MODELISATION DES ECHANGES THERMIQUES GAZ NEUTRE / PAROIS DANS UNE DECHARGE COURONNE

L. Aici[1], M. Lemerini[2],
1.Laboratoire de Physique ThéoriqueUniversité de Tlemcen,
Faculté des Sciences,Département de Physique
BP 119 Bel Horizon 13000 Tlemcen Algérie.
Tél/Fax : 043 204330
E-mail : a.lalia2@caramail.com

RESUME:

Dans ce travail, nous nous proposons d'étudier l'échange thermique entre un gaz neutre et les parois dans une décharge couronne, de distance inter électrodes égale à 2 cm et de type pointe positive – plan à la masse. La mesure direct des flux d'échange thermique entre un gaz et un solide est souvent délicate voire impossible. Leur détermination se fait alors de manière indirecte. En effet, les variations de température du gaz au voisinage de la paroi, proviennent des transferts de chaleur entre le solide et le gaz, restitués essentiellement par l'intermédiaire des flux diffusifs dans la couche thermique.
On montre que les flux d'échange thermique à la paroi sont du même ordre de grandeur que les flux de conduction thermique dans la couche limite. Quand la variation de la température dans la couche limite thermique est linéaire, la densité de flux thermique à la paroi s'exprime alors localement par l'équation de conduction de la chaleur. On montre que l'épaisseur de couche limite maximum aux électrodes est estimée aux environs de 140 µm.

Mots clés : plasma froid, transfert thermique, décharge couronne, couche limite, équation de diffusion

NOMENCLATURE

C : capacité calorifique [J K^{-1} Kg^{-1}]
$\vec{E}$: champ électrique [Vm^{-1}]
f_{th} : Facteur de transfert
$f_{th}\vec{J}\vec{E}$: Densité d'énergie [J m^{-3}]
h : Coefficient d'échange thermique
$\vec{J}$: Densité de courant [Am^{-2}]
N_u : Nombre de Nussel
P_r : Nombres de Prandtl
R_e : Nombres de Reynolds
T_g : Température du gaz [K]
T_p : Température de la paroi [K]
d_q : L'épaisseur de la couche limite [m]
DT : Variation de température moyenne [K]
j_p : Densité de flux thermique [J m^{-2}]
λ : Conductivité thermique du gaz [W m^{-1} k^{-1}]
r : Densité massique [Kg m^{-3}]

1. INTRODUCTION

La nature d'un écoulement en mécanique des fluides est définit au travers d'un ensemble de nombres adimensionnels qui permettent de comparer deux à deux l'ordre de grandeur de deux phénomènes évolutifs. Le nombre de Reynolds caractérise l'importance des effets de convection de quantité de mouvement par rapport aux effets de diffusion de quantité de mouvement (viscosité). Le nombre de Prandtl définit l'efficacité relative du transport diffusif de chaleur (conduction thermique) sur le transport diffusif de quantité de mouvement. Ces deux nombres en particulier, permettent de caractériser pour une situation donnée, la physique d'un fluide en contact avec un solide.
Lorsqu'on étudie des écoulements laminaires (non turbulents) à grand nombre de Reynolds, le raccordement entre la solution d'écoulement de fluide parfait (non visqueux) et la condition d'adhérence sur la paroi (vitesse nulle), se fait dans une zone appelée couche limite de vitesse, dans laquelle les phénomènes visqueux sont dominants. La notion de couche limite thermique est associée à une zone dans laquelle les échanges thermiques par conduction, issus d'une différence de température entre le solide et le fluide, dominent les transports convectifs de température. A ce titre, sa structure est fortement influencée par sa coexistence avec la couche limite de vitesse et plus particulièrement dans les gaz où l'ordre de grandeur de l'épaisseur de ces deux couches est identique.
La théorie analytique des couches limites s'applique d'une manière générale à des situations où les gradients de pression sont faibles et quand le fluide glisse le long des parois avec un mouvement bien établi et quasi-stationnaire. Dans le cadre d'une dynamique des neutres, crée par le passage d'une décharge dans un milieu gazeux confiné et initialement au repos, les phénomènes transitoires sont importants et il convient de définir plus précisément et sur la base de la théorie des couches limites, la physique de l'interaction du gaz avec la paroi.
Cette démarche est d'autant plus nécessaire lors de la traversée du courant, puisque l'ensemble des phénomènes évolutifs coexistent, qu'ils soient propres au gaz neutre ou qu'ils proviennent de l'interaction du gaz avec les paramètres extérieurs tels que les transferts d'énergie particules chargées- neutres ou les échanges thermique entre le gaz et les parois. A ceci s'ajoute les hétérogénéités de pression qui génèrent le plus souvent, de forts mouvements convectifs transverses aux parois.
Pour bien comprendre le choix de notre modélisation, il est nécessaire à ce stade de la discussion de présenter la chronologie des évènements conduisant à la mise en mouvement du gaz de neutre sous l'action d'une décharge. Dans notre situation, le passage de la décharge induit dans les tous premiers instants un choc thermique localisé dans le volume du canal de courant La mise en mouvement du gaz sous l'action des transferts de quantité de mouvement particules chargée – neutre et sous l'action des gradients de pression intervient un peu plus tard. Cette caractéristique provient de l'inertie des neutres, relatif à la force minimum à appliquer sur la masse d'un élément fluide pour le mettre en mouvement. Dans ces conditions, nous supposons que les phénomènes transitoires de formation des couches limites, qu'elles soient de nature thermique ou de nature hydrodynamique, sont essentiellement gouvernés par les flux d'échange thermique aux parois. Une fois initiée, l'évolution des deux couches limites et leur interaction mutuelle est prise en charge par l'ensemble des phénomènes régissant l'évolution du gaz, et qui sont contenus dans les équations de conservation[1][2]{3].

2. MODELISATION DES ECHANGES THERMIQUES AVEC LES PAROIS

La mesure directe des flux d'échange thermique entre un gaz et un solide est souvent délicate voire impossible. Leur détermination se fait alors de manière indirecte. En effet, les variations de température du gaz au voisinage de la paroi, proviennent des transferts de chaleur entre le solide et le gaz, restitués essentiellement par l'intermédiaire des flux diffusifs dans la couche thermique. En supposant qu'à l'intérieur de cette couche limite, les échanges de chaleur par conduction sont d'un ordre de grandeur comparable aux transferts convectifs à la frontière de la couche, la densité de flux thermique φ_P à l'interface entre le gaz et le solide s'exprime alors en fonction des caractéristiques de l'écoulement à l'extérieur de la couche limite thermique, ainsi qu'en fonction de la différence de température $(T_p - T_g)$ entre la paroi et le gaz environnant. Ainsi, φ_P s'écrit [4] :

$$j_p = -l \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_p = h\left(T_p - T_g\right) \qquad (1)$$

où λ est la conductivité thermique du gaz et $\left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_p$ le gradient de température à l'interface dans la direction normale à la paroi du solide. $h = \frac{\lambda N_u(R_e, P_r)}{L}$ est appelé coefficient d'échange thermique. Il est fonction du nombre de Nussel N_u lui-même dépendant des nombres de Reynolds R_e et Prandtl P_r à la frontière de la couche limite. Les valeurs du Nussel sont assez bien connues [5] dans des situations physiques particulières de régime quasi permanent, avec des écoulements parallèles aux parois, et avec des distributions de pression quasiment homogènes. Malheureusement, on a souvent accès qu'à la valeur moyenne de h, représentant le bilan des échanges thermiques gaz- solide. Un autre inconvénient vient de l'estimation des flux d'échanges thermique à l'aide des caractéristiques d'un écoulement déjà établi. Cette théorie est de ce fait difficilement applicable lors des phénomènes transitoires de mise en mouvement du gaz.
Dans notre cas, les flux d'échange thermique à la paroi sont supposés du même ordre de grandeur que les flux de conduction thermique dans la couche limite. Si on suppose une variation linéaire de la température dans la couche limite thermique, la densité de flux thermique à la paroi s'exprime alors localement parla formule :

$$\varphi_p = -\lambda \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_p = -\lambda \frac{T_p - T_g}{\delta_\theta} \tag{2}$$

avec T_p la température de la paroi, T_g la température du gaz en dehors de la couche limite et $\delta\theta$ l'épaisseur de la couche limite thermique.

3. ESTIMATION DE L'EPAISSEUR MINIMUM DE LA COUCHE LIMITE THERMIQUE.

La montée en température d'un fluide ou d'un solide, sous l'action d'un chauffage extérieur, est pondérée par l'expression $1/\rho C$ où ρ est la densité massique (en kg m^{-3}) et C la capacité calorifique (en JK^{-1}kg^{-1}). A 300°K et à pression atmosphérique, $1/\rho C$ est de l'ordre de 0.810^{-3} J^{-1} pour un diélectrique caractéristique de ceux utilisés pour recouvrir les électrodes. En d'autres termes, pour un même volume élémentaire, la montée en température du diélectrique, provoquée par un apport d'énergie de 1 Joule, est comparativement mille fois plus faible que dans l'air. Le gain en température ΔT du gaz ou du solide, provoqué par le passage de la densité de courant, est donné par la relation :

$$\Delta T = \frac{\int f_{th} \vec{J}\vec{E}\,dt}{\rho C} \tag{3}$$

où $\int f_{th} \vec{J}\vec{E}\,dt$ représente la densité d'énergie déposée durant le passage du courant intégrée sur le volume du canal d'injection. L'ordre de grandeur de la montée en température du gaz de 900°K sur l'axe lors du claquage, sa température initiale étant de 300°K. Cette remarque valide l'estimation de la variation de température dans le solide qui a par ailleurs été confinée par une simulation complète utilisant l'équation d'évolution de la chaleur dans le solide.
Ainsi, à cause d'une part de la différence d'énergie injectée entre le solide et le gaz, et à cause d'autre part, de l'inertie du solide à monter en température, nous considérons que sur la durée de notre simulation 12 µs, les parois de la cavité restent froides et ceci même en tenant compte des flux d'échange thermique entre le gaz et le solide. Ceci revient à admettre que la température à l'interface est gouvernée par la température du solide et que la température du gaz sur la paroi est celle du solide. Cette hypothèse s'explique par les temps de réponse très différents entre les deux systèmes en contact, ce qui nous amène à supposer que la dynamique des phénomènes gazeux s'adapte à l'inertie du solide et non l'inverse. Cette dernière remarque entraîne notamment que les pertes d'énergie par conduction dans la couche limite compensent le gain d'énergie par effet Joule lors du passage du courant, soit :

$$|\varphi_p| = \left|\lambda \left.\frac{\partial T}{\partial n}\right|_p\right| = \left|\lambda \frac{T_p - T_g}{\delta_\theta}\right| = \left(f_{th} \vec{J}\vec{E}\right)\delta_\theta \tag{4}$$

d'où l'on extrait la relation :

$$\delta\theta = \left[\lambda \frac{|Tp - Tg|}{f_{th} \vec{J}\vec{E}} \right]^{1/2} \qquad (5)$$

En prenant λ=28.14 10^{-2} $Wm^{-1}K^{-1}$, T_p=300°K, T_g variant de 300 à 900°K et $f_{th}\vec{J}\vec{E}$=1.21 10^{10} Jm^{-3}, on obtient l'évolution de l'épaisseur de couche limite thermique au voisinage des électrodes ainsi que l'évolution du transfert thermique (figure1).

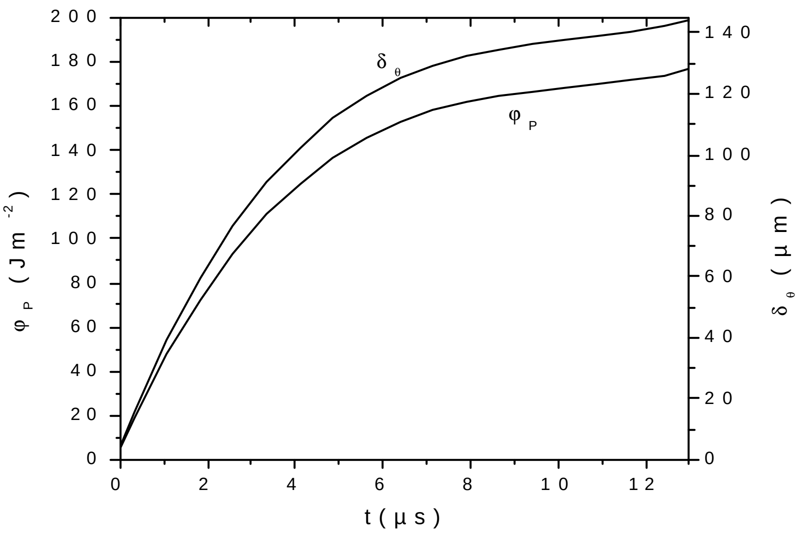

figure 1 . évolution du flux d'énergie j_P , et de l'épaisseur de la couche limite d_q

4.CONCLUSION

En conclusion, la modélisation des échanges thermiques est prise en compte par la relation (2) dans l'hypothèse d'une variation linéaire de la température dans la couche limite thermique. Les parois sont considérées froides soit T_p=constante=300°K, et l'épaisseur de couche limite minimum aux électrodes est estimée aux environs de 140 µm, lors de la phase transitoire du passage de la décharge. L'ordre de grandeur de cette épaisseur est importante car elle permet de passer de la modélisation continue du phénomène d'échange thermique à son traitement numérique dans un espace discret. Cette transcription passe par le choix d'un maillage fixe rendant compte le plus fidèlement possible des gradients thermiques et donc de l'importance des phénomènes de conduction dans la couche limite.

REFERENCES

[1] O.Eichwald, M.Jugroot, P.Bayle, M.Yousfi, J.Appl.Phys. **80,** No 2, (1996), pp. 694-709
[2] O.Eichwald, M.Yousfi, P.Bayle, M.Jugroot J.Appl.Phys. **84,** No 9, (1998), pp. 4704-4715
[3] O.Eichwald, P.Bayle, M.Yousfi, M.Jugroot J.Appl.Phys. **84,** No 9, (1998), pp. 4716-4726
[4] J.F. Sacadura, *initiation aux transferts thermiques*, Technique et Documentation, Paris (1978).
[5] Handbook of Heat Transfert