



HAL
open science

Étude sur l'hélium de différents processus de relaxation de niveaux atomiques excités par décharge haute fréquence

M. Giroud, M. Lombardi, J.C. Pebay-Peyroula

► **To cite this version:**

M. Giroud, M. Lombardi, J.C. Pebay-Peyroula. Étude sur l'hélium de différents processus de relaxation de niveaux atomiques excités par décharge haute fréquence. *Journal de Physique*, 1969, 30 (10), pp.789-794. 10.1051/jphys:019690030010078900 . jpa-00206841

HAL Id: jpa-00206841

<https://hal.science/jpa-00206841>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

ÉTUDE SUR L'HÉLIUM DE DIFFÉRENTS PROCESSUS DE RELAXATION DE NIVEAUX ATOMIQUES EXCITÉS PAR DÉCHARGE HAUTE FRÉQUENCE

Par M. GIROUD, M. LOMBARDI et J. C. PÉBAY-PEYROULA,

Laboratoire de Spectrométrie Physique, Faculté des Sciences de Grenoble, Cedex 53, 38-Grenoble.

(Reçu le 30 janvier 1969.)

Résumé. — Pour exploiter une nouvelle méthode d'alignement des niveaux excités d'une vapeur atomique (décharge capacitive haute fréquence), divers processus de relaxation ont été étudiés par effet Hanle. En particulier, des transferts d'excitation, vus à travers des cascades de désexcitation, ont été mis en évidence sur deux des cinq niveaux étudiés (3^3P , 4^1D_2 , 3^1P_1 , 3^3D et 3^1D_2) de l'hélium.

Abstract. — To study various relaxation mechanisms of excited states in an atomic vapour, we have used the method of alignment by high frequency capacitive discharge. In particular, we have seen the transfer of excitation in cascade processus for two out of the five studied levels (3^3P , 4^1D_2 , 3^1P_1 , 3^3D and 3^1D_2) of helium.

I. Introduction. But de l'étude. — Skinner et Appleyard [1] ont montré expérimentalement que la lumière émise en bombardant une vapeur atomique par des électrons lents est partiellement et rectilignement polarisée; ce bombardement permet donc — comme le pompage optique — de créer des différences de population entre les sous-niveaux Zeeman d'un niveau excité et ainsi de généraliser de nombreuses expériences utilisant ces inégalités de population [2].

Cependant, par excitation électronique — la plupart des niveaux étant atteints — un niveau sera peuplé non seulement par excitation électronique à partir du fondamental mais aussi, éventuellement, par des cascades de désexcitation à partir des niveaux supérieurs, ce qui demande une critique serrée des résultats expérimentaux.

Jusqu'ici, l'excitation électronique de la vapeur atomique s'obtenait par bombardement par un pinceau d'électrons lents dans des cellules type triode identiques à celles décrites par Pébay-Peyroula [3].

Or Lombardi a montré ([4] et [9]) que l'on peut aussi obtenir l'alignement des niveaux excités dans une décharge haute fréquence sans électrodes internes à la cellule : la cellule contenant la vapeur à étudier est placée entre les plaques du condensateur plan terminant une ligne oscillante (fig. 1). Le mouvement alternatif rectiligne des électrons qui déterminera la direction privilégiée du bombardement est produit par le champ oscillant du condensateur. Les conditions de fonctionnement précisant la fréquence de la décharge,

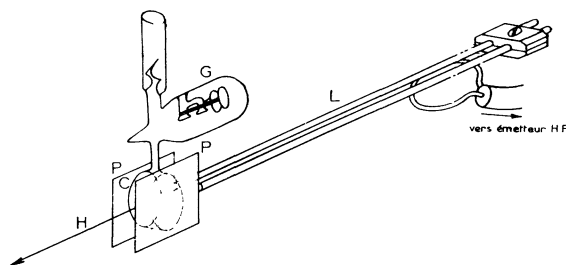


FIG. 1. — Ligne excitatrice haute fréquence : P, plaques du condensateur ; G, « getter » ; L, ligne ; C, cellule ; H, champ magnétique statique.

la pression du gaz et la géométrie de la cellule ont été données dans [4] et [9].

