

Modèle Numérique 2D d'une Décharge Luminescente dans l'Argon

A. HAMID, A. HENNAD, A. BOUCHIKHI, et M. YOUSFI *

USTO-MB, Faculté de Génie Electrique, LMSE, El M'naouar 31000, Oran Algérie

* CPAT-UPS, 118, Route de Narbonne, 31062 Toulouse

Résumé

L'objectif de cet article est d'étudier la cinétique des électrons et des ions dans l'argon dans une décharge luminescente à basse pression en régime continu en introduisant un terme source constant. A cet effet, nous avons déduit pour l'état stationnaire, les distributions du champ électrique et la densité des particules chargées dans une configuration plan-plan bidimensionnelle. Le gaz utilisé pour cette simulation est un gaz électropositif monoatomique, l'argon. Le modèle numérique présenté dans ce travail est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Le test de validité de notre modèle est réalisé en effectuant une comparaison avec les calculs issus des travaux de Lowke et Davies [1]. Les caractéristiques de la décharge luminescente dans l'argon (densités, champ, potentiel) sont présentées dans cet article.

Mots clés: décharge luminescente, équation de Boltzmann, terme source constant, densité des particules chargées, équation de Poisson.

Abstract

The objective of this article is to study the kinetics of the electrons and the ions in argon in a glow discharge low pressure in continuous mode by introducing a constant source term. We deduced for the stationary state, the distributions of the electric field and the particles charged in a two-dimensional configuration plan-plan. The gas used for this simulation is monoatomic electropositive gas argon. The numerical model presented in this work is based on the first two moments resolution of the equation of Boltzmann. The test of validity of our model is realised by doing a comparison with calculations resulting from work from Lowke and Davies [1]. The characteristics of the glow discharge in argon (densities, field, and potential) are presented in this paper.

Key words: glow discharge, equation of Boltzmann, constant source term, density of the charged particles, Poisson's equation.

خلاصة

إن الهدف من هذا البحث هو دراسة حركة الالكترونات و الايونات في إفراغ كهربائي وميضى منخفض الضغط متواصل التيار و ذلك باستعمال منبع ثابت. وبناء على هذا حصلنا في الحالة المستقرة على توزيع المجال الكهربائي و كثافة حوامل الشحنات في مستوى ثنائي الأبعاد بين صفيحتين متوازيتين. استعملنا في عملية التمثيل غاز الأرجون و هو موجبا الكهربائي و أحادي الذرة. إن النموذج الرقمي المستعمل يعتمد أساسا على حل المعادلتين المشتقتين من معادلة بولتزمان.

لاختبار صلاحية نموذجنا قارنا نتائج لوك و دافز [1]. و قدمنا في هذا المقال خصائص الإنفراغ الكهربائي ألوميضى في غاز الأرجون و المتعلقة بكثافة الشحنات و الحقل و الكمون الكهربائيان. الكلمات المفتاحية: إفراغ كهربائي وميضى , معادلة بولتزمان , معادلة بوس منبع الالكترونات والايونات.

1. Introduction

Le domaine de l'ingénierie des plasmas froids s'est développé durant les dernières décennies pour couvrir un grand nombre d'applications [2][3][4][5][6][7] dont les retombées économiques sont fort importantes. Les plasmas des décharges froides qu'elles soient luminescentes ou couronnes sont caractérisés par un rapport entre la température des électrons et celle du gaz, compris entre 1000 et plus. Cette absence d'équilibre entre les deux températures permet d'obtenir un plasma dans lequel la température du milieu gazeux peut être voisine de la température ambiante alors que des électrons peuvent y acquérir des énergies suffisamment élevées pour faire avec les molécules et/ou les atomes du gaz, des collisions inélastiques d'ionisation, d'attachement et d'excitation. Les propriétés thermodynamiques de ces plasmas froids rendent alors les décharges de ce type particulièrement bien adaptées pour le traitement superficiel de matériaux sensibles à la chaleur tels que les polymères.

Notre travail consiste à simuler pour l'état stationnaire les distributions du champ électrique et la densité des particules chargées de façon auto-cohérente dans une configuration géométrique bidimensionnelle. Cette configuration, contrairement au modèle monodimensionnel [8], nous permet de prendre en compte tous les paramètres transversaux [9]. Ceci nous place dans une situation plus réaliste qui décrit le comportement électrique des décharges. On peut déduire de ces distributions le courant de la décharge et la puissance dissipée dans le réacteur à plasma. Ce modèle permet donc d'accéder à une meilleure compréhension et optimisation des processus technologiques basés sur l'utilisation des plasmas froids dans l'industrie. Le gaz utilisé pour cette simulation est un gaz électropositif monoatomique, l'argon. Le modèle numérique présenté dans ce travail est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann. Le test de validité de notre modèle est réalisé en effectuant une comparaison avec les calculs issus des travaux de Lowke et Davies [1]. Les caractéristiques de la décharge luminescente dans l'argon (densités, champ, courant, potentiel) sont présentées dans cet article

