

Analyse aérothermique d'un jet circulaire impactant sur plaque plane à l'aide de la SGE

Pierre AILLAUD^{1*}, Florent DUCHAINE¹, Laurent GICQUEL¹

¹Centre européen de recherche et de formation avancée en calcul scientifique (CERFACS), Équipe CFD
42 Avenue Gaspard Coriolis, 31057 Toulouse, France

*(auteur correspondant : aillaud@cerfacs.fr)

Résumé - Ce papier présente l'étude d'une Simulations aux Grandes Échelles (SGE) aérothermique d'un jet circulaire, de diamètre D , impactant sur une paroi plane. Le nombre de Reynolds est de 23 000 et la distance jet-plaque est $H = 2D$. Après validation, cette base de données numérique est analysée dans le but d'aider à la compréhension de l'apparition du second pic dans la distribution radiale du nombre de Nusselt. Pour ce faire, les séries temporelles de vitesse et de pression sont utilisées pour construire les statistiques d'ordre élevé, telles que la Skewness et le Kurtosis. Ces statistiques sont alors analysées conjointement aux densités de probabilité issues des séries temporelles de température afin de caractériser l'aérothermique du jet impactant.

Nomenclature

ESM	Echelle de sous maille	T	température, K
Nu	nombre de Nusselt	<i>Symboles grecs</i>	
D	diamètre du jet, m	θ	azimut, rad
U_b	vitesse débitante, m/s	<i>Indices et exposants</i>	
H	distance d'impact, m	c	centre du jet
r	distance au point de stagnation, m	p	paroi
L	Longueur de la buse d'injection, m		

1. Introduction

De part leur capacité à augmenter les transferts thermiques entre un fluide et un solide, les jets impactants sont utilisés pour diverses applications industrielles telles que le dégivrage de bord d'attaque d'aile d'avions ou le refroidissement d'aubes de turbine haute pression. Lorsqu'il est utilisé comme système de refroidissement, le jet est donc relativement froid par rapport à la température du solide. Il existe dans la littérature un grand nombre de travaux expérimentaux traitant des configurations de jet froid impactant sur une plaque chauffée [1, 2, 3]. Bien que sujettes à de nombreuses différences et incertitudes, ces expériences partagent toutes un point commun, à savoir la présence de 2 pics distincts dans la distribution radiale du nombre de Nusselt pour des distances d'impact relativement faible, i.e. $H/D < 4$ et des nombres de Reynolds suffisamment élevés. Le premier pic est en général situé au niveau du point de stagnation mais peut également se trouver à $r/D \approx 0.5$ [4]. Cette différence est principalement attribuée au profil de vitesse moyen et aux niveaux de fluctuations de vitesse en sortie de buse qui peuvent différer selon le type de buse utilisée, i.e. convergente ou circulaire [3]. Le second pic se trouve plus en aval à $r/D \approx 2$. Ce comportement particulier a fait l'objet de nombreuses recherches et il apparaît qu'un lien existe entre ce second pic et les structures cohérentes présentes dans les écoulements de jet impactant [5]. La simulation numérique, utilisée en complément des expériences, a permis de mettre clairement en évidence ce lien grâce à la capacité d'analyse simultanée de la thermique et de l'aérodynamique [6, 7, 8]. Bien que

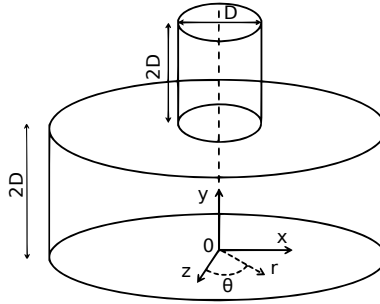


Figure 1: Présentation de la géométrie.

le lien entre structures cohérentes et transferts thermiques ait été établi, les mécanismes physiques conduisant à l'augmentation des transferts thermiques et l'apparition du second pic ne sont toujours pas complètement compris. Le but de cette étude numérique est de fournir des éléments additionnels sur les phénomènes physiques responsables de l'apparition du second pic. La SGE est utilisée pour simuler un jet circulaire, non-confiné, impactant une plaque plane à $Re = 23\ 000$ et pour une distance jet plaque $H/D = 2$. Après une rapide description de la configuration d'étude et des méthodes numériques, les résultats en termes de transferts thermiques pariétaux sont comparés aux expériences. La base de données numérique est ensuite analysée à l'aide d'outils statistiques tels que la Skewness, le Kurtosis et les densités de probabilité sur les variables vitesse axiale, température et pression. Ces outils sont dans un premier temps appliqués pour l'analyse du comportement dynamique. Dans un second temps, l'analyse statistique se concentre sur la thermique en proche paroi afin d'étudier le lien entre la dynamique de l'écoulement et les transferts thermiques.