Le but de cet article est de montrer les possibilités de cette nouvelle méthode d'étude.

La pression à l'intérieur de la cellule pouvant varier dans un domaine assez large, nous voulions initialement — sur un montage faisant appel au phénomène de dépolarisation magnétique (effet Hanle) [5] — vérifier des calculs de sections efficaces de collisions non résonnantes atome-atome sur le modèle mis au point par A. Omont [6], l'avantage de l'hélium étant de faire appel à des fonctions d'onde relativement simples tout en étant réalistes.

Au cours de cette étude, d'autres phénomènes ont été mis en évidence :

a) Le champ électrique \mathbf{E} qui produit l'excitation électronique engendre un élargissement des courbes

d'effet Hanle, élargissement qui a conduit à une étude quantitative de l'action de \mathbf{E} afin de rendre possible une extrapolation en champ nul nécessaire à nos mesures [7].

b) Des phénomènes de transfert d'excitation par collision contre des atomes dans l'état fondamental qui nous sont visibles à travers des cascades de désexcitation [8]. Ceci est dû à la faible distance énergétique entre niveaux de même nombre quantique principal qui permet de grandes sections efficaces de transfert d'excitation; notre travail dans cette direction était stimulé par le fait que Saint-John, Fowler et Bennet — dans d'autres types d'expériences — font intervenir de tels transferts à des pressions correspondant à celles de nos expériences ([11] et [16]).

II. Problèmes expérimentaux. — Le montage expérimental, décrit par ailleurs [9], comporte essentiellement : la cellule (*fig. 1*), deux bobines en position d'Helmholtz créant le champ statique de dépolarisation et un système d'enregistrement automatique du taux de polarisation.

Les problèmes particuliers relatifs à notre travail sur ce montage sont les suivants :

1. **MESURE DU CHAMP ÉLECTRIQUE \mathbf{E} DANS LA VAPEUR.** — Au cours de nos expériences, il s'est donc avéré nécessaire de connaître le champ \mathbf{E} existant entre les plaques du condensateur plan de la ligne oscillante.

Ce problème de mesure en haute fréquence n'est pas très simple : si nous branchons la sonde d'un voltmètre électronique normal directement sur les plaques du condensateur, le facteur de surtension de la ligne est considérablement réduit du fait de la grande dissymétrie de l'appareil de mesure. Cependant, après divers essais négatifs faisant appel à des diodes à cristal, nous avons cherché à réutiliser la sonde; mais pour éliminer la charge dissymétrique de la ligne nous avons réalisé un couplage capacitif très faible entre la ligne et les deux bornes de la sonde. L'ensemble fixé — rigidement — sur la platine porte-ligne donne des résultats précis et reproductibles.

Nous mesurons ainsi une tension proportionnelle à celle qui apparaît sur les plaques du condensateur, donc un champ proportionnel au champ \mathbf{E} existant entre les plaques du condensateur (nous n'avons pas besoin de la valeur absolue de E pour nos extrapolations).

2. **CONSTRUCTION DES CELLULES, MESURE DES PRESSIONS.** — Les premières cellules que nous avons fait construire contenant toujours des traces d'oxygène, nous avons été obligés de leur adjoindre un « getter » au baryum qui, lors de son « flash », absorbe les gaz étrangers et aussi une partie de l'hélium (*fig. 1*).

Par ailleurs, il nous a été nécessaire de faire des mesures en fonction de pressions s'étalant entre 10^{-3} et 10^{-1} torr : le plus simple pour obtenir ces pressions est de faire des détentes successives à partir d'une éprouvette de volume connu et contenant de l'hélium

à une pression donnée. L'hélium étant pratiquement un gaz parfait, il semble qu'il suffise d'appliquer la loi de Mariotte pour connaître les pressions obtenues. Cependant, comme nous sommes obligés de produire le « flash » du « getter » pour éliminer les impuretés, ceci ne donne qu'un ordre de grandeur des pressions réelles : le « getter » absorbe aussi une partie de l'hélium.

