

Comparaison LES/expérience de l'aérothermique d'un jet turbulent en impact.

Thibault DAIRAY¹, Véronique FORTUNÉ¹, Eric LAMBALLAIS¹, Matthieu FÉNOT², Gildas LALIZEL², Laurent-Emmanuel BRIZZI¹, Eva DORIGNAC²

¹ Institut Pprime, CNRS, Université de Poitiers, ENSMA, Département Fluides, Thermique, Combustion ENSIP, Bâtiment B17, 6, rue Marcel Doré, BP 633 86022 Poitiers Cedex, France

² Institut Pprime, CNRS, Université de Poitiers, ENSMA, Département Fluides, Thermique, Combustion ENSMA, Téléport 2, 1, Avenue Clément Ader, BP 40109 86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France

Résumé - La présente étude propose une comparaison entre des résultats numériques et expérimentaux obtenus pour une configuration de jet rond en impact sur une plaque plane pour un nombre de Reynolds $Re = 10000$ et pour une distance d'impact $H/D = 2$. Les grandeurs aérodynamiques et thermiques respectivement mesurées par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et par thermographie infrarouge (IR) sont comparées avec une Simulation des Grandes Échelles (LES) réalisée avec le code massivement parallèle *Incompact3d*.

1. Introduction

Les jets en impact sont un moyen efficace d'optimisation des transferts thermiques entre un fluide et une structure solide. Ils sont à ce titre largement utilisés dans un contexte industriel comme procédé de refroidissement ou encore de séchage. Bien qu'on puisse trouver dans la littérature de nombreux travaux expérimentaux et numériques sur ce sujet [1, 2, 3, 4], les différentes études disponibles sont effectuées dans des configurations très diverses (type de jet, condition d'entrée, confinement, nombre de Reynolds, distance d'impact, etc...) dont les descriptions sont rarement complètes ce qui rend délicate la comparaison expérimentale/numérique et l'étude détaillée des phénomènes physiques mis en jeu dans ce type d'écoulement. De nombreuses études expérimentales portant sur l'aérothermique des jets en impact ont précédemment été effectuées à l'Institut PPRIME (e.g. [5, 6]). Cependant, la description complète de l'écoulement et en particulier la relation entre les structures tourbillonnaires en provenance de la couche de cisaillement du jet et les transferts thermiques locaux est difficile à établir à cause des limitations inhérentes aux techniques de mesures utilisées. Concernant les différentes études numériques effectuées sur les jets en impact à des nombres de Reynolds comparables à ceux considérés dans la plupart des travaux expérimentaux, on dénombre peu d'études aérothermiques ayant recours à la LES [3, 7, 8] et très peu de travaux ayant recours à la Simulation Numérique Directe (DNS) [9]. Le but de cette étude est de fournir une comparaison entre des données aérothermiques expérimentales obtenues par PIV et thermographie IR et des données issues d'un calcul LES pour une configuration unique de jet rond en impact à $Re = 10000$ et pour une distance d'impact $H/D = 2$. Les grandeurs statistiques aérodynamiques et thermiques sont confrontées afin de valider l'approche numérique envisagée.

2. Protocole expérimental

2.1. Mesures thermiques

Le dispositif expérimental utilisé pour l'étude thermique est schématisé en figure 1(a). L'alimentation du montage s'effectue par l'intermédiaire d'un réseau d'air comprimé. Un détendeur

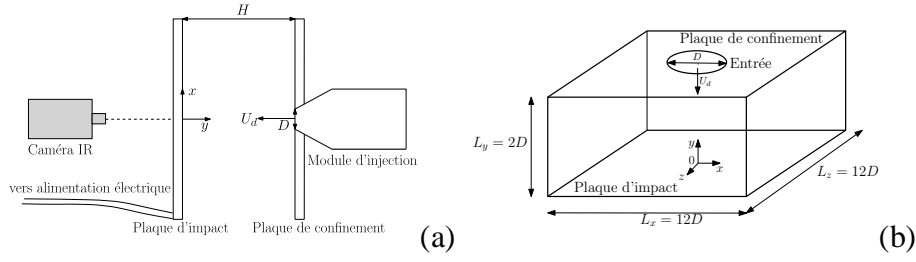


Figure 1 Schémas des configurations utilisées pour les mesures thermiques et pour le calcul numérique. (a) Configuration des mesures IR, (b) Domaine de calcul LES.