2. Description du problème

2.1. Géométrie et point de fonctionnement

La géométrie utilisée pour cette étude et le repère associé sont présentés en Fig. 1. Le domaine de calcul est composé d'une buse d'injection de diamètre D et de longueur $2D$ qui débouche dans une cavité cylindrique de diamètre $7D$ et de hauteur $H = 2D$. Le jet est non-confiné, c'est-à-dire que la partie supérieure de la cavité cylindrique est ouverte. La plaque se trouve sur la partie inférieure. Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre du jet D et la vitesse débitante U_b est de $23\ 000$ et l'écoulement est subsonique avec un nombre de Mach, basée sur U_b , de 0.1 .

2.2. Méthodes numériques

Le code SGE AVBP [9] développé par le CERFACS et l'IFPEN est utilisé pour résoudre les équations de Navier-Stokes compressibles filtrées avec un formalisme "cell-vertex" sur des maillages non-structurés. Les termes convectifs sont discrétisés à l'aide d'un schéma Taylor-Galerkin explicite à 2 étapes (TTGC) [10]. Ce schéma est d'ordre 3 en temps et en espace et possède de bonnes propriétés dispersives et diffusives en accord avec les exigences pour les applications SGE. Un schéma du second ordre basé sur un formalisme Galerkin est utilisé pour la discretisation des termes diffusifs [11]. Ces méthodes numériques ont été spécialement conçues pour la SGE et ont été validées sur diverses applications d'écoulements turbulents [12, 13].

Le tenseur de sous-maille est modélisé en utilisant l'hypothèse de Boussinesq qui introduit le concept de viscosité de sous-maille. La viscosité de sous-maille est calculée en utilisant le modèle WALE [14] qui permet de retrouver la bonne décroissance en y^3 à la paroi et est donc particulièrement adapté pour la résolution de l'écoulement en proche paroi qui est la stratégie adoptée ici. Une étude de sensibilité à la modélisation des échelles de sous-maille a été réalisée en comparant le modèle WALE et le modèle SIGMA [15]. Aucun impact n'a été observé sur les transferts thermiques et des écarts limités à 10% dans le pire des cas ont été observés sur les niveaux de fluctuations de vitesse. La fermeture des flux thermiques de sous-maille se fait en utilisant l'hypothèse de gradient-diffusion qui relie les flux thermiques de sous-maille au gradient de température filtrée via une conductivité thermique de sous-maille. La conductivité thermique de sous-maille est évaluée au travers du nombre de Prandtl de sous-maille qui est ici constant et vaut $Pr_{ESM} = 0.5$. L'effet du choix de cette constante a été évalué en comparant le Nusselt pour $Pr_{ESM} = 0.9$ et $Pr_{ESM} = 0.5$. Une fois de plus, la variation de cette constante n'entraîne pas de différences notables sur la distribution radiale du Nusselt.

Le maillage utilisé est un maillage hybride composé de tétraèdres et de 10 couches de prismes à la paroi. Il est composé d'environ 42 millions d'éléments avec des raffinements spécifiques dans le jet et la couche de cisaillement du jet ainsi qu'en proche paroi. Ce maillage permet de résoudre directement la région proche paroi avec des valeurs de y^+ évoluant de 1 à 3.5. Ce maillage est le résultat d'une précédente étude de convergence [7].

