

Étude Numérique d'un Jet Dans un Écoulement Transversal pour Différentes Formes Géométriques d'Injection

Rim BEN KALIFA^a, Sabra HABLI^a, Nejla MAHJOUR SAÏD^a, Hervé Bournot^b et Georges LE PALEC^b

^aLGM, Institut Préparatoire aux Etudes d'Ingénieurs de Monastir, Université de Monastir, Tunisie

e-mail: rimbenkalifa@yahoo.com

e-mail: sabra.habli@fsm.rnu.tn

e-mail: nejla.mahjoub@fsm.rnu.tn

^bIUSTI, UMR 7343, Technopôle de Château-Gombert, Marseille, France

e-mail: georges.lepalec@univ-amu.fr

Résumé :

On se propose, dans ce travail de résoudre numériquement un écoulement généré par l'interaction d'un jet à masse volumique variable et un écoulement transversal. Une simulation numérique est présentée à l'aide du logiciel Fluent résolvant les équations de Navier-Stokes avec la méthode des volumes finis. Le modèle de turbulence utilisé dans notre étude est le modèle de second ordre RSM. Nous avons également déterminé les comportements dynamiques, thermiques et massiques de l'écoulement global en considérant différentes formes géométriques de la buse et différents rapports de vitesses.

Mots Clés : Jet, masse volumique variable, modèle de turbulence, tridimensionnel.

1. INTRODUCTION

À cause de leur présence dans plus d'un domaine, les écoulements de type jets dans un écoulement transversal suscitent un intérêt majeur de plus en plus croissant. Parmi les applications impliquant ces écoulements, on peut citer l'injection de carburant dans une chambre de combustion, le refroidissement par film d'aubes de turbine etc.

Le facteur impactant dans de telles configurations est le mélange des fluides en interaction. Il faut savoir que le processus de mélange global, englobe les mélanges dynamiques, massique et thermique. Ainsi l'efficacité globale de l'application dépendra de l'efficacité dynamique, de dispersion et de chauffage ou de refroidissement. Toutes ces efficacités sont dictées par les paramètres généraux de l'écoulement. Ces paramètres peuvent être géométriques tels que la forme de sortie de la buse (Mahjoub et al. [1-2]), l'inclinaison (Riadh et al. [3]) etc. ; ou dynamique tel que le rapport entre la vitesse du jet et celle de l'écoulement transversal, communément appelé rapport d'injection (R), (Tiana et al. [4], New et al. [5], Mahjoub et al. [2] et Recker et al [6]). ; Ou thermique comme le gradient entre la température du jet et celle de l'écoulement environnant (Walters et al. [7], Ferguson et al. [8]; Sulioiman et al [9]).

Le travail présenté est une contribution à la compréhension des structures tourbillonnaires de l'écoulement généré par l'interaction d'un jet à masse volumique variable et un écoulement transversal. Ainsi, nous nous proposons de déterminer numériquement les caractéristiques thermiques, massiques et turbulentes pour différentes formes géométriques du jet et pour différents rapports de vitesses d'injection.

2. Modélisation mathématique du problème

Dans cette étude, nous nous proposons d'étudier numériquement l'évolution de l'écoulement global généré par l'interaction d'un jet à masse volumique variable, émettant un mélange gazeux, de composition (cas réel de la centrale thermique de Sousse): 20.9% dioxyde de carbone (CO₂), 76.9% d'azote (N₂), 1.8% d'oxygène (O₂), 0.4% dioxyde de soufre (SO₂), avec une vitesse d'éjection v_0 et à une température T_0 ($T_0=110^\circ\text{C}$). Ce panache est soumis à un vent de vitesse u_∞ , la température ambiante est T_∞ ($T_\infty=18^\circ\text{C}$).

La Figure 1 fait appel aux différentes formes de la buse d'injection : 6 formes sont utilisées dans ce travail : circulaire (1), carré (2), ellipse (longue(4) et courte (3)), triangle (le sommet du triangle est en face du vent (5) et la base du triangle est en face du vent (6)). Nous notons aussi que toutes les formes géométriques ont la même surface que la forme circulaire utilisée précédemment ($S=7.8510^{-5}$ m²).

