

EVOLUTION D'UN JET PLAN LAMINAIRE, NON CONFINÉ, IMPACTANT UNE SURFACE PLANE CHAUFFÉE.

A. ALIOUALI¹, K.TALBI², M. KADJA³

^{1, 2, 3}Laboratory of Applied Energetic and Pollution, Mechanical Engineering Department
University Frères Mentouri Constantine 1

RÉSUMÉ

Nous proposons dans ce travail, une étude numérique d'un jet de type plan laminaire, non confiné et impactant une surface plane horizontale chauffée. L'élaboration du code de calcul basé sur la méthode de volume finis en appliquant les équations de N-S, nous a permis de simuler l'évolution du jet. Nous nous intéressons au développement du jet dans la région pariétal sur la surface chauffée et aux influences des divers paramètres tels que le nombre de Reynolds, la distance entre la buse et la surface d'impact et la température.

Mots clés : Jet Plan en Impact, Non Isotherme, Non Confiné, Etude Numérique.

NOMENCLATURE

C_p = chaleur spécifique à pression constant [J/(kg K)]
 C_{p0} = C_p valeur à l'entrée de la buse [J/(kg K)]
 G = constante caractérisant la convection naturelle
 $g = 9.80655$ [m/s²] accélération universelle
 H = distance buse-surface d'impact [m]
 H_T = hauteur totale du domaine de calcul [m]
 h_c = Coefficient de transfert de chaleur, [W/(m²K)]
 L = longueur de la surface chauffée [m]
 Nu_0 = nombre de Nusselt local au centre de la surface chauffée
 P = pression thermodynamique [Pa or atm]
 P_0 = pression thermodynamique totale [Pa or atm]
 p = pression motrice [Pa]
 q = flux calorifique local sur la surface chauffée [W/m²]
 T = température [K]
 T_a = température ambiante fixé ici 293.15 [K]
 T_0 = T_a température à l'entrée de la buse
 T_s = température sur la surface chauffée [K]
 u = composante latérale de la vitesse [m/s]
 V_{max0} = vitesse maximale à l'entrée de la buse [m/s]
 v = composante axiale de la vitesse [m/s]
 x = coordonnée suivant la direction x [m]
 X_0 = moitié de la largeur de la buse [m]
 X_T = dimension latérale totale du domaine de calcul [m]
 y = coordonnée suivant la direction y (repère axial) [m]
 Y_T = dimension axiale totale du domaine de calcul [m]

Symboles grecs

β = facteur de dilatation volumique du fluide
 $\Delta T_0 = (T_s - T_0)$ différence caractéristique de la température [K]
 λ = conductivité thermique du fluide [W/(m K)]
 $\lambda_0 = \lambda$ valeur à l'entrée de la buse [W/(m K)]
 μ = viscosité dynamique du fluide [kg/(m s)]
 $\mu_0 = \mu$ valeur à l'entrée de la buse [kg/(m s)]
 ρ = masse volumique du fluide [kg/m³]
 $\rho_0 = \rho$ valeur à l'entrée de la buse [kg/m³]

Indices

0 = relatif à l'entrée de la buse
' = relatif à la valeur adimensionnelle

Nombres de groupe adimensionnels

$Fr = V_{max0}^2 / (g X_0)$ nombre de Froude
 $Gr = (g \beta \Delta T_0 X_0^3) / \nu^2$ nombre de Grashof
 $Nu = (h_c X_0) / \lambda_0$ nombre de Nusselt
 $Pr = (C_{p0} \mu_0) / \lambda_0$ nombre de Prandtl
 $Re = (\rho_0 X_0 V_{max0}) / \mu_0$ nombre de Reynolds

