Évolution de la densité des atomes métastables du néon formés dans une décharge à courant continu de faible intensité

André Ricard

► To cite this version:

André Ricard. Évolution de la densité des atomes métastables du néon formés dans une décharge à courant continu de faible intensité. *Journal de Physique*, 1969, 30 (7), pp.556-562. 10.1051/jphys:01969003007055600 . jpa-00206817

HAL Id: jpa-00206817

<https://hal.science/jpa-00206817>

Submitted on 1 Jan 1969

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ÉVOLUTION DE LA DENSITÉ DES ATOMES MÉTASTABLES DU NÉON FORMÉS DANS UNE DÉCHARGE A COURANT CONTINU DE FAIBLE INTENSITÉ

Par ANDRÉ RICARD,

Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés, Faculté des Sciences, Toulouse.

(Reçu le 29 janvier 1969.)

Résumé. — Les densités des atomes métastables $Ne^*(^3p_{0,1,2})$ du néon présents dans une décharge lumineuse du néon pur ($\geq 99,99\%$) sont mesurées par absorption optique en fonction des paramètres I, p de la décharge. Une interprétation théorique des résultats expérimentaux, qui tient compte des divers processus de formation et de destruction des atomes métastables par collisions atomiques et électroniques, permet d'évaluer les termes de collisions électroniques (création des atomes métastables à partir du niveau fondamental et réexcitation de ces atomes).

Abstract. — Densities of neon atoms in the metastable states ($^3p_{0,1,2}$), which are present in pure neon ($\geq 99,99\%$) glow discharges, are measured by the optical absorption method; experimental results are presented by $Ne^* = f(p, I)$ where I and p are the discharge parameters. A theoretical interpretation of these results, which takes into account various processes of creation and destruction of metastable atoms by atomic and electronic collisions, allows one to evaluate the electronic collision terms.

Introduction. — La destruction des atomes métastables du néon, formés dans une décharge à courant continu de faible intensité, est étudiée en fonction des paramètres I, p de la décharge.

La densité des atomes métastables dans l'état triple 3p est mesurée par l'absorption des raies mentionnées sur la figure 1; ces raies sont issues d'une lampe au néon Philips choisie comme source de référence.

Après l'énoncé du principe de la mesure par absorption optique et la description de l'appareillage utilisé, nous décrirons les résultats expérimentaux obtenus et présenterons notre interprétation théorique.

I. Principe de la mesure par absorption. — L'intensité transmise par un milieu d'épaisseur L est :

$$I_v^t = I_0 e^{-k_v L} \quad (1.1)$$

I_0 , intensité incidente; I_v^t , intensité transmise sur la fréquence ν ; k_v , coefficient d'absorption du milieu.

L'absorption est sélective et fonction du profil de la raie. Dans le cas d'un profil Doppler, le coefficient d'absorption k_v s'écrit :

$$k_v = k_{v_0} \exp - \left[\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_D} \sqrt{\text{Log } 2} \right]^2 \quad (1.2)$$

FIG. 1. — Diagramme des niveaux d'énergie du néon montrant le niveau fondamental, les quatre niveaux $2p^5 3s$ et les dix niveaux $2p^5 3p$. Les deux niveaux 3p_0 et 3p_2 sont métastables.

avec :

$$k_{\nu_0} = \frac{2}{\Delta\nu_D} \sqrt{\text{Log } 2/\pi} \cdot \frac{\pi e^2}{mc} \cdot N^* f$$

k_{ν_0} , coefficient d'absorption au centre de la raie ν_0 ; $\Delta\nu_D$, élargissement Doppler; N^* , densité des atomes absorbants; f , force d'oscillateur d'absorption.

Les mesures portent sur l'ensemble de la raie et il convient d'opérer selon la méthode indiquée par Mitchell et Zemanski [1].

