

N ° d'ordre : 08/2011-M/PH

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
« HOUARI BOUMEDIENE »
FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

En PHYSIQUE

Spécialité : Energétiques et Mécanique des Fluides

Par

BENSIDER Nora

SUJET

Simulation numérique sur l'effet d'un soufflage perpendiculaire à travers une fente dans un canal bidimensionnel

Soutenu publiquement le 01/12/2011 devant le jury composé de :

Mr A. BENZAOUI	Professeur à L'USTHB	Président
M ^{me} A. MATAOUI	Professeur à USTHB	Directrice de mémoire
Mr M. SAIGHI	Professeur à L'USTHB	Examineur
Mr M. DEBIANE	Maître de Conférences A à L'USTHB	Examineur
Mr A. GHEZAL	Maître de Conférences A-à L'USTHB	Examineur

DEDICACE

**Je dédie cet événement marquant de ma vie à la mémoire de mon
très cher père disparu trop tôt.**

**J'espère que, du monde qui est sien maintenant, il apprécie cet
humble geste comme preuve de reconnaissance de la part de sa fille
qui a toujours prié pour le salut de son âme.**

Puisse Dieu, le tout puissant, l'avoir en sa sainte miséricorde !

REMERCIEMENTS

Je remercie en premier lieu, mon Dieu tout puissant de m'avoir aidé. Ce travail n'aurait pas abouti sans sa miséricorde et sa bénédiction.

Le travail rapporté dans ce mémoire a été réalisé au sein du Laboratoire de Mécanique des Fluides Théorique et appliquée (L.M.F.T.A) de la faculté de Physique – U.S.T.H.B, sous la direction de Madame MATAOUI CHABANE Amina, Professeur à la faculté de Physique de l'U.S.T.H.B.

Qu'il me soit permis de lui exprimer mes sincères remerciements de m'avoir guidé et encouragé et aussi pour sa disponibilité et sa patience qu'elle a bien témoigné durant toute la période de la réalisation de ce travail.

J'exprime mes respectueux remerciements à Monsieur A. BENZAOUI, Professeur à l'EPST d'ALGER, d'avoir bien voulu présider le jury de ce mémoire.

Je tiens à remercier Monsieur M. SAIGHI, Professeur à à l'U.S.T.H.B, qui a eu l'amabilité d'accepter de faire partie du jury.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur A. GHEZZAL, maitre de conférences A à l'U.S.T.H.B, pour avoir accepté de participer au jury de ce mémoire.

Mes remerciements vont également à Monsieur M. DEBIANE, Maitre de conférences A à l'U.S.T.H.B, pour sa participation au jury d'examen.

Table des matières

	Page
Dédicace	
Remerciements	
Table des matières	
Nomenclature	
Introduction Générale	1
Chapitre I. Revue Bibliographique	
I. Introduction	3
I.1 Couche limite	3
I.1.1 Couche limite dynamique	4
I.1.2 Couche limite thermique	4
I.2 Propriétés d'un écoulement turbulent dans un canal bidimensionnel	4
I.2.1 Équation de conservation de la masse	5
I.2.2 Équation de quantité de mouvement moyennée	5
I.2.3 Particularités et problèmes posés par les écoulements turbulents dans un canal bidimensionnel	7
I.2.4 Loi du régime établi	7
I.2.5 Etablissement de l'écoulement	9
I.3 Travaux antérieurs sur le contrôle de la turbulence par le soufflage	10
Conclusion	16
Chapitre II. Modélisation de la turbulence	
II. Introduction	17

II. 1. Simulation numérique des écoulements turbulents	18
II. 1. a. Simulation numérique directe	18
II. 1. b. Modélisation statistique (R.A.N.S : Reynolds Average Navier Stokes)	19
II. 1. c. Simulation des grandes échelles (LES : Large Eddy Simulation)	19
II. 2. Développement des équations de base	19
II. 2. 1. Equation de conservation du mouvement	20
II. 2. 1. a. Equation de continuité	20
II. 2. 1. b. Equation de Navier-Stokes	20
II. 2. 2 Equation de conservation de l'énergie	20
II. 3 Equations moyennées	21
II. 4 Modélisation de la turbulence	23
Conclusion	31

Chapitre III. Méthode numérique

III.INTRODUCTION	32
III.1 LA METHODE DES VOLUMES FINIS	32
III.2 TRAITEMENT TERME SOURCE	33
III. 3 Description du problème	35
III. 3.1 Géométrie	35
III.3.2 Maillage par GAMBIT	35
III. 3. 3 Conditions aux limites	36
III. 4 FLUENT	37
III. 4. 1 Mise en ouvre sous 'FLUENT	38
III.5 test du maillage	38
III.6 test de convergence	39

Chapitre IV. Résultats et interprétations

IV.INTRODUCTION	41
-----------------	----

IV.1 Paramètres du problème	41
IV.2 ECOULEMENT DANS LE CANAL EN L'ABSENCE DE SOUFFLAGE	43
IV.2.1. Evolution de la pression statique	44
IV.2.2 Evolution de la vitesse de frottement	44
IV.2.3 Effet du nombre de Reynolds	46
IV.2.4 Evolution du coefficient de frottement	47
IV.3 ECOULEMENT DANS LE CANAL EN PRESENCE DE SOUFFLAGE	49
IV.3.1. Influence du soufflage sur la pression statique	49
IV.3.2 Effet du soufflage sur le frottement	50
IV.3.3 Evolution des lignes de courant	51
IV.3.4 Effet de la taille de la fente	52
IV.3.5 Effet de la largeur de la fente sur le frottement	52
IV.3.6 Effet du soufflage sur le champ moyen de vitesse	54
IV.3.7 Effet du soufflage sur le profil logarithmique de la vitesse	55
IV.3.8 Iso contours de la vorticité et les lignes de courant pour $C_q = 3\%$	55
IV.3.9 Effet du soufflage sur l'énergie cinétique normalisée	56
IV.3.10 Effet du soufflage sur les tensions de Reynolds normalisées	61
IV.3.11 Contours des contraintes de Reynolds moyennes	62
IV.3.12 Effet de l'épaisseur de la zone d'injection sur le champ moyen de vitesse	63
IV.3.13 Effet de la position de la fente	64
IV.3.14 Etude des effets thermiques	64
IV.3.15 Evolution des isothermes	65
Conclusion	66

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES 67

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 69

NOMENCLATURE

Symboles	Définitions	Unité
$C_{\mu}, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}$	Constantes de modélisation du modèle k- ϵ	-
b	Epaisseur de la fente d'injection	cm
L_1	Distance de la fente d'injection par à port à l'entrée du canal	cm
L_2	Distance de la fente d'injection par à port à la sortie du canal	cm
H	Hauteur du canal	cm
U_0	Vitesse d'entrée	m/s
V_j	Vitesse du soufflage	m/s
T_c	Température du fluide chaud	°K
T_f	Température du fluide froid	°K
P_{ij}	Terme de production dans les équations aux tensions de Reynolds	m^3/s^2
C_q	Taux de soufflage	%
U_{τ}	Vitesse de frottement	m/s
R_{ij}	Tenseur de Reynolds	m^3/s^2
Re_h	Nombre de Reynolds par à port à la demie hauteur du canal	-
S_{Φ}	Terme source relatif à une variable Φ	
C_f	Coefficient de frottement	
U^+	La vitesse maximale	
k^+	Energie cinétique normalisée	m/s
$u_i u_j$	Tension de Reynolds de composantes i et j	

GREC	Définitions	Unité
ρ	Densité du fluide	Kg/m^3
θ	Température adimensionnée	-
ν	Viscosité cinématique	$Kg/m \cdot s$
τ_0	Contrainte de cisaillement	-
κ	Constante de Von Karman	-
Γ_{Φ}	Coefficient de diffusion relatif à une variable Φ	-
ϵ	Taux de dissipation de l'énergie turbulente (epsilon)	m^3/s
ν_t	Viscosité de la turbulence	m^2/s^2
τ_w	Tension sur la paroi	
Σ_{ij}	Tenseur du taux de dissipation des tensions de Reynolds	
Φ	Fonction généralisée	

Introduction générale

La turbulence désigne l'état d'un fluide, liquide ou gaz, dans lequel la vitesse présente en tout point de l'écoulement un caractère tourbillonnaire : tourbillons dont la taille, la localisation et l'orientation varient aléatoirement. Les écoulements turbulents se caractérisent donc par une apparence très désordonnée, un comportement non prévisible et l'existence de nombreuses échelles spatiales et temporelles. De tels écoulements sont obtenus lorsque les forces d'inertie sont plus importantes que les forces de viscosité.

Plusieurs méthodes numériques et techniques de mesure et d'analyse ont été élaborées afin de mieux comprendre les mécanismes de la turbulence. Il est par la suite plus facile d'envisager de contourner ou supprimer les contraintes posées par ce type d'écoulement telles que le frottement, les vibrations, le bruit...etc. Actuellement, il existe plusieurs de techniques ayant pour objectif de contrôler les écoulements turbulents (Riblets, Ajout de polymères, Aspiration/Injection à travers une paroi, Jet pulsé...etc.). Ces techniques de contrôle, bien que largement traitées dans la littérature, ne demeurent pas moins un champ ouvert aux investigations dès lors que certains aspects de leur fonctionnement restent méconnus ou très peu traités.

Dans la présente étude, on s'intéresse à l'injection perpendiculaire d'un fluide (air) à travers une petite fente ($b < H$) tel que b est l'épaisseur de la fente et H est la hauteur du canal. Nous avons opté pour un soufflage localisé à travers une fente très fine dans un écoulement dans un canal bidimensionnel. Cette technique est utilisée dans de nombreuses applications industrielles. On rencontre cette configuration notamment dans les dispositifs de refroidissement des pales de turbine à gaz, surtout en aéronautique....etc. Cette technique est souvent utilisée pour le contrôle de la couche limite et cela pour une meilleure compréhension des mécanismes de la turbulence de proche paroi. Donc, l'effet de l'injection constitue l'un des moyens souvent mis en œuvre pour examiner les transferts pariétaux.

La validation de la technique numérique utilisée est effectuée à partir des résultats expérimentaux des études antérieurs au Laboratoire de Mécanique et d'Energétique (LME) de l'université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis par HADDAD et al (2006). Afin de préserver l'aspect bidimensionnel de l'écoulement, des soufflages de faibles taux ont été considérés. Trois taux de soufflage sont appliqués 3%, 5%, et 8% de la vitesse maximale dans le canal.

Dans la présente étude on met en évidence l'impact d'un soufflage localisé à travers une fente sur l'écoulement turbulent pleinement établi dans un canal bidimensionnel.

Les caractéristiques dynamiques et thermiques des grandeurs physiques moyennes et fluctuantes de l'écoulement produit par ce type d'interaction sont déterminées numériquement par une méthode des volumes finis par le logiciel CFD FLUENT 6.3 qui nécessite l'usage d'un autre logiciel GAMBIT pour concevoir le maillage de la configuration.

La fermeture des équations moyennées est basée sur le modèle de turbulence de fermeture en un point à deux équations (RANS) : le modèle énergie-dissipation $k-\varepsilon$.

On présentera les résultats numériques obtenus sur l'effet du soufflage sur le comportement des caractéristiques globales de l'écoulement dans la région de proche paroi. Ce mémoire se compose de quatre chapitres pour la description et l'analyse approfondie de l'effet du soufflage sur l'écoulement turbulent dans un canal bidimensionnel.

Le Chapitre I est consacré à l'étude de la couche limite et les propriétés de l'écoulement turbulent dans un canal bidimensionnel. On décrit ensuite la technique de contrôle de la turbulence par soufflage localisé. Une synthèse des travaux antérieurs concernant ce type de problème est présentée.

Dans **le Chapitre II**, on présente une description détaillée de la modélisation de la turbulence, particulièrement le modèle de fermeture en un point à deux équations énergie dissipation ; le modèle $k-\varepsilon$, combiné avec une fonction de paroi.

On présente dans **le chapitre III**, la mise en œuvre des deux logiciels utilisés (GAMBIT et FLUENT) et la procédure numérique des volumes finis, le schéma d'interpolation, le couplage vitesse pression, les conditions aux limites du problème, les tests de convergence et du maillage.

Dans **le Chapitre IV** on expose l'ensemble des résultats obtenus que nous avons comparé aux résultats expérimentaux de Haddad et al (2006) à chaque fois que cela était possible. Nous rapportons les résultats en l'absence de soufflage, ceci afin de vérifier l'établissement de l'écoulement dans le canal. Ensuite on met en évidence l'effet du soufflage sur les profils, de pression, de frottement, de la vitesse moyenne, des tensions de Reynolds et l'énergie cinétique turbulente.

En conclusion générale, on présente une synthèse des principaux résultats de ce travail et les perspectives éventuelles des développements de ce travail.

Chapitre I

Etude bibliographique

I. Introduction

Pour améliorer les performances aérodynamiques notamment dans le domaine des transports (aéronautique, automobile), le contrôle des écoulements constitue une solution de rupture prometteuse. Il présente à la fois un enjeu majeur pour l'industrie et un défi pour les scientifiques. Les retombées visées par le contrôle (notamment actif) sont d'ordre à la fois économique (réduction de la consommation) et environnemental (diminution des gaz à effet de serre). Diverses procédures ont été envisagées afin de contrôler le décollement, et qui peuvent être groupées en deux classes : les méthodes passives (le changement de l'état de surface, l'utilisation de corps profilé) et les méthodes actives (le soufflage, l'aspiration, les MEMS (Micro Electro Mechanical Systems), les jets synthétiques).

Les moyens de contrôle passifs sont généralement des générateurs de tourbillons. Ils consistent en des ailettes fixées à la paroi avec un angle de dérapage par rapport à l'écoulement incident. Ces ailettes ont une taille de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite. Elles créent des tourbillons longitudinaux qui favorisent le mélange de quantité de mouvement avec la couche limite externe. Ces générateurs de tourbillons permettent de supprimer les décollements en cas de décollement de la couche limite. Cependant, ils augmentent la traînée si l'écoulement n'est pas décollé. L'un des moyens de contrôle actifs c'est le soufflage ou l'aspiration continue qui permettent de supprimer les décollements.

Les écoulements pariétaux avec injection ont fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux. Les résultats de ces études ont permis d'importantes améliorations de systèmes industrielles.

I.1 Couche limite

Considérons un écoulement à une vitesse U_0 à une température T_e au voisinage d'une plaque plane portée à la température T_p (figure 1.1). Au voisinage de la paroi, les valeurs de la vitesse et de la température sont différentes de celles de l'écoulement potentiel et varient en fonction de la distance à la paroi. Cette zone de gradients de vitesse et de température est appelée couche limite. Elle résulte des échanges de quantité de mouvement et de chaleur entre le fluide et la paroi. Son épaisseur est généralement petite par rapport à l'ensemble de l'écoulement. On distingue deux types de couche limite : la couche limite dynamique et la couche limite thermique, comme le montre la figure 1.

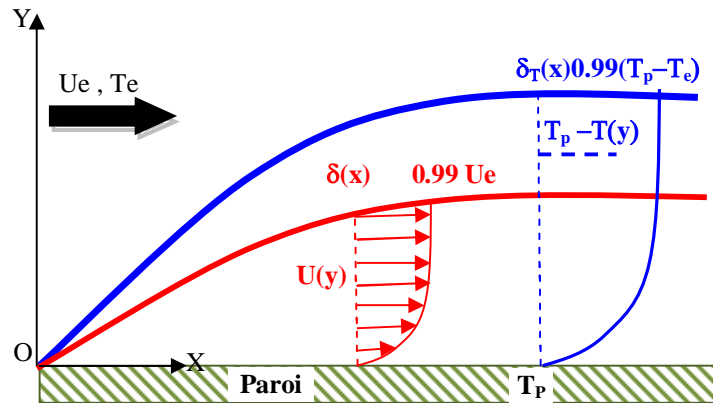


Figure I.1. Caractéristiques des couches limites dynamique et thermique

I.1.1 Couche limite dynamique sur une paroi fixe

La couche limite est une zone d'interface entre un corps et le fluide environnant lors d'un mouvement relatif entre les deux. On y observe les effets de la viscosité. Cette dernière varie avec la température mais n'est jamais nulle. En conséquence, la vitesse du fluide à la paroi est nulle où on observe des forces de frottement qui freinent l'écoulement au voisinage de celle-ci. L'épaisseur de couche limite, δ , est définie par la distance à la paroi y pour laquelle :

$$U(\delta) = 0,99 U_0.$$

I.1.2 Couche limite thermique

Lorsque le fluide a une température T_e ; s'écoule sur une paroi portée à une température T_p , $T_e \neq T_p$ des échanges thermiques s'établissent. Les particules du fluide s'échauffent ou se refroidissent au contact de la plaque. Ces particules échangent de la chaleur de proche en proche avec leurs voisines et un gradient thermique est alors généré. Par convention, l'épaisseur de la couche limite (δ_T) correspond à la frontière où

$$T(\delta_T) = 0,99 (T_e - T_p).$$

I.2 Propriétés d'un écoulement turbulent dans un canal bidimensionnel

On considère un écoulement turbulent (figure 2) stationnaire et unidirectionnel en moyenne dans un canal bidimensionnel à parois lisses (figure I.2). Les équations générales de ce type d'écoulement dans la région pleinement développée située très loin de l'entrée du canal sont les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement.

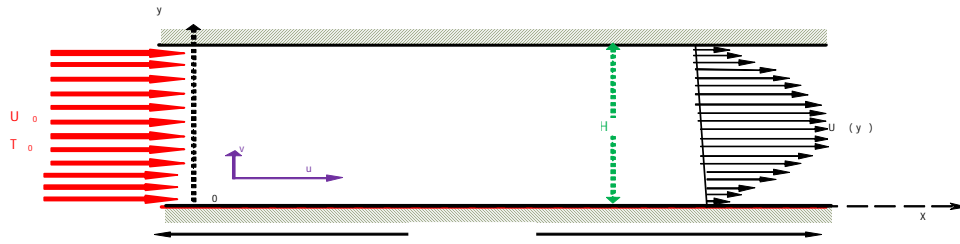


Figure I.2. Caractéristiques d'un écoulement dans un canal bidimensionnel

I.2.1 Équation de conservation de la masse

En utilisant la décomposition de Reynolds et en supposant que les valeurs moyennes des composantes normales de la vitesse sont nulles ($\bar{V}, \bar{W}=0$) (écoulement unidirectionnel en moyenne), le vecteur vitesse est réduit à :

$$\bar{V} = \begin{pmatrix} \bar{U} + u \\ v \\ w \end{pmatrix} \quad (I.1)$$

Ce qui conduit à l'équation de continuité suivante:

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (I.2)$$

I.2.2 Équation de quantité de mouvement moyennée

Dans le cas général, on a :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (-\delta_{ij} \bar{P}) - \rho \bar{u}_i \bar{u}_j + \mu \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (I.3)$$

La projection de cette équation générale suivant les trois directions x, y, z donne :

$$\left. \begin{aligned} 0 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \left(\frac{\partial \bar{uv}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{uw}}{\partial z} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial z^2} \right) \\ 0 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \left(\frac{\partial \bar{v}^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{vw}}{\partial z} \right) \\ 0 &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \left(\frac{\partial \bar{vw}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}^2}{\partial z} \right) \end{aligned} \right\} \quad (I.4)$$

En tenant compte des hypothèses précédentes en considérant un écoulement plan (les variations en z sont nulles), le système d'équations (I.13) est réduit à :

$$\left. \begin{aligned}
 -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{uv}}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial y^2} &= 0 \\
 -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial y} &= 0 \\
 \frac{\partial \bar{vw}}{\partial y} &= 0
 \end{aligned} \right\} \quad (I.5)$$

La dernière équation du système (I.5) montre que $\bar{vw} = Cste$

En tenant compte des conditions d'adhérence, \bar{vw} s'annule d'où $\bar{vw} = 0$, quelque soit y .

Suivant la direction y , on peut donc déduire $\bar{P}(x, y) : \bar{P}(x, y) + \bar{p}v^2(y) = \bar{P}_0(x)$ où $\bar{P}_0(x)$ représente la pression à la paroi $y=0$. De ce fait, on peut donc écrire :

$\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} = \frac{d\bar{P}_0}{dx}$, en tenant compte des hypothèses, l'équation suivant la direction x est réduite à :

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{d\bar{P}_0}{dx} - \frac{d\bar{uv}}{dy} + \nu \frac{d^2 \bar{U}}{dy^2} \quad (I.6)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{d\bar{P}_0}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{dy} \left(-\rho \bar{uv} + \mu \frac{d\bar{U}}{dy} \right)$$

$\mu = -\rho \bar{uv} + \mu \frac{d\bar{U}}{dy}$ Représente le frottement total (contribution de la tension turbulente et de la tension visqueuse) ;

L'équation du mouvement devient :

$$\frac{d\bar{P}_0}{dx} = \frac{d\tau}{dy} = Cste \quad (I.7)$$

En régime établi, la pression à la paroi \bar{P}_0 et le frottement pariétal varient linéairement en

fonction de x et y respectivement .après intégration on obtient :

$$\tau = \frac{\tau_0}{h} y + \tau_0 \quad (\text{I.8})$$

Finalement, l'évolution du frottement suivant l'axe des y est de la forme :

$$\frac{\tau}{\tau_0} = 1 - \frac{y}{h} \quad (\text{I.9})$$

Où

$$\tau_0 = -h \frac{d\bar{P}_0}{dx} \quad (\text{I.10})$$

I.2.3 Particularités et problèmes posés par les écoulements turbulents dans un canal bidimensionnel

Les écoulements dans un canal bidimensionnel sont similaires. Cependant, le cas de la conduite est le plus traité et des problèmes particuliers qui sont divisés en deux catégories :

- Les problèmes relatifs à l'aspect global de l'écoulement, à examiner dans les différentes régions que l'on peut distinguer dans le canal d'après les paramètres déterminants l'écoulement moyen.
- Les problèmes de structure posés par les différentes tailles de tourbillon.

I.2.4 Loi du régime établi

La viscosité du fluide est généralement supposée négligeable par rapport à la viscosité turbulente dans la plus grande partie du canal et que son influence n'est dominante qu'au voisinage des parois où les gradients de la vitesse sont intenses.

Le frottement visqueux $\mu(\partial\bar{U})/\partial y$ intervient en effet lorsque $y \frac{U_\tau}{\nu}$ demeure inférieur à 30, et il est prépondérant devant le frottement turbulent dans la région du film visqueux ; soit pour $y^+ < 5$. Par ailleurs, le fait que presque toute l'énergie cinétique turbulente soit produite dans la région, et que cette énergie soit en grande partie dissipée localement, tend à attribuer un caractère local à l'écoulement au voisinage de la paroi. Les deux régions ainsi mises en évidence se recouvrent dans

une zone dans laquelle, d'après l'analyse de Millikan (1938), on retrouverait la classique loi logarithmique des vitesses moyennes. Cette étude montrée également la variation logarithmique de la vitesse U_{max} sur l'axe du canal en fonction de la vitesse de frottement U_τ .

Aux niveaux des parois d'un écoulement en conduite on distingue trois régions comme le montre la figure I.3 :

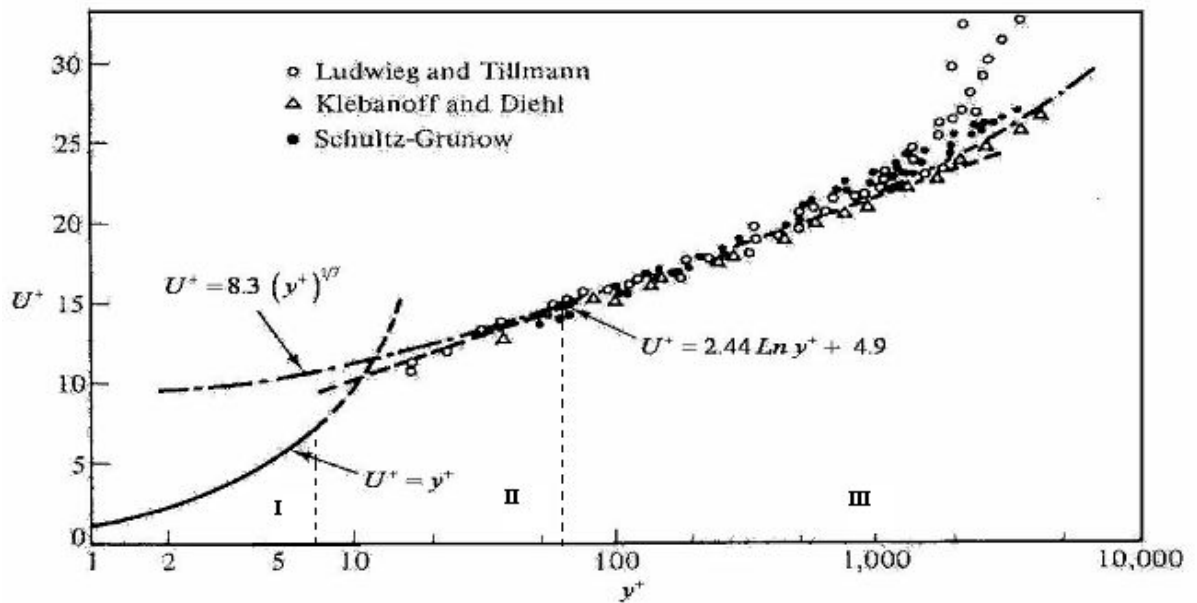


Figure I.3. Subdivisions de la région de près de la paroi
Distribution de la vitesse moyenne longitudinale
(Hinze 1975)

La région du film visqueux $y^+ < 5$ dans laquelle la distribution des vitesses est linéaire :

$$\frac{\bar{U}}{U_\tau} = \frac{y u_\tau}{\nu}$$

La région de transition $5 < y^+ < 30$ dans laquelle existerait la loi de paroi sous la forme Générale suivante :

$$\frac{\bar{U}}{U_\tau} = f\left(\frac{y u_\tau}{\nu}\right)$$

La région de la loi logarithmique $y^+ > 30$ où on a :

$$\frac{\bar{U}}{U_\tau} = K \log\left(\frac{y u_\tau}{\nu}\right) + c$$

Où K, C sont des constantes empiriques.

