

Étude de l'Énergie d'Excitation du Xénon dans une Cellule d'Écran à Plasma; Contribution à l'Amélioration de l'Efficacité Lumineuse

A. Belasri, W. Benstâali et H. Haffaf

Laboratoire de Physique des Plasmas, Matériaux conducteurs et leurs Applications
U.S.T.O Faculté des sciences, Département de Physique U.S.T.O El M'NAOUR B.P.1505 Oran (Algérie)

Résumé – Les panneaux à plasma (PAP) sont une des principales technologies pour les écrans plats de haute résolution. C'est la raison pour laquelle un intérêt remarquable a été porté à l'amélioration de leur luminosité, leur durée de vie et leur efficacité qui est relativement faible; de l'ordre de 1 lm/W. Le présent travail est une contribution à l'étude d'une décharge à barrière diélectrique dans une cellule d'écran à plasma. Il est basé sur un modèle fluide bidimensionnel. Ce modèle permet de montrer la répartition de l'énergie dissipée dans l'excitation du xénon à travers la cellule. Il permet également de voir l'effet de la pression et du pourcentage du mélange de gaz (Xe-Ne) sur l'efficacité de la décharge à exciter les atomes de xénon dans un panneau à plasma de géométrie coplanaire.

Abstract – Plasma display panels (PDPs) are a leading technology for large-area high-brightness flat panel displays. There is significant interest in improving their luminosity, lifetime and their efficiency which is relatively low within 1 lm/W. In this work, we report on a two-dimensional model for PDPs which has been used to investigate the consequences of gas pressure, cell dimensions, and material properties on the visible light generation capacity (efficiency) of a coplanar-electrode PDP cell sustained in Xe-Ne gas mixture.

Mots clés: Plasma – Écran – Décharge à barrières diélectriques – Efficacité – Énergie

1. INTRODUCTION

La technologie des écrans à plasma joue un rôle majeur dans le domaine des écrans de visualisation et de la télévision de haute résolution. Dans le but d'améliorer l'efficacité lumineuse et la résolution de ces écrans de visualisation, plusieurs travaux de recherche expérimentale et théorique ont été effectués ces dernières années [1-8].

Parmi ces écrans à plasma, on envisage des panneaux à plasma (PAP) alternatifs à barrières diélectriques où chaque pixel est constitué de cellules de micro- décharge dont les dimensions sont de l'ordre de quelques centaines de microns, et contenant un mélange de gaz rares. Le passage d'un courant dans le volume gazeux d'une cellule conduit à la formation d'un plasma froid dont les électrons énergétiques excitent les atomes de gaz rares sur des niveaux émetteurs de photons ultraviolets. Ces photons U.V. émis par le plasma sont transformés en photons visibles dans les trois couleurs fondamentales par des phosphores déposés sur les parois de la cellule. Un signal de tension carré est appliqué entre les électrodes lignes et colonnes définissant chaque cellule. Les électrodes sont déposées sur deux dalles de verre parallèles placées à environ 100 μm l'une de l'autre. L'intervalle entre les deux dalles est rempli avec un mélange de gaz rares ; du xénon qui est un bon émetteur de photons U.V. et du néon (ou de l'hélium) qui joue le rôle du gaz parent et dont la principale propriété est de réduire la tension de fonctionnement à l'aide de son coefficient d'émission secondaire élevé. Ce mélange est à une pression de l'ordre de 300 à 500 Torr. Les surfaces des couches diélectriques au-dessus de l'électrode sont recouvertes d'une couche fine de MgO.

Deux types de géométrie d'électrodes sont utilisés dans les PAP. D'abord, il y a la géométrie matricielle où les deux électrodes (lignes et colonnes) sont déposées sur deux

dalles de verre parallèles, la décharge s'effectue à l'intersection de chaque ligne et colonne. Puis il y a la géométrie coplanaire où la cellule est définie comme l'intersection de deux électrodes lignes de la face avant, les électrodes d'entretien, et d'une électrode colonne de la face arrière, l'électrode d'adressage. La décharge d'entretien se produit en surface entre les électrodes d'entretien. L'électrode colonne, appelée également d'adressage, sert à sélectionner les cellules à allumer.

Dans ce travail, nous allons étudier une cellule à géométrie coplanaire. Le modèle utilisé est développé dans les références [4, 9]. La géométrie et le fonctionnement de la cellule PAP sont décrits dans la Sec. II. Dans la Sec. III, nous décrivons brièvement le modèle utilisé. Les résultats d'études paramétriques sont discutés dans la Sec. IV.