En introduisant le terme :

$$\alpha = \frac{\text{largeur de raie incidente}}{\text{largeur de raie d'absorption}}$$

l'absorption $A_{\alpha,L}$ pour l'ensemble de la raie s'écrit :

$$A_{\alpha,L} = 1 - \frac{I^t}{I_0} = \frac{k_{\nu_0} L}{(1 + \alpha^2)^{1/2}} - \frac{k_{\nu_0}^2 L^2}{2!(1 + 2\alpha^2)^{1/2}} + \dots \quad (1.3)$$

Nous représentons sur la figure 2 les courbes :

$$A_{\alpha,L} = f(k_{\nu_0} L)$$

pour des valeurs de α comprises entre 0 et 3.

FIG. 2. — Courbes théoriques $k_{\nu_0} L$ en fonction de $A_{\alpha,L}$ pour $0 < \alpha < 3$ d'après Mitchell-Zemansky [1].

Nous déterminons le coefficient α en utilisant la méthode du double trajet optique indiquée par Dixon et Grant [2]. Cette méthode consiste à mesurer les absorptions A_L (correspondant à une longueur L) et A_{2L} (longueur $2L$). Les courbes $A_{2L} - A_L = f(A_{2L})$ sont, comme le montre la figure 3, des fonctions du coefficient α .

Nous avons déterminé expérimentalement les absorptions A_L et A_{2L} à l'aide du montage représenté schéma-

FIG. 3. — Courbes $(A_{2L} - A_L) = f(A_{2L})$ tracées à partir des données de la figure 2.

FIG. 4.

Schéma de principe des mesures de A_L et A_{2L} .

tiquement sur la figure 4. Le trajet optique double est réalisé avec une lame semi-transparente et un miroir de renvoi sphérique.

La mesure $A_{\alpha,L}$ et la connaissance de α permettent

de déterminer $k_{v_0} L$. On calcule ensuite la densité N^* en utilisant la formule numérique (1.4) tirée de (1.2) :

$$k_{v_0} = 8,25 \times 10^{-13} \frac{f N^* \text{ cm}^{-3}}{\Delta \nu_D \text{ cm}^{-1}} \quad (1.4)$$

Nous utilisons les valeurs de f publiées par le National Bureau of Standards [3]. Les élargissements Doppler sont calculés à la température ordinaire (300 °K).

II. Montage expérimental. — Le montage expérimental est représenté sur la figure 5. Nous avons utilisé un tube à absorption de 25 cm de décharge et 15 mm de diamètre, une source spectrale de référence (lampe au néon Philips, $\varnothing$ 10 mm) et un spectromètre à réseau utilisé avec une résolution de 20 Å.

A l'aide d'une alimentation haute tension stabilisée, nous produisons une décharge lumineuse entre les deux électrodes a et b représentées sur la figure 5 (tiges en tungstène de 2 mm de diamètre).

FIG. 5. — Montage expérimental.

Nous avons disposé tout d'abord le tube à absorption sur un bâti à vide ordinaire (I), non étuvable, fournissant un vide limite de 4×10^{-7} torr. Le même tube à absorption a été ensuite placé sur un bâti à ultra-vide (II), étuvable à 150 °C, conduisant à un vide limite de 5×10^{-9} torr. Après étuvage, le dégazage de ce bâti à ultra-vide est particulièrement faible; on a constaté une remontée de pression de 2×10^{-8} torr à 10^{-3} torr en 6 jours. Par contre, dans le cas du

bâti (I), le dégazage produit la même remontée de pression à 10^{-3} torr en 30 minutes; nous avons montré [4] que, dans ce cas, l'arrivée des impuretés produisait une diminution d'un facteur 30 des concentrations des atomes métastables au bout de 90 minutes.