1. INTRODUCTION

Le jet en impact trouve de larges applications technologiques dans plusieurs domaines industriels tels que le contrôle de la température de surface par convection forcée comme le refroidissement, le chauffage, la ventilation, la métallurgie, le séchage, le revêtement chimique etc.... Il existe dans la littérature peu de résultats concernant le jet plan dans le cadre d'écoulement laminaire et de configuration non confiné, la plupart sont consacrées au jet axisymétrique, de buse cylindrique par raison de simplicité en pratique. Parmi ceux-ci, nous citons le travail théorique [1,2], expérimental [3,4] et numérique [5, 6, 7, 8, 9,10], ayant fait l'objet de recherches consacrées aux influences des paramètres, tels que le nombre de Reynolds, le profil de vitesse à l'entrée de la buse et la hauteur d'impact du jet sur les transferts de chaleur et de masse. Lorsque qu'un jet impacte une plaque horizontale dont la température est supérieure à celle du fluide, la prépondérance relative des forces d'inertie et

de flottabilité, influe sur la dynamique de l'écoulement et en résulte le décollement de couche limite cinématique et thermique du fluide sur la surface chauffée, à une distance plus ou moins éloignée de l'axe de la buse. Par conséquent, ce décollement de la couche limite a un effet important sur la quantité de chaleur échangée entre la plaque et le fluide, et donc, sur la qualité du refroidissement de la surface chauffée [2], [3], [4], [11], et [12]. L'objet de cette étude numérique est donc de parvenir à caractériser l'évolution de l'écoulement du jet sur la surface chauffée selon les paramètres, à savoir, le nombre de Reynolds Re, la hauteur de la buse par rapport à la surface chauffée H/X₀ et la différence la différence de température ΔT₀ entre la surface chauffée et le fluide.

2. MODELE MATHEMATIQUE ET RESOLUTION NUMERIQUE

Théoriquement dans une approche du domaine non confiné, nous avons choisis un domaine fini, assez large par rapport à la largeur de la buse d = 2X₀, et à la distance buse-surface chauffée H/X₀, (voir figure 1). Notre jet peut être défini comme étant bidimensionnel et parfaitement symétrique. Le fluide du jet à température initiale T₀ égale à la température ambiante, impacte une surface plane chauffée à la température T_s supérieure à T₀ et de longueur donnée finis L/X₀ = 10. En présence d'un gradient de température les propriétés thermo physique du fluide (ρ, C_p, μ et λ) sont variables et les équations de transferts de mouvement et de l'énergie sont couplées. En définissant les valeurs de référence à l'entrée de la buse, nous écrivons les variables sans dimensions suivantes :

$$x' = \frac{x}{X_0}; y' = \frac{y}{X_0}; u' = \frac{u}{V_{\max 0}}; v' = \frac{v}{V_{\max 0}}; p' = \frac{P - P_y(y)}{\rho_0 V_{\max 0}^2}; T' = \frac{T - T_0}{T_s - T_0}; \rho' = \frac{\rho}{\rho_0}; C'_p = \frac{C_p}{C_{p0}}; \mu' = \frac{\mu}{\mu_0};$$

$$\lambda' = \frac{\lambda}{\lambda_0}; P_y(y) = P_0 - \int_0^y (\rho g) dy;$$

Les équations adimensionnées régissant l'écoulement, s'écrivent alors sous la forme suivante :

$$\frac{\partial(\rho' u')}{\partial x'} + \frac{\partial(\rho' v')}{\partial y'} = 0 \tag{1}$$

$$\rho' \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} \right) = - \frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{1}{Re} \left\{ \frac{\partial}{\partial x'} \left[2\mu' \frac{\partial u'}{\partial x'} + \lambda' \left(\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y'} \left[\mu' \left(\frac{\partial u'}{\partial y'} + \frac{\partial v'}{\partial x'} \right) \right] \right\} \tag{2}$$

$$\rho' \left(u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} \right) = - \frac{\partial p'}{\partial y'} + \frac{1}{Re} \left\{ \frac{\partial}{\partial x'} \left[\mu' \left(\frac{\partial u'}{\partial y'} + \frac{\partial v'}{\partial x'} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y'} \left[2\mu' \frac{\partial v'}{\partial y'} + \lambda' \left(\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} \right) \right] \right\} + \frac{1}{Fr} (1 - \rho') \tag{3}$$

$$\rho' C'_p \left(u' \frac{\partial T'}{\partial x'} + v' \frac{\partial T'}{\partial y'} \right) = \frac{1}{(Re Pr)} \left\{ \frac{\partial}{\partial x'} \left(k' \frac{\partial T'}{\partial x'} \right) + \frac{\partial}{\partial y'} \left(k' \frac{\partial T'}{\partial y'} \right) \right\} \tag{4}$$

