

CONTOUR DES RAIES D'ARC DU SODIUM ÉLARGIES PAR L'EFFET STARK INTERMOLECULAIRE

Par S. WENIGER, et Mme R. HERMAN,
Laboratoire Aimé Cotton, Bellevue. Observatoire de Meudon.

Sommaire. — Les profils des raies d'arc du sodium et des raies de Balmer émises dans une décharge condensée par un mélange de vapeur de sodium et d'hydrogène sont mesurés par photographie. Les champs intermoléculaires responsables de l'élargissement des raies de ces deux spectres sont dans un rapport de 1/2. On discute les causes possibles de ce désaccord entre la théorie et l'expérience. La comparaison entre les contours calculé et observé permet de déterminer les valeurs approchées des constantes Stark pour les raies qui n'avaient pas été étudiées dans un champ uniforme.

1. Rappel des données théoriques. — On sait, depuis Stark, que lorsqu'un atome excité est placé dans un champ électrique uniforme, la raie spectrale émise est décomposée en un certain nombre de composantes parallèles et perpendiculaires aux lignes de force. Le champ électrique d'un plasma gazeux est dû à ses ions et électrons. Il peut être assimilé à un champ homogène pouvant varier en direction et en intensité en raison des fluctuations dans le plasma gazeux. Tous ces déplacements élémentaires entraînent un élargissement de la raie. Holtmark [1] a donné les expressions de la probabilité d'existence d'un champ F dans le cas de perturbations par des ions, des dipôles ou des quadrupôles. Soient $F_n = 2,61 eN^{2/3}$ le champ dit « normal » et $\beta = F/F_n$ le champ réduit. (N est la concentration des ions de charge e).

La probabilité $P(\beta) d\beta$ pour un champ réduit, compris entre β et $\beta + d\beta$ est :

$$P(\beta) = \frac{4}{3\pi} \beta^2 [1 - 0,4628 \beta^2 + 0,1227 \beta^4 - 0,02325 \beta^6 + \dots]. \quad (1)$$

Cette approximation est valable pour les champs faibles. Pour les champs intenses on a l'approximation :

$$P(\beta) = \frac{1,496}{\beta^{5/2}} \left[1 + \frac{5,106}{\beta^{3/2}} + \frac{14,43}{\beta^3} + \dots \right]. \quad (2)$$

Pour tracer le contour théorique d'une raie uniformément élargie par l'effet Stark, on procède de la façon suivante : on calcule d'abord, pour chaque composante k , la valeur du déplacement $\Delta\nu$ en cm^{-1} en fonction du champ F , d'après la formule :

$$\Delta\nu = \pm aF - bF^2 \pm cF^3 = \pm a\beta F_n - b\beta^2 F_n^2 \pm c\beta^3 F_n^3. \quad (3)$$

Les coefficients b et c peuvent être négligés dans le cas d'un effet Stark linéaire et pour F pas trop élevé. Dans l'intervalle spectral compris entre ν et $\nu + \Delta\nu$, l'intensité

$$\mathcal{J}(\nu) d\nu = \sum_k I_k P(\beta) d\beta \quad (4)$$

où I_k est l'intensité d'une composante, supposée constante.

La comparaison entre les profils théorique et expérimental de la raie $H\beta$, par exemple, montre un désaccord au voisinage du centre de la raie élargie. Pour l'atténuer, on peut faire intervenir l'effet de l'élargissement par choc électronique. Cet effet a été traité par Lorentz [2], Weisskopf [3] et Lindholm [4]. Ce dernier donne l'expression suivante de l'intensité $I(\lambda)$:

$$I(\lambda) = \frac{\text{constante}}{[(\Delta\lambda + \Delta\lambda_m)^2 + \Delta\lambda_n^2]} \quad (5)$$

où $\Delta\lambda_m$ caractérise le déplacement asymétrique et $\Delta\lambda_n$ la demi-largeur. Pour pouvoir évaluer $\Delta\lambda_m$ et $\Delta\lambda_n$, il faut connaître la température et la concentration électroniques du plasma.