Nous avons voulu étudier l'influence des paramètres I et p de la décharge sur les densités des atomes métastables en plaçant le tube à absorption sur le bâti à ultra-vide (II) de façon à rendre négligeables les effets des impuretés; dans ces conditions, nous avons obtenu des décharges parfaitement stables et reproductibles en faisant varier le courant de décharge de 0,5 mA à 10 mA, et la pression de 0,3 torr à 10 torrs.

III. Influence des paramètres I, p de la décharge.

— Masek et Veprek [5] ont publié un réseau de caractéristiques $Ne^*(^3p_2) = f(p)$ pour plusieurs valeurs de courant de décharge I ($0,5 \leq I \leq 10$ mA, $0,2 \leq p \leq 6$ torrs). Il est facile de constater sur ces courbes (fig. 1 de la référence [5]), d'une part, que $Ne^*(^3p_2)$ passe par un maximum pour une pression p_m , et, d'autre part, que p_m augmente lorsque le courant de décharge diminue.

Il nous a paru intéressant de donner une interprétation théorique de ces phénomènes et de compléter les résultats de ces auteurs en établissant les réseaux de caractéristiques $Ne^*(^3p) = f(p, I)$ pour les trois niveaux du triplet 3p .

III.1. TAUX DE PRODUCTION ET DE DESTRUCTION DES ATOMES MÉTASTABLES. — **III.1.1. Cas idéal d'un niveau métastable unique.** — L'évolution des atomes métastables (densité Ne^*) est régie par une équation cinétique qui comprend un terme de création a et un terme de perte Ne^*b .

Le terme a représente le taux de production des métastables par collisions électroniques sur les atomes dans l'état fondamental; en théorie cinétique des gaz, il est représenté par :

$$a = N_0 n_e \langle \sigma^M v \rangle \quad (3.1)$$

N_0 , densité des atomes à l'état fondamental; n_e , densité électronique; σ^M , section efficace d'excitation des métastables; v , la vitesse des électrons.

Le terme Ne^*b représente le taux de destruction des métastables par diffusion sur les parois, par collisions avec les atomes neutres dans l'état fondamental et par réexcitation électronique; en régime permanent, la fréquence b de destruction des métastables peut s'écrire :

$$b = \frac{D_M}{p\Lambda^2} + N_0 \langle \sigma_0 \rangle \bar{v} + n_e \langle \sigma_{rx} v \rangle \quad (3.2)$$

D_M , coefficient de diffusion des métastables; Λ , longueur caractéristique du tube; σ_0 , section efficace de collisions neutres-métastables; σ_{rx} , section efficace de réexcitation.

L'équation cinétique $\frac{dNe^*}{dt} = a - Ne^*b$ permet

de calculer la densité d'atomes métastables à l'équilibre :

$$Ne^* = \frac{N_0 n_e \langle \sigma^M v \rangle}{\frac{D_M}{p\Lambda^2} + N_0 \langle \sigma_0 \rangle \bar{v} + n_e \langle \sigma_{rx} v \rangle}. \quad (3.3)$$

Nous pouvons essayer de faire apparaître dans l'équation (3.3) les paramètres courant (I) et pression (p) de la décharge. A cet effet, il convient de faire les deux hypothèses suivantes :

1) La température électronique T_e est suffisamment élevée pour que la recombinaison en volume des électrons soit négligeable par rapport à leur diffusion sur les parois; dans ce cas, nous montrons dans l'appendice (expression A.3) que : $\langle \sigma^M v \rangle = \frac{C_1}{p^2}$ où C_1 est une constante.

2) La densité électronique n_e est une fonction linéaire du courant et de la pression : $n_e = C_2 I p$ où C_2 est une constante.

Cette hypothèse, dans nos conditions expérimentales, est probablement raisonnable; de toute façon, elle a été vérifiée par Delpech [6] dans le cas de décharges laser He-Ne ($I \leq 70$ mA et $p \leq 6$ torrs).

Le taux de production des métastables s'écrit alors : $a = K_1 I$ où $K_1 = 3 \times 10^{16} C_1 C_2$ est une constante.