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UNE CELLULE D'ECRAN A PLASMA COPLANAIRE

Une cellule d'écran à plasma est constituée d'une paire d'électrodes d'entretien sur la face avant. Une électrode d'adressage est posée sur la face arrière perpendiculairement aux électrodes d'entretien. Un modèle de la cellule est montré sur la Figure. 1. où est indiqué le domaine de simulation bidimensionnel.

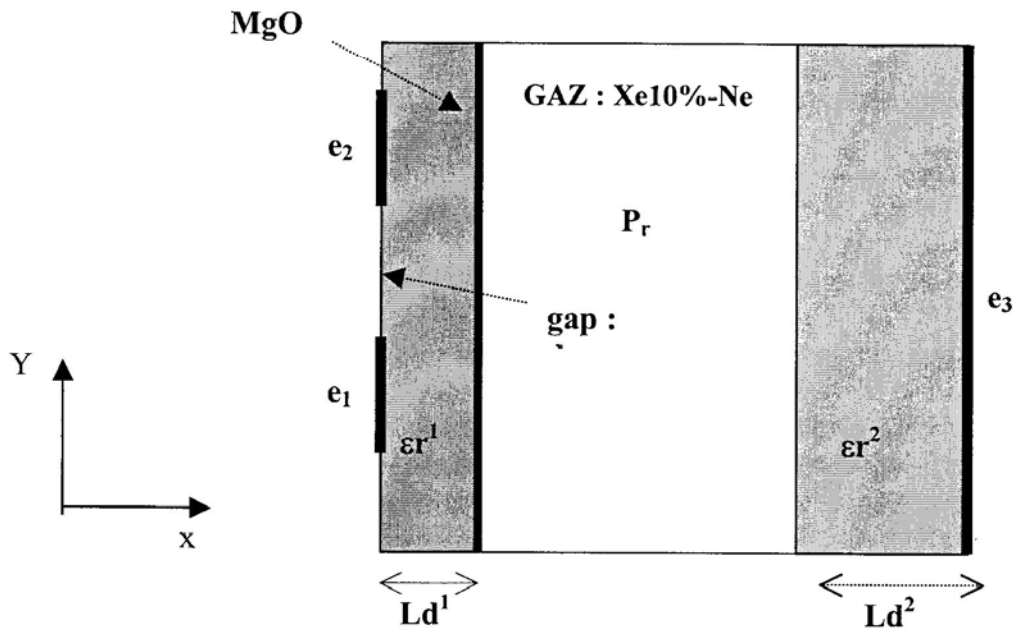


Fig. 1: Description de la géométrie coplanaire et conditions de calcul. Domaine de Simulation.

La tension rectangulaire appliquée pendant toute la durée du fonctionnement du panneau est appelée la tension d'entretien. Elle est inférieure à la tension de claquage du gaz. Pour allumer une cellule, il faut appliquer une impulsion en plus du signal d'entretien. Une décharge s'établit alors entre une électrode coplanaire et l'électrode d'adressage et des charges mémoires se stockent sur les diélectriques, les électrons du côté anodique et les ions positifs du côté cathodique induisant ainsi une tension qui va s'opposer progressivement à la tension appliquée aux électrodes et diminuer la tension aux bornes du gaz jusqu'à devenir nulle. Le courant va chuter et la décharge s'éteindre. Lors de la demi-période suivante, la tension induite due aux charges stockées sur les diélectriques (tension mémoire) s'ajoute à la tension d'entretien. Ainsi, la différence de potentiel entre les électrodes coplanaires sera supérieure à la tension de claquage grâce aux charges mémoires. Une nouvelle décharge se produit et la cellule se trouve alors en régime allumé. Le même phénomène se produit à

l'alternance suivante. Le courant est ici limité capacitivement par la couche diélectrique. Il faut noter également que pour toutes les alternances suivantes du signal d'entretien, le potentiel appliqué à l'électrode d'adressage est nul. (Voir la Figure. 2)

Tension (V)

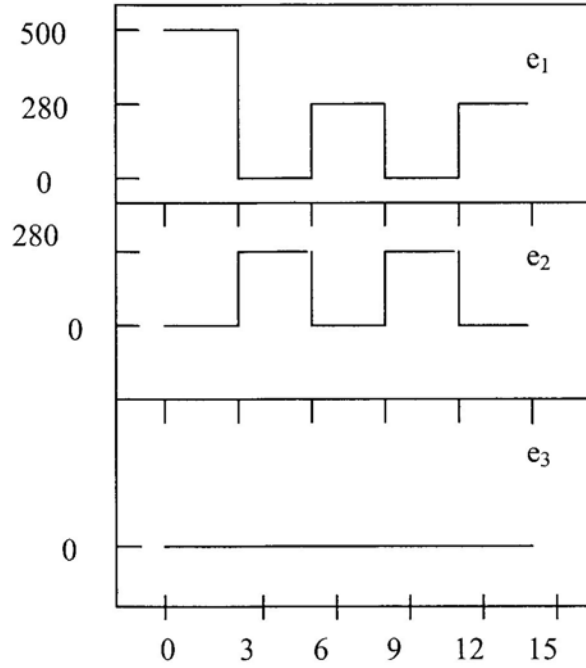


Fig. 2: Séquences d'impulsions de tension appliquées à la cellule pendant la durée d'une décharge.