2.2.1. Conditions limites

En entrée de la buse d'injection, un profil de vitesse axiale moyenne utilisant une loi de puissance est imposé (voir Eq. (1)) :

$$\frac{U(r)}{U_c} = \left(1 - \frac{2r}{D}\right)^{1/7.23}, \quad (1)$$

avec U_c la vitesse sur l'axe du jet donnée par Eq. (2) [16] :

$$\frac{U_b}{U_c} = 0.811 + 0.038(\log(Re) - 4). \quad (2)$$

Cette formulation permet de retrouver le profil de vitesse moyenne en sortie de buse fournit par Tummers et al. [17]. Le jet est isotherme et la température imposée vaut $T_\infty = 300\text{ K}$. La température et le profil de vitesse sont imposés en utilisant un formalisme *Navier-Stokes Characteristic Boundary Conditions* [18]. Pour imiter la turbulence en entrée, des fluctuations de vitesse isotropes d'intensité égale à $0.05U_b$ sont injectées [19]. Un écoulement co-courant est également imposé sur la condition limite supérieure de la cavité cylindrique. La vitesse de l'écoulement co-courant choisie est de $0.05U_b$ après plusieurs tests pour vérifier l'influence de cette condition limite sur les résultats. En sortie, la pression statique est imposée sous un formalisme NSCBC prenant en compte les termes transverses [20]. La paroi de la buse d'injection est adiabatique et non-glissante. La plaque est isotherme et non-glissante avec $T_p = 330\text{ K}$.

3. Résultats et discussions

3.1. Validation des flux thermiques pariétaux

La distribution radiale du nombre de Nusselt, moyenné en temps et en azimut, est comparée en Fig. 2 au résultat expérimental de Fenot et al. [2]. Cette expérience est réalisée pour un

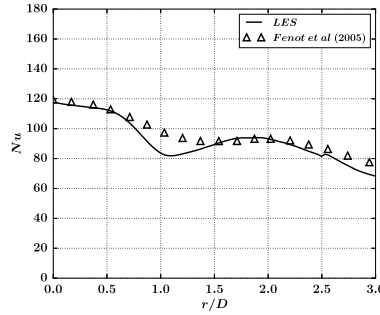


Figure 2: Moyenne temporelle et azimutale du nombre de Nusselt.

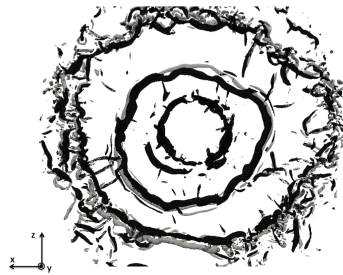


Figure 3: Iso-surfaces instantannées de critère Q colorées par la vorticité azimutale : Vorticité azimutale positive (gris), vorticité azimutale négative (noir).

jet circulaire pleinement développé avec une condition limite sur la plaque se rapprochant de la condition isotherme utilisée dans le calcul. Globalement, un bon accord est obtenu entre la simulation et l'expérience. La seule différence notable vient du minimum local, situé entre les 2 pics, qui est plus prononcé dans la simulation.

3.2. Comportement dynamique

Les écoulements de jet impactant se composent de 2 types de structures tourbillonnaires :

- Les structures primaires qui sont le résultat de l'enroulement de la couche de cisaillement dans la région de jet libre.
- Les structures secondaires qui résultent de l'interaction structures primaires - paroi. Elles sont contra-rotatives par rapport aux structures primaires.

Ces 2 types de structures sont identifiés dans l'écoulement à l'aide d'isosurfaces de critère-Q [21] en Fig. 3. Comme proposé par Dairay et al. [8], ces isosurfaces sont colorées par la vorticités azimutales afin de distinguer les structures primaires des structures secondaires.

La caractérisation statistique du comportement de ces structures cohérentes peut se faire en utilisant différentes variables. Leur caractérisation par des statistiques usuelles, telles que la moyenne et l'écart-type de variables classiques (e.g. vitesse ou pression), est toutefois rendue difficile à cause du caractère instationnaire et intermittent de ces structures. Afin de les identifier plus finement, il est nécessaire de tirer profit des moments centrés d'ordre plus élevé tels que la Skewness, $Sk = \langle x^3 \rangle / \sigma^3$ ou le Kurtosis, $Ku = \langle x^4 \rangle / \sigma^4$ qui sont par définition plus sensibles aux événements "extrêmes" et intermittents. $\langle x^n \rangle$ et σ représentent respectivement le moment