TEMPÉRATURE DU PLASMA. ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE. *a) Intensités.* — Les atomes en équilibre thermodynamique, à la température absolue T , sont répartis sur les divers niveaux électroniques suivant la loi de Boltzmann :

$$N_m = N g_m e^{-E_m/kT} / \sum_i g_i e^{-E_i/kT}, \quad (6)$$

N_m étant le nombre d'atomes par unité de volume au niveau m , de poids statistique g_m et d'énergie E_m et N , le nombre total d'atomes.

L'intensité du rayonnement émis $\mathcal{J}(m, n)$ est donnée par la relation

$$\mathcal{J}(m, n) = A_{mn} h\nu N_m = A_{mn} h\nu N g_m e^{-E_m/kT} / \sum_i g_i e^{-E_i/kT} \quad (7)$$

où A_{mn} est la probabilité de transition spontanée. Le rapport d'intensité de deux raies est ainsi

$$\mathcal{J}_1/\mathcal{J}_2 = (A_{1g_1}\lambda_2/A_{2g_2}\lambda_1) \cdot e^{-(E_1-E_2)/kT}. \quad (8)$$

Les valeurs de $\mathcal{J}_1/\mathcal{J}_2$ sont fournies par l'expérience. La probabilité de transitions spontanées A_{mn} du niveau supérieur m vers le niveau inférieur n est donnée par la relation :

$$A_{mn} = 2,02 \cdot 10^{18} \cdot S/g_m \lambda^3 \quad (9)$$

où

$$S = S_0 \sigma^2 \cdot s / \Sigma s. \quad (10)$$

Goldberg [5] a donné des tableaux de valeurs de $\log \frac{\Sigma s}{s}$ et de S_0 dans le cas du couplage LS. Les valeurs de σ^2 sont déduites du travail de Bates et Damgaard [6].

b) *Concentration électronique.* — Dans le cas d'un équilibre thermodynamique, on peut déterminer les concentrations en atomes neutres N_0 , en ions N_+ et en électrons N_e , pour une température T et une pression p données, à l'aide de la relation de Saha :

$$\log \frac{N_+ N_e}{N_0} \simeq \log \frac{N_e^2}{N_0} = -\frac{5040}{T} V_1 + 3/2 \log T + 15,38 \quad (11)$$

$$p = (N_0 + 2 N_e) \cdot kT$$

où V_1 est le potentiel d'ionisation de l'atome.

Connaissant la température et la concentration électroniques, on peut déterminer la demi-largeur $\Delta\lambda_n$ et le déplacement asymétrique $\Delta\lambda_m$. On sait, en effet, que

$$\Delta\lambda_{n(\lambda)} = \gamma \lambda_0^2 / 2\pi c; \quad \Delta\lambda_{m(\lambda)} = \beta \lambda_0^2 / 2\pi c \quad (12)$$

où

$$\gamma_{(\text{sec}^{-1})} = 38,8 C^{2/3} v^{1/3} N_e \quad (13)$$

$$\beta_{(\text{sec}^{-1})} = 33,4 C^{2/3} v_m^{1/3} N_e.$$

Ici v_m est la vitesse moyenne des électrons et C la constante de déplacement Stark quadratique de la raie. On peut ainsi calculer, à l'aide de la relation (5), le contour d'une raie élargie par choc électronique. Pour tenir compte de l'action simultanée des ions et des électrons sur l'atome émetteur, on déplace le profil électronique parallèlement à l'axe des longueurs d'onde d'une quantité $\Delta\lambda =$ constante. βF_n et on multiplie son intensité par $P(\beta)$. Il suffit ensuite d'ajouter, pour chaque longueur d'onde λ , les intensités provenant des profils des diverses composantes pour obtenir le profil final.

Nous avons utilisé ces données théoriques pour comparer les contours des raies d'hydrogène (Balmer) aux contours des raies de sodium, les deux spectres étant émis simultanément dans une décharge condensée.

