



FORMATION DE LA REGION CATHODIQUE DANS UNE DECHARGE HAUTE PRESSION

L. Mehdaoui et A. Belasri

Laboratoire de physique des plasmas, Matériaux Conducteurs et leurs Applications,
Faculté des Sciences, Département de Physique,
B.P. 1505, El Mnaouer
31000 Oran, ALGERIA.
e-mail : lak_meh@yahoo.fr

Résumé :

La région cathodique d'une décharge haute pression est une zone de transition entre le plasma et la cathode ; son rôle est d'assurer la continuité du courant du plasma vers la cathode. Une telle zone est souvent le siège de champs électriques très intenses, responsables de développement d'instabilités dans cette région. Différents paramètres ont été étudiés pour comprendre l'évolution de cette zone de transition entre la cathode et le plasma. Le champ électrique et la densité ionique sont calculés dans la région cathodique afin de comprendre les mécanismes conduisant au développement d'instabilités dans une décharge haute pression pour lasers à excimère XeCl*.

Summary:

The cathode region of a high pressure discharge is a zone of transition between plasma and cathode; its role is to ensure the continuity of the current from the plasma towards the cathode. Such a zone is often the seat of very intense electric fields, which are responsible for the development of instabilities in this region. Various parameters were studied to understand the formation of this zone of transition between cathode and plasma. The electric field and the ion density are calculated in the cathode region in order to understand the mechanisms leading to the development of instabilities in a high pressure discharge used in XeCl* excimer lasers.

1. Introduction

Les deux dernières décennies ont connu une amélioration impressionnante des performances des lasers à exciplexes pompés par décharges électriques. Le progrès vient de l'utilisation du néon comme diluant[1], de pressions élevées[2] et d'une pré-ionisation par photons UV ou rayons X[3]. La technique de photo-déclenchement[4] a nettement amélioré le transfert d'énergie entre l'unité de stockage et la décharge. Grâce à cette technique, le commutateur de puissance (e.g. thyatron) qui limite sévèrement les performances du laser a été éliminé.

Les premières tentatives de modélisation des décharges à haute pression pour laser à exciplexe XeCl*, incluant la dynamique de la gaine cathodique et les champs de charges d'espace formés aux limites de la colonne de décharge ont été réalisées par Belasri et al.[5] et Simon et al.[6]. Le but de ses travaux était de fournir des outils qui peuvent être utilisés dans le design de décharges dans lesquels, l'impulsion de décharge, le profil des électrodes et la distribution spatiale des électrons de pré-ionisation sont

choisis de telle sorte que la colonne positive se forme de façon homogène.

L'amélioration des performances des lasers passe par la résolution de problèmes physiques et technologiques [7-9], en particulier :

- l'homogénéité du milieu actif ;
- la durée de vie du mélange gazeux ;
- le rendement énergétique global du système ;
- la qualité du faisceau ;
- la connaissance aussi précise que possible de la cinétique atomique et moléculaire du milieu laser ;
- l'excitation du milieu laser et sa stabilité.

Dans le contexte du présent travail, notre rôle a été de nous intéresser plus particulièrement aux problèmes relatifs à l'excitation du milieu laser. Il est bien connu que les décharges luminescentes, utilisées pour l'excitation des lasers à excimères, peuvent être aisément stables et stationnaires à faible pression (inférieure à quelques dizaines de torrs), mais deviennent instables et dégénèrent en arc à plus haute pression. Les causes de la transition à l'arc peuvent être multiples, et la formation d'une région de charge d'espace entre la cathode et le plasma est certainement l'une des causes

Formation dans la région cathodique dans une décharge haute pression.

essentielles dans la naissance et l'évolution de ces instabilités. Le but de notre travail n'est pas de décrire les mécanismes cinétiques impliqués dans l'évolution et la formation de la région cathodique d'une décharge haute pression pour laser XeCl auquel nous nous sommes intéressé plus particulièrement. Au contraire, pour éviter cela nous avons recherché à simplifier au maximum la cinétique prise en compte tout en restant le plus près possible de la réalité. L'analyse des résultats de modèles publiés [10-13] est souvent rendue difficile par le nombre impressionnant de réactions prises en compte (avec souvent des coefficients cinétiques devinés et transmis d'une publication à une autre). L'utilisation de modèles cinétiques simplifiés a été possible dans la mesure où nous avons étudié uniquement les aspects cinétiques ayant des conséquences sur le comportement électrique de la décharge et sur le développement d'instabilités. C'est à dire que notre but a été de clarifier les grandeurs caractérisant la région cathodique et qui peuvent être à l'origine d'initiation d'instabilités dans cette région, telles que les densités de particules chargées et le champ électrique dans la gaine et sur la cathode.

