

EFFET D'UNE PERTURBATION PERIODIQUE SUR LE TRANSFERT CONVECTIF LOCAL DE CHALEUR POUR UN ECOULEMENT DECOLLE-RECOLLE

Z. MEHREZ*, M. BOUTERRA*, A. EL CAFSI*, A. BELGHITH*, P. LE QUERE **

* LETTM, Faculté des Sciences de Tunis-Campus Universitaire 1060 Tunis TUNISIE

** LIMSI-CNRS Bat. 508 - B.P. 133 - 91 403 Orsay Cedex FRANCE

E-mail : mourad.bouterra@fst.rnu.tn

RESUME

Une étude numérique basée sur la méthodologie Simulation des Grandes Echelles LES, à été effectuée sur le transfert convectif local de chaleur en aval d'une marche descendante en présence d'une perturbation périodique locale. La perturbation est réalisée par une aspiration/injection sinusoïdale du fluide au bord de la marche. Le nombre de Reynolds a été fixé à 33000 et le nombre de Richardson à 0.5. L'effet de la variation de la fréquence et de l'amplitude de perturbation sur l'écoulement est réalisé et analysé.

Mots clés: Simulation des Grandes Echelles, transfert convectif local, perturbation périodique

NOMENCLATURE

A amplitude de perturbation.
F fréquence de perturbation.
g accélération de pesanteur.
H largeur du domaine d'étude.
h hauteur de la marche.
Nu nombre de Nusselt local $(-\partial\theta/\partial y)_p$.
Re nombre de Reynolds $(U_o H/\nu)$.
Ra nombre de Rayleigh $(g\beta(T_c-T_f)H^3/\nu\kappa)$
Ri nombre de Richardson.
Pr nombre de Prandtl.
St nombre de Strouhal (fh/U_o) .
 u_i vecteur vitesse.
t temps.
T température.
x, y coordonnées cartésiennes.

Xr longueur de rattachement.
Xmax abscisse du point de transfert maximal.

Lettres grecques

β coefficient de dilatation thermique.
 κ diffusivité thermique.
 ν viscosité cinématique.
 ν_t viscosité turbulente.
 θ température adimensionnelle $(T-T_f/T_c-T_f)$
 σ_c nombre de Prandtl turbulent

Indices

c chaud.
f froid.
p paroi.

1. INTRODUCTION

Les écoulements décollé-recollé, tels que les sillages qui se développent en aval d'une marche descendante, sont le siège des instabilités, qui ont des conséquences induites sur la structure de l'écoulement. L'échange thermique avec les parois, en contact avec le fluide, concerne des nombreuses applications fondamentales (aérodynamique, phénomènes des transferts ...), ainsi que des applications industrielles (circuits électroniques, alternateurs, chambres de combustion ...).

Plusieurs auteurs ont étudiés le transfert convectif local dans le cas des écoulements décollés- recollés. Shiskov et al [1], Aung [2] et Vogel et Eaton [3] ont étudiés le transfert convectif dans la zone de recirculation. Ils ont établi que dans le cas d'un régime turbulent, l'épaisseur de la couche limite en amont de décollement jouait un rôle très important sur la valeur maximale de transfert de chaleur: le nombre de Nusselt maximum Nu_{max} diminue quand l'épaisseur de la couche limite augmente. Sparrow [4], Kang et Chuck[5] ont étudiés, par une approche numérique, pour un

écoulement laminaire, la position relative du point de transfert maximum X_{max} et du point de rattachement X_r . Ils ont observés une décroissance du rapport X_{max}/X_r en fonction du nombre de Reynolds. Vogel et Eaton [3] ont établi pour un écoulement turbulent $X_{max}=0.9X_r$. Moyennant le modèle $k-e-f_u$ Rhee et sung [6] ont étudié l'effet d'une perturbation sinusoïdale sur la variation du transfert de chaleur pour un écoulement décollé- recollé. Ils ont montré qu'il existe une valeur de fréquence optimale en terme de réduction de la longueur de rattachement X_r et de l'augmentation de transfert de chaleur.

On s'intéresse dans ce travail à l'étude numérique par la méthodologie Large Eddy Simulation LES de la variation des différentes caractéristiques de perturbation sur le transfert convectif local en aval d'une marche descendante.

2. CONFIGURATION GEOMETRIQUE ET CONDITIONS AUX LIMITES

Le domaine d'étude et le système des coordonnées est représentées à la figure 1. Le rapport d'expansion de la marche est fixé à $H/h = 3$ pour toute l'étude. Le nombre de Reynolds est fixé à 33000 et le nombre de Richardson à 0.5. Le maillage utilisé est de 104x66 points. Dans ce travail, nous avons simulé la perturbation réalisée expérimentalement par Chun et Sung [7], Yoshioka et al. [8] par l'introduction d'une vitesse locale $u = A \sin(2\pi ft)$.

A la sortie du domaine, nous imposons des conditions aux limites de type advectif, sur les vitesses et la température ($\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial q}{\partial x} = 0$). Le long des parois solides et sur la limite inférieure du domaine, nous appliquons la condition d'adhérence ($u = v = 0$). La limite supérieure est caractérisée par la condition $\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial q}{\partial y} = v = 0$. En plus ces conditions, nous imposons la température élevée à l'entrée ($\theta = 1$) et la température basse aux parois solides ($\theta = 0$).

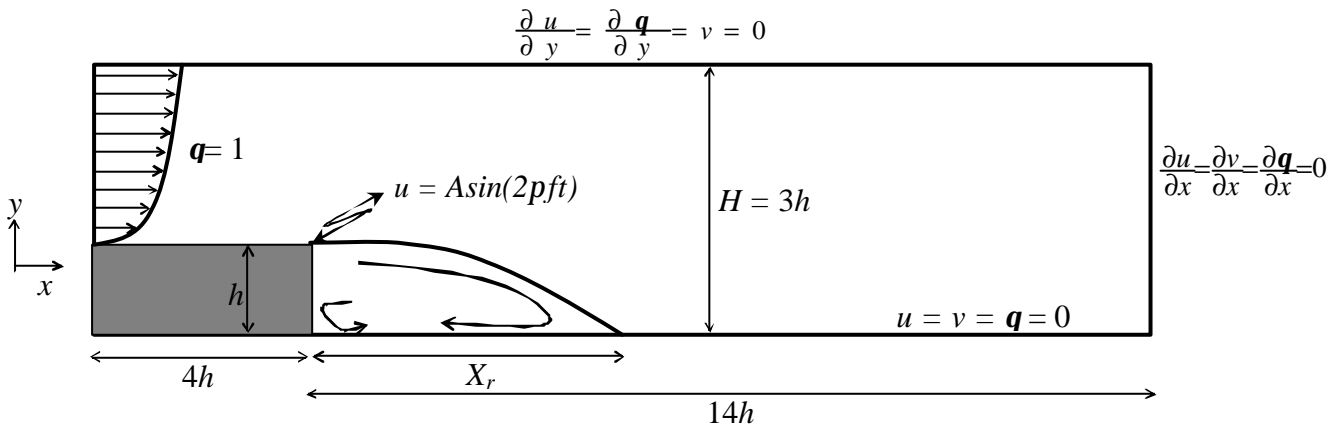


Figure 1 : Configuration géométrique et conditions aux limites

3. FORMULATION MATHÉMATIQUE

Les équations de mouvement pour l'approche L.E.S. sont obtenues par l'application d'un filtre aux équations de Navier-Stokes et à l'équation de l'énergie. En introduisant les grandeurs sans dimensions qui dépendent du mode de transfert dominant (convection), on obtient le système suivant :

- $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0$
- $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{Re} (1 + \mathbf{n}_t) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mathbf{n}_t}{Re} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + Ri \mathbf{q} d_{i,j}$

$$\bullet \quad \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \mathbf{q}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{\text{Pr}} + \frac{\mathbf{n}_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial x_j} \right)$$

Les nombres de Prandtl moléculaire et turbulent sont fixés à $Pr=0,7$ et $Pr_t=1$.