Exprimons la fréquence de destruction en fonction de I et de p ; il vient : $b = \frac{K_2}{p} + K_3 p + K_4 I p$ où $K_2 = \frac{D_M}{\Lambda^2}$, $K_3 = 3 \times 10^{16} \langle \sigma_0 \rangle \bar{v}$ et $K_4 = C_2 \langle \sigma_{rx} v \rangle$ sont des constantes ou supposées telles (Delpech [6] montre, par exemple, que le terme $\langle \sigma_{rx} v \rangle$ est pratiquement constant pour des pressions du mélange laser He-Ne inférieures à 10 torrs).

Compte tenu des hypothèses et des remarques ci-dessus, nous pouvons écrire l'équation (3.3) sous la forme :

$$Ne^* = \frac{K_1 I}{\frac{K_2}{p} + K_3 p + K_4 I p}. \quad (3.4)$$

La relation (3.4) montre que la fonction $Ne^* = f(p)$ passe par un maximum pour :

$$p_m = \left(\frac{K_2}{K_3 + K_4 I} \right)^{1/2}. \quad (3.5)$$

Pour des pressions $p \ll p_m$, le terme de perte par diffusion est prépondérant et les courbes $Ne^* = f(p)$ sont des droites de pentes $K_1 I / K_2$. Dans le domaine des fortes pressions ($p \gg p_m$), le terme de diffusion devient négligeable devant les termes de collisions atomiques et de réexcitation électronique, les densités Ne^* décroissent comme $1/p$.

Ces résultats expliquent l'allure des courbes expérimentales de Masek et Veprek [5], le déplacement du maximum observé va bien dans le sens indiqué par la relation (3.5) et on peut prévoir que, pour des courants suffisamment importants rendant $K_4 I \gg K_3$, on aura $p_m \propto 1/\sqrt{I}$.

III.1.2. *Cas des trois niveaux métastables $^3p_{0,1,2}$.* — Dans le cas du néon, il convient d'ajouter aux termes de création et de destruction mentionnés en (3.3) l'apport des échanges entre métastables par collisions thermiques avec les neutres. Ces échanges ⁽¹⁾ sont favorisés par le faible écart énergétique existant entre les niveaux du triplet 3p (cf. fig. 1). Soient σ_{01} , σ_{02} et σ_{12} les sections efficaces de désexcitation par collisions atomiques correspondant aux passages des niveaux $^3p_0 \rightarrow ^3p_1$, $^3p_0 \rightarrow ^3p_2$ et $^3p_1 \rightarrow ^3p_2$ respectivement. En raison de la microréversibilité et par application de la loi de Boltzmann, nous avons les relations suivantes entre sections efficaces d'excitation et de désexcitation :

$$\alpha = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{01}} = 6 \times 10^{-2}; \quad \beta = \frac{\sigma_{20}}{\sigma_{02}} = 4,8 \times 10^{-3}$$

et :

$$\gamma = \frac{\sigma_{21}}{\sigma_{12}} = 8 \times 10^{-2} \quad (\text{à } T = 300 \text{ °K}).$$

Soient, d'autre part, N_0^* , N_1^* et N_2^* les densités des atomes du néon excités sur les niveaux 3p_0 , 3p_1 et 3p_2 . Suivant la méthode indiquée en III.1.1, l'équation cinétique qui régit l'évolution de N_0^* est, compte tenu des termes d'échanges par collisions atomiques et des termes de destructions par collisions à trois corps (2 neutres + 1 métastable) introduits par Phelps [7] :

$$\begin{aligned} \frac{dN_0^*}{dt} = & N_0 n_e \langle \sigma_0^M v \rangle + \alpha N_0 N_1^* \langle \sigma_{01} \rangle \bar{v} \\ & + \beta N_0 N_2^* \langle \sigma_{02} \rangle \bar{v} - N_0^* \left[\frac{D_M}{p\Lambda^2} + n_e \langle \sigma_{rx}^0 v \rangle \right. \\ & \left. + N_0 (\langle \sigma_{01} \rangle + \langle \sigma_{02} \rangle) \bar{v} + \gamma_0 N_0^2 \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

où v est la vitesse des électrons, $\bar{v}$ la vitesse moyenne des neutres et γ_0 le coefficient de collisions à trois corps pour le niveau 3p_0 . Des équations analogues peuvent être décrites pour les niveaux 3p_1 et 3p_2 .