2. Le modèle électrique

2.1. Equations de base

Les plasmas rencontrés dans les lasers à excimères sont assez collisionnels pour utiliser une approche fluide.

Le modèle physique que nous avons utilisé dans le présent travail est le modèle fluide à deux moments identique à celui utilisé par Belasri et al.[5]. Ce modèle est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann dans le cadre de l'approximation du champ local (ACL) et de la représentation dérivé-diffusion du flux de particules chargées (RDDF). Les équations du modèle s'écrivent dans le cas uni-dimensionnel comme suit

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \frac{\partial n_k v_k}{\partial x} = \text{Source} \quad (1)$$

$$n_k v_k = n_k \mu_k E - \frac{\partial n_k D_k}{\partial x} \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_p - n_e) \quad (3)$$

où $k = e, p$, et les indices e et p font références respectivement aux électrons et aux ions, n_k et v_k sont la densité et la vitesse moyenne dirigée suivant l'axe de la décharge de l'espèce k . μ_k et D_k sont la mobilité (négative pour les électrons et positive pour les ions) et le coefficient de diffusion de l'espèce k dans le néon.

Les équations (1) et (2) sont les équations de continuité et de transport de la quantité de mouvement de l'espèce k ; (3) est l'équation de Poisson pour le champ électrique. Le terme de droite dans l'équation (1), noté source est le terme source de l'équation de continuité électronique et ionique. C'est le nombre de charges libres créées par unité de volume et par unité de temps ; il est de la forme

$$\text{source} = n_e \mu_e E \alpha \left(\frac{E}{p} (x, t) \right) \quad (4)$$

Le fait que les deux termes sources soient identiques est dû à la conservation de la charge lors d'un événement d'ionisation.

2.2. Coefficient d'ionisation

Le coefficient d'ionisation α rend compte de la création de charges libres par ionisation par impact direct sur les atomes du gaz. C'est le nombre de charges libres créées par unité de longueur dans la direction du champ électrique.

Les mélanges pour lasers à exciplexes sont souvent ternaires, contenant plus de 99 % d'un gaz noble (Ne ou He) de masse atomique inférieure en addition avec le gaz rare (Xe) et le donneur d'halogène (HCl) pour la molécule exciplexe.

Des études précédentes ont montré que le champ électrique augmente rapidement dans la gaine [5, 6]. En raison de ces valeurs élevées du champ électrique très élevé, l'ionisation du gaz tampon, en l'occurrence le néon, devient rapidement dominante dans la gaine. En conséquence, le seul mécanisme de création de paires électron-ion est l'ionisation par impact électronique direct du néon en négligeant Xe et HCl.

Ward [14] estime que, pour les gaz rares, l'expression

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp \left[-B \left(\frac{p}{E} \right)^{1/2} \right] \quad (5)$$

Formation dans la région cathodique dans une décharge haute pression.

où A et B sont déterminés par l'expérience, est mieux adaptée et reproduit fidèlement les résultats expérimentaux. Pour le néon on a

$$A = 8.2 \text{ cm}^{-1} \text{ torr}^{-1}$$

$$B = 17 \text{ V}^{1/2} \text{ cm}^{-1/2} \text{ torr}^{-1/2}.$$

3. Résultats et discussion

Dans notre approche pour étudier son évolution et sa formation, nous n'avons considéré dans ce schéma que la région cathodique supposée être en série avec la colonne de plasma homogène et le circuit extérieur. Ce dernier a été simplifié et consiste en une source de tension continue et constante de 4,5 kV.

Nous simulons donc une décharge électrique haute pression dans le néon entre deux électrodes planes. La distance inter-électrodes est de 0,3 cm (distance choisie parce qu'elle est supérieure à la distance maximale que peut atteindre la gaine dans nos conditions) et la pression du gaz 2,5 bars. Le coefficient d'émission secondaire à la cathode dû au bombardement des ions de néon a été choisi égale à 10^{-1} .