2. Présentation du Modèle fluide

Le modèle utilisé dans ce travail est basé sur la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann [10] [11]. Ces deux moments sont les équations de continuité et de transfert de la quantité de mouvement qui sont couplées à l'équation de Poisson en utilisant l'approximation du champ local. Dans cette approximation, on suppose qu'il y a compensation des énergies gagnées et perdues par les particules chargées. Cette compensation se fait respectivement par le champ électrique et par les collisions. Cette hypothèse de l'équilibre local peut servir de relation de fermeture pour un système d'équations qui décrit la cinétique des particules chargées. Un modèle simple ne comportant

que des électrons et des ions positifs Ar^+ (cas de l'argon) dans une géométrie bidimensionnelle peut alors être constitué par le système d'équations suivant:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \Phi_e = S' + n_e \alpha \mu_e E - \gamma n_e n_+ \quad (1)$$

$$\Phi_e = -n_e \mu_e E - D_e \nabla n_e \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \nabla \Phi_+ = S' + n_+ \alpha \mu_+ E - \gamma n_e n_+ \quad (3)$$

$$\Phi_+ = n_+ \mu_+ E - D_+ \nabla n_+ \quad (4)$$

$$\Delta V = -\frac{|e|}{\epsilon_0} (n_+ - n_e) \quad (5)$$

Avec: n_e et n_+ (cm^{-3}) les densités des électrons et des ions, Φ_e et Φ_+ ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$) les flux des électrons et des ions, D_e et D_+ ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$) les coefficients de diffusion des électrons et des ions, μ_e et μ_+ ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$) les mobilités électronique et ionique, E (V cm^{-1}) le champ électrique, V le potentiel électrique $e=1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ la charge élémentaire et $\epsilon_0=8.85 \cdot 10^{-14} \text{ CV}^{-1} \text{cm}^{-1}$ la permittivité du vide. Dans les équations (1) et (3), S' représente le terme source constant de production uniforme des électrons et des ions donnée par Lowke et Davies [1], il est égal à $3.6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{s}^{-1}$. Le paramètre α représente le premier coefficient d'ionisation de Townsend et est donné par la relation suivante dans le cas de l'argon [1]:

$$\alpha/N = 4.9 \cdot 10^{-17} \exp(-1.48 \cdot 10^{-15} N/E) \text{ cm}^2 \quad (6)$$

Où N est la densité du gaz à une pression de 240 Torr et à une température de 293 °K. Le paramètre γ dans les équations (1) et (3) est le coefficient de recombinaison des ions de l'argon. Dans notre modèle $\gamma=8.81 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ [1].

3. Discrétisation des équations de transport

L'équation de transport à résoudre est de la forme suivante:

$$\frac{\partial n(x,y,t)}{\partial t} + \frac{\partial \Phi(x,y,t)}{\partial x} + \frac{\partial \Phi(x,y,t)}{\partial y} = S \quad (7)$$

Le schéma numérique adopté dans notre modèle est similaire à celui décrit par Scharfetter et Gummel dans le contexte du transport des électrons dans les semi-conducteurs [12]. Brièvement, les flux d'ions et d'électrons sont discrétisés par la méthode des différences finies en utilisant un schéma exponentiel. Le système d'équations est linéarisé et intégré implicitement. Le pas d'intégration dans le temps est pris constant.

L'équation (7) peut se mettre sous la forme discrétisée suivante en utilisant la méthode des différences finies

$$\frac{n_{i,j}^{k+1} - n_{i,j}^k}{\Delta t} + \frac{\Phi_{i+1/2,j}^{k+1} - \Phi_{i-1/2,j}^{k+1}}{\Delta x} + \frac{\Phi_{i,j+1/2}^{k+1} - \Phi_{i,j-1/2}^{k+1}}{\Delta y} = S_{i,j}^k \quad (8)$$

Avec

$$\Phi_{i+1/2,j}^{k+1} = \frac{Y_{i+1,j}^{k+1} - Y_{i,j}^{k+1} \exp(\Delta x w_{i+1/2,j}^k / D_{i+1/2,j}^{k+1})}{D_{i+1/2,j}^{k+1} (1 - \exp(\Delta x w_{i+1/2,j}^k / D_{i+1/2,j}^{k+1})) / w_{i+1/2,j}^k}$$

Où

$$w_{i+1/2,j}^k = \mu_{i+1/2,j}^k E_{i+1/2,j}^k$$

$$Y_{i+1,j}^{k+1} = n_{i+1,j}^{k+1} D_{i+1,j}^k$$

$$E_{i+1/2,j}^k = -\frac{V_{i+1,j}^k - V_{i,j}^k}{\Delta x}$$

$$Y_{i,j}^{k+1} = n_{i,j}^{k+1} D_{i,j}^k$$

$$\Phi_{i+1/2,j}^{k+1} = \frac{(n_{i+1,j}^{k+1} D_{i+1,j}^k - n_{i,j}^{k+1} D_{i,j}^k \exp(T_1)) T_1}{\Delta x^2 (1 - \exp(T_1))}$$

$$T_1 = -s \frac{\mu_{i+1/2,j}^k}{D_{i+1/2,j}^k} (V_{i+1,j}^k - V_{i,j}^k)$$

De la même manière on détermine $\Phi_{i-1/2,j}^{k+1}$,

$\Phi_{i,j+1/2}^{k+1}$, $\Phi_{i,j-1/2}^{k+1}$, T_2 , T_3 , et T_4 .