Des résultats des travaux de Phelps [7], nous pouvons évaluer les termes d'échanges et de destruction à trois corps, ce qui permet de constater que certains d'entre eux peuvent être négligés devant d'autres (c'est le cas, par exemple, des termes de destruction par collision à trois corps pour $p \leq 10$ torrs).

⁽¹⁾ Nous ne tenons pas compte des échanges entre métastables qui pourraient être produits par des collisions électroniques; ces réactions n'interviennent, en effet, qu'avec des électrons thermalisés à $T = 300$ °K [7].

À l'équilibre, les densités des atomes métastables s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} N_0^* &= \frac{K_1^0 I + (c_1 N_1^* + c_2 N_2^*) p}{\frac{K_2}{p} + (2d_1 + K_4^0 I) p} \\ N_1^* &= \frac{K_1^1 I + (d_1 N_0^* + c_3 N_2^*) p}{\frac{K_2}{p} + (d_3 + K_4^1 I) p} \\ N_2^* &= \frac{K_1^2 I + (d_2 N_0^* + d_3 N_1^*) p}{\frac{K_2}{p} + (c_3 + K_4^2 I) p} \end{aligned} \quad (3.7)$$

K_1^0 , K_1^1 et K_1^2 , coefficients d'excitation électronique pour 3p_0 , 3p_1 et 3p_2 ; K_2 , coefficient de diffusion; K_2' , coefficient de désactivation radiative; K_4^0 , K_4^1 et K_4^2 , coefficients de réexcitation électronique pour 3p_0 , 3p_1 , 3p_2 ; $c_1 = 3 \times 10^{16} \alpha < \sigma_{01} > \bar{v}$, $c_2 = 3 \times 10^{16} \beta < \sigma_{02} > \bar{v}$, $c_3 = 3 \times 10^{16} \gamma < \sigma_{12} > \bar{v}$, $d_1 = 3 \times 10^{16} < \sigma_{01} > \bar{v}$, $d_2 = 3 \times 10^{16} < \sigma_{02} > \bar{v}$, $d_3 = 3 \times 10^{16} < \sigma_{12} > \bar{v}$.

Le coefficient de diffusion K_2 est supposé identique pour les trois niveaux du triplet 3p , le coefficient de désactivation radiative K_2' tient compte de l'emprisonnement de la raie $\lambda = 743 \text{ \AA}$.

Les termes en N^* situés aux numérateurs des trois relations (3.7) rendent difficile l'étude théorique des caractéristiques $N^*(^3p) = f(p)$. Cependant, les résultats expérimentaux montrent que ces caractéristiques passent par un maximum pour une pression p_m . Pour $p < p_m$, les densités des métastables augmentent avec la pression, les termes de pertes par collisions atomiques et réexcitations électroniques sont négligeables devant les termes de pertes par diffusion en $1/p$.

Pour $p > p_m$, les densités de métastables diminuent quand la pression augmente. Les termes de pertes par collisions atomiques et réexcitations électroniques (termes en p) sont prépondérants.

Nous allons calculer, à partir de nos résultats expérimentaux, les coefficients K_1^0 , K_1^1 et K_1^2 dans le domaine des faibles pressions ($p < p_m$) et déterminer, à partir de ces valeurs, la variation $p_m = f(I)$ dans le but de calculer les coefficients de réexcitation électronique K_4^0 , K_4^1 et K_4^2 .

