/cm. Les faibles écarts observés, dont l'ordre de grandeur peut être prévu, proviennent de ce que, dans le cas d'une répartition de Holtzmark, le champ équivalent n'est pas lié uniquement au champ interionique (comme ce serait le cas dans une répartition où le champ serait toujours faible), mais dépend un peu de la transition considérée.

La composante $E_{//}$ du champ interionique provoque un élargissement des raies permises.

Une évaluation assez grossière de la densité de particules chargées basée à la fois sur les mesures des intensités et sur celles des largeurs donne pour les conditions expérimentales ci-dessus $N = 2 \cdot 10^{13}$.

5° A côté de raies interdites forcées, le spectre de l'hélium comprend des raies d'intercombinaison qui, étant faibles et voisines de raies intenses, sont justiciables des mêmes méthodes expérimentales. Les probabilités de ces transitions sont constantes et constituent donc des données de base pour leur étude théorique. Seule, la probabilité de transition de la raie $3^1D \rightarrow 2^3P_{1,2}$ rapportée à celle de la raie $3^1D \rightarrow 2^1P$ a pu être mesurée (rapport $R = 3 \cdot 10^{-4}$).

Pour profiter de l'autoabsorption de la raie intense voisine et pour avoir une intensité suffisante, on utilise une visée « en bout » pour mesurer l'intensité de la raie interdite ; par contre, pour n'avoir pas à mesurer son autoabsorption, on utilise une visée « en travers » pour la raie permise et on montre qu'elle n'est plus autoabsorbée en travers quand le courant dans le tube est inférieur à 0,1 ampère, le rapport « bout-travers » étant déterminé à l'aide d'une raie observable sans autoabsorption en bout et en travers.

L'effet Zeeman de la raie $3^1D \rightarrow 2^3P_{1,2}$ étudié dans le but de connaître la nature de la transition, a conduit à un résultat inattendu ; les observations longitudinales et transversales ne semblent compatibles qu'en admettant un rayonnement quadrupolaire, mais ceci est inadmissible théoriquement, car la règle rigoureuse des parités (inverse de la règle usuelle de Laporte) serait violée.

INTRODUCTION

Les généralités sur les raies interdites sont exposées dans tous les traités de spectroscopie, ainsi que dans de nombreux articles de revues. En particulier, un article de Mrozowsky (1) donne une excellente vue d'ensemble du problème et une importante bibliographie. Il suffit donc de rappeler ici que les raies interdites sont des raies spectrales qui n'obéissent pas aux règles de sélection usuelles, auxquelles obéissent, au contraire, la plupart des raies spectrales (raies permises) ; et qu'il existe plusieurs types de raies interdites.

Groupe I. — Raies dipolaires magnétiques et raies multipolaires : ces modes de rayonnement, qui correspondent toujours à des probabilités de transition très faibles, obéissent à des règles de sélection particulières différentes des règles de sélection usuelles relatives au rayonnement dipolaire. Les raies aurorales et nébulaires, certaines raies des alcalins et du plomb appartiennent à ce groupe (1).

Groupe II. — Raies violant des règles de sélection approximatives,

(1) Voir par exemple à ce sujet RUBINOWICZ, *Journal de Physique*, 1949 [8], 40, 33 D à 44 D.

établies en négligeant certaines interactions et en schématisant les couplages. Les raies d'intercombinaison par exemple appartiennent à ce type.

Groupe III. — Raies dues à l'action d'un champ extérieur, champ électrique ou magnétique, qui modifie les règles de sélection.

La plupart des raies étudiées dans cet article appartiennent au troisième groupe et sont dues au champ interionique, champ électrique des ions et des électrons présents dans la décharge. Seul le dernier chapitre est relatif à des raies d'intercombinaison.

La découverte en 1939 par P. Jacquino (2) de raies interdites, faibles et voisines de raies intenses, dans le spectre de l'hélium, est à l'origine des travaux exposés ci-dessous. Une étude de ces raies interdites faite en collaboration avec P. Jacquino (3) a permis de montrer : d'une part, que la plupart de ces raies étaient forcées par le champ interionique ; d'autre part, que ce champ interionique possédait, dans le cas de tubes alimentés en haute fréquence et soumis au champ magnétique, une structure particulière, incompatible avec une répartition au hasard des charges (répartition de Holtsmark) ; ce dernier résultat est déduit de l'examen des figures de décomposition magnétique (effet Zeeman transversal et longitudinal), qui ne peuvent s'interpréter qu'en supposant que le champ électrique est pratiquement normal au champ magnétique.

Il convenait encore de préciser les relations entre les raies interdites et les caractéristiques de la décharge, et de voir si l'hypothèse d'une répartition de Holtsmark était acceptable dans le cas simple d'une décharge continue (chapitre II).

Il y avait également lieu de chercher si « l'anisotropie » du champ interionique, observée en haute fréquence, persistait dans le cas d'une décharge continue parallèle au champ magnétique (chapitre III) : l'étude faite par Segré et Bakker de l'effet Zeeman d'une raie forcée du mercure permettait, en effet, d'en douter.

Il existe naturellement de nombreuses raies interdites observables autres que celles du spectre de l'hélium ; mais le choix de ce spectre pour l'étude du champ interionique a été guidé par le nombre des transitions interdites très sensibles au champ électrique, et situées dans le spectre visible (domaine d'utilisation du grand spectrographe à prisme liquide de Bellevue). L'étude d'autres transitions interdites serait un peu une redite, sauf pour celles du spectre de l'hydrogène qui mérite une mention particulière. La structure fine des raies de l'hydrogène est, en effet, si serrée qu'on ne peut songer à observer les raies forcées qui se trouvent pratiquement confondues avec les raies permises. En présence d'un champ magnétique, qui décompose les niveaux, il en va tout autrement ; et le champ interionique doit provoquer l'apparition de raies interdites, qui se présentent alors comme des composantes interdites dans l'effet Paschen-Back. Paschen,

en 1912, a effectivement observé des composantes interdites, mais avec des tubes à décharge perpendiculaires au champ magnétique où le champ électrique était surtout dû à des charges de parois. Bohr a montré, en 1917, qu'un tel champ, perpendiculaire au champ magnétique, devait « forcer » les raies interdites, avec des intensités proportionnelles au carré de son module.

En utilisant une décharge parallèle au champ magnétique, Croze, en 1912, n'a pas observé les composantes interdites et a pu ainsi, le premier, montrer que les raies de l'hydrogène subissaient un effet Paschen-Back normal.

Avec ce dernier type de décharge, les charges de parois doivent être faibles (parce qu'il n'y a pas d'effet de soufflage), et la symétrie du tube fait qu'elles ne peuvent provoquer de champ électrique.

Les composantes du champ interionique perpendiculaires au champ magnétique doivent cependant forcer les raies interdites, tandis que la composante parallèle au champ magnétique doit se manifester par un élargissement des raies. J'ai donc cherché à rendre ces deux phénomènes observables et à comparer les résultats expérimentaux à ceux de calculs théoriques basés sur certaines hypothèses simplificatrices nécessitées par la complexité du problème (chapitre IV).

Il a déjà été signalé qu'en plus des raies forcées par le champ électrique le spectre de l'hélium contient des raies interdites qui, du point de vue de la théorie de l'atome, présentent certainement un intérêt bien supérieur; il y avait donc lieu de chercher à obtenir certains résultats expérimentaux, relatifs aux probabilités de transition et à l'effet Zeeman, qui puissent, pour la théorie, constituer des données de base (chapitre V).

Cette étude de raies faibles, et, le plus souvent voisines de raies intenses, n'aurait pu être entreprise sans l'existence au laboratoire du grand spectrographe à prisme liquide de A. Couder, et, pour les études d'effet Zeeman, du grand électro-aimant de l'Académie des Sciences; mais il fallait, en outre, mettre au point des sources intenses et des dispositifs d'enregistrement et de photométrie appropriés aux mesures entreprises (chapitre 1^{er}).

CHAPITRE PREMIER

Dispositifs expérimentaux.

A. — Les raies interdites que j'ai étudiées ont des intensités beaucoup plus faibles que celles des raies principales du même spectre. La plupart d'entre elles sont, en outre, voisines d'une raie intense, qui rend difficile leur observation.

Il y a donc lieu d'utiliser un spectrographe qui soit à la fois lumineux et doué d'un pouvoir séparateur élevé; en ce qui concerne le pouvoir séparateur il s'agit non seulement du pouvoir séparateur central pour des raies d'égales intensités, mais, surtout du pouvoir séparateur pour des raies d'intensités très différentes.

Il y a lieu également de chercher à augmenter la brillance générale des sources utilisées, ainsi que l'intensité relative des raies interdites dans leur spectre.

Pour augmenter la brillance des sources on peut : soit augmenter l'épaisseur de la couche rayonnante, soit augmenter la brillance par unité de volume, c'est-à-dire le coefficient d'émission.

Pour augmenter l'épaisseur de la couche rayonnante, on utilise tout naturellement des tubes longs vus en bout. Ce procédé donne, en outre, un renforcement relatif des raies faibles par autoabsorption (4). On sait, en effet, que toute raie spectrale est absorbée par la source même qui l'émet. Emission et absorption sont caractérisées par trois coefficients. Le coefficient d'émission e est donné par la formule :

$$d\varphi = edz dS dw$$

où $d\varphi$ est le flux émis en l'absence de rayonnement incident, dans la direction oz et dans l'angle solide dw , par une couche d'épaisseur infiniment petite dz et de surface dS .

Le coefficient d'absorption a' est tel que, si un flux φ de la longueur d'onde considérée, traverse une épaisseur infiniment petite, dz , la portion $\varphi a' dz$ de ce flux est absorbée. Sous l'action du flux φ de lumière incidente, dans une tranche d'épaisseur dz est induit, dans la même direction, un flux de même longueur d'onde, donné par la formule (1) :

$$\varphi' = e' \varphi dz$$

(1) Les quantités e , a' , e' sont données en théorie quantique (5) par les formules :

$$\begin{aligned} e &= (N_A/2j_A + 1) \times (64/3) \times \pi^4 \sigma^4 S(A, B) \\ a' &= (N_B/2j_B + 1) \times (8\pi^3/3h) \times \sigma S(A, B) \\ e' &= (N_A/2j_A + 1) \times (8\pi^3/3h) \times \sigma S(A, B) \end{aligned}$$

avec :

$$S(A, B) = \sum_{a,b} | \langle a | P | b \rangle |^2$$

Dans ces formules, N_A et N_B désignent les nombres d'atomes par unité de volume sur les niveaux, émetteurs A et absorbants B, de poids statistiques $2j_A + 1$ et $2j_B + 1$; σ est le nombre d'onde de la raie émise lors de la transition $A \rightarrow B$; $\langle a | P | b \rangle$ désigne un élément de matrice du vecteur polarisation électrique : a et b étant les sous-niveaux en lesquels se décomposent les niveaux A et B.

où e' est le coefficient d'émission induite. Tout se passe donc comme s'il y avait un coefficient d'absorption :

$$a = a' - e'.$$

Pour une raie monochromatique, dans un tube homogène, l'intensité émise par une tranche d'épaisseur dz et de section unité est, dans la direction du tube :

$$dI = (e - aI)dz$$

I étant l'intensité émise par les tranches antérieures. En intégrant il vient, pour l'ensemble du tube :

$$I = (e/a) \cdot (1 - \exp(-az)).$$

Cette formule classique est valable pour tous les rayons paraxiaux ne rencontrant pas les faces latérales du tube.

Pour une raie faible az reste petit :

$$I \sim ez.$$

Pour une raie forte au contraire, si z est suffisamment grand :

$$I \sim e/a.$$

La raie faible se trouve donc renforcée par rapport à la raie forte, dans le rapport :

$$G = z \cdot a.$$

Pour une raie non monochromatique, dans la bande ν , $\nu + d\nu$, le coefficient d'émission est :

$$e(\nu)d\nu = e_0 f(\nu)d\nu$$

avec :

$$\int f(\nu)d\nu = 1.$$

En admettant la loi de Kirchoff généralisée (6) :

$$a = a_0 f(\nu)$$

et :

$$G = a_0 z / \int (1 - \exp(-a_0 f(\nu)z))d\nu.$$

Le gain est toujours plus faible que pour une raie monochromatique, ayant pour coefficients d'émission et d'absorption e_0 et a_0 et il dépend de la forme de la raie : nous discuterons ailleurs cette question plus en détail.

L'autoabsorption ne procure aucun gain en ce qui concerne le rapport d'intensité entre la raie faible et le fond de même fréquence, provenant principalement de la raie intense voisine. Comme l'a

signalé P. Jacquinot (4) elle procure, au contraire, un gain important en ce qui concerne le fond de fréquence différente, dû à la diffraction, la diffusion et, éventuellement, l'irradiation photographique. Signalons que l'on peut obtenir à l'aide de dispositifs optiques appropriés un gain de même nature (7).

Pour augmenter le coefficient d'émission on utilise des tubes « poussés », c'est-à-dire à forte densité de courant. Le coefficient d'absorption ne croît pas comme le coefficient d'émission et on gagne peu en ce qui concerne l'autoabsorption. Le champ interionique croît avec la densité de courant, et l'intensité relative des raies *forcées*, dont il est responsable, croît; l'emploi de tubes poussés est donc intéressant pour l'étude de raies de ce type. Deux circonstances atténuent cependant le bénéfice procuré par l'exaltation des raies forcées; c'est l'exaltation simultanée du fond, dû à la raie intense voisine, et l'élargissement des raies étudiées.

B. Spectrographe. — J'ai utilisé le spectrographe à prisme liquide de A. Couder (8). Rappelons brièvement les propriétés les plus remarquables de cet instrument, construit sur l'initiative de M. le professeur A. Cotton, installé dans le puits du Laboratoire et muni de divers perfectionnements par P. Jacquinot.

La dispersion est élevée : 0,94 mm. par Å pour 4 500 Å, 0,57 mm. par Å pour 5 000 Å, 0,29 mm. par Å pour 6 000 Å, dans l'emploi normal avec deux traversées du prisme. On peut la doubler, en utilisant quatre traversées du prisme, grâce à un dispositif approprié. Le pouvoir de résolution est sensiblement égal à celui que donne la formule théorique :

$$R = \omega \cdot 10^7 \cdot (dx/d\lambda) = \begin{cases} 0,5 \cdot 10^5 & \text{pour } \lambda = 6\,000 \text{ Å} \\ 1,1 \cdot 10^5 & \text{pour } \lambda = 5\,000 \text{ Å} \\ 1,8 \cdot 10^5 & \text{pour } \lambda = 4\,500 \text{ Å} \end{cases}$$

où $\frac{dx}{d\lambda}$ est la dispersion donnée ci-dessus et, $\omega = 1/45$, l'ouverture du spectrographe. Grâce à l'homogénéité du prisme liquide (la constance de la température au fond du puits est suffisante pour assurer cette homogénéité) et à la qualité de l'optique, la répartition de la lumière, en dehors des images géométriques, est en gros celle due à la diffraction; ce fait rend l'appareil particulièrement apte à l'étude de raies faibles voisines de raies intenses.

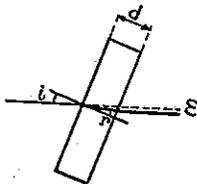


Fig. 1.

Comme récepteur de lumière, à la sortie du spectrographe, j'ai utilisé soit la plaque photographique, soit la cellule photoélectrique (type 1 P21. R. C. A. à multiplicateurs d'électrons).

Dans ce cas, le spectrographe est muni d'une fente de sortie. Le

employé que dans une série de mesures déjà publiées et qui seront seulement rappelées ici (3).

Dans le deuxième cas, on utilise la mesure de la densité photographique ; les clichés sont examinés au microphotomètre enregistreur et convenablement étalonnés.

Pour l'étalonnage on utilise le spectre continu fourni par une lampe à ruban de tungstène. On obtient des éclaircissements dans des rapports connus, en utilisant des fentes de largeurs connues, mais tous les points de la fente doivent éclairer l'objectif de la même façon.



17cm

Fig. 2.

Pour éviter les corrections, et éliminer les erreurs dues aux légères différences de brillance entre les différents points du ruban, on en forme l'image sur l'objectif et non sur la fente, comme cela se fait généralement ; si on n'utilise que des rayons s'écartant peu de la normale au ruban, la fente est éclairée uniformément.

L'étalonnage se fait en une seule fois en remplaçant la fente par un diaphragme en escalier, schématisé sur la figure 2 ; et non en utilisant successivement différentes largeurs de fente. De cette façon, d'une part, il n'est pas nécessaire que la lampe soit stable, d'autre part, pour les poses longues, le temps d'étalonnage est ramené à une valeur acceptable. En projetant sur le plan de la fente une image réduite du diaphragme, on utilise un diaphragme de dimensions plus grandes, donc de réalisation plus aisée (9). En définitive, le système optique employé est le suivant (fig. 3). Une lentille L_1 , diaphragmée par la fente à échelons D , donne du ruban R une image R_1 sur une lentille L_2 ; la lentille L_2 projette le diaphragme D , en D_1 , sur la fente largement ouverte ; enfin une lentille L_3 , placée sur la fente, donne une image définitive R_2 du ruban sur l'objectif O du spectrographe. Cette dernière image est nettement plus grande que l'objectif.