Or, nos expériences, pour être correctement interprétées, exigent une connaissance précise de la pression de chaque cellule. Aussi avons-nous fait — en fin d'expérience et grâce à un passage pouvant être cassé sous vide (visible sur la cellule de la *figure 1*) — la mesure de la pression *réelle* avec une jauge de MacLeod.

III. Exploitation des résultats. — 1. **PRINCIPE DES EXPÉRIENCES.** — Dans les conditions de nos expériences — essentiellement collisions binaires à basse pression — la largeur Γ d'un niveau s'écrit :

$$\Gamma = \sigma \cdot n \cdot v + \Gamma_{p=0}$$

où $\Gamma_{p=0}$ est l'inverse de la durée de vie naturelle, σ = section efficace de relaxation du niveau étudié, n = nombre d'atomes par unité de volume du gaz,

$$v = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \cdot k \cdot \left(\frac{2T}{M}\right), \text{ avec}$$

k = constante de Boltzmann,

T = température absolue du gaz,

M = masse atomique de l'hélium.

En regroupant toutes les constantes et en remarquant que n est proportionnel à p , nous obtenons :

$$\Gamma = K \cdot p + \Gamma_{p=0}$$

ainsi, si aucun autre phénomène physique n'interfère avec la relaxation normale du niveau observé, la courbe $\Gamma = f(p)$ est une droite. Nous pouvons dans ces conditions obtenir $\Gamma = \Gamma_{p=0}$ et déterminer σ .

Un certain nombre de résultats ont effectivement été obtenus sur $\Gamma_{p=0}$ et σ , mais une difficulté fondamentale est apparue sur la raie 4 922 Å. En effet, pour ce niveau (4^1D_2), nous avons bien obtenu une droite (*fig. 2*) mais avec $\Gamma_{p=0}$ 30 % supérieur à la valeur

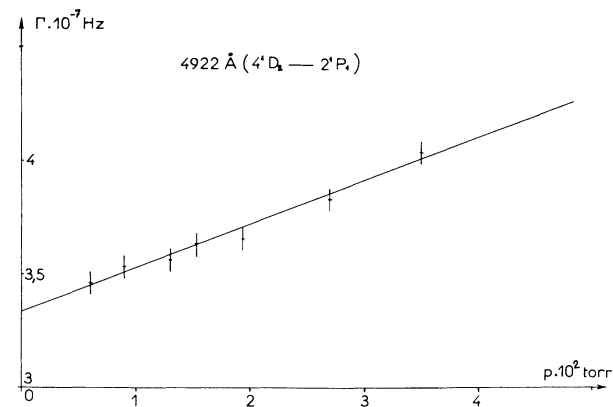


FIG. 2. — Détermination de $\Gamma = f(p)$ sans extrapolation de Γ en champ \mathbf{E} nul (1^{re} série de mesures).

que nous avons calculée, ou qui avait été mesurée par d'autres auteurs [10].

A priori toute explication de cet élargissement par effet de cascade ou transfert d'excitation se trouvant en défaut, nous avons cherché quelle pouvait être l'influence de la puissance H.F. produisant la décharge capacitive.

En augmentant nettement cette puissance, nous avons observé un élargissement des courbes d'effet Hanle [7] et [9].

Cette action du champ électrique a été étudiée théoriquement [9]. Les calculs montrent que pour un champ faible nous obtenons pour Γ la relation suivante :

$$\Gamma = \Gamma_0 \cdot (1 + kE^4)$$

où k est un paramètre rendant compte de la puissance de l'effet Stark et Γ_0 la valeur de Γ en champ \mathbf{E} nul (et pour une pression donnée de la vapeur).