2. Données expérimentales. — a) **DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL.** — Il est illustré par la figure 1.

Le ballon à décharge A, en pyrex, d'une contenance de deux litres, était muni d'un rodage conique B, supportant les électrodes en cuivre E_1 et E_2 . Une petite quantité de sodium ou de soude caustique était déposée sur l'électrode inférieure E_1 . L'emploi d'un rodage permettait un nettoyage fréquent du ballon et l'accès facile aux électrodes. Le ballon était vidé sommairement à l'aide d'une pompe à palette et rempli ensuite avec de l'hydro-

gène commercial sous une pression de 60 cm de mercure, inférieure à la pression atmosphérique. On évitait ainsi une surpression qui aurait pour

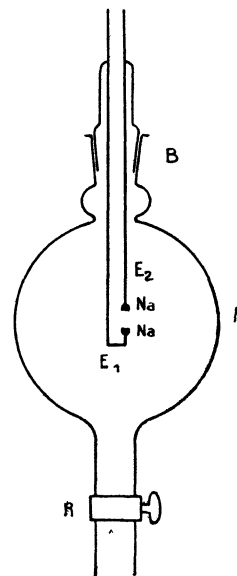


FIG. 1. — Schéma du ballon à décharge.

conséquence de déboucher le rodage B. Le robinet R était alors fermé et le ballon séparé de la canalisation à vide.

Pour observer l'émission, on faisait éclater une étincelle condensée sous une tension de 2 000 volts, 50 Hertz, à l'aide d'une capacité de 0,03 μF placée aux bornes du transformateur.

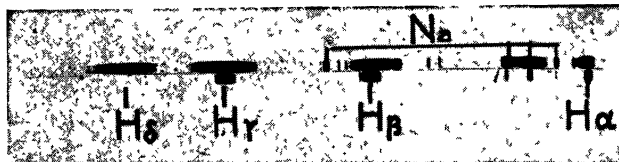


FIG. 2. — Spectre d'émission d'un mélange d'hydrogène et de vapeurs de sodium.

Dans ces conditions, le spectre (illustré par la reproduction de la figure 2) contient les raies de Balmer de l'hydrogène et les doublets de NaI, élargis par le champ intermoléculaire.

Les contours des raies ont été mesurés par photographie. La gradation de la plaque a été faite à l'aide d'une lampe étalon secondaire à filament de tungstène dont on contrôlait le courant à l'aide d'un pont Ribaud. Les spectres d'étalonnage et le spectre de raies ont été enregistrés au microphotomètre Vassy.

b) **MESURE INDIRECTE DE F_n ET DE LA CONCENTRATION ÉLECTRONIQUE.** — On peut les évaluer à partir des raies d'hydrogène qui ont été étudiées

théoriquement. Pour cela, on peut utiliser deux méthodes : l'une consiste à mesurer le déplacement de la limite de la série de Balmer et l'autre, à comparer le contour expérimental d'une raie donnée au contour calculé. Dans la première méthode, on utilise le nombre quantique m de la dernière raie de Balmer observable. Il est lié à la concentration électronique N_e par la relation d'Inglis et Teller [7] :

$$\begin{aligned} \log N_e &= 23,26 - 7,5 \log m & (14) \\ F_n &= 2,61 e N_e^{2/3}. \end{aligned}$$

Dans le cas de champs très élevés, il est préférable d'utiliser la relation [8]

$$F_n = e (1/2 m^2 - 1/2 (m + 1)^2) / 3 m^2 a_0 \quad (15)$$

où $a_0 = 0,53 \times 10^{-8}$ cm (rayon de la première orbite de Bohr).