3. MODELE PHYSIQUE DE CALCUL

Le modèle électrique utilisé comporte les deux premiers moments de l'équation de Boltzmann : l'équation de continuité pour la densité des particules chargées et l'équation de transfert de quantité de mouvement pour la vitesse, en supposant que l'approximation du champ local soit correcte. Ces équations de transport sont couplées à l'équation de Poisson pour prendre en compte les variations du champ électrique dues à celles de la charge d'espace.

Les équations de transport pour les électrons et les ions sont :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \bar{v}_e) = S_e \quad (1)$$

$$n_e \bar{v}_e = -n_e \mu_e E - D_e \nabla n_e \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \cdot (n_p \bar{v}_p) = S_p \quad (3)$$

$$n_p \bar{v}_p = n_p \mu_p E - D_p \nabla n_p \quad (4)$$

Les valeurs indicées e correspondent aux paramètres des électrons et celles indicées p à ceux des ions. Deux types seulement d'ions sont considérés, Xe^+ et Ne^+ . n_e et n_p sont les densités électroniques et ioniques, \bar{v}_e et \bar{v}_p les vitesses moyennes, E le champ électrique.

$S_e(\mathbf{r}, t)$ et $S_p(\mathbf{r}, t)$ sont les taux de production des électrons et des ions. Les mobilités μ_e et μ_p sont en fonction du rapport E/p . [10, 11]

Le terme de création de paires électron - ion est l'ionisation directe et on peut l'exprimer par:

$$S_e = \alpha(r, t) \varphi_e(r, t) \quad (5)$$

avec : $\varphi_e = n_e \bar{v}_e$, flux d'électrons et α coefficient d'ionisation total.

Le terme source d'ionisation S_p pour les ions positifs est identique à S_e .

Les équations (1)-(4) ci-dessus sont couplées à l'équation de Poisson

$$\nabla \cdot [\varepsilon \nabla V] = -e [n_p - n_e] \quad (6)$$

où ε est la permittivité.

La résolution du système d'équations de transport couplées à l'équation de Poisson est réalisée à l'aide de la méthode de Scharfetter et Gummel [12, 13] développée dans le cadre de la modélisation des semi-conducteurs puis utilisée pour les décharges électriques à basse pression [9, 10, 14]. Ce système d'équations permet de décrire le plasma à l'aide de grandeurs macroscopiques (les densités de particules chargées, la vitesse moyenne, le champ électrique et le potentiel). La résolution de ces équations s'effectue en calculant les coefficients de transport des particules chargées (comme le coefficient d'ionisation) pour le champ électrique appliqué. On obtient alors, pour un instant donné, la densité des électrons et des ions, et donc la charge d'espace qui permet de calculer le nouveau champ électrique par la résolution de l'équation de Poisson. Il nous est ainsi possible d'étudier l'évolution spatio-temporelle de la densité des électrons (et des ions), le potentiel et la densité de courant (qui est proportionnelle au champ électrique et à la densité des particules).

L'énergie électrique totale déposée dans le plasma est répartie sur les espèces de particules chargées (électrons et ions). Celles-ci entrent dans différents processus de réaction avec les neutres où elles cèdent leurs énergies gagnées au profit des neutres. Le processus d'excitation du xénon est celui qui caractérise l'écran à plasma puisqu'il est à l'origine de la production de la lumière ultraviolette qui sera convertie par la suite en lumière visible.

L'énergie déposée par les électrons dans l'excitation du xénon est ainsi donnée par :

$$E_{e,xc} = \int_{t_0}^t n_e |v_e| \delta_{xc} \cdot dt \quad (7)$$

où n_e est la densité des électrons, $|v_e|$ la vitesse moyenne des électrons et δ_{xc} le coefficient d'excitation du xénon. Il est pré calculé en fonction du champ électrique réduit E/p avec E le champ électrique et p la pression du gaz.

L'efficacité de la décharge à exciter le xénon représente le rapport entre l'énergie déposée par les électrons dans l'excitation du xénon sur l'énergie électrique totale dissipée dans le plasma. L'énergie totale déposée dans la décharge étant donnée par la relation :

$$E_T = \int (p_e + p_i) d^3 r dt \quad (8)$$

où p_e et p_i sont les densités de puissance dissipée par les électrons et les ions respectivement. Elles sont données par les relations suivantes : $p_e = \bar{J}_e \cdot \bar{E}$ et $p_i = \bar{J}_i \cdot \bar{E}$ où J_e et J_i sont les densités de courant des électrons et des ions respectivement et \bar{E} est le champ électrique.