2. MESURES. — Nous avons spécialement étudié les 5 raies suivantes :

3 888 Å	$3^3P - 2^3S$
4 922 Å	$4^1D_2 - 2^1P_1$
5 015 Å	$3^1P_1 - 2^1S_0$
5 875 Å	$3^3D - 2^3P$
6 678 Å	$3^1D_2 - 2^1P_1$

Les pressions des différentes cellules utiles — après mesure à la jauge de MacLeod — s'étalent entre $1,4 \times 10^{-3}$ et $5,2 \times 10^{-2}$ torr. La difficulté principale fut d'obtenir une gamme relativement continue malgré les variations — imprévisibles — de pression produites lors du « flash » du « getter ».

— *Procédure expérimentale, extrapolation en champ nul :*

Pour chacune des raies — et pour une cellule donnée — nous avons tracé un réseau de courbes à des puissances H.F. différentes et nous en avons déduit la courbe $2 \Delta H = f(V^4)$; par extrapolation à $V = 0$, nous obtenons $(2 \Delta H)_{V=0}$, c'est-à-dire $(2 \Delta H)_{E=0}$.

Finalement, Γ_0 est donné par la relation classique de l'effet Hanle :

$$\Gamma_0 = g \cdot \frac{e}{m} \cdot (\Delta H)_{E=0}$$

avec g = facteur de Landé du niveau étudié,
 e, m = charge et masse de l'électron.

Connaissant Γ_0 pour chaque pression p , nous pouvons tracer les courbes cherchées $\Gamma_0 = f(p)$.

— *Interprétation qualitative du phénomène de transfert d'excitation :*

Considérons deux atomes d'une vapeur atomique, l'un dans un niveau excité — niveau 4^1P de l'hélium par exemple — et l'autre au fondamental. Si un choc se produit entre les deux atomes, l'atome excité peut passer dans un autre niveau (niveau 4^1F pour notre exemple) — d'énergie proche — le complément δE étant fourni par l'énergie d'agitation thermique; la seule condition étant que δE soit faible, ce qui implique,

ici, que les deux niveaux aient le même nombre quantique principal.

Il faut noter que le transfert se produit dans les deux sens mais avec des sections efficaces liées par le principe du bilan détaillé : nous obtenons un effet prépondérant dans un sens lorsque l'alimentation d'un des niveaux est nettement différente de celle de l'autre.

— *Étude spécifique de chaque raie :*

A. Raies 6 678 Å et 5 875 Å. — Ces deux raies (fig. 3 et 4), l'une de singulet, l'autre de triplet, présentent une grande similitude quant à l'aspect général de leurs courbes $\Gamma_0 = f(p)$.

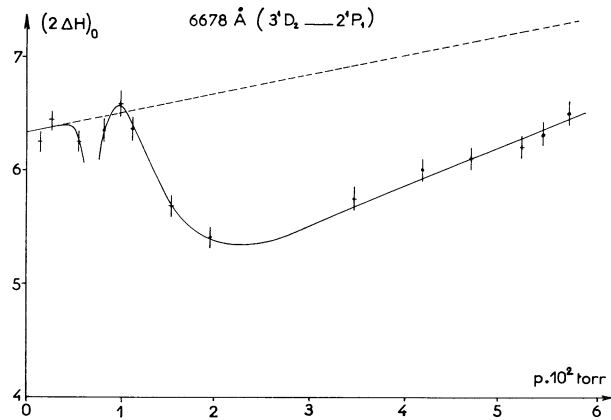


FIG. 3.

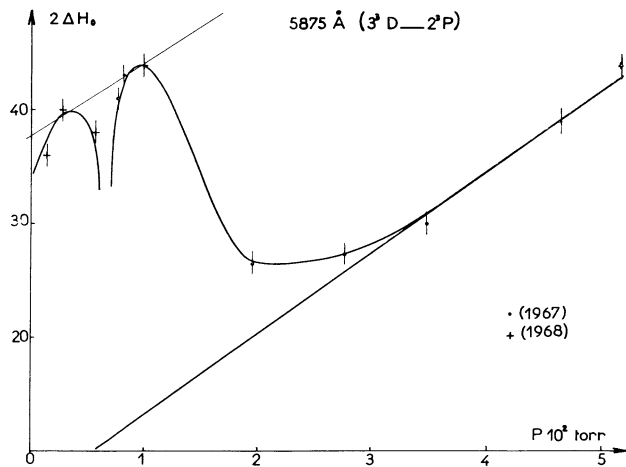


FIG. 4.

