

ETUDE DE L'INFLUENCES DES PARAMETRES DE TRANSPORT SUR LA DYNAMIQUE DES PARTICULES NEUTRES DANS UNE DECHARGE ELECTRIQUE

R. BENNACEUR et M. LEMERINI

Laboratoire de Physique Théorique, Faculté des Sciences, Université de Tlemcen, Algérie

E-mail: b.rahma25@yahoo.fr

RÉSUMÉ : Dans ce travail, on se propose d'étudier l'influence des termes sources sur la dynamique d'un gaz neutre soumis à une décharge pointe-plan, faible courant. Les termes considérés sont le chauffage par effet joule, la conduction thermique, l'expansion radiale et la viscosité. On simule numériquement cette dynamique dans le cas d'une injection d'énergie stationnaire dans le temps mais variable dans l'espace. Pour cela, on propose une fonction mathématique qui simule cette injection d'énergie pour une décharge pointe positive plan à la masse. L'évolution spatio-temporelle des neutres est analysée sur la base des équations classiques de la dynamique des fluides, c'est-à-dire équations de continuité, de la quantité de mouvement, et de l'énergie, dans un espace à deux dimensions (géométrie de révolution cylindrique). On a adopté, pour la résolution du système, la procédure dite F.C.T. (Flux Corrected Transport), dont le principe de base réside dans l'application d'une diffusion corrective au profil issu d'un schéma dispersif, en localisant cette diffusion uniquement dans les régions où des oscillations ont tendance à se produire. Les résultats obtenus montrent le rôle important du transfert d'énergie particules chargées / particules neutres.

MOTS-CLÉS : simulation numérique, méthode FCT, décharges électriques dans les gaz, plasma froid, transfert d'énergie, équations de transport

1. Modélisation du système :

La modélisation du gaz neutre et celle du gaz ionisés repose sur la résolution des équations de transport :

$$\begin{cases} \frac{\partial n_{e,p}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot n_{e,p} \vec{w}_{e,p} = S_{e,p} \\ mn \left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{w} \cdot \vec{\nabla}_r \right] \vec{w} = -\vec{\nabla}_r \bar{p} + n \vec{F} - nm \bar{v}_m \vec{w} - Sm \vec{w} \\ \frac{1}{2} \frac{\partial nmw^2}{\partial t} + \vec{\nabla}_r \cdot \left[\frac{1}{2} nm (\vec{w} \cdot \vec{w}) \vec{w} \right] - n \vec{F} \cdot \vec{w} = \int \frac{1}{2} mw^2 \left\{ \frac{\delta f}{\delta t} \right\}_{coll} d^3 w \end{cases} \quad (1)$$

Conservation de masse

Conservation de quantité de mouvement

Conservation de quantité d'énergie

1.2. La forme générale des équations de transports

Toutes les équations de transport, aussi bien celles des particules chargées que celles des particules neutres peuvent s'écrire sous la forme généralisée :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) + \vec{\nabla} \cdot (\rho \phi \vec{V} - D_\phi \vec{\nabla} \phi) = S_\phi \quad (2)$$

Où ϕ est la propriété transportée, ρ la densité massique, \vec{V} la vitesse de transport, D_ϕ coefficient de diffusion, et S_ϕ le terme source.

2. Procédure numérique :

Le traitement d'une telle équation nécessite une procédure numérique. Nous présenterons une méthode de résolution déduite de la méthode des volumes finis, à la qu'elle nous appliquerons, une méthode de correction de flux F.C.T (flux Corrected Transport).

Nous devons donc maintenant nous attacher à l'intégration numérique de cette équation et à la mise en œuvre du code de résolution numérique

$$\int_{\tau}^{\tau+\delta\tau} \int_{\tau_i} \frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) d\tau_i dt + \int_{\tau}^{\tau+\delta\tau} \int_{\tau_i} \{ \vec{V} \cdot (\rho\phi\vec{V} - \gamma_\phi \vec{V}\phi) \} d\tau_i dt = \int_{\tau}^{\tau+\delta\tau} \int_{\tau_i} S_\phi d\tau_i dt \tag{3}$$

Le résultat est une équation discrétisé ou entrent en jeu les valeurs de Φ sur un ensemble de nœud en fonction de l'hypothèse faite sur la variation de Φ

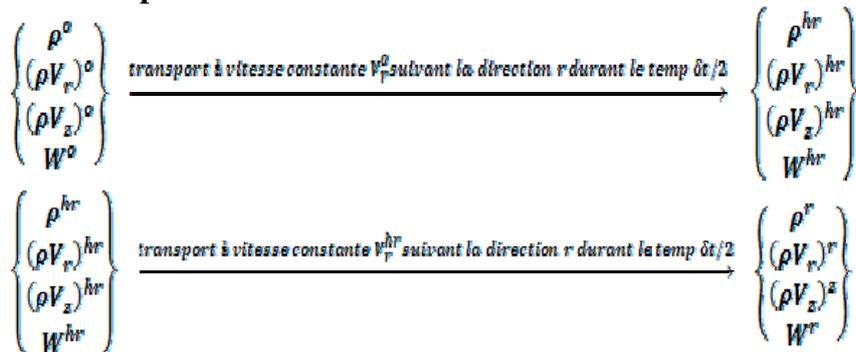
$$\begin{aligned} & \tau_i(\rho\phi)_i^n - \tau_i(\rho\phi)_i^o \\ & + A_{i+1/2} \delta\tau \left\{ \frac{1}{2} [(\rho\phi V_x)_i^o - (\rho\phi V_x)_{i-1}^o] - \gamma_{\phi-\frac{1}{2}} \left(\frac{\phi_{i-1}^o - \phi_i^o}{x_i - x_{i-1}} \right) \right\} \\ & - A_{i+1/2} \delta\tau \left\{ \frac{1}{2} [(\rho\phi V_x)_{i+1}^o - (\rho\phi V_x)_i^o] - \gamma_{\phi+\frac{1}{2}} \left(\frac{\phi_{i+1}^o - \phi_i^o}{x_{i+1} - x_i} \right) \right\} \\ & + S_i^o \tau_i \delta\tau \end{aligned} \tag{4}$$

2.1. Etude de l'algorithme SHASTA 2D

SHASTA (Sharp and Smooth Transport Algorithm) est un algorithme numérique proposé pour résoudre en deux dimensions spatiales l'ensemble d'équations suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{V} (\rho\vec{V}) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho\vec{V}) + \vec{V} (\rho\vec{V}\vec{V}) = \vec{S}_v \\ \frac{\partial W}{\partial t} + \vec{V} (W\vec{V}) = \vec{S}_e \end{cases} \tag{5}$$

2.2. Transport radial



- « o » : comme « old », représente les valeurs anciennes.
- « h » : comme « half », représente les valeurs intermédiaires obtenues durant un demi-cycle.
- « n » : comme « new », représente les valeurs nouvelles (donc finales) obtenues après transport total.

- Les autres indices « hr » et « hz » signifient respectivement les valeurs obtenues durant un demi-cycle dans la direction radiale puis axiale

3. Discussion des résultats

A l'état initial ($t=0$), le gaz étant supposé immobile, l'expérience est réalisée dans l'air à la pression atmosphérique (1 atm) et une température ambiante.

Tableau 1 : Conditions de simulation

$V(r,z,0)$ = vitesse initiale	0
$T(r,z,0)$ = température initiale	300 K
$P(r,z,0)$ = pression initiale	1 atm
$N(r,z,0)$ = densité initiale	$2.5010^{19} \text{ cm}^{-3}$

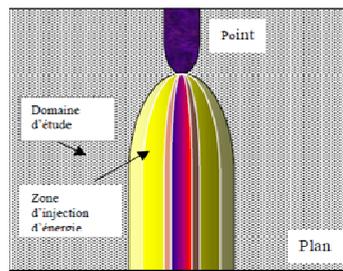


Figure 1 : Domaine d'étude (Décharge pointe-positive)

Les courbes qui sont représentées sur les figures 1, 2 donnent l'évolution de la température, de la densité, en fonction du temps (nous avons laissé évoluer le gaz jusqu'à 200 μs)

L'examen de cette série de courbes montre que, la montée en température et le dépeuplement des neutres est fonction du point considéré. En effet, dans les zones d'injection maximum près de la pointe, la température croît très vite, et l'énergie est rapidement dissipée. Ce qui se traduit par une montée rapide suivie d'une stabilisation dans le temps.

C'est toujours sur l'axe que le phénomène est le plus marqué, alors que pour les autres régions, où l'énergie injectée est moindre, l'évolution est plus lente, la variation de densité a le temps de se produire. Ce maximum temporel de température traduit un effet apparent d'onde thermique, L'effet de cette onde thermique est bien visible à travers l'évolution de la densité.

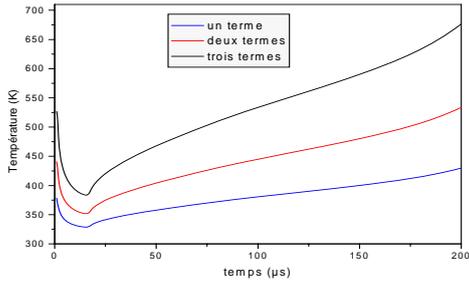


Figure 2:Évolution temporelle de la température des neutrons pour plusieurs termes source

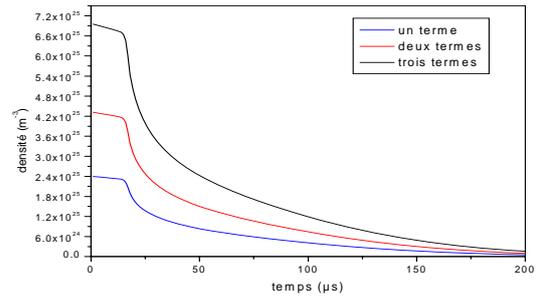


Figure 3:Évolution temporelle de la pression des neutrons pour plusieurs termes sources

Références

- [1] Delcroix J.L.« Physique des plasmas » Tome 1, savoirs Actuels - InterEditions / CNRS Editions, Paris 1994.
- [2] P. FAUCHAIS. « Plasma thermiques». Les techniques de l'ingénieur Dossier D2 810 (02/2007).
- [3] Lemerini M., Bouhafas B, Benyoucef B., Belaidi A. Rev. Én. Ren. Vol.2 (1999) pp.123-129.