La seconde méthode est plus difficile à mettre en œuvre. Le résultat obtenu dépend dans une certaine mesure de la théorie de l'élargissement adoptée. Si l'on utilise la théorie de Holstmark, il suffit de construire une courbe à l'échelle logarithmique, de la demi-largeur ($\log \Delta\lambda$) en fonction de la concentration électronique ($\log N_e$). La droite obtenue permet l'estimation de N_e à partir de la demi-largeur mesurée. Si l'on corrige les contours calculés en faisant intervenir les collisions électroniques, on obtient des valeurs de N_e inférieures d'environ 10 pour 100.

c) RÉSULTATS. — Sur nos spectres la dernière raie observée est $H\delta$. Suivant la formule (14), le champ interionique est $1,5 \cdot 10^5$ V/cm. La relation (15) fournit la valeur $1,7 \cdot 10^5$ V/cm. La

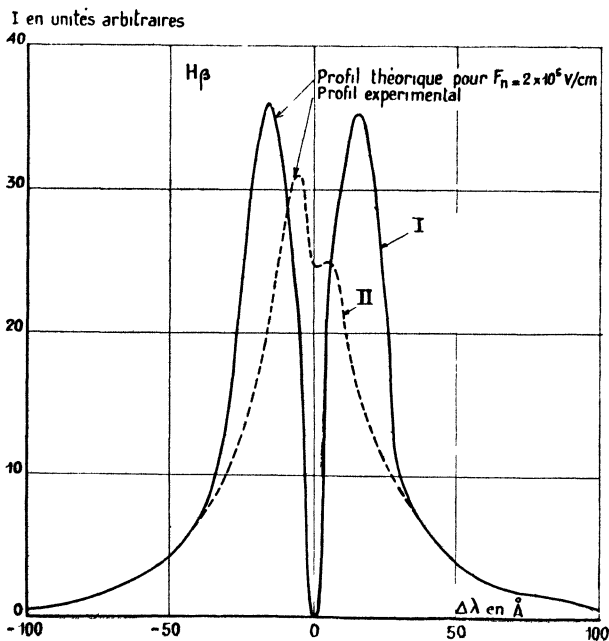


FIG. 3.

mesure de la demi-largeur, suivant la seconde méthode, donne $1,2 \cdot 10^5$ V/cm. Si l'on applique la seconde méthode et si l'on cherche un contour Holstmark tel que la répartition d'intensité dans les ailes coïncide avec la répartition observée, comme il est indiqué sur la figure 3, on trouve la valeur $F_n = 2 \cdot 10^5$ V/cm.

Si l'on tient compte de l'effet des électrons (théorie de Lindholm), on obtient un bon accord entre le profil calculé et le profil observé pour une température de $15\,000^\circ$ K ; la concentration électronique est alors de $1,3 \cdot 10^{17}$ par cm^3 ($F_n = 10^5$ V/cm).

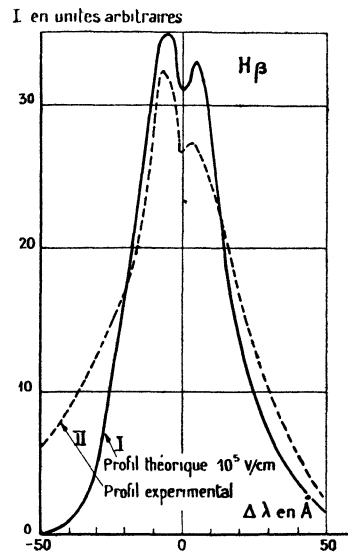


FIG. 4.

La figure 4 permet de comparer le contour ainsi calculé au contour expérimental. Dans le tracé du profil théorique, on a tenu compte de l'effet de la largeur de la fente du spectrographe.