est placé en sortie du réseau de distribution. Le système de régulation de débit est constitué d'une vanne de réglage et d'un col sonique. La buse d'injection est un convergent axisymétrique qui conduit à un profil de vitesse quasiment plat à sa sortie. Une paroi de confinement est placée en sortie d'injection. La paroi d'impact est une plaque plane circulaire de diamètre 480 mm. Cette paroi est constituée de résine époxy recouverte, sur la face exposée à l'impact (face avant), d'une fine couche de cuivre dans laquelle a été gravé un circuit électrique qui permet le chauffage de la paroi par effet Joule. La résistance locale de ce circuit et l'intensité du courant traversant le circuit étant connues, il est donc possible de déterminer précisément la densité de flux électrique dissipé et, en tenant compte des pertes, d'en déduire la densité de flux échangé entre la paroi et le jet φ_p . Pour une densité de flux fixée, la distribution de température sur la face opposée à l'impact (face arrière) est mesurée grâce à une caméra infrarouge. Afin d'améliorer la précision des mesures et des calculs des pertes thermiques, les faces avant et arrière sont peintes en noir de façon à obtenir une émissivité élevée et uniforme ($\epsilon_p = 0.95 \pm 0.02$).

La méthode de mesure des transferts de chaleur en paroi (température de référence et coefficient d'échange) a été présentée par Fénot *et al.* [5]. Le principe est résumé ci-dessous. Pour une configuration géométrique, aérodynamique et thermique fixée, on peut imposer plusieurs densités de flux différentes φ_p et mesurer la température de la paroi T_p pour chacune d'entre elles. Or, on a :

$$T_p = \frac{\varphi_p}{h} + T_{ad} \quad (1)$$

Il est donc possible d'obtenir par régression linéaire à partir des couples (φ_p, T_p) le coefficient d'échange h et la température adiabatique de paroi T_{ad} . Le coefficient d'échange est ensuite adimensionné sous forme de nombre de Nusselt. Les incertitudes de mesures globales sont inférieures à 10% pour les coefficients d'échange (les valeurs maximales ne se retrouvent que loin de la région de stagnation et pour quelques essais seulement). Ces résultats sont tous donnés pour un intervalle de confiance de 95%.

2.2. Mesures TR-PIV

Le système d'alimentation utilisé pour les mesures de vitesse est similaire à celui décrit précédemment pour les mesures de température. Le débit d'air est par ailleursensemencé avec des gouttelettes d'huile d'olive et le jet impacte une plaque en plexiglas qui remplace la plaque précédente afin de permettre la mesure de vitesse par TR-PIV. La fréquence d'acquisition est de $f_{acq} = 1$ kHz sur une durée $t_{acq} = 3$ s soit un total de $N=3000$ images pour la configuration considérée. Pour la création du plan lumineux nécessaire à l'éclairage de l'écoulement, un faisceau

LASER d'une longueur d'onde de 532 nm est utilisé. Les images sont ensuite enregistrées à partir d'une caméra rapide $1024 \times 1024 \text{ px}^2$. Ces images sont ensuite analysées afin d'obtenir le déplacement des traceurs. Pour le traitement, on utilise une inter-corrélation avec multi-passes, partant d'une taille de fenêtre de 64×64 et aboutissant à une taille de fenêtre finale de 16×16 avec un taux de recouvrement de $50\% \times 50\%$. Afin de minimiser l'influence des reflets ou autres artefacts, une « image de fond » est soustraite à chaque image avant le calcul des vecteurs. On obtient ainsi 3000 champs de vitesse à deux composantes ($\mathbf{u} = u_x \mathbf{x} + u_y \mathbf{y}$) dans un plan (x, y) passant par l'axe du jet.

3. Description du calcul numérique

3.1. Équations du problème

Dans le cadre de cette étude, on considère un écoulement de fluide incompressible. On note $\mathbf{u} = (u_x(x, y, z, t), u_y(x, y, z, t), u_z(x, y, z, t))^T$ le vecteur vitesse, $p(x, y, z, t)$ le champ de pression et $T(x, y, z, t)$ le champ de température. Les grandeurs dynamiques caractéristiques de l'écoulement sont adimensionnées par le diamètre D et la vitesse débitante U_d du jet en entrée de domaine. Les grandeurs thermiques sont adimensionnées par la température T_j du jet et par $\varphi_p D / \lambda$ une température de référence construite à partir du flux de chaleur φ_p sur la paroi d'impact. Le nombre de Reynolds est fixé à $Re = U_d D / \nu = 10000$ où ν est la viscosité cinématique du fluide et le nombre de Prandtl est fixé à $Pr = \nu / \kappa = 1$ où κ est la diffusivité thermique du fluide.

Les équations de Navier-Stokes incompressibles et l'équation de température sont résolues sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}) = -\nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T = \frac{1}{Re Pr} \nabla^2 T \quad (4)$$

La figure 1(b) représente schématiquement le domaine de calcul ainsi que le système de coordonnées cartésiennes utilisé.

En entrée de domaine ($y = L_y$), la composante axiale de la vitesse est imposée par

$$u_y^{inflow}(r) = \bar{u}_y(r) + u'_y(r) \quad (5)$$

avec le profil moyen

$$\bar{u}_y(r) = U_{max} \left(1 - \left(\frac{2r}{D} \right)^{28} \right) \quad (6)$$

où $U_{max} = 15U_d/14$ et $r = \sqrt{x^2 + z^2}$ est la distance à l'axe du jet. Les composantes moyenne \bar{u}_y et fluctuante u'_y sont choisies pour approcher les données expérimentales et sont tracées sur la figure 2 avec les profils expérimentaux issus des mesures PIV. En raison du bruit de mesure dû à la présence de la paroi de confinement, il n'a toutefois pas été possible d'obtenir un profil d'entrée expérimental en $y/D = 2$. Le profil numérique est donc adapté sur un profil expérimental mesuré en $y/D = 1.8$. La température du jet en entrée de domaine T_j est par ailleurs maintenue constante. En ce qui concerne les sorties du domaine ($x = \pm L_x/2$ et $z = \pm L_z/2$), on considère une condition convective pour le champ de température [16] et une

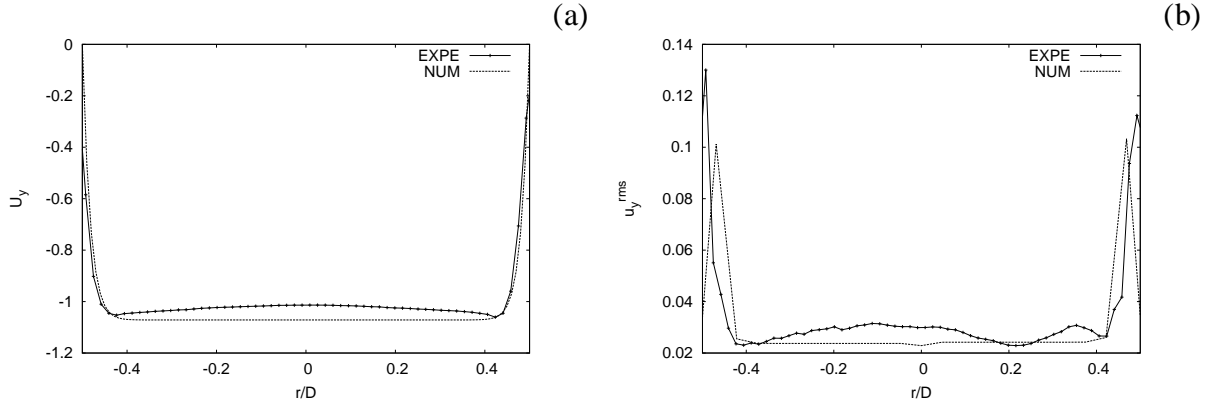


Figure 2 Profils de vitesse axiale en entrée de domaine. En traits pleins : profil expérimental à $y/D = 1.8$ issu des mesures PIV, en traits discontinus : profil numérique imposé dans le code à $y/D = 2$. (a) Vitesse axiale moyenne, (b) Ecart type de la vitesse axiale.

condition de Dirichlet associée à une zone éponge pour le champ de vitesse. En effet, l'utilisation d'une telle condition semble être la solution la plus efficace pour minimiser les interactions parasites entre les sorties et l'entrée du domaine de calcul [17]. Des conditions d'adhérence classiques sont appliquées sur la plaque de confinement ($y = L_y$) et sur la plaque d'impact ($y = 0$) pour la vitesse. Enfin, de façon à se placer dans des conditions thermiques les plus proches possible du cas expérimental, un flux de chaleur constant est appliqué sur la plaque d'impact et la plaque de confinement est maintenue à la température du jet T_j .