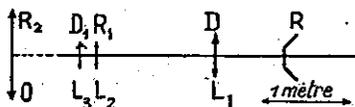


Fig. 3.

2° Les mesures photométriques sont simplifiées et améliorées en précision par l'emploi de la cellule photoélectrique. Etant donné les faibles flux utilisés, les courants de sortie sont, pour une longueur d'onde donnée, proportionnels au flux. Les indications du galvanomètre donnent donc une mesure du flux. La sensibilité du système est contrôlée à l'aide d'une lampe à ruban de tungstène, montée dans un pont, suivant le montage de M. Ribaud (10), pour assurer la constance de la brillance.

Les précautions à prendre concernent surtout la comparaison de deux sources (comparaison d'une source et d'une lampe étalon, ou de deux visées différentes d'une même source) ; il est alors nécessaire de

balayage en longueur d'onde est assuré par la rotation d'une lame à faces parallèles, qui déplace l'image sur cette fente ; si l'on ne s'écarte pas de plus de 10° de l'incidence normale, le déplacement est sensiblement proportionnel à l'angle de rotation.

On voit en effet sur la figure que le déplacement est :

$$\varepsilon = d \cdot \sin(i - r) / \cos r = d \cdot (\sin i - \cos i \operatorname{tg} r).$$

Si i est petit :

$$\varepsilon = d \left[i \left(1 - \frac{r}{n} \right) + i^3 \left(-\frac{r}{6} + \frac{2}{3n} - \frac{r}{2n^3} \right) \right] = d \left(\frac{i}{3} + \frac{7i^3}{54} \right) \text{ pour } n = 3/2$$

et :

$$\frac{d\varepsilon}{di} = \frac{d}{3} \left(1 + \frac{7}{6} i^2 \right) \quad \text{pour} \quad i = 10^\circ \quad \frac{7}{6} i^2 < 4 \text{ o/o.}$$

La lame à faces parallèles entraîne, dans sa rotation, le tambour d'un enregistreur photographique. La commande est réalisée à l'aide d'un fil métallique, s'enroulant, à une extrémité sur un volant lié à la lame, à l'autre sur un volant lié au tambour ; les deux rotations sont donc proportionnelles.

On inscrit, en fonction de l'angle de rotation, la déviation d'un galvanomètre qui reçoit le courant de sortie de la cellule. Dans l'étude des raies interdites ce courant est généralement très faible et il est nécessaire d'employer un galvanomètre très sensible en ampères (le galvanomètre le plus généralement employé a une sensibilité de $2 \cdot 10^{-11}$ ampère par mm.), on le shunte pour l'étude des raies fortes. A la température ordinaire, les fluctuations du courant d'obscurité sont telles que l'emploi d'un galvanomètre aussi sensible n'aurait pas de sens ; le courant d'obscurité, et par suite ses fluctuations, sont ramenés à une valeur très faible en plongeant la cellule dans l'air liquide (schéma du montage au paragraphe suivant). Pour les faibles flux il subsiste cependant des fluctuations dont on réduit la grandeur par l'emploi de fortes constantes de temps : ces fluctuations sont probablement dues surtout à de petites décharges, qui apparaissent quand on pousse la tension de la cellule, mais les fluctuations essentielles des photons incidents peuvent également intervenir.

C. Photométrie. — 1) Pour la photométrie photographique, j'ai utilisé deux méthodes différentes, suivant qu'il s'agit de comparer une raie forte à une raie faible ou de comparer des raies ayant des intensités assez peu différentes.

Dans le premier cas le faisceau est séparé en deux à l'aide d'un biréfringent, un coin photométrique affaiblit l'un des faisceaux de façon à obtenir l'égalité des densités photographiques pour la raie forte affaiblie et pour la raie faible non affaiblie. Ce procédé n'a été

bien définir les étendues des faisceaux utilisés. On s'arrange, dans tous les cas, pour que les faisceaux ne soient limités que par la monture de l'objectif d'une part, les fentes et les diaphragmes situés dans des plans qui leur sont conjugués d'autre part.

On peut distinguer deux parties dans le système optique : la première partie sert à éclairer la fente d'entrée, elle dépend des sources employées et sera décrite en même temps qu'elles. La deuxième partie comprend le spectrographe et le dispositif de projection sur la cellule. En principe il suffit d'une lentille, placée sur la fente de sortie, et donnant, sur la cathode de la cellule, une image de l'objectif plus petite qu'elle, le déplacement de cette lentille permet de choisir sur la cathode la plage la plus sensible. En pratique, pour assurer son refroidissement, la cellule est placée dans une boîte cylindrique verticale contenant de l'hélium sec et plongée dans l'air liquide. Le système optique employé (fig. 4) permet d'avoir un faisceau étroit dans la boîte. Dans ce système, l'objectif O, la lentille o et la

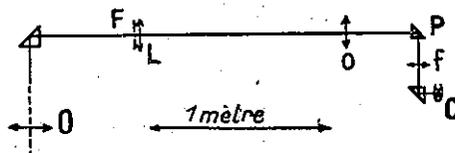


Fig. 4.

cathode C d'une part, la fente de sortie F et la lentille f d'autre part, sont conjugués, la lentille L et le prisme P sont munis de réglages permettant d'explorer la cathode. La longueur de fente est limitée soit dans le système de projection de la source, soit dans le plan de la fente de sortie. Dans le sens de la dispersion, le faisceau est limité, pour une longueur d'onde déterminée, par deux des quatre bords de fentes, du moins si on néglige la diffraction. La diffraction n'intervient pratiquement ni dans le cas des spectres continus ni dans le cas où l'on mesure l'intensité totale d'une raie en utilisant une fente de sortie large. En effet : désignons par L la longueur de fente, l_1 et l_2 les largeurs des fentes d'entrée et de sortie, Ω l'angle solide sous lequel l'objectif est vu des fentes, T le coefficient de transmission, $B(\nu)$ la brillance spectrale, $d\nu/dx$ l'inverse de la dispersion des nombres d'ondes. Le flux reçu par la cellule a pour expression :

$$T \cdot \Omega \cdot L \cdot l_1 \cdot l_2 \cdot B(\nu) \cdot d\nu/dx \cdot$$

pour un spectre continu, et :

$$T \cdot \Omega \cdot L \cdot l_1 \int B(\nu) \cdot d\nu$$

pour une raie spectrale et une fente de sortie large.

Dans le cas général, en désignant par $D(x)$ la fonction de diffraction et par ν_0 le nombre d'ondes pour lequel les centres des fentes sont conjugués :

$$\varphi(\nu) \cdot d\nu = T \cdot \Omega \cdot L \cdot \int_{-l_1/2}^{+l_1/2} \int_{-l_2/2}^{+l_2/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\nu}{dx} B\left(\nu_0 + (x_1 + x_2 + x_3) \frac{d\nu}{dx}\right) \cdot D(x_3) \cdot dx_1 \cdot dx_2 \cdot dx_3.$$

Dans une région spectrale où la dispersion peut être considérée comme constante, l'aire de la courbe d'enregistrement d'une raie est proportionnelle à (les intégrales étant étendues à toute la raie) :

$$\int \varphi(\nu) \cdot d\nu = T \cdot \Omega \cdot L \cdot l_1 \cdot l_2 \cdot \frac{d\nu}{dx} \int B(\nu) \cdot d\nu.$$

La mesure de l'intensité globale d'une raie, se fait donc très simplement, soit en utilisant une fente de sortie large, soit en mesurant l'aire de la courbe d'enregistrement. Le premier procédé est rapide et convient très bien pour une raie isolée, il convient encore si la raie apparaît sur un fond spectral pour lequel on peut admettre une loi linéaire de variation. Le second procédé doit être employé si la raie appartient à un groupe de raies assez rapprochées. Si les raies deviennent très rapprochées, elles ne peuvent être séparées que si le pouvoir de résolution de l'appareil est suffisant, le pouvoir de résolution maximum est évidemment obtenu avec des fentes infiniment fines, il est alors limité par la diffraction, mais la luminosité, qui décroît plus que le produit des largeurs de fentes est alors nulle. Dans le cas de raies monochromatiques l'étude des meilleures conditions d'emploi a été faite par P. Jacquinet ⁽¹⁾ (11). Cette étude montre que l'on a intérêt à utiliser deux fentes d'égale largeur et que l'on gagne peu sur la largeur des raies en diminuant les fentes au-dessous de la largeur de la tache de diffraction, alors que l'on perd beaucoup en luminosité. Dans l'étude de raies larges, les mêmes conclusions resteront valables en remplaçant la largeur de la tache de diffraction par la largeur de la raie, seuls les coefficients numériques changeront. En utilisant des fentes fines par rapport à la raie, mais non par rapport à la tache de diffraction, on peut étudier des formes de raies larges. Dans ce cas l'influence de la diffraction peut être gênante dans les parties éloignées de la raie, si l'intensité décroît plus vite dans la raie que dans la tache de diffraction, c'est-à-dire plus vite que $(\nu - \nu_0)^{-2}$. La forme des raies peut encore être modifiée par la constante de temps de l'appareil enregistreur; on peut se rendre compte des vitesses de balayage tolérables en supposant que l'on étudie une raie ayant une

(1) Dans cette étude la luminosité est définie à partir des maxima et non des aires.

forme simple. Pratiquement, on peut vérifier que la vitesse de balayage n'est pas trop grande en recommençant le même enregistrement avec une vitesse double et en comparant les résultats.

D. Sources lumineuses. — Tous les tubes à décharges que j'ai employés étaient destinés à supporter de fortes densités de courant, c'est pourquoi je les ai construits en silice fondue et munis de refroidissements à eau; un seul d'entre eux refroidi à l'air a été décrit ailleurs (3). L'étude de l'effet Zeeman a été faite avec des tubes spéciaux qui seront décrits après les tubes ordinaires.

1° TUBES A DÉCHARGE NON DESTINÉS A L'ÉTUDE DE L'EFFET ZEEMAN. —

a) J'ai construit successivement deux de ces tubes; le premier peut être considéré comme un tube d'essai et je ne décrirai donc que le second, en indiquant éventuellement pourquoi certaines techniques employées pour le premier ont été abandonnées par la suite. Le tube a 2 m. de longueur. Son diamètre intérieur de 7 mm. a été choisi assez grand pour permettre des visées en bout et assez petit pour permettre l'emploi éventuel de fortes densités de courant. Le diamètre est constant à 3 o/o près; la constance du diamètre a été spécialement recherchée pour permettre certaines comparaisons d'intensités.

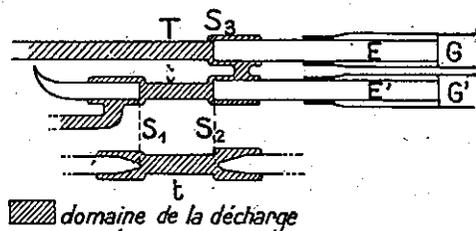


Fig. 5.

Pour les visées en bout l'axe du tube doit être bien rectiligne: pour parvenir à ce résultat le tube est supporté par des V réglables fixés sur une forte poutre en acier, les V, identiques, sont alignés optiquement et le tube est bagueé au niveau des V pour tenir compte des différences de diamètre extérieur.

A côté du tube de 2 m, est placé un tube de 33 mm. de long, de section égale à la section moyenne du grand tube et parcouru par la même décharge. Ce tube est destiné à des comparaisons d'intensités pour les études d'autoabsorption; sa longueur doit être aussi bien définie que possible; pour parvenir à ce résultat la partie utile est limitée par les sifflets S_1 et S_2 (fig. 5), la décharge s'épanouit de chaque côté des sifflets et diffuse très peu dans les parties E et E'.

Entre les sifflets le plasma lumineux est bien homogène, sauf à moins de 2 mm. de ceux-ci où se trouve une région moins lumineuse, dont les dimensions dépendent d'ailleurs un peu de la pression et de l'intensité du courant. Le sifflet S_2 , qui sert à la visée, a une largeur de 1 mm. ; pour tenir compte de l'ouverture du faisceau utilisé et des erreurs de centrage, le sifflet arrière a une largeur de 2 mm. Les rayons utiles traversent les deux sifflets, et derrière S_2 se trouve une chambre, en forme de cornet, destinée à éliminer la lumière réfléchie.

b) *Electrodes.* — Pour le premier tube j'ai utilisé des électrodes en molybdène (plaques de lampes d'émission) placées dans des ballons de silice fondue. Chaque électrode était entourée d'une chemise de

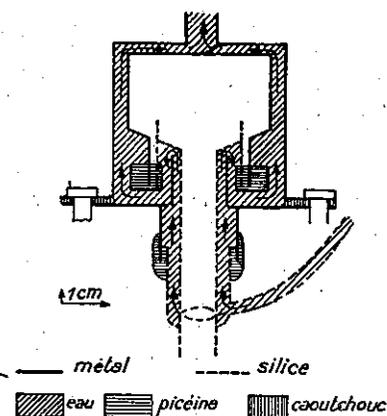


Fig. 6. — Les flèches indiquent le trajet de l'eau de refroidissement.

silice destinée à protéger les parois du ballon contre les dépôts métalliques et les claquages par étincelle qu'ils provoquent. Pour éviter que les électrodes n'introduisent, par dégazage, des impuretés dans le tube, il était nécessaire avant emploi de les chauffer sous vide à l'aide d'un four à induction.

Les électrodes utilisées sur le second tube n'introduisent pas d'impuretés par dégazage, au contraire, elles absorbent les impuretés du gaz. Ce sont simplement des électrodes en aluminium refroidies à l'eau. De l'aluminium se pulvérise et absorbe énergiquement les impuretés. Le

système employé, schématisé sur la figure 6, est conçu pour assurer un bon refroidissement, en particulier du passage à la picéine ; il ne nécessite pas de gros ballons de silice fondue et peut être aisément démonté.

c) *Purification.* — Les électrodes absorbant les impuretés jouent un rôle primordial dans la purification. Elles sont à rapprocher des arcs entre électrodes de magnésium couramment utilisés. Il semble que la plupart des gaz soient définitivement éliminés par combinaison chimique. Les gaz rares, par contre, semblent simplement absorbés ; en effet un tube ayant fonctionné longtemps dans l'hélium, et rempli ensuite d'un autre gaz, donne l'hélium comme impureté si on ne prend pas la précaution de nettoyer les électrodes. La purification est complétée par trois ampoules à charbon refroidies à l'air liquide et branchées sur le tube à ses deux extrémités et en son milieu.

Le tube enfin est entièrement plongé dans un bac de refroidissement

où circule de l'eau, ce qui limite considérablement les dégagements de gaz. Avant chaque mise en service les parois du tube sont partiellement dégazées en faisant fonctionner l'appareil, sans refroidissement (sauf aux électrodes) et sous faible pression, pendant environ 1 heure. En fonctionnement normal le tube donne avec une grande pureté le spectre de l'hélium, gaz particulièrement sensible aux gaz étrangers. La raie $H\alpha$, particulièrement difficile à éliminer, peut être prise comme critère de pureté : au spectroscopie elle est invisible quand on vise le tube en travers ; elle ne disparaît jamais complètement dans l'observation en bout mais devient beaucoup plus faible que la raie voisine de l'hélium (raie 6 678 Å fortement autoabsorbée).

d) *Pression.* — Les pressions généralement utilisées, de l'ordre du millimètre, sont mesurées à l'aide d'un manomètre à phtalate de butyle.

En même temps qu'elles absorbent les impuretés, les électrodes absorbent lentement l'hélium ; pour assurer la constance de la pression pendant la durée d'une mesure, le tube est relié à un ou deux ballons de 5 litres servant de volant de gaz.

e) *Circuit électrique.* — Les deux électrodes sont identiques ; on peut donc utiliser indifféremment l'une ou l'autre comme cathode et employer du courant alternatif.

Dans ce dernier cas la résistance ballast est, suivant le procédé classique, remplacée par une self.

L'étude de la forme du courant, à l'oscillographe cathodique, montre que les coupures, à chaque alternance, ne sont pas nettes : elles sont prolongées par des trains d'oscillations amorties qui font « chanter » le tube et diffuser la décharge. Les valeurs instantanées des différentes grandeurs mesurées (intensité des raies normales, des raies forcées, du courant) ne varient pas proportionnellement, il n'existe de relations biunivoques entre leurs valeurs moyennes que si la forme du courant est donnée. En courant alternatif la forme du courant peut être nettement changée par de faibles modifications du circuit électrique, en particulier, si pour maintenir la constance de l'intensité efficace, on compense une variation de la tension d'alimentation en agissant sur la self ballast, on change les rapports d'intensités. Ces inconvénients, qui rendent impossibles les mesures précises d'intensités, subsistent si on remplace le courant alternatif par du courant redressé insuffisamment filtré ; des essais, faits en redressant une seule alternance, ont conduit à des résultats qui n'étaient pas meilleurs qu'en alternatif, malgré l'emploi d'un filtre déjà très volumineux. La puissance mise en jeu est en effet importante et la forte résistance négative du tube atténue l'effet du filtre.

En utilisant le courant continu fourni par une machine tournante, existant au laboratoire, le tube fonctionne d'une façon tout à fait régulière, il ne chante pas, la décharge diffuse très peu, les intensités

lumineuses ne dépendent plus (à intensité de courant constante) des caractéristiques du circuit.

Les intensités de courant utilisées varient entre 5 et 2 500 milliampères. Pour les courants inférieurs à 500 milliampères, une diode, dont on fait varier le courant de chauffage, tient lieu de résistance ballast. La chute de tension dans la valve varie entre 3 000 et 1 000 volts environ quand le courant passe de 5 à 500 milliampères. Pour les forts courants on introduit des résistances (lampes à filaments de carbone) en parallèle avec la valve, celle-ci ne sert plus qu'au réglage fin ; la chute de tension est alors d'environ 1 000 volts.

Les électrodes sont alimentées en eau à travers des rouets d'eau dont la résistance, de plusieurs mégohms, est suffisante pour ne pas nuire à la stabilité du tube même pour les faibles courants.

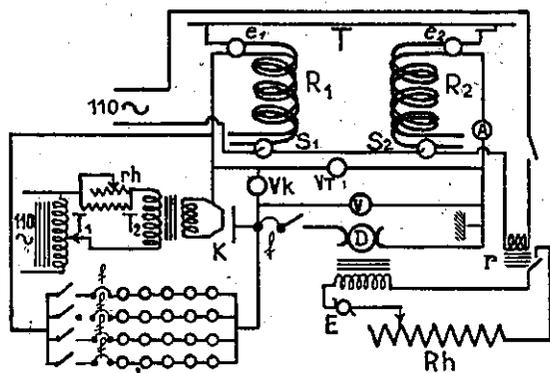


Fig. 7. — Circuit électrique.

T, tube à décharge ; e_1 , e_2 , électrodes ; R_1 , R_2 , rouets d'eau ; S_1 , S_2 , relais coupant l'excitation de la génératrice en cas d'arrêt de la circulation d'eau ; A, ampèremètre ; V, V_T , V_k voltmètres indiquant, respectivement, les tensions aux bornes de la génératrice, du tube, de la diode ; K, diode ; T₂, transformateur de chauffage de la diode ; T₁ et rh, auto-transformateur et rhéostat de réglage du chauffage ; L, batterie de lampes à filaments de carbone ; f, fusibles ; D, génératrice ; Rh, rhéostat d'excitation ; E, excitatrice ; r, relais de commande de l'excitation.

f) *Montage optique.* — Dans les considérations sommaires que j'ai développées, au début de ce chapitre, à propos de l'autoabsorption ; j'ai supposé que les rayons lumineux utiles ne rencontraient pas les parois latérales du tube : le montage optique employé respecte cette condition. Pour utiliser un faisceau d'étendue maximum, il faut projeter une extrémité du tube sur la fente et l'autre sur l'objectif, en couvrant exactement celui-ci. On peut faire, en principe, cette projec-

tion avec une seule lentille convergente projetant l'extrémité arrière du tube sur la fente et l'extrémité avant (extrémité par où sort la lumière) sur l'objectif. Dans ce procédé, pour un spectrographe et un tube donné, la convergence de la lentille, sa position et celle du tube par rapport au spectrographe, sont imposées; on ne peut donc l'employer dans un montage où les positions du tube et du spectrographe sont fixées par ailleurs. L'image de la partie arrière du tube n'a pas de bords nets: elle est auréolée par la lumière réfléchie par les parois du tube; il est donc plus commode de projeter sur la fente l'image bien nette de l'avant du tube, cette projection peut se faire à l'aide d'une seule lentille convergente. Il suffit ensuite, à l'aide d'une seconde lentille convergente, placée sur la fente, de former sur l'objectif l'image de l'arrière du tube; si le grandissement γ de la première lentille respecte la condition d'ouverture, $\omega' = \gamma\omega$ (ω' étant l'ouverture du tube, ω celle de l'objectif), l'image de l'arrière du tube couvre exactement l'objectif.

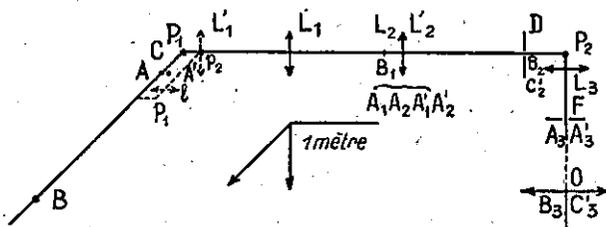


Fig. 8.

Le système réellement utilisé (fig. 8) dérive directement du précédent, mais utilise une lentille de plus: on dispose ainsi de suffisamment de paramètres pour pouvoir utiliser des lentilles de convergences courantes, commodément disposées.

Les trois lentilles L_1 , L_2 , L_3 donnent successivement des extrémités A et B du tube des images: A_1 et A_2 (sur L_2), A_3 (sur la fente), B_1 , B_2 , B_3 (sur l'objectif). Il existe donc une image intermédiaire réelle, A_1 , de l'extrémité avant du tube: sur cette image intermédiaire sont placés un diaphragme, qui limite la longueur de l'image, et une lentille L_2 , qui remplace la lentille de fente. La fente est ainsi complètement dégagée; en outre la limitation de l'image intermédiaire est plus facile que celle de l'image de fente, beaucoup plus petite, la lentille d'image intermédiaire est moins convergente et demande un réglage moins précis que la lentille de fente.

Il existe, entre le tube et la fente, deux images réelles, B_1 et B_2 , de l'extrémité arrière B du tube. Sur la plus grande d'entre elles, B_2 , est placé un diaphragme circulaire D. Ce diaphragme arrête la lumière réfléchie sur les parois du tube et en évite la diffusion dans le spec-

trographe, c'est aussi, un repère commode pour les réglages : on y fait coïncider l'image de l'arrière du tube et celle de l'objectif (obtenue par retour inverse). Les éléments géométriques, indiqués sur la figure, sont partiellement imposés par la distance du tube à la fente (5,70 m.), l'ouverture du spectrographe ($\omega = \frac{1}{45}$) et celle du tube.

Pour tenir compte des légers défauts de réglage, j'ai supposé que le tube avait un diamètre de 6,5 mm. (diamètre réel 7 mm.), donc une ouverture de 6,5/2 000. La première lentille étant choisie les autres sont imposées. Les dispositions relatives du tube et du spectrographe obligent à couder deux fois le faisceau à l'aide des prismes à réflexion totale P_1 et P_2 . Ces prismes permettent de faire coïncider optiquement les axes du tube et du spectrographe; cet alignement est beaucoup plus facile à réaliser qu'un alignement géométrique.

Pour faire des mesures sur le petit tube, la lentille L_1 est escamotée et remplacée par une lentille L'_1 qui donne le même déplacement mais un grandissement 10 fois plus fort (5 au lieu de 1/2). De même, la lentille d'image intermédiaire, L_2 , est escamotée et remplacée par une lentille L'_2 de convergence différente.

Les projections des deux tubes sont faites à travers le même nombre de dioptries et les coefficients de transmission sont égaux.

Pour augmenter la luminosité, on peut projeter le grand tube à l'aide du système normalement employé pour le petit; de cette façon on augmente l'étendue du faisceau utilisé, mais cette étendue ne peut être exactement connue, ni même définie, car on utilise des rayons réfléchis sur les parois du tube.

On peut également viser le tube en travers, la visée se fait à travers le bac de refroidissement à l'aide des prismes p_1 et p_2 , de la lentille l , puis du système de projection du petit tube, le coefficient de transmission n'est donc pas le même que pour les visées en bout.

Réglages. — Pour n'utiliser que des rayons n'ayant pas subi de réflexion sur les parois latérales du tube, le système doit être soigneusement réglé. Toutes les pièces optiques sont munies de réglages micrométriques et sont réglées une à une. Pour faciliter le réglage on illumine seulement l'arrière du tube en haute fréquence; d'autre part, des lampes placées sur l'objectif permettent de suivre le faisceau en sens inverse; on peut ainsi aisément faire le réglage sur le diaphragme D. Lorsqu'une seule lentille a été dérégulée, on retrouve le réglage en cherchant le maximum d'intensité à la cellule en se plaçant sur une raie faiblement autoabsorbée.

2) TUBE A DÉCHARGE EN COURANT CONTINU PARALLÈLE AU CHAMP MAGNÉTIQUE. — Ce tube a été construit pour l'étude de l'effet Zeeman de raies forcées par le champ interionique dans des conditions aussi simples que possible (un tube perpendiculaire au champ magnétique

ne possède pas la symétrie de révolution et fonctionne difficilement, sauf en haute fréquence, et avec de fortes charges de parois).

Pour pouvoir supporter de fortes densités de courant, le tube représenté schématiquement sur la figure 9 est entièrement refroidi à l'eau. Etant données les dimensions de l'électro-aimant, il a été nécessaire de placer les électrodes à l'intérieur des masses polaires. La cathode est du type déjà décrit, elle est à la masse et l'eau qui la refroidit circule ensuite autour du tube à décharge. L'anode, en cuivre, beaucoup plus petite que la cathode, est intérieure au tube, refroidie intérieurement et isolée par un rouet d'eau.

Dans la majeure partie de sa longueur, le tube a un diamètre intérieur de 7 mm. et un diamètre extérieur de 9 mm. ; il est placé dans

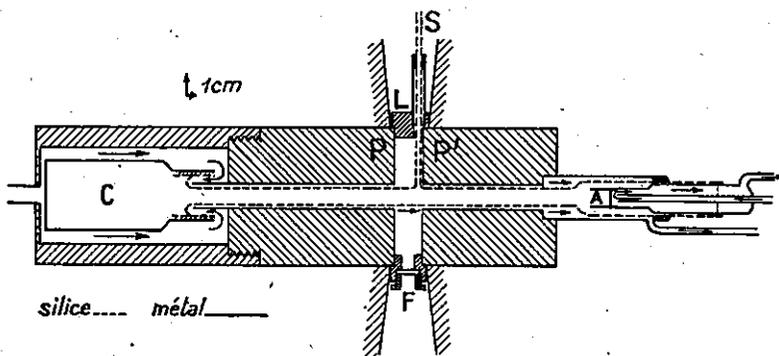


Fig. 9.

A, anode ; C, cathode ; P, P', pièces polaires ; L, chambre cylindrique en laiton ; F, fenêtre de visée ; S, tube de raccordement au banc de pompage et au piège à charbon ; les flèches indiquent le trajet de l'eau de refroidissement.

un canal de 10 mm. de diamètre percé suivant l'axe des pièces polaires PP' ; celles-ci sont vissées sur une pièce de laiton L qui les sépare par un entrefer de 30 mm. Dans la pièce de laiton sont ménagées des fenêtres de visée et une sortie latérale réunissant le tube au banc de pompage, et, éventuellement à un piège à charbon placé aussi près que possible de la partie utile du tube à décharge. L'alimentation peut fournir 1,5 ampère en courant redressé, à partir du triphasé et filtré.

Pour les mesures par photographie, on projette sur la fente une image du tube dédoublée par un prisme biréfringent.

Pour les mesures photoélectriques, on projette, par l'intermédiaire d'un système à plusieurs lentilles, une image agrandie du tube ; avec une portion du tube ayant 5 mm. de longueur et placée au centre de

l'entrefer (pour l'uniformité du champ magnétique), on éclaire la fente sur une longueur de 35 mm., l'axe du tube étant conjugué de la fente.

Les composantes π et σ sont analysées successivement, un analyseur (prisme de Glazebrook) de dimensions suffisantes étant placé sur le faisceau à un endroit où il ne le diaphragme pas.

3) TUBES A DÉCHARGE HAUTE FRÉQUENCE POUR L'ÉTUDE DE L'EFFET ZEEMAN DE RAIES FAIBLES. — Pour l'étude de l'effet Zeeman de raies faibles, j'ai utilisé des tubes de silice fondue, à électrodes externes, refroidis à l'eau, alimentés en haute fréquence. On peut utiliser des tubes dont la circulation d'eau met les électrodes en court-circuit, si l'impédance du tube reste faible par rapport à celle de la circulation d'eau. Un tube, où les électrodes sont simplement quelques tours de tresse métallique serrée sur le tube, a été décrit ailleurs (3). La

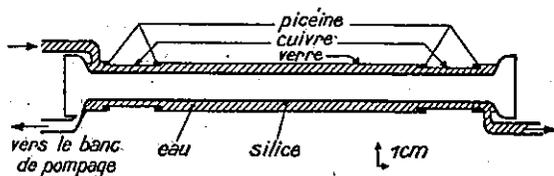


Fig. 10.

figure 10 représente un tube utilisé pour l'étude de l'effet Zeeman longitudinal dans une bobine : l'eau passe entre les électrodes et le tube qui est ainsi très bien refroidi, malgré cette précaution les perçages du tube sont fréquents, beaucoup plus fréquents que pour les tubes à décharge perpendiculaires au champ magnétique.

Pour les décharges perpendiculaires au champ magnétique, lorsque celui-ci devient intense l'impédance du tube augmente et il est nécessaire de refroidir séparément les deux électrodes.

E. Champ magnétique. — Le champ magnétique est en général donné par le grand électro-aimant de l'Académie des Sciences, j'ai aussi utilisé pour l'effet Zeeman longitudinal un solénoïde de 75 cm. de longueur donnant un champ de 7 000 gauss pour une consommation de l'ordre de 40 kW.

CHAPITRE II

Le champ interionique et les raies forcées dans l'hélium.

A. — Le mécanisme même de la décharge implique l'existence dans les tubes luminescents de particules chargées, ions et électrons. Dès 1906, Stark (12) a indiqué que le champ électrique produit par ces particules devait modifier les raies spectrales et a distingué deux effets : le premier est un changement de longueur d'onde dû au champ électrique considéré comme constant pendant l'émission : changement de longueur d'onde qui se traduit par un élargissement des raies étant donné le caractère statistique du champ électrique ; le second (effet de collision), moins important, est un élargissement symétrique des raies spectrales dû à la variation, dans le temps, du champ électrique produit par une particule chargée en mouvement. Peu après la découverte de l'effet Stark, Merton (13) montrait effectivement, par l'étude de l'élargissement des raies de la série de Balmer, qu'il existait, dans les tubes à décharge, des champs électriques beaucoup plus intenses que celui de la colonne positive : champs dus aux particules chargées libres et, éventuellement, aux moments polaires des molécules.

Divers expérimentateurs (14, 15) ont repris par la suite la question toujours dans des conditions expérimentales où les élargissements sont grands.

Holtsmark (16) a étudié la répartition statistique du champ électrique pour des particules libres et des moments dipolaires et quadrupolaires : il a également étudié l'effet de collision ; cet effet, important dans la théorie des élargissements par pression et étudié par divers auteurs, dont récemment Spitzer (17), sera négligé dans la suite de cette étude.

Dans le cas de l'hélium, la principale manifestation du champ interionique n'est pas l'élargissement des raies permises, mais l'apparition de raies interdites violant la règle de sélection $\Delta L = \pm 1$. Certaines de ces raies interdites ont été mises en évidence par Merton (18) dans le spectre de décharges fortement condensées ; P. Jacquinet les a mises en évidence dans des conditions normales de décharge, quoique leurs intensités soient alors très faibles (2). L'étude théorique de ces raies forcées nécessite la connaissance : d'une part, de l'effet Stark dans un champ électrique constant, d'autre part, de la répartition statistique du champ électrique.

B. L'effet Stark dans l'hélium. — La théorie de l'effet Stark de l'hélium a été établie et confrontée avec l'expérience par Jane Dewey (19) et, d'une façon plus complète, par Foster (20).

Dans le cas des champs faibles, il suffit de considérer, dans chaque cas, le premier terme non nul de la théorie des perturbations (21).

Dans le cas d'un niveau de singulet, perturbé par un autre niveau de singulet, les formules sont très simples et s'établissent immédiatement.