Les équations régissant l'écoulement turbulent (le nombre de Reynolds varie entre 4487 et 5769), considérées dans un système de coordonnées cartésiennes dont l'origine est placée au centre de la buse d'injection, sont données par le système suivant :

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i u_j} \right) + (\bar{\rho}_\infty - \bar{\rho}) g \delta_{ij} \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial\tilde{T}}{\partial x_j} - \overline{\rho u_j T} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho C^m)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j C^m)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D^m \frac{\partial C^m}{\partial x_j} \right) \quad (4)$$

avec : $\bar{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial\tilde{u}_\ell}{\partial x_\ell} \delta_{ij}$

Le modèle de turbulence utilisé dans notre cas est le modèle au second ordre RSM, mieux adopté pour reproduire le phénomène de recirculation au voisinage de la sortie du jet [1]. La résolution des équations est assurée à l'aide du code commercial CFD « Fluent » [11]. Les dimensions du domaine de calcul sont prises de telle manière qu'elles n'influent pas sur l'évolution des champs résultants. Plusieurs configurations ont été testées pour finalement adopter les dimensions suivantes: $L_x = 55d$ (selon x), $L_y = 15d$ et $L_z = 20d$ (selon z) (Figure 1). Une estimation correcte des différentes grandeurs régissant l'écoulement nécessite un maillage efficace du domaine de calcul; c'est-à-dire suffisamment fin là où ont lieu des transformations majeures ou encore là où les dimensions sont très faibles. Dans notre cas, un maillage non uniforme tétraédrique a été choisi afin de suivre au mieux l'écoulement résultant le long le domaine.

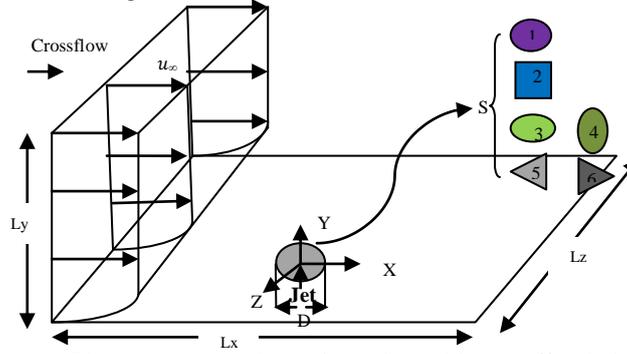


Figure 1 : Vue schématique du problème: effet de la forme de sortie du jet sur l'écoulement

Pour compléter le problème, outre le système d'équations cité ci-dessus, il faut tenir compte des conditions aux limites et d'émission :

$$\text{A la sortie de jet : } \begin{cases} \tilde{u} = 0, \tilde{v} = v_0, \tilde{w} = 0 \\ k = k_0 = 10^{-3} u_0^2 \\ \varepsilon = \varepsilon_0 = k_0^{3/2} / 0.5d \end{cases} \text{ Écoulement transversal } \begin{cases} \tilde{u} = u_\infty, \tilde{v} = 0, \tilde{w} = 0 \\ k = k_\infty = 5 \cdot 10^{-3} u_\infty^2 \\ \varepsilon = k_\infty^{3/2} / 0.2L_y \end{cases}$$

$$\text{Le reste de domaine: } \begin{cases} \frac{\partial\tilde{u}}{\partial n} = \frac{\partial\tilde{v}}{\partial n} = \frac{\partial\tilde{w}}{\partial n} = 0 \\ \frac{\partial k}{\partial n} = \frac{\partial\varepsilon}{\partial n} = 0 \end{cases}$$

3. Résultats de la simulation numérique

3.1. Caractéristiques dynamiques de l'écoulement

L'effet de la variation de la forme géométrique du jet peut apparaître tout d'abord en amont du jet. Dans cette région, nous allons étudier dans la figure 2 les lignes de courant pour chaque configuration géométrique dans le plans xz pour ($y=0$) (au niveau du sol) pour un rapport de vitesses inférieur à l'unité ($R=0.7$). Pour le cas du jet carré (Figure 2.a) : on note la présence d'un tourbillon en fer à cheval sur le côté amont du jet. Cette structure tourbillonnaire est enroulée autour de la base d'émission du jet dans l'écoulement transversal. Ce tourbillon est dû à la présence d'une zone de débit important sur la côté amont de jet. En se référant aussi à la même figure, les lignes représentant le tourbillon en fer à cheval sont enroulées dans l'écoulement transversal et autour de l'orifice pour le cas du jet circulaire (figure 2.b).