3.2. Méthodes numériques

La résolution numérique des équations de Navier-Stokes incompressibles et de l'équation de température est effectuée en utilisant le code de calcul *Incompact3d*. La discrétisation spatiale des équations est basée sur des schémas aux différences finies centrés compacts précis à l'ordre 6 connus pour leur capacité à représenter une large gamme d'échelles [12]. Dans la présente étude, une formulation proposée par Lamballais *et al.* [10] nous permet d'introduire une dissipation numérique restreinte à une gamme d'échelles souhaitée via les schémas de dérivée seconde. En particulier, on peut ainsi imiter le comportement d'un opérateur de type *Spectral Vanishing Viscosity* (SVV) dans le cadre d'une approche LES [11]. L'intégration temporelle des équations est basée sur une méthode de projection dans laquelle la conservation de la masse est assurée par la résolution d'une équation de Poisson pour le champ de pression effectuée dans l'espace spectral. Le schéma temporel utilisé est de type Crank-Nicolson implicite d'ordre 2 pour les termes diffusifs en $\partial^2/\partial y^2$ et de type Adams-Bashforth explicite d'ordre 3 pour les autres termes. Pour plus de détails concernant les méthodes utilisées dans le code, on se réfèrera aux articles de Laizet *et al.* [13, 14]. Enfin, dans le cadre de cette étude, on utilise la version massivement parallèle du code basée sur une décomposition de domaine en crayons [15].

En ce qui concerne la résolution spatiale, le maillage est régulier dans les directions x et z avec $L_x = L_z = 12D$ et $n_x = n_z = 257$ points de discrétisation. Dans la direction axiale y , les points de grille sont concentrés près de la plaque d'impact avec $L_y = 2D$ et $n_y = 401$ points de discrétisation.

4. Résultats

4.1. Champs statistiques aérodynamiques

Les champs statistiques de vitesse mesurés et calculés sont représentés sur les figures 3 et 5 respectivement pour la norme et l'écart type de la vitesse. Pour les champs de vitesse numériques, on effectue à la fois des moyennes temporelles et azimuthales. Pour les deux approches numérique/expérimentale considérées dans cette étude, on retrouve la décomposition classique de l'écoulement en trois zones décrite par [18].

Dans la région de jet libre, le jet se comporte comme s'il n'y avait pas de plaque d'impact. La composante principale de la vitesse est axiale (u_y) et on retrouve un cône potentiel autour de l'axe du jet où les niveaux de turbulence ne dépassent pas 6% et dans lequel $u_y = U_{max} = 15U_d/14$. Une couche de cisaillement située en $r/D \approx 0.5$ se développe avec des niveaux de turbulence atteignant 20% en $y/D \approx 0.8$. Ces caractéristiques de l'écoulement sont communes aux cas de la simulation numérique et de l'expérience. On retrouve en particulier la même extension axiale de la région de jet libre ($0.6 < y/D < 2$). En revanche, dans le cas numérique, on peut remarquer sur la figure 3(b) que la vitesse de jet est plus faible dans la zone proche de la couche de cisaillement. De plus, les niveaux turbulents calculés numériquement représentés en figure 5(b,d) sont légèrement plus faibles dans la direction radiale x et plus élevés dans la direction axiale y par rapport à ceux mesurés par PIV. Ces différences entre le cas numérique et le cas expérimental peuvent être expliquées par le fait que les profils moyens et fluctuants imposés en condition d'entrée du calcul numérique sont issus de mesures réalisées en aval de la sortie du jet (figure 2). Ainsi, les gradients du profil de vitesse moyenne et les niveaux de fluctuations imposés dans le calcul numérique sont respectivement plus lissés et plus élevés que ceux attendus à la position $y/D = 2$ dans le cas expérimental.

Dans la région de stagnation ($0 < y/D < 0.6$ et $r/D < 1.8$), la direction principale de l'écoulement passe de axiale à radiale. Sur l'axe du jet, la vitesse décroît rapidement jusqu'au point d'arrêt. Une couche limite se développe à partir du point d'arrêt, la composante radiale u_x augmente et atteint quasiment la vitesse maximale du jet en $r/D \approx 1$ avec des niveaux de turbulence atteignant environ 25%. Dans cette région de l'écoulement, bien que pour le cas de la simulation le niveau turbulent dans la direction axiale soit légèrement inférieur à celui mesuré par PIV, on retrouve un très bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux. Cela est confirmé de façon plus quantitative sur les profils de vitesse moyenne radiale tracés aux positions $r/D = 1$ et $r/D = 2$ en figure 4.