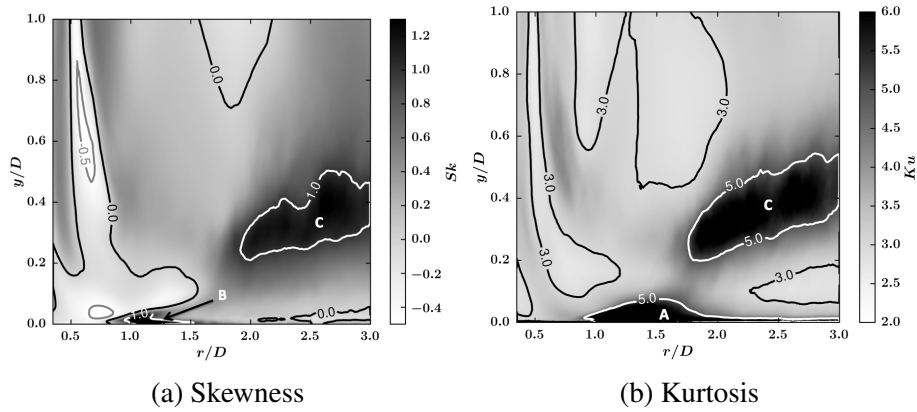


Figure 4: Moyenne azimutale de la Skewness et du Kurtosis de la vitesse axiale dans le plan $(r/D, y/D)$.

centré d'ordre n et l'écart-type. Pour les analyses qui suivent, le lecteur pourra noter les 2 valeurs de référence suivantes qui caractérisent une distribution Gaussienne : $Sk = 0$ et $Ku = 3$. Les moyennes azimutales de la Skewness et du Kurtosis de la vitesse axiale sont présentées en Fig. 4. Il est possible de distinguer 2 régions principales qui peuvent être analysées de la manière suivante :

Region A : Cette région est associée à un Kurtosis relativement élevé, i.e. $Ku > 5$. Dans la même région, la Skewness est proche de 0 exceptée dans une petite zone correspondant à une sous région B. Cette région A semble donc liée à la formation et la convection des structures secondaires en proche paroi. En effet, ces structures induisent à leur passage un flux d'air dans la direction des y négatifs ou dans la direction des y positifs en fonction du point d'observation. Les densités de probabilité restent donc symétriques. Il est à noter en outre que dans cette région, l'écoulement est principalement radial, i.e. la vitesse axiale moyenne est proche de 0 m/s, et les structures secondaires viennent perturber localement l'écoulement. Cela a pour conséquence de générer des densités de probabilité composées d'événements concentrés autour de la valeur moyenne et d'événements "extrêmes" et intermittents.

Region C : Elle est caractérisée par une Skewness et un Kurtosis relativement élevés. Cette région s'étend radialement et est inclinée vers les y positifs lorsque la distance au point de stagnation augmente. Cela peut-être révélateur du phénomène de rebond des structures primaires observé pour un jet impactant initialement laminaire [22] et pour un anneau tourbillonnaire seul impactant une plaque plane [23]. Ce rebond des structures primaires peut-être confirmé en analysant la moyenne azimutale du champ de Skewness de la pression illustrée en Fig. 5. En effet, les structures tourbillonnaires peuvent être associées à un minimum local de pression. Le passage des structures génère une dissymétrie dans les densités de probabilité avec une extension vers les fluctuations de pression négatives. Cela se traduit par une Skewness négative. Pour $1.5 < r/D < 2$ il est possible d'observer clairement le rebond des structures grâce à l'orientation de la zone de faible Skewness ($Sk < -1.2$).

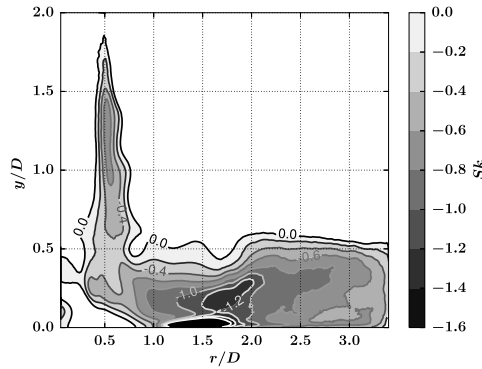


Figure 5: Moyenne azimutale de la Skewness de la pression.

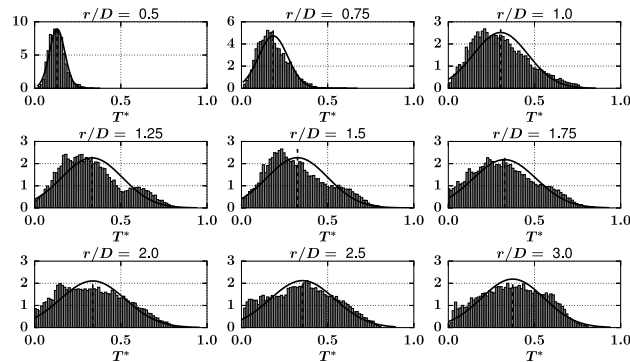


Figure 6: Densité de probabilités de la température en proche paroi. Trait plein : Gaussienne associée. Trait pointillé : valeur moyenne.

3.3. Comportement thermique

Pour compléter l'analyse sur la dynamique, la thermique en proche paroi est analysée à l'aide de sondes numériques placées à $y/D = 0.01$. Il y a 10 azimuts considérés avec dans chaque azimut 12 sondes placées dans la direction radiale. À partir des données collectées par les sondes numériques, les densités de probabilité de température sont estimées à l'aide d'histogrammes normalisés (voir Fig. 6). La température est normalisée de la manière suivante : $T^* = (T - T_\infty)/(T_p - T_\infty)$. Les densités de probabilité gardent une forme proche de la Gaussienne jusqu'à $r/D = 0.75$. Le changement de forme se fait par un étirement des densités de probabilité vers des températures plus chaudes. Pour $1.25 \leq r/D \leq 1.75$, les densités de probabilité sont bi-modales, i.e. il y a 2 pics dans la distribution. Ces 2 modes se situent de chaque côté de la valeur moyenne et peuvent donc être identifiés comme un mode chaud et un mode froid. Cette région bi-modale est à mettre en relation avec les structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement. En effet, c'est dans cette zone que les structures primaires sont les plus proches de la paroi et qu'il y a formation des structures secondaires. Il semble donc que l'organisation du mélange en proche paroi soit liée au passage des structures. Après le rebond des structures primaires, i.e. pour $r/D > 2$, le mélange n'est plus organisé et les densités de probabilité sont plus "rondes".

Au delà de la simple comparaison simulation/expérience faite en partie 3.1, il est intéressant de faire le lien entre la distribution du Nusselt et les éléments présentés dans les parties 3.2 et 3.3. Le creux entre les 2 pics du Nusselt est localisé au niveau de la zone de formation des structures secondaires liée à la séparation de la couche limite et identifiée sur les champs de Skewness et Kurtosis de la pression et de la vitesse axiale. La position du second pic correspond à la localisation du rebond des structures primaires mis en évidence sur le champ de Skewness de la pression. Cela indique que l'éloignement des structures primaires arrête le processus d'augmentation des transferts thermiques pariétaux. Enfin, la zone d'augmentation des transferts thermiques coïncide avec le comportement bi-modale des densités de probabilité de température. Ce comportement bi-modale étant certainement induit par le passage des structures tourbillonnaires.

4. Conclusion

Une SGE de jet impactant sur plaque plane pour un nombre de Reynolds de 23 000 et une distance d'impact de 2 diamètres a été réalisée. La distribution radiale du nombre de Nusselt obtenue numériquement est en bon accord avec les résultats expérimentaux. Le comportement dynamique a été analysé à l'aide des statistiques d'ordre élevé Skewness et Kurtosis dérivées des séries temporelles. La formation et le passage de structures tourbillonnaires ont été mis en évidence grâce à l'analyse de ces statistiques sur les distributions de vitesse axiale et de pression. La Skewness de la distribution de pression a permis d'identifier le phénomène de rebond des structures primaires dont la localisation coïncide avec la position du second pic dans la distribution radiale du nombre de Nusselt. Les densités de probabilité de température en proche paroi montrent une organisation du mélange avec l'apparition de 2 modes dans les distributions qui sont liés au passage des structures tourbillonnaires. Ces diagnostics associés à d'autres analyses sur le flux thermique à la paroi seront utilisés par la suite pour essayer de contrôler les structures tourbillonnaires afin d'améliorer la compréhension des mécanismes principaux conduisant au second pic.

Références

- [1] J. W. Baughn and S. Shimizu. Heat Transfer Measurements From a Surface With Uniform Heat Flux and an Impinging Jet. *Journal of Heat Transfer*, 111 :1096–1098, 1989.
- [2] M. Fenot, J. J. Vullierme, and E. Dorignac. Local heat transfer due to several configurations of circular air jets impinging on a flat plate with and without semi-confinement. *International Journal of Thermal Sciences*, 44 :665–675, 2005.
- [3] S. Roux, M. Fénot, G. Lalizel, L. E. Brizzi, and E. Dorignac. Experimental investigation of the flow and heat transfer of an impinging jet under acoustic excitation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54 :3277–3290, 2011.
- [4] J. Lee and S-J. Lee. Stagnation region heat transfer of a turbulent axisymmetric jet impingement. *Experimental Heat Transfer*, 12 :137–156, 1999.
- [5] C. O. Popiel and O. Trass. Visualization of a free and impinging round jet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 4 :253–264, 1991.
- [6] M. Hadžiabdić and K. Hanjalić. Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 596 :221–260, 2008.
- [7] F. Shum-kivan, F. Duchaine, and L. Gicquel. Large-eddy simulation and conjugate heat transfer in a round impinging jet. In *ASME Turbo Expo 2014 : Turbine Technical Conference and Exposition*, 2014.

- [8] T. Dairay, V. Fortuné, E. Lamballais, and L.-E. Brizzi. Direct numerical simulation of a turbulent jet impinging on a heated wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 764 :362–394, 2015.
- [9] T. Schonfeld and M. Rudgyard. Steady and unsteady flows simulations using the hybrid flow solver AVBP. *AIAA Journal*, 37(11) :1378–1385, 1999.
- [10] O. Colin and M. Rudgyard. Development of high order taylor galerkin schemes for unsteady calculations. *J. Comput. Phys.* , 162(2) :338–371, 2000.
- [11] J. Donea and A. Huerta. *Finite Element Methods for Flow Problems*. John Wiley & Sons Inc, New York, 2003.
- [12] L. Y. M. Gicquel, G. Staffelbach, and T. Poinso. Large eddy simulations of gaseous flames in gas turbine combustion chambers. *Prog. Energy Comb. Sci.* , 38(6) :782 – 817, 2012.
- [13] F. Duchaine, N. Maheau, V. Moureau, G. Balarac, and S. Moreau. Large eddy simulation and conjugate heat transfer around a low-mach turbine blade. In GT2013-94257, editor, *ASME Turbo Expo*, San Antonio, Texas, USA, June 2013.
- [14] F. Nicoud and F. Ducros. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 62(3) :183–200, 1999.
- [15] F. Nicoud, H. B. Toda, O. Cabrit, S. Bose, and J. Lee. Using singular values to build a subgrid-scale model for large eddy simulations. *Physics of Fluids*, 23(8), 2011.
- [16] D. Cooper, D.C. Jackson, B.E. Launder, and G.X. Liao. Impinging jet studies for turbulence model assessment Part I. Flow field experiments. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36 :2675–2684, 1993.
- [17] M. J. Tummers, E. H. Van Veen, N. George, R. Rodink, and K. Hanjalić. Measurement of velocity-temperature correlations in a turbulent diffusion flame. *Experiments in Fluids*, 37(3) :364–374, 2004.
- [18] T. Poinso and S. Lele. Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *J. Comput. Phys.* , 101(1) :104–129, 1992. doi : 10.1016/0021-9991(92)90046-2.
- [19] N. Guezennec and T. Poinso. Acoustically nonreflecting and reflecting boundary conditions for vorticity injection in compressible solvers. *AIAA Journal* , 47 :1709–1722, 2009.
- [20] V. Granet, O. Vermorel, T. Leonard, L. Gicquel, , and T. Poinso. Comparison of nonreflecting outlet boundary conditions for compressible solvers on unstructured grids. *AIAA Journal* , 48(10) :2348–2364, 2010.
- [21] J.C.R Hunt, A.A. Wray, and P. Moin. Eddie, Strams, and Convergence Zones in Turbulent Flows. In *Proc. of the Summer Program (CTR)*, Stanford, 1988. Stanford University.
- [22] W. Rohlf, H. D. Haustein, O. Garbrecht, and R. Kneer. Insights into the local heat transfer of a submerged impinging jet : Influence of local flow acceleration and vortex-wall interaction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55 :7728–7736, 2012.
- [23] J. D. A. Walker, C. R. Smith, A. W. Cerra, and T. L. Doligalski. The impact of a vortex ring on a wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 181 :99–140, 1987.

Remerciements

Ces travaux ont bénéficié d’un accès aux moyens de calcul du CINES au travers de l’allocation de ressources 2015-x20152a6074 attribuée par GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif).