

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA**  
**RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE M'HAMED BOUGARA – BOUMERDES**



**FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR**

**Thèse de DOCTORAT**

**Présenté par : HALOUANE Yacine**

**En vue de l'obtention du diplôme de DOCTORAT**

**Filière : Énergétique**

**Option : Thermique et Combustion**

**Contribution à l'étude de l'interaction d'un jet  
axisymétrique avec une cavité cylindrique  
chauffée**

**Le jury composé de**

KESSAL Mohand	Professeur (UMBB)	<i>Président</i>
DIZENE Rabah	Professeur (USTHB)	<i>Examineur</i>
MANSOURI Kacem	Professeur (UMBB)	<i>Examineur</i>
BALISTROU Mourad	Maître de Conférences A (UMBB)	<i>Examineur</i>
HACHEMI Madjid	Maître de Conférences A (UMBB)	<i>Examineur</i>
MATAOUI Amina	Professeur (USTHB)	<i>Directrice de Thèse</i>

## **DEDICACES**

**A**

***Mes parents,***

***Ma sœur et mon frère,***

***Tous mes proches,***

***Tous mes amis,***

***Tous ceux qui m'ont aidé et  
encouragé.***

# *Remerciements*

En premier lieu, je tiens à remercier ma directrice de thèse, le Professeur **Amina MATAOUI**, pour toute la confiance qu'elle m'a accordée en acceptant de m'intégrer dans son équipe de recherche. Je la remercie aussi pour sa disponibilité, ses conseils, son encadrement dans mon travail de thèse de doctorat et pour tout le temps qu'elle m'a consacré pour l'achèvement de cette thèse.

Je tiens à remercier le professeur **Mohand KESSAL** (UMBB) d'avoir honoré la présidence de jury.

Je remercie profondément dans l'ordre le professeur **Kacem MONSOURI** (UMBB), le docteur **BALISTROU Mourad** (UMBB), le docteur **Madjid HACHEMI** et le professeur **Rabah DIZENE** (USTHB) de m'avoir fait l'honneur d'accepter de prendre part au Jury malgré leurs occupations.

J'exprime ma reconnaissance au professeur **Abderahmane Ghezal** (USTHB) pour m'avoir accueilli dans le Laboratoire de Mécanique des Fluides Théorique et Appliquée (LMFTA) où j'ai eu l'occasion de participer, collaborer avec les chercheurs du laboratoire.

Un grand merci à monsieur le chef du département d'énergétique de la FSI ; le docteur **Belaid BRACHEMI** (UMBB) pour son soutien et pour tout ce qu'il a fait pour notre équipe de doctorants.

Je remercie le docteur **Mohamed AKSOUH** (USTHB) et le docteur **Fiaza ZIDOUNI** (USTHB) pour toutes les discussions que j'ai eu la chance d'avoir avec eux et leurs précieux conseils

Merci beaucoup à ma famille, de m'avoir supporté durant toutes ces années et de m'avoir apporté le soutien moral pour avancer dans les travaux de cette thèse.

Je tiens à remercier tous mes amis.

## **Abstract:**

*The present work is a contribution to the study of a symmetrical interaction of a turbulent round jet which comes from a long pipe inside a hot cylindrical cavity with a closed bottom.*

*The jet-cavity interaction is numerically analyzed using two RANS models of turbulence:*

- The realizable  $k - \varepsilon$  model of the first order.*
- The Reynolds stress model (RSM) of the second order.*

*The numerical solution of momentum and energy equations are performed by the CFD code Ansys14 (Fluent) based on a finite volume method, which requires the use of Gambit 6 code to generate the geometry, mesh and conditions the limits of the problem.*

*The dynamic and the thermal fields have been investigated for different impinging distance of the jet with the bottom of the cavity of  $2d$  to  $12d$  (where  $d$  is the jet diameter) and for a range of Reynolds number  $Re$  varying from  $2 \cdot 10^4$  to  $5 \cdot 10^4$  corresponding to a fully developed turbulence.*

*A validation was performed with experimental work available in the literature. The results have confirmed the following observations:*

- The flow in the cavity is composed of three main zones:
  - a) The zone of a free jet.*
  - b) The interaction zone between the main jet and the back flow.*
  - c) The stagnant zone at the bottom of the cavity that forms a toroidal vortex.**
- The interaction of the round jet and a cylindrical cavity reproduces a stable flow (non-oscillatory) perfectly symmetric.*
- The heating did not have an effect on the overall flow structure (forced convection).*
- This study has allowed us to propose correlations as a function of Reynolds number  $Re$  and the impinging distance  $L_f$  for the Nusselt number at the stagnation point  $Nu_0$  ( $Nu_0 = f(Re, L_f)$ ) and the average Nusselt number  $Nu_{avr}$  ( $Nu_{avr} = f(Re, L_f)$ ).*

**Keywords.** *Round Jet, Cylindrical Cavity, Turbulence, Thermal effect, Finite Volume Method, Nusselt number.*



## ملخص :

هذا العمل هو مساهمة لدراسة تفاعل متمائل لمنفذ محوري ومضطرب, صادر من أنبوب طويل بداخل تجويف أسطواني مسخن ذو نهاية مغلقة .

يتم تحليل التفاعل المنفذ- تجويف عدديا باستخدام نموذجين للاضطراب المغلق في نقطة RANS:

- نموذج  $k - \varepsilon$  محقق من الدرجة الأولى.

- نموذج توترات رينولدز ( Reynolds Stress Model RSM ) من الدرجة الثانية .

الحل العددي لمعادلات الحركة والطاقة يتم تنفيذها بواسطة نظام تجاري CFD ANSYS Fluent 14 ، يعتمد على طريقة الأحجام المحدودة، الأمر الذي يتطلب استخدام برنامج Gambit 6.3 لإنشاء الشكل و الشبكة ووضع الشروط الحدية للمشكل.

الحقلين الحركي و الحراري تمت دراستهما من أجل مسافات مختلفة بين المنفذ ونهاية التجويف, بين  $2d$  إلى  $12d$  (حيث  $d$  هو قطر قناة المنفذ) و مجال عدد رينولدز يتغير من  $2 \cdot 10^4$  إلى  $5 \cdot 10^4$  الذي يرافق سيلانا مضطربا تماما.

تم إجراء المصادقة مع أعمال تجريبية أخرى حيث أكدت نتائج البحث الملاحظات التالية :

• يتكون السيلان داخل التجويف من ثلاث مناطق رئيسية :  
أ . المنفذ الحر .

ب . منطقة التفاعل بين المنفذ الرئيسي والسيلان العائد

ج . منطقة راكدة توجد في عمق التجويف و التي تحدث دوامة حلقة .

يولد تفاعل منفذ دائري مع تجويف أسطواني سيلانا مستقرا (غير متذبذب) متمائل تماما

- لا يؤثر التسخين على البنية العامة للسيلان (مشكلة الحمل الإيجابي).
- سمحت لنا هذه الدراسة باقتراح علاقات رياضية تشير للإرتباط الموجود بين عدد رينولدز  $Re$  ومسافة التصادم  $L_f$ ، على عدد نسلت في نقطة الإرتظام  $Nu_0 = f(Re, L_f)$  و عدد نسلت المتوسط  $Nu_{avr} = f(Re, L_f)$

الكلمات الرئيسية: منفذ مستدير، تجويف أسطواني، الاضطراب، التأثير حراري، طريقة الأحجام المحدودة، عدد نسلت .

## **Résumé :**

*Le présent travail est une contribution à l'étude d'une interaction symétrique d'un jet axisymétrique turbulent, issu d'une longue conduite à l'intérieur d'une cavité cylindrique chauffée à fond fermé.*

*L'interaction jet-cavité est analysée numériquement à l'aide de deux modèles statistiques de turbulence de fermeture en un point RANS:*

*- Le modèle  $k-\varepsilon$  réalisable du premier ordre*

*- Le modèle des tensions de Reynolds (Reynolds Stress Model-RSM) du second ordre.*

*La résolution numérique des équations du mouvement et celle de l'énergie sont effectuées par le code CFD ANSYS (Fluent14) basé sur une méthode des volumes finis et qui nécessite l'usage du code Gambit 6.3 pour générer la géométrie, le maillage et les conditions aux limites du problème.*

*Les champs dynamique et thermique ont été investigués pour différentes distances d'impact du jet avec le fond de la cavité, de  $2d$  à  $12d$  ( $d$  étant le diamètre du jet) et pour une gamme du nombre de Reynolds  $Re$  variant de  $2 \cdot 10^4$  à  $5 \cdot 10^4$  correspondant à une turbulence pleinement développée.*

*Une validation a été effectuée avec des travaux expérimentaux disponibles dans la littérature. Les résultats obtenus ont permis de confirmer les observations suivantes :*

- *L'écoulement dans la cavité se compose de trois zones principales :*
  - a. *Une zone de jet libre.*
  - b. *Une zone d'interaction du jet principale avec l'écoulement de retour.*
  - c. *Une zone stagnante située au fond de la cavité qui forme un tourbillon toroïdale.*
- *L'interaction d'un jet rond avec une cavité cylindrique génère un écoulement stable (non oscillatoire) parfaitement symétrique.*
- *Le chauffage n'a pas une influence sur la structure globale d'écoulement (Problème de convection forcée).*
- *Cette étude nous a permis de proposer des corrélations en fonction du nombre de Reynolds  $Re$  et de la distance d'impact  $L_f$ , pour le nombre de Nusselt au point d'arrêt  $Nu_0$  ( $Nu_0=f(Re,L_f)$ ) et le nombre de Nusselt moyen  $Nu_{avr}$  ( $Nu_{avr}=f(Re,L_f)$ ).*

**Mots-clés :** *Jet ronde, Cavité cylindrique, Turbulence, Effet thermique, Méthode des volumes finis, nombre de Nusselt.*

# Table des matières

<b>Introduction générale</b> .....	<b>1</b>
1. Objectif du travail.....	2
2. Organisation du mémoire .....	3
<b>1. Refroidissement d'une Cavite par jet: état de l'art</b> .....	<b>5</b>
1.1. Introduction.....	5
1.2. Structure d'un écoulement résultant de l'interaction d'un jet avec une paroi solide.....	6
1.3. Jet impactant une cavité.....	9
1.3.1. Jet impactant une cavité concave hémisphérique .....	11
1.3.2. Jet impactant une cavité cylindrique .....	15
1.4. Transferts de chaleur pour les jets en impact.....	22
1.5. Transfert de chaleur moyen et au point d'arrêt $Nu_{avg}$ $Nu_{st}$ .....	27
1.6. L'effet de confinement .....	30
1.7. Conclusion.....	30
<b>2. Modélisation de la turbulence</b> .....	<b>32</b>
2.1. Introduction .....	32
2.2. Développement des équations de base .....	33
2.2.1. équations de conservation .....	34
2.2.1.1. équation de continuité.....	34
2.2.1.2. équations de quantité de mouvement.....	34
2.2.1.3. équation de l'énergie.....	34
2.2.2. Équations moyennée.....	34
2.3. Modèles de turbulence .....	37
2.3.1. Introduction.....	37
2.3.2. Modèle du premier ordre ( $k - \epsilon$ Réalisable) .....	39
2.3.3. Le modèle du second ordre : modèle aux tensions de Reynolds- RSM ....	42
2.3.3.1. Modélisation du terme de la diffusion turbulente $D_{T,ij}$ .....	44
2.3.3.2. Modélisation de la corrélation Préhension-Déformaton $\phi_{ij}$ .....	45

2.3.3.3.	Modélisation de la dissipation $\varepsilon_{ij}$ .....	47
2.3.3.4.	Modélisation du transfert thermique turbulent $\overline{u_j \theta}$ .....	48
2.4.	Traitement approfondi de la paroi .....	49
2.4.1.	Le modèle à deux couches .....	51
2.4.2.	Fonctions de parois améliorées .....	52
2.5.	Conclusion.....	54
<b>3.</b>	<b>Méthode numérique</b> .....	<b>56</b>
3.1.	Introduction .....	56
3.2.	Méthode des volumes finis.....	58
3.3.	Discrétisation et solution .....	59
3.4.	Analyse du problème .....	62
3.4.1.	Teste de maillage.....	62
3.4.2.	Procédure numérique .....	63
3.5.	Conditions aux limites .....	67
3.6.	Convergence.....	69
3.7.	Conclusion.....	72
<b>4.</b>	<b>Résultats et discussions</b> .....	<b>72</b>
4.1.	Introduction .....	73
4.2.	Paramètres du problème .....	74
4.3.	Validation .....	78
4.4.	Étude dynamique.....	81
4.4.1.	Analyse qualitative de l'écoulement.....	81
4.4.2.	Effet de la distance d'impact sur la vitesse axiale .....	86
4.4.3.	Effet de la distance d'impact sur l'énergie cinétique turbulente k .....	90
4.4.4.	Le cône potentiel .....	92
4.5.	Étude du champ thermique .....	93
4.5.1.	Effet de la distance d'impact sur la température.....	95
4.5.2.	Évolution du nombre de Nusselt local en fonction des paramètres de l'écoulement.....	99
4.5.3.	Effet la longueur du cône potentiel sur l'évolution du nombre du Nusselt .....	102
4.5.4.	Évolution du nombre de Nusselt au point d'impact et moyen en fonction des paramètres de l'interaction .....	103

4.5.5	Rapport du transfert frontal et latéral .....	105
4.5.6	Conclusion .....	106
<b>5.</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>107</b>
<b>6.</b>	<b>Références</b>	<b>110</b>
<b>7.</b>	<b>Annexe 1</b>	
<b>8.</b>	<b>Annexe 2</b>	

# *Liste des Figures*

- Figure 1.1.** Régions caractéristiques de l'écoulement d'un jet impactant [Gau 1970]
- Figure 1.2.** Configuration d'étude de Cornaro et al [Cor1999]
- Figure 1.3.** Configuration de l'expérience de C H Lee 2006
- Figure 1.4.** Configuration d'étude de Terekhov 2009 [Ter 2009]
- Figure 1.5.** Configuration jet - cavité cylindrique [Ben 1985]
- Figure 1.6.** Jet-cavité à fond chauffé [Chan 2010]
- Figure 1.7.** Transfert thermique le long d'une plaque plane impacté par un jet rond [Bau 1991]
- Figure 2.1.** Subdivision de la région proche paroi
- Figure 3.1.** Volume de contrôle dans la méthode des volumes finis dans le cas 3D
- Figure 3.2.** Configuration du maillage utilisé (2D et 3D)
- Figure 3.3.** Teste de maillages et validation
- Figure 3.4.** de l'influence de  $y^+$  sur le nombre du Nusselt
- Figure 3.5.** Comparaison entre le calcul stationnaire et instationnaire
- Figure 3.6.** Les configurations d'étude en 3D et 2D
- Figure 3.7.** Évolution de la vitesse axiale et l'énergie turbulente  $k$  en fonction des itérations
- Figure 3.8.** Évolution du nombre du Nusselt moyen  $\overline{Nu}$  sur la paroi frontale
- Figure 3.9.** Évolution des résidus en fonction des itérations (a) 2D et (b) 3D
- Figure 4.1.** Géométrie, domaine de calcul et confinement considéré
- Figure 4.2. Validation :** (a) L'évolution de la pression statique sur la paroi frontale (b) l'évolution radiale de la vitesse axiale et (c) Évolution radiale de la vitesse axiale
- Figure 4.3.** Évolution transversale de la vitesse longitudinale
- Figure 4.4.** Évolution de la composante  $uu$ ,  $vv$ ,  $ww$  du tenseur de Reynolds
- Figure 4.5.** Structure de l'écoulement entre la sortie du jet et la cavité : (a) Évolution des composantes de la vitesse (U, V) et (b) Champ de vitesse et les lignes de courant
- Figure 4.6.** Visualisation et modélisation de l'écoulement entre la sortie du jet et la cavité

**Figure 4.7.** Évolution radiale des composantes de la vitesse (U, V), de l'énergie cinétique (k) et de la température (T)

**Figure 4.8.** Effet de la distance d'impact sur la vitesse longitudinale U

**Figure 4.9.** Effet de la distance d'impact sur la structure de l'écoulement (*calcul 3D*)

**Figure 4.10.** Effet de la distance d'impact sur la structure de l'écoulement (*calcul 2D*)

**Figure 4.11.** Évolution radiale de l'énergie cinétique k pour plusieurs distances l'impact

**Figure 4.12.** Effet de la distance d'impact sur l'énergie cinétique k (calcul 3D)

**Figure 4.13.** Effet du nombre de Reynolds sur la longueur du cône potentiel

**Figure 4.14.** Champ de température pour  $L_f = 8$  et  $Re = 37400$

**Figure 4.15.** L'effet du nombre de Reynolds sur le champ de la température

**Figure 4.16.** Effet de la distance d'impact sur les isothermes (*calcul 2D*)

**Figure 4.17.** Effet de la distance d'impact sur les isothermes (*calcul 3D*)

**Figure 4.18.** Validation: Évolution du nombre de Nusselt sur la surface frontale

**Figure 4.19.** Effet de la distance d'impact  $L_f$  sur le nombre de Nusselt local ( $Re=37400$ ) (a) paroi frontale et (b) paroi latérale

**Figure 4.20.** Évolution de nombre de Nusselt local de la paroi frontale

**Figure 4.21.** Évolution de nombre de Nusselt local de la paroi latérale

**Figure 4.23.** Évolution du nombre de Nusselt au point d'arrêt au fond de la cavité en fonction du nombre de Reynolds

**Figure 4.24.** Évolution de nombre de Nusselt moyen sur la paroi frontale de la cavité

**Figure 4.25.** Évolution de nombre de Nusselt moyen de la cavité

**Figure 4.26.** Rapport du nombre de Nusselt au point d'arrêt  $Nu_0$  et le Nusselt max sur la paroi latérale

## *Liste des Tableaux*

**Tableau 1.1.** Travaux sur les jets en interaction avec parois et cavité

**Tableau 1.2.** Les différentes corrélations proposées pour le nombre du Nusselt moyen  $\overline{Nu}$

**Tableau 1.3.** Les différentes corrélations proposées pour le nombre du Nusselt au point d'arrêt  $Nu_0$

**Tableau 3.1.** Coefficients de diffusion et termes sources : Modèle  $k - \varepsilon$  Réalisable

**Tableau 3.2.** Coefficients de diffusion et termes sources : Modèle RSM

**Tableau 3.3.** Les résidus imposés pour nos calculs

**Tableau 4.4.** Valeurs des Paramètres utilisés dans cette étude

**Tableau 4.2.** Les différents paramètres adimensionnels utilisés dans la présente étude

**Tableau 4.3.** Rapport du nombre de Nusselt au point d'impact  $Nu_0$  et le Nusselt max sur la paroi latérale



# Nomenclature

## Lettres latines

$C_p$	[J/kg K]	Capacité calorifique
$d$	[m]	Diamètre du jet
$D_{cav}$	[m]	Diamètre de la cavité
$k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	Énergie cinétique turbulente
$L_f$	[-]	Distance entre la sortie du jet et la surface d'impact
	adimensionné	
$Nu$	[-]	Nombre de Nusselt
$\overline{Nu}$	[-]	Nombre de Nusselt moyen
$Pr$	[-]	Nombre de Prandtl
$Pr_t$	[-]	Nombre de Prandtl turbulent
$R_{ij}$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	Tenseur de Reynolds
$Re$	[-]	Nombre de Reynolds
$Re_y$	[-]	Nombre de Reynolds turbulent
$T$	[K]	Température
$T_0$	[K]	Température de l'air à la sortie du jet
$T_w$	[K]	Température de la cavité
$u, v, w$	[m/s]	Composantes de la vitesse instantanée
$U, V, W$	[m/s]	Composantes de la vitesse moyenne
$x, y$ et $z$	[m]	Direction des axes suivant l'horizontale, la verticale et la normale

## Lettres grecques

$\varepsilon$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	Taux de dissipation de la turbulence
$\Gamma_t$	[m <sup>2</sup> /s]	Diffusivité turbulente
$\lambda$	[W/m K]	Conductivité thermique
$\kappa$	[-]	Constante de Van-Kármán
$\mu$	G[K g/ms]	Viscosité dynamique
$\mu_t$	[Kg/ ms]	Viscosité turbulente
$\mu_{eff}$	[K g/ms]	Viscosité effective
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	Viscosité cinématique
$\rho$	[Kg/m <sup>3</sup> ]	Masse volumique du fluide
$\sigma_{ij}$	[-]	Tenseur des contraintes
$\theta$	[K]	Température fluctuante
$\phi$	[-]	Variable généralisée.

# *Introduction générale*

Le jet est un écoulement d'un fluide à travers une tuyère ou un orifice dans le milieu ambiant. La plupart des jets sont turbulents. On les retrouve dans divers systèmes énergétiques en raison de leur efficacité dans le transfert de chaleur et de masse. Le problème d'interaction jet-paroi a fait l'objet d'un nombre important de travaux surtout dans le domaine de l'aéronautique. Les gaz éjectés par les systèmes propulsifs sont des jets turbulents caractérisés par des grands nombres de Reynolds et des températures du fluide très élevées. Parallèlement au domaine de l'aéronautique, il existe plusieurs autres applications mettant en œuvre l'action des jets sur des surfaces notamment le séchage, la trempe du verre ou des pièces métalliques, le recuit, le nettoyage des surfaces, la gravure chimique, l'électro-usinage des pièces ainsi que le chauffage des ailes d'avion ou le refroidissement des parois de turbines à gaz.

Parmi les applications industrielles des jets impactant, il existe des configurations très complexes pour lesquelles l'interaction du jet peut s'effectuer sur plusieurs surfaces simultanément telles que celle d'un jet impactant une cavité. Cette configuration est très répandue dans plusieurs processus industriels. Elle peut simuler des galeries d'aérage des mines, certains oscillateurs fluidiques ou des systèmes de refroidissement et/ou de traitement de surface. En ce qui concerne le traitement de surface, là où les parois latérales peuvent avoir le rôle de protection de la pièce manufacturée. L'interaction des jets protège les parois de l'oxydation, de l'environnement et permet de centrer le flux thermique ou massique et d'assurer une distribution optimale de chaleur ou de masse.

Pour toutes ces configurations, l'approche numérique est un moyen efficace et moins coûteux pour l'investigation des différents régimes d'écoulement et des processus de transfert. La complexité des géométries et les forts nombres de Reynolds de la pratique industrielle font qu'à l'heure actuelle, seule une approche statistique est envisageable. Il se pose alors le problème du choix de modèle de turbulence et le niveau de fermeture à retenir.

### **1. Objectif du travail**

Le premier objectif qui motive ce travail consiste à explorer le comportement d'un jet d'air incompressible, axisymétrique et turbulent issu d'une longue conduite et débouchant symétriquement dans une cavité cylindrique disposée parallèlement à l'axe du jet (position concentrique). La cavité est ouverte à l'air libre sur sa section amont du jet. Cette étude est réalisée en variant les caractéristiques dynamiques, géométriques et thermiques de l'écoulement par deux modèles statistiques de turbulence.

En plus des applications pratiques citées précédemment, l'étude proposée présente essentiellement un caractère du type fondamental. C'est un aspect intéressant à évoquer et à souligner, car la configuration d'un écoulement d'un jet impactant une paroi s'est avérée fort intéressante pour développer et tester les performances de la majorité des modèles de turbulence établis. Pour faire décrire le champ turbulent, nous avons retenu le modèle statique de la turbulence du premier ordre du type énergie-dissipation ( $k - \varepsilon$  Réalisable) et le modèle du second d'ordre les Modèles des Tensions de Reynolds, connues par le modèle RSM (Reynolds Stress Model).

## 2. Organisation de la thèse

Le **chapitre 1** de cette thèse montre l'importance des jets et fournit une brève revue bibliographique sur les jets en mettant l'accent sur leur omniprésence dans la pratique particulièrement dans l'industrie. La suite du chapitre est consacrée à la description des jets confinés dans différentes situations et les travaux qui ont été réalisés.

Nous rappelons dans le **chapitre 2**, quelques notions sur la modélisation de la turbulence particulièrement les deux modèles de turbulence retenus dans ce travail ainsi que le traitement des régions au voisinage des parois rigides. **Le chapitre 3** est composé de deux parties. Dans la première partie, nous présentons la procédure numérique utilisée, les équations de transport ainsi que les conditions aux limites associées. La deuxième partie traite la méthode numérique basée sur les intégrales locales des volumes finis, et les principes de la discrétisation des équations de mouvement, le test du maillage et les divers tests de convergence.

Nous rassemblons dans le **chapitre 4** les principaux résultats obtenus par la méthode numérique discutée au **chapitre 3**. Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons les paramètres physiques et géométriques utilisés avec une description globale de la configuration étudiée. Dans la seconde partie, nous validons la méthode et les modèles utilisés par une comparaison des différentes variables dynamiques avec les travaux de Benaïssa. A [Ben85], Tani I, Komatsu Y. [Tan 1966] et Colucci D. W. et R. Viskanta [Col 1996]. Nous exposons ensuite les résultats des différentes prédictions numériques qui sont commentés et comparés avec la bibliographie. Une étude approfondie du transfert thermique est détaillée dans troisième partie de ce chapitre. ou on l'a commencé par une validation avec les travaux de Quan L. [Qua 2008] et O'Donovan T. S. [O'Do 2007]. Afin de proposer

des corrélations qui expriment le transfert thermique en fonction des paramètres géométrique et dynamique.

Enfin, des conclusions succinctes pour chaque étape réalisée sont proposées. La conclusion générale synthétise les prédictions numériques obtenues, souligne les acquis de la modélisation proposée et suggère des perspectives d'une étude plus approfondie.

# CHAPITRE 1

## *Refroidissement d'une Cavite par jet: état de l'art*

### **1.1. Introduction**

Lorsque le jet évolue dans une cavité, plusieurs types d'interactions sont produits simultanément dépendant de son emplacement dans la cavité. La présence de plusieurs parois solides (parois de la cavité) confine le jet. Ce confinement est difficile à explorer, car il est lié à plusieurs phénomènes complexes de l'interaction jet-cavité telle que les recirculations, les décollements, les recollements et l'impact.

L'interaction d'un jet turbulent avec une cavité à fond fermé est liée au problème de l'interaction d'un jet avec une ou deux parois solides. Le refroidissement des parois de la cavité est une application très intéressante de ce type d'écoulement.

Au cours de ces dernières années, plusieurs travaux de recherche concernant les jets impactant ont été publiés, vus de leur l'importance dans diverses applications dans plusieurs domaines pratiques tels que l'environnement (aération), l'industrie (traitement des surfaces), le transport (moteurs à impulsion) etc.

L'objectif de ce travail est de déterminer et d'analyser la structure dynamique et thermique de l'écoulement d'un jet impactant une cavité. On présente dans ce chapitre

une synthèse bibliographique des principales études effectuées sur ce type de configuration.

## **1.2. Structure d'un écoulement résultant de l'interaction d'un jet avec une paroi solide**

De nombreux articles de la littérature scientifique ont été dédiés au jet impactant une plaque perpendiculairement, dont certains sont cités dans la revue bibliographique de Goldstein et Franchett [Gol 1988]. De manière générale, l'écoulement dépend de:

- la hauteur d'impact : distance entre la section de sortie du jet et la paroi impactée.
- Le nombre de Reynolds du jet est basé sur la vitesse moyenne de sortie du jet et la taille et la forme de la buse.

Gauntner et al. [Gau1970] ont mis en évidence trois régions pour ce type d'interaction qui est présenté dans la figure (fig 1.1):

– **Région I** : La première région correspond à la région où le jet n'est pas encore affecté par la présence de la paroi. Le développement du jet ressemble fortement à celui d'un jet libre en particulier pour les grandes distances d'impact. Dans cette zone la vitesse est principalement longitudinale. Pour des distances suffisamment importantes, cette zone compte deux zones : le cône potentiel et la zone d'écoulement établi ou développé.

**Le cône potentiel:** C'est la zone où le champ de vitesse d'un jet libre présente une faible intensité de turbulence et une vitesse pratiquement uniforme selon plusieurs auteurs (Gauntner et al [Gau 1970], Martin [Mar 1977], Viskanta [Vis 1993], Han et Goldstein [Han 2001]). La taille de longueur du cône potentiel dépend surtout aux conditions d'entrées (profils de vitesse, taux de turbulence à la sortie de l'injecteur,

...etc.) ce qui explique pourquoi il est souvent difficile de trouver une valeur commune dans la littérature ou de faire des comparaisons entre les résultats des différents auteurs (Viskanta [Vis 1993]).

Pour les écoulements libres, cette longueur est comprise entre  $4b$  et  $7b$  pour un jet plan et entre  $5d$  à  $8d$  pour un jet axisymétrique, quelle que soit la nature de l'écoulement (laminaire/turbulent), la valeur du nombre de Reynolds ou même la taille de la buse (Gauntner et al. [Gau 1970], Gaue et Chung [Gau1991], Gori et Bossi [Gor 2000], Lee D. H et al [Lee 1999], McDaniel et Webb [McD 2000], Chan et al. [Cha 2002]).

**La zone d'écoulement établie ou développée:** Cette zone est caractérisée par l'affaiblissement de la vitesse axiale due à l'interaction des couches de mélange qui composent le jet et à l'épanouissement du jet. Elle est souvent précédée par une zone de réorganisation. Cette zone de similitude est la région la plus étudiée en ce qui concerne la cinématique. Les solutions proposées sont nombreuses et très souvent identiques quelle que soit l'approche. Dans la zone du jet libre, la vitesse axiale diminue rapidement pendant que les fluctuations longitudinales ( $RMS_u$ ) de la vitesse augmentent du fait d'un entraînement plus important avec l'air ambiant au-delà du cône potentiel.

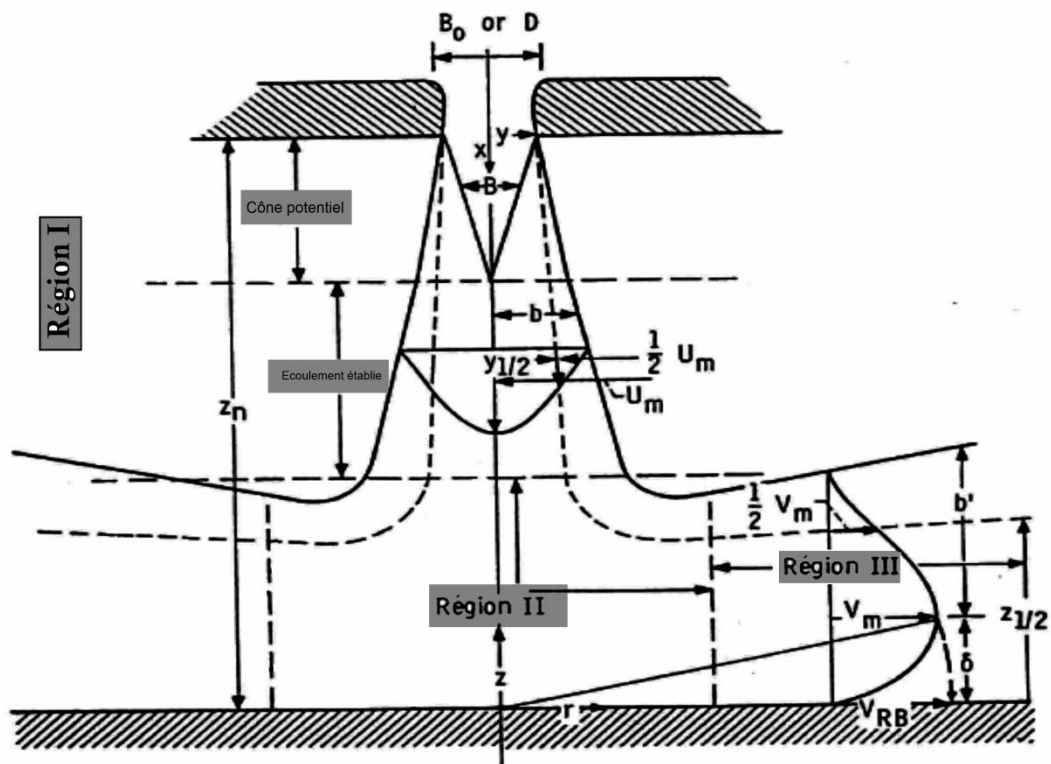
– **Région II** : La zone d'impact est caractérisée par un changement soudain de la direction de l'écoulement et une forte pression pariétale. Ainsi à l'approche de la paroi la vitesse axiale diminue brusquement au profit de la vitesse radiale. Et s'annule au point de stagnation où la pression atteint sa valeur maximale. Au-delà de ce point la pression décroît radialement le long de la paroi. Ce gradient de pression favorable accélère le jet le long de la surface d'impact (Gauntner et al [Gau 1970], Martin [Mar



1977], Viskanta [Vis 1993]). Ensuite, le gradient de pression diminue et s'annule à l'interaction complète.

– **Région III** : la région du jet de paroi où la vitesse est pratiquement radiale et où la couche limite, dont l'épaisseur augmente radialement, est sujette à des gradients de pression pratiquement nuls.

Gauntner et al [Gau 1970] ont considéré un jet pleinement turbulent à un nombre de Reynolds d'injection supérieur à 3 000. Ils ont évalué la longueur du cône potentiel du jet compris entre 4,7 et 7,7 diamètres de la buse. Pour chacune des quatre zones du jet, ils ont déterminé analytiquement l'allure du profil de vitesse en estimant la pression correspondante. Pour la région I, ils soulignent l'existence des effets secondaires comme la présence d'une instabilité dynamique qui se manifeste par une oscillation latérale du jet et un effet de blocage qui se traduit par un changement de longueur du cône potentiel et du taux d'épanouissement du jet.

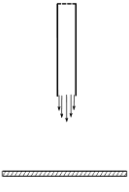
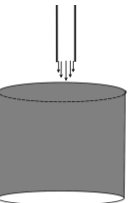
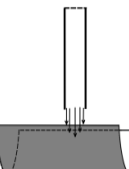

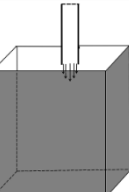
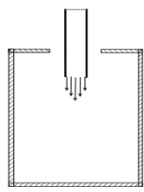
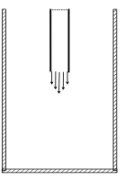
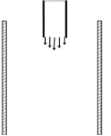
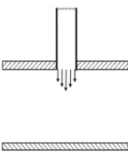


**Figure 1.1.** Régions caractéristiques de l'écoulement d'un jet impactant [Gau 1970]

### **1.3. Jet impactant une cavité**

Dans ce paragraphe, on s'intéresse aux travaux qui ont étudié l'interaction d'un jet round avec une cavité en décrivant la structure générale de l'écoulement résultant et l'influence du confinement sur les caractéristiques dynamiques moyennes et fluctuantes. Selon la forme de la buse et le type du confinement, on peut distinguer plusieurs configurations, les travaux intéressants à ce type d'interaction sont classés dans le tableau (1.1):

Tableau 1.1. Travaux sur les jets en interaction avec parois et cavité

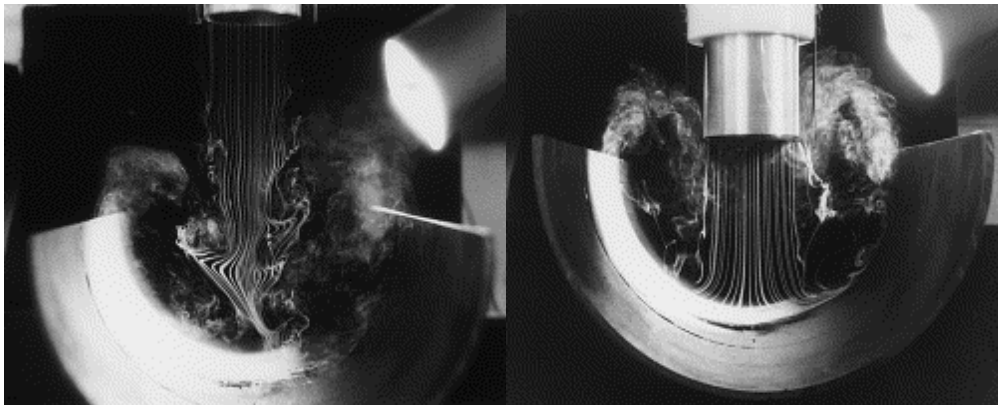
Interaction / Confinement					
		Risso, F et Faber (1996) M. Prakasha et al (2000) Graminho D. (2009) Voropayev et al (2011)			
		Sparrow et al (1987) Kang H. et al (1989) Arous (1990) Shuja et al (2007) Zidouni et al (2009) Chandratilleke (2010)	Gilard V. et Brizzi L-E (2005)		Ogab (1886) Mataoui et al (2002) Iachachene (2014)
		Khoo B.C. et al (1992) Liu H. et al (1997) Nathan G. J. et al (1998) Kandakure et al (2007)			Lawson et al (2005)
	Colucci, D. (1996) San, J-Y et al (1996) Fitzgerald J. (1997) Baydar, E. (1998) Hsieh, S-S (2001) Quan, L. (2006)		Cornaro et al (1999) Fenot et al (2008) Benhacine, A (2012)	Brahma et al (1990) Afanasyev et al (1993) Terekhov et al (2009) Lee et al (2006)	
Sans confinement	Martin, H. (1977) Goldstein, R. (1990) Colucci, D. (1996) Behnia, et al (1996) Tawfek, A. (1996) O'Donovan, (2005) Katti, V. (2007)				

### 1.3.1. Jet impactant une cavité concave hémisphérique

Les jets confinés par des parois courbées sont souvent utilisés dans les systèmes de refroidissement des aubes de turbine; on peut citer les travaux de Chupp et al [Chu 1969] et Metzger [Met 1969] qui sont parmi les premiers travaux qui ont été principalement consacrés au transfert de chaleur par convection entre le fluide et les parois impactées. • partir des années 80, les premiers travaux sur les mesures de pression ont été réalisés, ensuite durant les années 90 l'intérêt s'est porté sur la visualisation des phénomènes physiques de la dynamique de ce type d'écoulement grâce à l'évolution des techniques de mesure. Brahma et al. [Bra 1989] et [Bra 1990] décomposent l'écoulement de l'interaction de jet (2D - 3D) avec une paroi concave en trois régions principales, qui sont les mêmes types de zones déjà proposées par Gauntner et al [Gau 1970]. Ils se sont intéressés plus particulièrement à la zone d'interaction. Ainsi pour ces deux zones Brahma & al. déterminent deux régions : Une région interne correspondant à une couche limite conventionnelle (laminaire) et une région externe ressemblant à un jet pariétal turbulent. Ils évaluent au point de stagnation les épaisseurs de la couche limite dynamique et thermique ainsi que le transfert de chaleur (Nu). Les résultats analytiques dans la zone du point d'arrêt de Brahma & al. [Bra 1989] et [Bra 1990] sont en bon accord avec ceux de Tabakoff et Clevenger [Tab 1972].

Cornaro et al [Cor 1999] ont effectué une visualisation d'un jet frappant une paroi concave figure (fig 1.2), ils ont approfondi plus particulièrement sur les effets de la hauteur d'impact et le rayon de courbure de la paroi sur la structure de l'écoulement. Ils montrent que l'écoulement d'un jet impactant une paroi concave est plus instable que seul observé dans le cas d'une paroi convexe.

Ils attribuent cela à l'effet de la force centrifuge et à l'interaction qui existe entre l'écoulement sortant de la surface et la buse d'injection figure (fig 1.2). Cet écoulement « d'échappement » est entraîné par le jet principal, réduisant la probabilité de la formation des tourbillons stables dans le jet principal. Ils remarquent ainsi que la hauteur d'impact influence fortement sur la structure de l'écoulement. Deux comportements de l'écoulement se distinguent suivant cette distance d'impact. Quand la surface d'impact est disposée à l'extrémité du cône potentiel ( $4d$  pour  $Re = 6000$ ), ils observent une oscillation radiale aléatoire du point de stagnation détruisant les structures tourbillonnaires en amont (aucun tourbillon stable n'est alors observé sur la surface d'impact). Ils ont remarqué aussi, que pour les hauteurs d'impacts plus importants ( $L_f > 4$ ) ou bien les plus faibles ( $L_f < 4$ ), la courbure de la paroi est masquée par les fortes oscillations du point de stagnation et par le jet de paroi



**Figure 1.2.** Configuration d'étude de Cornaro et al [Cor1999]

Gilard et Brizzi [Gil 2005] ont étudié l'aérodynamique d'une ligne de jets axisymétriques impactant une paroi concave expérimentalement par la technique de mesure PIV (Vélocimétrie par Image des Particules) classique et stéréoscopique. Ils ont retrouvé la structure tridimensionnelle et les caractéristiques des jets multiples impactant une surface concave à travers plusieurs plans de l'écoulement (grandeurs moyennes et fluctuantes). Ils ont montré aussi que la structure globale de l'écoulement

d'une ligne des jets axisymétriques impactant une paroi concave possède plusieurs caractéristiques communes avec les jets multiples impactant une paroi plane. Ils ont constaté que les fortes valeurs des tensions de Reynolds sont localisées dans la zone de mélange du jet et de plus l'interaction entre le jet et la surface concave fait apparaître un tourbillon stable autour de la zone d'interaction.

Lee C. H et al [Lee 2006] ont examiné expérimentalement l'effet de l'interaction d'un jet rond turbulent impactant une paroi hémisphérique inclinée sur le transfert de chaleur par l'utilisation de la méthode des cristaux liquides transitoires pour mesurer la température de la cavité impactée figure (fig 1.3), trois valeurs du nombre de Reynolds sont considérées  $Re = 11000, 23000, 50000$ . La distance entre la sortie du jet et la paroi est variée de 2 à 10 fois le diamètre de la buse pour des inclinaisons  $\alpha=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$  et  $40^\circ$ .

Dans cette étude, ils ont intéressé qu'au transfert thermique. Ils ont proposé une corrélation qui exprime le nombre de Nusselt au point d'arrêt en fonction du nombre de Reynolds, la distance jet-surface et l'inclinaison de la surface d'impact,

$$Nu_0 = f(Re, L_f, \alpha).$$

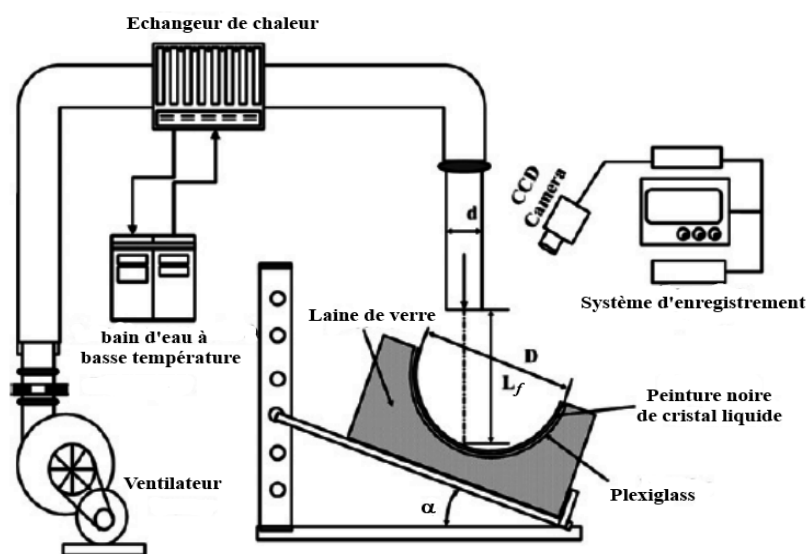


Figure 1.3. Configuration de l'expérience de C. H. Lee [Lee 2006]

Terekhov et al [Ter 2009] ont étudié expérimentalement l'écoulement d'un jet rond impactant une cavité sphérique chauffée figure (fig 1.4); ils ont déterminé le champ de la vitesse entre la sortie du jet et la surface d'impact de la cavité ainsi que le champ de pression. Ils ont constaté qu'à partir d'une certaine valeur de la profondeur de la cavité adimensionnée par rapport au diamètre de la cavité  $\Delta/D_c > 0.26$ , un vortex à grand échelle de type de (Taylor-Gortler) se développe, celui-ci influe sur le transfert thermique et l'écoulement devient instable ce qui présente une pulsation de basse fréquence du coefficient de transfert de chaleur local. Ils ont confirmé que l'écoulement dans la cavité hémisphérique pour des faibles valeurs de profondeur adimensionnelle  $\Delta/D_c < 0.13$  se comporte pratiquement comme celui d'un jet impactant une surface plane.

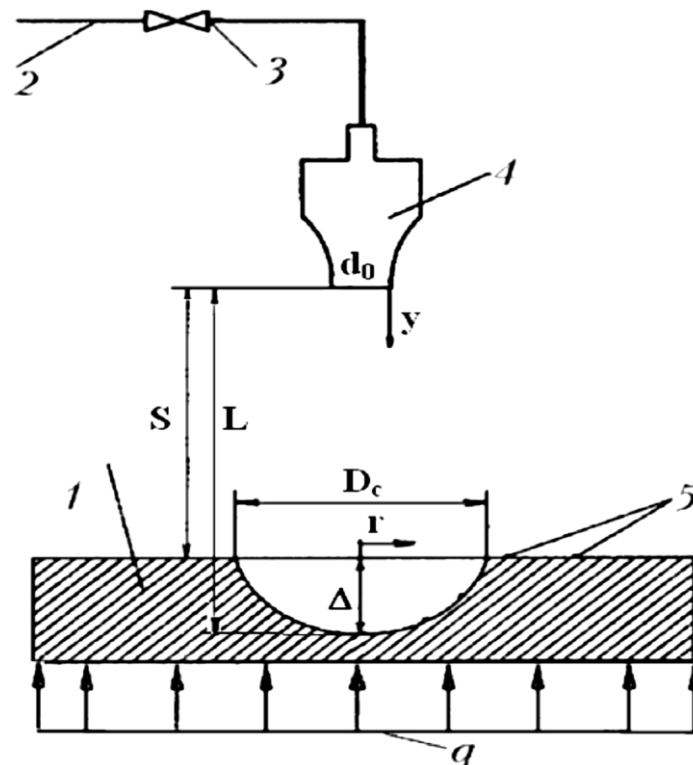


Figure 1.4. Configuration d'étude de Terekhov 2009 [Ter 2009]

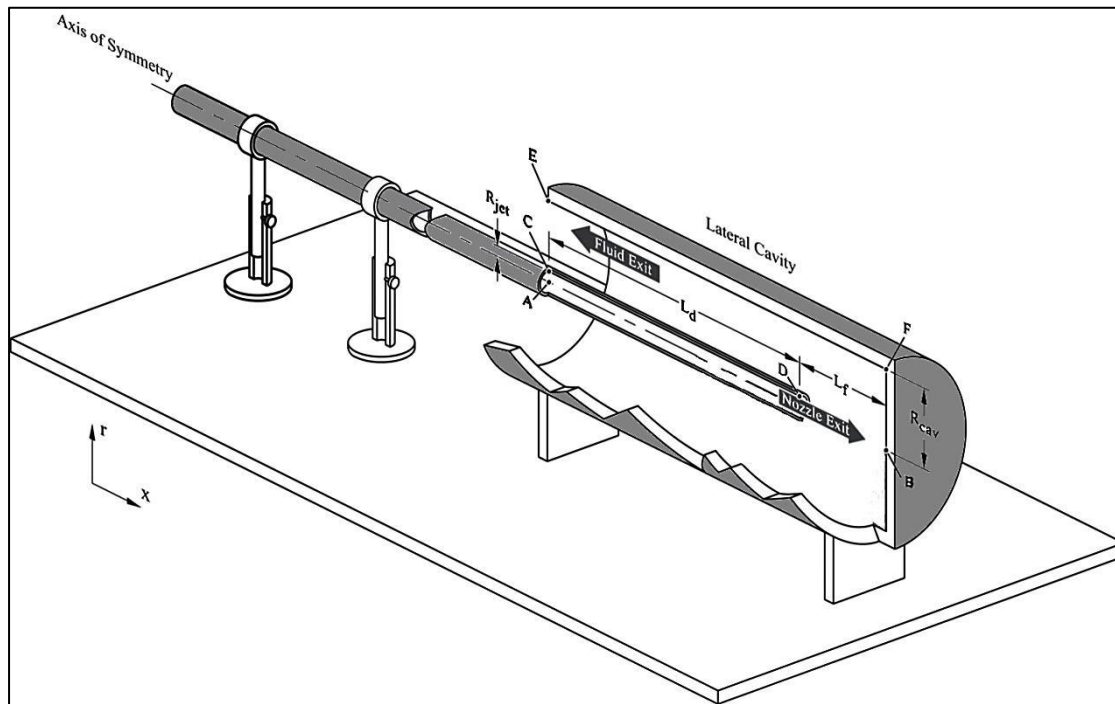
### 1.3.2. Jet impactant une cavité cylindrique

L'interaction des jets avec une cavité cylindrique consiste à un écoulement d'un jet plan ou bien rond qui se développe dans un cylindre. Cette configuration est utilisée dans les systèmes de refroidissement de la verrerie, le système d'aération des tunnels, des galeries ou bien des mines. Il y a plusieurs travaux qui sont réalisés au niveau du laboratoire de mécanique des fluides théoriques et appliqués de l'USTHB sur ce type de configuration, nous citons :

Benhadid. S [Ben 1981] a étudié numériquement et expérimentalement l'évolution symétrique d'un jet rond dans une cavité cylindrique, le rapport des diamètres étant  $D_{cav} / d = 7.83$ . L'étude numérique est basée sur une méthode des différences finies d'un écoulement laminaire. Le fluide est supposé parfait et incompressible. Trois zones d'écoulements, figure (fig 1.5), non oscillatoires ont été délimitées suivant la position de la conduite du jet dans la cavité :

- *La zone du jet non perturbée* qui se situe entre la sortie du jet jusqu'à une distance équivalente à deux fois le diamètre de la buse.
- *La zone de stagnation* localisée au fond de la cavité caractérisée par de faibles vitesses. Lorsque la distance d'impact demeure très faible, cette zone est subdivisée en deux régions: une zone de stagnation et un jet pariétal.
- *La zone intermédiaire* sépare les deux zones précédentes. Elle est très perturbée par la présence de structures tourbillonnaires générées par de l'interaction jet – cavité.





**Figure 1.5.** Configuration jet - cavité cylindrique [Ben 1985]

Ensuite, pour la même configuration Bouhenna. A [Bou 1982] en 1982 et sur la base de l'étude de Benhadid S. [Ben 1981], il a examiné le cas d'un écoulement laminaire ( $Re=150$ ) instationnaire d'un fluide visqueux en présence d'un gradient thermique. Il a mis en évidence :

- Un écoulement de retour.
- Les trois zones d'écoulement retrouvées par Benhadid. S [Ben 1981].
- L'augmentation du nombre de Reynolds entraîne la réduction de la taille de la zone intermédiaire où siègent des surpressions par l'effet de l'interaction du jet sur la paroi latérale du cylindre.
- Un dispositif expérimental a été mise au point afin d'étudier le régime turbulent.

Le dispositif expérimental de Bouhenna A. 1982 [Bou 1982] a été utilisé par Benaissa. A en 1985 [Ben 1985] qui a approfondi le cas d'un jet turbulent

axisymétrique rentrant symétriquement dans une cavité cylindrique figure (fig 1.5), en mettant en évidence l'influence du confinement du jet sur les caractéristiques moyennes et fluctuantes de l'écoulement résultant de ce type d'interaction. L'aspect tridimensionnel de l'écoulement entraîne un régime d'écoulement stable en moyenne (non oscillatoire). Pour différentes positions du jet dans la cavité trois types d'écoulement ont été observés:

- Un écoulement très turbulent constitué dans une zone d'écoulement semi-stagnante pour le cas d'un jet assez éloigné du fond de la cavité ( $L_f = 13$ ).

- Une interaction frontale, caractérisée par un important écoulement de retour à travers le fond de la cavité qui agit sur l'écoulement principal pour le cas d'un jet relativement proche du fond ( $L_f = 8$  diamètres),

- Pour les jets très proches du fond ( $L_f < 4$  diamètres), l'écoulement de retour et le jet sont bien visibles.

Ensuite, Arous F. [Aro 1990] a complété le travail de Benaïssa A. en examinant expérimentalement par anémométrie à fil chaud, le cas de l'interaction asymétrique d'un jet d'air turbulent axisymétrique avec une cavité cylindrique. Ce travail a approfondi davantage l'effet du confinement sur la structure globale de l'écoulement résultant de l'interaction jet cavité. L'effet d'une dissymétrie de l'axe du jet par rapport à celui de la cavité n'influence pas beaucoup le jet.