Sur l'intervalle $[x_i, x_{i+1}]$ ou $[y_i, y_{i+1}]$ on suppose que les coefficients de diffusion et les mobilités sont constants. L'équation de transport (8) discrétisée est de la forme suivante:

$$\begin{aligned} n_{i-1,j}^{k+1} \left[\frac{D_L \exp T_2}{\Delta x^2 (1 - \exp T_2)} T_2 \right] + n_{i,j}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} - \frac{D_L \exp T_1}{\Delta x^2 (1 - \exp T_1)} T_2 - \frac{D_L T_2}{\Delta x^2 (1 - \exp T_2)} - \frac{D_T \exp T_3}{\Delta y^2 (1 - \exp T_3)} T_3 - \frac{D_T T_4}{\Delta y^2 (1 - \exp T_4)} \right] + \\ n_{i+1,j}^{k+1} \left[\frac{D_L T_1}{\Delta x^2 (1 - \exp T_1)} \right] + n_{i,j-1}^{k+1} \left[\frac{D_T \exp T_4}{\Delta y^2 (1 - \exp T_4)} \right] T_4 + \\ n_{i,j+1}^{k+1} \left[\frac{D_T T_3}{\Delta y^2 (1 - \exp T_3)} \right] = \frac{n_{i,j}^k}{\Delta t} + S_{i,j}^k \quad (9) \end{aligned}$$

D_L : coefficient de diffusion longitudinale suivant l'intervalle $[x_i, x_{i+1}]$

D_T : coefficient de diffusion transversale suivant l'intervalle $[y_i, y_{i+1}]$

4. Méthode de Résolution

La matrice obtenue après discrétisation de l'équation de transport n'est pas tridiagonale (9), de ce fait sa résolution est effectuée de la manière suivante: L'équation de transport est résolue par la méthode de sur-relaxation et l'équation de Poisson par la méthode de la FFT. Les détails seront donnés dans les paragraphes suivants.

4.1 Résolution par la méthode de sur-relaxation

Dans le système (9), on suppose que les valeurs $n_{i,j-1}^{k+1}$, $n_{i,j+1}^{k+1}$ sont connues. Elles sont issues d'une première solution arbitraire correspondant à la première itération du système. Le nouveau système obtenu s'écrit:

$$\begin{aligned} n_{i-1,j}^{k+1} \left[\frac{D_L \exp T_2}{\Delta x^2 (1 - \exp T_2)} T_2 \right] + n_{i,j}^{k+1} \left[\frac{1}{\Delta t} - \frac{D_L \exp T_1}{\Delta x^2 (1 - \exp T_1)} T_2 - \frac{D_L T_2}{\Delta x^2 (1 - \exp T_2)} - \frac{D_T \exp T_3}{\Delta y^2 (1 - \exp T_3)} T_3 - \frac{D_T T_4}{\Delta y^2 (1 - \exp T_4)} \right] + \\ n_{i+1,j}^{k+1} \left[\frac{D_L T_1}{\Delta x^2 (1 - \exp T_1)} \right] = \frac{n_{i,j}^k}{\Delta t} + S_{i,j}^k - \\ n_{i,j-1}^{k+1} \left[\frac{D_T T_3}{\Delta y^2 (1 - \exp T_3)} \right] - \\ n_{i,j+1}^{k+1} \left[\frac{D_T \exp T_4}{\Delta y^2 (1 - \exp T_4)} \right] T_4 \quad (10) \end{aligned}$$

Donc pour chaque valeur de l'indice j , on aura la matrice tridiagonale qui sera résolue par l'algorithme de Thomas [13].

Les valeurs $n_{1,j}^{k+1}$, $n_{n_x,j}^{k+1}$, $n_{i,1}^{k+1}$, n_{i,n_y}^{k+1} sont connues grâce aux conditions aux limites. Dans le but d'accélérer encore plus la convergence du système d'équations, on utilise un facteur de relaxation ω d'où le nom de la méthode (compris entre les valeurs 1 et 2) qui est en fait un coefficient par lequel on multiplie les densités supposées connues ($n_{i,j-1}^{k+1}$ et $n_{i,j+1}^{k+1}$). En général, la valeur de ce facteur ω n'est pas connue. A priori, des essais sont nécessaires pour le déterminer.