d) SPECTRE DE NaI. — *Emploi de la concentration électronique déduite du spectre de l'hydrogène: Doublet $3^2P^{0.5} 2^2D$.* — Ayant déterminé expérimentalement la concentration électronique et le champ normal à partir du spectre de $H(F_n = 10^5$ V/cm), nous les avons tout d'abord utilisés pour calculer le contour du doublet $3^2P^{0.5} 2^2D$ ($4\,979 - 4\,983$ Å) de NaI. Dans ce but, nous avons calculé le profil théorique pour chaque raie du doublet ; nous avons admis les valeurs données par Poirot [9] pour les déplacements dans un champ uniforme. Dans la théorie de Holstmark, pour un effet Stark quadratique, qui s'applique aux raies de NaI, l'intensité $J(\lambda) d\lambda$ dans l'intervalle spectral compris entre λ et $\lambda + d\lambda$, est proportionnelle à $P(\beta)/\beta$. Les intensités relatives aux deux composantes ont été additionnées pour donner le contour final que l'on a comparé au contour expérimental.

La courbe I de la figure 5 correspondant au contour Holtzmark du doublet, présente un seul maximum, contrairement au contour expérimental qui en possède deux.

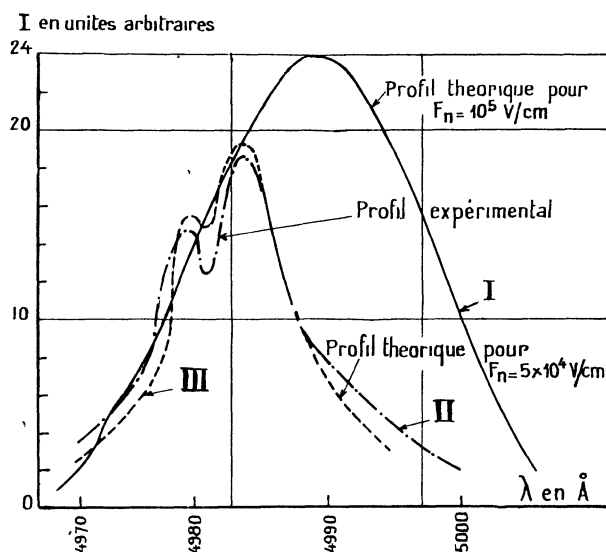


FIG. 5.

Si l'on fait intervenir l'effet de chocs électroniques, on obtient sensiblement le même résultat. On constate ainsi que le champ de 10^5 V/cm déduit des raies H est trop important et ne peut être appliqué au spectre de NaI. Nous avons donc cherché pour les raies de NaI, un champ différent susceptible de mieux représenter les observations dans le cas du doublet.

Après quelques essais nous avons admis $F_n(\text{Na}) = 5 \cdot 10^4$ V/cm et une température électronique de $12\ 000^\circ$ K qui reproduisent convenablement le contour expérimental (courbe III de la figure 5). Dans le calcul on a tenu compte des chocs électroniques et de la largeur de la fente du spectrographe (courbe II de la même figure).

Autres doublets : $3^2P^0-4^2D$ (5 682-5 688 Å). — Les constantes ont été empruntées à Takamine [10]. Le calcul a été conduit de la même façon que précédemment.

Pour ce doublet, comme pour les suivants, nous avons utilisé les valeurs $F_n = 5 \cdot 10^4$ V/cm et $T = 12\ 000^\circ$ K. Les résultats sont illustrés par la figure 6 ; on constate un bon accord entre les contours calculés et observés.

Doublet $3^2P^0-6^2D$ (4 665-4 669 Å). — Pour ce doublet, les constantes Stark ont été empruntées à Poirot [9].

La figure 7 permet de constater que l'accord est ici encore satisfaisant.

Doublets $3^2P^0-n^2S$. — A notre connaissance, il

n'existe pas de données relatives aux constantes Stark pour cette série spectrale. Il n'est pas possible de calculer le contour et de le comparer au profil observé. Par contre, nous avons cherché les valeurs approximatives des constantes Stark telles que le contour calculé reproduise les observations.