Les vues extraites pour le cas d'un jet de forme elliptique (figure 2.c et 2.d) en amont sont presque semblables à celles pour le cas d'un jet circulaire (figure 2.b). Bien qu'on enregistre la présence de tourbillons en fer à cheval, il semble bien pour le cas d'un jet elliptique long (figure 2.c), que ce tourbillon ne pénètre pas dans le jet sauf sur le bord d'attaque alors que pour la deuxième configuration (jet elliptique figure 2.d) sa présence peut être ressentie à l'intérieur du passage à jet.

Examinons à présent l'écoulement global en amont d'injection sous forme triangulaire (la première configuration est : base du triangle en face de l'écoulement transversal et la deuxième configuration est: sommet du triangle en face du vent transverse) (figure 2.e et 2.f). En amont du jet et comme le rapport de vitesses est inférieur à l'unité, on peut définir l'emplacement d'une partie de la couche limite de l'écoulement transversal qui se sépare et on enregistre la présence d'un tourbillon de fer à cheval. L'écoulement suit simplement l'écoulement transversal et se déplace autour du jet en aval de la buse. On peut noter que l'effet d'écrasement imposé par l'écoulement environnant parvient sur le côté abri du jet. Le point de rencontre des lignes de courant est plus loin pour la configuration triangulaire (figure 2.e et 2.f)

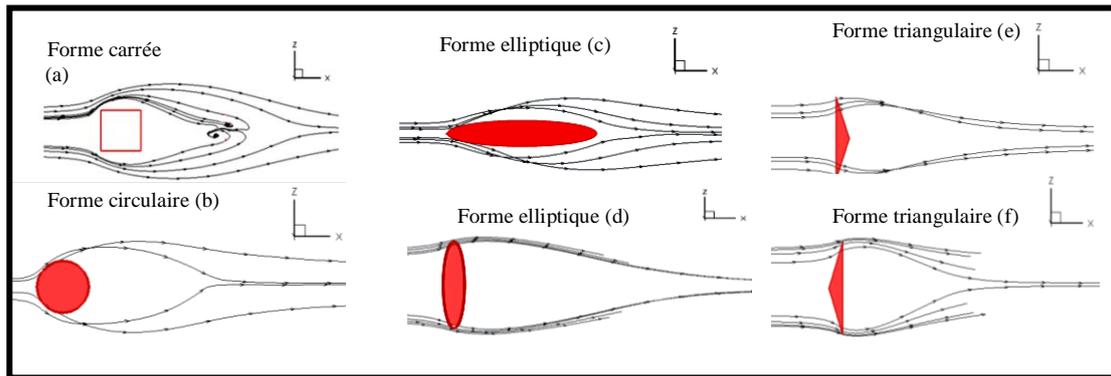


Figure 2. Lignes de courant pour différentes formes géométriques du jet dans le plan $y = 0$ et pour : $u_\infty = 13\text{m/s}$, $v_0=9\text{m/s}$

En se référant à la Figure 2.a qui représente l'évolution de l'écoulement résultant en aval d'un jet de forme carrée: Il ressort de la représentation des lignes de courant, que lors de l'interaction de jet avec l'écoulement transversal il y a présence de deux paires de spirale, sous forme de champignons, moins instable et très ondulées s'enroulant dans le champ proche d'un jet carré. D'ailleurs des travaux antérieurs ont discuté la formation de ces paires de tourbillons. Ils ont remarqué que la formation d'une paire de nœud en spirale juste en aval de jet. Par ailleurs, il existe des travaux qui ont montré ces nœuds indiquent la croissance de structure de Kelvin-Helmholtz et par suite l'instabilité de la couche de cisaillement.

La deuxième remarque à faire concerne la zone de recirculation pour le cas du jet triangulaire (Figure 2.c et 2.d). Nous distinguons le même type de comportement mais les formes de paires de tourbillons enregistrés pour le cas du jet carré en forme haricot sont trop larges. Les tourbillons présents dans le cas jet triangulaire, sommet en aval (figure 3.c), sont moins intenses et moins dynamiques que ceux trouvés pour le cas circulaire (Figure 2.b) et aussi pour le cas triangulaire (base en aval) (figure 3.d).