Récemment Zidouni [Zid 2009] a étudié la configuration d'écoulement de l'expérience de Benaïssa A. 1985, par une simulation numérique en deux dimensions par la méthode des volumes finis en variables primitives par le code TEAM (Turbulent Elliptic Algorithm Manchester) en adoptant le modèle  $k - \varepsilon$  Standard, elle a examiné le transfert thermique entre un jet axisymétrique turbulent avec une cavité cylindrique chauffée.

Kang. H et al [Kan 1989] ont examiné expérimentalement le transfert de chaleur et de masse d'un jet axisymétrique impactant une cavité cylindrique ouverte à l'air ambiant en amont. Ils ont utilisé la technique de la sublimation de naphthaline. Pour une gamme du nombre de Reynolds variant entre  $10^4$  et  $8.10^4$  et une distance entre la sortie du jet et le fond de la cavité  $L_f$  entre 1 et 4.5 fois le diamètre du jet; ils ont confirmé que le nombre de Sherwood moyen comme le nombre de Nusselt au fond de la cavité peut être corrélé avec le nombre de Reynolds par une relation de puissance  $\overline{Sh} = C.Re^n$ . Ils ont trouvé aussi que l'intensité du transfert sur le fond de la cavité est d'environ 25% à 100% plus élevé que celui de la surface latérale et le pourcentage le plus élevé est associé au faible nombre de Reynolds, par ailleurs le nombre de Sherwood maximal est obtenu pour une distance d'interaction  $L_f = 3$  et diminue en augmentant pour des distances  $L_f > 3$ .

Khoo B. C et al [Kho 1992] ont étudié les caractéristiques de la turbulence d'un jet rond immergé dans une cavité cylindrique en position verticale, par l'utilisation de la technique de mesure PIV (Partical Image Velocimetry), ou afin de la démonstration de l'efficacité de cette technique pour ce type d'écoulement. Ils ont trouvé des résultats qui sont conformes aux données des autres travaux de recherche sur la variation de l'intensité turbulente où ils ont proposé une corrélation spatiale de l'intensité de la turbulence qui est différente de celle proposée par Sonin et al [Son 1986].

Liu H et al [Liu 1997] ont étudié l'effet du confinement d'une cavité cylindrique sur la longueur du cône potentiel des jets circulaires et non circulaires. Leur étude s'est portée sur une application médicale « Régurgitation Cardio-valvulaire », qui est un trouble cardiaque courant causé par l'insuffisance d'une valve

cardiaque. Dans ce cas, la valve cardiaque ne peut pas se fermer correctement lors de la contraction cardiaque, entraînant une certaine quantité de sang vers l'oreillette gauche du ventricule gauche au lieu de progresser vers l'avant. Ils ont déduit que la décroissance de la vitesse au centre est indépendante de Reynolds, jusqu'à  $d/D=0.25$  (rapport de diamètre du jet et diamètre de la cavité).

Risso et J. Faber [Ris 1997] ont analysé expérimentalement la turbulence engendrée par un jet axisymétrique qui se développe dans un tube fermé. Le phénomène principal étudié dans cette recherche est l'investigation de la propagation de la turbulence par diffusion. Ils ont montré qu'à partir d'une certaine distance loin de la buse du jet où l'énergie cinétique de l'écoulement est pratiquement nulle, la turbulence est complètement transportée par diffusion.

Prakash et al [Pra 2000] se sont intéressés au comportement d'un écoulement turbulent dans une couche poreuse. Ils ont effectué une étude expérimentale par la technique de mesure LDV (Laser Doppler Velocimetry) et une simulation numérique par les méthodes des volumes finis (CFD). La configuration considérée dans cette étude est un jet rond d'eau impactant une couche poreuse aménagée au fond d'une cavité cylindrique. Ils ont examiné l'effet du nombre de Reynolds et celui de l'épaisseur de la couche poreuse (mousse) sur la structure de l'écoulement. En plus, ils ont effectué une comparaison entre les résultats expérimentaux et ceux qui sont prédits numériquement par trois modèles de turbulence afin d'obtenir une bonne approche de l'écoulement dans la couche poreuse. Aucun de ces trois modèles n'a pu prédire correctement l'effet des variations de l'épaisseur de la couche poreuse. Cependant, l'existence de plusieurs paramètres qui doivent être pris en considération dans l'expérience et de nouvelles données expérimentales sont nécessaires pour la validation des modèles de turbulence pour les milieux poreux. Cette étude a fourni

une meilleure compréhension des écoulements turbulents dans les milieux poreux. À l'heure actuelle, il semble difficile de prendre des mesures dans un milieu poreux qui pourrait être utilisé pour la validation des modèles mathématiques.

Shuja et B.S. Yilbas [Shu 2007]-[Shu 2008] s'intéressent au système des lasers assisté par gaz. Pour approfondir ce type de problème, ils ont considéré une configuration d'un jet axisymétrique évoluant dans une cavité où ils ont examiné l'influence de la forme, diamètre et la profondeur de la cavité sur la structure globale de l'écoulement et le taux du transfert thermique.

Graminho M. et J.S De Lemos [Gra 2008] ont étudié numériquement un jet rond turbulent qui évolue dans une cavité cylindrique chauffée avec et sans la présence d'une couche poreuse au fond de la cavité. Les équations macroscopiques moyennées par rapport au temps de la masse et de la quantité de mouvement sont déduites sur la base d'un concept appelé double décomposition qui prend en considération les écarts spatiaux et les fluctuations temporelles de l'écoulement. La turbulence est résolue par le modèle  $k - \varepsilon$  qui utilise le même système d'équation pour le fluide et la matrice poreuse. Les résultats montrent que la perméabilité de la matrice poreuse et la hauteur de la couche fluide ont une influence importante sur la configuration de l'écoulement. Leurs résultats ont été comparés avec ceux qui sont trouvés dans la littérature pour confirmer les bonnes prédictions du modèle de turbulence à l'intérieur de la couche poreuse avec les mêmes degrés de précision.

Voropoyev S. I et al [Vor 2011] ont étudié l'écoulement évoluant le long d'un cylindre par un jet turbulent rond expérimentalement pour une application au stockage du pétrole brut dans les Réservoirs du Pétrole Stratégiques Américains (SPR). Ils ont constaté que l'écoulement n'atteint pas en état parfaitement stationnaire, mais il oscille d'une façon périodique. Ils ont pu déterminer la fréquence des oscillations en fonction

de certains paramètres d'interaction. Pour la réalisation de cette expérience, ils ont utilisé un enregistrement de vidéo à visualisation et la PIV (Vélocimétrie par Image des Particules) à afin de retrouver la structure de l'écoulement ; les mesures du champ de vitesse et la vorticité. Ils ont examiné l'influence des conditions aux limites: l'effet des parois de la cavité sur la désintégration du jet et la diffusion de la turbulence déduisant une distance théorique critique de cette désintégration et la fréquence des oscillations.

Nath . C et al [Nat 2014] ont étudié expérimentalement l'effet du déplacement de la position d'un jet rond se développant dans une cavité cylindrique de faible rapport de diamètre  $\frac{d_0}{D} = 0.0165$ , avec une application au dégazage des Réservoirs du Pétrole Stratégiques Américains (SPR), c'était la suite de l'étude de son co-auteur Voropayev S. I [Vor 2011]. Ils ont utilisé la PIV et l'enregistrement vidéo pour les diagnostics de l'écoulement et ils ont conclu que le déplacement de la position du jet  $\Delta$  fait changer totalement la structure de l'écoulement.

- Pour  $0 < \Delta/D < 0.2$  le jet tend à s'attacher à la paroi du cylindre, mais il présente une certaine asymétrie avec une distance de dissolution du jet  $l \approx (3.3-3.6)D$ .
- L'écoulement change de manière significative pour  $0,2 < \Delta/D < 0,25$ , avec un développement d'un flux constant près de la paroi et une fin oscillante.
- Pour  $0,25 < \Delta/D < 0,49$  le jet se comporte comme un jet pariétal, ou les parois jouent un rôle important dans la dissipation de l'énergie du jet par l'effet des frottements.

Sur la base des résultats obtenus par cette étude, une recommandation de l'ingénierie peut être faite pour le positionnement d'un jet de SPR dégazage. La position la plus optimale du jet serait placée entre  $0 < \Delta < 0.20D$  pour minimiser le mélange entre le pétrole traité par le jet injecté et le pétrole non traité étant retiré du fond de la cavité.

#### **1.4. Transferts de chaleur pour les jets en impact**

L'étude thermique d'un jet impactant une ou plusieurs surfaces nécessite de déterminer le coefficient de transfert de chaleur par convection ( $h$ ) ou le nombre de Nusselt ( $Nu$ ) local ou moyen au niveau de chaque paroi. Dans ce paragraphe, on présente les principaux travaux qui ont considéré le transfert de chaleur par les jets impactant.

Gardon et Akfirat [Gar 1965]-[Gar 1966] sont parmi les premiers chercheurs à avoir examiné l'évolution radiale du coefficient de transfert de chaleur des jets impactant. Pour une faible distance d'impact  $L_f = 2$  et plusieurs nombres de Reynolds  $Re$ , ils ont mis en évidence l'observation des deux pics distincts pour les jets plans alors que pour les jets ronds, ces deux maximums apparaissent pour un nombre de Reynolds assez élevé et une distance d'impact suffisamment faible. Le premier pic (le plus proche de l'axe du jet), situé à environ  $r/d = 0.5$ , qui est attribué au rétrécissement de la couche limite au voisinage de la zone d'interaction. Le second pic localisé entre  $r/d = 1.5$  et 2, est associé à la transition de la couche limite.

Metzger et al [Met 1969], Chupp et al. [Chu 1969] ont étudié dès les années soixante-dix l'influence de la plupart des paramètres géométriques (dimension de l'ajutage, hauteur d'impact, distance entre les jets, distance entre les rangées) et dynamiques (nombre de Reynolds). Ils ont proposé les premières corrélations.

Tabakoff et Clevenger [Tab 1972] sont les premiers à comparer l'efficacité du transfert thermique sur une surface semi-cylindrique pour trois cas: un jet plan, une

rangée de jets 3D et un ensemble de plusieurs rangées de jets. La seule étude théorique recensée sur le problème thermique d'un jet 2D-3D impactant une paroi hémisphérique concave est effectuée par Brahma et al. [Bra 1989] et [Bra1990]. Ils ont déterminé l'épaisseur de la quantité de mouvement et celle de la couche limite au point de stagnation, afin d'estimer l'épaisseur de la couche limite thermique et le coefficient de transfert de chaleur  $Nu$ . Ils ont montré que ces épaisseurs dépendent de la distance d'interaction et la forme de surface.

Livingood et P. Hrycak [Liv 1973] ont présenté une synthèse bibliographique sur les différents travaux analytiques ou bien expérimentaux, qui sont effectués sur les jets d'air impactant une surface plane. Ils ont considéré des jets ronds et des jets plans ainsi que le cas d'un ou bien plusieurs jets. Ils ont proposé plusieurs corrélations théoriques et expérimentales pour les utiliser dans les aubes des turbines à gaz.

Martin [Mar 1977] a présenté un aperçu complet sur les applications et les technologies des jets impactant par une approche théorique. Par conséquent, les équations empiriques présentées pour la prévision des coefficients de transfert de la chaleur et de la masse sont basées sur des données expérimentales pour les jets ronds simples, une rangée de jets ronds, un jet plan, et une rangée de jets plans.

Shou-Shing Hsieh et al [Sho 2001] ont déterminé expérimentalement les caractéristiques du transfert de chaleur d'un jet impactant une surface plane confinée transversalement. Ils ont examiné l'effet du nombre de Reynolds, la distance d'interaction ainsi que le flux thermique imposé sur la plaque. Ils ont déduit la variation du nombre de Nusselt local et moyen qui ont comparé avec les résultats des autres travaux, ils ont constaté que le nombre de Nusselt au point d'arrêt atteint sa valeur optimale pour une distance d'impact de l'ordre de  $L_f = 8$ , par contre le transfert



thermique moyen demeure indépendant de la distance  $L_f$  pour des faibles valeurs du nombre de Reynolds ( $Re = 6500$ ).

Lee C.H. et al [Lee 2006] ont montré que la valeur du nombre de Nusselt au point d'arrêt  $Nu_0$  est maximale pour une distance d'impact  $L_f = 6$  pour toutes les inclinaisons étudiées, avec l'apparition d'un deuxième pic sur l'évolution du nombre de Nusselt sur la surface de la cavité qui se rapproche de plus en plus vers le point d'arrêt pour les petites valeurs de  $Re, \alpha$  et  $L_f$ . La corrélation du nombre de Nusselt proposée est valable pour deux gammes de distance d'impact :

- $2 \leq L_f \leq 6 : Nu_0 \propto Re^{0.43}$
- $6 < L_f \leq 10 : Nu_0 \propto Re^{0.45}$

Fenot. M et al [Fen 2008] ont étudié expérimentalement une ligne des jets ronds impactant une surface concave semi-cylindrique. Les caractéristiques thermiques sont mesurées par l'utilisation d'une feuille mince chaude et la thermographie infrarouge, la température des parois adiabatiques et les coefficients du transfert thermique sont déterminés par le biais de la méthode de régression linéaire. Dans cette recherche, ils ont approfondi l'influence de la courbure sur l'écoulement; le transfert de chaleur, le nombre de Reynolds, la température du jet et la distance d'interaction.

Ils ont constaté que la courbure produit différents effets sur la température des parois adiabatiques et la distribution du nombre de Nusselt local. L'augmentation de la courbure provoque une faible croissance du nombre de Nusselt. En plus, la courbure produit un confinement de l'écoulement qui a deux conséquences : la stagnation de la température de la paroi adiabatique et la diminution du nombre de Nusselt.

Terekhov. V.I et al [Ter 2009] ont déterminé expérimentalement l'écoulement d'un jet rond impactant une cavité sphérique chauffée figure (fig 1.4); un vortex à grand échelle de type de (Taylor-Gortler) se développe, celui-ci influe sur le transfert thermique. Ils ont constaté que l'intensité du transfert de chaleur dans le cas d'une cavité sphérique est inférieure à celle d'une plaque plane. Cette réduction est compensée par l'augmentation de l'aire de la surface d'échange totale. Ils ont montré que l'écoulement dans une cavité hémisphérique pour de faibles profondeurs adimensionnelles, se comporte comme un écoulement d'un jet impactant une surface plane. Le transfert de chaleur dans la cavité dépend essentiellement de deux paramètres ; le diamètre du jet et le diamètre de la cavité.

Chandratilleke T. T et King A. J. C [Chan 2010] ont examiné l'amélioration du refroidissement d'une surface plane par un jet; au lieu d'utiliser une surface conventionnelle (jet impactant une surface plane). ils ont proposé une nouvelle technique qui consiste à un jet dirigé vers une cavité cylindrique coaxiale qui enveloppe la surface chauffée figure (fig 1.6). Une étude numérique a été effectuée pour déterminer les caractéristiques du transfert de chaleur et celles de l'écoulement du fluide pour approfondir l'influence des différents paramètres géométriques de la surface de la cavité sur la performance du refroidissement en comparant avec le cas conventionnel d'un jet impactant une plaque plane chauffée. Ils ont exploré une gamme du nombre de Reynolds  $Re$  variant de 5 000 et 30 000 basé sur le diamètre du jet  $d$ . Différentes cavités ont été considérées du diamètre  $d_c$  ( $d < d_c < 4d$ ) et de profondeur  $L_f$  ( $0 \leq L_f \leq 4$ ). La distance entre la sortie du jet et la surface adiabatique est fixée entre  $-2d$  et  $2d$ . Le modèle numérique de la turbulence utilisé dans cette étude est le modèle,  $v^2-f$  car il présente un bon accord avec l'expérience par rapport au modèle  $k-\varepsilon$  Standard d'après les travaux de (Behnia et al [Beh 1999]

et King A. J. C et T. T. Chandratilleke [Kin 2004]). Ils ont trouvé que le transfert de chaleur augmente pour le cas de la cavité et la performance thermique dépend surtout de la profondeur de la cavité et du nombre de Reynolds.

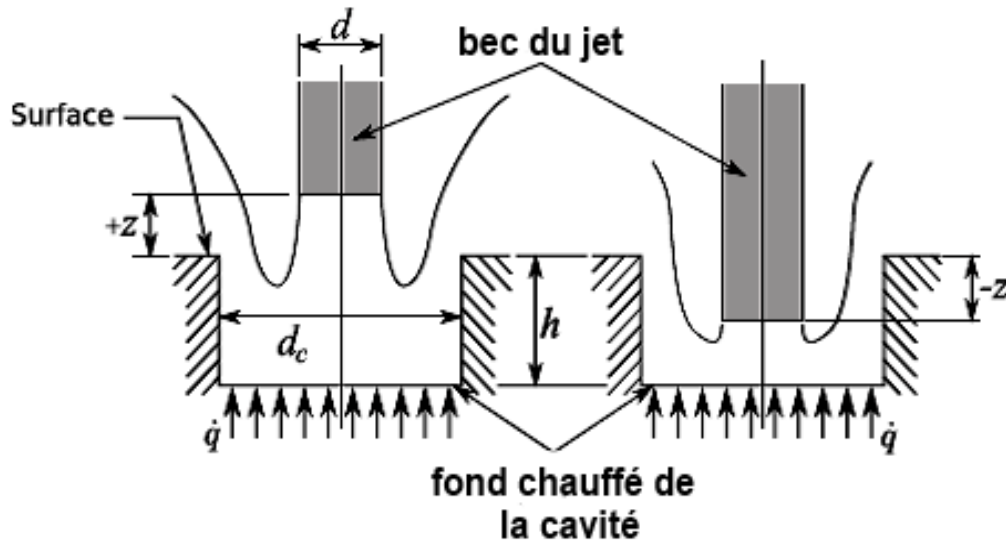
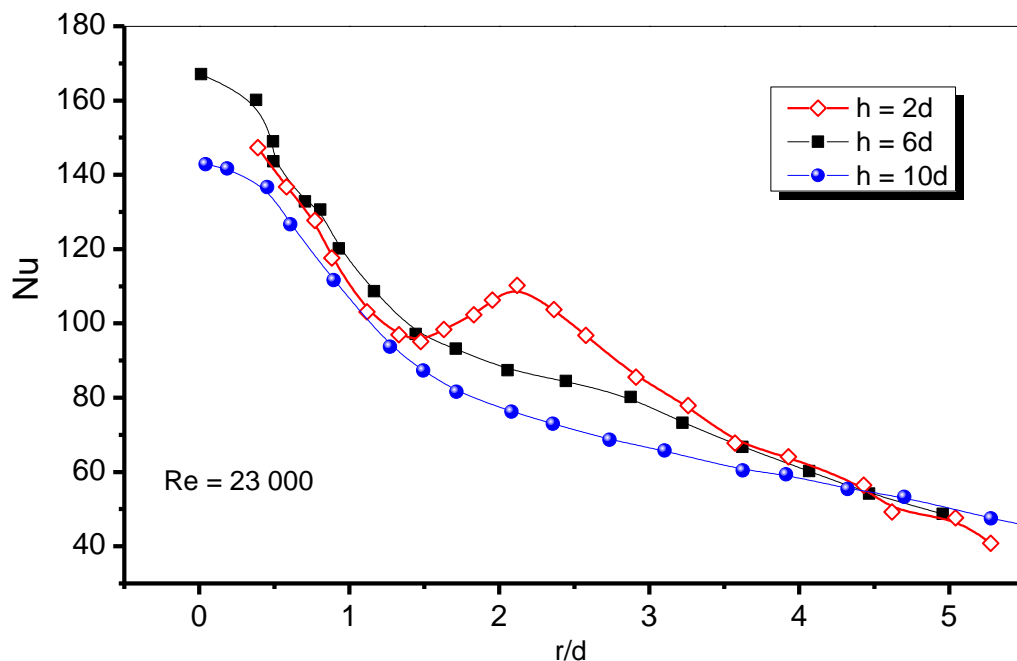


Figure 1.6. jet-cavité à fond chauffé [Chan 2010]

### 1.5. Transfert thermique moyen $\overline{Nu}$ et le transfert thermique au point d'arrêt $Nu_0$

Gau et Chung [Gau 1991] montrent que le maximum du transfert de chaleur au point d'arrêt est observé à  $L_f = 8$ . (J. W. Baughn et al [Bau 1991], Lee. C et Won [Lee 1999], Choi et al [Cho 2000], Shous-Shing Hsieh et al [Sho 2001], Lee C.H. et al [Lee 2006]) et d'autres travaux qui ont étudié les jets confinés ou non confinés, impactant une plaque plane ou concave, ils ont confirmé que le nombre de Nusselt au point d'arrêt  $Nu_0$  augmente pour les faibles distances d'impact entre 2 jusqu'à 6 ou bien 8 fois le diamètre du jet, ensuite il atteint sa valeur maximale puis il diminue avec l'augmentation de la distance d'impact supérieure à 6 ou 8 fois le diamètre de jet figure (fig 1.7). Lorsque la distance  $L_f \leq 6$ , la paroi se situe dans le cône potentiel du jet, la région de stagnation étant plus large générant un transfert thermique

important. Bien que la vitesse moyenne reste constante, le niveau des fluctuations augmente, entraînant une élévation du taux de transfert. Pour des distances  $L_f$  supérieures à la longueur du cône potentiel ( $L_f > 6$ ), la vitesse du jet diminue, provoquant une réduction du transfert thermique. Par contre, le transfert de chaleur moyen  $\overline{Nu}$  ne suit pas les mêmes évolutions que celle du transfert au point d'arrêt  $Nu_0$ , car il dépend principalement de la surface d'échange, de la distance d'interaction et du nombre de Reynolds.



**Figure 1.7.** Transfert thermique le long d'une plaque plane impacté par un jet rond [Bau 1991]

Le but principal d'étudier le transfert de la chaleur entre les jets en impact des parois chauffées, c'est de proposer des corrélations expérimentales ou numériques entre l'échange thermique quantifié par le nombre du Nusselt local ou bien moyen, et son évolution en fonction des différents paramètres dynamiques tel que le nombre de Reynolds, et les paramètres de la configuration (type de la surface, avec ou sans confinement, distance d'impact...  $Nu = f(Re, h/d, S/d, a, Pr...)$ ). Les tableaux

(1.2) et (1.3) résumant respectivement quelques corrélations proposées pour le nombre de Nusselt au point d'arrêt  $Nu_0$  et le nombre du Nusselt moyen  $\overline{Nu}$ .

**Tableau 1.2.** Les différentes corrélations proposées pour le nombre du Nusselt moyen  $\overline{Nu}$

Autres	paramètres	Corrélation
H. Martin (1977)	$2 \leq L_f \leq 12$ $2.5 \leq r/d \leq 7.5$ $2 \cdot 10^3 \leq Re \leq 3 \cdot 10^4$ $3 \cdot 10^4 \leq Re \leq 12 \cdot 10^4$ $12 \cdot 10^4 \leq Re \leq 4 \cdot 10^5$	$\overline{Nu} = Pr^{0.42} \frac{d}{r} \left[ \frac{1 - 1.1(d/r)}{1 + 0.1(L_f - 6)} \right] F$ $F = 1.36 Re^{0.574}$ $F = 0.54 Re^{0.667}$ $F = 0.15 Re^{0.775}$
Goldstein et al (1982-1986)	$0.5 < r/d < 32$ $3400 \leq Re \leq 121\ 300$	<ul style="list-style-type: none"> <li>Pour <math>L_f = 6</math>  <math display="block">\overline{Nu} = \frac{Re^{0.6}}{[3.329 + 0.273(r_{max}/d)]}</math> </li> <li>Pour <math>L_f = 12</math>  <math display="block">\overline{Nu} = \frac{Re^{0.6}}{[4.577 + 0.4357(r_{max}/d)]}</math> </li> </ul>
	$6 \leq L_f \leq 12$ $61\ 000 \leq Re \leq 124\ 000$	<ul style="list-style-type: none"> <li>Surface à température constante  <math display="block">\overline{Nu} = \frac{24 -  (L_f) - 7.75 }{533 + 44(r/d)^{1.285}} Re^{0.76}</math> </li> <li>Surface à flux de chaleur constant  <math display="block">\overline{Nu} = \frac{24 -  (L_f) - 7.75 }{533 + 44(r/d)^{1.394}} Re^{0.76}</math> </li> </ul>
Tawfek (1996)	$2 \leq r/d \leq 30$ $6 \leq L_f \leq 58$ $3\ 400 \leq Re \leq 41\ 000$	$\overline{Nu} = 0.453 Pr^{1/3} Re^{0.691} (L_f)^{-0.22} \left( \frac{r}{d} \right)^{-0.38}$
Shou-Shing Hsieh et al (2001)	$5 \leq L_f \leq 10$ $6\ 500 \leq Re \leq 26\ 000$	$\overline{Nu} = 0.176 Re^{0.568}$
Wen et Jang (2003)	$3 \leq L_f \leq 16$ $0 \leq r/d \leq 7.14$ $750 \leq Re \leq 27\ 000$	$\overline{Nu} = 0.442 Pr^{1/3} Re^{0.696} (L_f)^{-0.20} \left( \frac{r}{d} \right)^{-0.41}$
M. Fenot et al (2008)	$5 \cdot 10^4 \leq Re \leq 11 \cdot 10^3$ $2 \leq L_f \leq 5$ $0.1 \leq d/D_{cour} \leq 0.2$	$\overline{Nu} = 0.442 Re^{0.72} (L_f)^{-0.06} \left( \frac{d}{D_{cour}} \right)^{-0.085}$

**Tableau 1.3.** Les différentes corrélations proposées pour le nombre du Nusselt au point d'arrêt  $Nu_0$ 

Autres	paramètres	Corrélation
Mohanty et Tawfek (1993)	$10 \leq L_f \leq 16.7$ $4860 \leq Re \leq 15300$	$Nu_0 = 0.15 Re^{0.701} L_f^{-0.25}$
	$20 \leq L_f \leq 25$ $4860 \leq Re \leq 15300$	$Nu_0 = 0.17 Re^{0.701} L_f^{-0.18}$
	$6 \leq L_f \leq 58$ $6\ 900 \leq Re \leq 24\ 900$	$Nu_0 = 0.388 Re^{0.696} L_f^{-0.345}$
	$9 \leq L_f \leq 41.4$ $7\ 240 \leq Re \leq 34\ 500$	$Nu_0 = 0.615 Re^{0.67} L_f^{-0.38}$
Lytle et Webb (1994)	$0.1 \leq L_f \leq 1$ $3\ 700 \leq Re \leq 30\ 000$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• pour <math>L_f \leq 1</math> <math>Nu_0 = 0.726 Re^{0.53} L_f^{-0.191}</math></li> <li>• pour <math>L_f \leq 0.5</math> <math>Nu_0 = 0.663 Re^{0.53} L_f^{-0.248}</math></li> <li>• pour <math>L_f \leq 0.25</math> <math>Nu_0 = 0.821 Re^{0.50} L_f^{-0.288}</math></li> </ul>
Shou-Shing Hsieh et al (2001)	$5 \leq L_f \leq 8.33$ $6\ 500 \leq Re \leq 26\ 000$	$Nu_0 = 0.056 Re^{0.659} L_f^{-0.157}$ 2.9% d'erreur
	$8.33 \leq L_f \leq 10$ $6\ 500 \leq Re \leq 26\ 000$	$Nu_0 = 0.052 Re^{0.68} L_f^{-0.148}$ 1.83% d'erreur
C.H.Lee et al (2006)	$2 \leq L_f \leq 6$ $0^\circ \leq \alpha \leq 40^\circ$ $11\ 10^3 \leq Re \leq 5\ 10^6$	$Nu_0 = 1.70 Re^{0.43} L_f^{0.2} [\sin(45 - \alpha)]^{0.08}$ Erreur 5.6%
	$2 \leq L_f \leq 6$ $0^\circ \leq \alpha \leq 40^\circ$ $5\ 10^4 \leq Re \leq 11\ 10^3$	$Nu_0 = 1.70 Re^{0.45} L_f^{-0.75} [\sin(45 - \alpha)]^{0.08}$ Erreur 5.6%
M. Fenot et al (2008)	$5\ 10^4 \leq Re \leq 11\ 10^3$ $2 \leq L_f \leq 5$ $0.1 \leq d / D_{cour} \leq 0.2$	$Nu_0 = 1.18 Re^{0.69} L_f^{0.09} \left( \frac{d}{D_{our}} \right)^{0.24}$

## 1.6. L'effet de confinement

Le confinement joue un rôle significatif sur les composantes de la vitesse et la turbulence dans la couche de mélange, Obot et al. [Obo 1979], Ashforth-frost et Jambunathan [Ash 1996], Ashforth-frost et al [Ash 1997], M. Behnia et al [Beh 1997] et Fénot [Fén 2004] ont confirmé que le confinement des jets est responsable d'une diminution du taux de transfert thermique local et moyen. Mais la longueur du cône potentiel augmente à environ de 10% en présence du confinement, car l'entraînement massique et l'expansion du jet sont limités par les parois du confinement. L'effet du confinement diminue lorsque la distance d'impact augmente Obot et al. [Obo 1982]. En particulier, ces auteurs n'observent plus de différence entre les configurations avec et sans confinement pour  $h/d > 12$ . De plus, Meola et al [Mao1996] remarquent que le confinement induit un écoulement de retour qui réduit fortement le nombre de Nusselt moyen.

## 1.7. Conclusion

Cette revue bibliographique a mise en évidence l'utilisation des jets ronds impactant une ou plusieurs surfaces simultanément qu'elle est très utilisée dans la pratique. Plusieurs configurations existent et les paramètres les plus importants dans le cas d'une interaction d'un jet avec une cavité cylindrique représentent la position du jet par rapport à l'axe de la cavité, le rapport du rayon de la cavité et le diamètre du jet et la distance entre la sortie du jet et la paroi d'impact. Par contre, pour l'étude thermique, deux comportements importants du transfert de la chaleur sont distingués selon la distance d'impact, la forme de la surface d'impact et la valeur du nombre de Reynolds. Le transfert de la chaleur local est optimal, quand une hauteur d'impact est égale à la longueur du cône potentiel. • grande hauteur d'impact (supérieure à la longueur du cône potentiel), le transfert de chaleur a une forme gaussienne.

Cependant, ce comportement est différent quand la hauteur d'impact est inférieure à la longueur du cône potentiel pour les grands nombres de Reynolds. Ces points seront développés dans la configuration considérée dans la présente étude et qui constituent l'objectif de ce travail.



# CHAPITRE 2

## *Modélisation de la turbulence*

### **2.1. Introduction**

On trouve la turbulence dans la majorité des phénomènes naturels ou industriels, alors que les cas des écoulements laminaires sont rencontrés dans des situations exceptionnelles. Le caractère diffusif de la turbulence peut être utile même indispensable dans des dispositifs industriels réels, alors qu'on a tendance à la considérer comme un phénomène secondaire à éviter. La turbulence est un mécanisme entièrement déterministe, mais l'ignorance des causes plutôt que l'absence de cause entraîne l'indétermination de son évolution. En effet, l'imprédictibilité de l'écoulement turbulent ne permet pas de connaître en détail les conditions aux limites d'un écoulement turbulent à grande échelle.

L'expérience a montré malgré la complexité des détails des écoulements turbulents, néanmoins l'approche statistique et toutes les méthodes de modélisation qui en découlent, permettent une description approfondie des propriétés à l'aide de moments statistiques.

La première étape d'une étude de modélisation d'un écoulement donné est de valider les résultats numériques avec des données expérimentales disponibles. Les simulations permettront d'avoir accès à des informations non accessibles par l'expérience. L'ensemble aboutit à une grande base de données expérimentale et

prédit numériquement pour reproduire les réalisations technologiques bien adaptées aux besoins attendus.

Il y a un siècle, Osborne Reynolds a présenté ses travaux dans lesquels il propose de décomposer les grandeurs instantanées de l'écoulement en deux quantités : moyennes et fluctuantes. Cette décomposition mène aux équations de conservation moyennées dans lesquelles, de nouvelles inconnues sous la forme de corrélations doubles des grandeurs fluctuantes. Il en résulte un problème ouvert. Pour fermer le système de nouvelles équations sont nécessaires, d'où le recours à la modélisation statistique de la turbulence. Les premiers modèles de la turbulence ont été présentés sont les travaux de Taylor (1913 -1932), Prandtl [Pra 1925]- [Pra 1945] et Von Karman (1930) [Von 1930], qui utilisent la notion de viscosité de la turbulence isotrope et le concept de longueur de mélange. Après la conférence de Stamford (1968), le développement des modèles de la turbulence devient de plus en plus rapide et des méthodes plus élaborées et plus générales sont apparues introduisant en premier lieu une équation pour l'énergie cinétique de la turbulence et plus tard des équations pour les tensions de Reynolds.

## 2.2. Développement des équations de base

Dans la présente étude, nous considérons un fluide newtonien et incompressible. On effectue la décomposition des grandeurs instantanées, notamment toutes les grandeurs physiques notées  $\Phi$ , en une partie moyenne  $\overline{\Phi}$  et une partie fluctuante  $\varphi$

$$\Phi(x_k, t) = \overline{\Phi(x_k, t)} + \varphi(x_k, t) \quad (2.1)$$

$$\text{avec } \overline{\varphi(x_k, t)} = 0$$

### 2.2.1. Equations de conservation

#### 2.2.1.1 Equation de continuité

Elle traduit la conservation de la masse pour un fluide incompressible :

$$\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.2)$$

#### 2.2.1.2. Equations de quantité de mouvement

Elle traduit l'application de la deuxième loi de Newton sur un volume de contrôle d'un fluide incompressible :

$$\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial t} + \tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\tilde{P}}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.3)$$

avec  $\tilde{U}_i$  : composante du vecteur de la vitesse

$\tilde{P}$  : la pression

$\nu$  : la viscosité cinématique

$\rho$  : la masse volumique

$U_i$  : composante de la vitesse moyenne

#### 2.2.1.3. Equation de l'énergie

Elle est résumée par l'équation la conservation de la chaleur

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial (U_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\lambda}{\rho C_p} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (2.4)$$

### 2.2.2. Équations moyennées

En appliquant la décomposition de Reynolds aux équations (2.2), (2.3) et (2.4), puis en effectuant la moyenne du système obtenu ( $\overline{\varphi} = 0$ ), on déduit la forme finale suivante des équations moyennées du mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i) = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_i U_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} - \rho \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{u_i u_j}) \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_p T) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho C_p U_j T) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho C_p \overline{u_j \theta}) \quad (2.7)$$

Dans les équations moyennées de la quantité de mouvement (2.6) et celle de l'énergie (2.7) deux nouvelles inconnues sont apparues ( $\overline{u_i u_j}$  et  $\overline{u_j \theta}$ ). Afin de fermer le système d'équations, une modélisation de la turbulence dans le cadre des équations moyennées au sens de Reynolds-RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations) est nécessaire. Pour les modélisations RANS, trois classes sont utilisées dans la pratique :

- La première classe concerne les modèles du premier ordre à viscosité turbulente isotrope (Eddy-Viscosity Model), qui sont fondés sur l'approximation de Boussinesq, pour lesquels on évalue le tenseur des contraintes turbulentes en fonction d'une viscosité turbulente et du tenseur des taux de déformations.

- La deuxième classe est celle des modèles du second ordre aux tensions de Reynolds pour lesquels on considère une équation de transport pour chacune des composantes du tenseur des contraintes turbulentes.

- La méthode intégrale est le troisième type de modèle qui est peu flexible.

Elles ne sont pas utilisées que pour des écoulements particuliers simples.

Comme cité plus haut, les modèles du premier ordre s'appuient sur le tenseur des taux de déformation. Boussinesq [Bou 1877] a proposé une modélisation des tenseurs de Reynolds en fonction de l'expression du tenseur des contraintes

visqueuses  $\tau_{ij}$  pour un fluide newtonien. Les tensions de Reynolds sont déduites à partir de l'expression suivante :

$$R_{ij} = -\overline{\rho u_j u_i} = \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (2.8)$$

Le tenseur  $R_{ij}$ , c'est le tenseur des contraintes turbulentes (ou tension de Reynolds), qui représente la corrélation double entre les composantes instantanées de la vitesse fluctuante. Ce terme met en évidence le transport par les fluctuations turbulentes.

Concernant la corrélation vitesse-température, par analogie aux contraintes des vitesses fluctuantes, on a :

$$\overline{u_j \theta} = -\frac{\mu_t}{\rho Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_j} = -\frac{\lambda_t}{\rho C_p} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (2.9)$$

$Pr_t$  est le nombre de Prandtl turbulent,  $\lambda_t = \frac{\mu_t C_p}{Pr_t}$  est la conductivité thermique turbulente. Le coefficient de diffusion turbulente  $\alpha_{ij}$  est proportionnel à la viscosité turbulente :

$$\alpha_{ij} = \frac{\rho \nu_t}{Pr_t} \quad (2.10)$$

On définit la viscosité effective  $\mu_{eff}$  par la somme de la viscosité du fluide  $\mu$  et la viscosité turbulente  $\mu_t$ , telle que :

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (2.11)$$

En conséquence, modéliser le tenseur des tensions de Reynolds, les équations (2.8) et (2.9) sous-entend le calcul de la viscosité turbulente  $\mu_t$ .

## 2.3. Modèles de turbulence

### 2.3.1. Introduction

Pendant le siècle dernier plusieurs modèles de fermeture en un point, ont été proposés pour la détermination de la viscosité turbulente. Le modèle qui a été introduit par Boussinesq [Bou 1877], reste à nos jours le modèle le plus utilisé dans la pratique. Certainement, le problème majeur est d'estimer cette entité sans effectuer une étude particulière pour chaque type d'écoulement. Pour répondre à cette question, il fallait attendre Prandtl en 1925 [Pra 1925] pour résoudre ce problème en introduisant le concept de la longueur de mélange analogue au libre parcours moyen des gaz. En se basant sur la définition du transport moléculaire, Prandtl a établi son modèle pour déduire la viscosité turbulente à zéro équation, [Wil1998] :

$$\mu_t = \rho l_{mix}^2 \left| \frac{dU}{dy} \right| \quad (2.12)$$

En outre, Prandtl a montré que pour les écoulements à proximité des parois, la longueur de mélange  $l_{mix}$  est proportionnelle à la distance mesurée à partir de la paroi. Il s'agit d'une approximation acceptable pour certains cas pratiques comme la couche limite turbulente. Cependant, pour les écoulements relativement complexes, souvent les résultats expérimentaux ne donnent pas accès à toutes les grandeurs pour prédire la longueur de mélange la plus adéquate. C'est pourquoi le modèle à zéro équation reste incomplet du point de vue physique.

En 1945, une autre étude importante a été effectuée par Prandtl [Pra 1945] en introduisant un autre concept de la viscosité turbulente qui dépend de l'énergie cinétique turbulente  $k$ . Pour ce modèle, appelé aussi modèle à une équation ou bien le modèle de Spalart-Allmaras [Spa 1992], Prandtl a considéré une équation de transport supplémentaire pour l'énergie cinétique turbulente, tel que :

$$\mu_t = \rho \sqrt{k} L_t \quad (2.13)$$

Cependant, le modèle à une équation reste aussi incomplet car il nécessite de spécifier une échelle de longueur, qui est aussi une propriété importante d'un écoulement turbulent. Ainsi, un modèle parfait doit prédire l'écoulement turbulent sans pour autant une connaissance précise de sa structure turbulente.

Il faut souligner que c'est Kolmogorov [Kol 1942] qui était le premier à reconnaître que les modèles à deux équations de turbulence pourraient être utilisés pour les prédictions des écoulements turbulents. L'idée de base de cette approche est de modéliser l'énergie cinétique turbulente  $k$  et le taux spécifique de dissipation  $\omega$ , pour ensuite relier ces deux grandeurs aux échelles spatiales et temporelles. On pourrait alors les considérer d'un point physique des modèles universels. Avec une analyse dimensionnelle, la viscosité turbulente, l'échelle de longueur turbulente et la dissipation peuvent être déterminées de la manière suivante [Wil 1998] :

$$\mu_t \sim \rho \frac{k}{\omega}, \quad L_t \sim \rho \frac{\sqrt{k}}{\omega}, \quad \varepsilon \sim \omega k$$

La viscosité turbulente et l'échelle de longueur sont déduites à partir des équations

(2.14) et (2.15) :

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.14)$$

$$L_t = C_\mu \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (2.15)$$

L'échelle de la longueur turbulente  $L_t$  est une quantité physique décrivant les grandes échelles comprennent toute l'énergie turbulente de l'écoulement. L'analyse dimensionnelle a été un outil efficace pour déduire et corréler les propriétés d'un écoulement turbulent. Néanmoins, le phénomène physique de ces modèles est

assurées par le choix des variables et des constantes empiriques de modélisation qui sont déduites et validés à partir de l'expérience.

En conséquence, calculer  $\mu_t$  et  $L_t$  nécessitent de déterminer l'énergie cinétique turbulente  $k$  et son taux de dissipation  $\varepsilon$  pour le modèle  $k - \varepsilon$ , où  $k$  et  $\omega$  pour le modèle  $k - \omega$ . Ces modèles sont appelés aussi les modèles à deux équations du premier ordre.

Dans ce travail nous avons utilisé deux modèles de turbulence :

- Modèle de premier ordre à deux équations, le modèle  $k - \varepsilon$  Réalisable.
- Modèle du second ordre, le modèle des tensions de Reynolds RSM (Reynolds Stress Model).

Ces deux modèles seront détaillés dans ce qui suit :

### **2.3.2. Modèle du premier ordre ( $k - \varepsilon$ Réalisable)**

Le modèle  $k - \varepsilon$  standard [Lau 1972] est un modèle semi-empirique basé sur deux équations de transport : l'énergie cinétique turbulente  $k$  et son taux de dissipation  $\varepsilon$ . L'énergie turbulente  $k$  est déduite à partir de l'équation exacte de la fluctuation, par contre l'équation de transport du taux de dissipation  $\varepsilon$  est obtenue par une analyse dimensionnelle physique par analogie à l'équation de  $k$  [Wil 1998], le modèle  $k - \varepsilon$  réalisable est un développement relativement récent du modèle  $k - \varepsilon$  Standard faisant intervenir :

- Une nouvelle formulation de la viscosité turbulente
- Une nouvelle équation de transport pour le taux de dissipation  $\varepsilon$  a été dérivée d'une équation exacte, pour le transport de la moyenne des termes quadratiques.

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulent  $k$  :



$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho k U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon + S_k \quad (2.16)$$

L'équation de transport de taux de dissipation  $\varepsilon$  :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \varepsilon U_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_{1\varepsilon} S_\varepsilon - \rho C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + S_\varepsilon \quad (2.17)$$

où:

- $G_k$  est la production d'énergie par l'effet du gradient de vitesse moyenne,
- $C_{1\varepsilon}$ ,  $C_{2\varepsilon}$  et  $C_{3\varepsilon}$  sont des constantes de modélisation
- $\sigma_k$  et  $\sigma_\varepsilon$  sont les nombres de Prandtl turbulent pour  $k$  et  $\varepsilon$  respectivement.
- $S_k$  et  $S_\varepsilon$  sont des termes sources.

La viscosité turbulente  $\mu_t$  dépend de  $k$  et  $\varepsilon$ , comme pour le modèle Standard :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.18)$$

Les constantes du modèle sont :

$$C_{1\varepsilon} = 1.44, \quad C_{2\varepsilon} = 1.92, \quad C_\mu = 0.09, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

Avec  $C_\mu$  est une fonction de  $S_{ij}$  et  $\Omega_{ij}$  pour le modèle  $k - \varepsilon$  Réalisable.

Le mot «Réalisable» signifie que le modèle satisfait à certaines contraintes mathématiques en conformité avec la physique des écoulements turbulents. Un avantage immédiat du modèle  $k - \varepsilon$  réalisable est qu'il prédit avec plus de précision le taux d'épanouissement des jets plans et celui des jets ronds. Il est également susceptible de fournir des bonnes performances pour les écoulements rotatifs, les couches limites soumises à de forts gradients de pression.

Le modèle  $k - \varepsilon$  réalisable combine la relation de Boussinesq et la définition de la viscosité turbulente pour déduire l'expression de la tension de Reynolds normale dans un écoulement moyen cisailé incompressible :

$$\overline{u^2} = \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial U}{\partial x} \quad (2.19)$$

En utilisant l'équation (2.18), pour déterminer la viscosité turbulente  $\nu_t = \mu_t / \rho$ , la contrainte normale par définition, est une quantité positive, devient parfois négative, c'est-à-dire "non réalisable". Pour un cisaillement suffisamment important, l'équation (2.20) doit être vérifiée :

$$\frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial U}{\partial x} > \frac{1}{3C_\mu} \approx 3.7 \quad (2.20)$$

Comme nous l'avons signalé plus haut, la constante  $C_\mu$  dépend du taux de déformation et du vecteur tourbillon  $\overline{\Omega_{ij}}$

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{kU^*}{\varepsilon}} \quad (2.21)$$

$$\text{Avec} \quad U^* \equiv \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}} \quad \text{et} \quad \begin{aligned} \tilde{\Omega}_{ij} &= \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k \\ \Omega_{ij} &= \overline{\Omega_{ij}} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \end{aligned} \quad (2.22)$$

Où  $A_0 = 4.04$  et  $A_s = \sqrt{6} \cos \phi$

$$\text{Avec} \quad \phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W) \quad (2.23)$$

$$\text{Et } W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\tilde{S}^3}, \quad \tilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$$

### 2.3.3. Le modèle du second ordre : modèle aux tensions de Reynolds- RSM

Les modèles du second ordre disposent à la fois l'avantage de considérer les principales interactions turbulentes et aussi un niveau de complexité modéré qui ne nécessitent pas de gros moyens de calcul. Il s'agit probablement d'un niveau de fermeture adéquat pour la prédétermination numérique des écoulements relativement complexes. Ils permettent en effet de mieux prendre en compte les fortes anisotropies et les effets des faibles nombres de Reynolds. Ces deux effets caractérisent les zones de recirculation.

Ces modèles (RSM, Reynolds Stress Models) initialement introduits par Rotta en 1951 [Rot 1951] ont été développés, dans les années 70 par entre autres, Donaldson [Dan 1969], Daly et Harlow [Dal 1970], Hanjalic et B. E. Launder [Han 1972], B. E. Launder, G.J. Reece et W. Rodi [Lau 1975].

ANSYS Fluent [ANSY 14], utilise les modèles proposés et développés par M.M. Gibson et B. E. Launder [Gib1978], B. E. Lanuder [Lau 1989] et B. E. Launder et al [Lau 1975]

Le modèle RSM ferme le système des équations de Navier-Stock moyennées par la résolution des équations de transport des tensions de Reynolds couplées avec une équation du taux de dissipation, cela signifie que cinq équations de transports supplémentaires sont ajoutées pour résoudre pour les écoulements en 2D et sept équations pour les écoulements en 3D. Le modèle RSM prend en compte les effets des courbures aérodynamiques, l'effet de Swirl, les rotations et les effet de changement rapide de la vitesse de déformation d'une manière plus rigoureuse que les modèles du premier ordre, mais les prédictions de ce modèle sont toujours limitées à cause des hypothèses de fermeture utilisées pour la modélisation des différents termes des équations exactes de transport des tension de Reynolds tel que la modélisation des

termes Pression-déformation et le taux de dissipation. De plus même le modèle RSM repose sur les équations d'échelle ( $\mathcal{E}$  ou  $\omega$ ) [ANSY 14]

Les équations exactes de transport des tensions de Reynolds sont déduites à partir des équations de quantité de mouvement [2.6], et qui s'écrivent sous la forme condensée suivante [Sch 2008] :

$$\frac{\partial(\overline{\rho u_i u_j})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_k \overline{u_i u_j}) = D_{T,ij} + D_{L,ij} + P_{ij} + G_{ij} + \phi_{ij} + \mathcal{E}_{ij} + F_{ij} \quad (2.24)$$

Terme de Diffusion Turbulente

$$D_{T,ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \overline{\rho u_i u_j u_k} + P(\delta_{kj} \overline{u_i} + \delta_{ik} \overline{u_j}) \right] \quad (2.25)$$

Terme de Diffusion Moléculaire

$$D_{L,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j}) \right] \quad (2.26)$$

Terme de Production par Cisaillement

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad (2.27)$$

Terme de Production de Gravité

$$G_{ij} = -\rho \beta (\overline{g_i u_j \theta} + \overline{g_j u_i \theta}) \quad (2.28)$$

Déformation de Pression

$$\phi_{ij} = p \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.29)$$

Terme de Dissipation visqueuse

$$\mathcal{E}_{ij} = -2\mu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}} \quad (2.30)$$

Production par la Rotation de Système

$$F_{ij} = -2\rho\Omega_k \left( \overline{u_j u_m} \varepsilon_{ikm} + \overline{u_i u_m} \varepsilon_{jkm} \right) \quad (2.31)$$

$P_{ij}$  est le terme de production turbulente résultant du travail des tensions de Reynolds soumises aux gradients de vitesse de l'écoulement moyen. Ce terme source alimente la turbulence. A ce niveau de description, ce terme ne nécessite pas de modélisation. La diffusion moléculaire  $D_{L,ij}$  et Production par rotation du système  $F_{ij}$  ne nécessitent pas de modélisation. Dans cette étude comme déjà cité ci-dessus, on néglige l'effet de la convection naturelle donc le terme  $G_{ij} = 0$ . Par contre les autres termes nécessitent une modélisation pour la fermeture des équations ; dans ce qui suit on présente la modélisation des différents termes.

### 2.3.3.1. Modélisation du terme de la diffusion turbulent $D_{T,ij}$

Dans la plupart des écoulements, la diffusion turbulente ne joue pas un rôle dominant. En effet, pour  $y^+ > 15$ , l'écoulement est dominé par les termes sources et pour  $y^+ < 15$  la diffusion moléculaire est plus importante. D'après les travaux de B. E. Launder [Lau 1989], ce terme est formulé par le modèle généralisé de gradient-diffusion proposé par Daly et Harlow [Dal 1970] qui est très utilisé pour modéliser les corrélations triples :

$$D_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \rho \frac{k \overline{u_k u_\ell}}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_\ell} \right) \quad (2.32)$$

Ce pendant; cette équation peut générer des instabilités numériques, pour cela une relation simplifiée est utilisée dans le code de calcul ANSYS Fluent :

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right) \quad (2.33)$$

Avec  $\sigma_k = 0.82$ .

### 2.3.2.2. Modélisation de la corrélation Pression-Déformation $\phi_{ij}$

Ce terme joue un rôle important dans la redistribution de l'énergie suivant les chaque composantes du tenseur de Reynolds. Selon la modélisation de ce terme on distingue trois versions du modèle RSM proposées par ANSYS Fluent :

- (a) Le model Linéaire de la Pression-Déformation [Linear Pressure-Strain Model].
- (b) Le modèle Quadratique de Pression-Déformation [Quadratic Pressure-Strain Model].
- (c) Le modèle à faible nombre de Reynolds Contrainte-Oméga [Low-Re Stress-Omega Model].

Le modèle Linéaire de la Pression-Déformation qualifie le terme  $\phi_{ij}$  selon la proposition de M. M. Gibson et B. E. Launder [Gib 1978], S. Fu et al [Fu 1987] et B. E. Launder [Lau 1989], [Lau 1989-2].

L'approche classique à modéliser  $\phi_{ij}$  utilise la décompositions suivante :

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w} \quad (2.34)$$

Où :

- $\phi_{ij,1}$  est le terme de 'Pression-Déformation Lent', également connu sous le terme de retour à l'isotropie.
- $\phi_{ij,2}$  est appelé le terme 'Pression-Déformation Rapide'.
- $\phi_{ij,w}$  est le terme de 'Paroi-Réflexion'.

$\phi_{ij,1}$  est modélisé comme suit :

$$\phi_{ij,1} \equiv -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left[ \overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right] \quad (2.35)$$

Avec  $C_1 = 1.8$  .

Le terme rapide de pression-déformation  $\phi_{ij,2}$  se présente comme suit :

$$\phi_{ij,2} \equiv -C_2 \left[ \left( P_{ij} + F_{ij} + 5/6 G_{ij} - G_{ij} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P + 5/6 G - C) \right] \quad (2.36)$$

et  $C_2 = 0.6$  est déjà défini dans l'équation (2.24)

Sachant que  $P = \frac{1}{2} P_{kk}$   $G = \frac{1}{2} G_{kk}$  et  $C = \frac{1}{2} C_{kk}$  .

