

MODELISATION EN 1.5D DE LA PROPAGATION DU STREAMER NEGATIF ET POSITIF DANS L'AZOTE.

Reçu le 09/05/2007 – Accepté le 31/03/2008

Résumé

Cet article traite le schéma numérique Flux de Transport Corrigé à Faible Phase d'Erreur FCT-LPE pour la résolution monodimensionnelle des équations de transport. Après la description de ce schéma, nous procédons à des tests numériques sévères. Pour simuler la décharge électrique avec un terme source dans l'azote et à haute pression, on utilise les équations de continuité des particules chargées couplées grâce à un modèle hydrodynamique 1.5 D à l'équation de Poisson. Nous effectuons la résolution de l'équation de Poisson par la méthode des disques bidimensionnelle.

Mots clés: Schéma FCT-LPE, méthode des disques, décharge haute pression, modèle hydrodynamique.

Abstract

In this paper, we study a numerical scheme Flux Corrected Transport Low Phase Error FCT-LPE for resolving continuity equations of transport in one dimension. After the description of the scheme, we submitted it to numerical and severe tests. In order to model electrical discharge with source terms in nitrogen and in high pressure, we use the one-dimensional continuity equations for charged particles coupled in a hydrodynamic model 1.5D with Poisson's equation resolved with a bidimensional discs method.

Keywords: FCT-LPE scheme, discs method, high pressure discharge, hydrodynamic model.

A. FLITTI
A. HENNAD
A. HAMID

Laboratoire de Modélisation des
Systèmes Electrotechniques
et Systèmes Experts (LMSE)
Université des Sciences et de la
Technologie d'Oran
Mohamed Boudiaf (USTO-MB)

ملخص

خصصت هذه المقالة لوضع نموذجية رقمية ذات البعد 1.5 للتفريغات الكهربائية ذات الضغط المرتفع في غاز النيتروجين. يجب استعمال طريقتين قادرتين على معالجة النمط الأيروديناميك الناتج عن تراكب معادلات تنقل الجزيئات و معادلة بواسون. قمنا باختيار طريقة رقمية هي (FCT-LPE) لحل معادلات تنقل الجزيئات المشحونة. تم اختيار طريقة FCT-LPE بعد عدة معالجات رقمية وجد صعوبة. يتم حل معادلة بواسون على بعدين بواسطة طريقة الأقراص (Méthode des disques).

الكلمات المفتاحية: الطريقة الرقمية افستي شاستا فونيكال البيوو FCT-LPE
طريقة الأقراص التفريغ ذات الضغط المرتفع النمط الأيروديناميك

I NTRODUCTION

Les techniques des plasmas froids à haute pression et en particulier la décharge streamer sont devenues essentielles pour les procédés de traitement de surface, le traitement des effluents gazeux, la génération d'ozone et la stérilisation médicale.

La théorie du streamer a été initiée en 1939 par [1] d'une part et [2] d'autre part de façon concomitante et indépendante. Potin [3] a aussi contribué et de manière plus récente à expliquer la grande vitesse de propagation des filaments ou streamers dans les décharges.

Dans un champ électrique suffisant pour créer l'amorçage, la vitesse des électrons est cent fois supérieure à celle des ions positifs, si bien que l'avalanche se développe comme un nuage d'électrons, laissant derrière lui des ions positifs quasi stationnaires. Lorsque la densité de paires électron-ion devient assez importante pour modifier le champ géométrique, l'avalanche conduit à la formation d'une structure dipolaire :

-Une région vers l'anode à forte densité d'électrons.

-Et une vers la cathode à forte densité d'ions positifs.

Ces deux zones aux extrémités de l'avalanche génèrent un champ électrique local (somme du champ géométrique et du champ de charge d'espace) plus important que le champ géométrique. Dans le corps de l'avalanche, le champ électrique local est plus faible que le champ géométrique.

Le taux d'ionisation croissant avec le champ électrique est augmenté à la tête de l'avalanche tandis qu'il est diminué à l'intérieur de celle-ci par l'affaiblissement du champ résultant. C'est l'affaiblissement du champ dans l'avalanche qui favorise la formation d'un plasma quasi-neutre, le streamer parfois appelé dard en français.

2. MODELE NUMERIQUE UTILISE

La modélisation de la décharge streamer et du plasma qu'elle crée est importante pour les applications utilisant les propriétés des plasmas réactifs. Les programmes complets comportent souvent trois parties traitant successivement de la physique des décharges électriques, la physico-chimie du plasma et les réactions avec les surfaces. C'est dans le cadre de la première partie de cette modélisation globale que s'inscrit le travail de simulation que nous avons réalisé. On construit un code de calcul comportant un modèle de décharge pour prédire la concentration des espèces énergétiques produites. Ce code permet de résoudre les équations macroscopiques de conservation des particules chargées (en une dimension) couplées à l'équation de Poisson (résolue par la méthode bidimensionnelle des disques) au sein d'un gaz soumis à de fortes variations de densité et de champ électrique. Une attention particulière doit donc être portée à la stabilité des schémas numériques utilisés pour le calcul du transport des particules chargées durant des instants très courts avec des variations de champ très importantes. Si la description mathématique de la décharge est basée sur la résolution de l'équation de Boltzmann, l'approche est dite

microscopique. Dans les cas des hautes pressions, cette approche n'est pas nécessaire: on utilise l'approche macroscopique moins détaillée et plus abordable. La fonction de distribution originelle est remplacée par des grandeurs macroscopiques (densité, vitesse moyenne et énergie moyenne) obtenus en résolvant les deux ou trois premiers moments de l'équation de Boltzmann. Le modèle utilisé est dit fluide ou hydrodynamique (concerne un milieu continu ou toute distance caractéristique du fluide est très grande devant le libre parcours moyen des particules). Dans le cas par exemple des électrons à la pression atmosphérique, leur libre parcours moyen est de l'ordre du dixième du micromètre comparé à un espace inter-électrodes de l'ordre du millimètre. Les équations nécessaires sont donc basées sur l'utilisation d'un modèle hydrodynamique issu du couplage auto-cohérent entre les équations de transport des particules chargées et l'équation de Poisson pour le calcul du champ. La condition de fermeture considérée est l'hypothèse du champ local. Cette approximation consiste à admettre l'équilibre si la variation du champ électrique le long d'un

libre parcours moyen λ est faible ($\frac{1}{E} \frac{dE}{dx} \ll \lambda^{-1}$). On

peut utiliser dans ce cas les valeurs des paramètres de transport calculées à l'équilibre lorsque le champ électrique est constant.