Nous observons sur les deux graphes une décroissance et une remontée extrêmement rapide de Γ_0 dans la zone de pression $0,5$ à 1×10^{-2} torr. De même dans la zone qui va de 1 à 5×10^{-2} torr, Γ_0 chute plus lentement, jusqu'à 2×10^{-2} torr pour remonter linéairement dans l'intervalle 2 à 5×10^{-2} torr.

a) *Évolution dans la zone 2 à 5×10^{-2} torr.* — Nous pouvons expliquer cette variation de Γ_0 par un phéno-

mène de transfert d'excitation. En effet, Saint-John et Fowler ont montré dans leurs études [11] que les deux raies $5\ 875\ \text{\AA}$ ($3^3D - 2^3P$) et $6\ 678\ \text{\AA}$ ($3^1D_2 - 2^1P_1$) sont alimentées — par cascade — par les niveaux, singulet et triplet, n^1F et n^3F ($n \geq 4$), couplés par l'interaction spin-orbite.

Or, pour l'hélium, nous savons [12] qu'il y a transfert d'excitation du niveau n^1P vers le niveau n^1F (fig. 5).

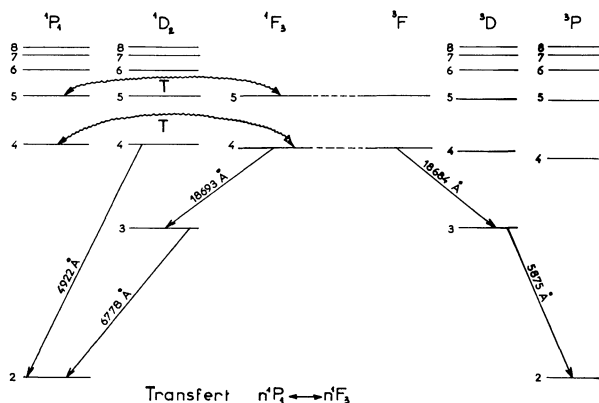


FIG. 5.

Donc, dans la gamme de pression considérée, nous avons, comme nous le prévoyions d'après Saint-John et Fowler, une alimentation identique des niveaux 3^3D et 3^1D_2 , ce qui explique la similitude des variations de Γ_0 pour les deux raies considérées. Plus précisément :

— dans la partie descendante de la courbe, l'alimentation par cascade à partir des niveaux nF devient prépondérante par rapport à l'alimentation directe par bombardement électronique : comme le niveau cascade a une durée de vie supérieure à celle du niveau étudié, c'est lui que nous observons, d'où la décroissance de Γ_0 ;

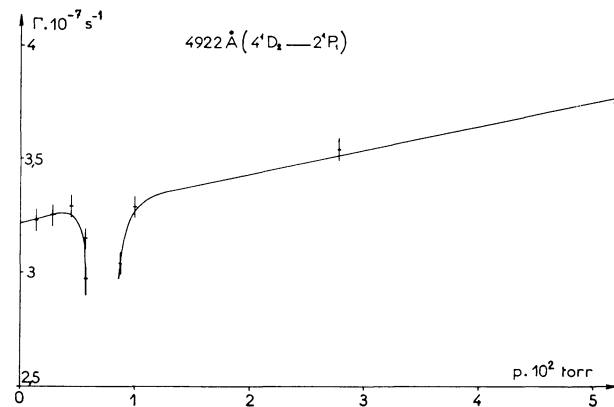
— dans la partie ascendante linéaire, nous observons toujours la cascade induite par transfert d'excitation, mais la section efficace de relaxation sur nF étant plus importante que celle du niveau étudié (3^3D ou 3^1D_2), nous observons une croissance linéaire de Γ_0 plus rapide, le coefficient angulaire de la droite étant proportionnel à la section efficace de relaxation.

b) *Évolution de Γ_0 dans la zone $0,5 \times 10^{-2}$ à 1×10^{-2} torr.* — Cette brusque variation de Γ_0 semble ne pas pouvoir, ici, s'expliquer par un transfert d'excitation, car cela conduirait à des sections efficaces de relaxation (proportionnelle à la pente de la courbe, comme nous venons de le voir) beaucoup trop fortes. Le phénomène analogue est surtout visible, dans la même zone de pression, sur le niveau 4^1D_2 (raie $4\ 922\ \text{\AA}$).