4.2 Résolution de l'équation de Poisson à l'aide de la Transformée de Fourier Rapide (FFT)

Bien que la méthode de sur-relaxation soit avantageuse par rapport aux méthodes classiques, les temps de calcul restent trop importants, surtout lorsqu'on veut résoudre les équations de transport en géométrie bidimensionnelle. C'est la raison pour laquelle nous

nous sommes intéressés à une autre approche de résolution de l'équation de Poisson basée sur l'utilisation de la transformée de Fourier rapide (FFT). Cette méthode est réputée pour sa rapidité. Elle est bien adaptée à l'équation de Poisson.
La forme discrétisée de l'équation de Poisson est la suivante:

$$\frac{V_{i,j-1} + V_{i,j+1}}{\Delta y^2} + \frac{V_{i-1,j} + V_{i+1,j}}{\Delta x^2} - 2V_{i,j} \left(\frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta x^2} \right) = \rho_{i,j} \tag{11}$$

Avec $\rho_{i,j} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_{p,i,j} - n_{e,i,j})$

On pose $\Delta x = \Delta y$. L'équation (11) prend la forme suivante:

$$V_{i,j-1} + V_{i,j+1} + V_{i-1,j} + V_{i+1,j} - 4V_{i,j} = \rho_{i,j} \Delta x^2 \tag{12}$$

La résolution de l'équation (12) par la méthode FFT [14] se fait de la manière suivante:

On considère la matrice $(n \times n)$ dont les entiers (i,j) représentent le côté droit de l'équation (12). Cette matrice peut être écrite comme le produit de deux matrices $-(\Delta x)^{-2} \times T \times V$

Où V est une matrice $(n \times n)$ des $V(i,j)$ et T une matrice tridiagonale symétrique:

$$T = \begin{bmatrix} 2 & -1 & & & \\ -1 & 2 & -1 & & \\ & -1 & 2 & -1 & \\ & & \dots & \dots & \dots \\ & & & -1 & 2 & -1 \\ & & & & -1 & 2 \end{bmatrix}$$

L'équation de Poisson discrétisée peut se mettre sous la forme suivante:

$$T \times V + V \times T = B \tag{13}$$

On pose $T = Q \times \lambda \times Q^{-1}$

Où

Q : Une matrice non singulière connue

λ : Une matrice tridiagonale

En remplaçant T par sa valeur dans l'équation (13), nous aurons:

$$(Q \times \lambda \times Q^{-1}) \times V + (V \times (Q \times \lambda \times Q^{-1})) = B \tag{14}$$

Avec

$$Q = Q_{i,j} = \sin(i \times j \times \pi / (n+1)) \times \sqrt{2/(n+1)}$$

$$\lambda_{i,i} = \lambda_i = 2 \times (1 - \cos(i \times \pi / (n+1)))$$

On multiplie par Q^{-1} à gauche des 2 termes de l'équation et par Q à droite des 2 termes de l'équation.

On aura:

$$\lambda \times (Q^{-1} \times V \times Q) + (Q^{-1} \times V \times Q) \times \lambda = Q^{-1} \times B \times Q \tag{15}$$

En posant:

$$\bar{V} = Q^{-1} \times V \times Q \quad \text{et} \quad \bar{B} = Q^{-1} \times B \times Q$$

L'équation à résoudre devient:

$$\lambda_{i,i} \times \bar{V}_{i,j} + \bar{V}_{i,j} \times \lambda_{j,j} = \bar{B}_{i,j}$$

A partir de là on calcule $\bar{B}$ et $\bar{V}$

Avec $\bar{V}_{i,j} = \bar{B}_{i,j} / (\lambda_{i,i} + \lambda_{j,j})$

$\bar{B}$ et $\bar{V}$ nous permettent de calculer V

Tel que $V = Q \times \bar{V} \times Q^{-1}$ (16)

5. Conditions initiales et aux limites :

Dans notre modèle, les densités ionique et électronique sont supposées égales à zéro sur les électrodes et les parois. Le potentiel à l'anode correspond à la valeur maximale de la tension appliquée à $x=d$ cm. Le potentiel à la cathode est nul pour $x=0$. La température et la pression du système sont constantes et égales respectivement à 293 °K et 240 Torr. Les densités initiales ionique et électronique n_e et n_+ sont nulles à

cause de la présence du terme source constant S' .

Les paramètres de transport utilisés dans notre code pour l'argon sont consignés dans le tableau ci-dessous, avec P la pression du gaz.

Paramètres de transport dans l'argon	Valeurs	Références
Mobilité électronique $N\mu_e$ (V cm s) ⁻¹	8.5 10 ²¹	[15]
Mobilité ionique $N\mu_+$ (V cm s) ⁻¹	3.6 10 ¹⁹	[15]
Coefficient de diffusion électronique ND_e (cm s) ⁻¹	1.7 10 ²²	[15]
Coefficient de diffusion ionique D_+ cm ² s ⁻¹	2. 10 ² /P	[16]

Dans notre modèle, on a supposé que les paramètres de transport sont constants à cause du champ électrique qui est faible. C'est la raison pour laquelle nous avons pris $D_L = D_T$.

6. Résultats et discussion

Dans ce paragraphe, les résultats sont donnés pour une décharge luminescente basse pression entre deux électrodes planes et parallèles dans l'argon pour une température et une pression respectivement de 293°K

et 240 Torr, et une distance inter-électrodes égale à 0.3 cm. Les distributions bidimensionnelles du potentiel, du champ électrique, de la densité des particules chargées et du terme source net S à l'état stationnaire sont présentées pour illustrer le comportement de la décharge dans le régime normal. Les figures 1 et 2 représentant la distribution spatiale des densités électronique et ionique à l'état stationnaire de la décharge montrent clairement trois régions distinctes qui sont la gaine cathodique, la colonne positive et la gaine anodique d'une décharge luminescente classique. La première région est caractérisée par une densité électronique négligeable par rapport à la densité des ions. Il existe en effet une charge d'espace importante due au fait que les électrons se propagent beaucoup plus rapidement que les ions et

s'éloignent de la région cathodique rapidement (leur vitesse de dérive est beaucoup plus importante que celle des ions). La colonne positive (région où se forme le plasma) est caractérisée par des densités électroniques et ioniques qui sont constantes et quasi égales. Par conséquent, la charge d'espace induite est négligeable. Dans la région anodique, la densité ionique est relativement importante par rapport à la densité électronique à cause du terme source constant. Sur les figures de courbes de niveaux, les densités électroniques et ioniques présentent une certaine symétrie de distribution sur l'axe de symétrie.