L'équation fondamentale rendant compte de l'évolution spatio-temporelle de la densité des particules est l'équation de continuité à une dimension qui prend la même forme pour les électrons et les ions positifs (le gaz utilisé est l'azote) :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e w_e}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} = S_e \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial n_p w_p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} D_p \frac{\partial n_p}{\partial x} = S_p \quad (2)$$

Les deux équations ci-dessus sont couplées à l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = -\frac{|e|}{\epsilon_0} (n_p - n_e) \quad (3)$$

$$S_e = S_p = \alpha \mu_e n_e E \quad (4)$$

S_e et S_p sont respectivement les termes sources électronique et ionique des équations (1) et (2).

- n_e et n_p sont les densités respectives des électrons et des ions.

- w_e , D_e , w_p et D_p sont respectivement les vitesses de dérive et les coefficients de diffusion électronique et ionique.

- ϵ_0 représente la constante diélectrique.

- e est la charge d'un électron.

Les différents paramètres de transport utilisés sont similaires à ceux utilisés par [3] et [4] et sont donnés comme suit :

- Coefficient d'ionisation :
 $\alpha = 5.7 P e^{-260 P/E} \quad (\text{cm}^{-1})$
- Mobilité électronique :
 $\mu_e = 2.9 10^5 / P \quad (\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1})$
- Mobilité ionique :
 $\mu_p = 2.6 10^3 / P \quad (\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1})$
- Coefficient de diffusion électronique et ionique :
 $D_e = D_p = 1.810^3 \quad (\text{cm}^2 \text{s}^{-1})$

3. METHODE DU FLUX DE TRANSPORT CORRIGE

La décharge étudiée dans notre travail impose que la méthode utilisée pour résoudre les équations de transport soit performante et ayant la capacité de suivre les forts gradients de densité tout en gardant un temps de calcul raisonnable. Dans ce but, nous avons opté pour le schéma du Flux de Transport Corrigé à Faible Phase d'Erreur qui a été déjà utilisé avec succès dans plusieurs domaines comme par exemple la résolution de l'équation de Boltzmann dans les gaz faiblement ionisés [5]. La FCT [5], [6] est une approche pour la résolution numérique de l'équation de continuité qui n'exige pas une connaissance spéciale de la solution et qui permet de traiter tous les points de l'espace inter-électrodes dans le calcul. Elle donne d'excellents résultats sans perturber la solution.

L'algorithme FCT possède plusieurs variantes. Dans le cadre de cet article, nous avons choisi l'algorithme FCT-LPE (Low Phase Error) développé par [7] pour la résolution de l'équation :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nw}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

Il comporte les étapes suivantes:

- On calcule la densité transportée et diffusée en tout point sans distinction par l'expression suivante :

$$\bar{n}_i^{j+1} = n_i^j - \frac{1}{2} [\varepsilon_{i+1/2} [(n_{i+1}^j + n_i^j) - \varepsilon_{i-1/2} (n_i^j + n_{i-1}^j)] + [v_{i+1/2} [(n_{i+1}^j + n_i^j) - v_{i-1/2} (n_i^j + n_{i-1}^j)]]] \quad (6)$$

$\varepsilon_{i+1/2}$ est le nombre de Courant de Friedrich et Levy. Il est donné par l'expression :

$$\varepsilon_{i+1/2} = W_{i+1/2} \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (7)$$

La quantité $\varepsilon_{i+1/2}$ s'appelle nombre de Courant de Friedrich Levy (CFL). Elle représente le rapport entre la distance effectivement parcourue par la particule chargée dans une cellule élémentaire et la longueur de la cellule Δx . La cellule i n'échange qu'avec les cellules contiguës $i-1$ et $i+1$. Le schéma FCT-LPE est un schéma

purement explicite, sa stabilité numérique est assurée par la condition:

$$|\varepsilon_{i+1/2}| \leq 0.5 \quad (8)$$

Cette condition met en évidence l'impossibilité d'augmenter la précision spatiale sans diminuer le pas de temps.

$w_{i+1/2}$ est la vitesse de dérive moyenne entre la cellule i et la cellule $i+1$, et $v_{i+1/2}$ est le coefficient de diffusion numérique donné par l'expression suivante:

$$v_{i+1/2} = \frac{1}{6} + \frac{1}{3} \varepsilon_{i+1/2}^2 \quad (9)$$

L'étape suivante consiste à annuler la diffusion là où celle-ci n'est pas nécessaire.

- On calcule les flux bruts d'antidiffusion par l'expression :

$$\Phi_{i+1/2} = \mu_{i+1/2} [\bar{n}_{i+1}^{j+1} - \bar{n}_i^{j+1} + (-n_{i+2}^j + 3n_{i+1}^j - 3n_i^j - n_{i-1}^j)/6] \quad (10)$$

$$\mu_{i+1/2} = (1 - \varepsilon_{i+1/2}^2)/6 \quad (11)$$

Où $\mu_{i+1/2}$ sont les coefficients d'anti-diffusion.

Une telle anti-diffusion est appelée Phoenical car elle compense exactement la diffusion quand la vitesse s'annule et permet de retrouver la valeur intacte du profil, tel le phoenix qui renaît de ses cendres. Mais le flux d'anti-diffusion tel qu'il est défini ci-dessus doit être corrigé par la technique du flux limiteur. Le rôle du flux limiteur est de veiller à ce que l'anti-diffusion ne doit ni créer de nouveaux extremums, ni accentuer les extremums déjà existants.