La densité de courant de chaque espèce s'écrit sous la forme : $\bar{J} = a e n_k \mu_k \bar{E}$

e étant la charge, n_k la densité de la particule k , μ_k la mobilité et \bar{E} le champ électrique. a est égale à 1 pour les ions et -1 pour les électrons.

4. RESULTATS

4.1. Conditions de calcul

On a utilisé dans nos calculs un mélange de xénon- néon avec des coefficients d'émission secondaire pour les ions du néon et du xénon égaux à 0.5 et 0.05 respectivement. Le coefficient d'émission secondaire, qui représente le nombre d'électrons émis de la couche d'oxyde de magnésium par ion incident, a fait l'objet de nombreux travaux de recherches théoriques et expérimentales [15-17]. Ce coefficient dépend de la nature et de l'énergie des ions incidents ainsi que la nature du matériau duquel sont émis les électrons. La majeure partie des travaux effectués jusqu'à présent dans le domaine des écrans à plasma utilisent des valeurs de 0.5 et 0.05 pour le néon et le xénon respectivement [5, 9, 10].

On a également utilisé une pression de gaz égale à 500 Torr. La largeur de la cellule est de l'ordre de 1000 μm . La distance entre les électrodes d'entretien, dont la largeur est de 150 μm , est de 534 μm . Le diélectrique de droite a comme épaisseur 41.25 μm et une permittivité relative de 2. Le diélectrique de gauche a une épaisseur de 18.75 μm et une permittivité relative de l'ordre de 10. (Voir Figure 1)

4.2. Influence de la pression et de la composition du gaz sur l'efficacité lumineuse

La Figure 3 (a) illustre l'évolution de l'efficacité lumineuse en fonction de la pression totale du gaz pour deux concentrations de xénon de 5% et de 10% dans le néon.

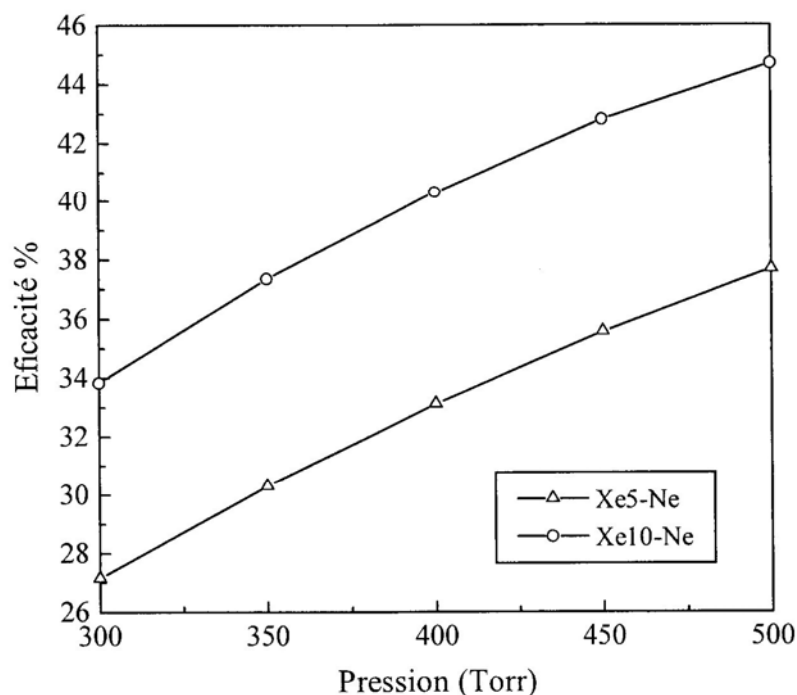


Fig. 3(a): Variation de l'efficacité lumineuse en fonction de la pression totale du mélange xénon- néon pour deux concentrations Ne-Xe5% et Ne-Xe10%.

On constate que l'efficacité augmente avec la pression totale et le pourcentage du xénon. (Voir la référence [18]). L'évolution de l'efficacité lumineuse en fonction du temps pour le mélange néon-xénon10% est représentée sur la Figure. 3 (b). Il y a croissance de l'efficacité durant le temps de la décharge.