Bien que nous utilisons les équations adimensionnelles, nous fixons l'état standard à partir des paramètres avec dimension afin de favoriser l'interprétation physique des phénomènes voir tableau 1

Paramètres avec dimension					Nombres adimensionnels correspondants		
P ₀ [atm]	T ₀ [K]	T _s [K]	V _{max0} [m/s]	X ₀ [m]	Re	Fr	Pr
1.0	293.15	393.15	0.1508	0.01	100	0.2320	0.7112

Tableau 1 Etat de référence des paramètres avec dimension et adimensionnels utilisés dans les calculs.

La résolution numérique, des équations gouvernant l'écoulement, est assurée par la méthode de volume finis utilisant l'algorithme SIMPLER proposé par S. V. Patankar [13].

Vu la symétrie voir figure 1, nous allons considérer uniquement la moitié du domaine déterminé par la section rectangulaire noté (X_T xY_T). Le critère de convergence est celui de la valeur du résidu sur l'équation de continuité dont la valeur n'excède pas 10⁻⁴.

Les conditions aux limites associées aux équations de conservation sont :

Sur AB : v = 0 P = P₀ et T = T₀

Sur BC : u = 0 (∂v/∂y) = 0 P = P₀ et T = T₀

Sur CD : v = V_{max0}[1 - (x/X₀)²] et T = T₀

Sur DO : $u = 0$ ($\partial v / \partial y$) = 0 et ($\partial T / \partial x$) = 0

Sur OA : $T = T_s$ pour $0 \leq x \leq L$ et $T = T_0$ pour $L < x \leq X_T$

Sur CF : $u = 0$ et $v = 0$

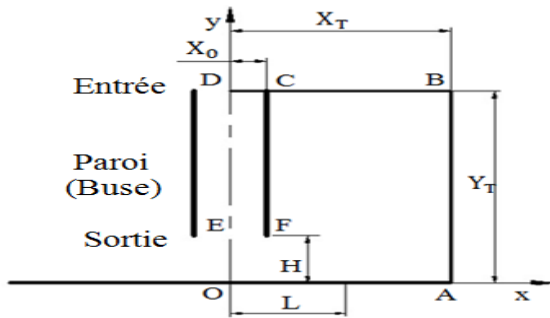


FIGURE 1. Domaine de calcul fini pour le traitement numérique.

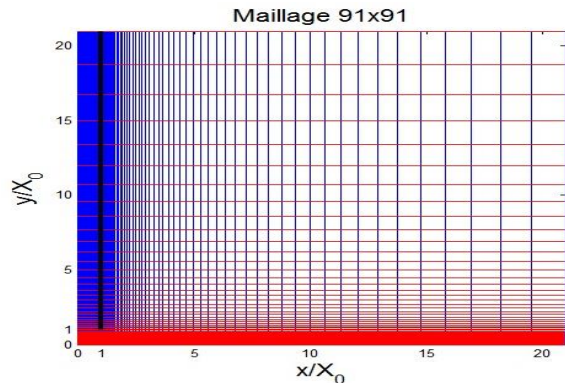


FIGURE 2. Schéma du maillage.

Afin d’optimiser la précision des résultats, le pas du maillage est variable en fonction des zones considérées du domaine de calcul. La figure 2 présente le schéma du maillage, nous adoptons une variation progressive tant dans le sens Ox que dans le sens Oy . Sur Ox , le pas est constant jusqu’à la paroi de la buse, il augmente ensuite suivant une progression géométrique. Sur Oy , à partir de la surface d’impact jusqu’à l’entrée de la buse, le pas augmente avec une progression géométrique puis de même avec une raison différente jusqu’à l’entrée de la buse, tout en évitant un changement brutal. Le test du maillage est effectué, les résultats sont regroupés dans le tableau 2, nous remarquons que pour la dynamique, selon les valeurs des critères retenues sont très proches. Pour la thermique, nous avons étudié l’influence de l’augmentation du nombre de nœuds dans la direction Oy , les courbes du nombre de Nusselt local pour les différents maillages sont pratiquement confondues voir figure 3, ce qui nous conforte dans l’utilisation du maillage (91x91).