En pratique, la forme du profil des vitesses au voisinage de l'axe est assez bien représentée par une

parabole, ce qui permet d'admettre que le coefficient de diffusion turbulente est constant.

I.2.5 Etablissement de l'écoulement

La condition fondamentale pour une étude rigoureuse des écoulements bidimensionnels pleinement développés dans un canal ou en conduite est la connaissance des dimensions nécessaires de ce canal pour assurer l'établissement du régime d'écoulement. Le rapport de bi dimensionnalité minimum de 7:1 (L/l), proposé par Dean (1978) semble fiable d'après les précédentes études expérimentales. En revanche, il n'y a aucun consensus sur la longueur d'établissement et les résultats obtenus sont incomplets.

La synthèse de certains travaux de la littérature montrent que les résultats trouvés sont dispersés et incertains. Il n'existe actuellement aucune valeur de référence sur la longueur nécessaire pour l'établissement de la turbulence en conduite ou dans un canal bidimensionnel.

Dean (1978) fut parmi les premiers à regrouper toutes les données disponibles sur les écoulements bidimensionnels, il a constaté que les longueurs d'établissement de référence sont généralement vagues, et parfois inexistantes. La longueur (Comptée à partir de l'entrée du canal) retrouvée est équivalente peuvent varier de 23 à 300 fois la hauteur du canal. Il s'agit du travail de Laufer, qui a déterminé sur une longueur d'établissement égale à 55 fois la hauteur du canal. Laufer (1950), en étudiant la turbulence dans une conduite, a relevé une autre longueur d'établissement d'environ 30 fois le diamètre de la conduite en se basant sur le champ moyen de la vitesse. De façon similaire, Nikuradse (1966), trouve une longueur de 40 fois le diamètre en comparant les profils de vitesse moyenne à travers plusieurs sections de la conduite.

Aucune longueur minimum absolue n'a été établie, mais les longueurs déduites par Laufer et de Nikuradse sont légèrement inférieures à celles retrouvées par Dean (1978). En outre, aucune des investigations récentes qui ont par des moyens performants n'ont trouvé des longueurs d'établissement inférieures à 100, ce qui a mis en doute les conditions expérimentales et l'état de l'écoulement dans ces travaux classiques. Patel (1974), par exemple, dans une étude consacrée de longueur d'entrée, a trouvé une longueur minimale de 100 fois le diamètre de la conduite. Zanoun et al. (2003) ont mis en évidence une longueur d'établissement de 115 fois la hauteur du canal, leur étude est basée sur le travail de référence de Comte-Bellot (1965).

Zagarola (1996), a utilisé plusieurs techniques de mesure pour déterminer avec précision la longueur d'établissement. Il l'a estimée à 160 fois le diamètre de la conduite considérée.

Lien et al. (2004), ont obtenu une longueur de 130 fois la hauteur du canal. Cependant, ils recommandent de considérer une longueur légèrement supérieure ou égale à 150 fois la hauteur du canal.

Nous présentons une synthèse des travaux entrepris pour la longueur d'établissement dans le tableau suivant :

Tableau I.1 Etudes antérieures sur la longueur d'établissement

Auteur	Année	Longueur d'établissement L/H (canal) ou L/D (conduite)
Laufer	1950	55
Nikuradse	1966	41
Patel	1974	10
Zagarola	1996	160
Zanoun et al	2003	115
Lien et al	2004	130

I.3 Travaux antérieurs sur le contrôle de la turbulence par le soufflage

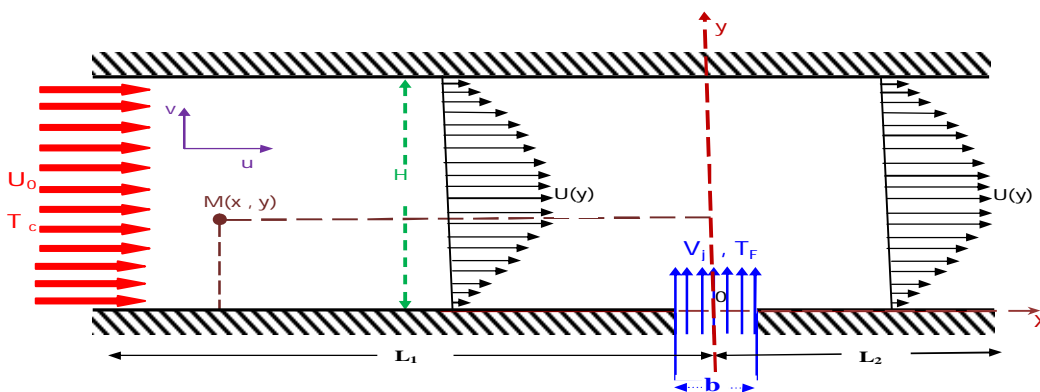


Figure I.4. Configuration d'une injection localisée verticale dans un canal bidimensionnel

Notre travail est une investigation sur le soufflage au niveau de la couche limite. Comme le montre la (figure I.4), on considère les effets d'un soufflage localisé à travers une petite fente sur un écoulement turbulent pleinement établi dans un canal

Nous exposerons les principales études consacrées à la manipulation de la turbulence par

soufflage uniforme, injection localisée, aspiration et les jets instationnaires (pulsés). L'amplitude du soufflage ou celle de l'aspiration sont caractérisés par le rapport C_q . Il s'agit du rapport de la vitesse du jet à travers une fente fine sur la vitesse au centre (axe) de la veine d'essai. Un autre rapport est aussi souvent utilisé, il s'agit du rapport de débits. Dans le cas des injections pulsées on les caractérise par leur amplitude et leur fréquence (Smith et al. (2003)).

Les écoulements turbulents en présence de soufflage ont été étudiés depuis plusieurs décennies par plusieurs chercheurs (Stevenson (1968), Simpson (1970), Julien et al. (1971) et Baker et Launder (1974)). Ces études ont montré que le soufflage repousse verticalement loin de la paroi le profil de vitesse moyenne notamment dans la région logarithmique. Elles ont aussi montré que le soufflage favorise les intensités de la turbulence.

Sano et Hirayama (1985), ont examiné expérimentalement les effets du soufflage et de l'aspiration uniformes à travers une fente transversale dans une couche limite turbulente. Six valeurs de C_q ont été choisies ± 0.13 , ± 0.08 et ± 0.21 (le signe (-) correspond à l'aspiration et (+) au soufflage). Ces travaux ont mené aux conclusions suivantes :

- L'aspiration décroît le facteur de forme et accroît le frottement.
- A amplitudes égales, le soufflage a plus d'effets sur la turbulence que l'aspiration.

Antonia et al. (1990) par une visualisation d'un écoulement dans un canal hydraulique avec une aspiration ont mis en évidence une augmentation de la stabilité et la cohérence des (streaks) de faible vitesse. L'aspiration réduit aussi la fréquence moyenne des éjections.

Plus tard, Piomelli et al. (1989), par une simulation de grandes échelles (LES) ainsi que Sumitani et Kasagi (1995), par DNS ont confirmé ces observations. Ils ont déterminé les bilans d'énergie dans un canal bidimensionnel où sont appliqués simultanément une aspiration sur une paroi et un soufflage sur la paroi opposée. Ils ont confirmé que le soufflage favorise l'occurrence des structures cohérentes transversales tandis que l'aspiration tend à les diminuer.

Antonia et al. (1990), ont étudié expérimentalement l'influence de l'aspiration à travers une paroi légèrement chauffée sur les « bursts » dans une couche limite. Ils ont noté que l'aspiration augmente la durée moyenne des éjections. L'analyse des quadrants a montré que la durée moyenne des balayages augmente.

Park et Choi (1999) ont réalisé une étude numérique par une simulation directe (DNS) pour analyser les effets d'un soufflage ou d'une aspiration locale et stationnaire sur une couche limite turbulente. Ils ont montré que le soufflage réduit le frottement tandis que l'aspiration le favorise. L'étude des profils de pressions moyennes a montré que dans le cas du soufflage, un

gradient de pression défavorable se développe en amont et en aval de la fente. Par contre au-dessus de la fente c'est un gradient de pression favorable qui est généré. Dans le cas de l'aspiration, le phénomène inverse est observé. Park et Choi ont surtout décrit le mécanisme de réduction de frottement qui est principalement dû à l'étirement et à l'inclinaison des tourbillons près de la paroi. Le soufflage éloigne de la paroi les structures cohérentes et empêche ainsi leurs interactions avec la paroi, ce qui entraîne une réduction considérable du frottement.

Krogstad et Kourakine (2000), ont étudié les effets d'une injection localisée à travers une bande poreuse sur une couche limite turbulente. L'injection augmente les tensions de Reynolds. La longueur de mélange est réduite par injection pariétale et l'analyse des quadrants a montré qu'ils sont sensibles au soufflage. Cependant ils n'ont pas observé des modifications notables au niveau du tenseur d'anisotropie.

Tardu (2001) a étudié expérimentalement les effets d'un jet périodique (succession de phases d'injection et de soufflage) à travers une fente transversale sur une couche limite turbulente. Les résultats obtenus ont été comparés à ceux d'un soufflage stationnaire. Il a montré que les deux types de jets (soufflage et aspiration) permettent la réduction du frottement. Cependant, il a remarqué que le soufflage périodique présente des effets intéressants à certaines amplitudes et fréquences.

Chung et Sung (2001), se sont intéressés à la relaxation de la turbulence dans un canal bidimensionnel soumis à un soufflage et à une aspiration uniforme. Le retour à l'état d'équilibre des champs moyens et fluctuants de vitesses ainsi que les tensions de Reynolds ont été examinés numériquement. Ils ont noté pour le cas de l'aspiration uniforme, le retour vers l'état d'équilibre se fait beaucoup plus lentement que celui d'un soufflage uniforme. Ils ont aussi mentionné que le transfert d'énergie entre les tensions de Reynolds est favorisé par le soufflage alors que l'aspiration tend à l'atténuer.

Chung et al. (2002), ont examiné par DNS la turbulence pleinement développée dans un canal bidimensionnel en présence d'un soufflage et d'une aspiration. Il a été remarqué que l'écoulement dans la région de proche paroi devient plus isotrope avec le soufflage. Ce dernier accroît les composantes : normale (v) et transversale (w) de la vitesse fluctuante. Une augmentation significative de l'anisotropie de l'écoulement dans la région de proche paroi est obtenue dans le cas de l'aspiration. L'analyse de la relaxation de la carte des invariants d'anisotrope montre qu'elle diffère pour le soufflage et pour l'aspiration.

Kim et al. (2003), ont appliqué un jet localisé périodique par l'intermédiaire d'une fente circulaire. Les phases de soufflage et d'aspiration sont assurées par une membrane vibrante en LATEX. Ils ont remarqué que les zones qui présentent une réduction de vitesse moyenne sont plus étendues que celles où la vitesse moyenne est réduite. Cela sous entend que la phase où la membrane refoule l'air affecte plus l'écoulement que la phase d'aspiration. Kim et al. ont aussi constaté que le retour en aval vers l'état non perturbé se fait plus lentement pour de faibles fréquences de vibration de la membrane.

Kim et al. (2003b), ont analysé numériquement le comportement de la pression (moyenne et fluctuante) en présence du soufflage et de l'aspiration dans une couche limite turbulente. Les fluctuations de pression sont largement plus affectées par le soufflage que par l'aspiration. Ils ont aussi confirmé les observations faites par Park et Choi (1999) sur le comportement de la pression moyenne. En présence du soufflage, l'inclinaison et l'étirement des tourbillons quasi-longitudinaux contribuent significativement à l'accroissement des termes non-linéaires de sources dans l'équation de Poisson. Le phénomène inverse est remarqué pour l'aspiration.

L'effet du soufflage périodique a été aussi examiné expérimentalement par Park et al. (2003) en utilisant la PIV. Ils ont aussi étudié l'effet de l'angle du jet par rapport à la paroi sur l'écoulement au sein de la couche limite. Les expériences ont montré que la vitesse près de la paroi s'atténue d'avantage. Ils ont obtenu une plus importante réduction de frottement pour les jets à plus haute fréquence et aussi pour une inclinaison de 120°.

L'article de Jeon et al. (2004) montre qu'une diminution de 50% de la contrainte pariétale peut être obtenue sur une sphère où le contrôle est effectué par une injection/aspiration périodique à travers une fente. Une fréquence critique de soufflage a été révélée, en dessous de laquelle aucune réduction significative n'est constatée. Au-dessus de cette fréquence une instabilité apparaît dans la couche limite et une zone de recirculation se développe provoquant la diminution du frottement.

L'instationnarité semble donc être un paramètre essentiel pour obtenir un contrôle efficace. Une simulation numérique directe (DNS) a été entreprise par Kim et Sung (1993), pour analyser les effets d'un soufflage périodique à travers une fente transversale sur une couche limite turbulente. Ils ont fait varier la vitesse du jet tout en maintenant une fréquence constante. Les résultats ont été ensuite comparés au soufflage stationnaire (continu). Ils ont également aussi obtenu une réduction de frottement mais légèrement inférieure à celle obtenue avec un soufflage stationnaire. Le soufflage périodique génère des structures tourbillonnaires transversales. Ces tourbillons provoquent un écoulement inverse qui réduit les cisaillements pariétaux. La perturbation périodique augmente plus la redistribution d'énergie que celle du cas stationnaire.

L'effet du soufflage a été aussi étudié expérimentalement par Haddad et al. (2006) en utilisant simultanément l'anémométrie à fil chaud et la PIV. Ils ont pu déterminer l'impact d'un soufflage localisé sur le comportement des structures cohérentes dans la région de proche paroi. Ce travail a servi de base pour la validation de la technique numérique utilisée dans la présente étude.

M.O Oyewola et al en 2007 ont réalisé une étude expérimentale basée sur le fil chaud pour une couche limite turbulente soumise à une aspiration à travers une paroi poreuse. Ils ont montré que l'aspiration a une influence considérable sur l'anisotropie du mouvement.

A.V Boiko et al en 2008 ont fait une étude expérimentale sur une couche limite en aménageant une série de fentes annulaires (aspiration et soufflage) périodique. Ils ont montré que cette technique favoriserait l'épaississement de la couche limite et réduit le frottement pariétal.

Aloui et al en 2010 ont fait une étude expérimentale en utilisant l'anémométrie à fil chaud et la PIV pour étudier l'effet de l'inclinaison de la fente d'injection sur les performances aérodynamiques, le but de leur étude est d'ordre économique (réduction de la vibration) et environnemental (diminution du bruit).

Le tableau suivant montre que c'est la couche limite qui a été la plus étudiée pour approfondir l'effet du soufflage et de l'aspiration.

Tableau I.2 Récapitulatif des travaux antérieurs sur la manipulation des écoulements turbulents avec soufflage et aspiration

Auteurs	Méthodologie	Configuratio	Type d'injection	Résultats
Inger (1969)	Théorique	Couette-poiseuille	Soufflage massif	Effet de tridimensionnalité
Sano et Hirayama(1985)	Expérimentale	Couche limite	Soufflage/aspiration à travers une fente	Réduction/augmentation du frottement par soufflage/aspiration
Antonia et al. (1990)	Expérimentale	Couche limite	Aspiration	Augmentation des temps moyens entre "burst" et temps moyen des "balayage"
Choi et al. (1994)	Expérimentale	Canal bidimensionnel	Soufflage/aspiration	25% de réduction de frottement
Antonia et al. (1995)	Expérimentale	Couche limite	Aspiration	Réduction du caractère turbulent de l'écoulement « Pseudo -relaminarisation »
Tardu (1998)	Expérimentale	Couche limite	Soufflage périodique/stationnaire	Réduction du frottement dans les deux cas avec des mécanismes différents

Park et Choi (1999)	Numérique (DNS)	Couche limite	Soufflage/ aspiration uniforme	Réduction du frottement pour le soufflage.
Krogstad et Kourakine(2001)	Expérimentale	Couche limite	Injection à travers une paroi poreuse	14% de réduction de frottement
Park et al. (2001)	Expérimentale	Couche limite	Soufflage localisé et périodique à travers une fine fente transversale	Le jet pulsé accroît le facteur de forme de la couche limite
Kim et al. (2003b)	Numérique (DNS)	Couche limite	Soufflage/aspiration à travers une fente transversale	Apparition d'un gradient de pression défavorable avec le soufflage, L'inverse est observée pour l'aspiration
Park et al. (2003)	Expérimentale	Couche limite	Injection périodique (3 angles du jet sont considérés)	Plus grande réduction de frottement pour la plus grande fréquence du jet et pour l'inclinaison de 120°
Jeon et al. (2004)	Expérimentale	Couche limite	une injection/aspiration périodique à travers une fente.	Une fréquence critique de soufflage a été révélée, au-dessus de cette fréquence une instabilité apparaît dans la couche limite et une zone de recirculation se développe provoquant la diminution du frottement.
Haddad et al. (2006)	Expérimentale	Canal bidimensionnel	une injection à travers une paroi poreuse	Effet du soufflage sur les structures cohérentes.
M.O Oyewola et al (2007)	Expérimentale	couche limite	aspiration à travers une paroi poreuse	l'aspiration a une influence considérable sur l'anisotropie de l'écoulement
A.V Boiko et al 2008	Expérimentale	Couche limite	Une série de fentes annulaires (aspiration, soufflage) périodique	Cette technique favoriserait un épaissement de la couche limite et réduit le frottement pariétal.
Aloui et al 2010	Expérimentale	Couche limite	Fentes inclinées pour trois angles 30° ,45 °,90°	Le but de cette technique est d'ordre économique (réduction de la vibration) et environnemental (diminution du bruit).

Conclusion

A travers cette revue bibliographique on peut confirmer que le contrôle de la couche limite turbulente par injection est une technique très recommandée.

Très peu d'études numériques basées sur les modèles RANS ont été recensées.

Ayant une banque de données expérimentale très intéressante, ceci nous a motivé de mener notre étude numérique par un modèle RANS de turbulence pour la validation. La configuration choisie se rapproche de celle de Krogstad et Kourakine (2000) et de Haddad (2006).

Chapitre II

Modélisation de la turbulence

II. Introduction

La turbulence n'est pas liée à la nature du fluide mais à la nature de son mouvement. Elle est en apparence désordonnée et imprévisible. L'étude du mouvement instantané d'un fluide peut être décrite par les équations de Navier Stokes. Ces équations représentent le premier niveau de modélisation en mécanique des fluides.

Les premiers travaux sur la turbulence ont été menés par Osborne Reynolds en 1883. A partir de ses expériences sur les écoulements dans une conduite, il a prouvé que l'écoulement devient turbulent ou irrégulier quand le nombre adimensionnel $R_e = \frac{Ul}{\nu}$, dépasse une certaine valeur critique. Osborne Reynolds a également séparé les grandeurs turbulentes en une valeur moyenne et d'une fluctuation. Cette décomposition est la conséquence directe de l'apparition des moments du second ordre (corrélations) dans les équations moyennées du mouvement.

La découverte de la signification du nombre de Reynolds et des tensions turbulentes s'est avérée être d'une importance fondamentale dans les développements actuels de la turbulence. En 1920, le scientifique Allemand Prandtl et son étudiant Von-Karman ont développés des théories semi-empiriques sur la turbulence.

La plus connue de ces dernières était la théorie de longueur de mélange, obtenue par une analogie avec le concept du libre parcours moyen dans la théorie cinétique des gaz. Par l'estimation exacte de la longueur de mélange l_m ($l_m = k \cdot y$, avec $k=0.41$) : constante de Karman, y : distance à la paroi solide plane), Prandtl a montré que le profil de vitesse au voisinage d'une paroi solide plane varie suivant une loi logarithmique.

En 1922 le météorologiste Britannique Lewis Richardson, dans son livre sur la prévision numérique du temps a montré que l'énergie cinétique turbulente est transférée, en cascade, des plus grosses structures vers les plus petites jusqu'à ce qu'elles soient dissipées par les contraintes visqueuses. Le mathématicien Russe A.N.Kolmogorov poursuivit l'idée de Richardson (cascade spectrale de l'énergie), en proposant deux hypothèses :

- **1^{er}** hypothèse : Pour une turbulence homogène et isotrope, la distribution de la vitesse ne dépend que de deux paramètres : la viscosité cinématique du fluide ν , et le taux de dissipation par agitation turbulente ε .

- La vitesse est déduite à partir de : $V \propto (\varepsilon \eta)^{\frac{1}{4}}$ et les échelles de longueur de dissipation sont de l'ordre de : $\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}}$.

- **2^{ème}** hypothèse : En remarquant pour des échelles η beaucoup plus petites que ℓ , il a mis en évidence un sous-domaine inertiel (*inertial subrange*) dans lequel la viscosité cinématique du fluide

ν ne joue aucun rôle et la vitesse dépend uniquement de la dissipation visqueuse ε .

En 1941 Kolmogorov et Obuklov ont montré que le spectre dans le sous-domaine inertiel est proportionnel à : $\varepsilon^{\frac{2}{3}} K^{-\frac{5}{3}}$ (K : nombre d'onde) ($E(K)$ est proportionnel à $\varepsilon^{\frac{2}{3}} K^{-\frac{5}{3}}$: loi en moins cinq tiers de Kolomogrov).

L'étude de la turbulence expérimentalement est souvent difficile à réaliser et onéreuse. Les simulations numériques sont pratiques et permettent d'avoir accès à des informations souvent non disponibles par l'expérience.

Actuellement il existe trois principales méthodes de modélisation d'un écoulement turbulent :

- La simulation numérique directe (D.N.S), dans laquelle on cherche à résoudre la totalité des phénomènes physiques.
- La simulation moyennée (R.A.N.S), dans laquelle on considère seulement les équations moyennées du mouvement.
- La simulation des grandes échelles (LES) dans laquelle on représente seulement les plus gros tourbillons en fonction du temps. Cette technique est une combinaison des deux techniques précédentes.

II. 1. Simulation numérique des écoulements turbulents

II. 1. a. Simulation numérique directe

La simulation numérique directe est désignée souvent sous l'appellation DNS (Direct Numerical Simulation). Cette méthode consiste à résoudre numériquement les équations tridimensionnelles instationnaires de Navier-stokes, en partant des grandes structures (où la convection est dominante) jusqu'aux plus petites structures (où la viscosité est prépondérante). Dans cette approche, toutes les échelles spatio-temporelles de l'écoulement doivent être prises en compte dans la discrétisation des équations sans faire la moindre hypothèse sur les propriétés de la turbulence. Cette méthode calcule directement le champ instantané dynamique et scalaire de l'écoulement. Certains auteurs parlent même d'expérimentation numérique le fait que toutes les grandeurs physiques d'un écoulement si difficile à mesurer dans une expérience, soient ainsi obtenues par le calcul.

L'inconvénient majeur de cette méthode est le coût prohibitif qu'elle nécessite en terme de moyen de calcul, car le nombre de mailles nécessaire pour la discrétisation est de l'ordre de $\mathbf{R}_t^{\frac{9}{4}}$ (avec :

$\mathbf{R}_t = \frac{u' l_i}{\nu}$ nombre de Reynolds turbulent, u' est une échelle de vitesse fluctuante, l_i une échelle de longueur caractéristique et ν est la viscosité cinématique du fluide) .

Par conséquent, l'utilisation de la DNS est destinée aux calculs d'écoulements turbulents dans des géométries très simples, pour des nombres de Reynolds raisonnables, cette méthode ne sera pas

facilement applicable à des situations industrielles complexes ($Re \geq 10^5$).

II. 1. b. Modélisation statistique (R.A.N.S : Reynolds Average Navier Stokes)

Cette approche s'appuie sur l'utilisation d'une moyenne statistique ou d'une moyenne d'ensemble, justifiée par le caractère aléatoire de la turbulence. Chaque grandeur turbulente est décomposée en une partie moyenne et une partie fluctuante (décomposition de Reynolds). L'application d'une moyenne statistique aux équations de Navier-Stokes fait apparaître des nouveaux termes inconnus appelés : tensions de Reynolds ou contraintes turbulentes de Reynolds. On est alors devant un problème où le nombre d'inconnues est supérieur au nombre d'équations, nécessitant alors une fermeture du système. L'analyse statistique des écoulements turbulents nécessite une modélisation de ces contraintes. En effet, pour résoudre les équations décrivant l'écoulement moyen, il faut établir un modèle permettant le calcul des contraintes turbulentes qui seront déduites à partir des variables du champ moyen et fluctuant de cet écoulement.

II. 1. c. Simulation des grandes échelles (LES : Large Eddy Simulation)

Cette technique est en quelque sorte une combinaison entre la DNS et les méthodes RANS. Pour ce type de simulation on doit opérer un filtrage spectral des équations de Navier-Stokes afin de décomposer les champs dynamiques instantanés de l'écoulement en deux parties : les grandes échelles et les petites échelles.

