

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



THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de DOCTORAT D'ETAT

En : PHYSIQUE

Spécialité : Energétique et Mécanique des Fluides

Par: NAIT BOUDA Nora

Sujet

ETUDE EXPERIMENTALE ET NUMERIQUE D'UN ECOULEMENT

TURBULENT COMPLEXE

- Jet pariétal abordant une marche descendante -

Soutenue le 18 décembre 2008, devant la commission d'examen :

Mr A. SALEM	Professeur	U.S.T.H.B	Président
Mr T. BENABID	Professeur	U.S.T.H.B	Directeur de thèse
Mme A. MATAOUI	Maitre de conférences	U.S.T.H.B	Examineur
Mr C. REY	Professeur	L3M Marseille	Examineur
A. BENAÏSSA	Professeur	CMR Kingston	Examineur
Z. NEMOUCHI	Professeur	U. Constantine	Examineur
T. REZZOUG	Maitre de conférences	U. Blida	Examineur
R. SCHIESTEL	Directeur de recherche	IRPHE Marseille	Invité

En pensant particulièrement à un ami qui me fait part de cette citation...

il conviendrait d'abord de se poser la question philosophique de base : "Que voulons-nous au juste ?", et, avant d'y répondre, de se rappeler que lorsqu'on ne désire rien, on se contente de tout, et donc que, plus petits sont les désirs, plus grand est le contentement. Le détachement est le fondement de la sagesse, c'est-à-dire du grand savoir.

Hervé COLLET
D'yeux - Eds Moundarren

Remerciements

Le présent travail a été réalisé en partie au laboratoire de Mécanique des Fluides Théorique et Appliquée sous la direction du Professeur Tahar Benabid du laboratoire que je tiens à remercier sincèrement pour les séances de travail que nous avons eues.

Ce travail est le fruit d'une étroite collaboration entre notre laboratoire (Mécanique des Fluides Théorique et Appliquée) le laboratoire de Modélisation et Simulation Numérique en Mécanique et Génie des Procédés et l'Institut de recherches sur les phénomènes hors équilibre de Marseille ainsi que l'école centrale de Nantes.

Je tiens à remercier M. Claude Rey, Professeur à l'Université Paul Cézanne de Marseille, de m'avoir confié ce thème de recherche et de la confiance qu'il m'a témoignée afin de mener à terme ce travail. Son enthousiasme et sa sympathie en toutes circonstances m'ont aidée à surmonter les difficultés relatives à la concrétisation de mon vœu de « faire de l'expérimental ».

M. Roland Schiestel, Directeur de recherche à l'Institut de recherches sur les phénomènes hors équilibre de Marseille n'a pas hésité à nous seconder dans la tâche contribuant ainsi à la richesse et l'accomplissement notre projet. Les séances de travail que j'ai eues avec lui m'ont aidée à m'adapter à la modélisation de la turbulence. J'ai beaucoup apprécié autant sa modestie que sa disponibilité. Je lui exprime ici ma profonde gratitude pour avoir accepté d'examiner ce mémoire.

Je suis très sensible à l'honneur que m'a fait M. Abdelaziz Salem, Professeur à l'USTHB, en acceptant de présider le jury. Ses qualités humaines et son humeur sympathique contribuent au maintien de la bonne ambiance au sein de notre Laboratoire. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde estime.

Madame Amina Mataoui, Maître de conférences à l'USTHB, était celle que j'ai le plus sollicitée au laboratoire pour mon travail sur la partie numérique. Elle s'est toujours montrée disponible et coopérative. Je lui adresse ici mes sincères remerciements pour son aide et pour sa participation au jury.

J'ai vivement apprécié la considération que m'ont témoignée Messieurs Zoubir Nemouchi, Professeur à l'Université de Constantine, Azemi Benaïssa, Professeur agrégé au Collège militaire Royale de Kingston et Tahar Rezzoug, Maître de conférences à l'Institut d'aéronautique de Blida en acceptant de faire partie de ce jury ; je leur exprime ici ma profonde gratitude.

Je ne peux oublier Madame Muriel Amielh, Chargée de recherche à l'Institut de recherches sur les phénomènes hors équilibre de Marseille pour ses précieux conseils et sa disponibilité qui méritent d'être salués. Les nombreuses et tardives discussions que nous avons eues ont été d'un apport considérable à ma recherche. Qu'elle trouve ici le témoignage de mes sincères remerciements.

Je remercie M. Patrick Bountoux, Directeur de recherche au CNRS pour la qualité de son accueil dans son laboratoire qui m'a beaucoup touchée et dont je garde un inoubliable souvenir.

Je tiens à adresser mes sincères remerciements à l'équipe de recherche « Mécanique des Fluides » de l'Ecole Centrale de Nantes d'avoir mis à ma disposition l'installation expérimentale qui m'a permis de réaliser toute la partie relative aux mesures. Cette phase a été capitale dans notre travail.

Comme beaucoup de « thésards » et particulièrement pour ce sujet qui me tenait pourtant à cœur, et durant des années de travail, je suis passée par différents états : à l'euphorie succédait parfois le désespoir, à la certitude succédait parfois le doute. Le temps me semblait tantôt infini tantôt compté. Je n'ai pu tenir qu'avec le soutien de toutes celles et ceux qui me sont proches : amis (ies), collègues de travail, famille.... Je ne peux les citer nommément. Mais qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

Table des matières

Nomenclature	Page
Introduction générale.....	1
<hr/>	
Chapitre I	
Aperçu sur les travaux antérieurs	6
<hr/>	
Chapitre II	
Modélisation et procédure numérique	19
<hr/>	
Introduction	19
1. Approche statistique et modélisation en un point	21
1.1. Méthodologie de fermeture en un point - Equations de base	21
1.2. Modèles du premier ordre	24
1.2.1. Modèles du premier ordre à zéro équation.....	24
1.2.2. Modèles du premier ordre à une équation	25
1.2.3. Modèles du premier ordre à deux équations.....	25
1.3. Modélisation du second ordre	27
1.3.1. Equations de transport des tensions de Reynolds	28
1.3.2. Modélisation des termes supplémentaires	29
1.3.2.a. <i>Dissipation visqueuse</i>	29
1.3.2.b. <i>Modélisation des termes de diffusion inhomogène D_{ij}^1 et D_{ij}^3</i>	32
1.3.2.c. <i>Modélisation de la corrélation pression-déformation</i>	32
1.4. Limitations des fermetures en un point	37
1.5. Modélisation hors équilibre	38
1.5.1. Concept d'échelle unique et ses insuffisances	39
1.5.2. Concept multi-échelles.....	40
1.5.3. Formulation analytique des modèles multi échelles.....	42
1.6. Turbulence à faible nombre de Reynolds	47

2. Développements des équations et mise en œuvre	49
3. Mise en équations et méthodologie numérique	53
3.1. Méthode des volumes finis	54
3.2. Description de la technique	54
3.2.1. Equations de transport généralisées	54
3.2.2. Définition du maillage	55
3.2.3. Equation de conservation	57
3.3. Discrétisation des équations de transport	58
3.3.1. Linéarisation des termes sources.....	63
3.3.2. Algorithmes de résolution du couplage vitesse-pression	64
3.4. Conditions aux limites	64
3.4.1. Conditions d'entrée	65
3.4.2. Conditions de sortie	65
3.4.3. Conditions aux parois et frontières libres	65
3.4.4. Conditions initiales	66
3.5. Résolution numérique	66
3.5.1. Sous relaxation	67
3.5.2. Contrôle de la convergence	68
3.5.3. Technique de stabilisation en modélisation du second ordre	69

Chapitre III

Procédure et conditions expérimentales

1. Dispositif expérimental	72
2. Structure globale de l'écoulement	73
3. Conditions expérimentales	74
4. Technique de mesure	75
4.1. Principe de la vélocimétrie Laser	76
4.2. Ensemencement de particules	77
4.3. Traitement du signal Doppler	78
4.3.1. Erreurs de biais sur la mesure	81
4.3.2. Autres problèmes liés à la mesure par vélocimétrie Laser	82
4.4. Analyse spectrale	83
4.5. Reconstitution du signal Doppler	84

CHAPITRE IV

Résultats et discussion	87
<hr/>	
PARTIE I : Exploration de l'écoulement de jet pariétal abordant la marche descendante : résultats expérimentaux et numériques	87
1. Caractérisation de l'écoulement entrant	87
1.1. Structure générale de l'écoulement.....	87
1.2. Choix et validation du modèle numérique.....	88
1.3. Contrôle de l'écoulement entrant.....	97
2. Caractérisation de l'écoulement après la marche	107
2.1. Structure globale de l'écoulement derrière la marche	107
2.2. Longueur de recollement.....	108
2.3. Caractéristiques globales de l'écoulement	109
2.3.1. Coefficient de pression.....	109
2.3.2. Coefficient de frottement.....	111
2.4. Analyse du champ moyen.....	113
2.4.1. Profils de vitesse moyenne.....	112
2.4.2. Contours des composantes de la vitesse moyenne.....	117
2.5. Analyse du champ fluctuant.....	118
2.5.1. Fluctuations turbulentes longitudinales	118
2.5.2. Tensions normales de Reynolds	119
2.5.3. Facteurs de dissymétrie et d'aplatissement.....	124
2.5.4. La production de l'énergie turbulente.....	126
2.5.5. L'énergie cinétique de la turbulence.....	129
2.5.6. Taux de dissipation de l'énergie cinétique.....	131
2.6. Analyse spectrale	132
2.6.1. Spectres d'énergie.....	134
2.6.2. Coefficients de corrélations- échelles de turbulence.....	137
Partie II : Etude numérique comparative : effet de la nature de l'écoulement entrant sur le recollement	139
1. Introduction	139
2. Ecoulement de couche limite	139

2.1. Champ moyen	139
2.2. Champ fluctuant	141
3. Etude comparative	144
3.1. Champ moyen	144
3.1.1. Profils de la vitesse moyenne verticale.....	144
3.1.2. Epaisseurs caractéristiques.....	147
3.1.3. Direction de l'écoulement.....	149
3.2. Champ fluctuant	152
3.2.1. Distribution spatiale des tensions de Reynolds après la marche.....	152
3.2.2. Bilan de l'énergie cinétique turbulente	155
3.2.3. Evolution de l'échelle intégrale	167
3.3. Relaxation de l'écoulement	170
Conclusion générale	175
Annexe	179

Nomenclature

Notations Latines

- A : Paramètre d'anisotropie $A = 1 - \frac{9}{8}(II - III)$
- II : Le second invariant ($II = a_{ij}a_{ji}$)
- III : Le troisième invariant ($III = a_{ij}a_{jk}a_{ki}$)
- a_{ij} : Tenseur d'anisotropie des tensions de Reynolds $a_{ij} = \frac{R_{ij}}{2k} - \frac{1}{3}\delta_{ij}$.
- b : Hauteur de la buse de sortie du jet
- C_f : Coefficient de frottement local $\left(C_f = 2 \frac{\tau_w}{\rho U_{\max}^2} \right)$.
- C_p : Coefficient de pression locale $\left(C_p = 2 \frac{P - P_0}{\rho U_{\max}^2} \right)$.
- $C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}, C_\varepsilon, C_{w1}, C_{w2}, C_s, C'_s, C''_1, C''_1$: Constantes de modélisation.
- E_r : Taux d'expansion $\left(\frac{y_{aval}}{y_{amont}} \right)$
- y_{aval} : Hauteur de la veine après la marche.
- y_{amont} : Hauteur de la veine avant la marche.
- $F^{(1)}, F^{(2)}$: Flux spectraux.
- f_c : Fréquence de coupure
- h : Hauteur de la marche
- K_1 et K_2 : Nombres d'ondes
- k : Energie cinétique de la turbulence
- $k^{(1)}$: Energie cinétique de la turbulence partielle dans la zone de production
- $k^{(2)}$: Energie cinétique de la turbulence partielle dans la zone de transfert
- l : Longueur de mélange
- P : Pression statique.
- p : Fluctuation de pression.
- P_0 : Pression statique de référence
- Re : Nombre de Reynolds $\left(Re = \frac{U_0 \delta}{\nu} \right)$.
- Re_h : Nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la marche $\left(Re_h = \frac{U_0 h}{\nu} \right)$

Re_b	: Nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la buse de sortie du jet $Re_b = \frac{U_0 b}{\nu}$
R_{ij}	: Tenseur des tensions de Reynolds $(R_{ij} = \overline{u_i u_j})$
T_u	: Intensité de turbulence
(\tilde{U}, \tilde{V})	: Composantes instantanées de la vitesse.
(U, V)	: Composantes moyennes de la vitesse.
(u, v, w)	: Composantes fluctuantes de la vitesse.
U_0	: Vitesse de référence de l'écoulement entrant.
u_τ	: Vitesse de frottement $(u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}})$.
U^+	: Vitesse longitudinale adimensionnelle $(U^+ = \frac{U}{u_\tau})$.
y^+	: Coordonnée réduite $(y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu})$.

Notations Grecques

ε	: Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente k .
ε_1	: Taux de dissipation de k dans la zone de production
ε_2	: Taux de dissipation de k dans la zone de transfert
ξ et θ	: Paramètres de forme $(\theta = \frac{\varepsilon^{(1)}}{\varepsilon^{(2)}} \text{ et } \xi = \frac{k^{(1)}}{k^{(2)}})$
Φ	: Variable généralisée.
Γ	: Coefficient d'échange.
κ	: Constante de Von Kàrmàn.
ν	: Viscosité cinématique du fluide.
ν_t	: Viscosité cinématique turbulente de l'écoulement.
ρ	: Masse volumique du fluide.
τ_w	: Contrainte à la paroi $(\tau_w = (\frac{\partial U}{\partial y})_{y=0})$.
δ	: Epaisseur de la couche limite.
δ^*	: Epaisseur de déplacement
θ^*	: Epaisseur de quantité de mouvement
δ_{ij}	: Symbole de Kronecker.

λ	: Microéchelle de Taylor
λ_t	: Microéchelle temporelle de Taylor
ϑ	: Volume de contrôle

Abréviations

AIAA	: American Institute of Aeronautics and Astronautics
AGARD	: Advisory Group for Aerospace Research & Development
ASME	: American Society of Mechanical Engineers
ERCOFTAC	: European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion
IRPHE	: Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre
IMST	: Institut de Mécanique Statistique de la Turbulence.
IUTAM	: International Union of Theoretical and Applied Mathematics.
LMFTA	: Laboratoire de Mécanique des Fluides Théorique et Appliquée.
LRR	: Launder Reece et Rodi
ONERA	: Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales.
ASM	: Algebraic Stress Model.
BSA	: Busrt Spectrum Analyzer (analyseur de bouffée Doppler)
CFD	: Computational Fluid Dynamics.
DNS	: Direct Numerical Simulation.
EVM	: Eddy-Viscosity Model.
EARSM	: Explicit Algebraic Reynolds Stress Model.
FC	: Fil Chaud
FFT	: Fast Fourier Transform (transformée de Fourier rapide)
LDA	: Laser Doppler Anemometry
LDV	: Laser Doppler Velocimetry
LES	: Large Eddy Simulation.
NLEVM	: Non-Linear Eddy-Viscosity Model.
PDE	: Partial Differential Equations.
PIV	: Particle Image Velocimetry.
PTV	: Particule Tracking Velocimeter
PLDS	: Power Law Differencing Scheme.
QUICK	: Quadratic Upwind Interpolation for Convection Kinematics.
RANS	: Reynolds-Averaged Navier-Stokes.

RSM : Reynolds Stress Model.
RSMKFL1 : Reynolds Stress Model Mono-échelle.
RSMKFL2 : Reynolds Stress Model Multi-échelles.
SIMPLE : Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations.
SUDS : Skew-Upwind Difference Scheme.
TEAM : Turbulent Elliptic Algorithm – Manchester.
TDMA : Tri-Diagonal Matrix Algorithm.
URANS : Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes
UVP : Ultrasonic Velocity Profil

Liste des figures

- Figure 1.1 : Structure de l'écoulement résultant de l'interaction d'un jet pariétal avec une marche.
- Figure 2.1 : Classification des modèles de fermeture en un point
- Figure 2.2 : Découpage spectral bi-échelles
- Figure 2.3 : Schéma du spectre partitionné pour les composantes du tenseur de Reynolds
- Figure 2.4.a : Maillage utilisé (140X100)
- Figure 2.4.b : Test de maillage sur les profils de vitesse moyenne $\frac{U}{U_0}$ et de la tension de Reynolds $\frac{\overline{uv}}{U_0^2}$
- Figure 2.5 : Localisation des points de calcul aux différentes frontières
- Figure 2.6 : Volumes de contrôle pour les variables scalaires et composantes de vitesse. - Maillage décalé
- Figure 2.7 : Volume de contrôle - maillage cartésien-
- Figure 2.8 : Frontières du domaine de calcul.
- Figure 2.9 : Evolution des résidus en fonction du nombre d'itérations
- Figure 3.1 : L'installation expérimentale
- Figure 3.2 : Plan de mesures
- Figure 3.3 : Régimes d'écoulement dans le phénomène de décollement/recollement -Adams et al. (1984) –
- Figure 3.4 : Schéma représentatif du principe de fonctionnement de la Vélocimétrie Laser Doppler
- Figure 3.5 : Représentation schématique de la disposition de la tête optique
- Figure 3.6 : Forme typique d'un signal Doppler
- Figure 3.7 : Evolution de l'écart type $\sqrt{u^2}$ en fonction du nombre de points d'acquisition
- Figure 3.8 : Evolution de la vitesse moyenne en fonction du nombre de points d'acquisition
- Figure 3.9 : Histogramme de vitesse
- Figure 3.10 : Résultats de pondération par le temps de résidence a) vitesse moyenne \bar{u}/U_{\max}
 b) intensité turbulente $\sqrt{u^2}/U_{\max}$; ● : Sans pondération * : Avec pondération
- Figure 3.11 : Exemple de signal reconstitué par la méthode 01 ($f_{rech} = 5.f_a$)
- Figure 4.1 : Représentation schématique de l'écoulement de jet pariétal et nomenclature
- Figure 4.2 : Mesures LDA (Eriksson et al. (1998)) ; ○ : $x'/b = 20$, △ : $x'/b = 40$.
 — : RSMKFL2, - - - - : Calcul LES (Dejoan & Leschziner (2005))

Figure 4.3 : Mesures LDA (Eriksson et al. (1998)) \circ : $x'/b = 20$ Δ : $x'/b = 40$.
 — : RSMKFL2, - - - : Calcul LES (Dejoan & Leschziner (2005))
 - · - · - · : Calcul RSM-SSG

Figure 4.4 : Mesures LDA (Eriksson et al. (1998)) \circ : $x'/b = 70$
 — : RSMKFL2, - - - : Calcul LES (Dejoan & Leschziner (2005))

Figure 4.5 : Mesures LDA (Eriksson et al. (1998)) ; \circ : $x'/b = 20$, Δ : $x'/b = 40$.
 — : RSMKFL2, - - - : Calcul LES (Dejoan & Leschziner (2005))
 \circ Mesures LDA, Eriksson et al. (1998), \bullet Présentes mesures à $x'/b = -10$

Figure 4.6 : Evolution du coefficient de frottement

Figure 4.7 : Evolution de l'intensité turbulente longitudinale $\sqrt{u^2}/U_0$ à $x/h = 2$

Figure 4.8 : Evolution de la tension normale de Reynolds \overline{uv}/U_0^2 à $x/h = 2$

Figure 4.9 : Evolution des profils expérimentaux de vitesse longitudinale à l'amont de la marche

Figure 4.10 : Similitude des profils de vitesse moyenne longitudinale avant la marche.

Figure 4.11 : Profils de vitesses moyennes à la section de mesure $x = -15h$
 \bullet : Présentes mesures (LDA) ; \circ : Mesures d'Eriksson et al. (1998)

Figure 4.12 : Evolution de la vitesse transversale et de la tension transversale

$$\blacksquare : \frac{\overline{W}}{U_{\max}} ; \quad \square : \frac{\overline{uw}}{U_{\max}^2}$$

Figure 4.13 : Evolution du taux d'expansion du jet avant la marche

Figure 4.14 : Evolution longitudinale du coefficient de frottement local à l'amont de la marche

Figure 4.15 : Profils de la vitesse moyenne longitudinale et de la tension de Reynolds normale à $x'/b = -5$

Figure 4.16 : Evolution des facteurs de dissymétrie et d'aplatissement à $x/h = -5$

Figure 4.17 : Evolution de la production de l'énergie turbulente à la section $x'/b = -5$

Figure 4.18 : Evolution de la vitesse moyenne et de la tension normale au voisinage du minimum de production.

Figure 4.19 : Photographie de visualisation à la tomographie laser (Badri Kusuma (1993)) zones 3 et 4.

Figure 4.20 : Carte des lignes de courants obtenue par le calcul derrière la marche (RSMKFL2)

Figure 4.21 : Evolution longitudinale du coefficient de pression obtenue par RSMKFL2

Figure 4.22: Carte des contours de pression moyenne, $\frac{(p - p_0)}{\rho U_0^2}$ ————: $\frac{(p - p_0)}{\rho U_0^2} > 0$
 - - - - -: $\frac{(p - p_0)}{\rho U_0^2} < 0$

Figure 4.23 : Evolution du coefficient de frottement derrière la marche (modèle RSMKFL2).

Figure 4. 24 : Influence des conditions d'entrée du calcul sur l'évolution de C_p et C_f .
 RSMKFL2 : ————: $\alpha = 1$; - - - - -: $\alpha = 0.4$

Figure 4. 25 : Evolution des profils de vitesse moyenne u/U_{max} en fonction de y/h
 ● : Présentes mesures LDA ; ○ : Mesures au fil Chaud (Badri 1993) ;
 ———— : Modélisation RSMKFL2

Figure 4. 26: Exemple d'histogramme dans la zone d'interaction entre les deux structures de la zone de recirculation

Figure 4.27 : Contours de la vitesse moyenne longitudinale ————: $U > 0$ - - - - -: $U < 0$

Figure 4.28 : Contours de la vitesse moyenne verticale ————: $V > 0$ - - - - -: $V < 0$

Figure 4.29 : Evolution longitudinale des profils des fluctuations turbulentes $\frac{\overline{u^2}}{U_{max}^2}$ en fonction de y/h
 ◆ : Présentes mesures au LDA, ◇ : Mesures au fil chaud (Badri kusuma (1993), ———— : Calcul RSMKFL2

Figure 4.30 : Evolution longitudinale des profils des tensions normales de Reynolds $\frac{\overline{uv}}{U_{max}^2}$ en fonction de y/h
 ▣ : Présentes mesures au LDA, ———— : Calcul RSMKFL2

Figure 4.31: Evolution des facteurs de dissymétrie et d'aplatissement dans les trois directions à $x/h = 2$

Figure 4.32 : Evolution des facteurs de dissymétrie et d'aplatissement dans les trois directions à $x/h = 6$

Figure 4.33 : Evolution des facteurs de dissymétrie et d'aplatissement dans les trois directions à $x/h = 8$

Profils réduits des intensités turbulentes longitudinale u/U_{max} et normale v/U_{max}
 Figure 4.34 : Mesures FC Tailland (1970) : ■ : U/U_0 ; ● : v/U_{max} ; ★ : u/U_{max}

Mesures LDA présent travail : ◊ : v/U_{max} ☆ : u/U_{max}

Figure 4.35 : Evolution du profil de la production de l'énergie turbulente en aval de la marche (calcul RSMKFL2)

Figure 4.36 : Evolution du terme de production à la section $x/h = 4$

Figure 4.37 : Evolution du terme de convection à la section $x/h = 4$

Figure 4.38 : Profils expérimentaux de l'évolution de $I = \frac{\sqrt{u^2}}{\sqrt{v^2}}$ après la marche

- Figure 4.39: Evolution du terme de dissipation à la section $x/b = 2$
- Figure 4.40: Evolution des spectres d'énergie turbulente à différentes sections de mesure après la marche.
- Figure 4.41: Carte de contours du paramètre de forme spectral. $\xi = k^{(1)}/k^{(2)}$
- Figure 4.42: Carte de contours du paramètre de forme spectral. $\theta = \varepsilon^{(1)}/\varepsilon^{(2)}$
- Figure 4.43: Evolution de K_2/K_1 avant et après la marche
- Figure 4.44: Exemple d'évolution du coefficient de corrélation temporelle et détermination de τ
- Figure 4.45: Evolution de l'échelle intégrale dans la région après recollement
- Figure 4.46: Evolution des profils de vitesse moyenne longitudinale après la marche
 ○ : Expérience de Jovic & Driver (1994) ; — : RSMKFL2
- Figure 4.47: Evolution des profils de vitesse moyenne longitudinale en variables de paroi après recollement.
- Figure 4.48: Evolutions du profil de la variance de la fluctuation longitudinale $\overline{u^2}/U_{\max}^2$ après la marche
 — : RSMKFL2 model, ● : Expérience de Jovic & Driver (1994)
- Figure 4.49: Evolutions du profil de la variance de la fluctuation verticale $\overline{v^2}/U_{\max}^2$ après la marche
 — : RSMKFL2 model, ● : Expérience de Jovic & Driver (1994)
- Figure 4.50: Evolutions du profil de la tension de Reynolds normale $-\overline{u'v'}/U_{\max}^2$ après la marche
 — : RSMKFL2 model, ● : Expérience de Jovic & Driver (1994)
- Figure 4.51: Profils de vitesse moyenne verticale pour le cas de couche limite ; (a) : zone de recirculation et de recollement ; (b) : zone de redéveloppement
- Figure 4.52: Profils de vitesse moyenne verticale pour le cas de jet pariétal.
 (a): zone de recirculation et de recollement ; (b) : zone de redéveloppement
- Figure 4.53: Evolution de l'épaisseur de déplacement avant et après la marche
- Figure 4.54: Evolution de l'épaisseur de quantité de mouvement avant et après la marche
- Figure 4.55: Evolution verticale de l'angle de déviation du vecteur vitesse par rapport à l'horizontale à la section : $x^* = -1/2$
- Figure 4.56: Evolution verticale de l'angle de déviation du vecteur vitesse par rapport à l'horizontale à la section : $x^* = -1/3$
- Figure 4.57: Evolution verticale de l'angle de déviation du vecteur vitesse par rapport à l'horizontale à la section : $x^* = 3/2$
- Figure 4.58: Evolution des profils de vitesse moyenne dans la zone de recirculation, U/U_N en fonction de y/y_N

Figure 4.59.a : Contours de l'intensité turbulente longitudinale $\overline{u^2}/U_0^2$ derrière la marche (jet pariétal)

Figure 4.59.b : Contours de l'intensité turbulente transversale $\overline{w^2}/U_0^2$ derrière la marche (jet pariétal)

Figure 4.59.c : Contours de la tension de l'intensité normale $\overline{v^2}/U_0^2$ derrière la marche (jet pariétal)

Figure 4.59.d : Contours de la tension de Reynolds normale \overline{uv}/U_0^2 derrière la marche (jet pariétal)

Figure 4.60.a: Contours de l'intensité longitudinale de turbulence $\overline{u^2}/U_0^2$ derrière la marche (couche limite)

Figure 4.60.b : Contours de l'intensité transversale de turbulence $\overline{w^2}/U_0^2$ derrière la marche (couche limite)

Figure 4.60.c: Contours de l'intensité normale de turbulence $\overline{v^2}/U_0^2$ derrière la marche (couche limite)

Figure 4.60.d: Contours de la tension normale de Reynolds \overline{uv}/U_0^2 derrière la marche (couche limite)

Figure 4.61.a : Carte des iso contours de l'énergie cinétique turbulente, cas de jet pariétal

Figure 4.61.b : Carte des iso contours de l'énergie cinétique turbulente, cas de couche limite

Figure 4.62.a : Carte des iso contours de la production de l'énergie turbulente, cas de jet pariétal

Figure 4.62.b : Carte des iso contours de la production de l'énergie turbulente, cas de couche limite

Figure 4.63.a : Bilan de l'énergie cinétique turbulente avant la marche : $x/h = -3$ (région interne)

———— Terme de convection; ---- Terme de production; Terme de dissipation;
-.-.-.- Terme de diffusion (Ecoulement de couche limite)

Figure 4.63.b : Bilan de l'énergie cinétique turbulente avant la marche : $x/h = -3$ (région interne)

———— Terme de convection; ---- Terme de production; Terme de dissipation;
-.-.-.- Terme de diffusion (Ecoulement de jet pariétal)

Figure 4.64.a: Bilan de l'énergie cinétique turbulente avant la marche : $x/h = -3$

———— Terme de convection; ---- Terme de production; Terme de dissipation;
-.-.-.- Terme de diffusion

Figure 4.64.b1. Bilan de l'énergie cinétique turbulente avant la marche : $x/h = -3$

———— Terme de convection; ---- Terme de production; Terme de dissipation;
-.-.-.- Terme de diffusion

Figure 4.64.b2 Bilan de l'énergie cinétique turbulente avant la marche : $x/h = -3$

———— Terme de convection; ---- Terme de production; Terme de dissipation;
-.-.-.- Terme de diffusion

Figure 4.65.a: Bilan de l'énergie cinétique turbulente après la marche à la section: $x/h = 3$

———— Terme de convection; ---- Terme de production; Terme de dissipation;
-.-.-.- Terme de diffusion

Figure 4.65.b: Bilan de l'énergie cinétique turbulente après la marche à la section: $x/b = 3$

———— Terme de convection; - - - - Terme de production; Terme de dissipation;
- · - · - · Terme de diffusion

Figure 4.66: Bilan de l'énergie cinétique turbulente après la marche à la section: $x/b = 4$

———— Terme de convection; - - - - Terme de production; Terme de dissipation;
- · - · - · Terme de diffusion

Figure 4.67.a : Termes du bilan de l'énergie cinétique de turbulence à la section $x^* = -1/2$

Figure 4.67.b: Termes du bilan de l'énergie cinétique de turbulence à la section $x^* = -1/3$

Figure 4.67.c : Termes du bilan de l'énergie cinétique de turbulence à la section $x^* = +1/2$

Figure 4.67.d : Termes du bilan de l'énergie cinétique de turbulence à la section $x^* = +1$

Figure 4.67.e : Termes du bilan de l'énergie cinétique de turbulence à la section $x^* = +2$

Figure 4.67.f: Termes du bilan de l'énergie cinétique de turbulence à la section $x^* = +2$

Figure 4.68 : Evolution normale de l'échelle intégrale avant la marche

Figure 4.69: Evolution normale de l'échelle intégrale dans la zone de recirculation

Figure 4.70 : Evolution de l'échelle intégrale dans la zone de redéveloppement

Figure 4.71.: Evolution des profils de vitesse moyenne longitudinale dans la zone de redéveloppement

Figure 4.72. : Evolution des profils de $\overline{u^2}/U_{\max}^2$ en fonction de $y/y_{1/2}$ dans la zone de redéveloppement
(jet pariétal)

Figure 4.73: Evolution des profils de $\overline{w^2}/U_{\max}^2$ en fonction de $y/y_{1/2}$ dans la zone de redéveloppement
(Jet pariétal)

Figure 4.74. : Evolution des profils de \overline{uv}/U_{\max}^2 en fonction de $y/y_{1/2}$ dans la zone de redéveloppement
(Jet pariétal)

Figure 4.75.: Evolution des profils de vitesse moyenne longitudinale dans la zone de redéveloppement
(Couche limite)

Figure 4.76: Evolution des profils de $\overline{u^2}/U_{\max}^2$ en fonction de $y/y_{1/2}$ dans la zone de redéveloppement
(Couche limite)

Figure 4.77. : Evolution des profils de \overline{uv}/U_{\max}^2 en fonction de $y/y_{1/2}$ dans la zone de redéveloppement
(Couche limite)

Introduction générale

Introduction générale et position du problème

Le phénomène de décollement et recollement apparaît sous différentes conditions de l'écoulement. On peut le rencontrer notamment dans les systèmes d'écoulements internes tels que les diffuseurs, les chambres de combustion et les conduites avec des élargissements brusques ou dans les écoulements externes tels que ceux autour des ailes d'avion et des bâtiments. Dans certaines applications, telles que les chambres à combustion, la présence de la recirculation et de la turbulence due au décollement peut favoriser le mélange du combustible. Dans d'autres cas, la performance des installations se trouve très affectée par le phénomène. C'est alors que le contrôle de ce dernier relève de la priorité des ingénieurs et de beaucoup de chercheurs.

Plusieurs types de géométries ont été utilisées en laboratoire afin d'étudier le processus de décollement/recollement. La configuration d'écoulement sur une marche descendante a été étudiée depuis plusieurs décennies et reste d'actualité. Outre la facilité de réalisation de la maquette expérimentale pour cette configuration, le point de décollement est fixe ; ce qui facilite l'étude du processus de recollement en évitant l'effet d'oscillation du point de décollement. Du point de vue numérique, le domaine rectangulaire conduit à un maillage structuré simple. Les premiers travaux, effectués sur cette configuration ont été détaillés par Eaton & Johnston (1980) et Westphal et al. (1984).

Parmi les nombreuses études effectuées, on peut distinguer deux modes de contrôle du recollement. Les méthodes passives, sans apport d'énergie, impliquent la modification géométrique (rainures à la paroi, "ribbons", variation E_r , ...) ou la modification des propriétés du fluide. Quant aux méthodes actives, elles s'opèrent avec apport d'énergie, tel que l'injection périodique de fluide à l'arête de la marche. Une revue sur les applications pour le contrôle du recollement est donnée par Gad-el Hak & Bushnell (1991).

Plus récemment, le contrôle actif du recollement de l'écoulement derrière une marche a été considéré par plusieurs auteurs (Sigurdson (1995), Chun & Sung (1996), Chun et al. (1999),

Introduction générale

Yoshioka et al.(2001 a, b) et Dejoan & Leschziner (2004)). Ces auteurs ont examiné le rôle de l'alternance périodique d'une injection et d'une succion de bouffées à l'arrêt de la marche. Le principal effet observé expérimentalement en réponse à l'injection est l'importante réduction de la longueur de recollement induite par la formation de gros tourbillons instationnaires associés au phénomène de battement « flapping ». Cela génère de forts taux de cisaillement entre tourbillons et ainsi l'accroissement de la turbulence et de la quantité de mouvement. Aussi, les auteurs trouvent qu'il existe une fréquence optimale de l'injection assurant une réduction de moitié de la longueur de recollement. Du point de vue statistique, l'introduction de l'énergie à une fréquence particulière pourrait agir sur le transfert d'énergie entre les échelles de turbulence en modifiant le processus de cascade d'énergie des gros tourbillons vers les échelles dissipatives.

Il y a déjà longtemps que Chapman (1958) a suggéré que la longueur de recollement correspond à un équilibre entre l'écoulement entraîné par la couche cisailée et l'écoulement inverse de la zone de recollement vers la zone de séparation sous l'effet de forts gradients de pression. Cela suppose alors que la croissance de l'entraînement de la couche cisailée pourrait diminuer la longueur de recollement. Par ailleurs, depuis les années 70, les chercheurs ont relevé l'importance des grosses structures de la couche cisailée libre à cause de leur rôle d'entraînement (Brown & Roshko (1974)).

Dans notre étude, nous avons envisagé de montrer l'influence de la région externe de l'écoulement de jet pariétal sur le processus de recollement. En effet, dans l'écoulement de jet, la couche cisailée libre avec l'entraînement du fluide est caractérisée par des structures de grandes échelles. Dans ce cas, on ne peut minimiser ou négliger le rôle des battements de la frontière libre, sans doute, responsables d'une instabilité globale de l'écoulement. Un lien entre l'écoulement moyen et les structures turbulentes à grande échelle est omniprésent. Aussi, en zone de maximum de vitesse, on peut s'attendre au passage de bouffées turbulentes issues soit de la paroi, soit de la zone de jet ; il s'agit de l'intermittence centrale mise en évidence par Alcaraz (1977).

Il est à noter que la configuration de l'écoulement de jet avec décollement et recollement que nous avons considéré ici peut se rencontrer dans les processus industriels tels que les systèmes de filtration ou séparateurs cyclones. Dans l'environnement on peut le trouver, par exemple, dans la formation de l'avalanche de neige et le déplacement de dunes par l'accélération

Introduction générale

du vent. L'étude en laboratoire de cette configuration est donc intéressante pour la compréhension et le contrôle du phénomène de recollement.

Du point de vue fondamental, le jet pariétal présente une caractéristique importante qui est l'interaction entre la région de proche paroi à comportement de couche limite et un écoulement cisailé libre se développant de la ligne de séparation à la sortie de la buse du jet. L'écoulement présente alors deux zones de production turbulente. L'une due au cisaillement interne avec de petites structures et l'autre lié au cisaillement libre avec l'entraînement du fluide dû aux grosses structures. Ces dernières pourraient vraisemblablement introduire un changement dans la dynamique de l'écoulement à travers la marche descendante.

Sur le plan d'investigations numériques, la configuration d'écoulements à travers une marche descendante, a reçu une attention particulière. Nous pouvons citer à titre d'exemple les travaux de Lien & Leschziner (1994), Le et al. (1997), Hanjalic & Jakirlic (1998) et Kang & Choi (2002).

Cet écoulement constitue un excellent cas de test de validation pour les modèles de turbulence. Il présente trois zones principales avec des régimes d'écoulements différents : une couche cisailée libre, un écoulement de recirculation et une zone d'impact de l'écoulement. Ces différents régimes sont aussi intéressants pour les tests des modèles de fermetures statistiques en un point qui sont essentiellement utilisés dans la modélisation des écoulements homogènes ou des configurations académiques simples d'écoulements inhomogènes.

Lorsque l'écoulement décolle à l'arête de la marche, une couche cisailée libre courbe et fortement turbulente, se développe en premier. Dans cette couche, l'anisotropie peut avoir une grande influence sur les caractéristiques de l'écoulement moyen. Ceci est dû à la forte interaction entre la courbure, le cisaillement et les tensions normales d'un côté et la sensibilité de la couche cisailée à l'anisotropie des tensions normales d'un autre côté. Le rôle de l'anisotropie constitue un puissant argument pour l'utilisation d'un modèle de fermeture du second ordre pour calculer l'écoulement décollé et recollé.

Des études antérieures ont bien mis en évidence la supériorité de prédiction des modèles du second ordre sur les modèles à viscosité turbulente dans un grand nombre d'écoulements complexes. Cependant, quelques défauts leur sont aussi attribués dans certaines études (Obi et al.

Introduction générale

(1991), Lasher & Taulbee (1991)). En effet, le fort niveau d'anisotropie et le processus de rattachement constituent les principales faiblesses des modèles de base (Launder et al. (1975), Gibson & Launder (1978)). Depuis, des efforts se sont multipliés pour rectifier ces défauts (Launder & Tselepidakis (1991), Lien & Leschziner (1994), Graft & Launder (1996), Graft (1998), et Hanjalic & Jakirlic (1998)). Dans ces modèles, les principales interactions sont représentées par des termes sources individuels; en particulier l'anisotropie de la tension normale.

Dans notre formulation, nous avons utilisé le schéma multi-échelles en extension au modèle du second ordre de Launder et Tselepidakis (1991). En effet, l'écoulement considéré est en état hors équilibre, qu'il est intéressant de prendre en considération. Aussi, pour décrire précisément la région de proche paroi, nous avons considéré une version à faibles nombres de Reynolds.

Ce mémoire se structure en quatre chapitres suivant une introduction générale.

Dans le premier chapitre, nous présentons une revue des études antérieures expérimentales et numériques sur la configuration de l'écoulement derrière une marche descendante en insistant particulièrement sur l'influence de certains paramètres géométriques ou dynamiques sur le processus de recollement.

Le deuxième chapitre comporte une revue bibliographique détaillée portant sur la modélisation de la turbulence. Ceci nous amène à présenter les trois grandes approches utilisées pour la représentation d'écoulements turbulents en insistant sur les différents aspects de la modélisation statistique en un point au second ordre et l'approche multi-échelles. Dans le même chapitre, nous décrivons la technique numérique des volumes finis, la discrétisation des équations de transport, le schéma d'interpolation, les conditions aux limites du problème et les tests de convergence.

Dans le chapitre trois nous décrivons le montage expérimental, la technique de mesure utilisée ainsi que la procédure d'exploitation des données statistiques.

Le quatrième chapitre est consacré à la présentation des résultats et leur discussion, il est structuré en deux parties :

Dans la première partie, nous caractérisons l'écoulement entrant avec validation du calcul sur l'écoulement de jet pariétal. Par la suite nous analysons l'écoulement résultant derrière la

Introduction générale

marche. Les résultats ont concerné le champ moyen de vitesse et les moments d'ordre supérieur jusqu'à quatre.

Dans la deuxième partie, les résultats de comparaisons entre deux configurations d'écoulement entrant (couche limite et jet pariétal) sont présentés en s'intéressant particulièrement aux bilans d'énergie cinétique.

La conclusion générale synthétise les résultats essentiels obtenus et fait ressortir les acquis et les faiblesses de la modélisation préconisée dans cette étude.

Chapitre 1

Aperçu sur les travaux antérieurs

Chapitre I

Aperçu sur les travaux antérieurs

Dans ce qui suit nous décrivons la structure de l'écoulement à travers une marche descendante dans sa globalité et nous présentons quelques résultats de travaux antérieurs concernant l'influence des paramètres importants sur le recollement de l'écoulement.

Lorsque l'écoulement de couche limite d'épaisseur, δ , se développant sur une paroi plane, rencontre une marche, il se produit un décollement. Immédiatement après la séparation, une couche cisailée libre se développe pour recoller plus loin sur la marche inférieure formant ainsi une zone de recirculation. Cette configuration est largement étudiée expérimentalement. Ces études ont inclus l'effet du décollement et recollement sur l'hydrodynamique et le transfert de chaleur en couvrant un large domaine de nombre de Reynolds. Aussi, l'influence de paramètres géométriques ainsi que les caractéristiques de l'écoulement entrant ont été considérés. Dans la revue que nous proposons, nous nous intéressons essentiellement aux cas d'écoulements bidimensionnels sans transfert de chaleur.

Nous rappelons qu'il y'a déjà presque trois décennies, lors de la conférence sur les écoulements complexes (1980-81 AFOSR-HTTM-Stanford Conference on Complex Turbulent Flows), l'écoulement sur une marche descendante a été choisi comme thème principal (Eaton & Johnston (1981a, 1981b)). Les auteurs ont sélectionné certains travaux pour être des cas test pour les modélisations numériques selon les critères suivants :

- Instruments de métrologie adéquats : la vélocimétrie laser Doppler ou l'anémomètre à fil pulsé sont requis afin de déterminer la direction instantanée de l'écoulement.
- Les conditions initiales bien définies : les profils de vitesse moyenne ainsi que les profils des grandeurs turbulentes de la couche limite avant la marche doivent être connus. Par ailleurs, les mesures doivent fournir la vitesse moyenne, la pression statique, les tensions de Reynolds et le coefficient de frottement si possible.

- Bidimensionnalité de l'écoulement : cela conduit à une comparaison rigoureuse avec les résultats de l'approche numérique. Aussi, la couche limite doit être pleinement turbulente au décollement.
- Similitude des résultats du champ turbulent avec ceux existant déjà.

Malheureusement, la majorité des expériences conduites avant cette conférence ne satisfaisaient pas tous ces critères. D'autres travaux, tant expérimentaux que numériques, ont été menés par la suite afin d'analyser au mieux la structure de l'écoulement. En effet, la majorité des instruments plus développés tels que les fils chauds pulsés, les sondes pariétales pulsées ainsi que l'anémométrie laser Doppler ont été utilisés dans les expériences menées depuis 1980.

Dans notre revue, il nous a semblé plus utile de nous intéresser surtout aux études menées après la conférence de Stanford; néanmoins certains travaux pionniers méritent d'être cités.

Bien que la géométrie de l'écoulement en question soit simple, sa structure reste complexe. Sa décomposition en différentes zones aide souvent à comprendre la structure du champ global de l'écoulement (Abbott & Kline (1961), Pronchick & Kline (1983)). Dans le cas d'un écoulement entrant de type couche limite, on distingue cinq zones (figure 1.1).

- (1). Couche interne.
- (2). Couche cisailée libre.
- (3). Zone de recirculation.
- (4). Zone de recollement.
- (5). Zone de relaxation ou redéveloppement de l'écoulement.

Dans le cas d'un écoulement entrant de type jet pariétal, en plus des cinq zones, il apparaît deux couches cisailées libres (6) et (7) comme on le voit sur la figure 1.1.

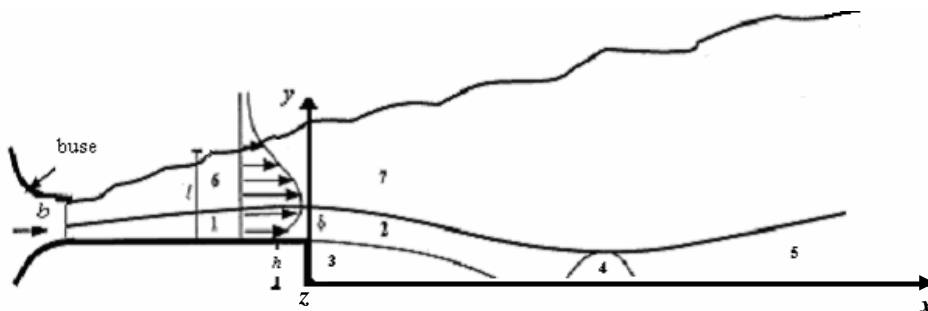


Figure 1.1 : Structure de l'écoulement résultant de l'interaction d'un jet pariétal avec une marche.

La connaissance des caractéristiques des différentes régions et leurs interactions est nécessaire pour le contrôle de l'écoulement.

Les conditions dans la zone (1) sont très déterminantes pour la structure de l'écoulement derrière la marche. En effet, Bradshaw & Wong (1972) distinguent trois régimes d'écoulement selon l'importance du rapport δ/h :

$\delta/h \ll 1$: Dans cette condition, l'écoulement se trouve très perturbé derrière la marche, dans le sens où la couche cisailée libre écrase toute trace de l'écoulement amont.

$\delta/h \gg 1$: Dans ce cas, le décollement ne constitue qu'une légère perturbation qui est noyée dans la couche limite.

$\delta/h \cong 1$: Dans ce dernier, la structure de la couche cisailée se trouve très influencée par l'écoulement amont, sans toutefois en être dominée. C'est cette configuration qui a été retenue dans la majorité des travaux.

La couche cisailée libre (zone(2)), prenant naissance au bord d'attaque de la marche, s'étend jusqu'à la frontière de la zone (4) où la structure de l'écoulement est fortement influencée par le recollement.

La zone de recirculation (3) englobe deux structures tourbillonnaires contrarotatives dont la plus petite se trouve au coin inférieur de la marche (Scarano & Riethmuller (1999), Schram et al. (2004)).

L'écoulement dans la zone (4) est instationnaire avec des structures à grandes échelles (Troutt et al. (1984), Eaton & Jonston (1980)). Driver et al. (1987) et Spazzini et al. (2001) ont montré que le spectre d'énergie des fluctuations de vitesses, dans cette zone, est dominé par un mouvement de basse fréquence. Plusieurs théories ont été avancées sur l'origine de ce phénomène ; Eaton & Johnston (1980) ont attribué cette basse fréquence caractéristique à un phénomène de battement provoqué par un déséquilibre instantané entre la couche cisailée libre et la réinjection autour du point de recollement. Ces auteurs ont aussi suggéré qu'il s'agirait d'un phénomène d'éclatement des tourbillons transversaux.

Chapitre I

Le et al. (1997) ont montré que la fluctuation du point de recollement est générée par l'enroulement des grosses structures tourbillonnaires de la couche cisailée libre s'étendant jusque dans zone de recollement. Ils pensent que la chute brutale de la fluctuation de pression à basse fréquence est provoquée essentiellement par le passage du centre du tourbillon. La formation et le détachement des tourbillons de la marche générant l'oscillation du point de recollement est clairement illustrée par Le & Moin (1994)

Noriyuki et al. (2004) ont effectué des mesures spatiotemporelles, avec un système d'anémométrie laser Doppler multipoints, sur le champ de vitesse à travers la couche cisailée et la région de recollement. Ils ont montré que l'échelle intégrale ainsi que l'intensité turbulente dans la couche cisailée sont plus importantes lorsque le maximum de corrélation apparaît près de la paroi que s'il apparaît loin de la paroi, à $y/h > 0.4$. Par conséquent, ils concluent que le tourbillon le plus développé dans la couche cisailée passe près de la paroi dans la zone de recollement.

Kasagi et al.(1993) ont utilisé la 3-D Particule-tracking velocimeter (3D PTV)) pour mesurer les composantes instantanées de la vitesse derrière une marche descendante. Le nombre de Reynolds Re_h ainsi que le taux d'expansion étaient fixés respectivement à 5541 et 1.5. Ils ont obtenu des données statistiques de turbulence dans la région allant de $x = -2h$ à $x = 12h$. Leurs mesures indiquent que, près du recollement, la composante transversale de l'intensité turbulente est la plus importante des trois tensions normales. Cette conclusion n'a pas été retrouvée par la simulation numérique directe menée plus tard par Le (1995).

Badri Kusuma (1993) a étudié en particulier les effets de la rugosité de paroi et du rapport δ/h dans le cas d'un écoulement de type jet pariétal à travers une marche descendante. Il conclut que les rugosités ont une influence importante sur le redéveloppement de l'écoulement dans les deux cas où $\delta/h < 1$ et $\delta/h > 1$. Par ailleurs, l'effet de la rugosité de la paroi est très important sur l'évolution des grandes structures pour le cas où $\delta/h > 1$ et devient négligeable quand $\delta/h < 1$. L'auteur a utilisé la sonde à sillage thermique (fil chaud-fil froid) dans la zone de recirculation. L'absence de références sur ce type d'écoulement à cette époque a conduit l'auteur à faire des

visualisations par tomographie laser. Il a pu ainsi valider qualitativement les résultats de mesures au fil chaud.

Jovic & Driver (1994) ont mené une expérience en utilisant l'anémométrie laser Doppler afin de valider les résultats de la simulation numérique directe menée conjointement pour un faible nombre de Reynolds $Re_h = 5100$; le rapport d'expansion était $E_r = 1.2$. Ils ont montré particulièrement que la structure de l'écoulement à ce nombre de Reynolds est qualitativement similaire aux structures des écoulements à des nombres de Reynolds plus forts. Néanmoins, l'intensité des grandeurs turbulentes dépend du nombre de Reynolds et du rapport de perturbation δ/h . Ils trouvent par ailleurs que l'intensité du minimum du coefficient de frottement dépend du nombre de Reynolds; elle croit nettement quand le nombre de Reynolds décroît (Jovic & driver (1995)).

Scarano et al. (1999), ont analysé les propriétés caractéristiques des structures cohérentes de l'écoulement, derrière la marche descendante, par l'application des algorithmes de corrélation de vitesse sur des mesures à la PIV (particule image velocimetry). Le rôle dominant des structures cohérentes dans la production de l'énergie cinétique turbulente est confirmé par les fortes valeurs de la production cohérente comparativement à la production moyenne. Des tourbillons de faibles dimensions sont détectés avec une forte présence. Aussi, les auteurs ont remarqué une présence significative de rouleaux tourbillonnaires dans la couche cisailée libre, qui appuie l'hypothèse de l'éclatement tridimensionnel des rouleaux tourbillonnaires primaires.

Par continuité à l'étude de Chun & Sung (1996), Lee & Sung (2001) se sont intéressés au comportement spatio-temporel des fluctuations de pression à la paroi afin d'analyser le bruit et les vibrations engendrés par l'écoulement derrière une marche. Des mesures multipoint avec une rangée de microphones dans la direction longitudinale et transversale ont été effectuées à cet effet. Le nombre de Reynolds considéré dans leur expérience était de $Re_h = 33000$. Les mesures statistiques en un point des fluctuations de pression, telles que la variance et les spectres s'accordent avec les résultats des autres études. La variance des fluctuations de pression atteint un maximum légèrement loin du point de recollement. Les spectres de pression montrent un pic aux basses fréquences (gros tourbillons) et une loi de décroissance, en hautes fréquences, approchant asymptotiquement la puissance de $-7/3$. Par ailleurs, l'évolution de la cohérence et des spectres

dans la direction transversale montrent un comportement unique des caractéristiques du champ de pression des gros tourbillons. Les auteurs concluent qu'en plus de la structure spatiale ordonnée, les structures tourbillonnaires sont modulées par un mouvement de battement.

Kostas et al. (2002) ont mesuré la vortacité instantanée à l'aide de la technique PIV à $Re_h = 4660$. Ils ont pu identifier, dans la couche cisailée libre, des interactions d'appariement de tourbillons. Ils trouvent que la région de forte énergie cinétique turbulente coïncide avec les interactions de vortex les plus ordonnées où les petits tourbillons subissent probablement le premier appariement. Les tensions de Reynolds présentent un extrémum loin du pic de la production de l'énergie cinétique turbulente et se produit là où les interactions des tourbillons tridimensionnels sont plus intenses. Après le recollement, ils ont détecté la présence de tourbillons en épingles de cheveux "hairpin" et ont constaté que les vortex continuent à interagir. D'après les auteurs, les grosses structures sont responsables de la persistance des tensions turbulentes $\overline{u^2}$ et \overline{uv} dans la région de redéveloppement de la couche limite alors que $\overline{v^2}$ est gouvernée par les petites structures.

La structure spatiale et temporelle de l'écoulement a été analysée aussi par Fruichi et al. (2003) d'abord en utilisant la technique UVP (Ultrasonic Velocity profil) et plus tard par la technique LDV multipoints Fruichi et al. (2004). En déterminant le champ spatio-temporel de la vitesse dans la couche cisailée et la région de recollement, les auteurs ont examiné la structure des gros tourbillons. Ils trouvent que la structure tourbillonnaire à forte évolution, dans la couche cisailée, passe près de la paroi dans la région de recollement. La vitesse d'entraînement de celle-ci vaut la moitié de la vitesse de l'écoulement en amont de la marche. Aussi, ils montrent que la fluctuation dans la zone de recollement influe sur le comportement de la couche cisailée.

Hudy et al. (2005) ont effectué des mesures à la PIV dans un écoulement d'une couche limite axisymétrique derrière une marche. Ils ont analysé l'effet d'un cisaillement transversal à la paroi supérieure de la marche qui rend l'écoulement tridimensionnel (3D). Les résultats montrent particulièrement que la longueur de recollement est réduite dans le cas 3D par rapport au cas 2D pour lequel la couche limite est plus épaisse au décollement. Les auteurs ont conclu que l'effet de la tridimensionnalité s'est limité à l'accroissement de l'activité turbulente au début du

développement de la couche cisailée et s'estompe en aval. Ainsi, les tensions de Reynolds sont plus importantes en intensité dans le cas tridimensionnel.

Plus récemment, Ke et al. (2006) ont analysé expérimentalement les fluctuations de pression à la paroi derrière une marche descendante en considérant deux cas de configurations : avec et sans entrainement (avec et sans la paroi verticale de la marche). Leurs résultats ont montré que l'entrainement (cas sans paroi verticale) réduit fortement la chute de pression et les fluctuations de pression à la paroi. Les spectres de fluctuations de pressions montrent une distribution similaire en fréquences dans les deux cas d'expérience.

L'un des aspects les plus importants de l'écoulement avec décollement et recollement est la longueur moyenne de recollement. Il est bien connu qu'elle varie sous les effets de paramètres géométriques et des conditions de l'écoulement entrant.

Plusieurs études ont en effet concerné l'influence de ces paramètres sur la longueur de recollement. Nous résumons dans ce qui suit les principaux résultats.

Les effets du taux d'expansion E_r sur le recollement ont été considérés, déjà en 1961 par Abott & Kline lors d'une étude dans un canal avec élargissement brusque pour un intervalle de nombres de Reynolds, basé sur la hauteur du canal à l'entrée, allant de $2 \cdot 10^4$ à $5 \cdot 10^4$. Ils conclurent que la longueur de recollement croît avec le taux d'expansion. L'étude menée plus tard par Kuehn & Seegmiller (1980) vient conforter ce résultat ; elle montre que la longueur de recollement croît linéairement avec le taux d'expansion. Par ailleurs, la synthèse des résultats de nombreuses expériences faite par Durst & Tropea (1981), a montré que l'évolution de la longueur de recollement X_r est importante dans l'intervalle $1.1 < E_R < 1.30$ où elle varie de $5b$ à $7b$ et évolue linéairement aux forts rapports d'expansion ($1.5 < E_R < 2$). Contrairement à ce qui a précédé, Otungen (1991) trouve que la longueur de recollement décroît avec l'augmentation du taux d'expansion. Néanmoins, c'est le nombre de Reynolds basé sur la hauteur du canal qui est maintenu constant ; Re_h varie avec E_r .

L'effet du nombre de Reynolds Re_h a aussi fait l'objet de plusieurs études. Durst & Tropea (1981) ont montré que X_r dépend du nombre de Reynolds aux faibles valeurs ($Re_h < 4500$) et dans la plage $5000 < Re_h < 5100$, X_r varie peu. Quant à Goldstein et al. (1970), ils ont considéré

des nombres de Reynolds Re_h compris entre 100 et 450 et trouvent que la longueur de recollement croît linéairement avec le nombre de Reynolds.

Armaly et al. (1983) ont étudié en détail l'effet du nombre de Reynolds sur la longueur de recollement. En gardant un rapport d'expansion E_r constant (égal à 2), ces expériences ont couvert un large intervalle de nombres de Reynolds $70 < Re < 8000$. Ils trouvent alors que la longueur de recollement croît uniformément avec le nombre de Reynolds jusqu'à $Re=1200$; puis décroît dans l'intervalle de transition $1200 < Re < 6600$ et reste relativement constante lorsque l'écoulement est pleinement turbulent à $Re > 6600$. Li & Naguib (2004) trouvent que la longueur de recollement X_r augmente légèrement avec l'augmentation du nombre de Reynolds allant de 4300 à 13000. Cette augmentation de X_r est attribuée à la diminution de l'épaisseur de la couche limite. Quant à Durst et Schmitt (1985), ils ont effectué des mesures à l'anémométrie laser Doppler à des nombres de Reynolds allant de $2 \cdot 10^5$ à $5 \cdot 10^5$; ils ne trouvent aucune différence significative sur les profils de vitesse moyenne et des intensités de turbulence.,

Les expériences de Isomoto & Homani (1989) ont été concentrées sur l'effet de l'intensité de turbulence à l'entrée sur le processus de recollement. Ils trouvent que la longueur de recollement décroît avec l'augmentation de l'intensité de turbulence près de la paroi au décollement. Ce résultat reste en accord avec la suggestion de Eaton & Johnston (1981).

Adams et al. (1984) ont examiné la variation de X_r due conjointement à l'influence de l'épaisseur de la couche limite amont et à sa nature (laminaire ou turbulente). Pour le même nombre de Reynolds, ils trouvent que X_r croît avec δ/h dans le cas laminaire. Quand δ/h croît pour un nombre de Reynolds fixe, l'écoulement subit une transition du laminaire au turbulent, et X_r croît. Cependant lorsque la couche limite est turbulente, X_r décroît légèrement quand δ/h croît.

Les travaux de Driver & Seegmiller (1985) sont beaucoup cités dans la littérature. Ils ont procédé à une analyse complète de l'écoulement selon les critères fixés par Eaton & Johnston. Leurs résultats comportent des données sur la pression statique, la vitesse moyenne, le tenseur de

Chapitre I

tensions de Reynolds et le coefficient de frottement. Ils étaient les premiers à utiliser l'interféromètre Laser pour la détermination du coefficient de frottement. L'expérience a été menée avec un fort nombre de Reynolds. Afin d'étudier l'effet du gradient de pression sur le recollement ; ils ont fait varier l'angle d'inclinaison du plafond de la veine d'essais. Les auteurs ont montré notamment que l'écartement de la paroi supérieure de la veine augmente le taux d'expansion de la couche cisailée. A partir des mêmes mesures, Driver et al. (1987) ont étudié l'instationarité du recollement de la couche cisailée; ils ont pu identifier deux sortes de fluctuations : un mouvement de battement aléatoire de la couche cisailée et un mouvement de vorticité periodique.

Westphal et al. (1984) ont montré qu'un supplément de vorticité dans la couche cisailée libre, par la génération de tourbillons   proximité de la couche limite, fait diminuer la longueur de recollement de 15%. La présence de grandes structures dans la couche cisailée libre est d'un intérêt considérable par leur rôle dans l'entrainement du fluide (Brown & Roshko (1974)).

Sur le plan numérique la configuration d'écoulements derrière une marche a toujours été considérée comme cas test pour la validation des modèles de turbulence et de procédures numériques. Dans la revue que nous donnons, nous nous sommes intéressés surtout aux études concernant le développement de modèles de turbulence.

Durant la conférence de Stanford sur les écoulements turbulents complexes (1980-81), Eaton (1981) a donné une synthèse des études numériques effectuées, en comparaison aux données de Kim et al. (1978), de laquelle sont tirées quelques observations.

Toutes les méthodes de calcul ont utilisé les schémas de fermeture en un point (modèles à deux équations ($k - \varepsilon$, $k - l$ et d'autres ASM).

La longueur de recollement a été sous estimée par les différentes versions du modèle $k - \varepsilon$ de 20% ainsi que par le modèle de second ordre.

La majorité des modèles avaient des difficultés de prédiction de l'écoulement dans la région de recirculation et de recollement. Néanmoins, la distribution de pression statique est généralement bien reproduite.

Plusieurs études numériques ont suivi par la suite dont certaines sont résumées ci après.

Sindir. (1983) avait modifié le modèle algébrique de Gibson (1978) pour le rendre sensible à la courbure des lignes de courant. Il obtint une longueur de recollement en assez bon accord avec l'expérience.

Amano & Goel (1985) ont mené une étude comparative sur trois modèles de fermeture en un point : le modèle $k - \varepsilon$, modèle algébrique et le modèle aux tensions de Reynolds. Les trois modèles avaient sous estimé considérablement la longueur de recollement. De la comparaison des profils de vitesse moyenne et des grandeurs turbulentes avec ceux obtenus expérimentalement, les auteurs conclurent que la performance relative des modèles dépend de la région d'écoulement.

Afin d'étudier la performance des modèles à deux équations, Thangam & Speziale (1991) ont pris le modèle $k - \varepsilon$ avec les fonctions de parois à deux couches. Les auteurs ont comparé leurs résultats aux données expérimentales de Kim et al. (1980). La longueur de recollement est dans ce cas aussi sous estimée et les auteurs ont remarqué un écart notable dans les profils de l'intensité turbulente au début de la zone de redéveloppement.

Kaiktsis et al. (1991) ont appliqué la méthode à éléments spectraux (spectral-element method) pour la simulation bi et tridimensionnelle de l'écoulement derrière une marche. Dans le cas bidimensionnel, les auteurs montrent que l'écoulement présente des instabilités, à des nombres de Reynolds relativement faibles $Re \geq 500$ (basé sur la hauteur du canal), dont ils ignorent l'origine.

L'étude de Lasher & Taulbee (1991) a été consacrée à l'utilisation des modèles de transport des tensions de Reynolds (RSM). Certaines insuffisances associées à ces modèles ont été attribuées d'une part au choix classique des coefficients intervenant dans le terme de pression-déformation particulièrement, le coefficient de retour linéaire à l'isotropie C_1 ($C_1=1.5$) et d'autre part au modèle de dissipation. Ces auteurs ont proposé une nouvelle expression pour ce coefficient (compatible avec les expériences d'écoulement cisailé homogène) comme fonction du nombre de Reynolds de turbulence et des invariants d'anisotropie d'ordres II et III ; celle-ci reste valable aux faibles et aux grands nombres de Reynolds ainsi que pour l'écoulement cisailé homogène. Les résultats obtenus sont raisonnables mais restent insuffisants. On relève particulièrement l'absence du petit tourbillon au coin de la marche et les profils du champ de

vitesse n'ont pas été correctement prédits. Les auteurs concluent alors sur la nécessité de développement de modèles prenant compte de l'anisotropie du tenseur de dissipation ainsi que des modèles instationnaires.

Une étude assez complète par simulation numérique directe a été menée par Le et al.(1997). Par l'examen de la moyenne de la longueur de recollement dans la direction transversale, les auteurs remarquent un comportement quasi périodique à nombre de Strouhal $St \approx 0.06$. L'écoulement présente aussi un mouvement longitudinal de structures tourbillonnaires. Les résultats statistiques ont montré un bon accord avec les résultats expérimentaux de Jovic & Driver (1994). Néanmoins dans la région de redéveloppement, les profils de vitesses moyennes s'écartent de la loi universelle logarithmique. Les auteurs attribuent cet écart aux effets combinés du faible nombre de Reynolds et du gradient inverse de pression.

Hanjalic & Jacirlic (1998) ont considéré les résultats des travaux de Jovic & Driver (1994) et Le et al. (1997) pour tester une nouvelle variante de modèles de fermeture au second ordre. C'est une version à faibles nombres de Reynolds avec des modifications introduites dans le terme de pression déformation et dans l'équation de la dissipation. Dans la région près de la paroi solide, la structure de la turbulence et de l'écoulement moyen est modifiée par les effets combinés de blocage, de réflexion de la pression (écho) et de la viscosité. Un nouveau terme source sous une forme invariante a été introduit dans l'équation de dissipation. Ce terme fait augmenter localement ε dans la zone où l'échelle de longueur de turbulence $k^{3/2}/\varepsilon$ devient excessive. Les auteurs trouvent que cette approche reproduit les résultats de Jovic & Driver (1994) aussi correctement que la simulation numérique directe de Le et al. (1997) ; cependant elle fait défaut dans l'évolution du coefficient de frottement dans la zone de recirculation. Plus loin dans la région de redéveloppement, les auteurs trouvent que le coefficient de frottement ainsi que les profils de vitesse moyenne sont bien prédits par le modèle tandis que l'intensité de la fluctuation longitudinale est légèrement sous estimée. En résumé, l'étude menée par ces auteurs a montré que la fermeture au second ordre apporte une amélioration appréciable comparativement aux modèles à deux équations de viscosité turbulente. La fermeture à fort nombre de Reynolds, même avec le terme de pression-déformation linéaire, reproduit bien le comportement général de l'écoulement comparativement à l'expérience, sauf très près de la paroi. C'est le comportement de proche paroi

dans tous le cas considérés où la modélisation à faibles nombres de Reynolds et l'extension jusqu'à la paroi montrent des avantages décisifs.

Neumann & Wengle (2003) ont considéré l'effet d'une barrière avant la marche sur le contrôle du recollement. ils ont mené leur étude numérique conjointement avec DNS et LES en prenant un nombre de Reynolds Re_h de 3000. Les auteurs ont obtenu un bon accord entre les résultats des deux approches. L'analyse spectrale et statistique du champ instantané a par ailleurs montré que la structure de l'écoulement est très perturbée par la condition en amont. Un accroissement dans les fluctuations de vitesse longitudinale et transversale est remarqué particulièrement dans la zone de la première recirculation. La dimension de la deuxième recirculation est considérablement réduite à cause de l'accroissement de l'entraînement dans la couche cisailée. Ces auteurs ont montré aussi qu'il existe une distance optimale entre la barrière et la marche pour assurer une réduction maximale de la longueur de recollement.

Quant à Dejoan & Leschziner (2004), ils ont utilisé la simulation des grandes échelles afin d'étudier les effets d'une perturbation périodique introduite dans la couche cisailée. Cette perturbation est générée par un jet à travers une fente le long de l'arête transversale de la marche. En particulier, le calcul a correctement prédit la réduction de la longueur de recollement. Cette réduction est associée à une nette augmentation de l'intensité normale de la turbulence. L'analyse des auteurs a révélé que l'accroissement des tensions de Reynolds reflète la génération de grandes structures dans la région de recirculation au dessous de la couche cisailée. Ces structures interagissent fortement avec la paroi et génèrent un processus de battement (flapping motion) de toute la couche cisailée. Les grosses structures sont entraînées avec une vitesse de convection approchant 40% de la vitesse de l'écoulement avant le décollement. Le passage de ces structures entraîne de fortes fluctuations de la ligne de recollement. Les auteurs trouvent aussi que l'effet de ces grandes structures s'estompe graduellement en aval du recollement. Enfin, les auteurs concluent que les calculs RANS ne peuvent pas reproduire précisément les effets observés car cela requiert la résolution des structures dans la couche cisailée.

Aider & Danet (2006) ont étudié par simulation des grandes échelles l'influence des conditions aux limites amont sur l'écoulement derrière une marche descendante. La première

condition concerne l'ajout d'un bruit blanc à un profil de vitesse de couche limite turbulente. La seconde est basée sur un calcul précurseur où un développement d'une couche limite quasi turbulente est simulé à l'entrée. Dans ce dernier cas, les auteurs ont montré que les tourbillons quasi longitudinaux de la couche limite amont provoquent une déstabilisation précoce de la couche de mélange en aval de la marche. Ceci a conduit principalement à une réduction de la longueur de recollement et une modification des fréquences caractéristiques.

Fadai-Ghotbi et al. (2008) ont utilisé une version instationnaire de la modélisation au second ordre (URANS) afin d'étudier les fréquences caractéristiques ainsi que la dimension des structures derrière une marche. Avec cette nouvelle approche à faibles nombres de Reynolds (Elliptic Blending Reynolds Stress Model), les auteurs ont remarqué que la solution convergée du cas instationnaire est une solution stationnaire; l'instabilité primaire de l'écoulement n'est pas reproduite par URANS. Les auteurs font remarquer que les dimensions des structures sont fortement dépendantes de la méthode numérique et par conséquent leur prédiction par URANS n'est pas appropriée. Les auteurs ont quand même obtenu une évolution du coefficient de frottement dans la zone de recirculation et une longueur de recollement améliorés par rapport aux résultats du modèle $k - \varepsilon$ et le modèle du second ordre de Launder Reece et Rodi (LRR) avec des fonctions de paroi. Par contre la prédiction du redéveloppement de l'écoulement après le recollement n'est pas satisfaisante.

Chapitre II

Modélisation et procédure numérique

Chapitre II

Modélisation et procédure numérique

Introduction

A la suite du développement de l'outil informatique, la turbulence en mécanique des fluides s'est vue tracer une nouvelle voie d'investigation qui vient compléter l'approche théorique et expérimentale : c'est la prévision numérique des écoulements, communément appelée CFD (Computational Fluid Dynamics), où l'ordinateur est considéré comme un outil d' "expérimentation".

Depuis de nombreuses années, l'analyse et la modélisation de la turbulence font l'objet de diverses recherches dans le domaine de la mécanique des fluides. On trouve, notamment, une revue exhaustive dans les ouvrages de Wilcox (2000), Chassaing (2000) et Schiestel (2008). Les nombreuses méthodes de description peuvent être regroupées en trois grandes catégories : la simulation directe de la turbulence ou des grandes structures (DNS, LES), les méthodes statistiques classiques (ou moyennes en un point) et les méthodes spectrales (moyennes en deux points). Avant de poursuivre, il est bon de clarifier ici qu'il existe une différence fondamentale entre modélisation et simulation de la turbulence. En effet, la modélisation consiste à procéder à un traitement statistique sur toutes les équations de conservation et à les résoudre numériquement pour prédire les différents champs moyens présents dans l'écoulement. Inversement, la simulation de la turbulence résout numériquement et explicitement toutes les équations de base et traite statistiquement les banques de données des différents champs instantanés ainsi engendrés.

Chercher des solutions du système d'équations de Navier Stokes par une simulation numérique directe est une approche bien séduisante mais reste limitée à des nombres de Reynolds faibles. En effet, on montre que le nombre de points nécessaire pour une simulation tridimensionnelle est approximativement de l'ordre de $Re^{9/4}$ (Ferziger (1995)). La turbulence est considérée comme associée à une gamme continue de tourbillons de dimensions différentes (échelles), où les plus gros transfèrent leur énergie vers les plus petits jusqu'à une

dimension où ils sont éteints par la viscosité du fluide (théorie de la cascade de Kolmogorov). Plus le nombre de Reynolds est grand plus la gamme d'échelles est étendue, ce qui induit le coût croissant de la simulation directe.

Une alternative à la simulation directe est de restreindre cette approche aux gros tourbillons et de modéliser les petites échelles. On parle alors de la simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation : LES). Dans cette approche, appelée aussi modélisation sous-maillages, le comportement des grandes échelles est calculé en modélisant l'action des petites échelles. La séparation est effectuée par filtrage. Classiquement, on introduit une viscosité turbulente, dite de sous maille (par exemple : modèle type Smagorinsky), qui se charge de dissiper l'énergie des plus gros en rétablissant artificiellement la cascade de Kolmogorov.

A côté de ces approches de simulation, l'approche statistique reste celle qui a plus retenu l'attention. Initialement proposée par Reynolds en 1895, elle consiste à distinguer dans le mouvement instantané d'un écoulement une composante moyenne définie à partir des moyennes statistiques, et une composante fluctuante constituant le mouvement turbulent. Cette décomposition, appliquée à toute grandeur instantanée, conduit à un traitement statistique des équations de Navier Stokes. Cette décomposition, a une contrepartie qui est l'apparition de termes inconnus sous forme de corrélations doubles de vitesse fluctuante. Il en résulte alors un problème ouvert pour lequel il est nécessaire d'introduire de nouvelles équations (ou relations) afin de le fermer et de pouvoir le résoudre. Cette approche introduisit tout un mode de pensée sur la turbulence en milieu fluide et incita au développement des méthodes statistiques qui ont fourni la base des études expérimentales, théoriques et numériques.

L'approche statistique la plus répandue est la modélisation en un point, ainsi nommée parce qu'elle repose sur des équations de transport de moments en un point. Ces modèles sont les plus appréciés et les plus utilisés dans le monde industriel, leur succès étant lié au coût de calcul relativement réduit. Leur domaine d'application est plus vaste, ainsi peuvent-ils approcher certains écoulements complexes ; mais l'information sur la turbulence à ce niveau reste néanmoins relativement succincte.

Les modèles en deux points, ou modèles spectraux introduisent quand à eux une information supplémentaire, permettant de prendre en compte la dimension des structures turbulentes. L'idée de ces modèles est d'écrire une équation d'évolution pour les corrélations des fluctuations de vitesse en deux points. Cela permet alors d'accéder à toutes les échelles de la turbulence ainsi qu'à la directivité des structures mises en jeu, caractérisées par application de la transformée de Fourier à ces corrélations. Ces modèles sont lourds à mettre en œuvre;

travailler dans un espace physique à trois dimensions et le fait de se projeter dans l'espace spectral introduit un vecteur d'onde et donc trois nouvelles dimensions. Afin d'alléger cette description, les spectres sont souvent moyennés sur les directions du vecteur d'onde, perdant ainsi une information sur la directivité des structures turbulentes. C'est la démarche adoptée par Cambon et al. (1981) dans le cas d'une turbulence homogène anisotrope. Les modèles spectraux applicables à des situations de turbulence inhomogène ont mis du temps à voir le jour (Ménoret (1982), Burden (1991) et Parpais (1997)).

A la charnière des fermetures en un point et en deux points se placent les modèles multi-échelles. En effet, ils conservent le formalisme simple des modèles en un point et prennent en compte de façon schématique le comportement spectral de la turbulence. Ceux-ci sont bien utilisés dans la prévision numérique des écoulements inhomogènes et instationnaires.

Pour conclure, nous mentionnons que ces méthodes sont toutes utilisées actuellement, ce qui montre qu'aucune d'elles n'est parfaite ; il convient alors de parler plutôt de complémentarité que de concurrence. Le choix de la méthode est conditionné par de nombreux facteurs tel que la facilité de mise en œuvre, le coût et la performance. La procédure de modélisation en un point semble réaliser entre ces facteurs un compromis acceptable pour l'utilisation de l'ingénieur.

Le travail présenté ici repose sur l'application de la modélisation en un point dans une approche multi-échelles. Il convient alors de revenir un peu plus en détails sur cette approche.

1. Approche statistique et modélisation en un point

1.1. Méthodologie de fermeture en un point - Equations de base:

Les écoulements de fluides sont gouvernés par les équations de Navier Stokes. Ces équations, qui expriment des lois physiques de conservation, se déduisent des lois de Newton du mouvement. Ce système d'équations comporte l'équation de conservation de la masse (continuité) l'équation de conservation de quantité de mouvement et de l'équation de conservation de l'énergie totale. Sous une hypothèse d'incompressibilité et du comportement newtonien du fluide, ces équations peuvent s'écrire, en adoptant la convention de sommation d'Einstein, comme suit :

- Equation de continuité :

$$\frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.1)$$

- Equation de conservation de quantité de mouvement :

$$\frac{d\tilde{U}_i}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.2)$$

avec

$$\frac{d\tilde{U}_i}{dt} = \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{U}_j \tilde{U}_i) \quad (2.3)$$

Dans ces équations, ρ représente la masse volumique supposée constante, \tilde{U}_i les composantes de la vitesse, \tilde{P} la pression et ν la viscosité cinématique (constante). Le symbole « \sim » réfère aux valeurs instantanées des variables.

Lorsque le mouvement du fluide est turbulent, les grandeurs instantanées ont un caractère d'apparence aléatoire. Sur la base de l'approche statistique initialement proposée par Reynolds (1895), chaque grandeur instantanée est décomposée en une composante (macroscopique) moyenne et une fluctuation. Les variables intervenant dans le système s'écrivent alors :

$$\tilde{U}_i = U_i + u_i, \quad \tilde{P} = P + p$$

Les propriétés essentielles de la décomposition de Reynolds sont ici rappelées.

Soient deux variables aléatoires \tilde{U} et \tilde{V} , avec leurs décompositions respectives :

$$\tilde{U} = U + u \quad \tilde{V} = V + v$$

- $\bar{u} = \bar{v} = 0$
- $\overline{\tilde{U} + \tilde{V}} = U + V$
- $\overline{\alpha \tilde{U}} = \alpha U$
- $\overline{\tilde{U} \tilde{V}} = UV$
- $\overline{\frac{\partial \tilde{U}}{\partial t}} = \frac{\partial U}{\partial t}$
- $\overline{\frac{\partial \tilde{U}}{\partial x_i}} = \frac{\partial U}{\partial x_i}$
- $\overline{\tilde{U} \tilde{V}} = UV + \overline{uv}$

Lorsque l'on remplace les grandeurs \tilde{U}_i et \tilde{P} par leurs décompositions respectives dans le système et on effectue la moyenne statistique de ces équations, on aboutit aux équations de Reynolds (RANS : Reynolds Averaged Navier Stokes) (1895).

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (2.5)$$

La non linéarité des termes de convection fait apparaître de nouveaux termes, appelés tensions de Reynolds $\overline{u_i u_j}$. Ces termes sont de nouvelles inconnues du problème, le système est alors ouvert.

Dans ce qui suit, nous rappellerons les différents modèles de fermeture en un point en proposant un critère de classification selon l'ordre des moments retenus comme inconnues principales.

- **Les modèles au premier ordre :**

Le champ des grandeurs inconnues principales se limite aux seules valeurs moyennes des fonctions de l'écoulement (moment d'ordre un).

- **Les modèles au deuxième ordre :**

Ces modèles nécessitent comme inconnues premières, outre les valeurs moyennes, les tensions de Reynolds (moments d'ordre deux).

A ce premier critère, s'ajoute un second lié directement au degré de complexité de la procédure de fermeture en elle-même : il s'agit de comptabiliser le nombre d'équations supplémentaires qui sont introduites. On peut schématiser cette classification selon deux axes :

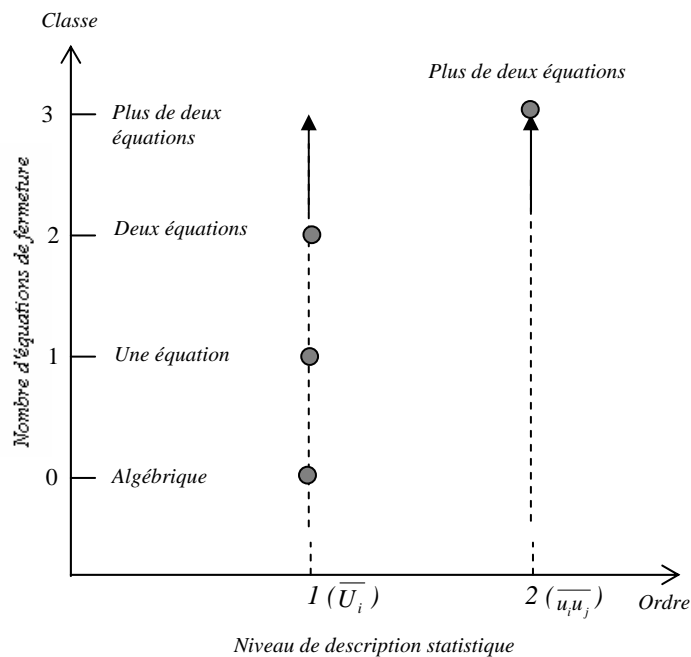


Figure 2.1 : Classification des modèles de fermeture en un point

Nous illustrons ce classement par une brève présentation des modèles :

1. 2. Modèles du premier ordre

1.2.1. Modèles du premier ordre à zéro équation

Cette formulation remonte, à l'hypothèse de viscosité apparente, introduite par Boussinesq (1877) (viscosité turbulente). Il proposa une relation linéaire, par analogie à celle de Newton pour les contraintes de viscosité moléculaire, entre la contrainte de cisaillement et le gradient de vitesse.

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.6)$$

Boussinesq supposait ν_t constante ; cette considération est vite remise en cause sachant que l'agitation turbulente n'est pas une propriété physique du fluide. Les schémas de variation de ν_t avec l'écoulement reposent sur le concept de la longueur de mélange introduite par Prandtl(1925). ν_t est prise comme fonction d'une longueur variable au sein du champ turbulent. Dans le cas d'un écoulement cisailé unidimensionnel avec une vitesse moyenne $U(y)$:

$$v_t = l^2 \left| \frac{dU}{dy} \right| \quad (2.7)$$

Où l est la longueur de mélange de l'écoulement turbulent, définie pour les écoulements de type couche limite par :

$$l = \kappa y \quad (2.8)$$

$\kappa = 0.41$ est la constante de Von Karman et y est la distance à la paroi.

1.2.2. Modèles du premier ordre à une équation :

Afin de surmonter une certaine limitation du premier modèle, il était indispensable de prendre en considération les modifications de l'agitation turbulente. Une équation supplémentaire d'une grandeur turbulente est alors considérée ; celle-ci est généralement représentative d'une échelle de vitesse des fluctuations turbulentes ($u \approx \sqrt{k}$, k énergie cinétique de turbulence,

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}).$$

$$v_t = C_\mu l \sqrt{k} \quad (\text{Type Kolmororoff-Prandtl}). \quad (2.9)$$

C_μ est une constante pure et l est une échelle de longueur.

Soulignons quand même que le gain en généralité est encore limité, du fait que l'échelle de longueur reste toujours prescrite de façon algébrique. C'est alors que les modèles à deux équations les ont vite supplantés.

1.2.3. Modèles du premier ordre à deux équations :

Ces modèles utilisent en plus de l'équation pour l'échelle de vitesse k , une équation de transport de l'échelle de longueur ou une combinaison $\chi = k^m l^n$ (m et n respectivement différents de 1 et 0). Dans cette combinaison, l'échelle de vitesse est obtenue par l'équation de transport de k .

L'équation de transport de χ est en général de la forme :

$$\frac{d\chi}{dt} = C_{\chi 1} \frac{\chi}{k} P + \left(\frac{l\sqrt{k}}{h_\chi} \chi_{,i} \right)_{,i} - C_{\chi 2} \chi \frac{\sqrt{k}}{l} + S. \quad (2.10)$$

S est une source secondaire variant suivant le choix de χ . Ces équations sont toutes équivalentes mis à part l'influence de la source secondaire S et du terme de diffusion turbulente. L'équation pour le taux de dissipation ε ne nécessite pas de source secondaire (l'un des avantages offert par le modèle k - ε).

De nombreuses propositions ont vu le jour pour adjoindre à l'énergie cinétique d'agitation turbulente k , une fonction caractéristique de la turbulence. L'ouvrage de Launder et Spalding dresse une revue relativement exhaustive de ces diverses formulations.

La première envisagée par Kolmogorov en 1942 fut une fréquence $\omega = \sqrt{k}/l$.

C'est Davidov qui fut en 1961, le précurseur de l'usage de l'équation du taux de dissipation. Il fut suivi par Harlow & Nakayama 1967 qui firent apparaître la forme modernisée du modèle k - ε .

La présence, de manière explicite, du taux de dissipation dans l'équation de k pourrait expliquer l'usage répandu au cours du temps de la combinaison $k^{3/2}/l$ correspondant à cette fonction $\varepsilon = k^{3/2}/l$.

Le modèle k - ε s'avère même actuellement l'un parmi les plus répandus dans les applications pratiques à l'usage de l'ingénieur.

L'ouverture du choix de la deuxième échelle de la turbulence a donné lieu à diverses propositions ; nous récapitulons quelques unes sur le tableau suivant:

Tableau 2.1 : Quelques propositions de fermetures à deux équations

Auteur	2 ^{ème} fonction
Wilcox (1988)	Fréquence $w \propto \sqrt{k}/l$
Saffman (1970)	$w^2 \propto k/l^2$
Spalding (1972)	
Wilcox et Traci (1976)	
Rotta (1951 a,b)	Longueur l
Spalding (1969)	$k.l$
Rodi & Spalding (1970)	
Davidov (1961)	
Harlow & Nakayama (1967)	
Jones & Launder (1972)	Dissipation $\varepsilon \propto k^{3/2}/l$

Parallèlement au perfectionnement sur les modèles $k-l$ et $k-\varepsilon$, une approche modélisant directement les équations de transport des tensions de Reynolds s'est développée, on parle de la modélisation du second ordre.

Notre description de la modélisation du second ordre sera un peu plus détaillée vu que notre travail se base sur cette approche.

1.3. Modélisation du second ordre :

Dans la fermeture au second ordre, ce sont les tensions de Reynolds qui font l'objet d'équations à résoudre avec celles du champ moyen. Les modèles au second ordre possèdent à la fois l'avantage de représenter les principales interactions turbulentes et aussi un niveau de complexité modéré qui permet de les traiter efficacement sur ordinateur. Il s'agit probablement du niveau de fermeture adéquat pour la prédétermination numérique d'écoulements complexes. Ils permettent en effet de mieux prendre en compte les fortes anisotropies et les effets de faibles nombres de Reynolds. Ces deux effets sont notamment bien présents dans les zones de recirculation.

Ces modèles (RSM, Reynolds Stress Models) initialement introduits par Rotta en 1951 ont été développés, dans les années 70 par entre autres, Donaldson (1969), Daly & Harlow (1970), Hanjalic & Launder (1972), Launder, Reece and Rodi (LRR 1975).

Lumley (1978) a proposé une approche rationnelle de la modélisation basée sur la technique des invariants permettant de construire de façon systématique des modèles du second ordre. L'accent est mis alors sur le problème de réalisabilité et l'aptitude du modèle à fournir une description réaliste même dans des situations extrêmes (de forte anisotropie, bidimensionnalité...).

L'anisotropie est caractérisée par le facteur d'aplatissement de Lumley défini par $A = 1 - \frac{9}{8}(II - III)$ où II et III sont respectivement les invariants d'ordre deux et trois du tenseur de Reynolds.

$II = a_{ij}a_{ji}$ et $III = a_{ij}a_{jk}a_{ki}$ et $a_{ij} = \frac{R_{ij}}{2k} - \frac{1}{3}\delta_{ij}$ est le tenseur d'anisotropie des tensions de Reynolds R_{ij} ; celui-ci a les propriétés suivantes :

1. a_{ij} s'annule pour des tensions de Reynolds sphériques ou isotropes $\left(\overline{u_i u_j} = \frac{\overline{u_k u_k}}{3} \delta_{ij} \right)$.
2. a_{ij} est de trace nulle ; le premier invariant $I = a_{ii} = 0$.

Le facteur \mathcal{A} , à son tour a la propriété de s'annuler à la limite de la turbulence bidimensionnelle et prend la valeur 1 en turbulence isotrope. Cette grandeur \mathcal{A} , sert alors souvent de « détecteur de paroi ».

La nouvelle génération de fermetures au second ordre développée depuis l'approche de Lumley (1978) est basée sur des développements d'approximation à un ordre supérieur en anisotropie. Les constantes numériques deviennent alors des fonctions d'invariants caractéristiques du champ turbulent.

Dans cette approche de modélisation au second ordre, les tensions de Reynolds sont obtenues directement à partir de leurs équations de transport. L'échelle de longueur est déterminée par la résolution de l'équation de transport du taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence.

1.3.1. Equations de transport des tensions de Reynolds :

Les équations de transport des tensions de Reynolds sont obtenues à partir des équations de vitesse fluctuantes :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -u_j \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \overline{u_i u_j} \right) \quad (2.10)$$

En additionnant l'équation de u_i multipliée par u_j et celle de u_j multipliée par u_i , puis en prenant la moyenne statistique, on obtient les équations de transport des tensions de Reynolds écrites comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + U_k \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} = & - \underbrace{\left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij}} + \frac{1}{\rho} \underbrace{p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\Pi_{ij}} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_k} \underbrace{p (\delta_{jk} u_i + \delta_{ik} u_j)}_{D_{ij}^1} \\ & + \underbrace{\nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_i} \right)}_{D_{ij}^2} - \underbrace{2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij}} - \underbrace{\frac{\partial \overline{u_i u_j u_k}}{\partial x_k}}_{D_{ij}^3}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Le membre de gauche contient le terme de variation temporelle et la convection par la vitesse moyenne. Le membre de droite se décompose en différents termes dont les termes en gradient représentent le transport d'une quantité d'un endroit à un autre et les autres sont des sources ou puits.

➤ *Termes sources et puits :*

- P_{ij} terme de production turbulente résultant du travail des tensions de Reynolds soumises aux gradients de vitesse de l'écoulement moyen. C'est ce terme source qui alimente la

turbulence. A ce niveau de description, ce terme ne nécessite pas de modélisation. En effet, le tenseur de Reynolds et la vitesse moyenne sont explicitement mis en jeu.

- Π_{ij} est le terme de corrélation pression-déformation, de trace nulle. Il contribue à la redistribution de l'énergie turbulente entre les composantes du tenseur de Reynolds par l'effet des fluctuations de la pression. Ce terme contribue en partie à rendre la turbulence « plus isotrope » ; et nécessite des hypothèses de fermeture.
- ε_{ij} est un terme de destruction (dissipation visqueuse).

La trace de l'équation (2.11), avec $\varepsilon_{jj} = 2\varepsilon$, fournit l'équation de l'énergie cinétique turbulente. Les gradients des fluctuations de vitesse sont ici des inconnues, cela exige des hypothèses de fermeture pour ce terme.

➤ *Termes en gradients :*

- D_{ij}^1 est un terme de transport par la pression fluctuante, on dit souvent qu'il représente une « diffusion » par pression, ce terme nécessite des hypothèses de fermeture.
- D_{ij}^2 est un terme de diffusion lié à la viscosité (diffusion moléculaire) qui peut être négligé aux grands nombres de Reynolds et qui n'a pas besoin d'être modélisé.
- D_{ij}^3 est un terme de corrélations triples qui représente le transport de l'énergie turbulente par le mouvement turbulent (diffusion turbulente); ce terme nécessite des hypothèses de fermeture.

Nous voyons que le problème de fermeture des équations des tensions de Reynolds n'est pas simple. En effet, pour fermer le problème et donner l'information nécessaire à la résolution du système d'équations moyennées de Reynolds, il faut émettre des hypothèses sur quatre nouvelles inconnues. Nous allons voir sans être exhaustifs, ce qui a été fait jusqu'ici pour modéliser les termes inconnus dans l'équation de transport des tensions de Reynolds ainsi que les stratégies classiques de fermetures.

1.3.2. Modélisation des termes supplémentaires :

1.3.2.a. *Dissipation visqueuse:*

Dans le cadre de fermeture au second ordre, la modélisation de la dissipation repose sur deux questions liées respectivement à l'expression du tenseur de dissipation ε_{ij} , à faire intervenir

dans les équations de transport des tensions de Reynolds, et à la formulation d'une équation fermée du taux scalaire de dissipation ε .

Le terme de dissipation visqueuse est essentiellement lié au mouvement des petites structures. Depuis Kolmogorov (1942), la turbulence est considérée localement isotrope lorsque le nombre de Reynolds de turbulence est très élevé (de manière que la zone de dissipation soit bien séparée de la zone de production). Ainsi, la même quantité d'énergie est dissipée pour chaque composante de la diagonale du tenseur de Reynolds.

Le tenseur de dissipation est généralement modélisé sous la forme d'un tenseur sphérique :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \quad (2.12)$$

ε peut être déduite à partir de son équation de transport ou d'une échelle caractéristique l_c des structures turbulentes. La relation suivante est souvent adoptée dans les travaux de modélisation :

$$\varepsilon = C \frac{k^{3/2}}{l_c} \quad (2.13)$$

Lorsque le nombre de Reynolds reste modéré, cette hypothèse n'est pas rigoureuse et peut parfois être controversée (Durbin et Speziale (1991), Saddoughi et Veeravalli (1994)).

La forme complète de l'équation de transport de ε peut être déduite de la moyenne de l'équation de u_i dérivée par rapport à x_j multipliée par $\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$

$$\begin{aligned} \underbrace{U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}}_{(T1)} &= -2\nu \underbrace{\frac{\partial U_i}{\partial x_k} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right)}_{(T2)} - \underbrace{2\nu u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right)}_{(T3)} \\ &\quad - \underbrace{\nu \frac{\partial}{\partial x_k} \left(u_k \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2 \right)}_{(T4)} - \underbrace{\frac{2\nu}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial p}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right)}_{(T5)} - \underbrace{\nu \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right)}_{(T6)} \\ &\quad - \underbrace{2\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_k}{\partial x_j}}_{(T7)} - \underbrace{2\nu \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) \right)^2}_{(T8)} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Le terme (T1) est le terme de convection.

(T2) : production par action du mouvement moyen.

(T3) : production complémentaire par action du mouvement moyen (en écoulement inhomogène).

(T4) : diffusion turbulente due aux fluctuations de vitesse.

(T5) : diffusion turbulente due aux fluctuations de pression.

(T6) : diffusion moléculaire.

(T7) et (T8) : termes « sources et puits » rendant compte globalement de la production par interactions tourbillonnaires (processus cascade énergétique) et l'action de la viscosité.

Plusieurs modélisations ont été proposées pour cette équation, on citera particulièrement celle de Launder and al. (1975) (LRR)

$$U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = -C_{\varepsilon 1} \frac{\overline{\varepsilon u_i u_j}}{k} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{k u_i u_j}}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) \quad (2.14.bis)$$

avec $C_{\varepsilon 1} = 1.44$; $C_{\varepsilon 2} = 1.9$ et $C_{\varepsilon} = 0.15$.

Cette équation est largement utilisée dans la modélisation en un point.

Les progrès dans la modélisation des écoulements dans le cadre des fermetures aux tensions de Reynolds ont mené à sensibiliser les coefficients de l'équation par des invariants d'anisotropie. Cette procédure permet de traduire l'effet de l'anisotropie des gros tourbillons sur les petites échelles.

La formulation proposée par Launder (1989) est toute simple :

$$U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{P\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{k u_i u_j}}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) \quad (2.15)$$

et $C_{\varepsilon 2} = 1.92 / (1 + 0.6.II.(A)^{1/2})$

Dans la formulation à faibles nombres de Reynolds, Launder et Tselepidakis (1991) proposent l'équation de transport, de ε , suivante :

$$U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{P\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon \tilde{\varepsilon}}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(C_{\varepsilon} \frac{k R_{pl}}{\varepsilon} + \nu \delta_{pl} \right) \varepsilon_{,p} \right] + 2C_{\varepsilon 3} \nu \frac{k}{\varepsilon} R_{pl} U_{i,pl} U_{i,lj} \quad (2.16)$$

$C_{\varepsilon} = 0.18, C_{\varepsilon 1} = 1.0, C_{\varepsilon 2} = 1.92 / (1 + 0.63(A.II)^{1/2}), C_{\varepsilon 3} = 0.43$

1.3.2.b. Modélisation des termes de diffusion inhomogène : D_{ij}^1 et D_{ij}^3

Dans la plupart des écoulements, la diffusion turbulente ne joue pas un rôle primordial. En effet, pour $y^+ > 15$, l'écoulement est dominé par les sources et pour $y^+ < 15$, la diffusion moléculaire est la plus importante. Launder (1989) a fait remarquer, par ailleurs, que peu d'anomalies trouvées dans les prévisions numériques sont dues à la faiblesse du modèle utilisé pour la diffusion. De plus, les modèles complexes sont en général trop coûteux par rapport aux améliorations obtenues et souvent instables numériquement. Pour ces raisons, on ne citera que la formulation algébrique, proposé par Daly et al. (1970). Ce modèle de type gradient, est l'un des plus répandus pour les corrélations triples :

$$D_{ij}^3 = C'_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \right) \quad (2.17)$$

où $C'_s = 0.22$.

L'inconvénient de ce modèle est qu'il ne conserve pas l'invariance par permutation des indices (i, j, k) pour le tenseur des corrélations triples $\overline{u_i u_j u_k}$.

Hanjalic et Launder (1972) ont par la suite proposé une forme qui respecte ces symétries :

$$D_{ij}^3 = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{u_k u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} + \overline{u_i u_l} \frac{\partial \overline{u_j u_k}}{\partial x_l} + \overline{u_j u_l} \frac{\partial \overline{u_i u_k}}{\partial x_l} \right) \right) \quad (2.18)$$

Ce modèle repose sur une hypothèse Quasi Normale qui permet de fermer l'équation des corrélations triples en négligeant les effets des gradients moyens.

Initialement $C_s = 0.08$ fut utilisée, mais Launder et al. LRR (1975) conseillèrent ensuite de choisir $C_s = 0.11$ tandis que C'_s est prise égale à 0.25.

1.3.2.c. Modélisation de la corrélation pression-déformation :

Ce terme a la principale propriété de redistribution de l'énergie suivant les diverses composantes du tenseur de Reynolds. La bonne schématisation de ce terme est essentielle dans le comportement du modèle. En effet, la pression est reliée au champ de vitesse par

l'équation de Poisson et résulte donc d'un ensemble d'informations contenues dans le volume entourant le point où elle est évaluée.

La divergence de l'équation de la vitesse fluctuante donne lieu à l'équation de Poisson de la fluctuation de pression :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = -2 \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (u_i U_j) - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (u_i u_j - \overline{u_i u_j}) \quad (2.19)$$

L'intégration de cette équation sur un volume d'écoulement \mathcal{V} permet d'exprimer une relation de p comme deux intégrales de volume sur le volume \mathcal{V} et une intégrale de surface sur la frontière \mathcal{S} de celui-ci. En un point A, la corrélation pression déformation peut être alors exprimée par (Cf. Schiestel (2006)) :

$$\begin{aligned} \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)} &= \underbrace{\frac{1}{4\pi} \iiint_{\mathcal{V}} \left(\frac{\partial^2 u_l u_m}{\partial x_l \partial x_m} \right)^B \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^A \frac{d\mathcal{V}}{r}}_{\phi_{ij}^{(1)}} \\ &+ \underbrace{\frac{1}{2\pi} \iiint_{\mathcal{V}} \left(\frac{\partial U_l}{\partial x_m} \right)^B \left(\frac{\partial u_m}{\partial x_l} \right)^B \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^A \frac{d\mathcal{V}}{r}}_{\phi_{ij}^{(2)}} \\ &+ \underbrace{\frac{1}{4\pi\rho} \iint_{\mathcal{S}} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial n} - p \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) \right)^B \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^A}_{\phi_{ij}^{(w)}} d\mathcal{S} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Dans cette équation, B désigne le point courant d'intégration, r étant la distance entre les points A et B et $\partial/\partial n$ étant la dérivée normale à la frontière.

La contribution $\phi_{ij}^{(1)}$ est due uniquement aux interactions purement turbulentes.

La contribution $\phi_{ij}^{(2)}$ est engendrée par des interactions entre turbulence et gradient de vitesse moyenne.

Le terme $\phi_{ij}^{(w)}$ est une intégrale de surface qui n'intervient qu'en présence de parois.

▪ Modélisation de ϕ_{ij}^1 (partie non linéaire):

Dans un écoulement homogène et anisotrope sans gradient de vitesse moyenne, il reste uniquement cette contribution dans le terme de corrélation pression déformation. Un tel écoulement a tendance à retourner vers un état isotrope sous l'effet d'interactions purement turbulentes, ceci montre le rôle de ce terme dans le retour à l'isotropie.

Rotta (1951) propose pour modéliser la partie non-linéaire des corrélations pression déformation que celles-ci soient proportionnelles au déviateur $b_{ij} = R_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij}$. Il traduit cet effet par la modélisation suivante :

$$\phi_{ij}^{(1)} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(R_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij} \right) \quad (2.21)$$

où C_1 est une constante positive qui détermine la rapidité du retour à l'isotropie, et $\frac{k}{\varepsilon}$ le temps caractéristique du phénomène.

Lumley et Newman (1977) proposent une modélisation plus élaborée qui tient compte de l'observation expérimentale et des conditions de réalisabilité. Ces auteurs font introduire les invariants d'ordre deux II et trois III dans l'expression du terme de retour à l'isotropie (Cf. Schiestel 2006).

$$\phi_{ij}^{(1)} = \left[C_1'(II, III)a_{ij} + C_1''(II, III) \left(a_{ik}a_{kj} - \frac{1}{3}II\delta_{ij} \right) \right] \varepsilon \quad (2.22)$$

Où $II = a_{ij}a_{ji}$ $III = a_{ij}a_{in}a_{jn}$ sont les invariants d'ordre deux et trois du tenseur

d'anisotropie $a_{ij} = \frac{R_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij}}{k}$.

Gence et Mathieu (1980) soulignent l'importance de l'invariant III dans le mécanisme de retour à l'isotropie. En effet, II caractérise la déviation des composantes du tenseur de Reynolds à l'isotropie. L'invariant III indique, quant à lui, dans quel sens ces derniers s'en écartent. Ainsi, suivant le signe de III , le processus de retour à l'isotropie s'effectuerait plus en moins lentement.

Classiquement, les constantes C_1' et C_1'' intervenant dans la modélisation de ce terme sont ajustées par rapport à des données expérimentales telles que celles d'Uberoi (1956)

Dans les premiers modèles aux tensions de Reynolds, ce terme était considéré comme suffisant, seul, à modéliser les corrélations pression déformation. Néanmoins en présence d'un gradient de vitesse moyenne la partie linéaire de ces corrélations est importante. Townsend (1954) notamment, le souligne dans les conditions de distorsion rapide.

▪ *Modélisation de $\phi_{ij}^{(2)}$ (partie linéaire) :*

Dans un écoulement homogène où les gradients de vitesse moyenne sont spatialement constants, le terme $\phi_{ij}^{(2)}$ peut être mis sous la forme :

$$\phi_{ij}^{(2)} = (a_{lj}^{mi} + a_{li}^{mj}) U_{l,m} \quad (2.23)$$

avec $a_{ij}^{mi} = -\frac{1}{2\pi} \iiint_v \left(\frac{\partial u_m}{\partial x_l} \right)^B \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^A \frac{dv}{r}$. Le tenseur du quatrième ordre a_{ij}^{mi} est supposé être

une fonction tensorielle isotrope de a_{ij}

Cette décomposition reste une bonne approximation pour le cas d'une turbulence non homogène, lorsque les dérivées secondes de vitesse moyenne sont négligeables. Rotta (1951) a par ailleurs précisé que le tenseur du 4^{ème} ordre a_{ij}^{mi} devait satisfaire trois conditions cinématiques:

- ✓ condition de symétrie : $a_{lj}^{mi} = a_{jl}^{mi} = a_{ij}^{im}$
- ✓ continuité : $a_{ii}^{mi} = 0$, c'est la conséquence de la nullité de la divergence des fluctuations de vitesse.
- ✓ la conséquence du théorème de Green : $a_{jj}^{mi} = 2R_{mi}$

La conséquence du théorème de Green suggère que a_{ij}^{mi} peut être approchée par une fonction tensorielle des composantes du tenseur de Reynolds. Launder et al. (1975) supposent, en plus des conditions ci-dessus, que a_{ij}^{mi} est une fonction linéaire des tensions de Reynolds.

Dans ce cas, $\phi_{ij}^{(2)}$ peut s'écrire sous la forme (Cf. Elena (1994)):

$$\begin{aligned} \phi_{ij}^2 = & -\left(\frac{\gamma+8}{11}\right)\left(P_{ij} - \frac{1}{3}P_{kk}\delta_{ij}\right) - \left(\frac{30\gamma-2}{55}\right)k(U_{i,j} + U_{j,i}) \\ & - \left(\frac{8\gamma-2}{11}\right)\left(D_{ij} - \frac{1}{3}D_{kk}\delta_{ij}\right) \text{ avec } D_{ij} = -(R_{ki}U_{k,i} + R_{kj}U_{k,j}). \end{aligned} \quad (2.24)$$

Launder et al. (1975) font remarquer que le premier terme de cette modélisation est dominant et proposent alors la formulation simplifiée suivante :

$\phi_{ij}^{(2)} = -c_2\left(P_{ij} - \frac{1}{3}P_{kk}\delta_{ij}\right)$, ce terme exprime la tendance à la production isotrope ; c'est alors que le modèle est appelé isotropisation de la production (I.P.). Afin de compenser les deux termes négligés, le coefficient c_2 est pris différent de γ .

▪ *Modélisation de $\phi_{ij}^{(w)}$:*

Il est admis que l'influence de l'intégrale de surface s'étend à des régions distantes de la paroi d'environ la valeur de l'échelle intégrale (Bradshaw (1973)). Le terme $\phi_{ij}^{(w)}$ est primordial au voisinage de la paroi ; il est associé aux fluctuations de pression près de la paroi et agit dans le sens opposé du terme $\phi_{ij}^{(1)}$. En effet, il a pour rôle de redistribuer l'énergie sur les composantes du tenseur de Reynolds pour le rendre plus anisotrope et de diminuer les tensions de cisaillement. Ce terme devient négligeable loin de la paroi. Daly et Harlow (1970) ont proposé l'approximation suivante :

$$\phi_{ij}^{(w)} = c_w \frac{\varepsilon}{k} \left(W_{il}R_{lj} + W_{jl}R_{li} - \frac{2}{3}W_{lm}R_{lm}\delta_{ij} \right) \quad (2.25)$$

où $W_{il}(\vec{r})$ est un tenseur d'effet de paroi donné par (Cf. Schiestel (2006)):

$$W_{il}(\vec{r}) = \iint n_i(\vec{z})n_l(\vec{z})F\left(\frac{s(\vec{r})}{\|\vec{r}-\vec{z}\|}\right)\frac{ds(\vec{z})}{\|\vec{r}-\vec{z}\|^2}, \text{ où } s(\vec{r}) \text{ représente une micro échelle de turbulence,}$$

\vec{r} la position du point considéré et $n_i(\vec{z})$ le vecteur unitaire normal à la paroi à la position \vec{z} .

Shir (1973) a remplacé le tenseur $W_{il}(\vec{r})$ par une fonction scalaire de la distance r à la paroi rapportée à l'échelle caractéristique des tourbillons porteurs d'énergie l : $W_{pl} = n_p n_l f(l/y)$.

Launder et al. (1975) supposent que $f(l/y)$ est directement proportionnel à l/y , soit,

$$f\left(\frac{l}{y}\right) = C \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \frac{1}{y}. \text{ La constante } C \text{ est choisie de manière à ce que } f(l/y) \text{ prenne la valeur 1}$$

dans la zone logarithmique.

Gibson et Launder (1978) se sont basés sur les hypothèses de Shir (1973) pour proposer une autre formulation.

$$\begin{aligned} \phi_{ij}^{(w)} = & C_{w1} \frac{\varepsilon}{k} \left(R_{km} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} R_{ki} n_k n_j - \frac{3}{2} R_{kj} n_k n_i \right) f\left(\frac{l}{y}\right) \\ & + C_{w2} \left(\Pi_{km} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \Pi_{ki} n_k n_j - \frac{3}{2} \Pi_{kj} n_k n_i \right) f\left(\frac{l}{y}\right) \end{aligned} \quad (2.26)$$

où $\Pi_{ij} = -0.6 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right)$, $C_{w1} = 0.5$, $C_{w2} = 0.3$ et $f\left(\frac{l}{y}\right) = c \frac{k^{3/2}}{\varepsilon y}$, n_i vecteur unitaire normal à la paroi.

1.4. Limitations des fermetures en un point :

Les limitations des fermetures classiques en un point ont des origines diverses. Tout d'abord ces modèles reposent sur des hypothèses locales. En effet, les moyennes en un point ne permettent pas d'obtenir d'informations directes sur la structure spatiale des fluctuations turbulentes. Seuls des renseignements indirects sur quelques échelles caractéristiques, telles que l'échelle intégrale ou la micro-échelle de Taylor peuvent être obtenues. Cette méthode ne permet donc pas de prendre en compte le rôle déterminant des gros tourbillons dans le processus turbulent.

D'autre part, l'ensemble des techniques de développement des fermetures en un point, systématisées par Lumley (Tennekes et Lumley (1974)) (modélage invariant), sont toujours fondées sur des hypothèses fortes :

- La faible inhomogénéité : cette hypothèse intervient dans le traitement des termes de diffusion, des corrélations pression-déformation ainsi que les termes sources de l'équation du taux de dissipation.

- La faible anisotropie de la turbulence : cette hypothèse contribue à la fermeture de la partie rapide du terme de corrélation pression déformation. L'isotropie locale des petites échelles est utilisée pour la modélisation du taux de dissipation visqueuse dans les équations de tensions de Reynolds. Intervient aussi dans les modèles utilisant la notion de viscosité turbulente.

Aussi, ce type d'approche en un point montre parfois ses limites surtout lorsque l'on veut l'appliquer à des écoulements complexes. En effet, on est souvent confronté à des situations où de nombreuses échelles de turbulence sont mises en jeu. Or, pour les modèles en un point, une seule est essentiellement prise en compte dans la description des processus physiques turbulents mis en jeu. Cette hypothèse d'échelle unique, se basant sur l'hypothèse d'équilibre de Kolmogorov, suppose que le spectre d'énergie cinétique turbulente garde une forme d'équilibre et ne peut varier que par son intensité et par sa position sur l'échelle des fréquences. Bien que cette hypothèse soit satisfaisante pour la turbulence homogène isotrope, dans les écoulements réels (cisaillement, présence de paroi...) la turbulence est loin d'être en équilibre.

Les fermetures avancées se sont développées vers un accroissement de la complexité (Shih & Lumley (1985), Craft & Launder (1996), Durbin (1993), Reynolds & Kassinos (1994)) ; elles sont basées sur une meilleure prise en compte des états limites tels que ceux des régions de proche paroi et des forts déséquilibres de turbulence.

C'est pour cela que depuis plusieurs décennies, des chercheurs se sont intéressés à des approches multi-échelles pour tenir compte des déséquilibres de la turbulence. Aussi, ces modèles s'attaquent aux modélisations des termes sources de l'équation de ε et à leurs conséquences sur la modélisation des corrélations pression déformation.

1.5. Modélisation hors équilibre :

L'interaction d'écoulements de structures différentes conduit à des situations de turbulence hors équilibre. Le principe de modélisation de ce type d'écoulement sur la base des fermetures en un point a été introduit par Schiestel (1974) et développé par Launder et Schiestel en 1978, 1979 qui ont placé le concept de base de la méthode dans le contexte physique du spectre partitionné. Les équations ont ensuite été formulées de manière plus analytique et déductive à partir d'intégration des équations dynamiques en turbulence homogène anisotrope (Schiestel (1983, 1987, 1993)). Cette technique a été appliquée tout d'abord sur des écoulements bidimensionnels libres incompressibles de type jet (Schiestel 1987) et des écoulements homogènes (Garino 1988).

Plus récemment, Parpais et al. (1996) et Touil et al. (2000) ont considéré une approche en deux points (implicitement multi-échelles) dans leur travaux afin d'appréhender le caractère inhomogène et anisotrope des écoulements réels.

1.5.1. Concept d'échelle unique et ses insuffisances:

Les écoulements simples en équilibre sont caractérisés par un spectre universel qui est à la base des fermetures classiques mono-échelle. Ces fermetures reposent sur des hypothèses locales, alors que les gros tourbillons jouent un rôle déterminant dans le processus de transport turbulent. La structure de ces tourbillons dépend du type d'écoulement considéré et une véritable universalité de description ne semble pas pouvoir être atteinte si ce fait n'est pas pris en considération correctement dans les modélisations. En effet, les fermetures en un point usuelles font aussi implicitement référence à la théorie de Kolmogorov de l'équilibre universel en caractérisant l'ensemble de la cascade énergétique par un seul scalaire, qui est le taux de dissipation ε .

Le transfert d'énergie à travers les fréquences du spectre est caractérisé par une échelle de temps (ou de longueur) unique. Cette échelle est alors utilisée pour toutes les hypothèses de modélisation, bien que celles-ci s'appliquent en général à des processus mettant en jeu des structures turbulentes de tailles différentes.

Dans la fermeture des équations aux tensions de Reynolds, plusieurs hypothèses font intervenir une échelle de longueur :

- *la corrélation pression-déformation :*

$$\phi_{ij}^{(1)} = -C_1 \frac{\sqrt{k}}{L_\phi} \left(R_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) \quad L_\phi \text{ est l'échelle caractéristique du processus mis en jeu.}$$

- *Taux de dissipation :*

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \frac{k^{3/2}}{L_\varepsilon} \delta_{ij}, \quad L_\varepsilon \text{ est l'échelle de dissipation.}$$

- *Diffusion turbulente :* des échelles de longueur interviennent aussi dans le terme de diffusion turbulente.

$$\overline{u_i q} = -C_q L_q \sqrt{k} \overline{q_{,i}}.$$

La plupart des modèles considèrent $L_\phi = L_\varepsilon = L_q$.

Dans la modélisation mono-échelle, la fermeture est alors réalisée par une définition algébrique de l'échelle ou par une équation de transport d'une quantité rattachée à cette échelle (généralement le taux de dissipation).

Du point de vue physique, L_ε et ε sont liées aux structures dissipatives (micro turbulence) alors que L_ϕ est associée aux tourbillons porteurs d'énergie. L_ϕ et L_ε ne peuvent être égales que si l'on considère que la turbulence est en équilibre spectral, c.-à-d. que le flux d'énergie à

travers le spectre ne varie pratiquement pas avec le nombre d'onde. Ainsi, le spectre peut être normalisé sous la forme $E(K) = KLE(KL)$ où $E(KL)$ est une fonction universelle. Le spectre peut varier en niveau K et en étendue L mais sa forme reste invariable.

1.5.2. Concept multi-échelles :

En réalité, tout changement rapide du taux de production amène un déséquilibre entre les différentes zones spectrales et des variations du flux à travers le spectre. Les échelles L_ϕ et L_ε ne peuvent être proportionnelles.

Afin d'introduire le concept de modélisation à échelles multiples, les idées de base en s'appuyant sur le schéma le plus simple à deux échelles en turbulence homogène, sont exposées ci dessous:

$$\frac{dE(K)}{dt} = P + F - 2\nu K^2 E(K). \tag{2.27}$$

Cette équation représente l'équilibre entre quatre phénomènes : de convection $\frac{dE}{dt}$, de transfert d'énergie F , de production P et de dissipation $2\nu K^2 E$.

L'idée de base, dans ce cas est de découper le spectre d'énergie en trois zones limitées par les nombres d'ondes K_1 et K_2 . Ceux-ci sont choisis de manière à permettre de bien localiser les mécanismes de production et de dissipation qui interviennent dans les différentes zones spectrales. L'allure du spectre, ainsi que les contributions des différents termes de l'équation sont schématisées sur la figure 2.2.

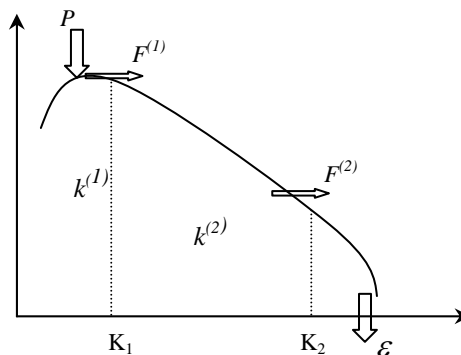


Figure 2.2 : Découpage spectral bi-échelles

On sait déjà que, très schématiquement et à fort nombre de Reynolds :

- La production d'énergie par gradient de vitesse moyenne, intervient uniquement dans la première zone.
- La dissipation par viscosité n'est appréciable que dans la troisième zone.
- La deuxième zone n'est simplement que le siège du transfert d'énergie.

L'écriture de l'équation du spectre d'énergie dans les différentes zones est alors comme suit :

$$1^{\text{ère}} \text{ zone : } \quad \frac{dE(K)}{dt} = P + F \quad (2.28)$$

$$2^{\text{ème}} \text{ zone : } \quad \frac{dE(K)}{dt} = +F \quad (2.29)$$

$$3^{\text{ème}} \text{ zone : } \quad 0 = +F - 2\nu K^2 E(K) \quad (2.30)$$

Les équations d'évolution des énergies partielles $k^{(1)}$ et $k^{(2)}$ sont déduites directement de cette représentation (Launder & Schiestel (1978)):

$$\frac{dk^{(1)}}{dt} = P - F^{(1)} \quad (2.31)$$

$$\frac{dk^{(2)}}{dt} = F^{(1)} - F^{(2)} \quad (2.32)$$

$$\text{et } F^{(2)} = \varepsilon \quad (2.33)$$

Par ailleurs deux échelles de temps indépendantes peuvent être déduites. La première T_1 est liée

aux gros tourbillons porteurs d'énergie : $T_1 = \frac{k^{(1)}}{F^{(1)}}$.

La seconde T_2 est caractéristique des structures plus petites intervenant dans la zone de

transfert : $T_2 = \frac{k^{(2)}}{F^{(2)}}$.

Les échelles de longueur sont à leur tour définies comme suit : $L_1 = \frac{k^{(1)3/2}}{F^{(1)}}$ et $L_2 = \frac{k^{(2)3/2}}{F^{(2)}}$.

L'intégration de ces équations entre les nombre d'ondes délimitant les trois zones fournit les équations aux énergies partielles (Launder & Schiestel 1978).

$$k^{(1)} = \int_0^{K_1} E(K) dK \quad (2.34)$$

$$k^{(2)} = \int_{K_1}^{K_2} E(K) dK \quad (2.35)$$

$$\text{et } k = k^{(1)} + k^{(2)} \quad (2.36)$$

Pour les flux spectraux :

$$F^{(1)} = \int_0^{K_1} F dK$$

$$\text{et } F^{(2)} = \int_{K_1}^{K_2} F dK \quad (2.37)$$

Ainsi, dans les équations de tensions de Reynolds, les échelles de longueur intervenant dans les termes de dissipation et de corrélation pression déformation sont considérées dans leurs nouvelles définitions (telles que $L_\varepsilon = L_2$ et $L_\phi = L_1$). Celles-ci sont plus représentatives des processus énergétiques intervenant dans les zones respectives.

Ce qu'on vient de présenter n'est qu'une approche intuitive des développements du modèle à deux échelles à partir des comportements physiques de la turbulence dans le transfert d'énergie. L'établissement d'un schéma multi échelles à équations de transport s'effectue de façon rigoureuse à l'aide d'outils mathématiques fournis par la dynamique spectrale.

Le découpage du spectre peut se faire de manière très fine en définissant autant de zones spectrales nécessaires. Les équations de transport des grandeurs partielles s'obtiennent directement à l'aide d'une transformée de fourrier inverse appliquée aux équations spectrales dans chaque zone spectrale. Cette méthode s'applique aussi aux équations des tensions de Reynolds. Ces dernières se définissent par intégration des spectres tridimensionnels des corrélations doubles de vitesse. C'est dans ce contexte, plus général, qu'est développée la méthode pour un découpage à M zones. Les fondements de cette approche sont développés dans les travaux de Schiestel (1983) et Garino (1988).

Nous résumons ci-dessous la formulation pratique des modèles multi échelles.

1.5.3. Formulation analytique des modèles multi échelles :

On rappelle le formalisme selon la démarche utilisée par Schiestel (1983). Le point de départ est l'équation d'évolution du tenseur spectral des corrélations doubles de vitesse, en deux points, étendue au cas d'écoulements turbulents non homogènes.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial t} + U_k \frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial X_k} + \varphi_{kj} \frac{\partial U_i}{\partial X_k} + \varphi_{ik} \frac{\partial U_j}{\partial X_k} + \theta_{ij} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial X_k} (\mathfrak{T}_{ijk} + \mathfrak{T}_{jik}) \\ = - \frac{\Pi_{ij}}{\rho} - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial P_j}{\partial X_i} + \frac{\partial P_i}{\partial X_j} \right) + \nu \frac{\partial^2 \varphi_{ij}}{\partial X_l \partial X_l} - \varepsilon_{ij} + \zeta_{kimj} \frac{\partial U_k}{\partial X_m} \end{aligned} \quad (2.38)$$

Le tenseur spectral φ_{ij} est défini alors comme la moyenne sphérique de la transformée de Fourier des corrélations doubles de vitesse en deux points distincts $A(\vec{x}_i)$ et $B(\vec{x}_j)$.

$\left(X_j = \frac{1}{2} (x_j + x'_j) \right)$ Jeandel et Mathieu (1977).

$\varphi_{ij} = \frac{1}{4\pi K^2} \iint u_i(A) u_j(B) dS(K)$: Spectre unidimensionnel des corrélations de vitesse en deux points.

θ_{ij} : Terme dû aux interactions non linéaires, appelé transfert inertiel.

\mathfrak{T}_{ijk} : Spectre unidimensionnel des corrélations triples de vitesse.

$\zeta_{kimj} \frac{\partial U_k}{\partial X_m}$: terme de transfert dû à la déformation de la turbulence par l'écoulement moyen.

P_j : Spectre des corrélations pression-vitesse.

Π_{ij} : terme de redistribution dû aux corrélations pression déformation.

ε_{ij} : représente la dissipation par viscosité.

Il peut se mettre sous la forme : $\varepsilon_{ij} = -\frac{1}{2} \nu \frac{\partial^2 \varphi_{ij}}{\partial X_l \partial X_l} - 2\nu K^2 \varphi_{ij}$

L'intégration de l'équation aux tensions de Reynolds est ensuite réalisée sur des intervalles de nombres d'ondes $[K(m-1), K(m)]$:

$R_{ij}^{(m)} = \int_{K^{(m-1)}}^{K^{(m)}} \varphi_{ij} dK$, afin de fournir l'équation d'évolution des tensions partielles :

$$\underbrace{\frac{dR_{ij}^{(m)}}{dt}}_1 = \underbrace{P_{ij}^{(m)}}_2 + \underbrace{F_{ij}^{(m-1)} - F_{ij}^{(m)}}_3 + \underbrace{\Psi_{ij}^{(m)}}_4 + \underbrace{D_{ij}^{(m)}}_5 - \underbrace{\varepsilon_{ij}^{(m)}}_6 \quad (2.39)$$

1 : dérivée particulaire en suivant le mouvement moyen

2 : production due à l'action du mouvement moyen sur la turbulence.

3 : flux de transfert turbulent mettant en jeu trois contributions :

- transfert inertiel par cascade d'énergie (non linéaire) : $F_{Kij}^{(m)} = \int_0^{K^{(m)}} \theta_{ij} dK$.
- transfert rapide dû à la distorsion de la turbulence par l'action des gradients de vitesse moyenne (linéaire) : $F_{Uij}^{(m)} = -\frac{\partial U_k}{\partial X_m} \int_0^K \zeta_{kimj} dK$.
- L'influence des nombres d'ondes de coupure : $\varphi_{ij}[K(m)] \frac{dK(m)}{dt}$.

On peut écrire alors $F_{ij}^{(m)}$ sous la forme :

$$F_{ij}^{(m)} = F_{Kij}^{(m)} + F_{Uij}^{(m)} - \varphi_{ij}[K(m)] \frac{dK(m)}{dt} \quad (2.40.a)$$

4: terme de redistribution d'énergie partielle par action des corrélations pression

$$\text{déformation : } \psi_{ij}^{(m)} = \frac{1}{\rho} \int_{K^{(m-1)}}^{K^{(m)}} \Pi_{ij} dK \quad (2.40.b)$$

5: transport par diffusion dû au mouvement turbulent par les corrélations triples de vitesse, aux fluctuations de pression et à la viscosité moléculaire.

6: dissipation visqueuse.

La représentation schématique est donnée si dessous :

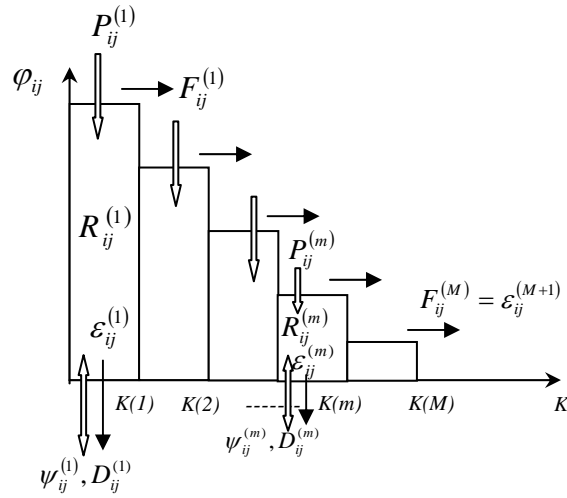


Figure 2.3 : Schéma du spectre partitionné pour les composantes du tenseur de Reynolds

L'équation de l'énergie cinétique partielle de la turbulence est obtenue par simple contraction tensorielle de l'équation ci-dessus.

$$\frac{dk^{(m)}}{dt} = P^{(m)} + F^{(m-1)} - F^{(m)} + D^{(m)} - \varepsilon^{(m)} \quad (2.41)$$

$$\text{avec } k^{(m)} = \int_{K(m-1)}^{K(m)} \frac{\varphi_{ii}}{2} dK, \quad P^{(m)} = \frac{P_{ii}^{(m)}}{2}, \quad F^{(m)} = \frac{F_{ii}^{(m)}}{2} \quad \text{et} \quad D^{(m)} = \frac{D_{ii}^{(m)}}{2}.$$

En s'inspirant des hypothèses de modélisation mono échelle rappelées plus haut, les équations des tensions de Reynolds $R_{ij}^{(m)}$ et de l'énergie cinétique $k^{(m)}$ ne sont fermées que partiellement.

Rappelons que les modèles classiques ne prennent pas en compte le phénomène de transfert spectral d'énergie. A cet effet, il est nécessaire dans ce cas d'évaluer les flux spectraux. Cette étape constitue le problème essentiel de fermeture des équations de transport multi- échelles.

Le flux tensoriel $F_{ij}^{(m)}$ est modélisé à partir des flux d'énergie $F^{(m)}$. Mais pour cela, il est nécessaire de choisir une suite de nombres d'ondes $[K(m), K(m+1)]$ qui fournit les équations d'évolution des flux spectraux.

Schiestel (1983) suggère que chaque intervalle de nombres d'ondes est inversement proportionnel à une échelle de longueur, soit :

$$K(m) - K(m-1) = \alpha^{(m)} \frac{F^{(m)}}{k^{(m)3/2}} \quad (2.42)$$

$$K(0) = 0$$

Où $\alpha^{(m)}$ ($\alpha^{(m)} > 0, \forall m$) sont des constantes numériques définies afin que les coupures variables s'adaptent ainsi automatiquement aux évolutions du spectre.

Les équations d'évolution des flux spectraux $F^{(m)}$ s'obtiennent en prenant la dérivée particulière de cette dernière équation et en se basant sur des hypothèses émises sur les termes de flux :

1. hypothèse de Kovaszny (1948) sur le terme non linéaire :

$$F_K^{(m)} = \gamma_K [E(K(m))]^{3/2} K(m)^{5/2} \quad (2.43)$$

2. Modélisation de Jeandel et al. (1978) sur le terme linéaire :

$$F_U^{(m)} = -\frac{K(m)}{10} \varphi_{li} [K(m)] \frac{\partial U_i}{\partial X_l} \quad (2.44)$$

La procédure est largement développée dans les travaux antérieurs (Garino (1988), Schiestel (1983)).

L'équation finale, dans le cas d'une turbulence homogène, est donnée comme suit :

$$\frac{dF^{(m)}}{dt} = \underbrace{C_0^{(m)} \frac{F^{(m)} P^{(m)}}{k^{(m)}}}_{(1)} + \underbrace{C_1^{(m)} \frac{F^{(m)} F^{(m-1)}}{k^{(m)}}}_{(2)} - \underbrace{C_2^{(m)} \frac{(F^{(m)})^2}{k^{(m)}}}_{(3)} - \underbrace{C_4^{(m)} \frac{F^{(m)} \mathcal{E}^{(m)}}{k^{(m)}}}_{4} \quad (2.45)$$

Remarques sur certaines simplifications :

- ✓ dans la première tranche $[0, K_1]$, on considère que seule la production apporte de l'énergie au champ turbulent. Il en résulte que $F^{(0)} = 0$.
- ✓ A grands nombres de Reynolds, la dissipation n'agit que dans la dernière tranche $[K(M), K(M+1)]$, le terme en $C_3^{(m)}$ est donc nul.
- ✓ Dans le cas d'écoulements non homogènes (tel qu'on le verra plus loin : cas considéré dans notre étude), on ajoute à l'équation un terme de diffusion turbulente et moléculaire.
- ✓ Les coefficients $C_1^{(m)}$, $C_2^{(m)}$ et $C_3^{(m)}$ sont fonctions de $E(K(m))$ et $F^{(m)}$. Ils sont déterminés par l'approximation de Kovaszny :

$$E(K(m)) = \beta_E^{(m)} \frac{k^{(m)}}{K(m) - K(m-1)} \quad (2.46)$$

Où $\beta_E^{(m)}$ est un coefficient de forme du spectre $E(K)$.

Ou plus simplement de façon empirique, en calant le modèle sur les écoulements turbulents classiques.

1.6. Turbulence à faible nombre de Reynolds :

Dans les écoulements en présence de paroi, le comportement de la turbulence est modifié. D'une part, la proximité de la paroi provoque de fortes variations des gradients de vitesse moyenne ; l'hypothèse de faible inhomogénéité n'est donc pas justifiée. D'autre part, le terme $\phi_{ij}^{(w)}$ devient non négligeable, car le confinement modifie la redistribution d'énergie par la pression. Néanmoins, les différents auteurs ayant travaillé sur le sujet s'accordent sur le fait que l'influence de la paroi ne doit pas se faire ressentir au-delà de y^+ de l'ordre de 30 à 40 où $y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}$ (u_τ vitesse de frottement).

Dans la sous couche visqueuse, adjacente à une paroi, le transport moléculaire est du même ordre ou plus grand que le transport turbulent. Les échelles de tourbillons porteurs d'énergie et des tourbillons dissipateurs se recouvrent. Les tourbillons dissipateurs sont alors directement influencés par le mouvement moyen et ne sont donc pas isotropes et les structures à grande échelle sont influencées par la viscosité moléculaire. Afin de rendre compte de ces phénomènes, certaines constantes empiriques des modèles sont considérées comme des fonctions du nombre de Reynolds de la turbulence. Ce qui revient à introduire une échelle caractéristique supplémentaire, celle donnée par la viscosité moléculaire. Par ailleurs, des fonctions correctrices sont ajoutées aux équations de transport. Ces fonctions ont pour but de traduire schématiquement le comportement de la décroissance de certaines quantités turbulentes près de la paroi. Plusieurs modèles sont à cet effet mis en œuvre, on peut citer entre autres, le modèle de Jones & Launder (1972, 1973), Hoffman (1975), et Hanjalic & Launder (1976), dont le modèle est généralement considéré comme prototype standard capable de traiter les écoulements à faible nombres de Reynolds.

Les effets visqueux sont essentiellement inclus dans le terme de dissipation.

La répercussion de la présence de la paroi sur la schématisation de la dissipation peut s'envisager selon deux approches.

- L'établissement d'équations modèles pour toute composante du tenseur de dissipation ε_{ij} .
- L'élaboration d'une dépendance algébrique de ε_{ij} en fonction d'une fonction scalaire unique, qui donne lieu à une équation de transfert modélisée.

C'est la deuxième approche qui reste la plus générale.

Considérons les deux formes limites : $\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij}$ qui suppose l'isotropie locale de la microturbulence et $\varepsilon_{ij} = \varepsilon \frac{R_{ij}}{k}$ qui suppose que les tourbillons dissipateurs ont la même structure que les tourbillons porteurs d'énergie (Rotta (1951)). En s'éloignant de la paroi ; le schéma de Rotta est inadapté, c'est ce qui a mené Hanjalic & Launder (1976) à proposer une relation d'interpolation entre les deux formes limites :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \left[(1 - f_s) \delta_{ij} + \frac{3}{2} \frac{R_{ij}}{k} f_s \right] \text{ avec } f_s = \frac{1}{1 + \text{Re}_t / 10}$$

Ainsi, à grand nombre de Reynolds ($f_s \rightarrow 0$), le schéma d'Hanjali & Launder redonne la forme isotrope de Rotta.

Des formulations avancées sur les fermetures au deuxième ordre à faible nombres de Reynolds ont été simulées plus tard par les informations statistiques déduites des simulations directes de turbulence. Nous pouvons citer, dans cette voie, les travaux de Launder & Shima (1989), dont les principales hypothèses de fermeture à considérer sont celles pour $\phi_{ij}^{(1)}$ et ε_{ij} et le modèle de Launder & Tselepidakis (1991) dont les hypothèses sont données plus loin. Citons aussi le modèle de Jakirlic & Hanjalic (1995) qui s'applique à des écoulements complexes avec parois. Les effets des faibles nombres de Reynolds sont pris en compte au travers de paramètres adimensionnels tels que les invariants du tenseur d'anisotropie.

Il convient par ailleurs de souligner qu'à faible nombre de Reynolds, les zones du spectre (production, transfert et dissipation) ne sont plus clairement localisées en nombres d'onde et se recouvrent plus ou moins dans le spectre.

En considérant l'hypothèse d'isotropie locale, le nombre de Reynolds de turbulence peut s'exprimer sous la forme : $\text{Re}_t = \left(l / \lambda \right)^2$. l est une échelle caractéristique des gros tourbillons et λ la micro échelle de Taylor, caractéristique de la taille des tourbillons pour lesquels la

viscosité agit explicitement. Re_t peut être exprimé aussi en nombres d'onde : $Re_t = \left(\frac{K_\lambda}{K_t} \right)^2$.

Pour les forts nombres de Reynolds, le spectre possède, entre la région de gros tourbillons et celle des petites structures, une zone inertielle où la viscosité ne joue aucun rôle. Celle-ci diminue au fur et à mesure que le nombre de Reynolds diminue. En effet, l'écart entre les échelles caractéristiques des gros et des petits tourbillons diminue en fonction de Re_t . Il est alors nécessaire d'inclure à la fois la production, le transfert et la dissipation qui coexistent dans chaque tranche spectrale.

Tout modèle de transport aux tensions de Reynolds mono-échelle peut être transposé en version multi-échelle. C'est l'approche adoptée dans ce travail, nous nous sommes basés sur la modélisation aux tensions de Reynolds totales (RS) (version Launder et Tselepidakis (1991)) couplées aux équations du modèle multi-échelles énergie-flux (MKFLM : Multi-échelles Energie (K) Flux spectraux) incluant les effets des faibles nombres de Reynolds (RS-MKFL2). C'est une version hybride comportant deux niveaux pour l'énergie cinétique de turbulence mais conservant les équations de transport pour les tensions de Reynolds totales. Cela nous permet en effet de bien prendre en compte des complexités inhérentes au problème considéré. Il convient d'explicitier alors, dans ce qui suit, les équations du modèle.

2. Développements des équations et mise en œuvre :

La physique de l'écoulement stationnaire à travers une marche descendante est gouvernée par les équations de Reynolds (RANS equations) (Eqts. 2.4 et 2.5) et leurs conditions aux limites. Dans notre démarche, nous avons utilisé la forme adimensionnelle des équations en prenant comme grandeurs de référence U_0 la vitesse maximale du jet à l'entrée du domaine et h , la hauteur de la marche. Le paramètre adimensionnel important formé par cette procédure est le nombre de Reynolds (Re_h) ; nous donnons à titre d'exemples quelques grandeurs adimensionnées :

$$[x_i] = \frac{x_i}{h}, [\overline{u_i}] = [U_i] = \frac{U_i}{U_0}, [k] = \frac{k}{U_0^2}, [\varepsilon] = \frac{\varepsilon h}{U_0^3}, [p] = \frac{p}{\rho U_0^2}, [\overline{u_i u_j}] = \frac{\overline{u_i u_j}}{U_0^2}, [v] = \frac{1}{Re_h}.$$

Dans la suite du manuscrit nous abandonnons l'écriture entre crochets ; ainsi la forme des équations (2.4 et 2.5) reste inchangée :

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - R_{ij} \right) \quad (2.5)$$

En utilisant la notation tensorielle, les équations de transport des tensions de Reynolds sont exprimées sous forme adimensionnelle comme suit.:

$$\frac{dR_{ij}}{dt} = P_{ij} + \Pi_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (2.47)$$

Les hypothèses de fermeture des équations de tensions de Reynolds (2.47), par le modèle de Launder et Tselepidakis (1991) sont rappelées ci-dessous :

$$\text{Le terme de production } P_{ij} = -(R_{ij} U_{j,p} + R_{jp} U_{i,p}) \quad (2.48)$$

La formulation pour la partie non linéaire du terme de la corrélation pression-déformation Π_{ij} est déduite de la forme (nouvelle génération à forts nombres de Reynolds) proposée par Craft (1989, 1991) :

$$\phi_{ij}^{(1)} = -\tilde{c}_1 \left[a_{ij} + c_1' \left(a_{ik} a_{kj} - \frac{1}{3} II \delta_{ij} \right) \right] \varepsilon - \varepsilon \cdot a_{ij} \quad \left(\tilde{c}_1 = 3.1 \sqrt{A \cdot II}, c_1' = 1.2 \right) \quad (2.49)$$

Afin d'annuler cette partie à la paroi, Launder & Tselepidakis ont proposé la nouvelle formulation suivante: $\phi_{ij}^{(1)} = -\left[\tilde{c}_1 a_{ij} + c_1' \left(a_{ik} a_{kj} - \frac{1}{3} II \delta_{ij} \right) \right] \varepsilon$ (2.50)

Afin de forcer la tendance vers zéro à la paroi du terme $\phi_{ij}^{(1)}$, \tilde{c}_1 et c_1' sont prises fonctions de f_s .

$$\tilde{c}_1 = (3.1 \sqrt{A \cdot II} + 1)(1 - f_s) \text{ et } c_1' = 3.72 \sqrt{A \cdot II} (1 - f_s) \text{ avec } f_s = e^{-Re_t^2/40}.$$

La partie linéaire du terme de corrélation pression-déformation est modélisée selon la formulation suivante :

$$\begin{aligned} \phi_{ij}^{(2)} = & -c_2 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \cdot \delta_{ij} \right) + c_{2c} \varepsilon \cdot a_{ij} \frac{P}{\varepsilon} \\ & - 0.2 \left[\frac{R_{mj} R_{li}}{k} (U_{m,l} + U_{l,m}) - \frac{R_{lm}}{k} (R_{im} U_{j,l} + R_{jm} U_{i,l}) \right] \\ & - \min(0.6, A) [II (P_{ij} - D_{ij}) + 3 a_{mi} a_{nj} (P_{mn} D_{mn})] \end{aligned} \quad (2.51)$$

$$c_2 = c_{2c} = 0.6$$

Le terme de la correction de paroi est déduit de celle proposée par Gibson et Launder (1978) sans le deuxième terme en c_{w2} (équation (2.23)). Par ailleurs, l'échelle caractéristique de longueur $\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$ est remplacée par $\frac{k\sqrt{R_{pq}n_p n_q}}{\varepsilon y}$ qui est l'échelle de longueur liée à la fluctuation normale à la paroi. y est la distance minimale à la paroi du point courant, et n_i est le vecteur unitaire normal à la paroi.

$$\phi_{ij}^{(w)} = c_2' \left[\phi_{pm}^{(2)} n_p n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ip}^{(2)} n_p n_j - \frac{3}{2} \phi_{pj}^{(2)} n_p n_i \right] \frac{k\sqrt{R_{pq}n_p n_q}}{\varepsilon y} \quad (2.52)$$

$$c_2' = 0.2$$

Termes de diffusion :

Nous avons retenu le modèle de Daly et Harlow (1970) adopté pour les écoulements cisailés D_{ij}^T . Quant à la diffusion visqueuse, nous ne pouvons la négliger dans notre cas pour les régions à faible nombre de Reynolds de turbulence D_{ij}^V . Nous pouvons écrire alors:

$$D_{ij} = D_{ij}^T + D_{ij}^V ; \text{ tel que :} \\ D_{ij}^T = C_s (\sigma_{kl} R_{ij,k})_{,l} \quad (2.53)$$

Avec $\sigma_{kl} = \frac{kR_{kl}}{F^{(1)}}$ et où $C_s = 0.22$, garde la valeur utilisée en écoulements libres.

$$D_{ij}^V = \nu R_{ij,pp} \quad (2.54)$$

Terme de dissipation :

A la paroi, le tenseur de Reynolds est très inhomogène. Le développement des fluctuations de vitesse en série de Taylor donne les limites des différentes composantes du tenseur à la paroi (Launder et Reynolds 1983):

$$\frac{\varepsilon_{11}}{R_{11}} = \frac{\varepsilon_{22}}{4R_{22}} = \frac{\varepsilon_{33}}{R_{33}} = \frac{\varepsilon_{12}}{2R_{12}} = \frac{\varepsilon_{23}}{2R_{23}} = \frac{\varepsilon_{13}}{R_{13}} = \frac{\varepsilon}{k} \quad (2.55)$$

Le présent modèle satisfait ces limites.

$$\varepsilon_{ij}^* = \frac{R_{ij} + R_{im}n_jn_m + R_{jm}n_in_m + R_{ml}n_mn_ln_j}{1 + \frac{3}{2} \frac{R_{pq}}{k} n_p n_q} \cdot \frac{\varepsilon}{k} \quad (2.56)$$

Aux parois Est et West (ouest) : $n \begin{bmatrix} \pm 1 \\ 0 \end{bmatrix}$; North (Nord) et South (Sud) : $n \begin{bmatrix} 0 \\ \pm 1 \end{bmatrix}$

Nous supposons que cette limite de forte anisotropie donne une voie pour un comportement plus isotrope loin de la paroi quand le nombre de Reynolds croît et l'anisotropie du champ de tensions diminue :

$$\varepsilon_{ij} = f_A \varepsilon_{ij}^* + (1 - f_A) \left[f_s \frac{R_{ij}}{k} + \frac{2}{3} (1 - f_s) \delta_{ij} \right] \varepsilon \quad (2.57)$$

Avec $f_A = e^{-20A^2} e^{-Re_7^2/20}$ et $f_s = e^{Re_7^2/40}$

Notre contribution consiste à la manière d'approcher l'équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, ε . Afin de tenir compte de l'état de déséquilibre spectral de l'écoulement, nous adoptons le modèle énergie flux à deux échelles. Les équations du modèle sont explicitées ci-dessous :

La contraction de l'équation (2.45) conduit à l'équation de l'énergie cinétique de turbulence totale suivante :

$$\frac{dk}{dt} = P + C_s (\sigma_{ij} k_{,j})_{,i} - \varepsilon + \nu k_{,ij} \quad (2.58)$$

Les énergies et flux partiels sont déterminés à partir des équations suivantes :

Equations de transport des énergies cinétique partielles :

$$\frac{dk^{(1)}}{dt} = P^{(1)} - F^{(1)} + C_s^{(1)} (\sigma_{ij} k^{(1)}_{,j})_{,i} - \varepsilon^{(1)} + \nu k^{(1)}_{,ij} \quad (2.59)$$

$$\frac{dk^{(2)}}{dt} = P^{(2)} + F^{(1)} - F^{(2)} + C_s^{(2)} (\sigma_{ij} k^{(2)}_{,j})_{,i} - \varepsilon^{(2)} + \nu k^{(2)}_{,ij} \quad (2.60)$$

La production partielle : $P^{(m)} = -R_{ij}^{(m)} U_{i,j}$ avec $(m=1, 2)$

Ainsi, la production totale est: $P = P^{(1)} + P^{(2)}$

$$\varepsilon^{(m)} = \underbrace{\frac{f_T}{1-f_T} F^{(m)}}_{\tilde{\varepsilon}} + 2\nu \sqrt{\frac{k^{(m)}}{k}} (\sqrt{k^{(m)}})_{,j} (\sqrt{k})_{,j} \quad \text{Re}_T = \frac{k^2}{\nu \tilde{\varepsilon}} \quad \text{et} \quad f_T = 0.3 \exp(-\text{Re}_T^2)$$

$$\sigma_{pm} = \frac{k R_{pm}}{F^{(1)}}$$

Equations des flux spectraux :

$$\begin{aligned} \frac{dF^{(1)}}{dt} = & C_{F0}^{(1)} \frac{P^{(1)} F^{(1)}}{k^{(1)}} - C_{F2}^{(1)} \frac{F^{(1)2}}{k^{(1)}} + C_{F3}^{(1)} (\sigma_{ij} F^{(1)})_{,j} - C_{F4}^{(1)} \frac{F^{(1)} \tilde{\varepsilon}^{(1)}}{k^{(1)}} \\ & + \Sigma^{(1)} + \nu F^{(1)}{}_{,jj} \end{aligned} \quad (2.61)$$

$$\begin{aligned} \frac{dF^{(2)}}{dt} = & C_{F0}^{(2)} \frac{P^{(2)} F^{(2)}}{k^{(2)}} + C_{F1}^{(2)} \frac{F^{(1)} F^{(2)}}{k^{(2)}} - C_{F2}^{(2)} \frac{F^{(2)2}}{k^{(2)}} + C_{F3}^{(2)} (\sigma_{ij} F^{(2)})_{,j} \\ & - C_{F4}^{(1)} \frac{F^{(2)} \tilde{\varepsilon}^{(2)}}{k^{(2)}} + \Sigma^{(2)} + \nu F^{(2)}{}_{,jj} \end{aligned} \quad (2.62)$$

avec $C_{F0}^{(1)} = C_{F0}^{(2)} = 1.6, C_{F3}^{(1)} = C_{F3}^{(2)} = 0.2$, $C_{F1}^{(1)} = C_{F5}^{(1)} = C_{F5}^{(2)} = 0$, $C_{F1}^{(2)} = 1.7$,
 $C_{F2}^{(1)} = C_{F4}^{(1)} = 1.9$ et $C_{F2}^{(2)} = C_{F4}^{(2)} = 1.8$

Proche de la paroi, l'effet de la dérivée seconde de la vitesse est représenté par :

$$\Sigma^{(m)} = 2\nu \frac{k^{(m)}}{F^{(1)}} R_{jq} U_{i,jl} U_{i,ql} = 2\nu \frac{k^{(m)}}{F^{(1)}} R_{nm} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial n^2} \right)^2 \quad (m=1,2)$$

Afin d'approcher $R_{ij}^{(m)}$ intervenant dans le terme de production, $P^{(m)} = -R_{ij}^{(m)} U_{i,j}$, on

introduit les tenseurs d'anisotropie $a_{ij}^{(m)} = \frac{R_{ij}^{(m)} - \frac{2}{3} k^{(m)} \delta_{ij}}{k^{(m)}}$.