Taille du domaine de calcul	Maillage	U_{max}/V_{max0}	Position de U_{max}		Ψ_{max}
			x/X_0	y/X_0	
$41X_0 \times 41X_0$	91 x 91	1.8864	0.9706	0.9611	1.3313
$31X_0 \times 31X_0$	91x 91	1.8662	0.9706	0.9611	1.3053
$21X_0 \times 21X_0$	91 x 91	1.9503	0.9706	0.9611	1.3031
$21X_0 \times 21X_0$	96x 96	1.9448	0.9706	0.9611	1.3009
$21X_0 \times 21X_0$	101x101	1.9313	0.9706	0.9611	1.2946

Tableau 2. Valeurs des critères pour différents type de maillage. Calculs effectués dans les conditions de référence.

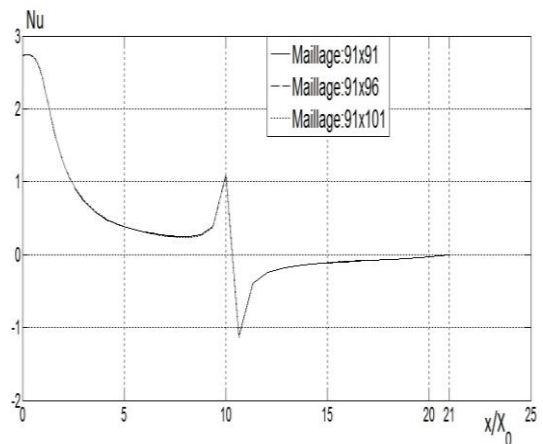


FIGURE 3. Evolution du nombre de Nusselt sur tout le domaine de calcul pour différents type de maillage. Calculs effectués dans les conditions de référence.

3. RESULTATS

Dépendance du nombre de Nusselt

Pour les petits écarts entre la température initiale du fluide du jet et de la température de la surface chauffée, les profils de $Nu/(Re^{0.5} Pr^{0.4})$ sur la surface chauffée obtenus pour différents valeurs de Reynolds sont présentés sur la figure 4. La superposition de la courbe 2 ($Re = 375$) et la courbe 3 ($Re = 550$) confirme la dépendance $Nu = f(Re^{0.5} Pr^{0.4})$ pour le nombre de Reynolds élevé à partir de ($Re = 375$) La même relation de dépendance du nombre de Nusselt pour le jet axisymétrique [1,8].

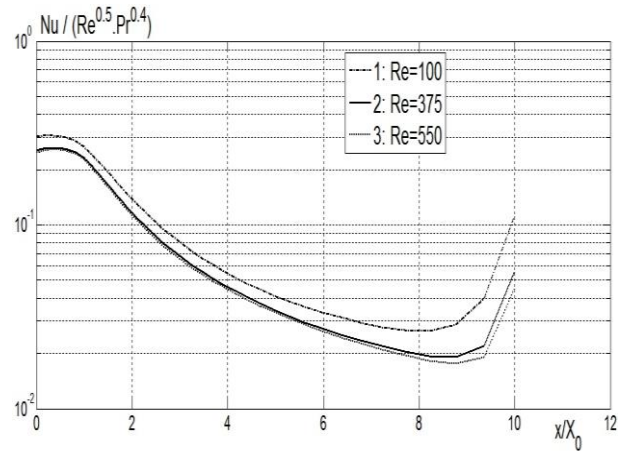


FIGURE 4. Profil du nombre $Nu/(Re^{0.5} Pr^{0.4})$ sur la surface chauffée et selon Re .

Evolution du jet non isotherme

Nos calculs sont effectués en faisant varier les paramètres indépendants autour du point de référence. Des cas choisis comme exemples sont présentés voir figures 5, 6 et 7 : même conditions que l'état de référence excepté respectivement, le nombre de Reynolds, la hauteur et la température.

Sur les figures 5-a, b, c nous remarquons une zone de recirculation sur la surface chauffée. L'entraînement de l'air ambiant froid sur cette surface, engendre le mouvement du fluide chaud ascendant sous l'action de la poussée d'Archimède dans sens de l'axe Oy . Ce fluide chaud ascendant est en même temps entraîné par le fluide projeté sous l'action des forces d'inertie, dans sens de l'axe Ox , il résulte alors la formation de cellule de recirculation. Lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds pour une même température de la surface chauffée, le mouvement du fluide du jet est renforcé sur la surface du jet. Les forces d'inertie deviennent plus prépondérantes devant les forces de flottabilité, il résulte alors la diminution de la taille de la zone de recirculation, donc l'écoulement du fluide du jet est renforcé sur la surface chauffée, le refroidissement est ainsi favorisé.

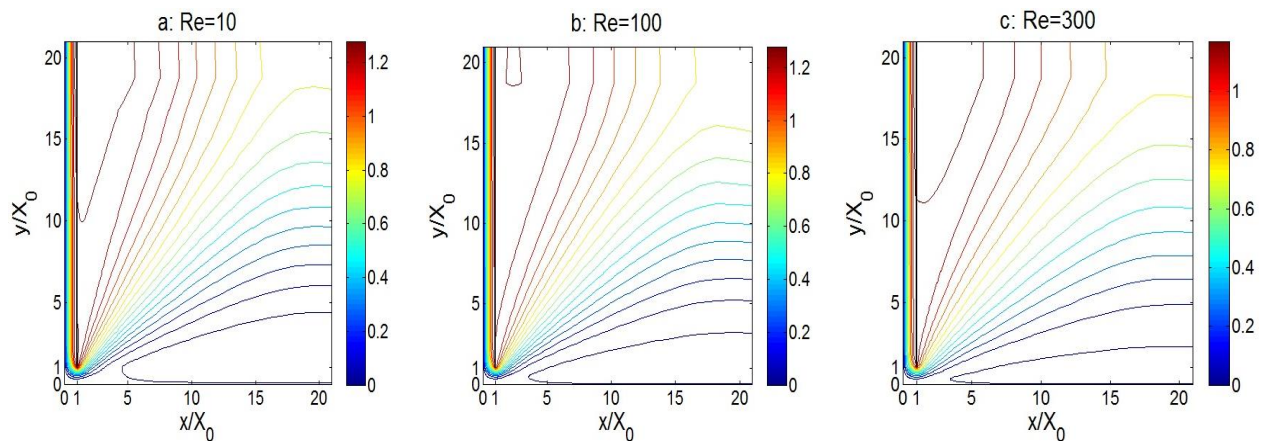


FIGURE 5. Lignes de courant obtenues selon le nombre de Reynolds.

Sur les figures 6-a, b, c montrent lorsqu'on augmente la hauteur H , le mouvement du fluide du jet est éloigné de la surface chauffée. Les forces de flottabilité sont plus prépondérants devant les forces d'inertie, ce qui diminue

l'entraînement du fluide chaud et renforce le mouvement ascendant sous l'action de la poussée d'Archimède dans sens de l'axe Oy et la taille de la zone de recirculation est accrue, il résulte alors l'affaiblissement du mouvement du jet sur la surface chauffée. L'augmentation de la hauteur H, pour une même température de la surface chauffée, entraîne la diminution de la quantité de chaleur échangée.

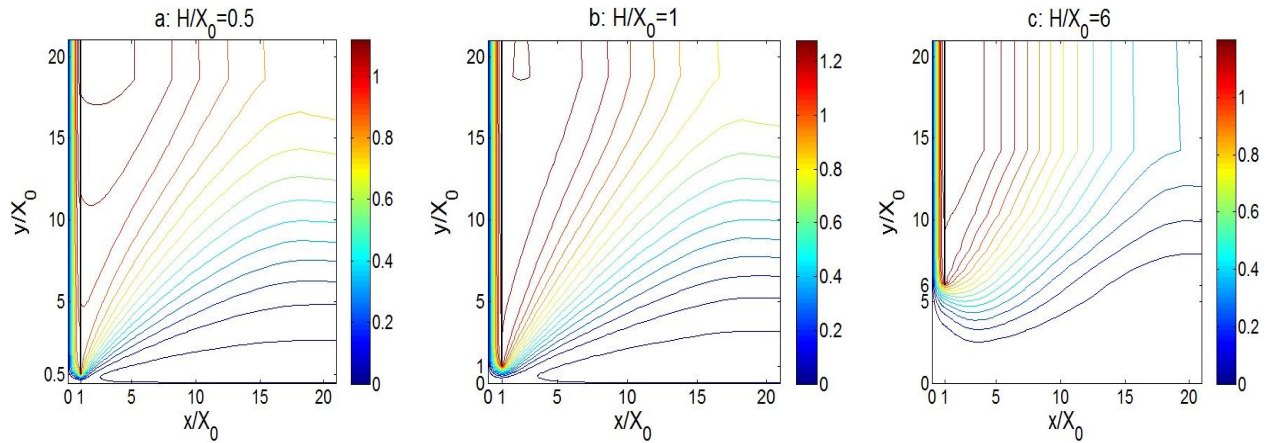


FIGURE 6. Lignes de courant obtenues selon la hauteur d'impact.

Sur les figures 7-a, b, c nous observons, qu'inversement à l'influence du nombre de Reynolds, lorsqu'on augmente la température T_s pour un même nombre de Reynolds, l'écart de température $\Delta T_0 = (T_s - T_0)$ augmente alors les forces de flottabilité sont plus prépondérantes devant les forces d'inertie. L'entraînement du fluide chaud est diminué et le mouvement ascendant se renforce sous l'action de la poussée d'Archimède. Nous remarquons que la zone de recirculation constitue un obstacle à la propagation du jet au voisinage de la surface chauffée, les lignes de courant de l'écoulement du jet décollent de la surface chauffée et en s'éloignant, ils s'étalent dans le sens Ox .