Enfin, pour $r/D > 1.8$, on retrouve la région de jet de paroi dans laquelle la composante principale de la vitesse est radiale. L'épaisseur de couche limite augmente et la vitesse radiale u_x décroît à cause de l'axisymétrie du jet. Les niveaux de turbulence sont également plus faibles. Là encore, on retrouve des caractéristiques communes pour la simulation comme pour l'expérience. Les profils de vitesse moyenne radiale tracés en $r/D = 3$ sur la figure 4 pour la simulation LES et la mesure PIV montre également une bonne concordance dans la région de proche paroi.

4.2. Champs statistiques thermiques

Les distributions radiales du nombre de Nusselt moyen mesuré et calculé sont tracées sur la figure 6. La distribution de nombre de Nusselt obtenue par Fénot en 2004 [19] dans une configuration d'injection par tube long et sans confinement à $Re = 10000$ et $H/D = 2$ a également été ajoutée. En comparant les mesures actuelles avec les résultats calculés numériquement, on ob-

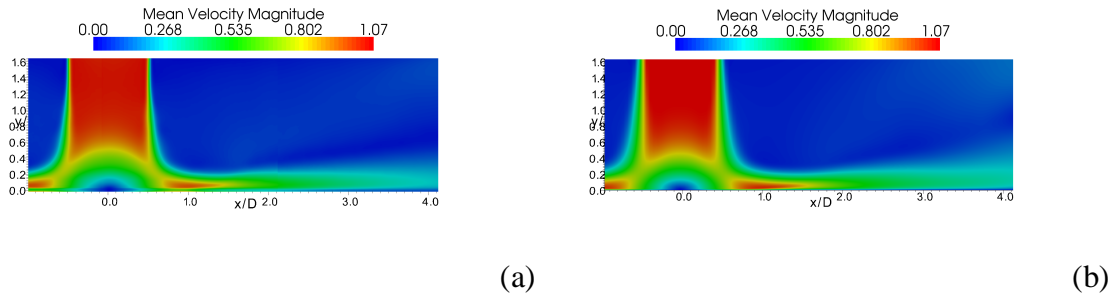


Figure 3 Cartographies de la norme de la vitesse dans le plan (x, y) : (a) Mesures PIV, (b) Calcul LES.

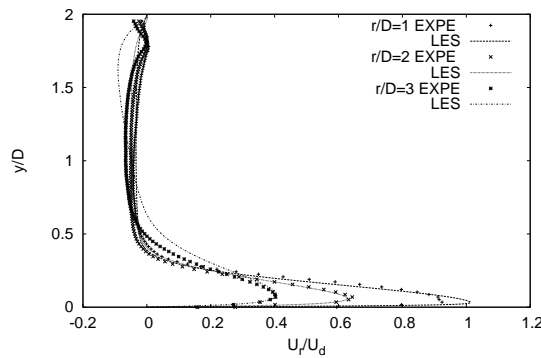


Figure 4 Profils de la vitesse moyenne radiale pour différentes positions r/D . Les symboles correspondent aux mesures PIV et les traits au calcul LES.

serve de façon très claire une grande différence de niveau entre les deux distributions obtenues (environ 23% d'écart entre la LES et les mesures IR). Cependant, il est important de noter que l'écart entre les deux courbes est quasiment constant suivant la direction radiale. Ainsi, on retrouve dans les deux cas l'évolution qualitative de la distribution de nombre de Nusselt moyen le long de la plaque d'impact. Par ailleurs, les niveaux obtenus avec le calcul numérique (particulièrement la valeur du nombre de Nusselt au centre du jet) sont en bon accord avec les mesures réalisées par Fénot [19]. Dans le cas du calcul numérique, on observe un maximum du nombre de Nusselt en $r/D \approx 0.7$ qui correspond à la région d'impact de la couche de cisaillement du jet. Ce maximum est retrouvé à une position similaire dans le cas des mesures IR actuelles. Dans le cas des mesures de Fénot, l'injection étant réalisée par un tube long, on observe de façon attendue un nombre de Nusselt maximal au centre du jet. En revanche, dans les trois cas, on retrouve un point d'inflexion (beaucoup plus marqué dans le cas du calcul numérique) en $r/D \approx 1.5 - 1.7$. Ce point d'inflexion semble lié avec la région de forte intensité turbulente située en $1 < r/D < 2$. Au vu de ces résultats, il apparaît que la différence de profils de vitesse d'entrée déjà soulignée dans la section 4.1. entre calcul et expérience semble jouer un rôle prépondérant dans les valeurs prises par le nombre de Nusselt. En revanche, la distribution du nombre de Nusselt correspondant à notre configuration d'injection par convergent est qualitativement retrouvée par le calcul numérique.