En analysant la distribution des lignes de courant juste en aval et dans la zone de sillage au bord de la sortie de jet, on constate que lorsque la géométrie est à fente majeure (exemple le jet elliptique court), on enregistre plus de tourbillons dans la zone de sillage et cela est dû à la présence du gradient de pression défavorable négatif. Ces structures tourbillonnaires sont de natures similaires à celles enregistrées pour le tourbillon CVP. Aussi il ne faut pas confondre ces tourbillons avec les paires de tourbillons contrarotatifs CVP qui évoluent le long de la trajectoire et qui n'existent que dans la région proche du jet [11].

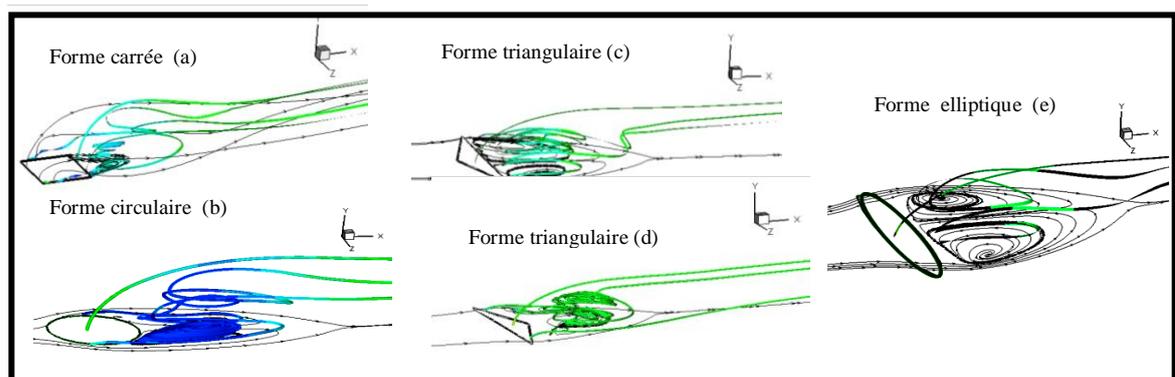


Figure 3 : Visualisation 3D de l'impact de la forme de sortie du jet sur la zone de sillage pour : $u_\infty = 13\text{m/s}$, $v_0=9\text{m/s}$.

3.2. Caractéristiques thermiques de l'écoulement

Après avoir suivi l'impact de la forme géométrique initiale du jet sur les aspects dynamiques et turbulents, nous proposons d'examiner l'effet de ces formes sur le champ thermique établi. La Figure 4 représente l'évolution de la température dans le plan $x = 4d_h$ en fonction de la distance z pour différents emplacements y et pour un rapport de vitesses $R=5$. Les profils de la température pour les deux formes géométriques (circulaire et triangulaire) généralement adoptent des courbes quasiment symétriques. En examinant l'évolution de la température en aval du jet (pour $y \leq 0.005m$), on note une augmentation de la température jusqu'à atteindre deux pics de différentes magnitudes ce qui met en évidence la présence de la paire de tourbillon contrarotatif (CVP) : il s'agit du système de tourbillon le plus présent au sein de l'écoulement et résulte de la courbure même du jet (voir zoom). Aussi, on remarque que les deux paires de tourbillons s'atténuent et disparaissent pour $y \geq 7$ mm pour le cas jet triangulaire, ceci est dû au fait que nous avons dépassé le bord supérieur du panache résultant. Donc la géométrie fente majeure (exemple le cas jet triangulaire) conduit à la présence des tourbillons CVP trop clairs et trop larges et les deux pics de température sont trop proches.

