

Effet de la vitesse de translation d'une surface plane sur les transferts thermiques convectifs induits par un jet d'air plan impactant.

Julien SENTER, Camille SOLLIEC*, Stéphane VIAZZO.

GEPEA, UMR CNRS 6144, Ecole des Mines de Nantes, Département Systèmes Energétiques et Environnement, 4, rue Alfred Kastler, BP 20722, 44307 Nantes, France.

*(auteur correspondant : camille.solliec@emn.fr)

Résumé - Les transferts thermiques convectifs locaux induits par un jet plan frappant une plaque plane mobile ont été peu étudiés. Les résultats obtenus à l'aide d'un modèle $k-\varepsilon$ WCP (Wolfshtein, Chen et Patel) sont validés à partir de nos mesures PIV et de résultats de la littérature présentant la distribution locale des transferts thermiques convectifs lorsque la surface impactée est fixe. Dans le cas d'une surface plane en translation rapide, nous montrons que la topologie de l'écoulement ainsi que les transferts thermiques convectifs locaux sont fortement modifiés.

Nomenclature

e	largeur de buse, m	U_q	vitesse débitante en sortie de buse, $m.s^{-1}$
h	coefficient de transfert de chaleur par convection, $W.m^{-2}.K^{-1}$	U_j	vitesse axiale en sortie de buse, $m.s^{-1}$
H	hauteur d'impact, m	V	vitesse moyenne dans la direction y , $m.s^{-1}$
k	énergie cinétique turbulente, $m^2.s^{-2}$	V_s	vitesse de défilement de la surface, $m.s^{-1}$
Nu	nombre de Nusselt ($=he/\lambda$)	<i>Symboles grecs</i>	
Re	nombre de Reynolds ($=U_q e/\nu$)	ε	dissipation turbulente, $m^2.s^{-3}$
R_{SJ}	rapport de vitesse surface-jet ($=V_s/U_q$)	λ	conductivité thermique de l'air, $W.m^{-1}.K^{-1}$
U	vitesse moyenne dans la direction x , $m.s^{-1}$	ν	viscosité cinématique de l'air, $m^2.s^{-1}$
		ρ	masse volumique de l'air, $kg.m^{-3}$

1. Introduction

Bien que dans de nombreuses applications industrielles le jet impactant soit souvent dirigé vers une surface en translation (comme le laminage à chaud de l'acier), peu d'études ont traité de l'effet du mouvement de la surface sur le transfert thermique convectif pariétal. On peut citer l'étude expérimentale de Subba Raju et Schlünder (1977) [1] ou encore l'étude numérique de Chattopadhyay et al. (2003) [2]. Les auteurs montrent que les transferts thermiques convectifs locaux sont significativement influencés par le défilement de la surface d'impact. Ces études ne prennent pas en compte l'aspect cinématique de l'écoulement, ce qui peut conduire à des conclusions parcellaires. Ce constat a motivé la réalisation d'une étude expérimentale de la cinématique d'un jet plan en impact sur une surface mobile (Senter et Solliec, 2006 [3]) qui permet désormais de valider les résultats numériques concernant la cinématique de cet écoulement. L'approche numérique la plus précise pour aborder la description de ce type d'écoulement est bien sûr la simulation numérique directe (DNS). Encore actuellement, et comme pour la simulation des grandes échelles turbulentes (LES), ces méthodes numériques nécessitent des temps de calcul très importants notamment aux nombres de Reynolds considérés. Les modèles statistiques RANS restent moins précis et moins riches pour décrire les mécanismes mis en jeu, mais ils sont plus rapides et plus robustes. Des progrès ont d'ailleurs été réalisés sur les fonctions de paroi (Craft et al., 2002 [4]). L'approche statistique à l'aide d'un modèle $k-\varepsilon$ modifié a ainsi été privilégiée afin

d'obtenir une première prévision des transferts thermiques convectifs pariétaux. Nous utilisons ici le modèle $k-\varepsilon$ WCP (Wolfshtein Chen et Patel) qui est un modèle $k-\varepsilon$ à haut nombre de Reynolds complété par le modèle de paroi à une équation de Wolfshtein (Wolfshtein, 1969 [5] ; Chen et Patel, 1988 [6]).

2. Méthode expérimentale

La Figure 1 représente le dispositif expérimental ainsi que la chaîne PIV associée. Le jet, au sortir de la buse de soufflage, débouche dans le canal de confinement ($L \times l \times H$: $2500 \times 506 \times 160 \text{ mm}^3$). La vitesse débitante du jet est notée U_q et le nombre de Reynolds est égal à 9275. La surface mobile est la bande d'un convoyeur se déplaçant à très grande vitesse, notée V_s . Le rapport des vitesses surface-jet s'écrit $R_{SJ} = V_s/U_q$. Pour obtenir le champ global de vitesse, un système PIV est utilisé. Une source laser Nd-Yag ($2 \times 100 \text{ mJ}$ à 15 Hz et 532 nm) est couplée à une caméra CCD ($1186 \times 1600 \text{ pixels}^2$). Le traitement des doublets d'images est accompli par intercorrélation (Adrian, 1991 [7]). L'ensemencement est produit à l'aide d'un générateur de fumées dont les particules présentent un diamètre médian de $5 \mu\text{m}$. Les incertitudes de mesures sont au maximum de 3% pour les moments d'ordre 1 et de 8 % pour les moments d'ordre 2.

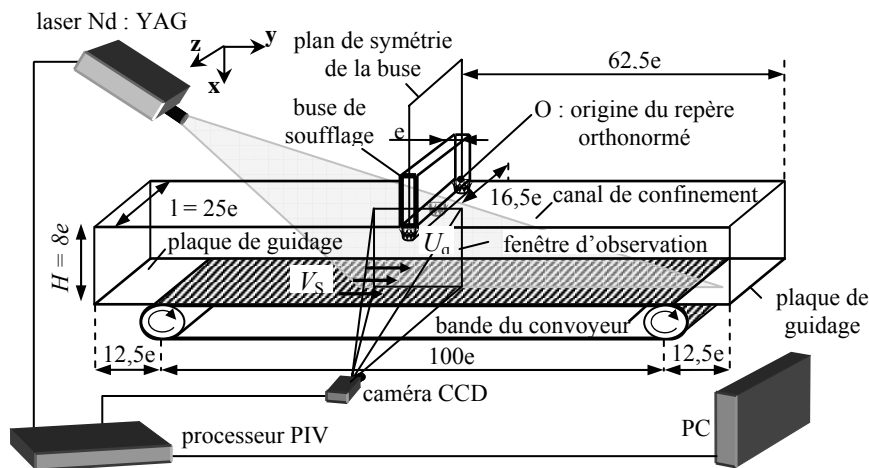


Figure 1 : Schéma du banc d'essai et métrologie associée

3. Méthode numérique

La Figure 2 représente le domaine de calcul de la configuration du jet plan en impact sur une surface mobile. Il correspond exactement à notre configuration expérimentale. Le jet d'air est à la température $T_j = 20^\circ\text{C}$. Sa vitesse débitante U_q vaut $6,97 \text{ m/s}$. Ce jet vient frapper la surface mobile qui présente une température constante T_s de 40°C . La longueur de cette surface impactée est de $100e$. Aux sorties amont et aval, les grandeurs de l'écoulement sont supposées être celles d'un écoulement pleinement développé. Nous considérons que l'écoulement est bidimensionnel. L'air est assimilé à un fluide incompressible et newtonien. Sa masse volumique est prise constante, étant donné le faible écart de température entre le jet et la surface d'impact. L'obtention de la solution numérique de l'écoulement moyen et des champs de température requiert la résolution de l'équation de continuité, des équations de Navier-Stokes et de conservation de l'énergie, toutes trois moyennées dans le temps. En se basant sur l'approximation de Boussinesq, le tenseur de Reynolds est relié au champ moyen des vitesses par une viscosité turbulente ν_t . Les quantités scalaires turbulentes k et ε utilisées

pour calculer la viscosité turbulente sont déterminées à partir de leur équation de transport. Une des modélisations possible dans la région proche de la paroi, zone de forts gradients, est la méthode utilisée par Chen et Patel (1988) [6]. Elle combine, de manière progressive, le modèle $k-\varepsilon$ à haut nombre de Reynolds avec le modèle à une équation de Wolfshtein [5]. En utilisant le modèle de Wolfshtein, Chen et Patel ($k-\varepsilon$ *WCP*), le domaine de calcul est divisé en deux régions. Une première région englobe la sous-couche visqueuse, la zone tampon et une partie de la couche pleinement turbulente. Le modèle à une équation de Wolfshtein est utilisé dans cette région pour prendre en compte les effets prépondérants de la viscosité moléculaire à proximité de la paroi. La deuxième région est celle de la zone pleinement turbulente où le modèle à haut nombre de Reynolds $k-\varepsilon$ est employé classiquement. La ligne de séparation entre les deux régions est choisie à une distance normale à la paroi pour laquelle le nombre de Reynolds turbulent Re_x' vaut approximativement 200. Le modèle numérique (code FLUENT) est basé sur une discrétisation par volumes finis. Les calculs sont réalisés en régime stationnaire. Les résidus réduits des variables dépendantes sont au maximum de 10^{-6} (10^{-3} pour l'équation de continuité). Le maillage est structuré et non uniforme. Un raffinement est effectué longitudinalement près de la paroi inférieure et transversalement dans les couches de mélange qui se développent de part et d'autre de l'axe du jet, là où apparaissent de forts cisaillements. La valeur de x^+ est inférieure à l'unité le long de la paroi. L'indépendance des résultats vis-à-vis du maillage a été vérifiée au préalable.

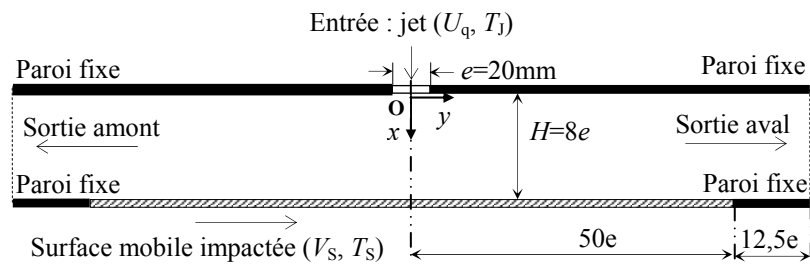


Figure 2 : Représentation schématique du domaine de calcul

4. Résultats

Les résultats numériques sont d'abord présentés dans le cas du jet plan orthogonal en impact sur une surface immobile, soit pour $R_{Sj} = 0$. Les résultats sont ensuite complétés pour les configurations correspondantes au jet plan frappant une surface mobile pour $R_{Sj} = 0,29, 0,57$ et $1,15$.

4.1. Caractérisation des transferts thermiques convectifs pariétaux produits par un jet plan orthogonal en impact sur une surface fixe

Les résultats numériques (notés $k-\varepsilon$ *WCP*) concernant la cinématique de l'écoulement sont comparés aux résultats de nos mesures expérimentales (notés PIV). Les distributions locales du nombre de Nusselt sont ensuite comparées aux valeurs expérimentales de Gardon et Akfirat (1966) [8], soit pour $H/e = 8$ et $Re = 11000$.

4.1.1. Analyse de la cinématique de l'écoulement

La Figure 3 présente, d'une part, les lignes de courant et le champ moyen de la vitesse $(U^2+V^2)^{1/2}/U_j$ obtenus à l'aide des mesures PIV (Figure 3a) et d'autre part, celles et celui

obtenus à partir des calculs réalisés par le modèle numérique (Figure 3b). Une bonne similitude est observée entre les résultats numériques et expérimentaux. Les centres des recirculations *A* et *B* semblent, tout de même, se situer à une distance x/e plus faible dans le cas du calcul. Malgré ceci, les comparaisons des grandeurs moyennes axiales et transversales, U/U_J et V/U_J ainsi que celles de l'énergie cinétique turbulente entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux montrent un bon accord (Senter, 2006 [9]).

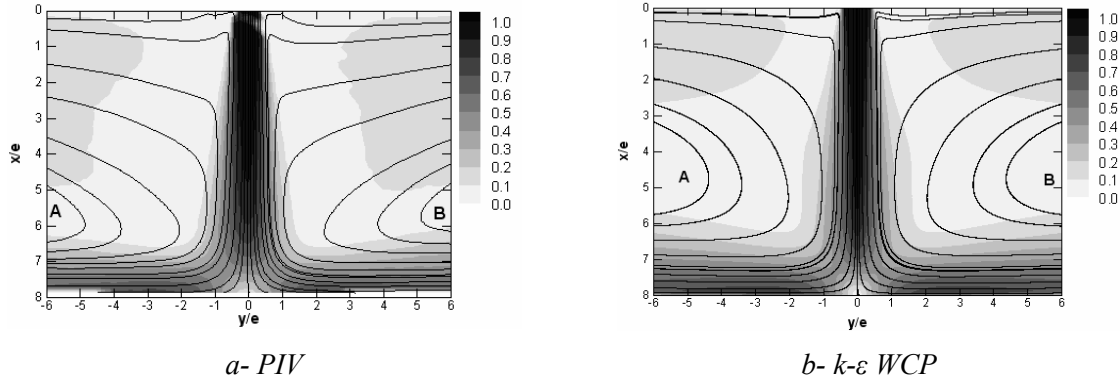


Figure 3 : Lignes de courant et champ moyen de la vitesse $(U^2+V^2)^{1/2}/U_J - R_{Sf} = 0, Re = 9275$

4.1.2. Analyse des transferts thermiques convectifs à la surface d'impact

Les résultats du modèle et les expérimentations de Gardon et Akfirat (1966) [8], concernant la distribution locale du nombre de Nusselt, calculés à $Re = 11000$, sont aussi en bon accord (Figure 4). L'écart le plus important est de 11%. Il se produit autour de $y/e = \pm 4$, c'est-à-dire à proximité des zones pour lesquelles apparaissent un maximum secondaire du nombre de Nusselt. Ces auteurs ou encore Ashforth-Frost et al. (1997) [10] attribuent ces deux maxima locaux à une transition vers un jet de paroi turbulent. La surestimation du calcul des nombres de Nusselt local au point d'arrêt, et moyenné sur une longueur de $40 e$, est inférieure à 2% vis-à-vis des valeurs expérimentales [8]. Nous pouvons donc conclure que le calcul du nombre de Nusselt par le modèle est très acceptable. La courbe correspondant à la vitesse maximale possible sur le banc d'essais ($Re = 9275$) est présentée à titre indicatif.

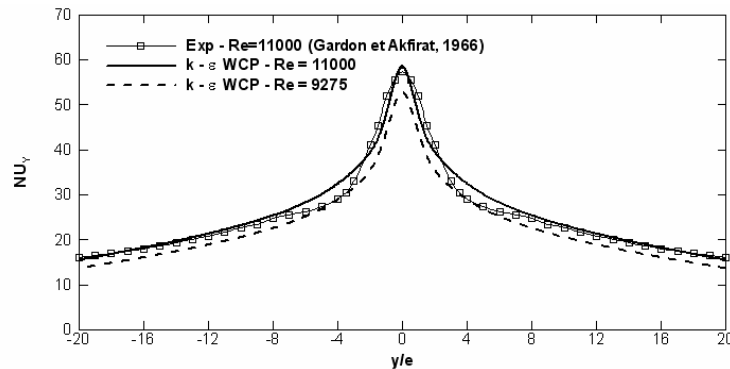


Figure 4 : Distributions locales du nombre de Nusselt le long de la surface fixe d'impact

4.2. Caractérisation des transferts thermiques convectifs pariétaux produits par un jet plan orthogonal en impact sur une surface plane en translation

Les résultats du modèle concernant la cinématique de l'écoulement sont maintenant comparés à nos mesures. Les distributions locales du nombre de Nusselt sont ensuite présentées pour différentes vitesses de translation de la surface plane ; l'influence de celles-ci est discutée en conclusion.

4.2.1. Analyse de la cinématique de l'écoulement

Pour les trois rapports R_{SJ} considérés, une bonne similarité des lignes de courant de l'écoulement et du champ moyen de la vitesse est constatée (Figure 5). Cependant, pour le cas $R_{SJ} = 1,15$ ($k-\varepsilon$ WCP), la recirculation A est moins comprimée par la recirculation C dans sa partie supérieure que dans le cas expérimental. Les légères différences topologiques apparaissant peuvent être expliquées par le fait que les recirculations principales, dans le cas expérimental, ne sont pas parfaitement bidimensionnelles en moyenne. Toutefois, les prévisions du modèle sont assez bonnes, particulièrement dans la zone de proche paroi. Les comparaisons des grandeurs moyennes et de l'énergie cinétique turbulente montrent de surcroît un bon accord [9].

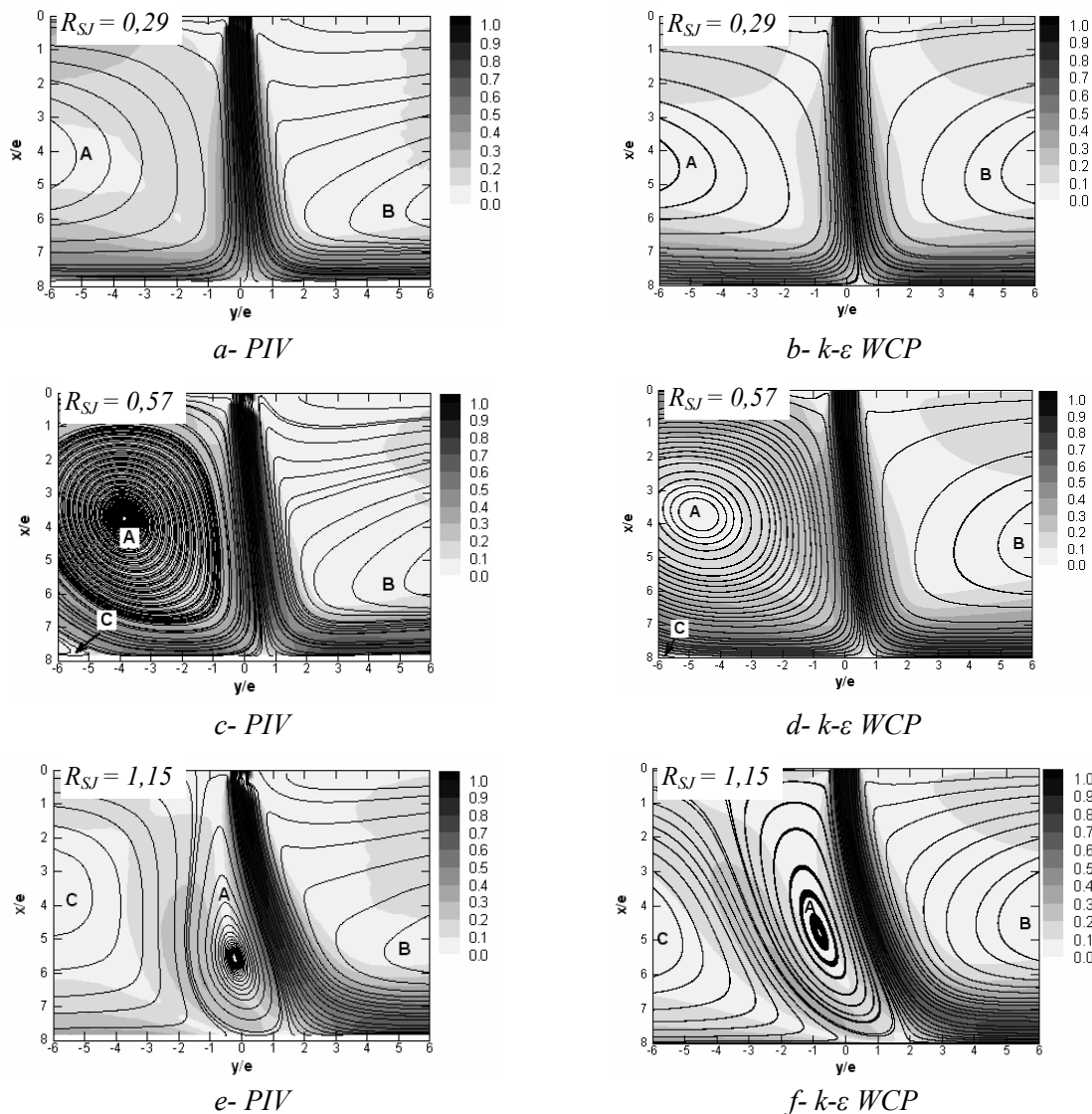


Figure 5 : Lignes de courant et champ moyen de la vitesse $(U^2+V^2)^{1/2}/U_1 - Re = 9275$

4.2.2. Analyse des transferts thermiques convectifs à la surface d'impact

L'influence du défilement de la surface sur les distributions locales du nombre de Nusselt, calculées par le modèle pour $Re = 9275$, est très significative (Figure 6). Ces distributions montrent, par exemple, leur très forte dépendance au décollement du jet de paroi amont. On notera également que la valeur du pic principal du nombre de Nusselt diminue avec