Soit un niveau n, l , perturbé par un niveau n, l' (avec $l' = l \pm 1$), soit $\delta = \nu_{n,l} - \nu_{n,l'}$ la distance des niveaux; prenons pour axe oz le champ électrique \vec{F} ; le potentiel perturbateur est :

$$\epsilon \cdot \vec{F} \cdot \vec{r} = \vec{F} \cdot \vec{P} = F \cdot P_z$$

ou \vec{r} est le rayon vecteur et \vec{P} le moment électrique. Le déplacement d'un sous-niveau, n, l, m est, dans l'échelle des nombres d'ondes :

$$d_m = (F^2/h^2c^2\delta) \cdot |(n, l, m | P_z | n, l', m)|^2 \quad (\text{II.B.2})$$

Le carré de l'élément de matrice qui figure au second membre a sensiblement la même valeur que pour l'hydrogène (21) si les niveaux considérés sont assez élevés, on a donc :

$$d_m = (F^2/h^2c^2\delta) \cdot (9/4) \cdot a^2 n^2 e^2 (n^2 - L^2)(L^2 - m^2)/4L^2 - 1 \quad (\text{II.B.3})$$

en désignant par L le plus grand des nombres quantiques l et l' . Si F est exprimé en unités électrostatiques C. G. S. et d en cm^{-1} on a :

$$d_m = 3,70 \cdot 10^{-4} \cdot (F^2/\delta) \cdot n^2 (n^2 - L^2)(L^2 - m^2)/4L^2 - 1 = K_m F^2/\delta \quad (\text{II.B.3 bis})$$

La perturbation de la fonction d'onde est :

$$(F/hc\delta) \cdot (n, l, m | P_z | n, l', m) \psi_{n,l',m} = \sqrt{d/\delta} \psi_{n,l',m} \quad (\text{II.B.4})$$

A toute transition permise, d'intensité $I_{n,l',m}^{n'',l'',m''}$ entre le sous-niveau $n'l'm$ et un sous-niveau n'',l'',m'' ($l'' = l' \pm 1$; $m'' = m$ ou $m \pm 1$), correspond donc, entre les niveaux n, l, m et n'', l'', m'' une transition forcée d'intensité :

$$i_{n,l',m}^{n'',l'',m''} = I_{n,l',m}^{n'',l'',m''} \cdot d_m/\delta; \quad \text{d'où:} \quad i_m = I_m \cdot d_m/\delta \quad (\text{II.B.5})$$

en sommant les intensités des transitions issues d'un même sous-niveau.

Dans le cas du champ interionique, le champ électrique peut occuper une direction quelconque par rapport à la direction d'observation et la quantité intéressante est l'intensité globale proportionnelle à :

$$(|P_x|)^2 + (1/2) |P_z|^2$$

On vérifie aisément qu'elle est indépendante de m pour la raie permise, à chaque sous-niveau m correspond donc une intensité :

$$i_m = (1/2l' + 1) \cdot (d_m/\delta) = (1/2l' + 1) \cdot K_m \cdot F^2/\delta^2 \quad (\text{II.B.6})$$

I étant l'intensité totale de la raie permise voisine. Cette première approximation va parfois se montrer insuffisante dans la suite de cet exposé; elle ne permet pas, en particulier, de calculer l'intensité totale d'une raie interdite forcée par le champ interionique. Pour obtenir des formules plus exactes on doit considérer les différents niveaux de singulets (ou de triplets) de même nombre quantique principal n : la résolution d'une équation séculaire permet alors, pour chaque valeur du nombre quantique magnétique, de rendre diagonale la portion de la matrice des énergies relative aux niveaux considérés, puis de calculer les déplacements et les intensités. C'est la méthode employée par Foster, qui utilise les éléments de matrice relatifs à l'hydrogène et les distances expérimentales des niveaux. Le degré de l'équation séculaire est égal au nombre de niveaux et les formules se compliquent avec ce nombre. Dans le cas du champ interionique, où les champs très élevés sont peu probables, il est souvent légitime de ne considérer qu'un seul niveau perturbateur, dans ce cas les équations séculaires sont du second degré et les formules sont des formules classiques de la théorie des perturbations (semi-dégénérescence ⁽¹⁾), avec cette particularité que les termes diagonaux de la matrice des perturbations sont nuls.

Le déplacement est donné par :

$$d_m = (\delta/2) \cdot (\sqrt{1 + 4K_m F^2/\delta^2} - 1)$$

(les répulsions des deux niveaux sont égales).

Les fonctions d'ondes des deux niveaux sont :

$$\psi_i = \sqrt{\frac{4K_m F^2}{4K_m F^2 + (\delta - \sqrt{\delta^2 + 4K_m F^2})^2}} \psi_i + \sqrt{\frac{4K_m F^2}{4K_m F^2 + (\delta + \sqrt{\delta^2 + 4K_m F^2})^2}} \psi_j \quad (\text{II.B.8})$$

avec $i = 1, j = 2$ et $i = 2, j = 1$ et l'intensité des composantes interdites relatives au niveau m est :

$$i_m = (1/2l' + 1) \cdot \frac{K_m F^2}{K_m F^2 + (1/4) \cdot (\delta + \sqrt{\delta^2 + 4K_m F^2})^2} \quad (\text{II.B.9})$$

L'interaction d'un troisième niveau plus éloigné se calcule, tant qu'elle reste faible, à l'aide des développements en séries dont les formules (II.B.3, 4) sont les premiers termes, en utilisant les fonctions perturbées écrites ci-dessus au lieu des fonctions non perturbées.

(1) Voir par exemple à ce sujet E. BAUER, *Introduction à la théorie des Groupes et ses applications à la Physique quantique*. Paris, Presses Universitaires, 1933, 13.

Dans le cas des niveaux $n = 4$ de l'hélium quatre niveaux sont, en principe, à considérer (4S, 4P, 4D, 4F), mais le niveau 4S peut être systématiquement laissé de côté car il est très loin des autres (530 cm^{-1}) et ne pourrait les perturber que pour des champs hors de proportion avec ceux qui interviennent, effectivement, dans les tubes à décharge.

Le niveau 4F est surtout perturbé par le niveau 4D (distant de $5,5 \text{ cm}^{-1}$ environ).

Les formules (II.B.3, 4, 5, 6) ne sont applicables que pour des champs faibles. Les formules (II.B.7, 8, 9) sont toujours applicables pour les sous-niveaux $m = \pm 2$, car il n'y a pas de sous-niveau (4P, $m = \pm 2$). Pour les sous-niveaux $m = 0, \pm 1$ le déplacement donné par la formule (II.B.7) est diminué par l'interaction du niveau 4P qui, tant qu'elle reste petite, est, d'après ce qui précède, donnée par la formule :

$$d' = K'_m \cdot (F^2 / \delta_{PF}) \sqrt{\frac{K_m F^2}{K_m F^2 + \frac{1}{4} (\delta + \sqrt{\delta^2 + 4K_m F^2})^2}}$$

avec :

$$K'_m = (1/h^2 c^2) | \langle 4P, m | P_z | 4D, m \rangle |^2.$$

A ce déplacement correspond l'introduction dans la fonction d'onde du niveau 4F de celle du niveau 4P avec le coefficient $\sqrt{d'/\delta_{PF}}$, ceci ne modifie en rien l'intensité de la transition interdite; c'est seulement un autre terme d'ordre supérieur qui modifie l'intensité de la transition interdite d'une quantité dont la valeur relative est de l'ordre de $(d'/d)^2$.

Le niveau 4P peut être considéré comme perturbé par le seul niveau D, l'ensemble des niveaux D et F, semi dégénéré, se comportant à son égard sensiblement comme niveau D seul. Les formules (II.B.1, 2, 3, 4, 5, 6) constituent encore une bonne approximation pour des déplacements de l'ordre de 10 cm^{-1} . Ces conclusions sommaires peuvent être aisément contrôlées à l'aide des calculs de Foster.

C. Le champ interionique. — Dans le paragraphe précédent ont été données des formules qui, dans les cas les plus simples, lient au carré du champ électrique F^2 l'intensité et le déplacement des composantes interdites; il est maintenant nécessaire de connaître le champ électrique.

1° LA RÉPARTITION DE HOLTSMARK (1). — Dans un tube à décharge contenant de l'hélium le champ électrique est dû aux ions et élec-

(1) L'étude de la répartition de Holtsmark est exposée dans les mémoires originaux de cet auteur et aussi dans un article de S. Chandrasekhar (22).

trons, les molécules instables d'hélium étant rares ; Holtsmark (16) a étudié la fonction de probabilité du champ électrique en supposant les charges électriques réparties au hasard. Le calcul, compliqué, donne :

$$W(F)dF = [2/\pi\beta] \int_0^\infty (\exp - (x \beta^{3/2})x \sin x dx) d\beta$$

et les deux développements :

$$\left. \begin{aligned} W(F)dF &= (4/3\pi) \cdot \beta^2 \cdot d\beta \cdot (1 - 0,4628\beta^2 + 0,1227\beta^4 \\ &\quad - 0,02325\beta^6 + \dots) \\ \text{et :} \\ W(F)dF &= (d\beta/\pi\beta^{5/2}) \cdot 2,350 \cdot (1 + 5,106 \cdot (1/\beta^{3/2}) \\ &\quad - 7,4375 \cdot 1/\beta^3 + \dots) \end{aligned} \right\} \text{(II.C.1)}$$

avec :

$$\beta = F/F_n \quad \text{et} \quad F_n = 2,61 \cdot N^{2/3} \cdot \epsilon$$

N étant le nombre de particules, de charges ϵ , par centimètre cube.

On peut établir, par des considérations élémentaires, quelques formules simples qui seront utilisées par la suite.

Supposons que toutes les particules chargées soient des électrons ou des ions monovalents de charge ϵ . Considérons une sphère de volume V contenant NV particules et étudions le champ électrique au centre de cette sphère.

La probabilité pour qu'une quelconque des particules soit comprise entre les sphères de volume v et $v + dv$ est :

$$\left. \begin{aligned} dv/V &= (1/V) \cdot (4/3) \cdot \pi \cdot dr^3 \\ &= (1/V) \cdot (4/3) \cdot \pi \cdot \epsilon^{3/2} \cdot d(f^2)^{-3/4} = (\pi \cdot \epsilon^{3/2}/V) (f^2)^{-7/4} df^2 \end{aligned} \right\} \text{(II.C.2)}$$

r étant le rayon de la sphère et f le champ au centre dû à la particule. La probabilité pour qu'il n'y ait aucune particule dans la sphère de volume v est $[(V-v)/V]^{NV}$, expression qui tend vers : $\exp [-Nv]$ quand V tend vers l'infini.

La probabilité pour qu'aucune particule ne donne un champ carré supérieur à f^2 est alors :

$$\exp \left[-(4/3) \cdot \pi \cdot N \cdot \epsilon^{3/2} \cdot (f^2)^{-3/4} \right] \quad \text{(II.C.2)}$$

La probabilité pour que la particule la plus proche donne un champ dont le carré soit compris entre f^2 et $f^2 + df^2$ est donc :

$$\left. \begin{aligned} p(f^2)df^2 &= \frac{d}{df^2} \exp \left[-(4/3) \cdot \pi \cdot N \cdot \epsilon^{3/2} \cdot (f^2)^{-3/4} \right] df^2 \\ &= \pi \cdot N \cdot \epsilon^{3/2} \cdot (f^2)^{-7/4} \cdot \exp \left[-(4/3) \cdot \pi \cdot N \cdot \epsilon^{3/2} \cdot (f^2)^{-3/4} \right] df^2 \end{aligned} \right\} \text{(II.C.3)}$$

Lorsque f^2 est grand le champ des autres particules devient négligeable, le carré du champ total F^2 diffère peu de f^2 et les deux fonctions de probabilité se confondent. Hulburt (15) a effectivement

les formules (II.C.4) il est facile de limiter le champ de la particule la plus proche. On ne connaît naturellement qu'un ordre de grandeur du champ maximum f_m , mais cela suffit pour montrer que dans les applications qui vont suivre la correction, est négligeable.

En supposant les charges réparties au hasard, on néglige leurs actions réciproques, qui sont pratiquement annulées par leur dilution parmi les atomes neutres.

Dans tout ce qui précède on a considéré le champ électrique en un point quelconque de la colonne positive, un atome excité n'est pas un point quelconque : s'il a été excité par un électron il reste, en effet, soumis au champ de cet électron. La vitesse de l'électron est en général faible car la probabilité d'excitation par un électron possède un maximum pour des valeurs de son énergie peu supérieures à l'énergie d'excitation (on ne possède pas de données précises à ce sujet).

Si on suppose que l'électron a abandonné toute son énergie cinétique au cours du processus d'excitation et qu'il est soumis au champ de la colonne positive X, au bout d'un temps t , la distance x de l'électron à l'atome et le champ f de l'électron sur l'atome sont :

$$x = \frac{1}{2} \frac{e}{m} t^2 \quad f = \frac{4m^2}{X^2 e t^2} \quad (m = \text{masse de l'électron})$$

En général, ce champ devient petit par rapport à celui de la répartition de Holtmark au bout d'un temps très inférieur à la durée de vie moyenne de l'atome excité et son effet est négligeable, ceci d'autant plus qu'il faudrait, en réalité, tenir compte de la vitesse relative initiale de l'électron par rapport à l'atome excité.

Toutefois, il est possible que le champ de l'électron exciteur joue un rôle dans le cas de décharges à très faibles densités de courant, sous faible pression, et dans le cas de décharges en haute fréquence où la période du champ appliqué est presque du même ordre de grandeur que la durée de vie.

D. Relations entre l'intensité des raies interdites et le nombre de particules chargées par unité de volume. — Si $i(F^2)$ est l'intensité d'une raie interdite dans un champ \vec{F} , $P(F^2)dF^2$ la probabilité pour que le carré du champ soit compris entre F^2 et $F^2 + dF^2$, l'intensité de la raie interdite entre les nombres d'onde $\nu(o)$ et $\nu(F^2)$ est :

$$i_{\nu(o)}^{\nu(F^2)} = \int_0^{F^2} i(F^2)P(F^2)dF^2. \quad (\text{II.D.1})$$

On peut donner une valeur approchée de cette expression sous certaines conditions.

Supposons qu'il existe des valeurs de F^2 qui soient assez grandes pour que la formule (II.C.5), soit valable, et assez petites pour que les

formules (II.B.3 bis). (II.B.6) le soient également (condition I), on a alors :

$$\left. \begin{aligned} (i_{\nu(0)}^{\nu(F^2)})_m &= \frac{I \cdot K_m}{(2l' + 1) \cdot \delta^2} \cdot 4\pi \cdot N \cdot \varepsilon^{3/2} \cdot (F^2)^{1/4} \\ (i_0^d)_m &= \frac{I \cdot K_m}{(2l' + 1) \cdot \delta^2} \cdot 4\pi \cdot N \cdot \varepsilon^{3/2} \cdot \frac{d^{1/4}}{K_m^{1/4}} \cdot \delta^{1/4} \end{aligned} \right\} \quad \text{(II.D.2)}$$

et pour l'ensemble des composantes :

$$i_0^d/I = 4\pi \cdot N \cdot \varepsilon^{3/2} \cdot \delta^{-7/4} \cdot \overline{K_m^{3/4}} \cdot d^{1/4} \quad \text{(II.D.3)}$$

En désignant par $\overline{K_m^{3/4}}$ la valeur moyenne de $K_m^{3/4}$. Dans le cas où il y a un seul niveau perturbateur, du moment qu'il existe des valeurs du champ pour lesquelles la condition (I) est réalisée, on peut étendre le calcul de l'intensité à toutes les valeurs du champ plus grandes : en effet, on peut alors dans la formule (II.D.1) remplacer $P(F^2)$ par :

$$P(F^2) = \pi \cdot N \cdot \varepsilon^{3/2} \cdot (F^2)^{-7/4}$$

Cette formule est en effet équivalente à la formule (II.C.5) pour les grandes valeurs du champ, tandis que pour les faibles valeurs du champ son emploi équivaut à celui de la formule (II.D.2) si la condition I est réalisée ; on obtient ainsi :

$$(i_{\nu(0)}^{\nu(F^2)})_m = \frac{I}{2l' + 1} \cdot \pi \cdot N \cdot \varepsilon^{3/2} \cdot \int_0^{F^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2\sqrt{1 + 4K_m F^2/\delta^2}} \right) (F^2)^{-7/4} dF^2$$

En posant :

$$x = 4K_m \cdot F^2/\delta^2 = 4d \cdot (d + \delta)/\delta^2$$

et en sommant les intensités des différentes composantes il vient :

$$i_0^d/I = \pi \cdot N \cdot \varepsilon^{3/2} \cdot \delta^{-3/2} \cdot \overline{K_m^{3/4}} \cdot \mathfrak{J}(d/\delta) \quad \text{(II.D.4)}$$

avec :

$$\mathfrak{J}(d/\delta) = \sqrt{2} \int_0^{(4d/\delta)(1+d/\delta)} (1 - 1/\sqrt{1+x}) x^{-7/4} dx \quad \text{(II.D.4 bis)}$$

le calcul de $\mathfrak{J}(d/\delta)$ se ramène au calcul d'une intégrale elliptique, le tableau ci-dessous donne pour quelques valeurs de d/δ les valeurs de $\mathfrak{J}(d/\delta)$.

TABLEAU I

d/δ	0,1	0,2	0,3	0,5	0,7	1	2	∞
$4d \cdot (d + \delta)/\delta^2$	0,44	0,96	1,56	3,0	4,76	8	24	∞
$\mathfrak{J}(d/\delta)$	2,31	2,47	2,72	2,92	3,04	3,20	3,34	3,5

en travers, mais l'intensité de la raie P-F est mesurée en visant le tube en bout, et en admettant que le rapport « bout/travers » déterminé par l'intensité de la raie P-F à fort courant, reste constant.