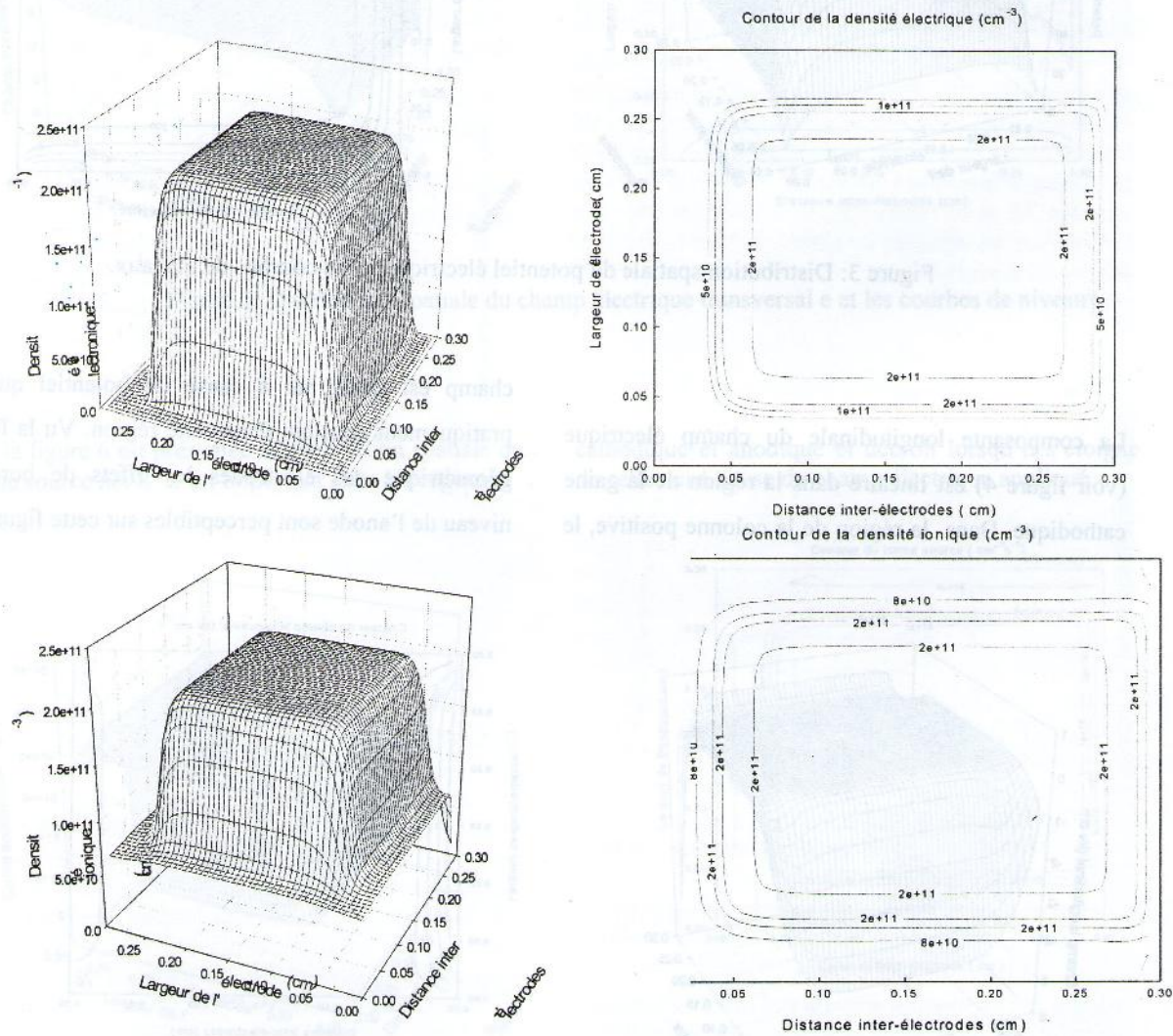


Figure 2: Distribution spatiale de la densité ionique et les courbes de niveaux.

Sur les figures 3, 4 et 5 sont représentées les distributions spatiales du potentiel électrique, et des champs longitudinal et transversal.

Nous remarquons sur la figure 3 une chute de potentiel importante dans la gaine cathodique. Ce

potentiel devient pratiquement constant dans la région de la colonne positive (régions où se forme le plasma).

