

MODELISATION NUMERIQUE D'UNE DECHARGE LUMINESCENTE CONTROLEE PAR BARRIERE DIELECTRIQUE A PRESSION ATMOSPHERIQUE

Y. BENHADDA, A. HAMID et F. SAHRAOUI

Faculté de Génie Electrique, U.S.T.O.-M.B., B.P. 1505 El-M'naouer, 31000 Oran, Algérie

E-mail: ben_amina80@yahoo.fr

RÉSUMÉ : Les décharges à barrières diélectriques fonctionnant à pression atmosphérique sont de plus en plus utilisées dans l'industrie: génération d'ozone, traitement de surface, etc. A cette pression, ces décharges sont filamenteuses, mais elles peuvent être homogènes sous certaines conditions [1].

Notre travail consiste à modéliser cette décharge qui est obtenue dans l'hélium sous excitation basse fréquence (quelque KHz), entre deux électrodes planes, parallèles et isolée par un diélectrique.

Cette modélisation, dite "fluide", est effectuée dans le cadre de l'approximation du champ électrique local où la configuration géométrique est mono-dimensionnelle.

La méthode numérique est basée sur la résolution de l'équation de Boltzmann couplés de façon auto-cohérente à l'équation de Poisson. Les densités des différentes particules (chargées ou excitées) prises en compte sont alors décrites par l'équation de convection-diffusion. La paroi diélectrique, sa présence a également été prise en compte.

Les équations de transport sont résolues après une discrétisation par la méthode de différence finis à flux exponentiel combinée à l'algorithme de Thomas par la résolution des matrices tridiagonales.

MOTS-CLÉS : décharge lumineuse à barrière diélectrique à pression atmosphérique, Poisson , Boltzmann

ABSTRACT: Atmospheric pressure dielectric barrier discharge are more and more used in industry, in particular for ozone generation, surface treatment, material deposit, treatment of pollutants, production of ultraviolet radiation in excimer lamps, etc. At such high pressures, these discharges are generally filamentary, but under certain particular conditions they can be homogeneous [1].

Our work consists in modeling an atmospheric pressure glow discharge regime. The discharge is obtained, in helium using low frequency (some KHz) excitation, between two parallel and covered by a dielectric electrode.

This modeling, called "fluid modeling", is performed by using the local electric field approximation where the geometrical configuration is one-dimensional.

The numerical model presented in this work is based on the resolution of Boltzmann's equations coupled in a self-coherent way with the Poisson's equation. The different charged or excited particles densities are then described by the equation of convection-diffusion. The dielectric barrier, its presence is also taken in account.

The transport equations are resolve after discretization by the finite differences method with exponential flow combined with the Thomas's algorithm for the resolution the matrices tridiagonales.

I. INTRODUCTION

Le plasma, appelé aussi le quatrième état de la matière, est un gaz ionisé, dans lequel coexistent des molécules de gaz neutres et des fragments de celles-ci, des électrons libres et des ions [2].

Une décharge contrôlée par barrière diélectrique est une source de plasma froid hors équilibre qui est aussi connus sous le nom de décharge électrique silencieuse où la couche diélectrique couvrant une ou deux électrodes [3].

Dans les décharges conventionnelles à pression atmosphérique, le passage à l'arc résulte en un échauffement localisé et la formation d'un gaz non uniforme. Cependant dans les DBD, la surface des diélectriques permet d'éviter le passage à un régime d'arc [4].

La décharge filamentaire est le premier mode de décharge par barrière diélectrique découvert et le plus facile à obtenir [5].

En 1988, Okazaki et son groupe ont démontré qu'une décharge lumineuse homogène pouvait être obtenue sous des conditions très spécifiques : fréquence d'excitation au dessus de 1 kHz, au moins un diélectrique entre deux électrodes de métal et utiliser le gaz d'hélium [5].

II. DESCRIPTION DU MODELE

La description théorique qui caractérise le fonctionnement d'une décharge électrique nécessite la résolution de l'ensemble des équations cinétiques (équations de transport ou équations de Boltzmann). Ces équations décrivent la fonction de distribution des vitesses des particules.