III.2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX. — Nous avons mesuré l'absorption A_{2L} et A_L des raies Ne I 5 882 Å (niveau 3p_2), Ne I 6 096 Å (niveau 3p_1) et Ne I 6 533 Å (niveau 3p_0) en faisant varier la pression de 0,3 torr à 10 torrs, pour des courants de décharge constants et égaux, dans chaque série de mesures à 10, 5, 3,5, 2 et 0,5 mA. Après chaque série de mesures, le bâti à vide a été pompé jusqu'à un vide limite compris entre 6×10^{-9} torr et 3×10^{-8} torr.

Nous avons déterminé la valeur du coefficient α pour chaque point des abaques A, p (comparaison de A_{2L} - A_L avec A_{2L}). Nous trouvons un ensemble de valeurs de α voisines, dans le domaine I, p considéré, de $\alpha = 2$; nous avons choisi cette valeur constante pour calculer les densités N^* .

Les figures 6 et 7 représentent les courbes $N^* = f(p)$ à courant constant pour les niveaux 3p_0 , 3p_1 et 3p_2 . Nous pouvons constater que les caractéristiques N^*, p des deux niveaux 3p_2 et 3p_0 sont semblables à celles tracées par Masek et Veprek [5].

FIG. 6. — Caractéristiques $N^* = f(p)$ à I constant ($0,5 \leq I \leq 10$ mA) des deux niveaux métastables : 3p_2 et 3p_0 .

FIG. 7. — Caractéristiques $N^* = f(p)$ à I constant ($0,5 \leq I \leq 10$ mA) du niveau pseudo-métastable : 3p_1 .

Le comportement du niveau 3p_1 (fig. 7) est particulier; outre une décroissance rapide vers les faibles pressions due à la désexcitation radiative, on peut constater que la position du maximum est pratiquement indépendante du courant de décharge.

Nous pouvons utiliser les résultats consignés sur les figures 6 et 7 pour donner un ordre de grandeur des coefficients K_1 et K_4 .

III.2.1. *Détermination des coefficients K_1^0 , K_1^1 , K_1^2 .* — Dans le domaine des basses pressions (pertes par collisions atomiques et réexcitations électroniques négligeables), nous pouvons exprimer les coefficients K_1^0 , K_1^1 et K_1^2 à partir du système d'équations (3.7) de la façon suivante :

$$\begin{aligned} K_1^0 I p &= N_0^* K_2 - (c_1 N_1^* + c_2 N_2^*) p^2 \\ K_1^1 I p &= N_1^* (K_2 + K_2') - (d_1 N_0^* + c_3 N_2^*) p^2 \\ K_1^2 I p &= N_2^* K_2 - (d_2 N_0^* + d_3 N_1^*) p^2. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Si nous choisissons pour le coefficient de diffusion des métastables du néon dans le néon la valeur $D_M = 150 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ torr}$ (Hasted [8], p. 450), nous pouvons calculer le coefficient :

$$K_2 = \frac{D_M}{\Lambda^2} = 1,65 \times 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ torr}$$

(rayon du tube d'absorption 0,75 cm). A l'aide de la théorie d'Hostein [9] rendant compte de l'emprisonnement de la raie $\lambda = 743 \text{ Å}$, nous pouvons évaluer le coefficient $K_2' = 6,3 \times 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ torr}$. Les coefficients c_1 , c_2 , c_3 , d_1 , d_2 et d_3 sont calculés à partir de leurs formules de définition ci-dessus et des résultats des travaux de Phelps [7].