Par contre, si nous observons les courbes d'excitation électronique des niveaux F , D , P , nous remarquons que pour les niveaux F il existe une bande étroite

d'énergie des électrons où l'excitation est notable, alors que pour les raies D , et encore plus pour les raies P , cette bande est nettement plus large. De plus, divers auteurs [12] ont montré que dans la zone de pression étudiée il existe dans la décharge deux types d'électrons : des électrons vibrant au centre de la cellule et des électrons rebondissant sur les parois et que l'on passe rapidement d'un type à l'autre en augmentant la pression — c'est-à-dire qu'on obtient une variation rapide de l'énergie des électrons lorsque la multiplication électronique sur les parois se trouve remplacée par une multiplication en phase vapeur (ionisation du gaz).

Ainsi, quand les électrons prennent la valeur critique d'excitation du niveau F , nous obtenons une brusque alimentation de ce niveau; celui-ci cascade sur le niveau D (3^3D ou 3^1D) étudié et c'est ce niveau F — car de durée de vie plus grande — que nous observerons sur une très faible zone de pression, ce qui explique la variation très rapide de Γ_0 .

FIG. 6. — Détermination de $\Gamma = f(p)$ après extrapolation de Γ en champ \mathbf{E} nul (2^e série de mesures).

B. *Raie $4\ 922\ \text{\AA}$ ($4^1D_2 - 2^1P_1$).* — Pour ce niveau, nous n'observons pas de transfert d'excitation (fig. 6) :

- au-delà de 10^{-2} torr, nous retrouvons la relation linéaire,
- en deçà de 10^{-2} torr, nous observons — comme pour les autres niveaux D étudiés — une brusque alimentation d'un niveau F qui cascade sur 4^1D .

Comme précédemment, cet effet se manifeste sur une zone très étroite de pression.

Remarque. — Les niveaux F étant très rapprochés, nous devons avoir un effet Stark plus intense que dans le niveau D observé. Comme nous l'avons vu, nous avons tracé, pour chaque valeur de la pression, les courbes $\Gamma = f(E^4)$, courbes qui sont de la forme :

$$\Gamma = \Gamma_0(1 + k.E^4).$$

Or, nous constatons — dans la zone de pression $0,7 \times 10^{-2}$ torr — que la pente k est plus grande que

pour les pressions hors de cette région. Ce qui signifie bien que, dans cette gamme de pression, l'effet Stark est plus intense qu'ailleurs.

Nous obtenons ainsi la confirmation qu'aux alentours de $0,7 \times 10^{-2}$ torr l'alimentation du niveau 4^1D_2 par cascade, à partir d'un niveau F , est prépondérante.

D'autre part, nous trouvons pour Γ_0 à pression nulle la valeur expérimentale $3,22 \times 10^7$ Hz.

Cette valeur est légèrement plus faible que celle que nous donnait la première série de mesures $\Gamma_0 = 3,34 \times 10^7$ Hz, mais encore très éloignée de la valeur calculée à l'aide des fonctions d'onde de Hyllerras, soit : $\Gamma_0 = 2,90 \times 10^7$ Hz; nous n'avons pu trouver aucune explication satisfaisante à cette différence entre la théorie et l'expérience.

Par contre, certains auteurs [14] ont trouvé, expérimentalement, la valeur $\Gamma_0 = 2,60 \times 10^7$ qui, elle, est bien en dessous de la valeur théorique : il est très possible que ces auteurs aient fait leurs mesures dans la zone de tension d'excitation où la cascade sur 4^1D_2 est prépondérante, ce qui expliquerait l'écart de leurs mesures à la valeur calculée.

C. Raie 3 888 Å ($3^3P - 2^3S$). — La courbe $\Gamma_0 = f(p)$ obtenue diffère totalement des précédentes par son allure quadratique (fig. 7).

La possibilité d'une interprétation par les collisions à trois corps se présente puisque nous savons [15] que, dans ce cas, la relation donnant Γ_0 en fonction de la

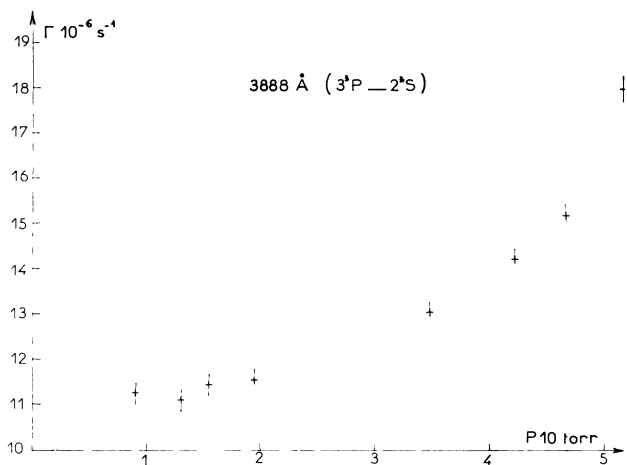


FIG. 7.

pression est quadratique $\Gamma_0 = A \cdot p^2 + \Gamma_{p=0}$ et non plus linéaire. Toutefois, les sections efficaces de ces collisions semblent bien trop faibles pour que ce phénomène se manifeste réellement.

Trois autres hypothèses doivent être prises en considération :

a) Nous pourrions avoir transfert entre les composantes du niveau 3^3P non résolu optiquement, ce

transfert s'effectuant par chocs. Bennet [16] a montré que dans ce cas la relation $\Gamma = f(p)$ n'est plus linéaire.

b) D'autre part, le mode d'alimentation par bombardement électronique n'étant pas le même pour chacun des composants de 3^3P , nous observerions, isolément suivant les zones de pression étudiées, chacun de ces composants avec sa propre section efficace de relaxation.

c) Possibilité de relaxation contre le métastable : en effet, la section efficace est très grande ($\approx 1\ 000 \text{ Å}^2$), mais il faudrait un taux de métastable d'environ 10 % (1).

Cependant, le nombre relativement restreint de points expérimentaux dû à la faible luminosité de cette raie du proche U.V. ne permet pas de choisir une explication sûre parmi ces différentes hypothèses.

D. Raie 5 015 Å ($3^1P_1 - 2^1S_0$). — Nous avons tout d'abord pensé qu'apparaissait, entre $0,3 \times 10^{-2}$ et 3×10^{-2} torr (fig. 8), la diffusion multiple déjà mise en évidence sur ce niveau [17].

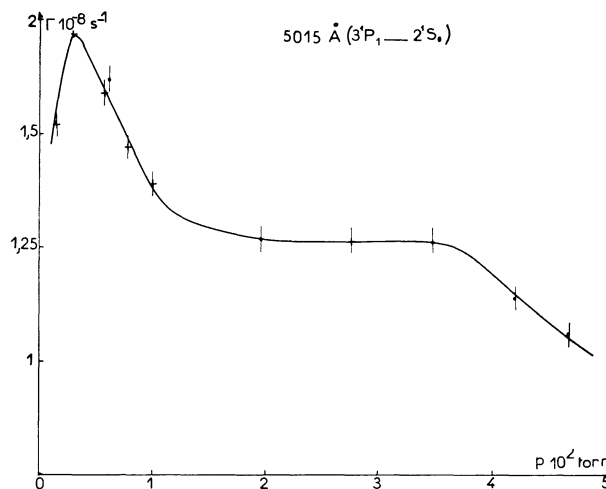


FIG. 8.