Cette procédure, même pour des grand nombre de Reynolds, permet de calculer directement les grandes échelles de l'écoulement, et de modéliser les petites échelles (problème de fermeture à résoudre) par un modèle de sous - maille. On appelle souvent les champs obtenus: « champ résolu (grandes échelles) » et « champ modélisé (petites échelles) » respectivement.

Les modèles LES ont dans un premier temps été développés pour des applications météorologiques et se sont par la suite étendus à une large gamme d'écoulements, dont les écoulements confinés. Le coût de calcul plus élevé par rapport aux modèles RANS et le traitement délicat des zones proche-paroi qui est encore peu utilisé dans les applications industrielles.

II. 2. Développement des équations de base

Dans la présente étude nous avons opté pour une modélisation RANS basée sur le modèle énergie dissipation k- ϵ de fermeture en un point.

Les équations de base de conservation sont :

- Equation de la conservation de la masse
- Equation de quantité de mouvement

➤ Equation de l'énergie

On considère dans cette étude un fluide newtonien (air) , incompressible, non pesant avec des propriétés thermophysiques constantes et l'écoulement est supposé bidimensionnel et stationnaire en moyenne.

II. 2. 1. Equation de conservation du mouvement

Les équations de conservation du mouvement sont les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement.

II. 2. 1. a. Equation de continuité

L'équation de continuité exprime le principe de conservation de la masse. Pour un fluide incompressible :

$$\text{div } \vec{U} = 0 \quad (\text{II.1})$$

En coordonnées cartésiennes l'équation (1) s'écrit :

$$\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.2})$$

II. 2. 1. b. Equation de Navier-Stokes

Les équations de Navier-Stokes, traduisant la conservation de la quantité de mouvement, montrent que l'accélération d'une particule fluide est due aux forces de pression et de viscosité.

$$\vec{U} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} U = -\frac{1}{\rho} \text{grad} P + \nu \Delta \vec{U} \quad (\text{II.3})$$

En coordonnées cartésiennes l'équation (3) de Navier-Stokes s'écrit :

$$\tilde{U}_j \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \tilde{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{II.4})$$

II. 1. 2. Equation de conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie est déduite à partir de l'équation de diffusion de la chaleur.

$$\vec{U} \cdot \overrightarrow{\text{grad}} T = \frac{\lambda}{\rho C_P} \Delta T \quad (\text{II.5})$$

En coordonnées cartésiennes l'équation de conservation de l'énergie (II.5) est:

$$\tilde{U}_1 \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} = \frac{\lambda}{\rho C_P} \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x_i \partial x_i} \quad (\text{II.6})$$

Avec : λ la conductivité thermique, et C_p chaleur massique à pression constante de l'air.

II. 3. Equations moyennées

Les équations moyennées s'obtiennent à partir de la décomposition de Reynolds de toutes les variables physiques appliquée aux équations du mouvement (masse, quantité de mouvement et énergie), ensuite on effectue la moyenne.

Les équations des grandeurs fluctuantes s'obtiennent par différence des équations instantanées aux équations moyennes correspondantes.

II. 3. 1. Equations du mouvement moyenné

II. 3. 1. a. Equation de continuité du champ moyen

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.7})$$

La moyenne de l'équation (II.7) donne :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \Rightarrow \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0$$

L'équation de continuité du champ moyen est déduite à partir de ;

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.8})$$

II. 3. 1. b. Equation de continuité du champ fluctuant

En retranchant l'équation (8) de l'équation (7) on obtient :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.9})$$

Qui représente l'équation de continuité des vitesses fluctuantes.

II. 3. 1. c. Equation du champ moyen

En introduisant la décomposition de Reynolds dans l'équation (4) on a :

$$(U_j + u_j) \frac{\partial (U_i + u_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (P + p)}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 (U_i + u_i)}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{II.10})$$

En moyennant l'équation (II.10), on obtient :

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \overline{u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{II.10-a})$$

En tenant compte de l'équation (II.9), on peut écrire: $\overline{u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j})$

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u_i u_j} \right) \quad (\text{II.11})$$

L'équation (II.11) représente l'équation de Navier-Stokes du champ moyen.

$\overline{u_i u_j}$: C'est un tenseur qui traduit l'influence du champ turbulent sur le champ moyen. $\rho \overline{u_i u_j}$ est le tenseur des tensions de Reynolds. Ce tenseur est symétrique du second ordre sa trace est égale au double de l'énergie cinétique turbulente.

II. 3. 1. d. Equation du champ fluctuant

En retranchant l'équation (II.11) de l'équation (II.10-a) on obtient :

$$U_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -u_j \frac{\partial}{\partial x_j} (U_i + u_i) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (v \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \overline{u_i u_j}) \quad (\text{II.12})$$

L'équation II.12 représente l'équation du champ dynamique fluctuant.

II. 3. 2. Equation de conservation de l'énergie

II. 3. 2. a. Equation de conservation de l'énergie moyennée

En remplaçant \tilde{T} dans l'équation (6) par $\tilde{T} = T + \theta$ on aboutit à l'équation II.13:

$$U_i \frac{\partial T}{\partial x_i} + U_i \frac{\partial \theta}{\partial x_i} + u_i \frac{\partial T}{\partial x_i} + u_i \frac{\partial \theta}{\partial x_i} - \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_i} + \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial^2 \theta \theta}{\partial x_i \partial x_i} \quad (\text{II.13})$$

En moyennant l'équation (II.13), on aboutit à l'équation de conservation du champ thermique moyen :

$$U_i \frac{\partial T}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial T}{\partial x_i} - \overline{u_i \theta} \right) \quad (\text{II.14})$$

Les termes $\overline{u_i \theta}$ proviennent de la non linéarité des équations de l'énergie. Ces termes traduisent l'influence des champs dynamique et thermique fluctuants.

II. 3. 2. b. Equation de conservation champ thermique fluctuant

Par différence des équations (II.14) et (II.13), on aboutit à :

$$U_i \frac{\partial \theta}{\partial x_i} - u_i \frac{\partial}{\partial x_i} (T + \theta) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \overline{u_i \theta} \right) \quad (\text{II.15})$$

La décomposition de Reynolds appliquée aux équations de Navier-Stokes et celle de l'énergie entraîne l'apparition de nouvelles inconnues au problème. En effet, à chaque étape, on introduit des inconnus supplémentaires ($\overline{u_i u_j}$ et $\overline{u_i \theta}$). Le nombre d'inconnues est supérieur aux nombres d'équations disponibles, donc le système d'équations est ouvert (problème de fermeture). Les techniques qui permettent de résoudre ce problème font appel à des hypothèses de fermeture destinées à obtenir un système comportant autant d'équations que d'inconnues. Ces hypothèses sont appelées « modèles de la turbulence ».

II. 4. Modélisation de la turbulence

II. 4. 1. Equation de transport des tensions de Reynolds

L'équation de transport des corrélations doubles $\overline{u_i u_j} = R_{ij}$ ou tension de Reynolds sont déduite à partir de :

$$\overline{u_i \epsilon q d e u_j + u_j \epsilon q d e u_i}$$

$$\left\{ \begin{aligned} U_k \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} &= - \left[\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right] + \frac{\bar{P}}{\rho} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \\ - \frac{\partial (\overline{u_i u_j u_k})}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{\bar{P}}{\rho} u_i \delta_{jk} + u_j \delta_{ik} \right] &+ \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i u_j}}{\partial x_k \partial x_k} - 2\nu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right] \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right] \end{aligned} \right. \quad (\text{II.16})$$

L'équation (II.16) peut se mettre sous la forme condensée suivante :

$$\frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + U_k \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_k} = P_{ij} + \Phi_{ij} + D_{ij} - \Sigma_{ij} \quad (\text{II.17})$$

Les différents termes de l'équation (II. 17) sont définis dans le tableau (II.1)

Tableau II.1 Termes de l'équation de transport des tensions de Reynolds

$U_k \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_k}$	$U_k \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k}$	Variation convective associée au mouvement moyen, nul en écoulement homogène.
P_{ij}	$- \left[\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right]$	Traduit l'action des gradients de vitesse moyenne sur le champ turbulent et représente la production dynamique des tensions de Reynolds.
Φ_{ij}	$\frac{\bar{P}}{\rho} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right]$	terme de corrélation pression-déformation qui s'annule par contraction et exprime donc une redistribution d'énergie sur les composantes du tenseur de Reynolds
D_{ij}	$-\frac{\partial (\overline{u_i u_j u_k})}{\partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{\bar{P}}{\rho} u_i \delta_{jk} + u_j \delta_{ik} \right] - \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i u_j}}{\partial x_k \partial x_k}$	Ce terme regroupe les termes de transport diffusif par agitation turbulente dus aux : - fluctuations de la vitesse et de la pression - la diffusion par agitation moléculaire
\sum_{ij}	$2\nu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right] \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right]$	Terme de destruction appelé par abus de langage « dissipation visqueuse » ; car il constitue un puits produit par la viscosité moléculaire.

L'équation (II.17) comprend des termes de corrélation triples $\overline{u_i u_j u_k}$, donc on est encore confronté à un problème de fermeture.

La fermeture du second ordre se limite à l'utilisation des équations pour les corrélations d'ordre deux et cherche à modéliser les corrélations d'ordre supérieur à deux.

II. 4. 1. 1. Modélisation des différents termes de l'équation de transport des tensions de Reynolds

II. 4. 1. 1. a. Modélisation des termes de diffusion

II. 4. 1. 1. a. 1. Corrélations triples de vitesse

- $\overline{u_i u_j u_k}$, Sont les termes de diffusion par agitation turbulente dus aux fluctuations de la vitesse (corrélation triple).

Les schémas proposés par les études antérieures de ces corrélations résultent généralement de l'étude de leur équation de transport.

- Le schéma de Daly et Harlow

$$\text{➤ } \overline{u_i u_j u_k} = C_s' \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_l}}{\partial x_l}$$

Où C_s' est compris entre 0.22 et 0.25 selon la plupart des auteurs, ce schéma ne respecte pas la symétrie tensorielle de la corrélation triple $\overline{u_i u_j u_k}$.

- Le schéma de Donaldson, basé sur la formulation de Shir, cette expression est l'une des premières propositions à avoir respecté la symétrie tensorielle.

$$\text{➤ } \overline{u_i u_j u_k} = L \sqrt{k} \left[\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u_j u_k}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u_i u_k}}{\partial x_j} \right]$$

L : une macro-échelle de turbulence.

- Le schéma de Shir

$$\text{➤ } \overline{u_i u_j u_k} = C_s' \nu k \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k}$$

En considérant pour échelle de temps $\nu \propto k/\varepsilon$, la constante $C_s' = 0.04$.

- Le schéma de Mellor et Herring est formulé par

$$\text{➤ } \overline{u_i u_j u_k} = \frac{2}{3} C_s \frac{k^2}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u_j u_k}}{\partial x_i} + \overline{u_k u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_l}}{\partial x_j} \right] \text{ avec } C_s = 0.108.$$

- Le schéma d'Hanjalic et Launder. Assez connue est sous la forme de :

$$\text{➤ } \overline{u_i u_j u_k} = C_s \frac{k}{\varepsilon} \left[\overline{u_i u_l} \frac{\partial \overline{u_j u_k}}{\partial x_l} + \overline{u_j u_l} \frac{\partial \overline{u_k u_l}}{\partial x_i} + \overline{u_k u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_l}}{\partial x_l} \right] \text{ avec } C_s = 0.11$$

- Schéma de D.E. Cormack L.G.Leal et J.H. Seinfeld est plus complexe, il tient compte du tenseur d'anisotropie et, il est de la forme

$$\begin{aligned} \blacktriangleright \overline{u_i u_j u_k} = \frac{k^2}{\varepsilon} \left[\alpha_1 (\delta_{ij} \delta_{kl} + \delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \frac{\partial k}{\partial x_i} + \alpha_2 \left(\frac{\partial A_{ik}}{\partial x_j} + \frac{\partial A_{ij}}{\partial x_k} + \frac{\partial A_{kj}}{\partial x_i} \right) \right] + \\ \frac{k}{\varepsilon} \left[\alpha_3 (\delta_{ik} A_{jl} + \delta_{ij} A_{kl} + \delta_{kj} A_{il}) \frac{\partial k}{\partial x_i} + \alpha_4 (A_{ik} \frac{\partial A_{jl}}{\partial x_i} + A_{ij} \frac{\partial A_{kl}}{\partial x_i} + A_{kj} \frac{\partial A_{il}}{\partial x_i}) \right] \end{aligned}$$

Avec : $A_{ij} = \overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \bar{k} \delta_{ij}$ est le tenseur d'anisotropie :

$$\begin{aligned} \text{Les constantes de ce schéma sont : } \alpha_1 = 8.14 \times 10^{-3} ; \alpha_2 = 1.72 \times 10^{-2} ; \alpha_3 = 4.80 \times 10^{-2}, \\ \alpha_4 = 1.02 \times 10^{-1} \end{aligned}$$

II. 4. 1. 1. a. 2. Diffusion par fluctuation de pression

A cause du manque de données expérimentales, la plupart des auteurs ont négligé le terme de diffusion turbulente dû aux fluctuations de pression. La simulation numérique directe a pu montrer pour certains cas (écoulement de canal plan), que sa contribution au bilan énergétique est négligeable.

Pour les écoulements à grand nombre de Reynolds de turbulence, les fluctuations de pression ont été modélisées par :

- Corrélation de Hirt. C :

$$\blacktriangleright \frac{1}{\rho} \overline{p u_i} = \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j}$$

- Corrélation de Lumley. J. L :

$$\blacktriangleright \frac{1}{\rho} \overline{p u_i} = -\frac{2}{5} \overline{u_i u_j u_k}$$

II. 4. 1. 1. a. 3. Diffusion par agitation moléculaire

Ne nécessite pas de modélisation.

II. 4. 1. 2. Equation de transport de l'énergie cinétique turbulente

L'énergie cinétique turbulente est déterminée à partir de la demi-trace du tenseur des contraintes de Reynolds : $k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente est déduite à partir de l'équation de transport des tensions de Reynolds (éq.16) en effectuant une contraction d'indice $i=j$:

$$U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \overline{u_j u_m} \frac{\partial U_j}{\partial x_m} - \frac{\partial}{\partial x_m} \left(\overline{u_m \frac{u_j u_j}{2}} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_j p}) - \nu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_m} \frac{\partial u_j}{\partial x_m} \right) + \nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial x_m \partial x_m} \right) \quad (\text{II.18})$$

L'équation (II.18) peut se mettre également sous la forme condensée suivante :

$$U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = G + D - \varepsilon + \nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial x_m \partial x_m} \right) \quad (\text{II.19})$$

Les différents termes de l'équation précédente sont définis dans le tableau (II.2) :

Tableau (II.2). Termes de l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente.

$U_j \frac{\partial k}{\partial x_j}$	$U_j \frac{\partial k}{\partial x_j}$	Terme convectif
G	$-\overline{u_j u_m} \frac{\partial u_j}{\partial x_m}$	Production d'énergie par action des gradients de vitesse moyenne sur la turbulence
D	$\frac{\partial}{\partial x_m} \left(u_m \frac{\overline{u_j u_j}}{2} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_j p})$	Transport par diffusion sous l'action des fluctuations : de la vitesse et de la pression
ε	$\nu \overline{\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_m} \frac{\partial u_j}{\partial x_m} \right)}$	Dissipation visqueuse.
$\nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial x_m \partial x_m} \right)$	$\nu \left(\frac{\partial^2 k}{\partial x_m \partial x_m} \right)$	Diffusion visqueuse.

II. 4. 1. 3. Equation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente

Le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente est : $\varepsilon = \nu \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)}$, son équation de transport

peut être déduite à partir de :

$2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial (\overline{e q d e u_i})}{\partial x_j}$. On obtient alors :

$$\begin{aligned}
 u_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = & -2\nu \frac{\partial u_m}{\partial x_k} \left[\frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u_m}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_m} \right] - 2\nu \frac{\partial u_j}{\partial x_m} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_m} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} - \nu \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{u_k \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_m} \right)^2} \right) + \\
 & \nu \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_m \partial x_m} - 2\nu^2 \left[\frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j^2}}{\partial x_m} \right] \quad (II.20)
 \end{aligned}$$

L'équation (II.20) peut aussi se mettre sous la forme condensée suivante:

$$U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = A + B + C + M + E + F \quad (II.21)$$

Aux grands nombre de Reynolds les termes : (A), (B), (M) et (E) peuvent être négligés (Schiestel) (1998).

Les différents termes de l'équation précédente sont définis dans le tableau (II.3).

Tableau II.3. Termes de l'équation de transport de ε

$\bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}$	$\bar{U}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}$	Dérivée convective spatiale
A	$2\nu \frac{\partial U_m}{\partial x_k} \left[\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_m}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_m} \right]$	Production liée aux gradients de vitesses moyennes, traduisant l'interaction entre la turbulence et l'écoulement moyen
B	$-2\nu \overline{\left(u_k \frac{\partial u_j}{\partial x_m} \right)} \overline{\left(\frac{\partial^2 u_j}{\partial x_m \partial x_k} \right)}$	Production complémentaire par action du mouvement moyen en écoulement inhomogène.
C	$-\nu \frac{\partial}{\partial x_k} \left(u_k \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_m} \right)^2 \right)$	Diffusion turbulente dû aux fluctuations de vitesse.
M	$\nu \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_m \partial x_m}$	Diffusion moléculaire
E	$2 \frac{\nu}{\rho} \overline{\frac{\partial u_j}{\partial x_m} \frac{\partial^2 p}{\partial x_m \partial x_j}}$	Diffusion turbulente dû aux fluctuations de pression.
F	$-2\nu \overline{\frac{\partial u_j}{\partial x_m} \frac{\partial u_k}{\partial x_m} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}} - 2\nu^2 \left[\frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial u_j^2}{\partial x_m} \right]$	Ces deux termes représentent la production par interactions tourbillonnaires (processus de cascade énergétique) et de l'action de la viscosité (destruction).

II. 4. 2. Modèles de la turbulence (RANS) à deux équations

L'objectif de la modélisation est d'établir des relations ou des équations permettant le calcul des corrélations des fluctuations (comme les contraintes de Reynolds) à partir des caractéristiques de l'écoulement moyen. Ces relations permettent de fermer le système d'équations de Reynolds.

Il existe plusieurs types de modèles de turbulence de fermeture en un point qui sont classés suivant le nombre d'équations de grandeurs fluctuantes supplémentaires.

Dans ce mémoire on représente seulement les modèles à deux équations énergie dissipation k- ε qu'on a utilisé.

II. 4. 2. 1. Modèle à deux équations : Modèle énergie dissipation k- ε

Les modèles à deux équations de transport utilisent une équation de transport pour l'échelle de vitesse (équation de l'énergie cinétique de la turbulence k) et une équation de transport pour une échelle de longueur l qui est déterminée à partir de la combinaison $Z=k^m l^n$

L'équation de transport de Z est donnée par la formule suivante :

$$\frac{dZ}{dt} = C_{z1} \frac{Z}{k} \Pi + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{l\sqrt{k}}{h_z} \frac{\partial Z}{\partial x_i} \right] - C_{z2} Z \frac{\sqrt{k}}{l} + S \quad (\text{II.22})$$

C_{z1}, C_{z2}, h_z sont des constantes empiriques.

Π : La Production de l'énergie turbulente.

S : Source secondaire dépendant de la combinaison Z choisie.

Plusieurs auteurs ont essayé de trouver la bonne combinaison qui permettrait d'annuler la source (S) pour alléger le système d'équations à résoudre, nous citerons quelques unes à titre d'exemple dans le tableau II. 4 :

Tableau II. 4. Modèles à deux équations.

Modèle	Combinaison Z
Kolmogorov (1942), Wilcox (1988)	$k^{0.5} / l$
Harlow, Nakayama (1967), Jones, Launder (1972)	$\frac{k^{1.5}}{l} = \varepsilon$
Rotta (1972)	kl
Spalding (1972), Saffman (1970)	$\frac{k}{l^2}$

Les modèles les plus simples utilisent en général le concept de la viscosité turbulente isotrope. Les tensions de Reynolds sont déduites à partir de la loi de comportement de Boussinesq :

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (\text{II.23})$$

ν_t : est déduite à partir de la formule de Prandtl-Kolmogorov.

$$\nu_t = C_\mu l \sqrt{k} \quad (\text{II.24})$$

Remarque : Parmi les modèles à deux équations de transport les plus largement testés et utilisés sont : le modèle $k - \varepsilon$ et le modèle énergie – taux spécifique de dissipation $k - \omega$.

II. 4. 2. 2. Modèle énergie - dissipation ($k - \varepsilon$) standard

Le modèle énergie dissipation (k- ε) a été proposé initialement par Launder et Spalding en 1972. Les tensions de Reynolds sont déduites à partir de l'expression (II.23).

On impose pour ce modèle les hypothèses suivantes : la viscosité turbulente qui s'exprime seulement en fonction de l'énergie cinétique (k) turbulente et du taux de dissipation (ε) à partir de l'expression suivante:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.25})$$

Pour un tel modèle, l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation jouent un rôle très important. Les équations de k et ε modélisées peuvent être déduites des équations (II.19) et (II.21).

Ainsi on a:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \frac{\partial U_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{C_\mu k^2}{\sigma_k \varepsilon} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \varepsilon \quad (\text{II.26})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} C_\mu k \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] \frac{\partial U_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{C_\mu k^2}{\sigma_\varepsilon \varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{II.27})$$

Les constantes empiriques recommandées par Launder B.E sont les suivantes :

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

Le modèle k - ε standard donne de bons résultats pour les écoulements simples (couches limites non décollées, jets,...) et il est le plus utilisé dans les codes commerciaux actuels, il est toutefois peu fiable pour l'étude des écoulements tournants ou en présence de forces internes (convection naturelle par exemple). En dehors de l'introduction de nombreuses constantes, sa plus grande faiblesse vient probablement de l'hypothèse d'isotropie faite sur la viscosité turbulente ν_t . Ceci explique en partie pourquoi il n'est pas efficace pour le traitement des des écoulements proche de la paroi et les écoulements à forte courbure.

II.4.3 Couches limites et turbulence - lois de paroi

Le modèle k - ε est recommandé pour les écoulements à fort nombre de Reynolds comme nous l'avons signalé dans le chapitre I, une loi de paroi doit être combinée à ce modèle pour prendre en compte les effets de viscosité qui deviennent prépondérants dans ces régions.

On distingue généralement dans les couches limites un régime laminaire et un régime turbulent. Une couche limite laminaire, se développant sur une paroi plane, devient turbulente à partir d'une certaine longueur correspondant à un nombre de Reynolds critique ($Re = X U_0/\nu$) de l'ordre $3 \cdot 10^5$ à $5 \cdot 10^5$ pour une surface lisse Padet (1990).

Les observations concernant les couches limites dynamiques turbulentes se composent deux zones: tout d'abord une région interne dépendant fortement des conditions à la paroi qui est subdivisée en deux zones (la sous-couche visqueuse et la zone logarithmique) puis une région externe. L'introduction de variables adimensionnelles facilite la distinction entre ces différentes régions. Pour cela, on définit, à l'aide de la vitesse de frottement, une distance à la paroi et une vitesse adimensionnelle qui seront déduits à partir du frottement pariétal :

$$U_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (\text{II.28})$$

Où τ_w est la contrainte de cisaillement à la paroi

$$y^+ = \frac{yU_{\tau}}{\nu} \quad (\text{II.29})$$

y est la distance à la paroi.

$$U^+ = \frac{U}{U_{\tau}} \quad (\text{II.30})$$

Où

U est la vitesse longitudinale de l'écoulement.

- La sous-couche visqueuse est une zone très proche de la paroi qui est très mince où les effets des forces de viscosité sont prépondérants devant les effets des forces d'inertie. On suppose que, dans cette zone, le profil de la vitesse suit la relation suivante :

$$U^+ = y^+ \quad (\text{II.31})$$

- La zone logarithmique, séparée de la sous-couche visqueuse par une zone tampon, qui constitue la partie extérieure de la couche interne. Comme son nom l'indique, la vitesse varie proportionnellement à $\log y^+$. Dans cette zone, les effets turbulents sont devenus prépondérants par rapport aux effets moléculaires et le profil de vitesse est bien décrit par la loi logarithmique de paroi.

$$U^+ = \frac{1}{K} \ln(Ey^+) \quad (\text{II.32})$$

Où E est une constante empirique égale à 9,0 pour une paroi lisse, selon Launder et Spalding (1974), et K est la constante de von Karman ($K = 0,4$).

Il existe une équation implicite qui couvre l'ensemble de la région interne de la couche limite turbulente (White 1991). Mais cette relation est peu utilisée car elle est difficile à mettre en œuvre.

$$y^+ = U^+ + \frac{1}{E} \left(e^{kU^+} - 1 - kU^+ - \frac{(kU^+)^2}{2} - \frac{(kU^+)^3}{6} \right) \quad (\text{II.33})$$

- Enfin la région externe est caractérisée par d'autres lois semi-empiriques dites lois de sillage (la valeur de la constante B n'est pas universelle).

$$\frac{U_e - U}{U_{\tau}} = -\frac{1}{K} \ln \frac{y}{\delta} + B \quad (\text{II.34})$$

Comme la figure I. 3 le profil semi-logarithmique de la vitesse illustre les différentes zones décrites ci-

dessus. Même s'il n'existe pas de valeurs exactes de y^+ pour délimiter les différentes zones, on peut citer des ordres de grandeurs pour les différentes frontières:

- la sous-couche laminaire s'étend entre $y^+ = 0$ et $y^+ = 3$ à 5 ,
- la zone logarithmique est comprise entre $y^+ = 30$ et $y^+ = 60$
- la région externe commence à compter de $y^+ \sim 300$ à 500 .

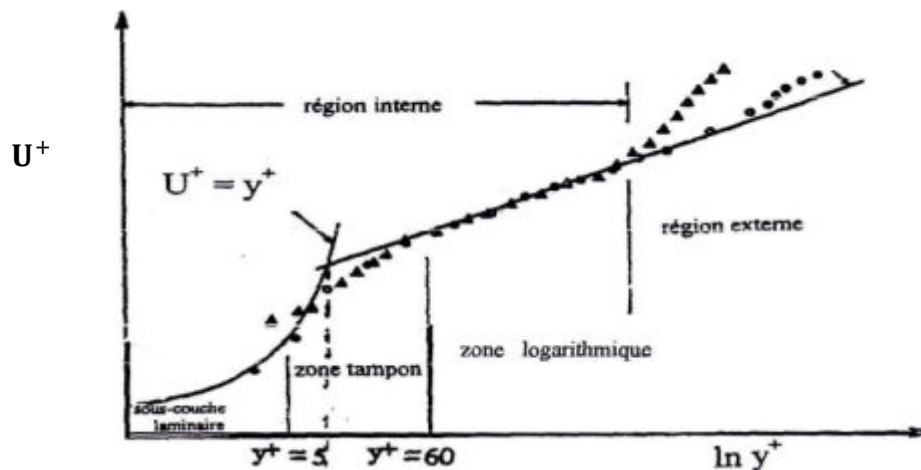


Figure II.1. Subdivision des régions de la couche limite turbulente.

D'un point de vue thermique, des lois de profils de température sont établies dans la couche limite à partir d'une analogie entre le transfert de chaleur et le transfert de quantité de mouvement. Launder et Spalding (1974) proposent la loi pour la région logarithmique, la loi suivante :

$$\frac{\lambda \left(\frac{\Delta T}{y} \right)}{q} = \frac{1}{Ky^+} \frac{\sigma_h}{Pr} \ln(Ey^+) + \frac{1}{y^+} \left(\frac{\sigma_h}{Pr} \right)^{\frac{5}{4}} \frac{\pi/4}{\sin \frac{\pi}{4}} \left(\frac{A}{K} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{Pr}{\sigma_h} - 1 \right) \quad (\text{II.35})$$

Avec $\Delta T = T - T_p$, A constante de Van Driest ($A=26$), et $\sigma_h = 0.85$,
 q le flux de chaleur, Pr le nombre de Prandtl

Conclusion

Cette étude est basée sur la modélisation du type RANS, le modèle utilisé est le modèle k- ϵ standard à fort nombre de Reynolds couplé à une fonction de paroi pour les champs dynamique et thermique. Les résultats obtenus par ce modèle sont acceptables. Pour affiner les résultats des modélisations d'ordre supérieur sont nécessaires.

Chapitre III

Méthode numérique

III. INTRODUCTION

La solution exactes des équations de Navier-Stokes est possible pour l'étude des écoulements laminaires par contre l'étude des écoulements turbulents nécessiteraient une solution numérique pour le cas d'un canal bidimensionnel. Il s'agit d'un système d'équations ouvert aux dérivées partielles, non linéaires et couplées. Il est impossible de le résoudre d'une manière analytique d'où le recours aux méthodes numériques et aux modèles de turbulence de fermeture.

Le développement des méthodes numériques modernes pour le traitement des équations différentielles et leur implémentation dans des calculateurs électroniques permettent l'étude de toutes les configurations d'écoulements (laminaire ou turbulent). La solution numérique des équations de Navier-Stokes pour les écoulements turbulents nécessitent des machines très puissantes avec des capacités de stockage considérables.

Les méthodes numériques actuelles utilisent trois grands types de discrétisation : les éléments finis, les différences finis et les volumes finis.

Dans ce chapitre nous décrivons brièvement la méthode numérique utilisée fondée sur une méthode des volumes finis avec un maillage centré pour toutes les variables y compris les composantes du vecteur vitesse.

Dans notre étude, on considère un écoulement pleinement turbulent (Re suffisamment grand), bidimensionnel, d'un fluide incompressible avec des propriétés thermo physiques constantes et des conditions aux limites liées au phénomène considéré.

III.1 LA METHODE DES VOLUMES FINIS

La méthode de volumes finis a été décrite pour la première fois en 1971 par Patankar et Splading et publiée en 1980 par Patankar (Numerical heat transfer and fluid flow).

Principe : la méthode des volumes finis est une technique de discrétisation qui convertit les équations de conservation aux dérivées partielles en équations algébriques qui peuvent ensuite être résolues numériquement.

Le principe de discrétisation peut être illustré dans la figure III.1 L'équation de transport généralisée pour une grandeur physique ϕ est valable pour toutes les équations d'écoulement, en régime stationnaire :

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right] + S_\phi \quad (\text{III. 1})$$

Où

ρ : La densité du fluide

U_i : Les composantes du vecteur de vitesse.

Γ_ϕ : Le coefficient de diffusion de la grandeur ϕ .

S_ϕ : Le terme (la source de ϕ par unité de volume).

Toutes les équations du mouvement sont discrétisées. La forme discrétisée bidimensionnelle de l'équation (III. 1) est de la forme suivante :

$$A_P \phi_P = A_E \phi_E + A_W \phi_W + A_N \phi_N + A_S \phi_S + b \quad (\text{III.2})$$

Où les $\phi_P, \phi_E, \phi_W, \phi_N$ et ϕ_S sont les valeurs de chaque variable ϕ respectivement en un point P et les nœuds qui l'entourent (Est, Ouest, Nord et Sud (nœuds du maillage)).(Figure III.1)

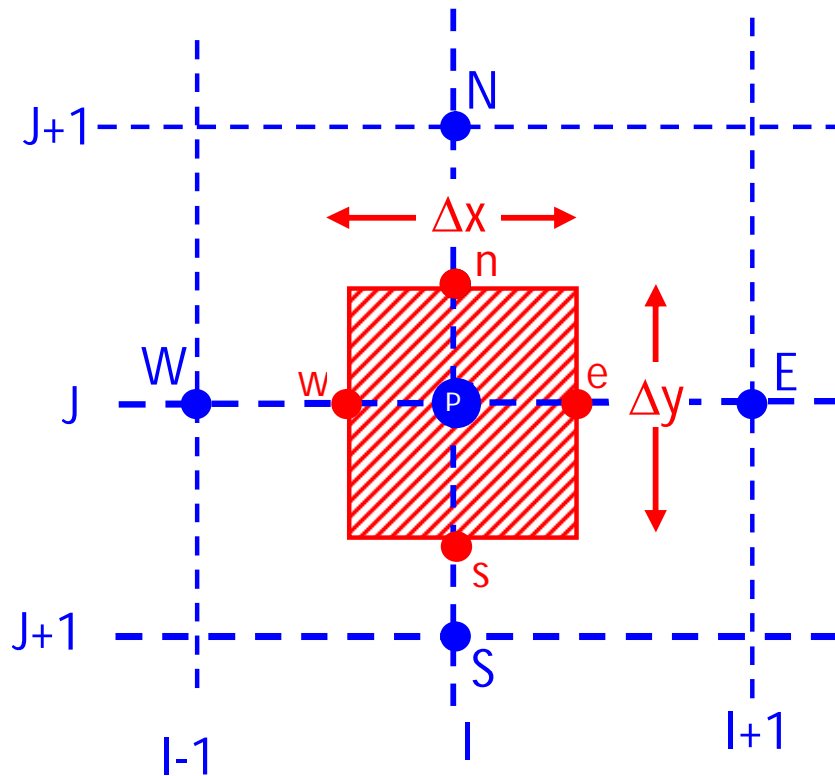


Figure III.1 Le volume de contrôle principal d'un maillage bidimensionnel

III.2 TRAITEMENT TERME SOURCE

Les termes sources des équations de transport sont non linéaires et dépendent de la variable correspondante ϕ . Sachant que la méthode des volumes finis consiste à utiliser des termes sources S_ϕ linéarisés sous la forme $S_\phi = S_U + S_P \phi$. Les valeurs de S_U et S_P sont déduites des équations du

mouvement (tableau) (Voir Chapitre II) :

Tableau III.4 Expressions des termes sources (S_u et S_p) et des coefficients de diffusion pour différents variables pour le modèle k – ϵ

Φ	S_u	S_p	Γ_Φ
Continuité	0	0	
U	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial x})$	0	$\mu_e = \mu_t + \mu$
V	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_{eff} \frac{\partial U}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu_{eff} \frac{\partial V}{\partial y})$	0	$\mu_e = \mu_t + \mu$
k	$2\nu_t \left[\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right]^2$	$-\frac{\rho C_\mu k}{\mu_t}$	$\frac{\mu_t}{\sigma_k}$
ϵ	$2C_1 \nu_t \left[\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right]^2 \frac{\epsilon}{k}$	$\frac{C_2 \epsilon}{k}$	$\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}$
T	0	0	$\frac{\mu_t}{P_{r_t}} + \frac{\mu}{P_r}$

Les valeurs des constantes du modèle k- ϵ :

$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	C_μ	α_k	α_ϵ
1.44	1.92	0.09	1.0	0.7

Les différentes étapes de la mise en œuvre sont :

- ✓ Le domaine de calcul est discrétisé en un nombre fini de points (les nœuds du maillage), autour desquels on définit des volumes élémentaires (appelés volumes de contrôle)
- ✓ Les équations sont transformées, sous forme conservatives puis elles sont intégrées sur chaque volume de contrôle (V.C) ;
- ✓ Les intégrales sur un volume de contrôle en un nœud donné sont évaluées en approchant la variation de ϕ par des profils ou des lois d'interpolation entre les nœuds voisins du point considéré ;
- ✓ Ecriture des équations algébriques en fonction des valeurs de ϕ aux nœuds du maillage ;
- ✓ Couplage vitesse pression ;
- ✓ Résolution du système algébrique linéaire obtenu.

III. 3 Description du problème :

III. 3.1 Géométrie

Le domaine de calcul est défini par les coordonnées exactes des points qui le délimitent .

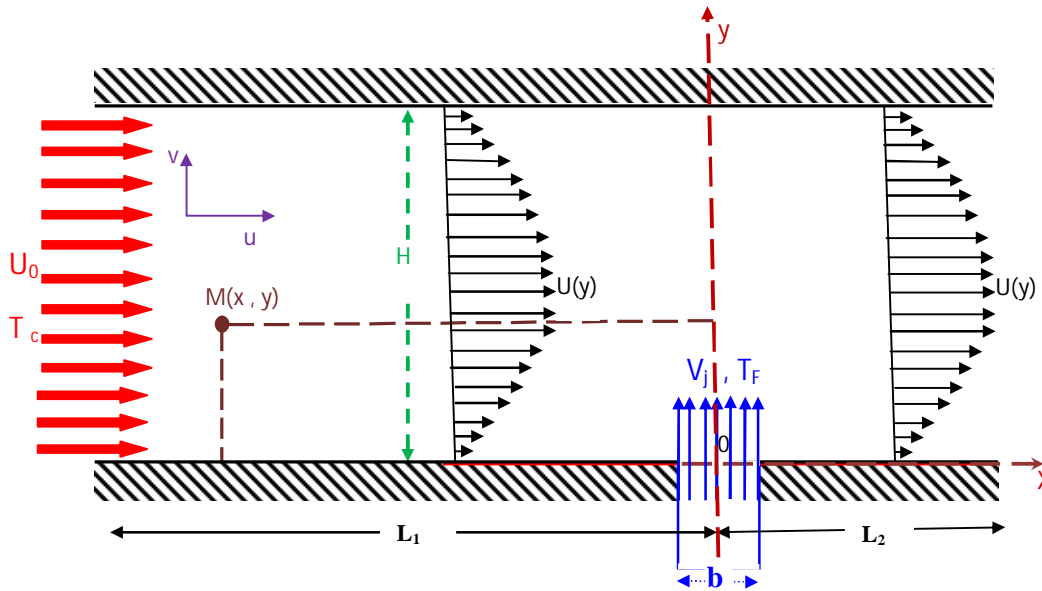


Figure III.2. Configuration : Paramètres du problème

III.3.2 Maillage par GAMBIT

Le maillage est une discrétisation du domaine de calcul. Il est constitué d'un ensemble de mailles (ou cellules) dans lesquelles les équations du problème seront résolues. Le pas d'espace est ici défini comme la taille caractéristique d'une maille.

On a adapté pour notre configuration un maillage structuré non uniforme. Le nombre et la distribution des nœuds à travers chaque frontière du domaine du calcul, est choisi sur la base des considérations physiques.

La qualité du maillage joue un rôle très important dans la précision et la stabilité du calcul numérique. Un test préliminaire pour différents maillages est indispensable pour toute étude numérique.

Le maillage adopté ainsi est un maillage structuré, raffiné près des parois afin de faire un traitement de parois efficace pour prendre en compte les effets visqueux. Des resserrements sont également adaptés dans les régions à fort cisaillement, particulièrement dans la zone de soufflage.

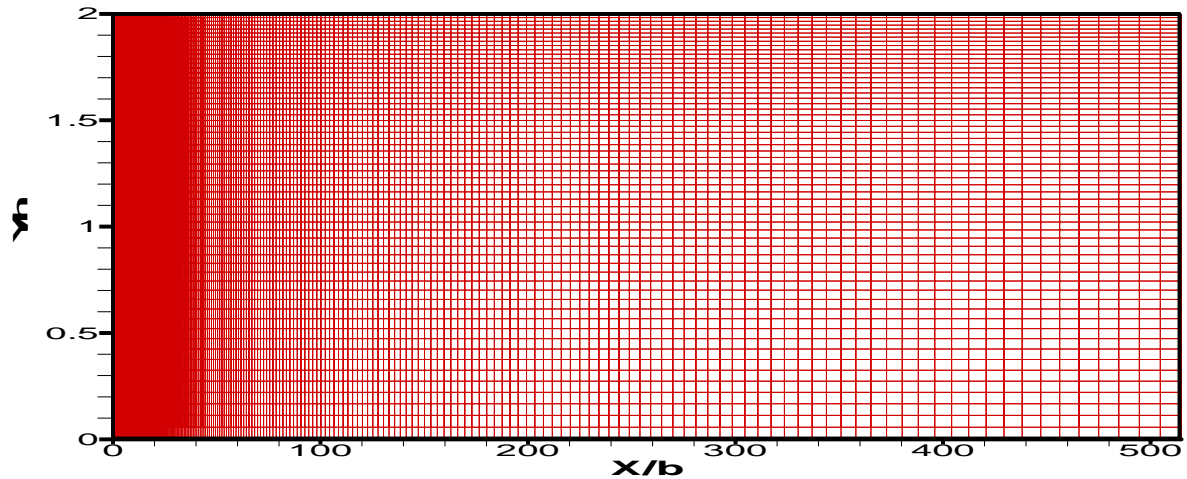
La création de la géométrie ainsi que le maillage et la définition des frontières convenables au système considéré (interface, parois rigide, fluide ...) sont réalisés par logiciel (GAMBIT) 2.3.16.

Il faut noter que la recherche d'une solution indépendante du maillage mène à des maillages assez différents dépendant de la géométrie considérée.

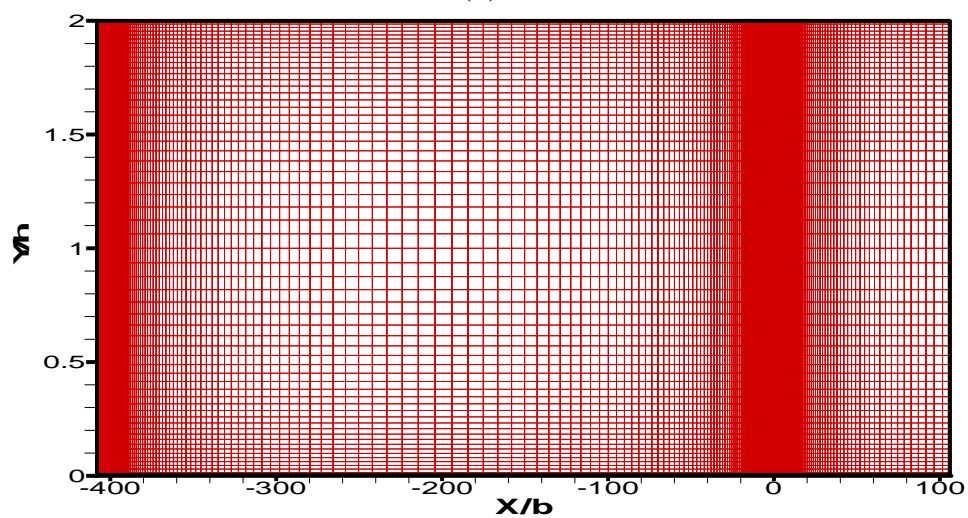
Dans notre étude, on a adapté le même maillage pour chaque taux de soufflage.

Dans la figure III.3 on illustre les grilles types utilisées dans la présente étude.

La figure (III.3 (a)) correspond au cas de non soufflage et la figure (III.3(b)) cas avec un soufflage.



(a)



(b)

**Figure III.3 Maillage type de la configuration
(a) sans soufflage et (b) avec soufflage)**

III. 3. 3 Conditions aux limites

La nature des conditions aux limites de chaque frontière du domaine , comme est indiqué dans la figure (III.4).

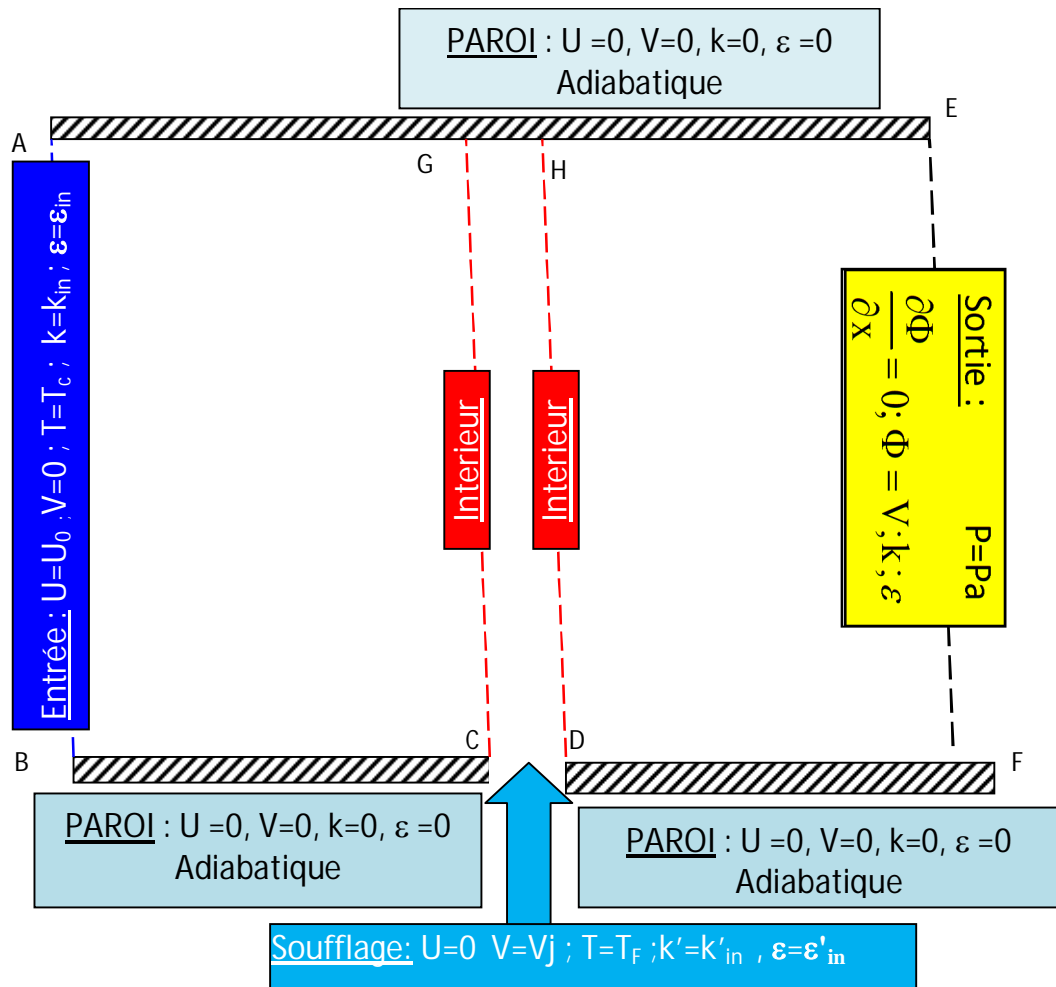


Figure III.4 Conditions aux limites

Toutes les conditions de frontières sont indiquées sur la figure III.4. Plusieurs types de frontières sont considérées :

- Entrée.
- Parois.
- sortie
- Soufflage

III. 4 FLUENT

GAMBIT et FLUENT sont deux logiciels complémentaires, permettant d'effectuer des simulations 2D ou 3D en mécanique des fluides. Le code CFD FLUENT 6.3 nécessite l'usage du logiciel GAMBIT pour concevoir le maillage. Ces deux logiciels sont largement utilisés dans l'industrie (automobile, aéronautique, espace, etc.) en raison de leur interface graphique puissante et de la

diversité et de leurs options (applications). Ils permettent de faire des simulations pour tous les types de géométries complexes (fixes ou mobiles) avec des maillages adaptés et par plusieurs types de modèles physiques stationnaires ou instationnaires (diphasiques, thermique, turbulents, changement de phase, etc.).

III. 4. 1 Mise en œuvre sous 'FLUENT

Les principales étapes de la mise en œuvre par Fluent sont ;

- Précision de l'unité réelle de la géométrie.
- Préciser la pression de référence
- Choix du fluide
- Choix du modèle physique (diphasique, turbulence, transport d'espèces, chaleur, MHD...)
- Résolution numérique

Dans le tableau suivant la procédure numérique utilisée qui très bien détaillée dans le manuel de FLUENT et Patankar S.V (1980).

Tableau III.5 Procédure numérique

Procédure numérique	Technique et paramètres utilisées
Couplage – pression	SIMPLE
Schéma d'interpolation	-Second ordre pour la pression -POWER LAW pour toutes les variables transportables
Facteurs de relaxation	Pression : 0.5 Densité : 1 Forces de volume : 1 Quantité de mouvement : 0.5 Energie cinétique turbulente : 0.5 Le taux de dissipation turbulente Viscosité turbulente : 1 Energie : 0.5
Test d'arrêt pour le calcul des résidus	Pour toutes les variables transportables (U, V, T, k et ε) test d'arrêt des résidus est 10^{-6}
Initialisation	A partir des valeurs d'entrée
Résolution	Méthode des volumes finis
Traitement des résultats (Post processing)	Tracer de graphes et comparaisons

III.5 test du maillage

On a choisi un maillage structuré non uniforme suivant les deux directions longitudinale et perpendiculaire. Un resserrement suivant :

- L'horizontale, particulièrement dans la zone de soufflage, pour tenir compte des forts gradients des différentes grandeurs physiques de l'écoulement mis en jeu.
- La verticale pour bien prendre en compte les effets visqueux

Il faut noter que la recherche d'une solution indépendante du maillage mène à des maillages assez différents en fonction de la géométrie étudiée. De façon générale, pour le modèle analysé, on a adapté le même maillage pour les quatre taux de soufflage considérés. A titre d'exemple, ci-joint un cas test.

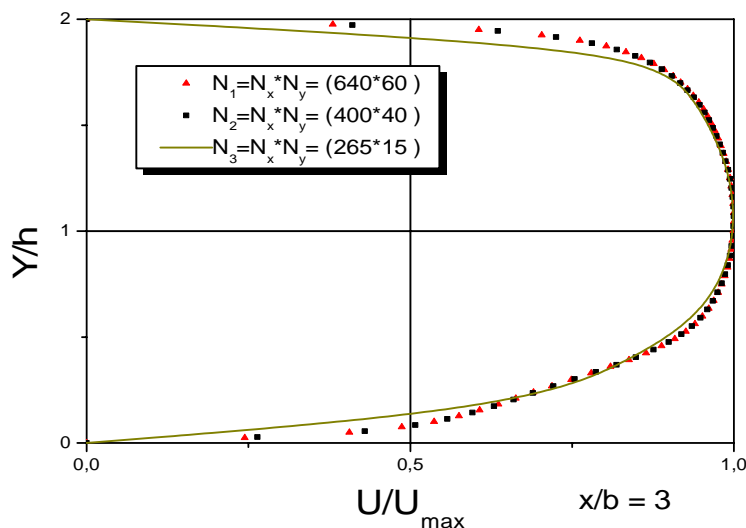


Figure III.5 Evolution du champ moyen de vitesse pour différents maillages
Sensibilité au maillage

L'analyse de cette figure montre que les maillages N_1 et N_2 donnent pratiquement des résultats identiques. Alors que le maillage N_3 donne des résultats très différents ce qui nous a conduit à opter pour la grille N_2 pour minimiser le temps de calcul.