A partir de cette correction de flux d'anti-diffusion que le nom de la FCT (Flux Corrected Transport) a été inspiré.

- On calcule les flux d'anti-diffusion corrigés par la formule qui suit :

$$\bar{\Phi}_{i+1/2} = S \max [0, \min [S (\bar{n}_{i+2}^{j+1} - \bar{n}_{i+1}^{j+1}), I_{\Phi_{i+1/2}}], S (\bar{n}_{i+2}^{j+1} - \bar{n}_{i+1}^{j+1})]] \quad (12)$$

$$\text{Avec : } |S| = 1 \quad \text{et} \quad S = \text{Signe}(\bar{n}_{i+1}^{j+1} - \bar{n}_i^{j+1}) \quad (13)$$

- Finalement, la nouvelle densité calculée au point i et à l'instant $t + \Delta t$:

$$n_i^{j+1} = \bar{n}_i^{j+1} - \bar{\Phi}_{i+1/2} + \bar{\Phi}_{i-1/2} \quad (14)$$

D'après l'équation (14), on remarque que toute quantité soustraite (ou ajoutée) au point i , se retrouve ajoutée (ou soustraite) soit au point $i-1$ ou soit au point $i+1$, de telle sorte que la méthode FCT-LPE reste conservative.

La stabilité de l'algorithme FCT-LPE a été renforcée en introduisant des contraintes numériques sur le flux d'anti-diffusion comme suit :

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}_{i+1/2} = 0 \text{ si } \Phi_{i+1/2}(\bar{n}_{i+1}^{j+1} - \bar{n}_i^{j+1}) < 0 \\ \text{ou} \\ \Phi_{i+1/2}(\bar{n}_{i+2}^{j+1} - \bar{n}_{i+1}^{j+1}) < 0 \\ \text{ou} \\ \Phi_{i+1/2}(\bar{n}_i^{j+1} - \bar{n}_{i-1}^{j+1}) < 0 \end{aligned} \quad (15)$$

Dans ce qui suit, nous allons tester l'algorithme FCT-LPE pour la résolution de l'équation (5) dans des situations physiques et numériques difficiles. Il s'agit de faire propager un profil de densité rectangulaire. Ce choix de profil est motivé par la présence de forts gradients de densité, ce qui est le cas des décharges filamenteuses.

4. APPLICATION DE LA FCT AUX EQUATIONS DE TRANSPORT

En raison de ses qualités de stabilité, de précision et de rapidité par rapport aux techniques numériques qui l'ont précédée, on peut dire que l'utilisation de la méthode FCT - LPE a permis d'ouvrir de nouvelles perspectives pour la modélisation des décharges hors équilibre en général et des décharges filamenteuses en particulier.

On se propose de résoudre les équations de conservation des porteurs de charge (électrons, ions) en géométrie cartésienne correspondant à la configuration d'une décharge filamentaire. On choisit pour illustrer le formalisme, la configuration plan-plan.

Afin de valider notre schéma numérique basé sur l'algorithme de la FCT Shasta Phoenical LPE, on étudie le profil de densité solution dans le cas des situations tests où l'on connaît déjà la solution. Il s'agit de la propagation d'un profil de densité initiale de forme rectangulaire avec une vitesse de dérive $w(x)$ indépendante du temps et variable en fonction de la position selon la relation suivante :

$$w(x) = 1 + 9 \sin^8(\pi x) \quad (16)$$

Cette vitesse présente donc un maximum pour la position $x=0.5$ qui est dix fois plus important que sa valeur au début et à la fin de l'intervalle en $x=0$ et $x=1$.

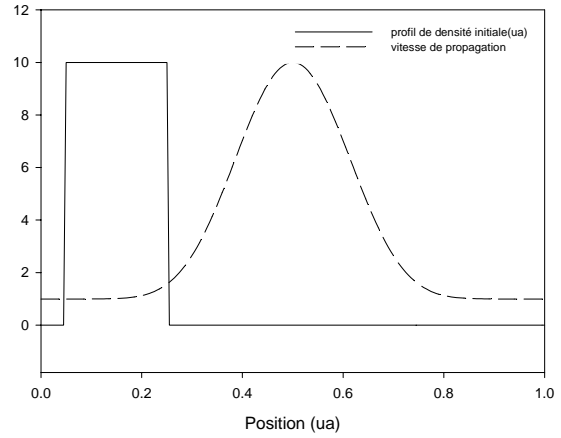


Figure 1. Profil de la densité initiale et de la vitesse de propagation.

La distribution initiale de la densité $n(x,t)$ donnée par [8] est telle que :

$$\begin{aligned} n(x, t=0) &= 10 \quad \text{pour } 0.05 < x < 0.25 \text{ (unité arbitraire soit ua).} \\ n(x, t=0) &= 0 \quad \text{dans le reste de l'intervalle} \end{aligned} \quad (17)$$

On doit donc retrouver au bout d'une période calculée par la formule :

$$T = \int \frac{dx}{w(x)} \quad (18)$$

une solution numérique identique à la solution analytique. Cette solution exacte est un moyen pour évaluer la réaction de l'algorithme FCT-LPE dans des conditions difficiles (profil initial présentant un fort gradient de densité). La figure (2) représente la solution analytique en pointillés et la solution calculée en fonction de la position par l'algorithme FCT-LPE aux instants $0.4 T$ et T , pour un nombre de points n_x égal à 501 points et un nombre de courant CFL égal à 10^{-3} . On note que le CFL est le nombre de Courant Friedrich Levy donné par :

$$CFL = w_{MAX} \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (19)$$

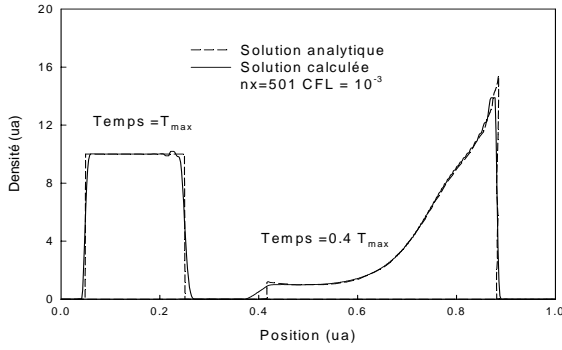


Figure 2. Solutions calculées par l’algorithme FCT-LPE à $t=0.4T$ et $t=T$ pour une vitesse de propagation variable.