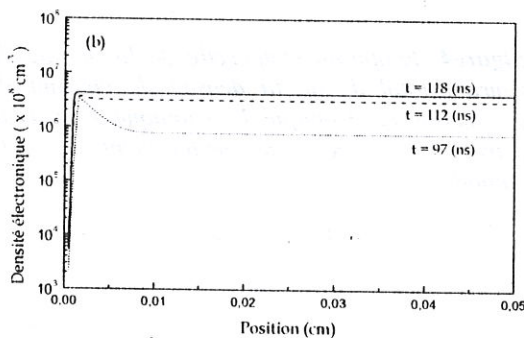
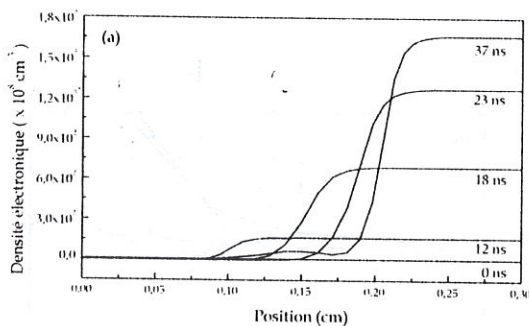


Figure 1. Distribution spatiale de la densité électronique au cours du temps dans la région cathodique durant : a) l'expansion de la gaine, et b) la contraction de la gaine.

Dans ces conditions nous remarquons que le produit pression-distance inter-électrodes pd est de l'ordre de 562 torr.cm, caractéristique d'une décharge haute pression. En l'occurrence, pour éviter la formation de streamers, nous introduisons une densité de pré-ionisation n_0 égale à $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$.

Immédiatement après l'application de la tension aux bornes des électrodes, la formation d'une gaine au voisinage de la cathode est dû au mouvement des électrons, beaucoup plus rapide que celui des ions, en direction de l'anode. Comme nous le constatons, ce mouvement apparaît très bien sur la figure 1(a) où nous avons représenté le profil de la densité électronique dans la région cathodique pour plusieurs instants successifs.

A 37 ns la gaine atteint sa longueur maximale (cf. Fig.6) et le plasma se forme. Après cet instant la gaine se contracte. La figure 1(b) reproduit la phase de détente du plasma qui vient comprimer la gaine.

La figure 2 montre de façon détaillée l'évolution spatiale et temporelle de la densité ionique dans la gaine cathodique pendant sa phase d'expansion, 2(a) et sa phase de contraction, 2(b). Pendant la phase d'expansion de la gaine, la densité ionique à la cathode reste de l'ordre de la densité initiale, i.e. $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ et augmente en s'éloignant de la cathode en raison de la multiplication électronique des électrons de pré-ionisation. Alors que pendant sa phase de contraction, on observe une montée rapide de la densité ionique dans cette région.

La figure 3 révèle la déformation du champ électrique appliqué, initialement uniforme. L'accumulation d'une charge d'espace positive entraîne progressivement une baisse du champ électrique du côté anodique et son augmentation du côté cathodique. Les valeurs de plusieurs 10^5 V/cm que peut atteindre le champ électrique dans la gaine, voire supérieure à 10^6 V/cm sur la cathode, sont importantes et peuvent impliquer certains phénomènes physiques à la cathode comme l'émission de champ [12] dont on a pas tenu compte dans notre travail. En fait, c'est la transition de l'émission de champ à une émission électronique explosive à la cathode qui est préjudiciable pour la colonne de décharge et peut conduire à sa constriction [15, 16].

Formation dans la région cathodique dans une décharge haute pression.

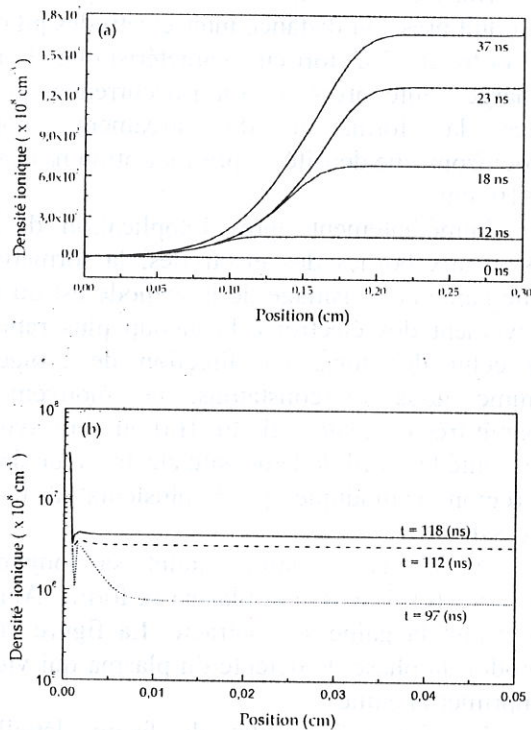


Figure 2. Distribution spatiale de la densité ionique au cours du temps dans la région cathodique pendant la phase : a) d'expansion de la gaine, et b) de contraction de la gaine.

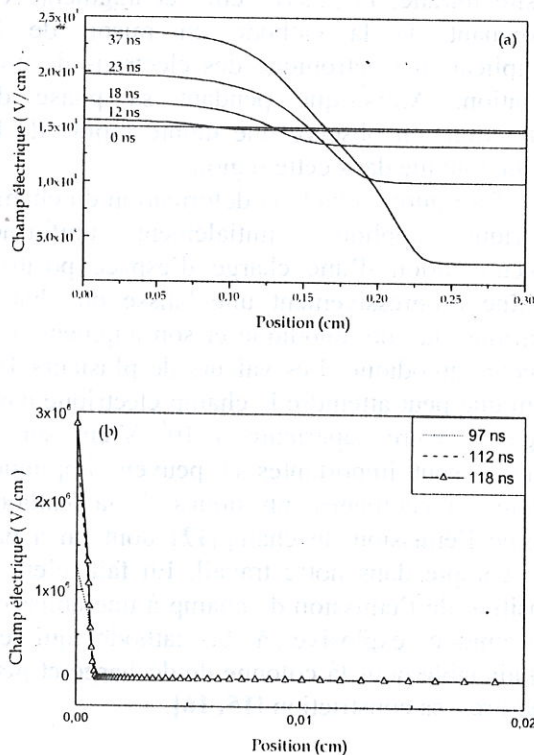


Figure 3. Distribution spatiale du champ électrique au cours du temps pendant la phase : a) d'expansion de la gaine, et b) de contraction de la gaine.

Les variations temporelles des différentes composantes du courant total sur la cathode, Fig.4, montrent que pendant les premiers instants de la décharge (jusqu'à environ 80 ns) la composante dominante du courant sur la cathode est le courant de déplacement. Le champ électrique croît de façon monotone pendant cette phase (Fig.5). Après cet instant le courant de conduction ionique devient rapidement plus grand que le courant de déplacement et rejoint pratiquement le courant total quelques instants plus tard ; et le courant de déplacement devient négligeable.

La Fig.5 montre que durant la phase où la gaine se comporte comme une capacité (courant de déplacement dominant), le champ électrique sur la cathode croît de façon monotone. Cette augmentation induit une croissance brusque de la densité ionique pour que le courant ionique compense le courant de déplacement. Le champ électrique doit alors diminuer afin d'assurer la continuité du courant puis se remet rapidement à croître.

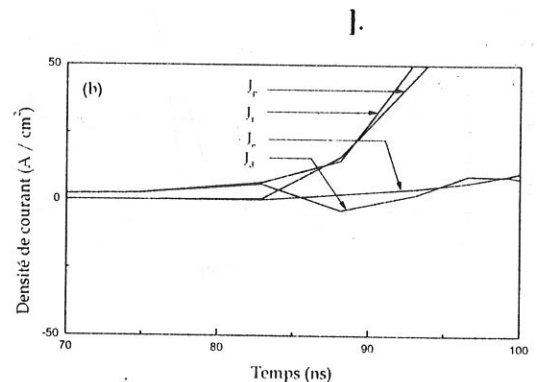


Figure 4. Evolution temporelle de la densité de courant total J_t , de la densité de courant de conduction électronique J_e et ionique J_p et de la densité de courant de déplacement J_d à la cathode.

Formation dans la région cathodique dans une décharge haute pression.

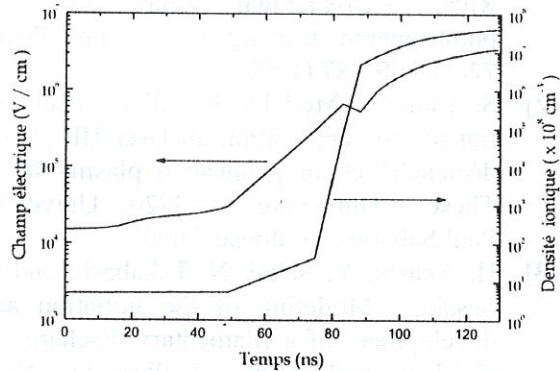


Figure 5. Evolution temporelle de la densité ionique et du champ électrique sur la cathode.