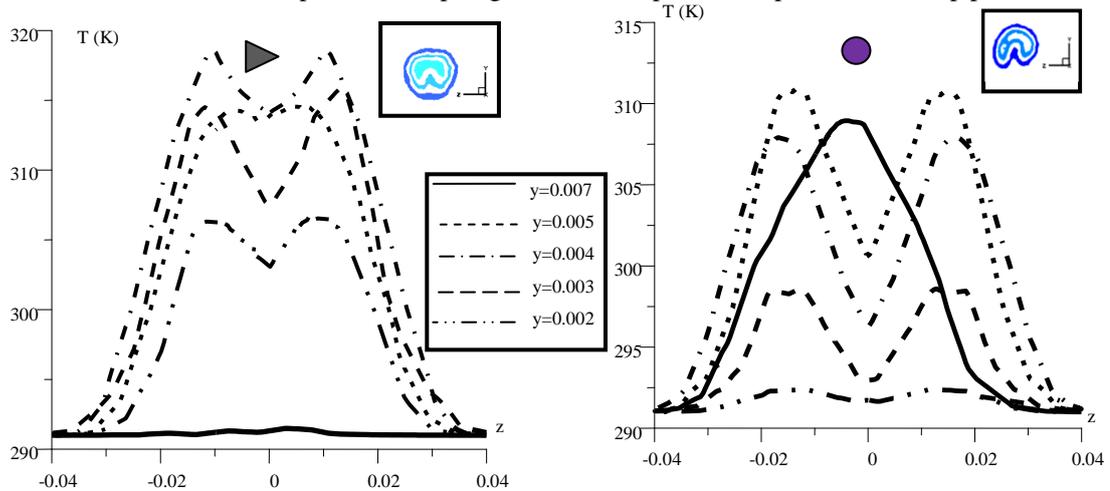


Figure 4 : Impact de la forme géométrique du jet sur la distribution latérale de la température dans le plan ($x=4d_h$) et pour : $u_\infty = 1.8$ m/s et $v_0 = 9$ m/s

3.3. Caractéristiques massiques de l'écoulement

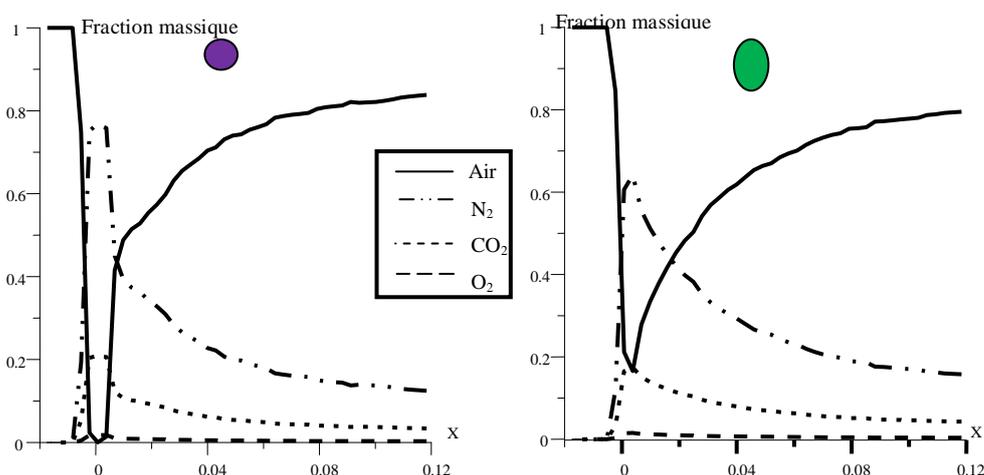


Figure 5 : Profils de la fraction massique des différentes espèces dans le plan de symétrie ($z=0$) et pour : $u_\infty = 13$ m/s, $v_0=9$ m/s

Comme pour les autres grandeurs, nous allons achever notre étude avec une description détaillée de la distribution des polluants dans l'air et une analyse de l'évolution de ses composantes au sein de notre domaine. Plusieurs espèces sont introduites au sein de la buse d'injection en supposant qu'il y a absence de tous types de réaction entre les différentes espèces. La Figure 5, présente la distribution longitudinale des fractions massiques des différents constituants de la fumée (N_2 , CO_2 et O_2), ainsi que la fraction massique de l'air, dans le plan de symétrie ($z=0$) à une hauteur ($y=0.0025m$) pour ($R=0.7$) et pour différentes formes géométrique de buse

(circulaire et ellipse longue). Pour différentes formes de buse, on remarque que la concentration maximale des polluants est située au niveau de la sortie de la buse ($x = 0$). Le pic enregistré pour le cas jet elliptique long est moins intense que pour l'autre cas, car il faut tenir compte de l'élargissement de forme de buse longue suivant l'écoulement transversal. En avançant dans le sens longitudinal, une décroissance des profils a lieu qui provient de la dilution des différents constituants de la fumée dans l'air. En ce qui concerne la distribution de l'air, la fraction massique de l'air est la plus importante.