La description du transport des particules chargées ou excitées est alors effectuée de façon macroscopique par résolution de l'équation de continuité et de l'équation de transfert de la quantité de mouvement. Le champ électrique est déterminé par la résolution de l'équation de Poisson.

L'équation de convection-diffusion des électrons est représentée par l'équation (1).

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = S_e(r,t) - \frac{\partial(n_e(r,t)W_e(r,t))}{\partial r} + \frac{\partial^2[D_e(r,t)n_e(r,t)]}{\partial r^2} \quad (1)$$

$n_e(r,t)$ est la densité électronique. $S_e(r,t)$ est le terme source des électrons. $W_e(r,t)$ est la vitesse de dérive électronique telle que $W_e = \mu_e(E)$ avec μ_e la mobilité électronique et $D_e(r,t)$ le coefficient de diffusion électronique.

L'équation de convection-diffusion des ions est représentée par l'équation (2)

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = S_i(r,t) - \frac{\partial(n_i(r,t)W_i(r,t))}{\partial r} + \frac{\partial^2[n_i(r,t)D_i(r,t)]}{\partial r^2} \quad (2)$$

$n_i(r,t)$ est la densité des ions. $V_i(r,t)$ et $S_i(r,t)$ représentent respectivement la vitesse moyenne et le terme source des ions.

$W_i(r,t)$ et $D_i(r,t)$ sont respectivement la vitesse de dérive et le coefficient de diffusion des ions. $W_i = \mu_i(E)$ avec μ_i la mobilité d'ion.

L'équation de Poisson (3) relie le champ électrique E à la charge d'espace.

$$\frac{\partial E(r,t)}{\partial r} = \frac{|e|}{\epsilon_0} (n_i(r,t) - n_e(r,t)) \quad (3)$$

$e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$ est la charge d'électron, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} Fm^{-1}$ est la permittivité à vide.

Le terme de dérive de l'équation de transfert de la quantité de mouvement des particules excitées étant nul, leur transport est décrit par l'équation (4).

$$\frac{\partial n_{xk}}{\partial t} - \frac{\partial^2[n_{xk}(r,t)D_{xk}(r,t)]}{\partial r^2} = S_{xk}(r,t) \quad (4)$$

$n_{xk}(r,t)$ est la densité de l'espèce excitée. $D_{xk}(r,t)$ est le coefficient de diffusion de l'espèce excitée. $S_{xk}(r,t)$ est le terme source.

L'expression de terme source d'équation de continuité des électrons est définie par l'équation (5).

$$S_e = \alpha_i(E)n_0\mu_e n_e |E| + k_{em}(E)n_e n_m + k_{pm}n_m n_p \quad (5)$$

n_m , n_0 et n_p respectivement la densité des particules excités (les métastables), la densité des neutres et la densité d'impureté. $\alpha_i(E)$ est le coefficient d'ionisation

k_{em} et k_{pm} respectivement le coefficient d'ionisation (Stepwise) et le taux d'ionisation de Penning.

L'expression de terme source d'équation de continuité des ions est définie par l'équation (6).

$$S_i = \alpha_i(E) n_0 \mu_e n_e |E| + k_{em}(E) n_e n_m + k_{pm} n_m n_p \quad (6)$$

L'expression de terme source de particules excitées est définie par l'équation (7).

$$S_m = \alpha_{exc}(E) n_0 \mu_e n_e |E| + n_m (k_{em}(E) n_e + k_{pm} n_p + k_m) \quad (7)$$

k_m : taux de recombinaison radiative.

III. DONNEES DU MODELE

Les paramètres de transports utilisés à la modélisation sont regroupés dans le tableau 1[7].