Le terme de paroi-réflexion  $\phi_{ij,w}$ , est responsable de la redistribution des contraintes normales près d'une paroi solide, il tend à amortir la contrainte normale perpendiculaire à la paroi et ce terme peut être modélisé par l'équation (2.37) :

$$\begin{aligned} \phi_{ij,w} \equiv & C_1' \frac{\varepsilon}{k} \left( \overline{u_k u_m n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i u_k n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u_j u_k n_i n_k} \right) \frac{C_\ell k^{3/2}}{\varepsilon d} \\ & + C_2' \left( \overline{\phi_{km,2} n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{\phi_{ik,2} n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{\phi_{jk,2} n_i n_k} \right) \frac{C_\ell k^{3/2}}{\varepsilon d} \end{aligned} \quad (2.37)$$

Avec  $C_1' = 0.5$ ,  $C_2' = 0.3$  et  $n_k$  est la normale à la direction de  $x_k$  .

$d$  est la distance perpendiculaire à la paroi et  $C_\ell = C_\mu^{3/4} / \kappa$  ; avec  $\kappa$  la constante de Von Kármán.

Au voisinage d'une paroi un traitement de paroi amélioré [Enhanced Wall Treatment] est aussi nécessaire pour le modèle RSM. La modélisation du terme de pression-déformation  $\phi_{ij}$  est modifiée en corrigeant les valeurs des constantes  $C_1, C_2$ ,  $C_1'$  et  $C_2'$  qui sont des fonctions du nombre de Reynolds turbulent et de l'anisotropie, d'après les propositions de B.E. Launder et N. Shima [Lau 1989-3] :

$$C_1 = 1 + 2.58AA_2^{0.25} \left\{ 1 - \exp \left[ -(0.0067 \text{Re}_t)^2 \right] \right\} \quad (2.38)$$

$$C_2 = 0.75\sqrt{A} \quad (2.39)$$

$$C_1' = -\frac{2}{3}C_1 + 1.67 \quad (2.40)$$

$$C_2' = \max \left[ \frac{\frac{2}{3}C_2 - \frac{1}{6}}{C_2}, 0 \right] \quad (2.41)$$

Avec

-Le nombre de Reynolds turbulent  $\text{Re}_t$  est défini par:  $\text{Re}_t = (\rho k^2 / \mu \varepsilon)$ .

-A est le paramètre de planéité et les tenseurs d'invariants,  $A_2$  et  $A_3$  dépendent de l'anisotropie et ils sont déterminés à partir de :

$$A \equiv \left[ 1 - \frac{9}{8}(A_2 - A_3) \right] \quad (2.42)$$

$$A_2 \equiv a_{ik} a_{ki} \quad (2.43)$$

$$A_3 \equiv a_{ik} a_{kj} a_{ij} \quad (2.44)$$

$a_{ij}$  est le tenseur d'anisotropie des contraintes de Reynolds qui est défini comme :

$$a_{ij} = - \left( \frac{-\overline{\rho u_i u_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}}{\rho k} \right) \quad (2.45)$$

Les modifications détaillées ci-dessus sont utilisées pour le traitement amélioré de paroi [Enhanced Wall Treatment].

### 2.3.2.3. Modélisation de la dissipation $\varepsilon_{ij}$

Le terme de dissipation est essentiellement lié au mouvement des petites structures. D'après Kolmogorov [Kol 1942], la turbulence est considérée localement



isotrope lorsque le nombre de Reynolds Turbulent est très élevé (de manière que la zone de dissipation soit bien séparée de la zone de production où une zone de transfert suffisamment important). En plus la même quantité d'énergie est dissipée pour chaque composante de la diagonale du tenseur de Reynolds.

En négligeant la dissipation par l'effet de la dilatation du fluide, le tenseur de dissipation  $\varepsilon_{ij}$  est modélisé en fonction du taux de dissipation scalaire :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \rho \varepsilon \delta_{ij} \quad (2.46)$$

Le taux de dissipation scalaire  $\varepsilon$  est déduit à partir de l'équation de transport analogue celui-ci utilisé dans le modèle  $k - \varepsilon$  :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2} C_{\varepsilon 1} P_{ii} \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.47)$$

Avec  $\sigma_\varepsilon = 1.0$ ,  $C_{\varepsilon 1} = 1.44$ ,  $C_{\varepsilon 2} = 1.92$ .

#### 2.3.2.4. Modélisation du transfert thermique turbulent $\overline{u_j \theta}$

il faut modéliser le terme  $\overline{u_j \theta}$  pour assurer la fermeture du système des équations moyennées ; pour les problèmes des écoulements turbulents couplés avec le transfert de la chaleur ;

ANSYS Fluent modélise l'équation du transfert thermique turbulent, par l'utilisation du concept de l'analogie de Reynolds appliqué à l'équation de la quantité de mouvement turbulent donc on aura :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho C_p T) + \frac{\partial}{\partial x_i}(U_i \rho C_p T) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho C_p \overline{u_j \theta}) \quad (2.48)$$

Alors:

$$\overline{u_j \theta} = - \frac{\mu_t}{\rho Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (2.49)$$

La corrélation double  $\overline{u_j \theta}$  a un rôle équivalent que celui du tenseur de Reynolds, représentant le transport net de la chaleur à partir du transport des fluctuations de température corrélées aux fluctuations de la vitesse. Sachant que le modèle RSM est un modèle de second ordre mais la modélisation de la convection thermique turbulente implémentée par ANSYS Fluent est du premier ordre, ce qui justifie la faiblesse de ce modèle pour le champ thermique.

Ce qui nous motive d'améliorer ce modèle par l'introduction de la modélisation proposée par B. E. Launder 1976 [Lau 1976] où il ont présenté une modélisation de la corrélation vitesse-température  $\overline{u_j \theta}$  et la corrélation vitesse-concentration  $\overline{u_j C}$  au second ordre.

#### **2.4. Traitement approfondi de la paroi**

La présence des parois dans les configurations des écoulements turbulents génère des changements importants sur la structure de l'écoulement, il est évident que le champ de vitesse moyenne est très affecté par la condition d'adhérence à la paroi.

Très proche de la paroi, l'amortissement visqueux réduit les fluctuations de la vitesse tangentielle et le blocage cinétique réduit les fluctuations normales. Cependant dans la zone extérieure de la région de proche paroi, la turbulence est rapidement augmentée par la production de l'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse moyenne. La modélisation de la zone pariétale a une influence considérable sur la solution numérique.

Des nombreuses expériences ont montré que la région proche de la paroi peut être subdivisée en trois grandes couches :

- La couche interne, appelée ‘sous couche visqueuse’ ou l’écoulement est presque laminaire, et la viscosité moléculaire joue un rôle dominant dans la quantité de mouvement, le transfert de masse et la chaleur.
- La couche externe dite la couche pleinement turbulente où la turbulence domine l’écoulement.
- La région intermédiaire est comprise entre la sous-couche visqueuse et la zone pleinement turbulente où les effets de la turbulence et la viscosité moléculaire sont de même ordre de grandeur.

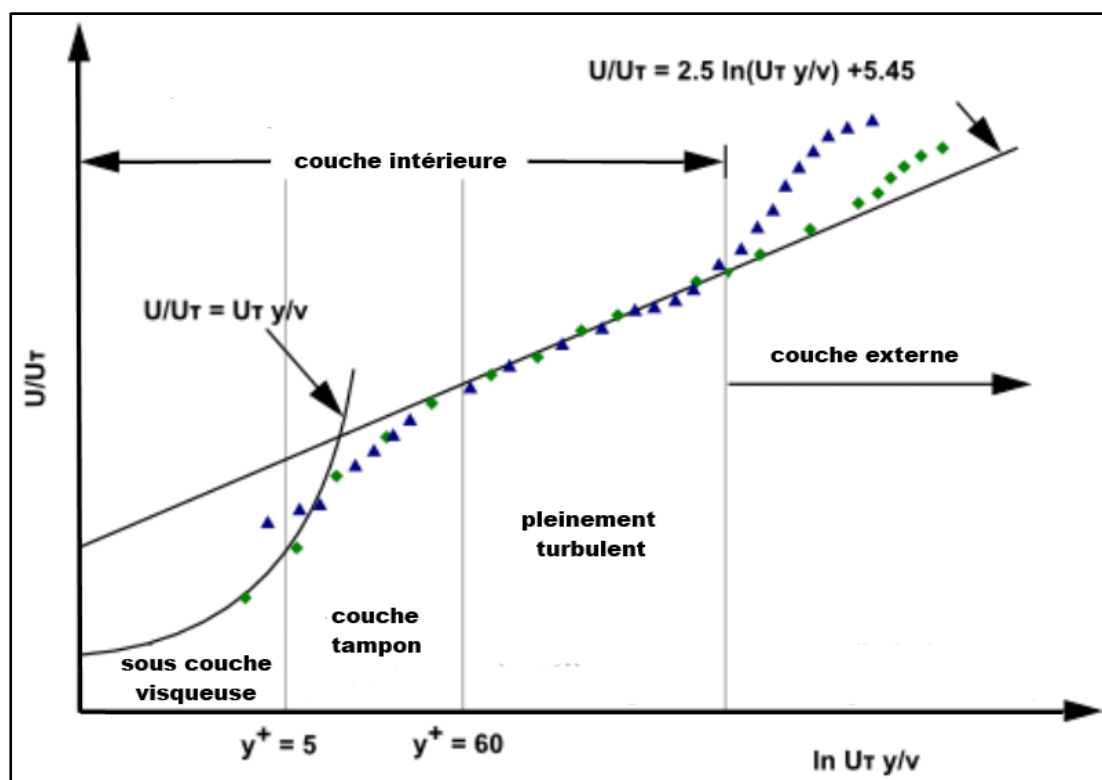


Figure 2.1. Subdivision de la région proche paroi

Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé le traitement amélioré de la paroi [Enhanced wall treatment]. Ce dernier est introduit dans le code ANSYS Fluent, le traitement amélioré de paroi par une combinaison de deux modèles : le modèle à deux couches et les fonctions de parois améliorées.

### 2.4.1. Le modèle à deux couches

Le modèle à deux couches est un modèle qui est utilisé surtout pour définir la dissipation visqueuse  $\varepsilon$  et la viscosité turbulente  $\mu_t$  pour les cellules adjacentes aux parois. Le principe est de subdiviser le domaine en une région affectée par la viscosité et une région complètement turbulente. La limite entre les deux régions est déterminée par le nombre de Reynolds turbulent  $Re_y$  :

$$Re_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu} \quad (2.50)$$

Avec  $y$  est la distance normale la plus proche de la paroi.

La limite entre les deux régions dépend d'un nombre de Reynolds seuil, tel que :

- Pour  $Re_y < 200$ , la région est affectée par  $\mu_t$  et qui est modélisée par le modèle

à une équation proposé par M. Wolfstein [Wol 1969]

$$\mu_{t_{2couches}} = \rho C_{\mu} l_{\mu} \sqrt{k} \quad (2.51)$$

Où  $l_{\mu}$  est une échelle de longueurs définie par :

$$l_{\mu} = y \kappa C_{\mu}^{-3/4} (1 - e^{-Re_y / 70}) \quad (2.52)$$

- Pour  $Re_y > 200$ , la viscosité turbulente  $\mu_t$  est déduite à partir des modèles de turbulences considérés à fort nombre de Reynolds.

Dans les modèles à deux couches, la viscosité turbulente  $\mu_t$  est déduite à partir d'une fonction mixte  $\lambda_{\mu}$  [ANSY 14] :

$$\mu_{t_{enh}} = \lambda_{\mu} \mu_t + (1 - \lambda_{\mu}) \mu_{t_{2couches}} \quad (2.53)$$

C'est-à-dire que très proche de la paroi,  $\mu_t$  est déterminée à partir de la formulation de deux couches  $\mu_{t_{2couches}}$  ( $\lambda_{\mu} = 0$ ) et loin de la paroi,  $\mu_t$  est déduite à partir des modèles

de turbulences considérés ( $\lambda_\mu = 1$ ) (cité ci-dessus). Entre les deux régions, la fonction mixte prend la forme suivante :

$$\lambda_\mu = \frac{1}{2} \left[ 1 + \tanh \left( \frac{\text{Re}_y - 200}{A} \right) \right] \quad (2.54)$$

A est une constante qui détermine la largeur de la fonction mixte.

Le principal rôle de la fonction mixte est d'avoir un profil cohérent entre la valeur  $\mu_{l_{2couches}}$ , calculée dans la région interne de la couche limite, et celle déduite dans la région externe  $\mu_l$  obtenue par les modèles de turbulence. La dissipation  $\varepsilon$  est déduite à partir de l'équation algébrique (2.55) dans la région affectée par la viscosité:

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad (2.55)$$

Avec

$$l_\varepsilon = y \kappa C_\mu^{-3/4} \left( 1 - e^{-\text{Re}_y / 2 \kappa C_\mu^{-3/4}} \right) \quad (2.56)$$

Où  $\kappa = 0.42$  est la constante de Von Kármán.

#### 2.4.2. Fonctions de parois améliorées

Les fonctions de parois améliorées ont été développées afin de combiner d'une manière cohérente les lois de paroi turbulente et laminaire. En interpolant les données expérimentales pour déterminer le profil de la vitesse et celui de la température le long de la couche limite pour différentes zones et pour plusieurs nombres de Prandtl, B. Kader [Kad 1981] a proposé une loi de variation du profil de chaque variable comme la somme d'une partie laminaire (de profil linéaire) et la partie turbulente (profil logarithmique) raccordées par une fonction mixte [Kad 1981]:

$$\phi^+ = e^\Gamma \phi_{lam}^+ + e^{1/\Gamma} \phi_{turb}^+ \quad \phi : \text{Peut-être (U ou T)} \quad (2.57)$$

$$\text{Avec : } \Gamma = -\frac{a(y^+)^4}{1+by^+} \quad (2.58)$$

Et  $a = 10^{-2}$ ,  $b = 5$ .

**Profil de la vitesse.** En dérivant l'équation (2.57) par rapport à  $y^+$ , on retrouve l'équation générale :

$$\frac{dU^+}{dy^+} = e^\Gamma \frac{dU_{lam}^+}{dy^+} + e^{1/\Gamma} \frac{dU_{turb}^+}{dy^+} \quad (2.59)$$

En combinant les effets des gradients de la pression et de la température, la partie turbulente de l'équation (2.59) se modélise par :

$$\frac{dU_{turb}^+}{dy^+} = \frac{1}{\kappa y^+} [S' (1 - |\beta U^+ - \gamma (U^+)^2|)]^{1/2} \quad (2.60)$$

$$S' = \begin{cases} 1 + \alpha y^+ & y^+ < 60 \\ 1 + \alpha 60 & y^+ \geq 60 \end{cases} \quad (2.61)$$

Avec

$$\alpha = \frac{\mu}{\rho^2 (U^*)^3} \frac{dP}{dx} \quad (\text{Effets du gradient de pression}) \quad (2.62)$$

$$\beta = \frac{\sigma_t q_w}{\rho C_p U^* T_w} \quad (\text{Effets thermiques}) \quad (2.63)$$

$$\gamma = \frac{\sigma_t (U^*)^2}{2 C_p T_w} \quad (2.64)$$

La partie laminaire est déduite à partir de l'équation (2.65) qui dépend de la pression :

$$\frac{dU_{lam}^+}{dy^+} = 1 + \alpha y^+ \quad (2.65)$$

**Profil de la température.** De la même manière que la vitesse, la formulation de la température à la paroi est une combinaison du profil de température laminaire avec celui du profil logarithmique par l'application de la méthode de B. Kader [Kad 1981] :

$$T^+ = \frac{(T_w - T_p) \rho C_p U^*}{\dot{q}_w} = e^{\Gamma_T} \frac{dT_{lam}^+}{dy^+} + e^{1/\Gamma_T} \frac{dT_{urb}^+}{dy^+} \quad (2.66)$$

Avec  $\dot{q}_w$  est le flux de chaleur à la paroi et  $T_p$  est la température de la première cellule adjacente à la paroi. Pour le cas de la température, la fonction mixte  $\Gamma_T$  est donnée par l'équation (2.67) :

$$\Gamma_T = -\frac{a(\text{Pr } y^+)^4}{1+b \text{Pr}^3 y^+} \quad (2.67)$$

Avec

$$\left\{ \begin{array}{l} T_{lam}^+ = \text{Pr} \left( U_{lam}^+ + \frac{\rho U^*}{2\dot{q}} U^2 \right) \\ T_{urb}^+ = \text{Pr}_t U_{urb}^+ + P + \frac{\rho U^*}{2\dot{q}} \left[ U^2 - \left( \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} - 1 \right) (U_c^+)^2 (U^*)^2 \right] \end{array} \right. \quad (2.68)$$

Et

$$P = 9.24 \left[ \left( \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \left[ 1 + 0.28e^{-0.004\text{Pr}/\text{Pr}_t} \right] \quad (2.69)$$

## 2.5. Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, nous avons détaillé la modélisation de la turbulence par deux modèles type URANS (le modèle  $k - \varepsilon$  Réalisable du premier ordre et le modèle des tensions de Reynolds RSM du second ordre). Des développements sont nécessaires pour la modélisation du second ordre du champ

scalaire et le traitement de paroi. La validation des deux modèles considérés sera détaillée dans le chapitre résultats et discussions.



# CHAPITRE 3

## *Méthode numérique*

### 3.1. Introduction

L'évolution de la technologie et les moyens informatiques en particulier en tant qu'outil de travail dans la science en générale et dans l'ingénierie spécialement a conduit au développement d'une nouvelle branche de la science dérivée de l'analyse numérique appelée CFD (Computational Fluids Dynamic). Cette technique permet de résoudre les équations de Navier-Stokes ainsi que leur couplage avec d'autres phénomènes physiques tels que : la combustion, le transfert thermique, le transfert de masse, la magnétohydrodynamique MHD ou autres.

En effet, ces équations sont complexes, parfois il est impossible de les résoudre analytiquement sauf pour les applications limitées et simples en imposant des hypothèses.

La forme conservative de toutes les équations de transport de l'écoulement peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \text{div}(\rho\phi\vec{u}) = \text{div}(\Gamma_\phi \text{grad} \phi) + S_\phi \quad (3.1)$$

Les termes qui constituent cette équation sont :

$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)$  : Taux de variation temporel la variable  $\phi$  dans le volume de contrôle.

$div(\rho\phi\vec{u})$  : L'advection.

$div(\Gamma grad \phi)$  : Taux de variation de  $\phi$  par la diffusion.

$S_\phi$  : Terme source.

Avec

$\phi$  : Une variable généralisée qui peut représenter: les composantes de la vitesse (U, V, W), la Température T, l'énergie turbulent k, ... etc.

$\Gamma_\phi$  : Le coefficient de diffusion de la variable  $\phi$ .

$S_\phi$  : Le terme source de la variable  $\phi$ .

L'équation (3.1) est appelée équation de transport de la variable  $\phi$ . Toutes les équations de conservation sont transformées sous forme de l'équation (3.1), nécessaire pour la méthode des volumes finis implémentées dans la majorité des codes CFD. Il existe trois types de méthode numérique:

- Méthode des différences finis.
- Méthodes des éléments finis.
- Méthodes des volumes finis.

La première méthode discrétise l'équation de transport (3.1) par une représentation dérivant des séries de Taylor par contre la deuxième et la troisième méthode sont fondées sur le principe de conservation à travers un volume de contrôle donné.

### 3.2. Méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis est recommandée pour la résolution des équations de Navier-Stokes. Elle a été développée par Patankar [Pat 1980] au début des années soixante-dix, et a acquis ses titres de noblesse dans les années quatre-vingt grâce à la diffusion du code de calcul TEACH (Teaching Elliptic Axisymmetric Characteristics Heuristically) [Gos 1974] dans plusieurs universités. Aujourd'hui cette méthode est pratiquement devenue un standard international et sert de base numérique à la majorité des logiciels commerciaux récents tels que le code de calcul CFD, ANSYS Fluent 14.

Cette méthode est l'une des techniques les plus adaptées à l'étude des écoulements turbulents. En effet, elle est efficace et surtout facile à mettre en œuvre. La méthode des volumes finis consiste à diviser le domaine de calcul en un nombre fini de volume de control, entourant chaque point appelé nœud. Les équations aux dérivées partielles sont intégrées sur chaque volume de contrôle exprimant ainsi le principe de conservation des équations du bilan. Il existe deux méthodes pour générer le réseau de points et leurs volumes de contrôle associés :

- La première technique consiste à définir d'abord la grille de points, puis placer les faces du volume à mi-distance entre deux nœuds consécutifs.
- la seconde technique, on commence par la définition du volume de contrôle, puis on place les nœuds associés par rapport au centre du volume.

Pour la méthode des volumes finis, le domaine de calcul est divisé en cellules (surface en 2D ou volume en 3D). Chaque cellule entoure un point de maillage appelé nœud. Le but est alors d'obtenir la valeur de chaque variable dépendante en chaque nœud du domaine. L'intégration des équations aux dérivées partielles à travers le volume de contrôle donne lieu à des équations algébriques. Dans la présente étude,

nous avons considéré un volume élémentaire quadrilatéral. Chaque centre du volume de control est un nœud de calcul où les valeurs de chaque variable sont quantifiées. Ensuite, une interpolation est effectuée pour exprimer les valeurs des variables à la surface des volumes de contrôle en termes de valeurs nodales.

Les intégrales de surface ou de volume sont estimées à l'aide des formules de quadrature appropriées. En conséquence, une équation algébrique pour chaque volume de contrôle comprenant un certain nombre de valeurs nodales est déduite.

### 3.3. Discrétisation et solution

La méthode des volumes finis utilise la forme intégrale des équations de conservation. L'équation de transport généralisée (3.1) pour une grandeur physique  $\phi$  est valable pour toutes les équations du mouvement en régime instationnaire.

En utilisant le théorème de la divergence, ou théorème d'Ostrogradski, la forme intégrale de l'équation de conservation (3.1) est transformée par :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV + \oint_S \rho \phi \vec{U} dS = \oint_S \Gamma_\phi \overrightarrow{\text{grad}} \phi dS + \int_V S_\phi dV \quad (3.2)$$

La discrétisation de l'équation de conservation (3.2) sur un élément de volume comprenant le point P devient :

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V + \sum_f^{N_{\text{faces}}} \rho_f \vec{U}_f \cdot \phi \vec{S}_f = \sum_f^{N_{\text{faces}}} \Gamma_\phi \overrightarrow{\text{grad}} \phi_f \cdot \vec{S}_f + S_\phi V \quad (3.3)$$

Où

- $N_{\text{faces}}$  est le nombre de faces constituant un volume de contrôle,
- l'indice  $()_f$  indique la valeur où le flux est déterminé
- $V$  est le volume.

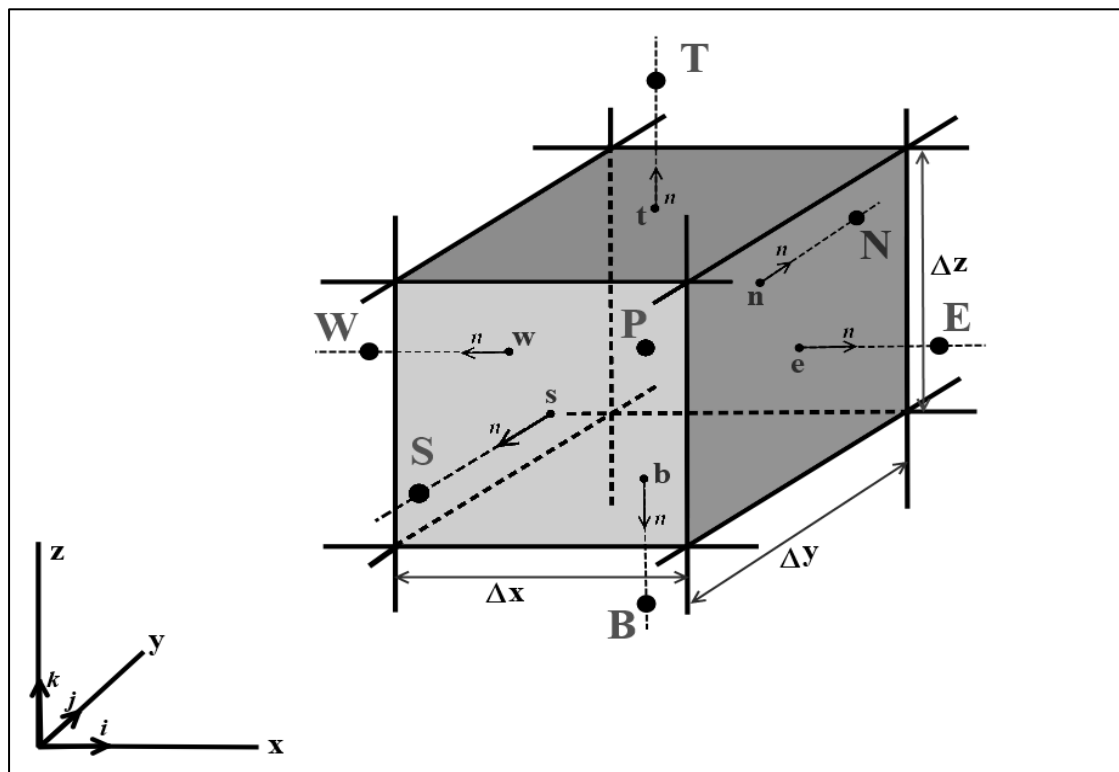
Les tableaux (3.1) et (3.2) présentent les expressions de  $\Gamma_\phi$  et  $S_\phi$  pour les deux modèles utilisés.

L'équation (3.3) est alors transformée en une équation linéaire algébrique (3.4) qu'on peut résoudre directement ou indirectement :

$$a_p \phi_p^{n+1} = \sum_i a_i \phi_i^{n+1} + S_\phi \Delta V + \rho^n \Delta V \phi_p^n \quad (3.4)$$

Où  $n$  est le nombre d'itérations et  $P$  est le point spécifique qui désigne la direction du maillage et les points centraux du volume de contrôle (N, S, E, W, T, B), qui correspondent respectivement à la direction : nord, sud, est, ouest, haut (top), bas (bottom).

Le principe de discrétisation tridimensionnelle est illustré dans la figure (3.1). Les variables stockées au centre des cellules doivent être interpolées sur les faces du volume de contrôle (n, s, e, w, t, b) pour pouvoir résoudre l'équation correspondante. Par un développement limité en série de Taylor au premier ordre pour les dérivées spatiales aux centres des cellules, une expression générale de la valeur de  $\phi$  à la face correspondante peut être déduite.



**Figure 3.1.** Volume de contrôle dans la méthode des volumes finis dans le cas 3D

**Tableau.3.1.** Coefficients de diffusion et termes sources : Modèle  $k - \varepsilon$  Réalisable

Equation	$\phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$
Continuité	1	0	0
Quantité du mouvement	$U_i$	$\mu_{eff} = \mu_t + \mu$	$\left[ -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu_{eff} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \right]$
Énergie	T	$\frac{\mu}{P_r} + \frac{\mu_t}{\sigma_T}$	0
Énergie cinétique de turbulence ( $k - \varepsilon Real$ )	$k$	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$G_k - \rho\varepsilon$
Taux de dissipation ( $k - \varepsilon Real$ )	$\varepsilon$	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$\rho C_1 S_\varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{v\varepsilon}}$

**Tableau 3.2.** Coefficients de diffusion et termes sources : Modèle RSM

Equation	$\phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$
Continuité	1	0	0
Quantité du mouvement	$U_i$	$\mu_{eff} = \mu_t + \mu$	$\left[ -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu_{eff} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \right]$
Énergie	T	$\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_T}$	0
Tension de Reynolds	$\overline{u_i u_j}$	$\mu \delta_{kl} + C_s \rho \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k u_l}$	$P_{ij} + \phi_{ij} + \mathcal{E}_{ij} + F_{ij}$
Taux de dissipation	$\varepsilon$	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$\frac{\varepsilon}{k} \left[ -\frac{1}{2} C_{\varepsilon 1} (\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k}) - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon \right]$

### 3.4. Analyse du problème

Avant d'aborder l'étude des effets de la turbulence et les effets thermiques sur la structure d'un écoulement résultant de l'interaction d'un jet rond avec une cavité cylindrique chauffée ; nous avons préalablement analysé deux paramètres importants :

- La disposition et le resserrement du maillage.
- La vérification que notre écoulement est bien stationnaire en moyenne.

#### 3.4.1. Teste de maillage

Un test de maillage pour différentes configurations a été effectué afin de choisir le maillage adéquat, c'est à dire un maillage qui n'est pas très grossier pour ne pas perdre l'information sur l'interpolation des résultats numériques à travers les surfaces des volumes de contrôle, et en même temps un maillage pas trop fin pour ne pas

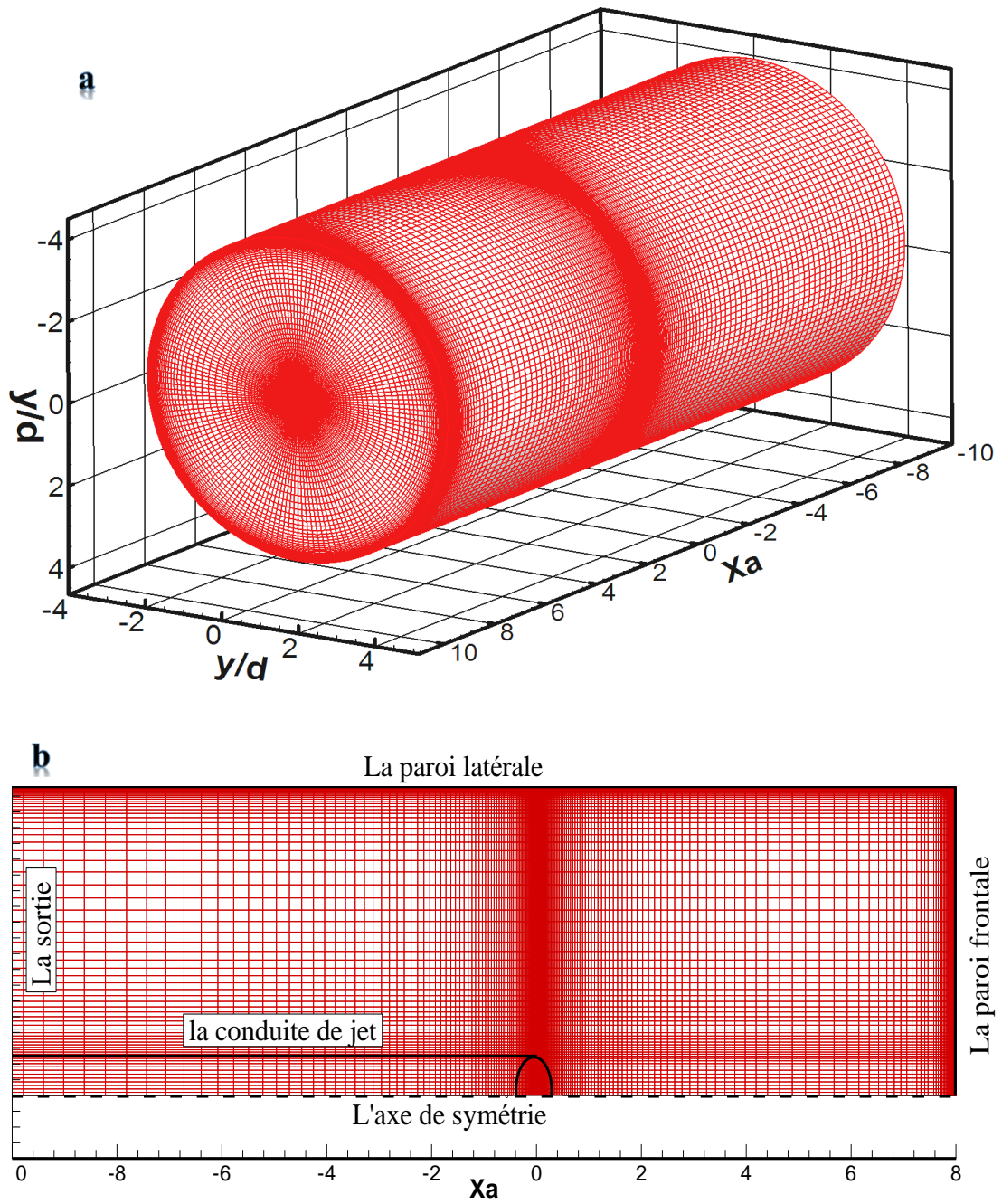
consommer inutilement la capacité du calculateur. Pour cela, nous nous sommes appuyés sur les résultats expérimentaux disponibles de l'évolution de la vitesse le long de l'axe du jet de Tani. I [Tan 1969] pour la comparaison, comme présente la figure (3.3) et l'influence de la valeur de  $y^+$  à la paroi sur le nombre de Nusselt, (figure (3.4)). Le maillage est raffiné au niveau des zones à fort gradient et au voisinage de toutes les parois, avec des cellules parallélépipédiques non-uniformes pour la configuration en 3D, et des cellules rectangulaires non uniformes pour la configuration en 2D la figure (3.2).

il faut assurer que le  $y^+$  de la première cellule à la paroi soit de l'ordre de 1 ; ou bien il ne doit pas dépasser 4 ( $y^+ \leq 4$ ) et il faut vérifier qu'il existe au minimum 10 nœuds dans la couche interne ( $Re_y < 200$ ) [ANS14].

### **3.4.2. Procédure numérique**

Le couplage vitesse-pression est réalisé par l'algorithme SIMPLEC (algorithme de résolution). Le schéma d'interpolation pour la pression est un schéma du deuxième ordre (SECOND ORDER), et la loi de puissance (POWER LAW) est utilisée pour interpoler les termes diffusifs des autres variables.





**Figure 3.2.** Configuration du maillage utilisé [3D (a) et 2D (b)]

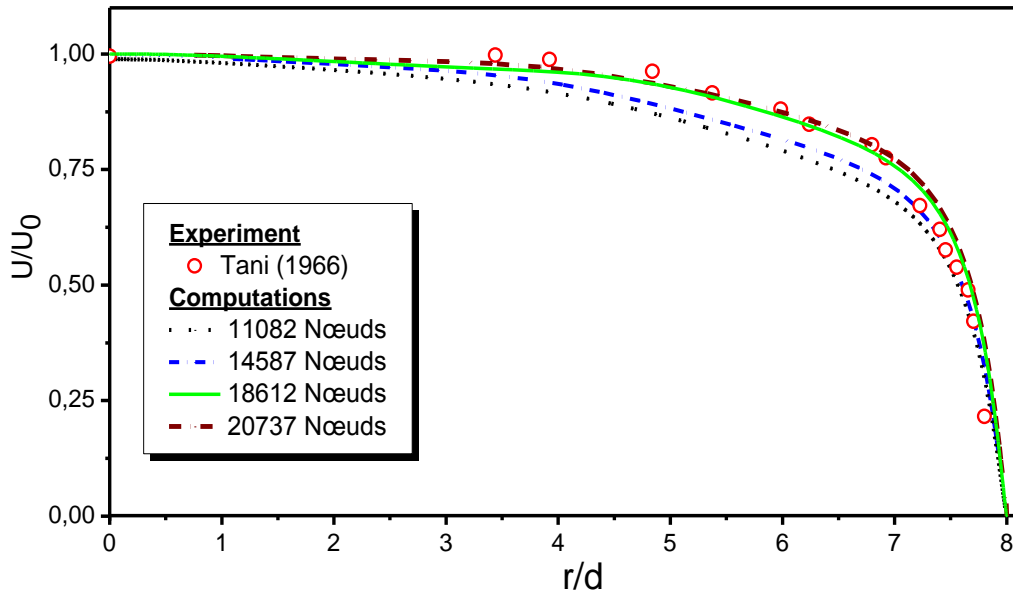
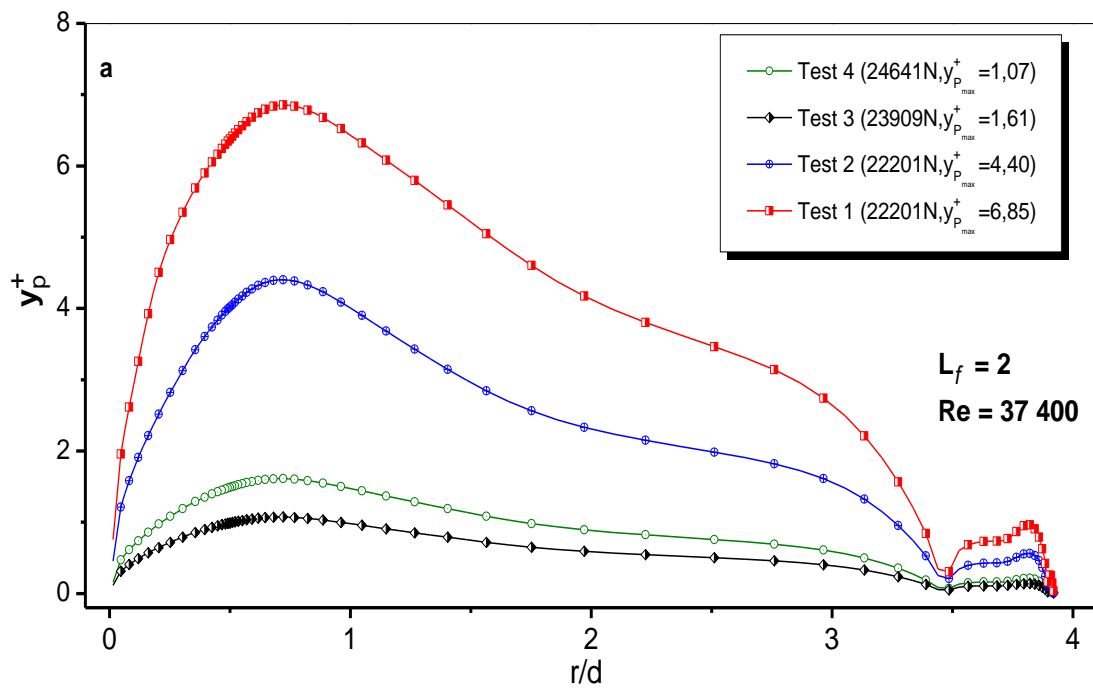


Figure 3.3. Teste de maillages et validation



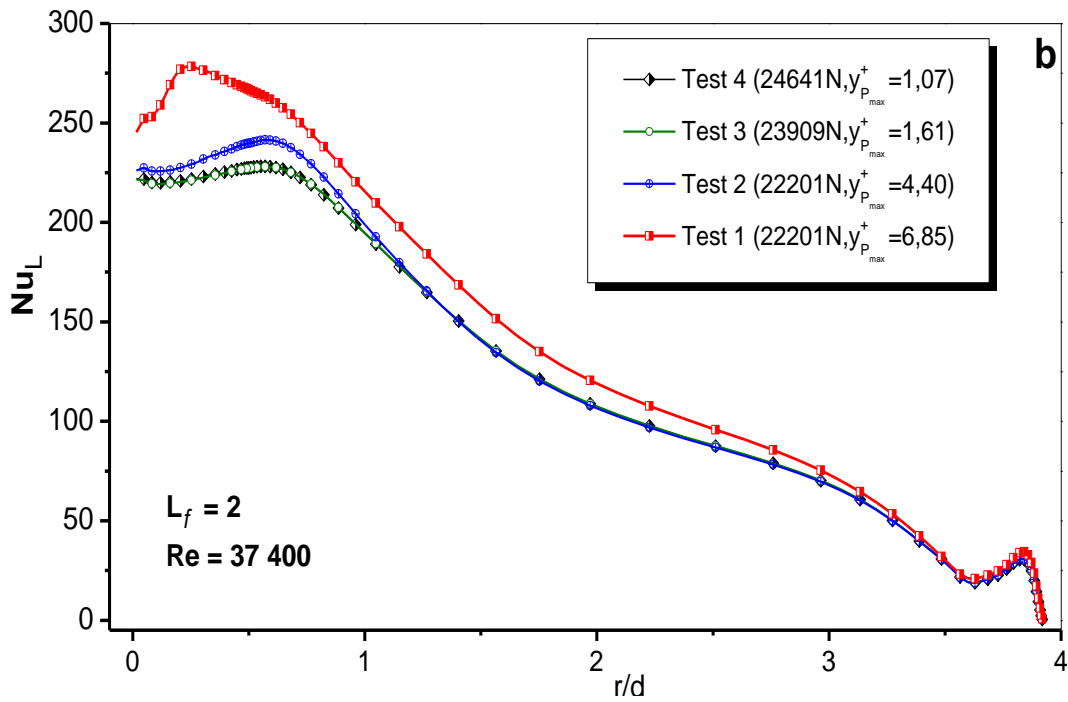
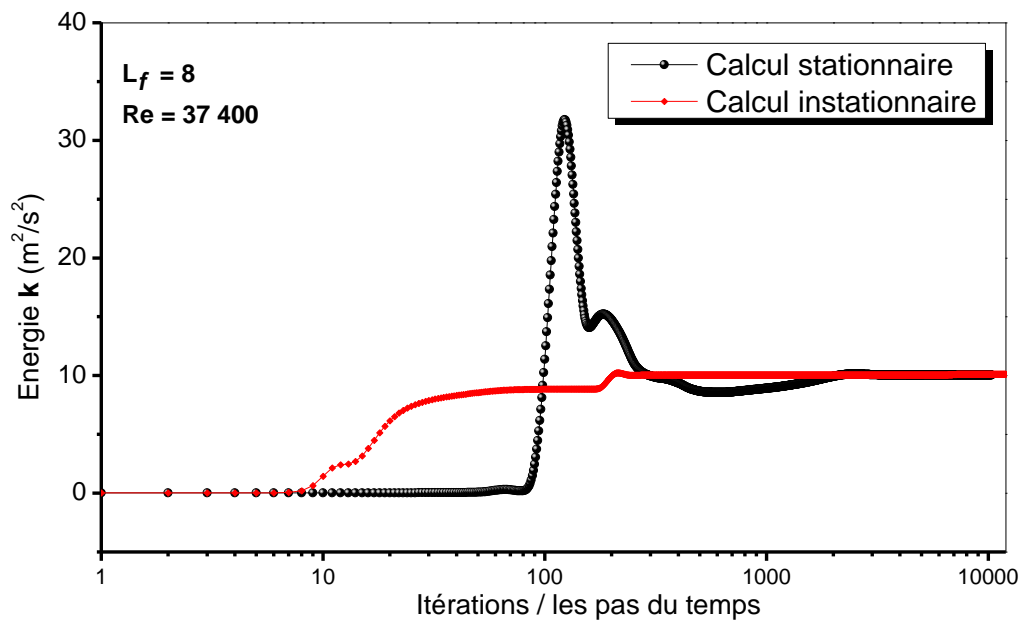
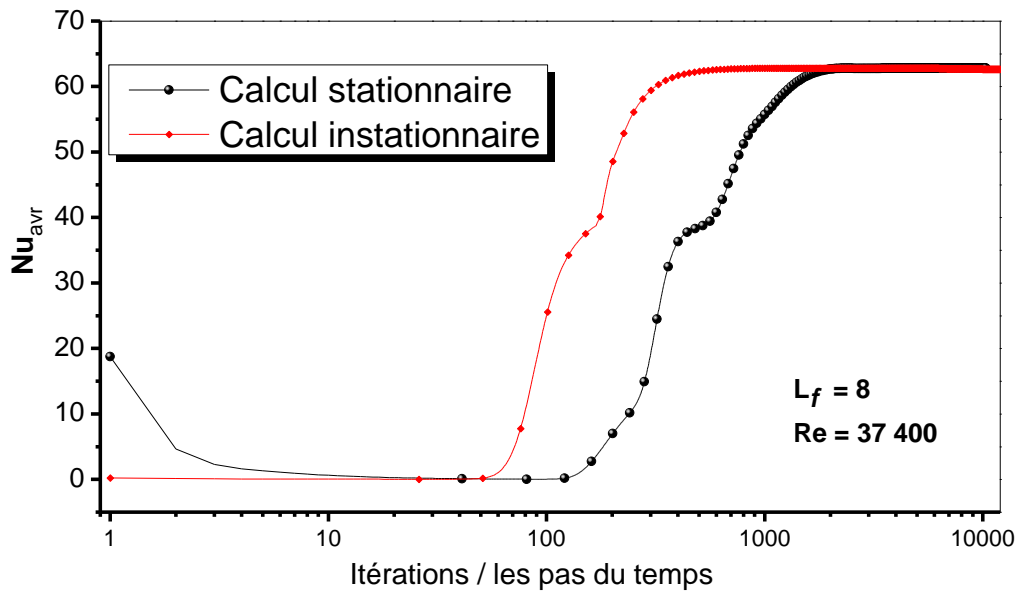


Figure 3.4. L'influence de  $y^+$  sur le nombre du Nusselt

**La stationnarité de l'écoulement.** Dans le cadre de la justification de la stationnarité de l'écoulement (indépendance du temps) ; on a effectué une comparaison de deux simulations : stationnaire et instationnaire.





**Figure 3.5.** Comparaison entre le calcul stationnaire et instationnaire

### 3.5. Conditions aux limites

Vu la nature elliptique des équations du mouvement, des conditions aux limites sont nécessaires au niveau de toutes les frontières du domaine de calcul pour toutes les variables indépendantes. La configuration de l'écoulement étudiée présente les conditions aux limites suivantes :

#### (A) L'entrée

A l'entrée, on impose un profil de vitesse uniforme, les composantes de la vitesse (radiale et tangentielle) sont nulles, une énergie cinétique et un taux de dissipation constantes et le jet est injecté à la température ambiante :

$$U = U_i \quad V = W = 0 \quad k = I_0 U_i^2 \quad \varepsilon = \frac{k^{1.5}}{0.15d} \quad \text{et} \quad T = T_0$$

#### (B) La sortie

La sortie du fluide de la cavité constitue une frontière libre, c'est une zone d'entraînement où la composante de la vitesse  $V$  est déduite par l'équation de la continuité et les gradients des autres variables suivant la direction normale sont nuls d'où :

$$\frac{dT}{dz} = \frac{dP}{dz} = \frac{dU}{dz} = \frac{dW}{dz} = \frac{dk}{dz} = \frac{d\overline{u_i u_j}}{dz} = 0$$

**(C) La paroi de la conduite**

La conduite du jet est considérée adiabatique et les composantes de la vitesse sont nulles par l'effet de l'adhérence à la paroi :

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_0} = 0 \quad \text{et} \quad U = V = W = k = \varepsilon = \overline{u_i u_j} = 0$$

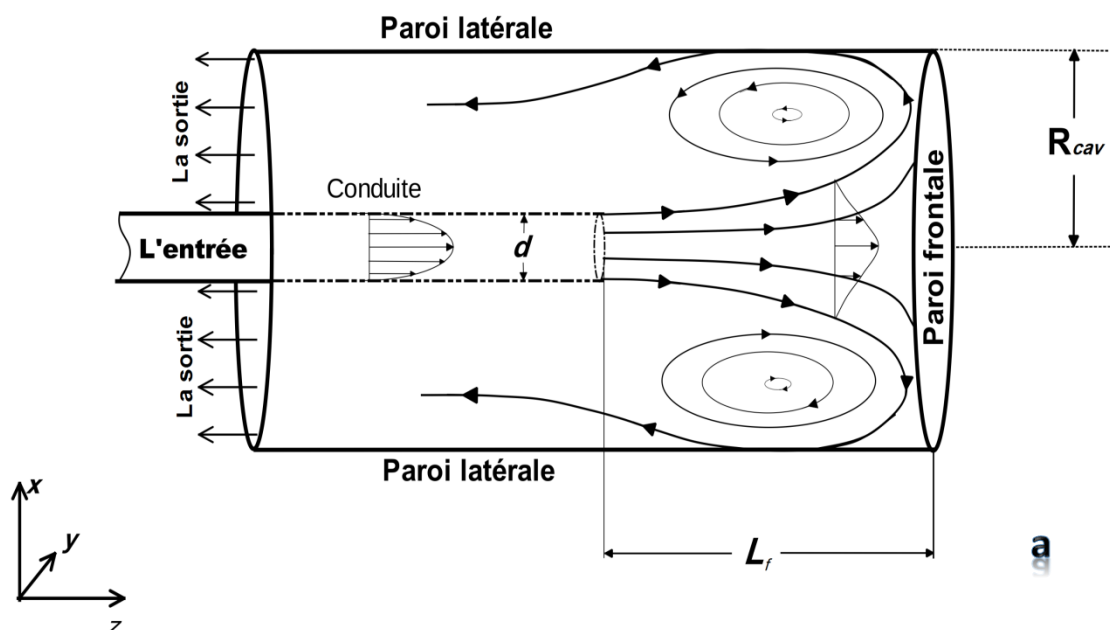
**(D) Les parois de la cavité**

La cavité est chauffée à une température imposée chaude  $T_w$ , elle est supérieure à la température de l'air ambiant  $T_0$  et les composantes de la vitesse sont aussi nulles par l'effet d'adhérence à la paroi  $U = V = W = k = \varepsilon = 0$ .

**(E) L'axe de symétrie**

Une autre condition aux limites nécessaires sur l'axe de la conduite (et de la cavité), pour la configuration en 2D:

$$V = \overline{uv} = \left. \frac{\partial U}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial k}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0$$



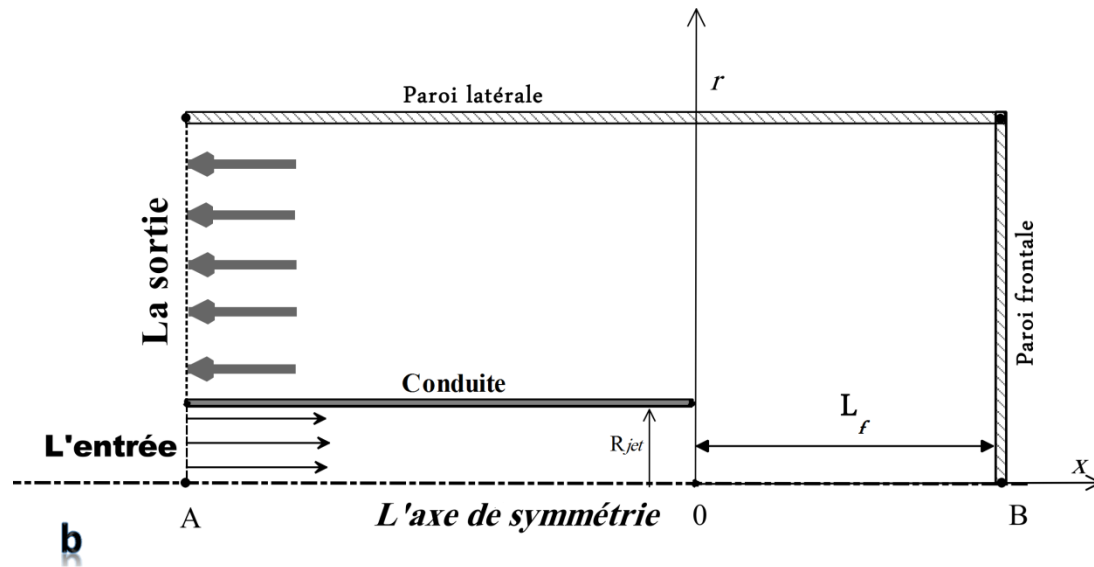


Figure 3.6. Les configurations d'étude (a) 3D et (b) 2D

### 3.6. Convergence

Le contrôle de la convergence est assuré par le suivi de l'évolution des différentes variables  $\phi$  aux points de contrôle. Lorsqu'on ne détecte aucun changement significatif des valeurs de chaque variable indépendante  $\phi$  ( $U$ ,  $V$ ,  $P$ ,  $T$ ,  $k$ ,  $\overline{u_i u_j}$  et  $\varepsilon$ ) au cours des itérations, alors la convergence est considérée atteinte. On représente dans les figures (3.7), (3.8), (3.9) l'évolution des valeurs de chacune de ces variables ( $U$ ,  $k$ ,  $\overline{Nu}$ ) au cours des itérations pour des points choisis dans le domaine du calcul ou bien sur les parois de la cavité. On remarque que la convergence est atteinte à partir de 4000 itérations pour la plupart des variables recherchées, quelque soit le nombre de Reynolds.

