Cinétique du xénon excité sur l'état $5d(5/2)_{J=3}^0$ à partir de l'analyse temporelle du deuxième continuum

P. Berejny, M. Saissac, P. Millet et Y. Salamero

Laboratoire des Décharges dans les Gaz, URA 277 CPAT, Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse Cedex, France

We give here the first results concerning temporal analysis of the second continuum of Xenon at 173 nm. We realize for this a 3-photon resonance excitation of the $5d(5/2)_{J=3}^0$ state. This luminescence presents two components. The first one is very slow and is coming from the recombination phenomena of the ion $Xe^+(2P_{3/2})$ created by multiphotonic ionization. The fast component is correlated with the disappearance process of the $5d(5/2)_{J=3}^0$. Time recombination can be deduced.

Les gaz rares entrent dans la composition des mélanges des lasers de puissance développés dans les domaines U.V. et U.V.L.. Nous avons mis au point depuis plusieurs années, une expérience d'excitation sélective des gaz rares les plus lourds (Xénon et Krypton) afin de mieux comprendre les processus élémentaires qui sont à l'origine des émissions continues situées dans l'U.V.L..

Nous présentons dans cette communication, les premiers résultats sur l'étude cinétique du xénon effectuée consécutivement à une excitation de l'état $5d(5/2)_{J=3}^0$ par absorption de trois photons depuis l'état fondamental. L'étude spectroscopique, que nous ne développerons pas ici, fait apparaître dans ces conditions d'excitation, les deux émissions continus U.V.L. caractéristiques du Xénon (1^{er} et 2^{ème} continua). L'évolution de cette luminescence en fonction de la pression de remplissage est habituelle: observation du 1^{er} continuum à faible pression (30 Torr) et apparition du 2^{ème} continuum au détriment du 1^{er} aux plus fortes pressions. Les spectres d'excitation font apparaître une excitation du type atomique. Toutefois, une ionisation par absorption d'un photon supplémentaire depuis l'état $5d(5/2)_{J=3}^0$ a été mise en évidence au moyen d'un système de détection des photoélectrons. Il apparaît alors que pour ce type d'excitation, les conditions initiales se résument à deux états de départ: l'un est l'état $5d(5/2)_{J=3}^0$, l'autre est l'ion moléculaire $Xe^+(2P_{3/2})$ dans son état fondamental. Selon les résultats expérimentaux de Sato et al [1] qui procèdent à une détermination de l'énergie cinétique des photoélectrons émis, il semble que seul l'ion $Xe^+(2P_{3/2})$ soit produit de façon concomitante avec un photoélectron de 1,5 eV.

Par rapport aux études temporelles des émissions continus U.V.L. déjà effectuées en excitant au voisinage des premiers états résonnants $3P_1$ ou $1P_1$ [2], on constate que la durée de la luminescence U.V.L. du 2^{ème} continuum du xénon excité sur l'état $5d(5/2)_{J=3}^0$ est

considérablement plus longue. L'analyse temporelle du 2^{ème} continuum montre la superposition de deux composantes: l'une est lente et peut aller au delà de 200 μ s selon la pression, l'autre est beaucoup plus rapide.

La composante lente est à corréler avec le processus de recombinaison dissociative de l'ion moléculaire $\text{Xe}_2^+(^2\text{P}_{3/2})$ selon les réactions:

L'évolution temporelle de la densité électronique $n_e(M,t)$ est donc:

$$\frac{dn_e}{dt} = k_r [\text{Xe}^+] p^2 - \alpha [\text{Xe}_2^+] n_e$$

La résolution numérique de cette équation montre, compte tenu des valeurs de α admise dans la littérature ($\alpha \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$) que :

$$\frac{dn_e}{dt} \approx -\alpha n_e^2$$

Ce qui conduit à l'expression:

$$n_e(M,t) = \frac{n_e(M,0)}{1 + \alpha n_e(M,0) \cdot t}$$

Au niveau du volume confocal se produit très rapidement une uniformisation de la densité électronique. La composante lente de la luminescence U.V.L. a son origine dans la production de l'état Xe^{**} :

$$I_{UVL} \equiv \frac{d\text{Xe}^{**}}{dt} = \frac{d\text{Xe}_2^+}{dt} = \frac{dn_e}{dt}$$

La loi d'évolution temporelle pour les grandes valeurs du temps est donnée par:

$$\frac{1}{\sqrt{I_{UVL}(t)}} = K \left(1 + \alpha n_{e0} t \right) = K \left(1 + \frac{t}{T_r} \right)$$

Cette évolution est observée à la fois sur les premier et deuxième continua (figure 1). Elle est caractéristique d'un phénomène de recombinaison. Le temps de recombinaison T_r qui est mesurable, dépend de la densité électronique du milieu $n_e(M,t)$ et du coefficient α de recombinaison moléculaire dissociative.

Figure 1 : Evolution temporelle du 1^{er} (a) et du 2^{ème} (b) continuum du Xénon.

P=50 Torr, résolution par canal: 16 000 ns.

La composante rapide a pour origine la disparition radiative et collisionnelle de l'état $5d(5/2)_{j=3}^0$ vers les états 6p puis 6s et 6s'.

On trouve cinq constantes de temps sur l'ensemble du domaine de pressions dont la plupart ont été interprétées. Signalons que certaines valeurs de ces constantes ont déjà été observées à partir de l'excitation de l'état moléculaire $1u(^3P_1)$.

[1]- SATO K., ACHIBA Y. and KIMURA K.: J. Chem. Phys., 80, 57, (1984).

[2]- SALAMERO Y., BIROT A., BRUNET H., GALY J. and MILLET P.:
J. Chem. Phys., 80, 4774, (1984).

[3]- SHIU Y.J., BIONDI M.A. and SIPLER D.P.: Phys. Rev. A , 15, 494, (1977)