On constate que les profils de la solution calculée à $0.4T$ et à T sont quasi similaires aux profils de la solution analytique et que le pic du profil de la solution analytique obtenu par Davies [8] à $0.4 T$ n’est pas atteint. Ce comportement est dû à la correction faite par le schéma FCT Shasta Phoenical LPE qui assure l’élimination de tout extremum. L’analyse qualitative (visuelle) montre que le profil de la densité issu de l’algorithme FCT-LPE en présence d’une vitesse variable après une période ou $0.4 T$ est en bon accord avec la solution analytique. Pour ces tests, nous avons adopté comme critère d’évaluation de l’exactitude de la solution numérique après une période, le calcul de l’Erreur Absolue Moyenne (EAM). Le calcul de l’EAM est donné par la formule de [9] :

$$EAM = \frac{1}{nx} \sum_{i=1}^{nx} |n_i^{période} - n_i^{analytique}| \quad (20)$$

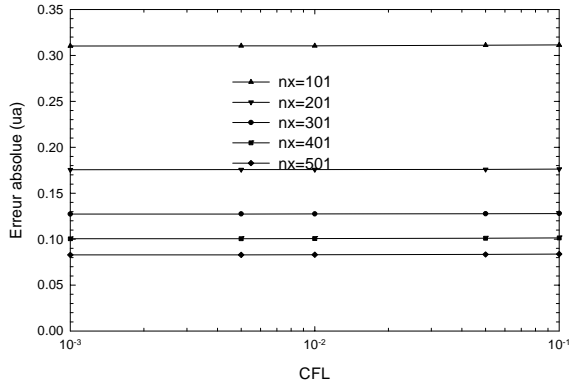


Figure 3 : Erreurs absolues moyennes issues de l’algorithme FCT-LPE.

La figure (3) représente la variation de l’erreur absolue moyenne EAM en fonction du CFL pour plusieurs valeurs de nombre de points nx (de 101 à 501 points). On remarque que la valeur de l’erreur absolue moyenne est indépendante du CFL et inversement proportionnelle au nombre de point nx (la formule (20) prédit déjà ce résultat). On peut conclure que l’algorithme Shasta Phoenical LPE est un schéma conservatif.

5. CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE

La mise en équation d’un problème lié aux décharges électriques serait totalement incomplète si elle ne prenait pas en compte le calcul du champ électrique. Ce dernier apparaît comme une grandeur qui gouverne entièrement l’évolution des densités des espèces chargées à travers l’expression de la vitesse de dérive et du terme source.

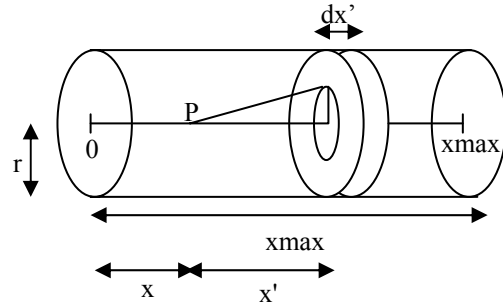


Figure 4 : Calcul de la distorsion du champ due à un cylindre de rayon fini.

Le modèle unidimensionnel, suivant la direction de propagation des densités, ne prend en compte que la composante prépondérante du champ électrique suivant cette direction. Le champ électrique total est la résultante du champ géométrique appliqué \vec{E}_G et du champ de charge d’espace \vec{E}_C .

Le choix d’un modèle unidimensionnel pour simuler une décharge électrique pose tout particulièrement le problème de la représentativité du champ électrique de charge d’espace calculé par l’équation de Poisson qui s’écrit sous la forme suivante:

$$\frac{\partial E}{\partial x}(x, t) = -\frac{\rho(x, t)}{\epsilon_0} \quad (21)$$

Avec $\rho(x, t)$ la charge d’espace nette au point d’abscisse x et à l’instant t .

D’après Davies [8] et [10], le choix du calcul du champ dépend du rapport rayon de la décharge à la distance inter électrodes. Dans le cas où ce rapport est inférieur à un, c’est-à-dire dans le cas d’une décharge concentrée de type streamer, la résolution de l’équation de Poisson avec l’hypothèse de symétrie radiale est mal adaptée.

Dans ce cas, nous utilisons la méthode des disques développée par Davies [10] et utilisée par Bessièes [11] pour le calcul du champ de charge d’espace. La décharge est confinée dans un cylindre de rayon r fini et compris entre les deux électrodes.

Le canal de la décharge est représenté par un cylindre de rayon r constitué par un ensemble de disques d’épaisseur dx' . La distribution des charges à l’intérieur de chaque disque est supposée uniforme et égale à:

$$\rho(x, t) = e(n_p(x, t) - n_e(x, t)) \quad (22)$$

Avec e la charge élémentaire.

Le champ de charge d'espace au point P sur l'axe s'obtient par la formule:

$$E_c(x) = \frac{1}{2\epsilon_0} \int_{-x}^0 \rho(x+x') \left[-1 - \frac{x'}{\sqrt{x'^2+r^2}} \right] dx' + \frac{1}{2\epsilon_0} \int_0^{x \text{ max}-x} \rho(x+x') \left[1 - \frac{x'}{\sqrt{x'^2+r^2}} \right] dx' \quad (23)$$

Dans ce qui suit, nous allons effectuer un test de validité de la méthode des disques dans le cas d'un rayon r infini de la décharge électrique. Ce test de validité consiste à comparer cette technique avec une méthode classique de [12] pour le calcul de la distribution du champ électrique dans une configuration monodimensionnelle.