L'application du système d'équations (3.8) à nos résultats expérimentaux (fig. 6 et 7) permet alors de déterminer les coefficients K_1^0 , K_1^1 et K_1^2 . Nous avons utilisé, dans ce calcul, les valeurs expérimentales de N_0^* , N_1^* et N_2^* qui correspondent aux deux pressions $p = 0,3 \text{ torr}$ et $p = 0,6 \text{ torr}$ et aux courants de décharge $I = 2,5$ et 10 mA ; nous avons obtenu 6 valeurs numériques par coefficient K_1 comprises dans les limites suivantes (en $\text{cm}^{-3} [\text{s} \times \text{mA} \times \text{torr}]^{-1}$) :

$$\begin{aligned} K_1^0 &= 1,6 \pm 0,6 \times 10^{13}; & K_1^1 &= 4,3 \pm 1,1 \times 10^{13} \\ \text{et :} & & K_1^2 &= 8 \pm 3 \times 10^{13}. \end{aligned}$$

III.2.2. *Détermination des coefficients K_4^0 , K_4^1 , K_4^2 .* — Nous constatons, d'une part, que, pour des pressions inférieures à 3 torrs, les valeurs de K_1 trouvées ci-dessus rendent les termes en N^* situés aux numérateurs des relations (3.7) négligeables devant les termes $K_1 I$ et, d'autre part, que les pressions p_m correspondant aux maximums des courbes $N^* = f(p)$ (cf. fig. 6 et 7) sont toutes inférieures à 3 torrs. Nous pouvons, dans ces conditions, écrire en première approximation les expressions des maximums de la façon suivante :

$$\begin{aligned} p_m^0 &= \left(\frac{K_2}{2 d_1 + K_4^0 I} \right)^{1/2} \\ p_m^1 &= \left(\frac{K_2 + K_2'}{d_3 + K_4^1 I} \right)^{1/2} \\ p_m^2 &= \left(\frac{K_2}{c_3 + K_4^2 I} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Étant donné les simplifications introduites, ces expressions sont analogues à la relation (3.5).

Des résultats reportés sur les figures 6 et 7, nous pouvons déduire les valeurs de p_m en fonction du courant de décharge I et déterminer à l'aide des équations (3.9) les coefficients K_4^0 , K_4^1 et K_4^2 .

Rappelons, d'autre part, que la pression p_m^1 ne varie pratiquement pas avec le courant de décharge I ; en conséquence, nous en déduisons que le terme $K_4^1 I$ est négligeable devant d_3 ; de la deuxième équation du système (3.9), il est alors possible de calculer $K_2 + K_2'$ à partir de la valeur expérimentale de p_m : $p_m^1 = 2,5 \text{ torrs}$. On trouve, par ce moyen, $K_2 + K_2' = 9,4 \times 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ torr}$. Cette valeur expérimentale est en assez bon accord avec la valeur théorique utilisée :

$$K_2 + K_2' = 8 \times 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ torr}.$$

Les deux coefficients K_4^0 et K_4^2 , calculés de cette façon, ont les valeurs suivantes (en $[\text{s} \times \text{mA} \times \text{torr}]^{-1}$) :

$$K_4^0 = 2 \pm 0,5 \times 10^2 \quad \text{et} \quad K_4^2 = 7,5 \pm 5 \times 10^1.$$

Conclusion. — La méthode de mesure par absorption optique, décrite au début de cet article, nous a permis de déterminer les densités des atomes métastables $N^*(^3p_{0,1,2})$ du néon dans des décharges de néon pur ($\geq 99,99\%$) en fonction des paramètres I , p de la décharge. Ces résultats sont présentés sous la forme d'abaques $N^*(^3p_{0,1,2}) = f(p)$ pour plusieurs valeurs du courant de décharge. Une interprétation théorique nous a permis, après quelques simplifications justifiées par l'expérience, d'évaluer les termes de collisions électroniques. A titre d'information, signalons que nos courbes expérimentales sont semblables à celles publiées par Masek et Veprek dans le cas du niveau 3p_2 .