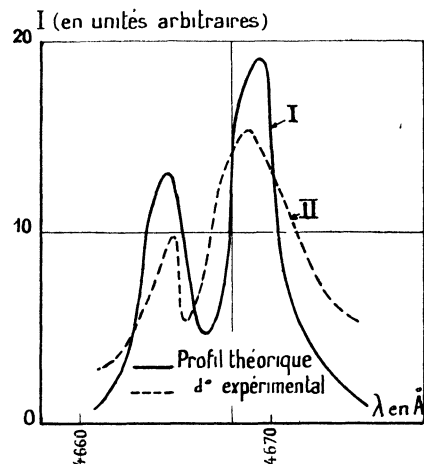


FIG. 6.

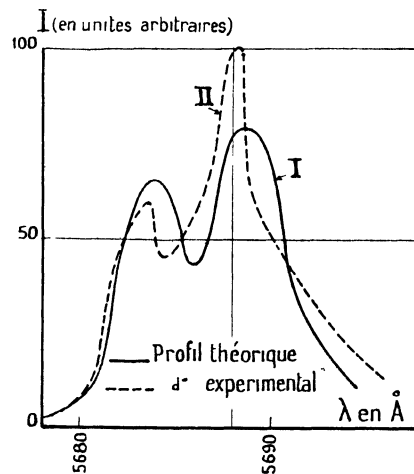


FIG. 7.

Dans le tableau ci-dessous figurent les valeurs trouvées pour les doublets $3^2P^0-5^2S$; $3^2P^0-6^2S$, et $3^2P^0-7^2S$.

TABLEAU

Constantes de l'effet Stark des raies $3^2P^0-n^2S$ de NaI déterminées à partir du contour observé.

LONGUEUR D'ONDE	TRANSITION	DÉPLACEMENT POUR UN CHAMP DE $5 \cdot 10^4$ V/cm
6 154 Å	$3^2P^0-5^2S$	$4,1 \cdot 10^{-8}$ cm
6 161		3
5 149	$3^2P^0-6^2S$	1,7
5 153		2,0
4 748	$3^2P^0-7^2S$	1,7
4 752		2,2

Conclusions. — Les résultats expérimentaux qui viennent d'être exposés montrent clairement que dans une décharge condensée l'émission du spectre d'arc ne se produit pas en présence de la même concentration ionique pour les différents éléments. On a constaté par ailleurs que la décharge condensée est accompagnée d'une importante émission due à une recombinaison radiative qui

apparaît immédiatement après la décharge. Cette recombinaison est beaucoup plus rapide pour l'hydrogène que pour le sodium. Le spectre de ce dernier serait émis en présence d'une concentration ionique plus petite que celui de H. Cet effet de recombinaison radiative pourrait rendre compte, du moins en partie, du désaccord observé.

Manuscrit reçu le 27 juillet 1955.

BIBLIOGRAPHIE

- | | |
|--|--|
| [1] HOLTSMARK (I.), <i>Ann. der Physik</i> , 1919, 58 , 577. | [6] BATES (D. R.), et DAMGAARD (A.), <i>Phil. Trans. Royal Soc. A</i> , 1949, 242 , 101. |
| [2] LORENTZ (H. A.), <i>Proc. Amsterdam Acad.</i> , 1906, 8 , 594. | [7] INGLIS (D. E.) et TELLER (R.), <i>The Astrophys. J.</i> , 1939, 90 , 439. |
| [3] WEISSKOPF (V.), <i>Z. für Physik</i> , 1932, 75 , 287. | [8] WENIGER (S.) et HERMAN (L.), <i>C. R. Acad. Sc.</i> , 1952, 235 , 1020. WENIGER (S.), <i>Thèse</i> , Paris, 1954. |
| [4] LINDHOLM (E.), <i>Arkiv für Matematik Astronomi och Fysik</i> , 1941, 23 , 1. | [9] POIROT (R.), <i>Ann. Physique</i> , 1935, 4 , 534. |
| [5] GOLDBERG (L.), <i>The Astrophysical J.</i> , 1935, 82 , 1 ; 1936, 84 , 11. | [10] TAKAMINE (T.), <i>The Astrophys. J.</i> , 1919, 50 , 1. |
-