En considérant l'hypothèse $a_{ij}^{(m)} = \alpha^{(m)} a_{ij}$ (où $\alpha^{(m)}$ décroît fortement lorsque m augmente),

les tensions partielles sont définies comme suit :

$$R_{ij}^{(1)} = 2/3 k^{(1)} \delta_{ij} + \alpha^{(1)} a_{ij} \text{ and } R_{ij}^{(2)} = 2/3 k^{(2)} \delta_{ij} + \alpha^{(2)} a_{ij}$$

Vérifiant $R_{ij} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} + (\alpha^{(1)} + \alpha^{(2)}) a_{ij}$ où $\alpha^{(1)} = \frac{k}{k^{(1)} + \beta k^{(2)}} \frac{\text{Re}_T}{1 + \text{Re}_T} + \frac{1}{1 + \text{Re}_T}$ et

$$\alpha^{(2)} = \frac{\beta k}{k^{(1)} + \beta k^{(2)}} \frac{\text{Re}_T}{1 + \text{Re}_T} + \frac{1}{1 + \text{Re}_T} ; \text{ avec } \beta \approx 0.1 \text{ ou en première approximation } \beta = 0.$$

Finalement, le taux de dissipation est calculé à partir: $\varepsilon = F^{(2)} + \varepsilon^{(1)} + \varepsilon^{(2)}$

3. Mise en équations et méthodologie numérique :

Dans ce qui suit nous décrivons la procédure adoptée pour la résolution des équations développées dans le chapitre précédent. Avec la non linéarité des équations et la complexité des conditions aux limites, on ne peut aboutir à des solutions analytiques. Ainsi, nous procédons à une résolution numérique.

Après la mise en équations du problème étudié, on choisit une méthode de discrétisation appropriée pour l'approximation des équations différentielles par un système d'équations algébriques. Dans le cas des modélisations en un point, on distingue trois techniques privilégiées :

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

Il est à noter que la méthode des volumes finis a été largement utilisée du fait de sa robustesse pour traiter des équations avec des termes complexes et non linéaires. Nous rappelons que les équations régissant l'écoulement sont toutes de la forme générale d'une équation de convection-diffusion avec des termes sources et puits.

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + (\rho U_j \phi)_{,j} = (\sigma_\phi \phi_{,j})_{,j} + \rho S_\phi \quad (2.63)$$

La méthode de discrétisation ainsi adoptée permet de remplacer les équations continues aux dérivées partielles par des équations numériques c a d exprimer la solution en des points particuliers de l'espace et du temps.

Nous présentons dans ce qui suit la méthode des volumes finis, choisie dans cette étude.

3.1. Méthode des volumes finis :

La méthode des volumes finis utilise la forme intégrale des équations aux dérivées partielles sur des volumes entourant chaque point du maillage. Elle a alors l'avantage de satisfaire la conservation de la masse sur chaque volume de contrôle. Nous rappellerons le formalisme de la méthode dans le cas d'un écoulement incompressible et bidimensionnel plan. Cette méthode est largement décrite dans la littérature (Patankar (1980), Versteeg et Malalasekera (1995)).

3.2. Description de la technique :

3.2.1. Equations de transport généralisées :

Les équations modélisées écrites dans le chapitre précédent peuvent se mettre sous la forme généralisée suivante (Patankar (1980)) :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho U \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\sigma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_{\phi} \quad (2.64)$$

ϕ représente l'une des variables dépendantes du problème $U, V, k^{(1)}, k^{(2)}, F^{(1)}, F^{(2)}, R_{11} \dots$ etc.

Les deux termes de droite de l'équation (2.64) représentent le flux convectif de ϕ , tandis que les deux premiers termes du second membre représentent le flux de diffusion de la même quantité ϕ .

S_{ϕ} est le terme généralisé de la source représentant les mécanismes de génération et de destruction de ϕ . Aussi, tout terme ne pouvant s'exprimer en tant que terme de diffusion ou de convection (exple : terme de gradient de pression dans les équations de mouvement) peut, en général, être inclus dans le terme source.

σ_{ϕ} est le coefficient de diffusion généralisé tel que la viscosité ou la conductivité thermique; il peut également représenter l'effet du modèle de turbulence.

La conservation de la masse est formulée par l'équation de continuité jointe aux équations de transport. Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel de fluide incompressible, l'équation est

de forme : $\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0$.

3.2.2. Définition du maillage :

Pour la méthode des volumes finis, le domaine de calcul est divisé en cellules ou volumes de contrôle. Chaque cellule entoure un point de maillage appelé nœud. Le but est alors d'obtenir la valeur de la variable dépendante en chaque nœud du domaine. L'intégration des équations aux dérivées partielles sur le volume de contrôle donnent lieu à des équations algébriques.

Pour une grille donnée, le volume de contrôle peut être défini de deux manières. Dans la présente étude, les frontières du volume de contrôle sont d'abord définies ; les nœuds sont ensuite placés aux centres géométriques des cellules.

Le domaine de calcul étant rectangulaire dans notre cas, nous avons choisi un système de grille cartésien.

L'utilisation d'un modèle à faible nombre de Reynolds de la turbulence a nécessité par ailleurs l'utilisation d'un maillage très resserré aux parois afin de bien prendre en considération les variations rapides des différentes variables. Ce maillage est généré par une suite géométrique. Nous donnons sur la figure ci dessous le résultat du test de maillage ((120x80) et (140x100)) sur les profils de la vitesse moyenne U , ainsi que la tension de Reynolds R_{12} . On voit que l'écart entre les profils est non significatif ; de ce fait nous avons arrêté le raffinement du maillage à (140x100)(figure 2.4.a).

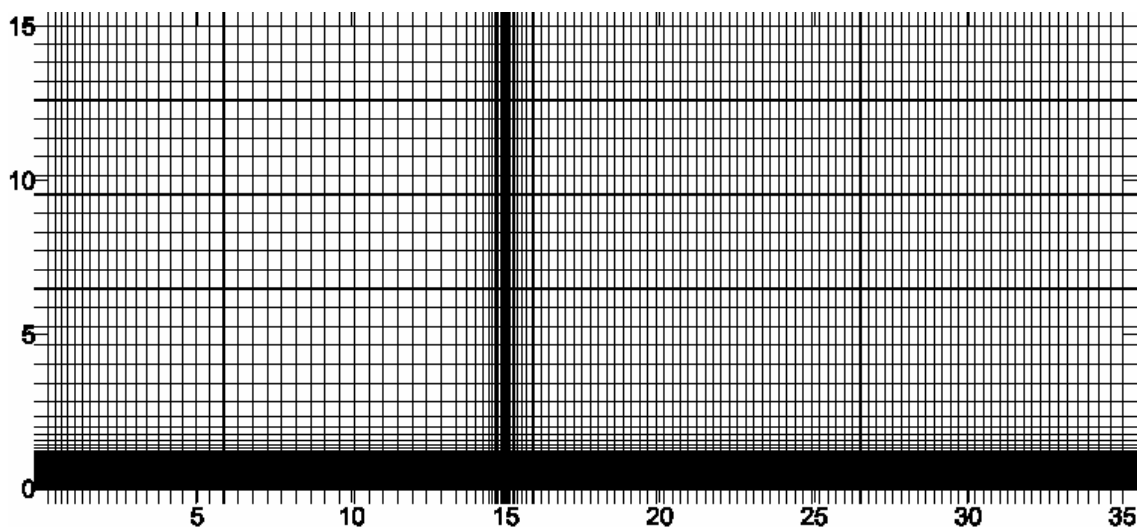


Figure 2.4.a : Maillage utilisé (140X100)

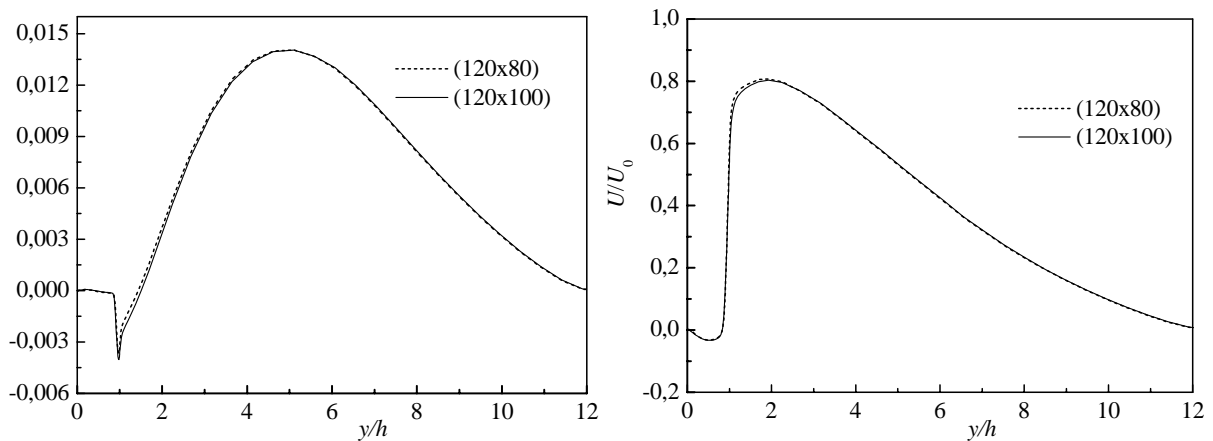


Figure 2.4.b : Test de maillage sur les profils de vitesse moyenne $\frac{U}{U_0}$ et de la tension de Reynolds $\frac{\overline{uv}}{U_0^2}$

Aux frontières du domaine de calcul, les volumes de contrôle sont choisis de manière que chaque face coïncide avec la frontière physique du domaine. La disposition des cellules sur les parois de la marche est quelque peu différente de celle retenue sur les frontières libres du domaine. Aux frontières externes du domaine, on prend des demi cellules, tandis que sur les parois de la marche on conserve des cellules entières mais en introduisant des points fictifs. Nous présentons sur la figure 2.5 les cellules des frontières ainsi définies.

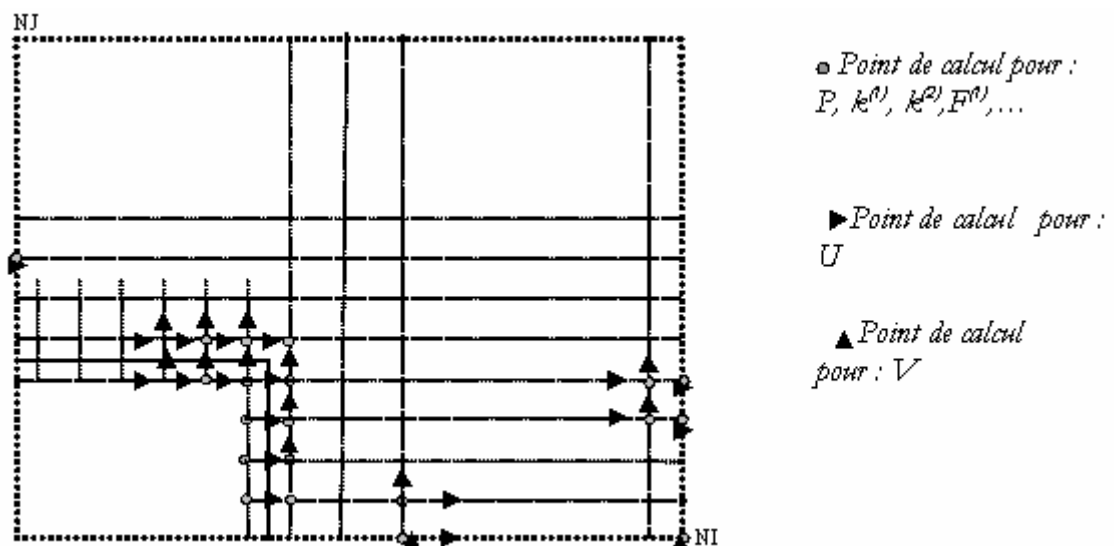


Figure 2.5 : Localisation des points de calcul aux différentes frontières

Nous précisons par ailleurs, qu'un maillage décalé est généralement adopté dans le cas des écoulements incompressibles. Les points où les composantes de vitesse U et V sont calculées sont décalés par rapport aux nœuds. Toutes les variables scalaires telles que la pression, $P, k^{(1)}, k^{(2)}, F^{(1)}, F^{(2)}, R_{11} \dots$ sont déterminées aux nœuds du maillage alors que les composantes de la vitesse U et V sont calculées aux milieux des faces des cellules.

Dans le cas d'un problème bidimensionnel, le maillage décalé peut être assimilé à la composition de trois maillages, un pour chaque composante de vitesse et le troisième pour les variables scalaires. Cette disposition est largement utilisée pour assurer la stabilité du couplage vitesse-pression.

La figure (2.6) montre les volumes de contrôle utilisés dans les trois cas.

Le nœud au centre du volume de contrôle est noté P et les nœuds voisins sont notés O, E, N et S se trouvent respectivement à l'ouest, à l'est, au nord et au sud de P .

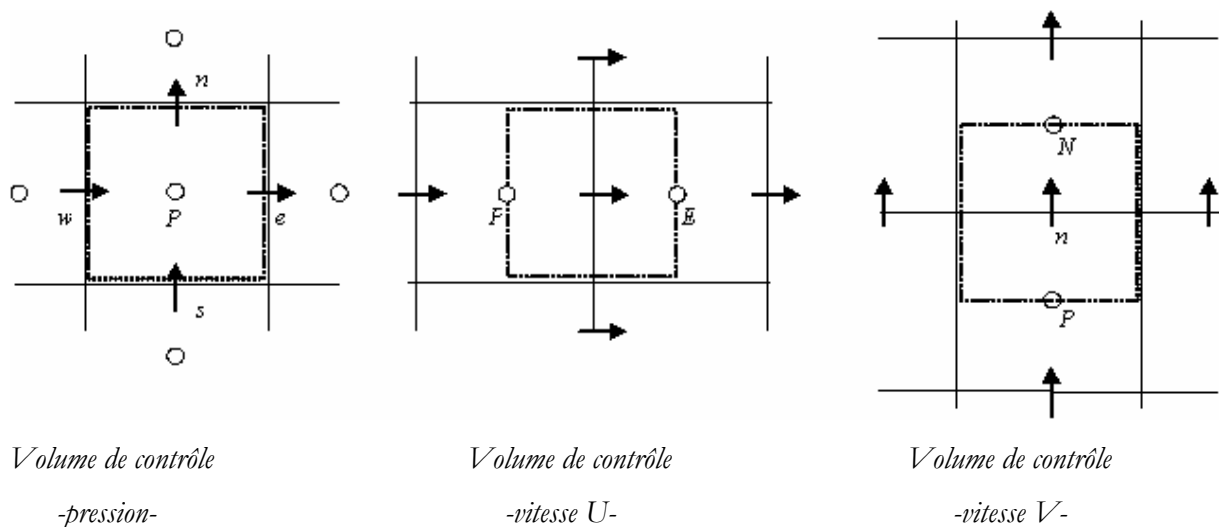


Figure 2. 6 : Volumes de contrôle pour les variables scalaires et composantes de vitesse.

- Maillage décalé -

3.2.3. Equation de conservation :

L'équation généralisée (2.64) est intégrée sur le volume de contrôle de la figure (2.7).

En combinant les flux de convection et de diffusion, l'équation (2.64) peut être écrite sous la forme :

$$\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = S_\phi \quad (2.65)$$

Où J_x et J_y représentent les flux totaux de la grandeur ϕ dans les directions x et y respectivement.

$$J_x = \rho U \phi - \sigma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad \text{et} \quad J_y = \rho V \phi - \sigma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y},$$

Le coefficient de diffusion σ_ϕ et le terme source S_ϕ sont des termes spécifiques à chaque équation. Nous donnons ces termes apparaissant dans le système d'équations relatif à notre étude sur le tableau 2.2 :

3.3. Discrétisation des équations de transport :

Un exemple de maillage est représenté sur la figure (2.7). La surface grise représente un volume élémentaire d'intégration \mathcal{G} , les points E, W, N, S sont les nœuds du maillage entourant le point P de discrétisation et les points e, w, n, s sont les localisations des faces du volume de contrôle.

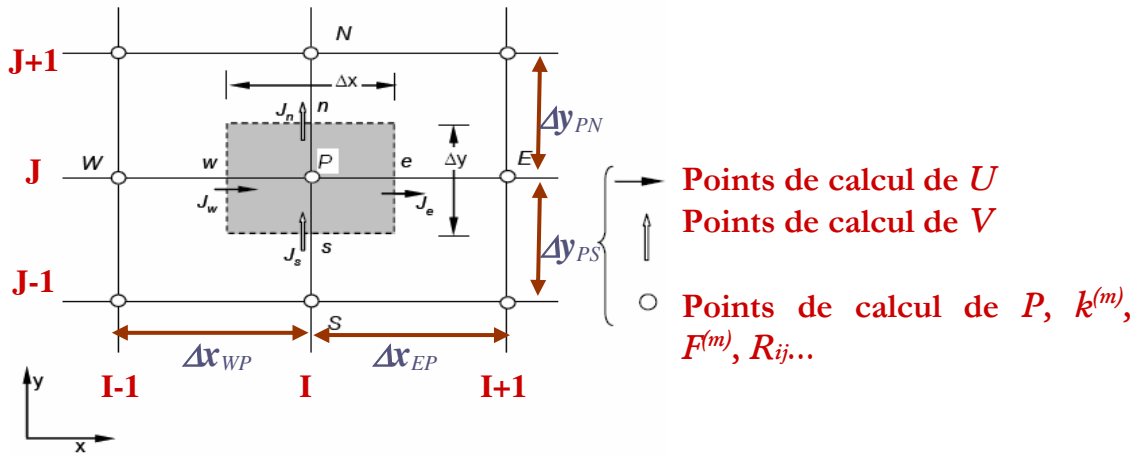


Figure 2.7 : Volume de contrôle - maillage cartésien-

En faisant l'hypothèse que les vitesses et les termes sources sont uniformes sur tout le volume de contrôle \mathcal{G} , l'intégration de l'équation (2.65) sur ce dernier donne le résultat suivant :

$$\left[\rho U \phi - \sigma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right]_w^e \Delta y + \left[\rho V \phi - \sigma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right]_s^n \Delta x = S_\phi \Delta x \Delta y \quad (2.66)$$

de manière condensée, on peut l'écrire sous la forme :

$$J_e - J_w + J_n - J_s = S_\phi \Delta x \Delta y \quad (2.67)$$

Les quantités J_e, J_w, J_n, J_s sont les flux totaux intégrés sur les faces du volume de contrôle et dont les expressions sont comme suit :

$$J_e = \int_n^s \left(\rho U \phi - \sigma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e dy$$

$$= \left[(\rho U)_e \phi_e - \frac{\sigma_{\phi_e}}{\Delta x_{EP}} (\phi_E - \phi_P) \right] \Delta y_{ns} \quad (2.68.a)$$

$$J_w = \int_n^s \left(\rho U \phi - \sigma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w dy$$

$$= \left[(\rho U)_w \phi_w - \frac{\sigma_{\phi_w}}{\Delta x_{WP}} (\phi_P - \phi_W) \right] \Delta y_{ns} \quad (2.68.b)$$

$$J_n = \int_w^e \left(\rho V \phi - \sigma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n dx$$

$$= \left[(\rho V)_n \phi_n - \frac{\sigma_{\phi_n}}{\Delta y_{NP}} (\phi_N - \phi_P) \right] \Delta x_{ew} \quad (2.69.a)$$

$$J_s = \int_w^e \left(\rho V \phi - \sigma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s dx$$

$$= \left[(\rho V)_s \phi_s - \frac{\sigma_{\phi_s}}{\Delta y_{PS}} (\phi_P - \phi_S) \right] \Delta x_{ew} \quad (2.69.b)$$

Par ailleurs, l'intégration de l'équation de continuité sur le volume de contrôle conduit à :

$$(U_e - U_w) \Delta y_{ns} + (V_n - V_s) \Delta x_{ew} = 0 \quad (2.70)$$

ou simplement

$$F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \quad (2.71)$$

F_e, F_w, F_n et F_s sont les flux de masse de l'écoulement à travers les faces du volume de contrôle.

$$F_e = (\rho U)_e \Delta y_{ns} \quad (2.71.a)$$

$$F_w = (\rho U)_w \Delta y_{ns} \quad (2.71.b)$$

$$F_n = (\rho V)_n \Delta x_{ew} \quad (2.71.c)$$

$$F_s = (\rho V)_s \Delta x_{ew} \quad (2.71.d)$$

En prenant l'équation (2.67) à laquelle on soustrait (2.71) $\times \phi_P$, on aboutit à la forme générale suivante :

$$[J_e - F_e \phi_P] - [J_w - F_w \phi_P] + [J_n - F_n \phi_P] - [J_s - F_s \phi_P] = S_u + S_P \phi_P \quad (2.72)$$

Par la suite, nous utiliserons les notations F , D , et J pour désigner respectivement les termes de convection, de diffusion et de flux total et dont les définitions sont rappelées ci après :

$$F_e = \rho U_e \Delta y \quad D_e = \frac{\sigma_{\phi_e}}{\delta x_e} \Delta y \quad J_e = F_e \phi_e - D_e (\phi_E - \phi_P) \quad (2.73.a)$$

$$F_w = \rho U_w \Delta y \quad D_w = \frac{\sigma_{\phi_w}}{\delta x_w} \Delta y \quad J_w = F_w \phi_w - D_w (\phi_P - \phi_W) \quad (2.73.b)$$

$$F_n = \rho V_n \Delta x \quad D_n = \frac{\sigma_{\phi_n}}{\delta y_n} \Delta x \quad J_n = F_n \phi_n - D_n (\phi_N - \phi_P) \quad (2.73.c)$$

$$F_s = \rho V_s \Delta x \quad D_s = \frac{\sigma_{\phi_s}}{\delta y_s} \Delta x \quad J_s = F_s \phi_s - D_s (\phi_P - \phi_S) \quad (2.73.d)$$

Nous définissons un autre paramètre, $\frac{F}{D} = P_c$, appelé nombre de Peclet.

Les valeurs de ϕ ne sont pas connues aux interfaces n, s, e, w ; leur détermination est assurée par une méthode d'interpolation.

Patankar (1980) avait montré que le schéma exponentiel permet d'obtenir la solution exacte sur un problème de convection-diffusion monodimensionnel avec coefficients constants. Nous rappelons brièvement les étapes de la procédure dans ce cas de figure et qui peut être étendue au cas bidimensionnel avec l'hypothèse de l'uniformité des variables sur le volume de contrôle.

La forme adimensionnelle de l'équation de départ est: $J^* = P_c \phi + \frac{d\phi}{d\left(\frac{x}{L}\right)}$ (2.74)

avec $\left(J^* = \frac{JL}{\sigma_\phi} \right)$, L est la distance entre deux nœuds successifs (P et E ou $I, I+1$). La valeur de ϕ à la face intermédiaire entre les deux nœuds est obtenue à partir d'une pondération entre les valeurs obtenues aux nœuds (I et $I+1$) et $\frac{d\phi}{d\left(\frac{x}{L}\right)}$ est supposée proportionnelle à $(\phi_E - \phi_P)$.

$$\text{On peut déduire alors que } J^* = P_c(\alpha\phi_P + (1-\alpha)\phi_E) - \beta(\phi_E - \phi_P) \quad (2.75)$$

Que l'on peut mettre sous la forme suivante :

$$J^* = A(P_c)\phi_P - B(P_c)\phi_E \quad (2.76)$$

Les fonctions $A(P_c)$ et $B(P_c)$ ont les propriétés suivantes :

$$\begin{aligned} A(P_c) &= A(|P_c|) \text{ si } P_c > 0 \\ A(P_c) &= A(|P_c|) - P_c \text{ si } P_c \leq 0 \end{aligned} \quad (2.77)$$

$$B(P_c) = A(|P_c|) - P_c$$

$$A(P_c) + B(P_c) = P_c$$

Ces propriétés permettent de déduire les fonctions coefficients pour toute valeur du nombre de Peclet; soit :

$$\begin{cases} A(P_c) = A(|P_c|) + \max(-P_c, 0) \\ B(P_c) = A(|P_c|) + \max(P_c, 0) \end{cases} \quad (2.78)$$

La solution exacte en écoulement unidimensionnel et stationnaire avec Γ constant est alors obtenue en prenant une formulation en exponentielle :

$$A(|P_c|) = \frac{|P_c|}{e^{|P_c|} - 1} \quad (2.79)$$

Toutefois, cette formulation n'est que très peu employée car elle nécessite le calcul très coûteux d'exponentielles. On lui préfère le schéma en loi de puissance.

La littérature propose de nombreux schémas d'interpolation différents (Patankar (1980), Versteeg et Malalasekara (1995)) : schéma amont, schéma hybride, schéma de puissance (PLDS) et schéma QUICK. Bien que le schéma QUICK soit plus précis que d'après Huang et al.(1985), particulièrement en ce qui concerne la fausse diffusion numérique, il reste plus

couteux et beaucoup moins stable que le schéma PLDS. Pour ces raisons, nous avons préféré ce dernier.

L'équation discrétisée complète finale peut s'écrire sous la forme :

$$a_p \phi_p = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (2.80)$$

Où

$$a_E = D_e \left[0, \left(1 - \frac{0,1|F_e|}{D_e} \right)^5 \right] + [0, -F_e] \quad (2.80.a)$$

$$a_W = D_w \left[0, \left(1 - \frac{0,1|F_w|}{D_w} \right)^5 \right] + [0, F_w] \quad (2.80.b)$$

$$a_N = D_n \left[0, \left(1 - \frac{0,1|F_n|}{D_n} \right)^5 \right] + [0, -F_n] \quad (2.80.c)$$

$$a_S = D_s \left[0, \left(1 - \frac{0,1|F_s|}{D_s} \right)^5 \right] + [0, F_s] \quad (2.80.d)$$

$$a_p = a_E + a_W + a_N + a_S \quad (2.80.e)$$

$$b = (S_U + S_p \phi_p) \Delta x \Delta y \quad (2.80.f)$$

D'après Patankar(1980), le schéma de puissance remplit les conditions nécessaires afin d'assurer un comportement physiquement réaliste à savoir :

- ✓ La consistance aux faces des volumes de contrôle (les flux à travers une face commune à deux volumes de contrôle doivent être représentés par la même expression dans les deux volumes).
- ✓ Les coefficients a_i doivent être positifs.
- ✓ $a_p = \sum_{i=N,S,E,W} a_i$.
- ✓ Un autre critère à considérer est la linéarisation du terme source (Patankar (1980)).

3.3.1. Linéarisation des termes sources :

Les termes sources apparaissant dans les équations sont en général non linéaires et dépendent de la variable ϕ . Leur linéarisation consiste à mettre S_ϕ sous la forme :

$$S_\phi = S_U + S_P \phi_P.$$

Pour des raisons de stabilité numérique, S_P doit être négatif ou nul car une valeur positive peut mener à une différence $a_p - S_P$ négative donnant état à un comportement physiquement irréaliste. La décomposition classique de Patankar (1980) s'avère dans la plupart des cas satisfaisante, aussi on l'adopte dans notre cas.

$$S_\phi = \sum_i S_i \begin{cases} S_U = \sum \max(S_i, 0) \\ S_P = -\sum \frac{\max(-S_i, 0)}{\phi_P} \end{cases}$$

$$\text{L'équation (2.80) peut alors s'écrire : } (a_p - S_P)\phi_P = \sum_{i=N,S,E,W} a_i \phi_i + S_U \quad (2.81)$$

A titre indicatif nous présentons, sur le tableau suivant, les coefficients S_U et S_P ainsi que les coefficients de diffusion correspondant aux variables multi-échelles.

Tableau 2.2: Termes sources et coefficients de diffusion (variables multi-échelles)

Variable	$k^{(1)}$	$k^{(2)}$	$F^{(1)}$	$F^{(2)}$
σ_{ϕ_x}	$C_s^{(1)} \frac{k}{F^{(1)}} R_{11} + \nu$	$C_s^{(2)} \frac{k}{F^{(1)}} R_{11} + \nu$	$C_{F3}^{(1)} \frac{k}{F^{(1)}} R_{11} + \nu$	$C_{F3}^{(2)} \frac{k}{F^{(1)}} R_{11} + \nu$
σ_{ϕ_y}	$C_s^{(1)} \frac{k}{F^{(2)}} R_{22} + \nu$	$C_s^{(2)} \frac{k}{F^{(2)}} R_{22} + \nu$	$C_{F3}^{(1)} \frac{k}{F^{(2)}} R_{22} + \nu$	$C_{F3}^{(2)} \frac{k}{F^{(2)}} R_{22} + \nu$
S_U	$P^{(1)}$	$P^{(2)} + F^{(1)}$	$2\nu \frac{k^{(1)}}{F^{(1)}} R_{22} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right)^2$	$2\nu \frac{k^{(2)}}{F^{(1)}} R_{22} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right)^2$
S_P	$\frac{F^{(1)} + \varepsilon^{(1)}}{k^{(1)}}$	$\frac{F^{(2)} + \varepsilon^{(2)}}{k^{(2)}}$	$\frac{C_{F0}^{(1)} P^{(1)} - C_{F2}^{(1)} F^{(1)} - C_{F4}^{(1)} \tilde{\varepsilon}^{(1)}}{k^{(1)}}$	$\frac{C_{F0}^{(2)} P^{(2)} + C_{F1}^{(2)} F^{(1)}}{k^{(2)}} - \frac{C_{F2}^{(2)} F^{(2)} + C_{F4}^{(2)} \tilde{\varepsilon}^{(2)}}{k^{(2)}}$

Le système d'équations linéaires ainsi obtenu est résolu selon l'algorithme tridiagonal de Thomas.

On résout toutes les équations relatives à la tranche spectrale (1) ensuite celles relatives à la tranche (2).

3.3.2. Algorithmes de résolution du couplage vitesse-pression :

L'absence d'équations explicites pour le champ de pression, rend celle-ci un paramètre de couplage pour les équations de quantité de mouvement. La pression s'ajuste de façon à satisfaire l'équation de continuité. Afin de traiter ce problème de couplage, des méthodes indirectes de traitement sont utilisées. Dans notre étude, nous avons utilisé l'algorithme SIMPLER qui est la version révisée de SIMPLE (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equation) (Patankar (1972)).

Nous rappellerons les étapes de la procédure du traitement dans l'annexe A1.

3.4. Conditions aux limites :

Les problèmes de type elliptiques nécessitent des conditions aux limites sur toutes les frontières du domaine de calcul. Cependant avec le maillage décalé, il n'est pas nécessaire d'explicitier les conditions aux frontières sur la pression.

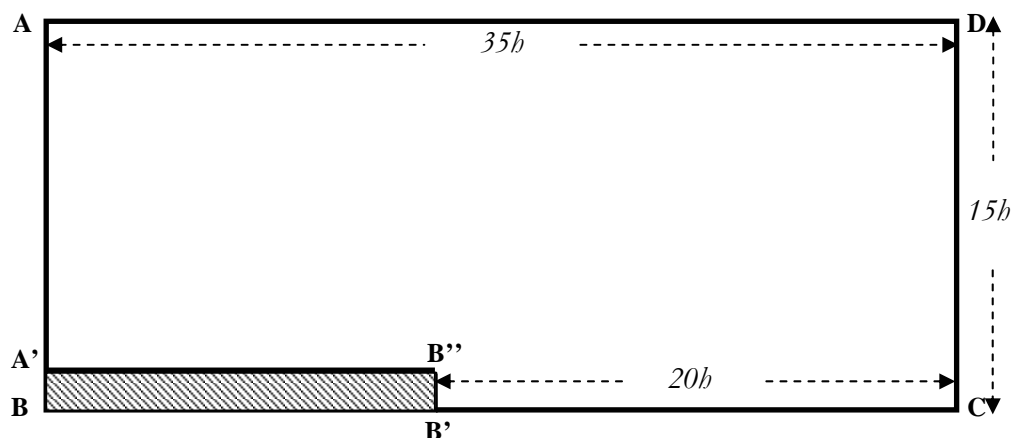


Figure 2.8 : Frontières du domaine de calcul.

3.4.1. Conditions d'entrée :

A l'entrée du domaine de calcul $x = -15b$ (AA'), les valeurs de toutes les variables nécessaires au calcul sont données ; ce sont les conditions d'entrée. Il s'agit des profils expérimentaux de la vitesse moyenne longitudinale U ainsi que les moments d'ordre

deux : $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ et $\overline{u v}$. La vitesse moyenne normale V est déduite par intégration de l'équation de continuité. Le profil de la dissipation ε est approché à partir de la relation classique $\varepsilon = C_\alpha \frac{k^{3/2}}{l_c}$, l_c étant la longueur caractéristique de l'écoulement, prise dans notre cas égale à la largeur à mi-hauteur du jet. k est l'énergie cinétique de la turbulence déduite des profils de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$.

Les conditions d'entrée sur les quantités multi-échelles sont prises dans les conditions d'équilibre suivantes :

$$k^{(1)} = \frac{3}{4}k, \quad k^{(2)} = \frac{1}{4}k$$

$$\text{et } F^{(1)} = F^{(2)} = \varepsilon.$$

3.4.2. Conditions de sortie :

La position du plan de sortie (CD) se situe à +20h (5 fois la longueur de recollement approximativement) de la marche de manière à ne pas affecter les conditions de décollement et de recollement et de bien suivre aussi le redéveloppement de l'écoulement après recollement.

A cette position, aucune grandeur n'est connue au préalable, mais on peut supposer que l'écoulement est en phase développée et nous prenons alors la condition de gradient

longitudinal nul : $\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$ pour toutes les grandeurs excepté la pression.

3.4.3. Conditions aux parois et frontières libres:

Dans la configuration du jet pariétal ou de couche limite, on n'a qu'une paroi à la frontière inférieure du domaine. La frontière supérieure étant libre.

3.4.3.a. Frontière inférieure (A'B''), (B'C) :

La condition à la paroi est celle de non glissement ou de vitesse nulle. Sachant que dans notre cas, le calcul se fait jusque dans la sous couche visqueuse en tenant compte des faibles nombres de Reynolds, cette condition est prise même pour les grandeurs turbulentes : $\phi = 0$.

3.4.3.b). Frontière supérieure (AD):

La frontière supérieure étant libre, deux cas de conditions peuvent se présenter :

- Si le fluide sort du domaine $V > 0$: la condition sur les variables $U, k^{(m)}, F^{(m)}$, et R_{ij} est $\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$ et V est obtenue par l'équation de continuité.
- Si le fluide rentre $V < 0$: dans ce cas, les valeurs des grandeurs sont imposées égales à celles de l'écoulement extérieur.

3.4.4. Conditions initiales:

Afin d'initialiser les profils des grandeurs physiques dans tout le domaine de calcul, nous avons procédé comme suit :

Avant la marche : les profils des différentes grandeurs sont pris égaux aux profils d'entrée :

$$\phi(I, J) = \phi(1, J)$$

Après la marche : on a procédé à l'interpolation des profils :

$$\phi(I, J) = \alpha_i \cdot (\text{profil})_{\phi} + (1 - \alpha_i) \cdot \phi(1, J)$$

$(\text{profil})_{\phi}$ est l'expression du profil analytique défini pour chaque grandeur ϕ .

$$\alpha_i = \frac{(x - x_0)}{(x_f - x_0)}, \quad x_0 \text{ étant l'abscisse de la marche (B'B'')} \text{ et } x_f \text{ l'abscisse de la frontière}$$

« Est » (CD)

3.5. Résolution numérique :

Dans les paragraphes précédents, nous avons décrit la procédure de mise en forme des équations régissant le mouvement en un système d'équations algébriques (équation 2.80) :

$a_p \phi_p = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b$. Les coefficients sont en fait des fonctions de la variable ϕ , l'équation représente un ensemble non linéaire d'équations algébriques ne pouvant être résolues que par une méthode itérative.

La méthode itérative est basée sur une application répétée d'un algorithme qui mènerait à la convergence vers une solution après un certain nombre d'itérations. En 1949, Thomas a développé un algorithme (Tri-Diagonal Matrix Algorithm : TDMA) qui permet de résoudre rapidement un système dont la matrice est tri-diagonalisée. C'est l'algorithme utilisé dans le code TEAM qui a servi de base pour notre code. Le processus d'itération se fait ligne par ligne et colonne par colonne.

Afin d'assurer la convergence, le processus nécessite une sous relaxation des grandeurs calculées.

3.5.1. Sous relaxation :

La sous relaxation permet d'éviter les grandes variations des variables entre deux itérations successives. Les équations traitées étant non linéaires et couplées, la convergence de l'algorithme n'est pas assurée. Les variations brutales qui se produisent souvent au cours des premières itérations sont déstabilisantes. Des sous relaxations sont alors utilisées à la fois pour les variables générales et pour certaines sources (termes d'effet des faibles nombres de Reynolds de turbulence).

Soit l'équation (2.80), représentée à l'itération courante, $a_p \phi_p = \sum_{i=O,E,S,N} a_i \phi_i + b$ et ϕ_p^* la valeur de ϕ_p à l'itération précédente. L'équation (2.80) peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$\phi_p = \phi_p^* + \left[\frac{\sum_{i=O,E,S,N} a_i \phi_i + b}{a_p} - \phi_p^* \right]. \quad (2.82)$$

Le terme entre crochets représente la variation de ϕ entre les deux itérations. Elle peut être atténuée en la multipliant par un facteur, dit de sous-relaxation, qui doit être compris entre 0 et 1 : $0 < \alpha < 1$.

$$\phi_p = \phi_p^* + \alpha(\phi_p - \phi_p^*) \quad (2.83)$$

La valeur de α doit être adaptée à la variable considérée et au degré de convergence souhaité. Les valeurs prises dans notre cas sont données sur le tableau :

Variable ϕ	U, V	P	$k^{(m)}, \varepsilon$	Production	R_{ij}	μ
α	0.1	0.5	0.2	0.2	0.4	0.2

3.5.2. Contrôle de la convergence :

La convergence de l'algorithme est contrôlée par l'évolution des résidus (défaut de bilan de chaque équation résolue) aux cours des itérations ainsi que l'évolution des valeurs individuelles de chaque variable en un point choisi (point moniteur) du domaine.

Le résidu pour la variable ϕ dans chaque volume de contrôle est défini comme suit :

$$r_\phi = a_p \phi_p - \sum_i a_i \phi_i - b \quad (2.84)$$

La convergence du processus est considérée atteinte lorsque, pour chaque variable, le résidu décroît de façon régulière et que la variation de chaque variable au cours des 100 itérations ne dépasse pas 0.1 %.

Pour des raisons de stabilité numérique, l'équation de l'énergie cinétique k , quoique redondante, est par ailleurs résolue conjointement aux équations de tensions de Reynolds. A la convergence, la différence entre k et $\frac{R_{ii}}{2}$ est inférieure à 1% en chaque point du maillage.

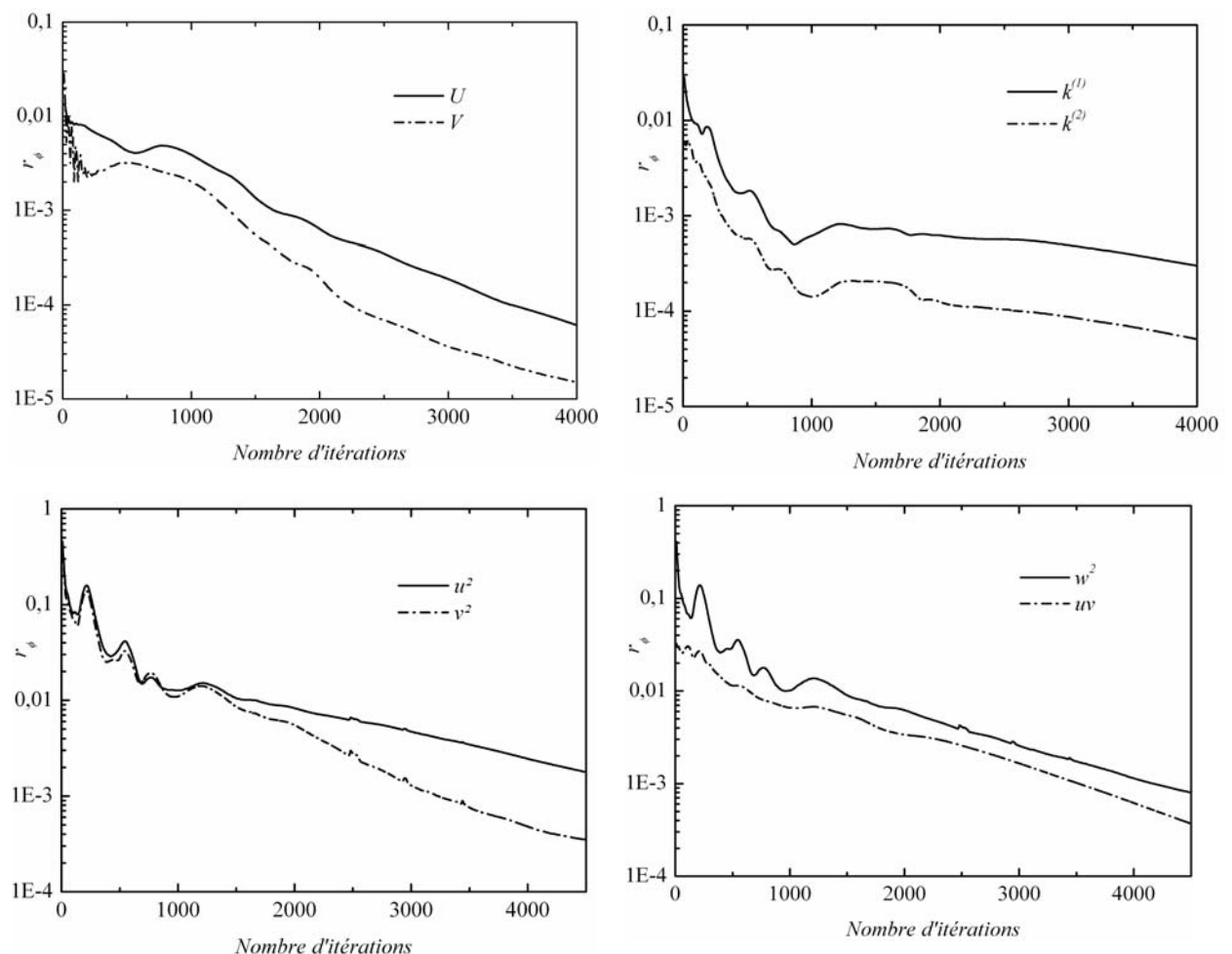


Figure 2.9: Evolution des résidus en fonction du nombre d'itérations

Afin de mettre en évidence la stabilité et la convergence de l'algorithme, nous donnons sur la figure (2.9) les courbes d'évolution des résidus pour quelques variables.

3.5.3. Technique de stabilisation en modélisation du second ordre :

Dans la mise en œuvre des modèles du premier ordre (tels que $k - \varepsilon$ et longueur de mélange), les tensions de Reynolds sont modélisées sous forme d'une diffusion turbulente. Cette formulation est stabilisatrice pour l'algorithme de calcul. Le code de calcul ne diffère alors d'un code conçu pour l'étude des écoulements laminaires que par l'utilisation d'une viscosité effective (viscosité du fluide + viscosité turbulente) et éventuellement par le calcul de deux équations de transport pour déterminer la viscosité turbulente.

L'introduction, dans un code, d'un modèle du second ordre nécessite un traitement particulier. En effet, les tensions de Reynolds apparaissent comme des termes sources plus délicats à traiter. Les termes de diffusion, dans les équations du mouvement, ne comportent que la diffusion moléculaire qui reste faible et ne peut suffire pour assurer la stabilité. Huang & Leschziner (1985), ont introduit une technique permettant de redonner aux modèles du second ordre une formulation proche des modèles $k - \varepsilon$.

Principe de la technique : mise en évidence d'une pseudo-viscosité :

La technique consiste à faire apparaître un coefficient de pseudo-viscosité anisotrope dans les relations discrétisées des tensions de Reynolds :

$$R_{ij} = \Gamma_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \sigma_{ij}$$

Cette relation est issue de la forme discrétisée des équations aux tensions de Reynolds. Avec cette décomposition, on traite les termes $\Gamma_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$ comme des termes de diffusion et les termes σ_{ij} comme des sources complémentaires. Nous expliciterons cette formulation pour le cas considéré dans notre travail.

Soient les équations du mouvement moyen suivantes,

Equation du mouvement selon x :

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial U}{\partial x} - R_{11} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial U}{\partial y} - R_{12} \right)$$

Equation du mouvement selon y :

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu \frac{\partial V}{\partial x} - R_{21} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial V}{\partial y} - R_{22} \right)$$

Avec la formulation des tensions de Reynolds prédéfinie.

$$R_{11} = -\Gamma_{11} \frac{\partial U}{\partial x} + \sigma_{11}$$

$$R_{12} = -\Gamma_{12} \frac{\partial U}{\partial y} + \sigma_{12}$$

$$R_{21} = -\Gamma_{21} \frac{\partial V}{\partial x} + \sigma_{21}$$

$$R_{22} = -\Gamma_{22} \frac{\partial V}{\partial y} + \sigma_{22}$$

Les équations du mouvement peuvent se mettre sous la forme suivante :

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left((\nu + \Gamma_{11}) \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left((\nu + \Gamma_{12}) \frac{\partial U}{\partial y} \right) - \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x} - \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial y}$$

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left((\nu + \Gamma_{21}) \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left((\nu + \Gamma_{22}) \frac{\partial V}{\partial y} \right) - \frac{\partial \sigma_{21}}{\partial x} - \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial y}$$

Ainsi, nous pouvons illustrer les termes de diffusion ainsi que les termes sources intervenant dans les équations du mouvement moyen dans le tableau ci-dessous :

Tableau 2.3: Termes sources et coefficients de diffusion (variables vitesses moyennes)

variable	U	V
σ_{ϕ_x}	$\nu + \Gamma_{11}$	$\nu + \Gamma_{21}$
σ_{ϕ_y}	$\nu + \Gamma_{12}$	$\nu + \Gamma_{22}$
S_U	$-\frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x} - \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P}{\rho} \right)$	$-\frac{\partial \sigma_{21}}{\partial x} - \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{P}{\rho} \right)$
S_P	0	0

Les termes Γ_{ij} et σ_{ij} sont déduits directement des équations de transport des tensions de Reynolds.

Chapitre III

Procédure et conditions expérimentales

Chapitre III

Procédure et conditions expérimentales

Notre étude est menée sur deux plans : des mesures à la vélocimétrie Laser Doppler complétées par une approche numérique. Nous exposerons dans ce qui suit les moyens expérimentaux mis en œuvre.

1. Dispositif expérimental :

L'écoulement de jet pariétal est obtenu en modifiant une soufflerie de type jet libre. Le dispositif expérimental, schématiquement représenté sur les figures 3.1 et 3.2, est composé de trois parties. La première consiste en un convergent qui se termine par une buse de 4cm de hauteur (b) et de 70 cm de largeur (λ). La deuxième partie qui constitue la section (veine) de mesures d'entrée à l'amont de la marche est une plaque plane de 110cm de longueur (L) et 70 cm de largeur. La troisième partie, après la marche, est une plaque plane de 70 cm de largeur et 100 cm de longueur ; elle vient coller à la paroi verticale de la marche de hauteur $h = 2$ cm. Les dimensions des parois à l'amont et à l'aval de la marche sont choisies de manière à ce que l'écoulement de jet soit bien développé avant la marche et se retrouvera en phase de relaxation bien avancée après le recollement.

La veine d'expérience est délimitée par deux parois planes verticales dont l'une est en plexiglas permettant de faire des mesures de l'extérieur de la veine par vélocimétrie laser Doppler.

Nous précisons aussi que les deux parois supérieure et inférieure de la marche, sur lesquelles se développe l'écoulement sont en plexiglas, afin de minimiser les effets de diffusion et de réflexion de la lumière lors des mesures de proche paroi à la vélocimétrie Laser (Johnson & Brown, 1990).

La vitesse de sortie du jet, dont la valeur maximale est de 6,5 m/s, est réglable par un volet placé entre la soufflerie et le divergent.

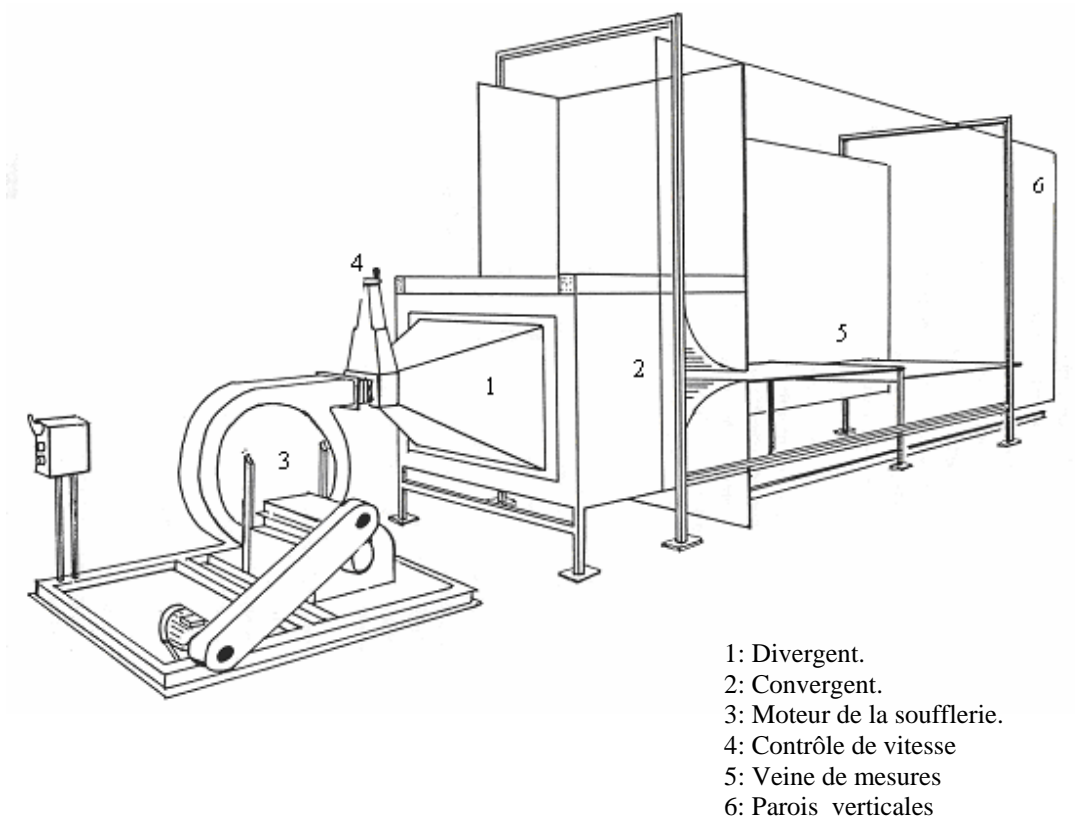


Figure 3.1 : L'installation expérimentale

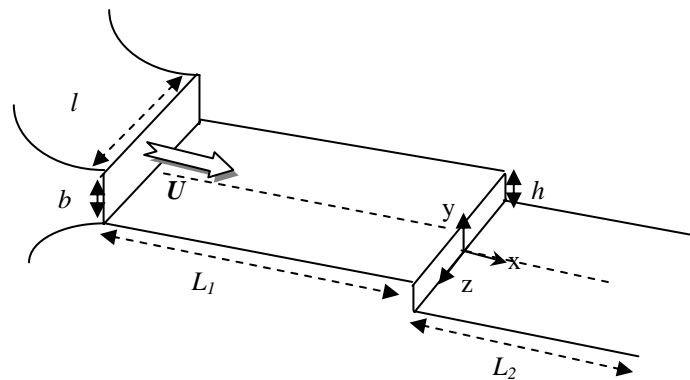


Figure 3.2 : Plan de mesures

2. Structure globale de l'écoulement :

La structure globale de l'écoulement de jet pariétal abordant une marche descendante est indiquée sur la figure 1.1. Avant la marche, le jet turbulent se développant sur la paroi supérieure est constitué de la couche interne (1) et de la couche cisailée libre (6). C'est la zone (1) qui définit les conditions initiales pour l'écoulement derrière la marche. La

discontinuité à la paroi provoque le décollement de l'écoulement : une couche cisailée (2) se développe alors depuis l'arête de la marche pour recoller plus loin en aval (4). La couche cisailée délimite la zone de recirculation (3) par la frontière inférieure. La zone (5) est la zone de relaxation ou redéveloppement dans laquelle l'écoulement finit par retrouver les caractéristiques de l'écoulement en amont de la marche. On désigne par la zone (7), la couche cisailée libre du jet pariétal après la marche.

3. Conditions expérimentales :

La vitesse de référence U_0 de l'écoulement entrant est mesurée à la section $x = -15b$ à l'amont de la marche ; à cette position l'écoulement est déjà développé. La vitesse maximale mesurée à $y = y_{max}$ est $U_0 = 5.8\text{m/s}$. Le nombre de Reynolds résultant, calculé sur la base de la hauteur de la marche b est $Re_b = 7600$. Par ailleurs, l'épaisseur de la couche limite δ au bord supérieur de la marche est de 20mm. Ainsi le rapport $\delta/h \cong 1$ correspond, tel que proposé par Adams et al. (1984), à la configuration d'écoulement avec un décollement et un recollement turbulents (figure3.3).

Bradshaw & Wong (1972) soulignent aussi que lorsque $\frac{\delta}{h} \approx 1$, la couche cisailée libre se trouve affectée par l'écoulement amont mais pas dominée.

A la même section de mesure, l'intensité de turbulence est évaluée à $T_u = 13\%$.

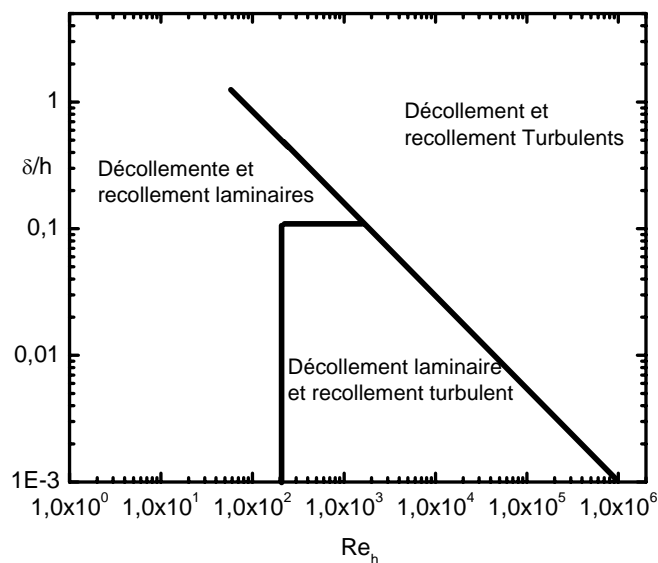


Figure 3.3 : Régimes d'écoulement dans le phénomène de décollement/recollement

- Adams et al. (1984) -

En s'accordant au critère de Brederode & Bradshaw (1972), le rapport d'aspect, $\frac{l}{h} = 35$, est largement suffisant pour assurer la bi-dimensionnalité de l'écoulement (l étant l'envergure de la marche).

4. Technique de mesure :

Dans les écoulements turbulents présentant des zones de recirculation, les mesures au fil chaud sont controversées. Dans leurs études (mesures au fil chaud), Panchapakesan et Lumley (1993) et Hussein et al. (1994) soulignent que les techniques de mesures au fil chaud classiques ne peuvent pas prendre en compte avec suffisamment de précision les problèmes liés à l'existence de régions de recirculation, des intermittences ou les fortes intensités de turbulence généralement présentes dans les écoulements de jets.

La vélocimétrie laser s'avère alors la technique appropriée pour notre étude. Nous précisons néanmoins que des mesures préliminaires au fil chaud ont été effectuées par Badri kusuma (1993) sur la même configuration. La sonde utilisée a été conçue de manière à détecter la direction de l'écoulement dans la zone de recirculation. Il s'agit d'une sonde à deux fils parallèles distants de 1mm l'un de l'autre dont l'un fonctionne en mode à température constante et l'autre à courant constant. Ainsi lorsque le fil froid se situe dans le sillage thermique du fil chaud, la vitesse est prise positive autrement la vitesse est négative.

Les mesures effectuées à la vélocimétrie laser sont alors comparées à celles fournies par le fil chaud et ont pu compléter la base de données relative aux écoulements derrière une marche descendante. En effet, à notre connaissance, le travail de Badri Kusuma (1993) est la seule référence trouvée dans la littérature traitant de l'écoulement d'un jet pariétal abordant une marche descendante.

4.1. Principe de la vélocimétrie Laser :

La vélocimétrie Laser est simple dans son principe; c'est une méthode optique interférentielle qui est fondée sur l'effet Doppler : Une onde électromagnétique, frappant une particule en mouvement, est diffusée par celle-ci avec une fréquence différente de la fréquence incidente. L'intersection des deux faisceaux issus d'une même source laser monochromatique et cohérente de longueur d'onde λ_0 crée un ellipsoïde de révolution composé de franges d'interférences et constituant le volume de mesure. La fréquence de diffusion de la lumière, par la particule passant dans le réseau, dépend de l'interfrange et de la vitesse U de la particule.

Une partie de la lumière diffusée est détectée par un photomultiplicateur qui permet de l'amplifier et ensuite la transmettre sous forme de signal électrique à l'appareil de traitement de mesure.

Afin d'éviter le problème d'ambiguïté sur le sens de déplacement de la particule, les franges d'interférences sont animées d'un mouvement qui a pour effet de rajouter une fréquence F_0 à la fréquence Doppler de la particule.

Le défilement du réseau de franges dans le volume de mesure est généré par une cellule de Bragg qui permet jusqu'à 40Mhz de décalage.

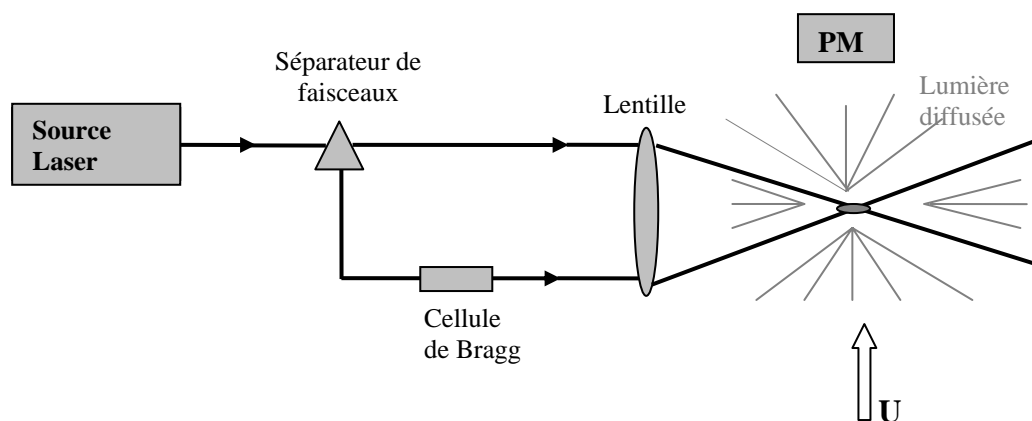


Figure 3.4 : Schéma représentatif du principe de fonctionnement de la Vélocimétrie Laser Doppler

Les mesures de vitesse présentées dans ce travail ont été effectuées par un anémomètre Laser Doppler à deux composantes utilisant deux couleurs (Bleu, $\lambda = 488nm$ et vert, $\lambda = 514.5nm$). La source Laser est continue de type Argon-ion *Spectraphysics* utilisée à une puissance de 2Watts.

La lumière est transmise jusqu'à la tête optique par un câble de fibre optique de 5m de longueur. Le système fonctionne en rétro diffusion offrant ainsi une simplicité de montage et réduisant l'encombrement.

Trois faisceaux lumineux, bleu, vert et le commun sont émis par la tête optique. Deux lentilles ont été utilisées selon le plan de mesure (figure 3.5) : l'une de distance focale 160mm permettant la mesure sans le plan xoz ; le volume de mesure résultant est de dimensions $(0.078 \times 0.078 \times 0.93) \text{ mm}^3$ pour la composante longitudinale de la vitesse, et $(0.074 \times 0.074 \times 0.88) \text{ mm}^3$ pour la composante transversale de la vitesse.

Pour les mesures dans le plan xoy, nous avons utilisé une lentille de distance focale 399mm afin d'approcher la section médiane de la veine de mesures $z = 0$. La tête optique dans ce cas

est placée à l'extérieur de la veine. Le volume de mesure résultant est, dans ce cas, de dimensions $(0.19 \times 0.19 \times 5.8) \text{ mm}^3$ pour la vitesse longitudinale et $(0.18 \times 0.18 \times 5.5) \text{ mm}^3$ pour la vitesse normale.

La tête optique est montée sur un système permettant le déplacement vertical du volume de mesure à pas de 1mm ; ainsi le premier point de mesure, dans le plan (xoz) , est à 2mm environ de la paroi.

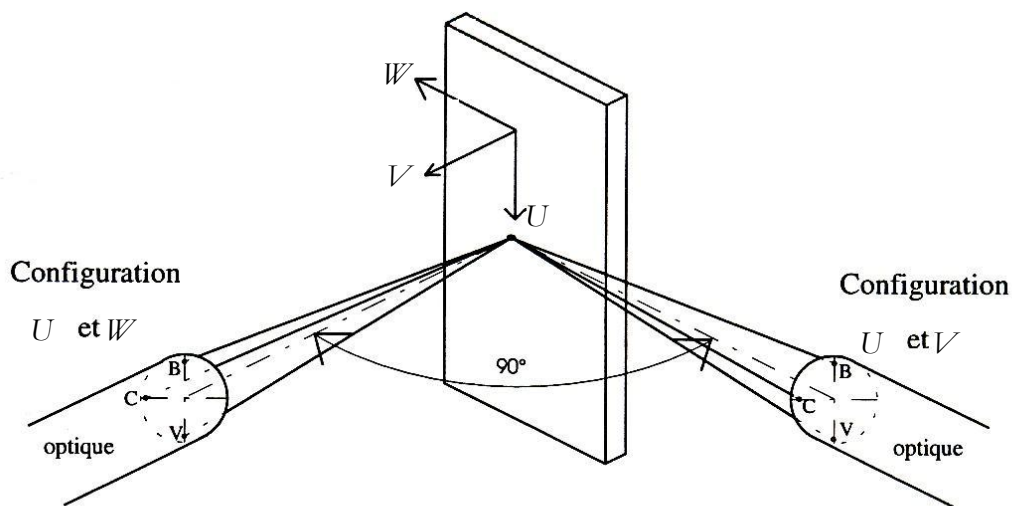


Figure 3.5 : Représentation schématique de la disposition de la tête optique

4.2. Ensemencement de particules :

Comme évoqué avant, la détermination de la vitesse de l'écoulement nécessite la présence de particules matérielles dans le fluide. Un soin particulier est toujours apporté à l'ensemencement de l'écoulement de façon à réduire les erreurs de biais statistiques induites par une dissymétrie dans la distribution des particules. De plus, celles-ci doivent être suffisamment petites pour qu'elles puissent traduire de manière fiable le mouvement du fluide qui les entraîne.

Dans nos expériences, nous avons utilisé un générateur de fumée de type « Jem Techno Haze Performance » placé à l'entrée de la soufflerie. De cette façon, l'écoulement n'est pas perturbé par l'introduction des particules et la soufflerie aide à répartir uniformément les particules dans l'écoulement.

La fumée est générée par le pompage d'un film d'huile « Pro Haze Fluid » dans un système de chauffage et par la suite vaporisée sous forme de gouttelettes d'huile condensées dans l'écoulement d'air.

4.3. Traitement du signal Doppler :

Lors des mesures, les signaux transmis par les photomultiplicateurs sont traités grâce à deux analyseurs de spectre de bouffées Doppler.

L'analyseur de bouffée Doppler (BSA : Busrt Spectrum Analyzer) est un appareil qui reçoit les signaux émis par les particules dans une certaine bande de fréquences fixée par l'expérimentateur en fonction des vitesses atteintes dans l'écoulement considéré. Ainsi le BSA permet d'extraire la fréquence Doppler correspondant à la position (en fréquence) maximale de la totalité du signal discrétisé.

Les acquisitions sont rendues optimales, en réglant minutieusement le gain de la haute tension appliquée au photomultiplicateur; celle-ci est généralement fixée à la limite de saturation du photomultiplicateur. Par ailleurs, il est important de contrôler la durée d'enregistrement pendant laquelle le BSA traite le signal reçu. Cette durée doit être supérieure au temps de résidence moyen d'une particule dans le volume de mesure et ce, afin d'éviter de scinder le signal d'une même particule en plusieurs signaux distincts. L'estimation de ce temps est faite par visualisation du signal sur un oscilloscope.

La forme typique du signal Doppler obtenu avant tout traitement est celle représentée sur la figure 3.6. Il est en forme de cloche comprenant une base appelé « piédestal » et une courbe en limite supérieure appelée « enveloppe ».

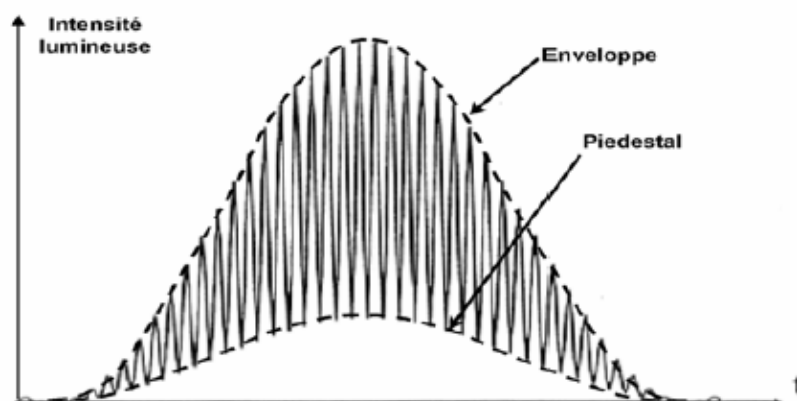


Figure 3.6 : Forme typique d'un signal Doppler

L'enregistrement des fréquences Doppler est effectué sur un ordinateur via une interface AT. Le calcul des composantes de vitesse moyennes ainsi que les moments jusqu'à l'ordre 4 est effectué par un logiciel adapté (FLOWARE).

L'étude de convergence effectuée par Le Huu Nho (1994) pour détecter le nombre de points minimal afin d'assurer un bon traitement statistique, nous a conduit à prendre un temps d'acquisition supérieur à 40s et généralement plus de 2000 points à chaque point de mesure sont acquis. Dans ces conditions, Adams et Eaton (1988) estiment que l'incertitude statistique ne dépasse pas 1%. Nous donnons sur les figures 3.7 et 3.8 un exemple de convergence de la vitesse moyenne ainsi que la fluctuation de vitesse en fonction du nombre d'échantillons acquis. On voit que leur évolution s'accorde avec celle prévue par Le Huu Nho. On peut dire alors que la limite de 3000 points acquis sont suffisants pour assurer la convergence des données, valider les mesures au point considéré et procéder par la suite à leur analyse statistique.

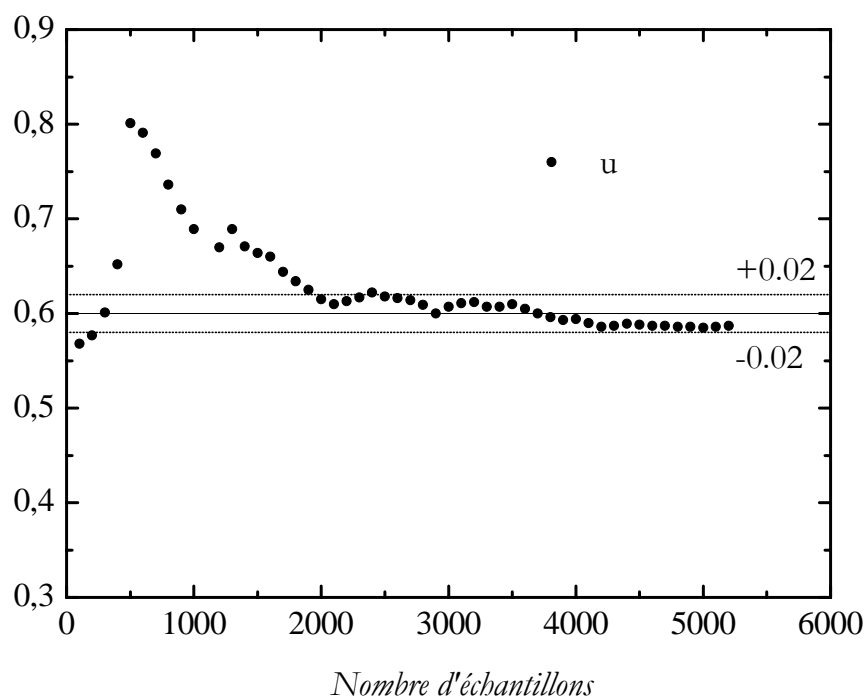


Figure 3.7 : Evolution de l'écart type $\sqrt{u^2}$ en fonction du nombre de points d'acquisition

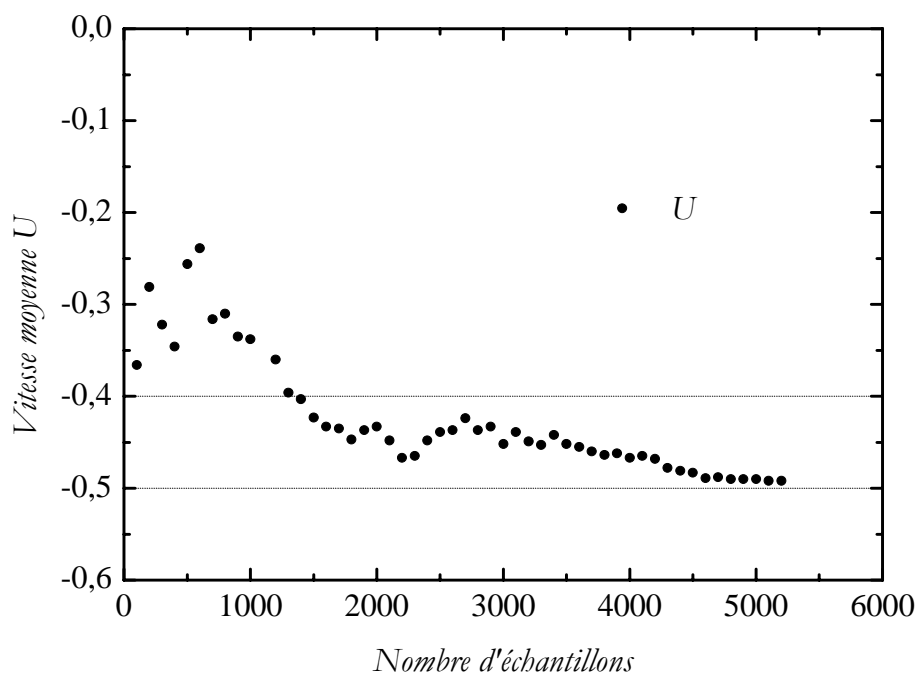


Figure 3.8 : Evolution de la vitesse moyenne en fonction du nombre de points d'acquisition

Un autre moyen de vérifier la validité du fichier de données instantanées enregistré, en chaque point de mesure, est de visualiser la forme de l'histogramme. Celui-ci doit être en forme de Gaussienne autour de la valeur moyenne de la vitesse et ne présente pas de lacunes (figure 3.9).

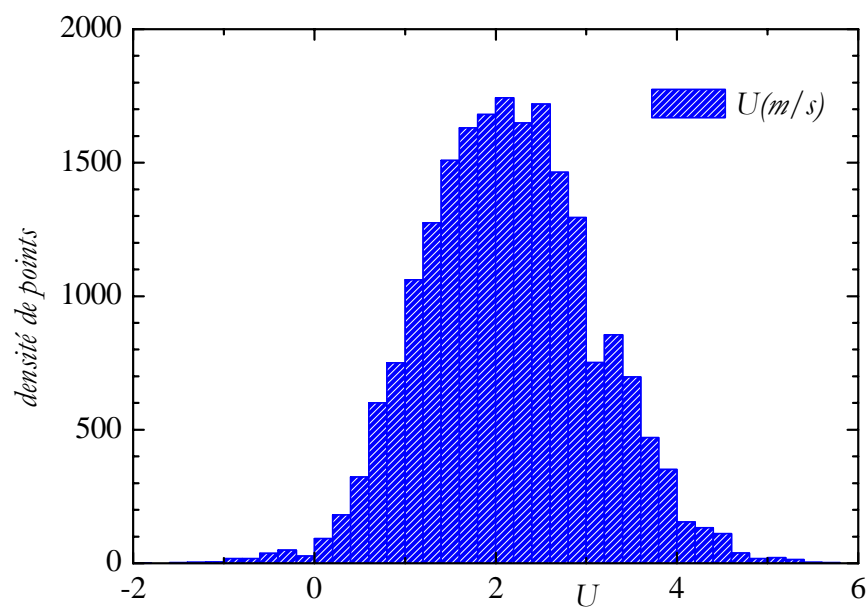


Figure 3.9 : Histogramme de vitesse

4.3.1. Erreurs de biais sur la mesure :

Les mesures de vitesse à l'anémométrie Laser Doppler sont sujettes à certaines erreurs de biais et plusieurs auteurs s'y sont intéressés. Nous aborderons, dans ce paragraphe, essentiellement le biais statistique (biais de vitesse). Cela suppose que le biais de filtrage (troncature des bouffées Doppler) est évité par un bon réglage de la fenêtre d'observation en fréquence du signal.

Si l'on considère que dans l'écoulement, les particules peuvent avoir des vitesses sensiblement différentes, la méthode de calcul de la vitesse moyenne introduit un biais sur le résultat. Les particules ayant une grande vitesse ont un poids plus important et le résultat s'en trouve ainsi très influencé. Il est alors nécessaire, afin de bien calculer le champ de vitesse de l'écoulement, de pondérer les contributions des différentes particules par une certaine fonction : appelée poids ω_i .

La prise en compte du biais statistique, en particulier, a suscité de nombreuses controverses. Mac Laughlin & Tiederman (1972) proposent de pondérer les calculs par l'inverse du module de la vitesse instantanée ($\omega_i = 1/|V|$) avec $|V| = (u^2 + v^2 + w^2)^{1/2}$. La mesure des trois composantes de la vitesse est alors nécessaire ; ce qui n'est pas facile à faire tout le temps. De plus, cette correction suppose une distribution uniforme de l'ensemencement ainsi qu'une parfaite corrélation entre le taux d'acquisition et la vitesse des particules ; ce qui est rarement assuré. Meyers & Wilkinson (1982) obtiennent, pour des mesures en jet, un coefficient de corrélation entre le taux d'acquisition et la vitesse inférieur à 0.1 et concluent que cette correction n'est pas adaptée et tend à rendre les mesures encore moins représentatives de la vitesse réelle de l'écoulement. On peut citer aussi la pondération par le temps de résidence de la particule dans le volume de mesure (Buchhave et al. (1979), Duraó et al. (1980)) ; ou encore par l'intervalle entre les temps d'arrivée de deux bouffées successives (Edwards & Jensen (1983)). D'une manière générale, ce type de pondération est utilisé pour des écoulements qui ont un taux de turbulence supérieur à 10%.

$$\bar{\phi}_{nonpondérée} = \frac{\sum_i^N \phi_i}{N} \quad \text{et} \quad \bar{\phi}_{pondérée} = \frac{\sum_i^N \phi_i \omega_i}{\sum_i^N \omega_i}$$

où ω_i est le poids de pondération « weighting factor » = τ_r ou $\Delta t_i = t_i - t_{i-1}$ (respectivement, temps de résidence et intervalle entre deux temps d'arrivée des bouffées laser).

Dans l'étude d'un jet turbulent, Djeridane (1994) a procédé, par les trois méthodes de pondération, au calcul du champ de vitesse. Il montre alors que les résultats obtenus par la pondération par le temps de résidence s'écartent de ceux obtenus par les deux autres méthodes qui, elles, coïncident d'une manière remarquable.

Nous donnons ci après les résultats obtenus dans notre cas en procédant à la pondération par le temps de résidence (figure 3.10).

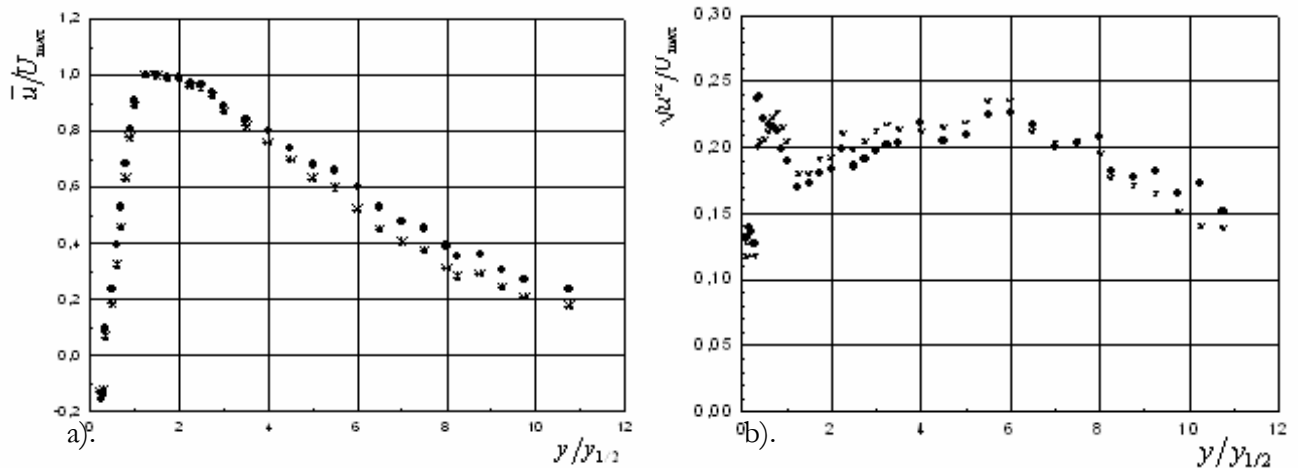


Figure 3.10 : Résultats de pondération par le temps de résidence

a. vitesse moyenne \bar{u}/U_{max} b. intensité turbulente $\sqrt{u'^2}/U_{max}$

● : Sans pondération

* : Avec pondération

Par ailleurs, en appliquant la pondération par le temps de résidence sur la vitesse, Djeridane (1994) trouve un gradient de vitesse radiale moyenne V pratiquement nul, contrairement à ce que prévoit l'équation de continuité $\frac{\partial V}{\partial r} > 0$; résultat vérifié par les deux autres méthodes (sans pondération et avec pondération à l'intervalle entre deux temps d'arrivée successifs).

Plus récemment dans une étude analytique, Zhang (2002) montre que le biais de vitesse est faible quand les fluctuations sont tridimensionnelles et conclut que la correction du biais est applicable aux écoulements d'intensité turbulente : $T_u > 30\%$. La méthode adoptée par Zhang est basée en fait sur deux suppositions :

- ✓ La distribution uniforme de l'ensemencement.
- ✓ Le gradient de vitesse à l'intérieur du volume de mesure nul.

Compte tenu de ces différentes controverses quant aux résultats de la pondération sur les données LDA, nous avons préféré présenter nos résultats d'expérience sans aucune

correction. Comme tout système de traitement de signal qui fournit des mesures instantanées, on procède au calcul de la vitesse moyenne locale et les caractéristiques de la turbulence.

Pour chaque composante de la vitesse, on calcule les quantités suivantes :

La vitesse moyenne : $\bar{u} = \frac{\sum_i u_i}{N} = U$

La variance : $\overline{u^2} = \frac{\sum_i (u_i - \bar{u})^2}{N}$

Le facteur de dissymétrie : $S = \frac{\overline{u^3}}{\overline{u^2}^{3/2}}$ avec $\overline{u^3} = \frac{\sum_i (u_i - \bar{u})^3}{N}$

Le facteur d'aplatissement : $F = \frac{\overline{u^4}}{\overline{u^2}^2}$ avec $\overline{u^4} = \frac{\sum_i (u_i - \bar{u})^4}{N}$

La covariance (\overline{uv} par exple) : $\overline{uv} = \frac{\sum_i (u_i - \bar{u})(v_i - \bar{v})}{N}$.

4.3.2. Autres problèmes liés à la mesure par vélocimétrie Laser :

L'évaluation des spectres de turbulence est limitée par le problème dit « d'ambigüité Doppler » (Buchhave et al. (1979)) qui est associé au temps de transit fini des particules à travers le volume de mesure.

Une autre difficulté signalée est celle des résolutions spatiales et temporelles imposés par le volume de mesure. Ainsi pour évaluer un taux de dissipation avec une précision de 10%, George & Lumley (1973) montrent que la plus grande dimension du volume de mesure doit être au moins aussi petite que l'échelle de Kolmogorov.

Cenedese et al. (1992) estiment que le taux moyen d'acquisition doit être au moins égal à l'inverse de la microéchelle temporelle de Taylor λ_T . Adrian & Yao (1987) définissent un critère sur la densité de données tel que: $d.d = \lambda_T . d.r$

4.4. Analyse spectrale :

L'estimation des densités spectrales d'énergie est une approche plus fine que l'approche statistique classique. Elle permet une meilleure compréhension physique des mécanismes de transfert de quantité de mouvement et montre quelles sont les échelles qui contribuent le plus

à ces transferts. Par ailleurs, la forme des spectres donne une idée du processus de cascade d'énergie entre les diverses échelles de l'écoulement.

L'évaluation des densités spectrales par les méthodes classiques de transformée de Fourier rapide (FFT) nécessite un échantillonnage régulier des données. Or, les mesures effectuées par vélocimétrie Laser Doppler sont irrégulières dans le temps.

Le problème des estimations spectrales à partir de mesures de vitesse irrégulièrement acquises par une vélocimétrie Laser Doppler a été largement étudié. Une revue de ces travaux a été rappelée par Benedict et al. (1998).

On peut classer ces estimations de deux manières :

✓ Evaluation directe : il s'agit d'une estimation directe du spectre à partir d'échantillons dont la distribution en temps n'est pas uniforme. On se référera essentiellement aux travaux de Gaster & Roberts (1977) et Roberts & Gaster (1980). Cette méthode nécessite beaucoup de temps de calcul et donne de bons résultats quand les intensités de turbulence sont peu élevées. La densité est évaluée à l'aide de l'algorithme suivant :

$$E(n) = \frac{1}{(d.r)^2 \Theta} \left[\left| \sum_{i=1}^N u(t_i) \Psi(t_i) e^{2\pi i n t_i} \right|^2 - \sum_{i=1}^N u^2(t_i) \Psi^2(t_i) \right] \text{ où } N = d.r.\Theta \text{ est le}$$

nombre d'échantillons pendant la durée d'observation Θ ; Ψ est une fenêtre de pondération et $d.r$ est le taux moyen d'acquisition. D'après Roberts et al. (1980), l'utilisation d'une fenêtre améliore peu l'estimation.

✓ Evaluation après reconstitution du signal : il s'agit de reconstruire le signal en le ré-échantillonnant avec une certaine fréquence. Cette méthode, nécessitant un fort taux d'acquisition, a été largement utilisée [Adrian & Yao (1987), Tropea (1987), Veynante & Candel (1988), Pietri (1997)].

Dans notre étude, nous avons opté pour cette dernière méthode et ainsi utiliser les évaluations par transformée de Fourier rapide appliquée dans notre travail antérieur.

4.5. Reconstitution du signal Doppler:

Dans ce qui suit, nous donnerons quelques éléments sur la procédure de reconstitution avec ré-échantillonnage du signal en rappelant les méthodes les plus utilisées.

La méthode de ré-échantillonnage avec maintien (Sample and Hold) consiste à maintenir la valeur de la vitesse d'une particule jusqu'à l'arrivée de la suivante (il s'agit d'une interpolation

d'ordre zéro (0)); puis de ré-échantillonner le signal résultant avec une fréquence choisie. Adrian & Yao (1987) ont largement étudié cette technique et ont attiré l'attention sur l'introduction d'un filtrage dans l'algorithme de reconstitution du signal. En effet, ces auteurs ont montré que cette technique introduit un bruit dit de marche aux basses fréquences proportionnel à deux fois la variance du signal considéré et inversement proportionnel au cube du taux moyen d'acquisition (data rate : $d.r$). Le deuxième effet gênant de cette procédure est d'agir comme un filtre passe bas avec une fréquence de coupure $f_c = \frac{d.r}{2\pi}$ (Adrian & Yao (1987)). Ainsi on améliore la représentation spectrale en augmentant la bande passante ou en d'autres termes en ayant un taux de données plus important.

Tropea (1987) a utilisé la méthode directe pour le calcul des spectres dans le cas de niveaux de turbulence inférieur à 30% et pour une faible densité d'ensemencement de particules ; il conclut que le ré-échantillonnage avec maintien est la méthode la plus adaptée au calcul des spectres à des densités de particules fortes ou modérées et cela quelle que soit l'intensité de turbulence. Lee & Sung (1994) arrivent au même résultat, montrant même qu'elle est préférable à l'approche directe.

Par ailleurs Djenidi & Antonia (1995) suggèrent que pour que le spectre ne soit pas affecté par le bruit, il faut que le taux d'acquisition soit 20 fois plus grand que la plus grande fréquence non déformée désirée.

De la même manière de reconstitution du signal par une interpolation d'ordre zéro, on peut procéder par une interpolation linéaire (ordre 1). Cette méthode est plus rarement utilisée (Benak et al. (1994)).

Une autre interpolation, mettant en jeu les ordres 0 et 1 dite méthode 01 a été mise en œuvre et adoptée par Picano (1994). Cette méthode applique d'abord une interpolation d'ordre 0 pour obtenir le premier point interpolé, puis une interpolation linéaire entre ce dernier et le point mesuré suivant. Ainsi, entre deux points réels du signal, séparés par un intervalle de temps assez long, l'interpolation linéaire permet de supprimer le palier de vitesse, introduit par l'interpolation d'ordre 0, et qui semble non représentatif du phénomène physique. Nous donnons sur la figure 3.11 un échantillon du signal reconstitué par la méthode 01 adoptée dans notre cas.

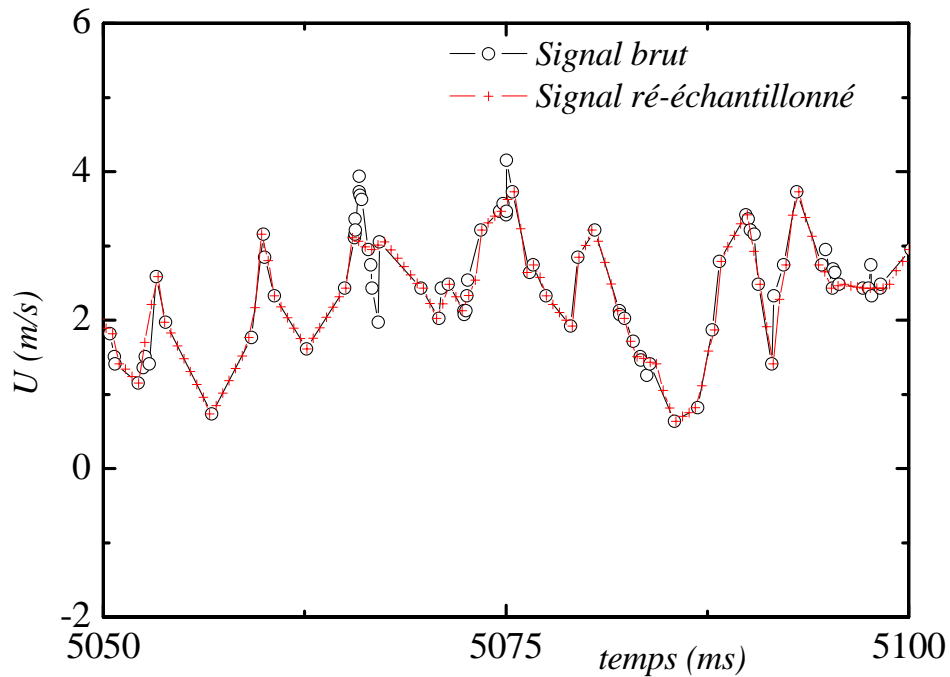


Figure 3.11 : Exemple de signal reconstitué par la méthode 01 ($f_{reech} = 5 \cdot f_a$)

Pietri (1997) a fait une synthèse comparative sur les résultats des différentes méthodes d'interpolation (spline, ordre 0 et ordre 01) ainsi que sur les spectres résultants et a abouti aux conclusions suivantes :

- Globalement, la méthode 01 semble la mieux adaptée car elle approche mieux le signal réel.

- Les spectres obtenus par les méthodes d'interpolation d'ordre 0 et d'ordre 01 ainsi que ceux obtenus par la mesure au fil chaud se recoupent assez bien.

La fréquence d'échantillonnage est classiquement choisie selon le critère de Shannon qui est de la prendre supérieure ou égale à 2.2 fois la fréquence maximale contenue dans le spectre. Et comme la fréquence maximale la mieux rendue par le spectre LDA n'est pas plus grande que le taux moyen d'acquisition ($d.r$) divisé par 2π , alors la fréquence de ré-échantillonnage

(f_{reech}) est prise supérieure ou égale à $2.2 \left(\frac{d.r}{2\pi} \right)$.

Chapitre IV

Résultats et discussion

Chapitre IV

Résultats et discussion

PARTIE I : Exploration de l'écoulement de jet pariétal abondant la marche descendante : résultats expérimentaux et numériques

1. Caractérisation de l'écoulement entrant :

1.1. Structure générale de l'écoulement:

L'écoulement principal considéré dans cette étude est de type jet pariétal plan. Nous précisons sur la figure 4.1 la nomenclature adoptée, le système d'axes ainsi que les échelles de normalisation caractéristiques de l'écoulement.

La première revue consistante sur les jets pariétaux bidimensionnels a été faite par Launder & Rodi (1981, 1983). Ces auteurs ont analysé et résumé les importantes observations dues aux différentes études expérimentales menées jusqu'à ces années là. Néanmoins, certaines incertitudes liées à la contamination tridimensionnelle et les limitations de la technique à fil chaud à cette époque n'ont pas permis une analyse assez riche et concluante. Un regain d'intérêt pour l'étude de cet écoulement réapparaît dans les années 90 en utilisant particulièrement la vélocimétrie laser Doppler (Wyganski et al. (1992), Schneider & Goldstein (1994), Abrahamsson et al. (1994), Eriksson et al. (1998) et Venas et al. (1999)). Plus récemment, Eriksson (2003) fournit des données expérimentales détaillées allant jusqu'aux moments d'ordre 4.

Sur le plan numérique, nous évoquerons particulièrement les résultats de Dejoan & Leschziner (2005) et Dejoan et al. (2006) que nous avons utilisés comme base de comparaison avec les résultats des deux modèles utilisés dans notre travail (RSM version mono échelle : RSMKFL1 et RSM version multiéchelles : RSMKFL2).

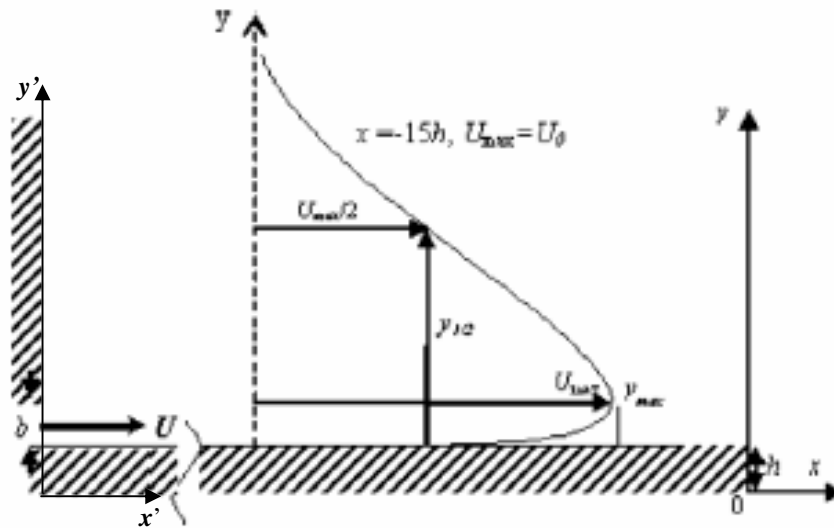


Figure 4. 1 : Représentation schématique de l'écoulement de jet pariétal et nomenclature

L'écoulement de jet pariétal a une structure complexe. En effet, il est composé de deux couches cisillées en forte interaction. La première, région interne, s'étend de la paroi au point y_{max} du maximum de vitesse moyenne U_{max} et montre des similarités avec la couche limite classique. La deuxième couche, appelée région externe, dont la structure est similaire à celle d'un jet libre est définie pour $y > y_{max}$.

Du point de vue fondamental, la particularité et le comportement intéressant du jet pariétal est l'interaction entre les deux couches cisillées présentant des caractéristiques différentes en termes d'échelles de longueur et de vitesse, de l'anisotropie et de structure turbulente.

1.2. Choix et validation du modèle numérique :

Sans doute, la simulation numérique directe (DNS) est la méthode capable de donner une analyse détaillée d'un écoulement. Néanmoins, pour l'écoulement de jet pariétal cela nécessite un large domaine de calcul afin de suivre son développement et le calcul reviendrait très coûteux aux nombres de Reynolds assez élevés. D'ailleurs, à notre connaissance, seuls les travaux de Wernz & Fasel (1997) et Gogineni et al.(1999) ont utilisé la DNS afin d'étudier la transition d'un jet pariétal bidimensionnel à faibles nombre de Reynolds. Une alternative pour les nombres de Reynolds relativement élevés est l'utilisation de la simulation de grandes échelles (LES) adoptée par Dejoan & Leschziner (2005). Ces auteurs ont considéré un jet pariétal plan au même nombre de Reynolds que celui de l'expérience d'Eriksson et al. (1998)

à savoir, $Re_b = \frac{Ub}{\nu} = 9600$. Cette base de données supplémentaire est très importante quant à la validation de nos résultats numériques.

La représentation correcte du développement du jet pariétal plan vers un état d'auto-similarité et de son comportement dans la région d'interaction sont les premiers critères pour juger de la performance des modèles statistiques de fermeture.

Les premières études numériques sur les jets sont revues par Launder & Rodi (1981, 1983) et la plus récente revient à Gerodimos & So (1997). Bien que la majorité des modèles statistiques en un point donnent généralement un comportement correct de l'écoulement dans le cas de couches cisailées, la littérature montre que seuls les modèles du second ordre décrivent de manière crédible le processus d'interaction des deux couches cisailées du jet et en particulier, le déplacement du zéro de la tension de cisaillement par rapport au maximum de vitesse.

Nous rappelons par ailleurs que la présence de deux couches cisailées en forte interaction dans le jet pariétal procure une certaine incertitude sur le choix d'échelles de normalisation des grandeurs afin de caractériser le développement de l'écoulement.

Longtemps, on a considéré les échelles internes (u_τ et $\frac{\nu}{u_\tau}$) pour l'écoulement de proche paroi

alors que les échelles externes (U_{\max} et $y_{1/2}$) sont appliquées aux caractéristiques intégrales et à la couche externe. Néanmoins, s'appuyant sur de récentes données expérimentales sur les jets, George et al. (2000) ont montré qu'il n'existe pas d'échelles universelles de normalisation sauf dans la limite des nombres de Reynolds infinis. Dans la couche interne, l'échelle de vitesse appropriée est la vitesse de frottement u_τ et l'échelle de longueur est $\frac{\nu}{u_\tau}$. Dans la couche

externe, l'échelle de vitesse est U_{\max} et l'échelle de longueur est $y_{1/2}$. Un autre résultat important évoqué par ces auteurs est que la zone externe est gouvernée par les deux échelles de vitesse u_τ et U_{\max} ; d'une part la tension de cisaillement est normalisée par u_τ et d'autre part la tension normale de Reynolds est normalisée par U_{\max} . Par ailleurs, ces auteurs ont montré que la zone d'interaction s'étend de $y^+ = 30$ jusqu'à $y^+ \approx 0.1\delta^+$ où $\delta^+ = y_{1/2}u_\tau / \nu$.

Nous considérons dans ce qui suit les deux représentations afin d'identifier les régions dans lesquelles l'une ou l'autre des normalisations entraîne l'auto-similarité. Nous précisons dans notre cas que le choix d'échelles de normalisation n'est motivé que par l'étude de la correspondance de nos résultats numériques avec les résultats de la littérature (Eriksson et al. (1998), Dejoan & Leschziner (2005) et Dejoan et al. (2006)).

La figure (4.2) représente les profils de vitesses moyennes longitudinale et normale rapportées à la vitesse de frottement. Ces tracés semi-logarithmiques regroupent d'une part les résultats de calcul correspondant à la simulation à grandes échelles de Dejoan & Leschziner (2005) et du présent modèle RSMKFL2 et d'autre part les résultats expérimentaux d'Eriksson et al. (1998). On remarque en particulier que les profils numériques s'écartent de ceux obtenus expérimentalement dans la couche d'interaction et d'une manière plus évidente pour le modèle RSMKFL2. Cela pourrait être attribué à la différence des nombres de Reynolds Re_b .

Nous représentons sur le même tracé la loi logarithmique vérifiée sur une large étendue allant de $y^+ \sim 30$ jusqu'à $y^+ \sim 400$. Wygnansky et al. (1992), pour leur part, avaient bien montré que la région logarithmique du profil de vitesse moyenne dépend du nombre de Reynolds ; elle s'étend de $y^+ \sim 30$ à $y^+ \sim 130$ pour $Re_b = 5000$ et de $y^+ \sim 30$ à $y^+ \sim 350$ pour $Re_b = 19000$. Nous précisons que dans notre expérience, le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la buse Re_b est de l'ordre de 16000.

Par ailleurs, Tailland (1970) trouve que l'évolution des profils de vitesse moyenne dans la région comprise entre la paroi et le point de vitesse maximum est influencée par la variation du nombre de Reynolds. Par contre la région extérieure de l'écoulement ne semble pas affectée par le nombre de Reynolds.

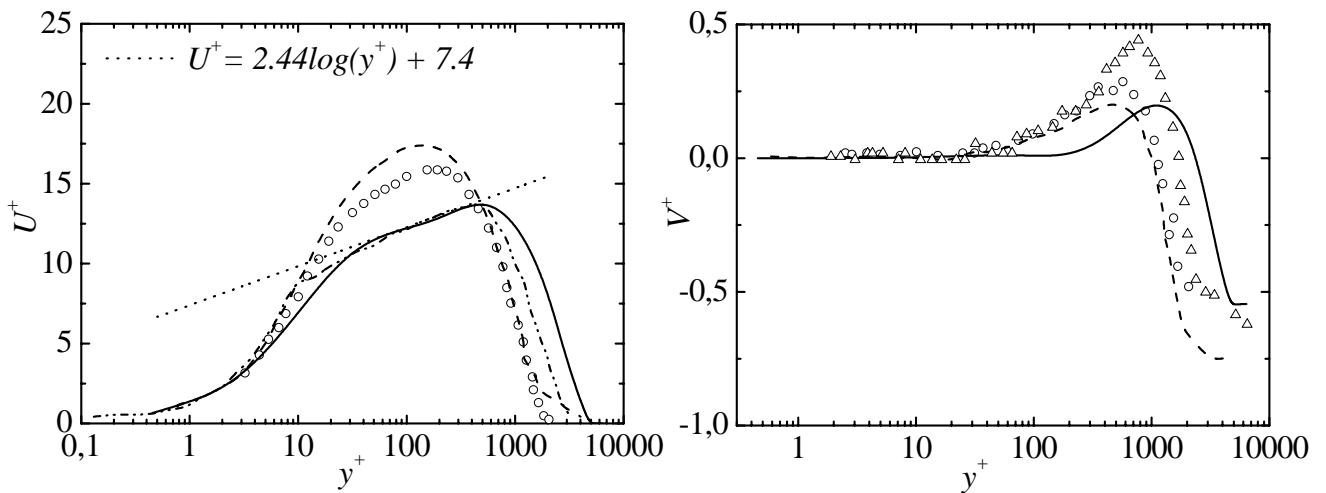


Figure 4.2 : Mesures LDA (Eriksson et al. (1998)) ; \circ : $x'/b = 20$, Δ : $x'/b = 40$.
 — : RSMKFL2, - - - : Calcul LES (Dejoan & Leschziner (2005))

Dejoan & Leschziner (2005) ont proposé, à $x'/b = 20$, une loi logarithmique de la forme : $U^+ = 2.44 \log(y^+) + 5$ vérifiée dans une région beaucoup moins étendue (de $y^+ \approx 28$ à $y^+ \approx 80$). L'universalité de la constante A de la loi logarithmique $U^+ = A \log(y^+) + B$ a été considérée par plusieurs auteurs (voir Wygnanski et al. (1992)) ; elle varie de 3.9 à 4.75. Quant à la constante B , Wygnanski et al. (1992) trouvent qu'elle varie approximativement de 5.5 à 9.5. En se référant à ces résultats, on peut dire que les prévisions de notre modèle sont raisonnables.

La figure (4.3) regroupe les profils des intensités turbulentes dans les trois directions ainsi que la tension normale de Reynolds.

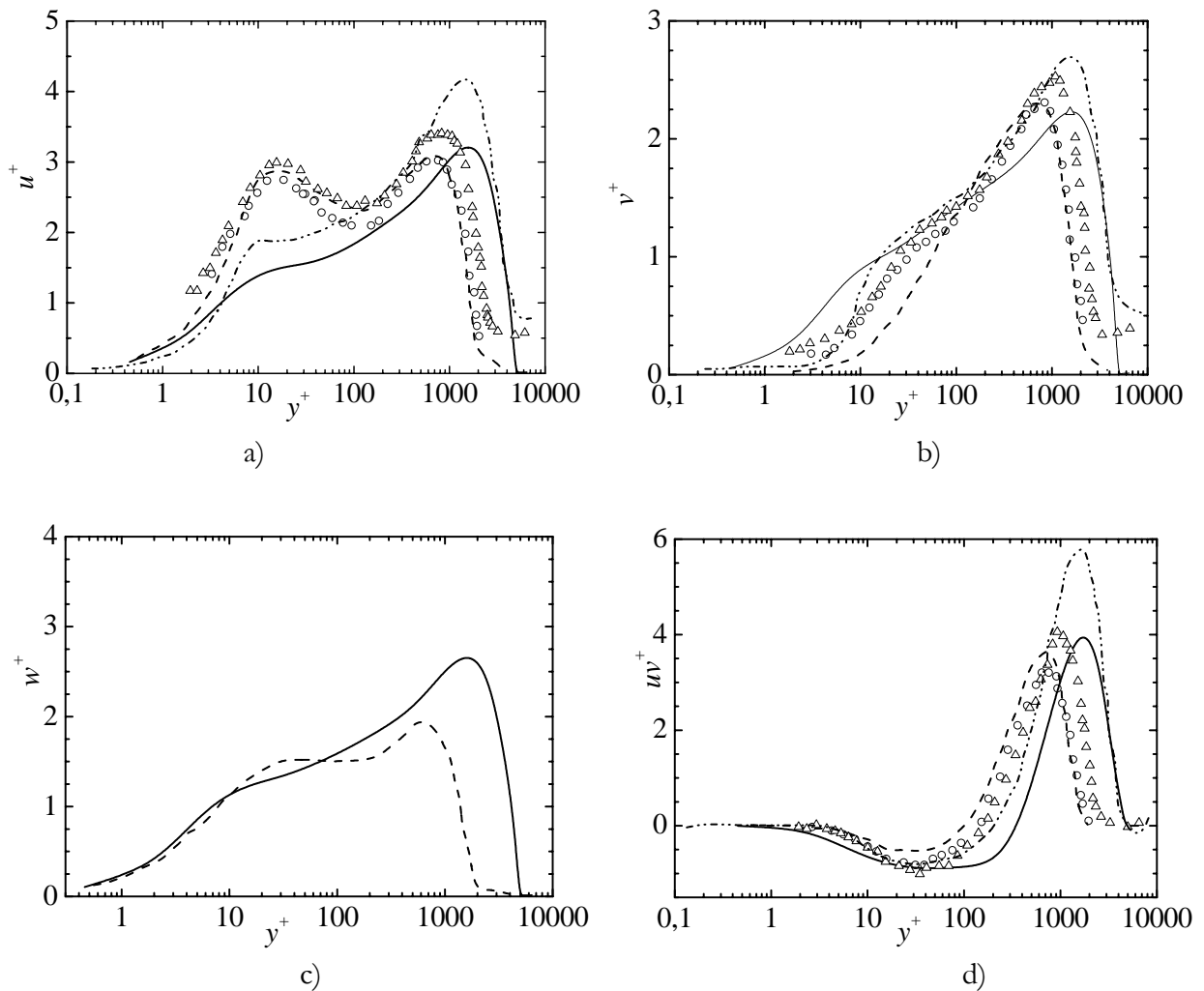


Figure 4.3 : Mesures LDA (Eriksson et al. (1998)) \circ : $x'/b = 20$ \triangle : $x'/b = 40$.

— : RSMKFL2, - - - : Calcul LES (Dejoan & Leschziner (2005))

- · - · - : Calcul RSM-SSG

On remarque sur les différents profils obtenus expérimentalement que la zone d'interaction est d'autant plus large que l'on s'éloigne de la buse de sortie du jet. La figure 4.3.a montre, outre l'étalement prononcé de la zone d'interaction, que le pic pariétal est sous estimé par notre calcul (RSMKFL2). La figure (4.3.b) montre une certaine dispersion entre les différents résultats dans la couche interne et la zone d'interaction. Alors que la simulation à grandes échelles de Dejoan & Leschziner (2005) sous estimait cette grandeur, RSMKFL2 donne des valeurs plus élevées que l'expérience.

Quant au profil de la fluctuation transversale (figure 4.3.c), on remarque que globalement les résultats des deux calculs concordent dans la zone interne. Loin de la paroi, on signale que le maximum de l'intensité w^+ au niveau de la zone externe est surestimé par notre calcul (RSMKFL2).

Sur la figure (4.4) est représentée l'évolution de l'énergie cinétique de turbulence à $x'/b = 70$ où l'écoulement se trouve dans une phase bien développée. Le regroupement des résultats semble meilleur dans la zone externe. Nous précisons que dans le cas de notre calcul (RSMKFL2) nous avons considéré en conditions d'entrée des profils des grandeurs expérimentales en phase développée. On remarque par ailleurs, en accord avec les profils des fluctuations longitudinales et normales, que l'énergie cinétique est sous estimée sur toute l'étendue du jet et que le pic pariétal d'énergie n'est pas reproduit par RSMKFL2.

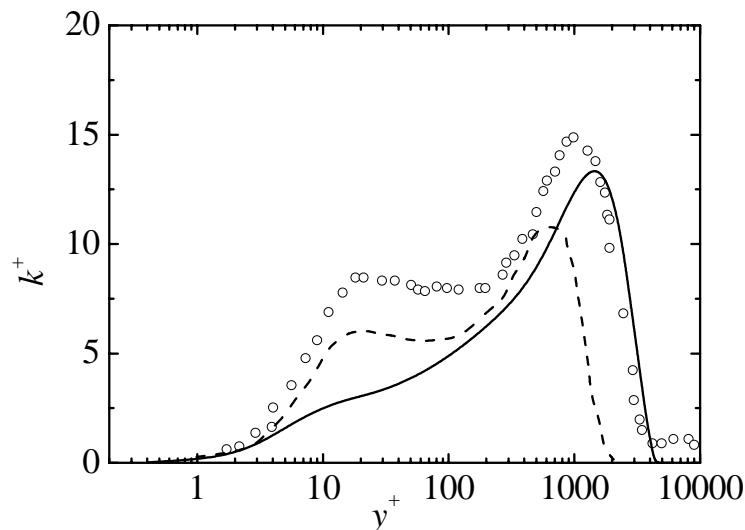


Figure 4.4 : Mesures LDA (Eriksson et al. (1998)) \circ : $x'/b = 70$

———— : RSMKFL2, - - - - : Calcul LES (Dejoan & Leschziner (2005))

Dejoan et al. (2006) montrent aussi que le modèle du second ordre à faibles nombres de Reynolds de Speziale et al. (1991) ne représentait pas correctement l'évolution du jet, particulièrement dans la zone d'interaction. En effet, ce modèle surestime les tensions de Reynolds et donne de forts niveaux de l'énergie cinétique dans la couche cisailée externe.

La faiblesse de ce modèle a été attribuée à la prise en compte inadéquate de l'anisotropie en proche paroi dans la formulation à faibles nombre de Reynolds. En effet, bien que le modèle de Abe et al. (2003) ne prenne pas en compte l'anisotropie, il donne une meilleure représentation de la vitesse moyenne et des tensions de Reynolds. Néanmoins le modèle de Speziale et al. (1991) donne une bonne représentation d'un écoulement interne pleinement développé dans la région logarithmique et la sous couche visqueuse. Il apparaît alors que les défauts enregistrés dans le cas du jet pariétal ne sont pas simplement dus aux erreurs de l'extension du modèle aux faibles nombres de Reynolds mais associés à l'interaction complexe entre des couches cisillées dans des conditions de non équilibre. C'était, entre autres, la raison principale pour laquelle nous avons couplé la formulation multi-échelle au modèle RSM-faibles nombres de Reynolds de Tselepidakis & Launeder (1991). Nous donnerons plus bas quelques résultats de comparaison avec le modèle RSM-faibles nombres de Reynolds de Tselepidakis & Launder (1991).

Une autre remarque importante concernant l'écoulement de jet pariétal est que le maximum de vitesse se produit généralement à $y/y_{1/2} \cong 0.15$. Ce résultat est obtenu par plusieurs auteurs ; ce qui suggère que $y_{\max}/y_{1/2}$ est insensible aux détails de l'écoulement. Par conséquent, on peut considérer que $y_{1/2}$ est la longueur avec laquelle l'écoulement dans la région extérieure, dominé par les tensions de Reynolds, doit être normalisé.

Nous reprenons ci-dessous l'évolution des caractéristiques du jet en adoptant la normalisation en variables externes (figure 4.5). Nous remarquons que l'évolution globale des profils est similaire mais certains écarts apparaissent notamment dans la zone située entre $y/y_{1/2} \approx 0.5$ et $y/y_{1/2} \approx 1.5$.

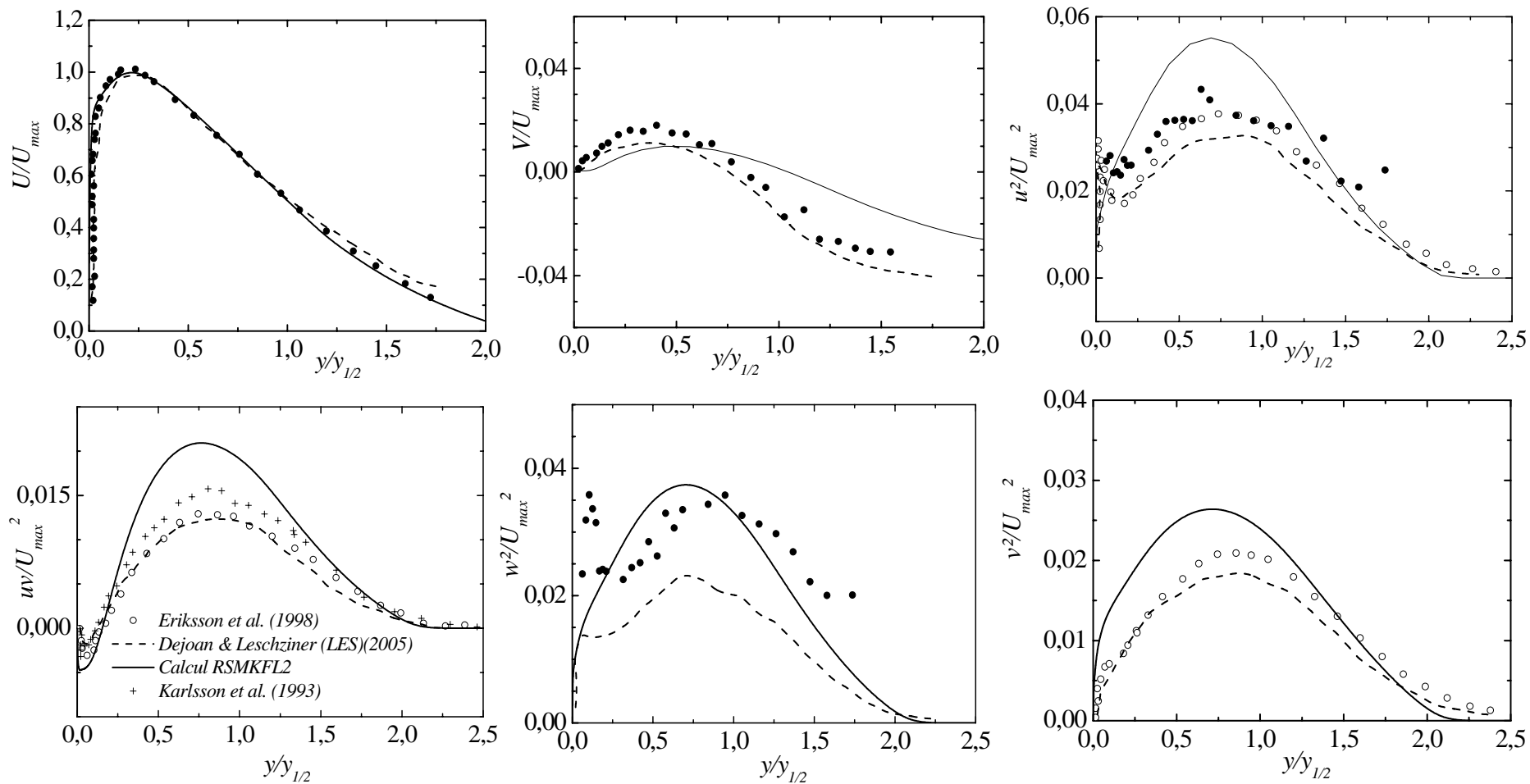


Figure 4. 5 : Mesures LDA (Eriksson et al. (1998)) ; \circ : $x'/b = 20$, Δ : $x'/b = 40$.

— : RSMKFL2, - - - : Calcul LES (Dejoan & Leschziner (2005))

\circ Mesures LDA, Eriksson et al. (1998), \bullet Pr esentes mesures à $x'/b = -10$

Afin d'apprécier la performance du modèle RSM-multi-échelles hybride RSMKFL2 sur la prédiction de l'écoulement derrière la marche, un test préliminaire a été effectué.

Nous présentons quelques résultats obtenus dans la zone de recirculation à $x/h=2$.

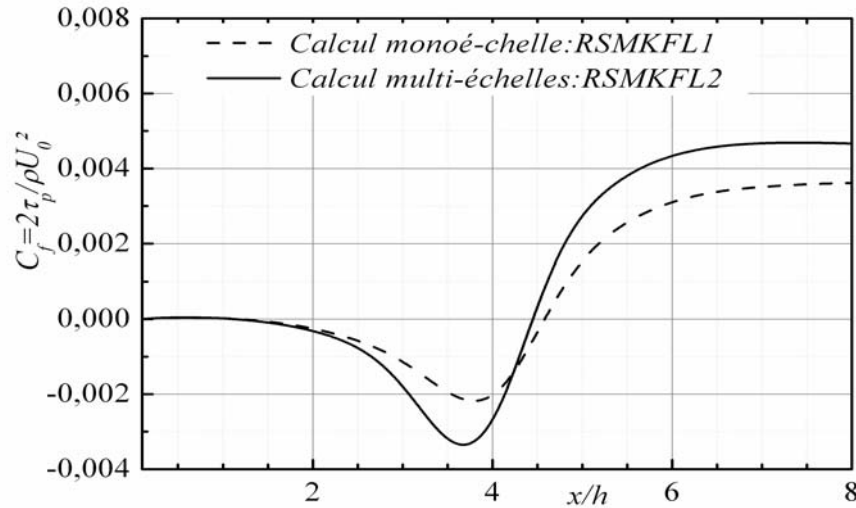


Figure 4.6 : Evolution du coefficient de frottement

La figure 4.6 montre que le point de recollement (correspondant à la position du $C_f=0$) prédit par le modèle multi échelle s'approche mieux de celui estimé par les résultats de l'expérience. Par ailleurs, nous remarquons que la valeur du coefficient de frottement minimale $|C_{f_{\min}}|$ prédite par RSMKFL2 est supérieure à celle obtenue par RSMKFL1. Ce comportement est en meilleur accord avec le résultat de Jovic & Driver (1995). Ces derniers ont en effet trouvé que $C_{f_{\min}}$ varie en fonction de Re_b ; il augmente brutalement en valeur absolue pour les faibles nombres de Reynolds. Par ailleurs, la position de ce minimum se trouve à $x = 0.67X_r$, telle que relevée par les mêmes auteurs.

Les figures 4.7 et 4.8 regroupent les résultats expérimentaux et numériques de l'évolution des profils, respectivement, de l'intensité turbulente longitudinale et la tension normale de Reynolds.

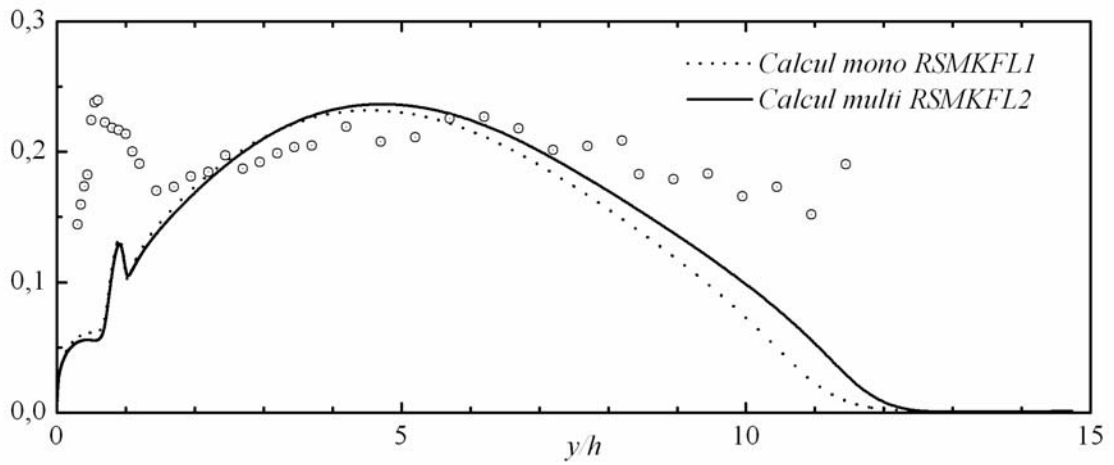


Figure 4.7 : Evolution de l'intensité turbulente longitudinale $\sqrt{\overline{u^2}}/U_0$ à $x/h = 2$

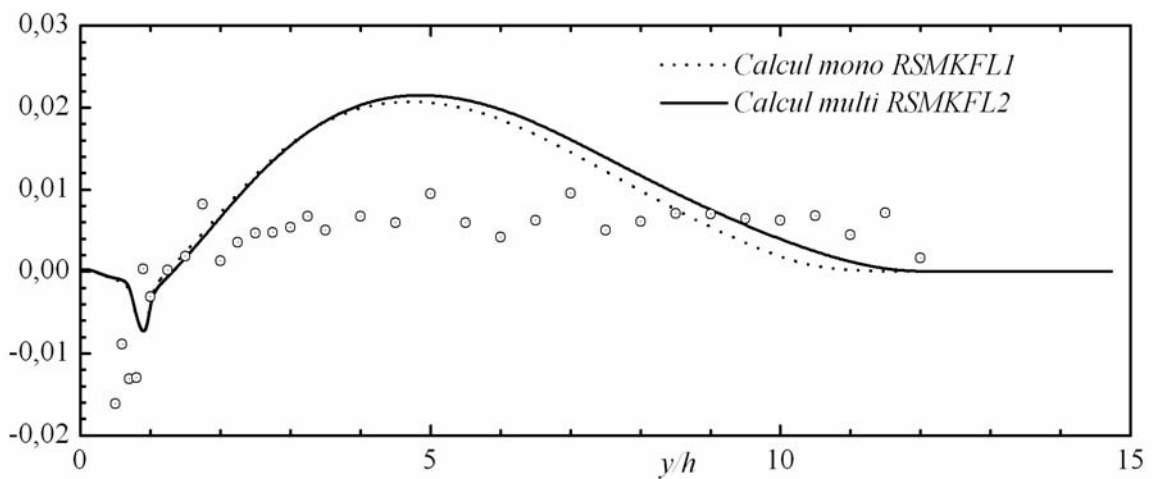


Figure 4.8 : Evolution de la tension normale de Reynolds \overline{uv}/U_0^2 à $x/h = 2$

Globalement, nous remarquons que la différence entre les résultats des deux modèles n'est pas importante. Néanmoins, les résultats du modèle RSMKFL2 semblent mieux s'approcher de notre expérience. Dans la suite du chapitre, nous ne présenterons que les résultats du modèle RSMKFL2.

1.3. Contrôle de l'écoulement entrant :

Dans cette partie, nous nous intéressons aux caractéristiques de l'écoulement considéré dans notre travail expérimental.

Afin de caractériser l'écoulement de jet pariétal dans sa globalité, nous avons effectué des mesures préliminaires à différentes sections en amont de la marche. Il était important de s'assurer, entre autres, si les profils des grandeurs mesurées vérifient l'hypothèse d'auto-similarité avant d'aborder la marche descendante.

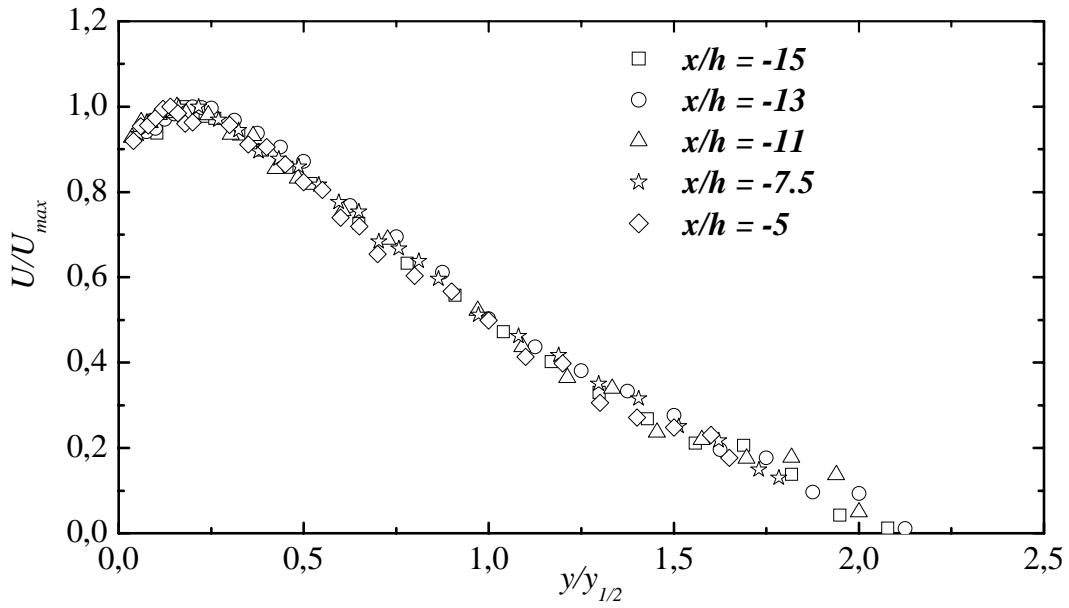
Dans la première partie de ce paragraphe nous présentons conjointement les résultats de l'expérience et du calcul (RSMKFL2) avant la marche. Nous signalons néanmoins que les mesures à la vélocimétrie laser avant la marche n'ont pu être faites que dans le plan (xoz). Les résultats à présenter concernent alors le champ de vitesse transversal, essentiellement la vitesse moyenne longitudinale ainsi que les moments d'ordre deux à savoir $\overline{u^2}$, $\overline{w^2}$ et \overline{uw} .

En raison de l'insuffisance d'exploration de la zone de très proche paroi par l'anémomètre laser Doppler, nous nous limiterons à la représentation de ces profils avec une normalisation en échelles externes (U_{\max} et $y_{1/2}$).

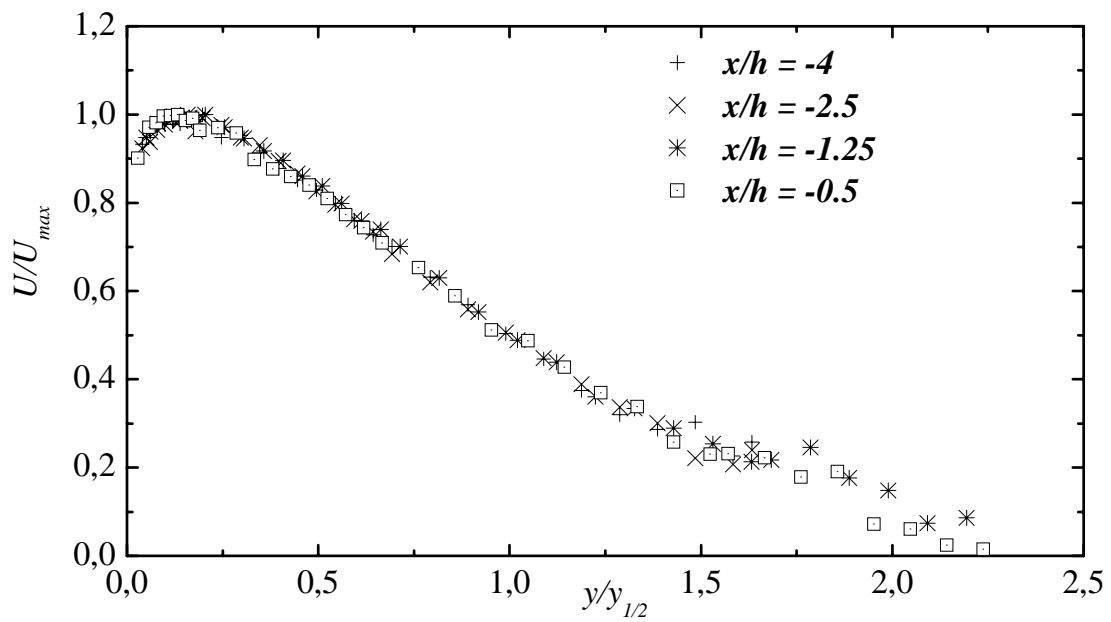
Les mesures à la vélocimétrie laser Doppler d'Eriksson et al. (1998) montrent que les propriétés de l'écoulement rapportées à des échelles adéquates évoluent peu entre $x' = 20b$ et $x' = 40b$ suggérant ainsi que l'écoulement est proche de l'auto-similarité à $x' = 20b$ et pleinement développé à $x' = 70b$. Dans le système d'axes utilisé, la station $x' = 20b$ de la buse de sortie du jet correspond à $x = -15b$.

La distribution de la vitesse moyenne est représentée sur la figure 4.9. Nous remarquons que l'écoulement est bien développé; les profils mesurés à partir de $x = -15h$ jusqu'au voisinage de la marche sont similaires.

Par ailleurs, l'effet de la discontinuité géométrique à la paroi ne semble pas affecter les profils de la vitesse moyenne (figure 4.9.b)



(a)



(b)

Figure 4.9 : Evolution des profils expérimentaux de vitesse longitudinale à l'amont de la marche

Sur la figure (4.10) nous comparons, en certaines sections choisies avant la marche, ces mêmes profils à ceux prédits par le modèle de turbulence RSMKFL2.

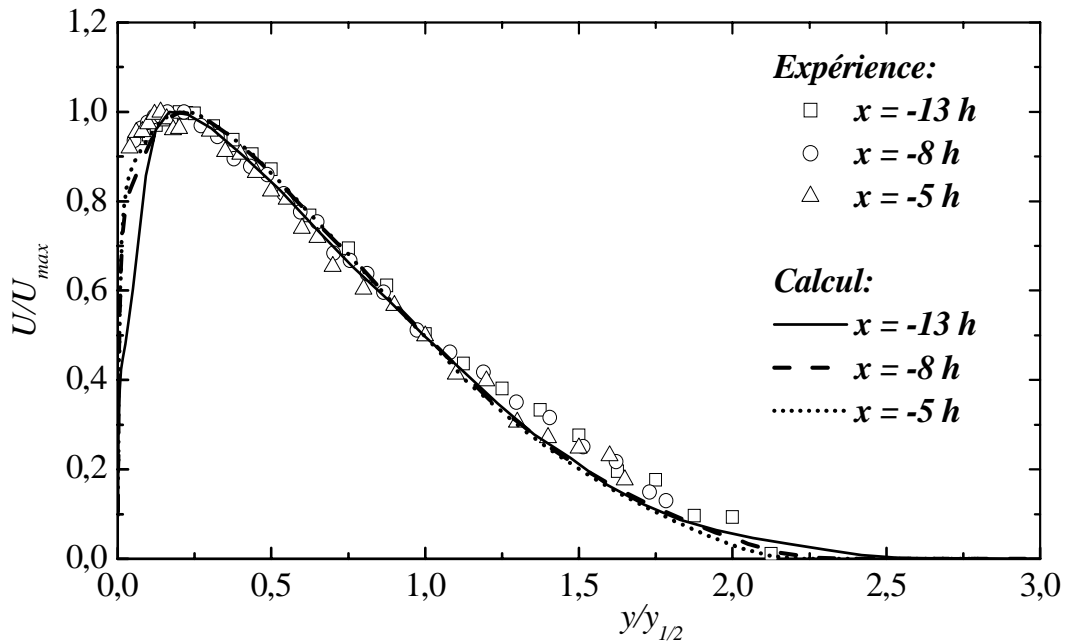


Figure 4.10 : similitude des profils de vitesse moyenne longitudinale avant la marche.

On remarque globalement que les profils calculés sont en bon accord avec ceux mesurés.

L'étude expérimentale à la vélocimétrie Laser Doppler menée par Eriksson et al. (1998) sur un écoulement de jet pariétal avait montré que l'écoulement se trouve en phase développée à la distance $20b$ de la buse de sortie du jet. Cette étude nous a servi de référence pour la comparaison de nos résultats.

La figure (4.11) regroupe les profils de vitesses moyennes longitudinale et normale de la présente étude à $x = -15h$ ainsi que ceux d'Eriksson et al. (1998).

On peut constater que l'accord entre les résultats est satisfaisant; ce qui conforte l'hypothèse de développement de l'écoulement aux sections considérées.

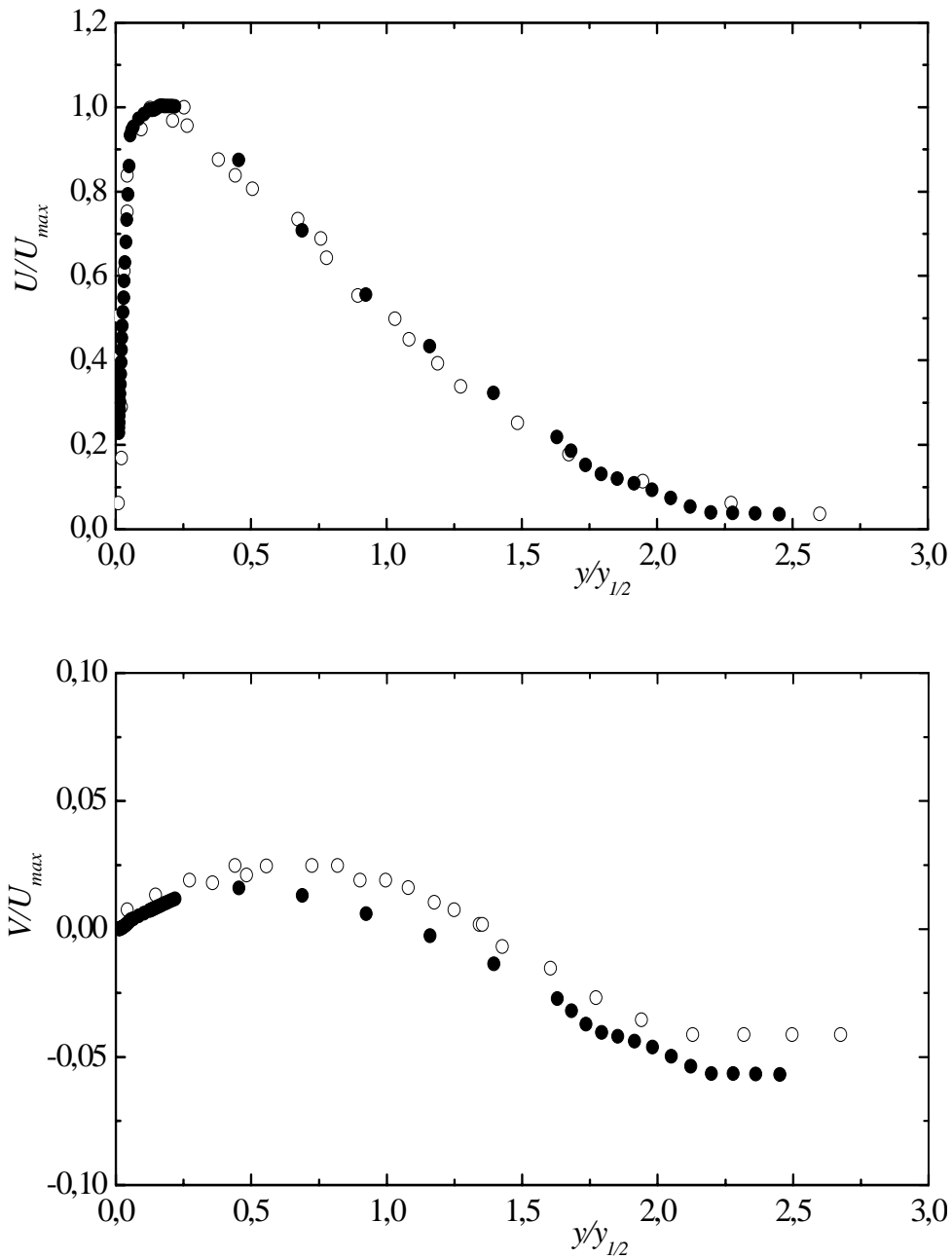


Figure 4.11: *profils de vitesses moyennes à la section de mesure $x = -15h$*

● : *Présentes mesures (LDA) ; ○ : Mesures d'Eriksson et al. (1998)*

Le profil de la vitesse moyenne verticale V est obtenu par l'intégration du profil de la vitesse moyenne longitudinale. Nous avons, pour cela, suivi la démarche analytique développée par J. Mathieu (1961).

Dans son développement vers un état d'auto-similarité loin de la buse, le profil de vitesse s'écrit :

$$U = (x - x_0)^{-1/2} F(\chi) \quad \text{où} \quad \chi = \frac{y}{x - x_0} \text{ est la variable de similitude exprimant l'expansion}$$

linéaire du jet. Plus commodément, le profil normalisé s'écrit :

$$\frac{U}{U_{\max}} = f(\eta) \quad \text{avec} \quad U_{\max} = \alpha(x - x_0)^{-1/2} \quad \text{et} \quad \eta = \frac{y}{\delta(x)}$$

$$\delta(x) = \beta(x - x_0) \quad \text{avec} \quad x_0 \text{ est une origine fictive prise à } x = 0.$$

β est défini de telle façon que $\delta(x)$ prenne la valeur 1 au maximum du profil de vitesse.

En effectuant un changement de variables $(x, y) \mapsto (X, \eta)$, on trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial X} - \frac{\eta}{\delta} \frac{d\delta}{dx} \frac{\partial}{\partial \eta} \\ \frac{\partial}{\partial y} = \frac{1}{\delta} \frac{\partial}{\partial \eta} \end{array} \right. \quad \text{avec la relation de séparation de variables } U(x, y) = U_{\max}(X)f(\eta).$$

Ayant le profil $U(y)$ fourni par l'expérience, on connaît donc $f(\eta)$.

Après l'interpolation du profil expérimental $U(y)$, on peut déduire $V(y)$ de la façon suivante :

$$\frac{\partial U}{\partial x} = f \frac{dU_{\max}}{dx} - U_{\max} \frac{\eta}{\delta} \frac{d\delta}{dx} \frac{df}{d\eta} \quad \Rightarrow \quad \text{soit : } \frac{\partial U}{\partial x} = -\alpha x^{-3/2} \left[\frac{1}{2} f + \eta \frac{df}{d\eta} \right]$$

L'équation de continuité permet d'écrire : $\frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{\partial U}{\partial x}$ ce qui fournit par la suite

$$\frac{V}{U_{\max}} = \beta \cdot \int_0^{\eta} \left[\frac{1}{2} f + \eta \frac{df}{d\eta} \right] d\eta$$

La figure 4.12 donne l'évolution normale de la vitesse moyenne \overline{W} et de la tension transversale \overline{uw} à la section $x = -15b$. La planéité de l'écoulement se trouve bien vérifiée, comme on peut le voir clairement aux valeurs obtenues des deux grandeurs qui avoisinent zéro sur toute l'étendue de la section considérée.

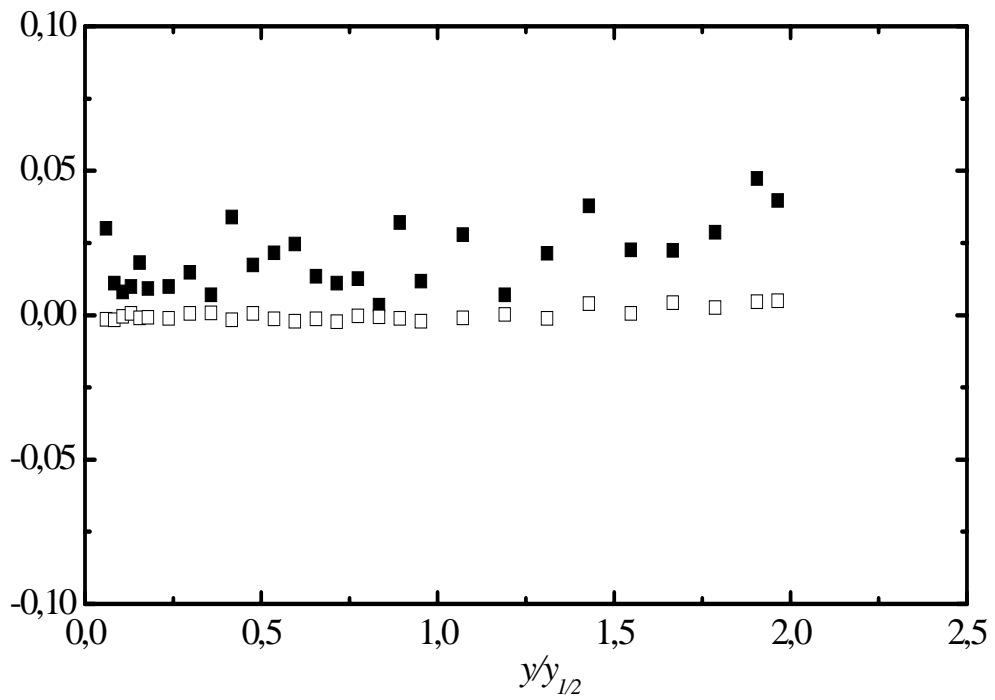


Figure 4.12 : Evolution de la vitesse transversale et de la tension transversale

$$\blacksquare : \frac{\overline{W}}{U_{\max}} ; \quad \square : \frac{\overline{uw}}{U_{\max}^2}$$

L'évolution du taux d'expansion du jet $y_{1/2}/b$ avant la marche est donnée sur la figure 4.13.

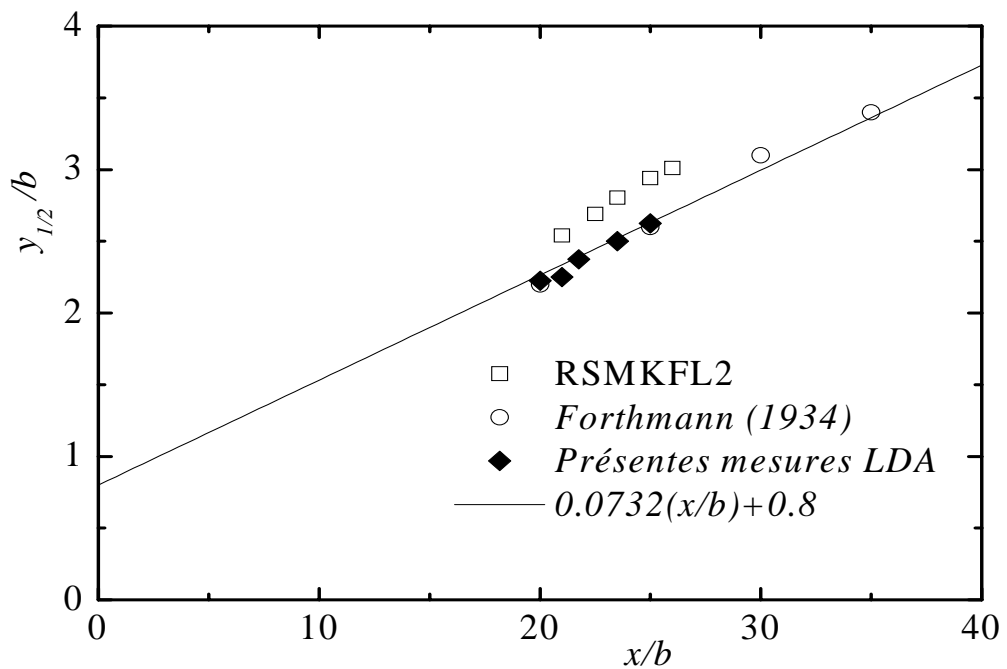


Figure 4. 13 : Evolution du taux d'expansion du jet avant la marche

La condition de variation linéaire de la longueur caractéristique $y_{1/2}$ en fonction de x est satisfaite, $dy_{1/2}/dx = 0.0732$, aussi bien par l'expérience que par le calcul. En effet, cette valeur correspond bien à la plage de variation généralisée par Launder & Rodi (1981). Notons néanmoins qu'un décalage de l'origine virtuelle est observé dans l'évolution donnée par le calcul. Par référence aux résultats de Tailland (1970), Launder & Rodi (1981) indiquent que le décalage de cette origine virtuelle dépend du nombre de Reynolds.

L'évolution longitudinale du coefficient de frottement local obtenu par calcul (RSMKFL2) est représentée sur la figure 4.14. Les résultats du calcul montrent que l'écoulement est développé à $x'/b = 23$ ce qui correspond à la section $x/h \approx -10$.

L'augmentation du coefficient au voisinage de la marche serait due à l'accélération générée par la singularité à la paroi.

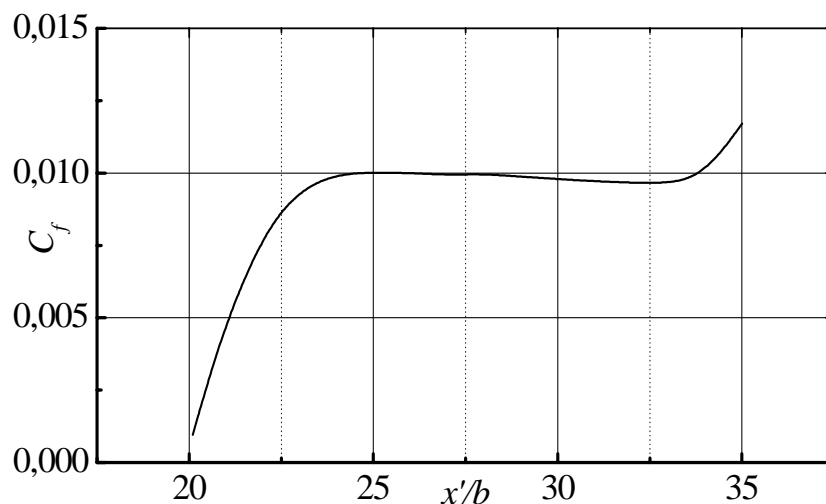


Figure 4.14 : Evolution longitudinale du coefficient de frottement local à l'amont de la marche

L'un des résultats importants de l'écoulement de jet pariétal est la dissymétrie du profil de vitesse moyenne; cela constitue une complexité eu égard de l'application de certains modèles de turbulence considérant l'hypothèse de viscosité turbulente. En effet la tension normale de Reynolds s'annule plus près de la paroi que le gradient de vitesse longitudinale. Nous donnons un exemple de profil à $x/h = -5$ (figure 4.15) c'est-à-dire à $10h$ de l'entrée du domaine de calcul.

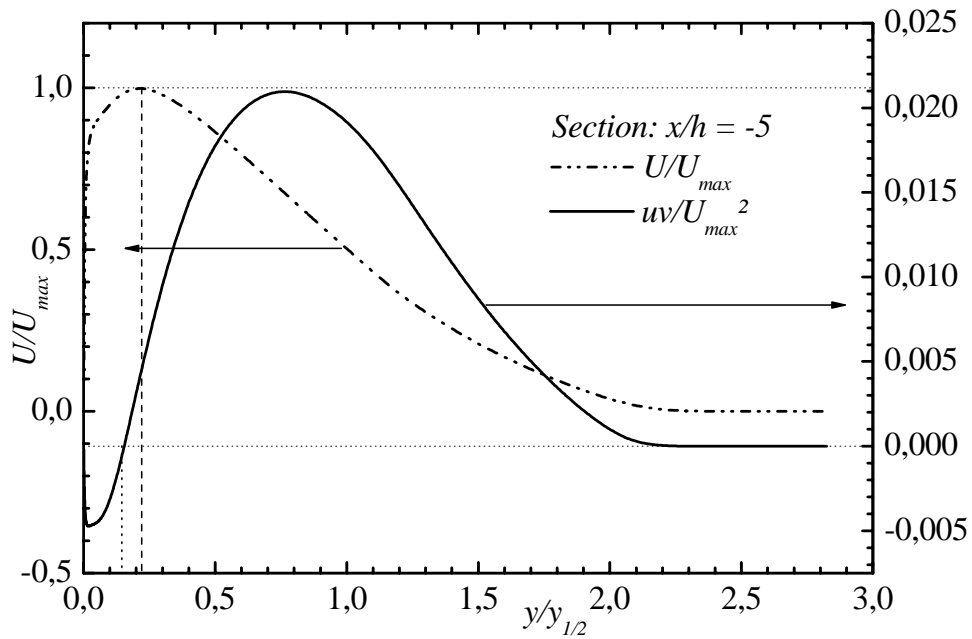


Figure 4.15 : profils de la vitesse moyenne longitudinale et de la tension de Reynolds normale à $x/h = -5$

Les facteurs de dissymétrie et d'aplatissement de la fluctuation de vitesse longitudinale sont représentés sur la figure 4.16. Très près de la paroi, le comportement de ces facteurs est similaire à celui obtenu dans une couche limite classique. Faisons remarquer par contre que le facteur de dissymétrie dans la région externe est différent; il admet un extrémum positif alors que dans le cas d'une couche limite cet extrémum est négatif.

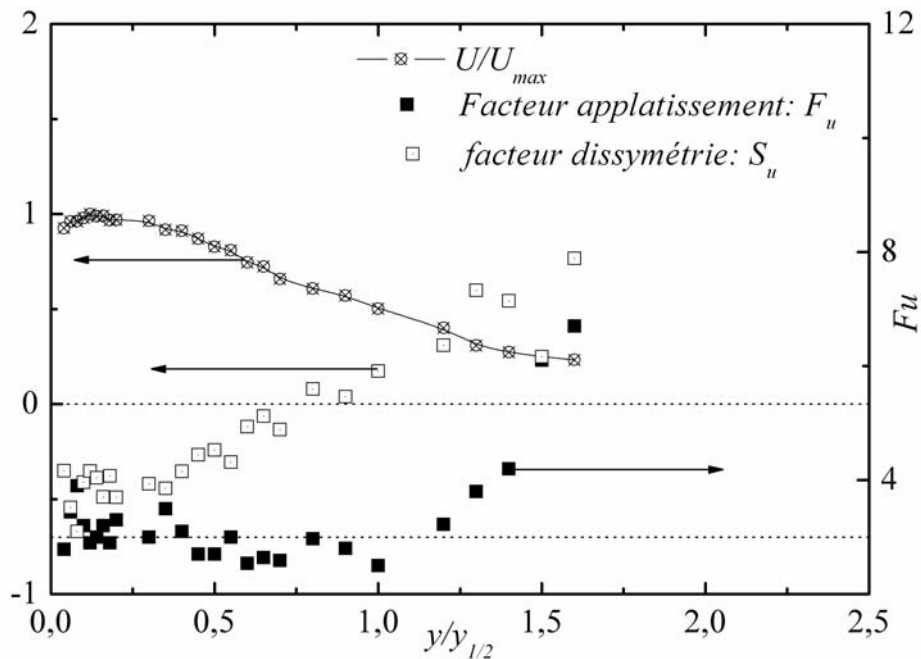


Figure 4.16: Evolution des facteurs de dissymétrie et d'aplatissement à $x/h = -5$

Ce comportement est raisonnable, sachant que dans cette région, n'importe quelle forte fluctuation instantanée de la valeur de la vitesse locale serait vers les valeurs positives.

Quant au facteur d'aplatissement, on peut constater qu'il prend une valeur correspondant à la valeur gaussienne dans la zone du jet. L'accroissement observé dans la région du maximum de vitesse peut être attribué au renforcement, dans cette zone, d'une certaine compétition entre deux phénomènes statistiquement différents : turbulence de jet et turbulence de paroi.

Calcul de la production d'énergie turbulente :

L'existence de deux centres de production de turbulence dans l'écoulement de jet pariétal a été déjà évoquée ci dessus. Nous représentons sur la figure 4.17 la production d'énergie turbulente à $x = -5h$. On constate d'une part que le niveau de la production locale est maximum dans la région de proche paroi et d'autre part que la production totale est beaucoup plus importante dans la zone extérieure que dans la zone de paroi.

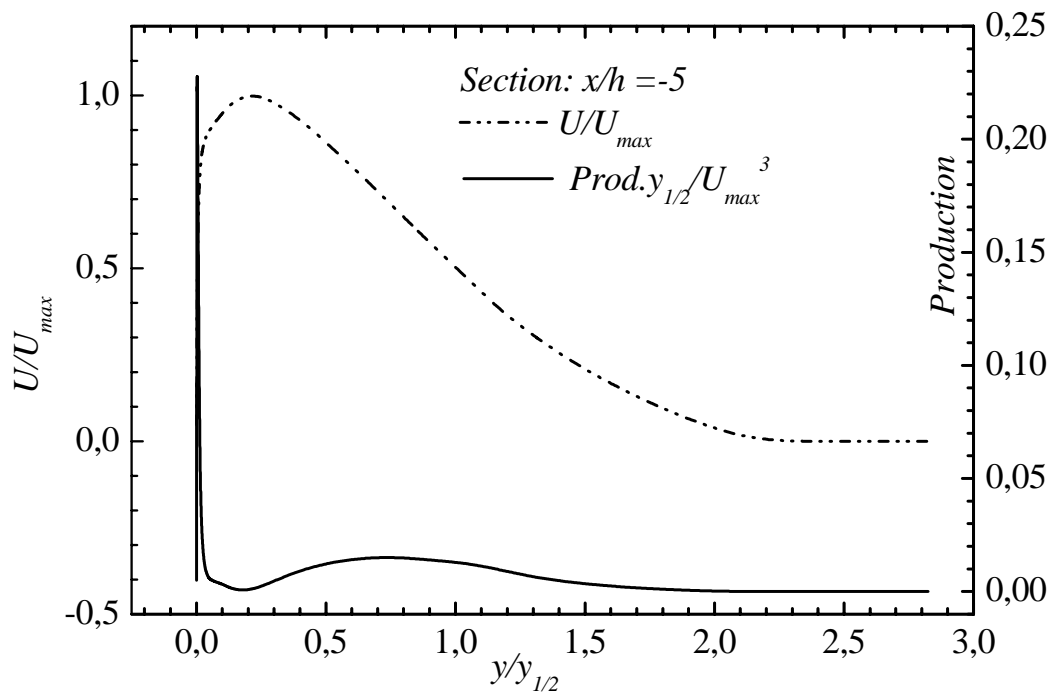


Figure 4. 17 : Evolution de la production de l'énergie turbulente à la section $x/h = -5$

On remarque par ailleurs que bien que la courbe passe par un minimum cette production est positive partout. On peut conclure que l'énergie cinétique turbulente est créée en tout point aux dépens de l'écoulement moyen.

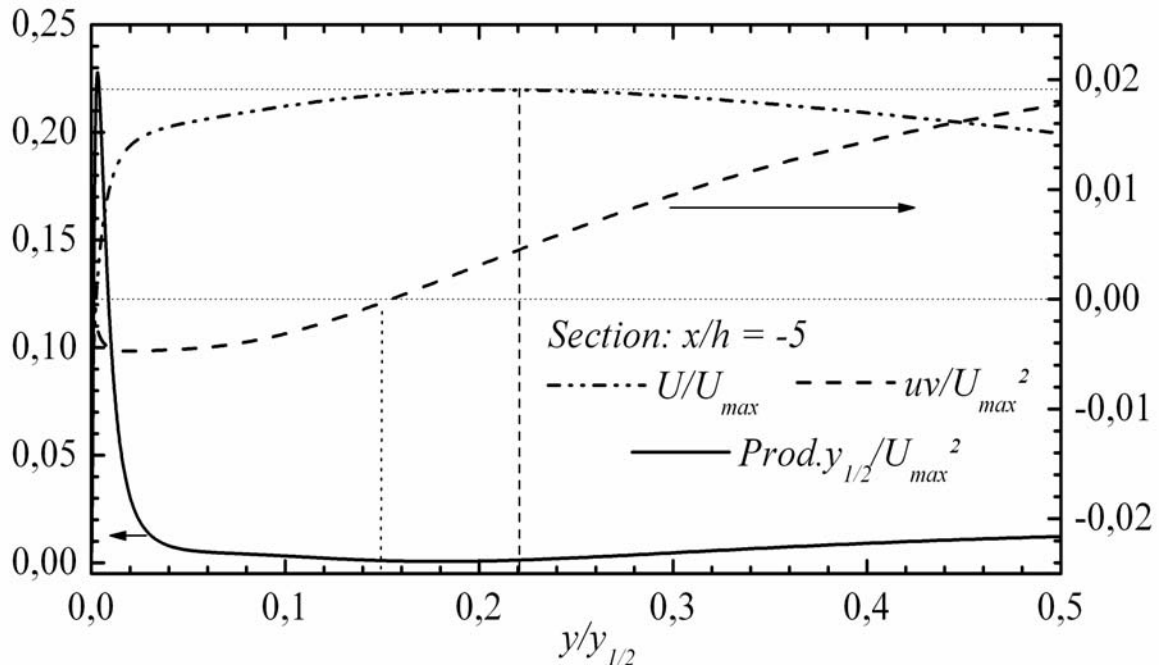


Figure 4.18 : Evolution de la vitesse moyenne et de la tension normale au voisinage du minimum de production.

La figure 4.18 regroupe simultanément l'évolution des profils de la production autour de sa valeur minimale, de la vitesse longitudinale moyenne ainsi que la tension normale de Reynolds. Le minimum de production se situe entre la position du maximum de vitesse et la position où la tension de Reynolds est nulle.

La production totale sur toute l'étendue de la section peut être obtenue en intégrant sous la courbe tracée : $\int_0^{\infty} \text{Prod}(y)dy$.

En estimons la production moyenne dans les différentes zones par $P_I = \int_0^{y_{\max}} \text{Prod}(y)dy$, la production dans la première zone et $P_{II} = \int_{y_{\max}}^{\infty} \text{Prod}(y)dy$, la production dans la deuxième zone, on obtient un rapport entre les deux $\frac{P_{II}}{P_I} \cong 4$

On a mis ainsi en évidence l'existence des deux régions de production et le fait que la turbulence est beaucoup plus présente dans la zone de jet au-delà du maximum de vitesse. On fait remarquer néanmoins que ce rapport est beaucoup moins important que celui prévu par Tailland (1970) qui est de 15. Cela pourrait être dû à la différence dans les nombres de Reynolds dans les deux études. En effet Tailland avait travaillé avec un nombre de Reynolds de 18000.

Il est donc instructif de savoir dans quelle mesure cette turbulence agirait sur le recollement de l'écoulement après la marche.

En conclusion, on peut dire que l'analyse de ces profils montre que l'écoulement considéré répond bien aux spécifications d'un jet pariétal turbulent bidimensionnel conformément, en particulier, aux critères définis par Launder & Rodi (1983).

2. Caractérisation de l'écoulement après la marche :

2.1. Structure globale de l'écoulement derrière la marche :

Une étude qualitative, par visualisation à la tomographie laser, a été menée par Badri Kusuma (1993) sur cette configuration d'écoulement. Une photographie montrant l'écoulement global derrière la marche est présentée sur la figure 4.19.



Figure 4.19 : Photographie de visualisation à la tomographie laser (Badri Kusuma (1993)) zones 3 et 4.

La structure de la zone de recirculation prédite par le modèle RSMKFL2 est représentée par la carte des lignes de courant (figure 4.20).

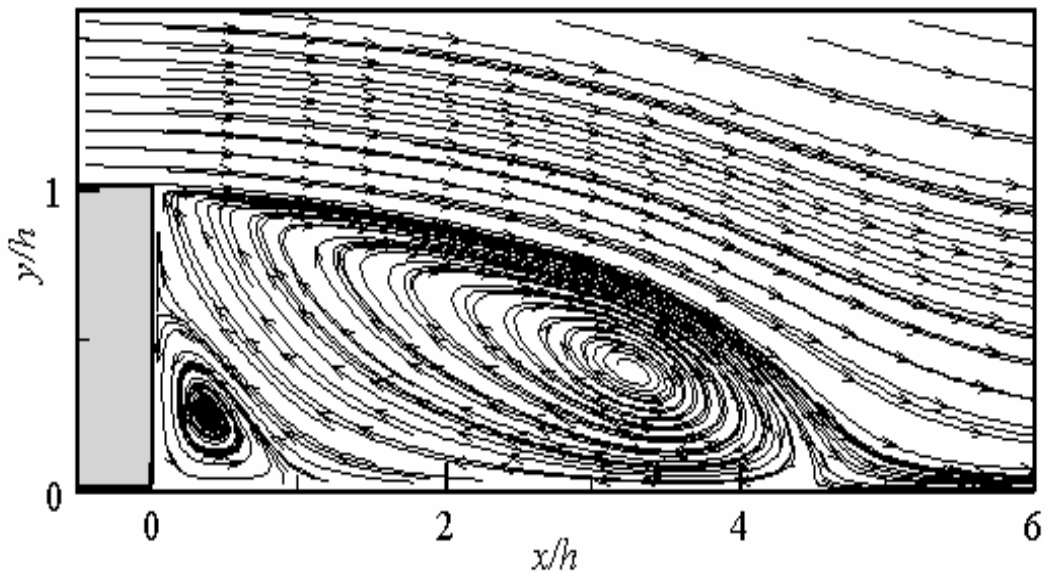


Figure 4.20: Carte des lignes de courants obtenue par le calcul derrière la marche (RSMKFL2)

Nous distinguons clairement le développement de deux structures turbulentes contrarotatives. La plus petite se trouve au coin inférieur de la marche et la plus large est délimitée par la ligne de séparation qui prend naissance sur l'arête de la marche et se rabat sur la paroi au point de recollement.

La même topographie a été déjà signalée par Schram et al. (2004) dans un canal de rapport d'expansion de 1,25. Néanmoins, la longueur de la grosse structure est plus petite dans notre configuration. En effet, la longueur de recollement est raccourcie de près de 40% par rapport à celle correspondant au cas d'un écoulement entrant de couche limite classique. Quant à la structure secondaire, elle s'étend approximativement jusque $1.2 h$ dans la direction longitudinale et à peu près $0.9h$ dans la direction verticale. Schram et al. (2004) trouvent que celle-ci est de longueur $1h$ et a pour hauteur $0.8h$. Les dimensions de la structure secondaire semblent dépendre des conditions de l'écoulement extérieur. En Particulier, lorsque l'écoulement derrière la marche est périodiquement perturbé (Chun & Sung (1996)) une quantité de mouvement supplémentaire est transférée vers cette région et les dimensions de la structure secondaire sont réduites.

2.2. Longueur de recollement :

La longueur de recollement est le paramètre le plus important à contrôler dans le processus de décollement/recollement.

Plusieurs méthodes sont utilisées pour déterminer la longueur de recollement X_r . Parmi les plus couramment utilisées nous citons celles utilisant la position du point où la vitesse moyenne s'annule en changeant de signe ou celle faisant intervenir la position du point où le frottement pariétal (ou le coefficient de frottement) est nul.

Dans notre cas, nous n'avons pas effectué de mesures pariétales qui nous permettent d'avoir le point de recollement. Nous nous sommes contentés d'une estimation à partir des profils de vitesses moyennes; nous le situons entre deux positions auxquelles la vitesse change de signe près de la paroi. La valeur obtenue par le calcul correspond à la position où le coefficient de frottement est nul (figure 4.23).

Sur les visualisations de Badri kusuma (1993) (figure 4.19), on peut voir clairement la délimitation de la zone de recirculation et ainsi estimer la longueur de recollement. Le rabattement de la couche cisailée sur la paroi se faisant de manière non organisée, la position du point de recollement n'est par conséquent pas précise; elle se situerait en moyenne entre $x/h = 3.5$ et $x/h = 4$.

2.3. Caractéristiques globales de l'écoulement :

Les caractéristiques globales les plus importantes de l'écoulement sont les coefficients locaux de pression et de frottement à la paroi définis respectivement par $C_p = 2 \frac{P - P_0}{\rho U_{\max}^2}$ et

$$C_f = 2 \frac{\tau_w}{\rho U_{\max}^2}.$$

2.3.1. Coefficient de pression :

Les pressions pariétales sont présentées sous forme d'un coefficient adimensionnel

$$C_p = 2 \frac{P - P_0}{\rho U_{\max}^2}; \text{ où } P_0 \text{ est la pression statique de référence obtenue à la section } x = -5h. \text{ Sur}$$

la figure 4.21, nous ne présentons que l'évolution du coefficient prédite numériquement. En effet, nous n'avons pas procédé à des mesures pariétales et nous n'avons pas rencontré de données à ce sujet dans la bibliographie. Cependant, nous pouvons dire que l'évolution obtenue dans la zone de recirculation est similaire à celle des couches limites décollées.

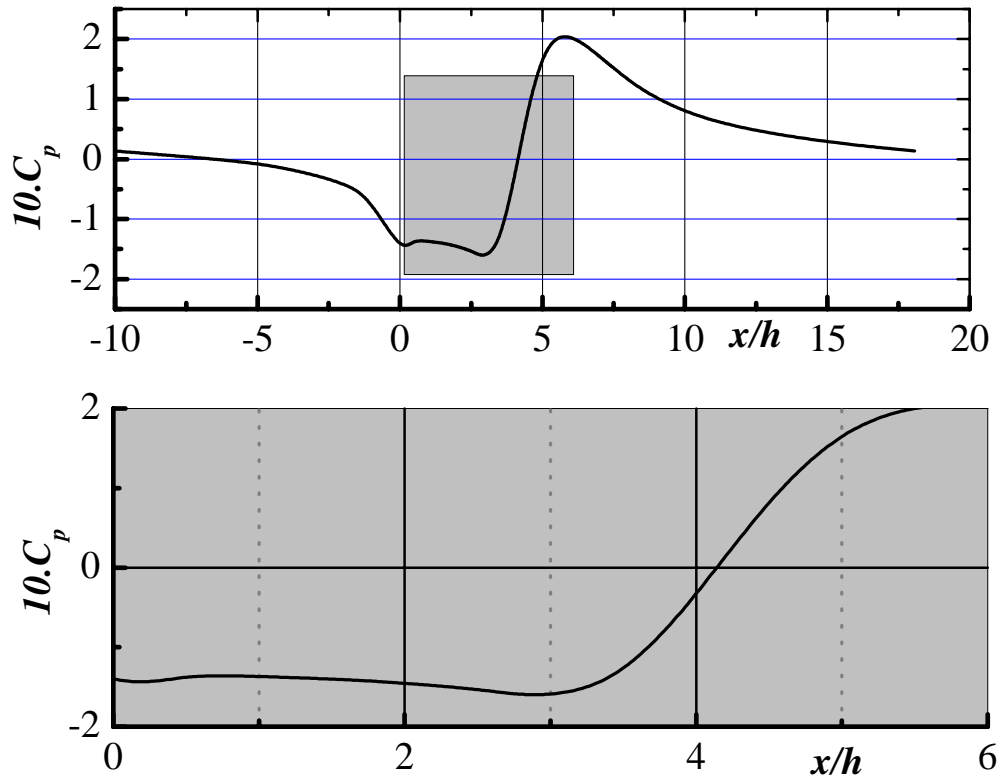


Figure 4.21 : Evolution longitudinale du coefficient de pression obtenue par RSMKFL2

On constate, en particulier dans la zone de recollement, que le coefficient de pression croît brutalement jusqu'à atteindre un maximum puis décroît pour évoluer asymptotiquement vers zéro. L'évolution observée dans la zone de redéveloppement est différente de celle usuellement rencontrée dans le cas d'un écoulement entrant de type couche limite ou d'un écoulement interne. Aussi, il convient de noter que le minimum observé dans la zone de recirculation se situe à une position ($x/h \approx 3$) un peu plus avancée vers le point de recollement que celle trouvée dans le cas de couche limite ($x/h \cong 2.52$) (Jovic & Driver (1994)).

Adams et al. (1984) ont examiné l'effet de plusieurs paramètres sur le coefficient de pression et ont conclu que la seule condition amont ayant un effet sur l'évolution de pression au recollement est l'épaisseur de la couche limite δ/h . Ces auteurs suggèrent que si $\delta/h < 0.8$, la courbe du coefficient C_p atteint un maximum puis décroît légèrement dans la zone de recollement. Pour de plus grandes épaisseurs, le coefficient C_p croît de façon monotone.

La figure 4.22 présente les contours du champ de pression moyenne $\frac{(p - p_0)}{\rho U_0^2}$ sur une grande étendue de l'écoulement. Nous remarquons qu'au voisinage de la paroi supérieure de la marche, le gradient longitudinal de pression est négatif. Il décroît au fur et à mesure que l'on s'approche du point de recollement et devient ensuite positif. Ce comportement dénote une accélération de l'écoulement à l'approche de la singularité puis un freinage au voisinage du recollement. Partout ailleurs, le gradient normal de pression est positif avant recollement et devient négatif dans la zone de redéveloppement.

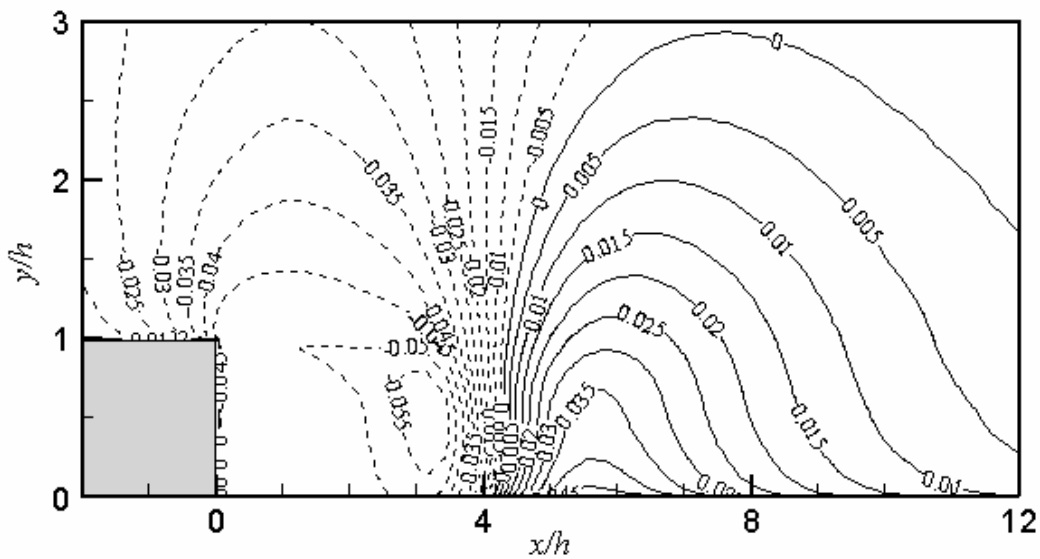


Figure 4.22: carte des contours de pression moyenne, $\frac{(p - p_0)}{\rho U_0^2}$

$$\text{———} : \frac{(p - p_0)}{\rho U_0^2} > 0 \quad \text{- - - -} : \frac{(p - p_0)}{\rho U_0^2} < 0$$

2.3.2. Coefficient de frottement :

L'évolution du coefficient de frottement local est donnée sur la figure 4.23. La position du point de recollement est indiquée par le point où $C_f = 0$. Ainsi, nous obtenons une longueur de recollement $X_r = 4.5h$ dans le cas où le paramètre α intervenant dans le profil de la dissipation à l'entrée vaut 1. Cette longueur se verra réduite à $X_r = 3.6h$ si α est pris égal à 0.4. L'influence de ce paramètre sur les résultats du modèle sera considérée dans ce qui suit.

Par ailleurs nous remarquons, comme pour le coefficient de pression, que le minimum de C_f est plus rapproché du point de recollement que dans le cas d'un écoulement entrant de type couche limite; Jovic & Driver (1995) ont trouvé que $C_{f \min}$ se situe à $\frac{2}{3} X_r$.

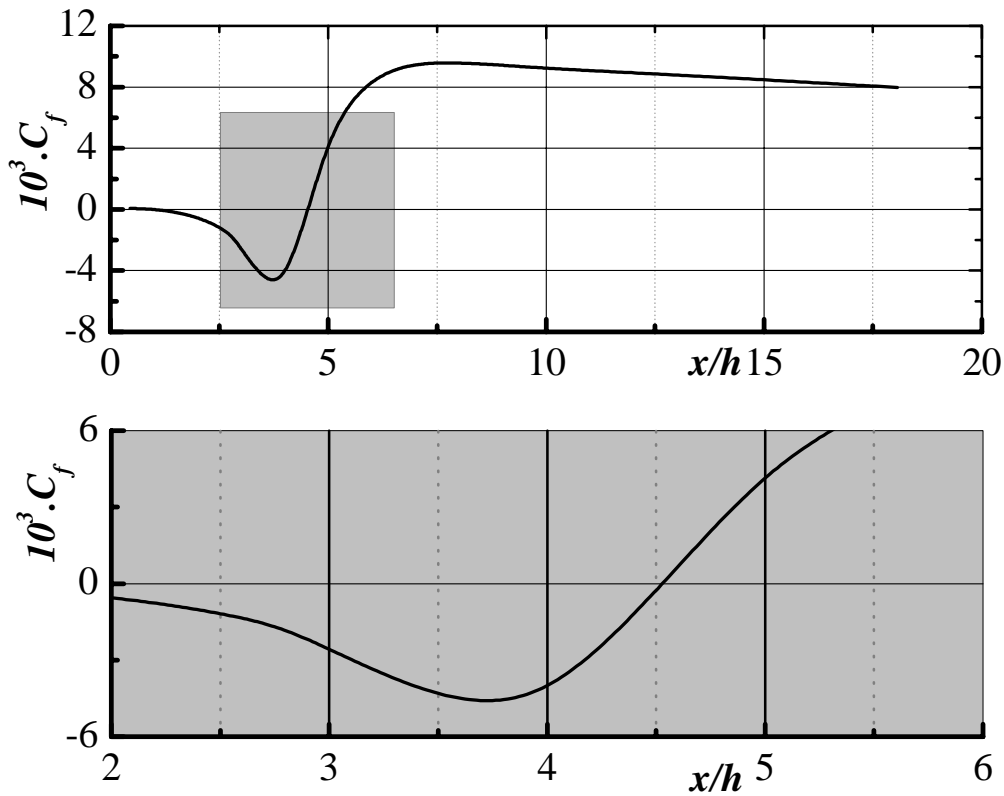


Figure 4.23 : Evolution du coefficient de frottement derrière la marche (modèle RSMKFL2).

Afin de préciser l'influence des conditions d'entrée sur l'évolution des paramètres globaux, nous présentons sur la figure 4.24 l'évolution de C_f et C_p pour deux profils de

dissipation $\varepsilon = \alpha \frac{k^{3/2}}{l_c}$ (avec $l_c = y_{1/2}$), à l'entrée du domaine de calcul, correspondant

à $\alpha = 1.0$ et $\alpha = 0.4$.

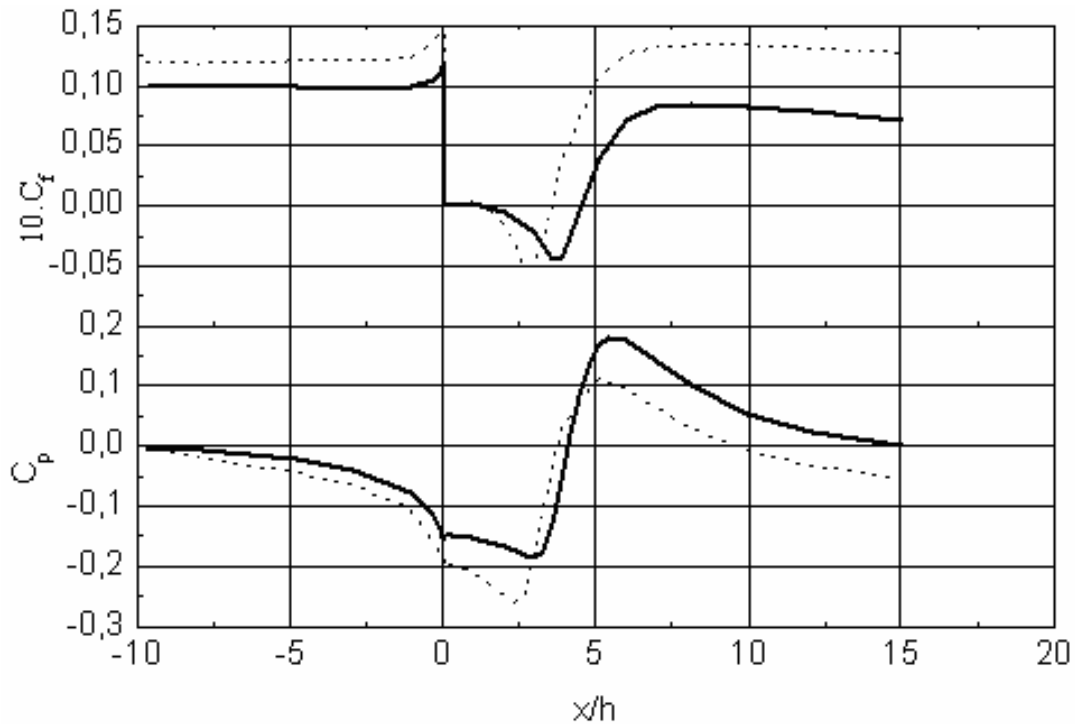


Figure 4. 24 : Influence des conditions d'entrée du calcul sur l'évolution de C_p et C_f .

RSMKFL2 : — : $\alpha = 1$; - - - : $\alpha = 0.4$

Nous remarquons particulièrement que la valeur de $C_{f \min}$ ne semble pas être affectée par la variation de α alors que partout ailleurs l'effet de la dissipation est évident. D'ailleurs Jovic et Driver (1995) ont conclu que la valeur de $C_{f \min}$ est caractéristique de l'écoulement et ne dépend pas de la résolution numérique ou des conditions initiales ou aux limites.

2.4. Analyse du champ moyen

2.4.1. Profils de vitesse moyenne :

La distribution des profils de vitesse moyenne, à différentes sections de mesures après la marche, est donnée sur la la figure 4.25 dans une représentation adimensionnelle où la vitesse moyenne U rapportée à la vitesse maximale U_{\max} est donnée en fonction de la distance à la paroi réduite y/h . Sur la même figure, nous avons regroupé les résultats de mesures au fil chaud obtenus par Badri Kusuma (1993) ainsi que ceux prédits par calcul (RSMKFL2).

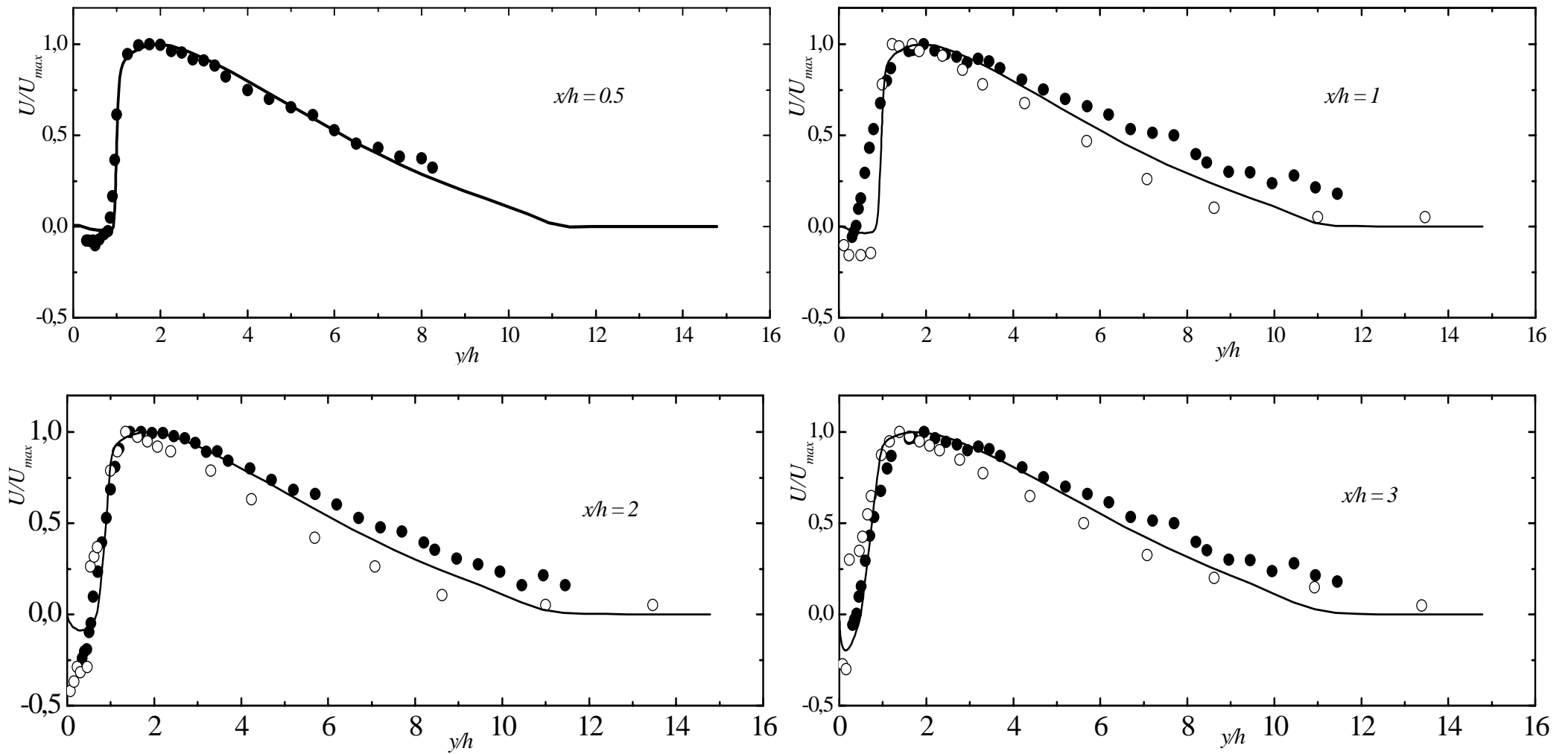


Figure 4. 25 : Evolution des profils de vitesse moyenne u/U_{max} en fonction de y/h

● : Présentes mesures LDA ; ○ : Mesures au fil Chaud (Badri 1993) ; — : Modélisation RSMKFL2

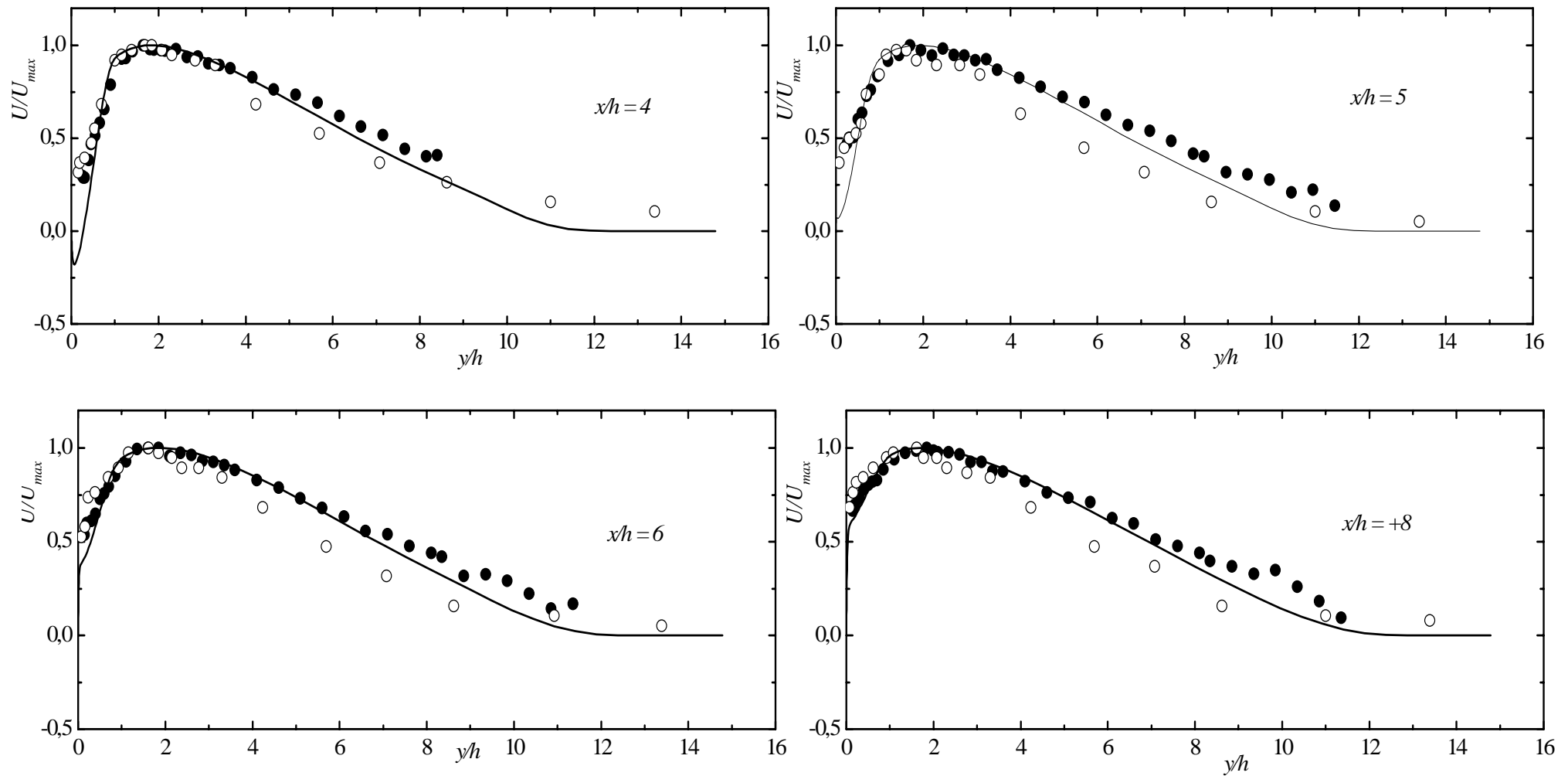


Figure 4. 25 : Evolution des profils de vitesse moyenne u/U_{max} en fonction de y/h

● : Présentes mesures LDA ; ○ : Mesures au fil Chaud (Badri 1993) ; — : Modélisation RSMKFL2

Globalement, on peut considérer que l'accord entre les résultats expérimentaux et ceux prédits numériquement est assez satisfaisant. Néanmoins, quelques différences sont observées dans la zone de proche paroi et particulièrement à $x/h = 1$. Cette section de mesure est vraisemblablement le siège d'un phénomène instationnaire qui ne peut être capté par une approche statistique. En effet, compte tenu des dimensions des structures prédites antérieurement, celles-ci se rejoindraient à cette section. En outre, la zone de recollement est instationnaire (Kostas et al. (2002)) avec de grosses structures. C'est alors que l'on peut supposer que le battement de la grosse structure agirait sur la dimension de la petite.

Compte tenu du volume d'intégration spatial en LDA, la mesure ne pourrait être précise dans une zone instable (l'écart étant pressenti aussi dans la zone de recollement, au voisinage de $x/h = 4$). Par ailleurs, l'analyse des histogrammes de vitesse LDA dans cette région montre une population de particules à vitesse positive plus forte que celle des particules à vitesse négative, cela conduirait à penser que les dimensions de la petite structure sont en moyenne plus importantes dans notre configuration. La figure 4.26 suivante donne l'exemple d'un histogramme obtenu dans la section de mesure $x/h = 1$. La présence de deux pics caractérise l'intermittence de l'écoulement en cette région ; ce qui appuie notre analyse.

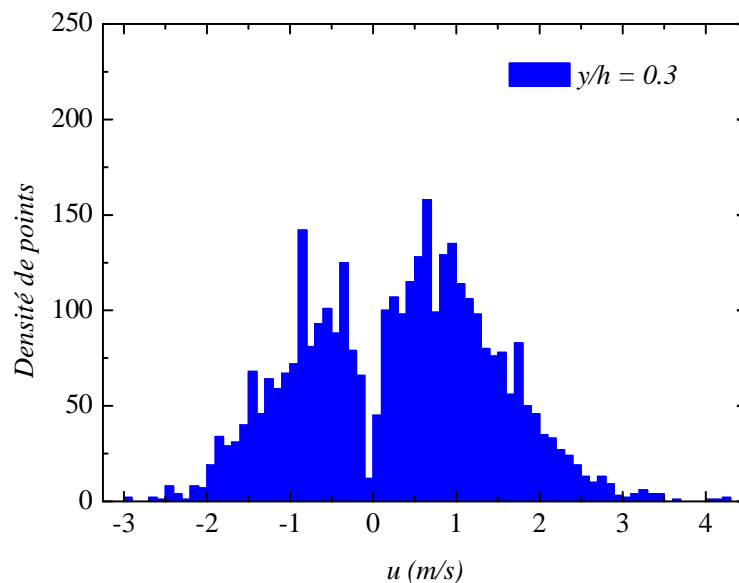


Figure 4. 26: Exemple d'historgramme dans la zone d'interaction entre les deux structures de la zone de recirculation

2.4.2. Contours des composantes de la vitesse moyenne :

Les cartes des contours des composantes U et V du vecteur vitesse moyenne, dans le plan (x,y) , sont données respectivement sur les figures 4.27 et 4.28. Cette représentation illustre bien la structure globale de l'écoulement.

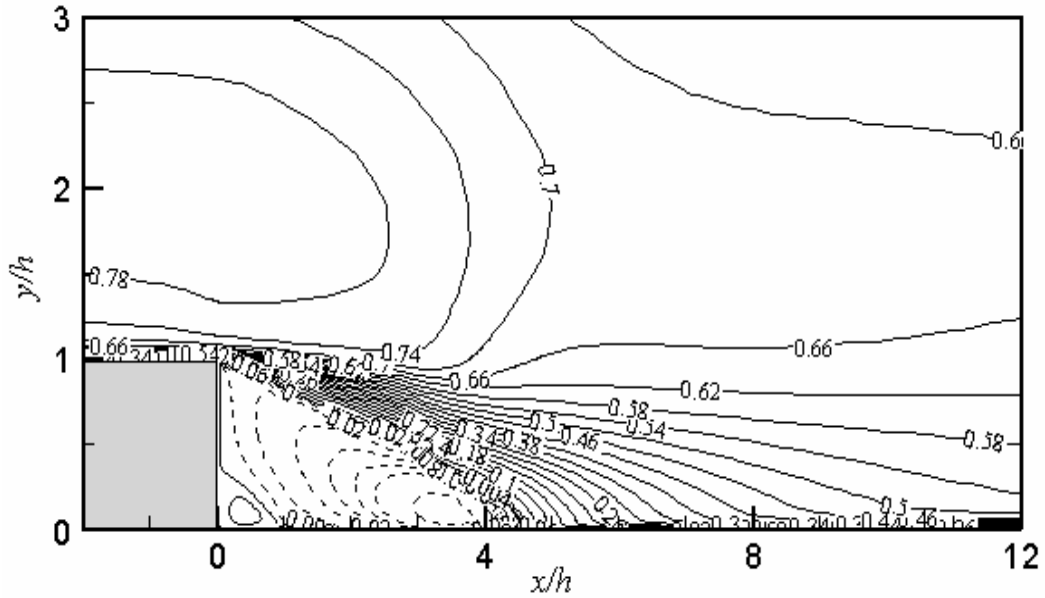


Figure 4.27 : Contours de la vitesse moyenne longitudinale — : $U > 0$ - - - : $U < 0$

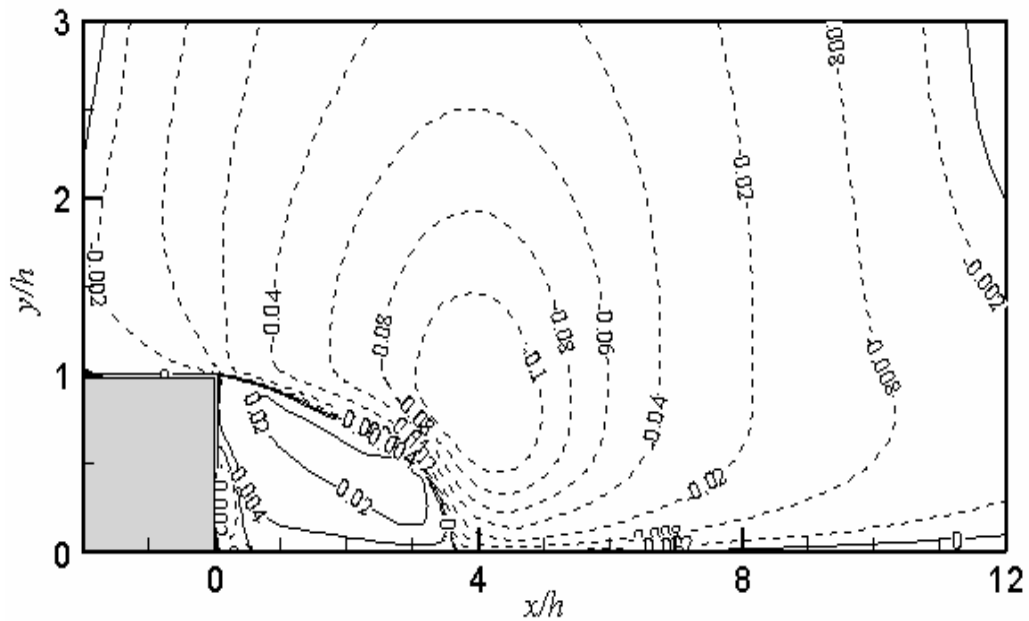


Figure 4.28 : Contours de la vitesse moyenne verticale — : $V > 0$ - - - : $V < 0$

Sur les contours de la vitesse moyenne longitudinale (figure 4.27), nous distinguons la ligne de séparation issue de l'arête de la marche et impactant la paroi horizontale inférieure au point d'abscisse $x \cong 4.5h$ correspondant au point de recollement. Le mouvement de rotation des deux structures est clairement illustré par cette représentation. Les contours négatifs de la vitesse moyenne normale au dessus de la zone de recirculation et au-delà du la zone de recollement montrent que l'écoulement se rabat sur la paroi (figure 4.28). Cela est dû essentiellement au mouvement d'ensemble des grosses structures, de la zone extérieure vers l'intérieur.

Dans la zone de recollement, le gradient normal de la composante de vitesse V est important au voisinage de la paroi du fait que le mouvement accéléré de l'écoulement vers la paroi subit un freinage à l'approche de celle-ci.

2.5. Analyse du champ fluctuant

Les moyennes statistiques des grandeurs turbulentes sont représentées en normalisation externe, en prenant la hauteur de la marche h comme échelle de longueur caractéristique de la région après le décollement. Les résultats du calcul (RSMKFL2) sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus par l'anémométrie laser Doppler ainsi que ceux obtenus au fil chaud par Badri kusuma 1993.

2.5.1. Fluctuations turbulentes longitudinales :

On observe sur la figure 4.29 l'évolution normale de la variance $\frac{\overline{u^2}}{U_{\max}^2}$ en fonction de $\frac{y}{h}$ à différentes sections selon la direction longitudinale. En dehors de la zone voisine de la marche, où les différences sont notables, l'évolution qualitative des profils prédits par le calcul pour cette grandeur est formellement analogue à celles obtenues par les mesures au fil chaud (Badri Kusuma (1993)) et à l'anémométrie Laser. Aussi nous remarquons que le pic pariétal obtenu expérimentalement est sous estimé par le calcul pour les positions $x/h < 2$ et presque inexistant pour les sections plus proches de la marche. Cette faiblesse a été remarquée dans le modèle (RSM- faibles nombres de Reynolds) de Speziale et al. (1991) appliqué par Dejoan et al. (2006) dans le cas d'un jet pariétal.

Dans la zone extérieure, les résultats de calcul s'accordent mieux avec les résultats expérimentaux de Badri kusuma (1993). Nous signalons que la plupart des mesures effectuées par l'anémométrie laser Doppler (Karlsson et al. (1993b) Schneider et al. (1994)) montrent un

niveau de turbulence plus élevé dans la zone extérieure d'un jet pariétal bidimensionnel par rapport aux mesures effectuées au fil chaud. Des différences similaires ont été observées par Hussein et al. (1994) qui concluent que les mesures au fil chaud sont sous estimées à cause du fort taux de turbulence locale.

2.5.2. tensions normales de Reynolds :

Dans un jet pariétal, une des grandeurs physiques les plus significatives de la structure turbulente est certainement la tension normale \overline{uv} . Cette contrainte n'est pas liée de façon simple au gradient de vitesse moyenne. En particulier, Alcaraz (1977) fait remarquer que la distance entre le point où la vitesse est maximale et le point où la tension de Reynolds s'annule croît avec x .

La figure 4.30 représente l'évolution de la tension de Reynolds normale à différentes sections de mesures après la marche. Dans la zone de recirculation, les résultats expérimentaux montrent un comportement presque constant de cette grandeur sur une large étendue du jet ($y/b > 2$). Cette tendance n'est pas retrouvée par le calcul (RSMKFL2) mais plutôt surestimée dans cette région.

Plus en aval, dans la zone de redéveloppement ($x/h > 6$), le profil tend à retrouver le comportement classique correspondant à un écoulement de jet pariétal et les prédictions numériques se rapprochent des résultats expérimentaux.

Dans l'écoulement de jet pariétal, où la vitesse maximale est supérieure à la vitesse extérieure, la turbulence produite dans la région extérieure est diffusée vers la région intérieure, contrairement à ce qui se passe dans un écoulement de couche limite ou un écoulement interne. La zone extérieure, dominée par les grosses structures, influe sur l'écoulement décollé en favorisant la diffusion turbulente. L'interaction entre les différentes zones de l'écoulement est importante ; ce qui induit le phénomène de rabattement (flapping et impingement) des grosses structures et la longueur de recollement se trouve ainsi réduite.

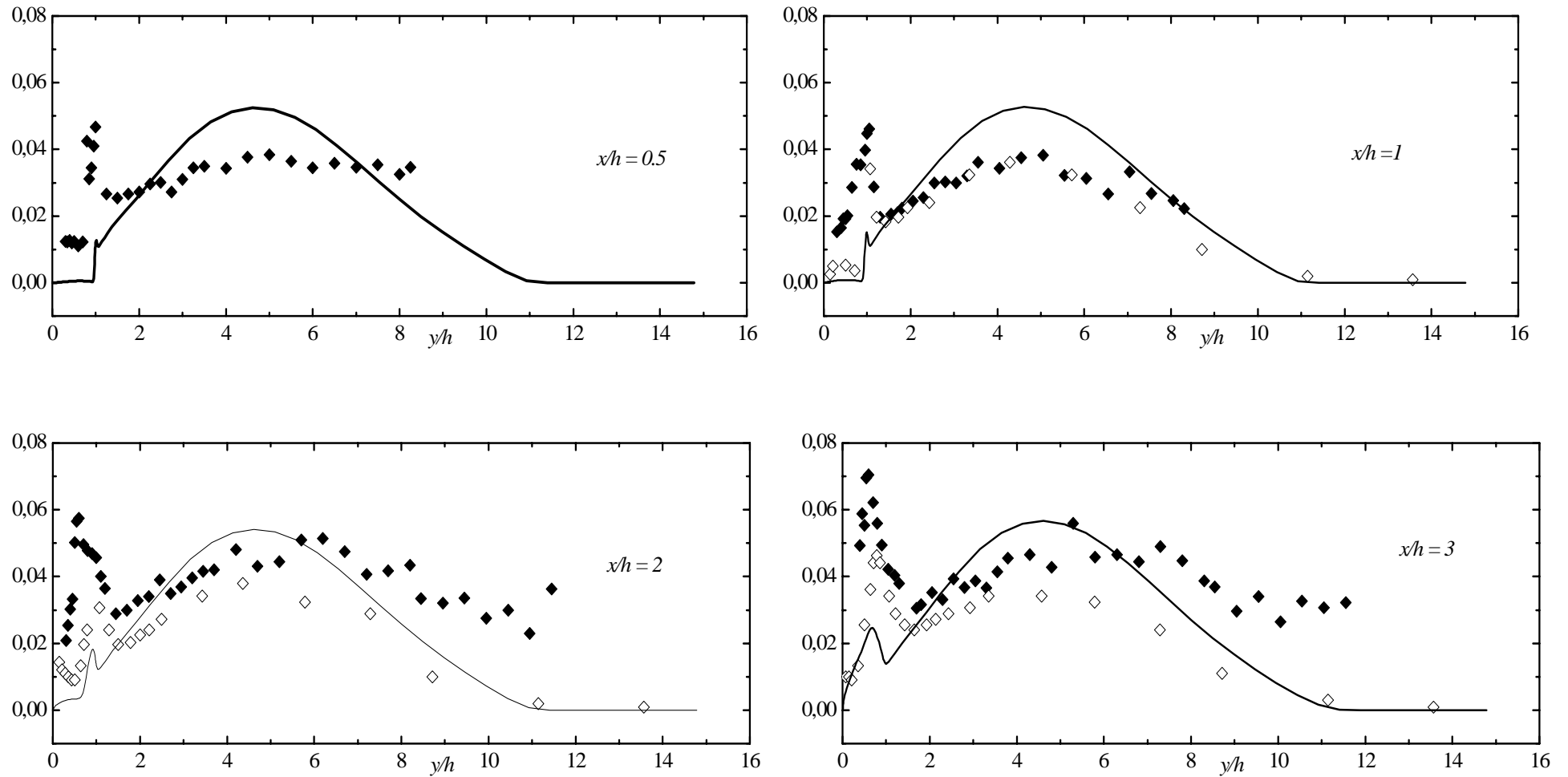


Figure 4.29 : Evolution longitudinale des profils des fluctuations turbulentes $\overline{u'^2} / U_{\max}^2$ en fonction de y/h

◆ : Pr esentes mesures au LDA, ◇ : Mesures au fil chaud (Badri kusuma (1993)), — : Calcul RSMKFL2

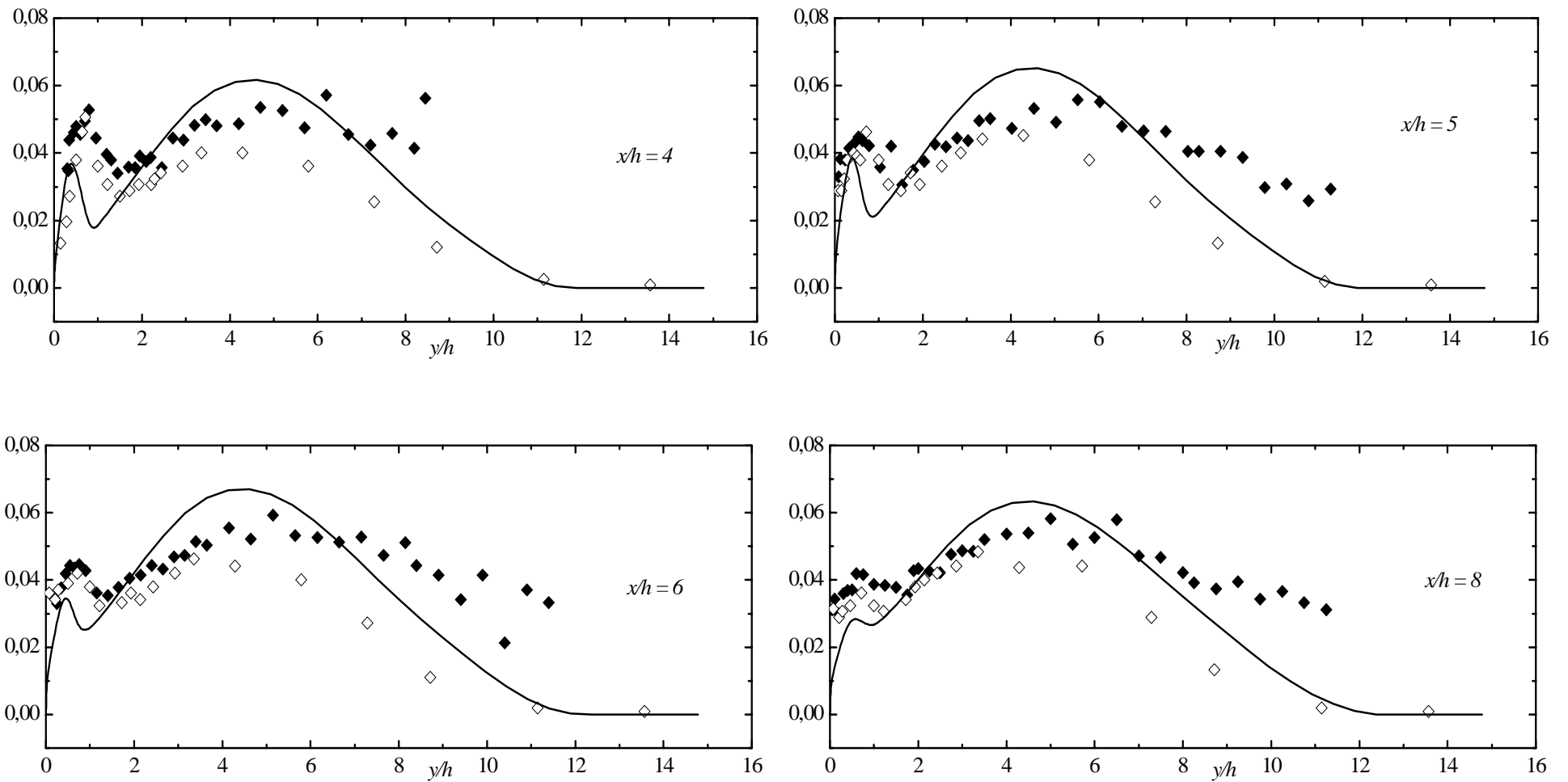


Figure 4.29 : Evolution longitudinale des profils des fluctuations turbulentes $\overline{u^2} / U_{\max}^2$ en fonction de y/h

◆ : Pr esentes mesures au LDA, ◇ : Mesures au fil chaud (Badri kusura (1993)), — : Calcul RSMKFL2

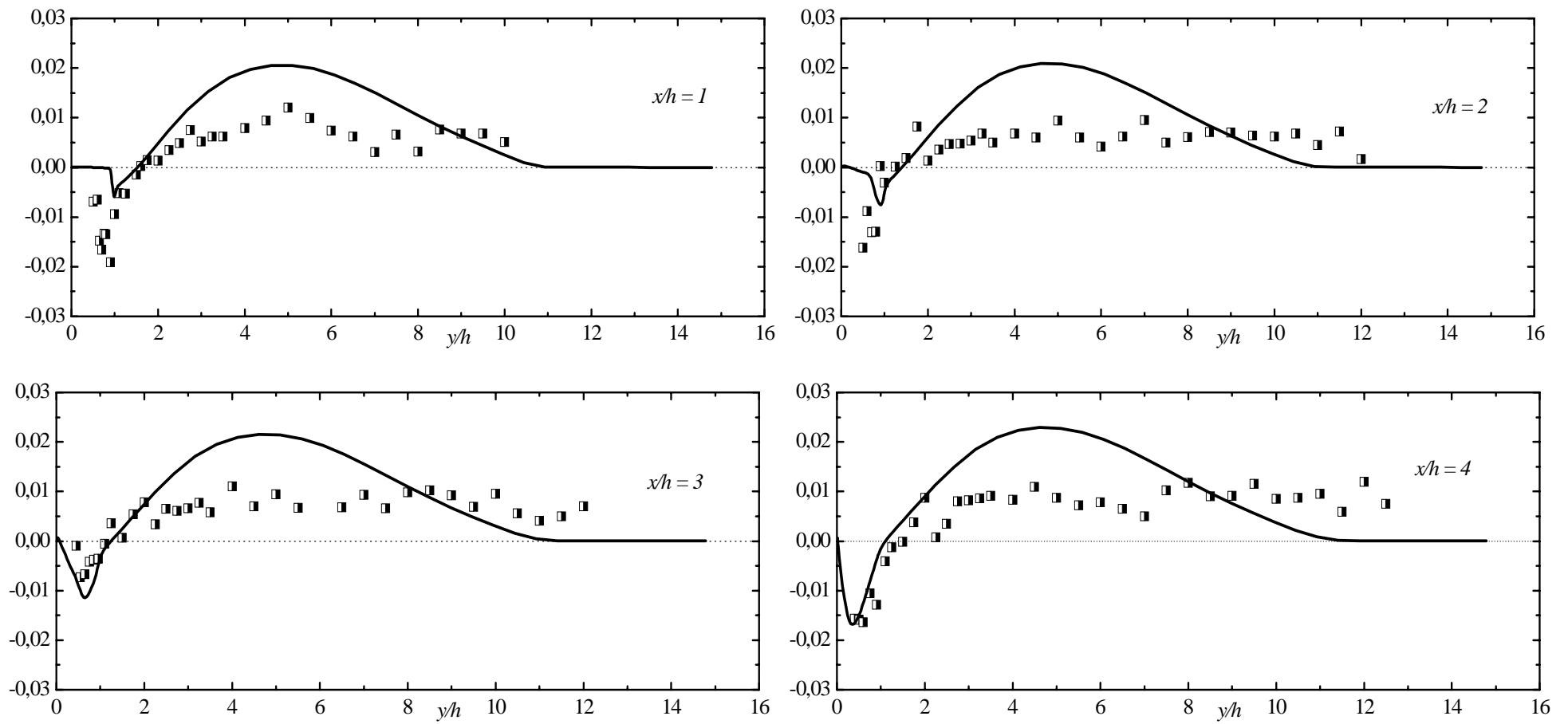


Figure 4.30 : Evolution longitudinale des profils des tensions normales de Reynolds \overline{uv}/U_{\max}^2 en fonction de y/h

■ : Présentes mesures au LDA, — : Calcul RSMKFL2

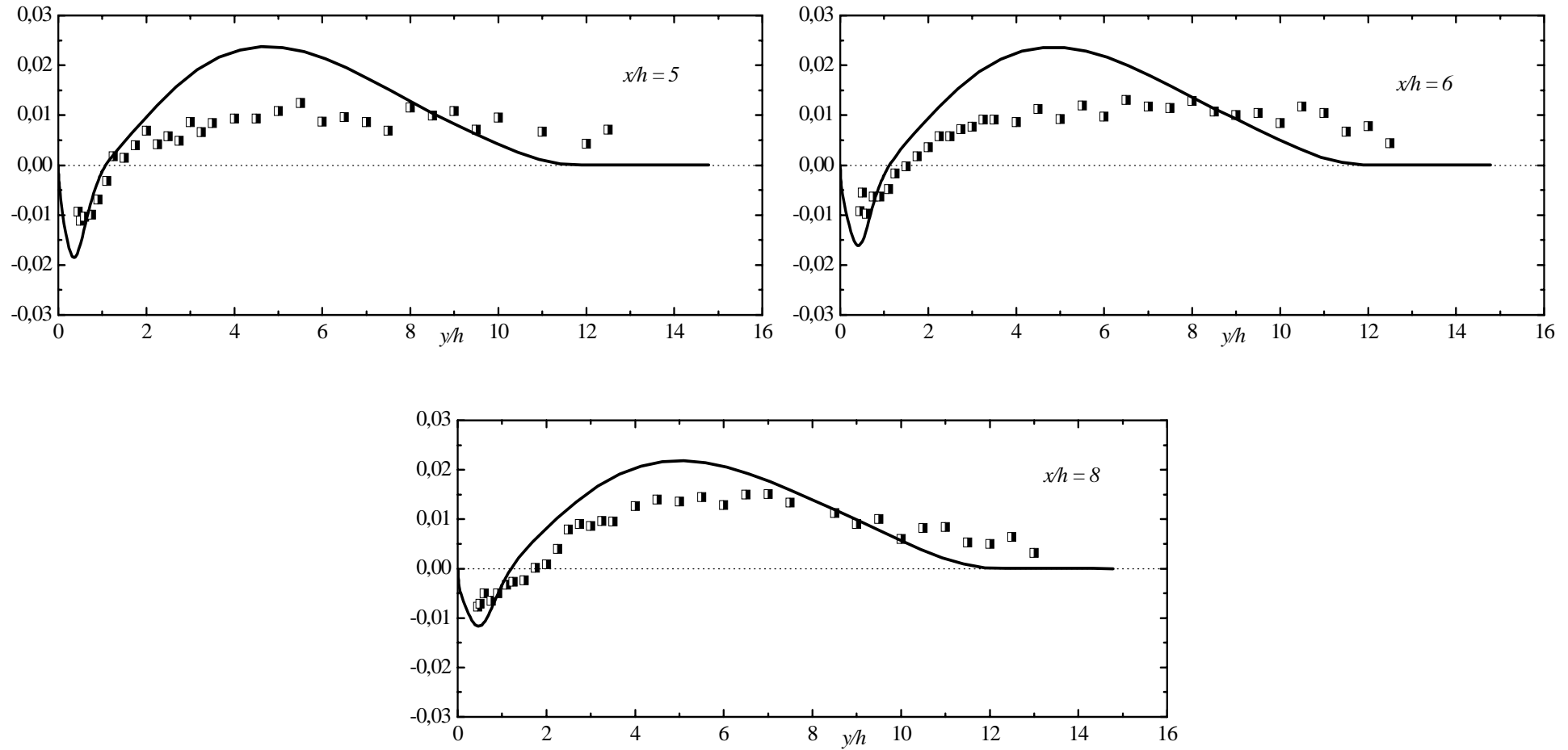


Figure 4.30 : Evolution longitudinale des profils des tensions normales de Reynolds \overline{uv}/U_{\max}^2 en fonction de y/h

■ : Présentes mesures au LDA, — : Calcul RSMKFL2

2.5.3. Facteurs de dissymétrie et d'aplatissement :

Derrière la marche, les coefficients de dissymétrie, dans les trois directions, S_u , S_v et S_w ont été déduits des mesures LDA.

Ces coefficients sont représentés en trois sections de l'écoulement sur la figure 4.31 : dans la zone de recirculation à $x/h = 2$ et dans la zone de redéveloppement à $x/h = 6$ et $x/h = 8$.

On remarque qu'aux deux sections $x/h = 2$ et $x/h = 6$ S_u s'annule à $y/h \approx 5$ correspondant à $y \approx y_{1/2}$ et atteint la valeur de -0.5 à peu près dans la région du maximum de vitesse. Dans la région externe, celui-ci atteint 0.5 environ. On constate par ailleurs qu'hormis les faibles valeurs obtenues de S_w comparativement à S_u pour $y \leq y_{1/2}$; les évolutions de ces deux paramètres sont analogues.

Les valeurs obtenues pour S_v semblent fortes. Ce comportement est d'ailleurs en accord avec les fortes intensités enregistrées $\left(\overline{v^2}\right)^{1/2}$ qui atteignent jusqu'à 3 fois les valeurs enregistrées dans un jet pariétal classique. Ce comportement a été aussi observé dans le travail de Dejoan & Leschziner (2004) lorsque l'écoulement derrière une marche descendante est soumis à une perturbation périodique. Les auteurs ont en effet trouvé une forte activité turbulente dans la couche cisailée. En particulier, l'intensité normale de la fluctuation a augmenté d'un facteur 3 et la tension normale d'un facteur 2. Cette augmentation est qualitativement compatible avec la réduction de la longueur de recollement par rapport au cas d'une couche limite classique. Ceci est dû à priori à l'apport de la quantité de mouvement par les grosses structures provenant de la zone externe du jet.

La détermination du facteur d'aplatissement relatif à la fluctuation normale a permis de constater que cette grandeur est aussi importante sur toute l'étendue du jet. Cet accroissement, qui est plus présent à la section $x/h = 6$ (figure 4.32), région juste après le recollement, peut être attribué au renforcement de l'interaction entre plusieurs phénomènes turbulents : mélange, turbulence de jet et turbulence de paroi. Plus loin à $x/h = 8$, l'évolution de ce paramètre tend à retrouver celle d'un jet pariétal non perturbé mais dont les valeurs restent encore plus importantes (figure 4.33). A cette section les moments d'ordre supérieur à deux semblent encore affectés par la singularité amont. Notons néanmoins que les tensions de Reynolds et les grandeurs moyennes commencent à se redévelopper à cette position (figure).

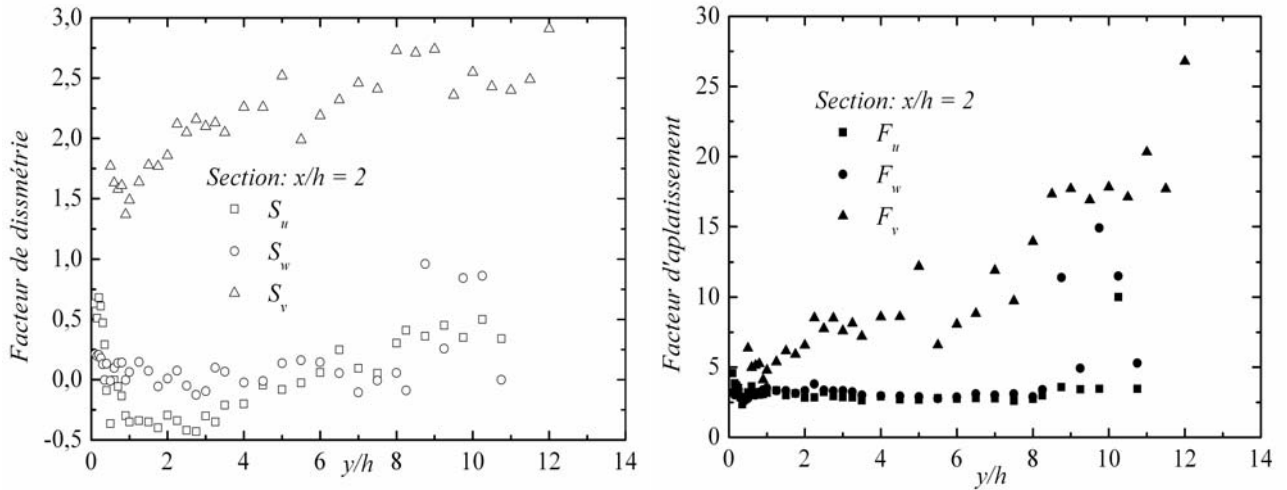


Figure 4.31 : Evolution des facteurs de dissymétrie et d'aplatissement dans les trois directions à $x/h = 2$

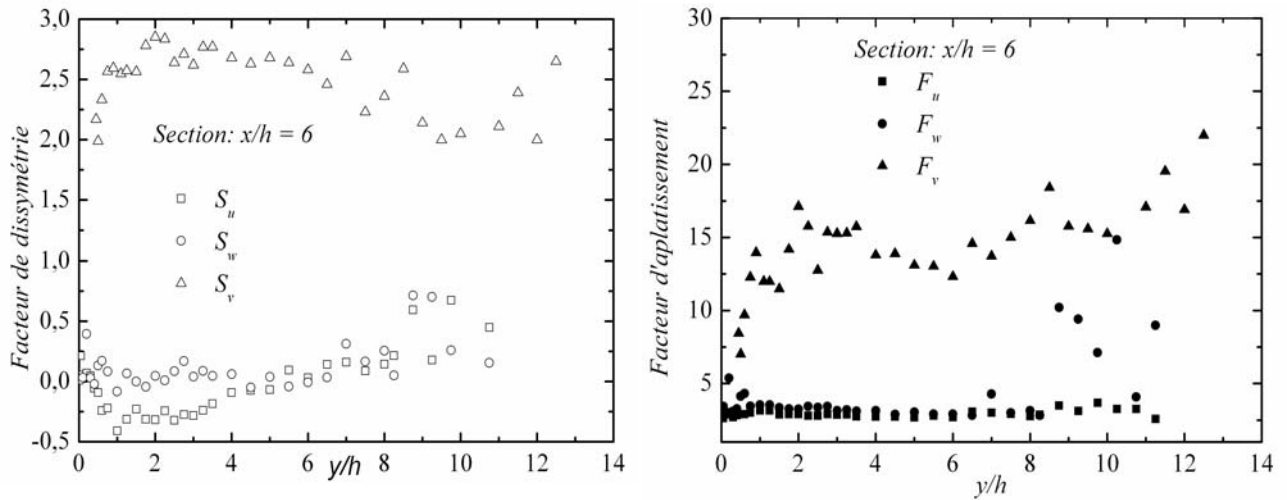


Figure 4.32 : Evolution des facteurs de dissymétrie et d'aplatissement dans les trois directions à $x/h = 6$

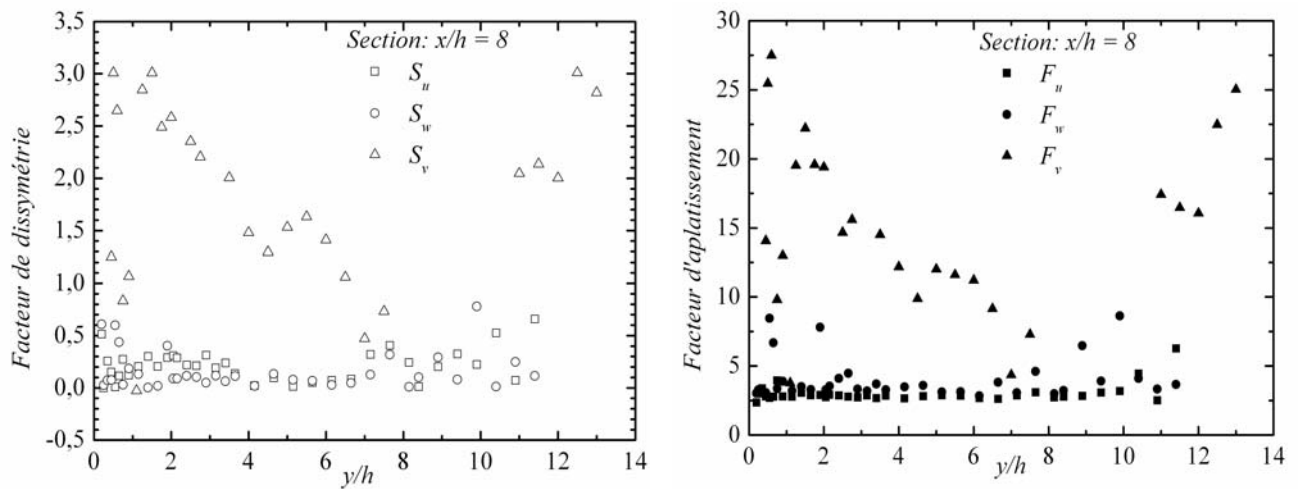


Figure 4.33 : Evolution des facteurs de dissymétrie et d'aplatissement dans les trois directions à $x/h = 8$

Sur la figure 4.34 nous représentons l'évolution de l'intensité des fluctuations longitudinales et normales à $x/b=8$. A cette section où l'écoulement commence à se redévelopper, nous comparons nos résultats à ceux obtenus par Tailland (1970). L'accord est satisfaisant dans la région telle que $y/y_{1/2} < 1$, au-delà de cette limite nos résultats s'écartent de ceux de Tailland. La différence des techniques de mesures utilisées dans les deux expériences pourrait être à l'origine de cet écart. En effet, dans les zones de forte intensité turbulente telle que la région extérieure du jet, le fil chaud n'est pas approprié; aussi les mesures à l'anémométrie laser Doppler peuvent être affectées par le biais statistique.

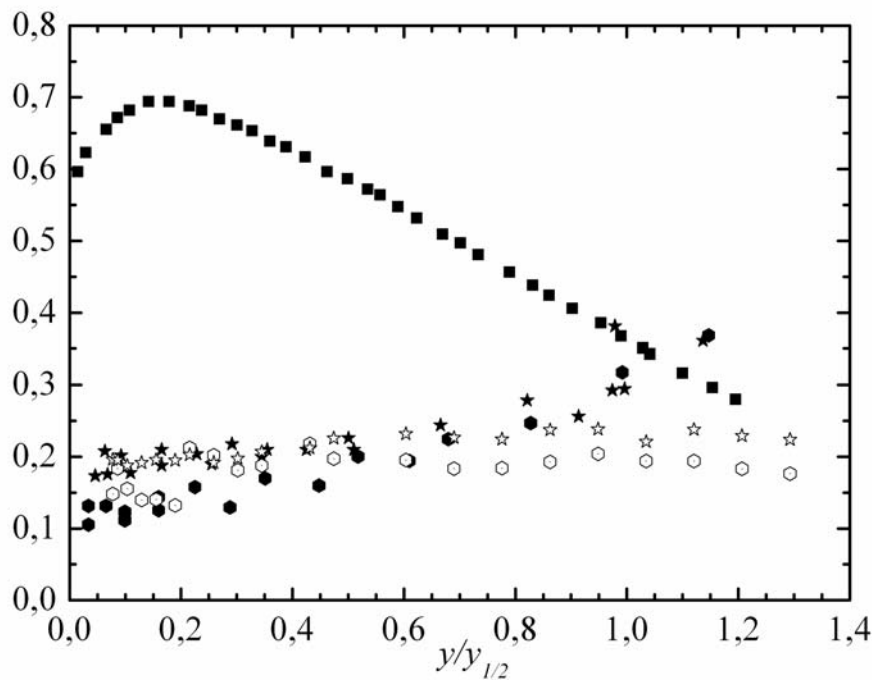


Figure 4.34 : Profils réduits des intensités turbulentes longitudinale u/U_{max} et normale v/U_{max}

Mesures FC Tailland (1970) : ■ : U/U_0 ; ● : v/U_{max} ; ★ : u/U_{max}

Mesures LDA présent travail : ◇ : v/U_{max} ☆ : u/U_{max}

2.5 .4. La production de l'énergie turbulente :

Sur la figure 4.35 nous présentons l'évolution longitudinale des profils de la production de l'énergie cinétique obtenus par le calcul après la marche. Pour les sections voisines de la marche ($x/h < 2$) correspondant au début de développement de la couche cisailée, le premier pic de la production se produit au voisinage du sommet de la marche $y/h \cong 1$. Au fur et mesure que x croit, ce pic perd en intensité et la région correspondante s'élargit en gagnant la région de proche paroi.

A partir de $x/h = 6$, on voit réapparaître le pic pariétal au dépens du premier pic dû à la couche cisailée libre, en évanescence.

A $x/h = 8$, le pic pariétal est plus prononcé; ceci montre que la structure de l'écoulement du jet pariétal se rétablit. Les deux extrémums de production, associés aux zones de forts cisaillements près de la paroi et dans la zone externe, sont retrouvés.

Le comportement observé pourrait être attribué au développement de la couche cisailée depuis la marche localisée à la hauteur de celle-ci et qui s'épanouit et s'associe au cisaillement externe du jet lorsque l'on s'approche du recollement.

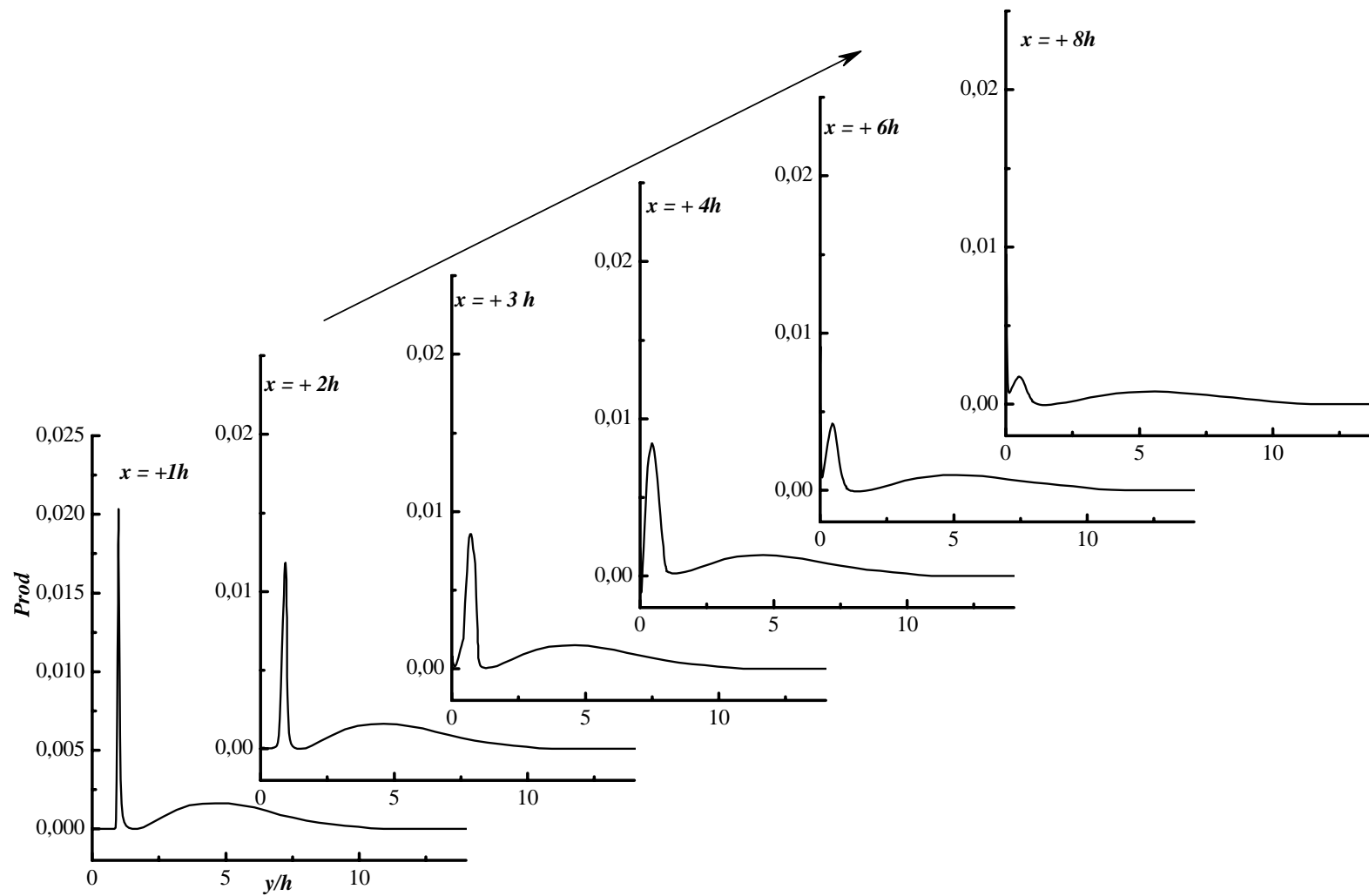


Figure 4.35 : Evolution du profil de la production de l'énergie turbulente en aval de la marche (calcul RSMKFL2)

2.5.5. L'énergie cinétique de la turbulence :

Afin d'approfondir l'analyse des données expérimentales nous nous sommes intéressés au bilan de l'énergie cinétique.

A partir de l'équation aux tensions de Reynolds établie au chapitre 2, nous déduisons les équations relatives à $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ et \overline{uv} . L'équation de l'énergie cinétique est obtenue par la suite par addition des équations de $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ en tenant compte de l'équation de continuité et de la bidimensionalité de l'écoulement déjà vérifiée.

$$\underbrace{U \frac{\partial k}{\partial x} + V \frac{\partial k}{\partial y}}_I + \underbrace{\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - (\overline{v^2} - \overline{u^2}) \frac{\partial U}{\partial x}}_{II} + \underbrace{\frac{\varepsilon'}{\rho}}_{III} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left[-\frac{(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})v}{2} - \frac{\overline{pv}}{\rho} + v \frac{\partial k}{\partial y} \right]}_{IV} = 0$$

Par les données expérimentales dont nous disposons, nous avons pu remonter aux termes *I* et *II* qui représentent respectivement la convection et la production. Les résultats restent très approximatifs compte tenu des différentes interpolations effectuées sur les profils des grandeurs mesurées. Les termes *III* et *IV* sont, respectivement, le terme de dissipation et de diffusion.

Nous présentons sur les figures 4.36 et 4.37 ces résultats comparés à ceux obtenus par le calcul en deux sections $x/h = 4$ et $x/h = 6$ après la marche.

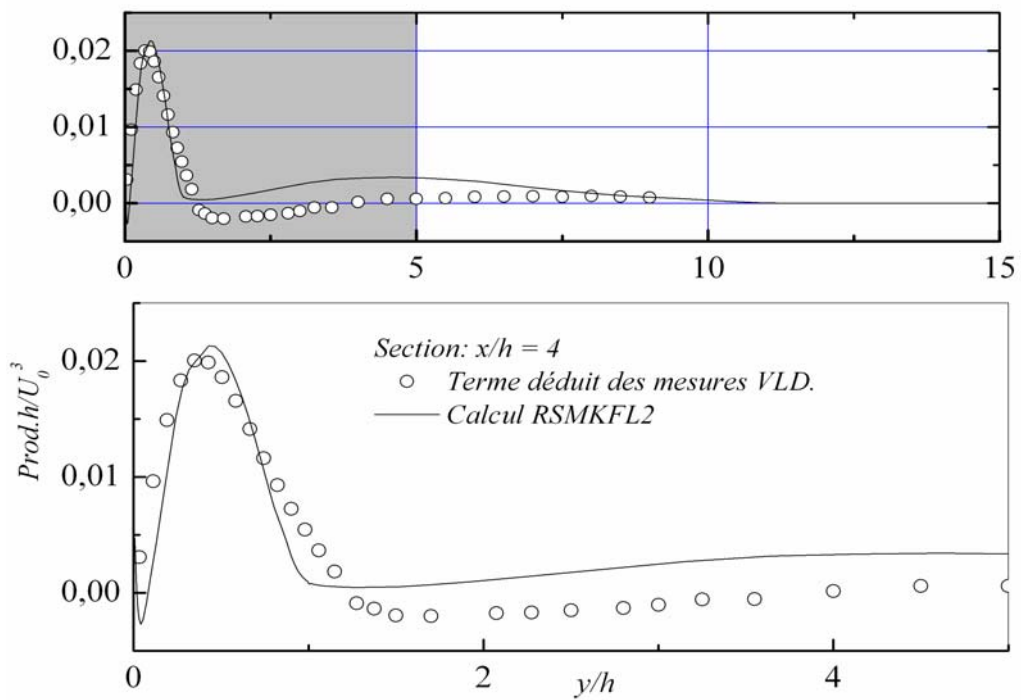


Figure 4.36 : Evolution du terme de production à la section $x/h = 4$

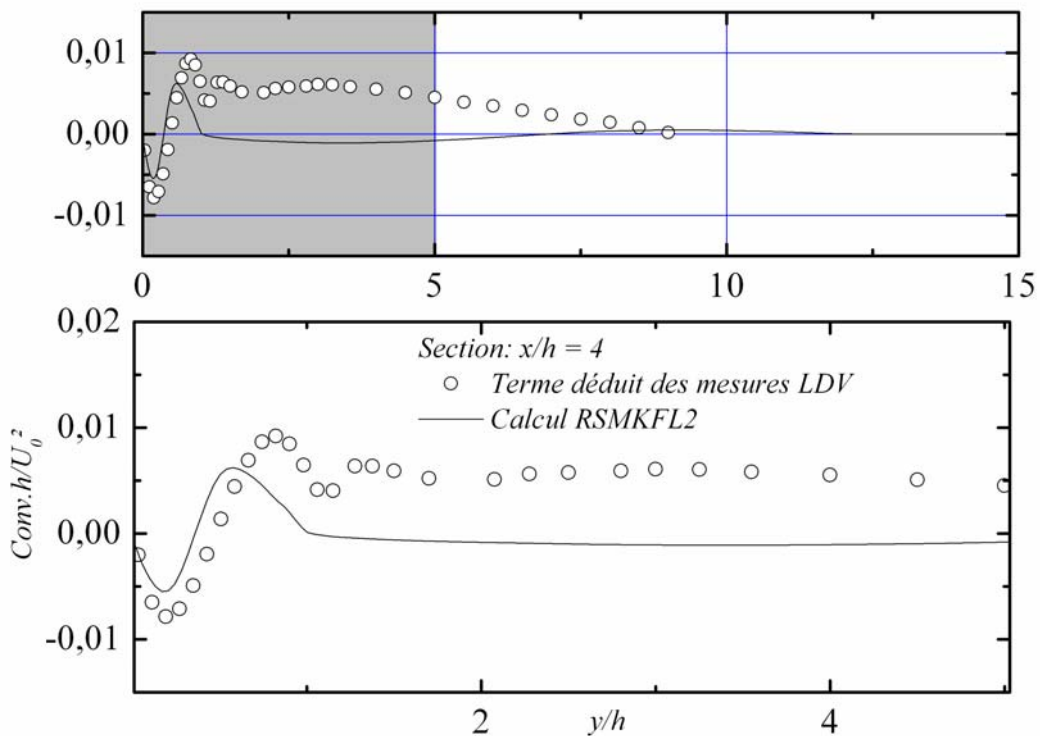


Figure 4.37 : Evolution du terme de convection à la section $x/h = 4$

Bien que la détermination des profils des termes de convection et production soit approximative, leurs évolutions globales sont comparables à celles prédites par le calcul (RSMKFL2).

2.5.6. Taux de dissipation de l'énergie cinétique :

La détermination expérimentale du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente présente des difficultés. Un certain nombre de simplifications et d'hypothèses sont suggérées dans la littérature pour approcher ce terme. Une partie de l'inhomogénéité et de l'anisotropie de l'écoulement est prise en compte en adoptant l'expression :

$$\varepsilon = 5\nu \left[\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2} + \frac{1}{2} \overline{\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2} + \frac{1}{2} \overline{\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2} \right]$$

En utilisant l'hypothèse de Taylor, chaque terme de cette dernière expression est approché par

la relation $\overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x}\right)^2} = \frac{1}{U^2} \overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial t}\right)^2}$. En supposant que les tourbillons principalement responsables de la dissipation vérifient l'isotropie et qu'ils se déplacent à la vitesse moyenne

locale, nous sommes limités par la suite à l'expression la plus simple: $\varepsilon = \frac{15\nu}{U^2} \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2}$.

Souvent, en première approximation, on caractérise l'état d'isotropie d'un écoulement par l'évolution du rapport $I = \sqrt{u^2}/\sqrt{v^2}$; l'écoulement est isotrope lorsque ce rapport tend vers 1. Nous représentons sur la figure 4. 38 l'évolution de I en deux sections de l'écoulement.

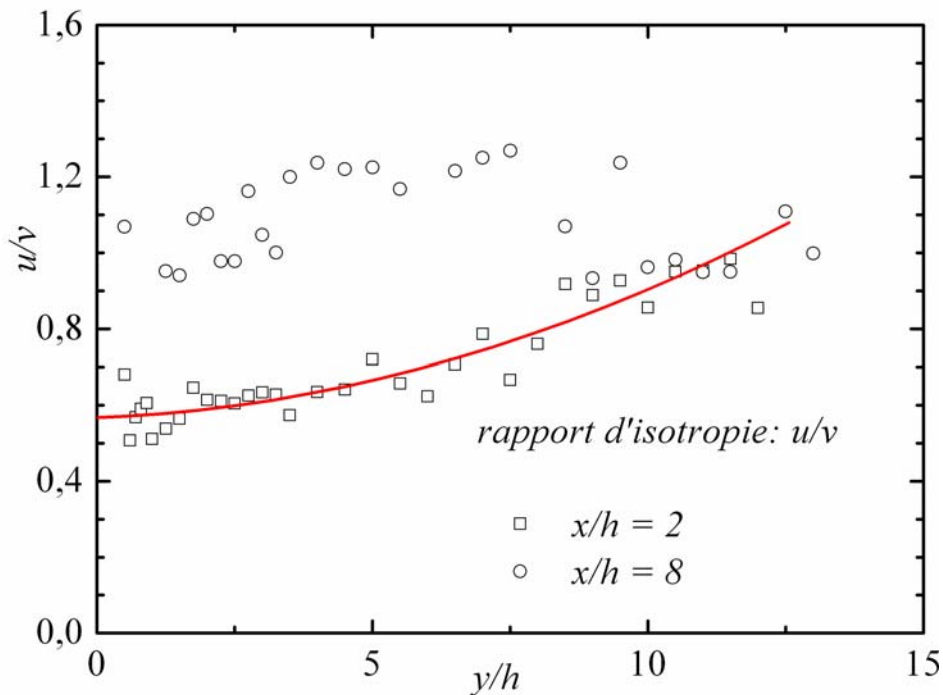


Figure 4.38 : Profils expérimentaux de l'évolution de $I = \sqrt{u^2}/\sqrt{v^2}$ après la marche

Nous remarquons que pour la section $x/b = 2$, I est faible (< 1) et pratiquement constant pour $y/h < 2$. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la paroi I croît d'une manière monotone pour atteindre la valeur 1 dans la région externe du jet. Le trait plein est un lissage grossier de l'évolution.

Sur la figure 4.39 nous présentons l'évolution du terme de dissipation à $x/b=2$. On peut voir que les résultats des deux approches sont qualitativement comparables. Toutefois, il apparaît un décalage entre les deux extrema. L'hypothèse d'homogénéité et d'isotropie ne peut être appliquée rigoureusement dans la situation de l'écoulement considéré.

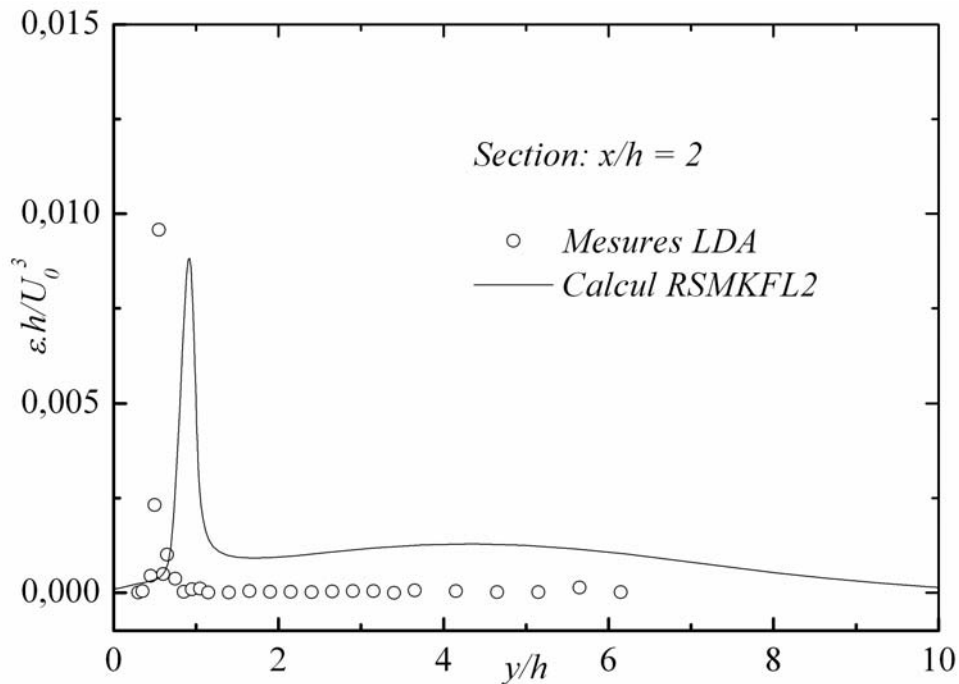


Figure 4.39: Evolution du terme de dissipation à la section $x/b = 2$

L'énergie cinétique totale renseigne sur l'aspect global de l'écoulement. Des données spectrales sont nécessaires pour représenter les processus physiques attachés aux différentes structures qui interagissent dans l'écoulement.

2.6. Analyse spectrale

Une description plus fine du champ fluctuant de vitesse est obtenue par une analyse fréquentielle qui peut renseigner sur la distribution de l'énergie entre les différentes échelles de turbulence.

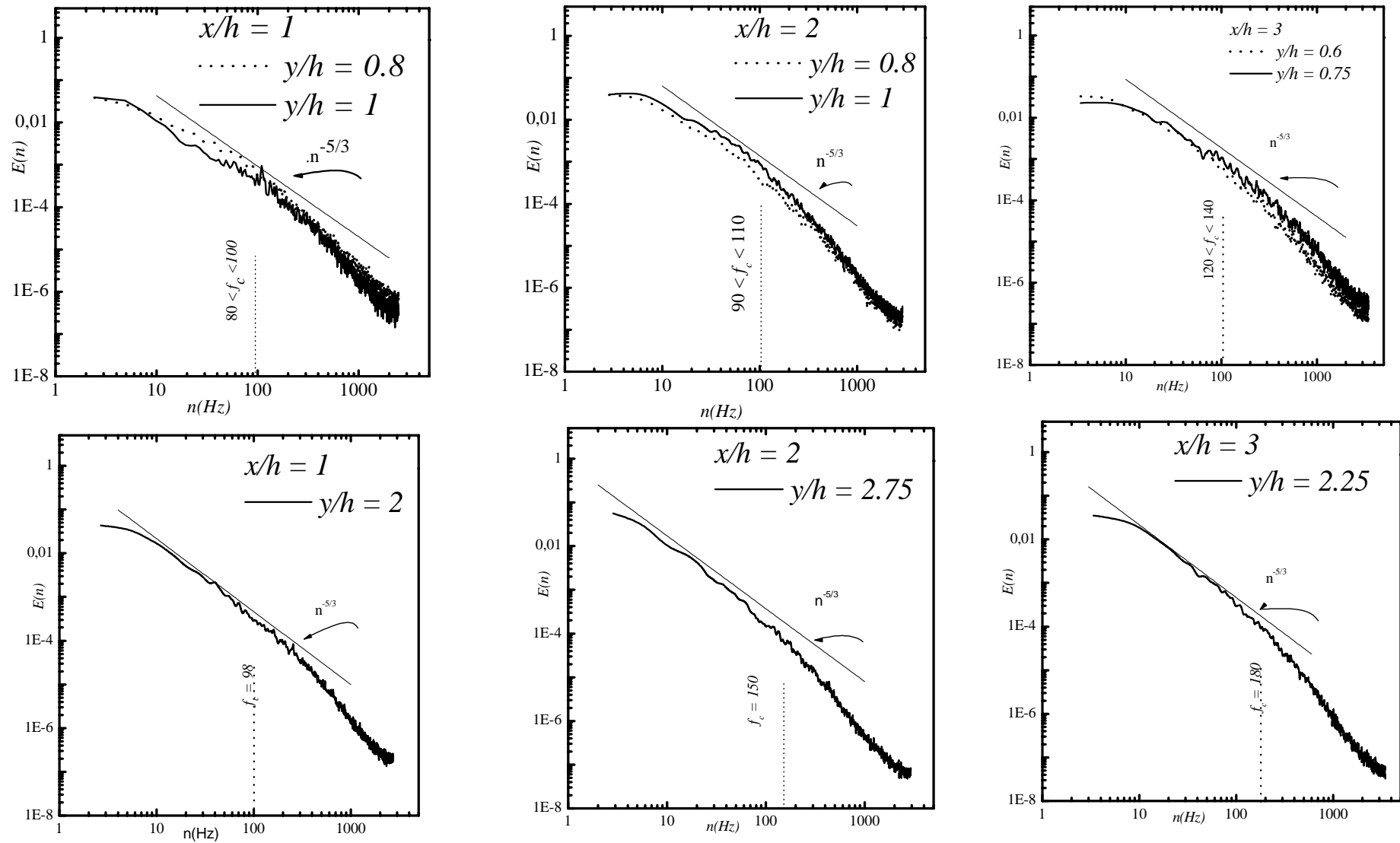


Figure 4.40 : Evolution des spectres d'énergie turbulente à différentes sections de mesure après la marche.

2.6.1. Spectres d'énergie :

Sur la figure 4.40, nous présentons l'évolution des spectres d'énergie turbulente à différentes sections de mesures. D'une manière générale, on peut remarquer que la zone d'équilibre inertiel est presque inexistante dans la zone au dessous de la marche où les effets de cisaillements sont prédominants. Par ailleurs, le spectre est évolutif dans la direction verticale. La valeur f_c indiquée sur les différents spectres correspond à la fréquence au-delà de laquelle le niveau de bruit, dû à l'interpolation du signal reconstitué, augmente (Adrian & Yao (1987)).

Dans la modélisation à deux échelles, les énergies cinétiques partielles peuvent apporter une représentation simplifiée de la répartition spectrale d'énergie et permettre ainsi d'apprécier la fraction de l'énergie intervenant dans les mécanismes essentiels pour chacune des deux zones.

En effet, l'énergie $k^{(1)}$ étant l'énergie intégrale sur le spectre pour $K < K_1$, elle prendra en compte les phénomènes de production liés au champ moyen et tous les phénomènes physiques relatifs aux grosses structures. La deuxième énergie partielle $k^{(2)}$, définie comme l'intégrale sur le spectre pour tous les nombres d'onde $K > K_1$, représente essentiellement l'apport d'énergie cinétique dû aux petites structures.

Le schéma de modélisation à deux échelles, correspond en effet à un découpage du spectre moyen en trois zones : une zone de production, une zone de transfert et une zone de dissipation. On suppose alors que la production d'énergie cinétique de la turbulence n'est importante que dans la première zone et que la dissipation n'intervient que dans la troisième zone. Les évolutions anisotropes seraient toutes contenues dans la première zone. La deuxième zone spectrale pourra être en équilibre significatif par rapport à la première si l'énergie partielle qu'elle contient représente une fraction non négligeable de l'énergie totale.

Le rapport $\xi = \frac{k^{(1)}}{k^{(2)}}$ nous renseignera sur les mécanismes de déséquilibre entre ces deux zones

spectrales. Un autre paramètre de forme du spectre est défini comme le rapport entre les

dissipations respectives aux deux zones : $\theta = \frac{\varepsilon^{(1)}}{\varepsilon^{(2)}}$.

$\varepsilon^{(1)}$ est l'énergie transférée de la zone de production vers la zone de transfert et $\varepsilon^{(2)}$ est celle transférée après un certain délai $\sim \left(\frac{k^{(2)}}{\varepsilon^{(2)}} \right)$ à la troisième zone.

Sur les figures 4.41 et 4.42, nous présentons, respectivement, les cartes de distribution des paramètres de forme ξ et θ . Leur évolution nous renseigne sur les écarts par rapport au cas en équilibre. Nous remarquons que les fortes valeurs de ξ apparaissent près du recollement où le mélange est important; tandis que les plus faibles se trouvent dans la zone de recirculation où le cisaillement est important. Les valeurs de référence à l'équilibre de ces paramètres sont approximativement $\xi = 3$ et $\theta = 1$.

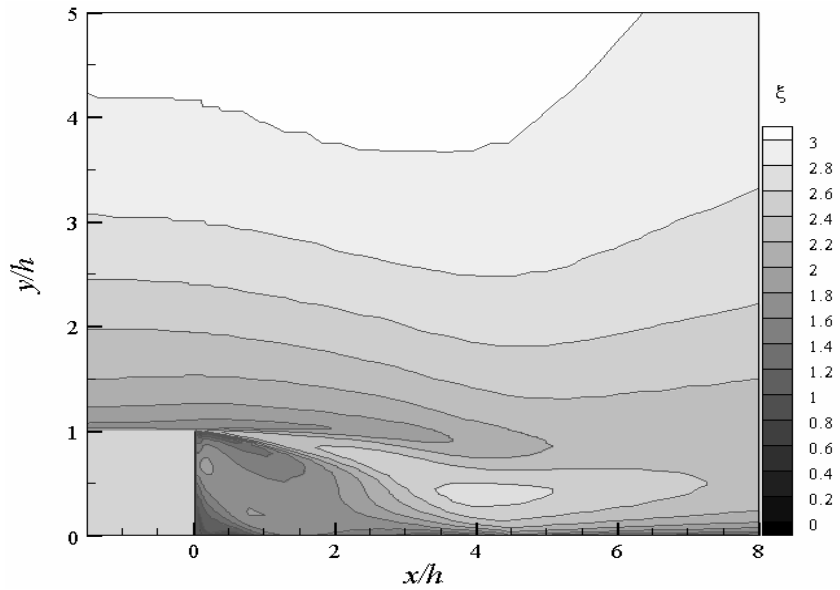


Figure 4.41: Carte de contours du paramètre de forme spectral. $\xi = k^{(1)}/k^{(2)}$

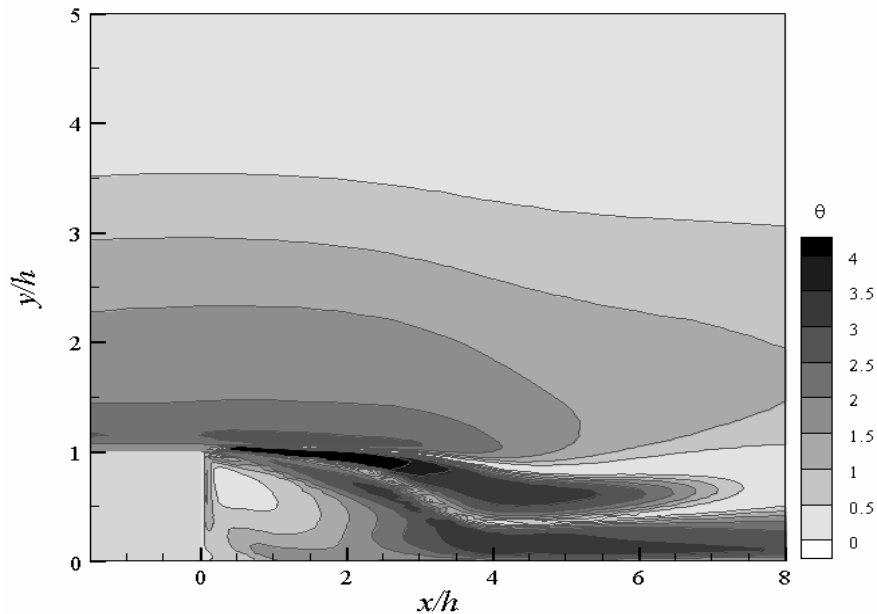


Figure 4.42: Carte de contours du paramètre de forme spectral. $\theta = \varepsilon^{(1)}/\varepsilon^{(2)}$

Les nombres d'onde de coupures du spectre peuvent être obtenus à partir de la relation (2.42); pour le modèle à deux échelles : $K_1 = \alpha_1 \frac{F^{(1)}}{k^{(1)3/2}}$ et $K_2 - K_1 = \alpha_2 \frac{F^{(2)}}{k^{(2)3/2}}$. En modélisation mono-échelle, le nombre d'onde de coupure correspondant à la macro-échelle intégrale est de l'ordre $K_1 = 0.1 \frac{\varepsilon}{k^{3/2}}$; l'ordre de grandeur de α_1 et α_2 peut être déduit. En première approximation on peut considérer que $\alpha_1 \cong \alpha_2$ et on déduit $\frac{K_2}{K_1} = 1 + \frac{F^{(2)}}{F^{(1)}} \left(\frac{k^{(1)}}{k^{(2)}} \right)^{3/2}$.

Ce rapport nous donne une idée sur l'évolution des partitions du spectre.

Les évolutions de ce rapport avant et après la marche sont regroupées sur la figure 4.43.

L'évolution avant la marche montre une variation monotone de cette grandeur dans la zone de cisaillement interne du jet $1 < y/h \leq 2$ (sur la marche supérieure); au-delà de cette limite le rapport reste presque constant. A la section $x/h=2$ après la marche, le rapport K_2/K_1 varie considérablement dans la région allant de la paroi jusqu'à $y/h \cong 2$. C'est ce qu'on a pu relever même dans l'évolution des spectres (Figure 4.40). Plus loin, l'évolution monotone observée avant la marche est retrouvée.

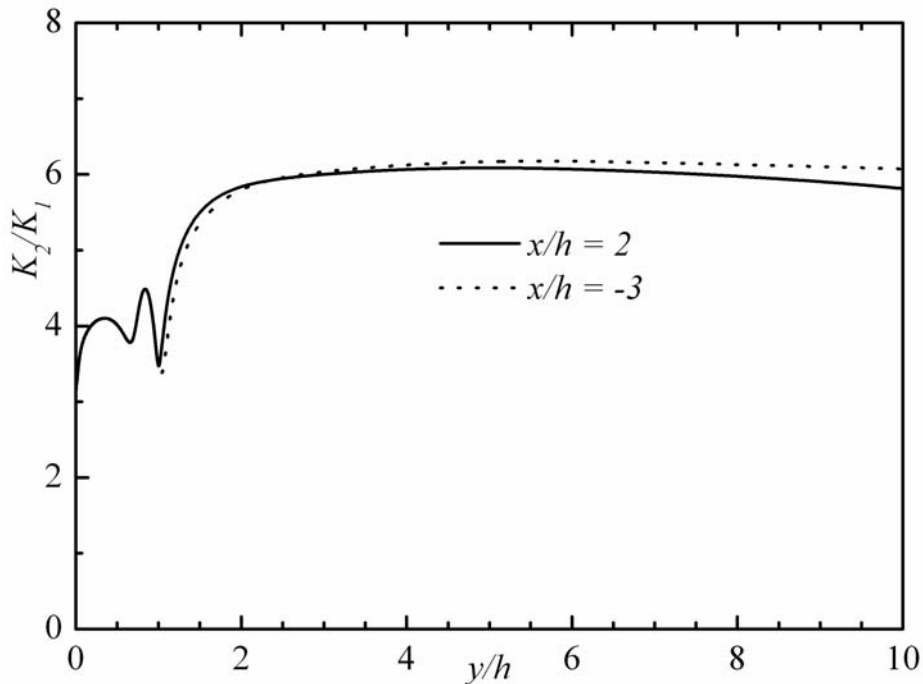


Figure 4.43: Evolution de $\frac{K_2}{K_1}$ avant et après la marche

2.6.2. Coefficients de corrélations- échelles de turbulence :

Afin d'analyser le comportement des échelles intégrales caractéristiques des gros tourbillons porteurs d'énergie nous avons estimé les dimensions de celles-ci par deux procédés : Expérimentalement, la détermination des échelles intégrales de turbulence sont déduites à partir de la corrélation temporelle suivant la formulation classique en considérant l'hypothèse du champ figé. Cette méthode se basant sur l'hypothèse de Taylor liant le temps et l'espace via la vitesse moyenne locale est largement utilisée et donne de bonnes estimations de l'échelle intégrale Λ . Par précaution, cette procédure n'a été utilisée que dans la région après recollement afin de comparer avec la relation utilisée, numériquement, par la suite.

Numériquement, nous avons utilisé la définition suivante : $l_\varepsilon \approx \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$. Celle-ci est utilisée dans tout le domaine exploré et les résultats sont comparés à ceux trouvés dans le cas d'une couche limite classique (partie II).

La figure 4.44 présente un exemple d'utilisation du coefficient de corrélation spatiale $C(\tau)$ pour l'estimation de l'échelle intégrale temporelle Λ . Cette grandeur ne donne qu'une évaluation grossière de la durée en deçà de laquelle la fluctuation longitudinale de vitesse serait parfaitement corrélée avec elle-même.

Nous présentons sur la figure 4.45, à titre d'exemple, l'évolution de cette échelle à la section de mesure $x/h = 5$.

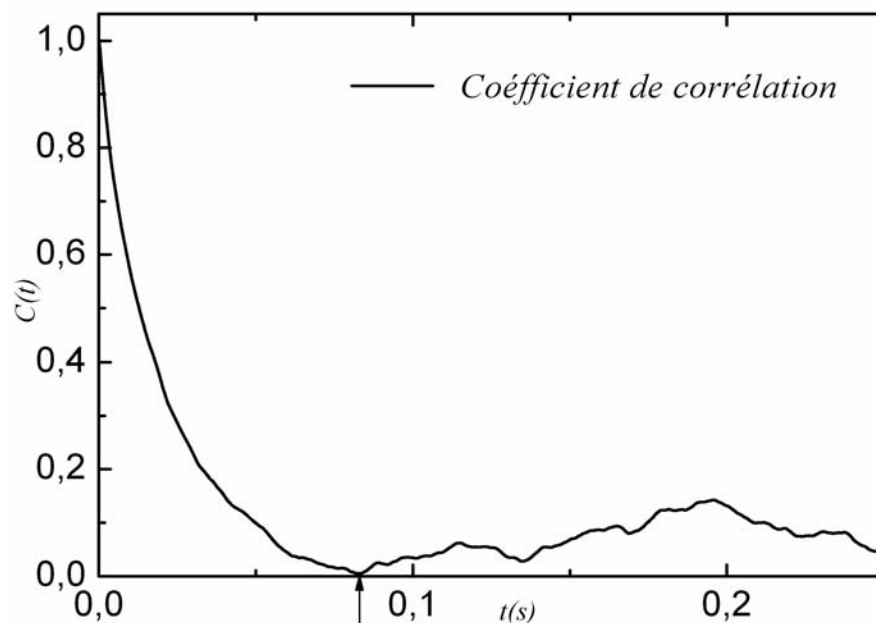


Figure 4.44 : Exemple d'évolution du coefficient de corrélation temporelle et détermination de τ

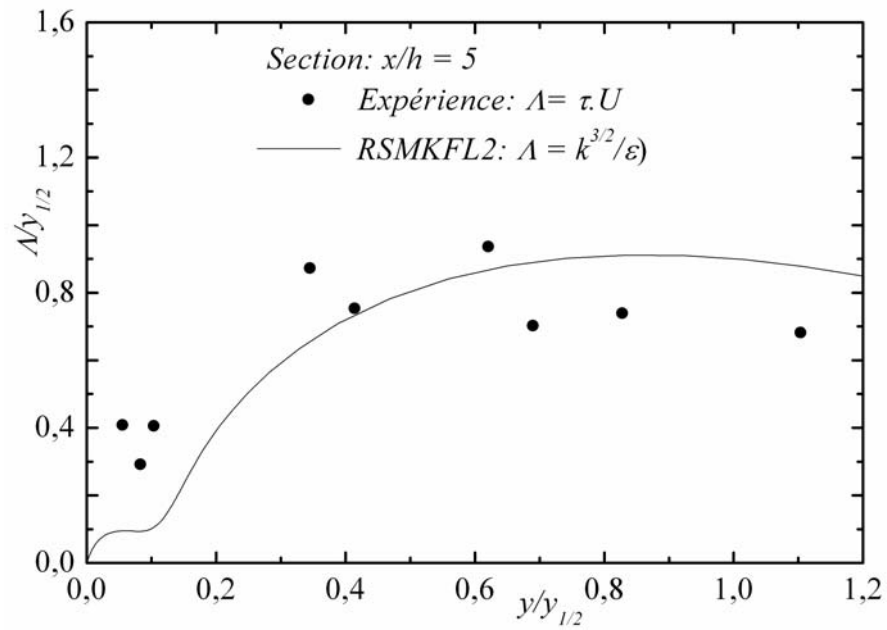


Figure 4.45: Evolution de l'échelle intégrale dans la région après recollement

Nous donnerons plus loin l'évolution en fonction de $y/y_{1/2}$ des échelles intégrales l_ε , déterminées numériquement à différentes sections x dans la zone de recirculation particulièrement. Ces résultats peuvent contribuer dans une certaine mesure à mettre en évidence les zones caractéristiques de l'écoulement.

Partie II : Etude numérique comparative : effet de la nature de l'écoulement entrant sur le recollement.

1. Introduction :

Afin d'étendre notre exploration à d'autres grandeurs physiques, que les mesures ne nous ont pas permis d'atteindre, nous procédons à une analyse numérique comparative entre l'écoulement de couche limite et l'écoulement de jet pariétal interagissant avec une marche descendante. Cela nous permettrait en particulier, en s'intéressant au bilan de l'énergie cinétique turbulente, de mettre en relief la dynamique des différentes régions dans le processus de recollement.

Avant de présenter les résultats de comparaison, il est évidemment nécessaire de tester le modèle RSMKFL2 dans le cas d'un écoulement entrant de type couche limite. Pour cela nous avons choisi les résultats expérimentaux de Jovic & Driver (1995) obtenus pour un nombre de Reynolds relativement faible $Re_h = \frac{U_0 h}{\nu} = 5100$. Les comparaisons ont porté essentiellement sur les profils de vitesses moyennes et les tensions de Reynolds après la marche.

Dans le programme de calcul, nous n'avons changé que les conditions d'entrée et celles aux limites.

2. Ecoulement de couche limite :

2.1. Champ moyen :

Avant de présenter les résultats relatifs à la vitesse moyenne, nous précisons que dans le cas de couche limite, la longueur de recollement prédite par le modèle adopté RSMKFL2 s'élève à $X_r = 7.2h$. Celle-ci est un peu surestimée par rapport à celle trouvée expérimentalement par Jovic & Driver (1995). Toutefois, en se référant aux spéculations émanant des travaux antérieurs sur la fluctuation du point de recollement, cette valeur reste acceptable. En particulier, en étudiant les fluctuations de pression, Le et al. (1997) trouvent que X_r varie entre $5h$ et $7.5h$. Lorsque les structures de grandes échelles, prenant naissance à

l'arrêt de la marche, évoluent la position de recollement se meut vers l'arrière et diminue soudainement indiquant le détachement de la structure de la marche. L'oscillation du point de recollement est aussi signalée par Friedrich & Arnal (1990); ils trouvent, d'après les résultats de simulation des grandes échelles, que la couche de cisaillement libre présente un mouvement vertical qui entraîne l'oscillation du point de recollement. Un mouvement de battement de l'écoulement à basses fréquences est aussi reporté par Eaton & Johnston (1980).

Nous exposons sur la figure 4.46 les profils de la vitesse moyenne longitudinale prédits par notre calcul en comparaison avec ceux obtenus expérimentalement par Jovic & Driver (1994). La comparaison est faite sur quelques sections représentatives respectivement de la zone de recirculation, de recollement et de redéveloppement. Globalement, l'accord entre les résultats obtenus par les deux approches est satisfaisant. Aussi, nous remarquons que le profil relevé à $x/h = 19$ admet une inflexion indiquant que le redéveloppement de l'écoulement n'est pas encore atteint. Cette inflexion est observée par Bradshaw & Wong (1972) plus loin encore à $x/h = 50$.

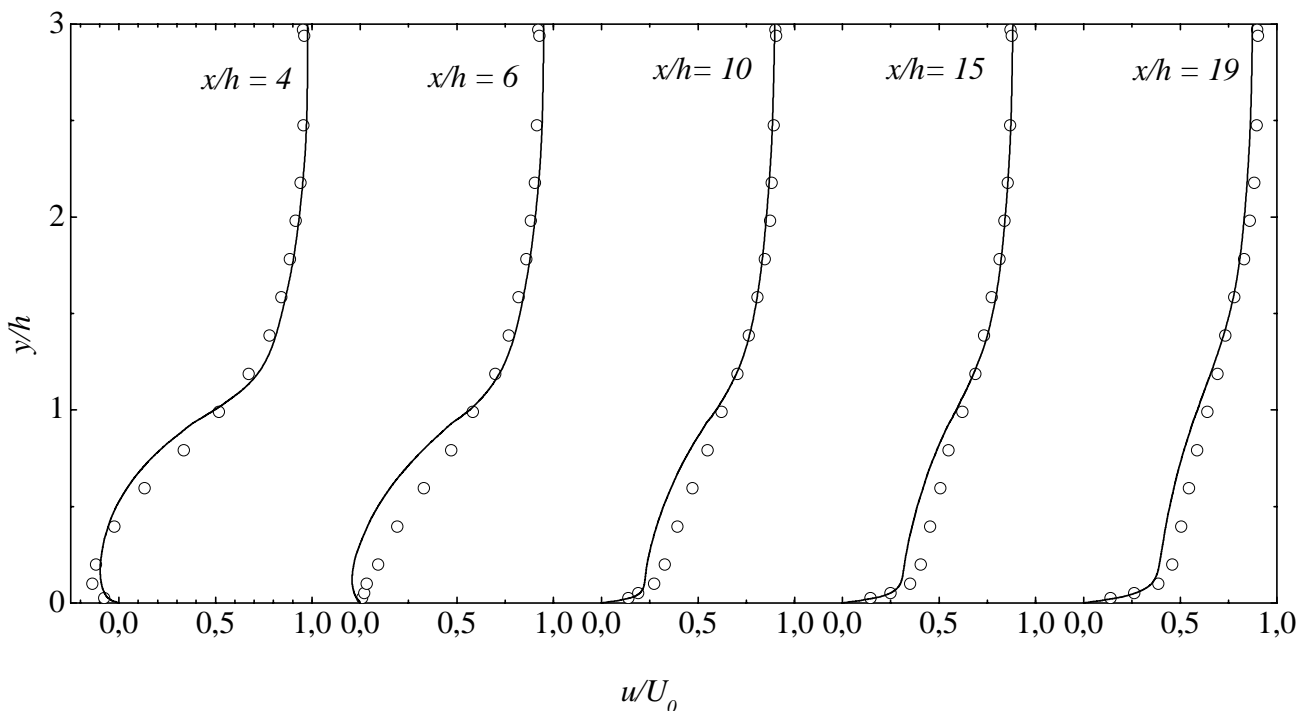


Figure 4.46 : Evolution des profils de vitesse moyenne longitudinale après la marche

○ : Expérience de Jovic & Driver (1994) ; — : RSMKFL2

La figure 4.47 montre l'évolution des profils de vitesse moyenne en variables de paroi pour différentes sections de calcul après le recollement. Sur la même figure, est représenté le profil expérimental relevé par Jovic & Driver (1994) à $x/h = -3.02$ avant la marche. On peut remarquer que lorsqu'on évolue dans la direction longitudinale, $x/h \geq 25$, les profils numériques tendent à se confondre montrant ainsi la tendance au redéveloppement de l'écoulement en ces sections.

Par ailleurs, les profils numériques sont proches du profil expérimental à $x/h = -3$ en amont sauf dans la région du sillage où l'effet du nombre de Reynolds est à prendre en compte.

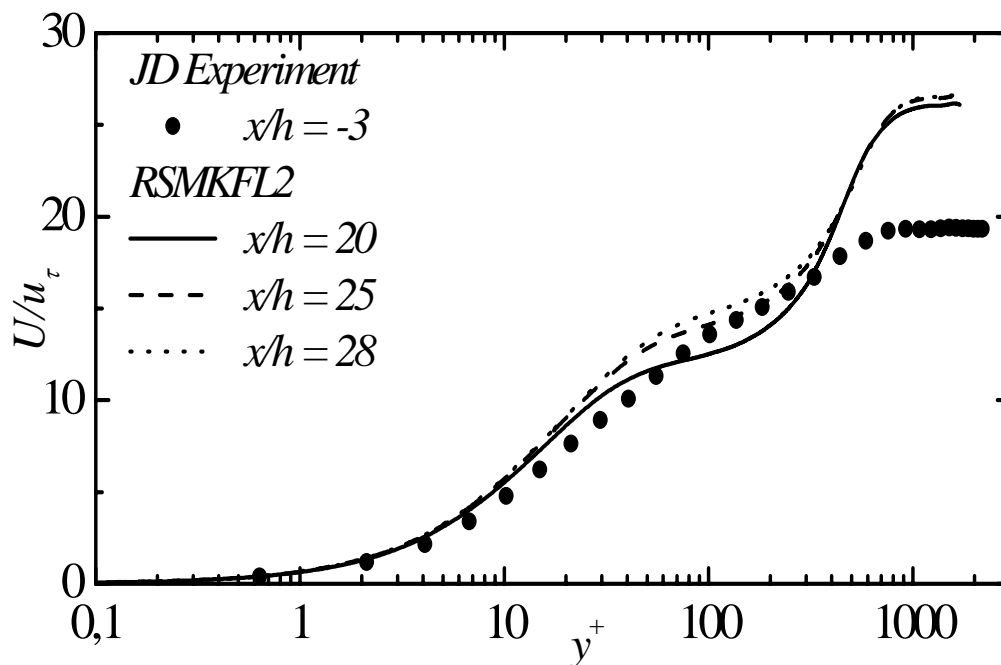


Figure 4.47 : Evolution des profils de vitesse moyenne longitudinale en variables de paroi après recollement.

2.2. Champ fluctuant :

Les figures 4.48, 4.49 et 4.50 représentent l'évolution des tensions de Reynolds (respectivement $\overline{u^2}/U_0^2$, $\overline{v^2}/U_0^2$ et \overline{uv}/U_0^2), à travers cinq sections longitudinales en les comparant aux résultats expérimentaux de Jovic et Driver (1995). Bien que l'accord entre les résultats expérimentaux et numériques soit satisfaisant, le modèle montre quelques faiblesses dans la zone de proche paroi pour les fluctuations longitudinales (figure 4.48).

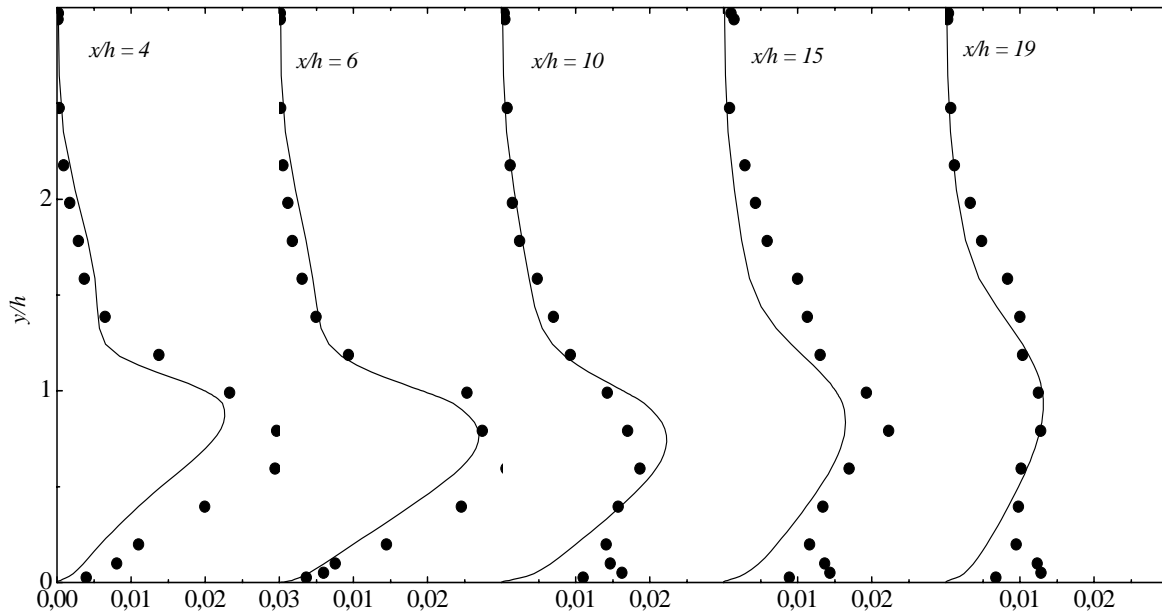


Figure 4.48 : Evolutions du profil de la variance de la fluctuation longitudinale $\overline{u^2}/U_{\max}^2$ après la marche
 — : RSMKFL2 model, ● : Expérience de Jovic & Driver (1994)

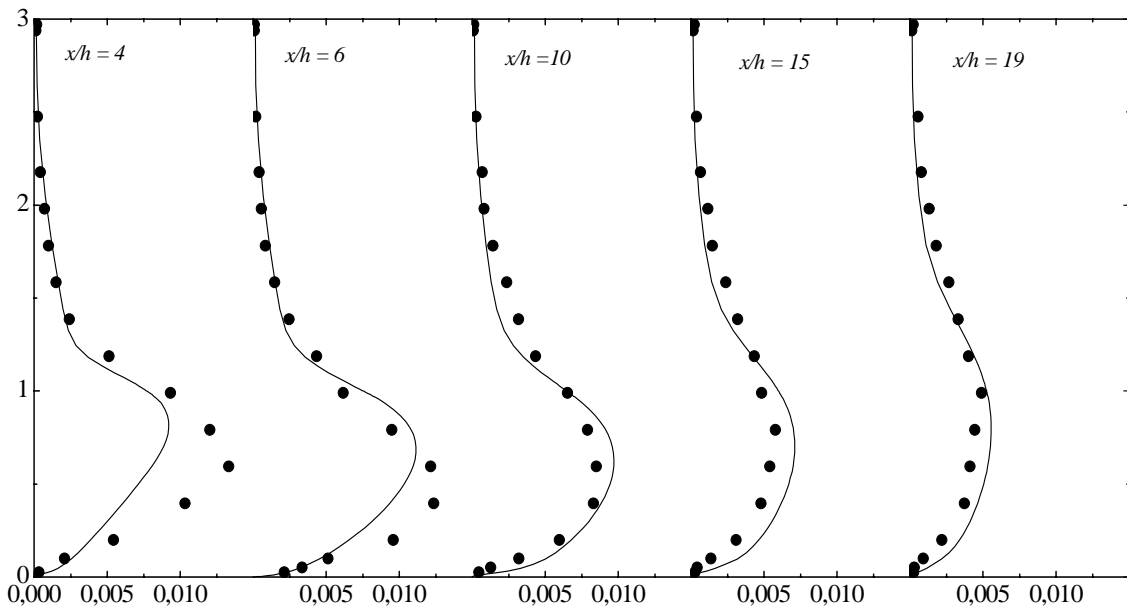


Figure 4.49 : Evolutions du profil de la variance de la fluctuation verticale $\overline{v^2}/U_{\max}^2$ après la marche
 — : RSMKFL2 model, ● : Expérience de Jovic & Driver (1994)

En effet, après le recollement, les résultats expérimentaux montrent le pic pariétal sur le profil de la variance de la fluctuation longitudinale que le modèle ne reproduit pas.

Aussi, nous remarquons que l'intensité de ces grandeurs s'accroît dans la région interne près de la zone de recollement. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de celle-ci elle diminue pour reprendre le comportement classique avec l'apparition du pic pariétal pour les fluctuations longitudinales. La croissance de l'intensité turbulente longitudinale peut s'expliquer par le fait qu'à proximité de la marche les structures turbulentes sont très fluctuantes à cause de la forte interaction entre la zone de recirculation et la couche de cisaillement. Le même comportement est retrouvé dans le cas du jet pariétal.

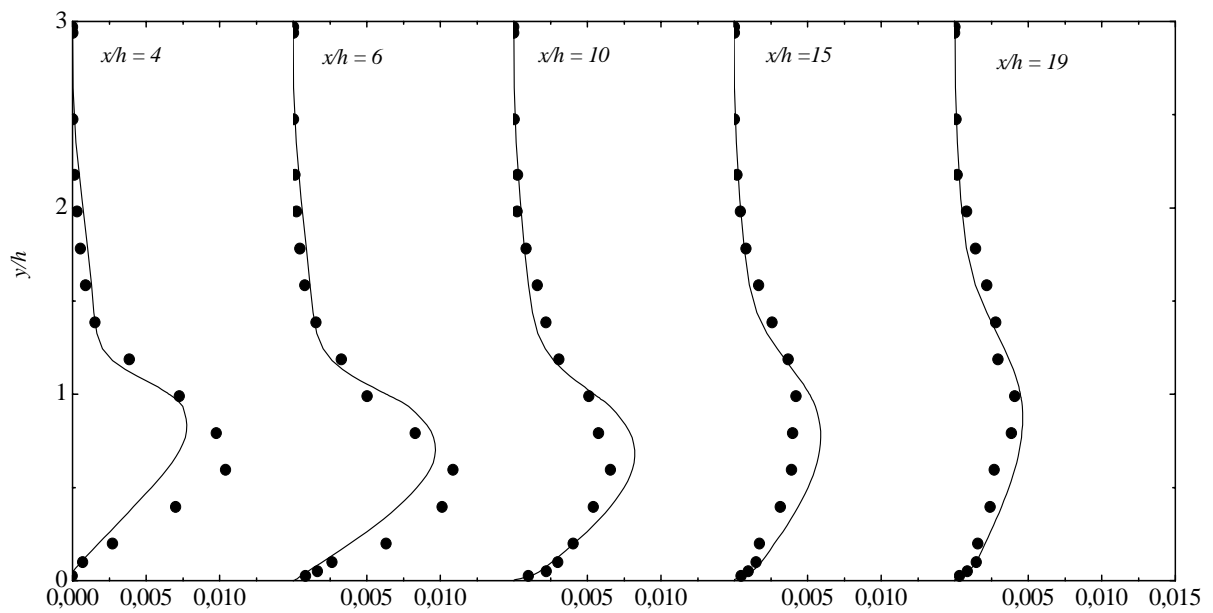


Figure 4.50 : Evolutions du profil de la tension de Reynolds normale $-\overline{u'v'}/U_{\max}^2$ après la marche

— : RSMKFL2 model, ● : Expérience de Jovic & Driver (1994)

Les figures 4.49 et 4.50 montrent quant à elles les distributions de l'intensité turbulente verticale $\overline{v^2}/U_{\max}^2$ et la tension normale de Reynolds $-\overline{uv}/U_{\max}^2$ aux mêmes sections considérées précédemment. Hormis l'écart observé dans la zone de recirculation, l'allure globale de leurs évolutions respectives est reproduite par le calcul RSMKFL2. Notamment, l'augmentation de ces grandeurs dans la zone de recirculation.

A l'issue de l'accord satisfaisant du modèle numérique appliqué RSMKFL2 avec les données expérimentales disponibles, sur les deux configurations de l'écoulement amont, nous pouvons étendre notre exploration à d'autres grandeurs accessibles par le calcul.

Notre étude est complétée, dans ce qui suit, par une comparaison entre les deux structures de l'écoulement après la marche. L'analyse portera essentiellement sur les résultats numériques dans la zone de recirculation jusqu'à la relaxation.

3. Etude comparative :

Dans ce paragraphe nous présentons des résultats numériques complémentaires sur l'interaction du jet pariétal avec une marche descendante comparés à ceux obtenus pour un écoulement entrant de type couche limite. Nous nous sommes intéressés particulièrement à l'évolution de l'écoulement après la marche.

Sachant que les longueurs de recollement sont différentes pour les deux configurations considérées, nous adopterons, quand c'est nécessaire, la normalisation de Roshko & Lau (1965) qui ont introduit $x^* = (x - X_r) / X_r$.

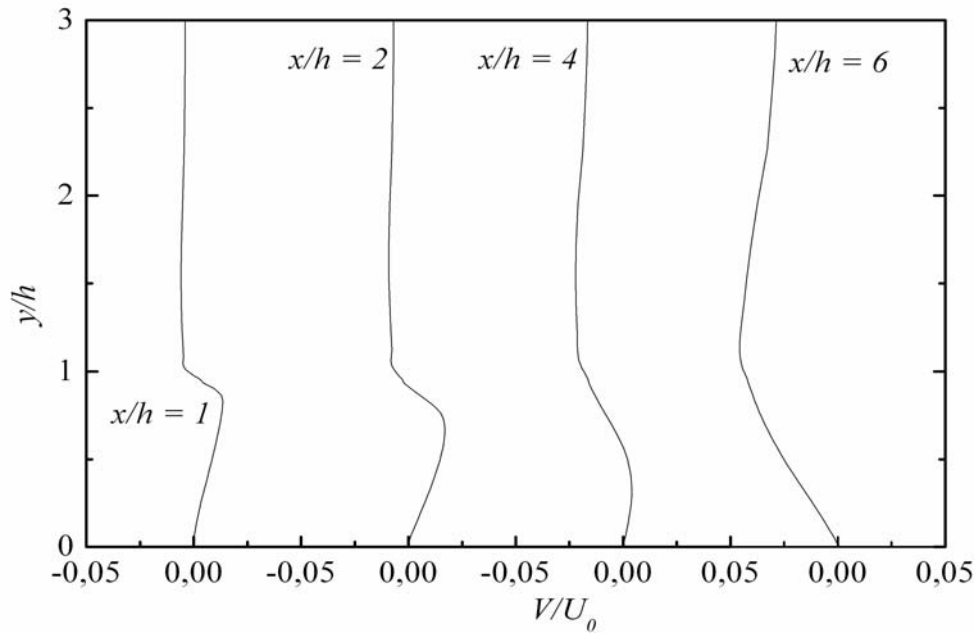
3.1. Champ moyen :

3.1.1. Profils de la vitesse moyenne verticale :

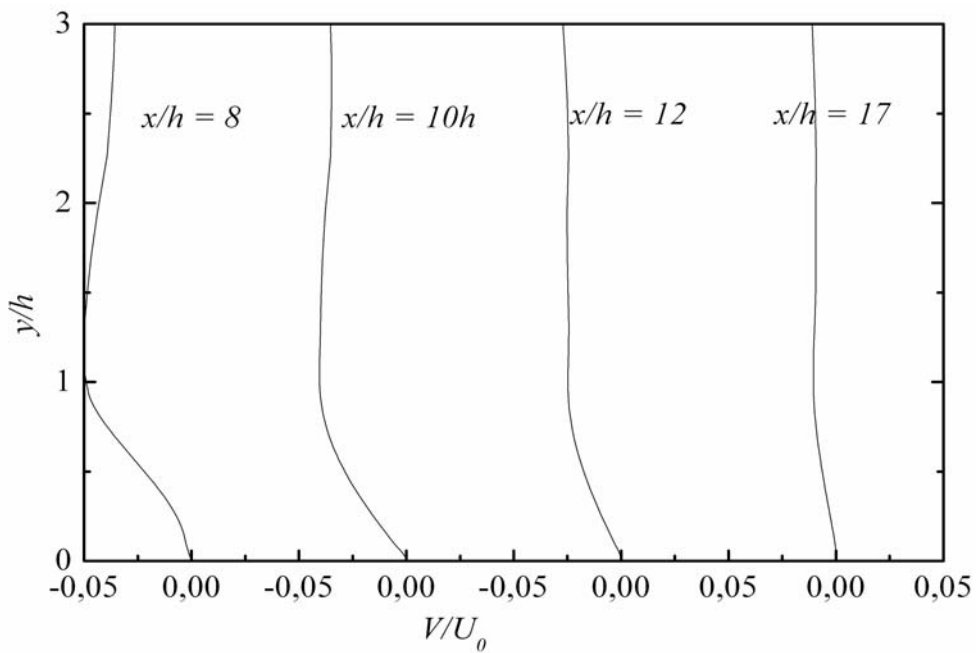
Les profils de la vitesse moyenne verticale V , pour les deux configurations considérées, sont représentés respectivement sur les figures 4.51 et 4.52. Dans la région de recirculation, pour le cas de la couche limite, la vitesse est positive et dès que l'on s'approche du recollement elle devient négative en commençant de la zone externe; montrant ainsi l'inclinaison de la direction de l'écoulement vers la paroi. Nous pensons que la dépression engendrée dans la zone de recirculation aspire l'écoulement vers celle-ci. Cet effet, qui semble s'amplifier au voisinage de la zone de recollement, est ressenti à des distances loin de la paroi même à $y/h \geq 3$ (figure 4.51). Très loin de la zone de recollement (dans la zone de redéveloppement), à $x/b = 17$ la vitesse prend encore des valeurs négatives mais très faibles; indiquant, là encore, que l'écoulement n'est pas encore complètement relaxé. L'évolution du point d'inflexion, qui indique le passage de la vitesse par la valeur zéro avec changement de signe, illustre le rabattement de l'écoulement vers la paroi. En effet au début du décollement, ce point qui se situe à la hauteur b et descend vers la paroi au fur et mesure que l'on s'approche du recollement.

L'allure des profils de vitesse verticale, dans le cas du jet pariétal, est qualitativement similaire. Néanmoins, l'intensité de cette composante de vitesse reste beaucoup plus importante que dans le cas de la couche limite (figure 4.52); l'inclinaison générale de

l'écoulement vers la paroi est plus prononcée en prévision d'un recollement anticipé. Dans la zone de recollement, alors que la vitesse négative atteint $-0.06U_0$ pour le cas de la couche limite et $-0.2U_{max}$ pour le cas du jet pariétal.



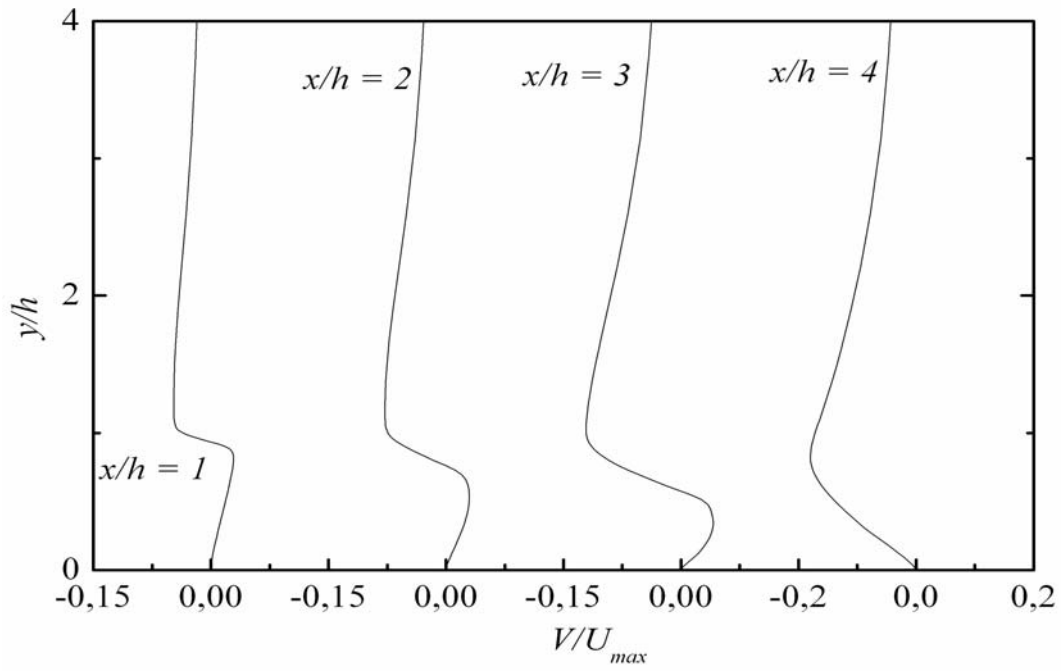
(a)



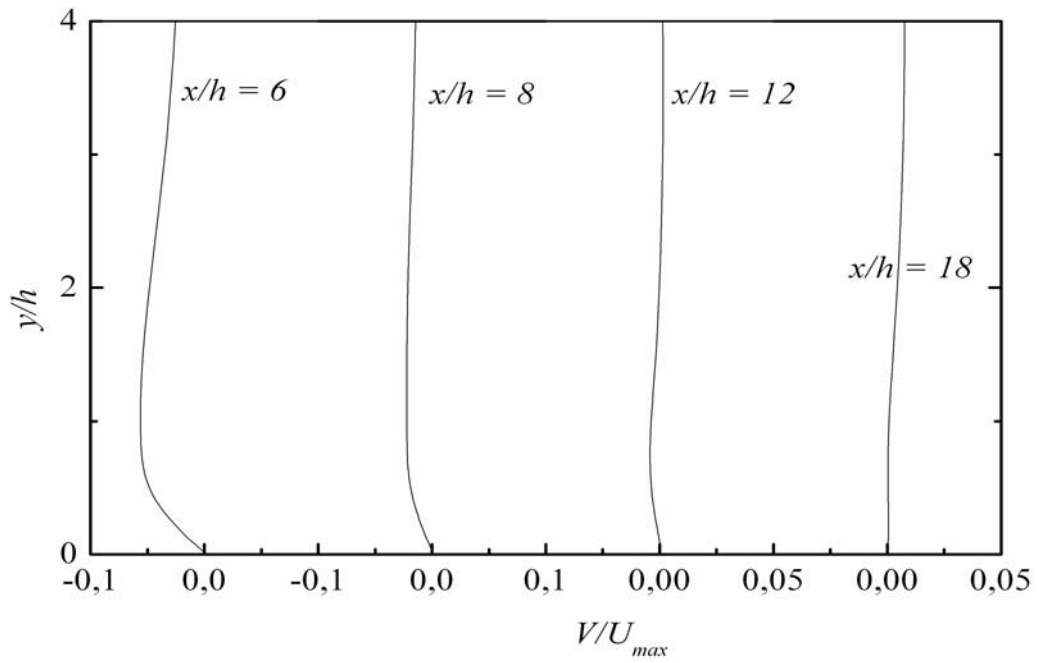
(b)

Figure 4.51 : Profils de vitesse moyenne verticale pour le cas de couche limite.

(a) : zone de recirculation et de recollement ; (b) : zone de redéveloppement



(a)



(b)

Figure 4.52 : Profils de vitesse moyenne verticale pour le cas de jet pariétal.

(a) : zone de recirculation et de recollement ; (b) : zone de redéveloppement

3.1.2. Épaisseurs caractéristiques :

Parmi les échelles de longueurs relatives au champ dynamique et qui caractérisent les couches de cisaillement libres nous avons les épaisseurs de déplacement δ^* et de quantité de mouvement θ .

$$\text{Épaisseur de déplacement : } \delta^* = \int_0^{y_{\max}} \left(1 - \frac{U}{U_{\max}} \right) dy$$

$$\text{Épaisseur de quantité de mouvement : } \theta = \int_0^{y_{\max}} \frac{U}{U_{\max}} \left(1 - \frac{U}{U_{\max}} \right) dy$$

Nous représentons respectivement sur les figures 4.53 et 4.54 l'évolution de l'épaisseur de déplacement et de la quantité de mouvement. Globalement, on remarque que ces épaisseurs sont plus faibles dans le cas du jet pariétal. Ceci est dû certainement à l'action des structures de la zone externe qui se rabattent vers la paroi. Cet écart est accentué dans la zone de recollement. Par ailleurs, on constate sur la figure 4.53 que l'épaisseur de déplacement présente un saut brutal à l'arrêt de la marche où se produit justement le décollement. A l'approche du recollement elle diminue fortement. Plus loin de celle-ci, dans la zone de redéveloppement, on remarque une évolution asymptotique vers les valeurs obtenues en amont.

Il est à noter par ailleurs que l'évolution de l'épaisseur de déplacement après le recollement est plus lente dans le cas de la couche limite du fait que la relaxation dans ce cas est retardée à des régions plus éloignées.

L'épaisseur de quantité de mouvement pour le cas du jet pariétal diminue dans la zone de recirculation où la vitesse moyenne est relativement faible. Elle atteint une valeur minimale au point de recollement. Le balayage de la zone de recollement qui se traduit par une remontée de fluide après le recollement est responsable de l'accroissement de l'épaisseur de la quantité de mouvement dans cette région. Plus loin, dans la zone de redéveloppement, on retrouve une évolution asymptotique vers les valeurs obtenues en amont de la marche.

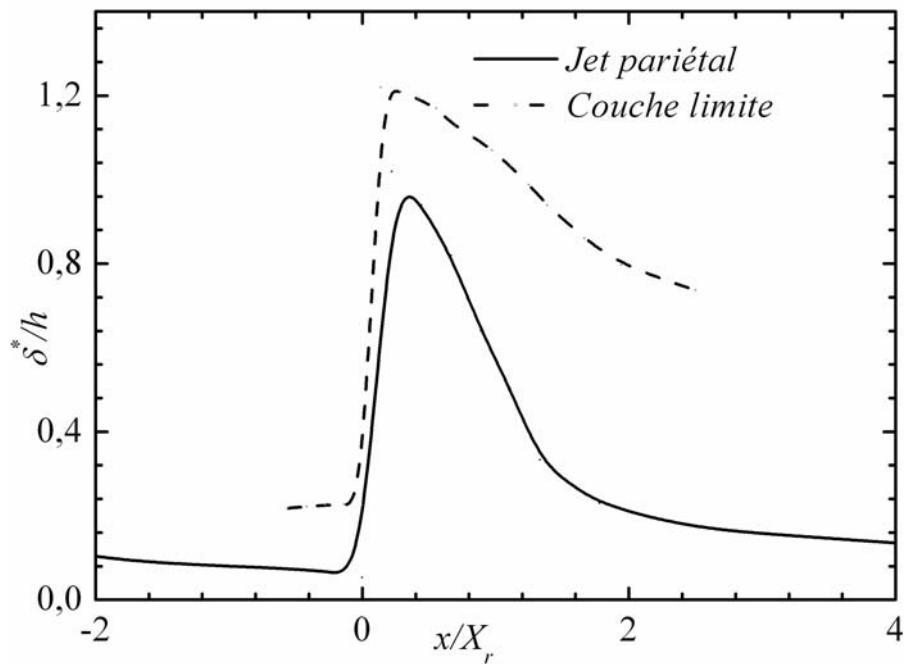


Figure 4.53 : Evolution de l'épaisseur de déplacement avant et après la marche

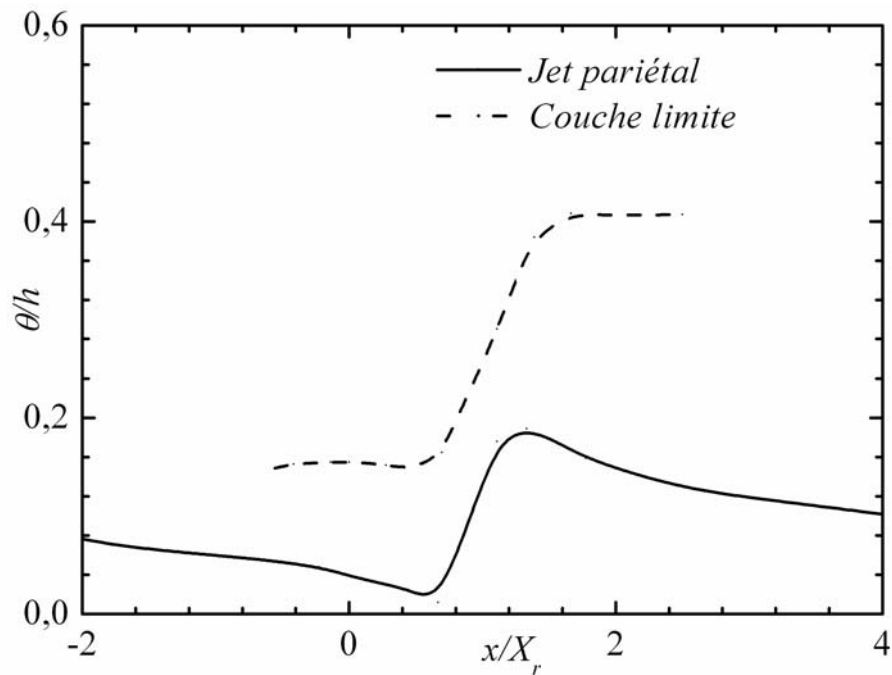


Figure 4.54 : Evolution de l'épaisseur de quantité de mouvement avant et après la marche

L'épaisseur de quantité de mouvement, pour le cas du jet pariétal, diminue dans la zone de recirculation où la vitesse moyenne est relativement faible. Elle atteint une valeur minimale au point de recollement puis croît d'une manière monotone dans la région telle que $x \leq 2X_r$, puis décroît plus loin pour atteindre la valeur asymptotique de 0.1 obtenue avant la

marche. L'évolution de ce paramètre dans le cas de la couche limite est différente après le recollement. En effet, θ croît jusqu'à la valeur de 0.4 obtenue dans l'expérience de Jovic & Driver (1994) et par la simulation numérique directe menée par Le (1995).

3.1.3. Direction de l'écoulement :

Dans ce qui a précédé, nous avons vu que la structure de la zone externe de l'écoulement influe sur le processus de recollement. Les entrées de masses de fluide de la zone intermittente du jet entraînent l'écoulement global vers la paroi.

La détermination de la direction du vecteur vitesse peut nous renseigner sur le comportement de l'écoulement derrière la marche et la contamination des couches de fluide au dessous de celle-ci $\frac{y}{h} < 1$.

Nous donnons sur les figures 4.55, 4.56 et 4.57 l'évolution de l'angle de déviation de l'écoulement par rapport à l'horizontale, à différentes sections longitudinales x^* , pour les deux configurations de l'écoulement entrant.

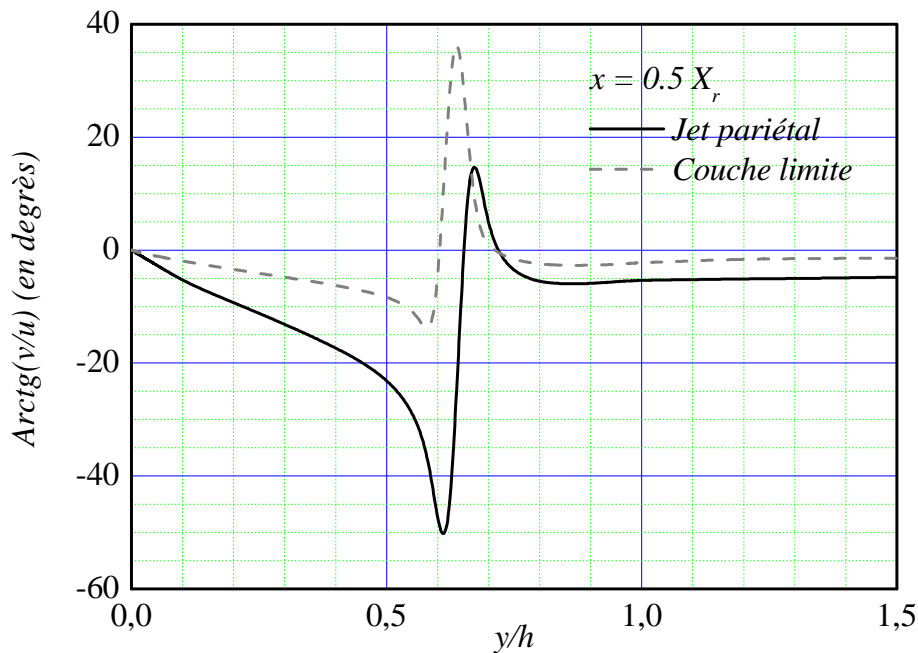


Figure 4.55 : Evolution verticale de l'angle de déviation du vecteur vitesse par rapport à l'horizontale à la section : $x^* = -1/2$

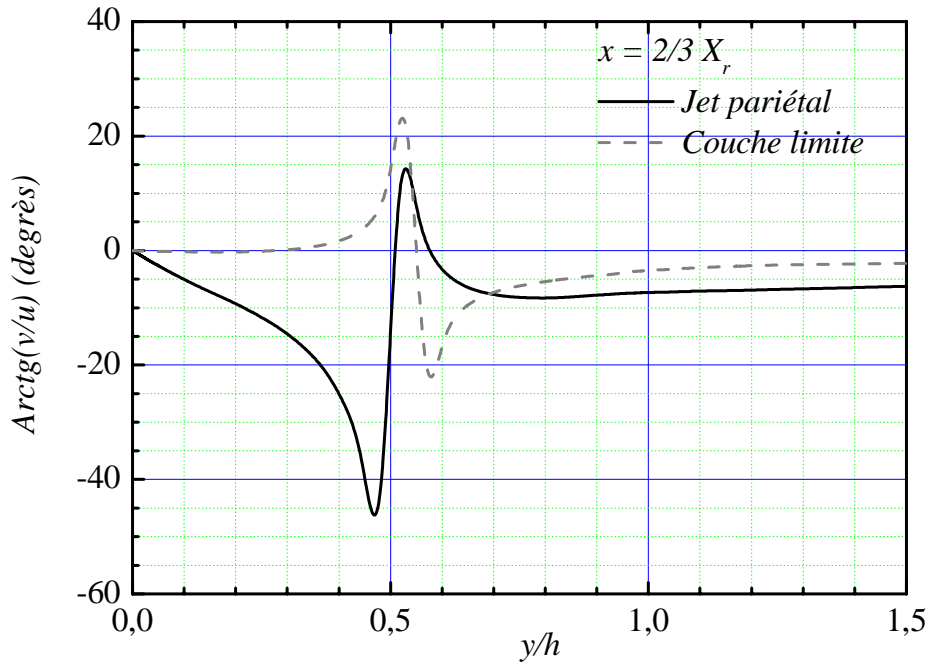


Figure 4.56 : Evolution verticale de l'angle de déviation du vecteur vitesse par rapport à l'horizontale à la section : $x^* = -1/3$

Nous remarquons que pour les sections $x = 0.5X_r$ et $x = 2/3X_r$ (dans la zone de recirculation), l'angle de déviation est beaucoup plus élevé en valeur absolue dans le cas du jet pariétal. A $x = 2/3X_r$, on remarque l'inversion du signe dans le cas d'une couche limite (figures 4.56).

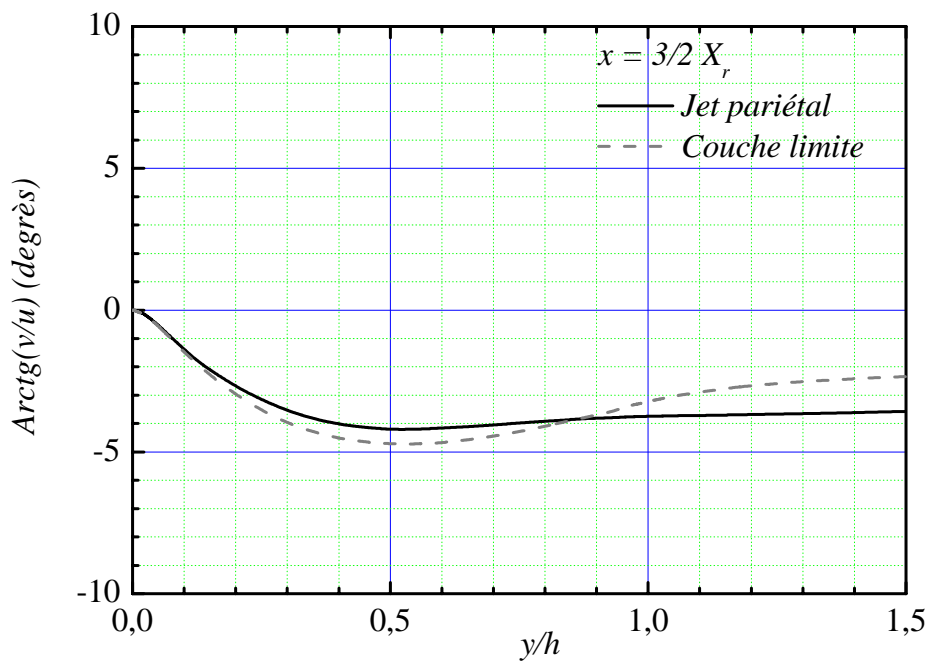


Figure 4.57 : Evolution verticale de l'angle de déviation du vecteur vitesse par rapport à l'horizontale à la section : $x^* = 3/2$

Plus loin à $x = 3/2 X_r$ (figure 4.57), le rabattement de l'écoulement au dessous de la marche semble un peu plus prononcé dans le cas d'un écoulement entrant de type couche limite. Pour $y/h > 1$, il est normal que la tendance soit inversée vu le caractère intermittent de la frontière et l'entrée de bouffées de fluide de l'extérieur.

Dans la zone de recirculation, la loi de paroi n'est pas applicable. D'après Adams et al. (1984), l'écoulement de retour semble se comporter comme un écoulement laminaire. Simpson (1983) et Simpson et al. (1990) avaient proposé des échelles de normalisation qui regroupent les profils de vitesse dans l'écoulement décollé. L'échelle de longueur est y_N , définie comme la distance de la paroi à la position du maximum de la vitesse moyenne négative U_N . L'auteur (Simpson (1983)) définit alors trois couches : (a) la couche interne, $y/y_N \leq 0.02$, où les effets visqueux sont importants, (b) la couche externe, $y/y_N > 1$, admettant un profil linéaire et (c) la couche de recouvrement $0.02 < y/y_N < 1$. Une relation empirique a été proposée

$$\text{pour cette dernière région : } \frac{u}{|U_N|} = A_N \cdot \left[\frac{y}{y_N} - \log\left(\frac{y}{y_N}\right) - 1 \right] - 1.$$

La constante A_N est choisie égale à 0.3 en se basant sur les données de Simpson et al. (1990). La figure (4.58) présente, à trois sections choisies dans la zone de recirculation, les profils de vitesse tracés en coordonnées suggérées par Simpson et al. (1990). Nous représentons en même temps, pour comparaison, le tracé de la corrélation de Simpson (1983) avec $A_N = 0.3$.

Dans les deux cas d'écoulements considérés, des écarts entre les profils calculés et la relation empirique sont à noter. Le (1995) avait relevé aussi le même comportement. Nous soulignons quand même un bon accord des profils calculés la zone de recirculation, surtout pour $y \leq y_N$. Lorsqu'on s'approche du recollement, les profils calculés tendent à mieux s'accorder avec la relation de Simpson (1983) dans la région telle que $y/y_N > 1$.

Le (1995), avait fait remarquer pour sa part que la similitude des profils n'est pas assurée près des positions de vitesse nulle à savoir la section de recollement et la section où les deux structures (la principale et la secondaire) se rejoignent.

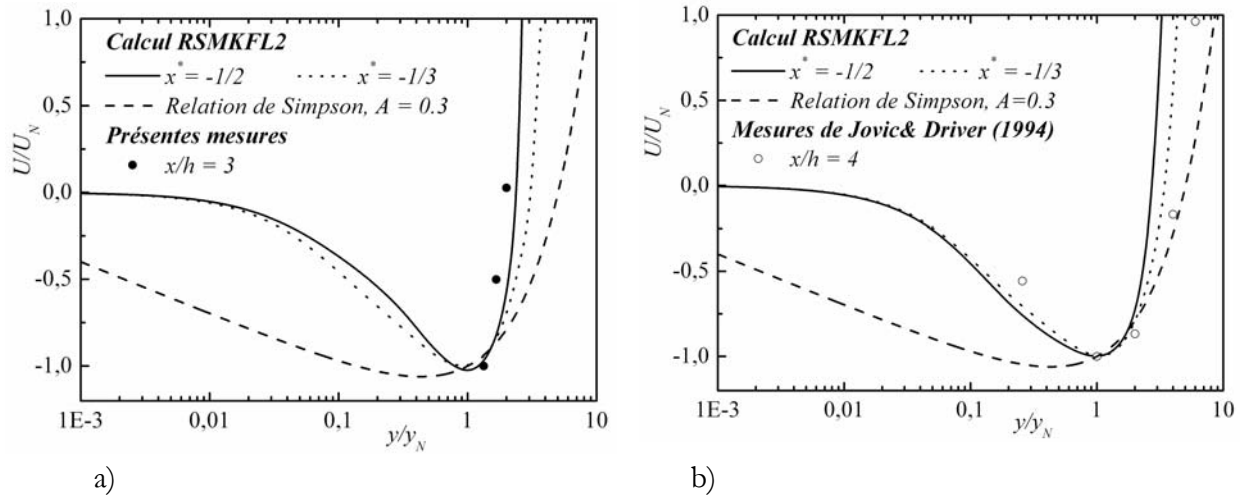


Figure 4.58: Evolution des profils de vitesse moyenne dans la zone de recirculation, U / U_N en fonction de y / y_N

3.2. Champ fluctuant :

3.2.1. Distribution spatiale des tensions de Reynolds après la marche :

Les cartes des contours des quatre composantes des tensions de Reynolds, intervenant dans les mécanismes d'échanges d'énergie entre le mouvement moyen et le mouvement turbulent ($\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ et \overline{uv}), sont également représentées pour les deux cas de configurations sur les figures 4.59 et 4.60. Dans cette représentation toutes les grandeurs sont aussi normalisées par U_0^2 . D'une manière générale, nous remarquons qu'à la hauteur de la marche, dans la zone de recollement, les contours sont plus resserrés pour le cas d'écoulement de couche limite. Le cisaillement dû à la présence de la marche persiste et s'épanouit plus aisément dans le cas de la couche limite; alors que pour le cas du jet est repoussé à la paroi par l'action de la zone extérieure du jet pariétal.

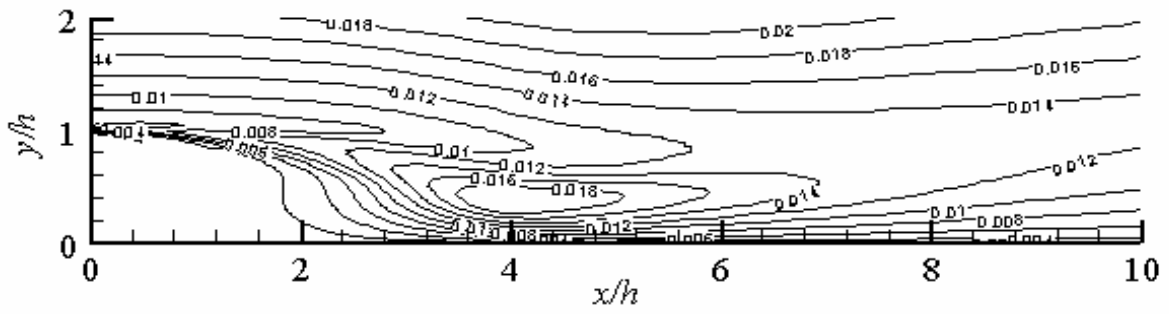


Figure 4.59.a : Contours de l'intensité turbulente longitudinale $\overline{u^2}/U_0^2$ derrière la marche (jet pariétal)

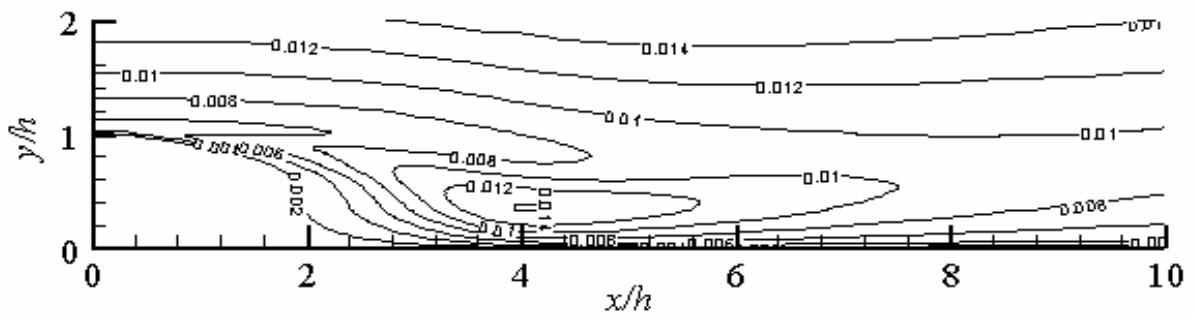


Figure 4.59.b : Contours de l'intensité turbulente transversale $\overline{w^2}/U_0^2$ derrière la marche (jet pariétal)

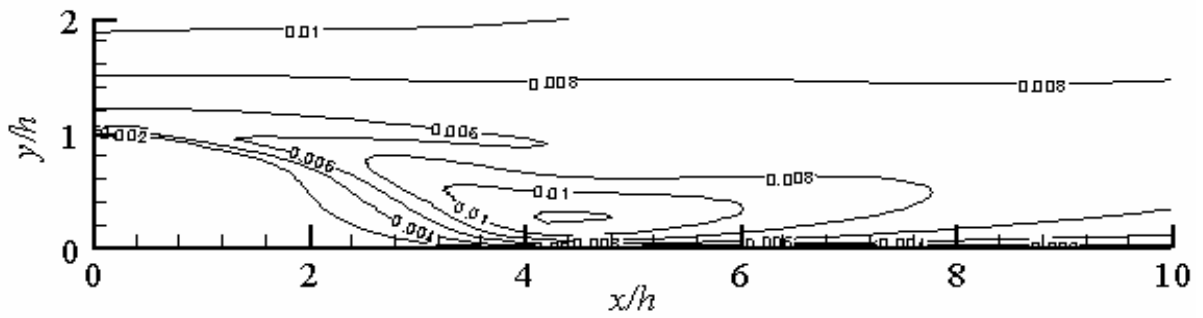


Figure 4.59.c : Contours de la tension de l'intensité normale $\overline{v^2}/U_0^2$ derrière la marche (jet pariétal)

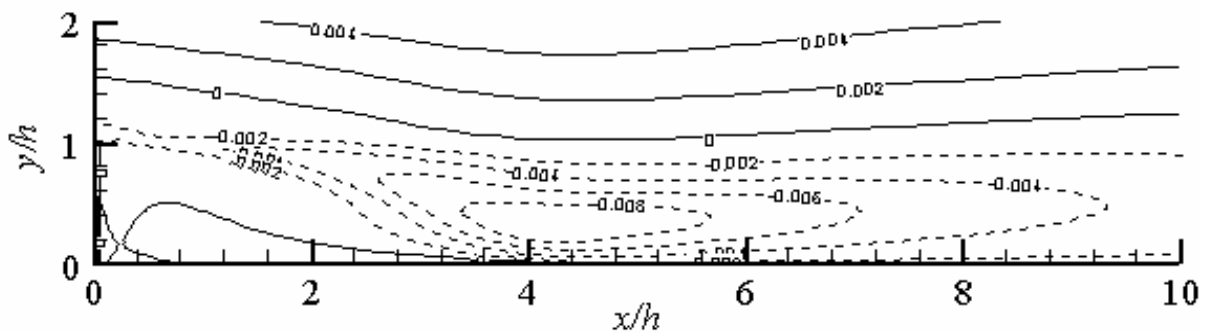


Figure 4.59.d : Contours de la tension de Reynolds normale \overline{uv}/U_0^2 derrière la marche (jet pariétal)

3.2.2. Bilan de l'énergie cinétique turbulente :

Nous présentons tout d'abord la répartition du champ de l'énergie cinétique de turbulence k normalisée par U_0^2 sur les figures 4.61.a et 4.61.b respectivement pour le cas d'un jet et de la couche limite. Quant au champ de production P , il est représenté sur les figures 4.62.a et 4.62.b.

L'énergie k est directement liée aux variations temporelles des échelles turbulentes. Il est clairement illustré que les fluctuations énergétiques se trouvent dans la couche de cisaillement près de la marche et dans la zone de recirculation $y/h \leq 1$; ceci est aussi visible dans la couche de cisaillement libre du jet (figure 4.61.a).

Quand on approche la paroi, on observe de faibles valeurs de l'énergie cinétique turbulente qui correspondrait à la réduction de la taille des structures tourbillonnaires.

Une région de fortes valeurs de k apparaît dans la zone de recollement où des structures importantes viennent balayer la paroi et amorcer le mélange. Cette région est plus étendue pour le cas de cas de la couche limite ; la zone de recollement étant dans ce cas plus large.

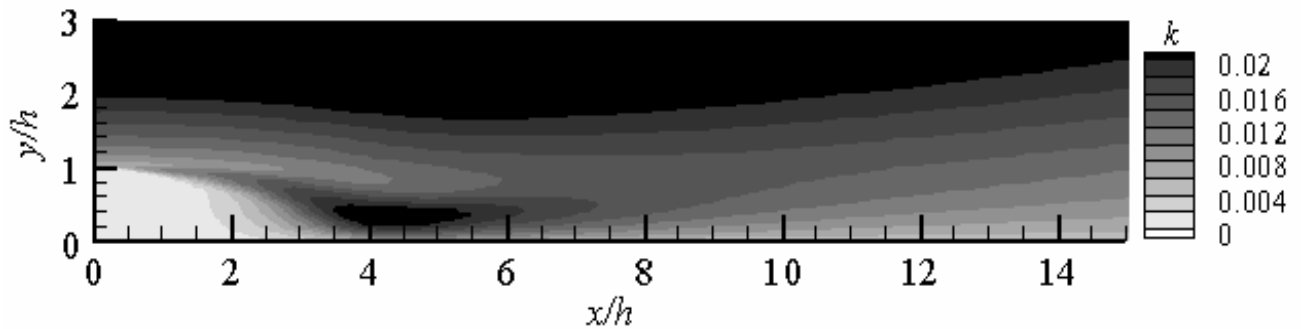


Figure 4.61.a : Carte des iso contours de l'énergie cinétique turbulente, cas de jet pariétal

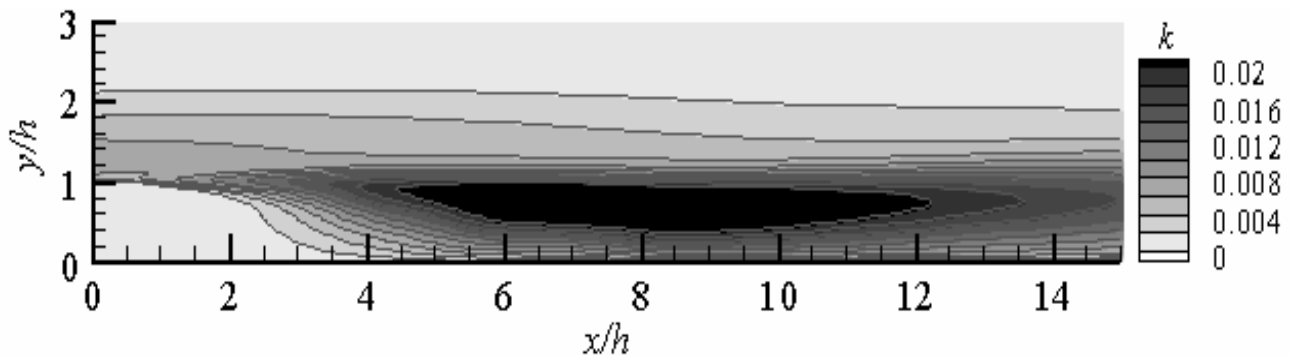


Figure 4.61.b : Carte des iso contours de l'énergie cinétique turbulente, cas de couche limite

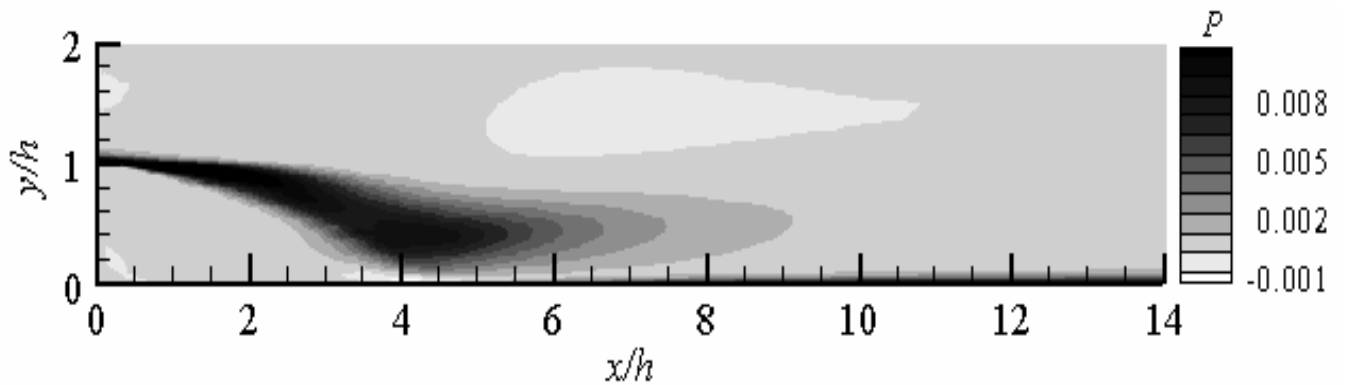


Figure 4.62.a : Carte des iso contours de la production de l'énergie turbulente, cas de jet pariétal

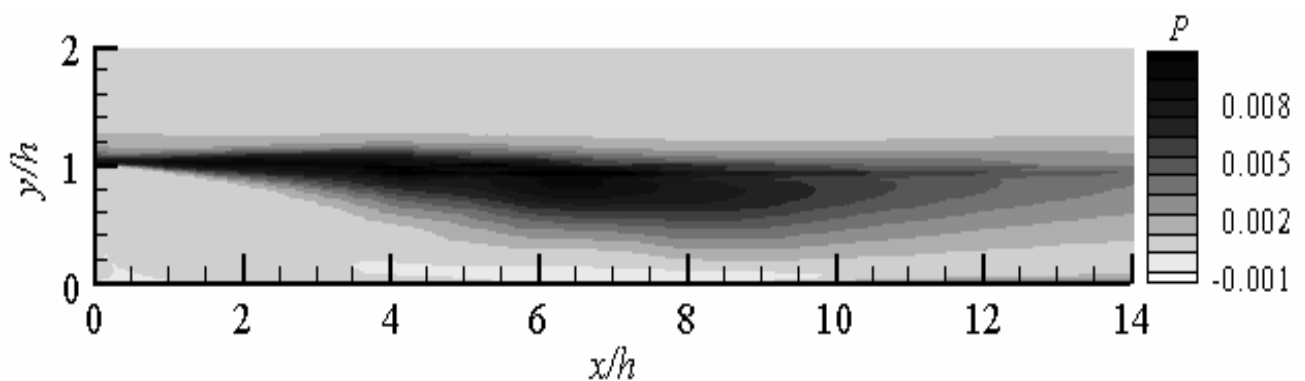


Figure 4.62.b : Carte des iso contours de la production de l'énergie turbulente, cas de couche limite

Les figures 4.62.a et 4.62.b donnent la distribution spatiale de la production, définie explicitement par $P = -\overline{u^2} \frac{\partial U}{\partial x} - \overline{v^2} \frac{\partial V}{\partial y} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y}$, pour les deux configurations utilisées. Là aussi on constate que la région de forte production est beaucoup plus allongée dans le cas de la couche limite.

D'après Kostas et al. (2002) la région de forte production de l'énergie cinétique de turbulence coïncide avec l'interaction de tourbillons de type ordonnée (organisée) où les petits tourbillons subissent probablement le premier appariement.

Aussi, nous remarquons que la largeur de la zone de la forte production est plus importante pour le cas de la couche limite ; ceci pourrait s'expliquer par le fait que le balayage de la zone pariétale, dans la région de recollement, se fait sur une plus grande étendue. Ceci est cohérent avec le fait que la structure turbulente principale est plus grande pour le cas de la couche limite.

Les différentes études sur le contrôle du décollement (par exemple : Hassan, 1992) suggèrent que l'instabilité de la couche cisailée accélère le recollement. Le rôle de cette couche est considéré comme un amplificateur potentiel du "forcing" : si une perturbation peut être amplifiée par la couche cisailée, les structures turbulentes croissent plus vite et interagissent plus rapidement avec la paroi ; ce qui renforce le processus de recollement.

Sur les cartes d'iso-valeurs d'énergie, on peut remarquer, pour le cas du jet pariétal, l'interaction entre la couche cisailée externe du jet et celle prenant naissance au bord d'attaque de la marche. Ceci se manifeste par l'interpénétration des niveaux d'énergie. La longueur de recollement, dans le cas du jet pariétal, est réduite par rapport à celle du cas de couche limite ; cette constatation est en accord avec les spéculations de Dejoan & Leschziner (2004).

Dans la zone de recollement, nous remarquons, sur les cartes d'iso-valeurs de production, que la production est plus importante près de la paroi pour le cas du jet ($0.1 < y/h < 0.4$). A la hauteur de la marche, on remarque l'effet inverse.

Le rabattement des grosses structures de la région externe de l'écoulement du jet et leur interaction avec la couche cisailée engendrent un cisaillement supplémentaire dans la zone d'interaction (couche de cisaillement).

Par ailleurs, on remarque qu'aux positions d'impact des deux structures tourbillonnaires sur la paroi le terme de production s'annule.

Dans ce qui suit, nous développerons le bilan d'énergie cinétique de turbulence qui nous donnerait une idée plus détaillée sur les contributions des différents termes.

L'équation exprimant le bilan de cette quantité est déduite de la sommation des équations des termes de la diagonale du tenseur de Reynolds (voir :) :

$$\underbrace{u_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{\text{Convection}} - \underbrace{P}_{\text{production}} - \underbrace{(D_v + D_r)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\varepsilon}_{\text{dissipation}} = 0$$

Nous rappelons que les termes de convection, de production et de dissipation sont calculés et le terme diffusion est déduit par égalité des deux membres de l'équation de transport de k .

Sur les figures 4.63.a et 4.63.b nous représentons, respectivement pour le cas d'une couche limite et du jet pariétal, les profils des différents termes du bilan à la section $x = -3h$. Nous précisons que tous les termes du bilan sont normalisés par U_{\max}^3/h .

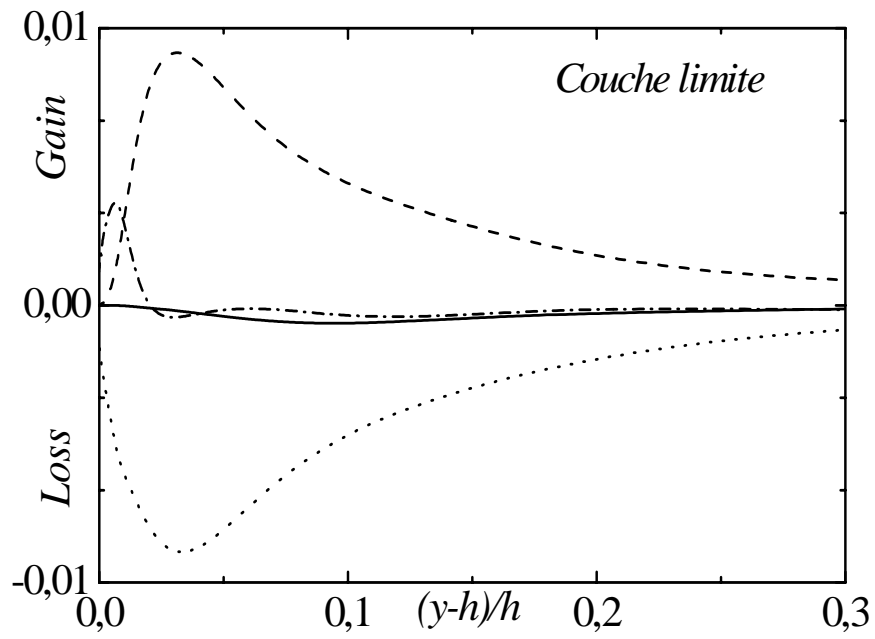


Figure 4.63.a : Bilan de l'énergie cinétique turbulente avant la marche : $x/h = -3$ (région interne)
 — Terme de convection; - - - Terme de production; Terme de dissipation; - · - · - Terme de diffusion (Ecoulement de couche limite)

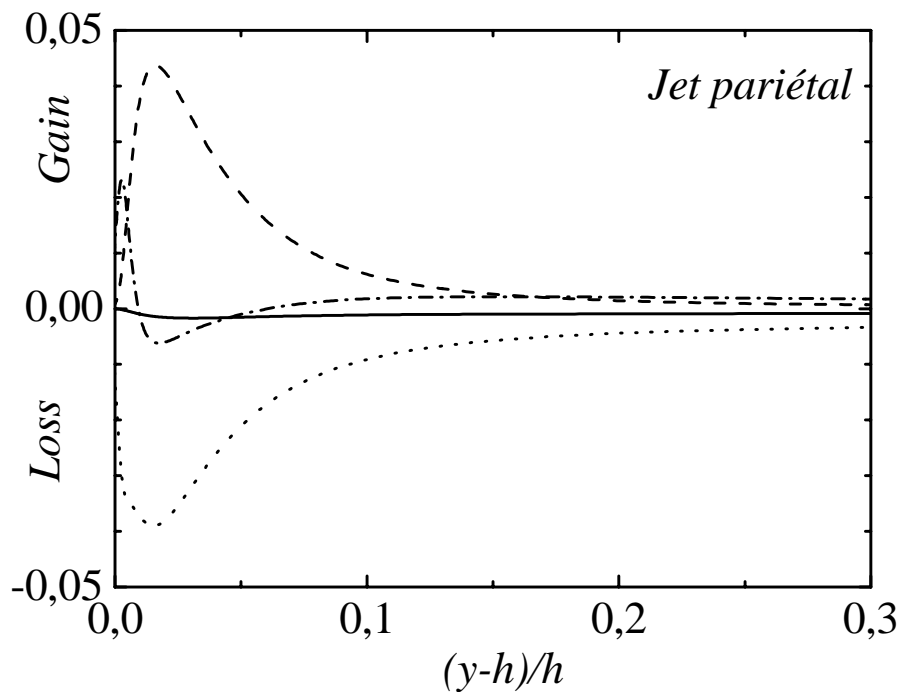


Figure 4.63.b : Bilan de l'énergie cinétique turbulente avant la marche : $x/h = -3$ (région interne)
 — Terme de convection; - - - Terme de production; Terme de dissipation; - · - · - Terme de diffusion (Ecoulement de jet pariétal)

Dans le premier cas (figure 4.63.a), nous obtenons un bilan d'énergie similaire à ceux donnés par Spalart (1988) et Le et al. (1997) pour une couche limite sans gradient de pression. Aussi, nous pouvons remarquer que d'une manière qualitative le comportement est le même pour les deux cas considérés. En particulier, la production est presque équilibrée par le terme de dissipation.

Par ailleurs, nous remarquons que le pic de production pariétal, dans le cas du jet pariétal (figure 4.63.b), est plus proche de la paroi et son intensité est plus importante que dans le cas de la couche limite. Ceci peut être expliqué par la différence du nombre de Reynolds de l'écoulement. En effet, le nombre de Reynolds correspondant au cas de jet pariétal est supérieur à celui du cas de couche limite.

Sur la figure 4.64, nous représentons les mêmes quantités en adoptant une normalisation caractérisant les deux écoulements respectifs à savoir $U_{\max}^3/y_{1/2}$ et $y_{1/2}$ pour le cas du jet pariétal et, U_{\max}^3/δ et δ pour le cas de couche limite. Cette représentation permet l'analyse de ces termes sur toute l'étendue de l'écoulement considéré.

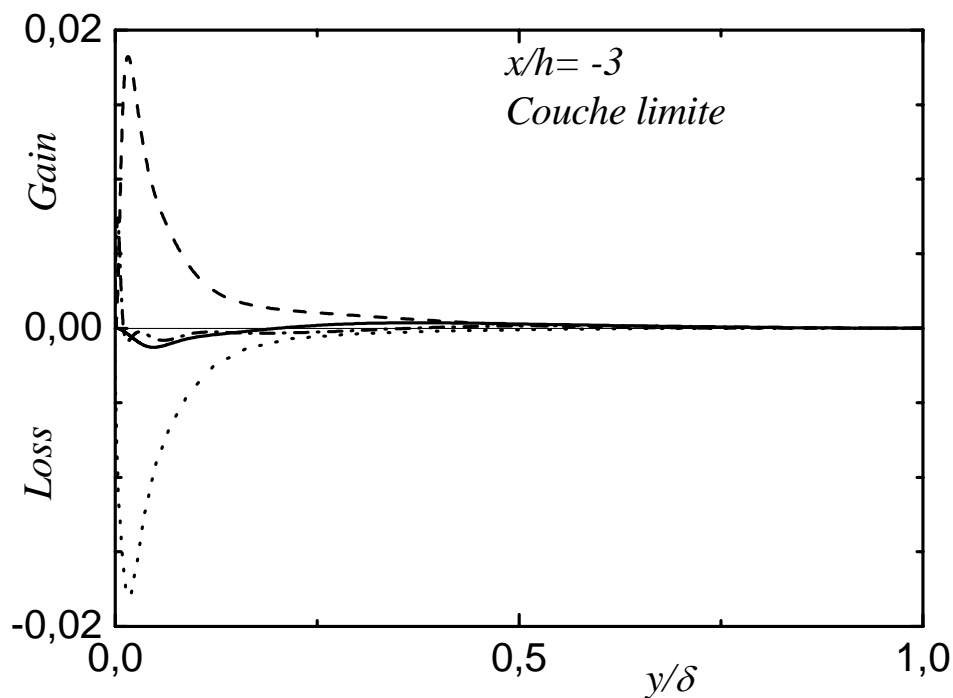


Figure 4.64.a: Bilan de l'énergie cinétique turbulente avant la marche : $x/h = -3$

— Terme de convection; - - - Terme de production; Terme de dissipation; - · - · - Terme de diffusion

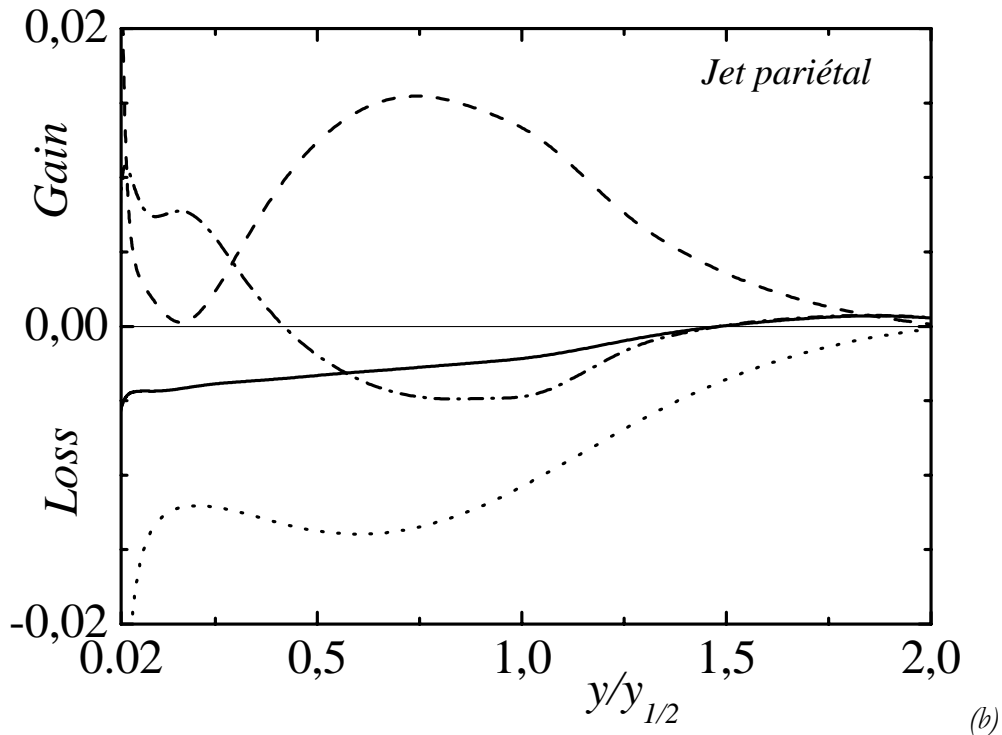


Figure 4.64.b1: Bilan de l'énergie cinétique turbulente avant la marche : $x/h = -3$

— Terme de convection; - - - Terme de production; Terme de dissipation; - · - · - Terme de diffusion

A cause des très fortes valeurs à la paroi, pour le cas du jet pariétal, nous n'avons représenté les termes du bilan que dans la région au-delà de $y/y_{1/2} = 0.02$ (figure 4.64.b1). Nous remarquons que le terme de diffusion contribue au prélèvement de l'énergie de la couche de cisaillement externe ($0.4 \leq y/y_{1/2} \leq 1.5$) pour alimenter la région de proche paroi. Ce terme, qui est significatif dans les régions de production, pourrait jouer un rôle déterminant dans le processus de recollement derrière la marche.

Globalement, dans la région externe le bilan de l'énergie de turbulence présente un comportement similaire à celui observé par Dejoan & Leschziner (2005). Les valeurs maximales atteintes par les termes production et de la dissipation obtenues par notre calcul restent un peu plus élevées. La production normalisée par $U_{\max}^3/y_{1/2}$, obtenue dans notre cas atteint 0.015, alors que celle prédite par la LES (Dejoan & Leschziner (2005)) ne dépasse pas 0.01.

Dans le cas du jet pariétal, on reprend la représentation des termes du bilan en variables de paroi sur la figure 4.64.b2.

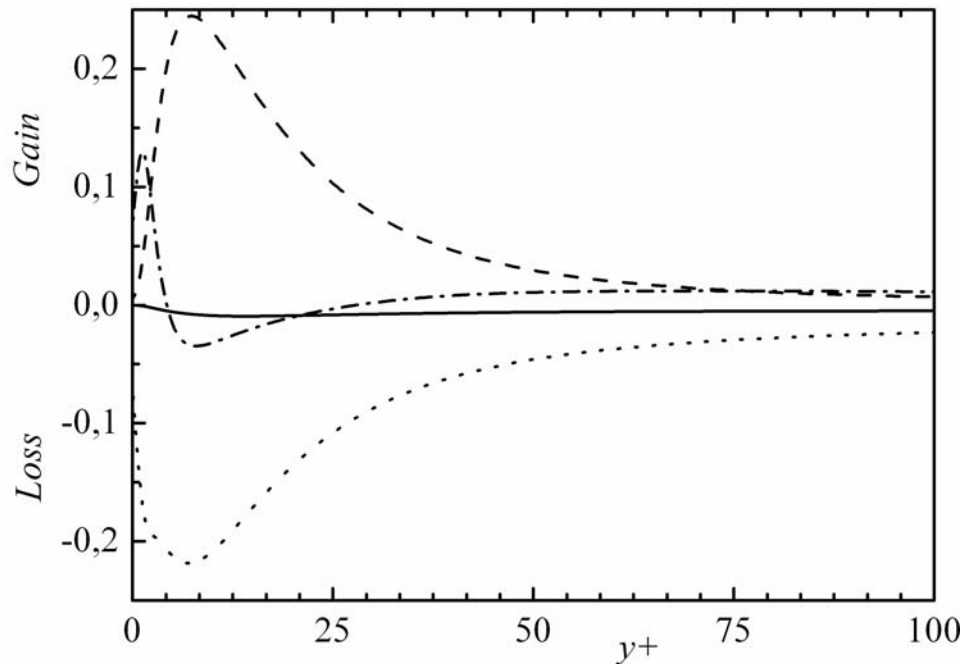


Figure 4.64.b2: Bilan de l'énergie cinétique turbulente avant la marche : $x/h = -3$

— Terme de convection; --- Terme de production; Terme de dissipation; -.-.- Terme de diffusion

Dans la région de proche paroi, le bilan de l'énergie cinétique présente le comportement classique observé dans une couche limite. Au-delà de la sous couche visqueuse, dans la zone tampon où la production atteint un maximum, la diffusion croît légèrement pour favoriser le transport de l'énergie turbulente vers la paroi et la région externe.

Le terme de dissipation atteint un maximum à la paroi de 0,22 approximativement. Celui-ci se rapproche de la valeur obtenue par Dejoan & Leschziner (2005) qui est approximativement de 0,19. Notons qu'Eriksson (2003) a obtenu une valeur supérieure qui est de 0,27.

En ce qui concerne la couche limite (figure 4.64.a), on remarque essentiellement l'équilibre entre la production et la dissipation.

A la section $x/h = 3$ après la marche (figures (4.65.a) et (4.65.b)) nous remarquons que la région de forte activité (couche de cisaillement) est presque centrée sur la hauteur $y/h = 1$ dans le cas de l'écoulement entrant de couche limite (figure 4.65.a). Par contre, pour le cas de jet pariétal (figure 4.65.b), elle est quelque peu décalée vers l'intérieur de la zone de recirculation. Cela est dû au fait qu'on est plus proche du recollement dans le cas de jet pariétal. Nous remarquons par ailleurs que les termes de production et de dissipation atteignent des maxima au même point dans la couche de cisaillement ; néanmoins le niveau de

dissipation ne dépasse pas 60% du niveau de production dans les deux cas considérés. On pourrait penser que les grandes structures prenant naissance au décollement n'ont pas assez de temps pour transférer l'énergie aux petites échelles avant d'être convectées en aval. Cela démontre bien l'état de déséquilibre spectral de l'écoulement, déjà signalé plus haut, dans la zone de recirculation.

Qualitativement, pour le cas de la couche limite, l'évolution du bilan d'énergie s'accorde avec les mesures de Chandrsuda & Bradshaw (1981) et la prédiction par simulation numérique directe de Le et al. (1997).

On représente sur la figure (4.66) le bilan, à la section $x/h = 4$, pour le cas de la couche limite. Nous pouvons remarquer que le maximum de production est un peu décalé vers la région interne.

Dans zone de proche paroi on voit par ailleurs que le comportement des termes du bilan est similaire à celui obtenu par Dejoan & Leschziner (2005) par simulation numérique des grandes échelles.

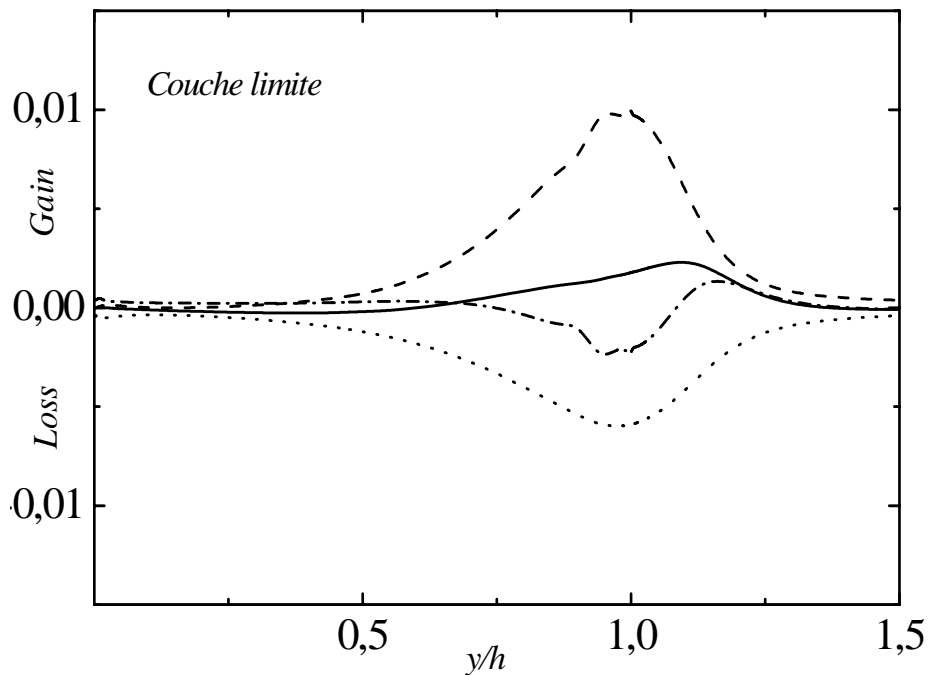


Figure 4.65.a: Bilan de l'énergie cinétique turbulente après la marche à la section: $x/h = 3$
 — Terme de convection; - - - Terme de production; Terme de dissipation; - · - · - Terme de diffusion

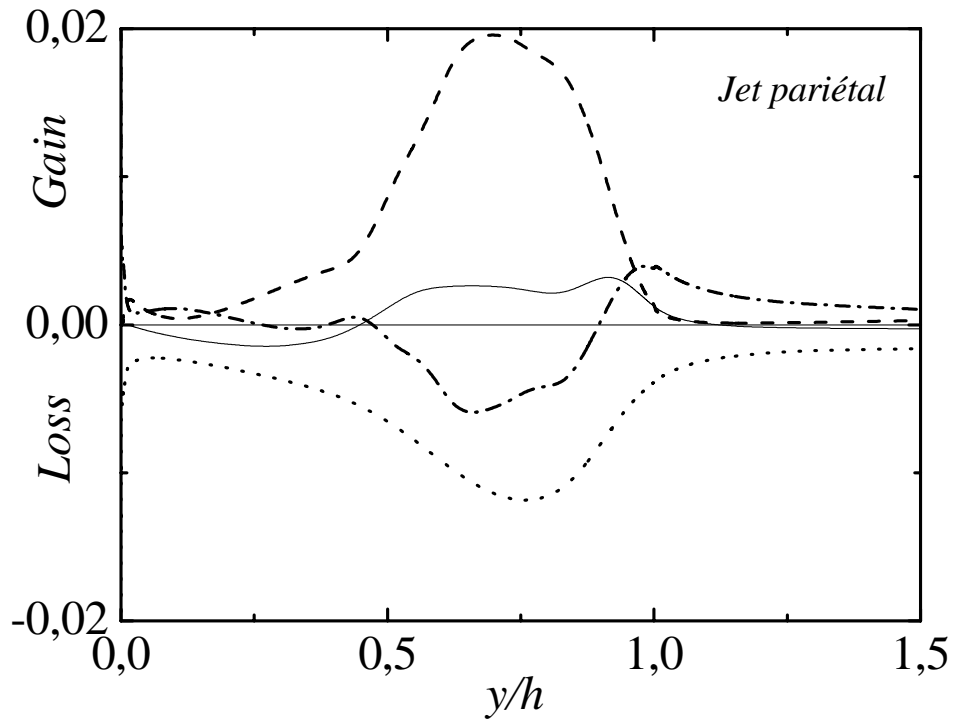


Figure 4.65.b: Bilan de l'énergie cinétique turbulente après la marche à la section: $x/h = 3$
 — Terme de convection; - - - Terme de production; Terme de dissipation; - · - · - Terme de diffusion

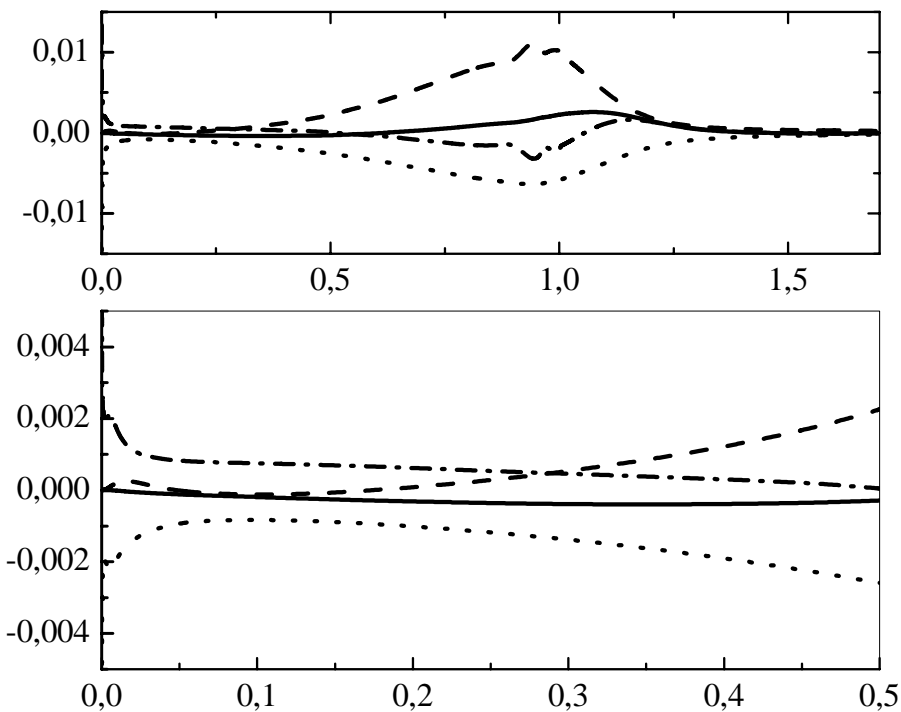


Figure 4.66: Bilan de l'énergie cinétique turbulente après la marche à la section: $x/h = 4$
 — Terme de convection; - - - Terme de production; Terme de dissipation; - · - · - Terme de diffusion

Afin d'explorer les différentes régions de l'écoulement après la marche (zone de recirculation, recollement et relaxation), nous représentons dans ce qui suit l'évolution du bilan d'énergie, pour les deux configurations d'écoulement sur cinq sections longitudinales $x^* = -1/2, -1/3, 1/2, 1$ et 2 respectivement sur les figures 4.67a, 4.67.b, 4.67.c et 4.67.d.

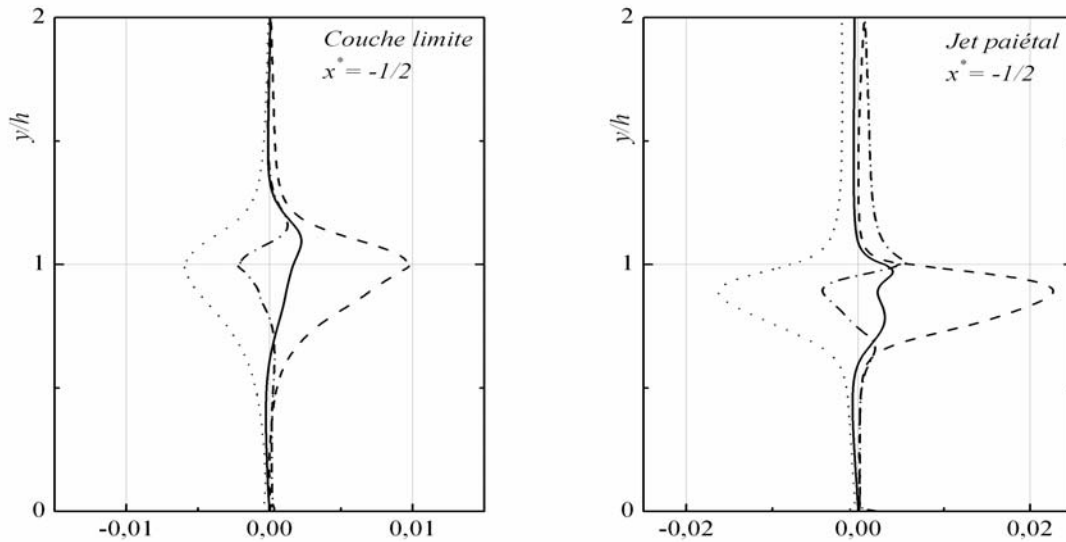


Figure 4.67.a : Termes du bilan de l'énergie cinétique de turbulence à la section $x^* = -1/2$

Au milieu de la zone de recirculation, on remarque que les maxima des termes du bilan dans le cas de la couche limite se produisent à la hauteur de la marche. Dans le cas du jet pariétal, ceux-ci sont un peu décalés vers la paroi; cela rejoint un peu ce que l'on a observé plus haut.

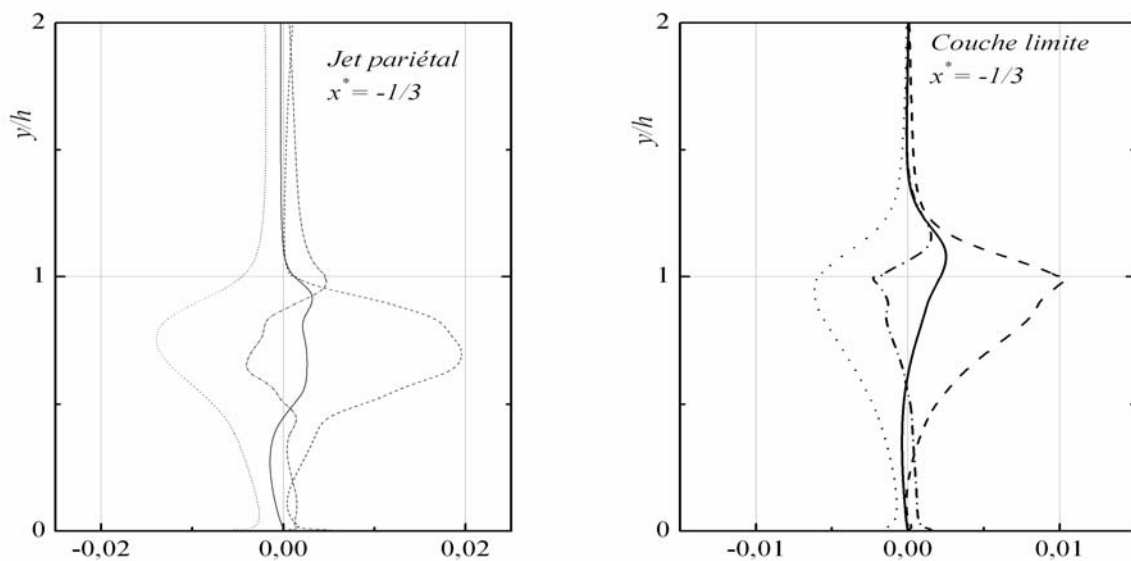


Figure 4.67.b: Termes du bilan de l'énergie cinétique de turbulence à la section $x^* = -1/3$

En s'approchant du recollement, on constate un décalage de la zone de forte activité vers la paroi dans les deux configurations, mais de manière plus manifeste dans le cas du jet pariétal. Aussi, on remarque que le niveau de ces termes a diminué par rapport à ceux obtenus à $x^* = -1/2$.

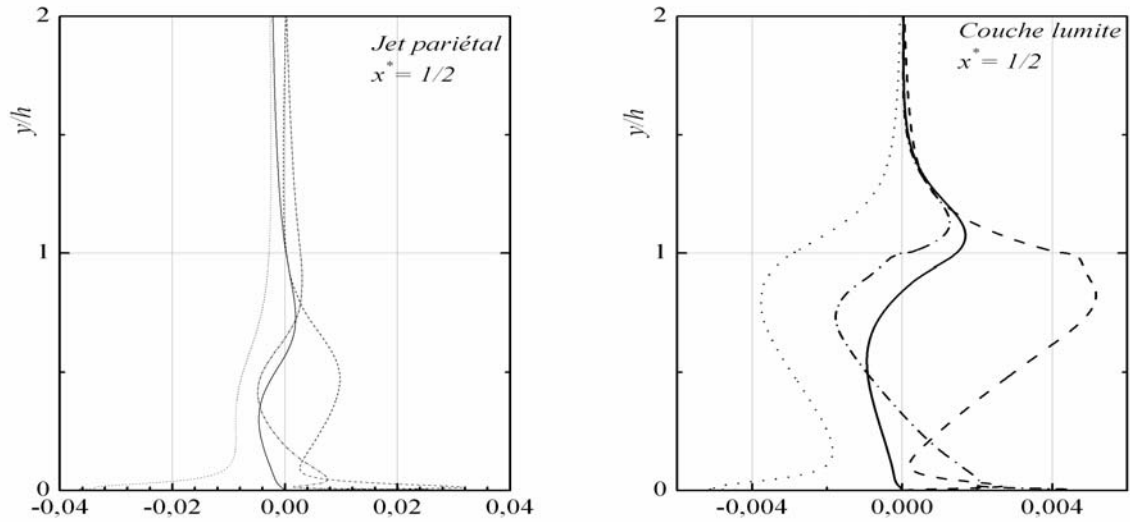


Figure 4.67.c : Termes du bilan de l'énergie cinétique de turbulence à la section $x^* = +1/2$

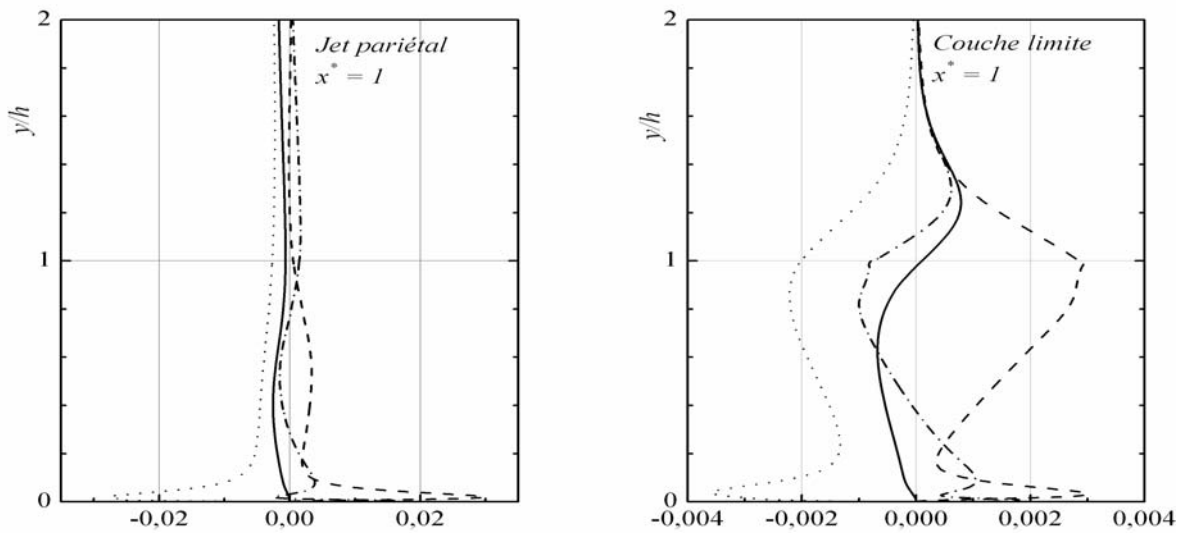


Figure 4.67.d : Termes du bilan de l'énergie cinétique de turbulence à la section $x^* = +1$

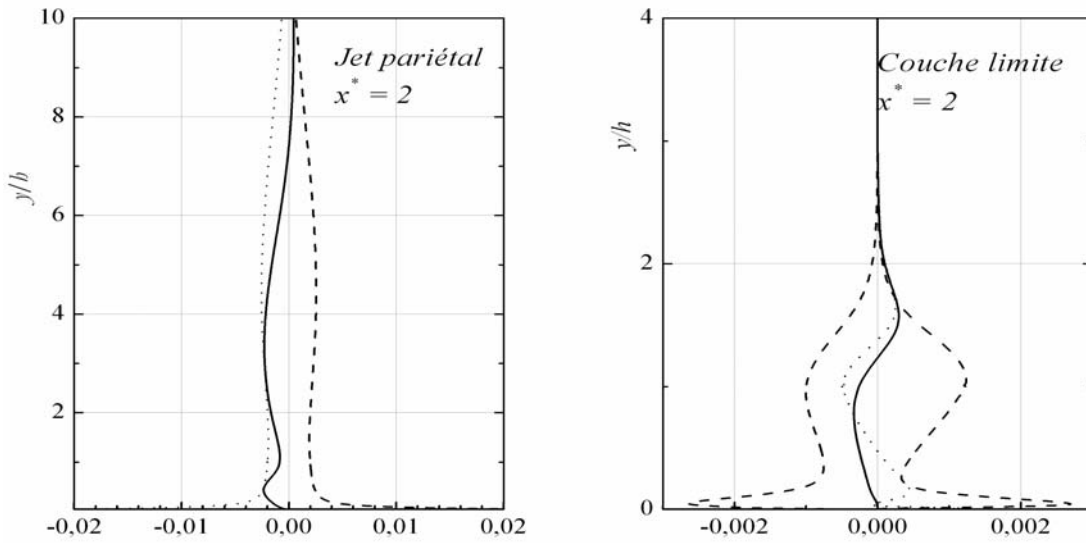


Figure 4.67.e : Termes du bilan de l'énergie cinétique de turbulence à la section $x^* = +2$

Dans la zone de redéveloppement, $x^* = +1/2$ et $x^* = +1$, on constate que l'effet de cisaillement est encore persistant. Plus loin encore, à $x^* = +2$, l'effet est surtout ressenti dans le cas de la couche limite (figure 4.67.e).

Sur la figure 4.67.f, on représente l'évolution du bilan de l'énergie cinétique près de la paroi à $x^* = +2$.

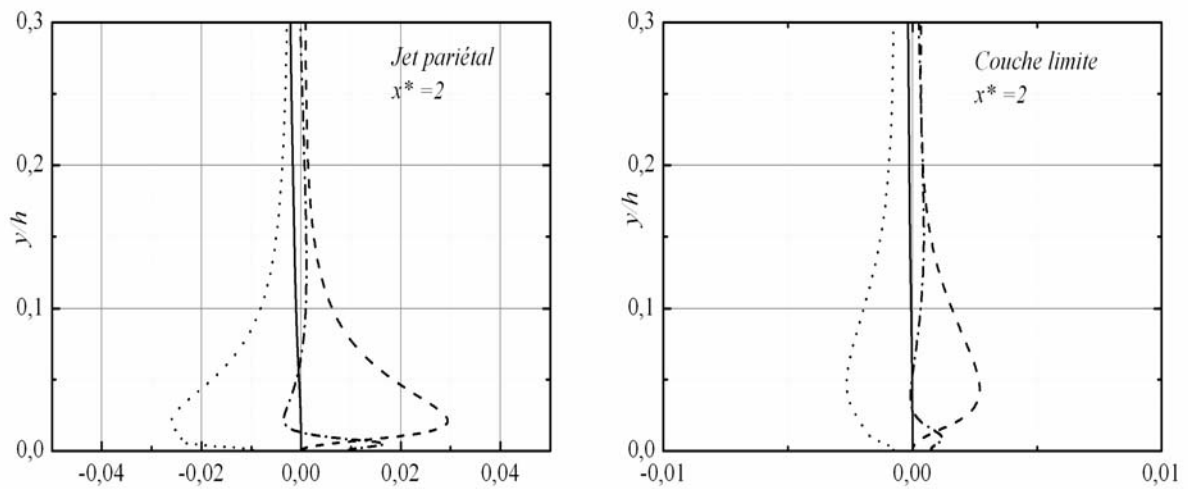


Figure 4.67.f : Termes du bilan de l'énergie cinétique de turbulence à la section $x^* = +2$

Pour $y \leq 0.3$, l'évolution globale des différents termes est retrouvée mais leurs intensités restent encore faibles dans le cas de la couche limite.

3.2.3. Evolution de l'échelle intégrale :

Afin de comparer le comportement de l'échelle intégrale pour les deux cas d'écoulements considérés, nous avons calculé cette grandeur sur toute l'étendue du domaine.

Nous précisons que pour la représentation de l'évolution de cette échelle, nous avons adopté deux normalisations. La première, appliquée avant la marche et dans la zone de redéveloppement, est la normalisation en variables de paroi, u_τ et y^+ . Dans la zone de recirculation où l'on ne peut définir la vitesse de frottement, nous avons normalisé cette grandeur par la longueur y_c caractéristique de la région externe de l'écoulement. Dans le cas du jet pariétal $y_c = y_{1/2}$ et dans le cas de la couche limite, $y_c = \delta$.

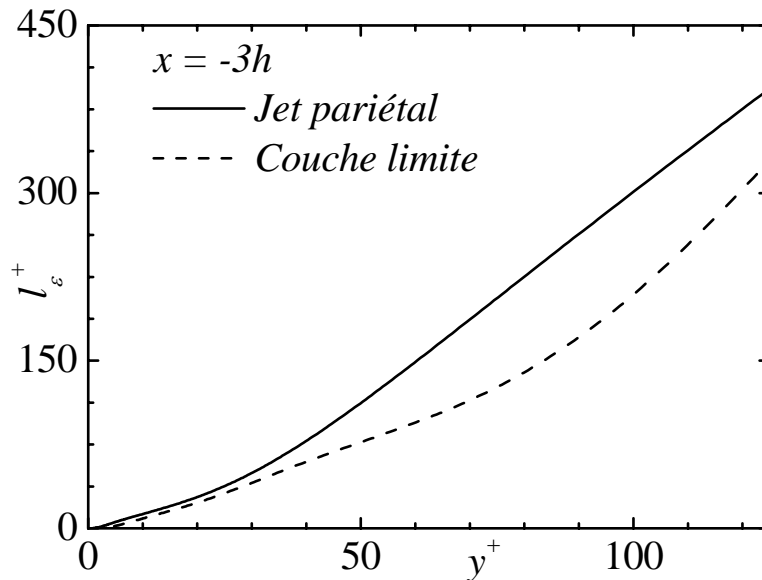


Figure 4.68 : Evolution normale de l'échelle intégrale avant la marche

Avant la marche, l'échelle déterminée pour les deux cas d'écoulement semble similaire dans la région de proche paroi pour $y^+ < 40$, cela peut paraître normal car l'écoulement dans cette zone est surtout soumis aux effets de la paroi. Plus loin de la paroi $y^+ > 40$, l_ε^+ est plus importante dans l'écoulement de jet pariétal (figure 4.68). la dimension des structures dans cette région est plus importante pour le cas de jet.

L'évolution de l'échelle intégrale après la marche est considérée sur les figures 4.69 et 4.70.

Dans la zone de recirculation (figure 4.69), on peut distinguer deux zones. La première proche de la paroi ($y / y_c \leq 0.025$) où l/y_c est plus importante dans le cas de jet pariétal. ceci peut être lié au fait que les gros tourbillons qui proviendraient de zone externe de l'écoulement touchent les zones bien plus proches de la paroi que dans le cas de la couche limite. Dans la région loin de la paroi ($y/y_c > 0.025$) le comportement de cette échelle s'inverse.

Lorsqu'on s'approche du recollement ($x^* = -1/3$) on constate que l/y_c diminue d'avantage et reste supérieure à celle du cas de la couche limite à des distances encore plus proches de la paroi ($y/y_c \leq 0.018$).

Dans la zone $y/y > 0.018$, la différence entre les échelles entre les deux de configurations s'accroît. On pourrait penser que l'interaction des structures de la couche externe du jet pariétal avec la couche cisailée libre entraîne leur destruction près du recollement

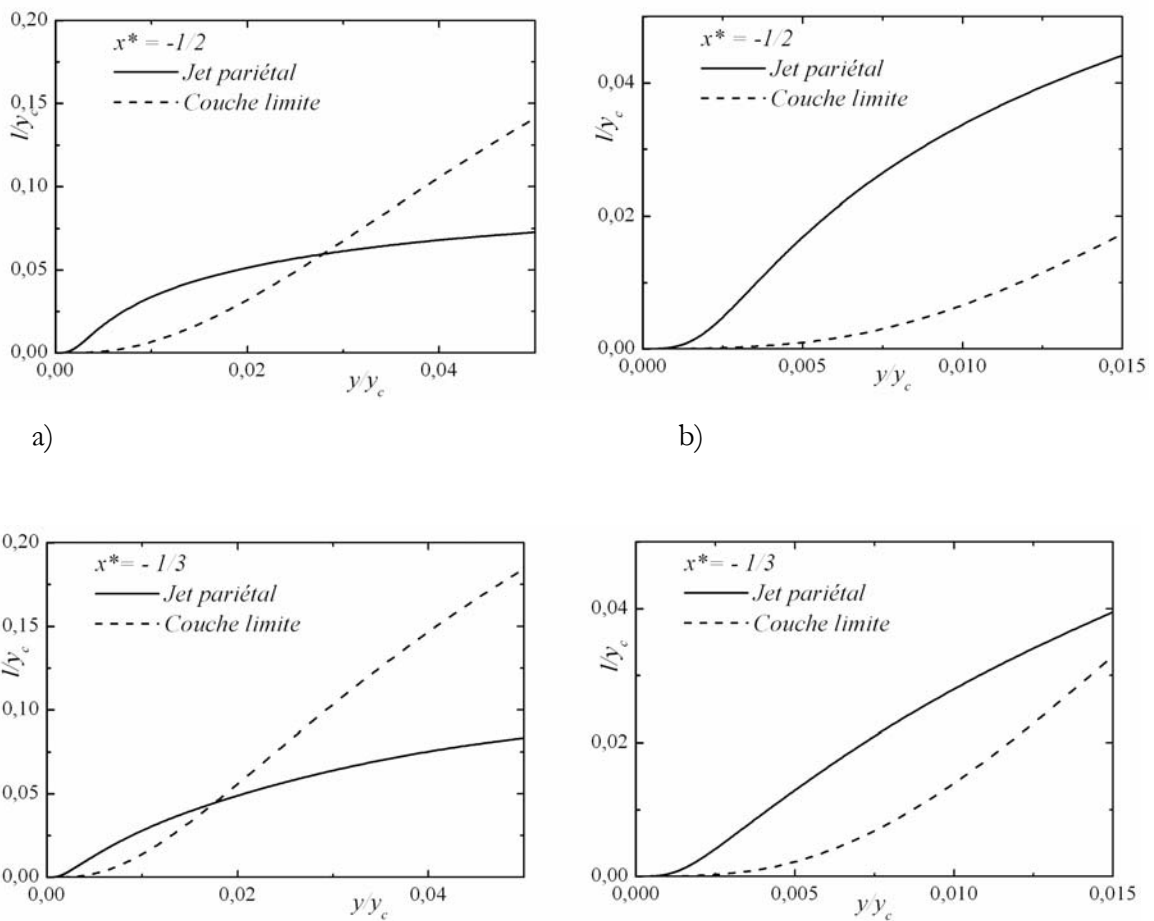


Figure 4.69: Evolution normale de l'échelle intégrale dans la zone de recirculation

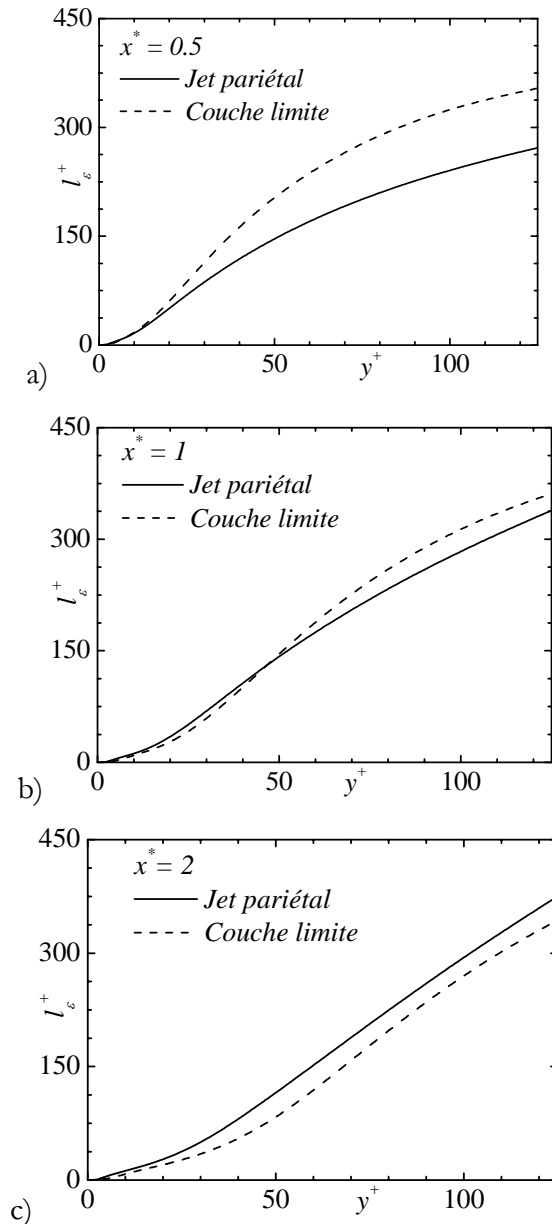


Figure 4.70 : Evolution de l'échelle intégrale dans la zone de redéveloppement

Dans la région après le recollement $x^* = 0.5$ et 1, on voit que l'effet persiste ; l'échelle intégrale dans le cas de couche limite est plus importante que dans le cas de jet pariétal. cela confirme la réduction de la taille des structures par le recollement qui se produit sur une zone plus réduite dans le cas du jet. Plus loin, où l'écoulement commence à se rétablir $x^* = 2$, le comportement initial avant le décollement réapparaît (figure 4.70), mais les différences entre les deux cas sont plus faibles qu'avant la marche. En effet, à des régions éloignées du recollement l'écoulement tend à se relaxer dans les deux cas et à tendance de s'affranchir des conditions d'entrée.

3.3. Relaxation de l'écoulement :

L'effet des conditions d'entrée sur la relaxation de l'écoulement après le recollement est considérée dans ce paragraphe en comparant, à des sections longitudinales choisies, l'évolution des profils de vitesse moyenne ainsi que les moments d'ordre deux dans les deux configurations étudiées.

Cette analyse est effectuée en adoptant une normalisation adéquate afin de caractériser l'auto-similarité des profils loin en aval. En effet nous avons considéré $(U_{\max}, y_{1/2})$ dans le cas du jet pariétal et (U_0, δ) pour le cas de la couche limite. La comparaison entre les deux configurations est effectuée sur la base de la normalisation de Roshko pour les distances longitudinales.

Nous représentons sur la figure 4.71 l'évolution des profils de la vitesse moyenne longitudinale en quatre sections considérées par le calcul RSMKFL2 pour le cas du jet pariétal. Pour les résultats expérimentaux, nous considérons ceux obtenus à la section $x/h = 8$.

Nous remarquons, hormis le profil obtenu à la section $x^* = 1/2$, les autres observent une bonne similitude et s'accordent avec l'expérience.

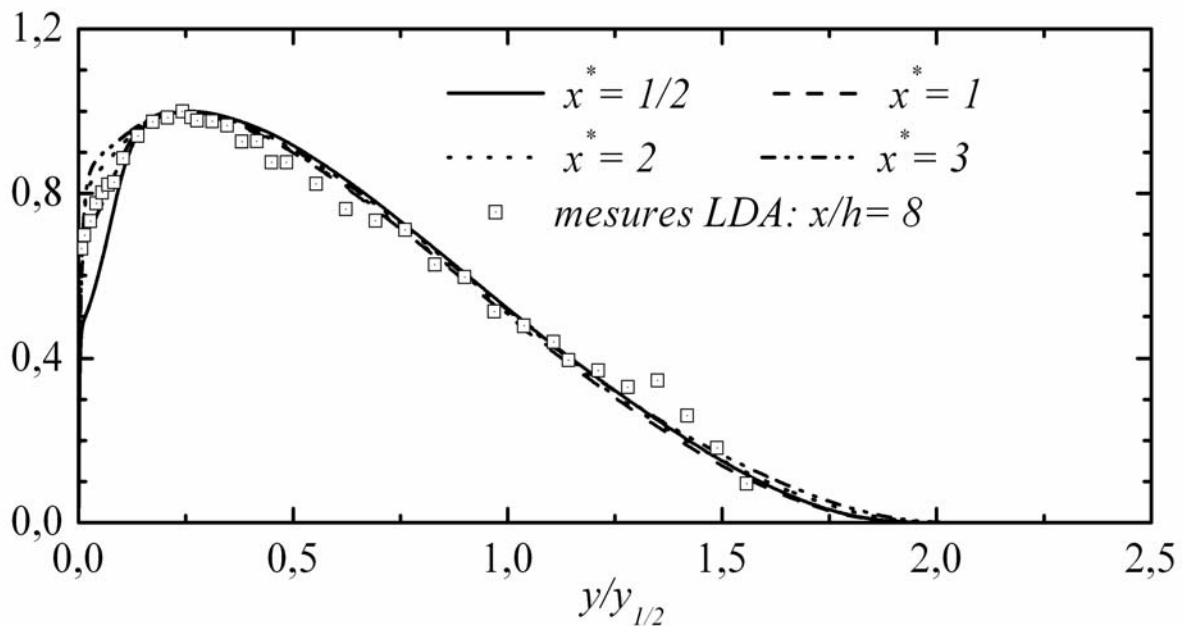


Figure 4.71.: Evolution des profils de vitesse moyenne longitudinale dans la zone de redéveloppement

Les moments d'ordre deux $(\overline{u^2}/U_{\max}^2, \overline{w^2}/U_{\max}^2$ et $\overline{uv}/U_{\max}^2)$ représentés respectivement sur les figures 4.72, 4.73 et 4.74 montrent une tendance de similitude appréciable à $x^* = 2$. En effet à partir de cette section les profils numériques se regroupent et

s'approchent du profil expérimental obtenu à $x/h = 8$. On signale toutefois la faiblesse du modèle (RSMKFL2) à reproduire le pic des intensités turbulentes à la paroi.

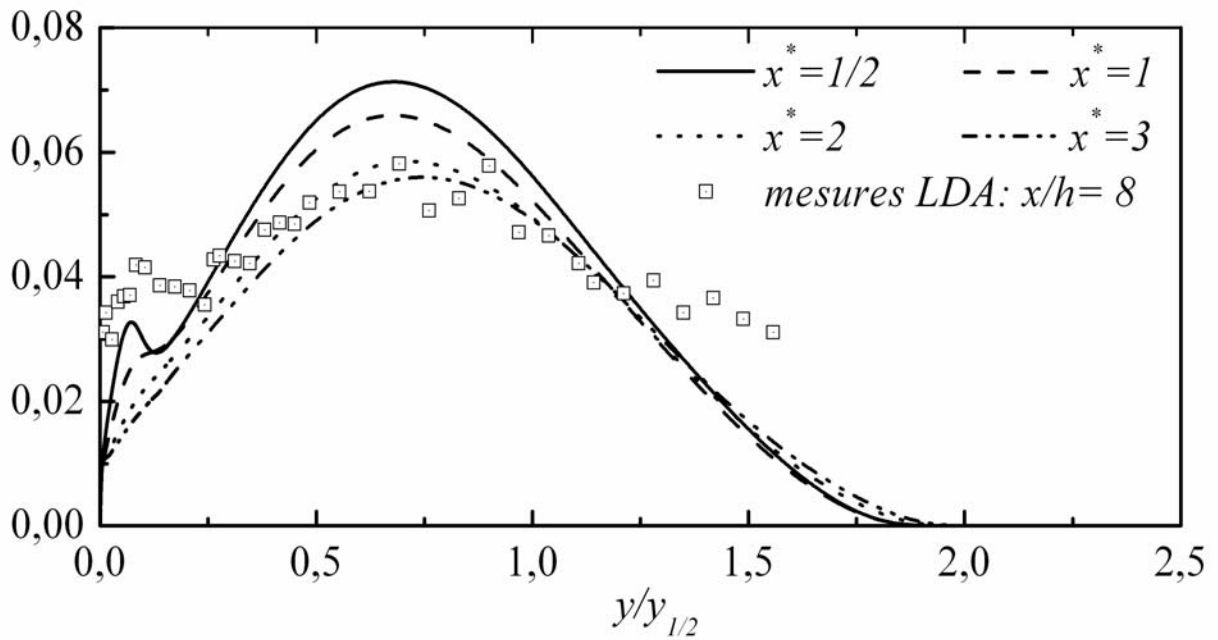


Figure 4.72. : Evolution des profils de $\overline{u^2} / U_{\max}^2$ en fonction de $y / y_{1/2}$ dans la zone de redéveloppement (jet pariétal)

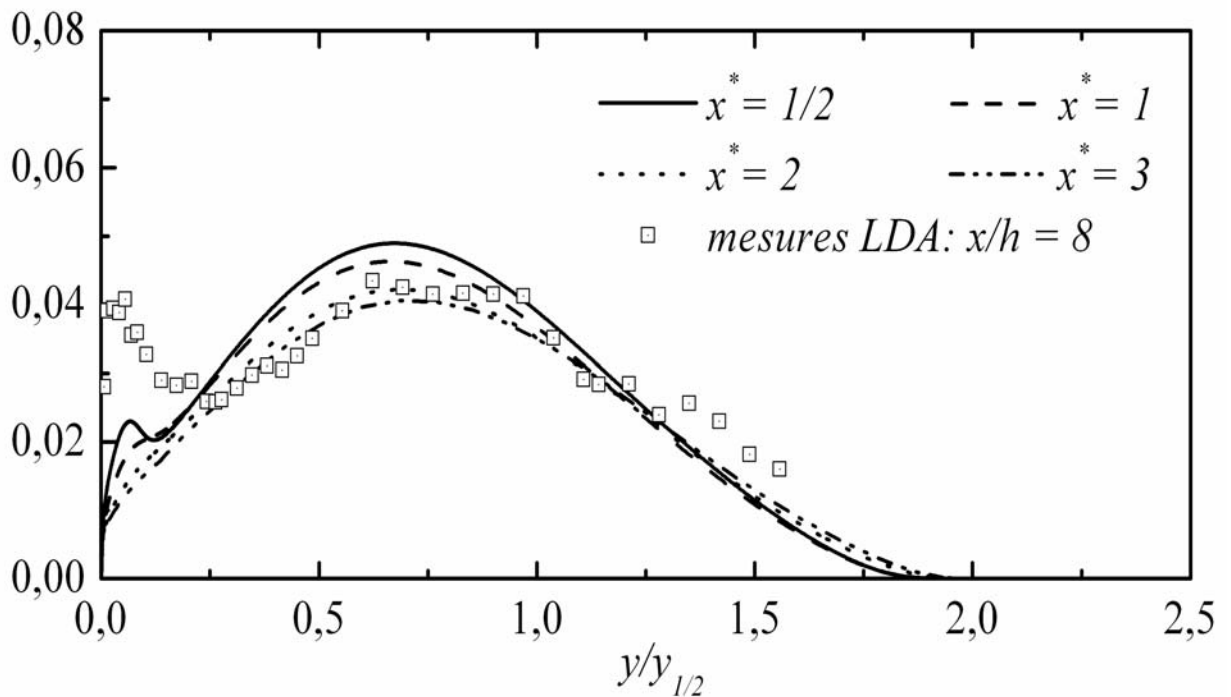


Figure 4.73: Evolution des profils de $\overline{w^2} / U_{\max}^2$ en fonction de $y / y_{1/2}$ dans la zone de redéveloppement (jet pariétal)

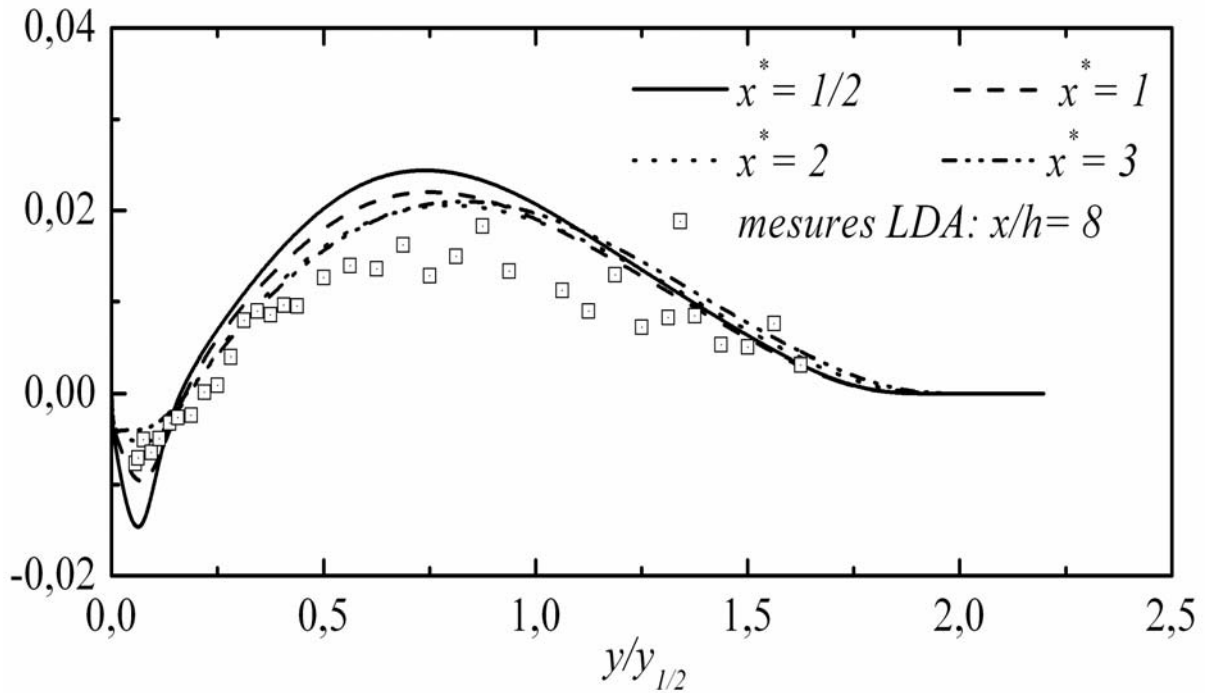


Figure 4.74. : Evolution des profils de \overline{uv}/U_{\max}^2 en fonction de $y/y_{1/2}$ dans la zone de redéveloppement (Jet pariétal)

La figure 4.75 représente l'évolution des profils de vitesse moyenne longitudinale pour le cas de couche limite. On remarque notamment l'inflexion du profil même à des sections bien éloignées du recollement.

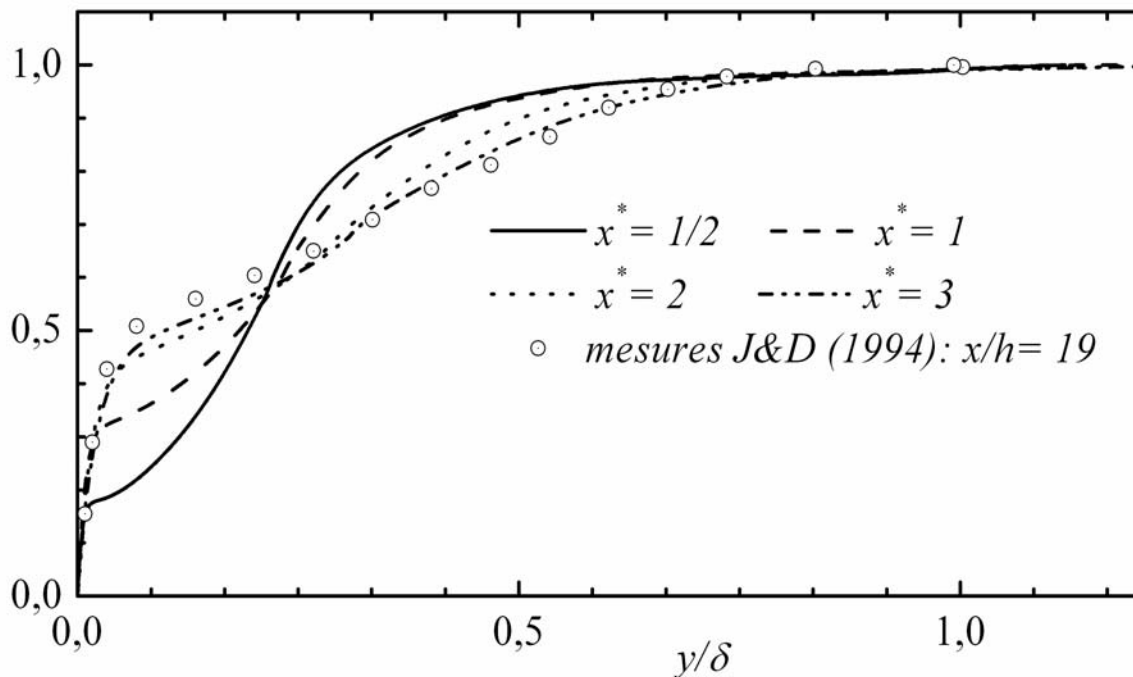


Figure 4.75.: Evolution des profils de vitesse moyenne longitudinale dans la zone de redéveloppement (Couche limite)

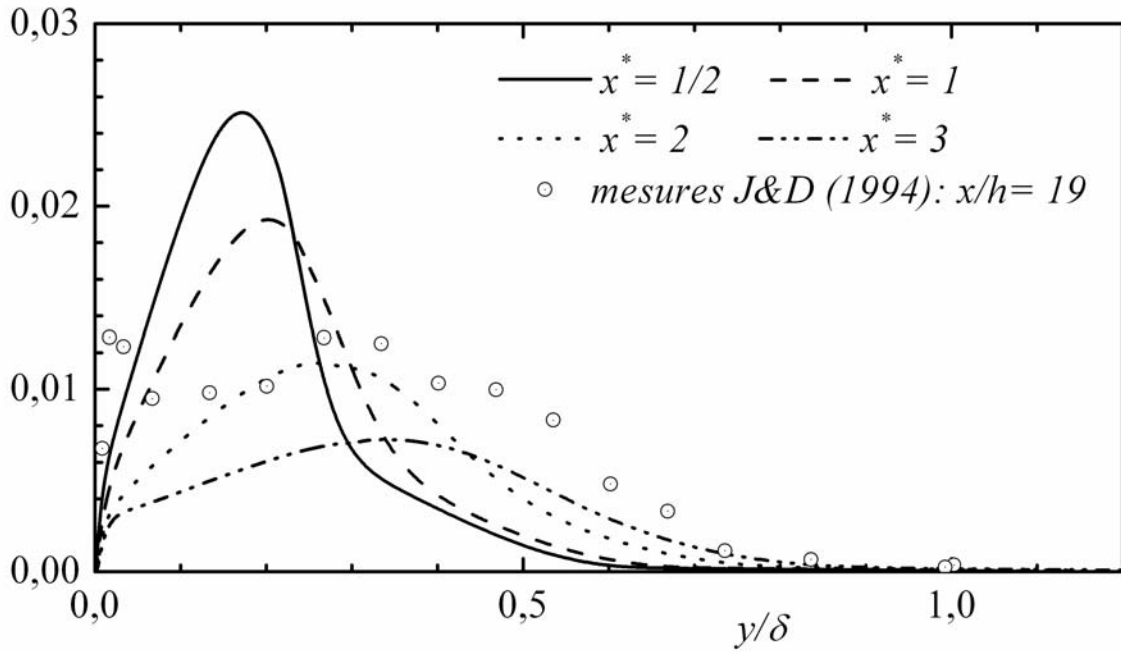


Figure 4.76: Evolution des profils de $\overline{u^2}/U_{\max}^2$ en fonction de $y/y_{1/2}$ dans la zone de redéveloppement (Couche limite)

L'évolution des moments d'ordre deux aux mêmes sections, notamment à $x^* = 2$ et $x^* = 3$, montre que le redéveloppement de l'écoulement est loin d'être atteint. En effet, l'écart entre les profils reste appréciable.

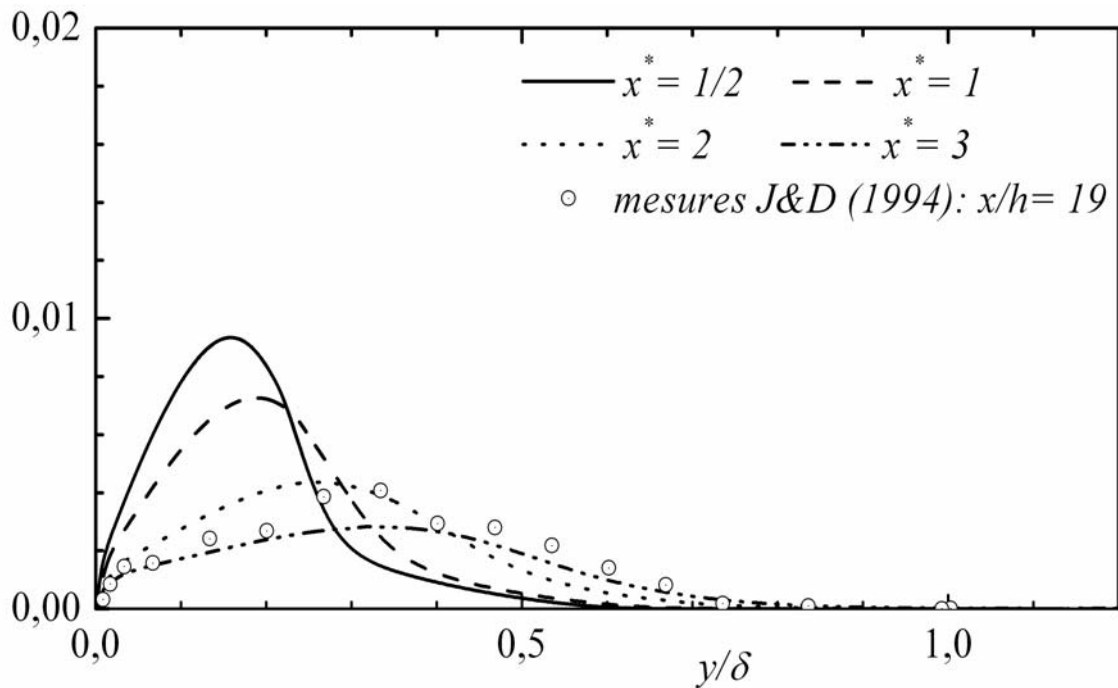


Figure 4.77. : Evolution des profils de \overline{uv}/U_{\max}^2 en fonction de $y/y_{1/2}$ dans la zone de redéveloppement (Couche limite)

A la suite de cette analyse, nous pouvons conclure que la relaxation de l'écoulement est plus lente dans le cas de la couche limite.

La structure de la région externe de l'écoulement influe donc beaucoup sur le développement de l'écoulement derrière la marche. En effet, bien que les écoulements entrants, considérés dans cette étude, soient similaires dans la région interne; le recollement et la relaxation de l'écoulement derrière la marche descendante sont anticipés dans le cas du jet pariétal.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons mené une étude conjointement expérimentale et numérique afin d'analyser la structure d'un jet pariétal turbulent abordant une marche descendante.

La configuration de l'écoulement derrière une marche est largement traitée en laboratoire. Plusieurs paramètres caractéristiques de l'écoulement entrant ont été considérés afin de déterminer leurs effets sur le processus de recollement. Les chercheurs ont, particulièrement, relevé l'importance des grosses structures de la couche cisailée libre dans le processus de recollement, à cause de leur rôle d'entraînement. La génération de bouffées turbulentes périodiques au niveau de l'arête a montré que la longueur de recollement peut être réduite jusqu'à la moitié pour une fréquence d'éjection bien déterminée ((Sigurdson (1995), Chun & Sung (1996)) et Chun et al. (1999)). Afin de contribuer à une telle approche nous avons considéré un écoulement entrant de type jet pariétal caractérisé justement par la présence de structures turbulentes importantes dans la couche cisailée libre.

La première approche de l'écoulement est expérimentale; nous avons à cet effet utilisé la technique de vélocimétrie laser Doppler à deux composantes. Par une double mesure dans le plan (xoy) et (xoz), nous avons exploré le champ tridimensionnel $\left(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}\right)$. Les mesures ont été effectuées à travers plusieurs sections s'étendant de -15 fois la hauteur de la marche avant celle-ci jusqu'à +10h après.

Par la suite, nous avons procédé à une analyse statistique fine des données acquises en déterminant en particulier le champ de vitesses moyennes et les moments statistiques jusqu'à l'ordre 4.

Les résultats de mesures en amont de la marche ont permis de caractériser l'écoulement entrant et de définir les conditions d'entrée. Elles nous ont par ailleurs servi à valider certains résultats obtenus par les prévisions numériques.

La deuxième partie de la thèse a concerné le développement et la mise en œuvre d'un outil de prévision numérique adapté à l'étude. L'écoulement derrière une marche ou un élargissement brusque constitue un exemple populaire pour les modèles de turbulence et les méthodes numériques.

L'approche numérique adoptée dans notre travail est basée sur la modélisation statistique en un point en utilisant le modèle du second ordre. Dans cette formulation, les modifications de proche paroi sont généralement implémentées dans les termes de corrélation pression-déformation, dans le tenseur de dissipation et dans les termes additionnels dans l'équation du taux de dissipation. Le terme de la corrélation pression-déformation dans les équations de transport des tensions de Reynolds a souvent été tenu responsable de l'expansion lente du jet pariétal comparé au jet libre. Nous avons considéré dans notre approche la version à faibles nombres de Reynolds du modèle proposé par Launder & Tselepidakis (1991). Aussi afin de tenir compte de l'état de déséquilibre spectral de l'écoulement, nous avons en outre associé le modèle énergie flux à deux échelles pour la détermination du taux de dissipation. Les différentes complexités liées à l'écoulement sont ainsi prises en considération dans le modèle (anisotropie, état de déséquilibre spectral...).

La comparaison des résultats obtenus avant la marche par les deux approches expérimentale et numérique est globalement satisfaisante. En particulier, le jet pariétal présente un caractère bidimensionnel développé.

Les mesures en aval de la marche ont été effectuées à travers huit sections de mesures. Les résultats ont montré en particulier que la longueur de recollement est réduite de presque 40% par rapport au cas classique d'écoulement en configuration de couche limite ou d'écoulement interne (canal). Le recollement est favorisé par l'activité des structures turbulentes de la zone externe du jet. Le calcul basé sur la formulation multi échelles a légèrement surestimé la valeur de la longueur de recollement mais elle demeure inférieure à celle prédite par la formulation mono-échelle (modèle de Launder & Tselepidakis (1991))

L'exploration de l'écoulement est par la suite étendue pour le calcul d'autres grandeurs importantes à la caractérisation de la structure de l'écoulement, en particulier dans la zone de très proche paroi (frottement, coefficient de pression).

L'analyse de l'évolution du bilan de l'énergie cinétique turbulente a permis de mettre en relief la dynamique des différentes régions dans le processus de recollement. Nous avons considéré en particulier la répartition du champ de l'énergie cinétique de turbulence k . Deux cas de configurations de l'écoulement entrant ont été considérés; un jet pariétal et une couche limite. Il ressort de cette approche que les fluctuations les plus énergétiques se trouvent dans la couche de cisaillement près de la marche et dans la zone de recirculation.

De cette analyse nous avons relevé un fait important dans le cas du jet pariétal qui est le déplacement de la zone de production vers la paroi au fur et à mesure que l'écoulement évolue vers la zone de recollement. Dans le cas de la couche limite, l'effet de la zone de cisaillement semble s'étendre sur toute l'épaisseur de la couche limite.

La présence de grandes structures dans la région externe du jet est évidente. Celles-ci pénètrent vers l'intérieur et engendrent une énergie turbulente importante à la paroi. Aussi, nous avons remarqué une nette diminution de la longueur de l'échelle turbulente dans le cas du jet pariétal. On pourrait penser que l'interaction des structures de la couche externe du jet pariétal avec la couche cisailée libre entraîne leur destruction près du recollement.

Dans l'écoulement de type jet pariétal où la vitesse maximale est très supérieure à la vitesse extérieure, la diffusion de la turbulence se produit de la région extérieure vers la région intérieure. Dans ce cas, on a une amplification de la diffusion turbulente vers la paroi due à la superposition de la diffusion turbulente propre à la structure extérieure du jet et celle de la couche cisailée prenant naissance au sommet de la marche. De cette interaction, la couche cisailée se trouve perturbée par les structures de la zone extérieure du jet; ce qui renforce le battement de la zone de recirculation et le rabattement anticipé de la couche cisailée.

Le redéveloppement de la structure globale de l'écoulement en aval de la marche dépend fortement des conditions initiales de l'écoulement amont. Cette dépendance est liée principalement à diffusion turbulente de l'écoulement entrant.

D'une manière générale nous pensons que le comportement global de l'écoulement a été correctement reproduit par le modèle énergie-flux à deux niveaux couplé au modèle du second ordre. Quelques imperfections du comportement des tensions de Reynolds sont toutefois à noter dans la région de proche paroi. Il semblerait que ce comportement soit un trait de

caractère propre à l'ancienne génération de modèles du second ordre (par exemple : Hanjalic & Launder (1976)). Bien que le modèle de Launder et Tselepidakis (1991) soit plus récent et prenne mieux en compte l'anisotropie, il demeure non satisfaisant dans des situations complexes d'écoulement.

L'approche de la paroi annule principalement les fluctuations normales de la vitesse ce qui entraîne une forte anisotropie du champ turbulent. Les effets du nombre de Reynolds et de paroi sont pris en compte à travers des paramètres adimensionnels tels que les invariants de tensions turbulentes de Reynolds (*II* et *III*) ainsi que ceux du tenseur du taux de dissipation

$$E_2 \text{ et } E_3 \quad (E_2 = e_{ij}e_{ji} \text{ et } E_3 = e_{ij}e_{jk}e_{ki} \text{ et } e_{ij} = \frac{\varepsilon_{ij}}{2\varepsilon} - \frac{1}{3}\delta_{ij}).$$

Dans la modélisation statistique en un point du second ordre, tel que celui de Launder & Tselepidakis (1991), on ne considère généralement que le paramètre $A = 1 - \frac{9}{8}(II - III)$ représentant l'anisotropie des grandes échelles du champ turbulent. Or les données de la simulation numérique directe montrent que l'anisotropie du tenseur de Reynolds et celle du tenseur de dissipation sont très différentes et la prise en compte de chacune séparément est conseillée (Le et al. 1997).

Pour la suite de nos travaux sur la modélisation de cet écoulement, on pourrait envisager en premier lieu de considérer un autre modèle prenant en compte l'effet de l'anisotropie tenseur de dissipation tel que celui proposé par Hanjalic & Jakirlic (1993). Par ailleurs, la présence des grosses structures dans l'écoulement et leur importance dans le phénomène de recollement nous fait penser à l'utilisation des méthodes hybrides LES-RANS : utiliser URANS dans les régions où ces modèles sont précis et LES dans les régions de non équilibre.

En deuxième perspective on pourrait considérer un écoulement entrant de type couche limite ou de canal avec une injection périodique à l'entrée du domaine.

Références

Références

A

Abbott D. E. & Kline S. J., Theoretical and experimental investigation of flow over single and double backward facing steps, Report MD-5, Thermosciences Division-Dept. of Mech. Eng., Stanford University, 1961.

Abrahamsson B., Johansson J. and Lofdhal L., A turbulent plane two dimensional wall-jet in quiescent surrounding, *Eur. J. Mech. B/Fluids*, 13, 533., 1994.

Adams E.W., Johnston, J.P., and Eaton, J.K., Experiments on the structure of turbulent reattaching flow, Report MD-43, Thermo sciences division-Dept. of Mech. Eng.- Stanford Univ. California. 1984

Adams E.W., & Eaton J.K., An LDA study of the backward facing step flow including the effects of velocity bias, *J. of Fluids Engineering*, Vol. 110, 275-282. 1988.

Adams E.W., & Johnston J.P., "Flow structure in the near wall zone of a turbulent separated flow, *AIAA J.*, Vol.26-8, 932-939. 1988.

Adrian R. J., Yao C. S., Power spectra of fluid velocities measured by Laser Doppler Anemometry, *Exp. in Fluids.*, Vol. 5, 17-28. 1987.

Aicaraz E., Contribution a l'étude d'un jet plan turbulent évoluant le long d'une paroi convexe à faible courbure, Thèse de doctorat d'Etat, Université Claude Bernard Lyon, 1977.

Amano R. S., & Goel P., Computation of turbulent flow beyond backward facing steps using Reynolds stress closure, *AIAA Journal*, Vol. 23, 9, pp. 1356-61

Armaly B. F., Durst F., Pereira J. C. F. and Schönung B., Experimental and theoretical investigation of backward facing step, *J. of Fluid Mech.*, 127, pp. 473-496, 1983.

B

Badri Kusuma M.S., Rey C., and Mestayer P.G., The effects of wall roughness and external flow structure on backward facing step flows, 11th Australasian Fluid Mechanics Conference, Hobart Australia, 795-798. 1992.

Badri Kusuma M. S., Etude expérimentale d'un écoulement turbulent en aval d'une marche descendante : cas d'un jet pariétal et de la couche limite. Thèse de Diplôme de Doctorat, Ecole Centrale de Nantes. 1993.

Benak M., Sturm M., Tropea C. Nobach H. Fuchs W., and Muller E., Correlation estimators for two point laser Doppler anemometry, *SPIE Vol. 2052, Laser Anemometry Advances and Applications.*, 1994.

Références

Benedict L. H., Nobach H and Tropea C., Benchmark tests for the estimation of power spectra from LDA signals, Proc. 9th Int. Symp. on Applications of Laser technology to Fluid Mechanics (Lisbon) paper 32.6, 1998.

Boussinesq J., Théorie de l'écoulement tourbillonnant , *Mem. Pres. Acad. Sci. XXIII Paris*, 46,1877.

Bradshaw P., & Wong F.Y.F., The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer. *J. of Fluid Mech.*, Vol. 52, 113-135. 1972.

Bradshaw P., Effect of streamline curvature on turbulent flow, Agard n°169, 1973.

Brown G. L. & Roshko A., On density effects and large structures in turbulent mixing layers, *J. Fluid. Mech.*, Vol. 64, part 4, pp. 775-816, 1974.

Buchhave P., George W.K. et Lumley J.L, The measurement of turbulence with the laser Doppler anemometer, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 11, 1979.

Burden A. D.,Towards an E.D.Q.N.M. closure for inhomogeneous turbulence. In A. V. Johansson and P. H. Alfredson, editors, *Advance in Turbulence 3*. Springer-Verlag, 1991.

C

Cambon C., Jeandel D. , and Mathieu J., Spectral modeling of homogeneous non-isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.*, 104, p.247-262, 1981.

Cenedese A. Costantini A. et Romano G.P., Laser Doppler anemometry spectral measurements in a turbulent boundary layer, *Exp. Therm. And Fluid Science*, Vol. 5, 1992

Chandrasuda C. & Bradshaw P., Turbulence structure of a reattaching mixing layer, *J. Fluid Mech.*, 110, 171-194., 1981.

Chapman D. R., Kuehn D. M. And Larson H. K., Investigated of separated flows with emphasis on the effect of transition, NACA Report 1356, 1958.

Chassaing P., “Turbulence en Mécanique des Fluides” , *Cépaduès – Éditions, Toulouse*, 2000.

Chun K. B., & Sung, H. J., Control of turbulent separated flow over a backward facing step by local forcing. *Exp. in Fluids.*, Vol. 21, 417-426. 1996.

Chun S., Lee I. and Sung H. J., Effect of spanwise varying local forcing on turbulent separated flow over a backward-facing step. *Exp. In Fluids* , Vol. 26, 437-440. 1999.

Craft T.J., Second-moment modelling of turbulent scalar transport, Ph.D. thesis, Faculty of Technology, University of Manchester. 1991.

Craft T. J., & Launder B. E., A Reynolds stress closure designed for complex geometries. *Int. J. Heat and Fluid Flow*. Vol.17, 245. 1996.

Références

Craft T. J., Developments in low Reynolds-number second-moment closure and its application to separating and reattaching flows. *Int. J. Heat and Fluid Flow*. Vol.19, 541. 1998.

D

Daly, B. J., & Harlow, F. H., Transport equation in turbulence. *Phys. of Fluids.*, Vol. 13, 2634. 1970.

Davidov B. I., On the statistical dynamics of an incompressible fluid, Doklady AN. SSSR, 136, 1961

De Brederode V. & Bradshaw P., Three-dimensional flow in nominally two-dimensional separation bubbles. I. Flow behind a rearward-facing step. Aero Report 72-19, Imperial College of Science and Technology, London. England. 1972.

Dejoan A., & Leschziner M.A., Large eddy simulation of periodically perturbed separated flow over a backward-facing step. *Int. J. Heat and Fluid Flow.*, Vol., 25. 581-592., 2004.

Dejoan A., & Leschziner M.A., Large eddy simulation of a plane turbulent wall jet. *Physics of Fluids.*, 17, 025102-1-025102-16., 2005.

Dejoan A., Wang C. and Leschziner A., Assessment of turbulence models for predicting the interaction region in a wall jet by reference to LES solution and budgets, *Flow Turb. Combust.*, 77, pp. 229-255, 2006.

Djenidi L. & Antonia R.A., Laser Doppler anemometry measurements: Power spectra estimation, Dantec Information. (1995)

Donaldson C. & Du P., A computer study of an analytical model of boundary layer transition, *A.I.A.A. Journal*, Vol. 7, N° 1, , p. 271., 1969.

Driver D.M., & Seegmiller H.L., Features of a reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow. *ALAA J.* Vol. 23:2, 163-171. 1985.

Driver D. M., Seegmiller H.L. and Marvin J. G., Time-dependent behaviour of reattaching shear layer, *AIAA J.* 25, 914, 1987.

Durao D.F.G., Laker J., and Whitelaw J.H., Bias Effects in Laser Doppler Anemometry, *J. Phys.E: Sci. Instrum.*, Vol. 13. pp. 442-445, 1980.

Durbin P.A. & Speziale C.G., Local anisotropy in strained turbulence at high Reynolds numbers, *J. Fluid Engng.*, ASME, 113, p. 707-709., 1991.

Durbin P.A., A Reynolds stress model for near wall turbulence, *J.Fluid Mech.*, 249, p.465-498., 1993.

Références

Durst F., & Tropea C., Turbulent backward facing step flows in two dimensional ducts and channels. Third Int. Symp. on Turbulent Shear Flows, University of California, Davis. 18.1-18.5. 1981.

Durst F., & Schmitt F., Experimental studies of high Reynolds number backward facing step flows, In.Proc. 5th Symp. on Turbulent Shear Flows, Cornell University, p. 5.19, 1985.

E

Eaton J.K., & Johnston J.P., Turbulent flow reattachment: an experimental study of the flow and structure behind a backward facing step. Rep. MD-39, Thermosciences Div. Dept of Mech. Eng. Stanford Univ., 1980.

Eaton J.K., & Johnston J.P., A review of research on subsonic turbulent flow reattachment, *AIAA J.*, Vol. 19, pp. 1093- 1100. 1981a.

Eaton J. K. & Johnston J. P., summary of data evaluation for the backward-facing step flow, case 0420, the 1980-81 Afosr-HTTM-Stanford Conference on complex turbulent flows, 1981b.

Elena L, Modélisation de la turbulence inhomogène en présence de rotation, thèse de doctorat, Université d'Aix Marseille II, 1994.

Eriksson J.G., Experimental studies of the plane turbulent wall jet, Ph. D thesis, Royal Institute of Technology, Dept. Mechanics, Stockholm, 2003.

Eriksson J.G., Karlson R.I., and Persson J., An experimental study of a two-dimensional plane turbulent wall jet. *Exp. in Fluids.*, Vol. 25, 50-60. 1998.

F

Fada-Ghotbi A., Manceau R. and Borée J., Revising URANS computations of the backward facing step flow using second moment closure. Influence of the numerics, *Flow Turb. Combust.*, 2008.

Ferziger J. H. & Peric' M., Computational methods for fluid dynamics, 2nd edition, Springer , Heidelberg, 1995.

Friedrich R. & Arnal M., Analysing turbulent backward facing step flow with the lowpass-filtered Navier-Stokes equations., *J. Wind. Engng. Indust. Aerod.* 35, p. 101-128., 1990.

Furuichi N., Hachiga T. and Kumuda M., A flow characteristic at the reattachment region of a two-dimensional backward facing step flow, *JSME B*, 69, pp. 25-30, 2003.

Furuichi N., Hachiga T. and Kumuda M., An experimental investigation of large-scale structure of a two-dimensional backward facing step by using advanced multi-point LDV, *Exp. Fluids*, 36, pp.274-281, 2004.

G

Garino A., Modélisation d'écoulements turbulents anisotropes à l'aide de schémas multiéchelles aux tensions de Reynolds. Thèse de Diplôme de Doctorat, Univ. d'Aix Marseille II. 1988.

Gaster M. & Roberts J.B., Spectral analysis of randomly sampled records by a direct transform, Proc. R. Soc. Lond., A 354, n°27., 1977.

Gence J.N. & Mathieu J., The return to isotropy of an homogeneous turbulence having been submitted to two successive plane strains, J. Fluid Mech. 101 (3), p. 555-566., 1980.

George W. K. & Lumley J.L., The laser Doppler velocimeter and its application to the measurement of turbulence, J. Fluid Mech., Vol. 60, part. 2., 1973.

George W. K., Abrahamsson H., Eriksson J., Karlsson R.I, Lofdahl L., and Wosnik M., A similarity theory for the turbulent plane wall jet without external stream, J. Fluid Mech. 425, 367, 2000.

Gerodimos G. & So R. M. C., Near wall modeling of plane turbulent jets, J. Fluids Eng. 119, 304., 1997.

Gibson M., & Launder B. E., Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *J. Fluid. Mech.*, Vol. 86, 491. 1978.

Gleize V., Simulation numérique d'écoulements compressibles turbulents hors équilibre à l'aide des schémas multiéchelles, Thèse de Diplôme de Doctorat, Univ. d'Aix Marseille II. 1994.

Goldstein R. J., Eriksen V. L., Olson R. M. and Eckert E. R. G., Laminar separation, reattachment, and transition of the flow over a downstream facing step, J. of Basic Eng. 92, pp. 732-741, 1970.

Gogineni S., Visbal M. and Shih C., Phase-resolved PIV measurements in a transitional plane wall jet: a numerical comparison, Exp. Fluids 27, 126., 1999.

Gosse J. & Schiestel R., Estimation numérique de la convection turbulente dans les espaces annulaires, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 18 (6), p.743, 1975.

H

Hanjalic K. & Launder B. E., A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 52, 4, P. 609, 1972.

Hanjalic K., Launder B. E., and Schiestel R., Multiple time scale concepts in turbulent transport modelling. Turbulent Shear Flows II. Second Int. Symp. on Turb. Shear Flows, Springer Verlag., 36-49., 1980.

Références

Hanjalic K., & Jakirlic S., Contribution towards the second-moment closure modelling of separating turbulent flows, *Computers and Fluids.*, 27-2, 137-156. 1998.

Harlow F. H. & Nakayama P.I. Turbulence Transport equations. *Phyd. of Fluid*, Vol. 10, 11, 1967

Hasan M. A. Z., The flow over a backward facing step under controlled perturbation: laminar separation. *J. Fluid Mech.*, 238, p. 73-96, 1992.

Hoffman G., "Improved form of the low –Reynolds number $k - \varepsilon$ turbulence model", *Phys. of Fluids*, 18, p.309-312., 1975.

Honami, S. and Kakajo, I., 1986, A reattaching shear layer to the curved surfaces over a backward facing steps *ASME paper 86- WA/FE- 9*

Hudy L. M., Naguib A. M., Humphreys W. M and Bartram S. M., Particle image Velocimetry Measurements of a two/three-dimensional separating/reattaching boundary layer downstream of an axisymmetric backward facing, 43 rd AIAA Aero. Sci. Meet. and Exhi. Reno , Nevada 10-13 january 2005

Hussein J. H. Capp S. P. et George W.K., Velocity measurements in a high Reynolds number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet, *J. Fluid Mech.* Vol. 258., 1994.

Huang P. G., Launder B. E. and Leschziner M. A., "Discretization of nonlinear convection processes a broad range comparison of four schemes", *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 48, pp. 1 – 24, 1985.

Huang P. G. & Leschziner M. A., Stabilization of recirculating flow computations performed with second moment closures and third order discretization, *Vth Int.Symp. on Turb. Shear Flows.* Cornell Univ., August 7-9, 1985.

Hussein H.J., Capp S. P and George W. K., Velocity measurements in a high Reynolds number momentum conserving, axisymmetric turbulent jet, *J. Fluid Mech.*, Vol. 258. 31-75. 1994.

I, J

Isomoto K., & Honami S., The effect of inlet turbulence intensity on the reattachment process over a backward facing step. *J. of Fluid Engineering.*, Vol.111, 87-92., 1989.

Jakirlic S. & Hanjalic K., A second moment closure for non-equilibrium separating high and low Re-number flows, *Proc. 10th Symp. on Turbulent Shear Flows*, Penn. State Univ., vol.3, p.23., 1995.

Jang Y.J., Leschziner M.A., Abe, K., Temmerman L., Investigation of anisotropy-resolving turbulence models by reference to highly resolved LES data for separated flow. *Flow Turbul. Combust.* 69, 161-203., 2002.

Références

- Jeandel D., Brison J. F., et Mathieu J.,** Modeling methods in physical and spectral space, *Phys. of Fluids*, Vol. 21 (2) pp. 169-182, 1978.
- Johnson D.A., & Brown D.,** A laser Doppler velocimeter approach for near wall three dimensional turbulence measurements, paper 3.2. Fifth. Int. Symp. on Application of Laser Techniques to Fluid Mech. Lisbon, Portugal. 1990.
- Jones W.P. & Launder B. E.,** The prediction of laminarization with a two-equations model of turbulence, *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 15, p. 301-312., 1972.
- Jones W.P. & Launder B. E.,** The calculation of low Reynolds number phenomena with a two-equations model of turbulence, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 16, p.1119., 1973.
- Jovic S., & Driver D.M.,** Backward facing step measurements at low Reynolds number, $Re_h=5000$, TM 108807, NASA. 1994.
- Jovic S., & Driver D.M.,** Reynolds number effect on the skin friction in separated flows behind a backward facing step. *Exp. in Fluids*, Vol. 18-6 464-467., 1995.

K

- Kaiktsis L. Karniadakis G. E. and Orszag S. A.,** Onset of three-dimensionality equilibria and early transition in flow over a backward facing step, *J. Fluid Mech.*, 231, pp. 501-528, 1991.
- Kang S., & Choi H.,** Suboptimal feedback control of turbulent flow over a backward-facing step, *J. Fluid Mech.*, Vol. 463, 201-227., 2002.
- Karlson R.I., Erikson J, and Persson J.,** An experimental study of a two dimensional plane turbulent wall jet, Report VU-S 93: B36, Vattenfall Utveckling AB. 1993.
- Kasagi N., Matsunaga A. and Kawara S.,** Turbulence measurement in a separated and reattaching flow over a backward-facing step with the aid of here-dimensional particle tracking velocimetry, *J. of Wind Eng.*, 52, PP. 523-528, 1993.
- Ke F., Liu Y., Wang W. and Chen H.,** Wall pressure fluctuations of turbulent flow over backward facing step with and without entrainment: microphone array measurement, *J. of Hydrodynamics*, Ser. B, 2006, Vol. 18, 4 pp. 393-396.
- Kim J., Kline S. J. And Johnston J. P.,** Investigation of a reattaching turbulent shear layer: flow over a backward facing step, *J. Fluids Eng.*, 102, pp. 302-308, 1980.
- Kolmogorov A. N. ,** Equations of turbulent motion of an incompressible fluid , *Izv. Akad. Nauk. SSR , Seria Fizicheska Vi , n° 1-2 , pp. 56-58 , 1942 .* (English translation : Imperial college , *Mech. Engrg. Dept. Rept. ON/6 , 1968*).
- Kostas J., Soria J. and Chong M. S.,** Particule image velocimetry measurements of backward facing step flow, *Experiments in Fluids*, 33, pp. 838-853, 2002.

Références

Kovaszny L. S. G., Spectrum of locally isotropic turbulence, *Jl. Aeronaut. Sci.* 15, n°12, pp. 141-161, 1948.

Kuehn B. M. & Seegmiller H. L., Effects of adverse pressure gradient on the incompressible reattaching flow over a backward facing step, *AIAA Journal*, Vol. 18,3, pp.343-344, 1980.

L

Lasher W. C., & Taulbee D.B., Calculation of turbulent backstep flow: commentary on modelling of the pressure strain correlation, *Engineering Turbulence Modelling and Experiments 1* (Edited by W. Rodi and E. N. Ganic), 195, Elsevier Science Publishers., 1991.

Lasher W. C., & Taulbee D.B., On the computation of turbulent backstep flow, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 13, pp. 30-39, 1992.

Launder B. E., Reece G. J. & Rodi W., Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure, *J. Fluid J. Fluid Mech.*, vol. 28, 3, pp. 537-566., 1975.

Launder B. E., & Schiestel R., Sur l'utilisation d'échelles temporelles multiples en modélisation des écoulements turbulents, *C. R. Acad. Sci. Sér. A*, 286, p. 709-712, 1978.

Launder B. E., & Schiestel R., Application d'un modèle de turbulence à échelles multiples au calcul d'écoulements libres turbulents, *C. R. Acad. Sci. Sér. B*, 288, p. 127, 1979.

Launder B. E., & Rodi W., The turbulent wall jets. *Prog. Aerospace Sci.* 19, 81., 1981.

Launder B. E., & Rodi W., The turbulent wall jets- measurements and modelling. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 15, 429., 1983.

Launder B. E., Reynolds W. C., Asymptotic near-wall stress dissipation rates in a turbulent flow. *Phys. Fluids*, Vol. 26-5, 1157., 1983.

Launder B. E., Second moment closure : present and future? *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 10, n° 4, pp.282-300. , 1989.

Launder B. E. & Shima N., Second moment closure for the near wall sublayer : development and application . , *A.I.A.A. Journal*, Vol. 27, N° 10, pp. 1319-1325., 1989.

Launder B.E., & Tselepidakis D.P., Directions in second moment modelong of near wall turbulence, *29th Aerospace Sciences Meeting, January 7-10, Reno/Nevada, AIAA 91-0219.*, 1991.

Launder B.E., & Tselepidakis D.P., Progress and paradoxes in modelling near wall turbulence. *In Turbulent Shear Flows* (ed. F. Durst et al.), Vol. 8, 81-96., 1993.

Le H., Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward facing step, doctorate thesis of Stanford University, 1995.

Le H. & Moin P., Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward facing step, Thermosciences Div. Dept. of Mech. Engineering, Stanford University, Report TF-58, 1994.

Références

Le H., Moin P. and Kim J., Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward facing step. *J. Fluid Mech.*, Vol. 330, 349-374., 1997.

Lee I. & Sung H. J., Characteristics of wall pressure fluctuations in separated and reattaching flows over a backward facing step, *Exp. Fluids*, vol. 30, pp. 262-272, 2001.

Le Huu Nho, E., Etude expérimentale de l'écoulement autour d'une marche descendante en dérapage, Thèse de doctorat, IMST, univ. d'Aix Marseille, France. 1994.

Lien F.S., & Leschziner M.A., Assessment of turbulence transport models including non linear RNG eddy viscosity formulation and second moment closure for flow over a backward-facing step, *Computers Fluids.*, Vol. 23, 983-1004., 1994.

Lumley J.L. & Newman G.R., The return to isotropy of homogeneous turbulence, *J. Fluid Mech.* 82 (1), p. 161-178., 1977.

Lumley J.L. Computational modelling of turbulent flows , *Advances in Applied Mechanics*, 18, p. 123-176., 1979.

M

Mataoui A., Modélisation numérique d'un jet plan impactant à l'intérieur d'une cavité de section rectangulaire, Thèse de Doctorat d'état es-Sciences, Univ. des Sciences et Technologie, Alger., 2002.

Mathieu J., Contribution à l'étude aérothermique d'un jet plan évoluant en présence d'une paroi, *Publ. Sci. Tech. Min. Air*, n° 374, 1961.

McLaughlin D. K. & Tiederman W. G., Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flows, *Phys. Fluids*, Vol. 16, n°2, 1973

Ménoret L., Contribution à l'étude des écoulements turbulents faiblement inhomogènes et anisotropes. Thèse de Doctorat, École Centrale de Lyon, 1982.

Meyers J. F. & Wilkinson S. P., A comparison of turbulence intensity measurements using a laser velocimeter and hot wire in a low speed jet flow, *Int. Symp. on Application of LDA to fluid Mech.*, Lisbon, Portugal, 1982.

Muller E., Nobach H., and Tropea C., LDA signal reconstitution: application to moment and spectral estimation Vol. II, *Seventh Int. Sym. on App. of Laser techniques to fluid mechanics*, Lisbon Portugal. 1994.

N

Nagamo Y. & Shimada M., Modelling the dissipation rate equation for two-equation turbulence model channel flow. *J. Fluid Mech.* Vol. 194, 15-44., 1993.

Références

Nait Bouda N., Rey C., Rosant J., and Benabid T., Turbulent wall jet interaction with a backward facing step, ERCOFTAC International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements'6., W. Rodi and M. Mulas Editors, Elsevier., 2005.

Nait bouda, N., Schiestel, R., Amielh, M. Rey, C., and Benabid, T., "Experimental approach and numerical prediction of a turbulent wall jet over a backward facing step", International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 29, Issue 4, , Pages 927-944, 2008.

Nait bouda, Schiestel, R., Mataoui, A., Rey, C., and Benabid, T., "Influence of incoming flow structure on reattachment over a backward facing step" Soumise au AMSE Journal (Acceptée), 2008.

Neumann J. & Wengle H., DNS and LES of passively controlled turbulent backward facing step flow, Flow Turb. Comb., vol 71, pp. 297-310, 2003.

O

Obi S., Peric M., and Scheuerer G., Second-moment calculation procedure for turbulent flows with collocated variable arrangement. *AIJA J. Vol. 29, 585.*, 1991.

Ötügen M. V., Expansion ratio effects on the separated shear layer and reattachment downstream of backward facing step, Experiments in Fluids, 10, pp. 273-280, 1991.

P

Panchapakesan P. & Lumley J.L., Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium, J. Fluid Mech., Vol. 246, part 1 & 2., 1993.

Parpaix S. & Bertoglio J.P., A spectral closure for inhomogeneous turbulence applied to turbulent confined flows, in Adv. In Turbulence VI, ed. By Gavrilakis S., Machiels S. and Monkewitz P.A., Kluwer Academics, p.75-76., 1996.

Parpais S., Développement d'un modèle spectral pour la turbulence inhomogène. Résolution par une méthode d'éléments finis. Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1997.

Patankar S.V., Numerical heat transfer and fluid flow, MCGRAW-HILL BOOK COMPANY., 1980.

Picano F., Spectre de vitesse à partir de mesures obtenues par vélocimétrie laser Doppler dans un jet turbulent, Rapport de stage de première année magistère de physique, IRPHE, Marseille, 1994.

Pietri L. Etude expérimentale des jets turbulents axisymétriques à densité variable. Analyse des propriétés statistiques des échelles du champ dynamique. Thèse de Doctorat, IRPHE, Marseille 1997.

Prandtl L. , Uber die ausgebildete turbulenz , ZAMM, 5, p. 136 , 1925.

Références

Pronchick S. W. & Kline S. J., An experimental investigation of the structure of a turbulent reattaching flow behind a backward facing step, Report MD-42, Thermosciences Div., Mech. Eng. Dept., Stanford University, 1983.

R

Ra S. H., & Chang P.K., Effects of pressure gradient on reattaching flow downstream of a rearward facing step. Engineering notes, J. Aircraft., Vol. 27, 93-95. 1990.

Reynolds O., On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion", Philosophical Transactions of the Royal Society of London., Vol. 186, pp. 123–164, 1895.

Reynolds W.C. & Kassinos S.C., A one point model for evolution of the Reynolds stress and structure tensors in rapidly deformed homogeneous turbulence", Proc. Osborne Reynolds Centenary Symposium, 24 May 1994, Univ. of Manchester Institute of Technology, UK, 1994.

Roberts J.B. & Gaster M., On the estimation of spectra from randomly sampled signals: a method of reducing variability, Proc. R. Soc. Lond., A 371, n°235, 1980.

Rodi W. & Mansour N. N., Low Reynolds number $k - \varepsilon$ modelling with the aid of direct numerical simulation data. *J. Fluid Mech.* Vol. 250, 509-529., 1993.

Rodi W. & Spalding D.B., A two -parameter model of turbulence and its application to free jets. *Warme and Stoffubertragung*, 3, 2, p. 85-95, 1970.

Rotta J. C., Statistische theorie nichthomogener turbulenz I, *Zeitschrift für Physik* 129, p 547., 1951a.

Rotta J. C., Statistische theorie nichthomogener turbulenz II, *Zeitschrift für Physik* 131, p 51, 1951b.

S

Saddoughi S.G. & Veeravalli S.V., Local isotropy in turbulent boundary layers at high Reynolds number, *J. Fluid. Mech.* 268, p. 333-372., 1994.

Saffman P. G., A model for inhomogeneous turbulent flow, *Proc. Roy. SOC. London A* 317, p. 417. 1970

Scarano F., Benicci C. and Riethmuller, Pattern recognition analysis of the turbulent flow past a backward facing step, *Phys. Fluids*, Vol. 11, 12, pp. 3808-3818, 1999.

Scarano F., Benicci C. and Riethmuller, Pattern recognition analysis of the turbulent flow past a backward facing step, *Phys. of fluids J.*, Vol. 11, 12, pp. 3909-3818, 2004.

Références

- Schiestel R.**, Sur le concept d'échelles multiples en modélisation des écoulements turbulents. Journal de Mécanique Théorique et Appliquée, partie I ,vol 2 n° 3, p. 417 ; partie II , vol. 2 n° 4, p. 601., 1983.
- Shih T.H., & Lumley J.L.**, Modelling of pressure correlation terms in Reynolds stress and scalar flux equations, Sibley School of Mech. Aero. Engng. Cornell Univ. Report FDA-85-3, 1985
- Schiestel R.**, Sur un nouveau modèle de turbulence appliqué aux transferts de quantité de mouvement et de chaleur, Thèse de Doctorat Es Sc. Phys., Univ. Nancy I., 1974.
- Schiestel R. & Gosse J.**, Prévion numérique de la convection turbulente dans les espaces annulaires., C. R. Acad. Sci. sér. B, 279, pp. 543-546, 1974.
- Schiestel R.**, Multiple-time-scale modelling of turbulent flows in one point closures. Phys. Fluids., Vol. 30-3, 722-731., 1986.
- Schiestel R.**, , Multiple-time-scale modeling of turbulent flows in one point closures. Phys. of Fluids, Vol.30 (3), 722-731., 1987.
- Schiestel R.**, , Les modèles de turbulence à échelles multiples basés sur une partition de spectre, fondements et extensions. 1992
- Schiestel R.**, Modélisation et Simulation des Ecoulements Turbulents, Traité des nouvelles technologies, série Mécanique , éd. Hermès , 442 pp. , 1993 .
- Schiestel R.**, Mécanique des fluides numérique,- modélisation statistique de la turbulence et approches multiéchelles, 7ème Ecole de printemps, Aussois 13-19 mai., 2001.
- Schiestel R.**, Méthodes de modélisation et de simulation des écoulements turbulents. Paris : Hermès/Lavoisier., 2006.
- Schiestel R.**, Modeling and simulation of turbulent flows. Ed. ISTE Ltd and J. Wiley., 2008.
- Schneider M.E., & Goldstein R.J.**, Laser Doppler measurement of turbulence parameters in two dimensional plane wall jet. *Phys. in Fluids.*, Vol. 6, 3116-3129., 1994.
- Schram C., Rambaud P., and Riethmuller M.L.**, Wavelet based eddy structure eduction from a backward facing step flow investigation using a particle image velocimetry. *Exp. in Fluids.*, Vol. 36, 233-245., 2004.
- Shir C.C.**, A preliminary numerical study of atmospheric turbulent flows in the idealized planetary boundary layer , *J. Atm. Sci.*, 30, p.1327., 1973.
- Shuya Y., Obi S. and Masuda S.**, Turbulence statistics of periodically perturbed separated flow over backward facing step. *Int. J. Heat Fluid Flow.*, Vol. 22. 393-401., 2001.
- Sigurdon L.W.**, The structure and control of a turbulent reattaching flow. *J. Fluid Mech.*, Vol. 298, 139-165., 1995.

Références

Sindir M. M., Calculation of deflected-walled backward facing step flows: Effets of angle of deflection on the performance of four models of turbulence, Appl. Mech., Bio Eng. and Fluids Eng. Conference, Houston, Texas, 1983.

Spalding D. B., The calculation of length scale of turbulence in some shear flows remote walls. Progress in Heat and Mass Transfer, vol. 2, Pergamon Press, London., 1969.

Spalding D.B., A two equation model of turbulence. VDI Forsch-Heft, 549, (1972)

Spazzini P. G., Iuso G., Onorato M., Zurlo N. and Di Cicca G. M., Unsteady behaviour of back facing step flow, Exp Fluids, 30, 551, 2001.

Speziale C. G., Sarkar S. and Gatski T. S., Modelling the pressure strain correlation: an invariant dynamical system approach, J. Fluid Mech. 227, 245, 1991.

Speziale C. G. & Gatski T.B., Analysis and modelling of anisotropies in dissipation rate of turbulence. *J. Fluid Mech.* Vol. 344.155-180., 1997.

T

Tailland A., Contribution à l'étude d'un jet plan dirigé tangentiellement à une paroi plane, thèse de doctorat, Ecole centrale de Lyon, 1970.

Tennekes H., Lumley J. L., A First course in turbulence”, *MIT Press, Massachusetts, USA, December* 1974.

Touil H. Bertoglio J.P., Parpais S., A spectral closure applied to anisotropic inhomogeneous turbulence”, 8th ETC Euromech Conference, Barcelona, In : Advances in Turbulence VIII, Ed. C. Dopazo, CIMNE, Spain, p.689., 2000.

Townsend A.A., The distorsion of homogeneous turbulence, Quart. J. Mech. And Appl. Math., 7, p. 104., 1954.

Tropea C., Turbulence-induced spectral bias in laser anemometry, *AIAA J.*, Vol. 25, 1987.

Troutt T. R., Scheelke B. and Norman T. R., Organized structures in reattaching separated flow field. *J. Fluid Mech.* 143, pp 413-427, 1984.

U,V

Uberoi M.S., Effects of wind tunnel contraction on free stream turbulence, *J. of the Aeronautical Sciences*, 23, p. 754., 1956.

Venas B., Abrahamsson H., Krogstad P. A. and Lofdahl L., Pulsed hot wire measurements in two and three-dimensional wall jets, *Exp. Fluids*, 27, p. 210, 1999.

Versteeg H. K. & Malalasekera W., “An introduction to Computational Fluid Dynamics – the finite volume method”, Longman Scientific & Technical, 1995.

Références

Veynante D. & Candel S. M., Application of nonlinear spectral analysis and signal reconstitution to laser Doppler velocimetry, Exp. In Fluids., Vol. 6. 1988.

W, Y, Z

Wang C., Jang Y-L. and Leschziner M. A., Modelling two and three-dimensional separation from curved surfaces with anisotropy resolving turbulence closures. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 25, 499-512., 2004.

Wernz S. & Fasel H., Vortex motion in an unsteady wall forced jet, Phys. Fluids 8, S11, 1997.

Westphal R. V., Johnston J. P. and Eaton J. K., Experimental study of flow reattachment in a single sided sudden expansion, NASA Contractor Rep. 3765, 1984.

Wilcox D.C. & Traci R.M., A complete model turbulence. AIAA paper, 76-351, 1976.

Wilcox D. C., Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. AIAA Journal vol. 26 (11) , , pp. 1299-1310 ., 1988a

Wilcox D. C., “Turbulence modeling for CFD” , DWC Industries Inc., La Cañada, California, Second edition, 2000.

Wyganski I. Katz Y. and Horev E., On the applicability of various scaling laws to the turbulent wall jet. *J. Fluid Mech.*, Vol. 234, 669-690., 1992.

Yoshioka S., Obi S. and Masuda S., Organized vortex motion in periodically perturbed turbulent separated flow over a backward-facing step. *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, Vol. 22, 301-307., 2000.

Yoshioka S., Obi S. and Masuda S., Turbulence statistics of a periodically perturbed separated flow over a backward facing step. *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, Vol. 22, 393-401, 2001.

Zhang C.X., Numerical predictions of turbulent recirculating flows with a k-ε model, *J. Wind Eng. Ind. Aerodynamics.*, Vol. 51, 177-201., 1994.

Annexes

ANNEXE A1

Algorithme de traitement du couplage pression-vitesse

Soient les équations des composantes de la vitesse discrétisées sur la cellule « volume de contrôle » (figure 1).

$$a_e U_e = \sum_{i=N,S,E,W} a_i U_i + b + A_e (P_P - P_E) \quad (A1.1)$$

$$a_n V_n = \sum_{i=N,S,E,W} a_i V_i + b + A_n (P_P - P_N) \quad (A1.2)$$

avec $A_e = \Delta y$ et $A_n = \Delta x$.

En se donnant un champ de pression P^* , on peut calculer les composantes U^* et V^* du champ de vitesse à l'aide des équations du mouvement :

$$a_e U_e^* = \sum_i a_i U_i^* + b + A_e (P_P^* - P_E^*) \quad (A1.3)$$

$$a_n V_n^* = \sum_i a_i V_i^* + b + A_n (P_P^* - P_N^*) \quad (A1.4)$$

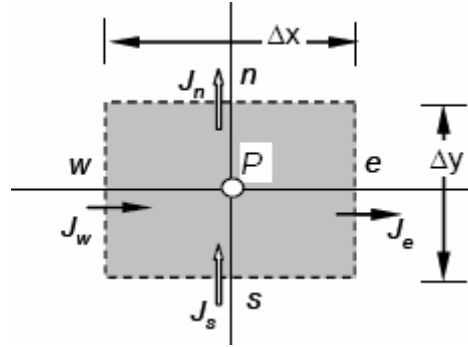


Figure 1. Cellule d'intégration

On considère après que le champ de pression exact est de la forme : $P = P^* + P'$ où P' est une correction de pression. De la même manière sont introduites des corrections de vitesse : $U = U^* + U'$ et $V = V^* + V'$. Les équations pour U' et V' sont obtenues en effectuant la différence entre (A1.1) et (A1.3) et entre (A1.2) et (A1.4) :

$$a_e U'_e = \sum_i a_i U'_i + A_e (P'_P - P'_E) \quad (A1.5)$$

$$a_n U'_n = \sum_i a_i U'_i + A_n (P'_P - P'_N) \quad (A1.5)$$

En négligeant les termes qui font intervenir les nœuds voisins, dans le second membre, on aboutit :

$$U_e = U_e^* + \frac{A_e}{a_e} (P'_P - P'_E) \quad (A1.6)$$

$$V_n = V_n^* + \frac{A_n}{a_n} (P'_P - P'_N) \quad (A1.7)$$

En reportant ces valeurs dans l'équation de continuité discrétisée sur le volume d'intégration, $[V_n - V_s] \Delta x + [U_e - U_w] \Delta y = 0$, on trouve l'équation de la correction P' qui est l'équation de Poisson:

$$a_p P'_p = \sum_i a_i P'_i + b \quad (A1.8)$$

$$\text{avec } b = (V_s^* - V_n^*) \Delta x + (U_w^* - U_e^*) \Delta y$$

On peut alors résumer l'algorithme SIMPLE :

1. on se donne un champ de pression P^* .
2. calcul U^* et V^* .
3. calcul de la pression P'
4. correction la pression $P = P^* + P'$.
5. calcul de U et V à partir des équations du mouvement linéarisées.
6. calcul des autres variables du problème.
7. $P^* = P$ et retour à 2 jusqu'à la convergence.

Patankar (1980) proposa la version modifiée SIMPLER qui assure une meilleure stabilité du calcul. Nous le résumons ci après :

Algorithme SIMPLER (Revised Semi Implicit Method for Pressure Linked Equation):

A partir des équations de U et V discrétisées en e et n (A1.1) et (A1.2,) introduit la notion de pseudo-vitesses \hat{U} et \hat{V} :

$$U_e = \frac{\sum_{i=N,S,E,W} a_i U_i + b}{a_e} + \frac{A_e}{a_e} (P_P - P_E) = \hat{U}_e + \frac{A_e}{a_e} (P_P - P_E) \quad (A1.9)$$

$$V_n = \frac{\sum_{i=N,S,E,W} a_i V_i + b}{a_n} + \frac{A_n}{a_n} (P_P - P_N) = \hat{V}_n + \frac{A_n}{a_n} (P_P - P_N) \quad (\text{A1.10})$$

en reportant ces relations dans l'équation de continuité, $[V_n - V_s] \Delta x + [U_e - U_w] \Delta y = 0$, on obtient l'équation régissant la pression :

$$a_p P_P = \sum_{i=N,S,E,W} a_i P_i + b \quad \text{avec } b = (\hat{V}_s - \hat{V}) \Delta x + (\hat{U}_w - \hat{U}_e) \Delta y \quad (\text{A1.11})$$

En résumé :

1. on se donne le champ de vitesse U, V
2. calcul de \hat{U} et \hat{V}
3. calcul P
4. prendre $P^* = P$ et calculer U^* et V^*
5. calcul de P'
6. correction de U et V
7. calcul des autres variables.
8. Retour à 2 jusqu'à convergence.

Intitulé : Etude expérimentale et numérique d'un écoulement turbulent complexe : jet pariétal abordant une marche descendante.

Résumé :

Ce travail traite de l'écoulement turbulent décollé recollé derrière une marche. L'écoulement entrant dans notre cas est de type jet pariétal ce qui confère à la configuration une complexité à double aspect : écoulement asymétrique présentant une zone de recirculation. Cette étude a été menée expérimentalement et numériquement et en étroite collaboration avec (L3M, IRPHE, Marseille).

Nous avons effectué en première étape des mesures à la vélocimétrie laser Doppler à deux composantes. Par une double mesure dans le plan (xoy) puis (xoz) , nous avons exploré le champ de vitesse tridimensionnel de l'écoulement. Nous avons procédé à une analyse statistique fine par la suite en calculant le champ moyen, les moments statistiques jusqu'à l'ordre quatre et aussi les spectres.

L'approche expérimentale a été complétée par une étude numérique; la formulation est basée sur une modélisation statistique du second ordre à faibles nombre de Reynolds couplée au concept multi-échelles prenant en compte l'état hors équilibre de l'écoulement (RSMKFL2).

La comparaison des résultats obtenus par les deux approches est satisfaisante. Aussi l'analyse de l'évolution du bilan de l'énergie cinétique turbulente a permis de mettre en relief la dynamique des différentes régions de l'écoulement dans le processus de recollement.

Par cette étude, nous avons montré l'influence de la région externe de l'écoulement sur le processus du recollement. La couche cisailée libre du jet pariétal est caractérisée par des structures de grandes échelles. L'interaction de celles-ci avec la couche cisailée libre se développant au sommet de la marche renforce le battement de la zone de recirculation et le rabattement anticipé de la couche cisailée. La longueur de recollement se trouve en effet réduite de 35% par rapport au cas classique d'écoulement entrant de couche limite ou dans un canal.

Mots clés : Jet pariétal, marche descendante, recirculation, modélisation second ordre, approche multiéchelles.

Abstract:

This work deals with a backward facing step flow. The incoming flow considered in this case is a wall jet giving dual complexity to the configuration: asymmetric flow with a separation/reattachment process. The study was conducted experimentally and numerically and in close collaboration with (L3M, IRPHE, Marseille) laboratories.

Two components Laser Doppler Velocimetry measurements were conducted in the first stage. With a double measure in the (xoy) then (xoz) planes, we explored the three-dimensional velocity field of the flow. We conducted thereafter a statistical analysis by calculating the mean field, the statistical moments up to order four and the spectra.

The experiments were complemented by a numerical study. The formulation is based on second order statistical modelling in low Reynolds numbers version and coupled to a two-scale energy-flux model (RSMKFL2).

The comparison of results obtained by the two approaches is satisfactory. Also the analysis of the turbulent kinetic energy budget has helped to highlight the dynamics of different regions of the flow in the process of reattachment.

In this study, we showed the influence of the external flow structure on the process of reattachment. The wall jet free shear layer is characterized by large-scale structures. The interaction of these with the free shear layer develops at the top of the step enhances the flapping in the recirculation region and then anticipated the reattachment. The reattachment length is indeed reduced by 35% compared to the classic cases of a boundary layer or an internal incoming flow.

Keywords: Wall jet, backward facing step, recirculation, second moment closure, multiscales approach.