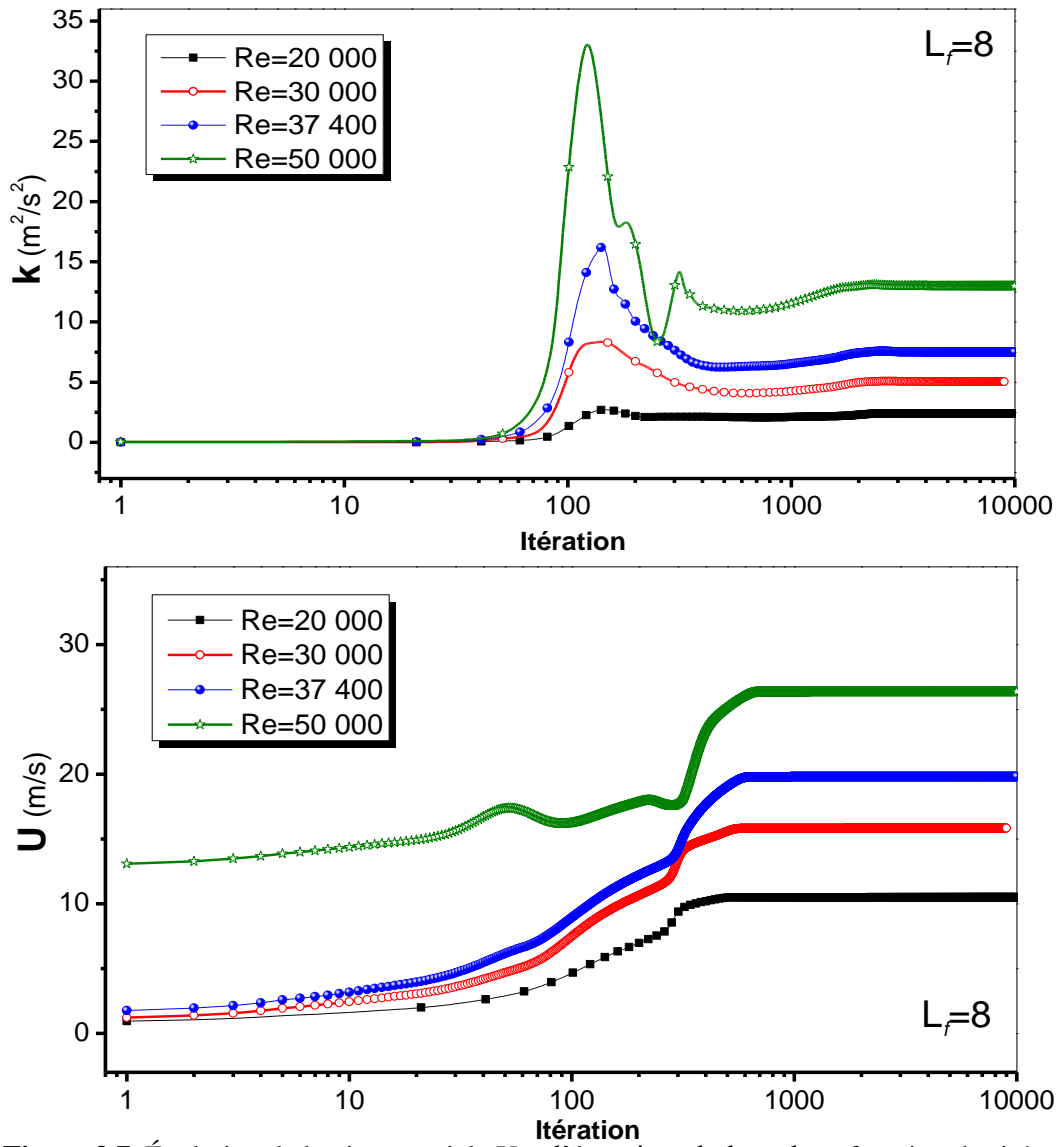


Figure 3.7. Évolution de la vitesse axiale  $U$  et l'énergie turbulente  $k$  en fonction des itérations

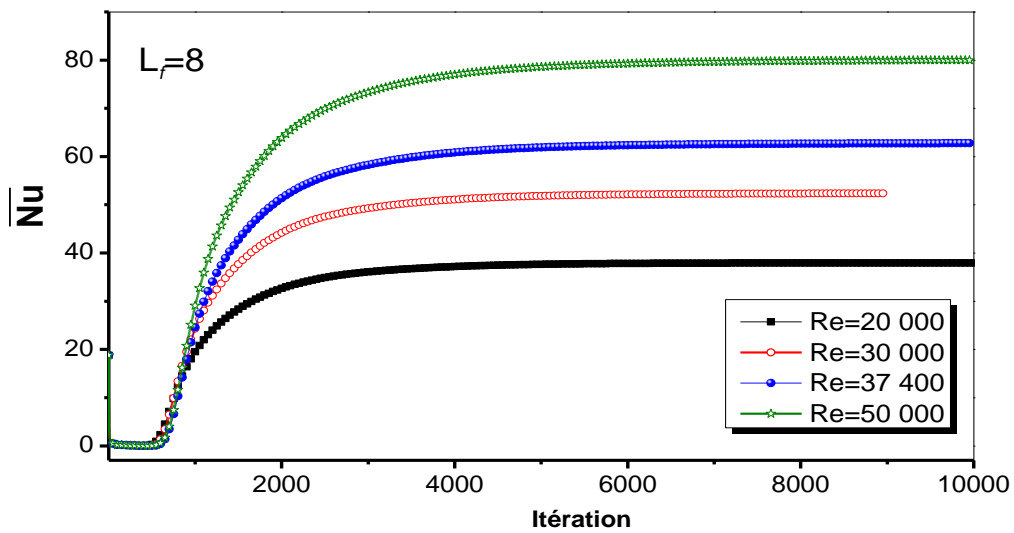
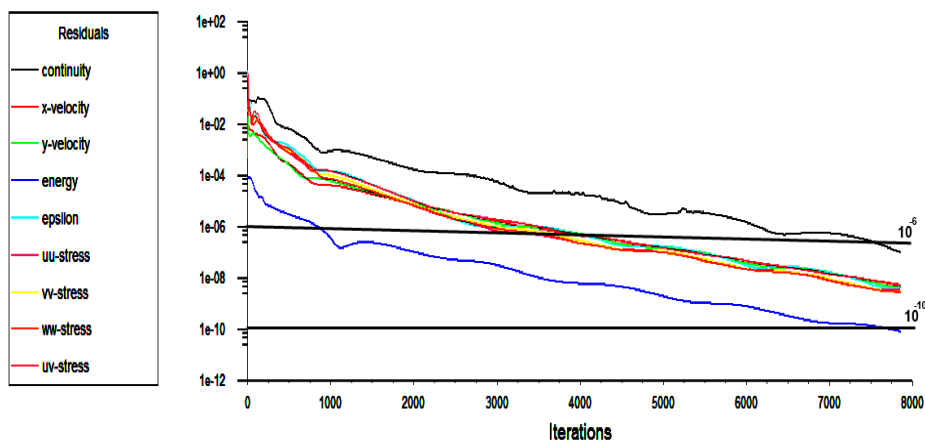


Figure 3.8. Évolution du nombre du Nusselt moyen  $\overline{Nu}$  à la paroi frontale

Il y a aussi le teste de stabilité de la convergence, qui est examiné directement sur l'interface du logiciel de calcul Fluent au cours des itérations. C'est l'évolution des résidus comme montre la figure (3.9), des valeurs maximale des résidus sont imposées dans nos calculs sont données dans le tableau (3.3)

**Tableau 3.3.** Les résidus imposés pour nos calculs

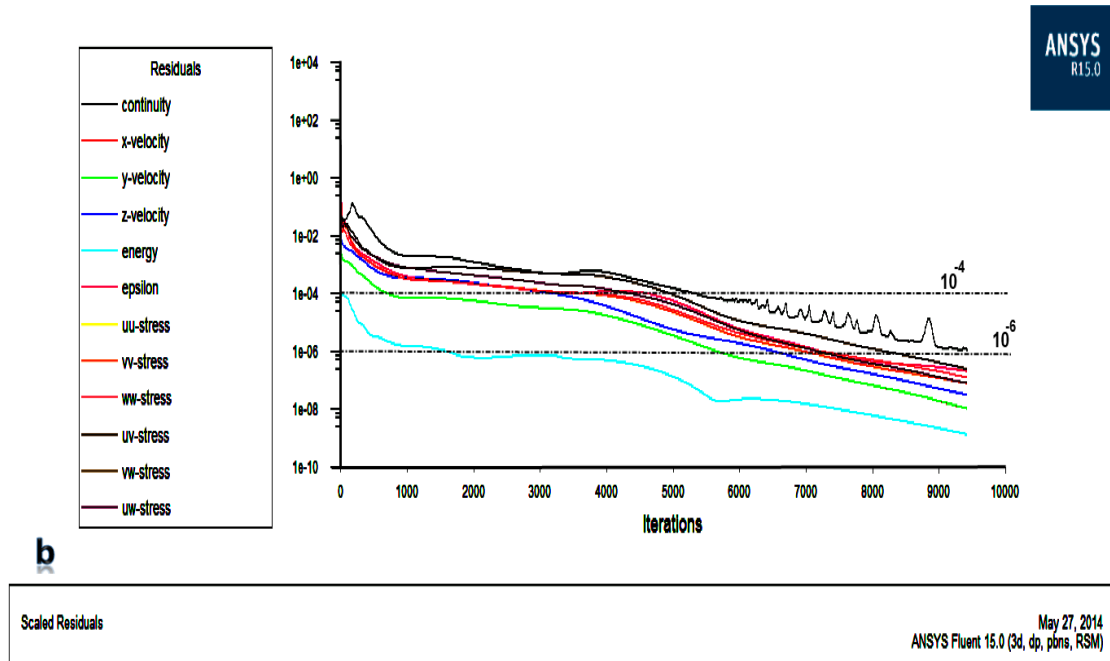
	Continuité	U	V	W	k	$\varepsilon$	$u_i u_j$	T
Résidus (2D)	$10^{-6}$	$10^{-6}$	$10^{-6}$	$10^{-6}$	$10^{-6}$	$10^{-6}$	$10^{-6}$	$10^{-9}$
Résidus (3D)	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-6}$



**a**

Scaled Residuals May 29, 2014  
ANSYS Fluent 15.0 (axi, dp, pbns, RSM)





**Figure 3.9.** Évolution des résidus en fonction des itérations (a) 2D et (b) 3D

### 3.7. Conclusion

Dans ce chapitre on a présenté la méthode des volumes finis qu'elle est utilisé dans cette étude avec les différents types des conditions aux limites imposé. Les différents tests de convergence et de maillage ont montré que les paramètres choisis pour ce type de configuration sont correct. Dans le chapitre suivant résultats et discussion à travers les validations, confirmons que la procédure et la méthode numérique utilisées sont bonnes pour la prédiction de ce type d'écoulement.

# CHAPITRE 4

## *Résultats et discussions*

### **4.1. Introduction**

Dans la présente étude, on considère le problème d'un jet axisymétrique impactant une cavité cylindrique chauffée. Dans ce chapitre, on analyse les résultats obtenus à partir d'une simulation numérique basée sur la méthode des volumes finis. Afin d'examiner les performances des deux modèles de turbulence de fermeture en un point utilisés dans le cadre de notre travail, nous avons effectué à chaque fois que cela était possible, des comparaisons avec les données expérimentales disponibles. Pour cela, la géométrie réelle de la cavité et celle du jet ont été schématisées assez précisément par le domaine de calcul. Les conditions réalistes ont été en particulier vérifiées sur les profils de la vitesse et de l'énergie cinétique de la turbulence à la sortie immédiate du jet.

Les résultats sont détaillés d'une part pour le champ dynamique (champ des vitesses, pressions, énergies turbulentes, vorticité et tensions de Reynolds) et d'autre part le champ thermique (la température).

Nous discutons dans la partie suivante l'influence du nombre de Reynolds  $Re$ , la distance entre la sortie du jet et le fond de la cavité  $L_f$  sur la structure globale de l'écoulement. Une comparaison des résultats obtenus par la simulation effectuée en deux dimensions (2D) et trois dimensions (3D) a été effectuée.

La dernière partie de ce chapitre est réservée à l'étude thermique de ce problème ; on examine l'effet de la distance d'impact  $L_f$  et celui du nombre de Reynolds  $Re$ , sur le champ de la température et l'évolution du nombre de Nusselt à travers les parois de la cavité.

#### 4.2. Paramètres du problème

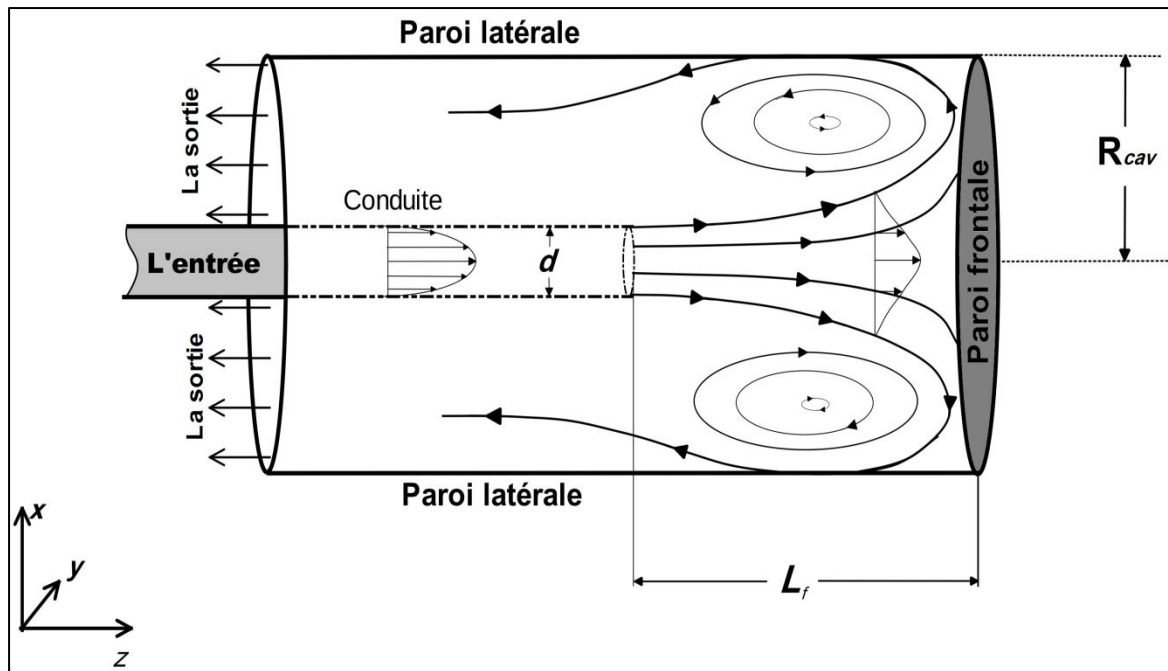


Figure 4.1. Géométrie, domaine de calcul et confinement considérés

On considère un jet d'air axisymétrique à la température  $T_0$ , de densité  $\rho$  sortant d'une conduite circulaire de diamètre  $d$  à une vitesse d'entrée uniforme  $U_{in}$ . Le jet débouche dans une cavité cylindrique chauffée à une température constante  $T_w$ . La cavité et la buse sont concentriques et de diamètre spécifique égal à celui de l'expérience de Benaissa. A [Ben1985]. La sortie du jet se trouve à une distance  $L_f$  du fond de la cavité, la figure (4.1) illustre schématiquement les différents paramètres géométriques considérés dans la présente étude, dans laquelle les effets de la convection naturelle et du

---

---

rayonnement thermique sont négligeables. Il s'agit d'un problème de convection forcée pure.

Les différents paramètres : aérodynamiques, thermiques, géométriques et physiques de notre problème sont résumés dans le tableau 4.1 :

- La vitesse  $U_i$  est supposée uniforme à l'entrée de la conduite d'où provient le jet.
- La conduite de jet a un diamètre  $d = 3.7\text{cm}$ , une longueur variable  $10d < L_d < 24d$ .
- La distance  $L_f$  entre la sortie du jet et le fond de la cavité est variée entre  $2d$  et  $12d$ .
- La distance d'impact latéral est maintenue constante  $R_{cav}$  (rayon de la cavité).
- Le fluide est l'air considéré incompressible avec des propriétés pratiquement constantes ( $\rho, \nu, \lambda_{air}, Pr, C_p$ ) car il s'agit d'un problème de convection forcée ([Hal 2014]).

Les tableaux (4.1) et (4.2) détaillent respectivement les différents paramètres géométriques et les variables adimensionnées qui sont utilisées dans notre étude :

**Tableau 4.1.** Valeurs des Paramètres utilisés dans cette étude

<b>Paramètres</b>	<b>Dimensions</b>	<b>Remarques</b>
Diamètre de la conduite	$d=3.7 \text{ cm}$	La conduite et cavité sont concentriques
Diamètre de la cavité	$D_{cav} = 29 \text{ cm}$	Le diamètre $D_{cav}$ est maintenu fixe
Longueur de la conduite	$L_d = 24d$	$L_d$ : Longueur optimale d'une conduite en régime d'écoulement établi.
Longueur de la cavité	$2d \leq L_f \leq 12d$	$94\text{cm} < L_f < 200\text{cm}$
Viscosité cinématique	$\nu=1.5 \cdot 10^{-5}(\text{m}^2/\text{s})$	Viscosité cinématique de l'air
Vitesse à l'entrée de la conduite	$U_i = \frac{\text{Re} \cdot \nu}{d} \text{ (m/s)}$	$20\,000 < \text{Re} < 50\,000$
Vitesse à la sortie de la conduite	$U_0 \text{ (m/s)}$	$U_0$ : vitesse maximale à la sortie du jet
Température de la paroi	$T_w=360\text{K}$	Température imposée
Température du fluide	$T_0=300\text{K}$	Température du fluide est maintenue constante

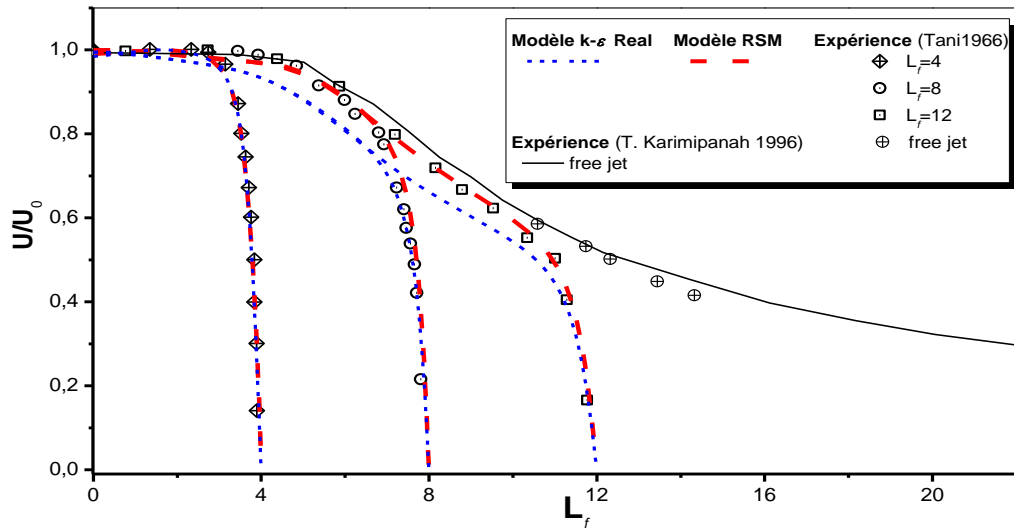
**Tableau 4.2.** Les différents paramètres adimensionnés utilisé dans la présente étude

Paramètres		Variables Adimensionnelles	Remarques
Paramètres géométriques	Distance Frontale	$\xi = \frac{x - L_d}{L_f}$ $Xa = \frac{x - L_d}{d}$	<p><math>\xi</math> : position relative, de la sortie du jet par rapport au fond de la cavité. On l'utilise pour faire ressortir l'effet du confinement perpendiculaire.</p> <p><math>Xa</math> : est utilisé pour les études comparatives du comportement de l'écoulement pour une même distance d'impact</p>
	Distance Latérale	$\eta = \frac{2r - d}{D_{cav} - d}$ $r / d$	<p><math>\eta</math> : distance relative, de l'axe du jet par rapport à la paroi latérale de la cavité, du point de calcul. Il permet une meilleure distinction de la zone du jet et celle de l'interaction de l'écoulement de retour avec l'écoulement principal.</p> <p><math>r/d</math>: la position radiale adimensionnée</p>
	Demi-largeur du jet	$\frac{r_{1/2}(x)}{d}$	Pour une section $x$ donné, $r_{1/2}$ correspond à la position radiale où la vitesse longitudinale est égale à la moitié de la vitesse axiale maximale.
Paramètre dynamique	Vitesse à la demi largeur du jet	$U_{1/2}(x) = \frac{U_{max}(x)}{2}$	<p><math>U_{max}</math>: vitesse maximale du jet relatif à la section <math>x</math></p> <p>la vitesse maximale du jet se trouve sur l'axe de symétrie (<math>r=0</math>) quel que soit <math>x</math>.</p>
	Nombre de Reynolds	$Re = \frac{U_i d}{\nu}$	Le nombre de Reynolds est basé sur la vitesse $U_i$ à la sortie du jet
	Composantes de la vitesse moyenne	$U / U_0, V / U_0$	Composantes de le vitesse (axiale et radiale) adimensionnées par rapport à la vitesse de sortie du jet .
Paramètre dynamique	Le nombre du Nusselt local	$Nu = \frac{h d}{\lambda_{air}}$	Présente le taux du transfert thermique local soit de la paroi frontale où latérale
	Le nombre du Nusselt moyen frontal	$\overline{Nu} = \frac{1}{L} \int_0^L Nu(x) dx$	Présente le taux du transfert thermique moyen de la paroi frontale de la cavité
	Nusselt au point d'arrêt	$Nu_0$	Présente le taux du transfert thermique au point d'impact du jet
	Nusselt moyen de la cavité	$\overline{Nu}_{cav}$	Présente le taux du transfert thermique moyen de la paroi frontale et la paroi latérale de la cavité

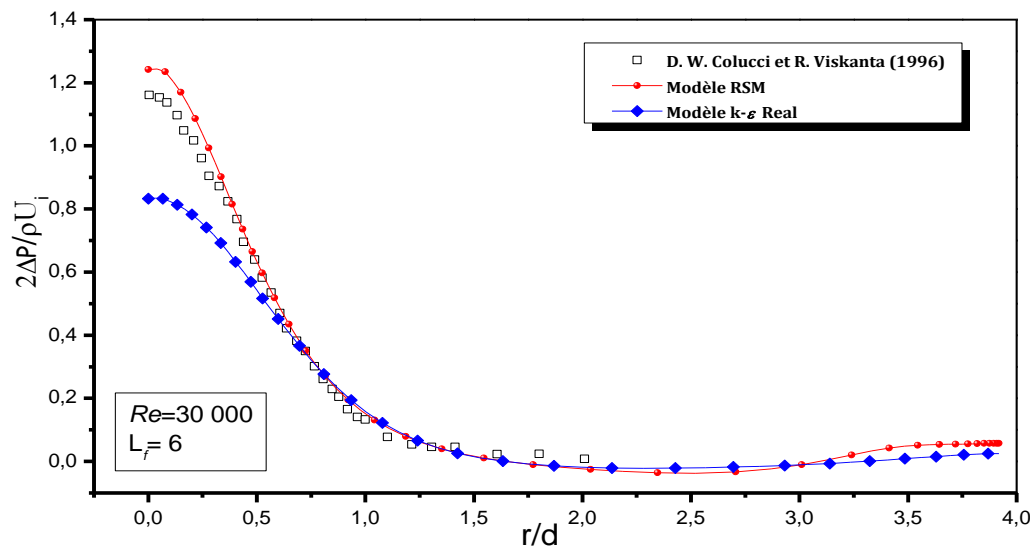
### 4.3. Validation

Pour valoriser les résultats obtenus et justifier le choix du modèle utilisé, on présente quelques comparaisons avec ceux trouvés dans la littérature. La vitesse axiale maximale du jet est atteinte sur l'axe du jet (cavité). Son évolution en fonction de la distance axiale est illustrée sur la figure (4.2.a). Une comparaison avec les mesures de Tani. I et Komatsu Y. [Tan 1966] pour différentes distances d'impacts de l'évolution de la vitesse axiale, et le jet libre de l'expérience de T. Karimipناه [Kar 1996]. Il est bien clair que le modèle RSM donne un meilleur accord que le modèle  $k - \varepsilon$  Réalisable avec les travaux expérimentaux.

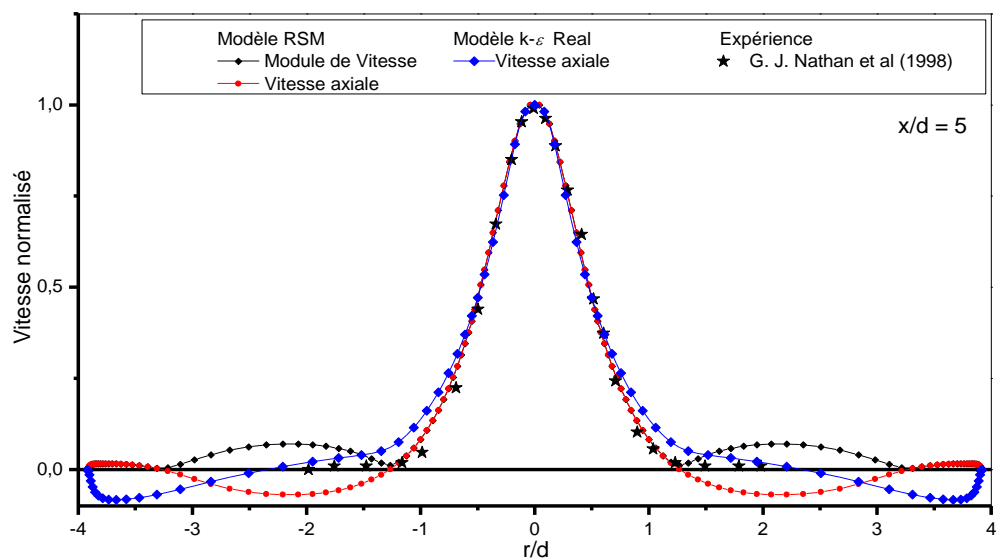
Une autre validation de la pression est examinée dans la présente étude. La figure (4.2.b) représente l'évolution de la pression statique sur la paroi frontale de la cavité, comparée avec les travaux de Colucci D. W. et R. Viskanta [Col 1996]. La pression maximale correspond au point de stagnation où toute l'énergie du jet est totalement transformée en une force de pression. Le modèle RSM présente toujours un meilleur accord que le modèle  $k - \varepsilon$  Réalisable. La figure (4.2.c) confirme également que le modèle RSM présente une bonne prédiction de la vitesse pour un jet confiné dans une cavité cylindrique de l'expérience de Nathan, G.J [Nat 1998], particulièrement dans la région centrale de la cavité.



(a) Évolution sur l'axe du jet de la vitesse axiale



(b) Évolution de la pression statique sur la paroi frontale



(c) Évolution radiale de la vitesse axiale

Figure 4.2. Validation



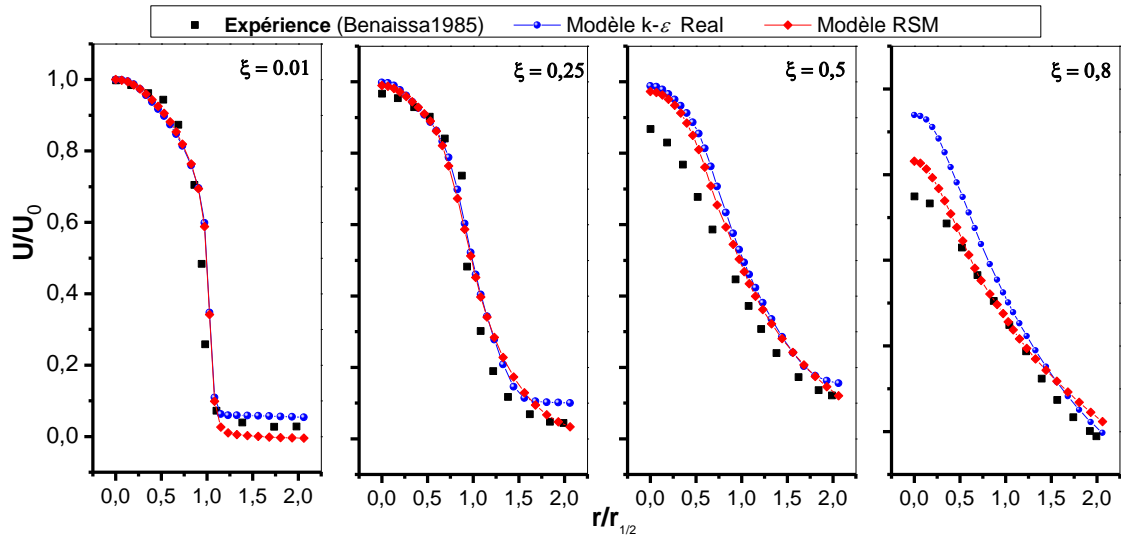
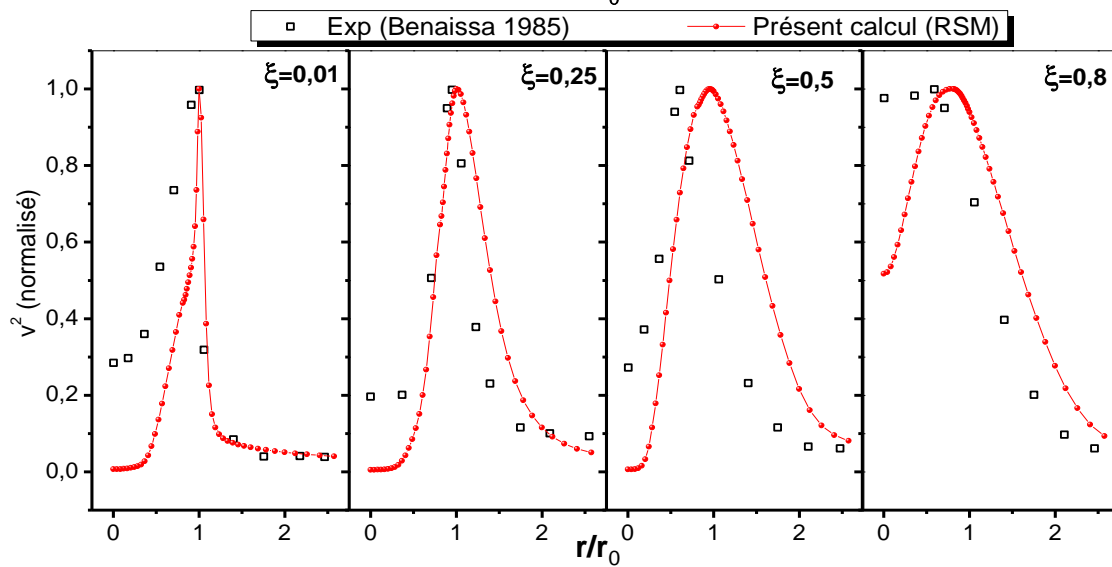
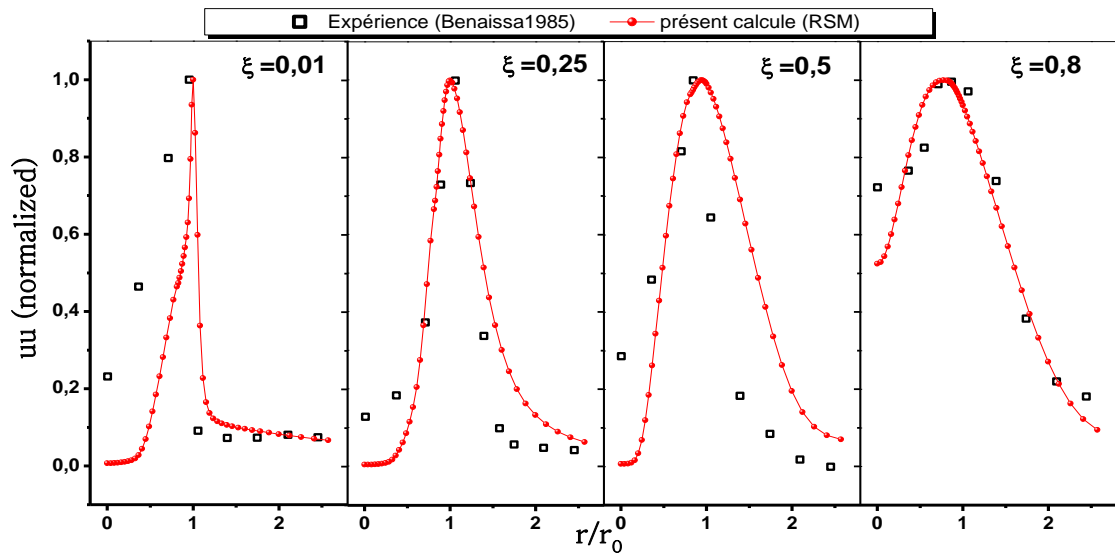
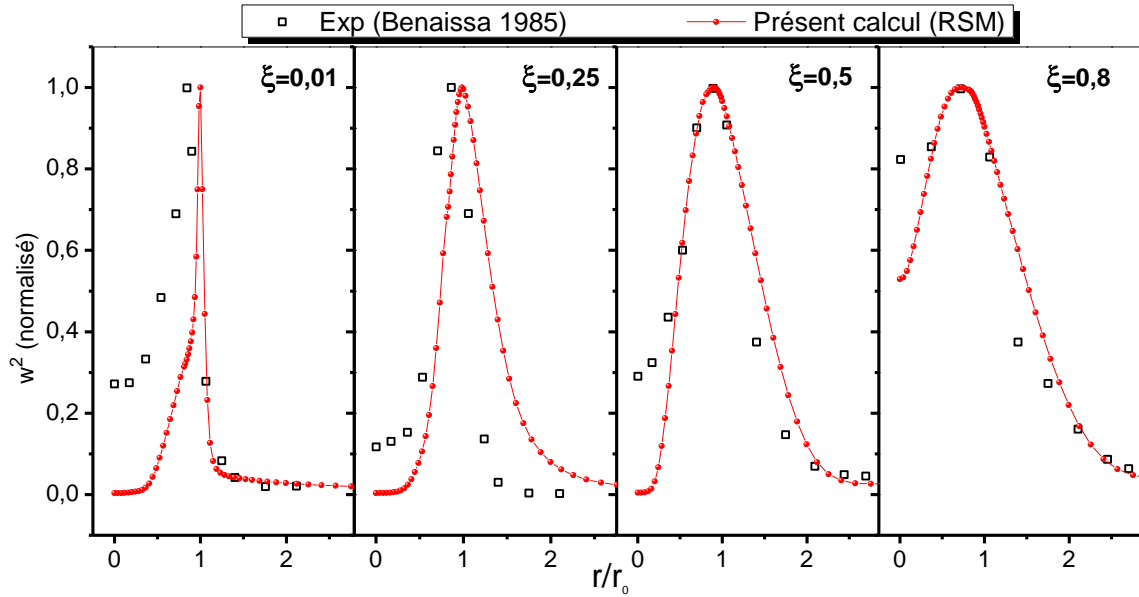


Figure 4.3. Évolution transversale de la vitesse longitudinale





**Figure 4.4.** Évolution de la composante  $uu$ ,  $vv$ ,  $ww$  du tenseur de Reynolds

La configuration de notre problème est identique à celle de l'expérience de Benaissa .A [Ben 1985] plusieurs comparaison ont été effectuées. Les figures (4.3) et (4.4) illustrent une comparaison entre les résultats de la présente étude avec ceux de l'expérience de Benaissa. A [Ben 1985] par anémométrie fil chaud. La figure (4.3) illustre l'évolution radiale de la vitesse longitudinale pour quatre sections différentes dans le but de voir le développement du jet principal dans la cavité. On remarque bien que la simulation numérique a bien reproduit le profil de vitesse moyenne néanmoins. On observe un léger écart pour les sections loin de la sortie du jet, mais le modèle RSM prédit plus correctement que le modèle  $k - \varepsilon$  Réalisable. La figure (3.4) présente l'évolution radiale des tensions normales de Reynolds  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$ ,  $\overline{w^2}$  calculer par le modèle RSM. On constate très bon accord avec l'expérience.

#### 4.4. Étude dynamique

##### 4.4.1. Analyse qualitative de l'écoulement

Pour toutes les distances d'impact considérées, l'interaction entre le jet principal et l'écoulement de retour en présence des parois de la cavité (frontal et latéral) génère un

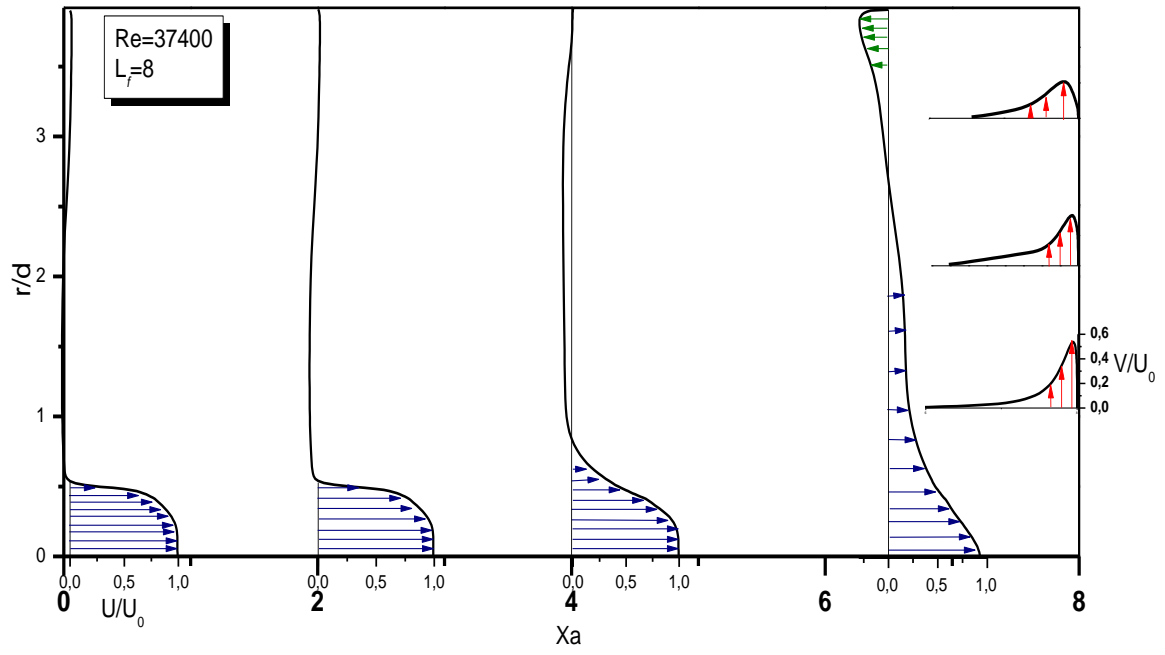
---

---

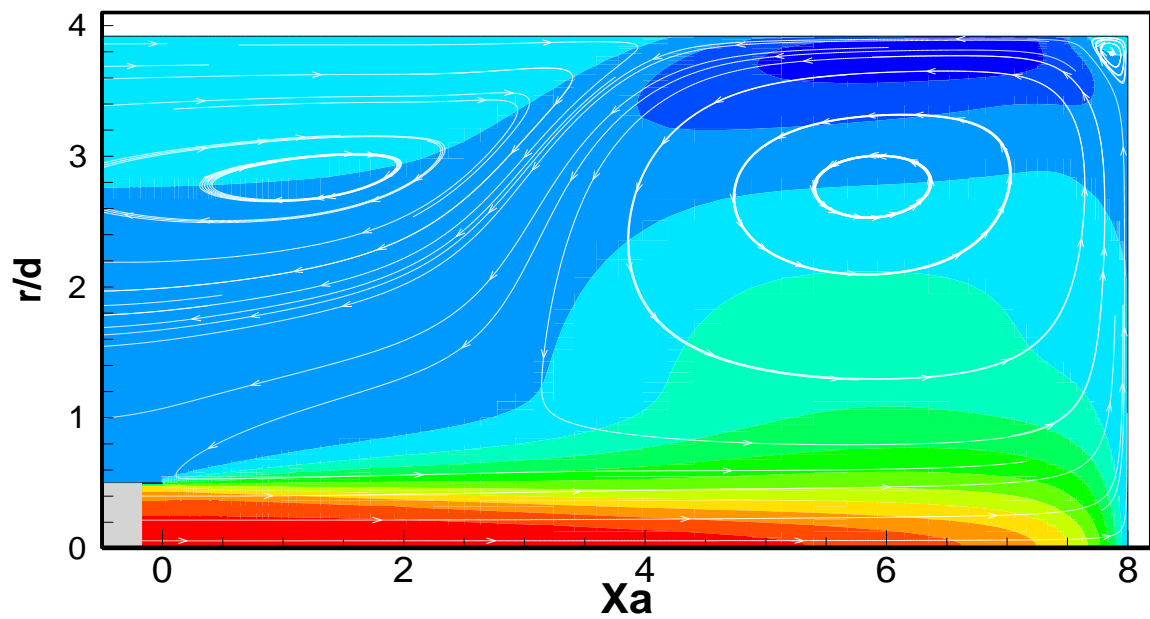
deux tourbillons toroïdaux stables et permanents. Le premier se trouve au fond de la cavité où règne une pression négative produite par l'effet Coanda [Mat 2001], et l'autre est situé à proximité de la sortie de jet (figure (4.5)). Un troisième tourbillon de très faible taille par rapport aux deux tourbillons se développe au coin de la cavité. Ces tourbillons ont été également observés expérimentalement par Benaïssa A. (1985) [Ben 1985]. On a considéré pour le cas  $L_f = 8$  comme longueur de référence à cette étude, pour faire une analyse et une description générale de l'écoulement résultant de l'interaction du jet avec la cavité.

On distingue:

- Une zone où le jet conserve pratiquement toute son énergie ( $U > 0.95U_0$ ), qu'on appelle le cône potentiel. Ce dernier peut s'étendre jusqu'à 6 fois le diamètre de buse (Ashforth-Frost, S. [Ash 1996]).
- Ensuite on constate un jet libre qui se développe en amont de la paroi frontale de la cavité.
- Un jet pariétal longeant les parois de la cavité
- Un écoulement de retour qui sort avec une faible vitesse de la cavité figure (4.5).

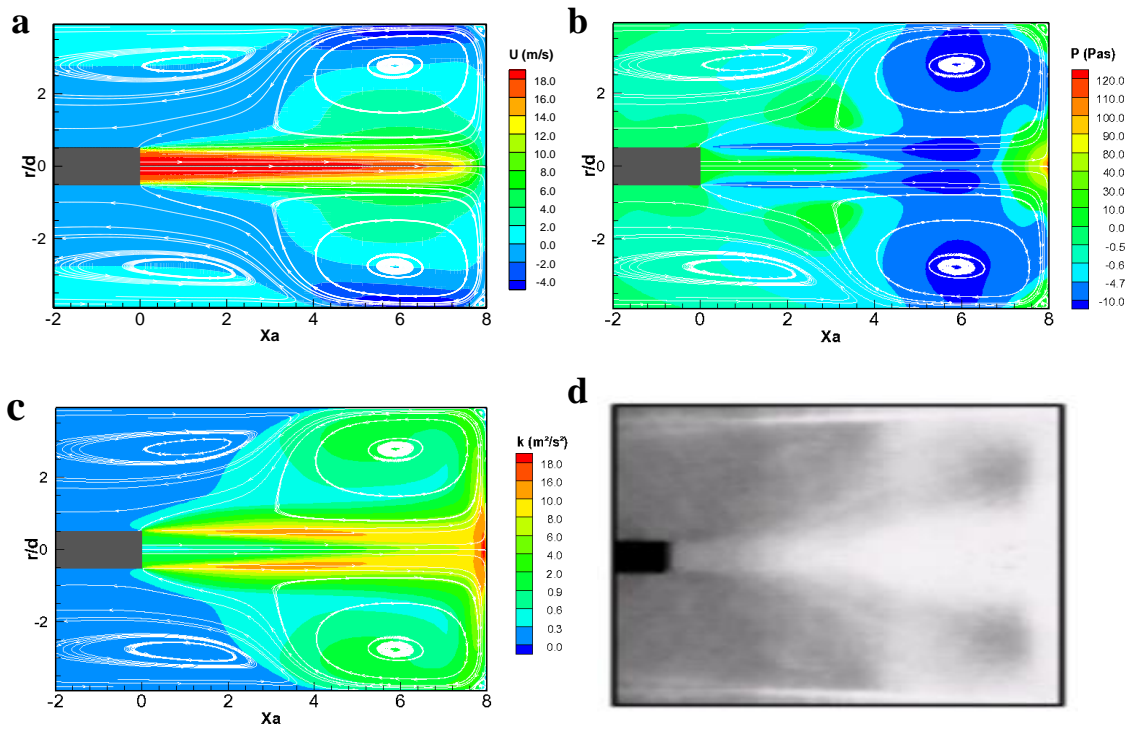


(a) Évolution des composantes de la vitesse (U, V)



(b) Champ de vitesse et les lignes du courant

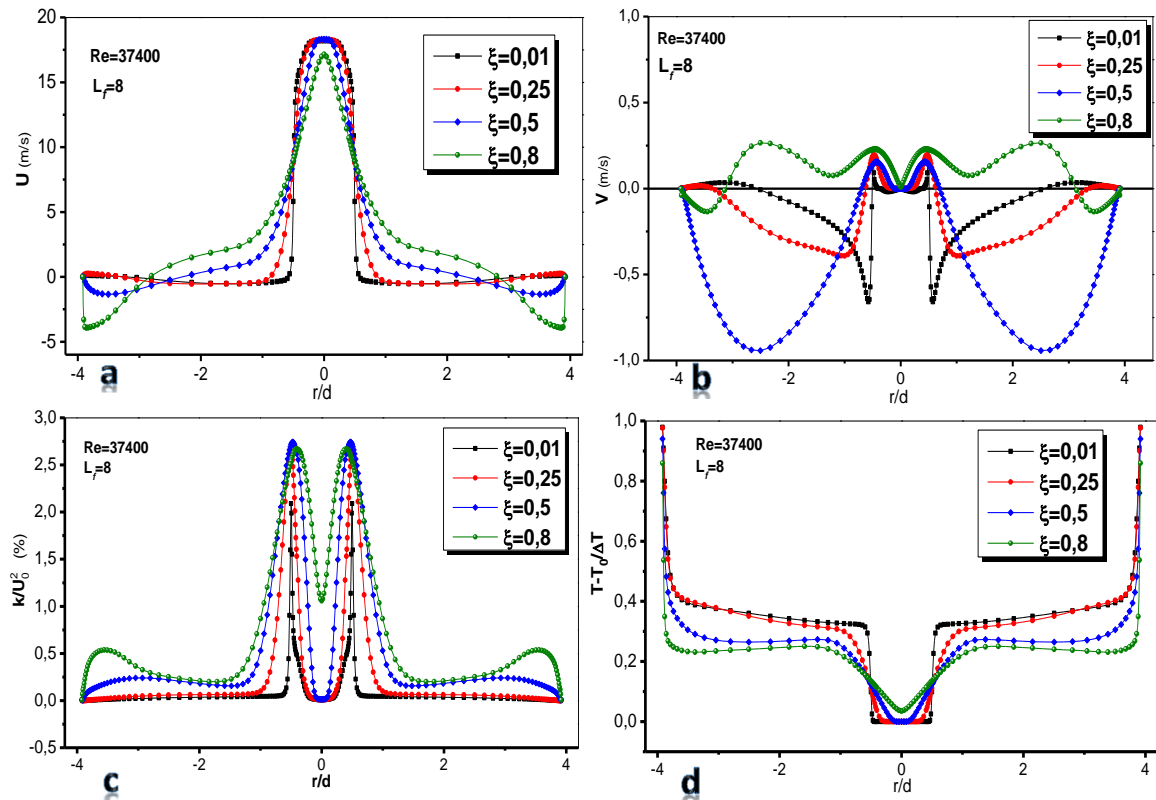
**Figure 4.5.** Structure de l'écoulement entre la sortie du jet et la cavité



**Figure 4.6.** Visualisation et modélisation de l'écoulement entre la sortie du jet et la cavité

La valeur maximale de la pression moyenne est observée dans la zone d'impact sur la paroi du fond et au niveau du tourbillon de coin de la cavité, comme montre la figure (4.6.b) plus une zone à pression statique négative située au niveau du premier tourbillon. Les contours de l'énergie cinétique turbulente sont présentés sur la figure (4.6.c) l'étude approfondie sur l'énergie turbulente sera présentée dans les prochains paragraphes. Les valeurs maximales sont atteintes à proximité de la paroi frontale et dans les zones de mélange qui composent le jet principal. La figure (4.6.d) se présente une photo de l'écoulement étudié par l'expérience de A. Benaïssa [Ben 1985].

Cette structure est générée pour tous les cas examinés  $2 \leq L_f \leq 12$  quel que soit le nombre de Reynolds  $20\,000 \leq Re \leq 50\,000$ , avec une différence de la taille des tourbillons.



**Figure 4.7.** Evolution radiale des composantes de la vitesse ( $U$ ,  $V$ ), de l'énergie cinétique ( $k$ ) et de la température ( $T$ )

La figure (4.7) illustre l'évolution radiale des composantes de la vitesse ( $U$ ,  $V$ ), de l'énergie cinétique ( $k$ ) et de la température ( $T$ ), pour quatre sections de la cavité, pour examiner l'effet du confinement sur la structure de l'écoulement et le champ thermique.

Les figures (4.7.a) et (4.7.b) illustrent l'évolution radiale des composantes de la vitesse moyenne axiale et radiale ( $U, V$ ). Ces figures montrent que:

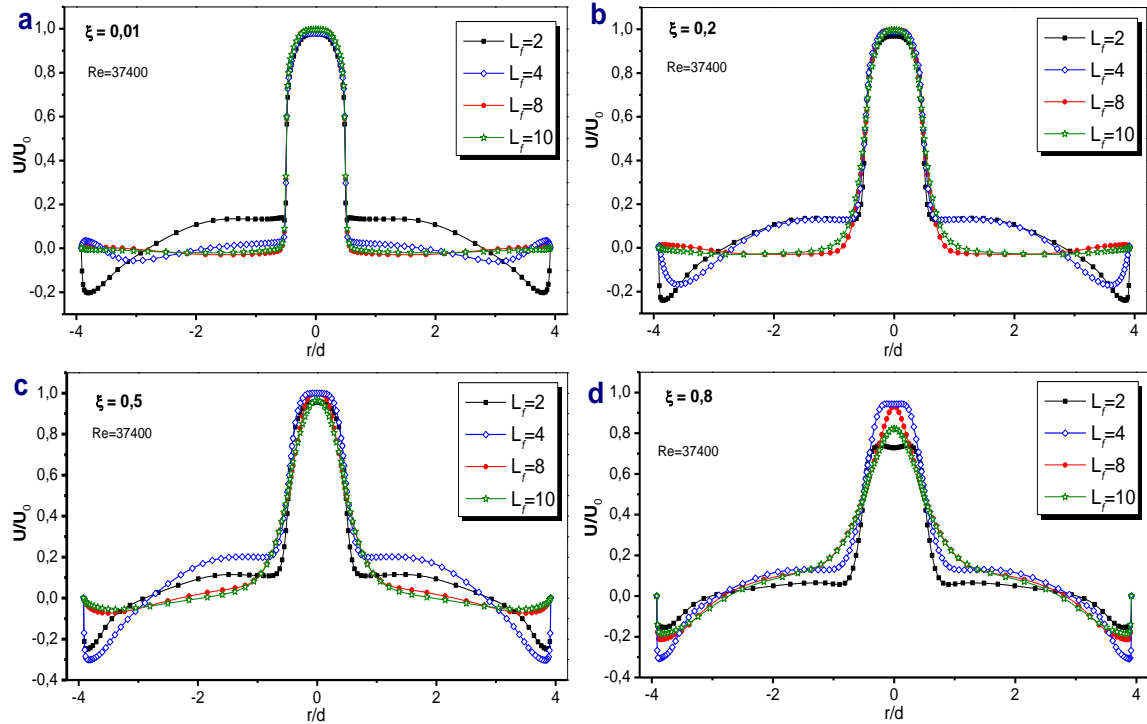
- La vitesse axiale est plus importante que la vitesse radiale,
- Au niveau de la paroi latérale au voisinage du fond de la cavité, il se développe un jet pariétal
- L'évolution du jet principal et son épanouissement dans la cavité.

La figure (4.7.c) illustre la distribution de l'énergie cinétique turbulente  $k$  à l'intérieur de la cavité. Cette quantité permet de distinguer les zones les plus agitées, qui sont généralement situées autour du jet où le taux de cisaillement est produit par l'interaction de l'écoulement principal avec l'écoulement de retour. Ce qui explique les deux pics

situés symétriquement par rapport à l'axe de la conduite à  $r=1$  et un autre pic la latéralement qui est due au développement du jet pariétal. La figure (4.7.d) illustre l'évolution de la température adimensionnée par rapport à  $(\Delta T = T_w - T_0)$ . On peut dire que le champ thermique est totalement contrôlé par le champ dynamique (convection forcée turbulente). On remarque, le développement de l'épaisseur de la couche limitée thermique le long de la paroi latérale.

#### 4.4.2. Effet de la distance d'impact sur la vitesse axiale

La figure (4.8), illustre l'évolution radiale de la vitesse axiale moyenne  $U$  à travers quatre sections de la cavité  $\xi = 0.01, 0.25, 0.5, 0.8$ , pour plusieurs confinements ( $L_f = 2, 4, 8, 10$ ). Pour tous les cas examinés, les courbes présentent une symétrie parfaite par rapport à l'axe de symétrie, les profils ont une forme similaire pour  $-0.5 \leq r/d \leq 0.5$ . L'écoulement de retour est caractérisé par une vitesse négative qui s'étend jusqu'à la paroi latérale pour  $3 \leq r/d \leq 4$  et  $-4 \leq r/d \leq -3$ . Dans la figure (4.8 d), on met en évidence l'effet de la paroi frontale pour les faibles distances d'impact  $L_f = 2$  sur la forme de profile de la vitesse  $U$  dans l'intervalle  $-0.25 \leq r/d \leq 0.25$  et son évolution en pour différent confinement  $L_f$ .



**Figure 4.8.** Effet de la distance d'impact sur la vitesse longitudinale U

Les figures (4.9) et (4.10) présentent respectivement les résultats des simulations 3D et 2D du champ de la composante axiale de la vitesse moyenne, pour les différentes distances d'impacts ( $2 \leq L_f \leq 12$ ). La comparaison des deux figures, permet de confirmer que:

- La troisième direction n'a pas d'influence sur l'aspect générale de l'écoulement ;
- Pour tous les confinements considérés, la vitesse axiale maximale se trouve juste à la sortie du jet, la distance d'impact a un effet significatif sur le développement du jet; car la vitesse dans la région de stagnation change de signe pour les faibles distances d'impact  $L_f = 2$  et  $L_f = 4$ . Pour les grandes distances d'impact cet effet n'a pas été remarqué, mais il est visible dans la figure (4.8.d).
- La distance  $L_f$  influe sur la taille et la forme des tourbillons toroïdaux qui sont créés dans la cavité mais la structure globale de l'écoulement garde toujours la même forme.



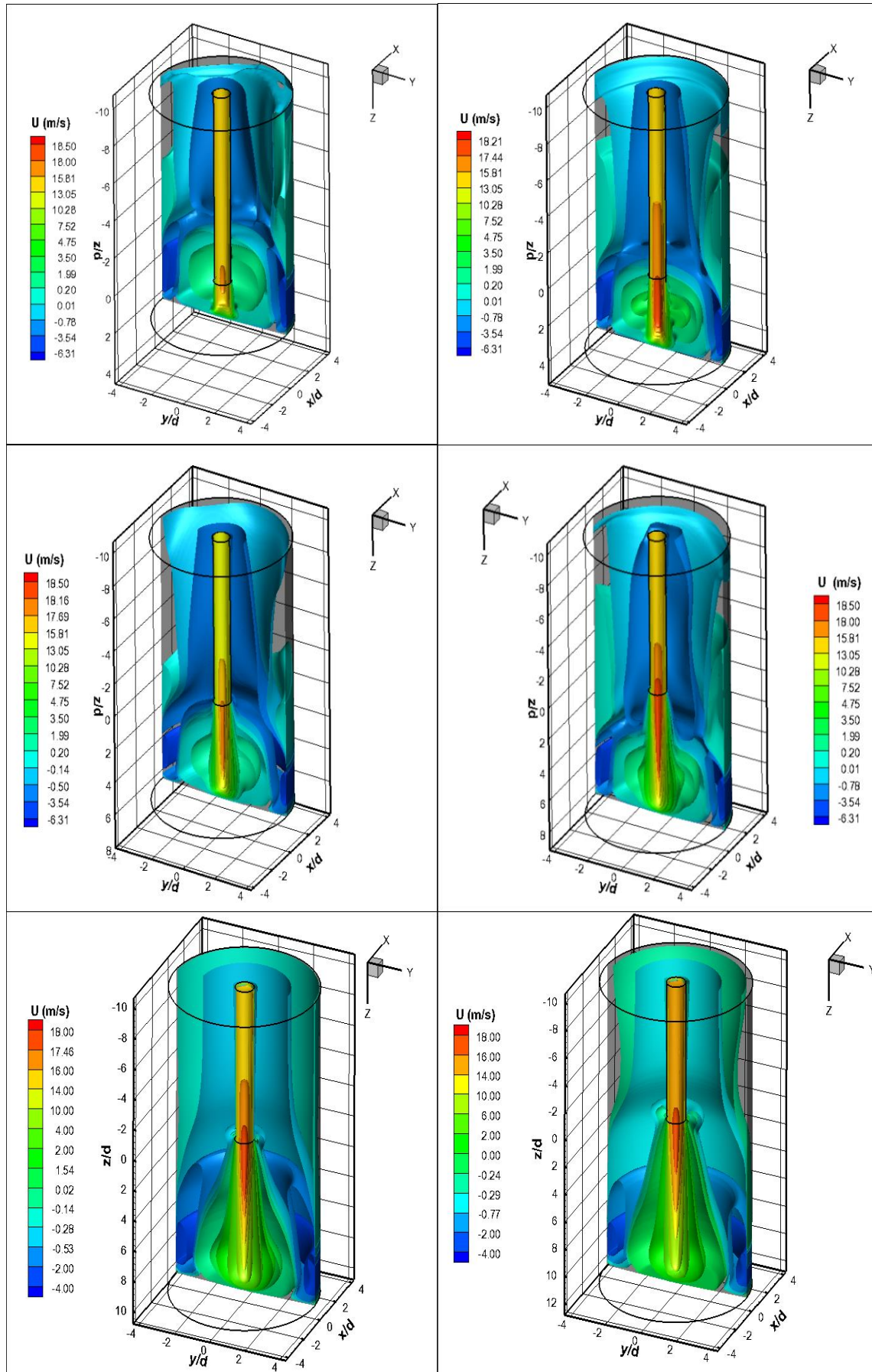


Figure 4.9. Effet de la distance d'impact sur la structure de l'écoulement (calcul 3D)

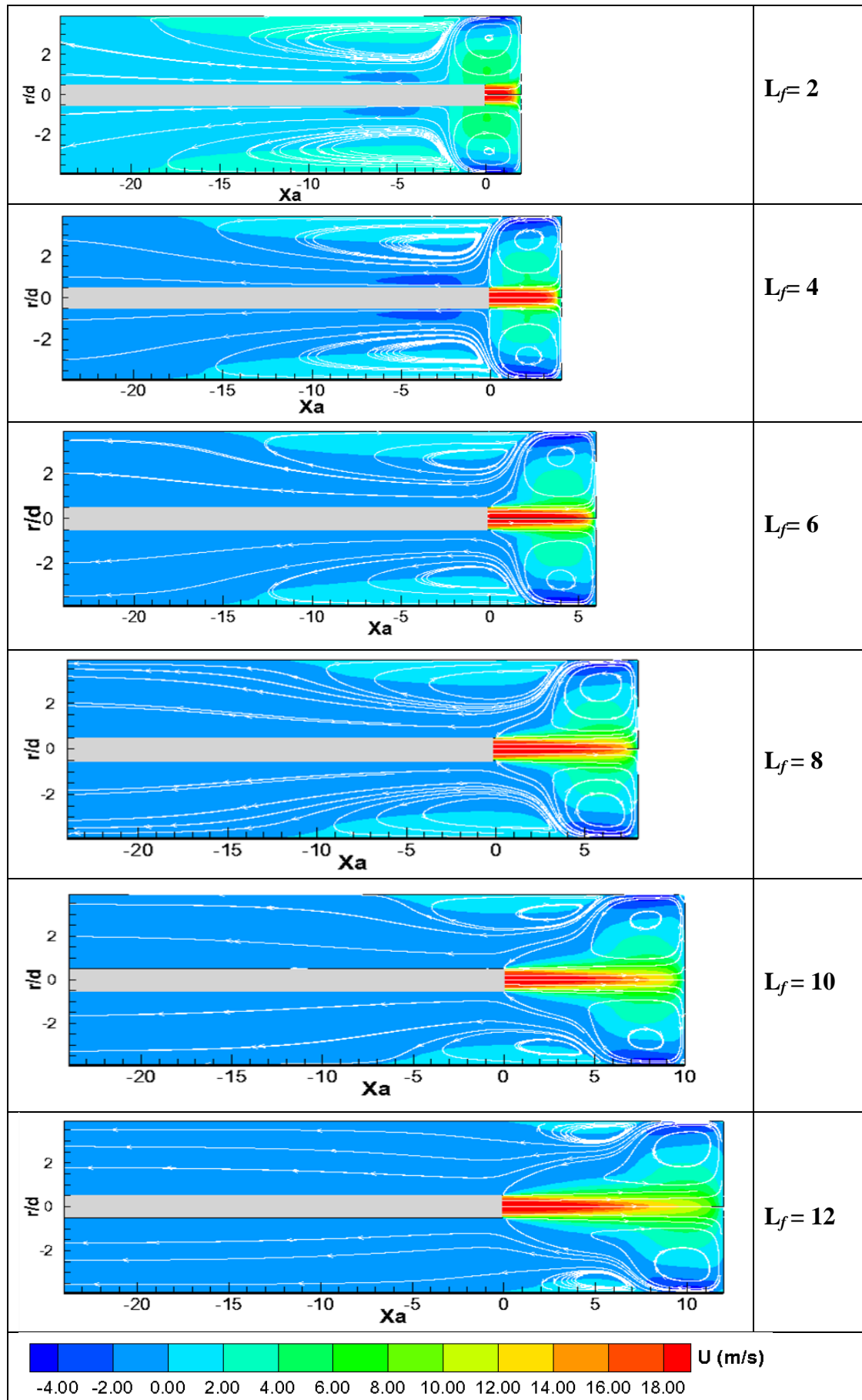


Figure 4.10. Effet de la distance d'impact sur la structure de l'écoulement (*calcul 2D*)

#### 4.4.3. Effet de la distance d'impact sur l'énergie cinétique turbulente $k$

Pour tous les écoulements turbulents, l'énergie cinétique de la turbulence  $k$  est une grandeur physique très importante pour expliquer l'effet de la turbulence sur les autres variables moyennes comme le champ de la vitesse ou la température, etc.

La figure (4.11) illustre l'évolution radiale de l'énergie cinétique de la turbulence moyenne pour quatre sections  $\xi$ , qui sont déjà définies dans le tableau (4.2); pour plusieurs distances d'impact  $L_f$ . Les graphes présentent généralement deux pics autour du jet principal dans les zones de mélange qui le composent. Deux autres pics moins importants que les premiers sont visibles au niveau de la paroi latérale qui sont engendrés par le développement du jet pariétal de l'écoulement de retour.

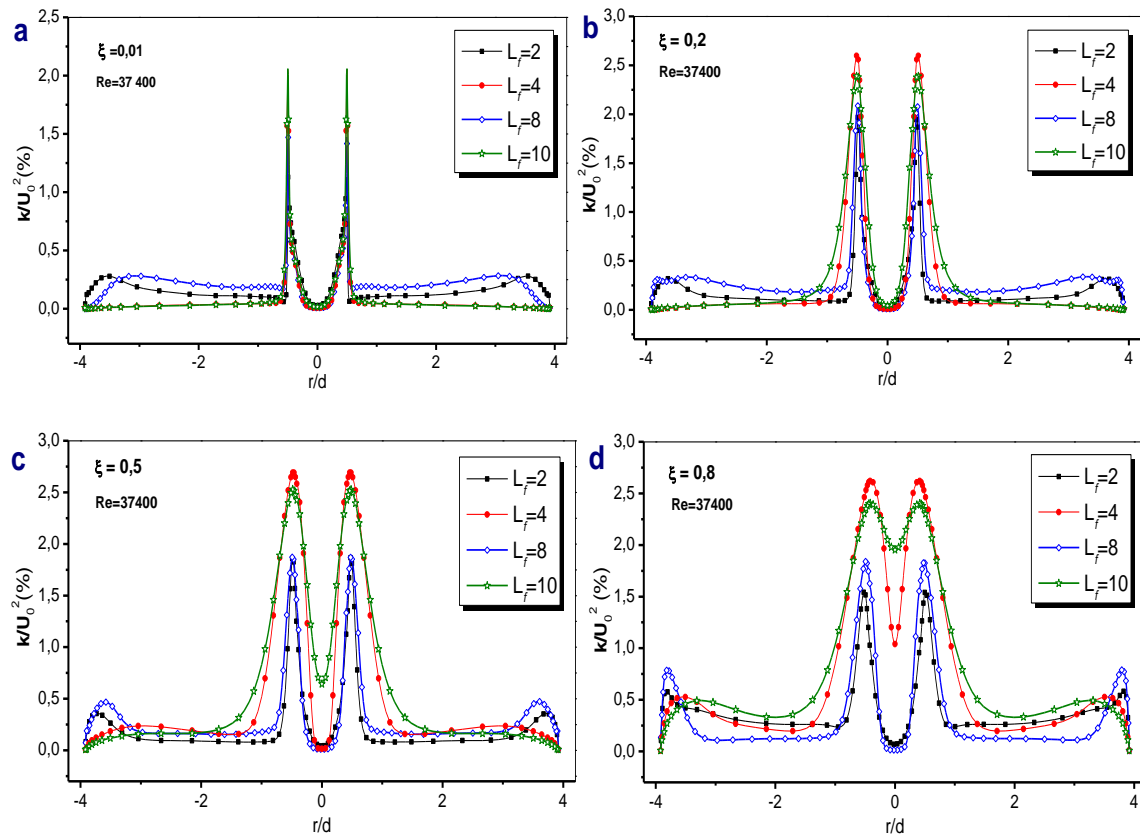


Figure 4.11. L'évolution radiale de l'énergie cinétique  $k$  pour plusieurs distances d'impact

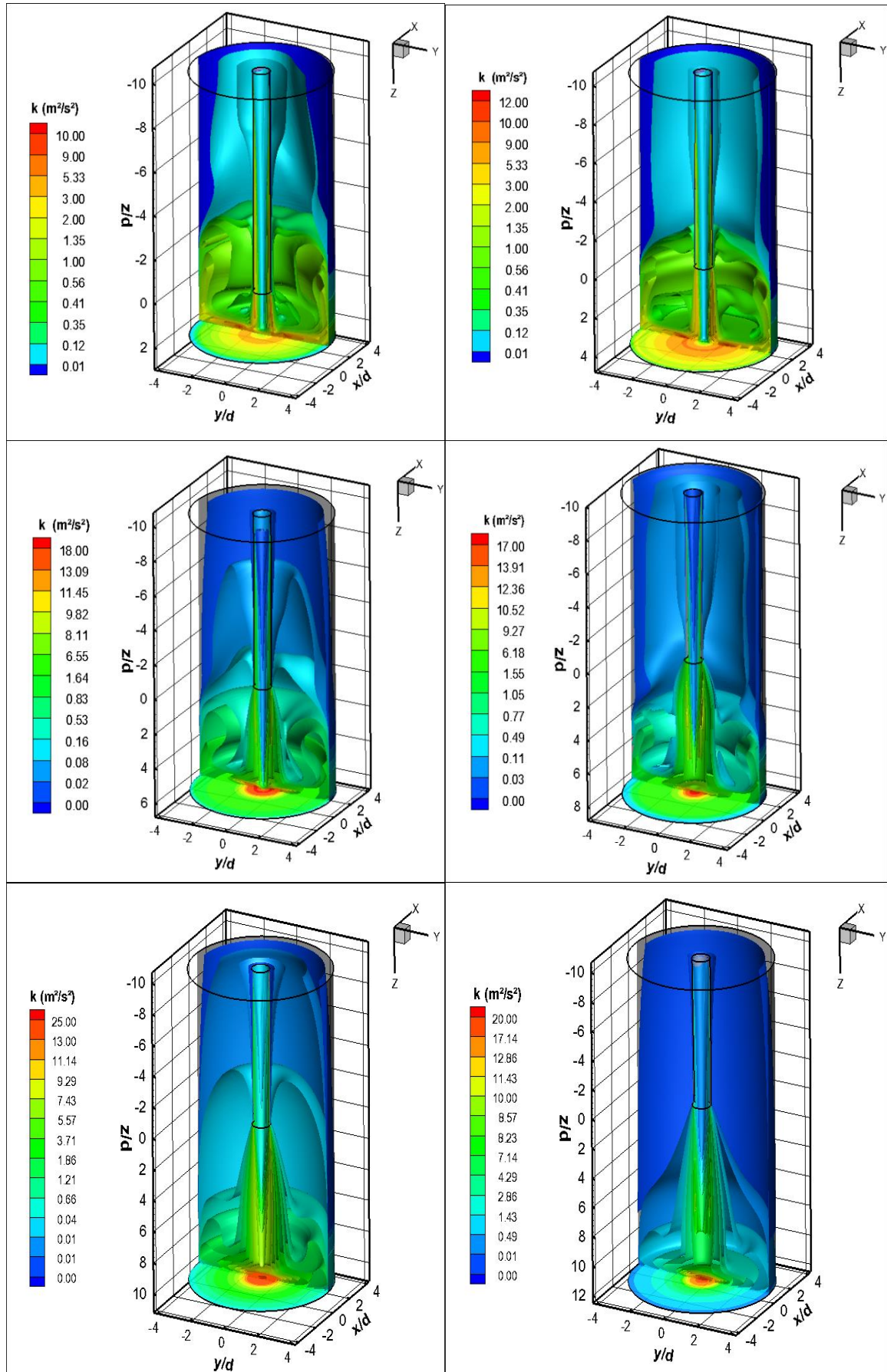


Figure 4.12. Effet de la distance d'impact sur l'énergie cinétique  $k$  (calcul 3D)

La figure (4.12) illustre les contours de l'énergie cinétique de la turbulence  $k$ . Les zones les plus agitées et qui ne sont pas visibles dans la figure (4.11) est bien mise en évidence. L'énergie cinétique turbulente maximale est atteinte dans la zone proche de la paroi frontale au niveau du point d'arrêt; elle a une forme d'un anneau pour les faibles distances d'impact  $L_f = 2$  et  $L_f = 4$ , et un cercle ou un point pour les grandes distances d'impact  $L_f > 6$ . Ces classifications sont toujours liées à la longueur du cône potentiel

#### 4.4.4. Le cône potentiel

La longueur du cône potentiel dans les études des écoulements des jets libre ou confinés a un rôle important pour déterminer la position optimale de refroidissement. D'après Kataoka [Kat 1987] la distance optimale pour refroidir une surface impactée par un jet se situe au même endroit où l'intensité de la turbulence axial atteint sa valeur maximale c.-à-d. à la limite du cône potentiel.

En générale, la longueur du cône potentiel est influencée par plusieurs paramètres tels que la forme et la dimension de la buse, le nombre de Reynolds et la configuration géométrique.

La figure (4.13) montre l'évolution de la vitesse axiale en fonction de la distance longitudinale pour trois nombres de Reynolds,  $Re = 20000$  et  $Re = 50000$ . D'après cette figure, on remarque que la longueur du cône potentiel d'un jet rond augmente avec le nombre de Reynolds (la vitesse du jet) et elle est égale entre 4.5 et 6.5 fois le diamètre du jet. Lee et al [Lee 1997] et Cornaro et al [Cor 2001] ont montré aussi que la longueur du cône potentiel augmente avec la vitesse du jet. Même si le confinement croit la longueur de cône potentiel augmente d'après les travaux de Obot et al. [Obo 1979], Ashforth-frost et Jambunathan [Ash 1996], Ashforth-frost et al [Ash 1997] et Fénot [Fén 2004].



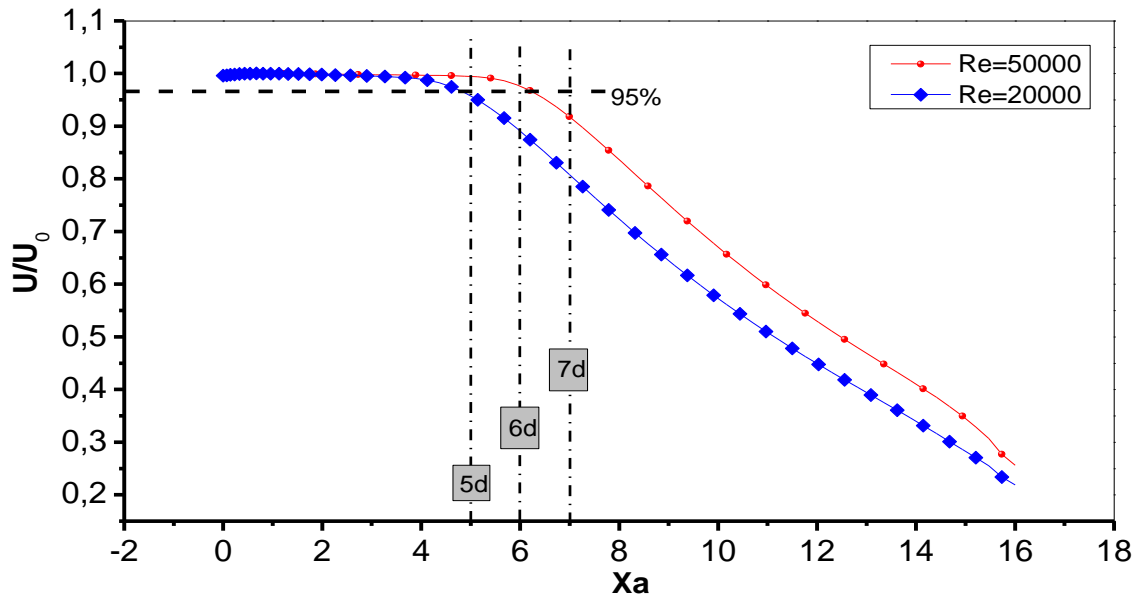


Figure 4.13. Effet du nombre de Reynolds sur la longueur du cône potentiel

#### 4.5. Étude du champ thermique

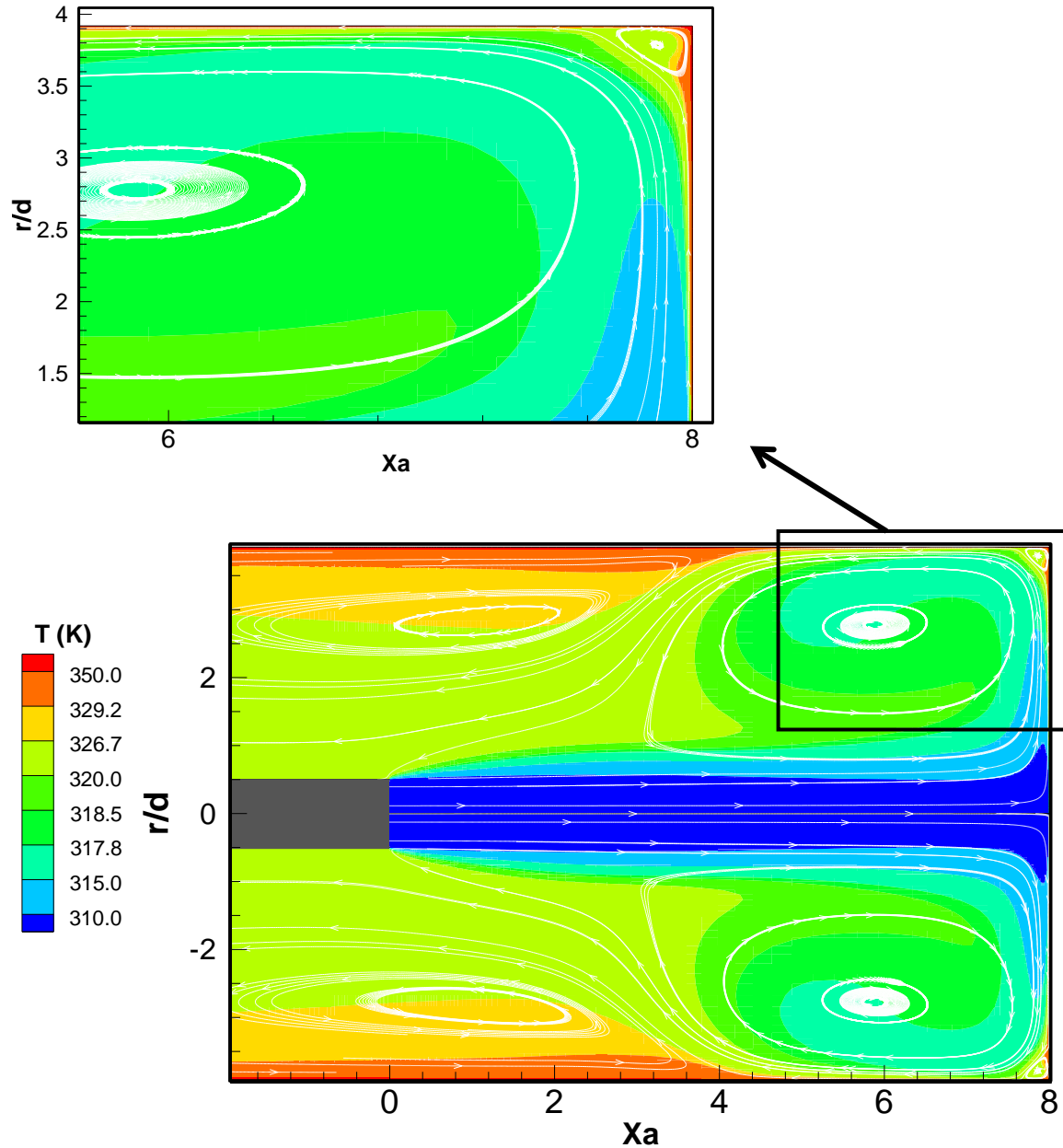
Les études de refroidissement des espaces confinés sont très nombreuses car ils sont très utilisés dans le refroidissement des aubes des turbine comme cité dans les principaux travaux du le refroidissement des espaces confiné par les jets qui sont déjà présentés dans le chapitre 1.

On décompose la présentation de nos résultats de l'étude thermique en deux parties. Dans la première partie on présente le champ de la température à l'intérieur de la cavité et la deuxième partie est consacrée au transfert thermique pariétal (le nombre de Nusselt  $Nu$  et le coefficient de transfert par convection  $h$  ).

La figure (4.14) illustre le champ de la température présenté entre la sortie du jet et la cavité chauffée. On constate une décroissance harmonieuse de la température qui se résume par:

- La température diminue loin des parois de la cavité.
- L'éloignement de la paroi frontale entraîne une diminution du gradient de la température.

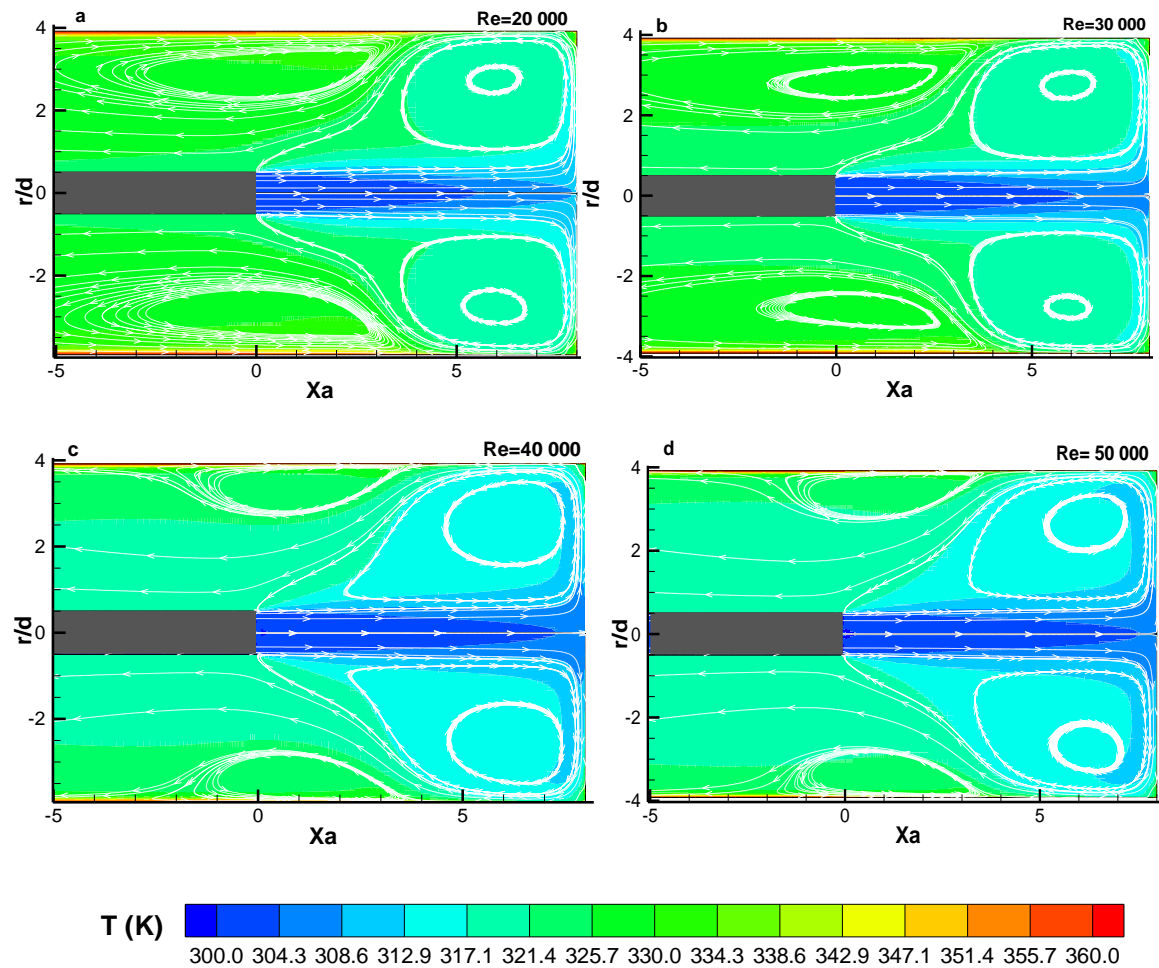
- Au voisinage de chaque paroi de la configuration, on remarque le développement d'une couche limite thermique qui s'explique par la diminution des termes convectifs de l'équation de l'énergie.



**Figure 4.14.** Champ de température pour  $L_f = 8$  et  $Re = 37400$

Le chauffage des parois n'a pas d'effet sur la structure globale de l'écoulement, ce qui confirme les travaux de Zidouni. F [Zid 2007], par contre le champ thermique est influencé par le nombre de Reynolds comme montre la figure (4.15) où on remarque que

le refroidissement s'améliore avec l'augmentation du nombre de Reynolds et la distance d'impact  $L_f$  comme montre les figures (4.16) et (4.17).



**Figure 4.15.** Effet du nombre de Reynolds sur le champ de la température

#### 4.5.1. Effet de la distance d'impact sur la température

Les figures (4.16) et (4.17) illustrent les isothermes dans le domaine du calcul étudié respectivement en 2D et 3D, pour des différentes distances de confinements  $2 \leq L_f \leq 12$  et un nombre de Reynolds donné par  $Re = 37400$ .

On remarque que les simulations en 2D et 3D sont similaires. La température diminue en s'éloignant des parois chaudes et le refroidissement de l'espace confiné de la cavité présente une amélioration avec l'augmentation de la distance d'impact  $L_f$ .



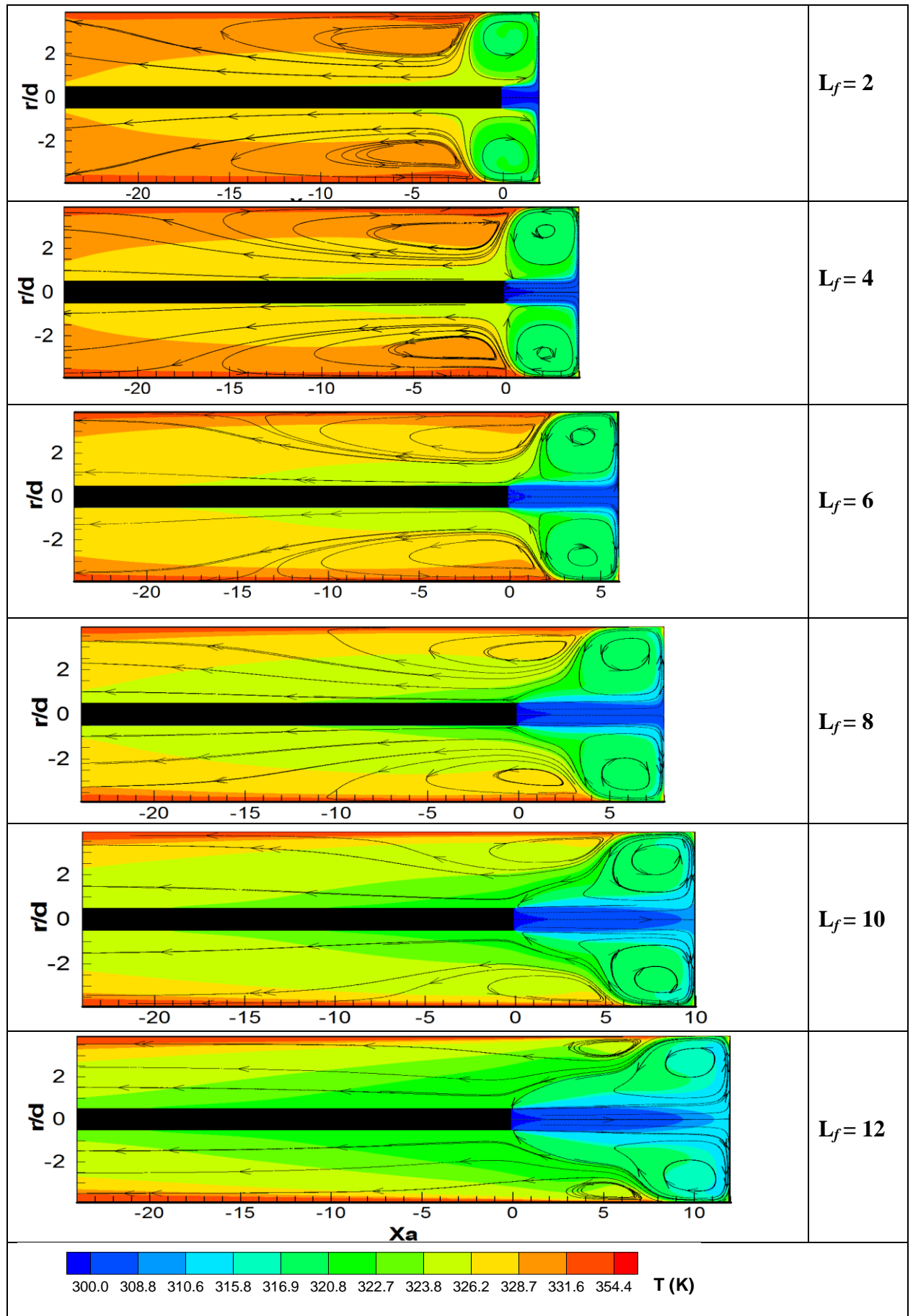


Figure 4.16. Effet de la distance d'impact sur les isothermes (*calcul 2D*)

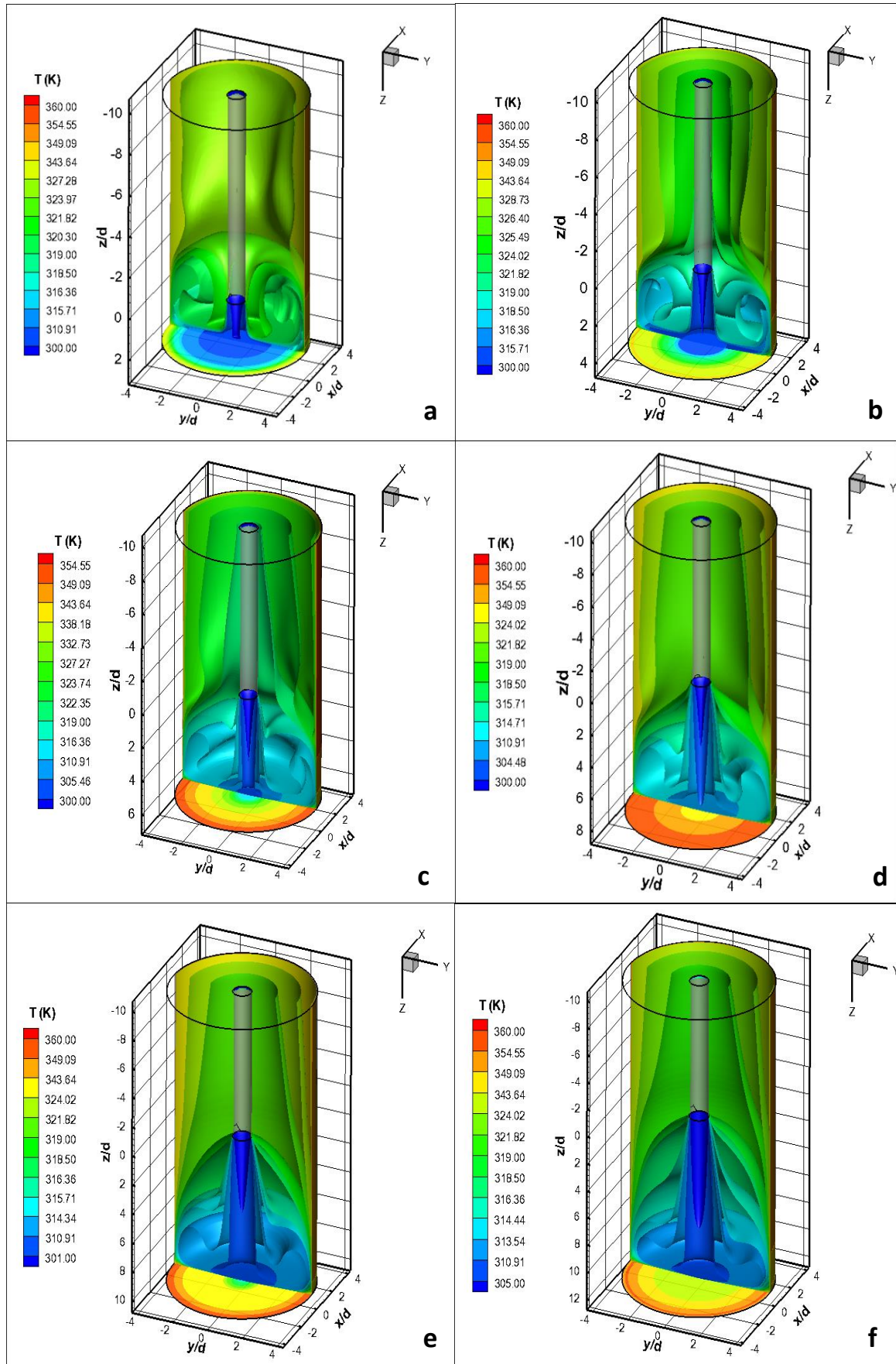


Figure 4.17. Effet de la distance d'impact sur les isothermes ( calcul 3D)

#### 4.5.2. Évolution du nombre de Nusselt local en fonction des paramètres de l'écoulement

Le paramètre qui peut évaluer le transfert de la chaleur par convection est le nombre de Nusselt local ou moyen.

Le nombre de Nusselt local est défini par la relation suivante :

$$Nu_L = \frac{h d}{\lambda_{air}} \quad (4.1)$$

Avec  $h$  est le coefficient de transfert thermique par convection, il est donné par :

$$h = \frac{\varphi(x)}{\Delta T} = \frac{-\lambda_{air} \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{n_p}}{\Delta T} \quad \text{si on remplace } \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{n_p} \text{ par } \frac{T_p - T_{p+1}}{\Delta x}, \text{ on obtient :}$$

$$Nu = \frac{(T_p - T_{p+1}) d}{\Delta T \cdot \Delta x} \quad (4.2)$$

Où :

$\Delta T$  : L'écart de température entre les parois chaudes  $T_w$  et la température ambiante  $T_0$ .

$T_p$  : La température de la paroi chaude  $T_p = T_w$ .

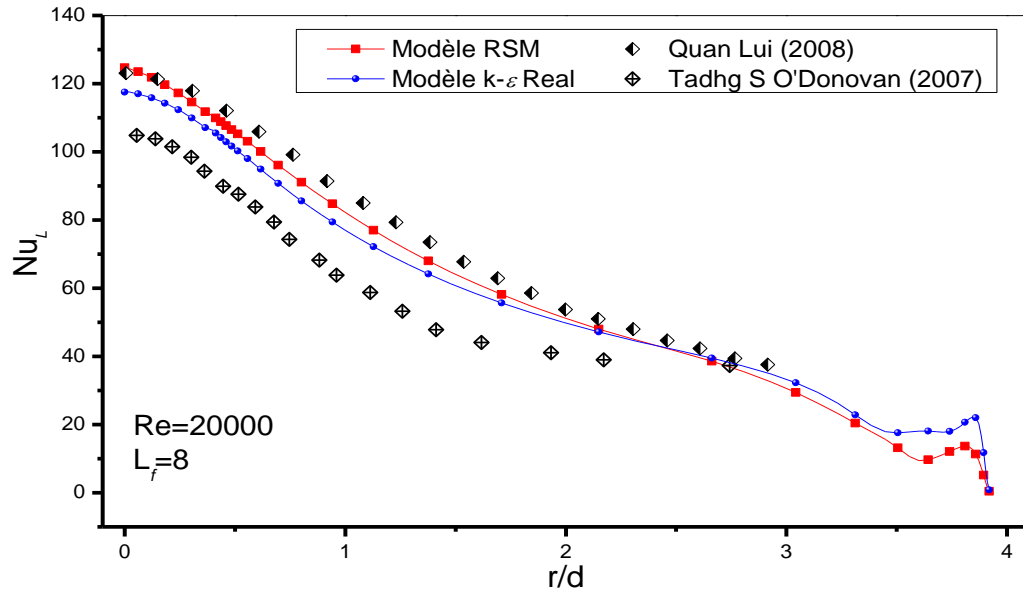
$T_{p+1}$  : La température à la distance  $\Delta x$  de la paroi.

$\Delta x$  : La distance dans la direction normale par rapport à la paroi.

Le nombre de Nusselt moyen est la moyenne spatiale du Nusselt Locale sur une longueur bien déterminée, il est défini par la relation suivante :

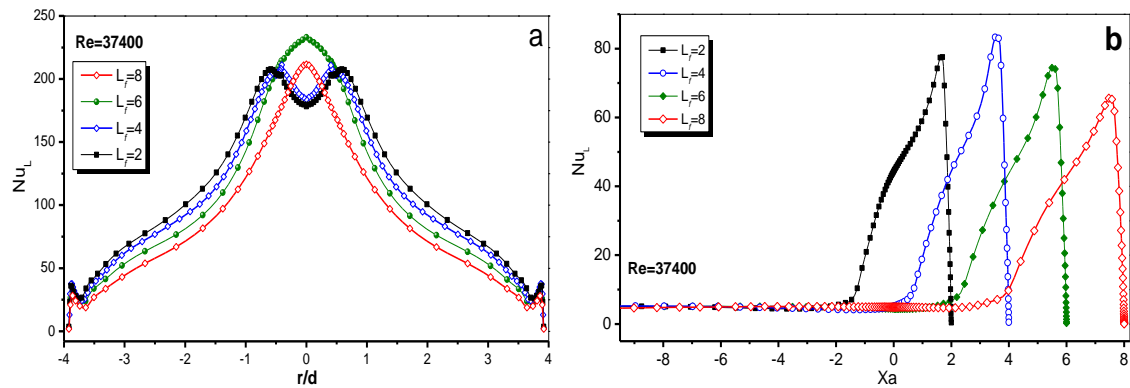
$$\overline{Nu} = \frac{1}{L} \int_0^L Nu(x) dx \quad \text{pour le calcul 2D.}$$

$$\overline{Nu} = \frac{1}{S} \int_0^S Nu(s) ds \quad \text{pour le calcul 3D.}$$



**Figure 4.18.** Validation: Evolution du nombre de Nusselt sur la surface frontale

La figure (4.18) illustre l'évolution du nombre de Nusselt sur le fond de la cavité comparé avec les travaux de Quand L. [Qua2008] et Tadhg [Tad2007] pour le cas d'un jet axisymétrique impactant une plaque plane, dans le cadre de la validation de la méthode et le modèle utilisé dans cette étude.



**Figure 4.19.** Effet de la distance d'impact  $L_f$  sur le nombre de Nusselt local (Re=37400)  
(a) paroi frontale et (b) paroi latérale

La figure (4.19) montre l'évolution du nombre de Nusselt local respectivement sur la paroi frontale et latérale pour le même nombre de Reynolds, mais pour différentes distances d'impact  $L_f$ . Le transfert de la chaleur sur la paroi frontale dépasse nettement

celui de la surface latérale, d'après la figure (4.19 .a), le nombre de Nusselt maximal a été atteint à  $L_f = 6$  qui correspond à l'extrémité du cône potentiel. Pour tous les cas examinés, on remarque des petits pics qui traduisent les interactions dans le coin de la cavité (tourbillon de coins). Par contre, pour les faibles distances d'impact  $L_f < 6$ , on remarque une évolution particulière du nombre de Nusselt. Ceci confirme les résultats déjà trouvés pour l'évolution du nombre de Nusselt sur les surfaces impacté par les jets à faible distance (Gau et Chung [Gau 1991], Gardon et Akfirat [Gar 1965]-[Gar 1966], Hofmann. H. M [Hof 2007] et Quand [Qua2008] etc...)

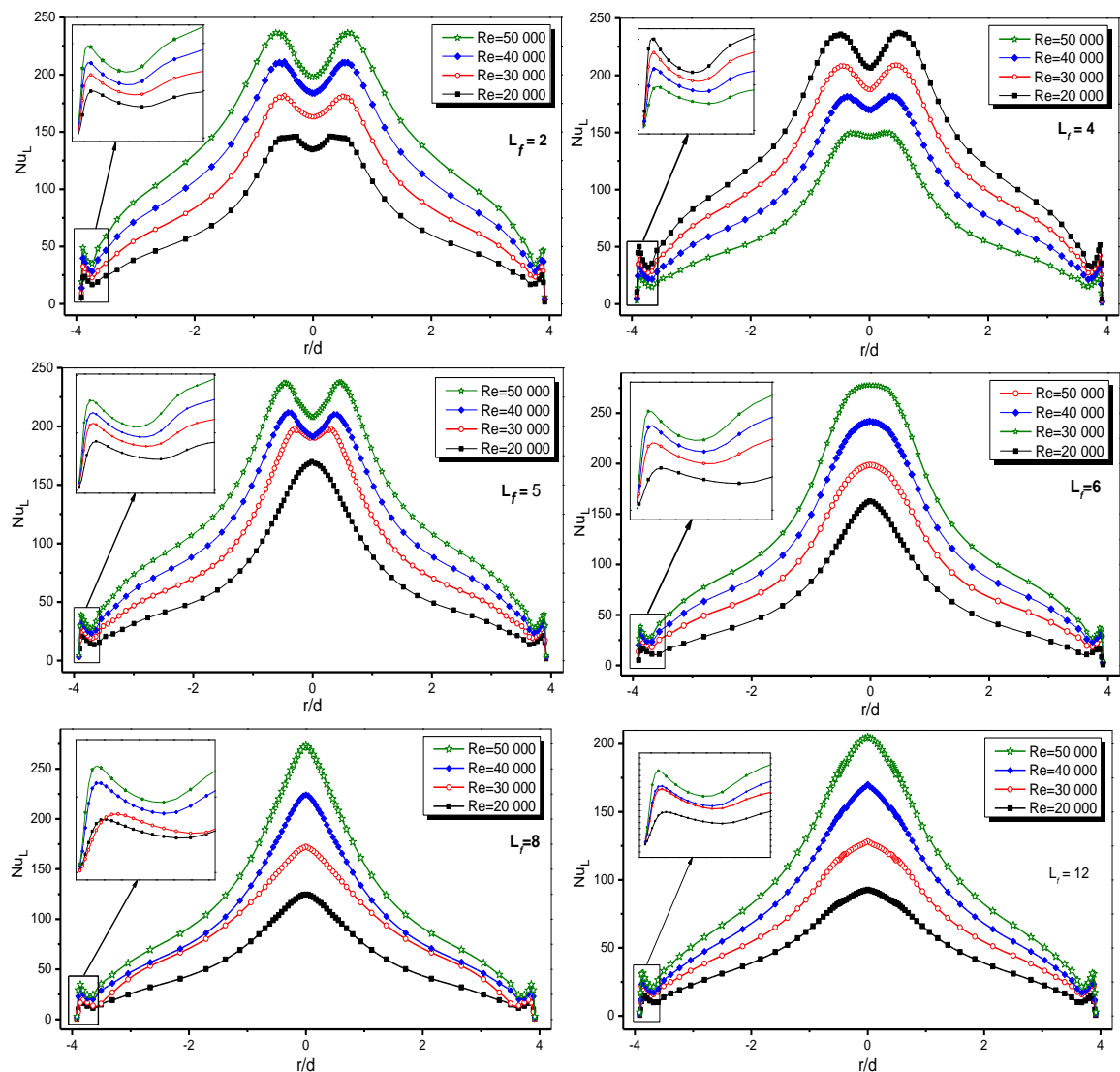
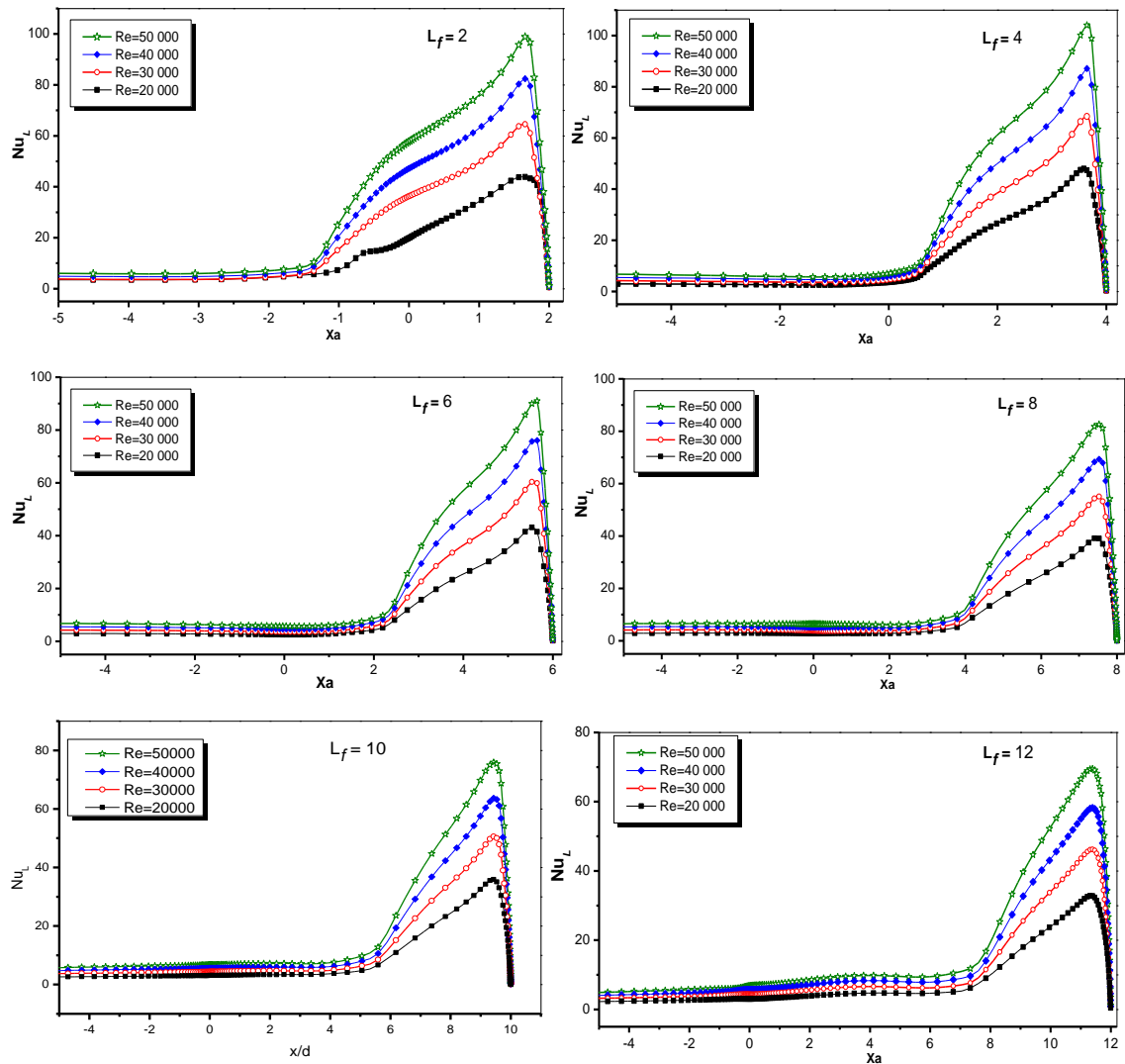


Figure 4.20. Évolution de nombre de Nusselt local de la paroi frontale



**Figure 4.21.** Évolution de nombre de Nusselt local de la paroi latérale

Les figures (4.20) et (4.21) illustrent l'effet du nombre Reynolds sur le nombre de Nusselt local respectivement sur les parois frontale et latérale de la cavité. On remarque :

- Le nombre du Nusselt augmente avec le nombre de Reynolds.
- Le transfert thermique sur la paroi frontale est nettement plus important que celui de la paroi latérale.
- L'évolution du nombre de Nusselt présente une symétrie par rapport au point d'impact du jet, donc l'écoulement est stable et permanent (non oscillatoire).