Tableau 1 Données de base

Paramètre	Symbole	Valeur
Mobilité d'électron	μ_e ($cm^2/V s$)	987
Mobilité d'ion	μ_i ($cm^2/V s$)	14
Densité des neutres	N_0 (cm^{-3})	$2.5 \cdot 10^{19}$
Densité d'impureté	N_p (cm^{-3})	$1 \cdot 10^{15}$
Taux d'ionisation de Penning	k_{pm} ($cm^{-3} s^{-1}$)	$5 \cdot 10^{-10}$
Taux de recombinaison radiative	k_m (s^{-1})	$7 \cdot 10^5$
Coefficient de diffusion du métastable	D_m ($cm^2 s^{-1}$)	0.6
Coefficient de diffusion d'ion	D_i ($cm^2 s^{-1}$)	0.354

Le coefficient de diffusion d'électron, le coefficient d'excitation, le coefficient d'ionisation et le coefficient d'ionisation Stepwise sont données respectivement par les relations (8), (9), (10) et (11).

$$D_e(E) = \begin{cases} 5.43 \cdot 10^3 \frac{|E|}{3040} cm^2 s^{-1} & E \leq 3040 V cm^{-1} \\ 5.43 \cdot 10^3 cm^2 s^{-1} & E > 3040 V cm^{-1} \end{cases} \quad (8)$$

$$\alpha_{ex} n_0(E) = \begin{cases} 0 cm^{-1} & E \leq 2280 V cm^{-1} \\ 1.54 (|E| - 2280)^{0.6} & cm^{-1} E > 2280 V cm^{-1} \end{cases} \quad (9)$$

$$\alpha_i n_0(E) = \begin{cases} 0 cm^{-1} & E \leq 2280 V cm^{-1} \\ 5.32 \cdot 10^{-5} (|E| - 2280)^{1.5} & cm^{-1} E > 2280 V cm^{-1} \end{cases} \quad (10)$$

$$k_{em}(E) = \begin{cases} 0 cm^{-1} & E \leq 380 V cm^{-1} \\ 3.03 \cdot 10^{-9} (|E| - 380)^{0.4} & cm^{-1} E > 380 V cm^{-1} \end{cases} \quad (11)$$

Les valeurs des paramètres utilisées à la modélisation sont présentées au tableau 2.

Tableau 2 Valeurs des paramètres

Pression	$P = 10^5$ Pa
Distance inter-électrode	$d = 0.3$ cm
Capacité de diélectriques	$C_{ds} = 70$ pF [6]
Tension appliquée	$V_{max} = 100$ V
Fréquence d'excitation	$f = 40$ kHz

Le flux d'électrons ϕ_e généré est proportionnel au flux d'ions et de particules excitées (équation 8).

$$\phi_e = \sum_i \gamma_i \phi_{iIONS} + \sum_j \gamma_j \phi_{jEXCI} \quad (12)$$

Les coefficients γ_i et γ_j fixent pour les ions et les particules excitées le rapport entre le flux de particules incidentes et le flux d'électrons. Le coefficient d'émission secondaire est pris 0.1. L'émission secondaire due aux espèces excitées n'a pas été prise en compte à cause de leur faible contribution par rapport à celle des différentes particules chargées.

La distribution initiale des densités de charge est donnée par la relation suivante [6] :

$$n_e = n_i = n_m = 5.10^9 \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (13)$$

IV. RESULTATS DU MODELE

La tension est appliquée à l'électrode de droite $V(t) = V_{max} \sin(2\pi ft)$. L'électrode de gauche, le potentiel est nul $V(t) = 0$.

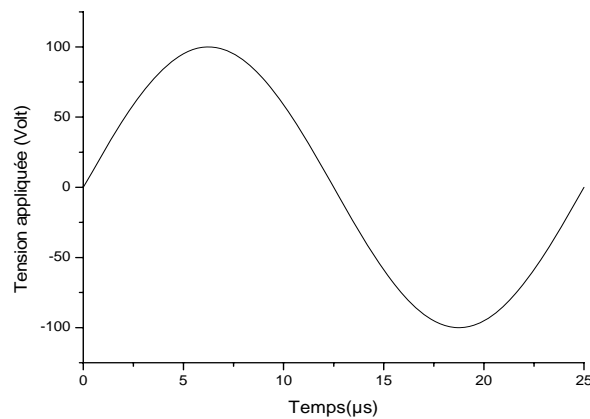


Fig. 1 Variation sur une période de la tension appliquée

Nous avons présenté les coupes du champ électrique et de la densité de charge à l'instant ($t = 1.5 \mu s$) en fig. 2, 3, 4 et 5.