III.6 test de convergence

La convergence d'une méthode est atteinte lorsque les itérations ultérieures ne produisent aucun changement significatif sur les valeurs de chaque variable dépendante ϕ . Elle est aussi contrôlée par

les résidus au cours des itérations.

Dans les figures suivantes nous représentons les évolutions des variables U, k au cours des itérations pour trois points **a**, **b** et **c** choisis dans le domaine de calcul. Les coordonnées de ces points sont :

a (-0.008,0.01), b (0.008,0.01) et c (0,0.01)

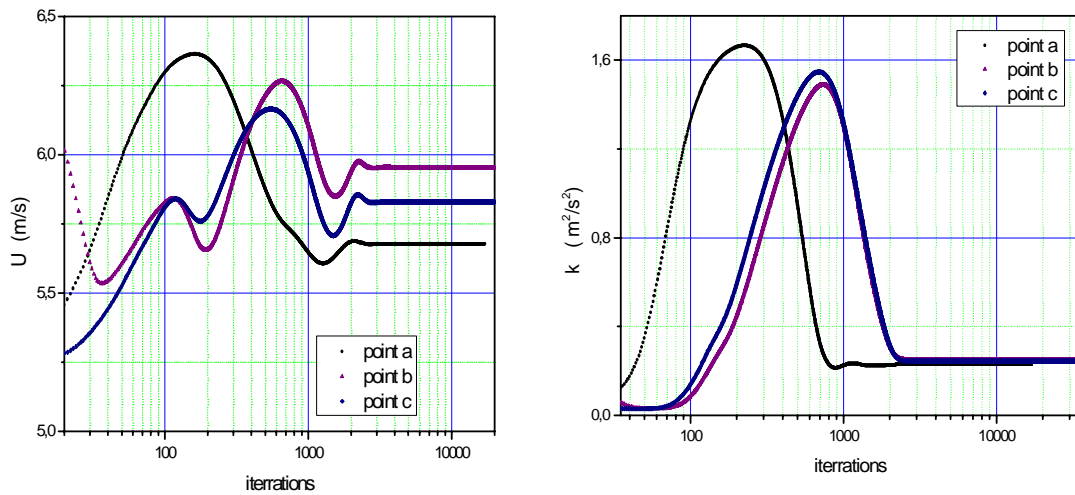
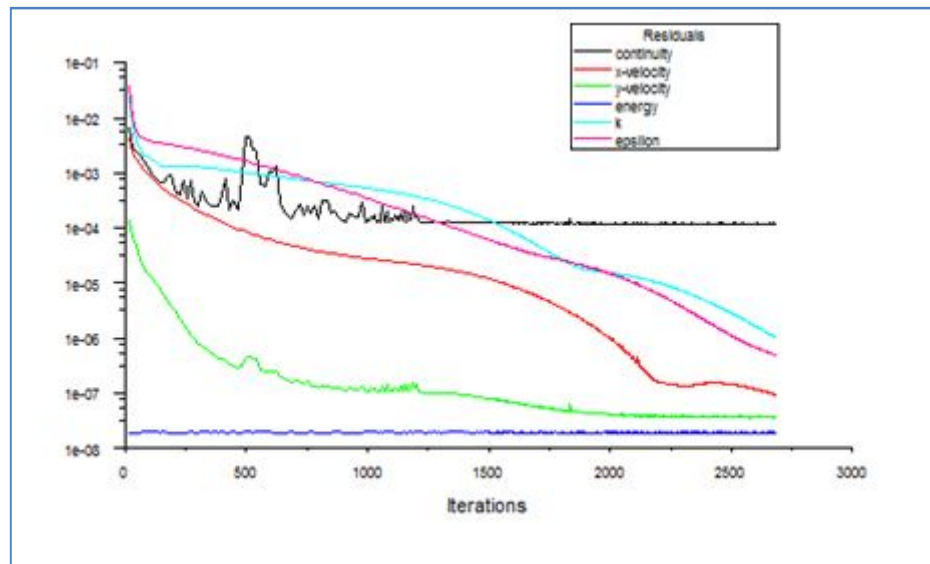


Figure III.6 Evolution type des valeurs aux points de contrôle au cour des itérations test de convergence



L'évolution des résidus au cour des itérations peut être visualisée directement sur l'écran pour contrôler la convergence.

Chapitre IV

Résultats et interprétations

IV.INTRODUCTION

On s'intéresse à l'évolution dynamique et thermique d'un écoulement permanent en moyenne, turbulent, pleinement développé, bidimensionnel dans un canal horizontal; soumis par l'intermédiaire d'une petite fente transverse à un soufflage vertical localisé et stationnaire. De faibles taux de soufflage ($Cq < 10\%$) ont été appliqués pour préserver la bidimensionnalité de l'écoulement résultant. Les résultats obtenus ont été comparés aux résultats expérimentaux de Haddad et al (2006) à chaque fois que cela était possible. Pour vérifier l'établissement de l'écoulement dans le canal, nous avons examiné les résultats en l'absence de soufflage. Ensuite on met en évidence l'effet du soufflage sur les profils, de pression, de frottement, de la vitesse moyenne, des tensions de Reynolds et les effets thermiques.

IV.1 Paramètres du problème

Les paramètres de contrôle de la configuration sont illustrés sur la figure IV.1

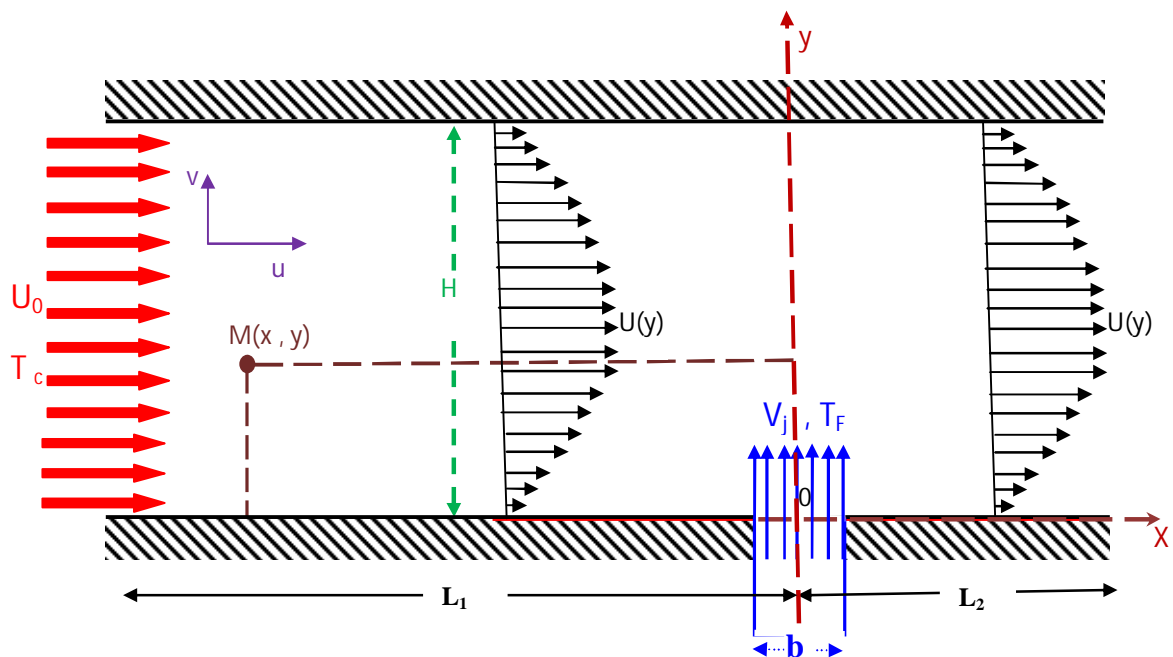


Figure IV.1 Configuration : Paramètres de contrôle du problème

Tableau IV.1 Paramètres du problème

Paramètres	Dimensions	Observation
Epaisseur de la fente d'injection	b	Le cas de b =1.00 cm a servi pour validation. D'autres cas ont été considérés $1 \leq b \leq 4$
La distance du soufflage par rapport à l'entrée du canal	$L_1 = 408$ cm	Constante pour toute l'étude
La distance du soufflage par rapport à la sortie du canal	$L_2 = 107$ cm	Constante pour toute l'étude
La hauteur du canal	H= 3 cm	Constante pour toute l'étude
La demi-hauteur du canal	h= 1.5 cm	Constante pour toute l'étude
Vitesse d'entrée U_0	$U_0 = R_e v / h$	Constante pour la validation D'autres cas ont été examinés
Vitesse du soufflage	V_j	Cette vitesse est variable selon le taux de soufflage appliqué
Température du fluide chaud (entrée)	T_C	Constante pour toute l'étude
Température du fluide froid (soufflage)	T_F	Constante pour toute l'étude
Viscosité cinématique	$\nu = 1.7894 \cdot 10^{-5} m^2/s$	Viscosité cinématique de l'air
Densité du fluide	$\rho = 1.225 kg/m^3$	ρ densité de l'air aux conditions normales de température et de pression
Taux de soufflage C_q	$C_q = V_j / U_0$	De faibles valeurs inférieure à 10 ont été considérées afin de maintenir la bidimensionalité de l'écoulement
Rapport des débits	$C_Q = \frac{b \cdot V_j}{H \cdot U_0}$	Rapport des débits pris dans les cas de $2 \leq b \leq 4$

La vitesse V_j à la sortie de la fente du soufflage est verticale et variable dépendant du taux de soufflage désiré. L'écoulement principal à l'entrée du canal s'écoule à une vitesse horizontale U_0 fixée par le nombre de Reynolds considéré.

Dans la partie thermique, on considère un refroidissement par soufflage. L'écoulement principal est chauffé à la température $T_C = 360K$; par contre celui du soufflage est froid à la $T_F = 300K$. Les parois du canal sont supposées adiabatiques.

- Le rapport de bidimensionnalité est satisfait $L/H=172$ ($L/H \geq 150$).
- Les coordonnées du point de mesure ou de calcul sont définies par les grandeurs adimensionnelles suivantes : x/b , y/h
- Le paramètre dynamique adimensionnel choisi dans cette étude est le nombre de Reynolds basé sur la vitesse d'entrée du canal U_0 , la demie hauteur du canal ($h=0.015m$) et la viscosité cinématique du fluide (air).

En proche paroi on utilise les variables réduites d'une couche limite

$$y^+ = y u_\tau / \nu \quad \text{et} \quad u_\tau = \sqrt{\tau_0 / \rho}$$

Pour une meilleure exploitation de la région pariétale des quantités adimensionnelles sont proposées sur la base de la vitesse de frottement :

$$U^+ = U / u_\tau \quad ; \quad k^+ = k / u_\tau^2, \quad \overline{uv}^+ = \overline{uv} / u_\tau^2$$

Pour la température on définit une température réduite θ basée sur l'écart de température fluide froid-fluide chaud :

$$\theta = \frac{T - T_F}{T_C - T_F}$$

IV.2 ECOULEMENT DANS LE CANAL EN L'ABSENCE DE SOUFFLAGE

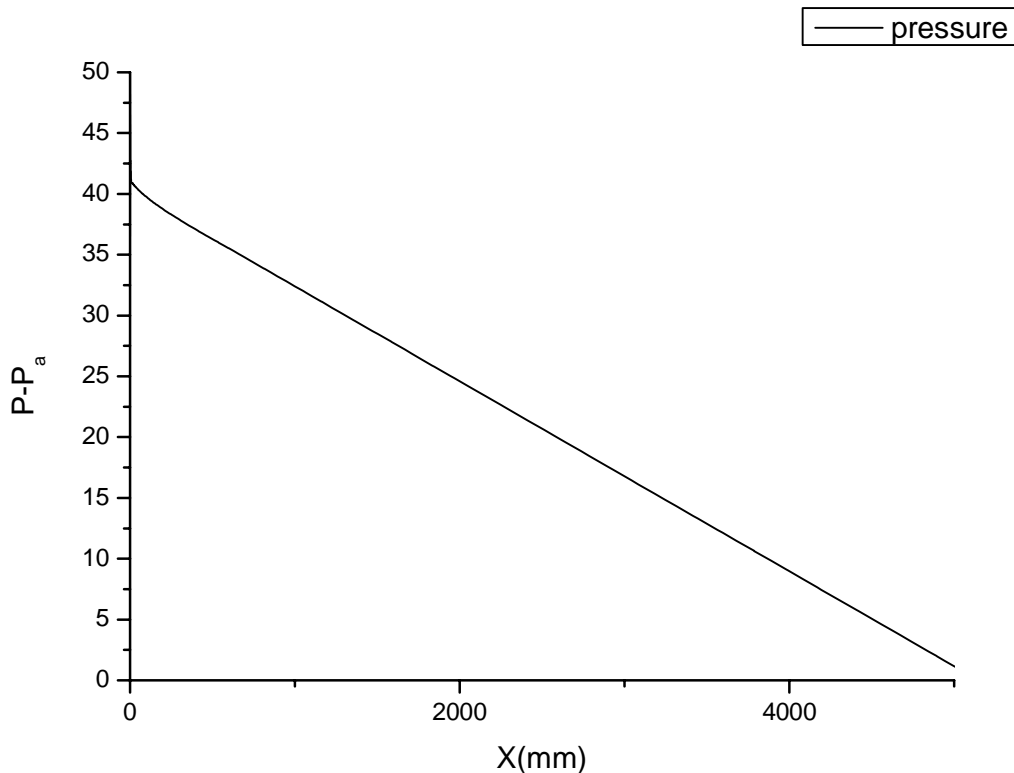
Le nombre de Reynolds est généralement considéré comme un critère déterminant pour préciser le régime d'un écoulement. Le passage de l'écoulement du régime laminaire au régime turbulent ne suffit pas pour confirmer si la turbulence est pleinement développée dans un canal. Par conséquent, d'autres paramètres doivent être considérés tels que l'établissement des profils de pression statique, du champ moyen de vitesse, etc. ...

Avant de considérer l'effet du soufflage, on a d'abord examiné le cas d'un canal lisse en absence de soufflage pour faire ressortir :

- La validité de la méthode numérique utilisée
- L'effet du soufflage par rapport au cas sans soufflage.

IV.2.1. Evolution de la pression statique

L'évolution de la pression statique le long de la ligne centrale ($y=H/2=h$) du canal pour un nombre de Reynolds de 4100 (basé sur la mi-hauteur du canal) est illustrée dans la figure IV.2. On constate une variation pratiquement linéaire de la pression le long du canal. Cette linéarité montre que le gradient de pression statique est pratiquement constant, ce qui justifie l'établissement des profils de la pression. Cette condition est nécessaire mais pas suffisante pour pouvoir se prononcer sur l'établissement du régime d'où la nécessité d'examiner d'autres paramètres.



**Figure IV.2 Evolution de la pression statique au centre du canal
Canal en absence de soufflage (Re=4100)**

IV.2.2 Evolution de la vitesse de frottement

On peut déduire le frottement pariétal à partir des profils de la pression statique dans un canal

bidimensionnel. En effet le calcul de la pente dp/dx , permet de déterminer la contrainte de cisaillement $\tau_0 = -h \frac{dp}{dx}$ (équation I.10) ; ce qui permet de déduire, la vitesse de frottement à partir de l'expression suivante ; $u_\tau = \sqrt{\tau_0/\rho}$

Tableau IV.2 : Evolution de la vitesse de frottement en fonction du nombre de Reynolds

Uc	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
$R_{eh} \times 10^3$	4.19	8.4	12.6	16.8	21	25.2	29.4	33.6	37.8	42
$\frac{dp}{dx}$	-5.06	-18	-34.66	-53.33	-74.66	-102	-129.33	-164.66	-208.66	-252.66
$\tau_0 = -h \frac{dp}{dx}$	0.076	0.27	0.52	0.80	1.12	1.53	1.94	2.47	3.13	3.79
$u_\tau = \sqrt{\tau_0/\rho}$	0.25	0.47	0.65	0.81	0.96	1.12	1.26	1.42	1.6	1.76

L'évolution de la vitesse de frottement déduite par le calcul du tableau IV.2 est illustrée dans la figure IV.3 Les résultats obtenus sont comparés aux valeurs expérimentales de HADDAD (2006). Un bon accord est observé entre les deux prédictions (numérique et expérimentale). Globalement on a obtenu une variation pratiquement linéaire.

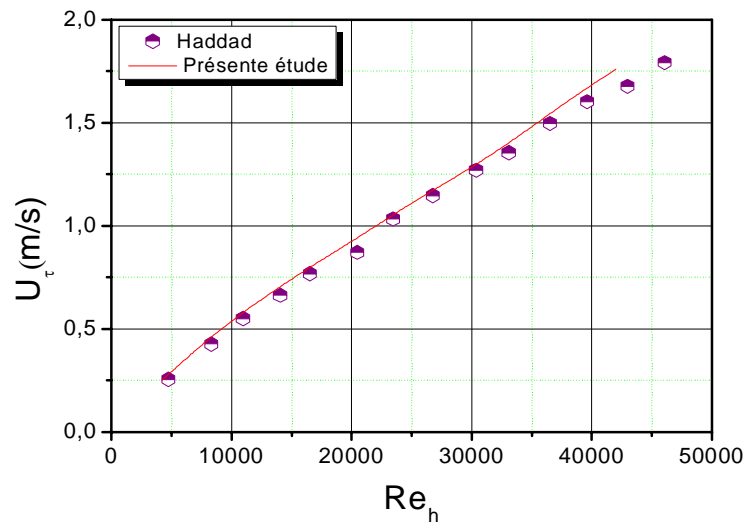


Figure IV. 3 Evolution de la vitesse de frottement en fonction du nombre de Reynolds

IV.2.3 Effet du nombre de Reynolds

La figure IV.4 et le tableau IV.3 illustrent la variation du nombre de Reynolds rapportée à la vitesse au centre du canal en fonction du nombre de Reynolds déduit à partir de la vitesse de frottement. Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux trouvés dans la littérature pour un écoulement turbulent dans un canal bidimensionnel. Globalement un bon accord est obtenu pour une large gamme du nombre de Reynolds avec les résultats expérimentaux de plusieurs travaux, Haddad (2006), Comtebellot(1965), Antonia et al (1992), Gillot (1997). Ceci confirme l'établissement du régime dans le canal.

Tableau IV.3. Evolution du nombre de Reynolds

U_τ	0.25	0.47	0.65	0.81	0.96	1.12	1.26	1.42	1.6	1.76
Re_{u_τ}	209.56	393.98	544.86	678.99	804.72	938.85	1056.2	1190.32	1341.21	1475.33
$\ln(Re_{u_\tau})$	5.34	5.97	6.3	6.52	6.69	6.84	6.96	7.08	7.2	7.29
Re_{u_c} $* 10^3$	4.19	8.4	12.6	16.8	21	25.2	29.4	33.6	37.8	42
$\ln(Re_{u_c})$	8.34	9.03	9.44	9.72	9.95	10.13	10.28	10.42	10.54	10.64

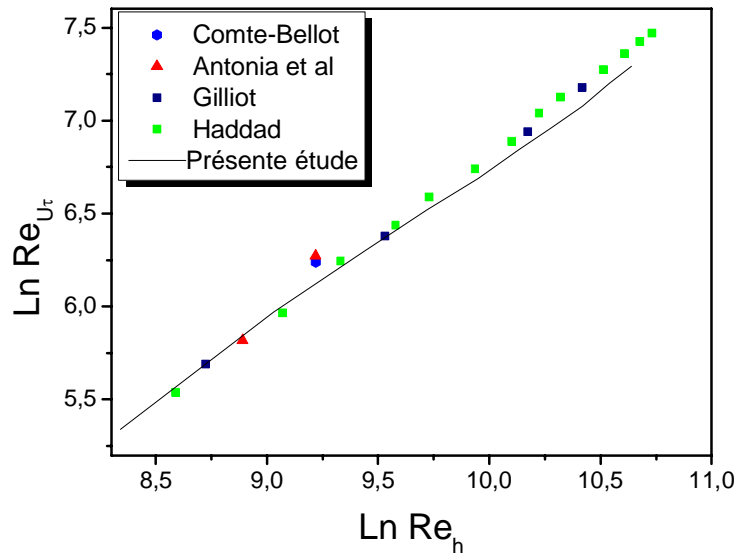


Figure IV.4 Evolution des caractéristiques globales de l'écoulement dans le canal

IV.2.4 Evolution du coefficient de frottement

Pour chaque nombre de Reynolds, il est possible de déduire le coefficient de frottement à partir de la

vitesse de frottement : $C_f = 2\left(\frac{u_\tau}{U_c}\right)^2$

Tableau IV.4 Evolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds

U_τ(m/s)	0.25	0.47	0.65	0.81	0.96	1.12	1.26	1.42	1.6	1.76
U_c(m/s)	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
$C_f * 10^{-3}$	5	4.4	3.75	3.3	2.98	2.78	2.6	2.53	2.52	2.50
$Re_h * 10^3$	4.19	8.4	12.6	16.8	21	25.2	29.4	33.6	37.8	42

Les valeurs du tableau IV .4 et la figure IV.5 montrent que le coefficient de frottement tend vers une valeur asymptotique pour les nombres de Reynolds relativement élevés. Les résultats obtenus sont similaires aux résultats expérimentaux de (Haddad(2006), Gilliot (1997), Antonia(1992), Hussein(1975)) et théoriques Durst (1996) (Figure IV. 6).

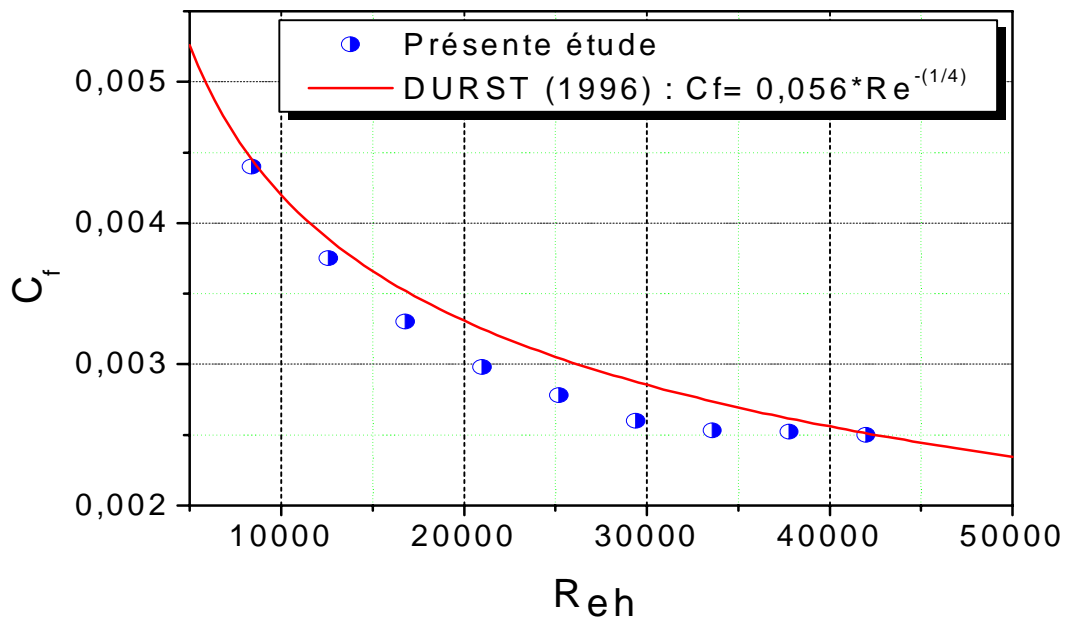


Figure IV.5. Evolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds

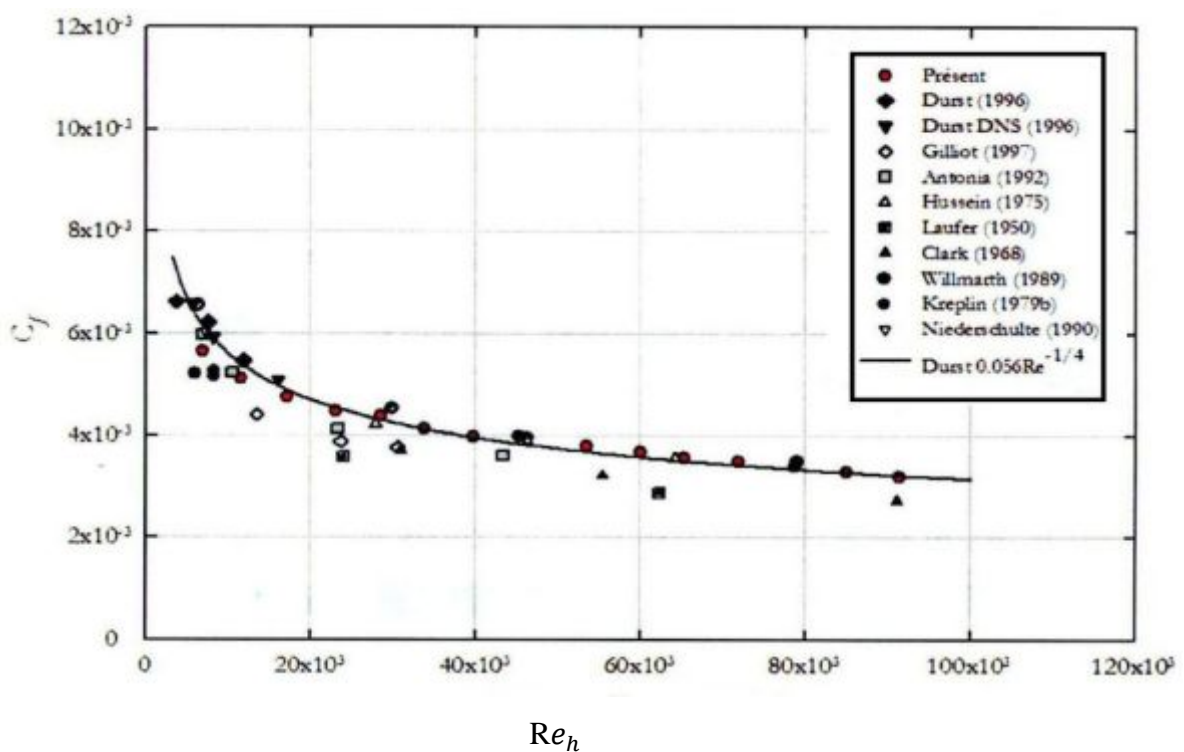


Figure IV.6 Travaux antérieurs sur l'évolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds

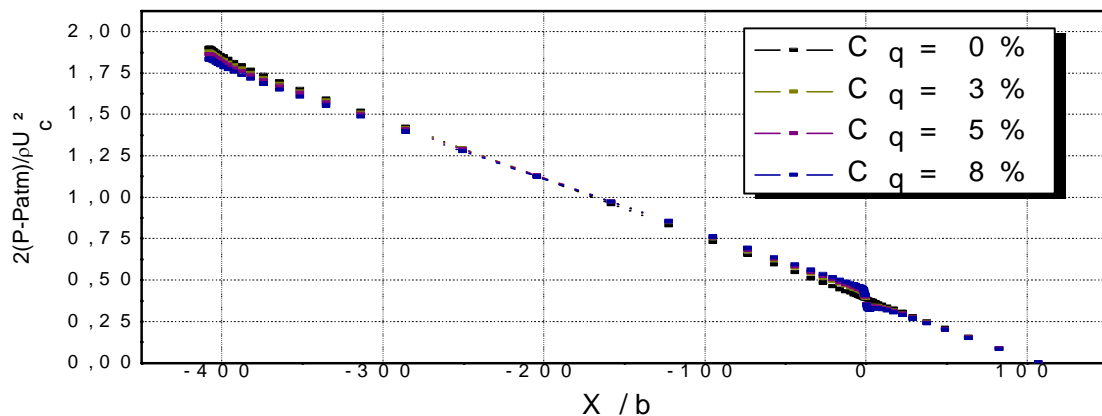
Les profils de la pression et du frottement ne suffisent pas pour conclure que l'écoulement est pleinement établi dans un canal bidimensionnel ; le test d'autres paramètres est nécessaire. L'examen

du champ moyen de vitesse ainsi que les coefficients de frottement en présence d'un soufflage transversal de faible taux permettent de confirmer définitivement l'établissement. Pour cela, on considère dans ce qui suit les taux de soufflage 3%,5%,8% pour la validation avec les résultats de Haddad (2006).

