

Nomenclature

D	Diamètre du jet, m
H	Distance d'impact entre la sortie du jet et la plaque d'impact, m
$h_{conv,av}$	Coefficient d'échange ($h_{conv,av} = \varphi_{conv,av} / (T_{p,av} - T_{ref})$), $W.m^{-2}.K^{-1}$
Nu	Nombre de Nusselt ($Nu = h_{conv,av}.D/\lambda_{air}$)
Re	Nombre de Reynolds
T	Température, K
A_o	Surface de passage libre ($A_o = \pi D^2/4$), m^2
e_p	Epaisseur de la plaque d'impact, m
r	Position radiale, m
u_x	Vitesse axiale de l'écoulement, $m.s^{-1}$
u_r	Vitesse radiale de l'écoulement, $m.s^{-1}$

Symboles grecs

λ_{air}	Conductivité thermique de l'air, $W.m^{-1}.K^{-1}$
φ	Densité de flux, $W.m^{-2}$
η	Efficacité ($\eta = (T_{ad} - T_{\infty}) / (T_j - T_{\infty})$)
ε_p	Emissivité de la plaque d'impact
<i>Indices et exposants</i>	
$conv,av$	Convection en face avant
p,av	Paroi en face avant
∞	Relatif à l'ambiante
j	Valeur relative au jet en sortie d'injecteur
ad	Relatif à la paroi adiabatique
ref	Valeur relative de référence

1. Introduction

L'impact de jet d'air est une technique très utilisée pour le refroidissement des parois de turboréacteurs et particulièrement celles des aubes de turbine. L'influence de la géométrie de l'injection sur les transferts de chaleur a été largement étudiée dans la littérature. Cependant, la modification de la buse reste une des voies majeures d'amélioration des transferts de chaleur.

Quelques auteurs ont étudié l'effet de la géométrie de la buse sur le jet d'impact. Roux et al. [1], Saad et al [2], et Wilko et al [3] ont étudié l'aérodynamique et le transfert de chaleur pour une buse convergente et un tube long. Ils ont observé que le profil de vitesse axiale est quasiment uniforme pour la buse convergente alors que celui du tube long présente un maximum au centre. Par conséquent, la distribution du nombre de Nusselt présente un maximum au point de stagnation pour un long tube alors que ce maximum est décalé en $r/D = 0,5$ pour une buse convergente. L'apparition d'un second maximum (pic extérieur) est généralement expliquée par l'augmentation soudaine de la fluctuation de vitesse (intensité de turbulence) [1, 4, 5, 6] et par l'interaction entre les structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement avec la paroi d'impact [7].

Les effets sur le transfert de chaleur de la géométrie d'injections non circulaires telles que des buses lobées ou cruciformes ont également été étudiés. Herrero Martin et Buchlin [8] ont comparé les transferts de chaleur entre la buse à trois lobes, à quatre lobes et la buse circulaire. Ils ont montré que les transferts de chaleur pour $H/D \leq 1$ étaient optimaux pour la buse à trois lobes, alors que pour $H/D > 7$, les transferts de chaleur pour la buse à quatre lobes sont les plus élevés. Kristiawan et al. [9] ont étudié le transfert de masse entre une buse convergente circulaire et une buse en forme de croix plate pour un nombre de Reynolds de 5500 et des distances d'impact $1 \leq H/D \leq 5$. Ils ont conclu que le transfert de masse dans la zone d'impact pour la buse en forme de croix est supérieur de 40%. Meslem et al. [10] ont étudié le transfert de masse entre une buse convergente et une buse circulaire plate pour un nombre de Reynolds de 1360 et des distances d'impact $1 \leq H/D \leq 5$. Ils ont observé que le transfert de masse pour la buse circulaire plate est supérieur de 18% à celui de la buse convergente. Violato et al [11] ont évalué le transfert de chaleur entre une buse en forme de chevron et une buse circulaire pour des distances d'impact $H/D = 2, 4, 6, 8, 10$ et un nombre de Reynolds de 5000. Ils ont conclu que le transfert de chaleur est amélioré par la buse chevron en particulier dans la zone d'impact, où l'amélioration peut atteindre 44%.

La géométrie d'une injection réalisée sur une surface hémisphérique reste encore un domaine d'étude faiblement étudié en particulier pour des nombres de Reynolds d'injection

relativement élevés et pour des jets chauds (problème à trois températures: température du jet T_j , température de l'air ambiante T_∞ et température de la paroi $T_{p,av}$).

Dans cette étude, trois injections différentes ont donc été utilisées: une injection ronde, une injection en forme de croix et une constituée de 6 pétales (Figure 1). Par commodité, nous parlerons par la suite de jet rond, jet en croix et jet en pétales. Ces trois injections perforées sur une surface hémisphérique ont la même surface de passage libre A_o (équivalent à un diamètre $D = 14$ mm pour l'injection ronde) et elles sont situées à la sortie d'un long tube (longueur 30 cm). L'aérodynamique et les transferts de chaleur sont étudiés. Cette étude est effectuée pour un nombre de Reynolds $Re = 23000$ et deux distances d'impact $H/D = 2$ et 5 et pour une température d'injection T_j entre la température ambiante (20°C) et 50°C

2. Dispositifs expérimentaux

Le schéma du montage est présenté en détail en Figure 2. L'alimentation en air est basée sur l'air comprimé du laboratoire. Le réglage du débit d'air est assuré par un régulateur de pression ajustable couplé au col sonique. L'écoulement traverse un réchauffeur électrique pour maintenir l'écoulement à la température souhaitée qui est mesurée peu avant l'injection. L'écoulement en sortie du jet vient directement en impact sur une plaque chauffante perpendiculaire à l'axe du jet, placée à la distance d'impact H (Figure 3) de l'injecteur. Une caméra infrarouge se trouve derrière la plaque d'impact pour mesurer sa température.

La plaque d'impact chauffante est un disque de diamètre $18D$ et d'une épaisseur e_p de 1.6 mm. Le chauffage est réalisé par une piste chauffante en cuivre. La densité de puissance est homogène sur la totalité de la plaque. Cette plaque est ensuite recouverte d'une peinture noire d'émissivité ϵ_p égale à $0,95 \pm 0,02$.

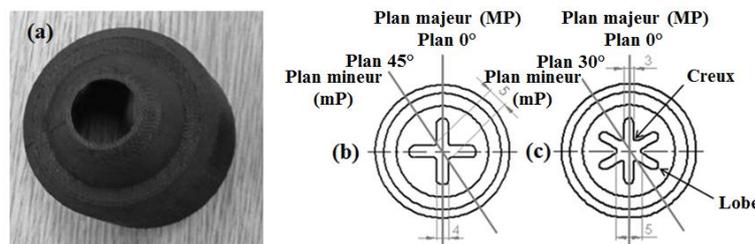


Figure 1 : (a) injection ronde, (b) injection en croix, (c) injection constituée de 6 pétales

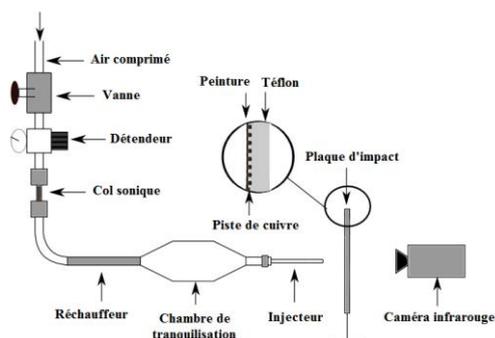


Figure 2 : Schéma du dispositif expérimental

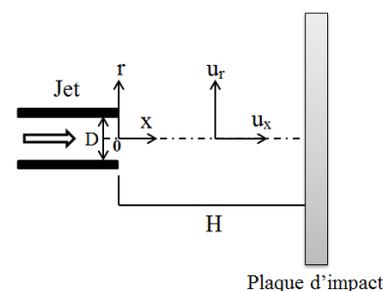


Figure 3 : Position du jet, de la plaque d'impact et direction des composants de la vitesse

3. Méthode de mesure

3.1. Mesure de vitesse

La méthode PIV (Vélocimétrie par Images de Particules) est utilisée pour mesurer la vitesse. Le laser utilisé est un LASER Nd-Yag double cavité avec une longueur d'onde de 532

nm et une fréquence d'acquisition à 1 kHz. La caméra a une résolution spatiale de 1024 x 1024 pixels avec une taille de pixel 17 x 17 μm^2 . L'ensemencement localisé avant l'injection est effectué par un générateur de gouttelette d'huile avec un diamètre moyen d'environ 1 μm . Pour chaque cas de mesure, 3000 couples d'images sont enregistrés. Le champ de vitesse est estimé avec trois pas par le programme Davis 7.2. Le premier pas est le retrait du bruit de fond. Le deuxième pas est le calcul de vitesse par méthode d'inter-corrélation à deux passes (64 x 64, 32 x 32 et 16 x 16) et un taux de recouvrement de 50% x 50%. Le pas final est l'élimination des vecteurs de vitesse erronés.

3.2. Mesure de transfert de chaleur

Utilisant la température adiabatique de paroi T_{ad} comme température de référence T_{ref} , le coefficient d'échange de chaleur $h_{conv,av}$ et la température adiabatique de paroi T_{ad} sont obtenus par la méthode multiflux (Figure 4), décrite en détail par Fénot et al [12]. Pour une configuration étudiée, nous réalisons plusieurs mesures en injectant une densité de flux électrique différente pour chaque mesure. Pour chacune de ces densités de flux électrique injectées, nous estimons la densité de flux d'échange convectif en face avant $\Phi_{conv,av}$ et la température de la paroi en face avant $T_{p,av}$. Le flux $\Phi_{conv,av}$ est obtenue par la densité de flux électrique dont sont déduites les densités de flux radiatif avant et arrière et la densité de flux convectif arrière.

Avec quatre densités de flux électrique injectés, nous obtenons quatre couples ($\Phi_{conv,av}$, $T_{p,av}$) et réalisons ensuite une régression linéaire simple à partir de ces quatre couples ($\Phi_{conv,av}$, $T_{p,av}$) afin d'obtenir le couple ($h_{conv,av}$, T_{ad}) en chaque position de la plaque d'impact. $1/h_{conv,av}$ est la pente de la droite et T_{ad} est l'ordonnée à l'origine de la droite de régression.

Ces deux paramètres $h_{conv,av}$ et T_{ad} sont aussi exprimés sous la forme adimensionnée par l'intermédiaire du nombre de Nusselt et de l'efficacité. Pour faciliter les comparaisons, le nombre de Nusselt et l'efficacité sont moyennés azimuthalement selon des équations suivantes :

$$\overline{Nu} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nu(r, \theta) r d\theta \quad (1)$$

$$\overline{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \eta(r, \theta) r d\theta \quad (2)$$

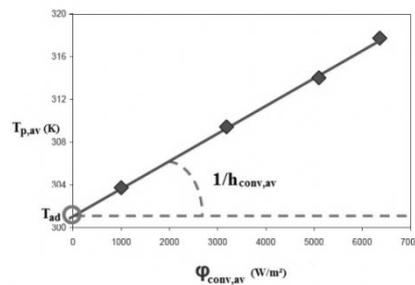


Figure 4 : Exemple de détermination du couple ($h_{conv,av}$, T_{ad})

Une approche statistique est utilisée pour estimer l'incertitude expérimentale du nombre de Nusselt et de l'efficacité. L'incertitude globale se compose de l'incertitude aléatoire et de l'incertitude systématique. Les incertitudes aléatoires du nombre de Nusselt et de l'efficacité sont inférieures à 6% et 2% respectivement. Les incertitudes globales du nombre de Nusselt et de l'efficacité ne dépassent pas 9% et 5%. Ces incertitudes sont données avec un niveau de confiance de 95%.

4. Résultats

Avant de présenter les résultats aérodynamiques et thermiques, on rappelle la position du jet, de la plaque d'impact et la direction de la vitesse axiale u_x et de la vitesse radiale u_r selon la Figure 3. Pour le jet en croix et en pétales, le plan majeur (MP) et le plan mineur (mP) sont montrés dans la Figure 1(b) et (c).

4.1. Résultats aérodynamiques

La figure 5 montre que les valeurs de la vitesse moyenne axiale sur l'axe du jet pour les trois injections augmentent à partir de la sortie du jet $X/D = 0$, puis deviennent uniformes avant de décroître jusqu'au point d'impact ($X/D = H/D$). Cette augmentation de vitesse est expliquée par l'effet « vena contracta ». La section où l'écoulement devient parallèle est appelée "vena contracta" et la section transversale de l'écoulement atteint un minimum au niveau de cette section. Le phénomène "vena contracta" provoque un rétrécissement initial et conduit à accélérer l'écoulement à proximité de la sortie du jet. La vitesse moyenne axiale est la plus grande pour le jet rond, puis pour le jet en croix et finalement pour le jet en pétales. Donc, l'effet « vena contracta » est plus notable pour l'injection ronde. Hsiao et al [13] a aussi affirmé que l'effet « vena contracta » dépend du nombre de Reynolds et de la géométrie de la sortie d'orifice.

Les profils de vitesse moyenne axiale en sortie du jet $X/D = 0.1$ pour chacun des jets sont présentés dans la Figure 6. Le profil a une forme de parabole inversée pour l'injection ronde alors qu'il est beaucoup plus complexe pour les deux autres injections notamment du fait de la présence et de la rencontre de deux couches de cisaillement : la couche de cisaillement intérieure entre le cœur potentiel du jet et les lobes (région de creux) et la couche de cisaillement extérieure entre l'écoulement du jet et son air ambiant (au sommet du lobe). Il a une même forme de « M » pour les jets en croix et en pétales au plan majeur et une même forme « ensellée » au plan mineur.

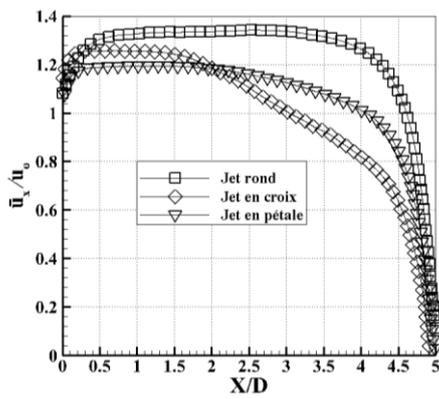


Figure 5 : Profil de vitesse moyenne axiale le long du centre du jet pour $H/D = 5$

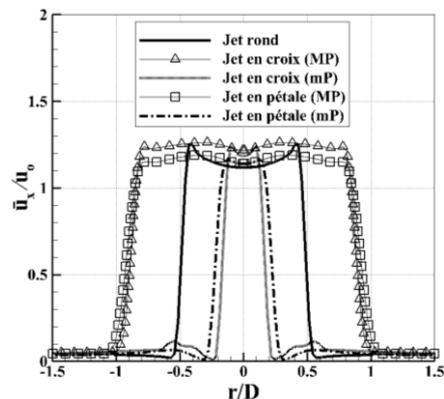


Figure 6 : Profil de vitesse moyenne axiale en sortie du jet à $X/D = 0.1$

4.2. Résultats thermiques

4.2.1. Nombre de Nusselt

La Figure 7 montre que le Nombre de Nusselt ne dépend pas de la température du jet. Les figures 8 et 9 présentent la distribution radiale du nombre de Nusselt moyen pour trois jets avec $H/D = 2$ et 5 . Pour $H/D=2$, les valeurs du nombre de Nusselt dans la zone d'impact sont maximales pour le jet en croix, tandis que c'est l'injection ronde qui entraîne le maximum de transferts de chaleur pour de plus grandes distances d'impact ($H/D = 5$) à cause de son grand taux de turbulence axiale (Figures 10 et 12). Hors de cette zone d'impact, les fortes fluctuations de vitesse dues à l'injection ronde (Figures 10, 11, 12, 13) entraînent des

transferts de chaleur plus importants pour cette configuration. Tandis que les transferts de chaleur dues aux 2 autres injections deviennent semblables : à partir de $r/D = 3$ pour de petites distances d'impact ($H/D=2$) et dès le point d'impact ($r/D = 0$) pour de plus grandes ($H/D=5$).

Pour les petites distances d'impact, la variation de Nu résultant de l'injection ronde présente un pic à $r/D \approx 1.7$, correspondant de la position des valeurs maximales de la fluctuation de vitesse (Figures 10, 11) correspondant à la zone où les tourbillons de la couche de cisaillement sont les plus proches de la paroi. Ce pic n'est pas ou peu présent pour les deux autres types d'injection.

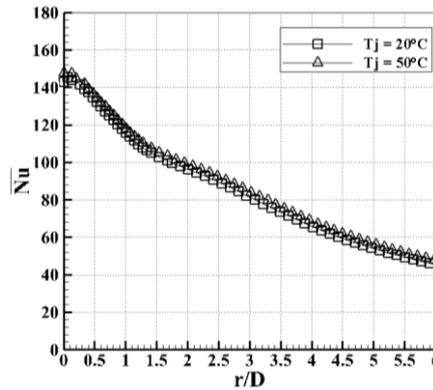


Figure 7 : Distribution radiale du nombre de Nusselt moyen du jet rond pour différentes températures

Les transferts de chaleur moyens globaux $\overline{Nu}(6D)$ sont les meilleurs pour le jet rond avec plus de 31.6 % de différences pour $H/D = 2$ et plus de 28% pour $H/D = 5$.

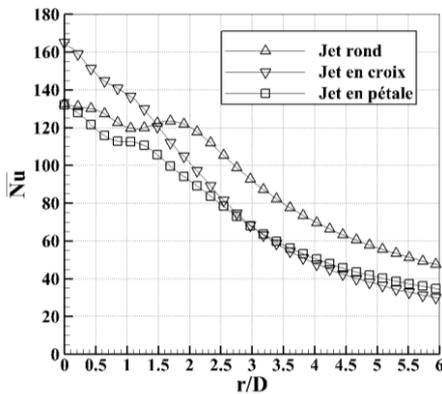


Figure 8 : Distribution du nombre de Nusselt moyen pour $H/D = 2$

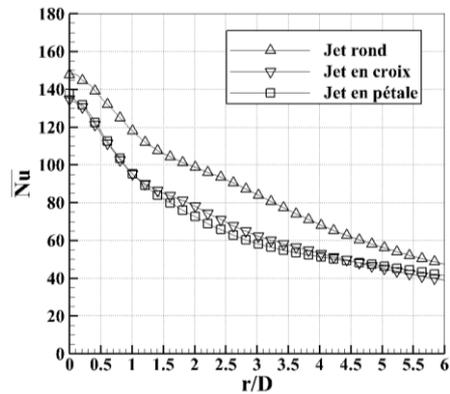


Figure 9 : Distribution du nombre de Nusselt moyen pour $H/D = 5$

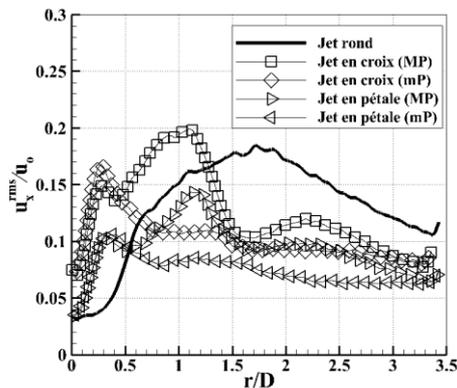


Figure 10 : Vitesse axiale quadratique pour $H/D = 2$ à $0.1D$ de la plaque d'impact

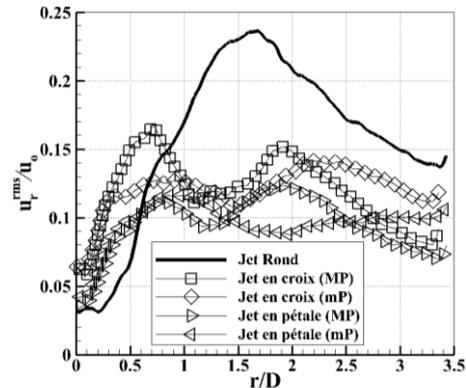


Figure 11 : Vitesse radiale quadratique pour $H/D = 2$ à $0.1D$ de la plaque d'impact

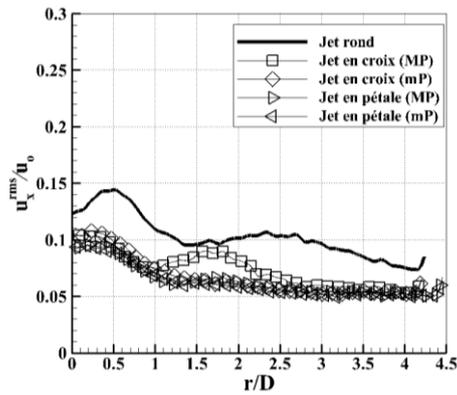


Figure 12 : Vitesse axiale quadratique pour $H/D = 5$ à $0.1D$ de la plaque d'impact

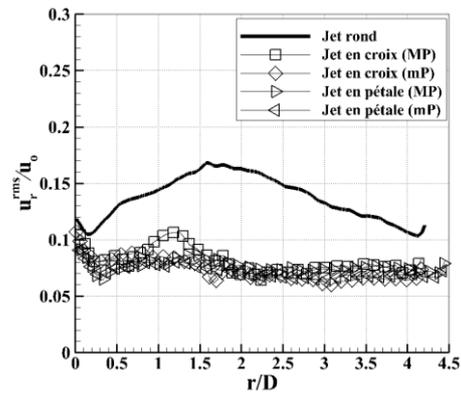


Figure 13 : Vitesse radiale quadratique pour $H/D = 5$ à $0.1D$ de la plaque d'impact

4.2.2. Efficacité

Les Figures 14 et 15 montrent la distribution radiale de l'efficacité moyenne pour les trois types de jet. Pour $H/D = 2$, l'efficacité pour le jet rond présente un plateau avant de décroître alors que l'efficacité pour les 2 autres types de jet commence à diminuer dès le point d'impact. Le plateau pour le jet rond correspond en fait au cœur potentiel dont la température reste égale à celle du jet, cœur potentiel qui n'est donc plus présent pour $H/D=2$ pour les deux autres types d'injection. Le développement de deux couches de cisaillement pour ces jets (croix et pétales) explique cette diminution rapide de l'efficacité.

Pour $H/D = 5$, l'efficacité diminue dès le point d'impact pour tous les jets à cause du large développement de la couche de cisaillement jusqu'au centre du jet. De plus, dans la zone d'impact, l'efficacité est la plus grande pour le jet rond et est plus faible pour le jet en croix. Ceci est expliqué par le cœur potentiel (Figure 5). Le cœur potentiel du jet rond est beaucoup plus long et se prolonge presque jusqu'à la paroi alors que le cœur potentiel pour le jet en croix est le plus court.

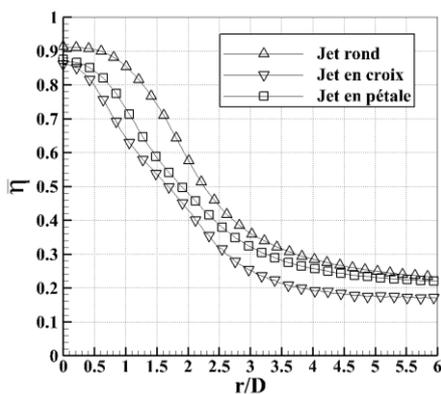


Figure 14 : Distribution de l'efficacité moyenne pour $H/D = 2$

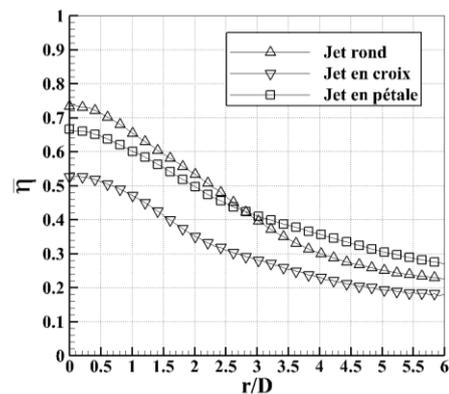


Figure 15 : Distribution de l'efficacité moyenne pour $H/D = 5$

5. Conclusion

Le but de l'étude était d'étudier les caractéristiques aérodynamiques et thermiques de trois injections différentes (Ronde, en croix et constituée de 6 pétales), toute réalisées sur une surface hémisphérique. Les résultats aérodynamiques montrent que la surface hémisphérique provoque l'effet « vena contracta » particulièrement important pour le jet rond.

Dans la zone d'impact, les transferts de chaleur sont maximums pour le jet en croix pour de petite distance d'impact mais, pour de plus grandes distances, les forts taux de turbulence du jet rond entraînent une augmentation des transferts. Hors de cette zone d'impact, c'est

l'injection ronde qui entraîne les meilleurs transferts à cause des fortes fluctuations de vitesse. D'autre part, l'efficacité de l'injection en croix et en pétales diminue plus rapidement que celle du jet rond du fait du développement de deux couches de cisaillement.

Références

- [1] S. Roux, M.Fénot, G. Lalizel, L.-E. Brizzi, E. Dorignac, Experimental investigation of the flow and heat transfer of an impinging jet under acoustic excitation, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 54 (2011) 3277-3290.
- [2] N. R. Saad, W. J. M. Douglas, A. S. Mujumdar, Prediction of heat transfer under an axisymmetric laminar impinging jet, *Ind. Eng. Chem. Fluid.* 16(1) (1977) 148-154.
- [3] Wilko Rohlf, Herman D. Haustein, Oliver Garbrecht, Reinhold Kneer, Insight into the local heat transfer of a submerged impinging jet: Influence of local flow acceleration and vortex-wall interaction, *Int. J. Heat Mass Transfer* 55 (2012) 7728-7736.
- [4] Tadhg S. O'Donovan, Darina B. Murray, Jet impingement heat transfer – Part I: Mean and root-mean-square heat transfer and velocity distributions, *Int. J. Heat Mass Transfer* 50 (2007) 3291-3301.
- [5] C. J. Hoogendoorn, The effect of turbulence on heat transfer at a stagnation point, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 20 (1977) 1333-1338.
- [6] D. Lytle, B. Webb, Air jet impinging heat transfer at low nozzle-plate spacings, *Int. J. Heat Mass Transfer* 37(12) (1994) 1687-1697.
- [7] M. Hadziabdic, K. Hanjalic, Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet, *J. Fluid Mech.* 596 (2008) 221-260.
- [8] R. Herrero Martin, J. M. Buchlin, Jet impingement heat transfer from lobed nozzles, *Int. J. Thermal Sciences* 50 (2011) 1199-1206.
- [9] Magdalena Kristiawan, Amina Meslem, Ilinca Nastase, Vaclav Sobolik, Wall shear rates and mass transfer in impinging jets: Comparison of circular convergent and cross-shaped orifice nozzles, *Int. J. Heat Mass Transfer* 55 (2012) 282-293.
- [10] Amina Meslem, Vaclav Sobolik, Florin Bode, Kodjovi Sodjavi, Yassine Zaouali, Ilinca Nastase, Flow dynamics and mass transfer in impinging circular jet at low Reynolds number. Comparison of convergent and orifice nozzles, *Int. J. Heat Mass Transfer* 67 (2013) 25-45.
- [11] Daniele Violato, Andrea Laniro, Gennaro Cardone, Fulvio Scarano, Three-dimensional vortex dynamics and convective heat transfer in circular and chevron impinging jets, *Int. J. Heat and fluid Flow* 37 (2012) 22-36.
- [12] M. Fénot, J. -J. Vullierme, E. Dorignac, Local heat transfer due to several configurations of circular air jets impinging on a flat plate with and without semi-confinement, *Int.J. Therm.Sci.* 44 (2005) 665-675.
- [13] Fei-Bin Hsiao, Yong-Chin Lim, Jiann-Min Huang, On the near-field flow structure and mode behaviors for the right-angle and sharp-edged orifice plane jet, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34 (2010) 1282-1289.