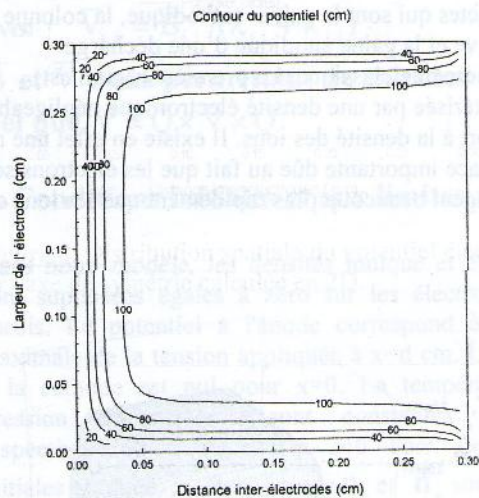
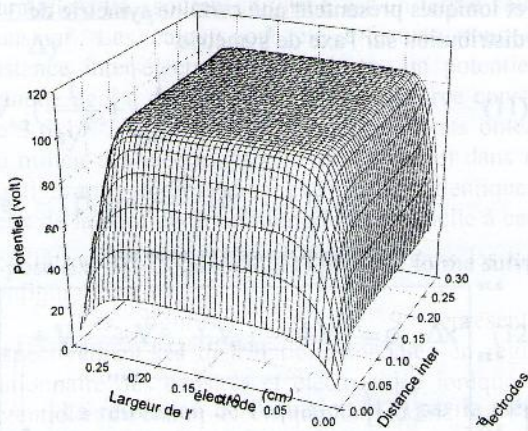


Figure 3: Distribution spatiale du potentiel électrique et les courbes de niveaux.

La composante longitudinale du champ électrique (voir figure 4) est linéaire dans la région de la gaine cathodique. Dans la région de la colonne positive, le

champ est quasi nul à cause du potentiel qui est pratiquement constant dans cette région. Vu la forme géométrique des électrodes les effets de bord au niveau de l'anode sont perceptibles sur cette figure.

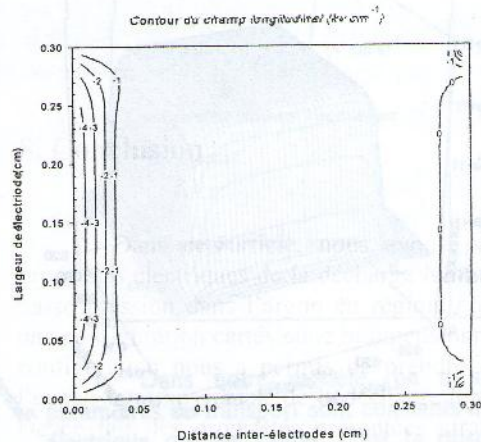
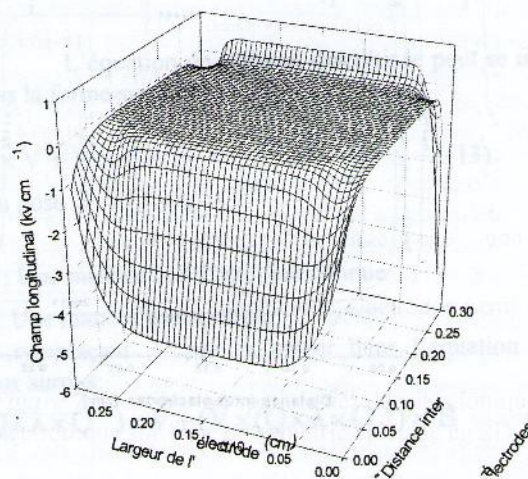


Figure 4: Distribution spatiale du champ électrique longitudinal et les courbes de niveaux.

La figure 5 représente le champ transversal, c'est-à-dire le champ perpendiculaire au sens de déplacement naturel des particules chargées. On remarque que le champ transversal n'est pas négligeable. Ce champ est comme prévu, symétrique par rapport à la direction de propagation des particules chargées. Il

change de signe de part et d'autre de cette direction. Cela signifie que ce champ transversal fait dériver vers le centre de la décharge les particules chargées qui ont tendance à s'écarter de son axe de propagation par diffusion. Les électrons et les ions sont ramenés sans cesse vers l'intérieur de la décharge tant que celle-ci reste établie.

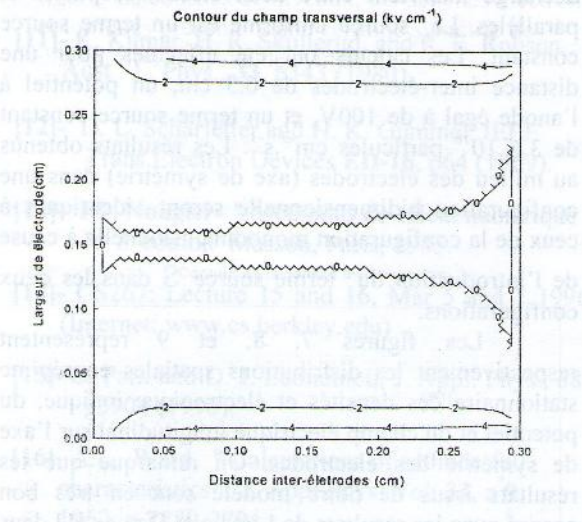
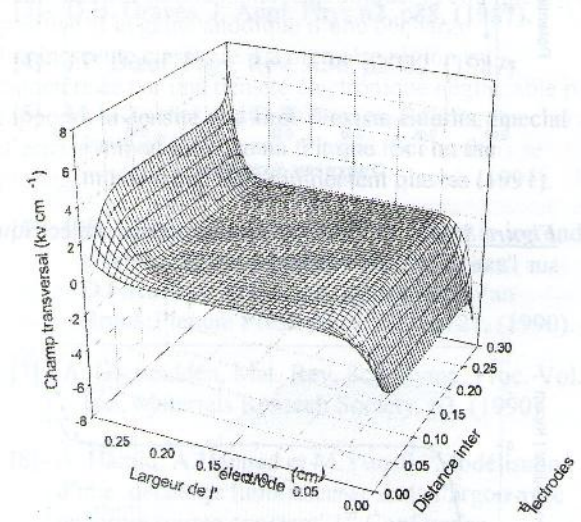


Figure 5: Distribution spatiale du champ électrique transversal e et les courbes de niveaux.

Sur la figure 6 est présentée la distribution spatiale du terme source net S. Il est important dans les régions

cathodique et anodique et décroît lorsqu'il s'éloigne de celles-ci à cause du champ électrique appliqué.

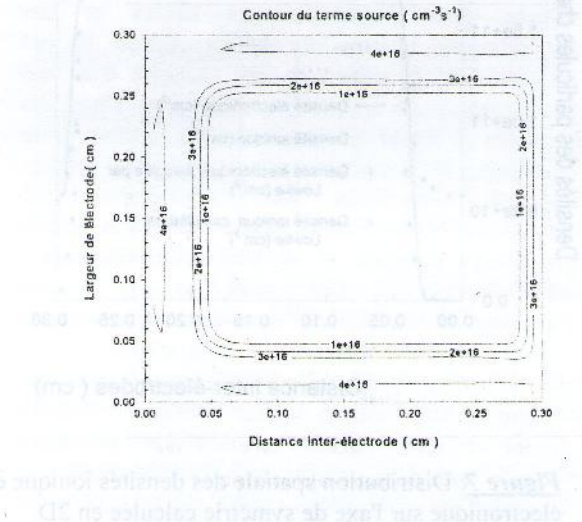
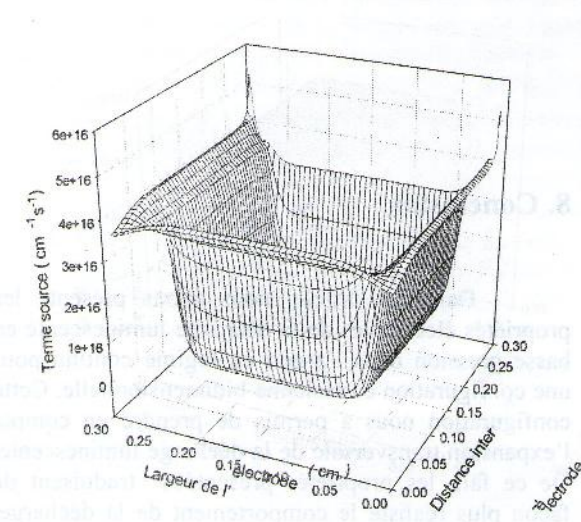


Figure 6: Distribution spatiale du terme source net et les courbes de niveaux.

7. Test de validité dans l'argon

Pour valider la méthode numérique de résolution des équations macroscopiques, nous avons étudié l'évolution de la décharge lumineuse dans les mêmes conditions que Lowke et Davies [1]. Cette décharge intervient entre deux électrodes planes et parallèles. La source uniforme est un terme source constant. Les calculs ont été effectués pour une distance inter-électrodes de 0.3 cm, un potentiel à l'anode égal à de 100V, et un terme source constant de $3.6 \cdot 10^{16}$ particules $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. Les résultats obtenus au milieu des électrodes (axe de symétrie) dans une configuration bidimensionnelle seront identiques à ceux de la configuration monodimensionnelle à cause de l'introduction du terme source S dans les deux configurations.

Les figures 7, 8, et 9 représentent respectivement les distributions spatiales en régime stationnaire des densités et électronique ionique, du potentiel et du champ électrique longitudinal sur l'axe de symétrie des électrodes. On remarque que les résultats issus de notre modèle sont en très bon accord avec les résultats de Lowke et Davies [1] dans les mêmes conditions.

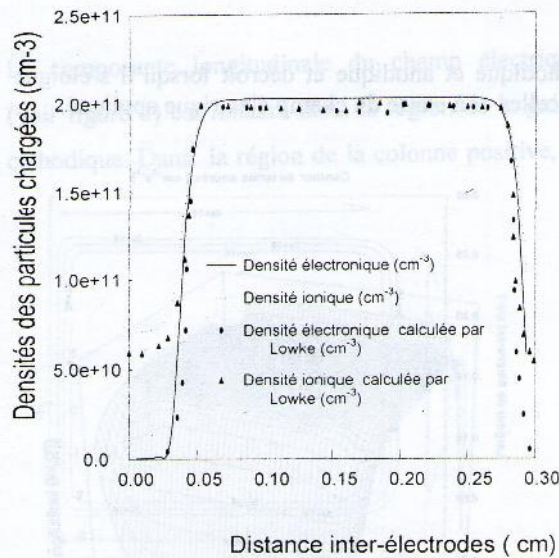


Figure 7: Distribution spatiale des densités ionique et électronique sur l'axe de symétrie calculée en 2D.