Afin de valider la méthode des disques, nous allons étudier son comportement dans le cas des situations tests dans lesquelles nous connaissons, au préalable la solution de l'équation de Poisson. Il s'agit de calculer le champ et le potentiel électriques en tout point de l'intervalle inter électrodes, aux bornes duquel nous appliquons une tension constante avec des profils différents de la charge d'espace nette.

Pour ces tests, nous allons prendre:

- Une distance inter électrodes égale à 1 (ua).
- Un nombre de points nx égal à 100.
- Une tension constante de 10 (ua) et appliquée au niveau de l'électrode de droite.

Dans cet exemple, le rayon de la décharge est cent fois plus grand que la distance inter électrodes.

Le profil gaussien de la charge d'espace nette utilisé pour les calculs est donné par la relation suivante:

$$\rho(x) = 100(\exp(-160(x - 0.5)^2)) \quad (24)$$

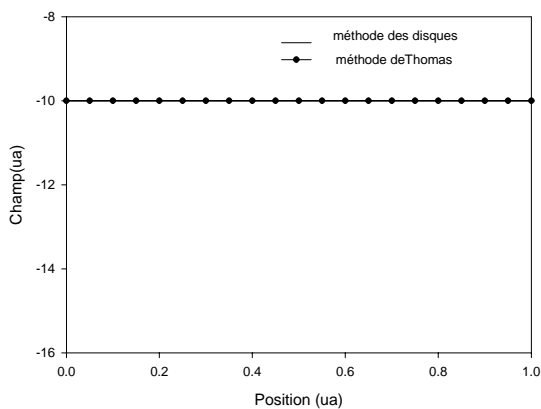


Figure 5a: Champ électrique calculé pour une charge d'espace nulle.

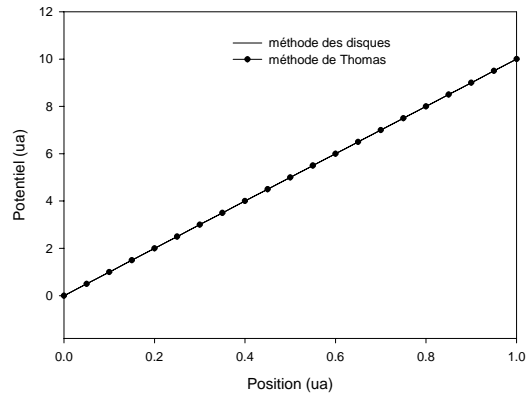


Figure 5b: Potentiel électrique calculé pour une charge d'espace nulle.

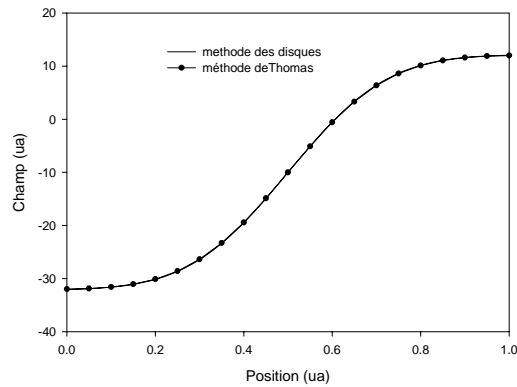


Figure 6a: Champ électrique calculé pour une charge d'espace variable.

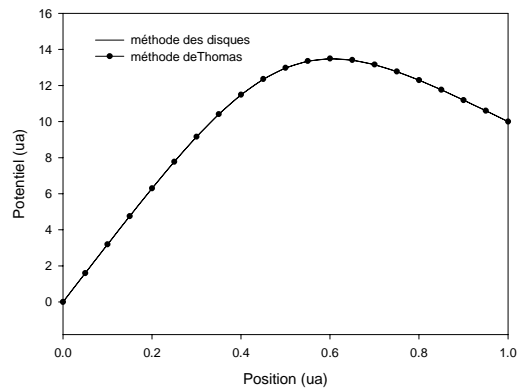


Figure 6b: Potentiel électrique calculé pour une charge d'espace variable.

Toutes les figures (5) et (6) représentent les variations du champ et du potentiel électriques en fonction de la position pour différents profils de charge d'espace (nulle et gaussienne) issues de la méthode des disques et de la méthode de Thomas. Nous remarquons que les variations du champ et du potentiel par la méthode des disques sont en adéquation avec celles issues de la technique classique de Thomas. Ce qui valide la méthode des disques utilisée

dans le cadre de ce travail pour la modélisation d'une décharge filamentaire.

6. RESULTATS ET DISCUSSION

Le modèle hydrodynamique 1.5 D que nous avons décrit pour la modélisation de décharges haute pression, est basé sur le couplage de façon auto-cohérente des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann à l'équation de Poisson, et permet d'étudier macroscopiquement ce type de décharge électrique.

Afin de valider notre modèle, nous allons étudier son comportement avec un terme source donné par la formule (4), ce qui correspond aux tests effectués par [3], [4] et [11]. Le choix des deux auteurs Dhali et Williams est justifié par le fait qu'ils sont, dans la littérature, les premiers à avoir effectué une modélisation bidimensionnelle de la propagation du streamer. Pour cela, nous avons choisi les conditions de décharge similaires à celles de [4] :

La pression P du gaz d'azote est de 760 Torr, sa température est de 300° Kelvin, la distance inter-électrodes est de 0.5 centimètres et le potentiel appliqué à l'anode est de 26 kilovolts, ce qui correspond à un champ électrique de 52 kV/cm.

Dans leurs travaux, Dhali et Williams [4] ne précisait pas le nombre de points utilisé suivant la direction de propagation, pour cela, nous avons choisi d'utiliser un maillage constant avec un nombre de points égal à 401 points (le pas est donc de $0.125 \cdot 10^{-2}$ cm).

A : Streamer négatif

On considère en premier lieu le streamer négatif (anode directed streamer). Il se forme entre l'avalanche initiale et l'anode ; la propagation est dans le même sens que le mouvement des électrons est dans ce cas le phénomène de photo-ionisation n'est pas indispensable pour expliquer la propagation du streamer. Cependant, ce processus explique l'augmentation de la vitesse de propagation du streamer négatif.

La densité initiale (une demi-gaussienne) est placée à la cathode (électrode de gauche). Un fond de charge neutre (10^8 cm^{-3}), dans l'ensemble de l'espace inter-électrodes, simule la création de paires électron-ion par photo-ionisation et permet la propagation du streamer.

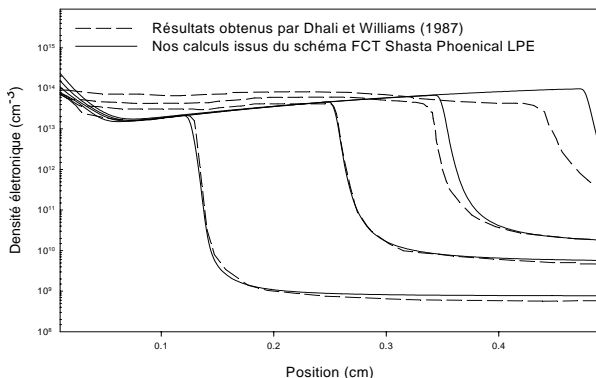


Figure 7 : Densité électronique calculée pour les instants 1.0, 2.0, 2.5 et 3.0 ns.

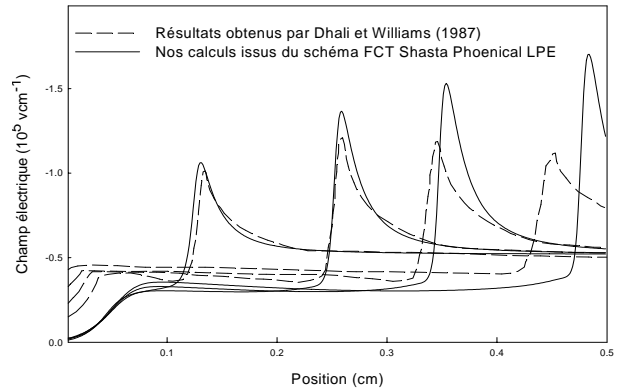


Figure 8 : Champ électrique calculé pour les instants 1.0, 2.0, 2.5 et 3.0 ns.

Les figures (7) et (8) représentent la densité électronique et le champ électrique issus respectivement de nos calculs et de ceux obtenus par [4] pour les instants 1.0, 2.0, 2.5 et 3.0 ns.

Nous pouvons remarquer que le comportement global est identique aussi bien en ce qui concerne les variations des densités électroniques que celles du champ électrique, les ordres de grandeur étant presque les mêmes avec quelques légères différences. La plus notable est la vitesse de propagation de notre streamer qui est plus élevée que celle de Dhali et Williams pour les temps 2.5 et 3.0 ns. Le champ électrique calculé par notre modèle est toujours supérieur à celui obtenu par Dhali et Williams durant tous les instants (au niveau du front d'ionisation, il double pratiquement par rapport à la valeur du champ géométrique). A titre d'exemple, la valeur maximale du champ électrique à 2.0 ns est légèrement supérieure dans notre cas (135 kV/cm) que dans le cas de Dhali et Williams (120kV/cm).

On peut aussi dire concernant les figures présentées que le nombre d'électrons germes devient de plus en plus important, cela conduit à une variation de la densité électronique et de l'intensité du champ électrique correspondant extrêmement rapide à la tête du streamer. A l'examen de la figure (8), le champ dans le canal du streamer est constant et prend la valeur de 5 kV (plasma quasi neutre). Nous constatons aussi à l'examen des densités électroniques, que les différences apparaissent essentiellement au voisinage de la cathode. Cela provient, dans notre cas, de la densité initiale que nous avons prise légèrement différente de celle utilisée par [4] puisque l'expression exacte de cette densité n'a pas été mentionnée dans leur article.

Le comportement du champ électrique est lui aussi relativement semblable, même si les valeurs des extrêmes sont légèrement différentes.

B : Streamer positif

Le streamer positif se forme entre l'avalanche initiale et la cathode ; la propagation se fait dans le sens contraire au mouvement des électrons et avec une vitesse très supérieure à la vitesse de dérive des ions positifs. Le seul processus qui puisse expliquer cette vitesse de propagation est le processus de photo ionisation. En effet, lorsque le champ local dans la tête du streamer devient très important, de nombreuses molécules du gaz sont excitées et produisent des photons très énergétiques. Ces photons vont par photo ionisation, créer des paires électron ion entre l'avalanche et la cathode. Ces électrons vont alors, sous l'effet du champ électrique intense, produire des avalanches très rapides sur de très faibles distances. Les électrons qui ont alors une mobilité plus importante que les ions vont atteindre l'avalanche principale pour neutraliser la charge d'espace positive. Ce déplacement conduit aussi à la formation d'une autre charge d'espace positive à la place laissée vacante par ces électrons. Ce phénomène donne l'impression que le front d'ions positifs avec une vitesse du même ordre de grandeur que les électrons. Or ces ions n'avancent pas mais sont créés, de proche en proche, jusqu'à ce que le streamer atteigne la surface.

La distribution initiale de charges est, cette fois ci, placée à l'anode (électrode de gauche). Une distribution de charges supplémentaire de 10^8 cm^{-3} est placée dans l'espace inter électrodes pour simuler l'effet de la photo ionisation. La différence de potentiel est toujours égale à 26 kV.

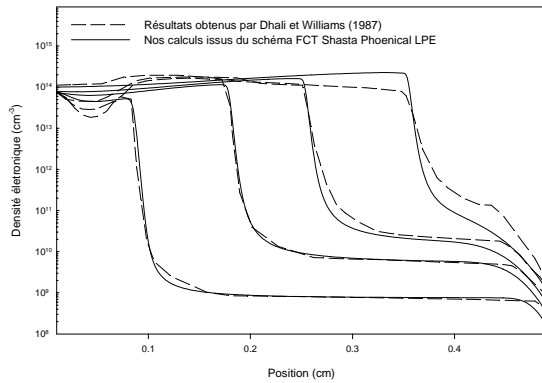


Figure 9 : Densité électronique calculée pour les instants 1.0, 2.0, 2.5 et 3.0 ns.

Les figures (9) et (10) représentent respectivement la densité électronique et le champ électrique axial dans le cas d'un streamer positif pour les temps 1.0, 2.0, 2.5, et 3.0 ns. Nous avons utilisé les mêmes conditions de simulation que précédemment.

Les résultats de [4] sont représentés sur les mêmes figures. Dans cette configuration, les densités

électroniques calculées par notre modèle sont, légèrement, proches de celles obtenues par Dhali et Williams. On voit aussi la variation extrêmement des densités électroniques et du champ électrique axial au niveau du front d'ionisation. Le champ électrique dans le canal reste constant et de l'ordre de 5 kV. Cependant, quelques légères différences sont remarquées. La plus importante est que le champ électrique issu de notre modèle est surestimé.

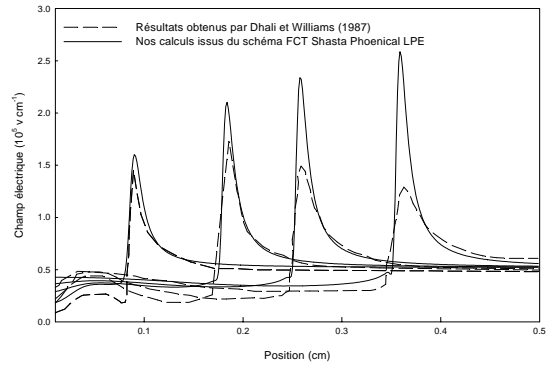


Figure 10 : Champ électrique calculé pour les instants 1.0, 2.0, 2.5 et 3.0 ns.

Les comparaisons effectuées ci-dessus montrent que les résultats issus de notre modèle 1.5D sont physiquement réalistes et proches de ceux obtenus par [4]. Néanmoins, nous pouvons justifier ces différences par l'utilisation d'un modèle numérique 1.5D (équation de continuité en 1D et équation de Poisson en 2D soit une moyenne de 1.5D pour le modèle) qui est différent du modèle 2D utilisé par [4]. L'utilisation d'un grand nombre de paramètres dans notre modèle peut changer considérablement les caractéristiques du streamer, tels que : la méthode numérique utilisée pour le calcul du terme source, le nombre de points de discrétisation, leur répartition dans l'espace, le pas minimal choisi pour l'évolution temporelle, la méthode numérique utilisée pour la résolution de l'équation de Poisson, l'allure de la gaussienne et le fait que nous avons utilisé un modèle 1.5 D alors que celui de Dhali est en deux dimensions. Dans ce qui suit, nous allons effectuer une étude paramétrique sur l'évolution du streamer négatif.

7. ETUDE PARAMETRIQUE SUR LA PROPAGATION DU STREAMER NEGATIF

Nous allons maintenant, étudier l'influence de la variation de certains paramètres physiques tels que, la pression et la tension appliquée sur le comportement du streamer négatif.

7.1. INFLUENCE DE LA PRESSION SUR LA PROPAGATION DU STREAMER NEGATIF

Les effets de la pression sont étudiés dans les mêmes conditions que celles utilisées dans le cas du streamer négatif. Les valeurs de pression sont égales respectivement à 760, 900 et 1040 Torr ce qui correspond à un pas de variation constant sur la pression de 140 Torr.

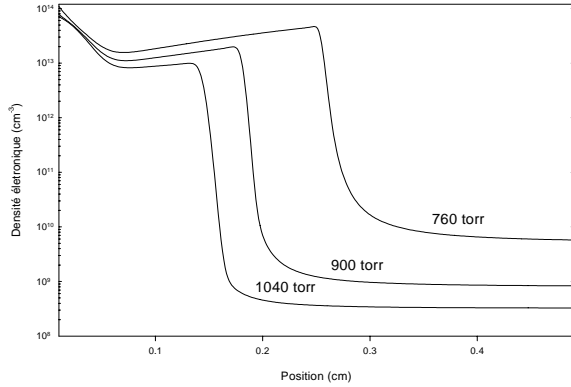


Figure 11 : Densité électronique en fonction de la position pour différentes valeurs de la pression et pour un instant égal à 2 ns.

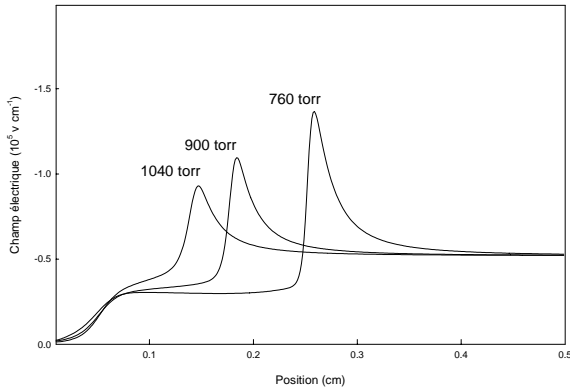


Figure 12 : Champ électrique en fonction de la position calculé pour différentes valeurs de la pression et pour un instant égal à 2 ns.

Les figures (11) et (12) représentent respectivement la variation de la densité électronique et du champ électrique pour des valeurs différentes de la pression à l'instant 2 ns et pour une tension anodique de 26 kV. Nous remarquons que la propagation du streamer négatif est de moins en moins rapide lorsque la pression du milieu augmente. Nous pouvons expliquer ce comportement physique par le fait que les libres parcours moyens et les mobilités des particules chargées sont inversement proportionnels à la pression du gaz. C'est-à-dire que la probabilité de collision diminue avec l'augmentation de la pression ce qui engendre un ralentissement de la propagation normale

du streamer négatif de la cathode vers l'anode. L'ionisation diminue aussi avec l'augmentation de la pression. Le même comportement est observé sur l'évolution du champ électrique. On remarque que la valeur maximale du champ électrique à la tête du streamer diminue avec l'augmentation de la pression et cela pour les raisons physiques qu'on vient d'évoquer. La valeur du champ dans le canal prend une valeur inférieure à 5 kV et reste constante.

7.2. INFLUENCE DE LA TENSION APPLIQUEE SUR LA PROPAGATION DU STREAMER NEGATIF

Nous allons étudier dans ce cas, les effets de la tension appliquée dans les mêmes conditions que celles utilisées précédemment pour une pression du gaz égale à 760 Torr. Les valeurs tension anodique sont respectivement égales à 23, 26 et 29 kV.

Les figures (13) et (14) représentent respectivement la variation de la densité électronique et du champ électrique pour des différentes valeurs de la tension électrique à l'instant 2 ns. Nous remarquons que la propagation de la décharge streamer devient de plus en plus rapide avec l'augmentation de la tension anodique. Quand la tension appliquée à l'espace inter-électrodes prend la valeur 29kV, le champ géométrique est plus important, le nombre d'électrons germes est aussi plus important, l'ionisation et la vitesse de propagation du streamer sont donc plus grandes. Le même comportement est observé sur la variation du champ électrique en fonction de la position et de la valeur de la tension anodique. Pour le champ électrique dans le canal, sa valeur demeure pratiquement constante.

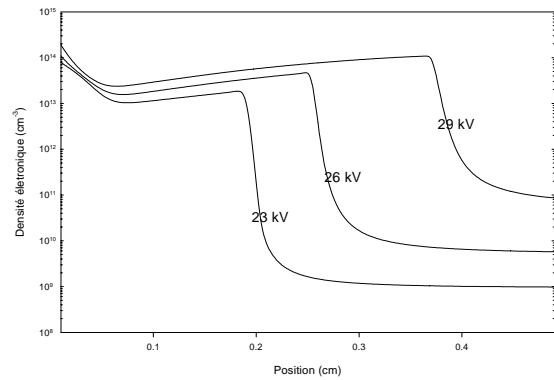


Figure 13 : Densité électronique calculée pour différentes valeurs de tension anodique et pour un instant de 2 ns.

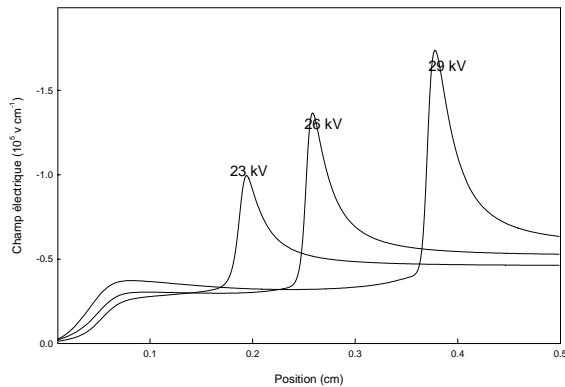


Figure 14 : Champ électrique calculé pour des différentes valeurs de tension anodique et pour un instant de 2 ns.

Les variations de la densité électronique et du champ électrique sont totalement naturelles, on sait que la valeur du champ géométrique est proportionnelle à la tension anodique. Les résultats obtenus ressemblent à ceux obtenus pour le streamer négatif. Ce qui implique une présence de probabilité de collisions élastique et inélastique importante dans l'espace inter électrodes. Cette probabilité est très favorable pour une évolution rapide de la décharge considérée.

CONCLUSION

L'objectif de cet article est de mettre au point un modèle numérique performant pour la résolution des équations de transport et de l'équation de Poisson en géométrie 1.5D. Cela nous a permis d'étudier la dynamique des particules chargées dans le cas d'un streamer négatif et positif à haute pression, en vue d'une meilleure compréhension de l'évolution et de la propagation des ondes d'ionisation dans des situations de fortes variations de densité et de champ électrique. Nous avons achevé cette approche numérique par une étude paramétrique sur le comportement de la propagation du streamer négatif en fonction de la pression et de la tension anodique.

REFERENCES

- [1] Raether H., Zeit. Phys. 112, p 464, 1939.
- [2] L.B. Loeb et J.M. Meek, "The mechanism of electric spark", Stanford University Press, 1941.
- [3] Potin J., "Modélisation numérique d'une décharge filamentaire contrôlée par barrière diélectrique dans l'azote à la pression atmosphérique", thèse de doctorat, Toulouse, Paul Sabatier, 2001.
- [4] S K Dhali et P. Williams, Two dimensional studies of streamers in gases, J. Appl. Phys, 62, 12, p 4696, 1987.
- [5] J. P Boris, D. L Book, Flux Corrected Transport, 1- SHASTA, a fluid transport algorithm that works, J. Computer. Phys, 11, (1973), pp.38-69.
- [6] Georghiou G. E, Morrow R., Metaxas A. C., "An improved finite-element Flux-Corrected Transport algorithm", J. Comput. Phys. 148, p 605-620, 1999.
- [7] R. Morrow, Numerical solution of hyperbolic equations for electron drift in strongly non uniform electric fields, J. Computer. Phys, 43, (1981), p 1-15, 1981.
- [8] Davies A. J., "Numerical solutions of continuity equations and plasma growth", Workshop plasmas chauds et modélisation des décharges, CIRM, Luminy, p 45-53, 1992.
- [9] J. P Boris, D. L Book, Methods of Computational Physics, edited by John Killeen, Academic Press New York, 1976.
- [10] A. J Davies, C. S. Davies, C. J. Evans, Computer simulation of rapidly developing gaseous Discharges, Proc. IEE., 118, p 816-823, 1971.
- [11] Bessières D., "Modélisation des décharges électriques filamentaires", Thèse de doctorat à l'Université de Pau, 2006.
- [12] Nougier J. P, Méthodes de calcul numérique, Masson, Paris, 1983.