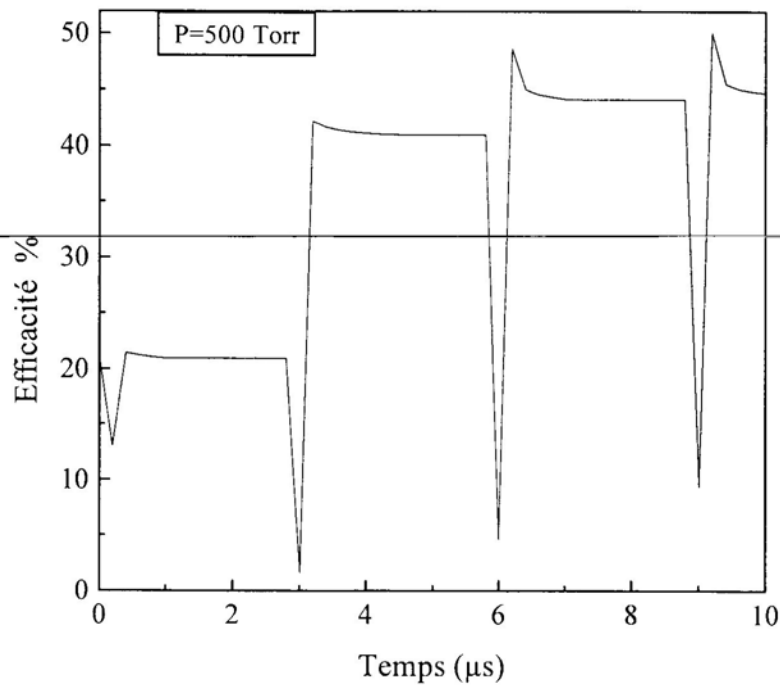


Fig. 3(b): Variation, en fonction du temps, de l'efficacité lumineuse pour un mélange Ne-Xe10%.

4.3. Variation des densités de courant et du potentiel dans la cellule

La Figure. 4 (a) représente l'évolution de la densité de courant dans la cellule au cours du temps. La tension d'allumage a été prise à 500 V. On constate que la cellule est entretenue et que la densité de courant se stabilise à une valeur constante après la deuxième impulsion de tension.

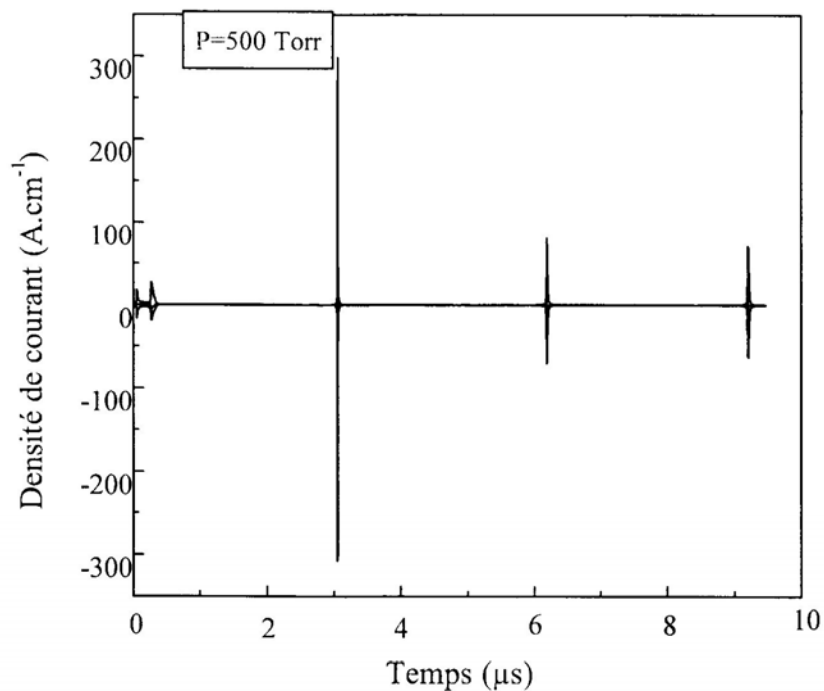


Fig. 4(a): Evolution temporelle de la densité de courant pendant la durée d'une décharge.

Afin de voir l'évolution de la décharge, nous avons tracé, sur la Figure. 4 (b), la fonction du potentiel électrique V en contours (courbes de niveaux) dans le plan xy de la cellule à l'instant $t = 9.5 \mu\text{s}$. Les courbes sont prises du niveau 0 V au niveau 280 V. Le potentiel sur la surface diélectrique du côté de la cathode (électrode e_1) est de l'ordre de 105V et le potentiel sur la surface diélectrique du côté de l'anode (électrode e_2) est de 130V.

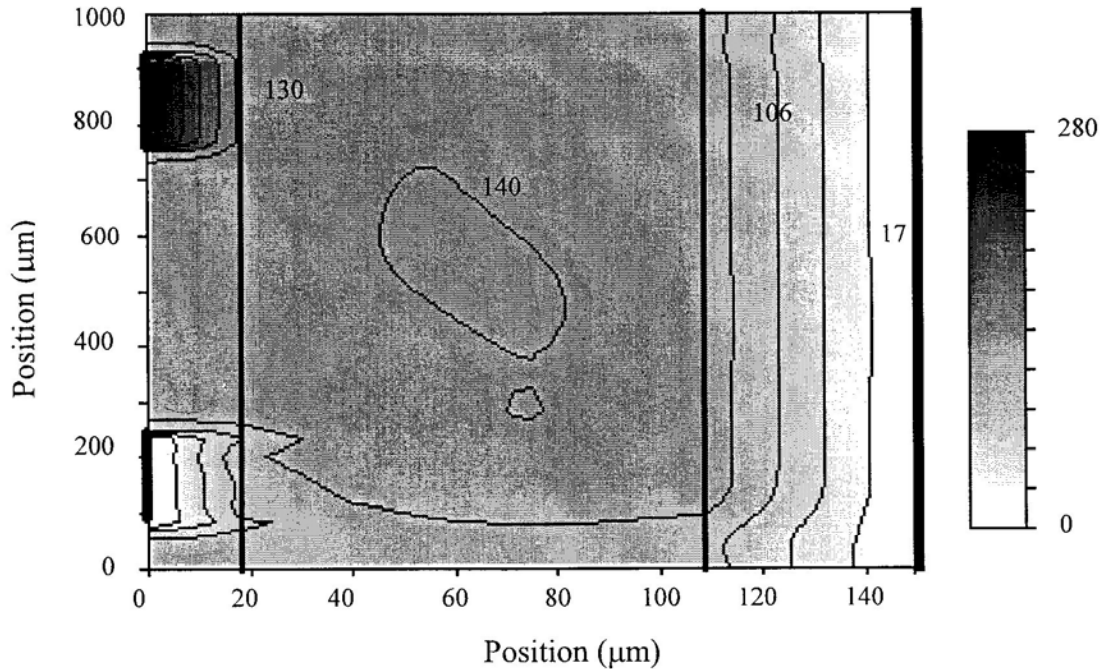


Fig. 4(b): Distribution spatiale en courbes de niveaux du potentiel électrique lors de la dernière impulsion.

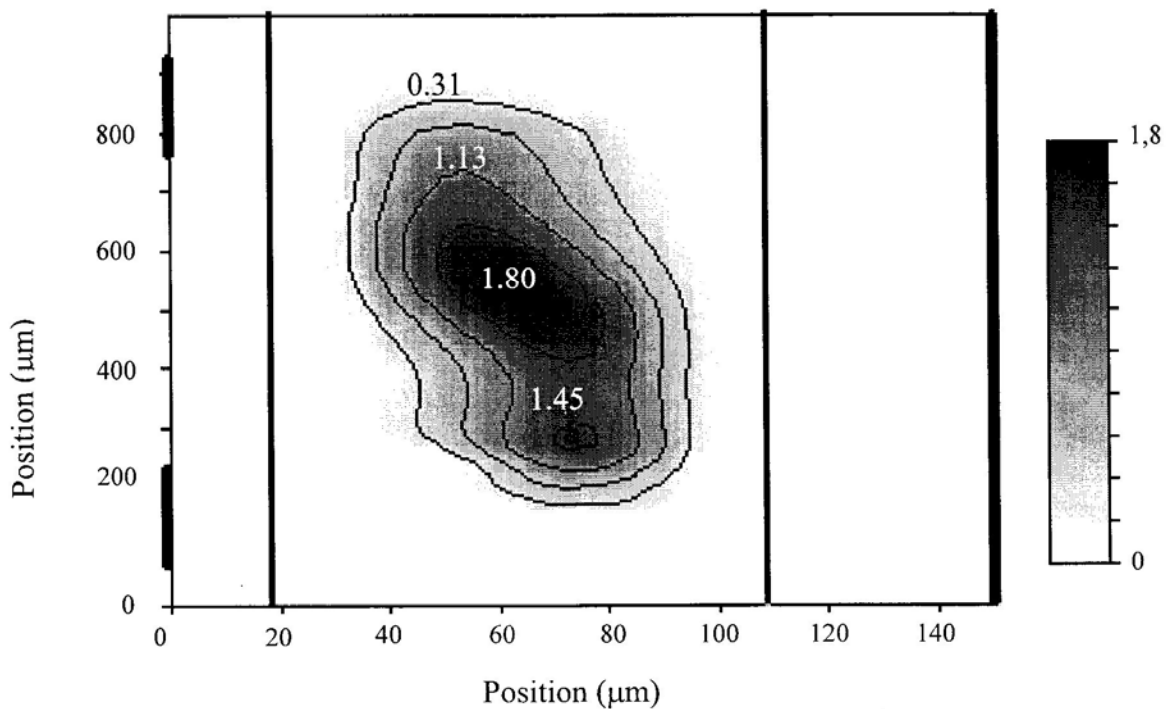


Fig. 5(a): Distribution spatiale en courbes de niveaux de la densité électronique lors de la dernière impulsion. Les valeurs sont normalisées à 10^{13} cm^{-3} .

4.4. Variation spatiale de la densité électronique et de l'énergie déposée par les électrons dans l'excitation du xénon

La distribution spatiale de la densité électronique dans une cellule est représentée en courbes de niveaux sur la Figure 5 (a) et en trois plans parallèles à celui de la décharge sur la Figure. 5(b).

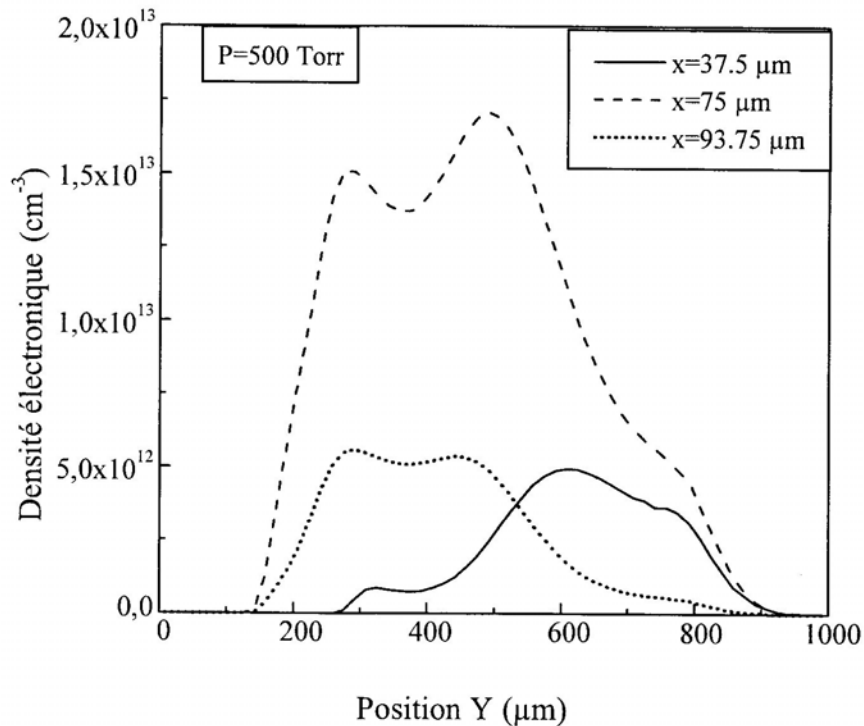


Fig. 5(b): Variation spatiale de la densité électronique en fonction de la distance radiale (Y) pour des valeurs de x égales à 37.5, 75, 93.75 μm.

Ces figures montrent que la densité électronique est faible du côté des diélectriques et croît vers le centre de la cellule pour atteindre une valeur maximale de l'ordre de $1.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Sur la Figure 6, est représentée la variation spatiale de l'énergie d'excitation du xénon. On constate un volume d'excitation important de valeur maximale de l'ordre de 3.7 mJ.cm^{-3} . Ce volume du plasma sera le siège d'une grande émission de photons U.V.

5. CONCLUSION

Les résultats présentés dans ce travail décrivent bien le fonctionnement d'une cellule d'écran à plasma coplanaire. Le modèle physique utilisé nous a permis de mieux comprendre l'évolution de la décharge pour une série d'impulsion de tension. L'efficacité croît avec chaque impulsion. Le calcul de l'évolution spatiale de l'énergie d'excitation du xénon, pour un instant donné, donne une estimation du volume de la décharge utilisé dans l'excitation du xénon. Cette région sera le siège d'une grande émission de lumière ultraviolette.

L'étude de l'influence de la pression et de la concentration du mélange gazeux en xénon nous a également aidé à déterminer les conditions optimales pour une meilleure efficacité. Les résultats montrent qu'une efficacité très importante, de l'ordre de 44.7 %, pourrait être atteinte pour une concentration de 10 % de xénon dans du néon à une pression de l'ordre de 500 Torr.

La continuité de ce travail serait d'étudier l'effet de la géométrie de la cellule. L'influence de la nature des matériaux utilisés, notamment les diélectriques, devra être également discutée.

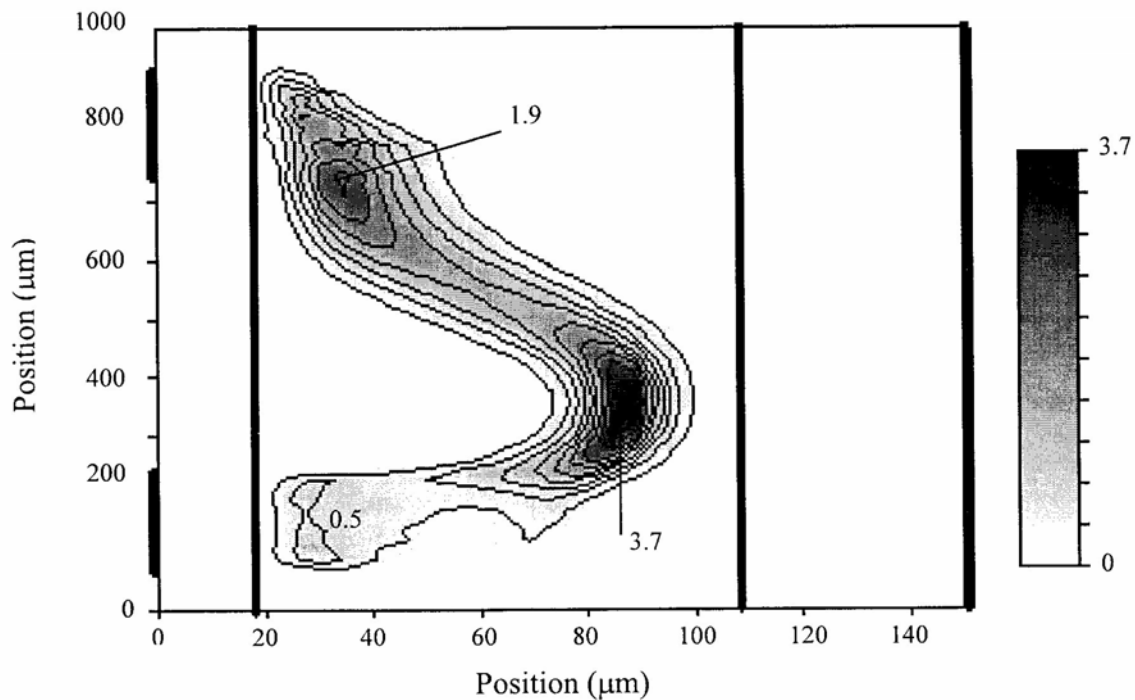


Fig. 6: Distribution spatiale de l'énergie d'excitation du xénon lors de la dernière Impulsion.

REFERENCES

- [1] Th. Callegari, R. Ganter and J. P. Bœuf, J. Appl. Phys. 88(2000) 3905
- [2] S. Zhang, H. Uchiike, Y. Harano and K. Yoshoda, SID97 Digest, (1997) 225.
- [3] K. Tachibana, S. Feng, and T. Sakai, J. Appl. Phys. 88, 4967 (2000).
- [4] C. Punset, J. P. Bœuf and L. C. Pitchford, J. Appl. Phys. 83(1998) 1884.
- [5] Y. Ikeda, K. Suzuki, H. Fukumoto, J. P. Verboncoeur, P. J. Christenson, C. K. Birdsall, M. Shibata and M. Ishigaki, J. Appl. Phys. 88(2000)6216.
- [6] S. Rauf and M. J. Kushner, J. Appl. Phys. 85(1999) 3470.
- [7] S. Rauf and M. J. Kushner, J. Appl. Phys. 85, 3460 (1999).
- [8] S. Cany, J. Kang, C. Punset, and J. P. Bœuf, International Display Workshop IDW'99 (1999) 751.
- [9] C. Punset, S. Cany and J. P. Bœuf, J. Appl. Phys. 86 (1999) 124.
- [10] J. Meunier, Ph. Belneguer, and J. P. Bœuf, J. Appl. Phys. 78 (1995) 731.
- [11] H. W. Ellis et al., Atomic Data & Nucl Data Tables 17 (1976) 177.
- [12] H. K. Gummel, IEEE Trans, Electron Devices ED-30 (1964) 1097.
- [13] D. L. Scharfetter and H. K. Gummel, IEEE Trans, Electron Devices ED-16(1969) 64.
- [14] J. P. Bœuf, phys.Rev.A.36, 2782 (1987).
- [15] A. A. Kruithof and F. M. Penning, Physica 3 (6) (1937) 430.
- [16] A. A. Kruithof, Physica 7 (1940) 519.
- [17] A. K. Bhattacharya, Phys.Rev A 13 (3) (1976) 1219.
- [18] C. Punset, "Modélisation bidimensionnelle Fluide D'un écran à Plasma", Toulouse, Université de Paul Sabatier, Thèse d'Université, 1998.