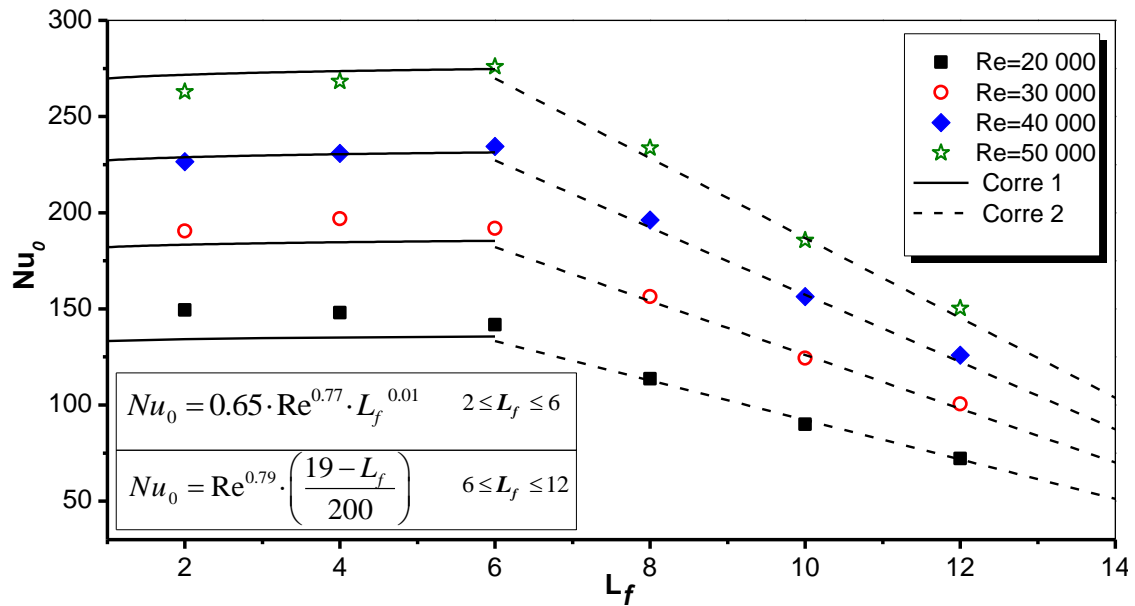
- La valeur maximale du nombre de Nusselt correspond à la distance d'impact  $L_f = 6$  pour toutes les valeurs de Reynolds étudié.
- Pour les faibles distances d'impact  $L_f < 6$ , on constate que le nombre de Nusselt maximum se trouve à la position  $r/d = 0.5$ .
- Dans toutes les courbes de la figure (4.20), on remarque deux petits pics au coin de la cavité  $|r/d| = 3.8$  due au petit tourbillon du coin de la cavité.
- L'évolution du nombre de Nusselt sur la paroi latérale donne la taille du tourbillon toroïdal qui se développe entre le jet principal et l'écoulement de retour.
- Le transfert convectif latéral se fait principalement dans la région du fond, approximativement à quatre fois le diamètre du jet loin du fond de la cavité, pour toutes les distances investiguées.

#### 4.5.3. Effet la longueur du cône potentiel sur l'évolution du nombre du Nusselt

Les des jets impactant dépendent principalement de la longueur du cône potentiel qui joue un rôle très important sur le taux du transfert de la chaleur. Il est à noter que le transfert thermique sur la paroi frontale dépasse nettement celui de la paroi latérale. Il est intéressant de faire une optimisation pour la détermination de la distance du cône potentiel; qui influence le nombre du Nusselt au fond de la cavité. On peut voir cette influence dans la figure (4.20) qui illustre le nombre du Nusselt sur la paroi frontale pour  $L_f = 5$  et pour différents nombres de Reynolds. Où la courbe change de forme entre  $Re=20\ 000$  et les autres valeurs de Reynolds. Ce qui confirme l'impact direct de la longueur du cône potentiel. D'après ces résultats, on peut confirmer que la distance d'impact  $L_f = 5$  est la distance de transition et la distance  $L_f = 6$  est la valeur optimale pour le transfert thermique local.

#### 4.5.4. Évolution du nombre de Nusselt au point d'impact et moyen en fonction des paramètres de l'interaction

L'objectif principal d'étudier l'influence du nombre de Reynolds et la distance d'impact est de pouvoir déterminer l'évolution du nombre du Nusselt au point d'arrêt  $Nu_0$  et le Nusselt moyen  $\overline{Nu}$  en fonction de  $Re$  et  $L_f$ .



**Figure 4.23.** Évolution du nombre de Nusselt au point d'arrêt au fond de la cavité en fonction du nombre de Reynolds

Dans le cadre de ce travail, on propose des corrélations pour les nombres du Nusselt  $Nu_0$  et  $\overline{Nu}$ . Deux corrélations sont proposées pour le nombre du Nusselt au point d'arrêt comme illustre la figure (4.23); la première pour les faibles distances d'impact  $L_f < 6$  et la deuxième pour les grandes distances d'impact  $6 < L_f < 12$  Halouane et al [Hal 2014]:

$$Nu_0 = 0.65 \cdot Re^{0.77} \cdot L_f^{0.01} \quad 2 \leq L_f \leq 6 \quad (4.3)$$

$$Nu_0 = Re^{0.79} \cdot \left( \frac{19 - L_f}{200} \right) \quad 6 \leq L_f \leq 12 \quad (4.4)$$



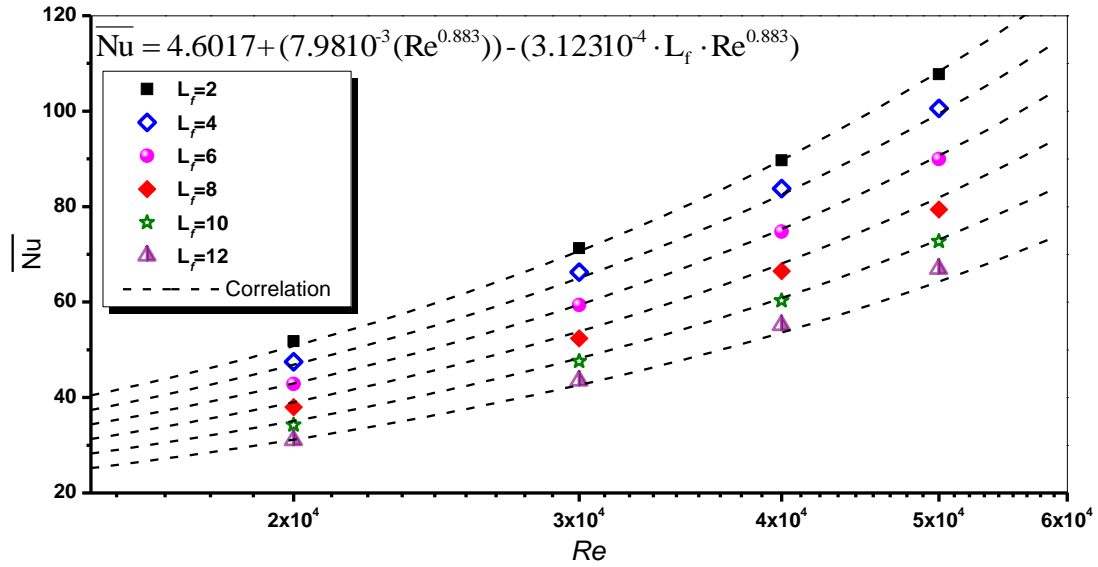


Figure 4.24. Évolution de nombre de Nusselt moyen sur la paroi frontale de la cavité

La figure (4.24) illustre l'évolution de Nusselt moyen  $\overline{Nu}$  sur la paroi frontale de la cavité. L'importance de ce paramètre a conduit à la recherche d'une corrélation qui permet de le déduire en fonction du nombre de Reynolds  $Re$  et de la distance d'impact  $L_f$  Halouane et al [Hal 2013]:

$$\overline{Nu} = 4.6017 + (7.98 \cdot 10^{-3} (Re^{0.883})) - (3.123 \cdot 10^{-4} \cdot L_f \cdot Re^{0.883}) \quad (4.5)$$

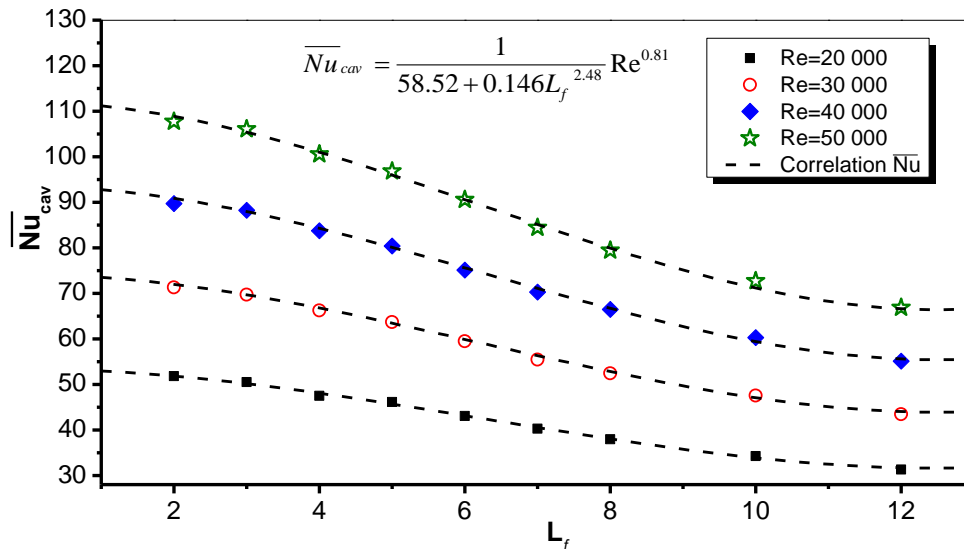


Figure 4.25. Évolution de nombre de Nusselt moyen de la cavité

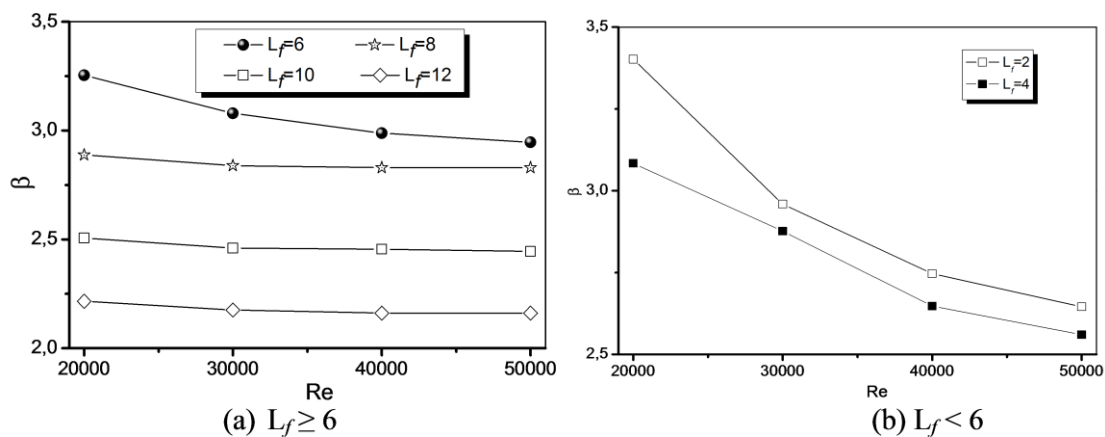
La figure (4.25) montre aussi l'évolution du nombre du Nusselt moyen sur la paroi frontale et latérale (toutes les parois de la cavité) en fonction de la distance d'impact  $L_f$ , pour différents nombres de Reynolds. Ce qui nous a permis de proposer une corrélation qui exprime le nombre du Nusselt moyen total  $\overline{Nu}_{cav}$  en fonction de Reynolds et la distance d'impact la corrélation proposée est donnée par la relation suivante :

$$\overline{Nu}_{cav} = \frac{1}{58.52 + 0.146L_f^{2.48}} Re^{0.81} \quad (4.6)$$

On remarque que cette corrélation a toujours la forme d'une fonction de puissance du nombre de Reynolds et elle ressemble beaucoup à la première corrélation du nombre de Nusselt moyen sur la paroi frontale.

#### 4.4.5. Rapport du transfert frontal et latéral

Comme déjà remarqué dans les paragraphes précédents, le transfert convectif sur la paroi frontale est plus important que le transfert des parois latérales. Comme montre la figure suivante (figure (4.26)), l'évolution du rapport ( $\beta$ ) entre le nombre du Nusselt au point d'arrêt  $Nu_0$  (frontal) et le nombre de Nusselt max de la paroi latérale est toujours supérieur à 2 ( $\beta > 2$ ). Il augmente pour les faibles distances d'impact et les faibles nombres de Reynolds Halouane et al [Hal 2014 2]:



**Figure 4.26.** Rapport du nombre de Nusselt au point d'arrêt  $Nu_0$  et le Nusselt max à la paroi latérale

**Tableau 4.3.** Rapport du nombre de Nusselt au point d'impact  $Nu_0$  et le Nusselt max à la paroi latérale

$Re$	$Nu_0/Nu_{ml}$				
	$L_f=2$	$L_f=4$	$L_f=6$	$L_f=8$	$L_f=12$
20000	<b>3.401</b>	<b>3.083</b>	<b>3.254</b>	<b>2.888</b>	<b>2.215</b>
30000	<b>2.959</b>	<b>2.876</b>	<b>3.079</b>	<b>2.838</b>	<b>2.176</b>
40000	<b>2.746</b>	<b>2.647</b>	<b>2.987</b>	<b>2.828</b>	<b>2.161</b>
50000	<b>2.645</b>	<b>2.560</b>	<b>2.946</b>	<b>2.829</b>	<b>2.161</b>

Le tableau (4.3) présente les valeurs illustrées dans la figure (4.26), et confirme l'importance de l'interaction frontale du jet

#### 4.6. Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté les principaux résultats obtenus numériquement, qu'on peut résumer par les points suivants :

- Les modèles utilisés ont permis de décrire correctement la structure globale de l'écoulement et le transfert de chaleur.
- Le chauffage des parois de la cavité n'influe pas sur la structure globale de l'écoulement.
- Une étude approfondie du transfert thermique a abouti à plusieurs corrélations du nombre de Nusselt utile pour ce type de confinement.

## *Conclusion générale*

L'investigation présentée dans cette thèse considère une étude numérique de l'écoulement d'un jet axisymétrique évoluant symétriquement dans une cavité cylindrique chauffée ouverte en amont vers le milieu ambiant. Le jet est issu d'une longue conduite qui débouche dans la cavité dont les parois sont chauffées à une température constante.

L'objectif principal de ce travail est d'effectuer :

- Une synthèse globale sur l'effet du confinement du jet dans la cavité sur la structure de l'écoulement
- Le transfert de la chaleur local et moyen entre le fluide et les parois chauffées
- Proposer des corrélations qui permettent de déduire la relation entre le transfert thermique, le nombre de Reynolds et la distance d'impact.

Cette étude est réalisée en adoptant deux modèles de la turbulence :

- Un modèle du premier ordre à deux équations du type énergie–dissipation  $k - \varepsilon$  Réalisable, basé sur le concept de la fermeture en un point
- Un modèle de second ordre le modèle des tensions de Reynolds (Reynolds Stress Model).

La résolution numérique des équations du mouvement moyen et fluctuant est réalisée par la méthode des volumes finis aux variables primitives.

En premier temps une validation a été effectuée pour la valorisation de la méthodologie adoptée pour notre travail. Les mêmes paramètres géométriques du dispositif expérimental de Benaissa. A [Ben 1985] sont choisis.

La discussion des résultats porte sur l'influence du nombre de Reynolds et celle de la distance d'impact sur les caractéristiques dynamiques, thermiques et turbulentes de l'écoulement résultant de l'interaction du jet avec la cavité.

La simulation numérique se confronte relativement bien avec les mesures des grandeurs moyennes et fluctuantes de l'écoulement. L'analyse des résultats nous a permis de conclure les points suivants qui sont tout autant confrontés à la bibliographie disponible :

- Lorsque la distance d'impact augmente, l'écoulement résultant de l'interaction s'organise comme suite :

- Au fond de la cavité se développe un tourbillon toroïdal de faible vitesse et délimitent une zone semi stagnante observée expérimentalement par Benaïssa. A [Ben 1985] et Arous. [Aro 1990] et qui est aussi confirmée récemment par une étude numérique de Zidouni. F [Zid 2009]. Cette zone apparaît à partir d'une distance d'impact  $L_f > 10d$ .
- Un écoulement principal qui délimite la zone du jet.
- Un écoulement de retour qui interagit avec l'écoulement principal en formant un gros vortex toroïdal au voisinage de la sortie du jet.

L'écoulement résultant de ce type d'interaction est stationnaire en moyenne, qui a été aussi remarqué par les visualisations expérimentale de Benaïssa. A [Ben 1985] et Arous [Aro 1990] par contre les écoulements des jets plans dans les cavités développent un écoulement oscillatoire comme déjà montré dans les travaux de Mataoui. A [Mat 2000] et Gilard [Gil 2004] et Hoang. T [Hoa 2009].

En fonction de la distance d'impact, on distingue deux types d'interaction du jet avec la cavité :

- La première classe pour les faibles distances d'impacts pour  $L_f < 6$ .
- La deuxième pour les grandes distances d'impact  $L_f > 6$ .

Cette répartition est principalement liée à la longueur de cône potentiel du jet et qui est confirmée par plusieurs travaux de la littérature.

La distance d'impact n'influe pas beaucoup sur la taille des tourbillons qui sont développés à l'intérieur de la cavité, par contre son influence est bien visible sur le transfert thermique.

- Le chauffage des parois n'a pas aucun effet sur la structure de l'écoulement ou sur le taux de transfert de chaleur.
- Plusieurs corrélations sont proposées pour le nombre de Nusselt au point d'arrêt :

$$Nu_0 = 0.65 \cdot Re^{0.77} \cdot L_f^{0.01} \quad 2 \leq L_f \leq 6$$

$$Nu_0 = Re^{0.79} \cdot \left( \frac{19 - L_f}{200} \right) \quad 6 \leq L_f \leq 12$$

- Le nombre de Nusselt moyen sur la paroi frontale :

$$\overline{Nu} = 4.6017 + (7.98 \cdot 10^{-3} (Re^{0.883})) - (3.123 \cdot 10^{-4} \cdot L_f \cdot Re^{0.883})$$

- Le Nusselt moyen total:

$$\overline{Nu} = \frac{1}{58.52 + 0.146 L_f^{2.48}} Re^{0.81}$$

- Le transfert thermique frontal dépasse nettement celui des parois latérales.

### **Perspectives :**

- Une étude expérimentale en utilisant des techniques de mesure non intrusives (PIV, LDA, la camera IR).
- La simulation des grandes échelles (LES), et la simulation numérique directe (DNS) pour une prédiction plus précise.
- Étude des effets du rapport des diamètres de la cavité.
- Étude l'effet du rayonnement thermique et la convection naturelle.
- Étude des écoulements réactifs et faire une modélisation de la combustion.

# Références

- [ANSY 14] ANSYS Help, Fluent Documentation, *Ansys 14 Users Guide*.
- [Aro 1990] Arous F. née MADI, Etude de l'interaction d'un jet d'air turbulent axisymétrique et d'une cavité cylindrique disposée de façon asymétrique, Thèse de Magister, Mécanique des Fluides, USTHB Alger, janvier (1990).
- [Ash 1996] Ashforth-frost. S and Jambunathan .k , Effect of nozzle geometry and semi-confinement on the potential core of a turbulent axisymmetric free jet, *Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol 23, No. 2, pp. 155-162, 1996*
- [Ash 1997] Ashforth-frost. S and Jambunathan. K , Numerical prediction of semi-confined jet impingement and comparison with experimental data, *International Journal For Numerical Methods In Fluids, Vol. 23, 295-306 (1 996)*
- [Bau 1991] Baughn J. W, Hechanova. A. E and Xiaojun Yan , An Experimental Study of Entrainment Effects on the Heat Transfer From a Flat Surface to a Heated Circular Impinging Jet, *Journal of Heat Transfer November 1991, vol. 113 /1023*
- [Bay 1998] Baydar E., Confined impinging air jet at low Reynolds numbers, *Experimental Thermal and Fluid Science* 19 (1999) 27-33
- [Beh1999] Behnia, M., Parneix, S., Shabany, Y., and Durbin, P. A., Numerical study of turbulent heat transfer in confined and unconfined impinging jets, *Int. J. Heat Fluid Flow, vol. 20, pp. 1-9, 1999*.
- [Ben 1981] Benhadid, S, Contribution à l'étude d'un écoulement gazeux à symétrie axiale dans une cavité cylindrique, Thèse de Docteur 3ème cycle, Mécanique des Fluides, USTHB Alger, (1981).
- [Ben 1985] Benaissa, A., Contribution à l'étude de l'évolution d'un jet d'air à symétrie axiale dans une cavité cylindrique, *Thèse de Magister, Mécanique des Fluides, USTHB, Alger, Sept. (1985)*
- [Bou 1877] J. Boussinesq. Théorie de l'écoulement Tourbillant. Mem. Présentés par Divers Savants Acad. *Sci. Inst. Fr., vol. 23, pages 46-50, 1877*.
- [Bou1982] Bouhenna, A, Contribution à l'étude d'un écoulement de fluide réel à symétrie axiale dans une cavité cylindrique, Thèse de Magister, Mécanique des Fluides, USTHB, Alger, (1982).
- [Bra 1989] Brahma R. K., Padhy I. & Pradham B., Prediction of stagnation point heat transfer for a single round jet impinging on a concave hemispherical surface, *Wärme und Stoffübertragung, 1990, vol. 26, pp. 41-48*.

- [Cha 2002] Chan T. L., Leung C. W., Jambunathan K., Ashforth-Frost S., Zhou Y. & Liu M. H., Heat transfer characteristics of a slot jet impinging on a semi-circular convex surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2002, vol. 45, pp. 993-1006.
- [Cha 2010] Chandratilleke, T. T., King, A., and Narayanaswamy, R., 2010, "Heat transfer and flow characteristics of fluid jets impinging on a surface with cavities", *Journal of Enhanced Heat Transfer (2010) (17) (3)*: 223-229 (3).
- [Cho 2000] Choi M., Yang H. S., Lee J. S. & Sohn D. K., Measurements of impinging jet flow and heat transfer on a semi-circular concave surfaces, *Journal of Heat and Mass Transfer*, 2000, vol. 43, No. 10, pp. 203-208
- [Chu 1969] Chupp R. E., Helms H. E., McFadden P. W. & Brown T. R., Evaluation of internal heat transfer coefficients for impingement-cooled turbine airfoils, *Journal of Aircraft*, 1969, vol.6, No. 3, pp. 203-208.
- [Chu 1999] Lee D. H., Chung Y. S. & Won S. Y., The effect of concave surface curvature on heat transfer from a fully developed round impinging jet, *Int. J. Heat Mass Transfer - Technical note*, 1999, vol. 42, No. 13, pp. 2489-2497.
- [Col 1996] Colucci. D. W, Viskanta R., Effect of Nozzle Geometry on Local Convective Heat Transfer to a Confined Impinging Air Jet, *Experimental Thermal and Fluid Science* 1996; 13:71-80
- [Cor 1999] Cornaro. C, A.S. Fleischer, R.J. Goldstein , Flow visualization of a round jet impinging on cylindrical surfaces, *Experimental Thermal and Fluid Science* 20 (1999) 66-78
- [Dal 1970] B. J. Daly and F. H. Harlow. "Transport Equations in Turbulence". *Phys. Fluids*. 13. 2634–2649. 1970.
- [Fen 2008] Fenot. M, E. Dorignac, J.-J. Vullierme ,An experimental study on hot round jets impinging a concave surface, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29 (2008) 945–956.
- [Fu 1987] S. Fu, B. E. Launder, and M. A. Leschziner. "Modeling Strongly Swirling Recirculating Jet Flow with Reynolds-Stress Transport Closures". *In Sixth Symposium on Turbulent Shear Flows*. Toulouse, France. 1987.
- [Gar 1965] R. Gardon et J.C. Akfirat : The role of turbulence in determining the heat transfer characteristics of impinging jets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 8:1261–1272, 1965.
- [Gar 1966] R. Gardon et J.C. Akfirat : Heat transfer characteristics of impinging two dimensional air jets. *ASME Journal of Heat Transfer*, 88:101–108, 1966.
- [Gau 1991] Gau C. & Chung C. M., Surface curvature effect on slot-air-jet impingement cooling flow and heat transfer process, *ASME Journal of Heat Transfer*, 1991, vol. 113, pp. 858-864.



- [Gib 1972] M. M. Gibson and B. E. Launder. "Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer". *J. Fluid Mech.* 86. 491–511. 1978.
- [Gil 2002] Gilard V. and Brizzi L. E., Velocity field on the vicinity of a slot jet impinging a curved wall, *Online proceeding of International symposium of laser measurements Techniques (2002)*
- [Gol 1982] Goldstein, R. J. and Behbahani, A. I. (1982). Impingement of a circular jet with and without crossflow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 25, 1377–1382.
- [Gol 1986] Goldstein, R. J., Behbahani, A. I., and Heppelmann, K. K. (1986). Streamwise distribution of the recovery factor and the local heat transfer coefficient to an impinging circular air jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 29, 1227–1235.
- [Gol 1988] Goldstein, R.J et M.E. Franchett , Heat transfer from a flat surface to an oblique impinging jet, *ASME Journal of Heat Transfer*, 110:84–90, 1988.
- [Gol 1991] Goldstein R. J. and Seol W. S., Heat transfer to a row of impinging circular air jets including the effect of entrainment, *J. Heat Mass Transfer Vol 34, No 8. pp. 2133-2147. 1991.*
- [Gori 2000] Gori F. et Bossi L., On the cooling effect of an air jet along the surface of a cylinder, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 2000, vol. 27, No. 5, pp. 667-676.
- [Gos 1974] Gosman, A.D. and Ideriah, F.J.K. 1976 TEACH-T: A General Computer Program for Two-dimensional, Turbulent Recirculating Flow. *Imperial College, Department of Mechanical Engineering Report (unnumbered), London, UK.*
- [Gra 2009] Graminho. D. R, M. J.S. de Lemos , Simulation of turbulent impinging jet into a cylindrical chamber with and without a porous layer at the bottom, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52 (2009) 680–693
- [Gun1970] Gauntner, J.W, J.N.B. Livingood et P. Hrycak : Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate. *Rapport technique, NASA, 1970.*
- [Hal 2013] Halouane Y. Mataoui A. Iachachene F. ,Turbulent heat transfer for impinging jet flowing inside a cylindrical hot cavity, *Thermal Science* 2013
- [Hal 2014] Halouane Y. Mataoui A. Iachachene F. ,Turbulent jet impinging a cylindrical hot cavity, *Heat Mass Transfer, Springer-Verlag Berlin Heidelberg* 2014
- [Han 2001] Han B. & Goldstein R. J., Jet-impingement heat transfer in gas turbine systems, *Annals of the New York Academy of Sciences*, 2001, vol. 934, pp. 147-161.
- [Kad 1981] B. Kader. Temperature and Concentration Profiles in Fully Turbulent Boundary Layers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 24, pages 1541-1544, 1981.

- [Kan 1989] Kang, H. Tao, W., Heat and mass transfer for jet impingement in a cylindrical cavity with one end open to the ambient air, *AIAA 27th Aerospace Sciences Meeting Paper 89-0173*, (1989).
- [Kar 1996] Karimipناه T (1996) ,Turbulent jets in confined spaces. *PhD Thesis, Centre for built environment. Royal Institute of Technology, Box 88, S-801 02 Gävle, Sweden.*
- [Kin 2004] King, A. J. C. and Chandratilleke, T. T., Heat transfer enhancement in impinging jets by surface modification, in *6th Electronics Packaging Technology Conf., December 2004, Singapore*, pp. 270–272, 2004
- [Kol 1942] A. N. Kolmogorov. Equations of Turbulent Motion of an Incompressible Fluid. *Izvestia Academy of Sciences, URSS ; Physics, vol. 6, pages 56-58, 1942.*
- [Lau 1972] B. E. Launder and D. B. Spalding. Lectures in Mathematical Models of Turbulence. *Academic Press, London, England. 1972.*
- [Lau 1976] Launder. B.E. (1976). 'Heat and mass transport'. In Turbulence, P. Bradshaw, (ed.), *Topics in Applied Physics, 12, Springer, 232–287.*
- [Lau 1989] B. E. Launder. "Second-Moment Closure: Present... and Future?". *Inter. J. Heat Fluid Flow. 10(4). 282–300. 1989.*
- [Lau 1989-2] B. E. Launder and N. Shima. "Second-Moment Closure for the Near-Wall Sublayer: Development and Application". *AIAA Journal. 27(10). 1319–1325. 1989.*
- [Lau 1989-3] B. E. Launder. "Second-Moment Closure and Its Use in Modeling Turbulent Industrial Flows". *International Journal for Numerical Methods in Fluids.9. 963–985. 1989.*
- [Lau1975] B. E. Launder, G. J. Reece et W. Rodi. Progress in the development of a Reynolds-Stress turbulence closure. *Journal of Fluid Mechanics, vol. 68, pages 537-566, 1975.*
- [Lee 2007] Lee C.H, K.B. Lim, S.H. Lee, Y.J. Yoon, N.W. Sung , A study of the heat transfer characteristics of turbulent round jet impinging on an inclined concave surface using liquid crystal transient method, *Experimental Thermal and Fluid Science 31 (2007) 559–565*
- [Lee1999/2] Lee D. H., Chung Y. S. & Won S. Y., The effect of concave surface curvature on heat transfer from a fully developed round impinging jet, *International Journal of Heat and Mass Transfer -Technical note, 1999, vol. 42, No. 13, pp. 2489-2497.*
- [Lee1999] Lee D. H., Chung Y. S. & Kim M. G., Turbulent heat transfer from a convex hemispherical surface to a round impinging jet, *International Journal of Heat and Mass Transfer - Technical note, 1999, vol. 42, No. 6, pp. 1147-1156.*

- [Lie 1994] Lien F. S. et M. A. Leschziner. "Assessment of Turbulent Transport Models Including Non-Linear RNG Eddy-Viscosity Formulation and Second-Moment Closure". *Computers and Fluids*. 23(8). 983–1004. 1994.
- [Liv 1973] Livingood J. N. B. & Hrycak P., Impingement heat transfer from turbulent air jets to flat plate - *A literature survey, Nasa Technical Note X-2778, 1973.*
- [Lyt 1994] Lytle, D. and Webb, B. W. (1994). Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacing. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 37, 1687–1697.
- [Mao 1996] Meola C., de Luca L. & Carlomagno G. M., Influence of shear layer dynamics on impingement heat transfer, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1996, vol. 13, pp. 29-37
- [Mar 1977] Martin H, Heat and Mass Transfer between Impinging Gas Jets and Solid Surfaces, *Advances in Heat Transfer, Volume 13, 1977, Pages 1-60*
- [McD 2000] McDaniel C. S. & Webb B. W., Slot jet impingement heat transfer from circular cylinders, *Journal of Heat and Mass Transfer*, 2000, vol. 43, pp. 1975-1985.
- [Met 1969] Metzger D. E., Yamashita T. & Jenkins C. W., Impingement cooling of concave surfaces with lines circular air jets, *ASME Journal of Engineering for Power*, 1969, pp. 149-158.
- [Moh 1993] Mohanty, A. K. and Tawfek, A. A. (1993). Heat transfer due to a round jet impinging normal to a flat surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 36, 1639–1647.
- [Nat 2014] Nath. C, Voropayev. S. I, Lord. D, and Fernando H. J. S, Offset Turbulent Jets in Low-Aspect Ratio Cavities, *ASME Journal of Fluids Engineering*. June 2014, Vol. 136 / 060911-3
- [Obo 1979] Obot N. T., Mujumdar A. S. & Douglas W. J. M., The effect of nozzle geometry on impingement heat transfer under round turbulent jet, *ASME paper No. WA/HT-53, New York, 1979.*
- [Qun 2006] Quan L (2006) Study of heat transfer characteristics of impinging air jet using pressure and temperature sensitive luminescent paint. *Ph. D. thesis, University of Central Florida, Florida, USA*
- [O'Do 2007] O'Donovan TS, Murray DB (2007) „Jet impingement heat transfer-part I: mean and root-mean-square heat transfer and velocity distributions, *Int J Heat Mass Transf* 50:3291–3301
- [Pat 1980] Patankar SV (1980), Numerical heat transfer and fluid flow. In: Series in computational methods in mechanics and thermal sciences. *Hemisphere Publication Corporation.*
- [Pra 1925] L. Prandtl. Über die ausgebildete Turbulenz. *ZAMM*, vol. 5, pages 136-139, 1925.

- [Pra 1945] L. Prandtl. Über ein neues Formsystem für die ausgebildete Turbulenz. *Nachr. Akad. Wiss. GSttingen, Math-Phys, vol. Kl, pages 6-19, 1945.*
- [Ris 1997] Risso. F, Fabre, J, Diffusive Turbulence in a Confined Jet Experiment, *J. Fluid Mech.* 337233-261, (1997)
- [Rot 1951] J. C. Rotta. Statistische Theorie nichthomogener Turbulenz. *Zeitschrift für Physik, vol. 129, pages 547-572, 1951.*
- [Sch 2008] Schiestel R , Modeling and Simulation of Turbulent Flows, *Wiley-ISTE (2008).*
- [Shi 1995] Shih T. H, W. W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, and J. Zhu, A New  $k - \varepsilon$  Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation, *Computers Fluids.* 24(3). 227–238. 1995.
- [Sho 2001] ShouShing Hsieh, JungTai Huang and HuangHsiu Tsai , Heat Transfer of Confined Circular Jet Impingement, *Journal of Mechanics, 17, pp 2938*
- [Shu 2007] Shuja, S. Z., Yilbas, B.S., Budair, M.O., Jet impingement on cylindrical cavity: Conical nozzle considerations, *Journal of Fluids and Structures* 23 (2007) 1106–1118
- [Shu 2008] Shuja, S. Z., Yilbas, B.S., Khan, S., Flow emerging from annular-conical nozzle combinations and impinging onto a cylindrical cavity, *International Journal of Thermal Sciences* 48 (2009) 975–984
- [Spa 1987] Sparrow. E. M, Xu. Z. X, and Azevedo, L. F. A. ,Heat (Mass) Transfer for Circular Jet Impingement on a Confined Disk With Annular Collection of the Spent Air, *Journal of Heat Transfer. May 1987, Vol. 109/329*
- [Spa 1992] Spalart P. et S. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. Technical Report AIAA-92-0439, *American Institute of aeronautics and Astronautics, 1992.*
- [Tab 1972] Tabakoff W. & Clevenger W., Gas turbine blade heat transfer augmentation by impingement of air jets having various configurations, *Journal of Engineering for Power, Transaction of ASME, 1972, pp. 51-60.*
- [Tan 1966] Tani I, Komatsu Y (1966) , Impingement of a round jet on a flat surface, In: Görtler H (ed) *The international congress of applied mechanics Munich.* Springer, Berlin, pp 672–676
- [Taw 1996] Tawfek, A. A. (1996). Heat transfer and pressure distributions of an impinging jet on a flat surface. *Heat and Mass Transfer* 32, 49–54.
- [Ter 2009] Terekhov, V.I. Kalinina, S.V. Mshvidobadze, Yu.M. and Sharov, K.A., 2009, " Impingement of an impact jet onto a spherical cavity. Flow structure and heat transfer", *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52 (2009) 2498–2506.

- [Vis 1993] Viskanta R., Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1993, vol. 6, pp. 111-134.
- [Vor 2011] Voropayev, S. I. Sanchez, X. Nath, C. Webb, S. and Fernando, H. J. S., Evolution of a confined turbulent jet in a long cylindrical cavity: Homogeneous fluids, *Physics Of Fluids* 23, 115106 (2011).
- [Wen 2003] Wen M.-Y. et Jang, K.-J. (2003). An impingement cooling on a flat surface by using circular jet with longitudinal swirling strips. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46, 4657–4667.
- [Wil 1998] Wilcox D.C., Turbulence modelling for cfd. 1998.
- [Wol 1969] Wolfshtein. M, The Velocity and Temperature Distribution of One-dimensional Flow with Turbulence Augmentation and Pressure Gradient, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 12. 301–318. 1969.
- [Zid 2009] Zidouni F. K., Mataoui, A. Benaïssa, A., Simulation numérique d'un jet rond turbulent impactant une cavité cylindrique, *Thèse de Magister, Energétique et Mécanique des Fluides, USTHB, Alger, 2007*.
- [Zid 2009] Zidouni F. K., Mataoui, A. Benaïssa, A., Flow Structures of a Round Jet Evolving into a Cylindrical Cavity, *International Journal of Transport Phenomena*, Vol. 11, No. 2, pp. 165-183, 2009.

# ANNEXE 1

# Turbulent jet impinging a cylindrical hot cavity

Yacine Halouane · Amina Mataoui ·  
Farida Iachachene

Received: 7 March 2013 / Accepted: 4 March 2014  
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2014

**Abstract** The possibility of improving the heat transfer is investigated numerically using finite volume method. The Reynolds number increase has a minor effect on flow structure but generates a systematic rise of Nusselt Number. The maximum heat exchange occurs when the cavity bottom is located at the potential core end. The main heat exchange occurs on the cavity bottom for every case. The stagnation Nusselt number is correlated according some problem parameters.

## List of symbols

$d$	Jet exit diameter ( $=2R_{\text{jet}}$ ) (m)
$k$	Kinetic energy of turbulence ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ )
$L_d$	Length of the pipe (m)
$L_f$	Non-dimensional distances jet exit nozzle cavity bottom ( $=x_{\text{max}}/d$ ) (–)
$Nu$	Nusselt number ( $=q_w d/\lambda \Delta T$ ) (–)
$Nu_L$	Lateral wall Nusselt number
$P$	Mean pressure (Pa)
$Pr_t$	Turbulent Prandtl
$Re$	Reynolds number ( $=U_i d/\nu$ ) (–)
$R_{\text{cav}}$	Cavity radius (m)

$r_{1/2}$	Radial coordinate corresponding to $U_{\text{max}}/2$ (m)
$T$	Temperature (K)
$U_{\text{max}}$	Maximum mean velocity (m/s)
$U_i$	Jet inlet velocity (m/s)
$\overline{u_i u_j}$	Reynolds stress component ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ )
$\overline{u_i \theta}$	The velocity–temperature correlation
$y^+$	Non-dimensional distance (–)

## Greek symbols

$\alpha$	Turbulence intensity (%)
$\beta$	Ratio of $Nu_0/Nu_{L \text{ max}}$
$\theta$	Fluctuating temperature (K)
$\varepsilon$	Dissipation rate ( $\text{m}^2/\text{s}^3$ )
$\nu_t$	Turbulent viscosity ( $\text{m}^2/\text{s}$ )
$\eta$	Dimensionless axial distance ( $=(r - R_{\text{jet}})/(R_{\text{cav}} - R_{\text{jet}})$ ) (–)
$\nu$	Kinematic molecular viscosity ( $\text{m}^2/\text{s}$ )
$\rho$	Air density ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )
$\lambda$	Thermal conductivity of air ( $\text{W}/\text{mK}$ )

## 1 Introduction

The impinging jet comprises different flow regions (i.e. the potential core region, the free jet region, the stagnation or impinging region and the wall jet region). The jet-cavity symmetrical interaction occurs on two walls simultaneously. Therefore, this problem relates to the impinging jet on one or more walls. Over the past decades, many experimental and theoretical works on the cooling of surfaces by jet interaction are performed. A number of comprehensive reviews of jet impingement on a flat plate are available in the literature [1–5]. In most applications, a turbulent jet of gas or liquid is directed to a target area. This problem is relevant to a wide range of

Y. Halouane  
Département d'Énergétique, Université M'hamed Bougara  
Boumerdes—UMBB, Boumerdes, Algérie

A. Mataoui (✉)  
Laboratoire de Mécanique des Fluides Théorique et Appliqué,  
Faculté de Physique, Université de Science et Technologie  
Houari Boumediene—USTHB, Alger, Algérie  
e-mail: mataoui\_amina@yahoo.fr

F. Iachachene  
Département de Physique, Université M'hamed Bougara  
Boumerdes—UMBB, Boumerdes, Algérie

practical applications including air conditioning, renewal of fluid inside an enclosure as the ventilation of mines, corridors or galleries, cooling electronics components, combustion chamber and the cooling of the turbine blades. Many experimental and theoretical works related to confined jets are performed in the past. Firstly, Kang and Tao [6] investigated experimentally the heat and mass transfer of an axisymmetric jet impinging a cylindrical cavity with one end open to the ambient flow. They investigated both effects of the Reynolds number  $Re$  ( $10^4 \leq Re \leq 810^4$ ) and that of the impinging distances  $L_f$  ( $1 \leq L_f \leq 4.5$ ). They have correlated the average Sherwood number versus Reynolds number by a power law ( $Sh = C Re^n$ ).

Prakash et al. [7, 8] performed a combining study by the flow visualization, Laser Doppler Velocimetry (LDV) measurements and CFD simulation of a round jet flowing inside a cylindrical cavity with porous layer. Graminho and De Lemos [9] examined the cooling of the bottom porous layer of a hot cavity by a turbulent round jet. For the applications to crude oil storage tanks in strategic study petroleum US, Voropayev et al. [10] performed an experimental study of a turbulent round jet exiting into a long cylinder. Benhadid [11] and Bouhenna [12] investigated laminar jet flowing into a cylindrical cavity.

Benaissa [13] supplemented experimental work of Bouhenna [12] by examining turbulence regime. After that Zidouni et al. [14] investigated numerically the same configuration of Benaissa [13] using the standard energy dissipation  $k - \varepsilon$  first order model. Knowing that, the plane jet flowing into a rectangular cavity may produces self-oscillations under certain conditions [15–17]. The same phenomenon may occur in the case of a slot jet impinging a curved wall [18]. The development of the oscillatory motion is due to the fact of the configuration of a jet flowing between two eddies is unstable. These self-sustained oscillations are generated by the periodic deflection of the jet axis due to the Coanda effect. Whereas, the axisymmetric jet flowing in a cylindrical cavity remains steady in average due to the three dimensional interaction [13, 14].

We used the same geometrical parameters as those of previous studies [11–14] for the isothermal case, which has motivated us to study the effect of heating the walls of the cavity on the structure of the flow and heat transfer of this type of interaction. The present paper reports the computations of a horizontal fully developed turbulent jet exiting symmetrically from a long pipe into a uniform heated cylindrical cavity. The jet axis and cavity axis are juxtaposed. The numerical predictions are performed by finite volume method using the second order one-point closure turbulence model (RSM). A schematic drawing of the configuration is sketched in Fig. 1.

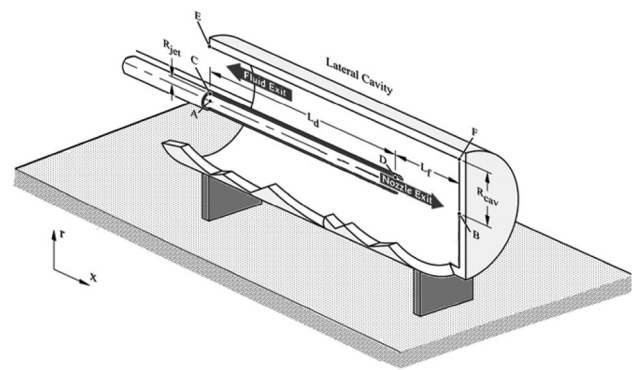


Fig. 1 Sketch of the experimental setup and computational domain

## 2 Methodology

### 2.1 Governing equations

As mentioned above, the flow remains steady in average, axisymmetric and fully turbulent. A preliminary study for the case  $L_f = 8$  confirmed the minor effect of temperature on all physical properties of the flow. The maximum temperature difference considered in this study is  $\Delta T = 60$  °C and all the calculations are carried out at high Reynolds number ( $Re > 20,000$ ). These conditions confirm the minor effect of the temperature on the physical properties of air (the density, viscosity and thermal conductivity). This problem was deepened by Xu et al. [19] and [20] whom investigated the influence of the temperature in the case of a jet impinging a hot wall for  $\Delta T > 100$  °C and a relatively low Reynolds number ( $Re < 20,000$ ). Hence, in this work, the fluid (air) may be assumed incompressible with constant thermo physical properties. The equations for the conservation of mass, momentum and energy are obtained by decomposing the primitive variables into mean and fluctuating components using the conventional Reynolds averaging. The closure of the RANS and energy equations is ensured by linear strain pressure—Reynolds stress second order turbulence model [21]. This model do not require eddy viscosity hypothesis. The Reynolds stresses's differential transport equations  $\rho \overline{u_i u_j}$  are those of the standard Reynolds stress model based on the dissipation equation  $\varepsilon$ .

The finite volume method requires the transformation of all equations can be written in the following generic transport equation form, including the terms of convection, diffusion and the source (Eq. 1):

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i \Phi) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) = S_\Phi \quad (1)$$

where  $\Phi$  may represent  $U$ ,  $V$ ,  $T$ ,  $\overline{u_i u_j}$  or  $\varepsilon$ .

$\Gamma_\Phi$  and  $S_\Phi$  are deduced for each variable  $\Phi$  from their corresponding equations (see Table 1).



**Table 1** Diffusion coefficients and source terms

Equation	$\Phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$
Continuity	1	0	0
Momentum	$U_i$	$\mu_{eff} = \mu_t + \mu$	$\left[ -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu_{eff} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \right]$
Energy	T	$\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_T}$	0
Reynolds stresses	$\overline{u_i u_j}$	$\mu \delta_{kl} + C_s \rho \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k u_l}$	$P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \varepsilon + \Phi_{ij}$
Dissipation rate	$\varepsilon$	$\mu \delta_{kl} + C_\varepsilon \rho \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k u_l}$	$\frac{k}{\varepsilon} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon)$

Where  $P_{ij}$  and  $P_k$  are the production terms, given by:

$$P_{ij} = -\rho \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \rho \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad \text{and} \quad P_k = -\rho \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (2)$$

The pressure strain correlation  $\Phi_{ij}$  equation is composed into two terms depending on the anisotropy tensor  $a_{ij}$ , mean strain rate tensor  $S_{ij}$  and vorticity tensor  $\Omega_{ij}$ .

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} \quad (3)$$

where

$$\Phi_{ij,1} = -\rho \varepsilon \left[ C_{S1} a_{ij} + C_{S2} \left( a_{ik} a_{kj} - \frac{1}{3} a_{mn} a_{mn} \delta_{ij} \right) \right] \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{ij,2} = & -C_{r1} P a_{ij} + C_{r2} \rho k S_{ij} + C_{r3} \rho k S_{ij} \sqrt{a_{mn} a_{mn}} \\ & + C_{r4} \rho k \left( a_{ik} S_{jk} + a_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} a_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right) \\ & + C_{r5} \rho k (a_{ik} \Omega_{jk} + a_{jk} \Omega_{ik}) \end{aligned} \quad (5)$$

with

$$\begin{aligned} a_{ij} = & \frac{\overline{u_i u_j}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad \text{and} \\ \Omega_{ij} = & \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

The production due to the buoyancy is neglected in this study.

The following algebraic constitutive law deduces the velocity–temperature correlation:

$$\overline{u_j \theta} = \Gamma_t \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad \text{where} \quad \Gamma_t = \frac{\nu_t}{Pr_t} \quad \text{and} \quad \nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (7)$$

The model constants are given in Table 2.

The rather significant forces of viscosity characterize the flow close to the wall, thus the high Reynolds models are not valid anymore in this area of flow. The near wall conditions are achieved using the Enhanced Wall Treatment requiring sufficient refining meshes. The length scale is defined by  $l^+ = \nu/u_\tau$  where  $u_\tau^2 = \tau_w/\rho$ ;  $\tau_w$  is the wall shear stress, and derive the normalized wall distance  $y^+ = y/l^+ = yu_\tau/\nu$ . The near wall mesh must be thinned in

**Table 2** Reynolds stress constant model

$C_\mu$	$C_\varepsilon$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 3}$	$C_{S1}$	$C_{S2}$	$C_{r1}$	$C_{r2}$	$C_{r3}$	$C_{r4}$	$C_{r5}$
0.09	0.18	1.44	1.92	1.8	0.6	0.9	0.8	0.65	0.625	0.2

order to resolve the laminar sub-layer (typically  $y^+ < 4$ ); at least 10 cells in the viscous sub-layer ( $Re < 200$ ) are required.

## 2.2 Numerical procedure

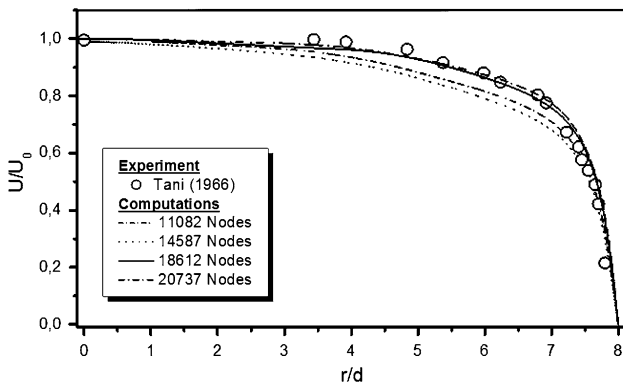
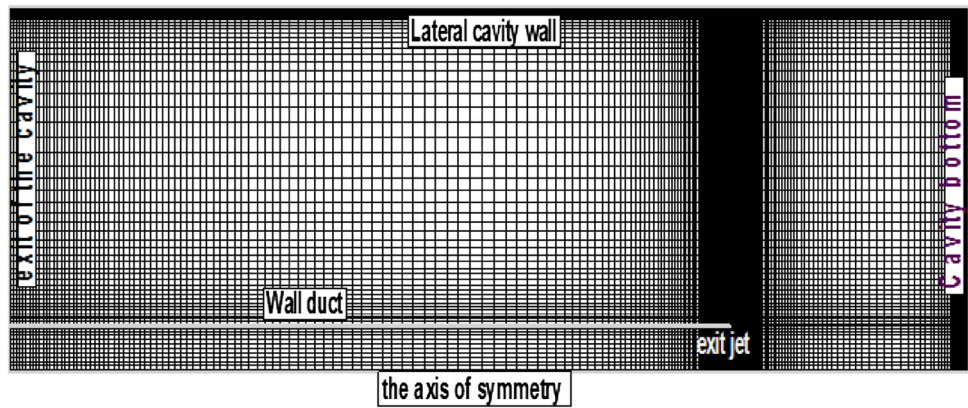
The finite volume scheme that involves integrating the governing equations about each control volume yielding discrete equations that preserve each quantity on a control volume was adapted to Eq. (1). The discretization of all equations is achieved on collocated meshes. The pressure–velocity coupling is done by SIMPLEC algorithm [22]. The POWER LAW interpolation scheme is applied for the convection–diffusion interpolation term of velocity components, temperature, Reynolds stress components and dissipation. For the pressure second order scheme is used. As usual, the source terms in the transport equations are linearized to insure the stability of the solution.

## 2.3 Geometry and grid arrangement

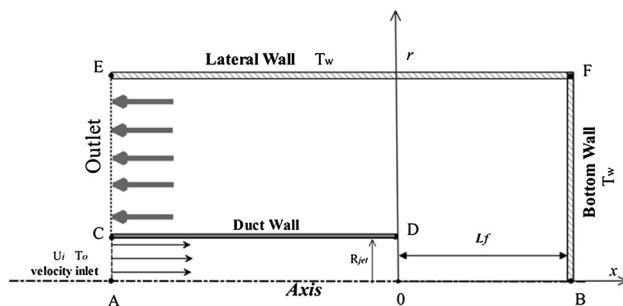
This study examines the case of a round jet evolving symmetrically into a hot cylindrical cavity. It consists of a horizontal turbulent jet exiting from a long pipe. This jet discharges into a cylindrical cavity heated at constant temperature  $T_w > T_0$  ( $T_0$  is the ambient temperature). The jet exits at  $U_0$  velocity for a given Reynolds number, constant temperature  $T_0$  and constant density  $\rho$ . The structured and not uniform grids are generated, a refinement before and after the nozzle exit are adjusted in order to describe accurately the flow entrainment. The computational domain and grid arrangement are illustrated in Fig. 2.

In addition, a grid refinement close enough to all the walls of the configuration are managed to take in account the high gradients of each variables in the viscous sub-layer. To choose the suitable grid, several grids are tested. Figure 3 shows a typical example of a test performed for  $L_f = 8$ . Figure 3, shows that the axial velocity is close to the experimental data of Tani [23] for the grids of both cases of 18,612 nodes and 20,737 nodes. However, the values of the cases of 11,082 nodes and 14,587 nodes are not in good agreement with experiment. Therefore, to save the computational time, the grid of 18,612 nodes gives a good compromise between the accuracy of the results and the time calculation. Other grids are tested for all impinging distances  $L_f$ .

**Fig. 2** Geometry and a typical mesh structure



**Fig. 3** Grid cases test (axial velocity)



**Fig. 4** Boundary conditions

2.4 Boundary conditions

The geometry and coordinate system are shown in Fig. 4. Four boundary conditions are imposed to describe accurately the flow field in the computational domain:

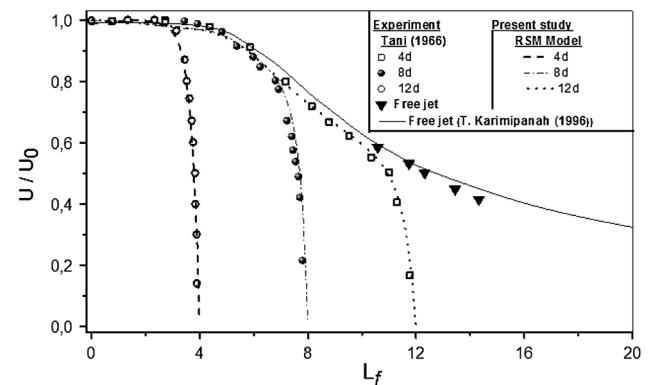
- For the inlet duct boundary AC (Fig. 4), constant values are imposed as follow:

$$U = U_i, \quad V = 0, \quad T = T_0, \quad k_i = \alpha U_i^2 \quad \text{where} \quad (8)$$

$$\alpha = 10^{-4}, \quad \varepsilon_i = \frac{k_i^{1.5}}{0.15 \cdot d}$$

**Table 3** Summary of the simulation conditions

$R_{cav}$ (cm)	$d$ (cm)	$L_d$	$L_f$	$Re$	$T_0$ (K)	$T_w$ (K)
14.5	3.7	$24d$	$2 \leq L_f \leq 12$	$2.10^4 \leq Re \leq 5.10^4$	300	360

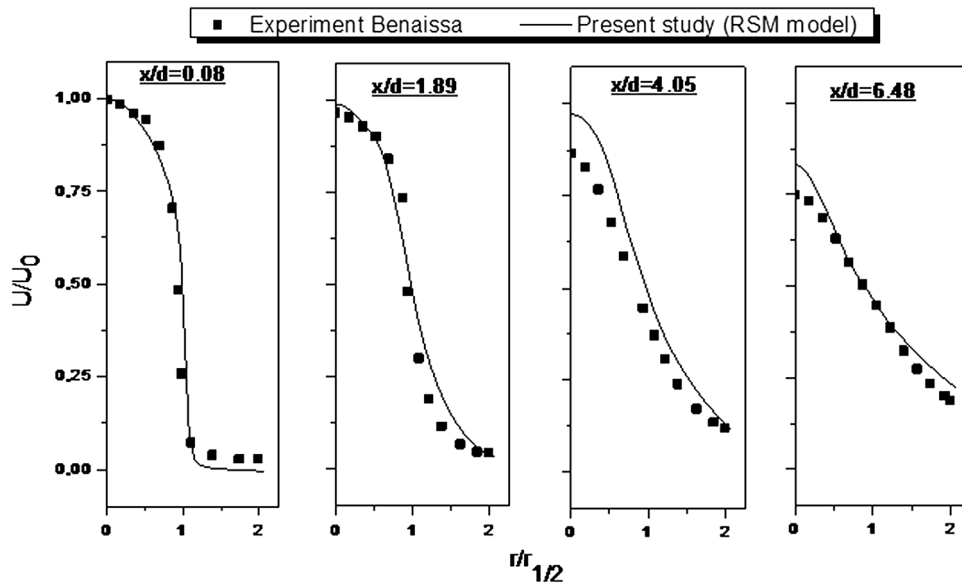


**Fig. 5** Reduced axial velocity profile along the jet axis

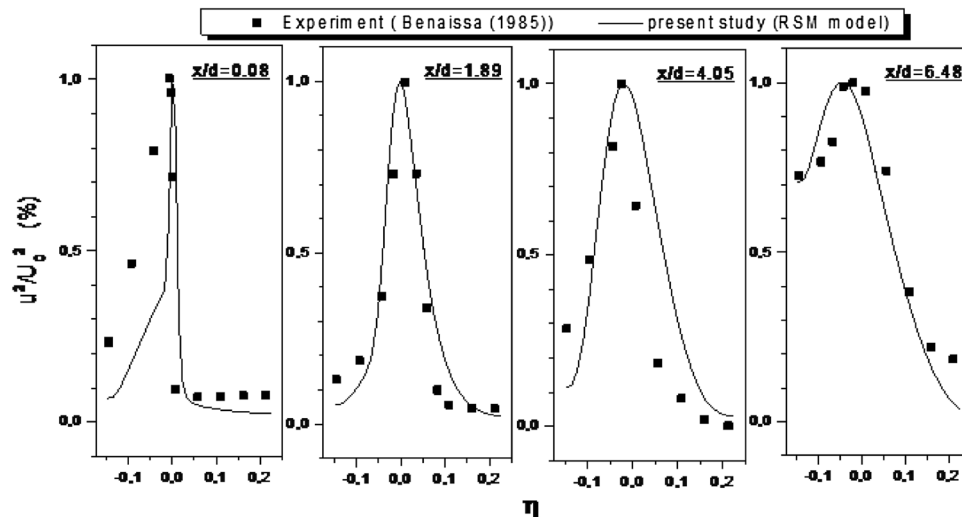
- For the walls (Fig. 4), the no-slip boundary condition is imposed for all dynamical quantities ( $U = V = \overline{u_i u_j} = \varepsilon = 0$ ), and for the temperature, the cavity heated-walls BF, FE are set at  $T_w$  such as  $T_w > T_0$ : where  $T_0$  is the ambient temperature. The duct wall CD is considered adiabatic.
- The Outflow (fully developed) boundary conditions are used at the exit CE (Fig. 4). Under the Outflow boundary conditions, the gradients of some variables along the perpendicular direction across the boundary were set to zero:

$$\left. \frac{\partial U}{\partial x} \right|_{-L_d} = \left. \frac{\partial \overline{uv}}{\partial x} \right|_{-L_d} = \left. \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial x} \right|_{-L_d} = \left. \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x} \right|_{-L_d} = \left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right|_{-L_d} = 0. \quad (9)$$

**Fig. 6** Mean axial velocity profiles for different cross sections



**Fig. 7** Reynolds stress profiles for several cross section

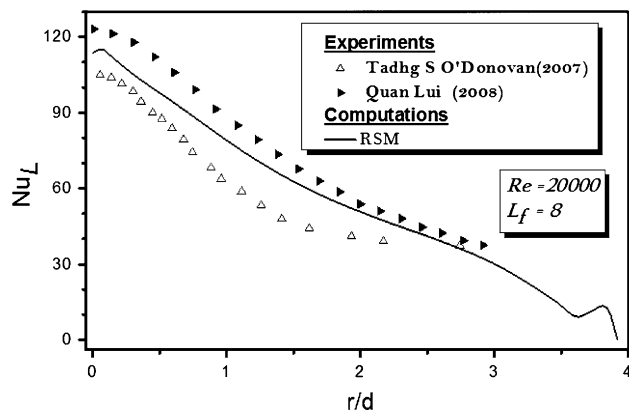


However, the radial velocity component  $V$  is deduced from the continuity equation. The relative static pressure is kept at the atmospheric pressure; and the temperature reaches the ambient value  $T_0$ .

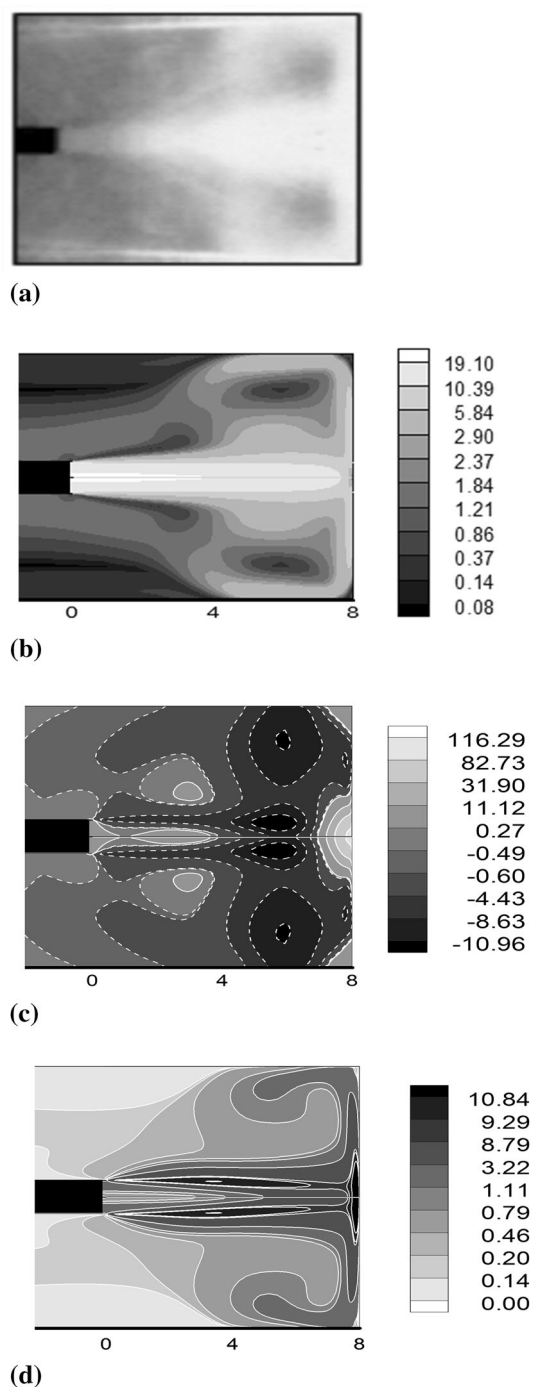
- The axis boundary conditions are used along the cavity (jet) axis AB (Fig. 4). The radial velocity component  $V$ , Reynolds stress  $\overline{uv}$  and the gradient of the other dependent variables are set to zero.

$$V = \overline{uv} = \left. \frac{\partial U}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial r} \right|_{r=0} = 0$$

(10)



**Fig. 8** Radial evolution of the local Nusselt number on the cavity bottom for  $Re = 20,000$  and  $L_f = 8$



**Fig. 9** Flow structure ( $Re = 37,400$  and  $L_f = 8$ ). **a** Velocity magnitude (m/s). **b** Visualisation (Benaissa 1985, 13). **c** Isobars (Pa). **d** Turb-Kinetic energy contours (m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>)

## 2.5 Modeling parameters

The sketch of Fig. 4 and Table 3 defines the dynamical, thermal and geometrical parameters considered in this work. The validation is achieved from the available experiment data of Benaissa [13] for a given impinging distance of eight

jet diameters ( $L_f = 8$ ). The numerical predictions investigate the influence of the impinging distance  $L_f$  and Reynolds number on the flow fields and heat transfer.

## 3 Results and discussions

The present work describes the behavior of a confined jet flowing in a heated cylindrical cavity. Both, the velocity and the temperature fields are detailed for evidencing the effect of the jet interaction on both cavity walls (cavity bottom and lateral wall). The numerical simulations are carried out for jet Reynolds number ( $Re$ ) range 20,000–50,000; and Non-dimensional impinging distances (jet-cavity bottom) range 2–12.

### 3.1 Code validation

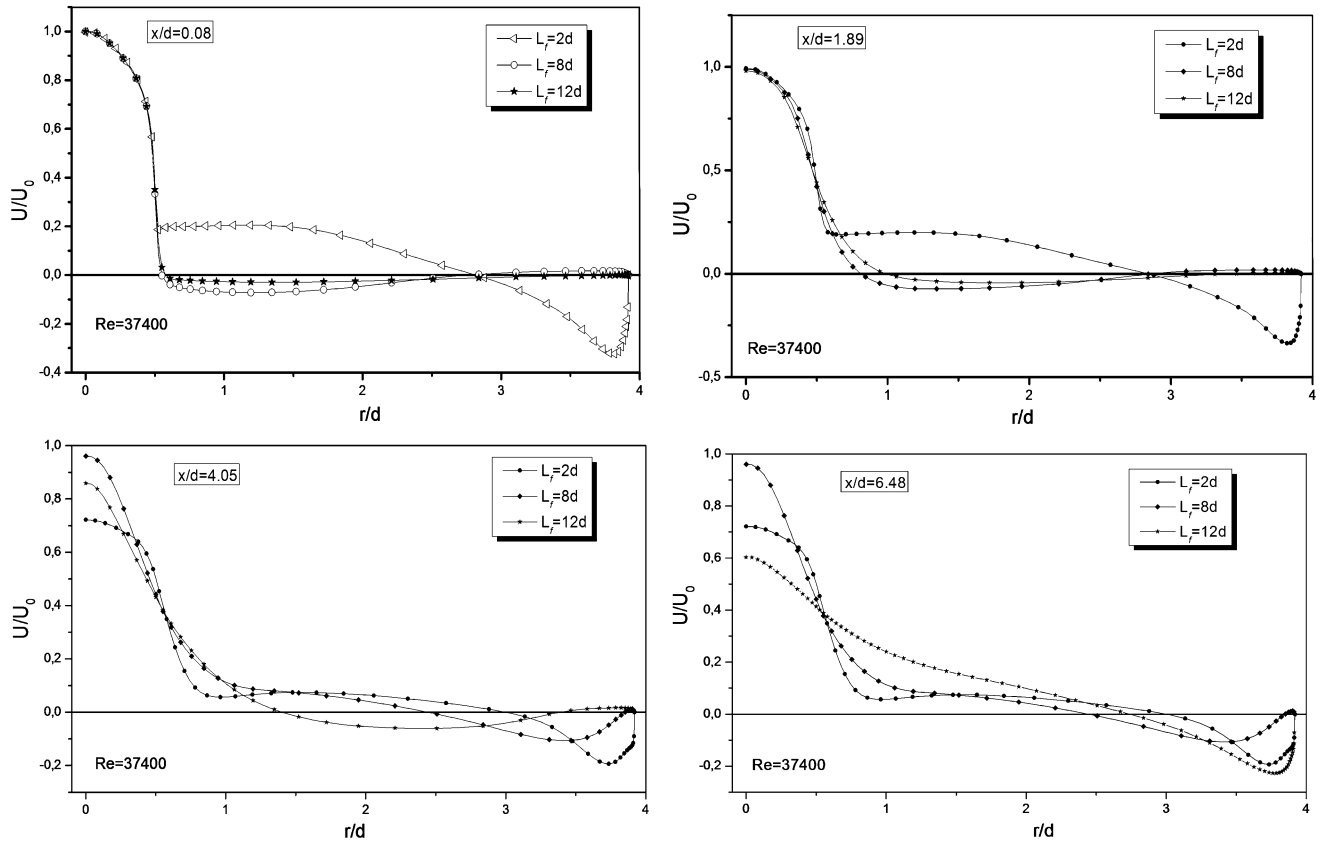
The lateral wall of the cavity has a minor effect on the centreline velocity in the region of the stagnation point, so a comparison is done with the same conditions of experimental data of Tani et al. [23] (Fig. 5). Good agreement is obtained for three impinging distances  $L_f$  ( $L_f = 4$ ,  $L_f = 8$  and  $L_f = 12$ ). To emphasize the effect of the cavity walls, the case of the free jet is computed by the present numerical technique and is reported in this figure. The experiment data of Karimipannah [24], shows the good agreement with the computations. The length of the potential core is predicted from of the centerline velocity.

The evolution of the axial the velocity (Fig. 6) is compared to its corresponding experimental values of Benaissa [13]. Four cross sections of the cavity are considered:  $x/d = 0.08$ ; 1.89; 4.06 and 6.48. It is noticed that the numerical predictions are in overall agreement with the experimental data. The Reynolds shear stress  $\overline{uv}$  evolution according to the reduced radial distance  $\eta$  is also compared to its corresponding experimental data of Benaissa [13] (Fig. 7). Maximum values are reached around  $\eta = 0$ . These first comparisons indicate that the simulation for the case  $L_f = 8$  predicts well this flow configuration. Minor discrepancies are observed between the two predictions in the areas of reverse flow, which may be explained by hot-wire measurements that are not recommended for recirculating flow.

As shows Fig. 8, a comparison with the experimental data of Quan [25] and Tadhg et al. [26] is achieved for the validation of the thermal study. It may be noted that the results of these two authors do not agree well in magnitude but they have similar shape. This discrepancy is due to the confining lateral wall and particularly the cavity corner.

### 3.2 Mean flow structure for the case $L_f = 8$

The deflection of the jet by the effect of the cavity walls is depicted in Fig. 9. This figure shows a comparison



**Fig. 10** Effect of impinging distance on axial velocity

between experimental visualisation (Fig. 9a) and computed velocity magnitude contours (Fig. 9b). Visual analysis of these two figures leads to the following remarks:

- The numerical predictions are in good agreement with the experimental visualization [13];
- The jet is deflected symmetrically toward the cavity lateral wall and is attached to the cavity bottom. Within the cavity bottom a toroidal eddy is evidenced by these figures.
- When the jet impinges the cavity bottom, a reverse flow occurs. The deflection produces a high-pressure area near the wall, and a low negative pressure zones in the region where the jet flows undergo strong curvature effects by  $180^\circ$  deflection (Fig. 9c). The main pressure maximum at the bottom is observed at the stagnation zone in addition to that two smaller secondary maxima occur on each cavity corner corresponding to the lateral vortices. The turbulent kinetic energy contours are given in Fig. 9d. Maximum values are observed near the cavity bottom wall, and a second energetic bubbles are developed in the region of the two lateral eddies on both sides of the jet.

### 3.3 Effect of impinging distance

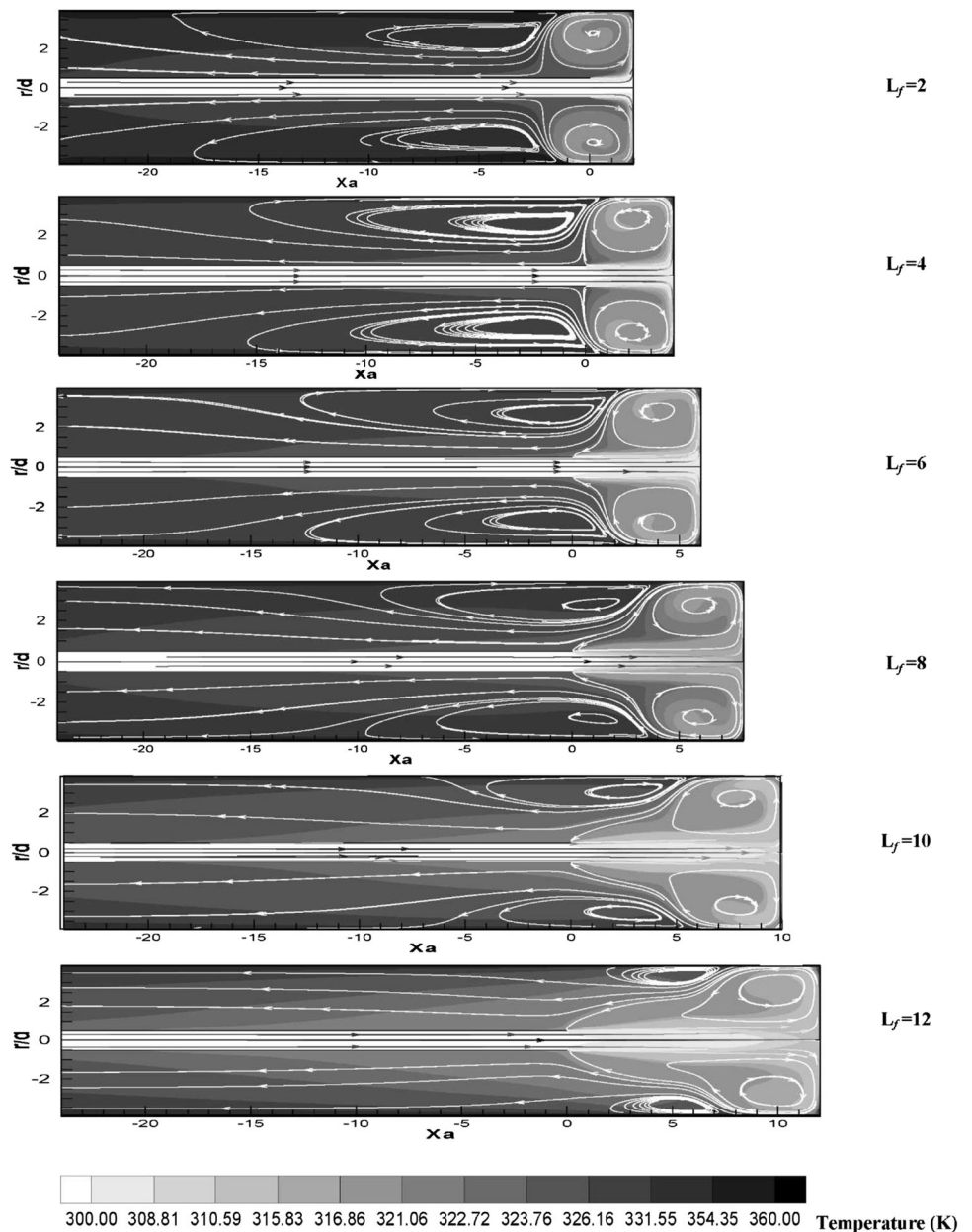
Figure 10, shows the influence of the impinging distance  $L_f$  on the axial velocity profiles across several perpendicular sections at  $Re = 37,400$ . For short impinging distances  $2 \leq L_f \leq 8$ , the jet impinges the cavity bottom and exits in the opposite direction. The reverse flow is evidenced by negative values of the axial velocity. This figure confirms that the behavior of the case of short impinging distance where the cavity bottom is located within the potential core of the jet ( $L_f = 2$ ), is somewhat different from the cases where the cavity bottom is located outside the potential core of the jet ( $L_f = 8$  or  $12$ ).

### 3.4 Thermal study

For the thermal fields, the effect of impinging distance  $L_f$  is investigated through the isotherm contours and Nusselt number distributions. The isotherms closely follow the streamlines patterns for each impinging distance (Fig. 11). The effect of impinging distance and Reynolds number on the local Nusselt number is examined within the cavity bottom for each impinging distance cases (Fig. 12). It is clear that the maximum Nusselt number corresponds to the



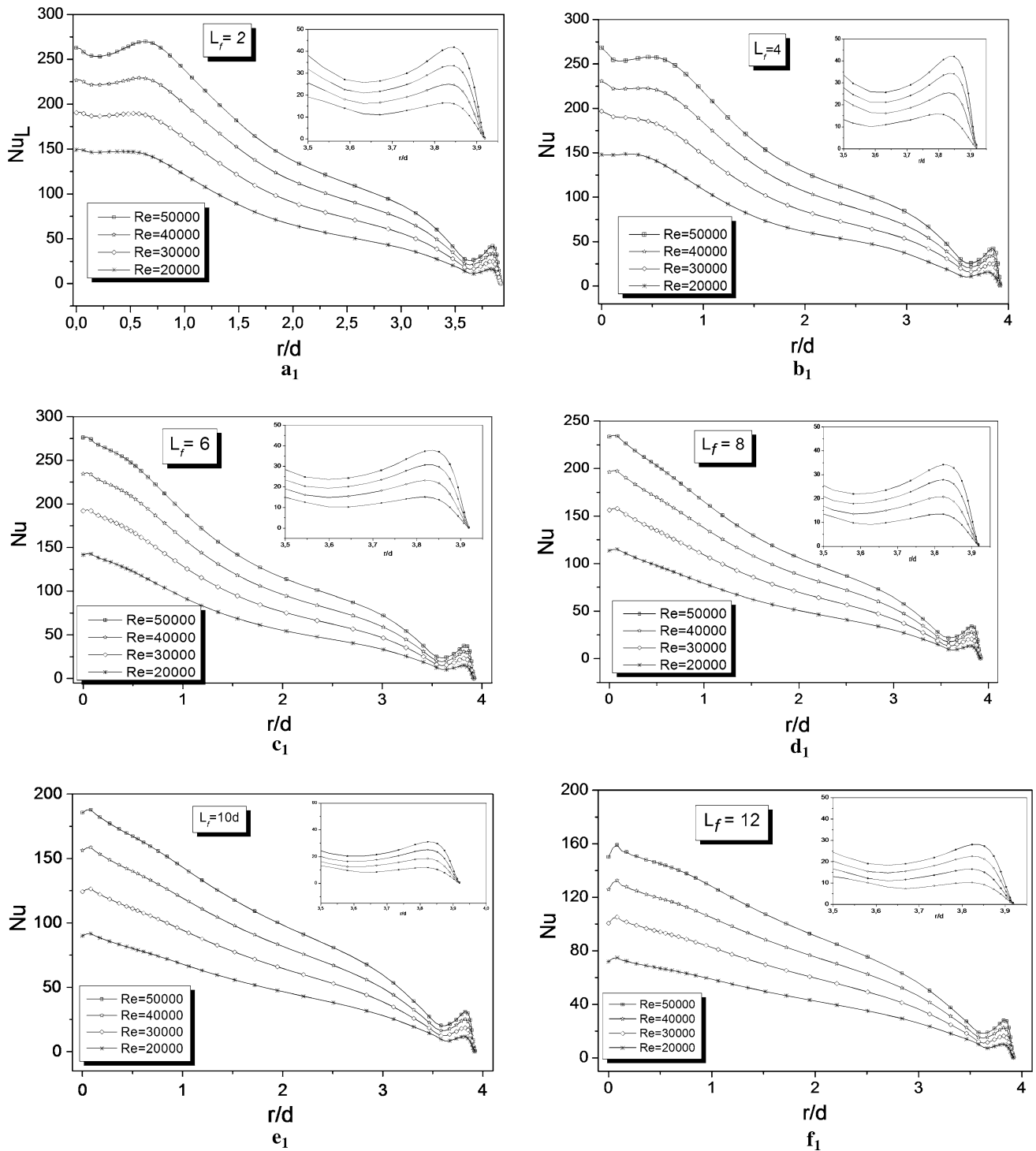
**Fig. 11** Effect of impinging distance on the isotherm and streamlines contours



stagnation point of the jet, after that it presents a small inflection which is more evidenced by the increasing of the Reynolds number. In addition another maximum appears at the cavity corner. The presence of a maximum of transfer at the stagnation point is due to the existence of a quasi-uniform axial velocity profile in this region as shows Fig. 4. For  $L_f > 4$ , one notes the disappearance of the inflection point, which is confirmed in the literature. An optimum value of the Nusselt number for the case  $L_f = 6$  (Fig. 13) is also evidenced in this study, corresponding to that of the jet impinging perpendicularly a hot wall. This result is expected because the ratio between the cavity and jet diameters is of 7.83, ( $2R_{cav}/d = 7.83$ ), corresponding to

a small lateral confinement since cavity diameter is superior to the potential core length of  $6d$ . Thus, heat transfer over the lateral cavity wall is lesser than that of the cavity bottom. The maximum is reached at the cavity corner and has a value substantially equal than that of the cavity bottom in the same area (the cavity corner) (Fig. 13).

The ratio between the maximum Nusselt of the lateral wall and stagnation Nusselt of the cavity bottom is defined by the parameter  $\beta$ . Figure 14a, b illustrate the evolution of  $\beta$  versus Reynolds number, corresponding to the jet potential core area and the developed region respectively. These figures confirm the main effect of the cavity bottom, because  $\beta > 1$  for all cases. For

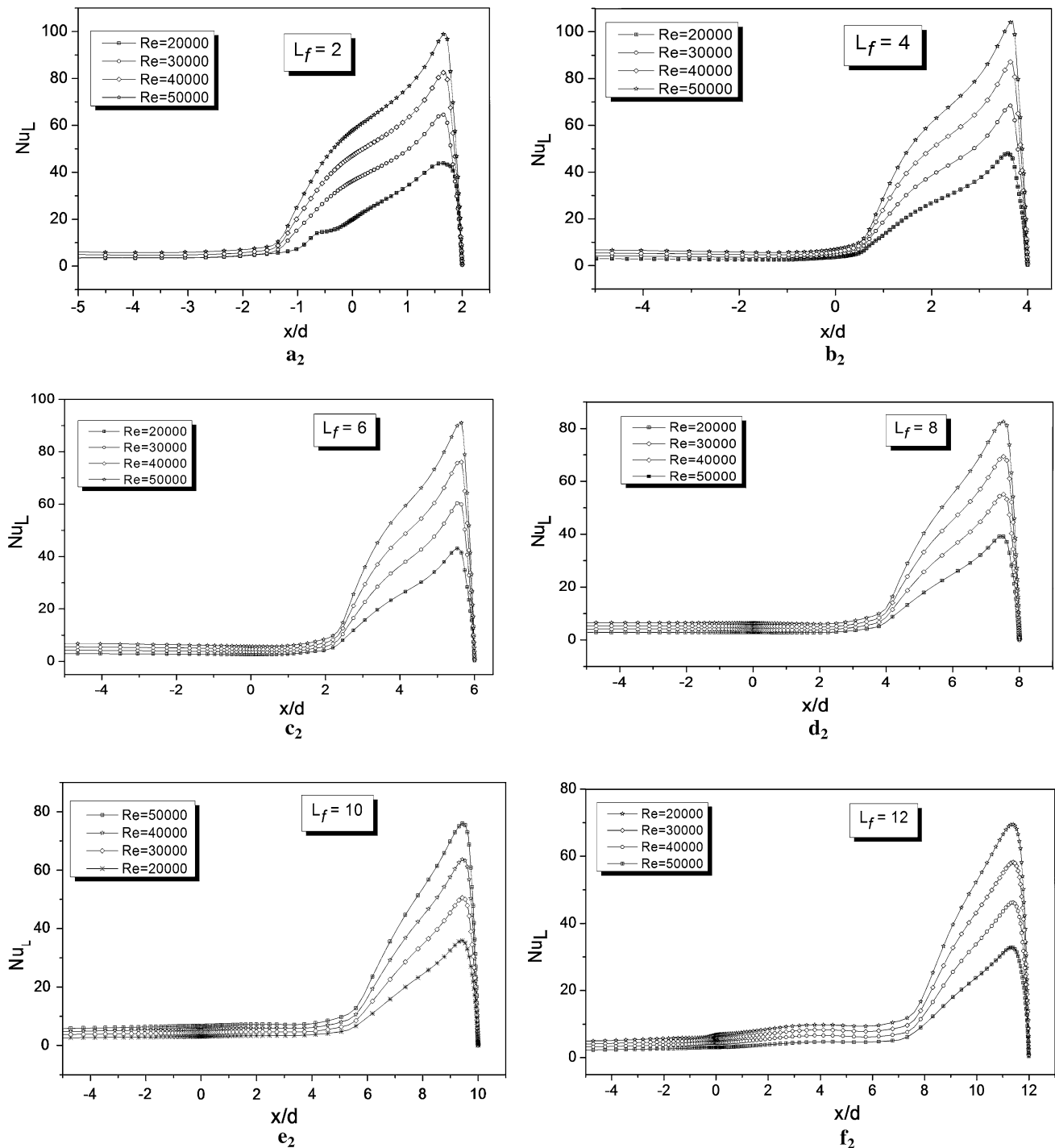


**Fig. 12** Local Nusselt number evolution along the bottom wall: effect of Reynolds number ( $2 \leq L_f \leq 12$ )

somewhat large impinging distances ( $L_f \geq 6$ ),  $\beta$  is almost constant and decreases for small distances ( $L_f < 6$ ). This phenomenon is due to the two the secondary maximum of local Nusselt for short impinging distances, due to the development of the shear layers of

the jet and quite large ratio between cavity and jet diameters.

- The Figs. 12 and 13 confirm that the increase in the Reynolds number leads to an enhancement of the heat



**Fig. 13** Local Nusselt number along the lateral wall: effect of Reynolds number ( $2 \leq L_f \leq 12$ )

transfer. This evolution is completely expected because  $Nu$  is determined from the mean temperature gradient, knowing that the energy equation is governed by a convection–diffusion terms (Table 1).

- The stagnation Nusselt number is correlated according with the problem parameters  $Nu_0 = f(L_f, Re)$  for two ranges of impinging distances  $L_f \geq 6$  and

$L_f \leq 6$  (Fig. 15). The potential core end is reached at the point where boundary layer growth on the surface, meets the shear layer expansion on the free boundary. The flow downstream of the core becomes fully developed. This correlation highlights the behavior of heat transfer of each zone of the jet (potential core and developed region).



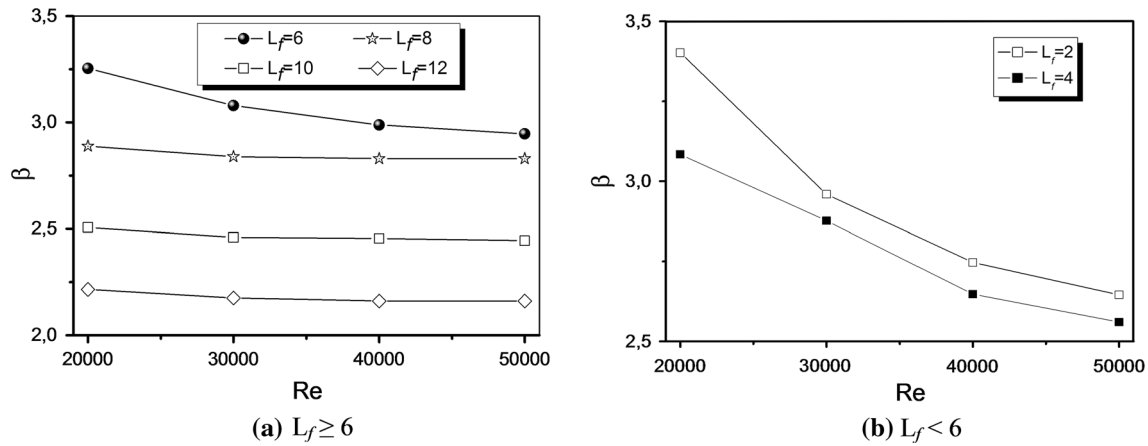


Fig. 14 Ratio between the cavity Nusselt numbers

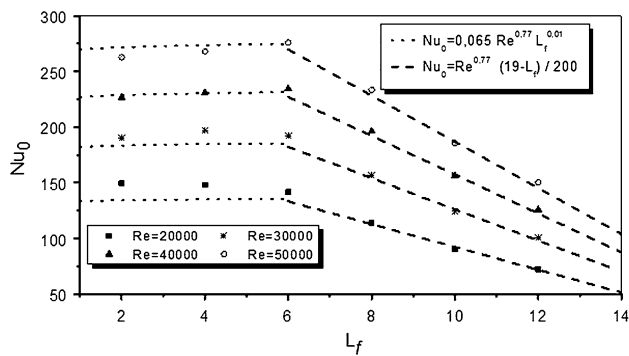


Fig. 15 The stagnation point Nusselt number at the bottom wall of the cavity

$$\text{Potential core } (2 \leq L_f \leq 6) : Nu_0 \simeq 0.065 L_f^{0.01} Re^{0.772} \quad (11a)$$

$$\text{Developed region } (6 \leq L_f \leq 12) : Nu_0 = \frac{19 - L_f}{200} Re^{0.772} \quad (11b)$$

#### 4 Conclusion

The interaction of an axisymmetric turbulent jet with a cylindrical hot cavity is investigated numerically using the Reynolds Stress Model (RSM). This configuration is of a somewhat large lateral confinement (Diameter cavity  $\approx 4d$ ). The effects of Reynolds number and impinging distance on the flow fields and heat transfer are deepened. A non-oscillatory and steady regime flow is found for all the impinging distance. In the range of Reynolds number investigated in this paper, an increase of Reynolds number has a minor effect on the overall

flow structure but produces a systematic rise of Nusselt number on the cavity walls. The maximum heat transfer occurs on the bottom of the cavity, confirming the minor effect of the cavity lateral wall. The maximum local heat exchange between the cavity bottom and the flow occurs for  $L_f = 6$ . Two correlations are proposed for two ranges of impinging distances.

#### References

- Gaunter JW, Livingood JNB, Hrycak P (1970) Survey of literature on flow characteristic of a single turbulent jet impinging on a flat plate. NASA TN D-5652
- Jones WP, Launder BE (1972) The prediction of laminarization with a two equations model of turbulence. *Int J Heat Mass Transf* 15:301
- Launder BE, Spalding DB (1974) The numerical of computation of turbulent flows. *Comput Methods Appl Mech Eng* 3:269
- Cooper D, Jackson DC, Launder BE, Liao GX (1993) Impinging jet studies for turbulence model assessment: flow-field experiments. *Int J Heat Mass Transf* 36:2675–2684
- Amano RS, Brandt H (1984) Numerical study of turbulent axisymmetric jets impinging on a plate and flowing into an axisymmetric cavity. *J Fluid Eng* 106:410–417
- Kang H, Tao W (1989) Heat and mass transfer for jet impingement in a cylindrical cavity with one end open to the ambient air. In: AIAA 27th aerospace sciences meeting paper, pp 89–0173
- Prakasha M, Turan ÖF, Yuguo L, Mahoney J, Thorpe GR (2001) Impinging round jet studies in a cylindrical enclosure with and without a porous layer: part I—flow visualisations and simulations. *Chem Eng Sci* 56:3855–3878
- Prakasha M, Turan ÖF, Yuguo L, Mahoney J, Thorpe GR (2001) Impinging round jet studies in a cylindrical enclosure with and without a porous layer: part II—LDV measurements and simulations. *Chem Eng Sci* 56:3879–3892
- Graminho DR, De Lemos MJS (2009) Simulation of turbulent impinging jet into a cylindrical chamber with and without a porous layer at the bottom. *Int J Heat Mass Transf* 52:680–693
- Voropayev SI, Sanchez X, Nath C, Webb S, Fernando HJS (2011) Evolution of a confined turbulent jet in a long cylindrical cavity: homogeneous fluids. *Phys Fluids* 23:115106

11. Benhadid S (1981) Contribution à l'étude d'un écoulement gazeux à symétrie axiale dans une cavité cylindrique. Thèse de Docteur 3ème cycle, Mécanique des Fluides, USTHB Alger
12. Bouhenna A (1982) Contribution à l'étude d'un écoulement de fluide réel à symétrie axiale dans une cavité cylindrique. Thèse de Magister, Mécanique des Fluides, USTHB, Alger
13. Benaissa A (1985) Contribution à l'étude de l'évolution d'un jet d'air à symétrie axiale dans une cavité cylindrique. Thèse de Magister, Mécanique des Fluides, USTHB, Alger
14. Kendil FZ, Mataoui A, Benaissa A (2009) Flow structures of a round jet evolving into a cylindrical cavity. *Int J Transp Phenom* 11(2):165–183
15. Shakouchi T, Suematsu Y, Ito T (1982) A study on oscillatory jet in a cavity. *Bull JSME* 25(206):1258–1265
16. Mataoui A, Schiestel R, Salem A (2001) Flow regimes of interaction of a turbulent plane jet into a rectangular cavity: experimental approach and numerical modeling. *J Flow Turbul Combust* 67(4):267–304
17. Mataoui A, Schiestel R (2009) Unsteady phenomena of an oscillating turbulent jet flow inside a cavity: effect of aspect ratio. *J Fluids Struct* 25:60–79
18. Gilard V, Brizzi LE (2002) Velocity field on the vicinity of a slot jet impinging a curved wall. In: Online proceeding of international symposium of laser measurements techniques (2002)
19. Peng XU, Mujumdar AS, Poh HJ, Yu B (2010) Heat transfer under a pulsed slot turbulent impinging jet at large temperature differences. *Thermal Sci* 14(1):271–281
20. Peng X, Qiu S, Yu MZ, Qiao X, Mujumdar AS (2012) A study on the heat and mass transfer properties of multiple pulsating impinging jets. *Int Commun Heat Mass Transf* 39:378–382
21. Launder BE, Reece GJ, Rodi W (1975) Progress in the developments of a Reynolds-stress turbulence closure. *J Fluid Mech* 68:537–566
22. Patankar SV (1980) Numerical heat transfer and fluid flow. In: Series in computational methods in mechanics and thermal sciences. Hemisphere Publication Corporation
23. Tani I, Komatsu Y (1966) Impingement of a round jet on a flat surface. In: Görtler H (ed) The international congress of applied mechanics Munich. Springer, Berlin, pp 672–676
24. Karimipannah T (1996) Turbulent jets in confined spaces. PhD Thesis, Centre for built environment. Royal Institute of Technology, Box 88, S-801 02 Gävle, Sweden
25. Quan L (2006) Study of heat transfer characteristics of impinging air jet using pressure and temperature sensitive luminescent paint. Ph. D. thesis, University of Central Florida, Florida, USA
26. O'Donovan TS, Murray DB (2007) Jet impingement heat transfer—part I: mean and root-mean-square heat transfer and velocity distributions. *Int J Heat Mass Transf* 50:3291–3301

# ANNEXE 2

## TURBULENT HEAT TRANSFER FOR IMPINGING JETFLOWINGINSIDE A CYLINDRICAL HOT CAVITY

Yacine HALOUANE\*, Amina MATAOUI\*\*,§, Farida IACHACHENE\*\*

\*Département énergétique, faculté des sciences de l'ingénieur UMBB, Boumerdes, Algérie

\*\*laboratoire de mécanique des fluides théorique et appliquée, faculté de physique Université de Science et Technologie Houari Boumediene -USTHB, Alger, Algérie

§ Correspondence author. Fax: +213 21 24 75 73, Email: mataoui\_amina@yahoo.fr

*Convective heat transfer from an isothermal hot cylindrical cavity due to a turbulent round jet impingement is investigated numerically. Three-dimensional turbulent flow is considered in this work. The Reynolds stress second order turbulence model with wall standard treatment is used for the turbulence predictions the problem parameters are the jet exit Reynolds number, ranging from  $2 \times 10^4$  to  $10^5$  and the normalized impinging distance to the cavity bottom and the jet exit  $L_f$ , ranging from 4 to 35. The computed flow patterns and isotherms for various combinations of these parameters are analyzed in order to understand the effect of the cavity confinement on the heat transfer phenomena. The flow in the cavity is divided into three parts, the area of free jet, and the area of the jet interaction with the reverse flow and the semi-quiescent flow in the region of the cavity bottom. The distribution of the local and mean Nusselt numbers along the cavity walls for above combinations of the flow parameters are detailed. Results are compared against to corresponding cases for impinging jet on a plate for the case of the bottom wall. The analysis reveals that the average Nusselt number increases considerably with the jet exit Reynolds number. Finally, it was found that the average Nusselt number at the stagnation point could be correlated by a relationship in the form  $\overline{Nu} = f(L_f, Re)$ .*

**Keywords.** Round Jet, Cylindrical Cavity, Turbulence, Thermal effect, Finite Volume Method, Nusselt number.

### 1. Introduction

Impingement flows are extensively used for heating, cooling, and drying processes in different industrial applications. Impinging jets are used in paper and textile industries, the thermal treatment of materials, cooling of electronic components and turbine blades, and drying of continuous sheets of materials, etc. Some applications of dehydration by impinging jets are include in manufacturing of printed wiring boards, production of foodstuffs, de-icing of aircraft wings, annealing of metal sheets, tempering of glass, etc.

Although, numerous studies were conducted for jets impingement, it remains an active domain of research. Polat et al [01] published a comprehensive review on the numerical analysis of impinging jet flow and heat transfer before 1989.

Impinging jets onto a cavity are extremely complex flow configurations, where several interactions can occur on many surfaces simultaneously. Analysis of turbulent jet impingement on cavity is characterized by strong streamline curvature, entrainment, flow recirculation, pressure gradient, and

boundary layer development on several impingement surfaces. Relatively few studies that have reported on the flow field and heat transfer characteristics due to an impinging jet with a cavity even though there are many engineering applications of such flow and heat transfer process.

This configuration was usually used in many industrial devices. It can simulate the ventilation of mines, the injection of fuel into the combustion chambers. There are many works published on this subject where the effect of the cavity shape and the jet location were examined. V. Gilard and LE Brizzi (2002-2006) [02-03] studied experimentally the behavior of a plane jet of thickness  $d$ , flowing into a cylindrical cavity provided with a hemispherical bottom. They used for the visualization and the measurements of the flow fields, the PIV technique. M. Choi et al (2000) [04] present an experimental study of fluid flow and heat transfer of cooling by an impinging jet on to a semi-circular concave surface. The distributions of the mean velocity and fluctuations were measured within the free jet region, the impinging region and the wall jet flow region by using Laser Doppler Anemometer technique. Local Nusselt numbers have also been computed in this work.

S.Z. Shuja et al (2007-2009) [05/06/07] studied a flow exiting from a combination of conical and annular nozzles impinging a hot cylindrical cavity. They have examined the effects of the external angle of annular nozzle and the jet exit velocity on the flow interaction. The heat transfer and skin friction coefficients within a conical cavity are also illustrated in another study of these authors, where they presented the effect of nozzle shape, cavity diameter and cavity depth, on the flow structure and heat transfer rates. V.I.Terekhov et al. (2009) [08] studied experimentally the heat transfer and the flow field generated by a turbulent jet impinging a spherical cavity. D.W. Colucci and R. Viskanta (1996) [09] considered the effects produced by a hyperbolic nozzle of a confined impinging air jet on the local heat transfer coefficient by thermo chromatic liquid-crystal technique. T.Jeng and S.Tzeng (2005)[10] investigated numerically an impinging confined slot jet for the cooling of porous metallic foam heat sink. Mataoui et al. (2001-2009) [11-12] have investigated experimentally and numerically using two scales turbulence model the case of a turbulent plane jet flowing into a rectangular cavity. The effect of the jet unsteadiness was detailed depending on the jet location inside the cavity. J.E. Jaramillo et al (2012)[13] have tested numerically the case of a confined plane jet impinging a flat plate. They used the results obtained by a direct numerical simulation DNS of previous study to improve the performance of several Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) models. N.J. Lawson et al (2005)[14] have presented a technique for the control of the jet oscillation in a thin rectangular cavity, by subjecting perpendicularly another jet to the main jet through the lateral cavity wall. This study was conducted experimentally and numerically by 2D and 3D simulation. R. Schwarzer et al. (2008) [15] have made a combined experimental and numerical study of a turbulent round jet submerged in a rectangular cavity. H. Kang and W. Tao (1989) [16] have studied experimentally the heat and mass transfer of an axisymmetric jet impinging a cylindrical cavity with one end open to the ambient flow for the jet Reynolds number range of  $10^4$  to  $8 \times 10^4$ , and the dimensionless impinging distance between the jet exit and the cavity bottom  $S/d$  range from 1 to 4.5; F. Risso and J. Fabre (1997) [17] carried out an experimental study of an hydrodynamic jet confined in a vertical cylindrical cavity, open in its upper part. E. Baydar and Y. Ozmen(2005) [18] conducted an experimental and numerical study for deepen the flow of a confined jet impinging perpendicularly the upper surface of the cavity. The mean velocity, turbulence intensity and pressure distributions in the stagnation zone were determined for Reynolds numbers ranging from 30,000 to 50,000 and for the dimensionless impinging distance between 0.2 and 6. Mahesh Prakash et al (2001-2001)[19/20] have presented a comparative study between the experiment of visualization, the

measurements by Laser Doppler Velocimetry (LDV) and the CFD simulation of a round jet flowing in a cylindrical cavity with a porous layer. D.R. Graminho and M.J.S. De Lemos (2009) [21] have examined the influence of the presence of a porous layer at the bottom of a hot cavity cooled by a turbulent round jet. F. Z. Kendil, A. Mataoui and A. Benaissa (1985-2009) [22-23] have achieved an experimental and a numerical study of a turbulent axisymmetric round jet flowing inside a cylindrical cavity open upstream, for Reynolds numbers ranging between 22000 and 50000. The distance between the jet exit and the cavity bottom,  $L_f$  is varied from 2 to 30 jet diameters. The flow velocity field was measured using hot wire anemometry. The computations were achieved using the standard k- $\epsilon$  model combined to the wall functions. Tilak T. Chandratilleke et al (2010)[24] have proposed a new technique for improving the cooling of a hot surface by a coaxial jet directed to the surface of a cylindrical cavity. S. I. Voropayev et al. (2011) [25] have realized an experimental study of a turbulent round jet located in a long cylinder for the applications to crude oil storage tanks in strategic petroleum U.S.

In the present paper, the case of a round jet impinging perpendicularly a hot cylindrical cavity is investigated numerically using the Reynolds Stress Model (RSM) coupled to the logarithmic wall function for the wall treatment. The jet exits from a long horizontal pipe in a cylindrical hot cavity. The radius of the pipe and the cavity are respectively  $R_{jet}$  and  $R_{cav}$ . The configuration is sketched in Figure1. For the validation, the flow field are compared to the measurements of A.Benaissa (1985) [22] for the case  $L_f=8d$ . The purpose of this paper is to investigate the thermal study and to examine the phenomenon for different values of the impinging distance ( $4 \leq L_f \leq 35$ ).

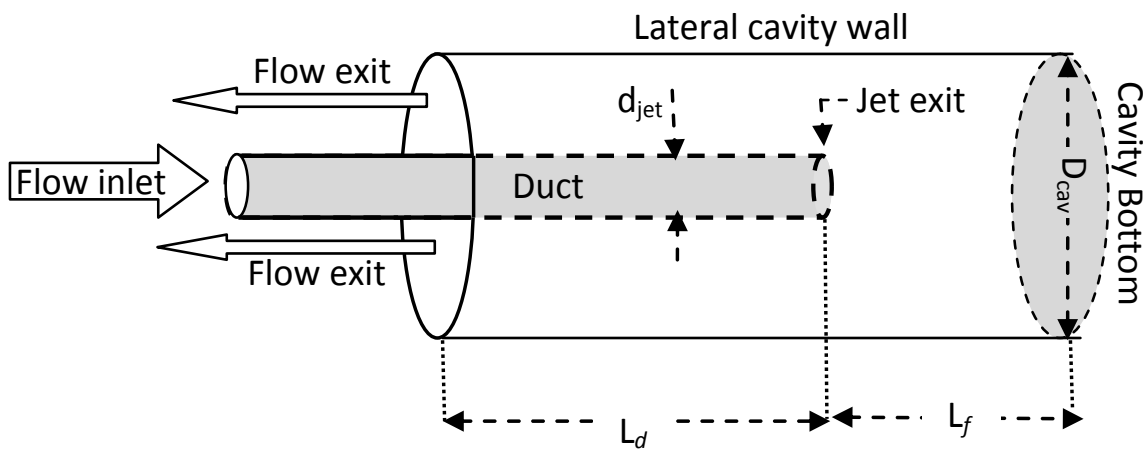


Figure 1. Geometry and computational domain

## 2. Numerical modeling and computational methodology

### 2.1. Modeling of flow field and heat transfer

The flow is assumed steady in average, turbulent and axisymmetric. The fluid is incompressible with constant thermo physical properties. The SRANS (Steady Reynolds Average Navier Stokes) equations coupled to the averaged energy equation of the turbulent compressible flows are written as follow:

- The mass equation

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

- The momentum equation

The Reynolds averaged momentum equations (eq.2) are:

$$\frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( P + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho u_i u_j}) + S_{Mi} \quad (2)$$

Where P is the static pressure,  $S_{Mi}$  is the sum of body forces. This equation is coupled to second order RSM turbulence model. Second order models are based on transport equations for every component of the Reynolds stress tensor and the dissipation rate. These models do not use the eddy viscosity hypothesis, but solve an equation for the transport of Reynolds stresses. Algebraic Reynolds stress models solve algebraic equations for the Reynolds stresses; Launder (1975), whereas differential Reynolds stress models solve differential transport equations individually for each Reynolds stress component. The exact production term and the inherent modeling of stress anisotropies theoretically make Reynolds Stress models more suited to complex flows. In the differential stress model, a separate transport equation must be solved for each of the six Reynolds stress components of  $\overline{\rho u_i u_j}$ . The standard Reynolds stress model is based on dissipation  $\varepsilon$  equation.