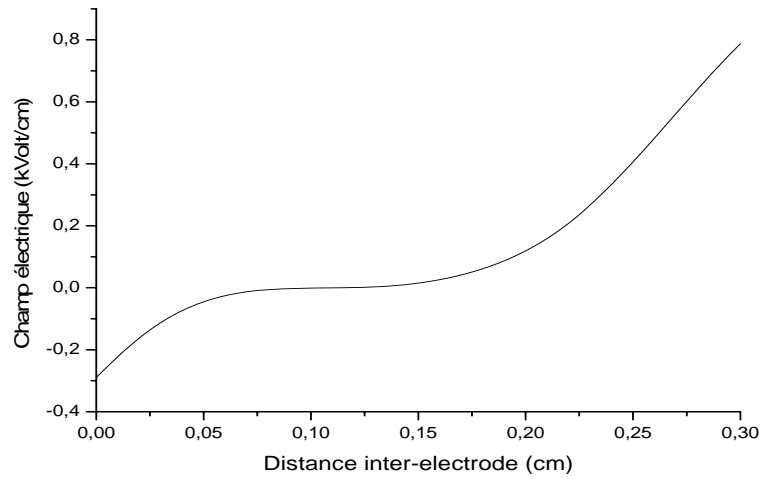


Fig. 2 *Variation spatiale du champ électrique*

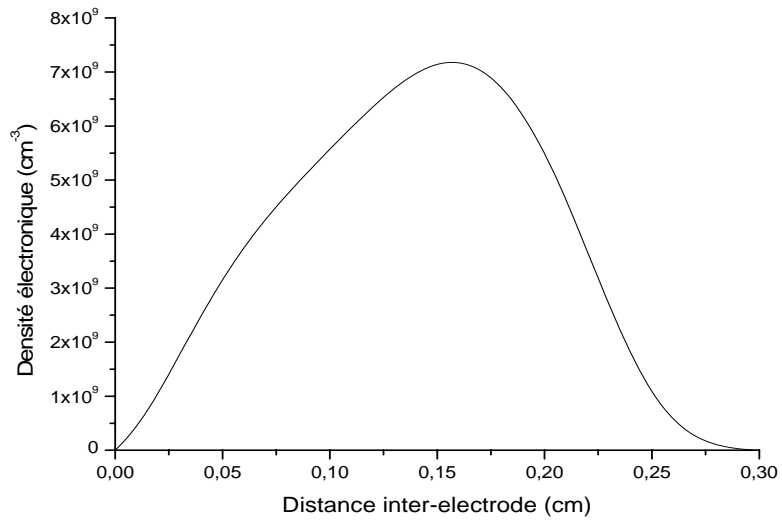


Fig. 3 *Variation spatiale de la densité électronique*

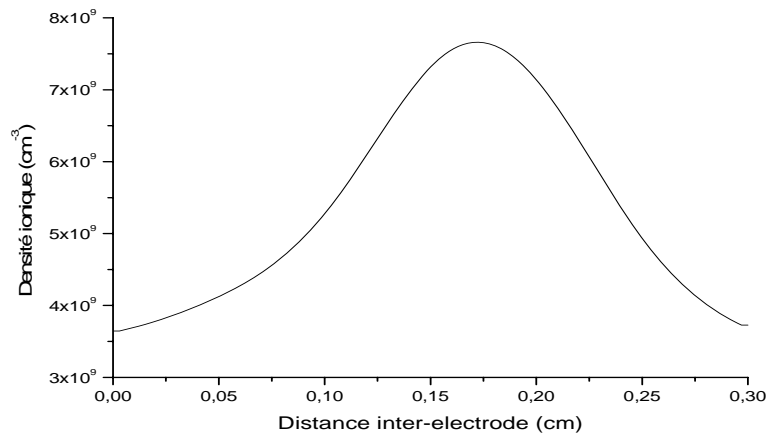


Fig. 4 *Variation spatiale de la densité ionique*

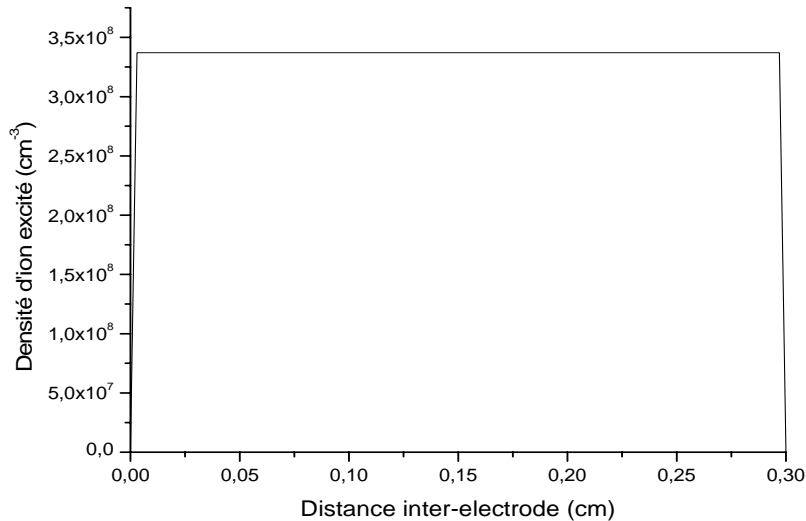


Fig. 5 Variation spatiale de la densité d'ion excité

La première zone (fig. 2), du côté de la cathode (à gauche), le champ électrique atteint la valeur -0.29 kV cm^{-1} . Les ions atteignent une densité importante alors que les électrons sont faibles : c'est la gaine cathodique caractérisée par une densité électronique négligeable par rapport à la densité des ions. Ce gradient de densité dans cette région est dû au fait que les électrons se déplacent beaucoup plus rapidement que les ions en présence d'un gradient de potentiel, ce qui entraîne le déplacement de cette région par les électrons.

Ensuite, le champ électrique décroît, c'est la colonne positive. La troisième zone est la région anodique. La densité d'ion est relativement importante par rapport à la densité électronique.

La mobilité des ions étant beaucoup plus faible que celle des électrons, nous pouvons considérer que l'ionisation a lieu à l'endroit où la densité ionique augmente : l'ionisation initiale se fait donc au centre de la décharge et non pas la zone des électrodes.

V. CONCLUSION

La modélisation joue un rôle très important car elle permet d'avoir accès à des grandeurs électriques tels que le champ électrique, la densité électronique et la densité ionique.