Conclusion

Nous avons modélisé, dans cette étude, la dispersion de la fumée issue d'un jet de différentes formes géométriques dans un écoulement transversal. Cette étude paramétrique nous a permis d'examiner l'impact de la forme de buse et le rapport de vitesses sur les comportements dynamique, turbulente et massique de l'écoulement résultant. Il ressort de l'ensemble de cette étude numérique qu'il s'agit bien d'une configuration complexe de par son comportement structural. En effet, un système complexe de tourbillons se développe au sein du domaine et englobe principalement trois structures dominantes: les tourbillons en fer à cheval, la paire de tourbillons contrarotatifs et les tourbillons de sillage.

Aussi, les résultats trouvés prouvent que la concentration massique de fumées et la température de polluants sont faibles pour un rapport de vitesses inférieur à l'unité et aussi pour une fente mineure.

Nomenclature

Symboles			
C^m	Fraction massique de l'espèce m	$\overline{u_i u_j}$	Tension de Reynolds, m^2/s^2
d_h	diamètre hydraulique du jet, m		
g	accélération de la pesanteur, m/s^2	u, v, w	Composantes de la vitesse suivant x, y et z , m/s
k	énergie cinétique de turbulence, m^2/s^2	x, y, z	Coordonnées longitudinale, verticale et latérale, m
R	Rapport de vitesses (v_0 / u_∞)		Symboles Grecs
C_p	Capacité calorifique du fluide, $J/kg \cdot K$	ρ	Masse volumique du fluide, kg/m^3
		β	coefficient de dilatation thermique, K^{-1}
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence, $m^2 \cdot s^{-3}$
λ	la conductivité thermique du fluide	μ	Viscosité dynamique du fluide, kg/ms
T	Température, K		
u_∞	Vitesse de l'écoulement transversal, m/s		
v_0	Vitesse d'injection, m/s		

Références

- [1] N. Mahjoub Said, H. Mhiri, G. Le Palec et Ph. Bournot, Experimental and numerical analysis of pollutant dispersion from a chimney, *Atmospheric Environment*, Pages 1727-1738, 2005.
- [2] N. Mahjoub Said, S. Habli, H. Mhiri, G. Le Palec et Ph. Bournot, Flow field measurement in a crossflowing elevated jet, *Journal of Fluid Engineering*, Pages 551-562, 2007
- [3] R. Riahi, F. Bagheri, B. Farhanieh et A. Hajilouy, Experimental and Numerical Investigation of Fluid Dynamics of a Bounded Equilateral Triangular Jet, *Proceedings of the 5th IASME / WSEAS International Conference on Fluid Mechanics and Aerodynamics*, 2007
- [4] Z.F. Tiana, P.J. Witta, W. Yang et M.P. Schwarz, Numerical simulation and validation of gas-particle rectangular jets in crossflow, *Computers and Chemical Engineering*, Pages 595-605, 2011
- [5] T. H. New et J. Soria, Near-field pairing of leading edge vortices in elliptic jets in cross flow, *European Journal of Mechanics B/Fluids*, Pages 551-569, 2004
- [6] E. Recker, W. Bosschaerts, R. Wagemakers, P. Hendrick, H. Funke et S. Börner, Experimental study of a round jet in cross-flow at low momentum ratio, *15th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon*, Portugal, 2010
- [7] K.D. Walters et J.H. Leylek, A systematic computation methodology applied to a three dimensional film-cooling flowfield, *ASME J. Turbomach.*, Volume 119 (4), Pages 777-785, 1997.
- [8] D.J. Ferguson, K.D. Walters et J.H. Leylek, Performance of turbulence models and near wall treatments in discrete jet film cooling simulations, *ASME*, 98-GT-438, 1998.
- [9] B. M. Sulioiman et B. A. Jubran, Numerical investigation of parameters affecting the thermal and hydrodynamic characteristics of impinging jets in cross flow, *IIUM Engineering Journal*, Volume 1(1), 2000.
- [10] Fluent 5 user's guide, July 1998.
- [11] Y. Kamotani et I. Greber, Experiments on a Turbulent Jet in a Cross Flow, *AIAA Journal*, Volume 10(11), Pages 1425-1429, November 1972.