IV.3 ECOULEMENT DANS LE CANAL EN PRESENCE DE SOUFFLAGE

IV.3.1. Influence du soufflage sur la pression statique

L'effet du soufflage sur le profil de la pression statique le long du canal est illustré sur la figure IV.7 (a) et (b). La figure IV.7 (b) est un agrandissement de la région du soufflage pour une meilleure interprétation des résultats. On constate que le soufflage modifie considérablement les profils de la pression statique. En effet, un gradient de pression défavorable apparait en amont et en aval de la bande d'injection, tandis qu'au dessus de celle-ci, c'est un gradient favorable qui se produit. Ce comportement a déjà été souligné par Park et Choi (1999), Kim et al. (2003), Haddad et al (2006). Nous notons aussi que l'effet du soufflage est lié à l'intensité de l'injection, notamment le retour à l'état non perturbé (sans soufflage) ($C_q=0\%$). Plus le taux soufflage est important plus la distance nécessaire pour atteindre l'état d'équilibre est appréciable. Les parties linéaires des courbes ont pratiquement une même pente $\frac{dp}{dx}$ égale à celle du cas sans soufflage entraînant une contrainte de cisaillement identique ($\tau_0 = -h \frac{dp}{dx}$) pour tous les taux de soufflage. L'amplitude des valeurs asymptotiques de la pression augmente quand le taux de soufflage croit.



(a)

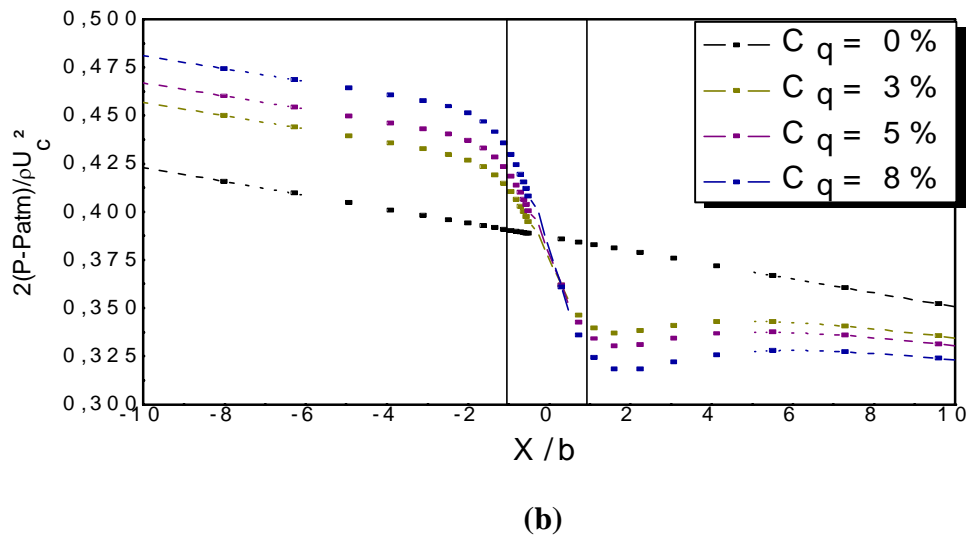


Figure IV.7 Effet du soufflage sur la pression statique (b=1cm)
 (a) Une partie du domaine et (b) autour de la zone du soufflage (Zoom)

IV.3.2 Effet du soufflage sur le frottement

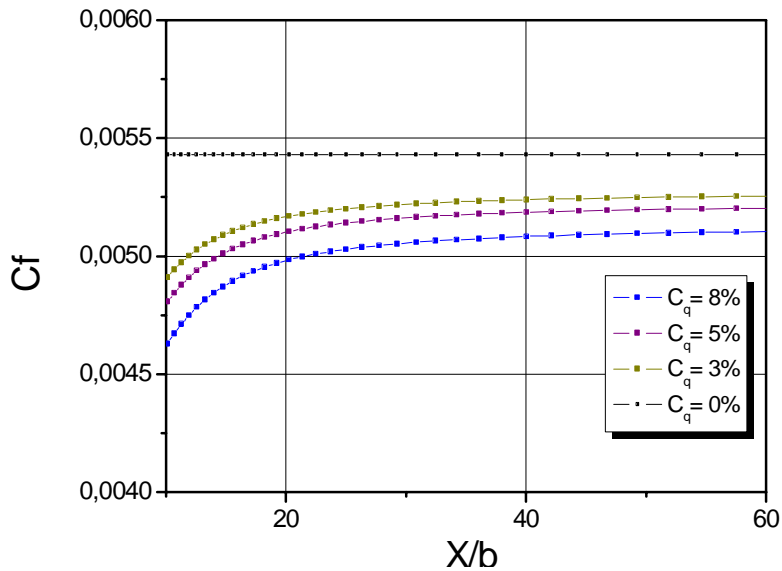


Figure IV.8 Effet du soufflage sur le coefficient de frottement au niveau de la paroi inférieure (b=1cm)

L'effet du soufflage sur le coefficient de frottement est illustré sur la figure IV.8 au niveau de la paroi inférieure du canal .En absence de soufflage le coefficient de frottement C_f demeure constant puisque l'écoulement est établi.

On remarque que le soufflage réduit le frottement, par exemple à $x/b = 20$ on obtient une réduction d'environ 20% pour des taux de soufflage relativement élevés ($C_q \approx 8\%$). Ces résultats concordent avec ceux de Sano et Hirayama (1985), Park et Choi (1999), Tardu (2001), et (Haddad et al. (2006). Une valeur asymptotique pour tous les cas est observée.

IV.3.3 EVOLUTION DES LIGNES DE COURANT

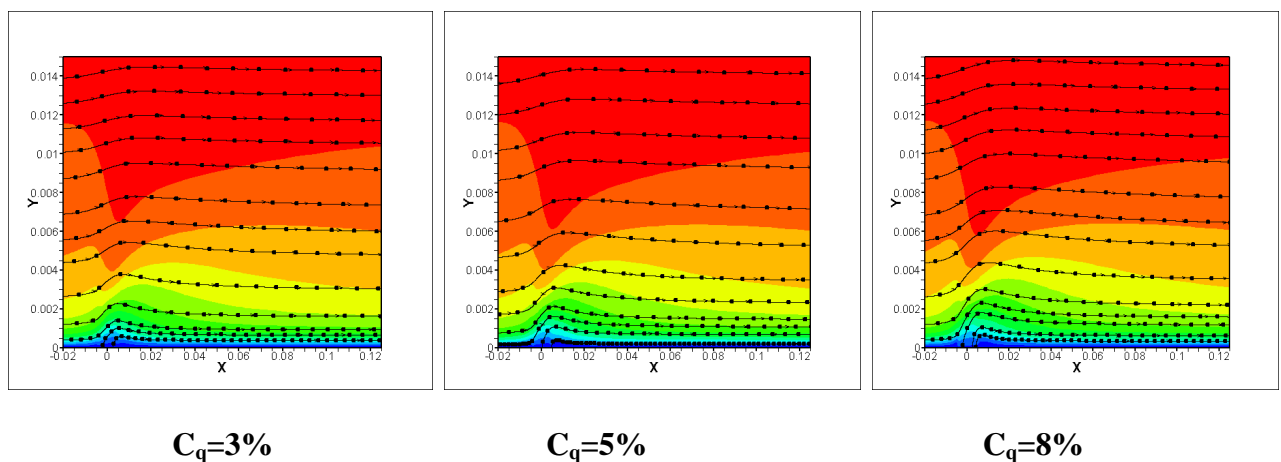


Figure IV.9 Effet du soufflage sur le coefficient de frottement au niveau de la paroi inférieure

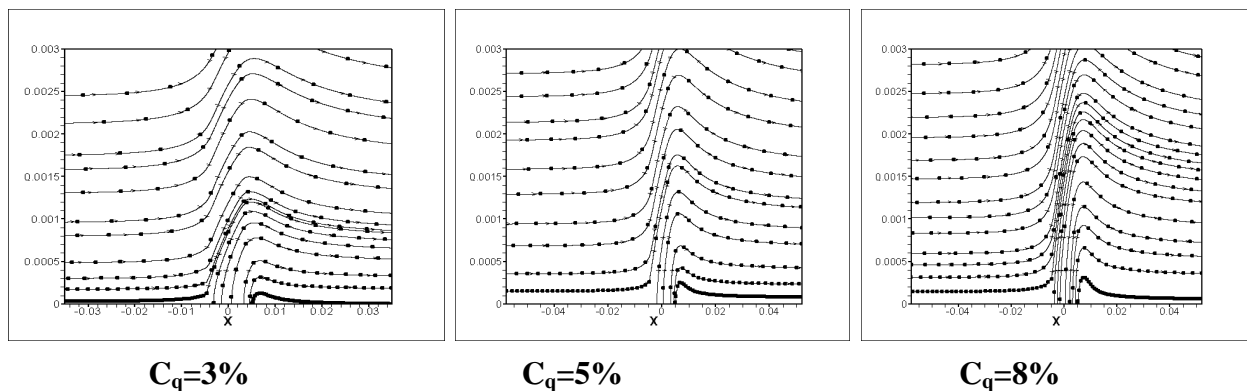


Figure IV.9-a Effet du soufflage sur le coefficient de frottement au niveau de la zone de soufflage

La figure IV.9 illustre la structure de l'écoulement. On constate que plus le taux de soufflage augmente, plus la déformation des lignes de courant est appréciable.

Les figures IV.9-a est un agrandissement de la zone de soufflage, pour chaque cas.

I.V.3.4 Effet de la taille de la fente- $C_q=8\%$

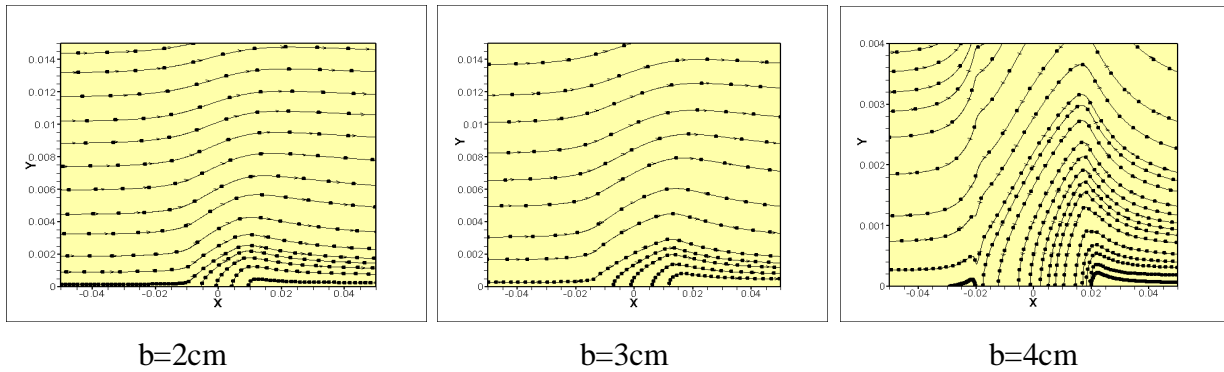
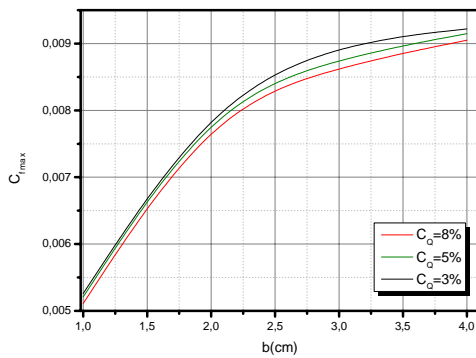


Figure IV.10 Effet de la taille de la fente sur la structure de l'écoulement

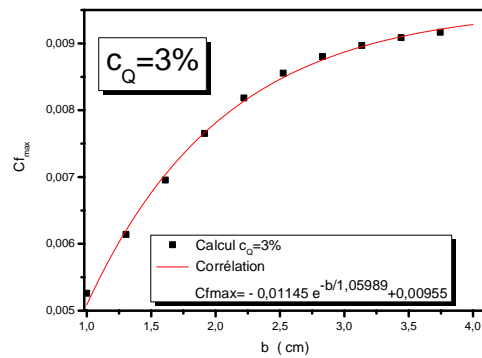
La figure IV.10 illustre la structure de l'écoulement pour différentes fentes et pour le taux de soufflage le plus élevé considéré dans la présente étude. On remarque une déformation notable des lignes de courants, ainsi qu'un épaissement de la couche limite est observée ceci est en bon accord avec les travaux de Boiko et al 2008.

IV.3.5 Effet de largeur de la fente sur le frottement

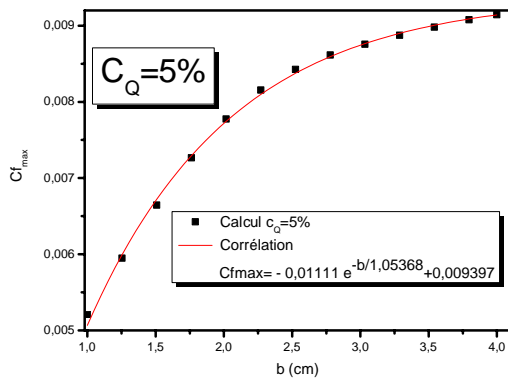
Pour examiner l'effet de la largeur de la fente sur la valeur asymptotique du coefficient de frottement pour le même rapport des débits. On a considéré plusieurs configurations :
(Différentes fentes telle que ; $1\text{ cm} \leq b \leq 4\text{ cm}$)



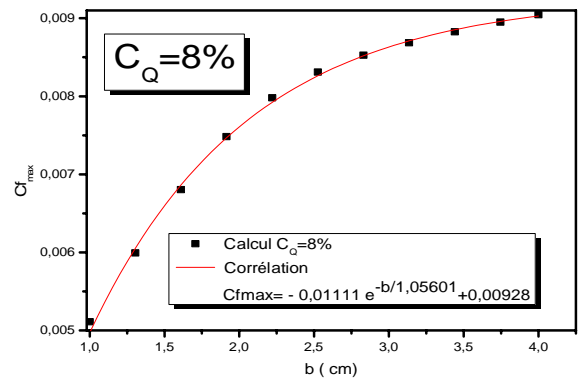
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure IV.11 l'effet de la largeur de la fente sur la valeur asymptotique du coefficient de frottement ($C_{f_{max}}$)

La figure IV .11 (a) montre que la largeur de la fente sur la valeur asymptotique du coefficient de frottement ($C_{f_{max}}$) varie en fonction de b. Pour une même largeur de fente, on constate que le soufflage réduit le frottement.

Dans les figures IV .11 (b), (c) et (d) une corrélation est proposée respectivement pour chaque taux de soufflage (Tableau IV .5) et pour $1 \text{ cm} \leq b \leq 4 \text{ cm}$.

Tableau IV .5 Effet de la largeur de la fente : Corrélation

Taux de soufflage	$C_{f_{max}}$
3%	$- 0,01145 e^{-b/1,05989} + 0,00955$
5%	$- 0,01111 e^{-b/1,05368} + 0,009397$
8%	$- 0,01111 e^{-b/1,05601} + 0,00928$

IV.3.6 Effet du soufflage sur le champ moyen de vitesse

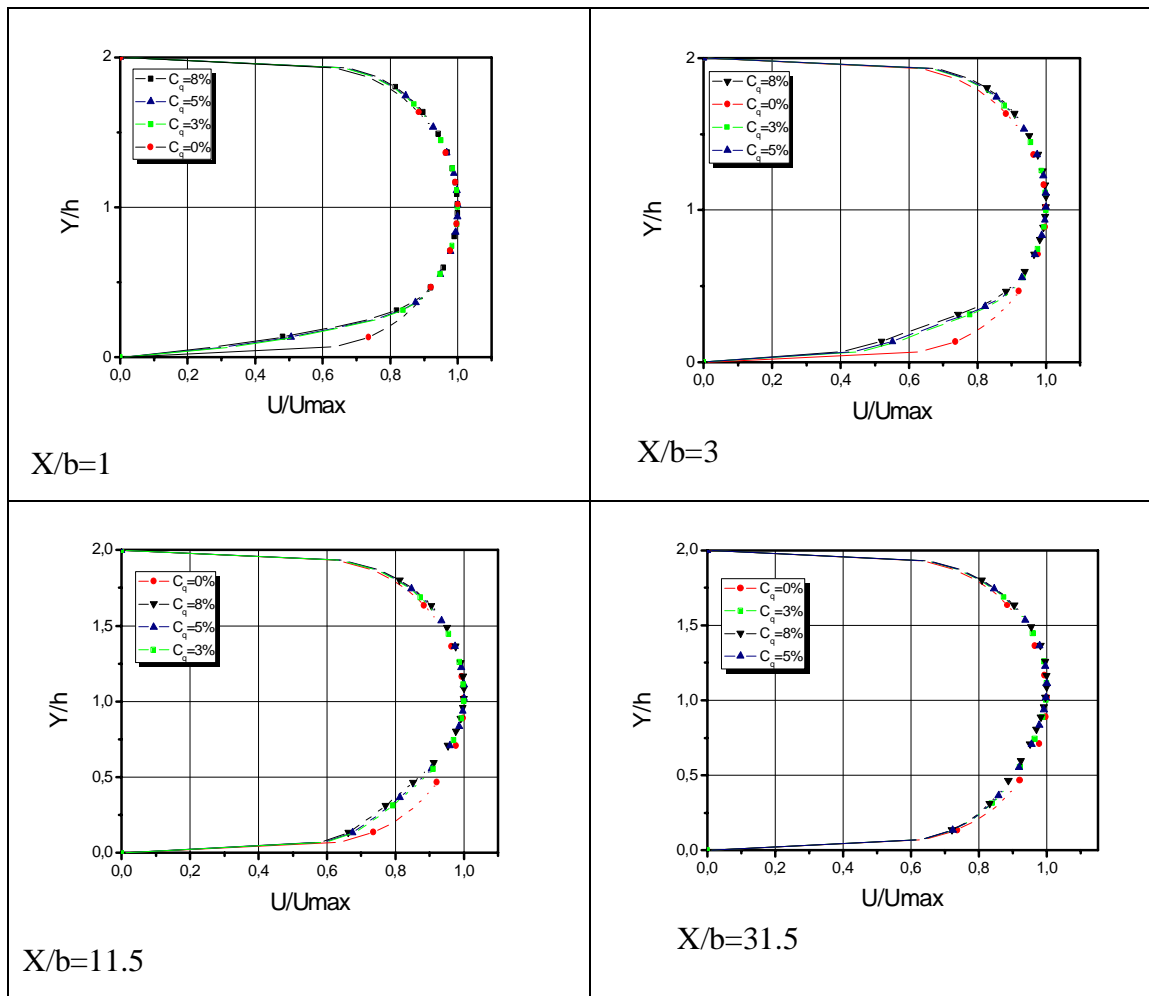


Figure IV.12 Effet du soufflage sur la composante longitudinale de la vitesse moyenne (b=1cm)

Sur la figure IV.12, on met en évidence l'effet du soufflage sur la composante longitudinale de la vitesse moyenne pour le cas de $b=1\text{cm}$. Afin de vérifier la symétrie de l'écoulement on présente les résultats obtenus en absence de soufflage. Les profils sont représentés en variables adimensionnées (y/h , U/U_{max}) pour les sections explorées ($x/b=1, 3, 11.5$ et 31.5) et pour tous les taux de soufflage considérés. Sans soufflage, on remarque que les profils de vitesse moyenne sont parfaitement symétriques pour les quatre sections.

En présence d'un soufflage, on remarque pour les sections $x/b = 1$ et 3 , toute la région de proche paroi est affectée, tandis qu'à partir de $x/b = 11.5$, l'écoulement retrouve l'état non perturbé très rapidement et la zone affectée est décalée jusqu'au centre du canal. A partir de $X/b = 31.5$, l'effet du soufflage est nettement atténué.

IV.3.7 Effet du soufflage sur le profil logarithmique de la vitesse

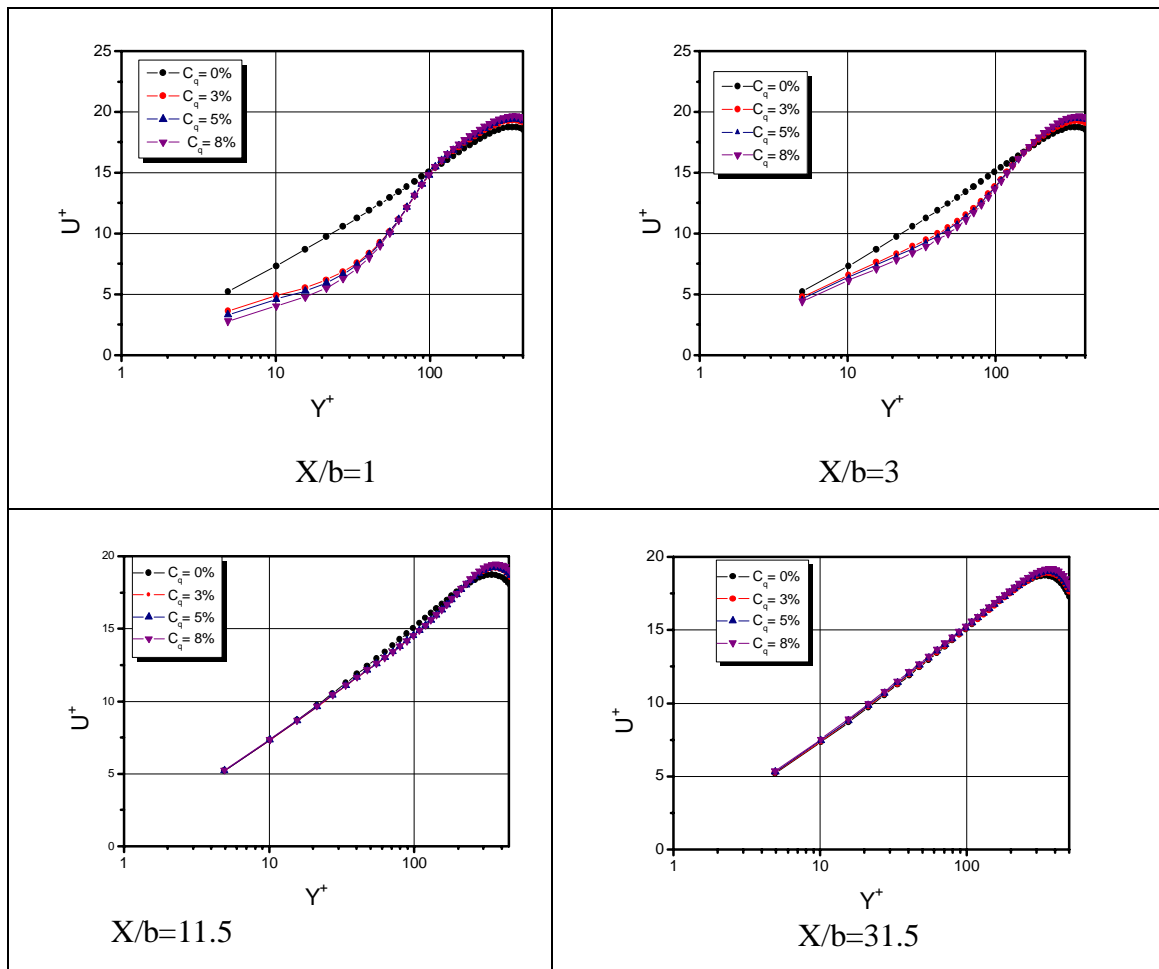


Figure IV.13 Effet du soufflage sur le profil logarithmique de la vitesse ($b=1\text{cm}$)

Dans cette partie on s'intéresse à l'évolution de la vitesse réduite $U^+ = U/U_\tau$ en fonction de $y^+ = \frac{yU_\tau}{\nu}$ pour mieux explorer les régions pariétales (couche limite). Cette représentation permet de bien mettre en évidence les régions des profils qui sont affectées par le soufflage (figure IV.13).

Les résultats obtenus confirment que le soufflage modifie considérablement le champ moyen de la vitesse. En effet la première constatation est la réduction de la vitesse sur une grande partie du profil notamment près de la zone d'injection. De nombreux auteurs ont observé les mêmes comportements (Park et Choi (1999), Kim et al. (2003), Haddad et al (2006)).

IV.3.8 Iso contours de la vorticité et les lignes de courant pour $Cq=3\%$

L'augmentation de la vorticité au niveau de la paroi et autour de la zone de soufflage justifie l'apparition de tourbillons obliques observés dans les études antérieures (Olivier Doche, Sedat Tardu

$$(2007)) \left(\vec{\Omega} = \frac{1}{2} \overrightarrow{rot \vec{V}} \right).$$

Les iso contours de la vorticité et les lignes de courant mettent bien en évidence l'effet de l'injection comme l'indique la figure IV.14 (on a représentée que la région d'interaction).

Une très forte vorticité est observée au voisinage du soufflage les lignes de courant sont nettement déviées par l'effet de l'injection perpendiculaire du fluide.

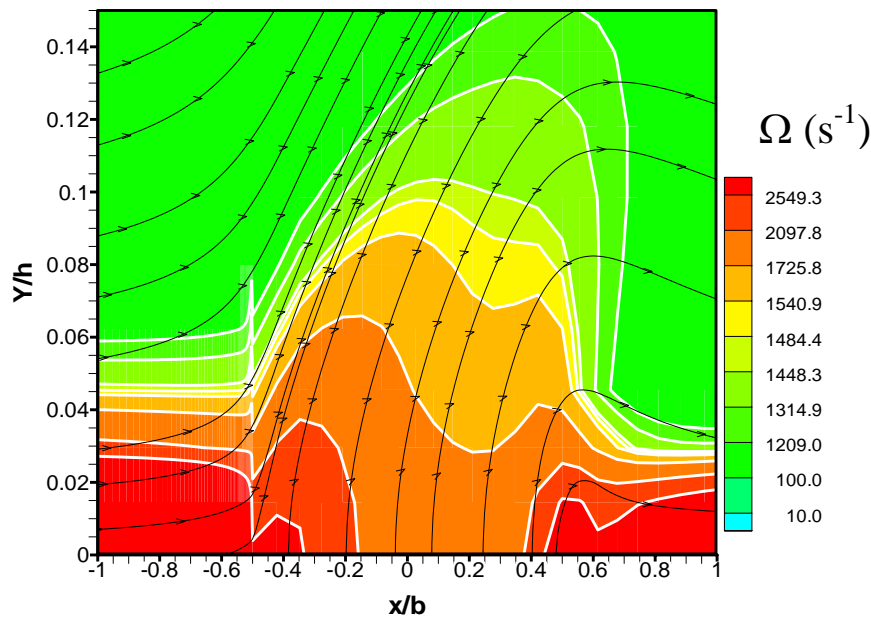


Figure IV.14: Iso contours de la vorticité et les lignes de courant pour Cq= 3%

IV.3.9 Effet du soufflage sur l'énergie cinétique normalisée

L'énergie cinétique adimensionnée k^+ obtenue par le calcul est comparée à celle déduite à partir des contraintes normales mesurées par Haddad :

$$k^+ = \frac{k}{u_\tau^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\overline{uu}}{u_\tau^2} + \frac{\overline{vv}}{u_\tau^2} + \frac{\overline{ww}}{u_\tau^2} \right)$$

Un bon accord est observé globalement pour toutes les sections $x/b=1, 3, 11.5$ et 31.5 considérées et pour tous les taux de soufflage choisis (figure IV.15). Pour toutes les sections transversales, on obtient une valeur optimale de l'énergie quelque soit le taux du soufflage au voisinage de la paroi ($y^+ < 50$). On remarque que le soufflage favorise le caractère turbulent de l'écoulement. Pour des taux de soufflage importants, on note une augmentation remarquable de l'énergie. Loin de la zone d'injection, l'effet du soufflage est sensiblement atténué, cependant il concerne une zone plus étendue des profils (figure 15 (c) et (d)).

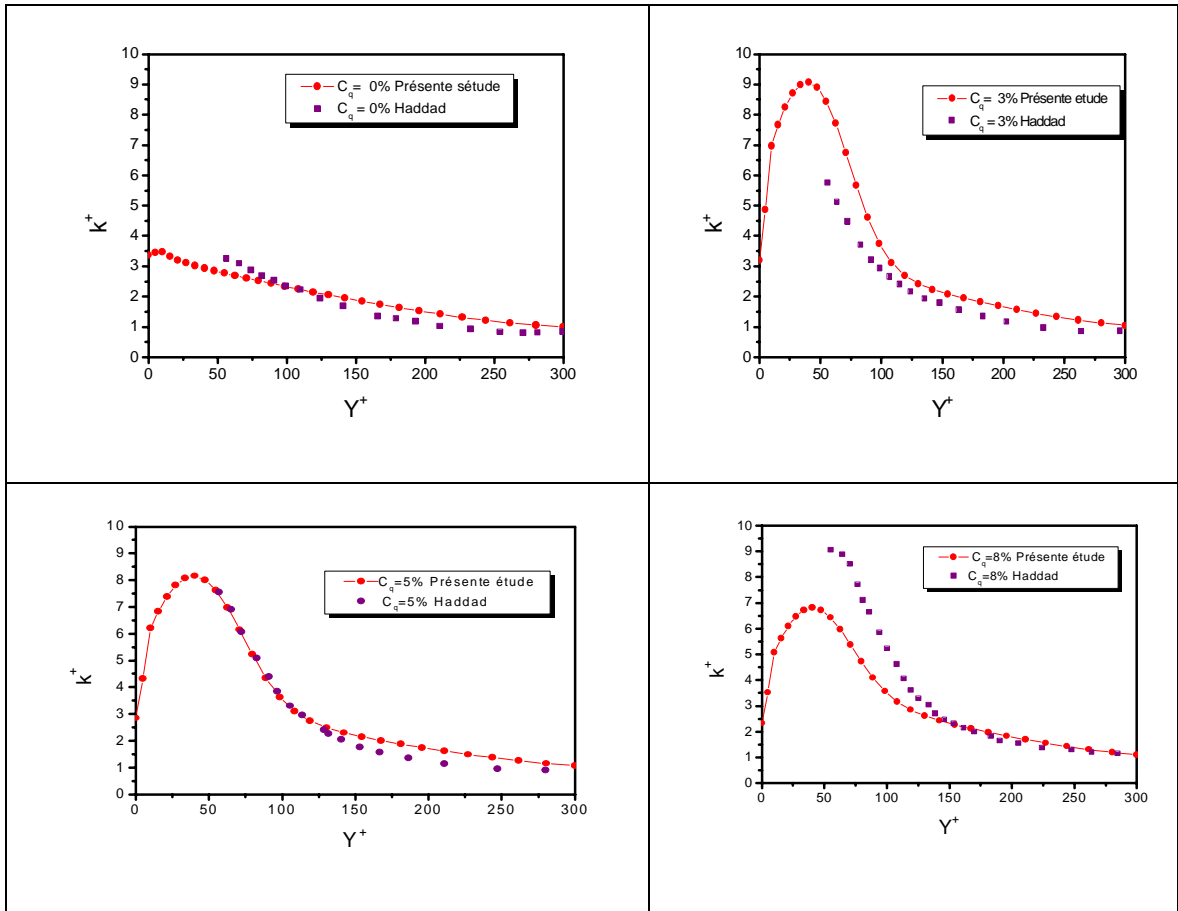


Figure IV.15 (a) $x/b=1$

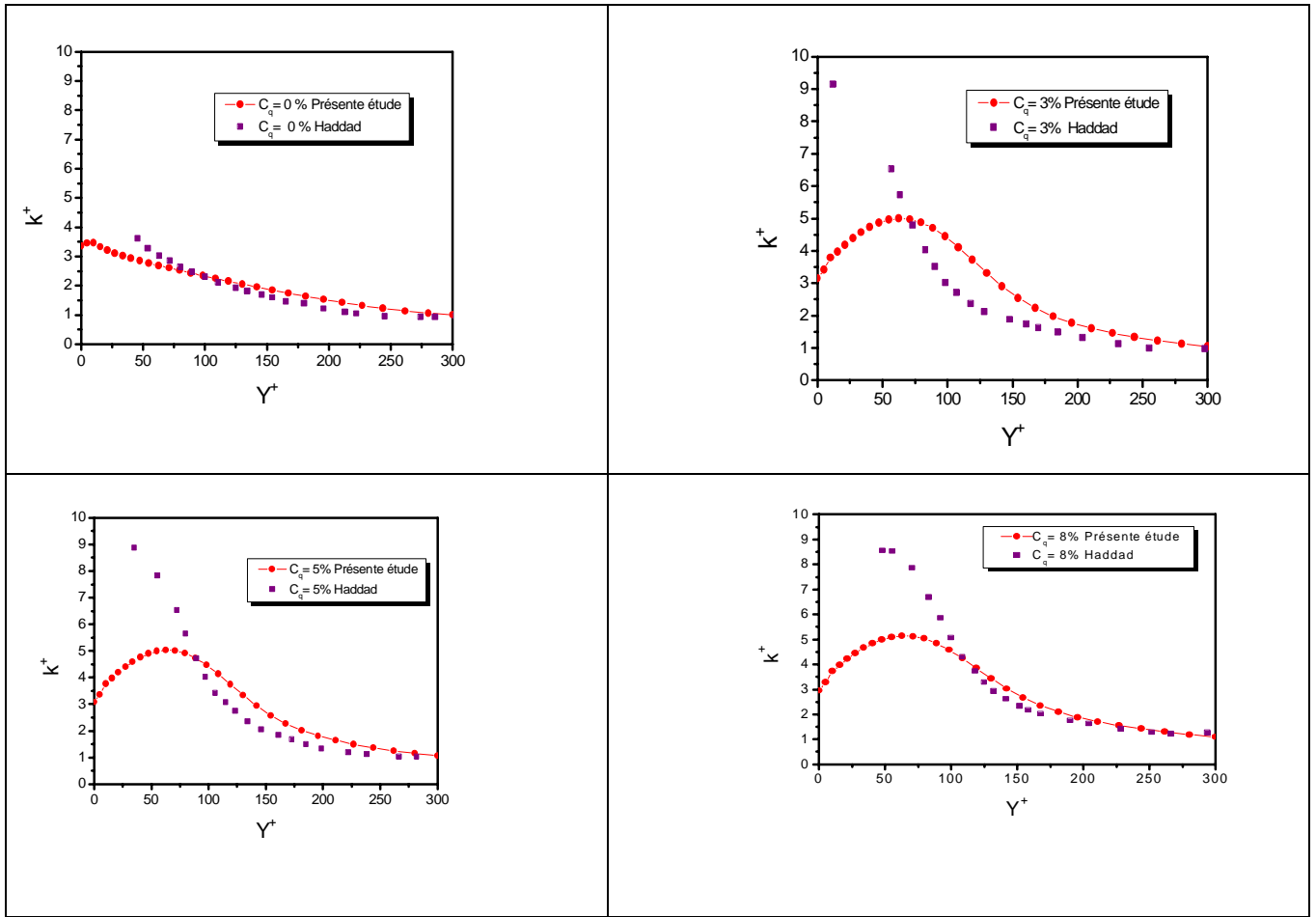


Figure IV.15 (b) $x/b=3$

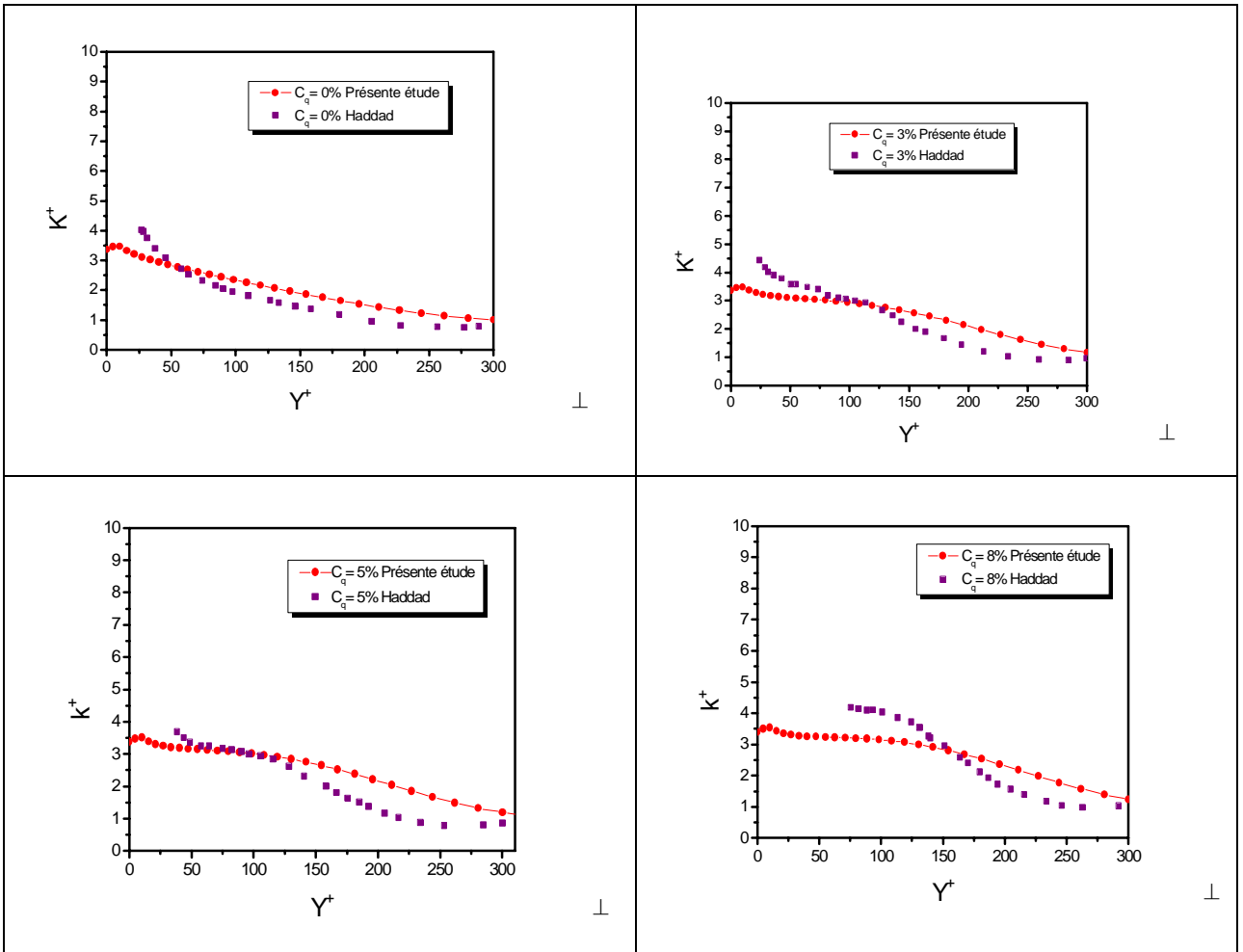


Figure IV.15 (c) $x/b= 11.5$

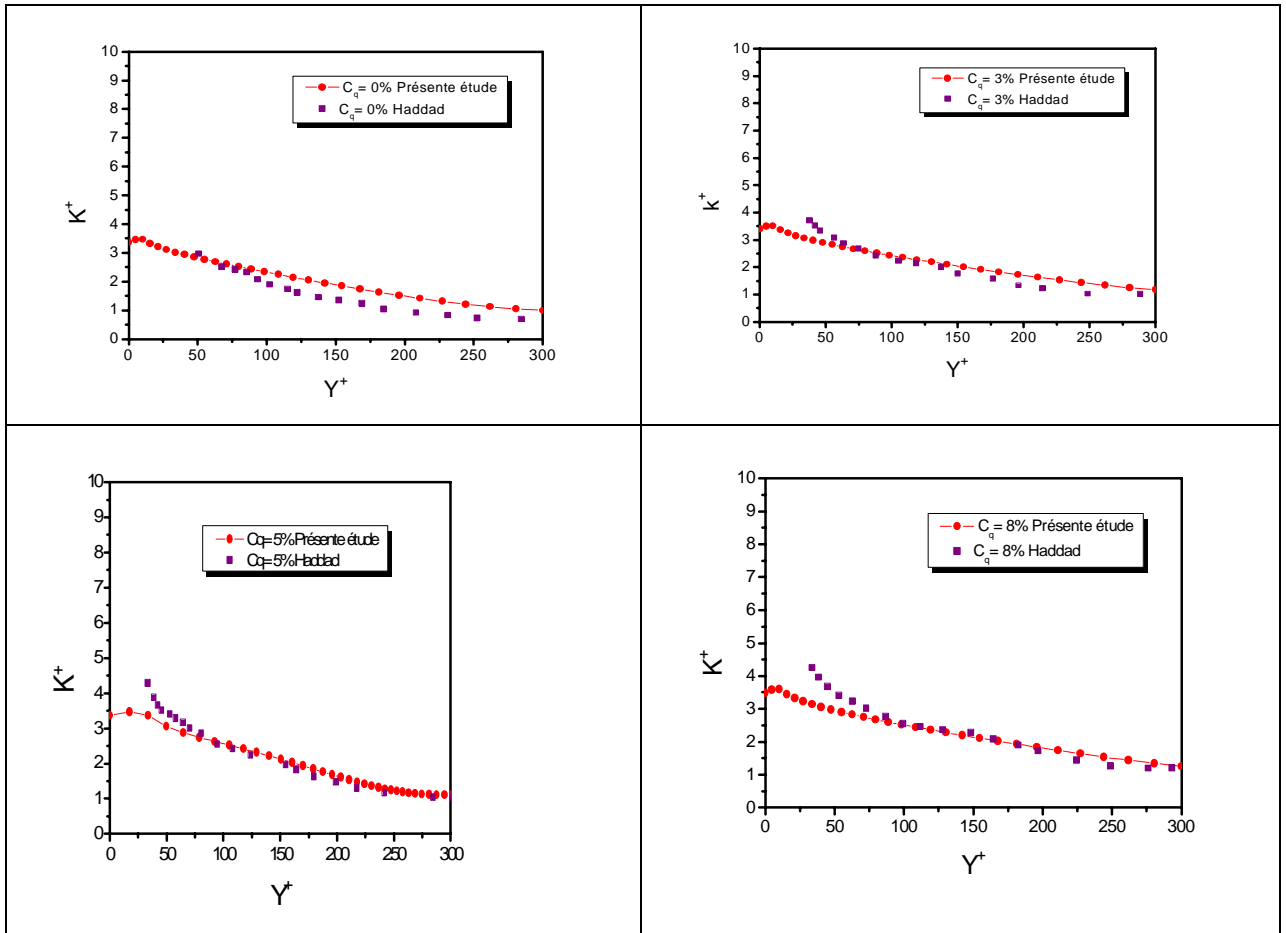


Figure IV.15 (d) $x/b=31.5$

Figure IV.15 Effet du soufflage sur l'énergie cinétique turbulente

IV.3.10 Effet du soufflage sur les tensions de Reynolds normalisées

Les tensions de Reynolds adimensionnées par la vitesse de frottement sont déduites à partir de la relation :

$$uv^+ = \left(\frac{\overline{uv}}{u_\tau^2} \right)$$

La figure (IV.16) montre aussi que le soufflage favorise le cisaillement au voisinage de la paroi ; ceci est justifié par l'augmentation appréciable des tensions de Reynolds pour des taux de soufflage importants. Au delà de la zone d'injection, l'effet du soufflage est sensiblement réduit. Au voisinage de la paroi ($Y/h < 0.4$) ; pour toutes les sections transversales considérées, on note une valeur optimale du cisaillement quelque soit le taux du soufflage. Pour des taux de soufflage plus intense, on constate une augmentation des tensions de Reynolds. Loin de la zone d'injection, l'effet du soufflage est sensiblement atténué.

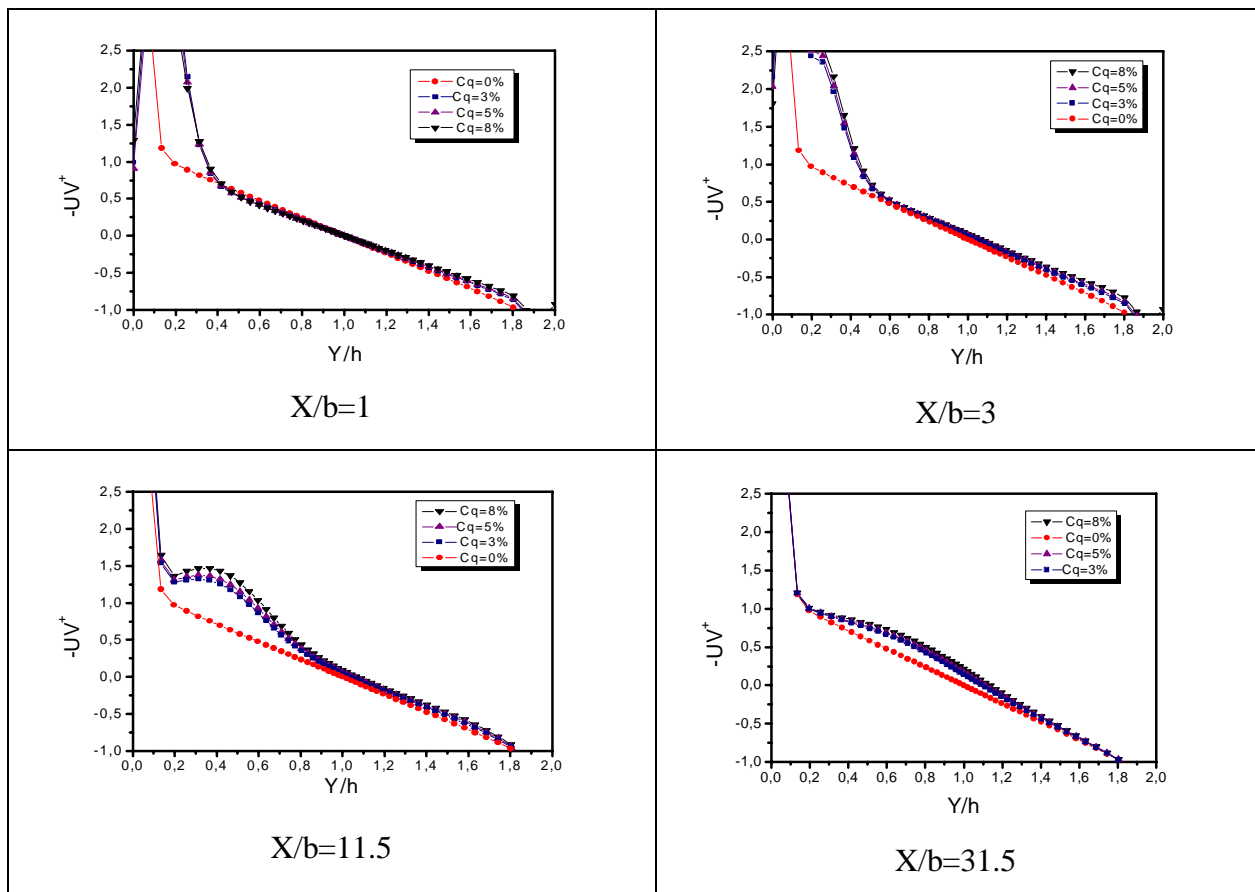
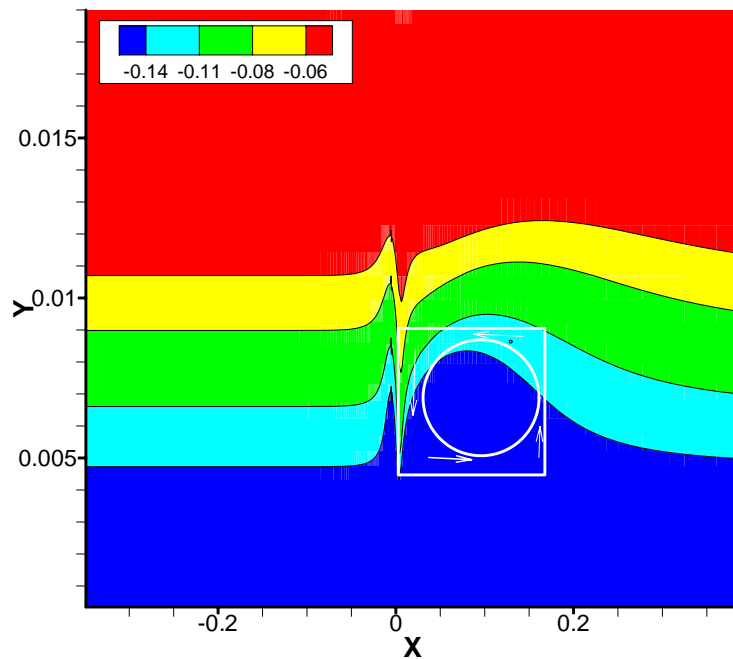


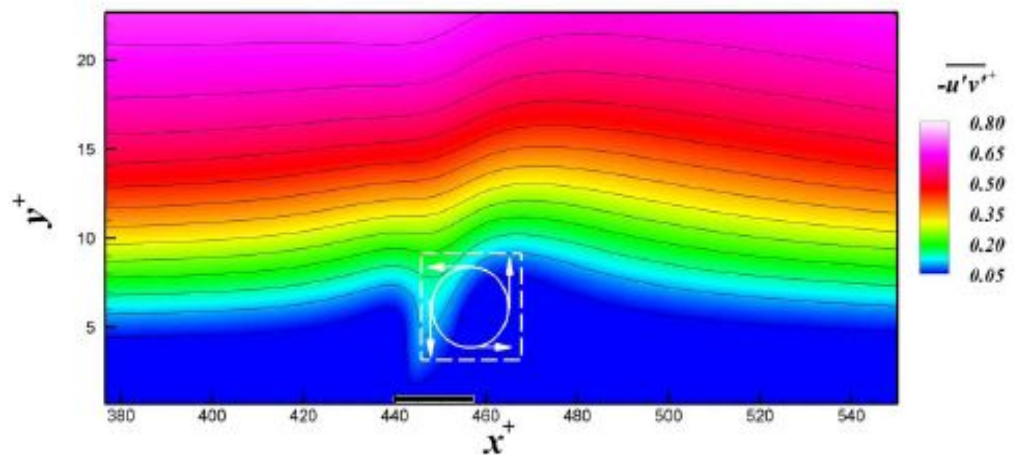
Figure IV.16 Effet du soufflage sur les tensions de Reynolds ($b=1\text{cm}$)

IV.3.11 Contours des contraintes de Reynolds moyennes

Les iso contours des contraintes de Reynolds permettent une meilleure description de ce phénomène (la figure IV.17 (a)). Les contraintes de Reynolds moyennées en temps sont soumises à un mouvement giratoire près du bord aval de la fente. Ainsi, on remarque au centre de la zone d'injection les contraintes maximales ont tendance à se rapprochées de la paroi alors que au niveau de la zone avale les contraintes de faibles valeurs sont repoussées vers le centre du canal. Ce résultat est confirmé par le travail de Olivier Doche & Sedat Tardu (2007) (figure IV.17 (b)).



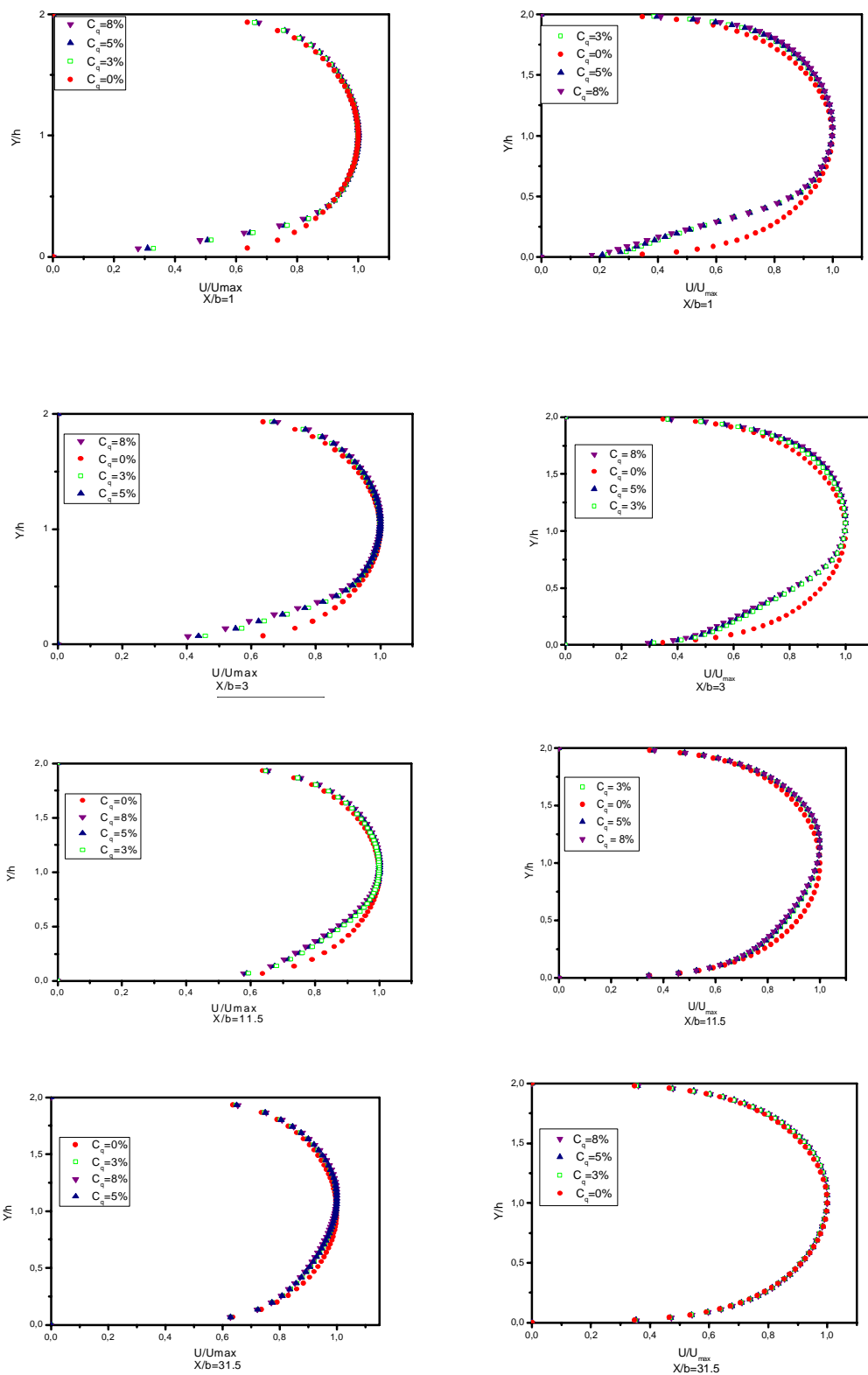
(a)



(b)

Figure IV.17 Contours des contraintes de Reynolds moyennes

IV.3.12 Effet de l'épaisseur de la zone d'injection sur le champ moyen de vitesse



IV.18 Comparaison du champ moyen de vitesse pour : $b=1\text{cm}$ et $b=2\text{cm}$

Afin d'examiner l'effet de la largeur de la bande d'injection, on a doublé l'épaisseur de la fente du soufflage.

La figure I.V.18 illustre l'évolution des profils de vitesse et montre que l'augmentation de la bande d'injection entraîne l'établissement rapide de l'écoulement. Le rapport des débits n'est pas le même.

Pour les petites fentes le soufflage engendre une instabilité locale provoquant la formation, sur la zone d'injection, d'une structure transverse de vorticité positive. L'évolution de l'écoulement de ce tourbillon semble d'autant plus importante que la fente est petite. Donc la largeur de la fente peut être considérée comme un paramètre de similitude pour décrire la dynamique de l'écoulement. En effet, les écarts restent plutôt faibles entre les résultats obtenus avec différentes tailles de fente et même si un tourbillon apparaît sur les plus petites d'entre elles.

IV.3.13 Effet de la position de la fente

Si on déplace la position de la fente de 0.5 m et 1m, on obtient les mêmes résultats donc la position de la fente n'a pas d'influence sur l'écoulement.

IV.3.14 Etude des effets thermiques

Parmi les applications pratiques du soufflage, c'est le refroidissement du fluide s'écoulant dans le canal, par injection d'air frais. Pour cela nous avons examiné l'influence d'un soufflage perpendiculaire d'air frais à une température de 300K dans un fluide chaud s'écoulant dans un canal bidimensionnel. La température du fluide chaud à l'entrée du canal est fixée à 360K et les parois sont supposées adiabatiques.

Pour les mêmes sections considérées précédemment ($x/b=1$, $x/b=3$, $x/b=11.5$, $x/b=31.5$), on illustre l'évolution de la température adimensionnée θ Figure IV.19

On observe une diminution de la température du fluide ambiant au voisinage du soufflage qui demeure très appréciable pour les sections ($x/b=1$, $x/b=3$). Une valeur asymptotique loin de la zone de soufflage est atteinte. Lorsque l'intensité du soufflage augmente, le fluide est plus refroidi :

V_j augmente ; θ diminue

Ceci pourrait être justifié par le terme convectif qui s'ajoute par effet de soufflage dans l'équation de conservation de l'énergie.

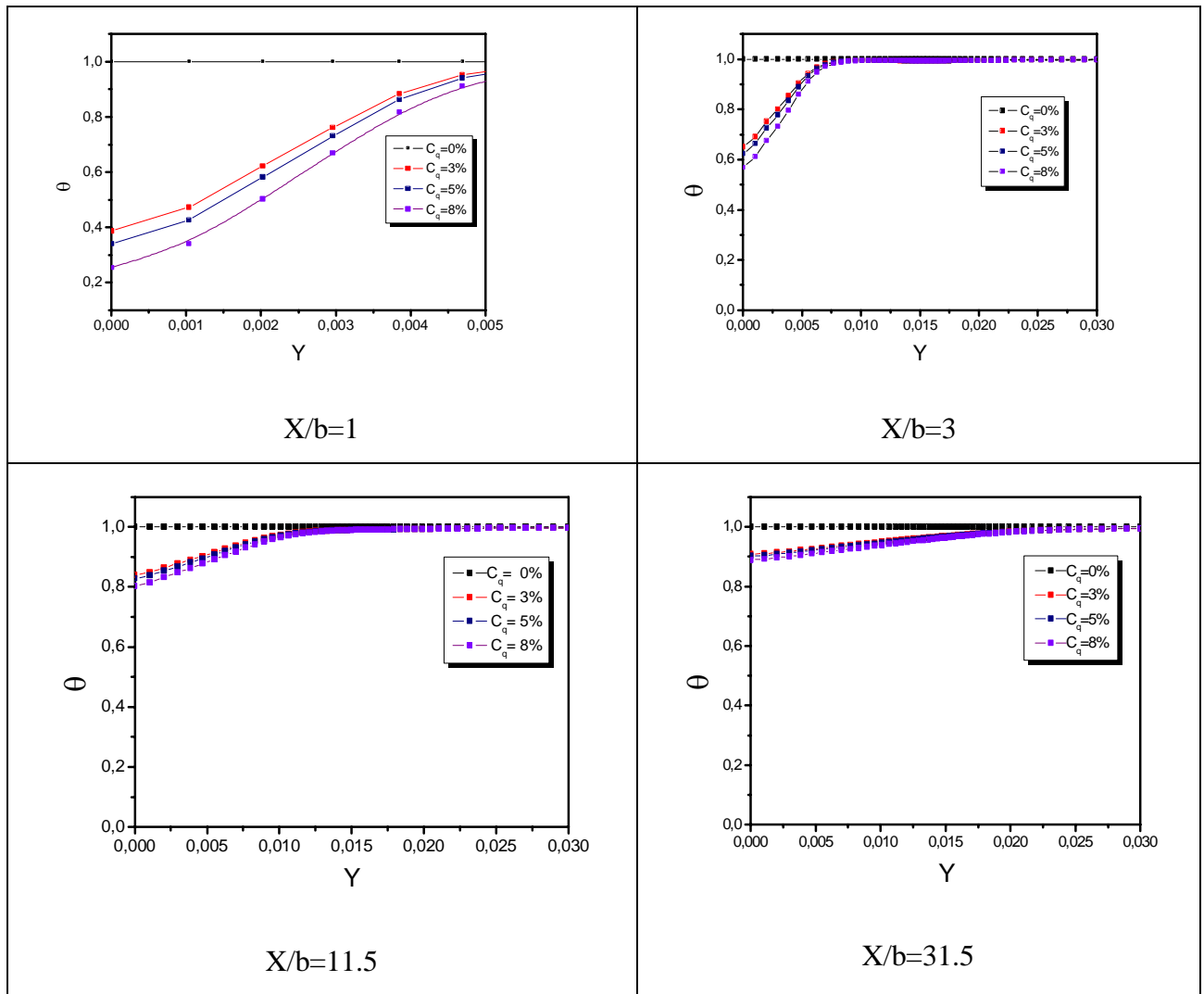


Figure IV.19 Refroidissement par soufflage

IV.3.15 EVOLUTION DES ISOTHERMES

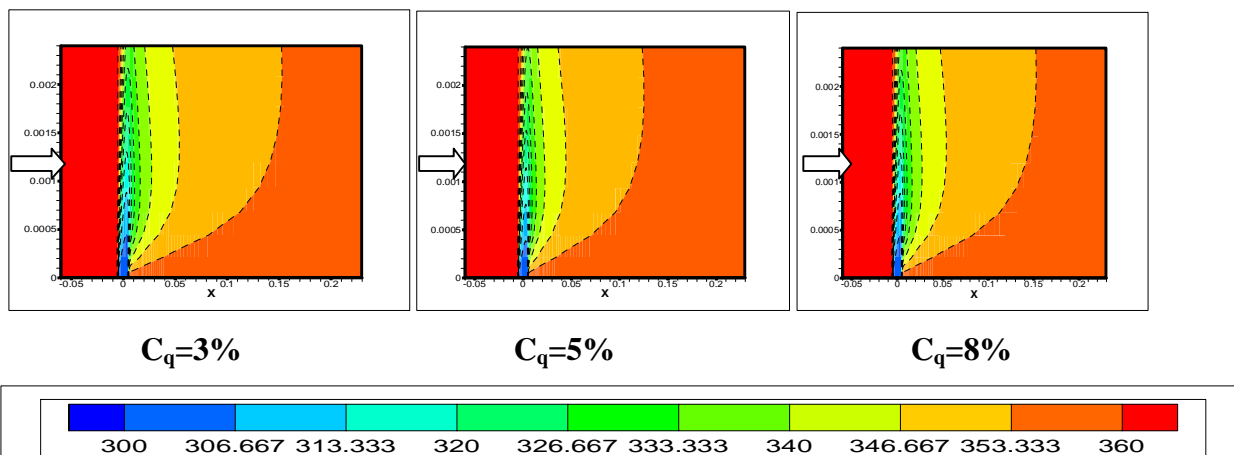


Figure IV.20 ISOTHERMES

L'effet du refroidissement est senti à l'aval de la fente par entrainement du fluide chaud. à l'amont aucun gradient thermique n'est observé.

Conclusion

Un écoulement turbulent chauffé en canal à parois adiabatiques soumis à une injection stationnaire localisée de fluide froid est étudié dans ce mémoire.

Pour une petite fente ($b=1\text{cm}$), le soufflage engendre une instabilité locale provoquant :

- la formation, sur la zone d'injection, d'une structure transverse de vorticité positive.
- la diminution de la contrainte pariétale.
- une augmentation de l'énergie turbulente
- Le soufflage peut être un moyen de refroidissement du fluide de l'écoulement.

Conclusion générale

Le contrôle de la turbulence a pour objectif la réduction ou l'augmentation du frottement et des phénomènes de transfert qu'on retrouve dans de nombreux domaines tels que les transports et l'environnement. Les techniques mettant en œuvre des jets synthétiques pour contrôler la couche limite sont parmi les plus utilisées dans la pratique.

Dans la présente étude, on considère les effets d'un soufflage localisé à travers une fente très fine sur un écoulement turbulent pleinement établi dans un canal bidimensionnel. Pour la validation de la technique numérique utilisées, trois taux de soufflage ont été considérés ($Cq = V_j / U_0$) : 0% (sans soufflage), 3%, 5% et 8% ont été examinés. Notre contribution concerne la prédiction numérique de ce type d'écoulement en présence d'un effet thermique. Il s'agit d'un écoulement pleinement turbulent et permanent en moyenne d'un fluide newtonien (air), incompressible et aux propriétés thermo physiques constantes. Pour la fermeture des équations dynamiques et thermiques moyennées du mouvement, nous avons adopté le modèle statistique de fermeture en un point à deux équations (modèle $k - \epsilon$), avec un traitement spécial de la zone pariétale. La résolution des équations du mouvement est réalisée par une méthode des volumes finis en variables primitives.(code CFD Fluent)

Afin d'examiner les performances de la technique numérique utilisée, nous avons effectué chaque fois que cela était possible, des comparaisons avec les données expérimentales disponibles. L'ensemble des résultats obtenus ont montré que :

- 1- le soufflage engendre une instabilité locale provoquant la diminution de la contrainte pariétale et une augmentation de l'énergie turbulente.
- 2- Le soufflage modifie considérablement les profils de pression statiques, en effet un gradient de pression défavorable apparaît en amont et en aval de la zone d'injection tandis qu'au-dessus de celles-ci c'est un gradient favorable qui se produit.
- 3- L'effet du soufflage est lié à l'intensité de l'injection : plus le taux est élevé plus la distance nécessaire pour atteindre l'état d'équilibre est importante.
- 4- Le soufflage réduit le frottement. Cette diminution peut s'expliquer au fait que le soufflage éloigne les tourbillons de la paroi et empêche leurs interactions avec cette dernière.

- 5- Le soufflage modifie considérablement le champ moyen de la vitesse. En effet, on observe une diminution de la vitesse sur une grande partie du profil notamment près de la zone d'injection qui demeure conséquente pour les taux de soufflage importants.
- 6- Le soufflage favorise les effets de la turbulence par l'augmentation de : l'énergie cinétique, les tensions de Reynolds
- 7- L'augmentation de la fente d'injection entraîne une augmentation du frottement pariétal, une valeur asymptotique est observée pour les cas $b > H$.
- 8- Le refroidissement par soufflage peut être un moyen de refroidissement du fluide chaud qui est détaillé à partir des profils de température

D'une manière générale, le modèle utilisé a permis de simuler assez correctement l'écoulement en comparaison avec plusieurs études antérieures.

Les perspectives de ce travail sont :

- Cascade de fentes de soufflage.
- Simulation à 3 D pour prendre en compte des taux de soufflage élevés.
- Remplacer la fente d'injection par une bande poreuse.
- Simulation à 3 D de soufflage et d'aspiration combinés.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- LAUFER, J. (1950).**"Some récent measurements in two-dimensional turbulent channel." / *Aero. Science*, 17, 277-287.
- COMTE-BELLOT, G. (1965).**"Ecoulement turbulent entre deux parois parallèles." *Publications scientifiques du ministère de l'air*, n°419.
- NIKURADSE, J. (1966).**"Gesetzmässigkeiten der turbulenten stromung in glatten rohren." *Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens (Translated in NASA TTF-10, 359, 1966.)*.
- STEVENSON, T. N. (1968).**"limer région of transpired turbulent boundary layers." *AIAA. Journal*, 6, 553.
- SIMPSON, R. L. (1970).**"Characteristics of turbulent boundary layer at low Reynolds numbers with and without mass transpiration." / *FluidMech*, 42, 769.
- JULIEN, H. L., KAYS, W. M., AND MOFFAT, R. J. (1971).**"Expérimental hydrodynamics of the accelerated turbulent boundary layer with and without mass injection." / *Heat Transfer*, 93, 373.
- PATEL, R. A. (1974).**"A note on fully developed turbulent flow down a circular pipe." *Aeronaut. J*, 78, 93-97.
- BAKER, R. J., AND LAUNDER, B. E. (1974).**"The turbulent boundary layer with foreign gas injection — I. Measurements in zéro pressure gradient." *Int. J. HeatMass Transf*, 17, 275.
- J. O. HINZE.** *Turbulence. 2nd edition.* McGraw-Hill, New York, 1975.
- DEAN, R. B. (1978).**"Reynolds number dépendance of skin friction and other bulk flow variables in two-dimensional rectangular duct flow." / *Fluids Eng*, 100, 215-223.
- SANO, M., AND HIRAYAMA, N. (1985).**"Turbulent boundary layers with injection and suction through a slit." *Bulletin ofJSME*, 28, 807-814.
- PIOMELLI, U., FERZIGER, J., MOIN, P., AND KIM, J. (1989).**"New approximate boundary conditions for large eddy simulation of wall-bounded flows." *Phys. Fluids*, 1068-1989.
- ANTONIA, R. A., BISSET, D. K., FULACHIER, L., AND ANSELMET, F. (1990).**"Effect of wall suction on bursting in a turbulent boundary layer." *Phys. Fluids*, 2, 1241-1247.
- ANTONIA, R. A., TEITEL, M., KIM, J., AND BROWN, L. W. B. (1992).**"Low-Reynolds-number effects in a fully developed turbulent channel flow." / *Fluid Mech*, 236, 579-605.
- SUMITANI, Y., AND KASAGI, N. (1995).**"Direct Numerical Simulation of turbulent transport with uniform Wall injection and suction." *AIAA. Journal*, 33, 1220-1228.
- ZAGAROLA, M. V. (1996).**"Mean flow scaling of turbulent pipe flow". Ph.D. thesis, Princeton University.

DURST, F., FISCHER, M., KIKURA, H., AND JOVANOVIĆ, J.(1996) "Laser-Doppler-Measurements of near wall turbulent flows." *Proc. 4th Inter. Workshop on Electrochemical Flow Measurements*, Lahnstein.

PARK,J.,AND CHOI ,H.(1999). "Effects of uniform blowing or suction from a spanwise, slot on a turbulent boundary layer flow." *Phys. Fluids*, 11, 3095-3105.

KROGSTAD, P. Å., AND KOURAKINE, A. (2000)."Some effects of localized injection on the turbulence structure in a boundary layer." *Phys. Fluids*, 12, 2990-2999.

CHUNG, Y. M., AND SUNG, H. J. (2001)."Initial Relaxation of Spatially Evolving Turbulent Channel Flow with Blowing and Suction." *AIAA. Journal*, 39, 2091-2099.

TARDU, S. (2001)."Active Control of Near-Wall Turbulence by Local Oscillating Blowing." / *Fluid Mech*, 439, 217-253.

CHUNG, Y. M., SUNG, H. J., AND KROGSTAD, P. Å. (2002)."Modulation of near wall-wall turbulence structure with wall blowing and suction." *AIAA. Journal*, 40,1529-1535

SMITH, B. L., AND SWIFT, G. W. (2003). "A comparison between synthetic jets and continuous jets." *Exp. Fluids*, 34, 467-472.

PARK, Y.-S., PARK, S.-H., AND SUNG, H. J. (2003). "Measurement of local forcing on a turbulent boundary layer using PIV." *Exp. Fluids*, 34, 697-707.

KIM, J., KIM, K., AND SUNG, H. J. (2003B)."Wall pressure fluctuations in a turbulent boundary layer after blowing or suction." *AIAA. Journal*, 41, 1697-1704.

ZANOUN, E. S., DURST, F., AND NAGIB, H. (2003)."Evaluating the law of the wall in two-dimensional fully developed turbulent channel flows." *Phys. Fluids*, 15, 3079-3089.

KIM, K., AND SUNG, H. J. (2003)."Effects of Periodic Blowing from a Spanwise Slot on a Turbulent Boundary Layer." *AIAA Journal*, 41, 1916-1924.

LIEN, K., MONTY, J. P., CHONG, M. S., AND OOI, A.(2004) "The Entrance Length for Fully Developed Turbulent Channel Flow." *15th Australasian Fluid Mechanics Conference*, The University of Sydney, Sydney, Australia.

HADDAD, M., LABRAGA, L., KEIRSBULCK, L. (2006)."Turbulence Structures Downstream of a Localized Injection in a Fully Developed Channel Flow. " *J. fluid. Eng*, 128, 611-617

OLIVIER DOCHE & SEDAT TARDU (2007) Caractérisation dynamique et thermique d'un soufflage constant localisé en canal turbulent ; 18^{ème} Congrès Français de Mécanique ; Grenoble, 27-31 août 2007.

M.O. OYEWOLA, L. DJENIDI, R.A. ANTONIA (2007)"Examination of anisotropy of the small-scale motion in a perturbed low Reynolds number turbulent boundary layer".

A.V. BOIKO, V.I. KORNILOV, A.A. PAVLOV (2008)" Cascade control by toroidal vortices in an incompressible axisymmetric boundary layer".

ALOUI FETHI 2010 développement d'un actionneur fluide pour l'amélioration des performances d'une éolienne ,24-28 octobre 2010.