La répartition spatiale de ces grandeurs correspond à celle attendue pour une décharge luminescente basse pression et confirme l'existence de ce régime à la pression atmosphérique. Les valeurs maximales des densités de charges (ions et électrons) sont du même ordre de grandeur que celles habituellement données pour une décharge luminescente basse pression.

REFERENCE

- [1] N.L. Aleksandrovy and E M Bazelyanz, "Simulation of long-streamer propagation in air at atmospheric pressure", J. Appl. Phys. 29 (1996) 740–752.
- [2] N. K. Bibinov, A Fateev and K Wiesemann, "Variations of the gas temperature in He/N₂ barrier discharges", Plasma Sources Sci. Technol. 10 (2001) 579–588.
- [3] E.A. Bogdanov, A. Kudryavtsev, R. Arslanbekov and V I Kolobov, "Simulation of pulsed dielectric barrier discharge xenon excimer lamp", J. Appl. Phys. 37 (2004) 2987–2995.
- [4] A. Bogaerts, Kathleen De Bleecker, Violeta Georgieva, Dieter Herrebout, Ivan Kolev, Myriam Madani and Erik Neyts, "Numerical modeling for a better understanding of gas discharge plasmas", An International Journal, Volume 9, No 3, 2005.

- [5] B. Dieter, Valentin Gibalovt and Gerhard Pietsch, "Two-dimensional modelling of the dielectric barrier discharge in air", *Plasma Sources Sci. Technol.* 7 (1992) 166-174.
- [6] M. Françoise, A. Rabehi, P. Decomps, R. Ben Gadri, P. Ségur, and C. Mayouxb, "Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier", *J. Appl. Phys.* 83, N0 6, 15 March 1998.
- [7] I. Radu, "Diagnostics of Dielectric Barrier Discharges in Noble Gases: Atmospheric Pressure Glow and Pseudo glow Discharges and Spatio-Temporal Patterns", *IEEE Trans. On Plasma Science*, Vol. 31, No. 3, June 2003.