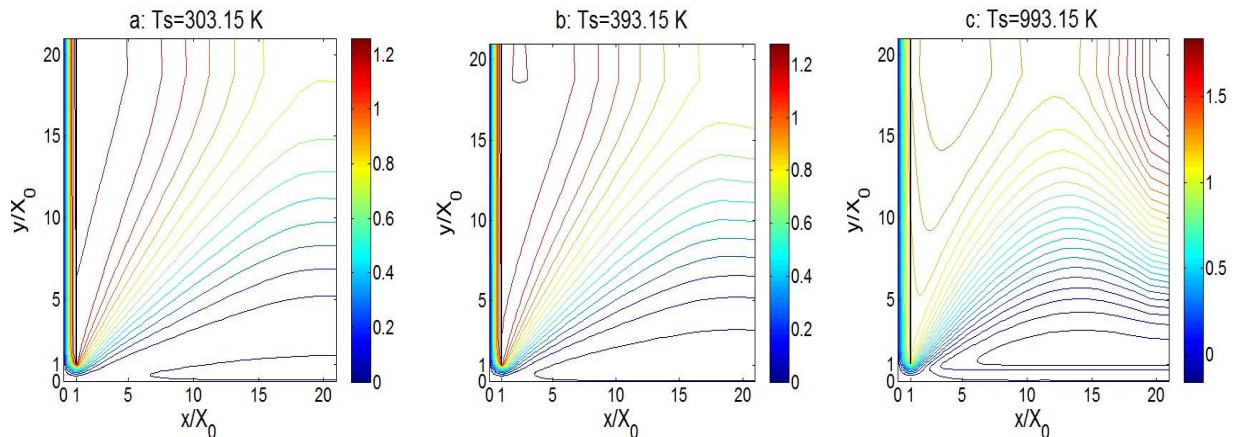


FIGURE 7. Lignes de courant obtenues selon la température de la surface chauffée

4. CONCLUSIONS

L'étude numérique que nous avons réalisé, concerne le jet laminaire, impactant une surface horizontale chauffée, dans une configuration non confiné, la distance buse-surface chauffée ainsi la largeur de la buse étant petits devant la surface d'impact. Nous avons développé un code de calcul dans un espace bidimensionnel en considérant toutes les propriétés physiques variables. Pour les nombres de Reynolds élevés et les faibles différences entre la température initiale du jet de fluide et la température de la surface chauffée, nous avons

trouvé que le nombre de Nusselt est une fonction de la racine carrée du nombre de Reynolds. Aussi ce code nous a permis l'étude de l'évolution de l'écoulement du jet selon les paramètres, tels que le nombre de Reynolds, la température et la distance entre la sortie de la buse et la surface chauffée. Lorsque l'on augmente le nombre de Reynolds pour une même température, le refroidissement est notablement amélioré. Par contre pour un même nombre de Reynolds, l'augmentation de la hauteur H/X_0 , entraîne la diminution de la quantité de chaleur échangée. Nos résultats numériques concernant le jet plan sont similaires aux résultats expérimentaux [4] et numériques [8], pour le jet rond. Ceci, nous conforte en développant notre code local afin de l'élargir à d'autres applications.

REFERENCES

- [1] M.T. Sholtz and Olev Trass, Mass transfer in a non-uniform impinging jet *AICHE Journal*, vol.16, N°1, pp 82-96 January (1970).
- [2] M.B. Glauert, The Wall jet, *J. Fluid Mech.* 1, pp625-643, 1957.
- [3] R.A. Bajura and A.A. Szewczk, Experimental Investigation of Laminar Two-dimensional Plane Wall Jet, *Phys. Of Fluids* 13(7), pp 1653-1664, 1970.
- [4] F. Candelier, Philippe Bournot, Etude Expérimentale d'un Jet Laminaire Impactant une Plaque Plane Chauffée, 13emes Journées Internationales de Thermique JITH 2007, Albi: France (2007)
- [5] S. Mikhaïl, S. M. Morcos, M. M. M. AbuI-Ellail and W. S. Ghaly, Numerical prediction of flow field and heat transfer from a row of laminar slot jets impinging on a flat plate, *Proceedings of the Seventh International Heat Transfer Conference* 3, 337- 382 (1982)
- [6] Saad, N.R., Douglas, W.J.M. and Mujumdar, A.S., Prediction of heat transfer under an axisymmetric laminar impinging jet. *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 16, 148-154 (1977).
- [7]. Heiningen, A.R.P. van, Mujumdar, A.S. and Douglas, W.J.M., Numerical prediction of the flow field and impingement heat transfer caused by a laminar slot jet. *J. Heat Transf.*, 98, 654-658 (1976).
- [8] Y. B. Wang, C. Chaussavoine and F. Teysandier. Two-dimensional modeling of a non-confined circular impinging jet reactor fluid dynamics and heat transfer. *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol.36. No, 4, pp, 857-873, (1993).
- [9] Sparrow, E.M. and Lee, L. Analysis of flow field and impingement heat/mass transfer due to a non uniform slot jet. *J. Heat Transf.*, 97, 191-197 (1975).
- [10] Jeffrey M. Bergthorson et al. Impinging laminar jets at moderate Reynolds numbers and separation distances, *Physical Review*. California Institute of Technology, USA. Pages: 1-12(2005).
- [11] Dr. Hermann Schlichting, *Boundary-Layer Theory*, Mc Graw Hill (7ème édition 1979).
- [12] Mohan D. Desphande et Ramesh N. Vaishnav, Submerged laminar jet impingement on a plane, *Journal of fluid Mechanics*, vol.114, pp213-236 (1982).
- [13] S. V. Patankar, *Numerical heat transfer and fluid flow*. Mc Graw –Hill, New York (1980).