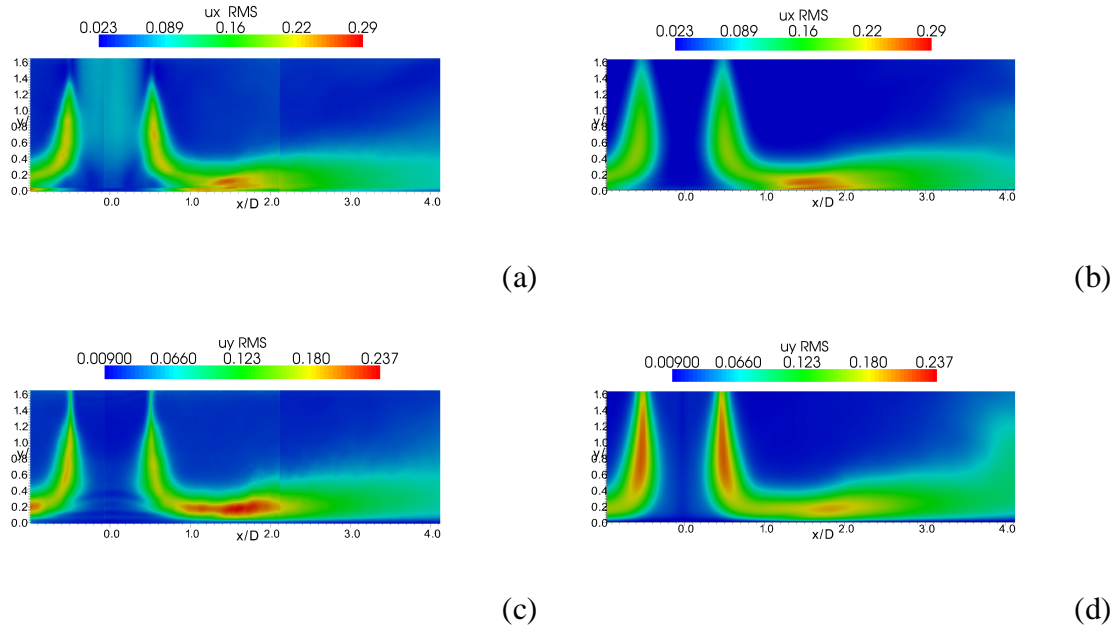


Figure 5 Cartographies de l'écart type de la vitesse dans le plan (x, y) : (a) PIV u_x^{rms} , (b) LES u_x^{rms} , (c) PIV u_y^{rms} et (d) LES u_y^{rms} .

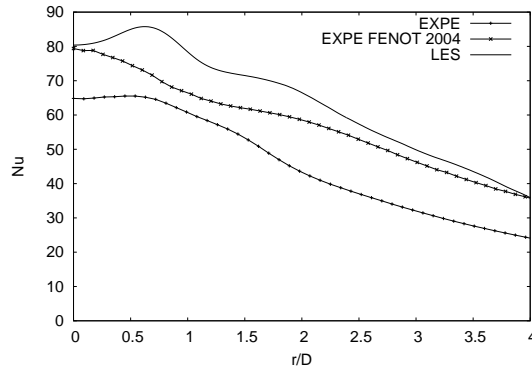


Figure 6 Distribution radiale du nombre de Nusselt moyen obtenu par thermographie IR (traits pleins et symboles) et par simulation LES (traits pleins).