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (\rho U_k \overline{u_i u_j}) - \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \left( \mu \delta_{kl} + C_s \rho \frac{k}{\varepsilon} \right) \frac{\partial (\overline{u_i u_j})}{\partial x_l} \right) = P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \varepsilon + \Phi_{ij} \quad (3)$$

Where  $P_{ij}$ , the production term is given by (eq.4):

$$P_{ij} = \overline{\rho u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{\rho u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad (4)$$

$\Phi_{ij}$  is the pressure strain correlation. This term can be separated into two parts:

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} \quad (5)$$

Where  $\Phi_{ij,1}$  is the ‘slow’ term, also known as the return-to-isotropy term, and  $\Phi_{ij,2}$  is called the ‘rapid’ term.

As the turbulence, dissipation appears in the individual stress equations, an equation for  $\varepsilon$  is then required. This later is given by equation 6:

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_k \varepsilon)}{\partial x_k} = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon + C_{\varepsilon 1} P_{\varepsilon b}) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \left( \mu \delta_{kl} + C_\varepsilon \rho \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_k u_l} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_l} \right] \quad (6)$$

There are three version of the standard Reynolds stress models based on the  $\varepsilon$ -equation developed by Launder, Reece and Rodi (1975)[26]. These are called as LRR-IP, LRR-QI and SSG. For the LRR-IP and LRR-QI models, the pressure-strain correlation is linear; ‘IP’ stands for Isotropization of Production and is the simplest of the three models. The SSG model was developed by Speziale, Sarkar and Gatski (1991) [27] uses a quadratic relation for the pressure-strain correlation. The pressure-strain correlations have a following form depending on the anisotropy tensor  $a_{ij}$ , the mean strain rate tensor  $S_{ij}$  and vorticity tensor  $\Omega_{ij}$ .

$$\Phi_{ij,1} = -\rho \varepsilon \left[ C_{S1} a_{ij} + C_{S2} \left( a_{ik} a_{kj} - \frac{1}{3} a_{mn} a_{mn} \delta_{ij} \right) \right] \quad (7)$$

$$\Phi_{ij,2} = -C_{r1}Pa_{ij} + C_{r2}\rho k S_{ij} + C_{r3}\rho k S_{ij}\sqrt{a_{mm}a_{mm}} + C_{r4}\rho k \left( a_{ik}S_{jk} + a_{jk}S_{ik} - \frac{2}{3}a_{kl}S_{kl}\delta_{ij} \right) + C_{r5}\rho k (a_{ik}\Omega_{jk} + a_{jk}\Omega_{ik}) \quad (8)$$

Where

$$a_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{k} - \frac{2}{3}\delta_{ij}; S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right); \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

The production due to the buoyancy is neglected in this study.

- The energy equation

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( a \frac{\partial T}{\partial x_i} - \overline{u_i \theta} \right); \quad \text{Where : } -\rho \overline{u_i \theta} = \alpha_t \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (9)$$

By analogy with molecular transport, the turbulent Prandtl number for energy transport equation can be deduced by eq.10:

$$\alpha_t = \frac{v_t}{Pr_t} \quad (10)$$

The model constants are listed in table 1.

**Table 1. Reynolds Stress constant model**

$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	$C_{\mu}$	$C_{s1}$	$C_{s2}$	$C_{r1}$	$C_{r2}$	$C_{r3}$	$C_{r4}$	$C_{r5}$	$Pr_t$
1.44	1.92	0.09	1.7	-1.05	0.9	0.8	0.65	0.625	0.2	0.85

### 2.1.2. Wall Function Approach

The wall treatment boundary conditions were achieved using the wall function technique of Launder and Spalding (1974) [28] that combine the viscosity affected region (viscous sub-layer) between the wall and the fully turbulent region, and were most widely used for industrial flows. Reynolds analogy between momentum and energy transport equation gives a similar logarithmic law for mean temperature. The dimensionless variables of distance and velocity are defined as:

$$U_p^+ = \frac{U_p}{U_\tau}; y_p^+ = \frac{\rho U_\tau y_p}{\mu} \quad \text{Where } U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad \text{and } \tau_p = \rho \frac{C_P^{1/4} k_P^{1/2} U_p}{U_p^+}$$

The index  $p$  means the value at the first point of grid close to the wall.

In the case of impinging jets, it is recommended to use near the wall the non-equilibrium wall function proposed by S.E. Kim and D. Choudhury [29].

## 2.2. Geometry and boundary conditions

The jet exit velocity is imposed to a given Reynolds numbers. The length of the pipe is of 24 nozzle diameter ( $L_d = 24d$ ) for all configurations in order to obtain the fully developed flow at the exit. The nozzle diameter  $d$  is of 3.7 cm. The cavity radius  $R_{cav}$  is of 3.92d. Tridimensional computations were



achieved over the half of the configuration domain in order to spare calculation time. Four types boundaries conditions are imposed :

Air jet exit: The conditions at the duct inlet boundary are important in predicting the centerline velocity and shear stress. Constant values were considered for this boundary, as follow:

$$U = U_0, V = 0, T = T_0, k_{in} = I \cdot U_0^2 \text{ and } \varepsilon_{in} = \frac{k_{in}^{1.5}}{0.15 \cdot d} \text{ where } I = 10^{-4}$$

The wall boundary: The velocity components are set to zero for each wall .Constant temperature  $T_w > T_0$  was imposed for each cavity walls and the duct wall is considered adiabatic.

Air exit boundary: The OUTFLOW (fully developed) boundary conditions were used. Constant relative static pressure kept at atmospheric level at this boundary was imposed;

The symmetry: This boundary condition is imposed in (y, z) plane (x=0) (Figure 2). The perpendicular velocity and Reynolds stresses components and the gradient of the all other dependent variables are set to zero.

### 2.3. Modeling parameters

The numerical thermal and flow control parameters used in this study are summarized in Table 2. The validation was achieved according to experiments data for the case  $L_f=8d$ . The numerical predictions were performed in order to investigate the effect of the impinging distance  $L_f$  on the flow structure and heat transfer.

**Table 2.The flow control parameters**

$R_{cav}$	$d$	$L_d$	$L_f$	Re	$T_0$	$T_w$
14.5cm	3.7cm	$24d$	$2d \leq L_f \leq 30d$	$2 \times 10^4 \leq Re \leq 1 \times 10^5$	300K	360K

The equations for the mean and turbulent quantities are transformed by transport equations composed of convection, diffusion and source terms. They are discretized using finite volume technique on collocated non-uniform meshes. The convection and diffusion terms were discretized by means of POWER LAW schemes for all variables (U, V, T, k,  $u_i u_j$  and  $\varepsilon$ ); while for the pressure the second-order scheme was used. The pressure velocity coupling is achieved using SIMPLEC algorithm. Usually, the source terms of all equations are linearized to insure the stability of the solution. The non-uniform structured grids were used. Refinements before and after the nozzle exit were managed in order to describe the entrainment accurately. Sufficiently fine grids were used near the cavity and duct walls to predict very high gradient of variables prevailed in the viscous sub-layer (Figure 2). The uncertainties in numerical results were evaluated by checking the convergence through mesh refinement calculations. Calculations show that for example for the case  $L_f=8d$  (Table 3); the number of nodes used in case (c) were adequate, since no difference was noted when compared with case (d). Further mesh refinement and numerical tests were carried out to check the stability of the solution

**Table 3.Different grids ( $L_f=8d$ )**

Test	(a)	(b)	(c)	(d)
Nodes	231557	350003	454217	558886

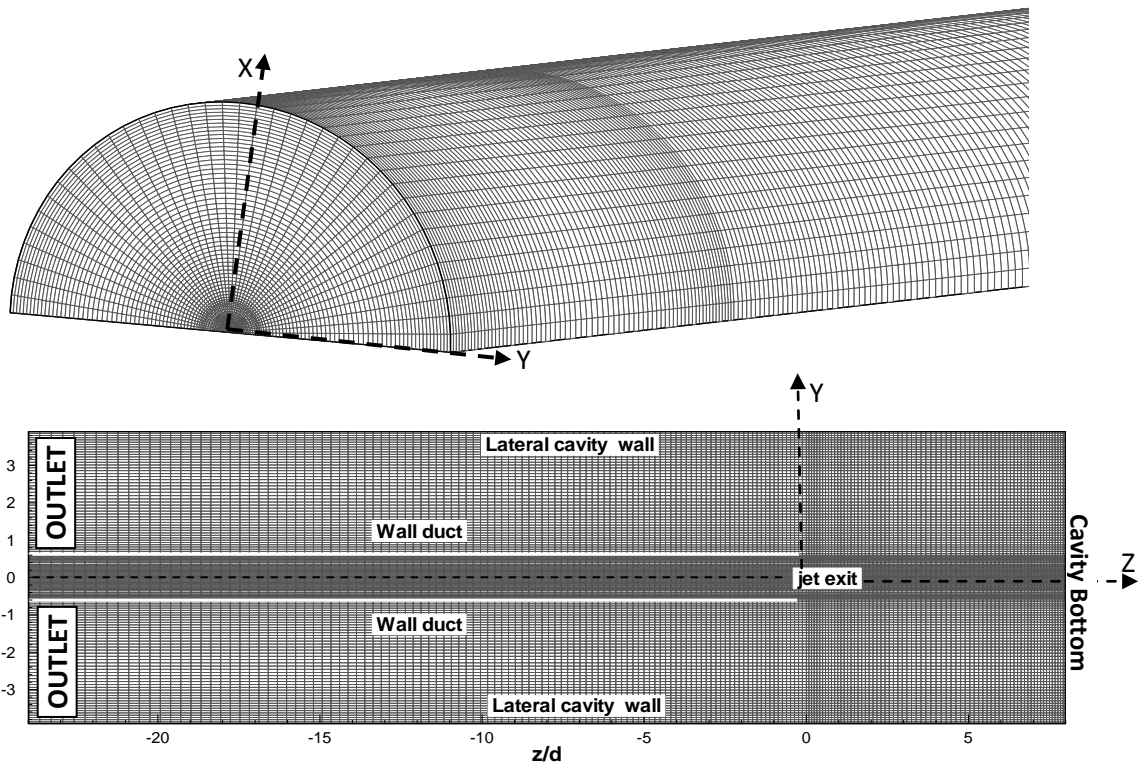


Figure 2. Geometry and a typical mesh ( $L_f=8d$ ) (3D) view and symmetry plane

### 3. Results and discussion

#### 3.1- Dynamic field

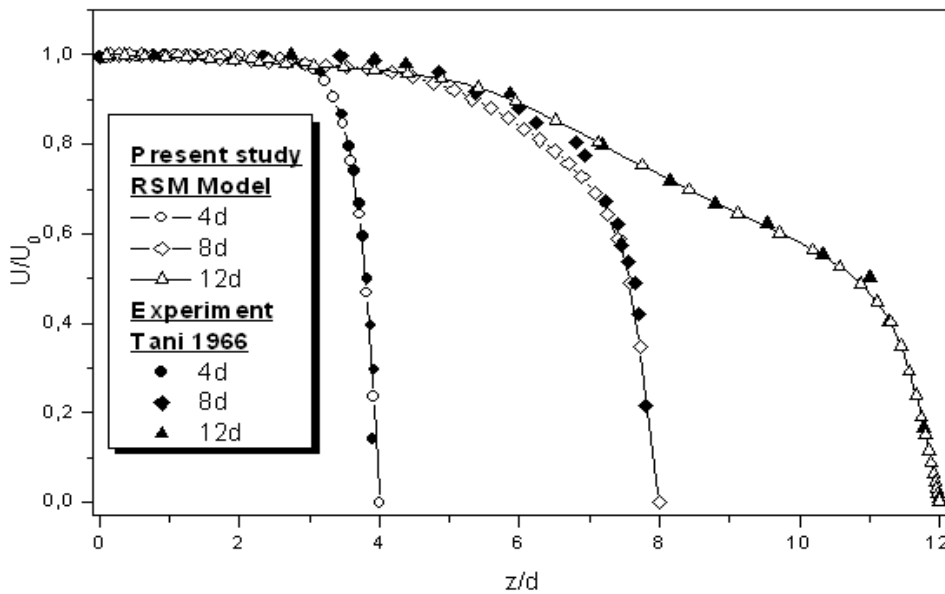
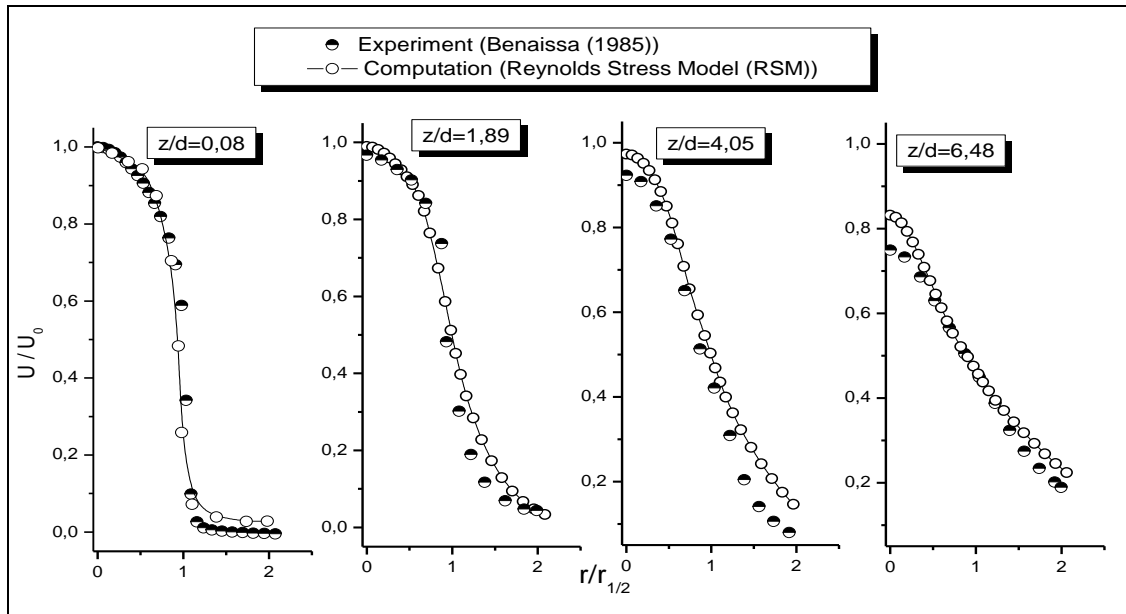


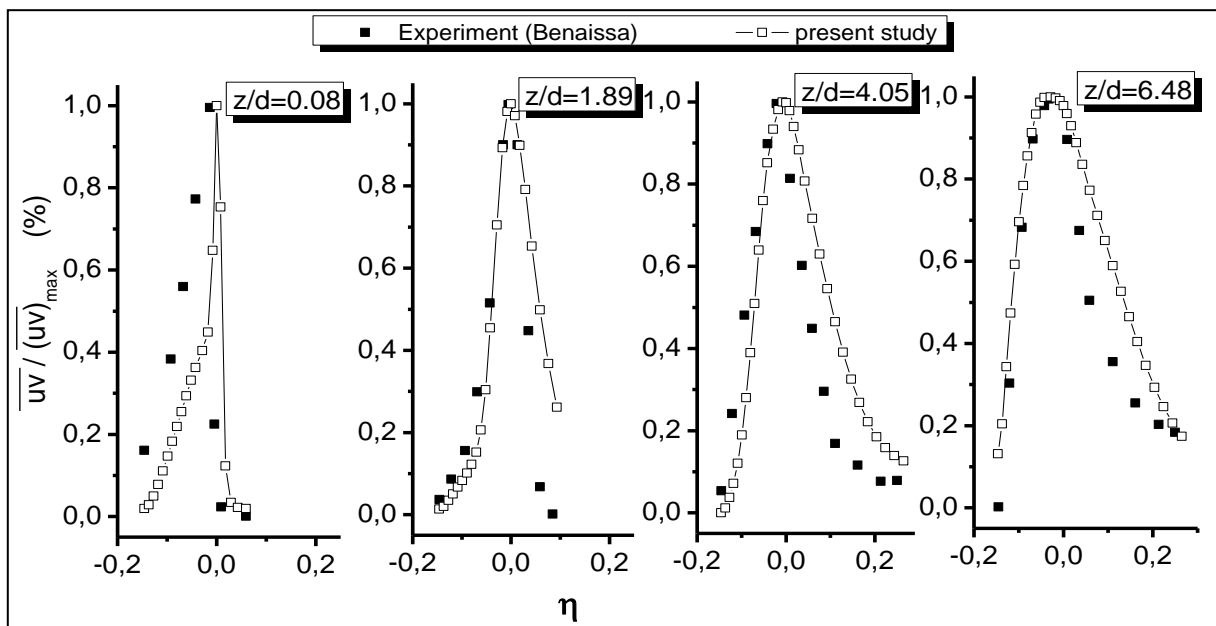
Figure 3. Reduced axial velocity profile along the jet axis

The present work has described the behavior of a confined jet impinging a heated cylindrical cavity. Both, the velocity and the thermal fields are investigated to evidence the effect of the jet interaction on the cavity. The numerical simulations were carried out for Reynolds number ranges from  $2 \times 10^4$  to  $10^5$  and different impinging distances (jet exit nozzle-cavity bottom  $L_f$ ) ranging from  $2d$  to  $30d$ . For the validation, the reduced axial velocity prediction was compared to experimental values of Tani et

al. [31] determined on behalf of the same conditions (Figure 3). Good agreement with the experiment is obtained for three impinging distances  $L_f$  ( $L_f=4d$ ,  $L_f=8d$  and  $L_f=12d$ ).



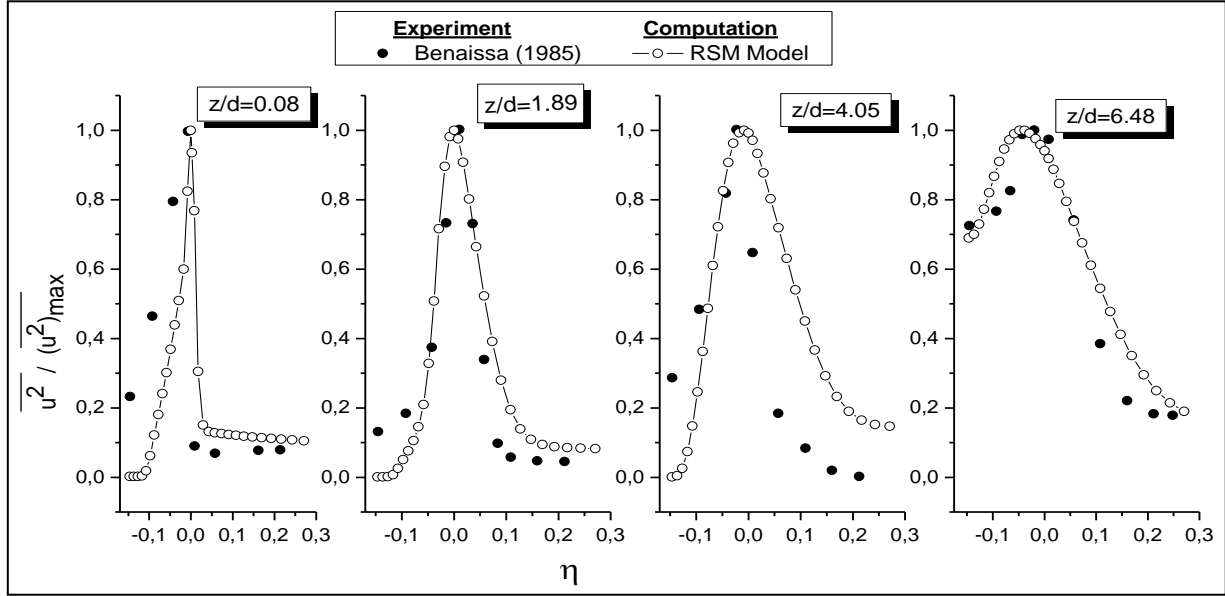
**Figure 4. Radial evolution of the axial velocity at different downstream sections  $L_f = 8d$**



**Figure 5. Radial evolution of component of Reynolds stress  $\overline{u'v'}$  at different cross sections  $L_f = 8d$  and  $Re = 37400$**

The evolution of the axial component of the velocity vector (figure 4) was compared to its corresponding experimental values of Benaissa (1985) [22] for the case  $L_f=8d$ . Four cross sections of the cavity were considered:  $z/d=0.08$ ; 1.89; 4.06 and 6.48. It is noticed that the numerical predictions are in good agreement with the experimental data. The evolution of the Reynolds shear stress  $\overline{uv}$  and  $u^2$

according to the reduced radial distance  $\eta$  are also compared to corresponding experimental data of Benaissa, A.[22] (Figure 5 and figure 6). Maximum value are reached around  $\eta=0$ . These first comparisons indicate that the simulation for the case  $L_f = 8d$  will predicts well this flow. Minor discrepancies are observed between the two predictions in the areas of reverse flow, which are caused by hot-wire measurements that are not recommended for recirculated flow.



**Figure 6. Radial evolution of component of Reynolds stress  $\overline{u^2}$  for several cross sections  $L_f = 8d$  and  $Re = 37400$**

The influence of the impinging distance  $L_f$  on the flow structure interaction is described by the magnitude of the vorticity contours computed using the Reynolds stress model (figure 7). The contours plots show that the interaction of the jet into the cavity produces two deterministic eddies on each side of the jet with opposite swirl. For short impinging distances  $2d \leq L_f \leq 8d$ , the jet impinges the cavity bottom and returns towards the exit of the cavity. The reverse flow is then split into two parts:

- The outflow which leaves the cavity at low velocity in the opposite direction of the jet
- An entrained flow is sucked by the jet, leads the formation of a stable toroidal eddy near the cavity bottom. This zone is characterized by a weak mean velocity, high turbulence energy and a negative pressure due to the Coanda effect (A. Mataoui, R.Schiestel, A.Salem, (2001, 2009) [11-12]).

The principal jet is also narrowed. For  $L_f \leq 4d$ , the center of this eddy remained identical for several impinging distance. The case of  $L_f=8d$  is in good agreement with experimental visualisation Benaissa 1985 [22]. For  $L_f= 20d$ , appears close to the cavity bottom wall a secondary toroidal vortex which increases in volume when  $L_f$  increases. The size of the first vortex remains constant for  $8d \leq L_f \leq 35d$

The size of the first vortex remains constant. The space between this later and the cavity bottom is a seat for the generation of secondary eddies. For very large impinging distance  $L_f \geq 24d$ , third contra rotating toroidal eddy (swirl) appears in the corner of the cavity, this swirl becomes more obvious and larger when the impinging distance increases  $L_f \geq 30d$ . The maximum values of vorticity are attained around the jet exit area. The Reynolds number does not have any influence on the global structure of the vorticity, it has only an effect on the magnitude as expected.

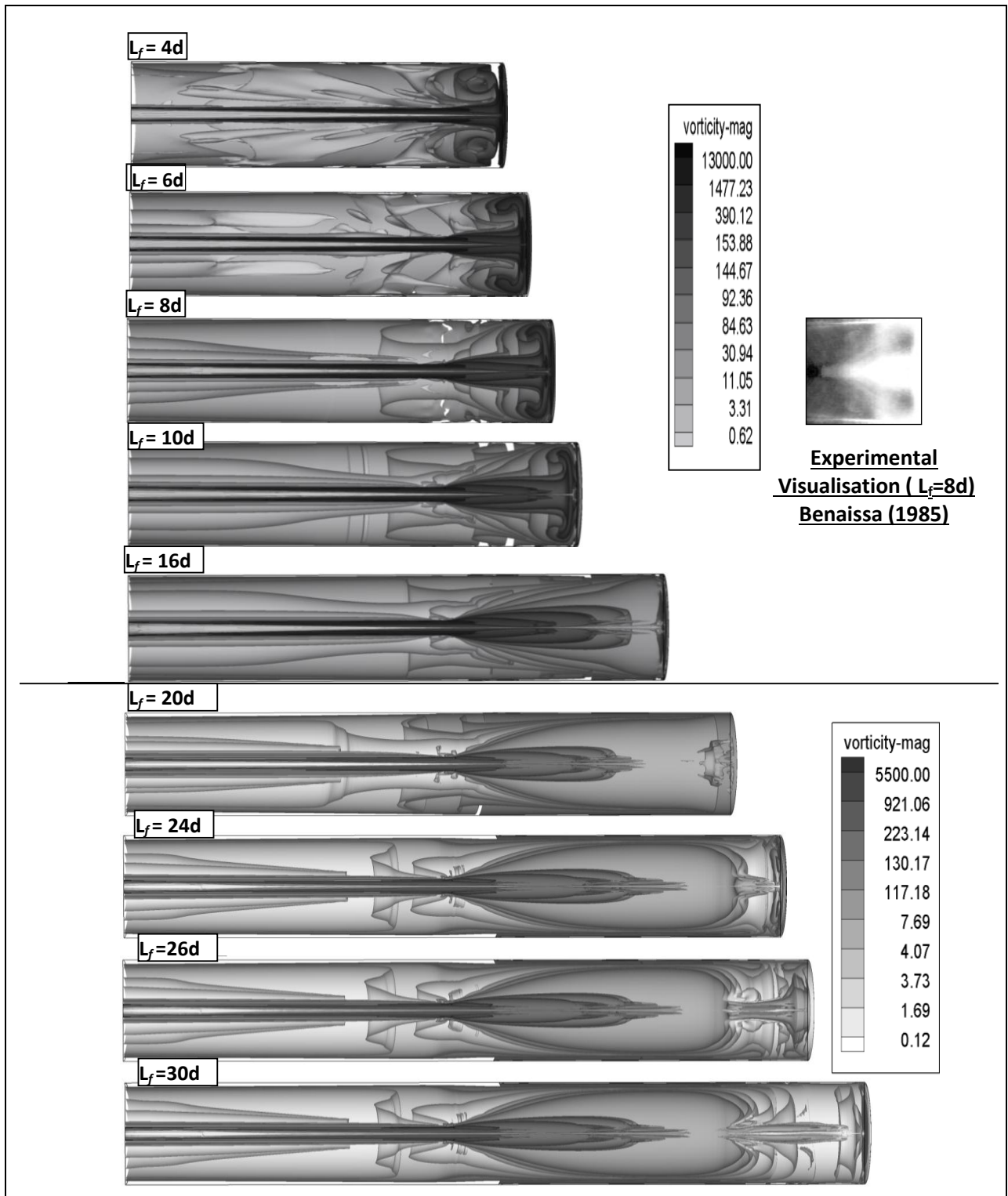
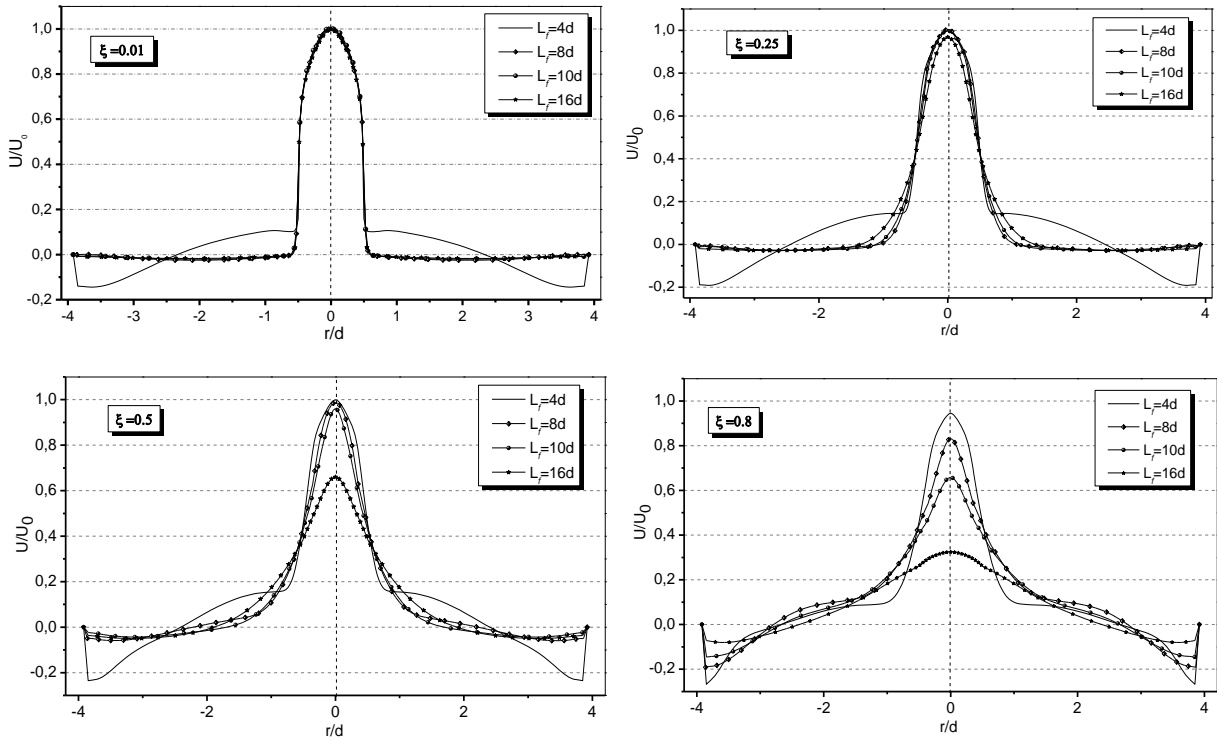


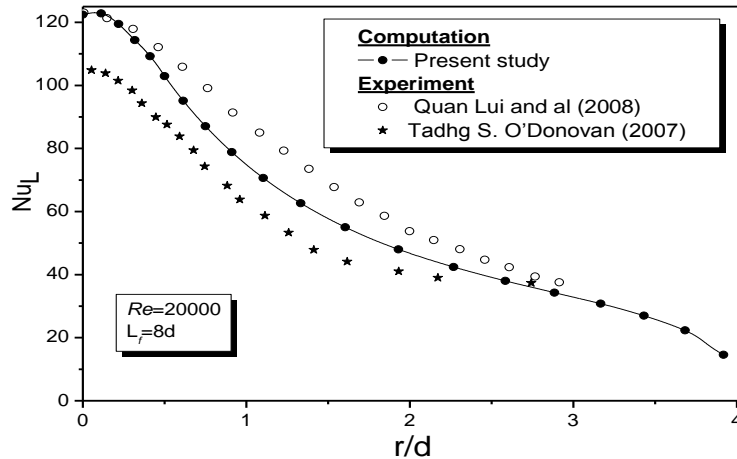
Figure 7. Effect of the impinging distance  $L_f$  on vorticity magnitude in  $s^{-1}$ : ( $Re = 37400$ )



**Figure 8. Effect of the impinging distance  $L_f$  on axial velocity ( $Re = 37400$ )**

Figure 8, shows the influence of the impinging distance  $L_f$  on the axial velocity profiles across several perpendicular sections ( $\xi$ : 0.01; 0.25; 0.5 and 0.8) at  $Re = 37400$  (figure 8). For several impinging distance, the reverse flow was evidenced by negative values of axial velocity near the lateral cavity wall.

### 3.2- Thermal study



**Figure 9. Local Nusselt number on the cavity bottom**

For the thermal study, the effects of the impinging distance  $L_f$  and Reynolds number on the local Nusselt number  $Nu_L$ , were investigated. The local Nusselt number is examined for the two cavity walls (bottom face and lateral face).

In order to validate the numerical method for heat transfer predictions, comparisons were performed with experiment data of Quan, L. 2006 ,[32] and Tadhg, S. O'Donovan, Murray, D. B., (2007), [33] of the case of a round jet impinging perpendicularly a hot wall. A good

agreement is obtained qualitatively with the experiment (Figure 9). Minor differences are noticeable between the curve shapes, which can be explained by the effect of confinement of lateral cavity wall.

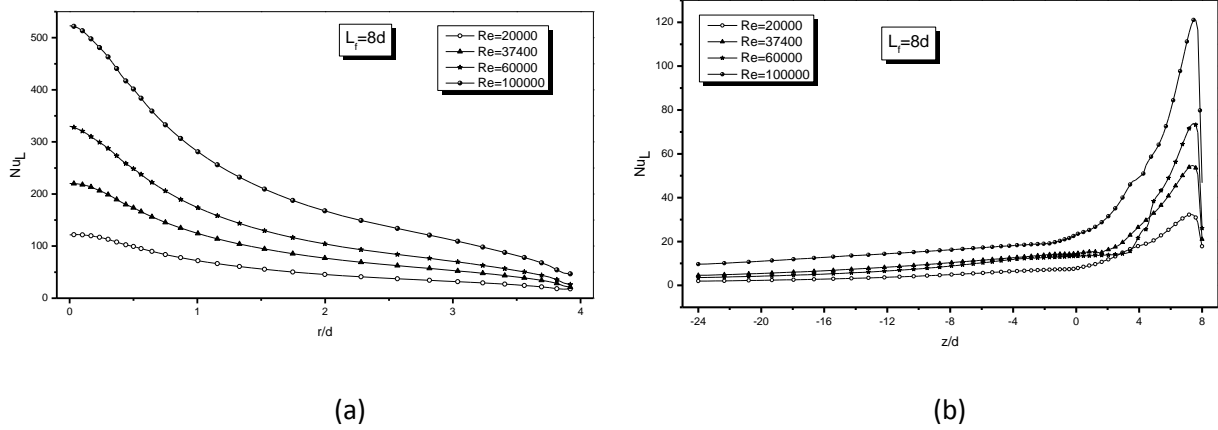


Figure 10. Effect of Reynolds number on Nusselt number ( $L_f=8d$ )

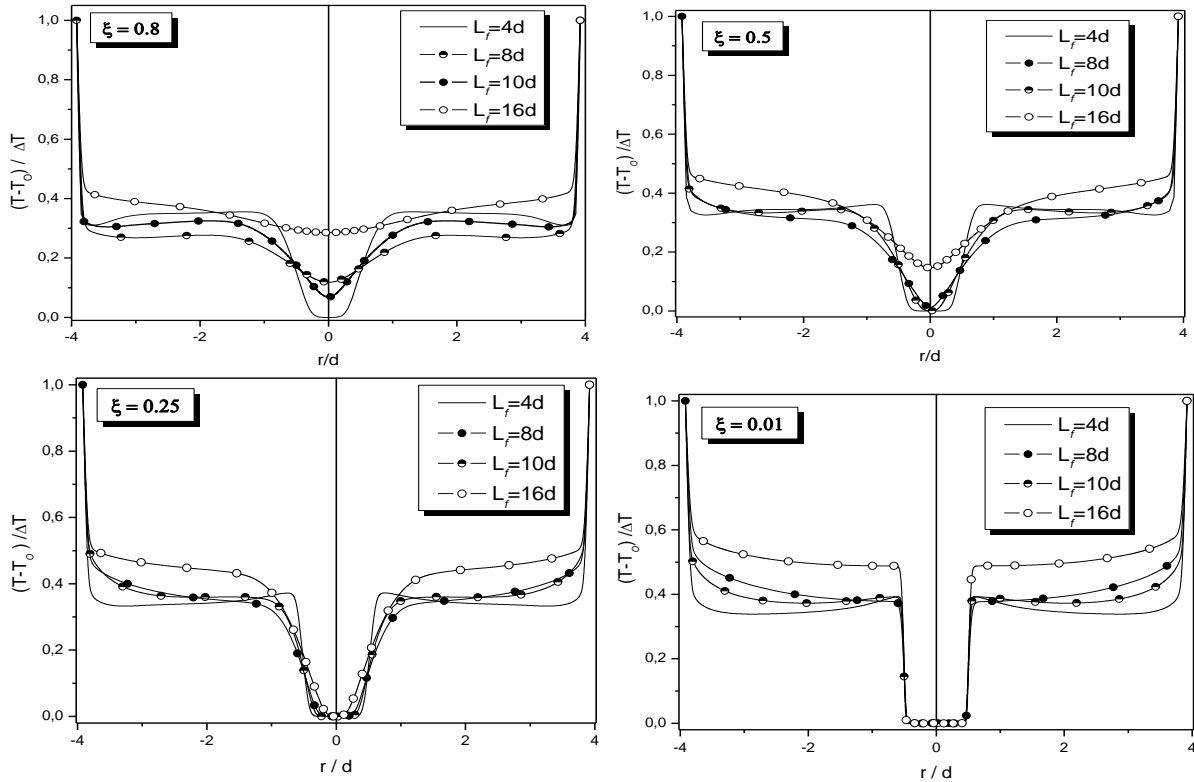


Figure 11. Effect of the impinging distance  $L_f$  on temperature ( $Re = 37400$ )

Figure 12 shows the effect of the impinging distance on local Nusselt number along each cavity wall. The first peak (maximum Nusselt number) corresponds to the stagnation point and decrease to  $r=0.5d$  matching to the section jet this maximum is due to the existence of a quasi-uniform velocity profile around the stagnation point. For a largest impinging distance, this maximum disappears caused by secondary eddies located in the cavity bottom region, creating an air cushion preventing the cooling of the cavity hot walls by the jet (see figure 7)

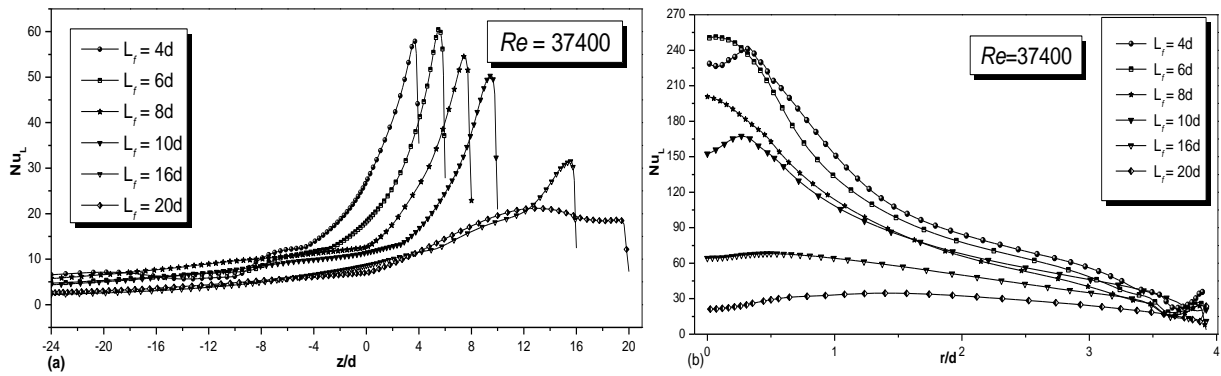


Figure12. Effect of impinging distance on Nusselt number (Re= 37400)

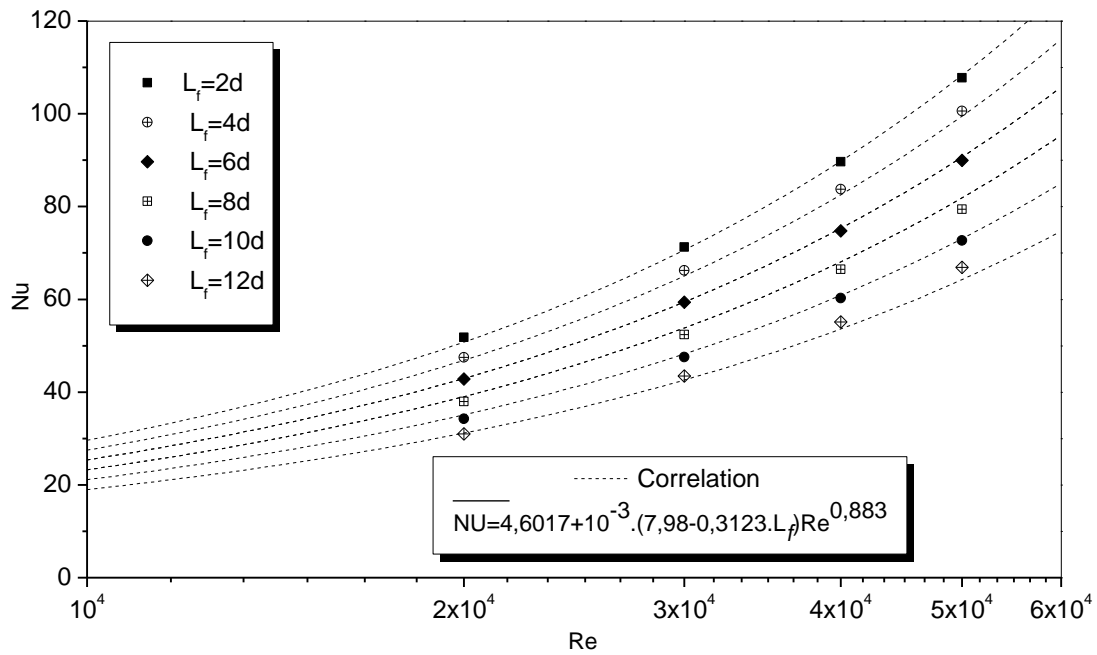


Figure13. Effect of impinging distance on mean Nusselt number (Re= 37400)

Finally, the numerical results of the average Nusselt numbers  $\overline{Nu}$  evolution according to the impinging distance was expressed for a several Reynolds numbers by the following correlation:

$$\overline{Nu} = 4.6017 + 10^{-3} (7.98 - 0.3123 L_f) Re^{0.883}$$

This correlation is valid for  $L_f \leq 12d$ . The case of large impinging distance ( $L_f > 12d$ ), induce secondary eddies in the cavity bottom area, which don't characterise heat transfer of jet to wall impingement

#### 4. Conclusion

The interaction of turbulent axisymmetric jet issuing into a cylindrical hot cavity was investigated numerically using Reynolds stress turbulence model (RSM). A parametric study was conducted by varying the impinging distance for several Reynolds numbers. The fluid structure was determined for different impinging distances.

- The flow is turbulent and steady in average as confirmed by previous study of the same configuration.
- The flow structure was independent of the Reynolds number (turbulent).
- The velocity profiles agree with experimental data for the case  $L_f = 4d, 8d$  and  $12d$ .



- A reverse flow occurs within the cavity corner and near the cavity bottom. It interacted with the main flow producing a toroidal swirl close to the jet exit.

The increase of Reynolds number enhances the heat transfer. The results are compared with an experimental available case of a jet, impinging normally onto a flat plate. It is found, that for large impinging distance, two secondary vortices weaken the heat transfer. This weakening is due to the existence of the secondary eddies in the cavity bottom area. The computed heat transfer data are believed to be in good agreement with previous works. However, the experimental verification of the results is strongly recommended and will be performed in the future. The evolution of average Nusselt number is correlated according to the impinging distance and Reynolds number  $Nu = f(L_f, Re)$

### Nomenclature

a	Thermal diffusivity, [m <sup>2</sup> /s]	U, V	Velocity components, [m/s]
d	Jet exit diameter, [m]	U <sub>max</sub>	Maximum mean velocity, [m/s]
k	Kinetic energy of turbulence, [m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup> ]	q <sub>w</sub>	Heat flux per unit area, [W/m <sup>2</sup> ]
L <sub>d</sub>	Length of the pipe, [m]	$\overline{u_i u_j}$	Reynolds stress component, [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
L <sub>f</sub>	Distances jet exit nozzle-cavity bottom, [m]	y <sup>+</sup>	Non-dimensional distance, [-]
$\overline{Nu}$	Average Nusselt number (= $\int_0^{R_{cav}} (2\pi.r.Nu)dr / \pi(R_{cav})^2$ ), [-]		
Nu <sub>L</sub>	Local Nusselt number (=q <sub>w</sub> d/λΔT), [-]		
P	Mean pressure, [Pa]	I	Turbulence intensity, [-]
Re	Reynolds number (=U <sub>i</sub> d <sub>jet</sub> /ν), [-]	θ	Fluctuating temperature, [K]
R <sub>cav</sub>	Cavity radius, [m]	η	Dimensionless axial distance (=(r-R <sub>jet</sub> )/(R <sub>cav</sub> -R <sub>jet</sub> )), [-]
R <sub>jet</sub>	Jet exit radius, [m]	ε	Dissipation rate of turbulent energy, [m <sup>2</sup> .s <sup>-3</sup> ]
r <sub>1/2</sub>	Radial position corresponding to U <sub>max</sub> /2, [m]	ν	Kinematic molecular viscosity, [m <sup>2</sup> /s]
T	Temperature, [K]	ρ	Air density, [kg/m <sup>3</sup> ]
U <sub>0</sub>	Jet inlet velocity, [m/s]	ν <sub>t</sub>	Kinematic turbulent viscosity, [m <sup>2</sup> /s]
U <sup>+</sup>	Non-dimensional velocity, [-]	λ	Thermal conductivity of air, [w/m <sup>2</sup> K]
		ξ	Dimensionless axial distance (= (z-L <sub>d</sub> )/ L <sub>f</sub> )

### Greek symbols

### Reference

- [01] Polat, S. Huang, B. Mujumdar, A.S. Douglas, W.J.M., Numerical flow and heat transfer under impinging jets, *Annual Review of Numerical Fluid Mechanics and Heat Transfer* 2 (1989) 157–197
- [02] Gilard, V. and Brizzi, L. E., Slot Jet Impinging a Curved Wall, *Journal of Fluids Engineering*, (2005), vol. 127, 595-603
- [03] Gilard, V. and Brizzi, L. E., Etude d'une ligne de jets impactant une paroi concave par PIV stéréoscopique, *Comptes Rendus Mécanique*, 2006, vol. 334, pp. 74-82
- [04] Choi, M. Yoo, H. S. Yang, G. Lee, J. S. and Sohn, D. K., Measurements of impinging jet flow and heat transfer on a semi-circular concave surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43 (2000) 1811-1822

- [05] Shuja, S. Z., Yilbas, B.S., Budair, M.O., Jet impingement on cylindrical cavity: Conical nozzle considerations, *Journal of Fluids and Structures* 23 (2007) 1106–1118
- [06] Shuja, S. Z., Yilbas, B.S., Khan, S., Flow emerging from annular-conical nozzle combinations and impinging onto a cylindrical cavity, *International Journal of Thermal Sciences* 48 (2009) 975–984
- [07] Shuja, S. Z., Yilbas, B.S., Khan, S., Jet impingement onto a conical cavity: Effects of annular nozzle outer angle and jet velocity on heat transfer and skin friction, *International Journal of Thermal Sciences* 48 (2009) 985–997
- [08] Terekhov, V.I. Kalinina, S.V. Mshvidobadze, Yu.M. and Sharov, K.A., Impingement of an impact jet onto a spherical cavity. Flow structure and heat transfer, *Inter Journal of Heat and Mass Transfer* 52 (2009) 2498–2506
- [09] Colucci, D. W. and Viskanta, R., Effect of Nozzle Geometry on Local Convective Heat Transfer to a Confined Impinging Air Jet, *Experimental Thermal and Fluid Science* 1996; 13:71-80
- [10] Tzer-Ming Jeng, Sheng-Chung Tzeng, Numerical study of confined slot jet impinging on porous metallic foam heat sink, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005) 4685–4694
- [11] Mataoui, A. Schiestel, R. and Salem, A., Flow Regimes of Interaction of a Turbulent Plane Jet into a Rectangular Cavity: Experimental Approach and Numerical Modelling, *Flow, Turbulence and Combustion* 67: 267–304, 2001
- [12] Mataoui, A. Schiestel, R., Unsteady phenomena of an oscillating turbulent jet flow inside a cavity: Effect of aspect ratio, *Journal of Fluids and Structures* 25 (2009) 60–79
- [13] Jaramillo, J.E. Trias, F.X. Gorobets, A. Pérez-Segarra, C.D. Oliva, A., DNS and RANS modeling of a turbulent plane impinging jet, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55 (2012) 789–801
- [14] Lawson, N.J. Arruda, M.P. Davidson, M.R., Control of a submerged jet in a thin rectangular cavity, *Journal of Fluids and Structures* 20 (2005) 1025–1042
- [15] Schwarze, R. Klostermann, J. Brücker, C., Experimental and numerical investigations of a turbulent round jet into a cavity, *Inter Journal of Heat and Fluid Flow* 29 (2008) 1688–1698
- [16] Kang, H. Tao, W., Heat and mass transfer for jet impingement in a cylindrical cavity with one end open to the ambient air, *AIAA Paper* 89 – 0173, (1989)
- [17] Risso, F. Fabre, J., Diffusive Turbulence in a Confined Jet Experiment, *J. Fluid Mech.* 337:233-261, (1997).
- [18] Baydar, E. Ozmen, Y., An experimental and numerical investigation on a confined impinging air jet at high Reynolds numbers, *Applied Thermal Engineering* 25 (2005) 409–421
- [19] Prakasha, M. Turan, Ö. F. Yuguo Li, Mahoney, J. Thorpe, G. R., Impinging round jet studies in a cylindrical enclosure with and without a porous layer: Part I—Flow visualisations and simulations, *Chemical Engineering Science* 56 (2001) 3855–3878

- [20] Prakasha, M. Turan, Ö. F. Yuguo Li, Mahoney, J. Thorpe, G. R., Impinging round jet studies in a cylindrical enclosure with and without a porous layer: Part II—LDV measurements and simulations, *Chemical Engineering Science* 56 (2001) 3879–3892
- [21] Graminho, D.R. and De Lemos, M.J.S., Simulation of turbulent impinging jet into a cylindrical chamber with and without a porous layer at the bottom, *Inter Journal of Heat and Mass Transfer* 52 (2009) 680–693
- [22] Benaissa, A., Contribution à l'étude de l'évolution d'un jet d'air à symétrie axiale dans une cavité cylindrique, Thèse de Magister, Mécanique des Fluides, USTHB, Alger, Sept. (1985)
- [23] Kendil, F. Z. Mataoui, A. Benaissa, A., Flow Structures of a Round Jet Evolving into a Cylindrical Cavity, *International Journal of Transport Phenomena*, Vol. 11, No. 2, pp. 165-183, 2009
- [24] Chandratilleke, T. T., King, A., and Narayanaswamy, R., Heat transfer and flow characteristics of fluid jets impinging on a surface with cavities, *Journal of Enhanced Heat Transfer* (2010) (17) (3): 223-229 (3).
- [25] Voropayev, S. I. Sanchez, X. Nath, C. Webb, S. and Fernando, H. J. S., Evolution of a confined turbulent jet in a long cylindrical cavity: Homogeneous fluids, *Physics Of Fluids* 23, 115106 (2011)
- [26] Launder, B.E. Reece, G.J. and Rodi, W., Progress in the developments of a Reynolds-stress turbulence closure, *J. Fluid Mechanics*, (1975) Vol. 68, pp.537-566
- [27] Speziale, C.G., Sarkar, S. and Gatski, T.B., Modeling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach, *J. Fluid Mechanics*, (1991) Vol. 277, pp. 245-272
- [28] Launder, B.E., Spalding, D.B., The Numerical of Computation of Turbulent Flow, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, (1974), 3, 269
- [29] Kim SE, Choudhury D., A near-wall treatment using wall functions sensitized to pressure gradient, *ASME FED* (1995) Vol. 217, *Separated and Complex Flows*
- [31] Tani I. and Komatsu Y., Impingement of a round jet on a flat surface, *The International Congress of Applied Mechanics Munich*, Springer, Berlin, (1966) pp. 672-676
- [32] Quan, L. Study of heat transfer characteristics of impinging air jet using pressure and temperature sensitive luminescent paint, Ph. D. thesis, University of Central Florida, Florida, USA, 2006
- [33] Tadhg, S. O'Donovan, Murray, D. B., Jet impingement heat transfer – Part I: Mean and root-mean-square heat transfer and velocity distributions, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007) 3291–3301