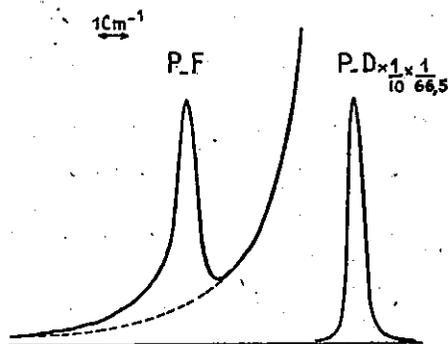


Fig. 11. — Reproduction à l'échelle 3/10 d'un enregistrement de la raie 2^1P-4^1F (tube vu en bout) et avec une sensibilité 10 fois moindre de la raie 2^1P-4^1D (tube vu en travers). Le tracé en pointillés représente le fond supposé dû à la raie P-D.

Pour la raie P-P, la méthode « bout travers » est toujours appliquée.

Pour la visée en bout on cherche à avoir beaucoup de lumière et non à avoir un faisceau géométriquement bien défini, pour cela on utilise le système de projection du petit tube (voir chapitre I^{er}, paragraphe C, 1. f).

Dés expériences préliminaires ont montré que la raie P-D ne devait pas sensiblement être autoabsorbée dans les visées en travers.

La principale difficulté provient du fond spectral. Pour la raie P-F le fond spectral est généralement moins intense que la raie, mais, sa pente étant importante, il est difficile de faire le partage des intensités entre la raie interdite et le fond. Pour la raie P-P, l'intensité relative du fond est beaucoup plus grande mais il est à peu près constant; étant donnée l'importance du fond par rapport à la raie, il est nécessaire de bien assurer la constance de la source; pour que les fluctuations de l'intensité autour de sa valeur moyenne ne faussent pas la mesure, les enregistrements sont faits avec une grande constante de temps (60 sec.) et doivent être très lents.

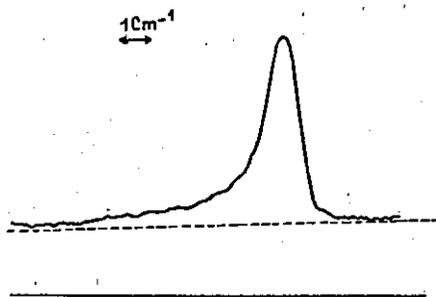


Fig. 12. — Reproduction à l'échelle 3/10 d'un enregistrement de la raie 2^1P-4^1P . Le tracé en pointillés représente le fond estimé.

Pour diminuer la correction de fond continu, il y a intérêt à mesu-

TABEAU II

p	0,5		0,7		1,0							1,5		2,0				
	200	1 000	200	1 000	100	200	300	500	700	1 000	1 500	2 000	200	1 000	200			
J																		
P-F {	10 ¹ .i/I	1,25	2,3	8,9	1,25	2,7	4,6	8,4	11,2	14,5	20	26	3,9	17	8,7			
	10 ⁻¹² .N	0,61	1,15	4,4	0,61	1,3	2,25	4,1	5,5	7,1	9,8	12,5	1,9	8,3	4,25			
P-P {	10 ³ .i/I	0,49					1,8	3,25		6,1	5,8							
	10 ⁻¹² .N	0,7					2,6	4,6		8,7	8,3							
p	2,0	3,0															5,0	8,0
J	1 000	50	100	200	300	500	700	1 000	1 500	2 000	200	1 000	200	500	1 000	1 000		
P-F {	19	2,2	4,9	9	11	16	21	23	35	44	10,3	24,5	9,7	21	29			
	9,3	1,1	2,4	4,4	5,4	7,8	10,5	11,5	17	21,5	5,0	12	4,75	10,5	14			
P-P {	8,75			3,7		5,1		8,6				9,3						
	12,5			5,3		7,3		12,0			13							

p = pression en millimètres de mercure ; J = courant en milliampères.

rer l'intensité dans une bande assez étroite, toutefois cette bande doit être large par rapport aux fentes. Pour cette dernière raison, on mesure pour la raie P-F une intensité voisine de l'intensité totale : soit $i_0^{0,5\delta}$, tandis que pour la raie P-P où δ est grand on mesure $i_0^{0,2\delta}$.

En portant les valeurs numériques données au début de ce paragraphe dans la formule (II.D.4) on obtient :

$$\text{pour la raie P-F : } i_0^{0,5\delta} = 2,04 \cdot 10^{-16} \text{ N ;}$$

$$\text{pour la raie P-P : } i_0^{0,2\delta} = 7,0 \cdot 10^{-18} \text{ N.}$$

Les résultats sont donnés dans le tableau II.

Les valeurs de N obtenues à partir de l'intensité de la raie P-P sont, en moyenne, de 15 o/o supérieures à celles obtenues à partir de l'intensité de la raie P-F : il est peu probable que ce résultat soit dû uniquement à des erreurs expérimentales.

Les figures 13 et 14 représentent les variations du nombre N, de particules chargées par centimètre cube et des intensités relatives $(i/l)_{P-F}$ et $(i/l)_{P-P}$, la première en fonction du courant (pour les pressions de 1 et 3 mm. de mercure), la seconde en fonction de la pression (pour les courants de 1 et 0,2 ampère).

Pour la pression de 1 mm., le courant et la densité de particules chargées sont à peu près proportionnels, tandis que pour la pression de 3 mm., la densité de particules chargées varie moins vite que le courant.

La densité de particules chargées croît aussi avec la pression rapidement pour les faibles pressions lentement ensuite.

D'un point de vue qualitatif, le sens des variations s'explique aisément : on sait que dans une colonne positive la charge totale est sensiblement nulle, par suite la densité des électrons libres doit être la moitié de la densité totale de particules chargées. Lorsque le courant croît la vitesse moyenne des électrons suivant le champ doit peu varier (le champ de la colonne positive varie peu) et N doit en gros varier comme J.

Dans leur progression suivant la direction du champ, les électrons sont d'autant plus freinés par les chocs contre les atomes que ceux-ci sont plus nombreux, donc que la pression est plus forte ; aux fortes pressions le champ de la colonne positive croît nettement et atténue le ralentissement. Ajoutons qu'aux fortes pressions, et aux faibles courants, la décharge se concentre sur l'axe du tube, ce qui doit augmenter les densités de courant et de particules chargées.

Les résultats obtenus ne peuvent donner lieu à une vérification quantitative car les nombres de particules chargées par centimètre cube ne sont pas connus par ailleurs. Il existe au moins deux méthodes électriques permettant de mesurer la concentration des

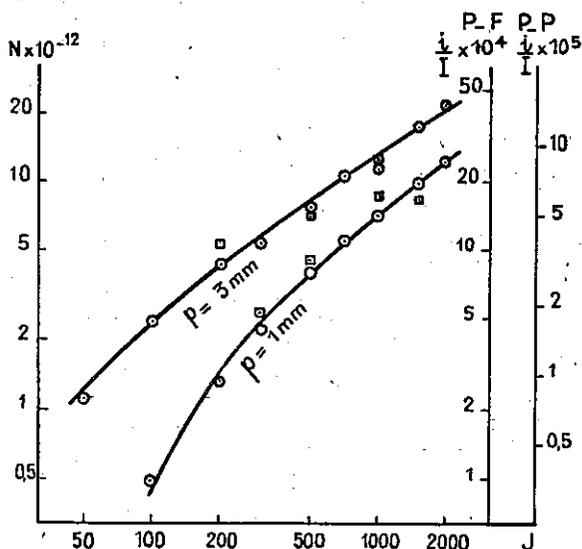


Fig. 13. — Les points entourés de cercles sont relatifs à la raie 2^1P-4^1F ; ceux entourés de carrés sont relatifs à la raie 2^1P-4^1P .

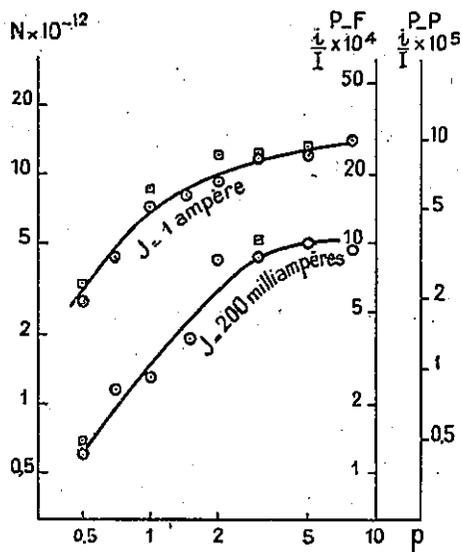


Fig. 14. — Les points entourés de cercles sont relatifs à la raie 2^1P-4^1F ; ceux entourés de carrés sont relatifs à la raie 2^1P-4^1P .

électrons, ce sont : la méthode des sondes de Langmuir et Mott (24) et la mesure de la conductivité pour les microondes (25), mais il n'existe pas dans la littérature de données numériques susceptibles d'être comparées aux données ci-dessus.

3° VITESSES DE PROGRESSION DES ÉLECTRONS DANS LA DIRECTION DU CHAMP. — A partir du nombre N on peut déterminer les vitesses moyennes W_x ; de progression des électrons suivant la direction du champ à condition de supposer que la décharge forme un plasma homogène; on a alors :

$$(N/2) \cdot \epsilon \cdot (\pi/4) \cdot D^2 \cdot W_x = J \cdot 3 \cdot 10^9$$

ou :

$$W_x = 1,6 \cdot 10^{19} \cdot J / ND^2$$

où J est le courant en ampères, le diamètre D est le diamètre du tube (6,8 mm.) si l'on suppose la densité de courant homogène, ou le diamètre de la partie lumineuse de la décharge si on suppose, au contraire, que tout le courant est concentré dans cette partie lumineuse.

Les valeurs de W_x calculées dans ces deux hypothèses figurent dans le tableau III, ainsi que les valeurs $W_x(\bar{v})$ d'après Townsend et Bailey (26) (extrapolées pour $p = 1,5$ mm.). L'aspect de la décharge est celui d'un cylindre assez nettement délimité dont on mesure aisément le diamètre ou cathétomètre. Dans le tableau III figurent aussi les valeurs du champ de la colonne positive X ; étant donnée la grande longueur du tube employé, le champ de la colonne positive est simplement déduit de la tension totale entre électrodes, en admettant pour l'ensemble des chutes, cathodique et anodique, une valeur constante de 150 volts (pour une tension totale de l'ordre de 3 000 volts).

Les valeurs spectroscopiques diffèrent radicalement des valeurs de Townsend (rapports de 0,4 à 2,5 ou de 0,8 à 3,5 suivant l'hypothèse faite sur les densités de courant). Ce résultat n'est pas surprenant : les mesures de Townsend et Bailey ont été faites à des pressions supérieures à 240 mm., dans des conditions où les chocs sont purement élastiques; au contraire dans la colonne positive les chocs de seconde espèce sont nombreux et la mobilité des électrons doit être plus grande. Partant d'une équation de Langevin : $\mu = 0,75 \epsilon l / m \bar{v}$ (ϵ , m , l et \bar{v} étant : la mobilité, la charge, la masse, le libre parcours moyen et la vitesse moyenne de l'électron), Compton (27) a établi les deux formules :

$$\mu_1 = 0,707 \sqrt{\frac{\epsilon l \sqrt{f}}{m X}}$$

$$\mu_2 = \sqrt{\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\epsilon \cdot l}{m \cdot X}}$$

TABEAU III

Les valeurs des densités de particules chargées figurant dans ce tableau ne sont pas les valeurs expérimentales exactes mais des valeurs prises sur les courbes moyennes.

P	0,5		0,7		1,0						1,5		2,0			
	200	1 000	200	1 000	100	200	300	500	700	1 000	1 500	2 000	200	1 000	200	
J																
10^{-12} .N	0,61	3,1	0,95	4,6	0,59	1,4	2,4	4,0	5,3	7,0	9,8	12,5	2,4	8,9	3,2	
X	9,8	9,8	9,8	9,45	10,55	9,8	9,7	9,6	9,45	9,3	9,1	8,9	9,8	8,7	10,5	
D	6,3	6,45	6,25	6,45	6,0	6,2	6,25	6,25	6,3	6,45	6,45	6,45	6,2	6,45	6,0	
10^{-3} .W _x { 1	115	110	73	75	59	49	43	43	46	49	53	55	29	30	22	
2	130	125	86	84	76	60	51	51	53	55	59	62	35	43	38	
10^{-5} .W _x ($\frac{1}{2}$)													41	36	32	

P	2,0		3,0						5,0		8,0					
	50	1,000	100	200	300	500	700	1 000	1 500	2 000	200	1 000	200	1 000		
J																
10^{-12} .N	10	1,2	2,4	4,2	5,7	8,0	10	12,5	17	21	4,9	13	5,2	10,5	14	
X	8,7	13,0	12,3	11,3	10,9	9,9	9,6	9,3	9,2	9,1	12,0	10,2	14,1	12,5	11,1	
D	6,3	5,05	5,5	5,8	5,8	5,9	6,0	6,0	6,1	6,1	5,3	5,5	5,1	5,3	5,5	
10^{-5} .W _x { 1	35	14,5	14,5	16,5	18,5	21,5	24	28	30,5	33	14	26,5	13,5	16,5	25	
2	40	26	22	22,5	25	29	31	35	38	41	23	41	24	27	38	
10^{-5} .W _x ($\frac{1}{2}$)	25,5	25,5	24	22	21	19	19	18	18	18	17	13	14	10,5	10	

qui, dans le cas des grandes valeurs de X/p , donnent la mobilité, la première dans le cas de chocs élastiques, la seconde dans le cas de chocs totalement inélastiques.

Dans ces formules f est la fraction d'énergie perdue en moyenne par choc. Dans le cas de chocs parfaitement élastiques la valeur théorique de f est :

$$f = 2m/M \quad (M, \text{Masse de l'atome})$$

soit pour l'hélium :

$$f = 1/3660 = 2,73 \cdot 10^{-4} \quad \text{et} \quad \mu_2/\mu_1 = 16.$$

Expérimentalement, d'après les travaux de Nielsen (28), la croissance de W_x en fonction de X/p serait (pour $X/p > 2,5$) beaucoup plus rapide que ne l'indiquent les mesures de Townsend, ceci dans des conditions expérimentales où les chocs de seconde espèce sont encore beaucoup plus rares que dans la colonne positive.

Le tableau III montre qu'aux forts courants la vitesse de progression des électrons croît avec le courant alors que le champ de la colonne positive décroît ; lorsque le courant augmente la proportion d'atomes excités augmente (surtout sur les niveaux supérieurs) les chocs de seconde espèce doivent devenir plus fréquents, et la mobilité doit croître et il n'y a donc là rien d'anormal. Par ailleurs les vitesses de progression ne décroissent que lentement avec la pression quand celle-ci dépasse 1 mm. : l'accroissement du champ de la colonne positive n'est pas une explication suffisante, car les valeurs des vitesses de progression s'écartent de plus en plus des valeurs de Townsend. Pour expliquer ce phénomène on peut invoquer la plus longue durée de vie des atomes métastables, qui atteignent difficilement les parois ; on peut aussi penser que les électrons de la partie non lumineuse, étant des électrons lents, donc d'après la formule de Langevin de grande mobilité, transportent une partie importante du courant.

Ces raisons ne sont pas probantes ; en tout cas l'examen grossier des intensités des différentes raies montre qu'aux fortes pressions l'intensité des raies de courtes longueurs d'ondes baisse rapidement avec la pression, la température électronique doit donc baisser rapidement, baisse qui compense partiellement celle du libre parcours moyen dans l'expression des mobilités par la formule de Langevin.

F. Conclusion. — La présence des raies interdites forcées dans un tube à décharge en courant continu est suffisamment expliquée par l'existence du champ interionique. Les intensités observées conduisent à des densités d'électrons qui, faute d'autres données, ne sont pas susceptibles de vérifications quantitatives, mais qui, en ce qui concerne les ordres de grandeurs et l'influence du courant et de la pression, sont conformes à ce que l'on doit attendre.

La mesure des intensités relatives des raies interdites est donc susceptible de fournir une méthode de mesure des densités d'électrons et, par suite, de leurs mobilités. La méthode globale employée est très grossière car elle suppose un plasma homogène; pour obtenir de meilleures mesures, il faudrait déterminer la concentration d'électrons en fonction de la distance à l'axe, en visant en bout un tube relativement court et large, en utilisant un faisceau, peu ouvert et bien parallèle au tube; les deux grosses difficultés dans une telle mesure seraient: la nécessité d'employer un récepteur très sensible, et la détermination du coefficient d'autoabsorption de la raie de comparaison.

Une autre application des raies forcées est la détermination des niveaux mais les niveaux ainsi déterminés sont déplacés. Si on néglige toutes les causes d'élargissement de la raie autres que le champ électrique, le maximum est pratiquement donné par le maximum de $F^2 \cdot P(F^2)$.

En utilisant les valeurs numériques des probabilités données par Chandrasekhar, on trouve que ce maximum correspond à une valeur du champ:

$$F_M = 2,05 F_N = 5,4 \cdot N^{2/3} \cdot e.$$

Prenons par exemple le cas de la raie $4^1F \rightarrow 2^1P$ de l'hélium pour une pression de 0,5 mm. et un courant de 200 milliampères, alors:

$$F_M = 0,22 \text{ U. E. S. G. G. S.}$$

et le déplacement moyen des composantes:

$$\frac{\overline{K_m \cdot F_M^2}}{\delta} = 0,83 \cdot 10^{-2} \cdot (0,22)^2 / 5,5 = 0,72 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$$

est tout à fait négligeable.

Le déplacement réel du maximum de la raie est beaucoup plus grand et est une conséquence de sa forme dissymétrique. Pour donner un ordre de grandeur, considérons simplement l'influence de la largeur de fente, en supposant négligeables toutes les autres causes d'élargissement: en supposant le champ interionique suffisamment faible pour que la formule (II.D.3) soit applicable, cette formule montre immédiatement que le maximum est déplacé d'une quantité égale à la demi-largeur de fente, ceci même si le champ interionique est très faible.

Les différentes causes d'élargissement empêchent aussi d'atteindre effectivement la forme de la fonction de probabilité; la forme des raies observées est en gros conforme à ce que l'on doit attendre.

CHAPITRE III

Effet Zeeman des raies forcées de l'hélium.

L'étude de l'influence de la densité de courant et de la pression sur l'intensité relative d'une raie interdite permet, sans ambiguïté, de reconnaître un rayonnement forcé par le champ électrique. Ainsi que l'ont montré tout d'abord Ittmann et Brinkman (29), l'étude de l'effet Zeeman permet de parvenir au même résultat, car les règles de sélection pour le nombre quantique magnétique ne sont pas les mêmes pour les raies forcées que pour celles qui ne le sont pas.

Le principe du calcul des intensités des différentes composantes de la figure de décomposition magnétique, tel qu'on le trouve exposé dans les travaux de Segré et Bakker (30), n'est pas sensiblement différent de celui du calcul des intensités des raies interdites dans l'effet Stark. La différence essentielle provient de ce que, les axes étant déterminés par le champ magnétique et la direction d'observation, le champ électrique a une direction quelconque.

Dans un précédent article, j'ai montré avec P. Jacquinet que dans les tubes alimentés en haute fréquence, la décharge étant soit parallèle, soit perpendiculaire au champ magnétique, les figures de décomposition Zeeman des raies forcées de l'hélium sont tout à fait conformes à la théorie, si on admet que le champ électrique interionique a une probabilité beaucoup plus grande d'être perpendiculaire au champ magnétique que de lui être parallèle. Ce résultat est basé sur l'observation de plusieurs raies des types P-F, P-P, P-G; Segré et Bakker (30) avaient obtenu un résultat tout différent en étudiant l'effet Zeeman d'une raie forcée du mercure, la source étant un arc parallèle au champ magnétique; la figure obtenue était assez mal résolue, mais dans chaque polarisation dominait une composante non déplacée; comme les composantes π et σ non déplacées sont dues respectivement aux composantes du champ électrique parallèle et perpendiculaire au champ magnétique, ces composantes devaient être du même ordre de grandeur.

Il était donc intéressant d'observer l'effet Zeeman des raies forcées de l'hélium avec une décharge continue parallèle au champ magnétique; le tube construit à cet effet a été décrit au chapitre premier. Les visées en travers étant seules possibles, on ne peut observer que les raies les plus intenses et en utilisant de fortes densités de courant. Il est nécessaire d'utiliser un champ magnétique plus intense que celui des expériences en haute fréquence. En effet, dès que le champ dépasse quelques milliers de gauss dans la partie du tube soumise au champ magnétique, celle-ci devient très peu lumineuse, la lumière

n'est plus émise que par un cylindre ayant un diamètre de l'ordre du millimètre et une brillance très faible et c'est seulement lorsqu'on fait croître le champ magnétique au-dessus d'une vingtaine de milliers de gauss, que le diamètre de la partie lumineuse et sa brillance, croissent progressivement; pour des champs magnétiques de l'ordre de 30 000 gauss la brillance devient comparable à la brillance sans champ, mais la décharge n'emplit jamais tout le tube. Ce phénomène interdit l'emploi de champs magnétiques moyens; les champs faibles ne sont pas non plus utilisables, car les figures Zeeman ne sont pas résolues. Dans ces conditions, il n'a été possible d'obtenir correctement par photographie que l'effet Zeeman de la raie de triplet $2^3P_{1,2}-4^3F$ ($\lambda = 4\,469,99 \text{ \AA}$); dans les champs employés l'effet Paschen-Back est complet et la raie doit se comporter comme une raie de singulet.

Toutes les composantes prévues par la théorie, dans un champ isotrope, sont observables. Cependant les intensités relatives des différentes composantes diffèrent des intensités théoriques (fig. 15).

Il existe une dissymétrie dans les intensités, les composantes les plus proches de la raie intense ont des intensités plus fortes que celles qui correspondent à un saut quantique égal et de signe contraire; cet effet est prévisible théoriquement, il provient de ce que les distances entre les différents sous-niveaux de la décomposition magnétique ne sont pas les mêmes

et pour l'éliminer il suffit de faire la moyenne des intensités des composantes symétriques. On constate, en outre, que les trois composantes qui correspondent au triplet normal ont des intensités trop faibles: la composante ($\Delta m = 0, \pi$) semble légèrement moins intense que les composantes ($\Delta m = \pm 1, \pi$) et ($\Delta m = \pm 2, \sigma$), alors qu'elle devrait être plus intense dans le rapport 4/3; les composantes ($\Delta m = \pm 1, \sigma$) ont une intensité moyenne sensiblement égale à celle de la composante ($\Delta m = 0, \sigma$), alors que le rapport devrait être 3/2.

Les clichés ont été faits avec une pression de 2 mm. et un courant de 1,5 ampère, dans des champs de 24 500, 30 000 et 38 000 gauss. En dehors de la dissymétrie qui croît avec le champ magnétique les rapports d'intensités ne dépendent pas sensiblement de celui-ci.

Pour la raie 2^1P-4^1F ($\lambda = 4\,920,57 \text{ \AA}$), la sensibilité des plaques est faible, et, avec un temps de pose de 12 heures, seules les cinq composantes les plus intenses ($\Delta m = 0, \pm 1$ en π ; $\Delta m = \pm 2$ en σ) ont pu être observées et ont des intensités sensiblement égales, abstraction faite de la dissymétrie; les trois autres composantes étaient

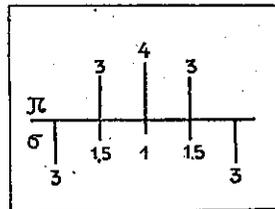


Fig. 15. — Décomposition Zeeman théorique d'une raie forcée du type P-F. Le champ interionique est supposé isotrope et le champ magnétique faible.

celle-ci n'a rien de surprenant car le mouvement de progression des électrons suivant la direction du champ est faible par rapport à leur mouvement désordonné. La perturbation invoquée pour expliquer l'anisotropie est au fond peu de chose en comparaison d'autres perturbations observables : il a déjà été parlé du régime de décharge très peu lumineux qui s'établit dans les champs moyens, et qui s'accompagne de l'émission d'un spectre continu et probablement d'un accroissement du champ interionique ; quelques observations qualitatives, faites par photographie à l'aide d'un petit spectrographe, sur la raie 2^1P-4^1P montrent l'existence d'un champ électrique très élevé pour les champs magnétiques qui correspondent au début du rétablissement de la luminosité du tube.

Par ailleurs, le champ magnétique accroît toujours fortement le champ électrique et modifie profondément les rapports d'intensités entre les différentes raies permises : les raies qui correspondent à des niveaux élevés sont fortement exaltées, certains rapports d'intensités sont multipliés par un facteur de l'ordre de 10, ces deux phénomènes sont probablement liés à un accroissement considérable de la température électronique.

Comme l'anisotropie observée dans le cas de la décharge continue parallèle au champ magnétique s'explique par un excès très faible de charges d'un signe, il n'est pas surprenant que l'on puisse observer des anisotropies beaucoup plus fortes. Dans le cas d'une décharge haute fréquence parallèle au champ magnétique, on observe un maximum de luminosité près des parois et non au centre du tube, mais l'anisotropie peut toujours s'expliquer par une charge d'espace.

Dans le cas d'une décharge perpendiculaire au champ magnétique il y a encore un maximum de lumière le long des parois, en outre, comme il n'y a plus de symétrie de révolution, les charges de parois peuvent, elles-mêmes, créer un champ électrique perpendiculaire au champ magnétique. En haute fréquence les raies interdites sont nettement moins larges qu'en courant continu : ce fait montre bien qu'en haute fréquence le champ électrique ne suit pas la loi de répartition de Holtsmark mais possède un maximum plus aigu.

L'étude de l'effet Zeeman permet d'étudier l'anisotropie du champ électrique interionique, mais le champ magnétique perturbe profondément la décharge et est responsable des anisotropies observées. Il serait intéressant d'étudier l'anisotropie du champ électrique en l'absence de champ magnétique : une légère anisotropie n'est pas exclue surtout dans le cas des fortes pressions où l'on a à la fois de fortes densités de charges et une concentration de la décharge. L'anisotropie peut en principe être étudiée en mesurant la polarisation globale des raies interdites, mais, en l'absence de champ magnétique, les différentes composantes de l'effet Zeeman sont confondues, et pour les raies du type P-F la méthode est peu sensible : le rapport

des intensités des deux polarisations, est pour les raies P-F, P-P, et S-S respectivement : $4/3$, $34/13$, $1/0$ pour un champ électrique perpendiculaire à la direction d'observation ; il n'y a pas de polarisation si le champ électrique est isotrope ou parallèle à la direction d'observation. Pour mettre en évidence un champ radial superposé au champ de la répartition de Holtsmark, il faudrait faire les mesures en visant un tube en bout, la fente étant conjuguée d'un diamètre du tube, et utiliser un faisceau dont l'ouverture soit nettement plus petite que celle du tube, la méthode ne serait donc applicable qu'à des tubes de gros diamètres.

CHAPITRE IV

Composantes interdites forcées par le champ interionique dans l'effet Paschen-Back des raies de la série de Balmer.

A. Dans un champ magnétique suffisamment intense les raies de la série de Balmer subissent un effet Paschen-Back complet et se décomposent, par conséquent, en un triplet normal.

Expérimentalement, ce résultat fut établi par F. Croze (31) en 1912. Les expériences de Paschen et Back (32), faites à la même époque n'avaient pas conduit à un résultat aussi simple : outre des anomalies dans les écarts et les intensités, ces auteurs qui utilisaient un tube de Geissler perpendiculaire aux lignes de force du champ magnétique, observaient une forte dépolarisation de la composante centrale. Dans des conditions analogues, avec des tubes alimentés en haute fréquence, on peut aisément observer, non seulement la composante interdite ($\Delta m = 0, \sigma$), mais aussi les composantes interdites ($\Delta m = \pm 1, \pi$) et ($\Delta m = \pm 2, \sigma$).

L'apparition des composantes interdites et les autres anomalies sont des manifestations de l'effet Stark. Une décharge perpendiculaire au champ magnétique ne peut, en effet, se maintenir, surtout en basse fréquence, que si de fortes charges de parois, dues au soufflage par le champ magnétique, produisent un champ électrique suffisamment intense pour s'opposer à ce soufflage. Ce champ électrique, par rapport auquel le champ de la colonne positive est négligeable, est à la fois perpendiculaire à la décharge et au champ magnétique. Bohr (33) a montré, en 1917, qu'un tel champ doit provoquer l'apparition des composantes interdites observées et que leurs intensités doivent être proportionnelles au carré du module du champ électrique.

Dans les expériences de F. Croze, le tube à décharge traversait les pièces polaires et était parallèle au champ magnétique, il n'y avait

a étant l'unité atomique de longueur (rayon de la première orbite de Bohr).

Il n'est pas utile de reproduire les détails du calcul qui est long et ne présente aucune particularité intéressante. On trouve finalement, pour les intensités des différentes composantes :

$$\begin{aligned}
 i_{\pm 2, \sigma} &= C \cdot \frac{\varepsilon^4 \cdot a^2 \cdot d^2}{\mu^2 \cdot H^2} \left[(\overline{F_x^2} + \overline{F_y^2}) \left(\frac{27n^2}{1600} + \frac{3}{4n^2} + \frac{3}{40} (n^2 - 4) \right) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{6}{5(n^2 - 4)} + \frac{9}{50} \cdot \frac{n^2(n^2 - 9)}{n^2 - 4} \right] + \frac{33}{40} (\overline{F_y^2} - \overline{F_x^2}) \\
 I_{\pm 1, \sigma} &= C \cdot \varepsilon^2 \cdot d^2 \cdot \left(\frac{1}{6n^2} + \frac{1}{72(n^2 - 1)} + \frac{4}{9(n^2 - 4)} \right) = \frac{I_{0, \pi}}{2} \\
 i_{\pm 1, \pi} &= \frac{C \cdot \varepsilon^4 a^2 \cdot d^2}{\mu^2 H^2} \left[(\overline{F_x^2} + \overline{F_y^2}) \left(\frac{51n^2}{800} + \frac{3}{2n^2} + \frac{3}{40} (n^2 - 4) \right) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{6}{5(n^2 - 4)} + \frac{9}{50} \cdot \frac{n^2(n^2 - 9)}{n^2 - 4} \right] + \frac{6}{5} (\overline{F_y^2} - \overline{F_x^2}) \\
 i_{0, \sigma} &= \frac{C \cdot \varepsilon^4 \cdot a^2 d^2}{\mu^2 H^2} \left[(\overline{F_x^2} + \overline{F_y^2}) \left(\frac{267n^2}{800} + \frac{9}{10} + \frac{3}{2n^2} + \frac{n^2 - 1}{8} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{2(4n^2 - 1)} + \frac{n^2 - 4}{40} + \frac{2}{5(n^2 - 4)} + \frac{3}{50} \cdot \frac{n^2(n^2 - 9)}{n^2 - 4} \right) \\
 &\quad \left. + (\overline{F_y^2} - \overline{F_x^2}) \left(\frac{6n^2}{25} + \frac{33}{20} + \frac{n^2 - 1}{8} + \frac{1}{2(4n^2 - 1)} + \frac{n^2 - 4}{40} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2}{5(n^2 - 4)} + \frac{3}{50} n^2 \cdot \frac{(n^2 - 9)}{n^2 - 4} \right]
 \end{aligned} \quad (IV. D.3)$$

Dans le cas d'un champ isotrope les termes en $\overline{F_y^2} - \overline{F_x^2}$ disparaissent, et on obtient pour les intensités des composantes interdites des raies H_α , H_β , H_γ :

H_α	H_β	H_γ	
$i_{0, \sigma} = 20,2$	79	230	}
$i_{1, \sigma} = 5,15$	33	99	
$i_{2, \sigma} = 3,25$	25,5	81	

$I_0 \left(\frac{\overline{F_x^2}}{H^2} \right)$

où F_1 est exprimé en volts par centimètre, H en gauss et où I_0 représente l'intensité de la composante π permise. Ces relations donnent les intensités des composantes interdites en fonction du champ carré moyen, dans le cas où la moyenne a un sens, et où l'on peut négliger les champs élevés. Dans le cas d'une répartition de Holtsmark on sait que $\overline{F^2}$ est infini, le champ équivalent tel qu'il a été défini au chapitre II dépend de la transition considérée. S'il n'y avait qu'un seul niveau perturbateur, le champ équivalent devrait, pour les composantes correspondantes de H_β et H_γ , être à peu près inversement proportionnel à la racine sixième des intensités relatives observées, ou encore inversement proportionnel à la racine huitième des intensités théoriques pour un champ donné (cf. II.D) ; ce résultat, qui provient

essentiellement de la forme de la fonction de probabilité du champ, doit subsister même dans les cas complexes; les champs équivalents calculés à partir des intensités des composantes de H_β doivent donc excéder d'environ 15 o/o ceux calculés à partir des composantes de H_γ en ce qui concerne les différentes composantes de H_β ou de H_γ , les écarts entre les valeurs du champ équivalent doivent être moindres, car les différences d'intensités proviennent pour beaucoup du nombre des transitions possibles (en particulier la composante $(\Delta m = 0)$ peut être à certains égards considérée comme double).

Si un champ radial est superposé au champ de la répartition de Holtmark les écarts entre les champs équivalents pour H_β et H_γ seront moindres; les formules (IV.D.3) montrent par ailleurs qu'un tel champ aurait pour effet de renforcer les composantes $(\Delta m = \pm 1, \pm 2)$ moins que les composantes $(\Delta m = 0)$.

3° DÉPLACEMENT DES NIVEAUX ET ÉLARGISSEMENT DES RAIES. — a) Pour étudier les déplacements des niveaux et les élargissements correspondants des raies, il est commode d'étudier séparément les déplacements dus à la composante, \vec{F}_z , du champ électrique parallèle au champ magnétique et ceux dus à la composante, \vec{F}_1 , perpendiculaire au champ magnétique.

b) *Élargissements par la composante \vec{F}_z .* — Les fonctions d'ondes de Schrödinger et Epstein employées dans l'étude de l'effet Stark restent adaptées à la perturbation \vec{F}_z en présence du champ magné-

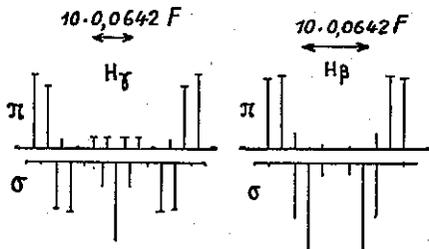


Fig. 17.

tique. Les composantes permises sont donc décomposées comme les composantes de même polarisation dans l'effet Stark en l'absence de champ magnétique; ces décompositions se traduisent par des élargissements. La figure 17 représente d'après Schrödinger et Epstein les décompositions des raies H_β et H_γ les déplacements étant comptés

en multiples du déplacement élémentaire 0,0642. F_z (F_z étant exprimé en kilovolts par centimètre).

Chaque composante permise est la superposition de plusieurs composantes, la forme de chacune de ces composantes étant celle de la fonction de probabilité de F_z . Cette fonction de probabilité est nettement différente de celle relative à F dont elle se déduit par :

$$P_z(F_z) = \int_{F=F_z}^{F=\infty} \frac{P(F)}{F_z} dF.$$

Elle possède un maximum pour $F_z = 0$.

A partir du tableau de valeurs numériques donné par Chandrasekhar, on peut effectuer numériquement l'intégration, on trouve en particulier que le champ dont la probabilité est moitié de la probabilité à l'origine est environ égal à $1,4F_n$ où F_n est le champ normal de Holtmark.

L'examen des figures de décomposition montre immédiatement que les composantes de H_γ doivent être plus larges que celles de H_β et que les composantes π doivent être plus larges que les composantes σ . Les largeurs de raies sont en principe calculables si l'on connaît la forme de la raie en dehors de l'effet Stark ; cette forme a une influence moindre pour les raies composées presque uniquement de composantes fortement déplacées. En ce qui concerne les composantes interdites, les largeurs doivent être du même ordre de grandeur que pour les raies permises, toutefois il existe quelques différences : pour les composantes ($\Delta m = \pm 2$) interviennent les niveaux ($m = \pm 3$) qui sont peu déplacés, par ailleurs, pour un champ F_z donné, l'intensité des raies interdites est proportionnelle à $\int i(F_1)P(F_1, F_z)dF_1$, quantité qui décroît moins vite que la quantité correspondante $P_z(F_z)$ relative aux raies permises, cette différence tend à élargir les raies interdites par rapport aux raies permises.

c) *Élargissements du second ordre par la composante F_1 .* — Les fonctions d'ondes de Schrödinger et Epstein sont adaptées à une perturbation \vec{F} quelconque en effet : d'une part, elles sont adaptées à la perturbation F_z , d'autre part, pour la perturbation \vec{F}_1 la partie ($n, m = C^{tes}$) de la matrice des énergies ne comprend que des termes nuls. La perturbation du second ordre est donnée par la formule classique :

$$\rho_2^{m,k} = \sum_{m',k'}^{m'-m \pm 1} \frac{(m, k | V | m', k') (m', k' | V | m, k)}{\pm \mu H}$$

Cette expression peut se calculer à l'aide des expressions analogues :

$$\rho_2^{m,l} = \sum_{\substack{m'=m \pm 1 \\ l'=l \pm 1}} \frac{(m, l | V | m', l') (m', l' | V | m, l)}{\pm \mu H}$$

on trouve :

$$\beta_2^{m,l} = \frac{F_1^2}{\mu H} \cdot \frac{9}{8} \varepsilon^2 \cdot a^2 \cdot n^2 \cdot m.$$

Cette relation étant indépendante de l les relations d'orthogonalité montrent que :

$$\beta_2^{mk} = \beta_2^{ml} = \Delta E.$$

Le déplacement des niveaux (n, m) est indépendant de k (on peut aussi le démontrer en supposant indépendantes les perturbations \vec{F}_2 et \vec{F}_1); numériquement :

$$\Delta v = 4,4 \cdot 10^{-6} (F_1^2/H) n^2 m \quad (F_1 \text{ en volts/cm.})$$

La composante π permise doit la majeure partie de son intensité à des composantes pour lesquelles $m = 0$ et n'est donc pratiquement pas élargie par F_1 . Les composantes σ peuvent, au contraire, être élargie par F_1 : si on suppose F_2 et F_1 du même ordre de grandeur, les déplacements dus à F_2 et à F_1 sont du même ordre de grandeur pour des champs de l'ordre de 10 000 volts/cm., l'élargissement est d'ailleurs dissymétrique.

En ce qui concerne les composantes interdites, on doit s'attendre à un élargissement plus important que pour les composantes permises parce que la probabilité de transition croît avec le champ électrique donc avec le déplacement, l'élargissement est dissymétrique (sauf pour $\Delta m = 0$), mais la dissymétrie doit surtout jouer loin du centre de la raie quand les déplacements dus à \vec{F}_1 deviennent grands par rapport à ceux dus à \vec{F}_2 .

C. Contrôle expérimental. — L'effet Zeeman des raies H_α , H_β et $H\gamma$ a été étudié à l'aide du tube à décharge en courant continu décrit au chapitre premier, et qui a servi aux mesures du chapitre III.

Le tube était rempli de vapeur d'eau, au début de la décharge celle-ci était partiellement décomposée, et les mesures n'étaient faites qu'après avoir obtenu une certaine stabilisation.

La plupart des mesures ont été faites en utilisant le courant maximum dont on pouvait disposer soit 1,5 ampère. On verra ci-dessous que le champ magnétique et la pression n'ont pu varier que dans des intervalles très restreints (33 000 à 40 000 gauss, et 0,18 à 0,60 mm. de mercure).

Dans ces conditions toutes les composantes interdites prévues sont observables aussi bien par photographie que par enregistrements directs, mais les raies sont très larges et par suite les composantes interdites sont très mal séparées. En fait les composantes ($\Delta m : \pm 1, \pm 2$) de H_α ne se manifestent que par des points d'inflexion sur les

courbes d'enregistrements ; pour H_β et H_γ elles se manifestent suivant les cas : soit par des maxima, soit par des paliers, soit par de nettes déformations. Placées dans une région à peu près stationnaire, pour l'intensité de l'ensemble des composantes ($\Delta m = \pm 1$) permises, les composantes ($\Delta m = 0$) interdites donnent un maximum bien accusé,

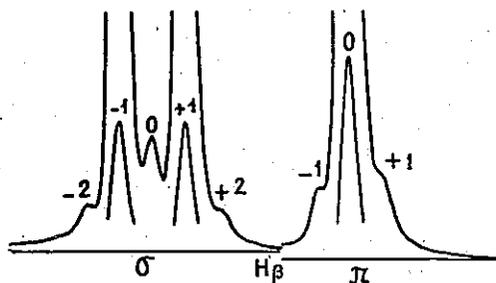


Fig. 18. — Reproduction d'un enregistrement de l'effet Zeeman de la raie H_β . Pour les composantes permises la sensibilité est divisée par 21.

mais l'intensité du maximum reste toujours inférieure au double de l'intensité des minima qui l'encadrent.

Les mesures sont pratiquement impossibles sur la raie H_α . Pour les raies H_β et H_γ , le partage des intensités entre les composantes

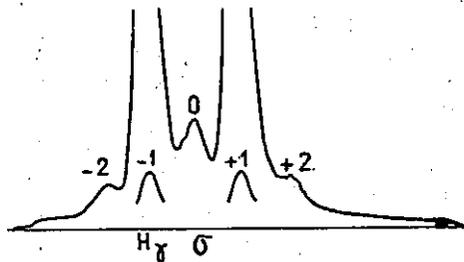


Fig. 19. — Reproduction d'un enregistrement de l'effet Zeeman de la raie H_γ (composantes σ).

Pour les composantes permises, la sensibilité est divisée par 81/8.

permises et interdites est très délicat ; si l'on se contente de donner aux pieds des raies permises des formes vraisemblables, on peut trouver pour les raies interdites des intensités allant du simple au double. L'arbitraire de la mesure est beaucoup réduit si l'on s'impose les conditions suivantes : les raies interdites doivent avoir des largeurs du même ordre de grandeur que les raies permises et doivent être à peu près symétriques dans leurs parties centrales ; les deux

composantes ($\Delta m = \pm 1$) permises doivent avoir même forme même loin du centre. Les deux premières de ces conditions sont grossièrement justifiées par l'étude sommaire des élargissements faite ci-dessus, il est d'ailleurs expérimentalement difficile d'attribuer aux raies interdites des largeurs nettement supérieures à celles des raies permises ; on ne voit guère de causes d'élargissement qui permettent de mettre en doute la validité de la dernière condition.

Il existe différentes causes d'erreur : dépolarisations et dichroïsme, baisse continue de la sensibilité de la cellule, baisse de la pression et variations dans la composition du mélange gazeux dans le tube. La dépolarisation, qui semble due surtout aux parois du tube, ne peut être entièrement évitée, et les mesures sur les composantes ($\Delta m = \pm 1$ et 0) doivent en être corrigées. La valeur de la correction de dépolarisation est déterminée à l'aide de la raie 5 015 Å de l'hélium, mais la valeur obtenue n'est pas très précise ; pour la raie H_α les corrections de dépolarisation seraient importantes, mais on a vu que les mesures sont déjà impossibles par ailleurs ; pour les composantes ($\Delta m = 0$) de H_β et H_γ la correction de dépolarisation est peu importante ; elle l'est beaucoup plus pour les composantes ($\Delta m = \pm 1$) mais reste acceptable étant donné le peu de précision que l'on peut, de toute façon, attendre des mesures.

On évite les erreurs dues au dichroïsme en rapportant les intensités des raies interdites à celles des raies permises de même polarisation. On annule pratiquement les erreurs dues aux variations de sensibilité, de pression et de composition, en prenant les moyennes des intensités des composantes symétriques.

Dans les tableaux ci-dessous sont données les intensités des différentes composantes interdites et les largeurs des raies permises pour une pression de 0,18 mm. de mercure et des champs de 39 000 et 36 500 gauss.

1° $H = 36\ 500$ gauss.

	H_α				H_β				H_γ					
	i_0	i_1	i_2		i_0	i_1	i_2	L_π	L_σ	i_0	i_1	i_2	L_π	L_σ
$2 < < 8$	très faibles				22,5	9,5	8,5			49	24,5	22		$\times 10^{-3}$
$(\sqrt{F_1^2})$	365 < < 730				615	620	665		0,82 0,77	530	575	600		1,05 0,87 cm ⁻¹
	volts/cm.													

2° $H = 39\ 000$ gauss.

	H_β				H_γ				
	i_0	i_1	i_2		i_0	i_1	i_2	L_π	L_σ
	17,5	8,0	5,1		38	19,5	15		$\times 10^{-1}$
				0,83 0,78					1,15 0,94 cm ⁻¹
$(\sqrt{F_1^2})_e$	580	610	545		500	545	530		

Les valeurs des champs équivalents pour les différentes composantes sont du même ordre de grandeur; conformément à la théorie, les valeurs des champs équivalents sont plus élevées pour H_β que pour H_γ et, en général, les composantes les plus intenses donnent les champs équivalents les plus faibles.

Le champ interionique E_1 semble décroître un peu quand le champ magnétique augmente mais l'effet n'est pas très net: l'effet du champ magnétique n'a pu être étudié systématiquement, car pour les champs faibles les raies interdites deviennent inobservables, pour un champ de 33 500 gauss elles apparaissent encore très nettement, mais les intensités ne sont pratiquement pas mesurables.

Les raies permises se classent d'après leurs largeurs dans l'ordre théorique, mais les différences de largeurs sont inférieures à ce que l'on pourrait attendre. Il semble que la composante axiale du champ interionique croisse avec le champ magnétique mais l'effet est faible.

Il n'a pas été possible de mettre en évidence de grosses variations du champ interionique dues à la pression: il n'est en effet possible d'observer les composantes interdites que pour un intervalle réduit de pression. Pour une pression de 0,6 mm. de mercure, on trouve des valeurs des intensités des composantes interdites ($\Delta m = 0 \pm 2$) sensiblement égales à celles trouvées pour une pression de 0,18 mm., mais les mesures sont très imprécises (elles sont pratiquement impossibles sur les composantes $\Delta m = \pm 1$); un mélange de gaz rare et d'eau donne également des intensités du même ordre de grandeur. On constate un léger élargissement avec la pression, surtout sensible sur la composante π de H_γ , composante la plus sensible à l'élargissement par le champ axial.

Il était important de montrer que l'intensité relative des raies interdites dépend de la densité de courant.

Pour un courant de 250 milliampères, on trouve, en effet, des intensités nettement inférieures à celles trouvées pour un courant de 1,5 ampère, toutes choses égales d'ailleurs, seules les intensités des composantes interdites σ de H_β ont été mesurées, pour les composantes π la correction de dépolarisation devient trop importante. On constate également que les raies permises deviennent nettement moins larges.

H_β	39 000 gauss		$p = 0,18$	
	i_0	i_2	L_π	L_σ
$i = 1,5$ A	17,5	5,1	0,83	0,78
$i = 0,25$ A	5,4	1,8	0,63	0,62
	} $10^{-3} \cdot I_0$		} cm^{-1}	

Les quelques mesures d'intensité précédentes permettent de conclure que les composantes interdites observées sont bien dues au

champ électrique des ions et des électrons qui conduisent le courant, il est d'ailleurs très possible que la répartition des charges diffère très sensiblement de la répartition de Holtzmark et que la colonne positive ait une charge d'espace. Le fait que, lorsque l'on augmente le champ magnétique, \vec{E}_1 décroît alors que \vec{F}_2 croît, est en faveur de cette hypothèse. On peut chercher un ordre de grandeur de la densité de charges en supposant que l'on a une répartition de Holtzmark. Considérons par exemple les mesures pour 39 000 gauss, 1,5 ampère, 0,18 mm. de mercure, et cherchons l'ordre de grandeur du champ normal de Holtzmark. A partir des intensités, on a trouvé un champ \vec{F}_1 équivalent d'environ 1,8 U. E. S. C. G. S. et on peut admettre un champ total équivalent d'environ $1,8 \times \sqrt{1,5} = 2,2$ U. E. S. C. G. S. Si les raies interdites étaient dues à un seul niveau perturbateur, étant données les valeurs des intensités relatives trouvées, ce champ devrait représenter environ 4 ou 5 fois le champ normal de Holtzmark ; en fait, le rapport est certainement plus faible, car pour les valeurs élevées du champ \vec{F}_1 le champ axial \vec{F}_2 a de fortes probabilités d'être élevé et les transitions interdites perdent leur signification ; une autre forme de raisonnement sommaire, qui consiste à identifier le champ équivalent au champ le plus probable, conduit à un rapport de 1,6 ; on peut donc admettre un champ de Holtzmark de l'ordre de 1 unité électrostatique C. G. S.

Pour déterminer le champ de Holtzmark à partir de la largeur des raies permises, il y a intérêt à ne considérer que la composante π de H_y , qui est la plus sensible au champ axial et qui peut être assimilée à une seule composante déplacée de la quantité :

$$17.0,064.(3/10).F_2. \quad (F_2 \text{ en U. E. S. C. G. S.})$$

La largeur de la raie étant de $1,15 \text{ cm}^{-1}$ on trouve que le champ correspondant est d'environ 1,75 U. E. S. C. G. S., on sait par ailleurs que le champ axial dont la probabilité est moitié de la probabilité des champs nuls est environ 1,4 fois le champ normal de Holtzmark, ce qui conduit à un champ normal de 1,2 U. E. S. C. G. S., valeur qui doit être trop grande, car les causes d'élargissement autres que l'effet Stark linéaire ont été négligées.

On peut donner un ordre de grandeur de N en écrivant :

$$F_N = 2,61 N^{2/3} \epsilon = 1$$

d'où :

$$N = \left(\frac{1}{2,61 \cdot 4,77} \right)^{3/2} \cdot 10^{15} \sim 2 \cdot 10^{13}$$

CHAPITRE V

Sur les raies d'intercombinaison de l'hélium.

On connaît de nombreuses raies d'intercombinaison dans les spectres des éléments lourds de la seconde colonne du tableau de Mendéléeff, on en connaît beaucoup moins dans les spectres des éléments légers de cette colonne.

En ce qui concerne l'hélium, Lyman (36), le premier, observa une raie d'intercombinaison : la raie $1^1S_0 - 2^3P_1$ (591,6 Å); en 1939, P. Jacquinot observa plusieurs raies d'intercombinaison dans le spectre visible. Plusieurs raies d'intercombinaison qui ne sont pas signalées dans la publication citée ont été par la suite observées par cet auteur (2). Ces raies sont du type P-D. J'ai cherché à observer les raies d'intercombinaison des types S-P et P-S, mais ne les ai jamais observées, même avec de fortes surexpositions : elles sont certainement beaucoup plus faibles que les raies du type P-D.

Comme elles ne sont pas provoquées par des champs extérieurs, les transitions d'intercombinaison ont naturellement des probabilités constantes; les valeurs de ces probabilités doivent donc être des données très utiles pour l'étude précise du couplage, mais il est nécessaire de savoir quel est le mode de rayonnement : l'étude de l'effet Zeeman permet d'éclaircir ce dernier point. C'est seulement sur la raie $2^3P_{1,2} - 3^1D$ (5 074,48 Å) que la probabilité de transition a pu être mesurée et l'effet Zeeman étudié.

2) MESURE DU RAPPORT DE PROBABILITÉ DES TRANSITIONS. — $3^1D \rightarrow 2^3P_{1,2}$ (5 874,48 Å) et $3^1D \rightarrow 2^1P$ (6 678,149 Å). — Les deux raies considérées ayant même niveau de départ, le rapport des probabilités de transition se déduit immédiatement du rapport des coefficients d'émission. Pour observer commodément la raie d'intercombinaison, il est nécessaire d'observer un tube en bout, la raie permise est dans ces conditions fortement autoabsorbée, aussi l'observe-t-on en visant le tube en travers, la méthode est donc exactement la même que celle indiquée au chapitre II.

Dans les mesures du chapitre II, on avait admis que la raie $2^1P - 4^1D$ n'était pas autoabsorbée en travers; la même hypothèse ne peut être admise pour la raie $2^1P - 3^1D$ plus intense. Burger et Van Cittert (37) ont étudié l'autoabsorption de cette raie; ils ont trouvé, pour une densité de courant de 0,6 ampère/cm², et une pression de 12 mm. de mercure, un coefficient d'absorption central égal à 30; ceci correspond pour 7 mm. d'épaisseur à un coefficient d'auto-

absorption global de 10. Quelques mesures assez grossières, faites avec le tube utilisé, en employant des mesures sur plusieurs longueurs, ont indiqué des nombres nettement plus faibles; mais la méthode n'était pas suffisamment au point pour donner une mesure réelle. Dans ces conditions, j'ai déterminé le produit du rapport des probabilités de transition par le facteur d'autoabsorption, et cherché comment ce produit varie avec le courant. Pour déterminer ce produit on mesure les aires des courbes d'enregistrement, pour la raie interdite et pour la raie permise, et les déviations données par la lampe à ruban de tungstène pour les mêmes longueurs d'ondes. Désignons par U les étendues des faisceaux admis dans le spectrographe, par T les coefficients de transmission, par B les brillances spectrales; les lettres $L. B. T.$ en indice, indiquent que ces quantités sont relatives: à la lampe, au tube visé en bout, ou au tube visé en travers. Soient par ailleurs $\frac{dx}{d\lambda}$ la dispersion du spectrographe, L_2 la largeur de la fente de sortie, $\sigma(\lambda)$ un coefficient de proportionnalité caractérisant la sensibilité de l'ensemble cellule-galvanomètre. Les déviations sont données par (cf. I.C.2):

$$D = T \cdot U \cdot L_2 \cdot B(\lambda) \cdot \sigma(\lambda) / \frac{dx}{d\lambda}$$

et à un déplacement dx dans le plan de la fente, correspond sur la courbe d'enregistrement un déplacement:

$$dX = \frac{dX}{dx} \cdot \frac{dx}{d\lambda} \cdot d\lambda = C \cdot d\lambda \cdot \frac{dx}{d\lambda}$$

où $C = \frac{dX}{dx}$ est une constante pratiquement indépendante de la longueur d'onde.

L'aire de la courbe d'enregistrement d'une raie est donc:

$$A = \int D dX = C \cdot T \cdot U \cdot L_2 \cdot \sigma(\lambda) \cdot \int B(\lambda) d\lambda$$

$\sigma(\lambda)$ étant pratiquement constant dans le petit intervalle spectral qui correspond à une raie.

Le quotient de l'aire d'une raie par la déviation donnée par la lampe à ruban de tungstène, pour la même longueur d'onde, est donc:

$$\frac{A}{D_L} = C \cdot \frac{dx}{d\lambda} \cdot \frac{T}{T_L} \cdot \frac{U}{U_L} \cdot \frac{1}{B_L(\lambda)} \cdot \int B(\lambda) d\lambda.$$

Pour une raie non autoabsorbée, l'intégrale est proportionnelle au coefficient d'émission, tandis que pour une raie autoabsorbée, elle est proportionnelle au coefficient d'émission divisé par le facteur d'autoabsorption.

viennent plus, étant donné que les deux raies ont, pratiquement même longueur d'onde. La valeur de l'autoabsorption de la raie intense, visée en travers, est environ de deux d'après les mesures du paragraphe précédent.

On trouve ainsi pour la valeur de l'intensité relative :

$$\frac{i(2^1P-3^3D)}{i(2^3P-3^1D)} = 1,8.10^{-4}.$$

Si l'on pouvait admettre que les nombres d'atomes sur les deux niveaux 3^1D et 3^3D , très voisins, sont simplement proportionnels à leurs poids statistiques, on pourrait passer immédiatement du rapport des intensités au rapport des probabilités de transition ; avec la densité de courant relativement forte employée, il est probable que cette hypothèse n'est pas justifiée.

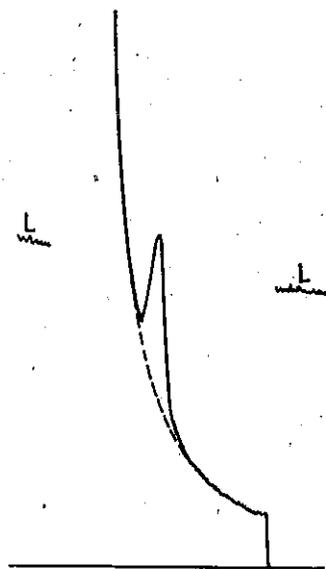


Fig. 21. — Reproduction d'un enregistrement de la raie 2^1P-3^3D . En pointillés le tracé présumé du pied de la raie intense voisine. L marque d'intensité de la lampe.

4° EFFET ZEEMAN DE LA RAIE D'INTERCOMBINAISON ($2^3P_{1,2}-3^1D$) (38). — L'étude de l'effet Zeeman d'une raie interdite permet souvent d'en déterminer la nature. Les raies interdites qui ne violent que la règle de sélection interdisant les intercombinaisons doivent normalement être

dipolaires, et dues simplement au fait que cette règle n'est plus rigoureuse si l'on tient compte des interactions de spin. Ce point méritait toutefois d'être vérifié pour les raies d'intercombinaison de l'hélium.

L'étude de l'effet Zeeman de ces raies présente de sérieuses difficultés car elles sont très faibles et très voisines de raies intenses. Seule la raie jaune $2^3P_{1,2}-3^1D$ ($5\ 874,48 \text{ \AA}$) voisine du groupe 2^3P-3^3D ($5\ 875,96 \text{ \AA}-5\ 875,60 \text{ \AA}$) a pu être étudiée. Quoique cette raie ne soit pas due au champ électrique, l'étude simultanée de l'effet Zeeman longitudinal et de l'effet Zeeman transversal permet d'éviter des ambiguïtés analogues à celles signalées pour les raies forcées de l'hélium (3). La décomposition transversale a été obtenue au moyen d'un tube de 150 cm. placé dans l'électro-aimant suivant une disposition décrite ailleurs (3). La figure observée, un quadruplet normal $\frac{(1)2}{1}$, est à peine résolue dans les champs employés (inférieurs à

7 000 gauss) mais la proximité de la raie interdit l'utilisation de champs plus élevés. Les écarts qui mesurés avec précision sont sensiblement ceux du normal (1). La décomposition longitudinale pouvait difficilement être étudiée dans l'électro-aimant car, pour avoir une auto-excitation suffisante de la raie intense, il fallait viser en bout un tube sur un aimant long placé parallèlement aux lignes de force. Le tube employé (longueur 50 cm., puissance consommée 750 watts) a été décrit ci-dessus (chap. I^{er}, D.3) il était placé dans un solénoïde donnant un champ de 7 000 gauss. Pour la valeur du champ magnétique utilisé les composantes sont à la limite de résolution, mais, en séparant les composantes circulaires de sens inverse à l'aide, d'une lame quart d'onde suivie d'un biréfringent, on peut mesurer l'écart des deux composantes observées. On peut ainsi conclure avec certitude que leur déplacement n'est pas double de l'écart normal, ce qui serait le cas pour une raie dipolaire ayant la décomposition transversale observée, et qu'il est, à la précision des mesures près, égal à l'écart normal, ce qui est le cas d'une raie quadrupolaire ayant la décomposition transversale observée.

L'effet Zeeman observé est donc tout à fait semblable à celui d'une raie de quadrupole ; même si l'on suppose l'existence de composantes faibles, non observées, et si l'on tient compte du peu de précision des mesures d'écart, la figure de décomposition ne peut être celle d'une raie de dipôle. Ce résultat est surprenant. En effet cette raie n'est interdite comme dipolaire que par la règle de sélection $\Delta S = 0$, qui n'est pas rigoureuse compte tenu des interactions de spin. Par contre elle est, comme quadrupolaire, interdite, en outre, par la règle des parités (qui dans ce cas est l'inverse de la règle de Laporte), règle qui n'est violée par aucune des raies quadrupolaires connues : Les raies quadrupolaires du plomb et des alcalins et la raie aurorale proviennent toutes de transitions entre termes de même parité, qu'il s'agisse ou non d'intercombinaisons. Quant aux raies d'intercombinaison d'effet Zeeman connu (comme certaines raies du mercure (39)) provenant de termes de parités différentes, elles sont dipolaires.

CONCLUSIONS

Les différents chapitres de ce travail ont une autonomie suffisante pour qu'aient pu être tirées des conclusions séparées ; je conclurai donc très brièvement :

(1) L'ensemble des niveaux $2P_{1,2}$ subit dans le champ employé un effet Paschen-Back complet.

Les méthodes d'étude des satellites faibles, mises au point au Laboratoire de l'Electro-Aimant, ont été appliquées à deux problèmes n'ayant entre eux que peu de liens théoriques mais qui font appel aux mêmes techniques.

1° L'étude des raies interdites forcées par le champ interionique, permet de conclure que, dans les cas les plus simples de décharge, les phénomènes observés sont bien expliqués en faisant intervenir uniquement le champ des particules chargées réparties au hasard (répartition de Holtsmark) tandis qu'en présence d'un champ magnétique les charges des parois peuvent jouer un rôle important. On peut conclure en outre que l'étude des raies forcées permet : d'une part, d'obtenir des données relatives à la décharge, d'autre part, de mesurer les énergies de certains niveaux, mais les méthodes sont d'application délicate.

2° Les résultats obtenus à propos des raies d'intercombinaison soulèvent de grosses difficultés théoriques. Malheureusement ces résultats sont peu précis et il y aurait lieu de les améliorer, mais pour la question délicate de l'effet Zeeman le problème est techniquement très difficile. Il y aurait lieu d'étendre les résultats obtenus en étudiant des raies d'intercombinaison dans les spectres des éléments légers de la seconde colonne.

Ce travail a servi en quelque sorte de banc d'essai pour les dispositifs d'enregistrement, à l'aide de la cellule photoélectrique, utilisés au Laboratoire et la précision des mesures pourrait à l'heure actuelle être améliorée, mais ceci ne changerait rien aux conclusions générales.

Qu'il me soit permis d'exprimer ici mes remerciements à tous ceux qui, de quelque façon que ce soit, m'ont aidé dans ma tâche. Je dois remercier plus particulièrement :

d'une part, M. le Professeur A. Cotton sous la haute direction de qui j'ai travaillé et qui m'a permis d'utiliser les moyens exceptionnels dont le laboratoire lui est redevable ;

d'autre part, M. Pierre Jacquinot, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, qui m'a fait bénéficier de toute son expérience et de son aide matérielle et morale.

(Travail exécuté au Laboratoire du Grand Electro-Aimant de l'Académie des Sciences, Centre National de la Recherche Scientifique (Bellevue)).

BIBLIOGRAPHIE

1. MROZOWSKI. — *Rev. of Mod. Phys.*, 1943, 15, 153.
2. P. JACQUINOT. — *C. R.*, 1939, 208, 1896.
3. J. BROCHARD et P. JACQUINOT. — *Ann. de Phys.*, 1945, 20, 509.
4. P. JACQUINOT. — *C. R.*, 1941, 212, 539.
5. CONDON and SHORTLEY. — *The Theorie of Atomic Spectra*, 97 et 102.
6. LADENBURG et LÉVY. — *Zeits. für Phys.*, 1934, 88, 461.
7. A. COUDER et P. JACQUINOT. — *C. R.*, 1939, 208, 1639.
8. A. COUDER. — *Bull. Soc. Franç. Phys.*, 1937, 995.
9. HANSEN. — *Zeits. für Phys.*, 1926, 29, 356.
10. G. RIBAUD. — *Traité de Pyrométrie Optique*. Editions de la *Revue d'Optique*, 1931, 335.
11. P. JACQUINOT et C. DUFOUR. — *Journal des Recherches du C. N. R. S.*, 1948, 2, 91.
12. STARK. — *Ann. der Phys.*, 1914, 43, 905.
13. MERTON. — *Proc. Roy. Soc.*, 1913, 92, 322.
14. Mlle HANOT. — *Journ. de Phys.*, 1928, 9, 156.
15. HULBURT. — *Phys. Rev.*, 1923, 22, 24.
16. HOLTSMARK. — *Ann. der Phys.*, 1919, 58, 577; *Phys. Zeits.*, 1924, 25, 83.
17. SPITZER. — *Phys. Rev.*, 1939, 55, 699; 1939, 56, 39.
18. MERTON. — *Proc. Roy. Soc.*, 1927, 117, 145.
19. J. DEWEY. — *Phys. Rev.*, 1926, 28, 1108.
20. FOSTER. — *Proc. Roy. Soc.*, 1927, 117, 145.
21. CONDON and SHORTLEY. — *Loc. cit.*, 30 et 409.
22. CHANDRASEKHAR. — *Rev. of Mod. Phys.*, 1943, 15, 2.
23. JEANS. — *Dynamical Theorie of Gases*, 1904, 28.
HERTZ. — *Math. Ann.*, 1909, 67, 387.
24. LANGMUIR et MOTT-SMITH. — *General Electric Review*, 1924, 27, 449, 538, 616, 762, 810.
TONK et LANGMUIR. — *Phys. Rev.*, 1929, 34, 877.
KILLIAN. — *Phys. Rev.*, 1930, 35, 1238.
25. GOLDSTEIN et COHEN. — *Phys. Rev.*, 1948, 73, 83.
26. TOWNSEND et BAILEY. — *Phil. Mag.*, 1923, 46, 657.
27. COMPTON. — *Phys. Rev.*, 1923, 22, 333.
LANGEVIN. — *Ann. de Chim. et Phys.*, 1905, 5, 245.
28. NIELSEN. — *Phys. Rev.*, 1936, 50, 950.
29. ITTMANN et BRINKMAN. — *Die Naturwissenschaften*, 1931, 19, 292.
30. SEGRÉ et BAKER. — *Zeits. für Phys.*, 1932, 79, 665.
31. F. CROZE. — *C. R.*, 1912, 154, 1410; 1912, 155, 1607; 1913, 157, 1061.
— *Thèse*, 1913. — *Ann. de Phys.*, 1914, 1, 35.
32. PASCHEN et BACK. — *Ann. der Phys.*, 1912, 39, 897.
33. BOHR. — *Proc. Phys. Soc. London*, 1923, 35, 275.
34. SCHRÖDINGER. — *Ann. der Phys.*, 1926, 80, 857.
35. EPSTEIN. — *Phys. Rev.*, 1926, 28, 695.
36. LYMAN. — *Nature (London)*, 1924, 113, 785. — *Astrophys. Jour.*, 1924, 60, 11.
37. BURGER et VAN CITTERT. — *Zeit. für Phys.*, 1928, 51, 638.
38. J. BROCHARD et P. JACQUINOT. — *C. R.*, 1946, 223, 507.
39. P. JACQUINOT. — *Ann. de Phys.*, 1938, 9, 236.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
SOMMAIRE	1
INTRODUCTION.	3
CHAPITRE PREMIER. — Dispositifs expérimentaux.	5
CHAPITRE II. — Le champ interionique et les raies forcées dans l'hélium	21
CHAPITRE III. — Effet Zeeman des raies forcées de l'hélium	40
CHAPITRE IV. — Composantes interdites forcées par le champ électrique interionique dans l'effet Paschen-Back des raies de la série de Balmer	45
CHAPITRE V. — Sur les raies d'intercombinaison de l'hélium.	56
CONCLUSIONS	61
BIBLIOGRAPHIE	63

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Travaux expérimentaux récents
relatifs à la théorie de l'électron.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 20 novembre 1949.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

A. CHATELET

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH

