

# Influence de l'injection des jets impactant sur les transferts de masse et de chaleur

Brice MONTAGNÉ<sup>1, \*</sup>, Xuan Thao TRINH<sup>2</sup>, Matthieu FÉNOT<sup>2</sup>, Eva DORIGNAC<sup>2</sup>, Kodjovi SODJAVI<sup>1</sup>, Amina MESLEM<sup>1,3</sup>, Vaclav SOBOLIK<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement (LaSIE)

Pôle Sciences et Technologie - Avenue Michel Crépeau 17042 La Rochelle Cedex 1 - France

<sup>2</sup>Institut Pprime-CNRS, ENSMA, Université de Poitiers, Département Fluides, Thermique, Combustion 1, avenue Clément Ader - BP 40109, 86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex – France

<sup>3</sup>Université Européenne de Bretagne, LGCGM, Equipe Matériaux et Thermo-Rhéologie, IUT de Rennes, 3 rue du Clos Courtel, BP 90422, 35704 Rennes Cedex 7, France

\* (auteur correspondant : [brice.montagne@univ-lr.fr](mailto:brice.montagne@univ-lr.fr))

**Résumé** - L'optimisation des transferts de chaleur et de masse pour les jets impactants est un objectif majeur dans les applications industrielles telles que le refroidissement, le séchage de composants, la ventilation et bien d'autres. Le facteur prépondérant dans ces processus de transfert de masse et de chaleur est la géométrie des injecteurs (buses). Cette étude propose une comparaison de ces phénomènes de transferts pour deux géométries de buses. Un jet issu d'un orifice lobé (6 lobes) porté par une surface hémisphérique est comparé à un jet issu d'un orifice rond de même section de soufflage perforé sur une même surface hémisphérique. Ces jets viennent en impact sur une surface cible située à une distance  $H=2D$  ( $D$  diamètre équivalent basé sur la section de soufflage) et sont étudiés pour un nombre de Reynolds  $Re=5000$ . Trois techniques de mesures sont utilisées : les mesures thermiques (grâce à la thermographie infrarouge couplée à un chauffage de la paroi par film mince), les mesures de transferts de masse locaux (par électrodiffusion ED) et la mesure de champs de vitesse (par images de particules haute cadence HV-PIV permettant de capturer la dynamique de l'écoulement). Les champs de vitesse montrent que, dans la zone de jet libre, le jet lobé génère plus d'entraînement du fluide ambiant en comparaison au jet circulaire. La valeur maximale du transfert de masse local est plus élevée dans le jet lobé comparée au jet circulaire avec un gain de 35%. Ce résultat n'a pas pu être confirmé par les mesures des transferts de chaleur. Cependant le transfert de masse global, obtenu par mesure directe du Sherwood global utilisant la technique ED sur un disque de rayon  $3.2D$ , indique une perte de 16%. Cette tendance est confirmée par les mesures des transferts de chaleur indiquant que le jet lobé entraîne globalement une perte de 11% lorsque l'intégration du Nusselt local est faite sur un disque de même rayon ( $3.2D$ ). Le jet lobé a la particularité de générer une forte expansion dynamique et la limitation du rayon du disque d'observation pour les transferts conduit à une troncature à l'origine de ce résultat paradoxal. Cela nous invite à conduire de nouveaux diagnostics actuellement en cours avec un disque cible plus grand.

## Nomenclature

$c$	Concentration massique, $g.L^{-1}$	$Sc$	Nombre de Schmidt : $\nu/d$
$D$	Diamètre du jet, $m$	$T$	Température, $K$
$d$	Coefficient de diffusion, $m^2.s^{-1}$	$u_x$	Vitesse axiale de l'écoulement, $m.s^{-1}$
$e_p$	Epaisseur de la plaque d'impact, $m$	$u_r$	Vitesse radiale de l'écoulement, $m.s^{-1}$
$F$	Constante de Faraday, $96485 mol^{-1}$	$x$	Position axiale, $m$
$H$	Distance d'impact, $m$	<i>Symboles grecs</i>	
$h_{conv,av}$	Coefficient d'échange : $h_{conv,av} = \varphi_{conv,av}/(T_{p,av} - T_{ref}), W.m^{-2}.K^{-1}$	$\varepsilon_p$	Emissivité de la plaque d'impact
$I$	Intensité électrique, $A$	$\lambda_{air}$	Conductivité thermique de l'air, $W.m^{-1}.K$
$Nu$	Nombre de Nusselt : $Nu = h_{conv,av}.D/\lambda_{air}$	$\nu$	Viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
$r$	Position radiale, $m$	$\varphi$	Densité de flux, $W.m^{-2}$
$Re$	Nombre de Reynolds : $U.D/\nu$	<i>Indices et exposants</i>	
$Sh$	Nombre de Sherwood : $Sh = I.D/S_{el}.F.c.d$	$0$	Position en sortie de buse
$S_{el}$	Surface active de l'électrode de travail, $m^2$	$ad$	Relatif à la paroi adiabatique
		$conv,av$	Convection en face avant
		$p,av$	Paroi en face avant
		$ref$	Valeur relative de référence
		$rms$	moyenne quadratique de la vitesse : $\sqrt{u'^2}/U_0$

## 1. Introduction

Le jet impactant est souvent utilisé dans les processus industriels pour intensifier les transferts de masse et chaleur. Ainsi, la compréhension et l'optimisation des phénomènes physiques associés représentent un enjeu majeur. Gardon et al. [1] ont été les premiers à observer que les transferts de chaleur pouvaient être très sensibles à la turbulence du jet. Martin [2] indique également que la turbulence influence grandement les phénomènes de transfert. Jambunathan [3] fournit le profil du nombre de Nusselt généré par impact de jet sur une paroi. Il est observé, pour des grands nombres de Reynolds et des faibles distances d'impact, deux maximums locaux tous deux liés à des pics de turbulence de la vitesse de l'écoulement avant l'impact. Ainsi, il s'avère utile de contrôler l'apparition de la turbulence du jet, en intensité et en position, afin de contrôler les transferts à l'impact. Un moyen simple pour y parvenir consiste à cisailier le jet au soufflage par des géométries de buses adaptées. Quelques auteurs se sont intéressés à l'effet de la géométrie des buses sur le jet d'air en impact. Roux et al. [4] ont comparé un convergent et un tube long en termes du champ de vitesse généré et du transfert de chaleur produit à l'impact. Il y est conclu que le transfert de chaleur est intimement lié au profil de vitesse au soufflage. Meslem et al. [6] ont étudié le transfert de masse d'un convergent et d'un orifice circulaire pour distances d'impact  $1 \leq H/D \leq 5$ . Ils ont observé que le taux de cisaillement à la paroi pour l'orifice est jusqu'à 18% plus important. Herrero et Buchlin [5] ont comparé les transferts de chaleur produits par des buses à trois lobes et à quatre lobes à une buse circulaire de référence. Ils ont montré que les transferts de chaleur pour la buse à trois lobes sont plus importants lorsque  $H/D \leq 1$ , et la buse à quatre lobes est plus performante pour  $H/D > 7$ . Kristiawan et al. [7] ont étudié le transfert de masse produit par un convergent et par un orifice lobé en forme de croix pour des distances d'impact  $1 \leq H/D \leq 5$ . Le transfert de masse dans la zone d'impact pour l'orifice croix peut dépasser de 40% celui du convergent.

Dans la présente étude, un jet issu d'un orifice en forme de marguerite à 6 lobes porté par une surface hémisphérique est comparé à un jet issu d'un orifice circulaire de même section de soufflage perforé sur une même surface hémisphérique. Ces jets viennent en impact sur une surface cible située à une distance  $H=2D$  ( $D$  diamètre équivalent). Le nombre de Reynolds de soufflage est fixé à 5000. Trois techniques de mesures sont utilisées. Les mesures thermiques pour un jet d'air impactant une paroi chauffée, ont été effectuées grâce à la thermographie infrarouge couplée à un chauffage de la paroi par film mince. Les transferts de masse locaux et globaux pour un jet en milieu aqueux, sont mesurés par électrodiffusion (ED). Ces techniques sont complémentaires à la troisième, à savoir, l'anémométrie par images de particules haute cadence permettant la capture de la dynamique de l'écoulement.

## 2. Dispositifs expérimentaux

### 2.1. Le jet d'air pour les mesures thermiques

Les géométries des buses choisies pour cette étude sont fournies en Figure 1. On désignera par DO/H la buse lobée (Figure 1 a) et par RO/H la buse circulaire (Figure 1 b). Le schéma du montage est présenté sur la Figure 2. Le débit d'air est assuré par un régulateur de pression ajustable couplé à un col sonique. L'écoulement traverse un réchauffeur électrique pour maintenir l'écoulement à la température souhaitée, mesurée peu avant l'injection. Le jet vient en impact sur une paroi chauffée par effet Joule placée perpendiculairement à l'axe du jet à la distance  $H$  de l'injection (Figure 3). Une caméra infrarouge se trouve derrière la plaque d'impact pour mesurer sa température. La paroi cible est un disque de rayon  $9D$  et d'une épaisseur  $e_p$  de 1.6 mm. Le chauffage est réalisé par une piste chauffante en cuivre. La plaque est ensuite recouverte d'une peinture noire d'émissivité  $\epsilon_p = 0,95 \pm 0,02$ .

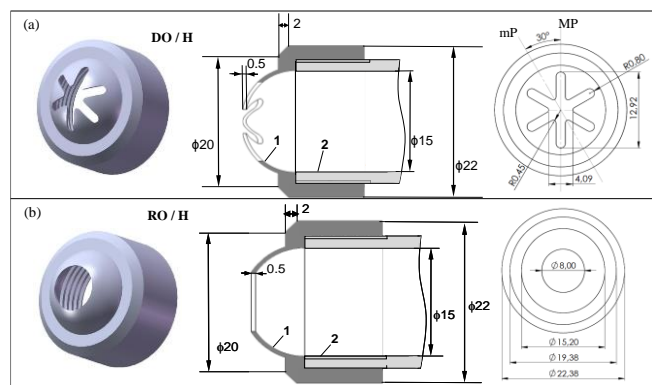


Figure 1: Croquis des buses d'injection: (a) Orifice lobé sur hémisphère (DO/H); (b) Orifice rond sur hémisphère (RO/H). 1 – Surfaces hémisphériques portant les orifices, 2 – Tubes

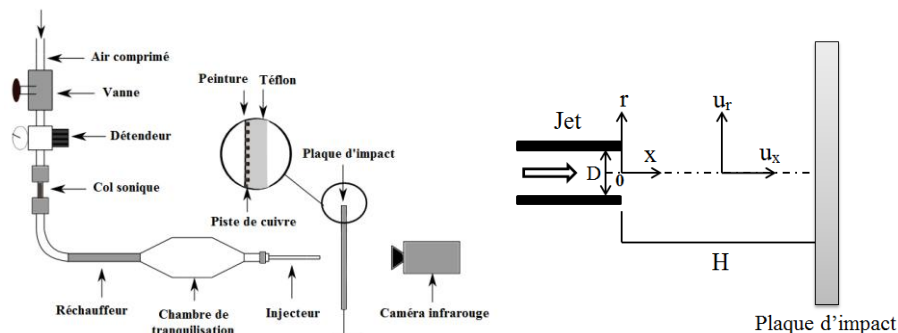


Figure 2 : Schéma du dispositif expérimental

Figure 3 : Zoom sur la zone d'impact,  $H=2D$

### 2.2. Le jet d'eau pour les mesures électrodiffusionnelles

Pour les mesures électrodiffusionnelles (ED) le jet est immergé au sein d'une cuve et impacte une paroi cible. Le nombre de Reynolds est défini comme auparavant et vaut également 5000. Un schéma du dispositif est donné sur la Figure 4. Une pompe à engrenages (3) aspire le liquide dans un réservoir (4) et le réinjecte via la buse sur un disque en platine (1). Le disque de rayon  $3.2D$  est muni de six électrodes placées radialement (Figure 4 b). La température du liquide est gardée constante grâce à un système de refroidissement (7) permettant de réguler la température à  $\pm 0.2^\circ\text{C}$ . La buse est vissée sur un tube en métal de 200 mm de longueur (2); son diamètre intérieur est de 15 mm et son diamètre extérieur est de 20 mm. Un nid d'abeille a été inséré dans le tube pour tranquilliser l'écoulement amont. Cet ensemble est relié à un support de déplacement (5, 6) permettant un réglage horizontal et vertical du point de stagnation par rapport à la cible.

La Méthode Electrodiffusionnelle a été développée pour la mesure du transfert de masse à la paroi. La surface de transfert consiste en une petite électrode polarisée montée sur la dite paroi pour mesurer un courant limite de diffusion ( $I$ ). Les travaux de Reiss et Hanratty [8] montrent que cette méthode peut permettre d'obtenir le taux de cisaillement à la paroi. Par souci de concision, seul le transfert de masse sera présenté. Le courant est dû à la réaction des ions (espèces actives) qui sont transportées par convection et diffusion moléculaire jusqu'à l'électrode de travail. La réaction d'oxydo-réduction du ferri et du ferrocyanure de potassium se produit sur l'électrode de travail et l'oxydation se produit sur l'électrode auxiliaire :



Pour que le courant limite de diffusion ne soit contrôlé que par les phénomènes se produisant sur l'électrode de travail, l'électrode auxiliaire doit être bien plus grande que l'électrode de travail. Il est possible de diminuer les effets sur l'électrode de travail en augmentant la concentration du ferrocyanure (comparé au ferricyanure). Pour éliminer le transport des ions par migration électrique, la conduction électrique est renforcée en ajoutant un électrolyte de support ( $K_2SO_4$ ) qui ne réagit pas avec les électrodes.

Le fluide utilisé est une solution aqueuse d'un mélange équimolaire de  $20 \text{ mol/m}^3$  de ferri/ferrocyanure de potassium et de  $86.2 \text{ mol/m}^3$  de  $K_2SO_4$ . La densité de cette solution est de  $1.007 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ , sa viscosité cinématique est de  $1.065 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  et sa diffusivité est de  $7.5 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$  à  $20^\circ\text{C}$ . Le nombre de Schmidt ( $Sc$ ) résultant vaut  $1.420 \times 10^3$ . Le nombre d'électrons mis en jeu dans la réaction électrochimique est  $n=1$ .

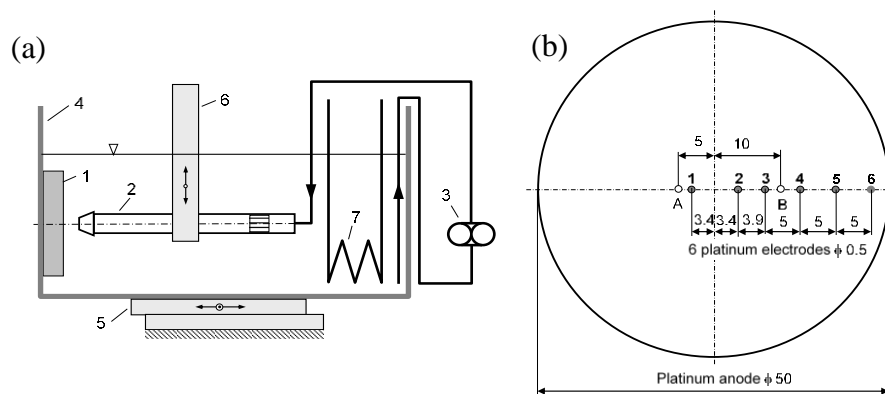


Figure 4 : (a) Schéma du dispositif de mesure, (b) disque cible muni d'électrodes

En ce qui concerne la mesure du nombre de Sherwood  $Sh$ , les électrodes et le disque de platine sont utilisés comme cathode. Des plaques de nickel placées dans la cuve servent d'anode. Ainsi, le disque de platine est maintenu au même potentiel que les électrodes et de ce fait le disque de platine est utilisé pour mesurer le transfert de masse global et les électrodes de platine sont utilisées pour mesurer le transfert de masse local. Les signaux ont été enregistrés avec une fréquence d'acquisition de 1000 Hz durant une période de 40 secondes. La distribution radiale de  $Sh$  est obtenue en déplaçant le point de stagnation horizontalement du point A au point B (points indiqués sur la Figure 4 b) avec un pas de 1mm.

### 3. Méthodes de mesures

#### 3.1. Mesure de la vitesse

La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) est utilisée pour la mesure de la vitesse de l'écoulement. Le système est composé d'un laser Nd-Yag double cavité d'une longueur d'onde de 532 nm et d'une fréquence d'acquisition de 1 kHz, et d'une caméra de résolution spatiale  $1024 \times 1024$  pixels. L'ensemencement des jets d'air est réalisé à l'aide de gouttelette d'huile d'olive de  $1 \mu\text{m}$  de diamètre injecté en amont du soufflage. Pour chaque acquisition, 3000 couples d'images sont enregistrés et post-traités à l'aide du logiciel Davis 7.2, utilisant une

inter-corrélation à deux passes (64 x 64, 32 x 32 et 16 x 16) et un taux de recouvrement de 50%. A noter que des mesures PIV ont été également réalisées dans les jets d'eau. Celles-ci ne sont pas présentées ici pour une raison de concision. Les champs de vitesse normalisés des jets d'air et ceux des jets d'eau sont consistants. Ainsi, les comparaisons des transferts de chaleur et de masse qui vont suivre sont pertinentes.

### 3.2. Mesure du 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. Le lecteur trouvera le détail de la méthode dans Fénot et al [9]. Pour une configuration donnée, il est réalisé plusieurs mesures en injectant une densité de flux électrique différente pour chaque mesure. Pour chacune des densités de flux électrique, il est déterminé en face avant, la densité du flux de chaleur convectif  $\varphi_{conv,av}$  et la température de la paroi  $T_{p,av}$ . La densité de flux de chaleur  $\varphi_{conv,av}$  est déduite de la densité du flux électrique. Les parts radiatives avant et arrière et la part convective arrière sont ensuite retranchées pour ne conserver que la part convective avant due à l'impact du jet.

A l'aide de quatre densités de flux électrique injectées, nous obtenons quatre couples ( $\varphi_{conv,av}$ ,  $T_{p,av}$ ) et réalisons une régression linéaire simple 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. Dans cette étude seul le nombre de Nusselt sera mis en évidence.

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

### 3.3. Mesure du transfert de masse et du taux de cisaillement

La méthode électrodiffusionnelle (ED) est basée sur la mesure d'un courant limite de diffusion sur une électrode de travail. Le courant total  $I$  est mesuré via une électrode circulaire dans un écoulement visqueux stable où les lignes de courant sont parallèles et le taux de cisaillement  $\gamma$  est uniforme.

Le courant limite de diffusion est déterminé par le transfert de l'espèce active sur l'électrode de travail. En faisant l'hypothèse que la résistance aux transferts sur l'électrode auxiliaire est négligeable comparé à celle sur l'électrode de travail, le coefficient de transfert de masse peut être calculé par la relation suivante :

$$k = \frac{I}{S_{el} F c} \quad (2)$$

où  $S_{el}$  est la surface active de l'électrode de travail,  $F$  est la constante de Faraday et  $c$  la concentration massique de l'espèce active. Le nombre de Sherwood  $Sh$  est défini tel que :

$$Sh = \frac{k D}{d} \quad (3)$$

où  $D$  est le diamètre de la buse et  $d$  le coefficient de diffusion de l'espèce active.

## 4. Résultats

Avant de présenter les résultats expérimentaux, 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  $u_r$  schématisées en Figure 3. Pour le jet lobé en forme de marguerite, le plan majeur (MP) et le plan mineur (mP) sont montrés sur la Figure 1 a.

### 4.1. Champs de vitesse

La Figure 5 a montre la distribution radiale de la vitesse axiale moyenne en proche paroi juste avant l'impact, à savoir en  $X/D=1.9$ . En raison de la symétrie, seule la moitié positive du profil est tracée. Pour les deux jets, le premier pic de la vitesse est désaxé, même si pour le jet lobé cela est moins visible que pour le jet rond. Ce premier pic de vitesse est probablement lié aux structures de Kelvin-Helmholtz. Dans le jet circulaire, ces structures sont annulaires et se développent au bord de l'orifice. Dans le jet lobé, elles se forment au droit du noyau central de l'orifice lobé. Le jet lobé se distingue par une vitesse maximale plus importante indiquant une accélération du jet, qui prend naissance dès le soufflage. Autour de  $r=1.25D$  les profils du jet lobé sont très caractéristiques d'un phénomène déjà observé dans nos investigations antérieures [10]. Le jet lobé hémisphérique entraîne aux droits de ses creux et s'étend aux droits de ses lobes où se développent des structures longitudinales. Le second pic dans le plan MP correspond ainsi à l'apparition de ces structures de grandes échelles aux sommets des lobes.

A la distance jet/paroi considérée,  $H=2D$ , la couche cisailée persiste jusqu'à l'impact. Ainsi le jet se comporte dans chaque plan MP comme un jet plan. La composante tangentielle résultant de l'impact du jet se rencontre dans le plan mP séparant les deux plans MP consécutifs. Il en résulte une injection du fluide se traduisant par une vitesse axiale négative.

Quant au second pic du jet circulaire qui apparaît autour de  $r=1.5D$ , il n'est à priori pas lié à l'écoulement source, mais à une structure contrarotative qui se forme au niveau de la paroi cible. Très récemment, Carlomagno et Andrea [11] ont donné dans leur revue bibliographique des jets impactants, une description qualitative de la dynamique de ce tourbillon contrarotatif. Si l'on s'intéresse à présent aux profils du taux de turbulence (Figure 5 b), on constate pour le jet lobé une cohérence avec les profils de vitesse (Figure 5 a), en ce sens que les maximums locaux respectifs coïncident en positions. En revanche, le maximum du taux de turbulence du jet circulaire se trouve autour de  $r=1D$ , à savoir, au droit de la décroissance de la vitesse axiale où le cisaillement est le plus important. Globalement, le taux de turbulence pour le jet lobé est plus faible que pour le jet rond. Cela pourrait s'expliquer par un entrainement plus important dans le premier qui aurait pour effet de réduire le niveau de turbulence.

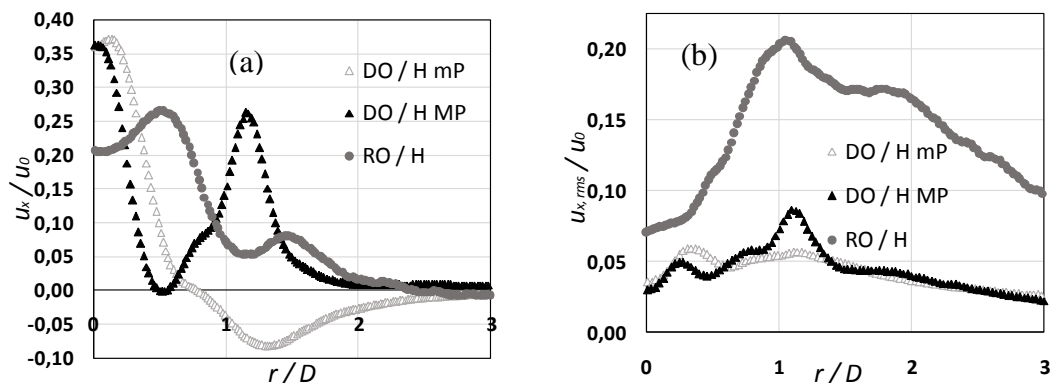


Figure 5 : Distribution radiale de la vitesse axiale (a) et du taux de turbulence (b, en  $X = 1.9 D$ )

### 4.2. Analyse des transferts de masse et de chaleur

Les mesures locales du transfert de masse ont été réalisées à l'aide de la méthode électrodiffusionnelle décrite précédemment.

Sur la Figure 6 a, le résultat obtenu est comparé au profil radial du nombre de Nusselt local  $Nu$  (Eq. 1) pour le même jet. Le maximum de  $Nu$  se situe sur l'axe du jet alors que le maximum de  $Sh$  est désaxé à  $r=0.54D$ . A noter que le pic de  $Sh$  est consistant avec le pic de vitesse (Figure 5). Comme montré dans [6], le pic de  $Sh$  est dû à l'impact des tourbillons de Kelvin-Helmholtz sur la paroi cible. Le pic de  $Nu$  aurait dû coïncider en position avec le pic de  $Sh$ . Cela n'est pas le cas probablement pour une raison liée à la résolution du dispositif expérimental (Figure 2) que Jolly [12] décrit plus en détail dans ses travaux de thèse. Le film chauffant inséré dans la paroi cible est spiralé et l'espace entre deux spirales successives est trop important pour capturer les forts gradients des transferts de chaleur sur la cible. Ainsi, le dispositif a tendance à gommer les maximums et à lisser la distribution radiale de  $Nu$ . Cet effet s'aggrave pour les jets très cisailés comme un jet lobé. Précisément pour DO/H, les pics de  $Sh$  local (Figure 6 b) sont très localisés autour de  $r=0.08D$  et  $r=1.27D$  alors qu'aucun pic n'est capturé pour  $Nu$  local.

Dans le cas du jet d'air, le rapport entre l'épaisseur hydrodynamique et thermique est de l'ordre de l'unité tandis que celui du jet de liquide est d'environ 11. Par conséquent les couches limites thermiques et massiques ne sont pas affectées de la même manière par les mécanismes tourbillonnaires qui se déroulent dans la couche limite hydrodynamique. Ceci pourrait aussi expliquer les différences observées.

Concernant le second pic de  $Sh$  local, il apparaît distinctement pour RO / H et dans le plan majeur de DO / H et correspondrait à la structure contrarotative qui se forme au niveau de la paroi cible [10].

Malgré ces différences locales, les valeurs globales de  $Sh$  ( $Sh_{global} = 618$  pour RO/H et  $Sh_{global} = 520$  pour DO/H) et de  $Nu$  ( $Nu_{global} = 21.5$  pour RO/H et  $Nu_{global} = 17.4$  pour DO/H) correspondantes aux transferts globaux de masse et de chaleur sur le disque cible de rayon  $r = 3.2D$  sont consistantes avec les données de la littérature. En effet, la relation  $\left(\frac{Sc}{Pr}\right)^m = \frac{Sh}{Nu}$  traduisant l'analogie entre le Sherwood et le Nusselt, appliquée à nos mesures permet d'obtenir un exposant  $m=0.44$ , proche de la valeur  $m=0.42$  trouvée par Martin [2] pour un jet circulaire impactant, pour une distance à la cible  $H$  variable entre  $2D$  et  $12D$  et un nombre de Reynolds allant de 2000 à 30000. De plus, les valeurs globales du Sherwood nous indiquent que la buse RO/H est plus performante que la buse DO/H à l'instar de la tendance observée sur les valeurs locales (Figure 6).

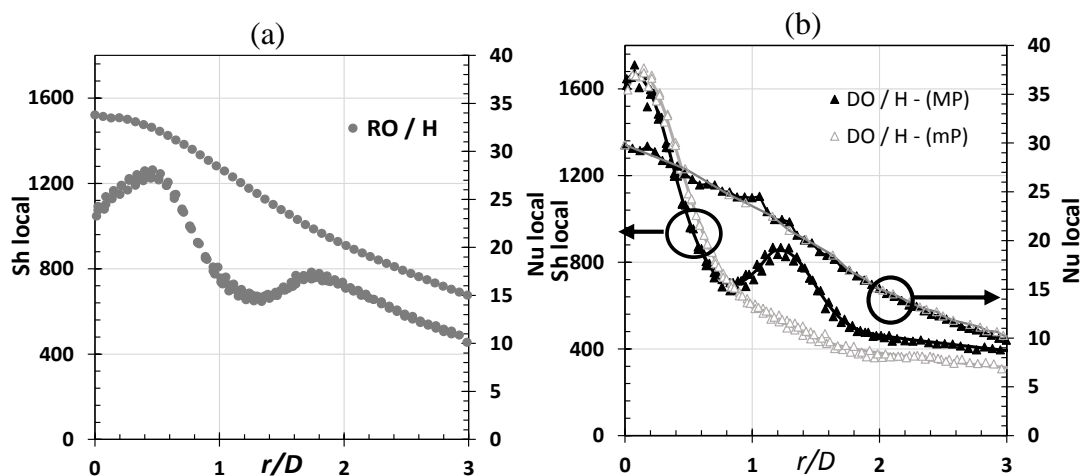


Figure 6 : Profil radial du nombre de Sherwood superposé au nombre de Nusselt

## 5. Conclusion

Cette étude traite des transferts de masse et de chaleur générés par un jet impactant une paroi plane. L'étude est expérimentale utilisant trois techniques complémentaires. Les transferts de

masse sont analysés à l'aide de la méthode électrodiffusionnelle dans une solution aqueuse, les transferts de chaleur utilisent une paroi chauffée par effet Joule et une caméra infrarouge, et les champs de vitesse sont mesurés par vélocimétrie par images de particules (PIV). Au cours de cette étude deux buses ont été comparées, une circulaire et une lobée à 6 branches. Les deux buses sont construites par perforation d'un orifice (circulaire et lobé) sur une surface hémisphérique. Le nombre de Reynolds a été fixé à 5000 et la distance séparant le plan tangent à l'orifice et la paroi cible a été fixé à  $H=2D$ . La comparaison des profils radiaux des nombres de Sherwood ( $Sh$ ) et de Nusselt ( $Nu$ ) met en évidence la présence de gradients locaux sur le profil de  $Sh$ , qui n'apparaissent pas sur le profil de  $Nu$ , en raison d'une limitation de la résolution spatiale de la méthode de diagnostic imposée par la résistance électrique servant à chauffer la paroi cible. A noter que les gradients locaux qui apparaissent dans la répartition radiale de  $Sh$ , obtenue par méthode électrodiffusionnelle, sont consistants avec les profils de vitesse, ce qui conforte quant à leur pertinence. Malgré cet échec dans la capture de gradients locaux de  $Nu$ , il s'avère que les valeurs globales obtenues par intégration surfacique des distributions de  $Nu$  sur un disque de rayon  $3.2D$ , comparées aux  $Sh$  globaux mesurés par voie directe sur un disque de même rayon, sont consistants avec la littérature. En effet, les résultats obtenus vérifient la loi d'analogie entre transfert de masse et transfert de chaleur fournie dans la littérature.

## Références

- [1] Gardon, R. and Akfirat, J.C., The role of turbulence in determining the heat-transfer characteristics of impinging jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 8(1965) 1261-1272.
- [2] Martin, H. Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces. *Adv. Heat Transfer* 13, (1977)1-60
- [3] Jambunathan, K., Lai, E., Moss, M. A., and Button, B. L. A review of heat transfer data for single circular jet impingement. *Int. J. Heat Fluid Flow* 13, (1992) 106-115.
- [4] 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.
- [5] R. Herrero Martin, J. M. Buchlin, Jet impingement heat transfer from lobed nozzles, *Int. J. Thermal Sciences* 50 (2011) 1199-1206.
- [6] 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.
- [7] 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.
- [8] L. Philip Reiss and Thomas J. Hanratty, Measurement of Instantaneous Rates of Mass Transfer to a Small Sink on a Wall, *AIChE Journal*. 8 (1962) 245-247.
- [9] 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.
- [10] Nastase, I., Meslem, A. and El-Hassan, M., Image processing analysis of vortex dynamics of lobed jets from three-dimensional diffusers. *Fluid Dynamics Research* 43 (2011).
- [11] Carlomagno, G.M. and Ianiro, A., Thermo-fluid-dynamics of submerged jets impinging at short nozzle-to-plate distance: A review. *Experimental thermal and fluid science* (2014) 15-35.
- [12] M. Jolly, Etude des transferts thermiques générés par l'impact de jets sur une paroi plane. Application au refroidissement des moteurs aéronautiques, Thèse de doctorat, Université de Poitiers (2000).