La gaine se comporte donc comme une capacité variable au début, puis comme une résistance variable après [17]. La gaine cathodique doit adopter, pendant sa formation, ses deux comportements pour assurer la continuité du courant du plasma vers la cathode.

Sur la Fig.6 est représentée l'évolution au cours du temps de la longueur de gaine. Notons que la frontière de gaine est définie ici comme le point où la densité électronique devient égale à la moitié de la densité ionique. Après ce point, la densité électronique rejoint rapidement la densité d'ions pour former le plasma.

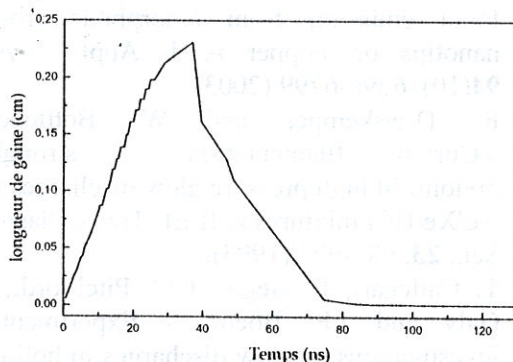


Figure 6. Evolution au cours du temps de la longueur de gaine.

La création d'une région cathodique est due au mouvement des électrons beaucoup plus rapides que celui des ions, c'est la phase de dérive des électrons. Cette dérive se fait dans un champ électrique qui, pendant les premiers instants de la

décharge, est encore presque homogène (Fig.3) et la longueur de gaine suit une variation linéaire. Les électrons créés par la pré-ionisation dérivent donc vers l'anode en ionisant les atomes de gaz avec un taux donné par le premier coefficient d'ionisation de Townsend α (E/p ; gaz). Les ions dérivent lentement vers la cathode; donc seulement un nombre faible d'électrons quittent la surface de cathode. Ainsi une densité de charge d'espace se développe et augmente exponentiellement avec la distance à la cathode (Fig.2). L'épaisseur de cette gaine de charge d'espace est approximativement égale à la distance de dérive durant cette phase. La gaine atteint ensuite une longueur maximale supérieure à 2 mm.

Durant cette phase la densité de courant de déplacement est supérieure à la densité de courant de dérive (Fig.4). Les propriétés physiques de la surface de cathode ne peuvent avoir jusqu'à présent une influence significative. Tant que le maximum de la charge d'espace est du côté plasma de la gaine, le champ de charge d'espace est approximativement homogène [20].

Le champ électrique cathodique augmente ensuite jusqu'à plusieurs 10^5 V/cm et une multiplication électronique considérable se développe dans la gaine ayant pour conséquence une diminution de la longueur de gaine, une plus forte augmentation du champ cathodique et l'établissement rapide d'une gaine stationnaire entre la cathode et le plasma. Ces valeurs de plusieurs 10^5 V/cm sont des valeurs importantes et peuvent impliquer certains phénomènes physiques à la cathode comme l'émission de champ [12, 18, 19].

Cette contraction de la gaine ou plus exactement le déplacement vers la cathode de la frontière plasma-gaine est dû au fait que ces avalanches électroniques tendent à augmenter la densité du plasma à la limite de la gaine cathodique. La longueur de gaine décroît de sa valeur maximale à quelques dizaines de microns en 40 ns. Ensuite, le courant ionique augmente très vite (Fig.4) et la longueur de gaine atteint une valeur minimale de l'ordre de 15 microns. Ceci conduit à une forte accélération des ions vers la cathode dont le résultat est l'augmentation rapide de la densité électronique au voisinage de la cathode. Ce processus peut expliquer la luminescence de la gaine (sheath ignition [6]) observée expérimentalement comme une émission optique lumineuse [20, 21].

Formation dans la région cathodique dans une décharge haute pression.