Mais la valeur de $\Gamma_0 = 1,27 \times 10^8$ Hz mesurée en prolongeant la partie plane de la courbe (amorce de la remontée linéaire $\Gamma = K \cdot p + \Gamma_0$ avec K très faible pour cette raie, d'où $\Gamma \approx \Gamma_0$) est beaucoup plus faible que celle déduite des calculs de durée de vie du niveau 3^1P_1 [18] et de la théorie de la diffusion multiple. Notons toutefois que nous ne pouvons conclure avec certitude car cette théorie n'est pas applicable à notre cas : la condition $k_0 \cdot R \gg 1$ n'est pas vérifiée.

Il reste l'interprétation par transfert d'excitation

(1) Ceci nous a été suggéré indépendamment par J. P. Barrat et N. Sadeghi.

suivi d'une cascade, comme pour les raies 5 875 Å et 6 678 Å. Mais ici les niveaux entre lesquels interviendrait le transfert nous sont inconnus.

L'hypothèse plus simple d'une cascade à partir d'un niveau supérieur peut être aussi envisagée.

Enfin, à partir de $3,5 \times 10^{-2}$ torr, apparaît aussi une nouvelle cascade issue d'un ou de plusieurs niveaux plus élevés; il nous semble naturel de faire partir cette cascade des niveaux n^1D sans définir *a priori* les valeurs de n .

BIBLIOGRAPHIE

- [1] SKINNER et APPELYARD, *Proc. Roy. Soc.*, 1928, A **117**, 224.
- [2] BROSSEL (J.) et KASTLER (A.), *C. R. Acad. Sci.*, 1949, **229**, 213.
- [3] PÉBAY-PEYROULA (J. C.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 669.
- [4] LOMBARDI (M.) et PÉBAY-PEYROULA (J. C.), *C. R. Acad. Sci.*, 1965, **261**, 1495.
- [5] MITCHELL (A. C.) et ZEMANSKY (M. W.), *Resonance Radiation and Excited Atoms*.
- [6] OMONT (A.), *J. Physique*, 1965, **26**, 26; Thèse, Paris (E.N.S.), 1967.
- [7] LOMBARDI (M.) et GIROUD (M.), *C. R. Acad. Sci.*, 1968, **266**, 60.
- [8] NEDÉLEC (O.), *J. Physique*, 1966, **27**, 660.
- [9] LOMBARDI (M.), *J. Physique*, 1969, **30**, 631.
- [10] DESCOUBES, Thèse, Paris (E.N.S.), 1967. DESCOUBES, DECOMPS et BROSSEL, *C. R. Acad. Sci.*, 1964, **258**, 4005. KAY et HUGHES (R. H.), *Phys. Rev.*, 1967, **154**, 61.
- [11] SAINT-JOHN (R. M.) et FOWLER (R. G.), *Phys. Rev.*, 1961, **122**, 1813.
- [12] JOBE (J. D.) et SAINT-JOHN (R. M.), *Journal of the Optical Society of America*, 1967, **157**, 1449.
- [13] GILL (E. W. B.) et VON ENGEL (A.), *Proc. Roy. Soc. London*, 1949, A **197**, 107. VACQUIE (S.), BACRI (J.) et SERROT (G.), *C. R. Acad. Sci.*, 1968, **266** B, 387.
- [14] DECOMPS (B.), PÉBAY-PEYROULA (J. C.) et BROSSEL (J.), *C. R. Acad. Sci.*, 1960, **251**, 941.
- [15] PHELPS (A. V.) et MOLNAR (J. P.), *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 1202.
- [16] BENNET (W. R.), KINDLMANN (P. J.) et MERCER (G. N.), *Appl. Optics Suppl.*, 1965, **2**, 34.
- [17] PISAPIA, Diplôme d'Études Supérieures, Grenoble, 1963. Voir aussi [15].
- [18] HYLLEAAS (E. A.), *Z. Phys.*, 1937, **106**, 395.
- [19] BARRAT (J. P.), *J. Physique Rad.*, 1959, **20**, 541, 633, 657.