Pour calculer \mathbf{n}_t , nous avons choisi d'utiliser un modèle d'échelles mixtes, basé sur la viscosité de

sous maille. Pour ce modèle la viscosité turbulente est donné par: $\mathbf{n}_t = c_m \Delta^{\frac{3}{2}} e^{\frac{1}{4}} |\bar{S}|^{\frac{1}{2}}$ où Δ est la

largeur de filtre définie par $\Delta = \sqrt{\Delta x \Delta y}$; $e = \frac{1}{2} \bar{u}_i \bar{u}_i$ représente l'énergie cinétique des échelles de sous

maille et c_m la constante de modèle prise égale à 0.04; $|\bar{S}| = (\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2}$ est le module du tenseur des

contraintes, avec $\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$.

4. METHODE DE RESOLUTION

L'intégration des équations est faite par la méthode des volumes finis sur des grilles régulières et décalées. Les grandeurs scalaires (température, pression, viscosité) sont localisées au centre de la cellule. Les composantes de la vitesse sont définies au centre des faces orthogonales à chacun des axes. La résolution des équations est alors réalisée par la méthode de projection. L'idée originale de l'algorithme consiste à décomposer chaque étape de marche en temps, en sous pas intermédiaires, pour découpler les effets de la diffusion visqueuse de ceux de l'incompressibilité. La conséquence étant qu'à chaque pas de temps, une équation de Stokes généralisée, difficile à inverser pratiquement, est remplacée par une séquence de deux sous problèmes a priori plus simples. Le premier sous problème est résolu par une méthode directe tandis que le second est résolu par la méthode des multigrilles linéaires. Un schéma temporel en différences finies, d'ordre deux, de type Adams-Bashforth est utilisé pour l'avancement en temps. Il consiste à traiter explicitement les termes convectifs (non linéaires) et implicitement les termes diffusifs dans les équations de transport et diffusion.

5. RESULTATS ET DISCUSSIONS

5.1. Structure de l'écoulement non perturbé

Les lignes de courant sont représentés sur la figure 2. On note la présence d'une zone de recirculation derrière la marche où l'écoulement se referme pour revenir et former ainsi un tourbillon. Ce dernier prend fin au point de recollement à partir du quelle la couche limite se redéveloppe. Au pied de la marche il se forme une seconde recirculation de faible taille et de sens de rotation opposé à la première. La longueur de rattachement pour l'écoulement non perturbé X_{r0} est de 7,11h. Résultat très proche de celle de l'expérience de Chun et Sung [9] qui donne $X_{r0} = 7,4h$.

5.2. Influence de la perturbation sur la structure de l'écoulement

Cette étude est réalisée en fixant l'amplitude de la perturbation à $A = 0.3U_0$. Le nombre de Strouhal St (basée sur la fréquence de perturbation et la vitesse maximal à l'entrée U_0) est varié entre 0 et 2.

La figure 3 montre la variation de la longueur de rattachement normalisée X_r/X_{r0} en fonction de la fréquence de perturbation, donnée par le nombre de Strouhal St , pour un écoulement isotherme. Les expériences de Chun et Sung [7] et les travaux numériques de Rhee et Sung [6] sont inclus pour la comparaison.

L'allure de la courbe montre que X_r varie par variation de la fréquence de la perturbation. Le minimum est observé pour une valeur optimale, en terme de réduction de X_r , égale à $St = 0.25$. Les résultats du présent travail sont en bon accord avec celle expérimentale et numérique utilisant le modèle $k-e-f_\mu$ [6]. En particulier la valeur optimale qui est clairement reproduit par le présent model.

Il est connu que la couche cisailée formée en dessus de la zone de recirculation est le siège des mouvements tourbillonnaires importants. Ces tourbillons sont convectés à l'aval dans l'écoulement moyen. En particulier ils sont responsables du phénomène de détachement tourbillonnaires en dehors de la zone de recirculation. Par stimulation de leurs croissance par la perturbation, le taux de croissance de la couche cisailée augmente, ce qui réduit la taille de la zone de recirculation. Cette réduction est maximale pour une valeur optimale de la fréquence de perturbation donnée par $St = 0.25$.

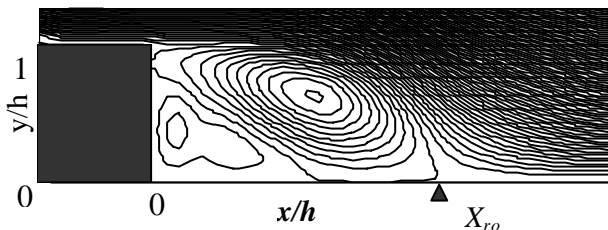


Figure 2 : Lignes de courant

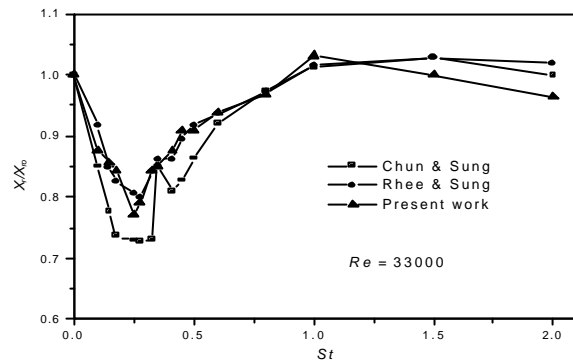


Figure 3 : X_r/X_{ro} en fonction de St

5.3. Influence de la perturbation sur le transfert convectif local de chaleur

5.3.1 Influence de la fréquence de perturbation

L'amplitude de la perturbation étant fixé à $A = 0.3U_0$.

La figure 4 présente les profils du nombre de Nusselt local pour quatre valeurs du nombre de Strouhal : $St = 0$ (écoulement non perturbé), une valeur inférieure à la valeur optimale $St=0.05$, une valeur optimale $St = 0.25$ et une valeur qui lui est supérieure $St=1$. On constate que la valeur maximale du Nusselt local pour un écoulement non perturbé $Numax_0$ est atteinte pour une abscisse $Xmax_0 = 6.36h$ ce qui correspond à $Xmax_0 = 0.89X_r$. la valeur trouvée est en bon accord avec celle expérimentale de Vogel et Eaton [3].

Les quatre profils de la figure 4 sont analogues. Le transfert convectif est faible dans la zone de recirculation, maximum au voisinage de la zone de rattachement puis progressivement décroissant dans la zone de développement. L'effet de la présence de la perturbation fait augmenter ce transfert dans la zone de recirculation et décale le point du transfert maximum vers la marche. On note aussi l'augmentation du nombre de Nusselt maximum $Numax$. Résultat confirmé par l'observation de la figure 5 qui représente la variation de $Numax/Numax_0$ ($Numax_0$ étant le nombre de Nusselt maximum pour l'écoulement non perturbé) en fonction du nombre de Strouhal. Le pic est observé pour la valeur optimale de la fréquence de perturbation. En conclusion, la présence d'une perturbation sinusoïdale augmente les taux de croissance de la couche cisailée, ce qui diminue la taille de la zone de recirculation. L'intensité turbulente est aussi augmentée dans la zone de recirculation, ce qui augmente le transfert local de chaleur ce qui influe sur la réduction de X_{max} .

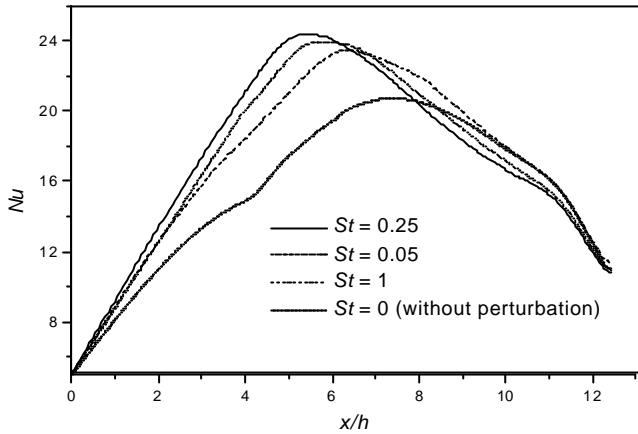


Figure 4 : Profils de nombre de Nusselt local pour différents St

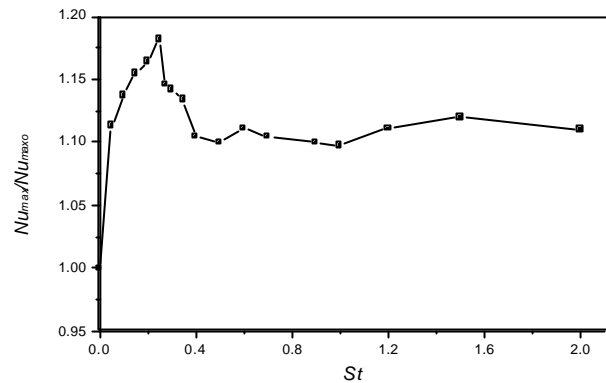


Figure 5: Nu_{max}/Nu_{max0} en fonction de St

5.3.2 Influence de l'amplitude de perturbation

La nombre de Strouhal est fixé à 0.25, valeur optimale en terme de réduction de X_r et d'augmentation de Nu_{max} .

La figure 6 présente les profils du nombre de Nusselt local pour quatre valeurs de l'amplitude de perturbation : $A = 0.1U_o$, $A = 0.4U_o$, $A = 0.8U_o$ et $A = 1.2U_o$. Ces profils montrent que l'augmentation de l'amplitude de perturbation : i) augmente le transfert convectif local de chaleur dans la zone de recirculation, ii) décale le point de transfert maximum vers la marche, iii) augmente la valeur de Nu_{max} . Ceci est confirmé par la figure 7 qui illustre la variation de Nu_{max}/Nu_{max0} en fonction de l'amplitude de perturbation. Nu_{max} augmente jusqu'à atteindre une valeur limite à partir de $A = U_o$ où $Nu_{max} = 1.3Nu_{max0}$. Ce qui correspond à une augmentation de 30% par rapport à la valeur de Nu_{max0} .

Ceci nous amène à conclure que l'augmentation de taux de croissance de la couche cisailée et de l'intensité turbulente dans la zone de recirculation, observée pour la valeur optimale de fréquence de perturbation, peut être amélioré par augmentation de l'amplitude de perturbation ce qui réduit X_{max} et augmente d'avantage le transfert convectif local dans la zone de recirculation.

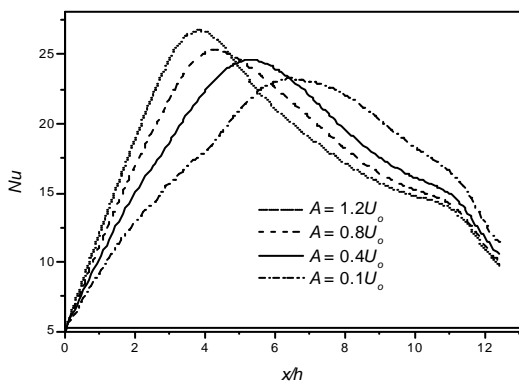


Figure 6 : Profils de Nu pour différents amplitudes

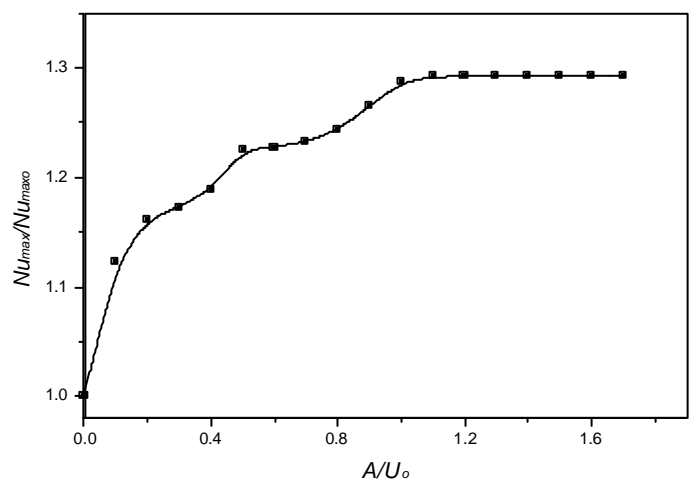


Figure 7 : Profils de Nu pour différents amplitudes

6. CONCLUSION

L'étude de l'effet d'une perturbation sinusoïdale sur le transfert convectif local de chaleur nous a permis de relever une valeur optimale de la fréquence de perturbation en terme de réduction de l'abscisse de point de transfert maximum X_{max} et, donc, de la longueur de rattachement X_r . A cette valeur optimale le transfert convectif local dans la zone de récirculation augmente et le nombre de Nusselt maximum $Numax$ atteint sa valeur maximale. L'augmentation de l'amplitude de la perturbation, fait diminuer encore X_{max} et augmente d'avantage le transfert convectif local dans la zone de récirculation ainsi que la valeur de $Numax$.

Cette étude montre la possibilité de contrôler le transfert de chaleur dans un écoulement décollé- recollé en agissant sur l'un des paramètres de la perturbation.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] E.V. Shishov, P.S. Roganov, S.I. Grabarnik and V.P. Zabolotsky, Heat transfer in the recirculating region formed by a backward-facing step, *Int. J. Heat Mass Transfer* 318 (1988) 1557–1562.
- [2] W.Aung, and C.B.Watkins, "Heat Transfer Mechanisms in Separated Forced Convection, Proceedings of the NATO Institute on Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles: Theory and Applications to Heat Ex-changers, Turkey, June 20-Aug. 2, 1978.
- [3] J.C Vogel, J.K.Eaton, Combined Heat Transfer and Fluid Dynamic Measurements Downstream of a backward-Facing Step, *Journal of Heat Transfer* 107 (1985) 922-929.
- [4] E.M. Sparrow, S.S. Kang and W. Chuck, Relation between the point of flow reattachment and maximum heat transfer for regions of flow separation, *Int. J. Heat Mass Transfer* 307 (1987) 1237–1276.
- [5] Gwang Hoon Rhee.; Hyung Jin Sung, Turbulent Numerical prediction of locally forced separated and reattaching flow, *Fluid Dynamics Research* 26 (2000) 421-436.
- [6] K.B.Chun, H.J Sung, Visualization of has locally-forced separated flow over a backward-facing Step, *Exp.Fluids* 25 (1998) 133-142.
- [7] K.B.Chun, H.J.Sung, control of Turbulent separated flow over a backward-facing step. *Experiments in fluids* 21 (1996) 417-426.
- [8] S.Yoshioka, S.Obi, S.Masuda,. Momentum Transfer in the periodically Perturbed Turbulent flow over a backward-facing step. In: Banerjee, S. Eaton, J.K. (Eds), *Turbulence and Shear Flow Phenomena-1*. Begell House, Inc (1999) 1321-1326.