4. Conclusion

Les résultats de ce travail ont permis d'étudier l'évolution spatio-temporelle de la région cathodique de la décharge, qui n'est pas considérée dans les modèles 0D. Ces résultats constituent une contribution à l'étude des conditions de formation d'un plasma uniforme et ont conduit à la compréhension des conditions de formation et d'évolution de la gaine cathodique. Ils ont permis aussi l'identification des mécanismes physiques pouvant conduire au développement d'instabilités dans les décharges à haute pression pour lasers à excimères XeCl* et le rôle que peut jouer l'évolution des grandeurs caractéristiques de cette région comme le profil du champ électrique et les densités de particules chargées.

REFERENCES

- [1]- R. C. Sze, « Improved lasing performance of XeCl using Ar and Ne diluents », *J. Appl. Phys.*, **50**(7), 4596-4598 (1979).
- [2]- J. W. Gerristen and G. J. Ernst, *Appl. Phys. B*, **46**, 141 (1988).
- [3]- S. C. Lin and J. I. Levatter, *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 505 (1979).
- [4]- S. Pasquiers, M. C. Bordage, M. Legentil, V. Puech, R. Riva et P. Segur, « Etude expérimentale et modélisation des lasers à excimère XeCl photo-déclenchés », *Annales de Physique, Colloque C1, Supplément au n° 5*, **19**, 213-220 (1994).
- [5]- A. Belasri, J. P. Bœuf and L. C. Pitchford, « Cathode sheath formation in a discharge-sustained XeCl laser », *J. Appl. Phys.*, **74**(3), 1553-1567 (1993).
- [6]- G. Simon and W. Böttcher, « Two dimensional model of the ignition phase of high-pressure glow discharges », *J. Appl. Phys.*, **76**(9), 5036-5046 (1994).
- [7] B.L. Fontaine, B.M. Forestier, M. Sentis, P. Dalaporte et L. Arif : *J. Phys.*, Colloque C7, **48**, 331 (1987).
- [8] S. Longo, C. Gorce et M. Capitelli, « Open problems in the XeCl laser physics », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **19**(2), 379-386 (1991).
- [9] M. Sentis : *Entropie (Paris)*, **20**, 3 (1984).
- [10] H. Brunet, B. Lacour, J. Roca Serra, M. Legentil, S. Mizzi, S. Pasquiers et V. Puech, « Theoretical and experimental studies of phototriggered discharges in argon and neon », *J. Appl. Phys.*, **68**(9), 4474-4480 (1990).
- [11] M. Legentil, S. Pasquiers, V. Puech and R. Riva, « Breakdown delay time in phototriggered discharges », *J. Appl. Phys.*, **72**(3), 879-887 (1992).
- [12] S. Cany : « Modélisation d'une décharge transitoire : application au laser HF photo-déclenché et au panneau à plasma RF », Thèse d'Université n° 3720, Université Paul Sabatier, Toulouse, 2000.
- [13] H. Akashi, Y. Sakai, N. Takahashi and T. Sasaki, « Modeling of the initiation and development of a filamentary discharge in XeCl excimer lasers », *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **32**, 2861-2870 (1999).
- [14] A. L. Ward, « Effect of space charge in cold-cathode gas discharges », *Phys. Rev.*, **112**, 1852 (1958).
- [15] Yu Korolev and G. Mesyats, « Physics of the pulsed gas breakdown », Moscow, 1991.
- [16] Yu Korolev and G. Mesyats, « Field emission and explosive processes in a gas discharge », Novosibirsk, 1982.
- [17] Ph. Belenguer, Ph. Guillot and L. Tjerese, « Electrical characterization of radiofrequency glow discharge used for optical emission spectroscopy », *Surf. Interface Anal.*, **35**, 604-610 (2003).
- [18] S. Yun and L. Guozhi, « Numerical Modeling of thermal response of thermofield electron emission leading to explosive electron emission », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **33**(5), 1487-1490 (2005).
- [19] C.J. Huang, Y.K. Chih and J. Hwang, « Field emission from amorphous-carbon nanotips on copper », *J. Appl. Phys.*, **94**(10), 6796-6799 (2003).
- [20] R. Dreiskemper and W. Böttcher, « Current filamentation of strongly preionized high pressure glow discharges in Ne/Xe/HCl mixtures », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **23**, 987-995 (1995).
- [21] T. Callegari, F. Gegot, L.C. Pitchford, J. Galy and J.P. Boeuf, « Experimental investigations of glow discharges in hollow cathode geometries at low pressure », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **33**(2), 384-385 (2005).