Dans le cas particulier du niveau 3p_1 , nos résultats montrent le caractère pseudo-métastable de ce niveau; en effet, nous observons une augmentation rapide de la densité $N^*(^3p_1)$ lorsque la pression augmente ($p < 1 \text{ torr}$) due à l'emprisonnement progressif de la raie $\lambda = 743 \text{ Å}$ qui relie ce niveau au niveau fondamental.

Quelques modifications de l'appareillage expérimental sont prévues de façon, d'une part, à étendre le domaine des mesures à des courants de décharge plus élevés ($I > 10 \text{ mA}$), ce qui devrait apporter plus de précisions sur la détermination des termes de collisions électroniques et, d'autre part, à effectuer des mesures de densités et températures électroniques, ce qui permettra de vérifier nos hypothèses ($n_e = C_2 I p$; $\langle \sigma^M v \rangle = C_1 / p^2$).

L'intérêt de ces études réside dans la possibilité de déterminer les sections efficaces de réexcitation électronique des atomes métastables du néon (transitions métastables-niveaux supérieurs).

Appendice. — Les densités des atomes métastables atteignent leurs valeurs d'équilibre $\left(\frac{dN^*}{dt} = 0\right)$ en des temps beaucoup plus longs que ceux de la cascade radiative (cf. [10], chap. II. 1) et cette cascade radiative ne peut, en raison de l'emprisonnement des raies de résonance, qu'alimenter les niveaux métastables. En conséquence, nous prendrons pour σ^M l'ensemble des sections efficaces d'excitation, soit pratiquement la section efficace d'ionisation σ^I .

Dans une décharge régie principalement par l'ionisation des atomes à l'état fondamental et la diffusion des électrons sur les parois, l'évolution de la densité électronique s'écrit :

$$\frac{dn_e}{dt} = N_0 n_e \langle \sigma^I v \rangle - n_e \frac{D_a}{p \Lambda^2}. \quad (\text{A.1})$$

A l'équilibre, nous obtenons la relation :

$$\langle \sigma^I v \rangle = \frac{D_a}{3 \times 10^{16} \Lambda^2 p^2}. \quad (\text{A.2})$$

Et, puisque $\langle \sigma^M v \rangle \simeq \langle \sigma^I v \rangle$, l'expression (A.2) nous permet d'écrire :

$$\langle \sigma^M v \rangle \simeq \frac{C_1}{p^2} \quad \text{avec} \quad C_1 = \frac{D_a}{3 \times 10^{16} \Lambda^2}. \quad (\text{A.3})$$

Remerciements. — Je tiens à remercier M. le Professeur J. M. Rocard pour les conseils qu'il m'a prodigués au cours de la réalisation de ce travail et lors de la rédaction de cet article, ainsi que M. J. Godart (Laboratoire de Physique des Plasmas d'Orsay) pour l'aide qu'il m'a apportée lors du développement des calculs.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] MITCHELL (A. G. C.) et ZEMANSKY (M. W.), *Resonance Radiation and Excited Atoms*, The Macmillan Company, New York, 1934.
- [2] DIXON (J. R.) et GRANT (F. A.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1, 118.
- [3] WIESE (W. L.), SMITH (M. W.) et GLENNON (B. M.), *Atomic Transition Probabilities*, vol. I, *Hydrogen Through Neon*, NSRDS, NBS 4, 1966.
- [4] RICARD (A.), ROCARD (J. M.) et GOMES (A. M.), *C. R. Acad. Sci.*, 1968, **267** B, 511.
- [5] MASEK (K.) et VEPREK (S.), *Czech. J. Phys.*, 1967, **B 17**.
- [6] DELPECH (J. F.), Thèse, Orsay, 1968.
- [7] PHELPS (A. V.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 4, 1011.
- [8] HASTED (J. B.), *Physics of Atomic Collisions*, Butterworths, London, 1964.
- [9] HOLSTEIN (T.), *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 6, 1159.
- [10] RICARD (A.), Rapport interne, LPT 15, 1967.