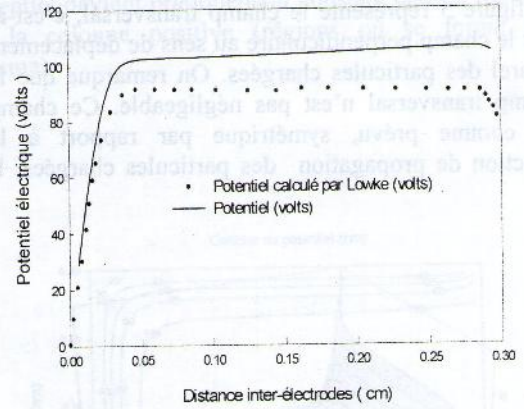


Figure 8: Distribution spatiale du potentiel électrique sur l'axe de symétrie calculée en 2D.

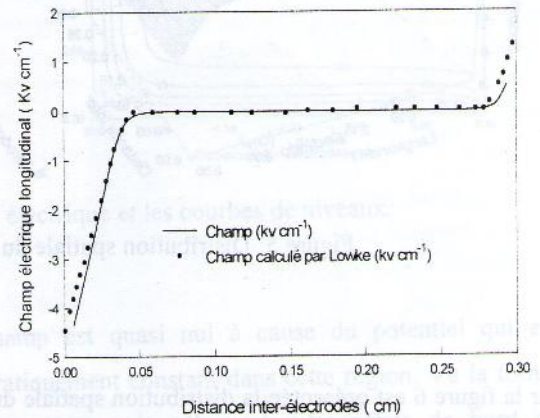


Figure 9: Distribution spatiale du champ électrique Longitudinal sur l'axe de symétrie calculée en 2D.

8. Conclusion

Dans cet article, nous avons présenté les propriétés électriques de la décharge lumineuse en basse pression dans l'argon en régime continu pour une configuration cartésienne bidimensionnelle. Cette configuration nous a permis de prendre en compte l'expansion transversale de la décharge lumineuse. De ce fait, les propriétés présentées traduisent de façon plus réaliste le comportement de la décharge. Ce comportement se traduit directement sur les figures représentant les distributions spatiales des densités électroniques et ioniques, du potentiel et des champs transversal et longitudinal.

Les résultats présentés ont été validés en les comparant à des résultats issus de la littérature (figures 7 à 9).

9. Références

- [1]- J. Lowke and K. Davies, J. Appl. Phys., **48**, p4991(1977).
- [2]- D.B. Graves and K.F. Jensen, IEEE trans. Plasma Science **PS-14**, p78, (1986).
- [3]- D.B. Graves, J. Appl. Phys.**62**, p88, (1987).
- [4]- J.P. Bœuf, Phys. Rev. **A36**, p2782, (1987).
- [5]- M.J.Kushner and D.B. Graves, Editors, Special issue of IEEE trans. Plasma. Sci on the modeling of non equilibrium plasma (1991).
- [6]- L.E. Kline, in 'Non equilibrium effects in ion and electron transport', Eds. J.W. Gallagher, D.F.Hudson, E.E.Kunhardt and R.J. Van Brunt, Plenum Press, New York p121, (1990).
- [7]- A. Garscadden, Mat. Rev. Sco. Symp. Proc. Vol. **165**, Materials Reseach Society, p3, (1990).
- [8]- A. Hamid, A.Hennad et M.Yousfi "Modélisation d'une décharge luminescente dans l'argon avec un terme source constant" 1^{er} Conférence Nationale Rayonnement -Matière CNRM1 p 64, 19-20 Janvier 2003.
- [9]- A. Hamid, A.Hennad et M.Yousfi "Modélisation bidimensionnelle d'une décharge luminescente dans l'argon" VIII congrès Plasma de la Société Française de Physique SFP, CEA/Cadarache/France 5 au 7 mai 2003.
- [10]- M.Yousfi, Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paul Sabatier de Toulouse, N° **1244** (1986).
- [11]- K. Kumar, H. R. Skullerud, and R. E. Robson, Aust. J. Phys., **33**, p343 (1980).
- [12]- D. L. Scharfetter and H. K. Gummel, IEEE Trans.Electron Devices **ED-16**, p64 (1969).
- [13]- J.P. Nougier " Méthodes de calcul numérique ", 2^e édition Masson, Paris, 1985.
- [14]- CS267: Lecture 15 and 16, Mar 5 and 7 1996 (Internet: www.cs.berkeley.edu)
- [15]- S. Park and D. J. Economou, J. Appl. Phys., **68**, p3904 (1990).
- [16]- A.L. Ward, " Calculations of cathode-fall characteristics ", J. Appl.Phys. Vol. **33**, n° 9, 1962: p 2789-2794.