5. Conclusion et perspectives

Une comparaison LES/expérience a été réalisée pour une configuration de jet en impact à $Re = 10000$ et $H/D = 2$. Les champs statistiques aérodynamiques font apparaître un très bon accord entre l'approche numérique considérée et les mesures expérimentales. En particulier, l'évolution dynamique de l'écoulement dans la région de stagnation (région d'intérêt principal pour l'étude des transferts thermiques) est correctement retrouvée par le calcul LES tant au niveau des intensités turbulentes que dans l'évolution du champ de vitesse moyen. En ce qui concerne la distribution du nombre de Nusselt moyen le long de la plaque d'impact, on retrouve une évolution qualitative similaire entre les deux approches avec des niveaux plus élevés pour

le cas numérique par rapport au cas expérimental. Cette différence de niveau semble fortement liée à la différence de profils de vitesse d'entrée moyenne et fluctuante relevée entre le calcul et l'expérience. D'une manière générale, les résultats obtenus permettent de valider l'approche numérique envisagée. Une étude instationnaire approfondie utilisant les champs aérothermiques calculés numériquement pourra par la suite permettre de mieux comprendre les liens entre les transferts thermiques locaux au voisinage du point d'inflexion relevé sur le profil moyen de nombre de Nusselt et l'évolution des structures tourbillonnaires en provenance de la couche de cisaillement du jet. De plus, un calcul DNS utilisant le même code de calcul et réalisé dans une configuration identique est actuellement en cours de développement et permettra de disposer d'une base de données autorisant l'accès à l'ensemble des grandeurs aérothermiques d'un écoulement de jet en impact à un nombre de Reynolds comparable à ceux considérés dans la plupart des expérimentations.

Références

- [1] J. W. Gauntner, J. N. B. Livingood & P. Hrycak, *Tech. Note. NASA* (1970).
- [2] K. Jambunathan, E. Lai, M.A. Moss & B.L. Button, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 13(2), (1992) 106-115.
- [3] M. Hadziabdic & K. Hanjalic, *J. Fluid Mech*, 596, (2008) 221-260.
- [4] A. Dewan, R. Dutta & B. Srinivasan, *Heat Transfer Engineering*, 33(4-5), (2012) 447-460.
- [5] M. Fénot, J.-J. Vullierme & E. Dorignac, *Int. J. Thermal Science*, 44(7), (2005) 665-675.
- [6] S. Roux, M. Fénot, G. Lalizel, L-E Brizzi & E. Dorignac, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 54(15-16), (2011) 3277-3290.
- [7] N. Uddin, *Turbulence Modeling of Complex Flows in CFD*, Thèse de doctorat, Université de Stuttgart (2008).
- [8] T. Hallqvist, *Large Eddy Simulation of impinging jets with heat transfer*, Thèse de doctorat, Royal Institute of Technology, Sweden (2006).
- [9] S. Satake & T. Kunugi, *Int. J. Num. Meth. Heat Fluid Flow*, 8, (1998) 768-780.
- [10] E. Lamballais, V. Fortuné & S. Laizet, *J. Comp. Phys.*, 230(9), (2011) 3270-3275.
- [11] G.-S. Karamanos & G.-E. Karniadakis, *J. Comp. Phys.*, 163(11), (2000) 22-50.
- [12] S.K. Lele, *J. Comp. Phys.*, 103, (1992) 16-42.
- [13] S. Laizet & E. Lamballais, *J. Comp. Phys.*, 228(16), (2009) 5989-6015.
- [14] S. Laizet, E. Lamballais & J.C. Vassilicos, *Comp. & Fluids*, 39(3), (2010) 471-484.
- [15] S. Laizet & N. Li, *Int. J. Numerical Methods in Fluids*, 67(11), (2011) 1735-1757.
- [16] M. A. Ol'shanskii & V. M. Staroverov, *Int. J. Numerical Methods in Fluids*, 33, (2000) 499-534.
- [17] T. Dairay, V. Fortuné, E. Lamballais & L.-E. Brizzi, Simulations Numériques Directes d'un jet impactant, *Proc. CFM* (Besançon, 29 août - 2 sept. 2011).
- [18] V. Narayanan, J. Seyed-Yagoobi & R. H. Page, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47, (2004) 1827-1845.
- [19] M. Fénot, *Étude du refroidissement par impact de jets : application aux aubes de turbines.*, Thèse de doctorat, Université de Poitiers (2004).

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier Madame Catherine FUENTES pour l'aide apportée durant les mesures PIV. Ces travaux ont bénéficié d'un accès aux moyens de calcul de l'IDRIS au travers de l'allocation de ressources 2012/2013-2a0912 attribuée par GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif).