



THÈSE

Présentée

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

Ecole doctorale : Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace

Spécialité : Sciences de la Terre et de l'Environnement

Par

M. Chouaib LABIOD

ÉCOULEMENT A SURFACE LIBRE SUR FOND DE RUGOSITE INHOMOGENE

Soutenu le 19/07/2005 devant le jury composé de :

MM. B. CAUSSADE	Directeur de recherche au C.N.R.S.	Président
L. MASBERNAT	Professeur Emérite à l'I.N.P. Toulouse	Directeur de thèse
Ph. BELLEUDY	Professeur à l'U. Joseph Fourier Grenoble 1	Rapporteur
A. LINE	Professeur à l'I.N.S.A. Toulouse	Rapporteur
V. MILISIC	Professeur à l'U. Bordeaux 1	Rapporteur
O. EIFF	Professeur à l'I.N.P. Toulouse	Examineur
D. DARTUS	Professeur à l'I.N.P. Toulouse	Invité

N° d'ordre : 2242

Remerciements

Monsieur Lucien Masbernat m'a accueilli dans le DEA Physique et Chimie de l'Environnement et accepté mon encadrement durant la thèse. Je lui suis très reconnaissant de m'avoir donné l'occasion de préparer une thèse de doctorat à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, tout en me garantissant une excellente formation à la recherche. J'ai beaucoup apprécié ses qualités d'encadreur tant sur le plan scientifique que professionnel.

Je tiens à remercier Monsieur Bernard Caussade pour avoir accepté la présidence du jury de thèse et la collaboration avec moi sur les écoulements à surface libre en présence du periphyton.

Je remercie Messieurs Philippe Belleudy, Alain Liné et Vladan Milisic pour avoir rapporté sur ce document et pour toutes leurs remarques qu'ils m'ont données durant la soutenance pour garantir sa qualité scientifique. Je remercie aussi Messieurs Olivier Eiff et Denis Dartus pour leur participation au jury de thèse.

Durant la thèse j'ai collaboré avec Madame Amel Soualmia et Sahbi Zaouali de l'ENIT (Tunis). Je les remercie.

Je remercie Serge Font, Gilbert Tison et Thierry Drouard pour avoir participé au montage du dispositif expérimental et leur aide durant les expériences.

Je remercie aussi tous les techniciens de l'atelier de l'IMFT et en particulier Jean-Jacques Huc, Laurent Mouneix et Jean-Pierre Escafit pour leur assistance et leur professionnalisme.

J'adresse mes remerciements à toutes les personnes qui m'ont aidé durant la thèse. Aux membres du service signaux et images, Jean-Félix Alquier, Emmanuel Cid et Sébastien Cazin pour leur disponibilité et leur compétence. A Hervé Neau et Alexei Stoukov pour leur aide pendant l'utilisation des codes de calcul. Au service informatique qui m'a permis de travailler dans de bonnes conditions. A Muriel Sabater pour le temps qu'elle m'a consacré pour le tirage de tous les documents.

Merci à Madjid, Sadek, Alvaro, Ghazi, Hamdi pour les moments que nous avons partagés. Un merci spécial à Ali Boulfrad qui m'a aidé à surmonter des moments difficiles pendant la thèse.

Pour conclure, je peux affirmer que cette thèse n'aurait pas pu voir le jour sans le soutien permanent et constant de ma famille. Je les en remercie infiniment.

Résumé

Dans ce travail nous présentons les résultats des travaux expérimentaux et de modélisation relatifs à des écoulements à surface libre en canal rectangulaire dont le fond présente un contraste de rugosité suivant la transversale. Le contraste de rugosité est créé par un système de barrettes parallélépipédiques collées périodiquement au centre du canal, les autres parties adjacentes du fond étant lisses. La configuration de rugosité choisie permet de créer un fort gradient transversal du frottement pariétal, à l'origine des écoulements secondaires dans le plan perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement. Au moyen d'un anémomètre Laser Doppler on a déterminé l'évolution transversale des champs de vitesse moyenne et des composantes du tenseur de Reynolds. Ensuite on a déduit la distribution transversale du frottement pariétal, de la position de l'origine de la loi logarithmique et de la fonction de la rugosité. L'interprétation de l'évolution des profils verticaux des fluctuations longitudinales et verticales s'appuie sur deux solutions analytiques d'un modèle algébrique dérivé du modèle de transport du tenseur de Reynolds de Gibson et Rodi (1989). La première solution basée sur l'hypothèse d'équilibre production-dissipation est établie dans la zone de paroi et la seconde, développée près de la surface libre, est basée sur l'hypothèse de « quasi-équilibre diffusion-dissipation ». Des simulations numériques des écoulements parallèles et non parallèles réalisées à l'aide d'un modèle de transport du tenseur de Reynolds et un modèle $k-\epsilon$ anisotrope sont ensuite commentées. Les premiers résultats sont encourageants même si des améliorations doivent être apportées pour mieux rendre compte des interactions près de la surface libre et de la paroi latérale.

Mots-clés

Écoulement à surface libre – Turbulence - Fond rugueux - Écoulements secondaires - Lois de paroi – Modélisation - Fermetures au second ordre - Simulations numériques

Abstract

We present new experimental results and, as well analytical as numerical modelling of free surface flows developing on a bottom with transverse gradient of roughness. The contrast of the bottom roughness is created by parallelepipedal barrettes glued in the central zone of the bed wall on a third of the channel width. This configuration of the roughness permits to create a strong transverse variation of the wall shear stress, at the origin of secondary flows in a plan perpendicular to the principal direction of the flow. We determined the transverse evolution of the mean velocity and of the Reynolds tensor components, using a laser Doppler anemometer. Then we obtained the transverse distribution of the wall shear stress, the origin of the logarithmic law and the roughness function. The interpretation of the evolution of the vertical profiles of longitudinal and vertical fluctuations is based on two analytical solutions obtained from an algebraic stress model derived from the Reynolds stress model of Gibson and Rodi (1989). The first solution based on the production-dissipation equilibrium hypothesis is developed in the wall zone and the second, expanded in the vicinity of the free surface, is based on the «diffusion–dissipation quasi-equilibrium» hypothesis. Numerical simulations of parallel and non-parallel flows were realised using a Reynolds stress model and an anisotropic $k-\epsilon$ model then commented. The first results are promising although improvements could be introduced in order to better take into account the interactions close to the free surface and the side-wall.

Keywords

Free surface flow – Turbulence – Rough bottom – Secondary flows – Wall laws – Modelling – Second-order closures – Numerical simulations.

Table des matières

Introduction	1
1. Structure et modélisation des écoulements à surface libre - Aspects bibliographiques	5
1.1 Introduction	5
1.2 Equations de base	5
1.2.1. Equations de Reynolds	6
1.2.2. Équation de transport du tenseur de Reynolds	6
1.3 Écoulements secondaires dans les écoulements à surface libre	7
1.3.1. Type d'écoulements secondaires observés	7
1.3.2. Génération des écoulements secondaires en canal rectiligne : effets de l'anisotropie de la turbulence et des conditions aux limites	9
1.3.3. Autres exemples d'écoulements secondaires dans des canaux rectilignes	13
1.4 Lois de paroi dans les écoulements turbulents	18
1.4.1. Loi logarithmique de vitesse	18
1.4.2. Loi déficitaire de vitesse et loi de frottement	19
1.4.3. Contraintes turbulentes dans la zone de paroi	22
1.4.4. Effets des écoulements secondaires	24
1.4.5. Effets de la surface libre sur la turbulence	25
1.5 Modèles de transport du tenseur de Reynolds	26
1.5.1. Modélisation des termes de dissipation et de diffusion	27
1.5.2. Modélisation du terme de redistribution	28
1.5.3. Modèles algébriques du tenseur de Reynolds en écoulement développé dans un canal rectangulaire	30
1.5.4. Applications aux écoulements sur fond de rugosité variable	35
1.6 Conclusion	36
2. Le dispositif expérimental et les moyens de mesure	39
2.1 Introduction	39

2.2	Dispositif expérimental	39
2.2.1.	Le canal et ses annexes	39
2.2.2.	Rugosités utilisées	40
2.3	Définition des expériences	41
2.4	Techniques de mesure de vitesse	41
2.4.1.	Mesure de vitesse par Anémomètre Laser Doppler (ALD)	42
2.4.2.	Mesure de Vitesse par Anémomètre Acoustique Doppler (AAD)	45
2.5	Comparaison AAD-ADL	49
2.6	Conclusion	56
3.	Écoulement sur fond de rugosité homogène	57
3.1	Introduction	57
3.2	Structure de l'écoulement au-dessus d'un élément de rugosité	57
3.3	Détermination des paramètres de paroi	60
3.4	Lois de paroi pour la vitesse moyenne et les contraintes turbulentes	62
3.4.1.	Loi logarithmique, loi déficitaire, loi de frottement	62
3.4.2.	Lois de similitude des contraintes de Reynolds	64
3.5	Écoulement moyenné le long d'un élément de rugosité	67
3.6	Conclusion	69
4.	Structure et modélisation de l'écoulement sur un fond de rugosité inhomogène	71
4.1	Introduction	71
4.2	Résultats expérimentaux	72
4.2.1.	Champs de vitesse moyenne et des contraintes de Reynolds	72
4.2.2.	Organisation des écoulements secondaires	74
4.3	Lois de paroi	76
4.3.1.	Détermination des paramètres de paroi	76
4.3.2.	Vitesse moyenne et contraintes de Reynolds sous forme non dimensionnelle	78

4.4	Solutions asymptotiques du modèle de Gibson et Rodi dans le voisinage de la paroi et de la surface libre _____	80
4.4.1.	Le modèle de Gibson et Rodi des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale _____	80
4.4.2.	Zone de paroi d'équilibre production dissipation _____	81
4.4.3.	Zone de faible production près de la surface libre _____	83
4.5	Application aux résultats d'expériences _____	85
4.5.1.	Définitions des simulations par le modèle analytique _____	85
4.5.2.	Simulations des profils des fluctuations longitudinales et verticales _____	88
4.6	Conclusion _____	92
5.	Paramètres de paroi et loi de frottement _____	93
5.1	Introduction _____	93
5.2	Résultats des expériences EI et EII _____	94
5.3	Structure des écoulements dans la zone de paroi _____	96
5.3.1.	La paroi rugueuse _____	96
5.3.2.	La paroi lisse _____	97
5.4	Structure de l'écoulement hors de la zone de paroi _____	101
5.5	Distribution des paramètres de paroi et loi de frottement _____	102
5.5.1.	Frottement pariétal sur le fond et la paroi latérale _____	102
5.5.2.	Distribution du frottement pariétal et de la fonction C de la rugosité _____	103
5.5.3.	Rugosité équivalente de la paroi du fond _____	103
5.5.4.	Evolution de l'origine de la loi logarithmique _____	105
5.5.5.	Loi déficitaire et loi de frottement _____	106
5.6	Conclusion _____	109
6.-	Premières simulations numériques _____	111
6.1	Introduction _____	111
6.2	Formulation des modèles _____	111
6.2.1.	Le modèle RSM du code FLUENT et son adaptation aux écoulements à surface libre _____	111

6.2.2.	Le modèle (k, ϵ) anisotrope, en écoulement développé, non parallèle	112
6.2.3.	Conditions aux limites	113
6.3	Simulation de l'écoulement 1D vertical	114
6.3.1.	Influence de la constante de retour à l'isotropie C_2	115
6.3.2.	Influence de la constante C_μ	116
6.3.3.	Influence des fonctions de surface	117
6.3.4.	L'échelle de longueur des tourbillons porteurs d'énergie	119
6.3.5.	L'anisotropie des contraintes normales	120
6.3.6.	Conclusions sur les simulations de l'écoulement 1D vertical	121
6.4	Simulations de l'essai EI	122
6.4.1.	Définition des simulations	122
6.4.2.	Résultats des simulations	123
6.5	Conclusion	127
Conclusion		129
Bibliographie		131

Notations

A_i	Fonction de la production et des fonctions de proximité de surface
a	Constante dans les fonctions de proximité de surface
a_{ij}	Tenseur d'anisotropie
B	Largeur du canal
B_0	Paramètre de la loi exponentielle au voisinage immédiat de paroi
B_r	Fonction de rugosité
C	Fonction de rugosité
C_{ij}	Tenseur d'advection
C_{K_s}	Coefficient de rugosité
$C_{u,v,w}$	Paramètres des lissages exponentielles
c	Vitesse du son
c_f	Coefficient de frottement
d_{ij}	Tenseur de diffusion
E	Paramètre de la loi déficitaire
Fr	Nombre de Froude
f, f_s, f_b	Fonctions de proximité de surface
f_D	Fréquence Doppler
f_e	Fréquence de base de la sonde acoustique
g	Constante universelle de la gravité
h	Tirant d'eau
I	Pente du canal
K_s	Rugosité équivalente de Nikuradse
K_{Sf}	Rugosité équivalente définie dans Fluent
k	Energie cinétique turbulente
k_s	Energie cinétique turbulente à la surface libre
L	Echelle de longueur des tourbillons énergétiques
L_s	Echelle de longueur des tourbillons énergétiques à la surface libre
N_{PRF}	Nombre d'émissions par profil
p	Fluctuation de pression
P	Pression moyenne
PRF	Fréquence de répétition des impulsions acoustiques
P_r	Production de l'énergie cinétique turbulente

Q	Débit
R_e	Nombre de Reynolds correspondant à $\langle U \rangle$
R_h	Rayon hydraulique
R_p	Rapport de production de la turbulence
R_e^*	Nombre de Reynolds correspondant à u^*
S_{ij}	Tenseur de taux de déformation
T_{PRF}	Période de répétition des trains d'ondes
U, V, W	Composantes de la vitesse moyenne dans le repère (O, x, y, z)
$\langle U \rangle$	Vitesse moyenne suivant la verticale
$\overline{u_i u_j}$	Contraintes turbulentes
u^*	Vitesse de frottement
x	Cordonnée longitudinale
y	Cordonnée transversale
y'	Distance prise par rapport à la paroi latérale
z	Cordonnée verticale prise par rapport au sommet des éléments rugueux
z_0	Emplacement de l'origine du profil de vitesse
z'	Distance prise par rapport à la surface libre
Z_{max}	Position du maximum de vitesse
Z^+	Variable interne
α	Pente du profil de frottement turbulent
β	Pente du fond du canal
δ_{ij}	Symbole de Chronicker
ε	Taux de dissipation
ε_S	Taux de dissipation à la surface libre
ϕ_{ij}	Tenseur de redistribution
κ	Constante de Von Karman
λ_e	Longueur d'onde des ondes ultrasoniques
$\lambda_{u,v,w}$	Paramètres des lissages exponentielles
τ_b, τ_L	Frottement de cisaillement sur la paroi du fond et la paroi latérale
$\langle \tau \rangle$	Frottement moyen
Ω	Composante longitudinale de la vorticité
ξ	Variable externe contenant le décalage z_0

ξ'	Variable externe prise par rapport au sommet des barrettes
Ψ	Fonction courant
ν	Viscosité cinématique de l'eau
ν_t	Viscosité turbulente
Π	Paramètre de Coles
ρ	Masse volumique de l'eau
ζ	Variable externe suivant la largeur

Introduction

Les écoulements à surface libre, dans les milieux naturels ou urbanisés, se produisent en général avec des conditions aux limites inhomogènes à cause de la distribution des rugosités du fond, fixes ou mobiles et/ou des déformations importantes de la surface libre en particulier pour des écoulements à faible tirant d'eau vis-à-vis des irrégularités du fond. Ces écoulements présentent ainsi des complexités qui constituent des limitations des modèles définis et mis en œuvre pour prédéterminer les écoulements cisailés parallèles ou quasi-parallèles standards. Ces limitations concernent aussi bien les modèles 3D fondés sur une fermeture de la turbulence en un point, au premier ou second ordre, que les modèles 1D ou 2D de Saint Venant construits par intégration sur la section ou la verticale.

Dans les écoulements en charge ou à surface libre, en canaux rectilignes, les variations de rugosité de la paroi sont à l'origine d'écoulements secondaires générés par l'anisotropie de la turbulence et les variations transversales du frottement pariétal. Ces écoulements secondaires s'organisent en mouvements cellulaires dans un plan perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement, et leur vitesse ne dépasse pas 3 à 5% de la vitesse débitante. Néanmoins, ils influencent fortement la distribution du frottement à la paroi et la structure turbulente de l'écoulement. Dans les écoulements en canaux découverts, l'anisotropie de la turbulence produite par l'amortissement des fluctuations verticales de la vitesse sous la surface libre joue un rôle important et elle est à l'origine de différences importantes entre écoulements en charge et écoulements à surface libre.

L'analyse locale de la turbulence dans les écoulements à surface libre s'est surtout développée à partir des années 80 grâce notamment aux progrès des moyens de mesure des vitesses dans l'eau (film chaud, laser Doppler, acoustique Doppler..). On trouve d'ailleurs une bonne compilation des travaux consacrés aux écoulements à surface libre dans la monographie de Nezu et Nakagawa (1993) qui sera souvent citée au cours de notre exposé.

Parallèlement, des travaux de modélisation ont tenté de simuler la structure tridimensionnelle de l'écoulement turbulent développé en canal rectiligne de section rectangulaire dont le fond présente un gradient de rugosité suivant la largeur. Ces calculs réalisés à l'aide des modèles de transport du tenseur de Reynolds ou des modèles algébriques dérivés ont visé, pour la plupart, l'écoulement en charge et l'expérience de Hinze (1975) a été l'expérience de référence pour de nombreux auteurs. Les travaux de modélisation spécifiques aux écoulements à surface libre ont adapté ces modèles pour introduire l'effet des interactions à la surface libre sur l'anisotropie de la turbulence.

Malgré les efforts au cours des vingt-cinq dernières années, de nombreuses questions demeurent cependant encore mal élucidées comme nous le soulignons dans le chapitre 1. En particulier, on maîtrise insuffisamment bien les effets de la rugosité sur la turbulence près de la paroi ou près de la surface libre notamment quand les rugosités ont des dimensions caractéristiques grandes vis-à-vis du tirant d'eau. Il existe un déficit de résultats expérimentaux complets sur la turbulence au-dessus de parois de rugosité relative importante ou présentant d'important gradient transversal. L'application des modélisations de la turbulence les plus récentes aux écoulements à surface libre exige de nouvelles expériences dans des configurations de référence reproduisant des interactions caractéristiques.

Une part importante de notre travail porte sur l'étude par voie expérimentale d'écoulements à surface libre au-dessus de rugosités créées par des barrettes collées périodiquement au centre du canal, les autres parties adjacentes du fond étant lisses. La configuration de rugosité choisie permet de créer un fort gradient transversal de la fonction de rugosité, à l'origine d'écoulements secondaires et nous avons ainsi acquis un ensemble de résultats sur la structure du champ moyen de vitesse et des composantes du tenseur de Reynolds qui ont permis de tester plusieurs hypothèses de modélisation.

Après une tentative de synthèse bibliographique, notre exposé s'organise d'abord autour de l'approche expérimentale pour déboucher sur les premières simulations numériques de nos expériences.

Nous présentons l'ensemble de notre contribution en 6 chapitres.

Le chapitre 1 est consacré à une analyse bibliographique centrée d'abord sur la génération des écoulements secondaires en écoulements à surface libre puis sur leurs conséquences sur la structure de l'écoulement. Nous discutons ensuite les questions liées à la formulation des lois de paroi relatives à la vitesse moyenne et aux contraintes turbulentes. Nous rappelons enfin quelques classes de modèles de turbulence fondés sur une fermeture en un point, au second ordre, et des modèles algébriques dérivés. Nous concluons en précisant les orientations de notre travail.

Dans le chapitre 2, nous présentons le canal d'expérience ainsi que les configurations de rugosité étudiées. Nous définissons également les caractéristiques hydrodynamiques des écoulements étudiés. Une partie importante de ce chapitre est consacrée à une étude comparative entre deux systèmes de mesure de la vitesse disponibles au laboratoire, l'anémomètre Laser à effet Doppler et l'anémomètre acoustique Doppler (Dop2000).

Le chapitre 3 est consacré à l'interprétation des résultats relatifs à une première série d'expériences sur fond de rugosité homogène. Il s'agit de l'étude de l'évolution des profils de vitesse et des contraintes turbulentes le long d'un élément de rugosité. Cette étude a permis de définir la stratégie des mesures et de leur interprétation que nous avons appliquée pour l'ensemble des expériences.

Dans le chapitre 4, nous présentons une première série d'expériences réalisées sur un fond présentant un fort gradient transversal de rugosité. Pour soutenir l'interprétation de ces résultats, nous développons deux solutions asymptotiques, respectivement dans la zone de paroi et la zone de la surface libre, d'un modèle algébrique du tenseur de Reynolds. Cette approche s'avère fructueuse pour interpréter les profils expérimentaux des composantes du tenseur de Reynolds mais également pour tester les hypothèses de modélisation. Les résultats présentés dans ce chapitre constituent selon nous une partie centrale de notre contribution.

Le chapitre 5 est centré sur l'analyse des paramètres de paroi et la formulation des lois de frottement. Cette analyse s'appuie sur deux expériences réalisées dans deux écoulements de caractéristiques hydrodynamiques différentes et pour lesquels on donne une description détaillée de l'évolution transversale de la vitesse moyenne et des intensités turbulentes

Dans le chapitre 6 enfin, nous faisons état des résultats de simulations numériques réalisées avec deux modèles différents : l'un est un modèle de transport du tenseur de Reynolds implémenté dans le code Fluent disponible à l'IMFT ; l'autre est de type (k- ϵ

anisotrope) déduit du précédent et mis en œuvre dans le cadre de la collaboration avec l'Ecole Nationale des Ingénieurs de Tunis (A. Soualmia, Maître Assistante, et S. Zaouali, Doctorant). Les premiers résultats des simulations de nos expériences sont encourageants mais permettent également de souligner les insuffisances de la modélisation.

Dans la conclusion générale, nous tentons de dégager les résultats marquants de notre contribution et de souligner l'intérêt de quelques orientations futures de nos travaux.

Chapitre 1

Structure et modélisation des écoulements à surface libre Aspects bibliographiques

1.1 Introduction

L'analyse bibliographique, développée dans ce chapitre, regroupe des résultats d'expérience et de travaux de modélisation de la turbulence relatifs à des écoulements à surface libre dans des canaux rectilignes de section rectangulaire, en présence d'écoulements secondaires. Ces écoulements secondaires trouvent leur origine dans l'anisotropie de la turbulence en interaction avec les conditions aux limites qu'imposent la forme de la section et les variations de rugosité de la paroi.

Dans une première partie, nous rappelons les équations de base, équations du champ moyen de vitesse et équation de transport du tenseur de Reynolds sur lesquelles s'appuient les analyses développées par la suite.

Nous commentons ensuite la nature des interactions à l'origine des écoulements secondaires et nous illustrons leurs conséquences sur la distribution du champ de vitesse et du frottement pariétal en nous appuyant sur des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature.

Dans une troisième partie, nous rappelons quelques résultats relatifs à la formulation des lois de paroi dans des écoulements cisailés, notamment au-dessus d'une paroi rugueuse. Les lois de paroi, exprimant le comportement asymptotique de la vitesse longitudinale moyenne (loi logarithmique) et des contraintes de Reynolds dans la zone d'équilibre production-dissipation, ont une importance particulière. D'une part, elles permettent d'interpréter les expériences pour déterminer la vitesse de frottement à la paroi ainsi que la rugosité équivalente, d'autre part, elles définissent les conditions aux limites des modèles des champs moyens dans le cadre d'une fermeture de la turbulence en un point, au premier ou second ordre.

C'est précisément cette approche qui est adoptée dans le cadre de ce travail, et dans une dernière partie de ce tour d'horizon bibliographique nous rappelons les fondements des modèles existants. En conclusion, nous justifions les orientations de notre contribution tant au niveau du programme expérimental que des essais de modélisation et simulations mis en œuvre.

1.2 Equations de base

Dans le cadre de l'approche statistique en un point des écoulements turbulents, les équations de base sont obtenues par prise de moyenne des équations des grandeurs instantanées, décomposées en grandeurs moyennes et fluctuantes. L'opérateur de moyenne mis en œuvre est linéaire et vérifie les règles de Reynolds. Dans le cas des écoulements isothermes, à masse volumique constante, sont ainsi définis les champs de vitesse moyenne $\mathbf{U}(\mathbf{x},t)$ et de pression moyenne $P(\mathbf{x},t)$ et leurs champs fluctuants $\mathbf{u}(\mathbf{x},t)$ et $p(\mathbf{x},t)$. L'application

de l'opérateur de moyenne aux équations instantanées de Navier et Stokes conduit à établir une hiérarchie d'équations des champs des grandeurs moyennes et des champs de corrélation d'ordre croissant des grandeurs fluctuantes. En raison de la non-linéarité des équations de la mécanique des fluides, la prise de moyenne introduit des champs de corrélation en surnombre pour lesquels il faut formuler des hypothèses de fermeture. Pour souligner les problèmes spécifiques que pose la modélisation de la turbulence dans les écoulements à surface libre sur fond de rugosité inhomogène, rappelons les équations du mouvement moyen et quelques propriétés de leur solution ou de leur formulation dans des configurations d'écoulements à surface libre développés, parallèles ou non parallèles.

1.2.1. Equations de Reynolds

Les équations du champ moyen de vitesse, de composantes U_i en coordonnées cartésiennes, et du champ de pression moyenne P expriment la conservation, en moyenne, de la masse et de la quantité de mouvement sous la forme :

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho \frac{DU_i}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\rho\nu U_{ij} - \overline{\rho u_i u_j}) + \rho g_i \quad (1.2)$$

Dans l'équation (1.2), l'opérateur de dérivée matérielle est défini par rapport à la vitesse moyenne ($\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_j \frac{\partial}{\partial x_j}$), ν est la viscosité cinématique du fluide, $U_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ est le tenseur des taux de déformation par le gradient de vitesse moyenne, g_i est le vecteur accélération de la pesanteur. Un premier objectif de la modélisation de la turbulence est de réaliser la fermeture des équations de Reynolds en proposant des voies pour calculer les contraintes de Reynolds, $\tau_{ij}^{(t)} = -\overline{\rho u_i u_j}$. L'équation de transport du tenseur de corrélation $\overline{u_i u_j}$ met en évidence les mécanismes d'interaction mouvement moyen-turbulence et turbulence-turbulence qui contrôlent l'évolution des contraintes turbulentes et permet de mieux cerner la problématique de leur modélisation.

1.2.2. Équation de transport du tenseur de Reynolds

À partir des équations instantanées des champs des fluctuations de vitesse, $\mathbf{u}(\mathbf{x},t)$, il est aisé d'obtenir l'équation de transport du tenseur de corrélation, $\overline{u_i u_j}$, dans sa formulation exacte, à masse volumique constante :

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} &= \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u_i u_j} U_k}{\partial x_k}}_{C_{ij}} = - \underbrace{(\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k})}_{P_{ij}} - 2\nu \underbrace{\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij}} + \underbrace{\frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right)}_{\Phi_{ij}} \\ &\quad - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j u_k} + \frac{p}{\rho} (\delta_{kj} u_i + \delta_{ik} u_j))}_{d_{ij}} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i u_j}}{\partial x_k^2} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Dans l'équation (1.3), à l'exception du terme explicite P_{ij} de génération par cisaillement et du terme de diffusion moléculaire (d'ailleurs négligeable dans les zones de turbulence développée), les termes de dissipation, ε_{ij} , de corrélation pression - déformation, Φ_{ij} , de diffusion turbulente, d_{ij} , constituent des champs inconnus en surnombre. Rappelons que l'opération de contraction tensorielle dans l'équation (1.3) établit l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente $k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$ dans laquelle ne figure plus le tenseur Φ_{ij} à trace nulle :

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial k U_j}{\partial x_j} = P_r - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{k u_j} + \frac{p}{\rho} u_j \right) + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2} \quad (1.4)$$

où $P_r = \frac{P_{ii}}{2} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$, $\varepsilon = \frac{\varepsilon_{ii}}{2} = \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$.

Nous reviendrons à la fin de ce chapitre, sur les problèmes que pose la fermeture de l'équation (1.3), notamment en ce qui concerne le terme d'interaction pression - déformation, pour calculer les contraintes turbulentes avec suffisamment de précision dans des configurations d'écoulement complexes. Au préalable examinons quelques résultats relatifs aux mécanismes de génération des écoulements secondaires dans des écoulements à surface libre dans des canaux rectilignes.

1.3 Écoulements secondaires dans les écoulements à surface libre

1.3.1. Type d'écoulements secondaires observés

Dans les canaux et rivières rectilignes ou courbes, les écoulements ne sont pas, en général, parallèles en moyenne : le mouvement, de composantes moyenne V, W , dans le plan perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement de vitesse moyenne U , (Figure 1.1), est appelé mouvement ou écoulement secondaire, pour autant que son intensité soit modérée relativement à la composante longitudinale U , (V/U et $W/U < 1$).

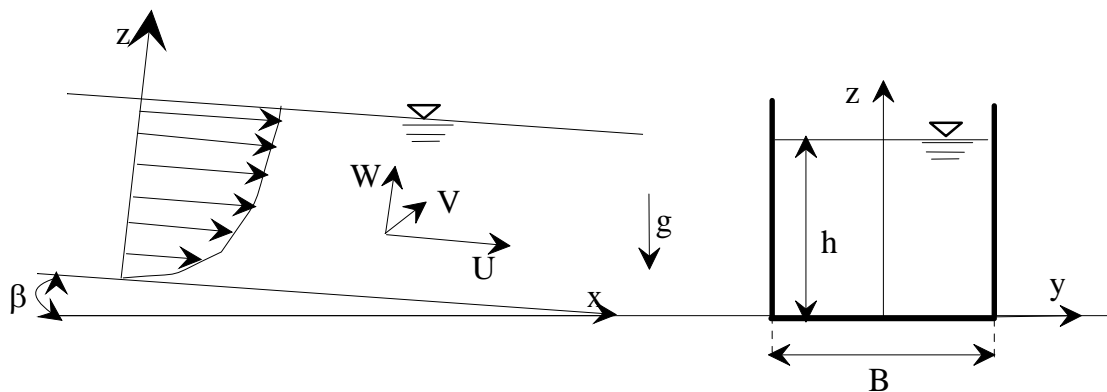


Figure 1.1: Ecoulement à surface libre en canal et axes de coordonnées

Suivant la classification de Prandtl (1952), on distingue deux types d'écoulements secondaires suivant qu'ils se produisent en canal courbe ou rectiligne.

Les écoulements secondaires du 1er type, sont directement liés aux effets de courbure et des forces centrifuges associées : Les gradients de pression peuvent alors entretenir des écoulements secondaires quel que soit le régime d'écoulement, laminaire ou turbulent. Ce type d'écoulement est rencontré dans les rivières formées d'une succession de méandres plus ou moins prononcés. Ils sont notamment responsables de l'affouillement du lit, de l'érosion des berges, de l'évolution des méandres ainsi que du développement morphologique des chenaux (Ghanmi et al. 1997).

La figure 1.2-b donne un exemple du champ de vitesse d'écoulements secondaires mesuré dans un canal de profil longitudinal en "S" (Figure 1.2-a), (Seo *et al.* 2003).

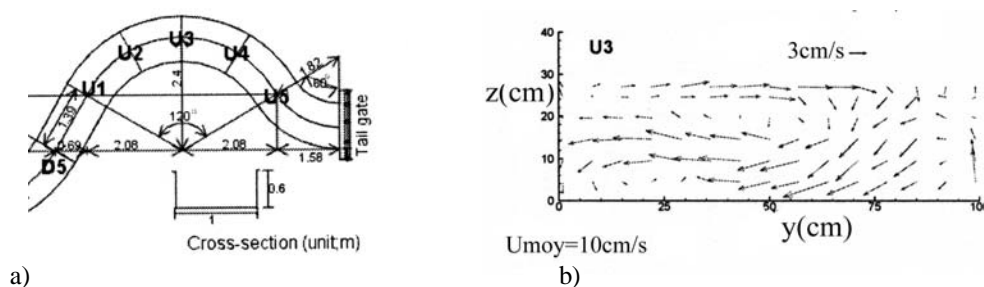


Figure 1.2 : Ecoulements secondaires du 1^{er} type dans un canal en "S" (Seo *et al.* 2003)

Les écoulements secondaires de second type, sont observés en canal rectiligne en charge ou à surface libre, uniquement si l'écoulement est turbulent (du moins quand le fluide est newtonien). Ils trouvent leur origine dans l'anisotropie du tenseur des contraintes turbulentes. L'anisotropie de la turbulence est elle-même inhérente aux mécanismes de génération près des parois ou d'interaction à la surface libre. Elle est notamment amplifiée par l'hétérogénéité de la rugosité de paroi. En général, l'intensité de ces écoulements secondaires n'excède pas 3 à 5% de la vitesse débitante de l'écoulement principal. Néanmoins, ils affectent notablement le champ moyen de vitesse, la distribution des contraintes turbulentes et du frottement pariétal.

Sur la figure 1.3 on a reporté des résultats expérimentaux (Wang *et al.* 2003) de l'écoulement à surface libre dans la demi-section d'un canal rectangulaire dont la paroi du fond est recouverte de bandes lisses et rugueuses de même largeur, intercalées périodiquement suivant la largeur. Ces résultats illustrent bien les liens d'interdépendance entre le champ des vitesses, (a), normées par la vitesse débitante $\langle U \rangle$, la distribution du frottement τ_b sur la paroi du fond, (b), normé par le frottement moyen $\langle \tau_b \rangle$ et les lignes d'isovitesse $U/\langle U \rangle$, (c).

Pour esquisser une analyse qualitative du rôle de l'anisotropie de la turbulence et de leur effet couplé avec les conditions aux limites, exprimons les équations de Reynolds en écoulement développé, non parallèle, dans un canal rectiligne.

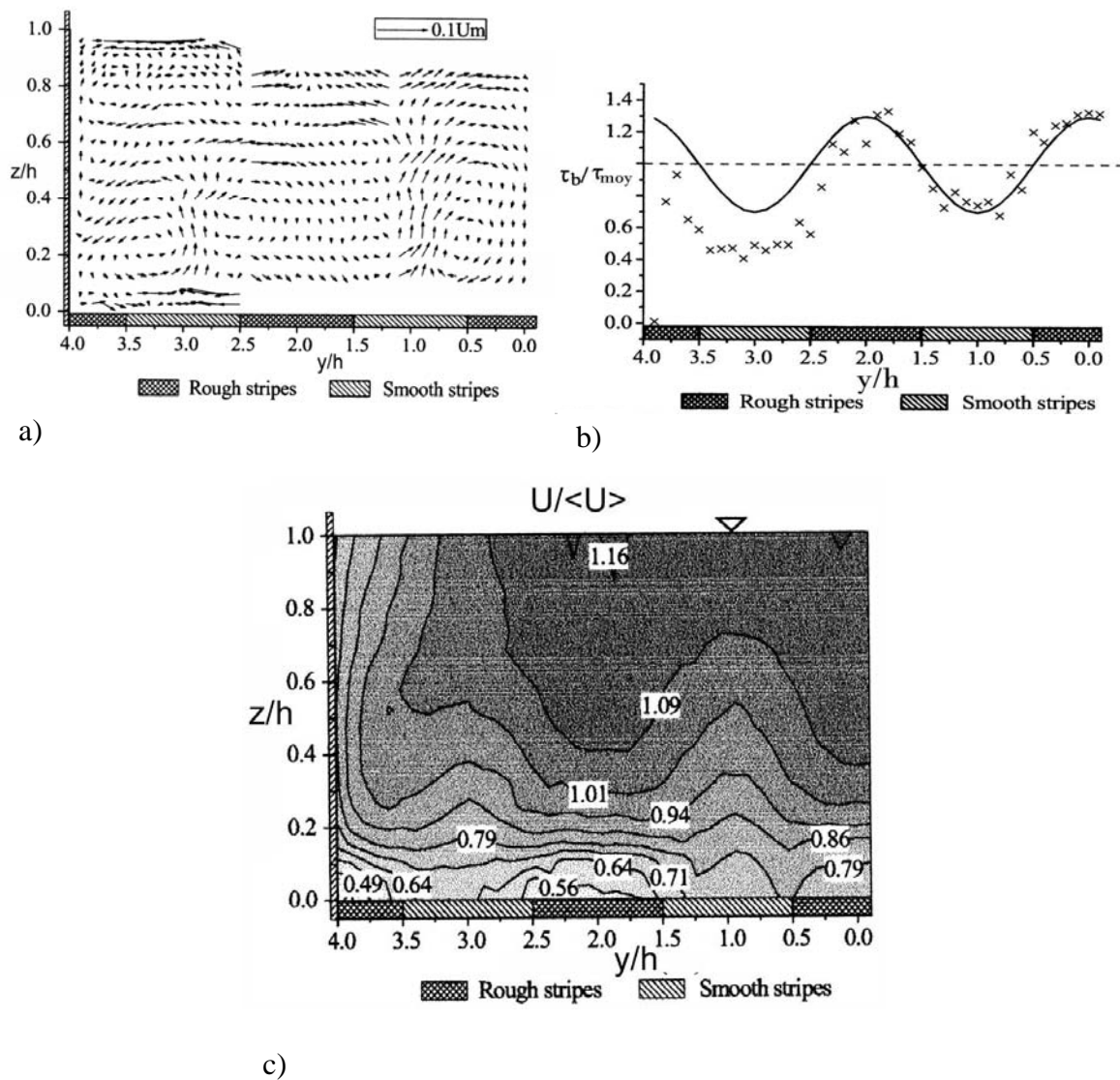


Figure 1.3 : Ecoulements secondaires du second type sur fond de rugosité variable (Wang *et al.* 2003), a) Organisation des écoulements secondaires, b) Variation du frottement sur le fond, c) Isovitesses $U/\langle U \rangle = \text{Constante}$

1.3.2. Génération des écoulements secondaires en canal rectiligne : effets de l'anisotropie de la turbulence et des conditions aux limites

Dans le système de coordonnées (O,x,y,z) , indiqué sur la figure 1.1, U,V,W désignent les composantes de la vitesse moyenne et u, v, w leurs composantes fluctuantes. En écoulement permanent et développé en moyenne, le champ de vitesse n'est fonction que de y et z . C'est également vrai pour la pression puisque la surface libre, $z=h$, est une surface isobare. Les équations de Reynolds s'écrivent alors :

$$V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = - \frac{\partial \overline{uv}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{uw}}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) + g \sin \beta \quad (1.5)$$

$$V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{vw}}{\partial z} + v \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \quad (1.6.a)$$

$$V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial \overline{vw}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w^2}}{\partial z} + v \left(\frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right) - g \cos \beta \quad (1.6.b)$$

$$\frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (1.6-c)$$

Introduisons la fonction courant, Ψ , de l'écoulement secondaire et la composante longitudinale, Ω , de la vorticité de champ moyen de vitesse :

$$V = \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad W = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad \Omega = \frac{\partial W}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial z} \quad (1.7)$$

Les équations (1.6-a)   (1.6-c) du mouvement secondaire, dans la section transversale, s'écrivent alors, en variables, Ψ , Ω , sous la forme :

$$V \frac{\partial \Omega}{\partial y} + W \frac{\partial \Omega}{\partial z} = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{v^2} - \overline{w^2}) + \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \overline{vw} + v \nabla^2 \Omega \quad (1.8-a)$$

$$\nabla^2 \Psi = -\Omega \quad (1.8-b)$$

L'équation (1.8-a) montre que la vorticité Ω est contrôlée par les dérivées doubles par rapport à z et y de la différence entre les deux composantes normales du tenseur de Reynolds, $\overline{v^2} - \overline{w^2}$, et de la contrainte de cisaillement, \overline{vw} , dans la section transversale.

Dans les écoulements cisill s de paroi, à cause de l'amortissement des fluctuations verticales de vitesse près de la paroi, la turbulence présente une anisotropie qui entraîne notamment que la composante normale $\overline{v^2}$ du tenseur de Reynolds est plus grande que la composante $\overline{w^2}$. Par ailleurs, la production de turbulence est contrôlée par la contrainte de cisaillement τ_w   la paroi et, dans la zone d'équilibre entre la production et la dissipation, sur chaque verticale à une ordonnée y fixée, dans une section (y,z) d'un écoulement développé, le terme d'anisotropie, $\overline{v^2} - \overline{w^2}$, s'exprime sous la forme :

$$\overline{v^2} - \overline{w^2} = u^{*2} f(z) \quad (1.9)$$

où, $u^* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ est la vitesse de frottement à la paroi, à l'ordonnée y considérée et la fonction $f(z)$ est positive et décroissante.

Dans ces conditions, dès lors que le frottement à la paroi dépend de y , il existe un terme source de vorticité dans l'équation (1.8-a), de la forme :

$$\frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{v^2} - \overline{w^2}) = \frac{du^{*2}}{dy} \frac{df}{dz} \quad (1.10)$$

Puisque $f(z)$ est une fonction décroissante de z , le terme source de vorticité est de signe opposé à celui du gradient du frottement pariétal. Lorsque les écoulements secondaires sont présents, la contrainte turbulente, \overline{vw} , joue également un rôle important dans l'équation (1.8-a) de la vorticité. Pour prédire l'organisation des écoulements secondaires, il faut adopter un modèle de turbulence pour calculer le terme d'anisotropie et la contrainte de cisaillement, \overline{vw} . Pour établir une solution modèle, Ikeda (1981) adopte une expression de la forme (1.9) pour le terme d'anisotropie et une modélisation de type Boussinesq pour la contrainte de cisaillement avec une viscosité turbulente constante :

$$\frac{\overline{v^2} - \overline{w^2}}{\langle u^* \rangle^2} = \frac{u^{*2}}{\langle u^* \rangle^2} \left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad (1.11-a)$$

où $\langle u^* \rangle$ est la vitesse de frottement moyenné le long de la paroi.

$$-\overline{vw} = v_{t0} \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right) = v_{t0} L(\Psi) \quad \text{où } L = \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right) \quad (1.11-b)$$

$$v_{t0} = \frac{\kappa \langle u^* \rangle h}{6} \quad (1.11-c)$$

Si la distribution de frottement est donnée, les équations (1.8) déterminent les champs de vorticité et de vitesse de l'écoulement secondaire (V, W) indépendamment de l'équation (1.5) de la composante longitudinale de la vitesse. Ikeda (1981) examine le cas d'une distribution sinusoïdale du frottement pariétal le long de la paroi de la forme :

$$\frac{u^{*2}}{\langle u^* \rangle^2} = 1 + A_b \cos\left(K_b - \frac{z}{h}\right) \quad (1.12)$$

A_b et K_b sont respectivement l'amplitude et le nombre d'onde de la perturbation du frottement à la paroi.

L'auteur néglige les termes de transport advectifs dans l'équation (1.8-a) devant les gradients des contraintes de Reynolds, l'équation s'ouvrant alors :

$$v_{t0} L^2(\Psi) = -\frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{v^2} - \overline{w^2}) = \frac{du^{*2}}{dy} \frac{df}{dz} \quad (1.13)$$

Une solution, obtenue pour un nombre d'onde, $K_b = \pi$, est représentée sur la figure 1.4. On observe que les écoulements secondaires s'orientent des zones de fort frottement, (forte production de turbulence et forte anisotropie), vers les zones de plus faible frottement (production de turbulence et anisotropie plus faibles). C'est bien la tendance que l'on observe dans les expériences de Wang *et al.* (2003) (Figures 1.3-a et b), du moins pour les deux cellules les plus proches du centre du canal, comme l'indiquait également l'expérience de Hinze (1975) en écoulement en charge dans une conduite de section rectangulaire dont une paroi est lisse au centre et rugueuse sur les bords.

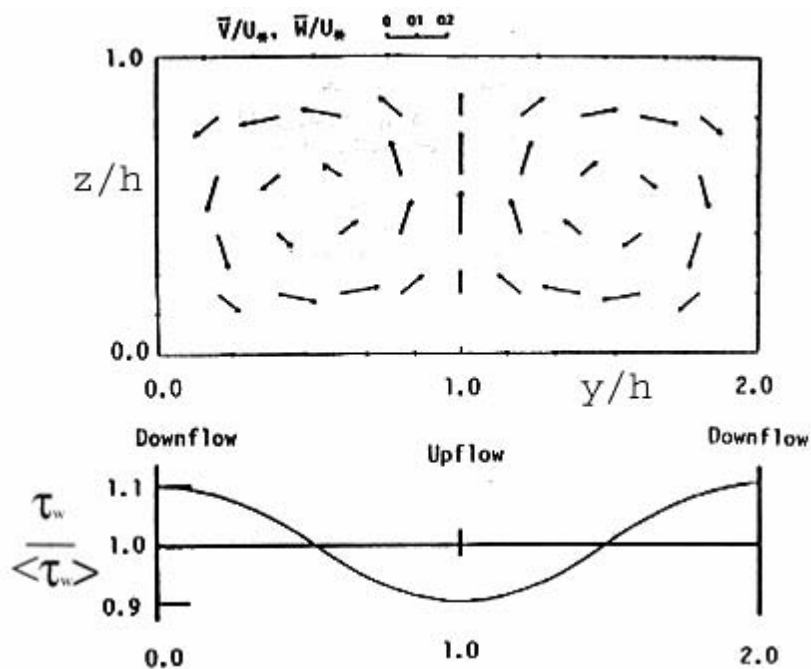


Figure 1.4 : Organisation des écoulements secondaires en lien avec la distribution du frottement sur le fond (Nezu et Nakagawa 1993)

Dans sa solution modèle, Ikeda (1981) ne tient pas compte des effets de la surface libre ni des effets de la paroi latérale. La surface libre provoque aussi un amortissement des fluctuations de la vitesse verticale et une augmentation de l'anisotropie de la turbulence. La turbulence sous la surface libre, où le cisaillement est négligeable, n'est pas produite localement mais résulte des mécanismes de transport de la turbulence produite à la paroi. En conséquence on attend, du moins dans un écoulement parallèle, une expression de $\overline{v^2} - \overline{w^2}$ de la forme :

$$\overline{v^2} - \overline{w^2} = u_*^2 g(z) \quad (1.14)$$

La fonction $g(z)$ croit avec z près de la surface libre et la dérivée double du terme d'anisotropie a le signe du gradient de la vitesse de frottement à la paroi.

Dans les expériences de Wang *et al.* (2003), figure 1.3, l'influence de la surface libre n'est pas très visible car les mesures de vitesse n'étaient pas réalisables suffisamment près de la surface. Pourtant l'inclinaison de la vitesse près de l'interface semble indiquer la présence de cellules contra rotatives beaucoup moins intenses que les cellules de paroi et de plus petite taille.

De façon générale, la configuration géométrique de la paroi constitue un facteur important de présence d'écoulements secondaires dans la mesure où elle peut être à l'origine des variations du frottement pariétal. La forme de la section transversale, (coin entre paroi du fond et paroi latérale dans un canal de section rectangulaire, lits composés), les variations de rugosité de la paroi sont ainsi des facteurs favorables à l'apparition d'écoulements secondaires compte tenu de leurs effets sur l'anisotropie de la turbulence. Connaissant les caractéristiques géométriques de la section et de la paroi, l'analyse précédente indique des tendances, mais elle ne permet pas cependant de prévoir la distribution transversale du frottement à la paroi et

l'organisation correspondante des écoulements secondaires. Le transport de quantité de mouvement par le champ de vitesse (V, W) de l'écoulement secondaire (équation (1.5)) affecte notablement la distribution des contraintes turbulentes de cisaillement et de la vitesse U dans la section transversale (comme l'indique la figure 1.3-c) et en conséquence la distribution de la contrainte de cisaillement à la paroi. Par ailleurs dès lors que des écoulements secondaires sont présents, le transport advectif de la vitesse moyenne et des composantes du tenseur de Reynolds peut avoir un rôle important, ce qui limite fortement les indications de l'analyse ci-dessus.

1.3.3. Autres exemples d'écoulements secondaires dans des canaux rectilignes

Pour illustrer la diversité des situations rencontrées, examinons quelques exemples d'écoulements dans des canaux de section rectangulaire qui mettent en évidence les effets de coin, du rapport de forme B/h , des contrastes de rugosité. Ces exemples sont tirés, pour la plupart, des travaux des chercheurs de l'université de Kyoto au Japon qui ont réalisé un travail expérimental considérable sur la structure des écoulements à surface libre et ont d'ailleurs fait l'objet de la monographie de Nezu et Nakagawa éditée en 1993 par l'AIHR.

a) Ecoulements secondaires dans des canaux étroits à parois lisses

Les résultats des expériences présentés sur les figures 1.5, 1.6 et 1.7 ont été obtenus, (Nezu et Rodi 1985), dans un écoulement en charge dans un canal de demi-hauteur h et de largeur B et dans un écoulement à surface libre dans un canal de même largeur et de tirant d'eau h . Le rapport de forme $B/h=2$ ce qui signifie que le quart de la section de l'écoulement en charge et la demi-section de l'écoulement à surface libre sont de forme carrée.

En écoulement en charge, (Figure 1.5), les courants secondaires s'organisent en deux cellules contra rotatives approximativement de mêmes dimensions et symétriques par rapport à la bissectrice du coin. La cellule supérieure, au-dessus de la bissectrice, et la cellule inférieure, au-dessous, se dirigent vers le coin le long de la bissectrice, puis elles circulent parallèlement à la paroi latérale et à la paroi du fond et elle s'orientent suivant la surface libre et l'axe vertical du canal pour se rejoignent au niveau de la bissectrice du coin.

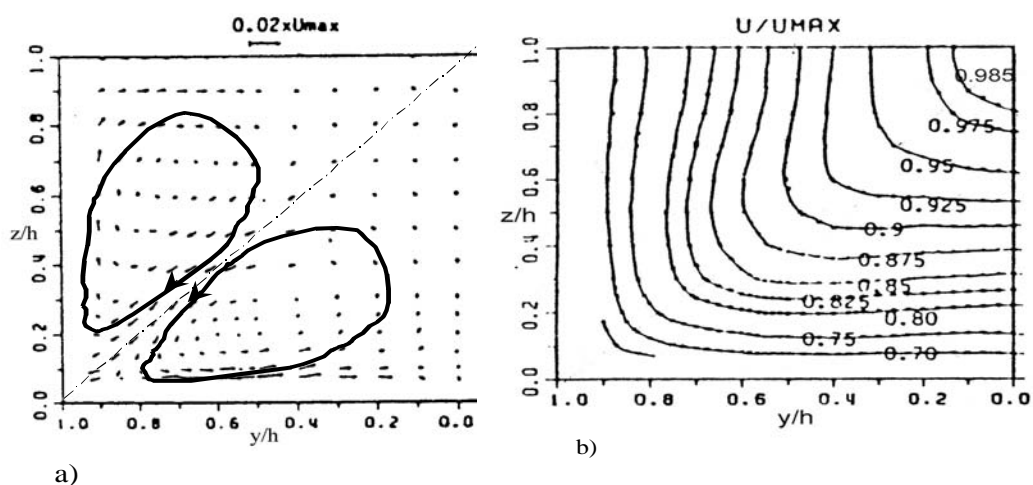


Figure 1.5 : Ecoulements de coin dans un canal en charge ($B/h=2$), a) Ecoulements secondaires, b) Isovitesses $U/U_{max}=\text{Constante}$

Le terme d'anisotropie $\overline{v^2} - \overline{w^2}$ est antisymétrique par rapport à la bissectrice du coin, positif à la paroi du fond, négatif le long de la paroi latérale et est à l'origine de l'écoulement secondaire de coin.

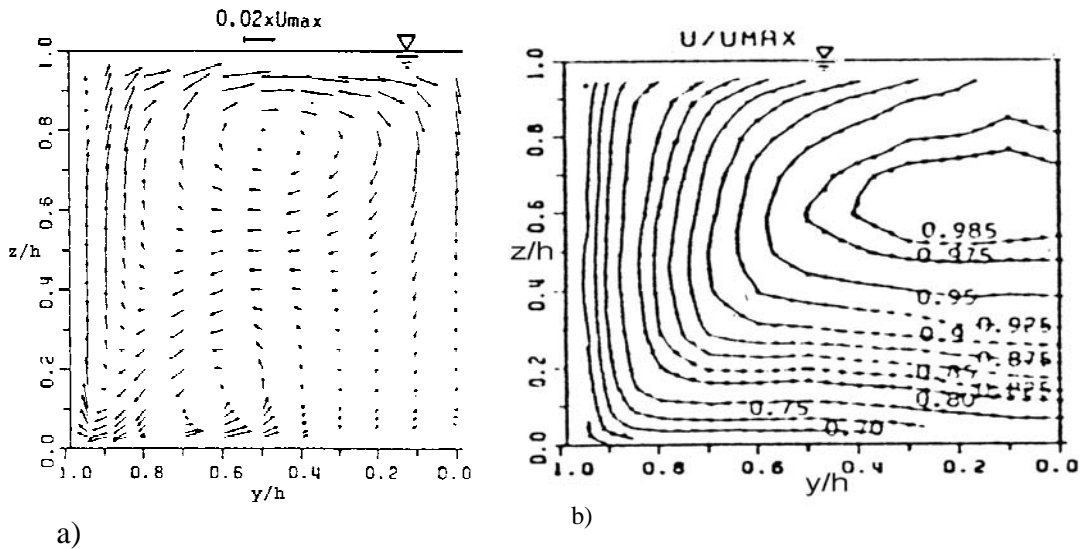


Figure 1.6 : Ecoulements de coin et de surface dans un canal à surface libre ($B/h=2$), a) Ecoulements secondaires, b) Isovitesse $U/U_{max}=\text{Constante}$

Par contre, en canal découvert, (Figure 1.6), les courants secondaires s'organisent différemment. La cellule supérieure est fortement activée par l'anisotropie produite par la surface libre et elle occupe la majeure partie de la section : elle est souvent désignée comme cellule de surface. L'effet, sur la distribution de la vitesse longitudinale U , (Figures 1.5-b et 1.6-b), est très marqué, avec l'enfoncement au-dessous de la surface du maximum de vitesse. La différence de la variation transversale du frottement pariétal (Figure 1.7-a) dans les canaux fermés ou découverts est aussi remarquable (Figure 1.7-a).

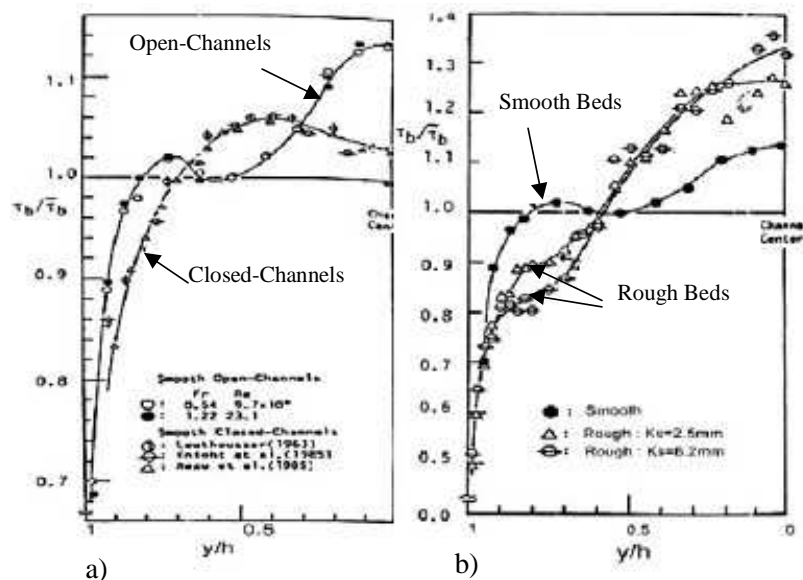


Figure 1.7 : Distribution du frottement pariétal sur le fond d'un canal étroit ($B/h=2$), a) Parois lisses, b) Paroi du fond rugueuse.

b) Écoulements secondaires dans des canaux étroits dont la paroi du fond est rugueuse

Dans le même canal découvert ($B/h=2$), la paroi du fond est recouverte d'une couche de gravier de diamètre moyen de 6.2mm. Sur la Figure 1.8, on voit que la cellule de coin a presque disparu et que la cellule de surface est devenue plus intense activée par l'anisotropie au fond et à la surface dont les gradients sont plus intenses compte tenu de l'augmentation du gradient transversal du frottement pariétal au centre du canal (Figure 1.7-b)

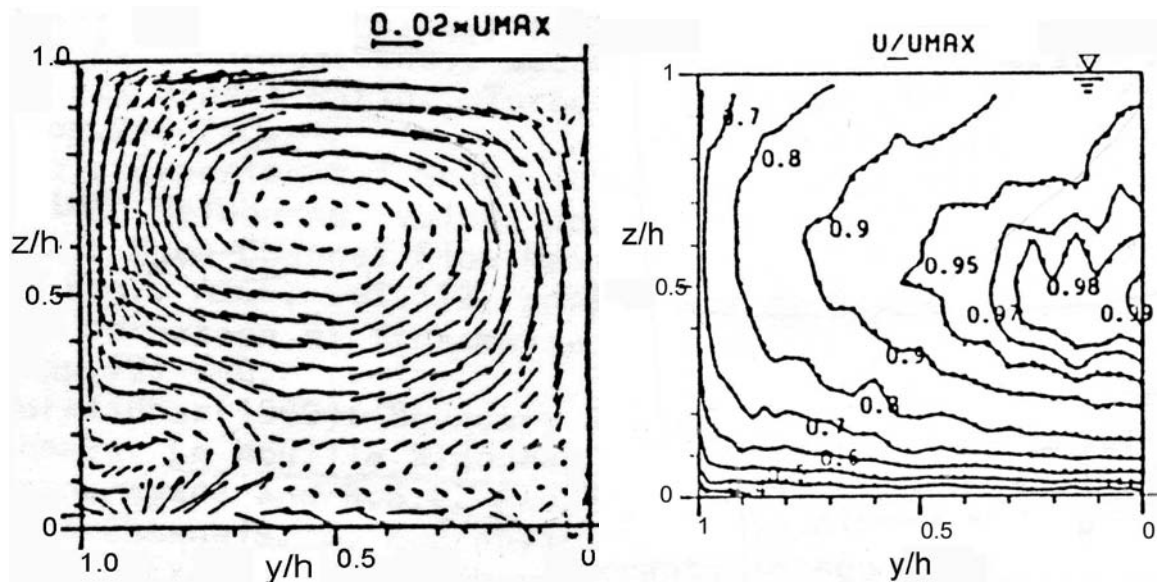


Figure 1.8 : Écoulements de coin et de surface avec paroi du fond rugueuse ($B/h=2$, $K_s=6.2\text{mm}$)

c) Influence du rapport de forme B/h dans des canaux découverts à parois lisses

Dans le cas d'un canal rectangulaire avec parois lisses, le rapport de forme B/h est le seul paramètre qui peut modifier l'organisation des écoulements secondaires. Dans le cas d'un canal étroit ($B/h < 5$) on distingue deux cellules contra rotatives autour de la bissectrice du coin : la cellule de surface plus intense est située au-dessus de la bissectrice, et la cellule de coin moins intense est située au-dessous de la bissectrice. Au voisinage de la surface libre, la cellule de surface transporte l'énergie et la quantité de mouvement de la paroi vers le centre du canal. Au voisinage du fond, elles sont transportées du coin, la zone de haute production de l'énergie, vers le milieu du canal par la cellule du coin. Les deux cellules se dirigent vers le coin le long de la bissectrice. Pour un rapport de forme $B/h=2$ (Figure 1.6), les écoulements secondaires occupent toute la section du canal. Dans le cas de canaux larges, (Figure 1.9), la taille de la cellule de coin augmente avec l'augmentation du rapport de forme jusqu'à ce qu'elle devienne instable, puis elle se décompose en produisant d'autres cellules plus petites (Figure 1.9). Pour un rapport de forme $B/h=6$, les deux cellules ont presque la même taille, et pour $B/h=10$, on dénombre trois cellules au-dessous de la bissectrice du coin qui occupent une zone comparable à celle qu'occupe la cellule de surface. Néanmoins, en canal large, l'effet des écoulements secondaires dans la zone centrale est faible comme l'indique l'évolution des isovitesse.

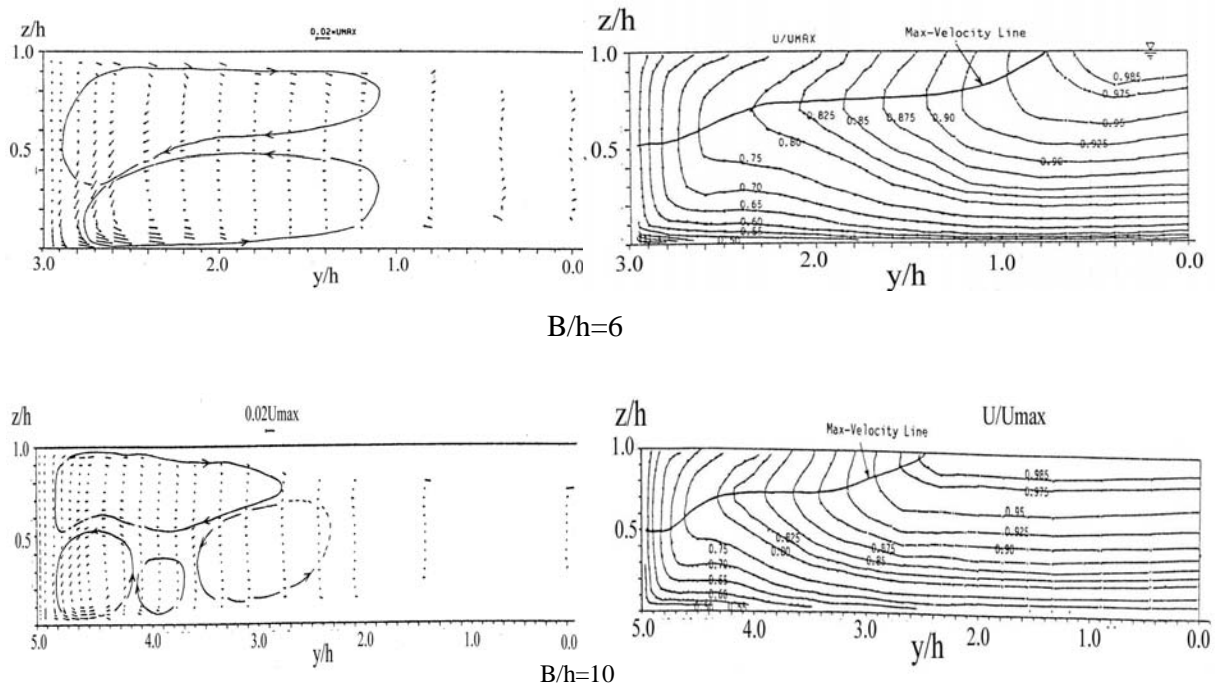


Figure 1.9 : Ecoulements secondaires et isovitesse dans des canaux larges

d) Influence de la distribution de la rugosité dans des canaux découverts

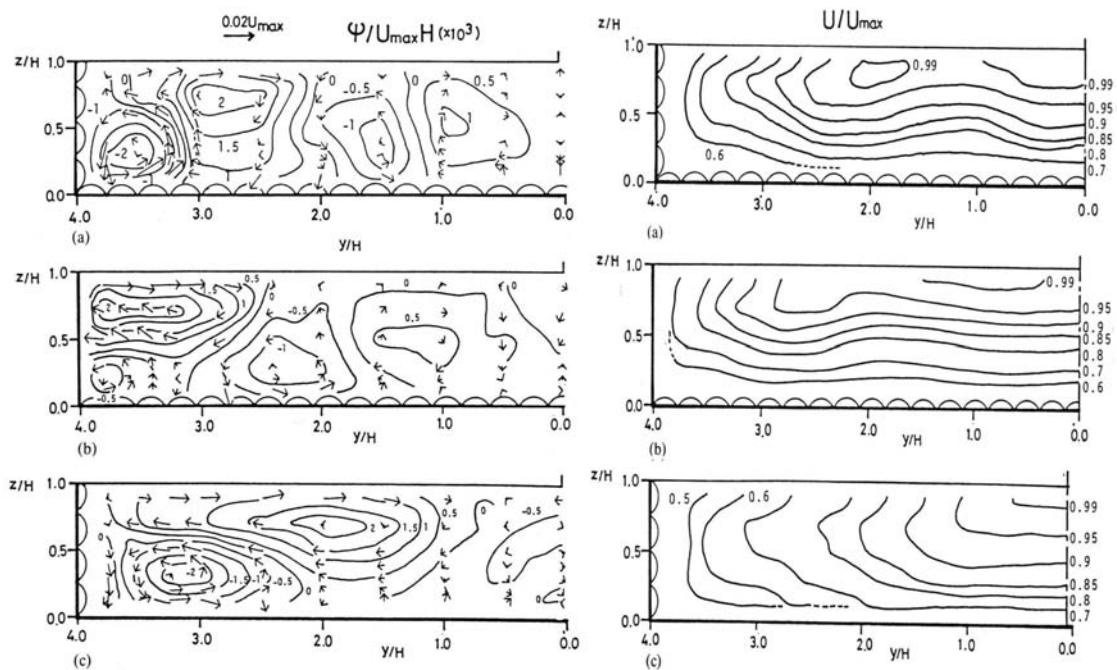


Figure 1.10 : Effets de la rugosité des parois en canal découvert de grande largeur, a) Parois du fond et paroi latérale rugueuses ($B/h=8$ et $K_s=1.2$ cm), b) Paroi du fond rugueuse et paroi latérale lisse ($B/h=8$ et $K_s=1.2$ cm), c) Parois du fond lisse et paroi latérale rugueuse ($B/h=8$ et $K_s=1.2$ cm)

Tominaga *et al.* (1989) se sont intéressés à l'étude de l'influence de la distribution de rugosité le long du périmètre mouillé sur la structure des écoulements secondaires dans un canal large ($B/h=8$). Trois situations ont été expérimentées : dans la première, la paroi du fond et la paroi latérale sont rugueuses, dans la seconde la paroi du fond est rugueuse et la paroi latérale est lisse, enfin dans la troisième la paroi latérale est rugueuse et la paroi du fond est lisse. La rugosité des parois est obtenue en collant des demi-sphères, de dimension caractéristique $K_s=1.2$ cm. L'organisation des écoulements secondaires et les isovitesses pour ces trois expériences sont représentées sur la figure 1.10.

On remarque que les cellules de surface et de fond, observées en écoulement lisse, sont également présentes pour les trois configurations de rugosité. Cependant, dans le premier cas, la cellule de surface est à peine visible tandis que celle du coin est devenue plus intense et possède un diamètre égal environ la mi-hauteur de l'écoulement. A partir de $y'/h \approx 1$, où y' représente la distance prise par rapport à la paroi latérale, on constate la formation de plusieurs cellules contra rotatives ayant un diamètre équivalent à la hauteur d'eau. Dans la seconde configuration, la cellule de surface est clairement identifiée comme dans l'écoulement sur fond lisse. Comme dans la première configuration, mais à partir de $y'/h \approx 1.5$, on trouve une formation multicellulaire d'écoulements secondaires. Enfin, dans la troisième configuration, la cellule de coin est plus grande que celle de la surface et le nombre de cellules dans la section s'est réduit.

e) Cas d'un canal rectangulaire avec transport de sédiment

Les écoulements dans les cours d'eau, dont la rugosité du fond présente une granulométrie plus ou moins sableuse, sont souvent accompagnés de transport sédimentaire. L'interaction mutuelle entre les courants secondaires et le transport sédimentaire conduit à la formation des rides dont la composition granulométrique dépend des mouvements secondaires. En fait, lorsqu'on est en présence d'un écoulement en canal rectangulaire avec fond sableux, les écoulements secondaires de coin sont à l'origine de la formation d'une première ondulation près de la paroi latérale. Cette première ondulation tend à augmenter l'anisotropie de la turbulence et donne naissance à une première paire de cellules d'écoulements secondaires. L'interaction mutuelle entre ces courants secondaires et le transport sélectif des sédiments génère, d'une part, une organisation transversale de sédiments symétrique par rapport à l'axe du canal, et d'autre part, une organisation multicellulaire d'écoulements secondaires comme indiqué sur la figure 1.11.

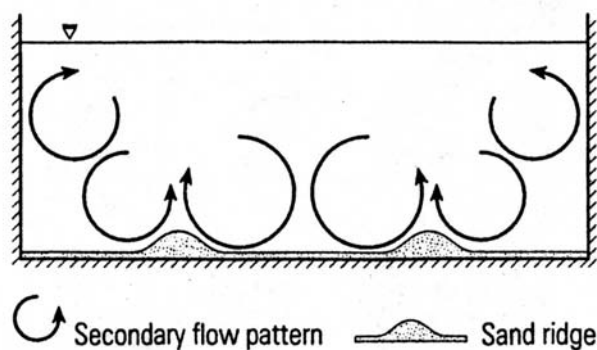


Figure 1.11 : Courants secondaires et rides sur fond sableux (McLelland *et al.* 1999)

1.4 Lois de paroi dans les écoulements turbulents

Les lois de parois traduisent des propriétés de similitude du champ de vitesse et des composantes du tenseur de Reynolds des écoulements cisailés turbulents en proximité de la paroi, dans une région où l'écoulement est contrôlé par des paramètres caractéristiques de la paroi tels que la vitesse de frottement, la viscosité, ou/et une échelle caractéristique de la rugosité. La formulation de lois de paroi, si leur caractère "universel" peut être établi dans la zone de paroi où la turbulence est pleinement développée, présente un double intérêt.

Dans un écoulement donné, elles doivent permettre de déterminer le frottement à la paroi (que l'on ne sait pas en général mesurer directement avec précision) et éventuellement une échelle équivalente de rugosité à partir de mesures de vitesse au-dessus de la paroi.

Par ailleurs, elles sont utiles pour définir les conditions aux limites à la paroi dans les modèles de turbulence développée fondés sur l'approche statistique.

La formulation des lois de paroi s'appuie sur des considérations théoriques et des résultats d'expériences réalisées dans des configurations de référence d'écoulements parallèles ou quasi-parallèles. Rappelons quelques résultats essentiels relatifs plus particulièrement aux écoulements parallèles, à surface libre.

1.4.1. Loi logarithmique de vitesse

La loi logarithmique de vitesse, pour des régimes lisse, pleinement rugueux ou intermédiaire s'exprime sous deux formes équivalentes, la formulation en nombre de Reynolds ou relative à la rugosité :

$$U^+ = U/u^* = \kappa^{-1} \ln(Z^+) + C(K_S^+) \quad \text{et} \quad Z^+ = u^* Z/\nu \quad \text{avec} \quad Z = z + z_0 \quad (1.15)$$

$$U^+ = \kappa^{-1} \ln(Z^*) + B_r(K_S^+) \quad \text{et} \quad Z^* = Z/K_S \quad (1.16)$$

$$B_r = C + \kappa^{-1} \ln(K_S^+) \quad (1.17)$$

u^* est la vitesse de frottement, K_S une échelle caractéristique de la rugosité et $K_S^+ = u^* K_S/\nu$ sa forme sans dimension. Le décalage, z_0 , de l'origine de la loi logarithmique est défini par rapport au sommet des rugosités, avec la convention $z_0 > 0$ si l'origine de Z est au-dessus et $z_0 < 0$ dans le cas contraire. La constante κ de Von Karman est prise ici égale à 0.41.

Les fonctions du nombre de rugosité, $C(K_S^+)$ et $B_r(K_S^+)$, s'expriment de façon relativement universelle dans les cas asymptotiques des régimes lisse ou pleinement rugueux. Notons K_{SS}^+ et K_{SR}^+ les valeurs du nombre de rugosité qui définissent, respectivement, les limites supérieure et inférieure du régime lisse et du régime pleinement rugueux. Les expressions de B_r et C correspondant aux régimes lisses et rugueux sont les suivantes :

$$\text{Régime lisse : } K_S^+ < K_{SS}^+, \quad C = B_r = C_S = B_{rS} = 5.1 \text{ à } 5.3 \quad (1.18)$$

$$\text{Régime rugueux : } K_S^+ \geq K_{SR}^+, \quad B_r = B_{rR} = 8.5 \text{ et } C = B_{rR} - \kappa^{-1} \text{Ln}(K_S^+) \quad (1.19)$$

Dans le régime intermédiaire, les fonctions $C(K_S^+)$ et $B_r(K_S^+)$ n'ont pas de formulation universelle, mais dépendent du type de rugosité comme l'indiquent notamment les travaux de Ligrani et Moffat (1986) et les ouvrages de Piquet (1999) et Schlichting et Gersten (2000).

Ligrani et Moffat (1986) ont proposé une formulation empirique des fonctions B_r et C pour comparer leurs expériences dans la couche limite au-dessus de rugosités réalisées avec des demi-sphères de verre et les expériences de Nikuradse avec du sable :

$$K_{SS}^+ \leq K_S^+ \leq K_{SR}^+, \quad C = B_S + (B_R - B_S - \kappa^{-1} \ln K_S^+) \sin\left(\frac{\pi}{2} \gamma\right) \quad (1.20)$$

$$\text{où } \gamma = \ln(K_S^+ / K_{SS}^+) / \ln(K_{SR}^+ / K_{SS}^+)$$

Sur la figure 1.12, où sont représentées les fonctions $C(K_S^+)$ et $B_r(K_S^+)$, le cas intermédiaire (a) correspond aux lissage des expériences de Nikuradse et le cas (b) aux expériences de Ligrani et Moffat. Les valeurs correspondantes des constantes dans (1.18), (1.19) et (1.20) sont données ci-dessous :

$$\text{Cas (a) : } B_S = 5.1, \quad B_R = 8.5, \quad K_{SS}^+ = 2.5, \quad K_{SR}^+ = 90.$$

$$\text{Cas (b) : } B_S = 5.1, \quad B_R = 8.5, \quad K_{SS}^+ = 15, \quad K_{SR}^+ = 55.$$

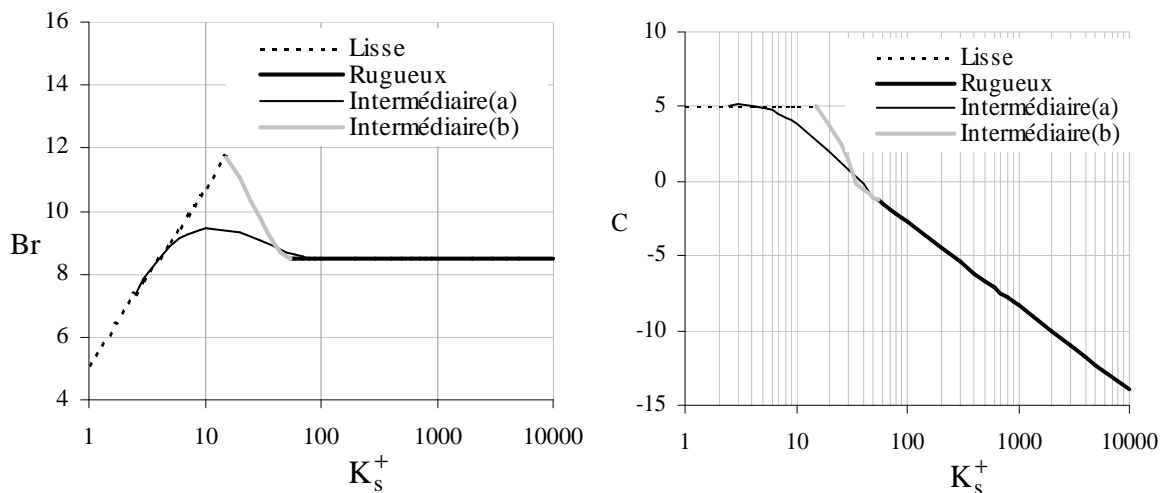


Figure 1.12 : Fonctions C et B de la rugosité

1.4.2. Loi déficitaire de vitesse et loi de frottement

La loi logarithmique de paroi est établie par raccordement avec la loi déficitaire de vitesse dans une zone de recouvrement où $Z^+ \rightarrow \infty$ et $\xi = Z/h \rightarrow 0$.

Dans la zone de recouvrement, la loi déficitaire de vitesse a ainsi la forme :

$$U^+ - U_{\max}^+ = \kappa^{-1} \text{Ln}(\xi) + A(K_S^+) \quad \text{quand } \xi = Z/h \rightarrow 0 \quad (1.21)$$

La vitesse maximale U_{\max} dans la section est atteinte à la surface libre $\xi=1$, du moins lorsque l'écoulement est 1D vertical. Par contre, en présence d'écoulements secondaires, le maximum peut se situer au-dessous de la surface libre et, dans ce cas, il faut remplacer le tirant d'eau h par la hauteur à laquelle se situe le maximum de vitesse.

Des formulations logarithmiques de la loi de paroi (1.15) et de la loi déficitaire (1.21), on déduit une expression de loi de frottement exprimant la vitesse de frottement en fonction de la vitesse maximale et des fonctions de la rugosité.

$$U_{\max}^+ = \kappa^{-1} \text{Ln}(R_e^*) + C(K_S^+) - A(K_S^+) \quad \text{où : } R_e^* = \frac{u^* h}{\nu} \quad (1.22)$$

Pour établir une loi de frottement exprimant le frottement pariétal en fonction de la vitesse débitante, il faut disposer d'une loi de vitesse valable sur tout le tirant d'eau. Coles (1959) introduit une fonction de sillage, $w(\xi)$, pour décrire l'écart de la vitesse par rapport à la loi logarithmique hors de la zone de recouvrement. En étendant cette formulation aux cas des écoulements rugueux, la vitesse peut s'exprimer sous la forme, dite "log-sillage" :

$$U^+ = \kappa^{-1} \text{Ln}(Z^+) + C(K_S^+) + w(\xi) \quad (1.23)$$

Compte tenu de (1.22) et (1.23), on peut également l'exprimer sous la forme déficitaire :

$$U_{\max}^+ - U^+ = -\kappa^{-1} \text{Ln}(\xi) - A(K_S^+) - w(\xi) \quad (1.24)$$

Puisque pour $\xi = 1$, $U^+ = U_{\max}^+$, la fonction de sillage est telle que :

$$A(K_S^+) = -w(\xi = 1) \quad (1.25)$$

La fonction de sillage proposée par Coles s'écrit :

$$w(\xi) = \frac{2\Pi}{\kappa} \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\xi\right) \quad (1.26)$$

Le paramètre de Coles, Π , n'est pas une constante universelle, mais dépend du nombre de Reynolds, de la configuration de l'écoulement de paroi et de la rugosité. En écoulement de couche limite sur paroi lisse, sans gradient de pression, la valeur $\Pi = 0.55$ est la plus couramment observée aux grands nombres de Reynolds. Par contre dans les écoulements à surface libre pleinement développés la valeur maximale est $\Pi \approx 0.2$; cette différence est attribuée, (Nezu et Nakagawa 1993), au fait que dans l'écoulement à surface libre il n'existe pas de zone intermittente comme dans les écoulements de couche limite. On observe également de faibles valeurs de Π , voire négatives, (Kironoto 1992), dans les écoulements à surface libre en canal rectangulaire, pour de grandes valeurs du nombre de rugosité K_S^+ et des rapports de forme de la section relativement faibles. Les valeurs négatives de Π peuvent aussi traduire la présence d'écoulements secondaires.

L'intégration de la loi déficitaire de vitesse (1.24) sur toute la hauteur, $0 \leq \xi \leq 1$, conduit à la relation suivante entre la vitesse maximale et la vitesse débitante $\langle U \rangle$ suivant la verticale :

$$U_{\max}^+ - \langle U \rangle^+ = \kappa^{-1}(1 + \Pi) \quad (1.27)$$

$$\text{où, } \langle U \rangle = \frac{1}{h} \int_0^h U dz$$

Définissons le coefficient de frottement par rapport à la vitesse débitante :

$$c_f = 2 \frac{\tau_b}{\rho \langle U \rangle^2} = \frac{2}{\langle U \rangle^2} \quad (1.28)$$

Les relations (1.22) et (1.27) conduisent à la formulation de la loi de frottement sous la forme :

$$\sqrt{\frac{2}{c_f}} = \frac{1}{\kappa} \text{Ln} \left(R_e \sqrt{\frac{c_f}{2}} \right) + C(K_S^+) - \frac{1}{\kappa} (1 - \Pi) \quad \text{où } R_e = \frac{\langle U \rangle h}{\nu} \quad (1.29)$$

Compte tenu de (1.17), la loi de frottement s'exprime aussi sous la forme équivalente :

$$\sqrt{\frac{2}{c_f}} = \frac{1}{\kappa} \text{Ln} \left(\frac{h}{K_S} \right) + B_r(K_S^+) - \frac{1}{\kappa} (1 - \Pi) \quad (1.30)$$

La formulation (1.29), avec $C=5.1$ permet le calcul du coefficient de frottement en régime lisse en fonction du nombre de Reynolds R_e ; la formulation (1.30), avec $B_r = 8.5$, permet de calculer en régime pleinement rugueux en fonction de la rugosité relative K_S/h . Les figures 1.13-a et b indiquent la sensibilité du coefficient de frottement au paramètre de Coles.

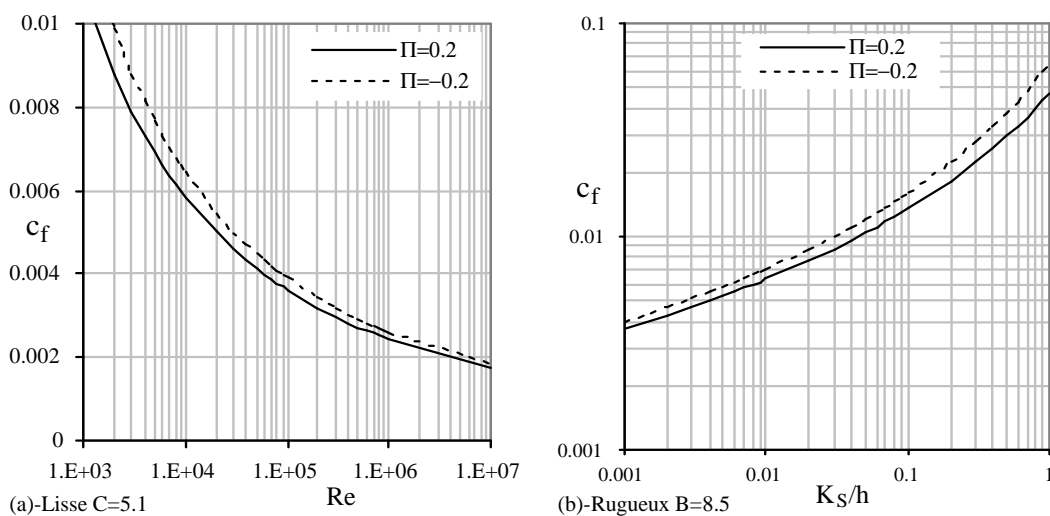


Figure 1.13 : a) Lois de frottement en régime lisse, b) Plièrement rugueux

En régime de rugosité intermédiaire, le coefficient de frottement est fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité relative (Figure 1.14).

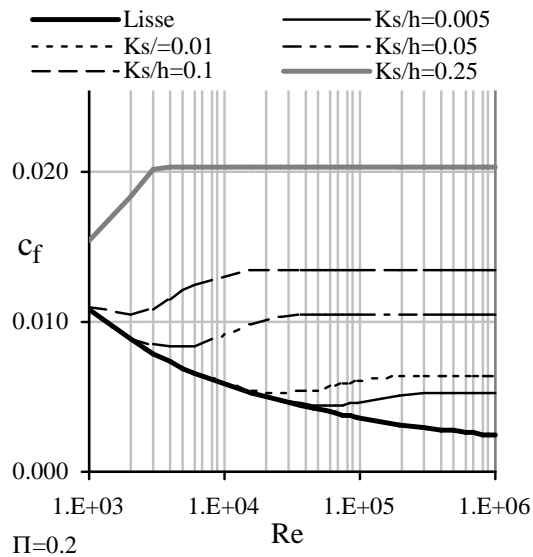


Figure 1.14 : Loi de frottement en régime de rugosité intermédiaire

Il faut évidemment connaître les fonctions $C(K_S^+)$ et $B_r(K_S^+)$ dans le régime intermédiaire. Avec les expressions (1.12) et (1.17), on obtient les résultats de la figure 1.14 donnant le coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds pour différentes valeurs de la rugosité relative.

1.4.3. Contraintes turbulentes dans la zone de paroi

De nombreux travaux ont analysé la distribution des contraintes turbulentes dans la zone de paroi afin notamment de mettre en évidence les effets spécifiques de la rugosité.

La monographie de Nezu et Nakagawa (1993) présente une synthèse très complète de résultats expérimentaux sur la turbulence de paroi en écoulement lisse et rugueux. La figure 1.15 présente un ensemble de résultats relatifs aux intensités turbulentes, u/u^* , v/u^* , w/u^* , longitudinale, transversale et verticale en fonction de la coordonnée externe $\xi = Z/h$ et pour différentes valeurs du nombre de rugosité K_S^+ .

Les différences entre régime lisse et rugueux sont surtout visibles dans la zone de paroi $\xi < 0.3$. On observe notamment une diminution des fluctuations longitudinales et transversales en régime rugueux avec une diminution relativement plus faible des fluctuations verticales. Ceci traduit une diminution de l'anisotropie de la turbulence en régime rugueux.

Des expériences réalisées en écoulement sur fond lisse avec plusieurs valeurs du nombre de Froude, ont montré que la distribution verticale de la fluctuation longitudinale est aussi sensible au nombre de Froude et les valeurs de u/u^* à $\xi=0.1$ sont comprises entre 1.9 et 2.25 (Nezu et Nakagawa 1993). Selon Wang *et al.*(1993), la distribution de u/u^* dépend

également du rapport K_s/h : Plus ce rapport est faible, plus l'influence des rugosités diminue et u/u^* tend graduellement vers la distribution trouvée dans le cas lisse.

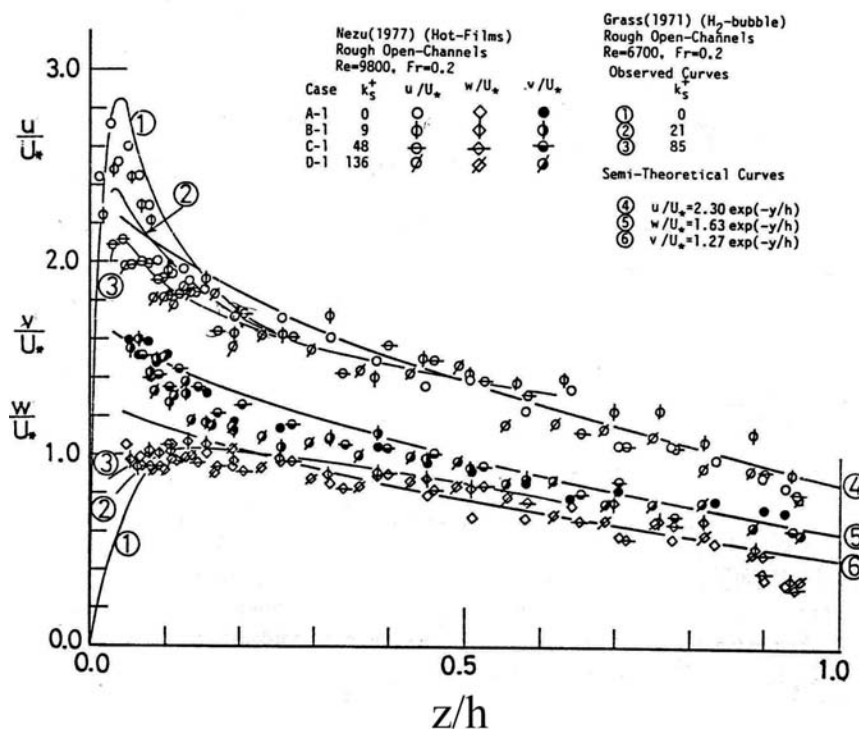


Figure 1.15 : Distributions des intensités turbulentes en écoulement sur fond lisse et rugueux (Nezu et Nakagawa 1993).

Cependant, des expériences réalisées avec la même fonction de rugosité C , et donc même K_s^+ , mais avec des rugosités de configurations géométriques différentes montre que, c'est aussi la géométrie de la rugosité qui détermine l'intensité des contraintes turbulentes dans la zone de paroi (Krogstad 1999).

Nezu et Nakagawa (1993), proposent de lisser les profils expérimentaux des contraintes normales du tenseur de Reynolds par des lois exponentielles empiriques sous la forme :

$$\frac{u}{u^*} = C_u \exp(-\lambda_u \xi), \quad \frac{w}{u^*} = C_w \exp(-\lambda_w \xi), \quad \frac{v}{u^*} = C_v \exp(-\lambda_v \xi) \quad (1.31)$$

avec : $\lambda_u \approx \lambda_v \approx \lambda_w \approx 1$

D'après Nezu et Nakagawa (1993), $C_u, C_v, C_w = 2.3, 1.63, 1.27$, respectivement en régime lisse et dépendent de K_s^+ en régime rugueux.

Dans la zone de très proche paroi, les différences entre régime lisse et rugueux sont encore plus marquées.

En régime lisse, $K_s^+ < 5$, il existe une zone adjacente à la paroi où la viscosité moléculaire est dominante. L'épaisseur de cette couche en nombre de Reynolds de paroi

atteint jusqu'à $Z^+ = 30 \sim 50$. Une extension de la loi exponentielle (équation 1.31) a été proposée par Nezu et Rodi (1986) pour représenter la distribution de l'intensité turbulente longitudinale:

$$\frac{u}{u^*} = C_u \exp\left(-\frac{Z^+}{R_e^*}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{Z^+}{B_0}\right)\right) + 0.3Z^+ \exp\left(-\frac{Z^+}{B_0}\right) \quad (1.32)$$

où, $R_e^* = \frac{u^* h}{\nu}$ et $B_0 \approx 10$

Dans le cas du régime pleinement rugueux, $K_s^+ > 70$, la sous-couche visqueuse disparaît, et la pénétration des éléments rugueux dans la couche limite provoque une réduction de l'échelle de longueur des tourbillons les plus énergétiques. Comme ce processus est aléatoire et dépend évidemment de la forme de la rugosité, il conduit à une distribution aléatoire des intensités turbulentes dans le voisinage immédiat des éléments rugueux. Par conséquent, il n'est pas aisé d'établir une relation entre la redistribution de la turbulence et la rugosité équivalente K_s^+ pour des valeurs très faibles de Z/h ou de Z^+ .

1.4.4. Effets des écoulements secondaires

Dans les écoulements ayant une structure tridimensionnelle, $V=(U, V, W)$, les courants secondaires affectent, selon leur intensité, la distribution de la vitesse moyenne et des contraintes turbulentes. En raison du transport advectif dû aux écoulements secondaires, la position du maximum de vitesse moyenne longitudinale se situe au-dessous de la surface libre « Dip-Velocity » et cela peut affecter sensiblement l'épaisseur de la zone logarithmique. D'autre part, la turbulence est transportée par advection de zones à fort cisaillement vers les zones à faible cisaillement. Il en résulte que les profils verticaux des contraintes turbulentes peuvent être très différents comparativement aux écoulements 1D verticaux parallèles. Dans la zone de proche paroi, où l'on attend un équilibre entre la production et la dissipation, l'effet des écoulements secondaires pourra se manifester via la réduction ou l'augmentation de la contrainte de cisaillement $-\overline{uw}$ et en conséquence des effets associés sur la production de turbulence.

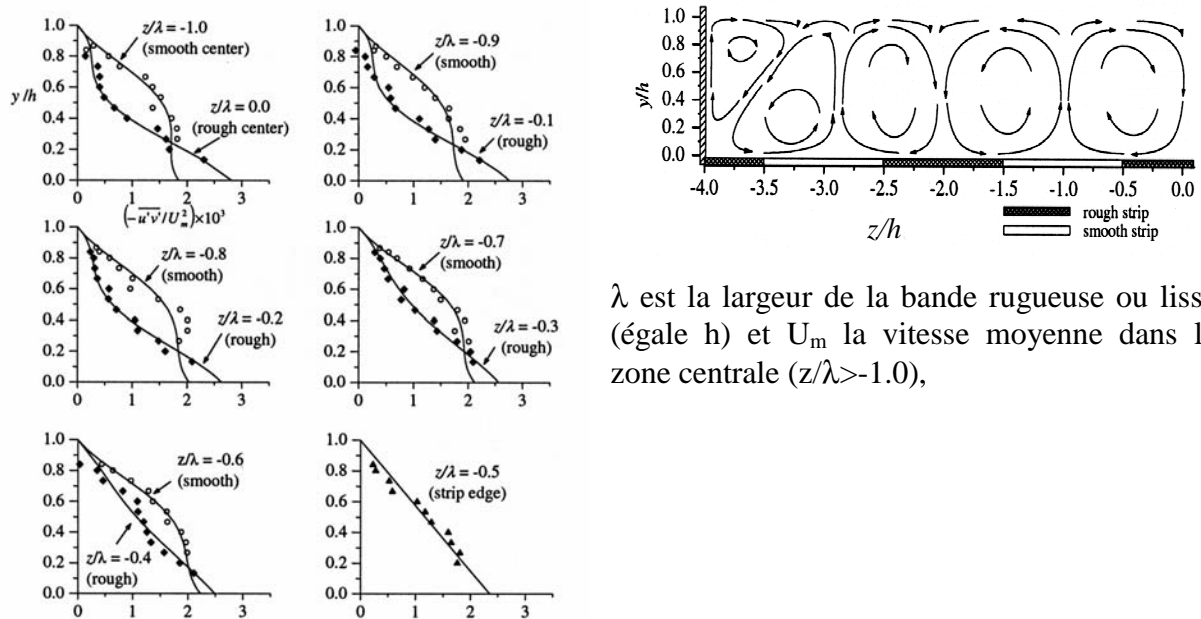
En effet, quand l'écoulement est pleinement développé et parallèle, le profil vertical de $-\overline{uw}$ est linéaire :

$$-\overline{uw} = ghI(1 - \xi) \quad (1.33)$$

Par contre, en écoulement développé mais non parallèle, les écoulements secondaires modifient considérablement les profils de $-\overline{uw}$ comme l'indique le bilan de quantité de mouvement :

$$-\overline{uw} = ghI(1 - \xi) + \int_h^Z V \frac{\partial U}{\partial y} dz + \int_h^Z W \frac{\partial U}{\partial z} dz + \int_h^Z \frac{\partial(\overline{uv})}{\partial y} dz \quad (1.34)$$

Compte tenu de (1.34) et des résultats expérimentaux de Gessner (1973) et de Nezu *et al.* (1981), on peut montrer que le profil vertical du frottement turbulent se situe au-dessus de la droite (1.33) dans les zones où les écoulements secondaires sont dirigés vers la surface libre, et au-dessous lorsque les écoulements secondaires sont orientés vers le fond. Au niveau du centre de la cellule d'écoulement, le profil est quasi linéaire. La figure 1.16 illustre bien cet effet des écoulements secondaires sur les profils de $-\overline{uw}/u_*^2$ dans un écoulement à surface libre en canal large, dans lequel une formation multicellulaire d'écoulements secondaires a été induite par une rugosité variable périodiquement suivant la transversale (Wang *et al.* 2005)



λ est la largeur de la bande rugueuse ou lisse (égale h) et U_m la vitesse moyenne dans la zone centrale ($z/\lambda > -1.0$),

Figure 1.16 : Gradients verticaux du frottement turbulent en relation avec l'organisation des écoulements secondaires (Wang *et al.* 2005)

1.4.5. Effets de la surface libre sur la turbulence

Les effets de la surface libre sur la turbulence ont une importance particulière dans la modélisation des écoulements à surface libre notamment lorsqu'il s'agit de la simulation des écoulements secondaires. Par comparaison au plan de symétrie d'un écoulement en charge, on distingue deux effets principaux de la surface libre sur la turbulence :

- La redistribution de l'énergie cinétique turbulente sur les composantes sphériques du tenseur de Reynolds.
- La réduction de l'échelle de longueur des tourbillons porteurs d'énergie

L'effet de la surface libre est similaire à celui d'une paroi solide : la surface libre amorti le mouvement fluctuant vertical en amplifiant les contraintes turbulentes longitudinale et transversale au profit de la contrainte verticale. Cet effet de la surface libre apparu dans la zone située à $Z/h > 0.6$ est accentué dans le voisinage de la surface libre soit $Z/h > 0.9$. Hunt (1984), propose une loi de décroissance en puissance 1/3 dans le voisinage de la surface libre :

$$\frac{w}{u_*} = 1.34 \left(\frac{\epsilon h}{u_*^3} \right)^{1/3} (1 - \xi)^{1/3} \quad (1.35)$$

Notons que dans des écoulements proches du régime critique ($Fr > 0.7$), l'apparition des ondes de surface peut provoquer une amplification des fluctuations de vitesse et notamment des fluctuations verticales. L'effet de redistribution de la turbulence attribuée à la surface libre peut ainsi être atténué (Nezu et Nakagawa 1993). La diminution de l'intensité turbulente dans la zone de la surface est représentée sur la figure 1.17 où il est également tracé le profil correspondant obtenu en écoulement en charge.

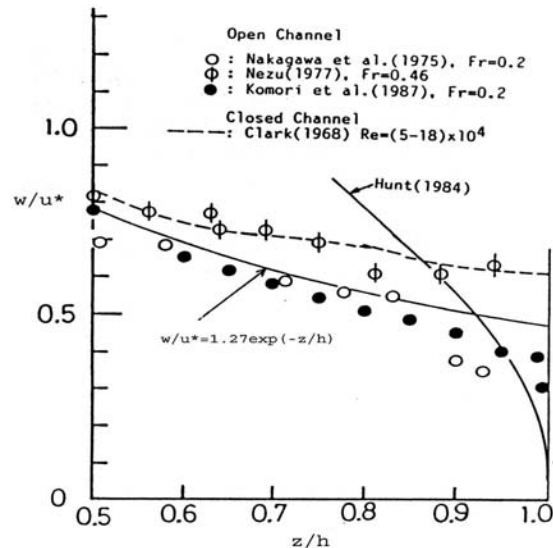


Figure 1.17 : Réduction de l'intensité turbulente verticale due à la surface libre (Nezu et Nakagawa 1993)

La réduction de l'échelle de longueur des tourbillons porteurs d'énergie est la conséquence de leurs interactions avec la surface libre qui se traduit par une déformation de celle-ci accompagnée d'une augmentation locale de la pression hydrostatique. Il en résulte un éclatement des tourbillons énergétiques en tourbillons de tailles plus petites et dissipatifs. Ce mécanisme conduit à une augmentation du taux de dissipation et une diminution de l'énergie turbulente ce qui explique la diminution de la viscosité turbulente dans la zone de la surface libre.

1.5 Modèles de transport du tenseur de Reynolds

Comme nous l'avons souligné au paragraphe 1.3, le calcul des écoulements secondaires exige une modélisation du tenseur de Reynolds qui rende compte de l'anisotropie de la turbulence produite à la paroi et à la surface libre. Cet objectif oriente vers la mise en œuvre des modèles en un point, au deuxième ordre, fondés sur la fermeture des équations de transport du tenseur de Reynolds ou des formulations algébriques que l'on peut déduire de ces modèles.

Le point de départ de ces modélisations est l'équation de transport du tenseur de Reynolds (1.3) qui, en se limitant aux écoulements à grand nombre de Reynolds et en ne considérant que les zones de turbulence pleinement développée, s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} &= \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial \overline{u_i u_j} U_k}{\partial x_k}}_{C_{ij}} = - \underbrace{\left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij}} - 2\nu \underbrace{\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij}} \\ &+ \underbrace{\frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right)}_{\Phi_{ij}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{u_i u_j u_k} + \frac{p}{\rho} (\delta_{kj} u_i + \delta_{ik} u_j) \right)}_{d_{ij}} \end{aligned} \quad (1.36)$$

Dans l'équation de transport du tenseur de Reynolds (équation (1.36)), les termes d'advection, C_{ij} et de production, P_{ij} , sont explicites en fonction de $\overline{u_i u_j}$ et U_i et ils ne nécessitent pas de modélisation. Restent à modéliser les termes de dissipation, ε_{ij} , de diffusion, d_{ij} , et de redistribution Φ_{ij} .

1.5.1. Modélisation des termes de dissipation et de diffusion

En écoulement à grand nombre de Reynolds, l'hypothèse d'isotropie locale de la turbulence, au niveau des petits tourbillons où se produit la dissipation, conduit à exprimer ε_{ij} par :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \quad (1.37)$$

Le taux de dissipation, ε , de l'énergie cinétique turbulente doit être prédit par une équation supplémentaire qui, dans la formulation la plus couramment utilisée, s'écrit :

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon U_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_r - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (1.38)$$

où $P_r = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$ est la production d'énergie cinétique turbulente et les constantes ont les valeurs standard : $(C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_\varepsilon) = (1.44, 1.92, 1.3)$.

Zemen et Lumley (1976) ont proposé une variante de la modélisation du terme de production de la dissipation dans (1.38) :

$$P_\varepsilon = 0.47 \frac{\varepsilon}{k} P + 3.9 \frac{\varepsilon^2}{k} \frac{a_{ij} a_{ij}}{1 + 1.5 \sqrt{a_{ij} a_{ij}}} \quad (1.39)$$

$$\text{où : } a_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \quad (1.40)$$

Gibson et Rodi (1989), ont montré que, dans les écoulements en canaux découverts, le modèle de Zeman et Lumley rend mieux compte de l'augmentation du taux de dissipation près de la surface libre et en conséquence de la réduction de l'échelle de longueur.

La plupart des modèles du terme de diffusion d_{ij} négligent la diffusion par la pression et expriment la corrélation triple par une hypothèse de gradient, comme le modèle de Daly *et al.* (1977) :

$$d_{ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{k}{\varepsilon} u_k u_l \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \right) \quad (1.41.a)$$

Ou le modèle de Lien *et al.* (1994), modèle adopté dans le code Fluent:

$$d_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} \right) \quad (1.41.b)$$

où $C_s=0.22$ et $\sigma_k=0.82$

1.5.2. Modélisation du terme de redistribution

Le tenseur Φ_{ij} des corrélations pression - déformation contrôle l'anisotropie de la turbulence en redistribuant l'énergie entre les différentes composantes du tenseur de Reynolds. La modélisation de Φ_{ij} est une des difficultés majeures que pose la fermeture de l'équation du tenseur de Reynolds, qui fait toujours l'objet de controverses et de propositions différentes.

Le point de départ de la modélisation est l'expression exacte de Φ_{ij} que l'on peut établir en exprimant la fluctuation de la pression à partir de l'équation de Poisson de la pression (Schiestel 1993). Le tenseur Φ_{ij} s'exprime ainsi comme la somme de trois termes :

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} + \Phi_{ij,w} \quad (1.42)$$

où, $\Phi_{ij,1}$ est engendré par des interactions purement turbulentes, c'est la partie non linéaire, $\Phi_{ij,2}$ résulte d'interactions entre la turbulence et le mouvement moyen, c'est le terme linéaire, où, enfin, $\Phi_{ij,w}$ exprime, par une intégrale de surface, les interactions qui se produisent aux frontières du domaine d'écoulement (paroi, surface libre,..).

Le terme non linéaire $\Phi_{ij,1}$ traduit le retour à l'isotropie et la modélisation de Rotta (1951) s'exprime sous la forme :

$$\Phi_{ij,1} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) \quad (1.43)$$

Le modèle de Launder *et al.* (1975) formule la partie linéaire sous la forme :

$$\Phi_{ij,2} = -\gamma_1 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_r \delta_{ij} \right) - \gamma_2 k \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \gamma_3 \left(D_{ij} - \frac{2}{3} D \delta_{ij} \right) \quad (1.44)$$

$$\text{avec, } P_{ij} = -\overline{(u_i u_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + u_j u_k \frac{\partial U_i}{\partial x_k})} \text{ et } D_{ij} = -\overline{(u_i u_k \frac{\partial U_k}{\partial x_j} + u_j u_k \frac{\partial U_k}{\partial x_i})} \quad (1.45-a)$$

$$\text{et } P_r = P_{ii}, D = D_{ii}, \gamma_1 = \frac{C_2 + 8}{11}, \gamma_2 = \frac{30C_2 - 2}{55}, \gamma_3 = \frac{8C_2 - 2}{11} \quad (1.45-b)$$

Les valeurs de C_1 et C_2 sont fixées par référence à l'écoulement turbulent homogène à cisaillement uniforme. L'application des modèles de turbulence à différents écoulements recommande les valeurs des constantes : $C_1=1.5$ à 1.8 et $C_2=0.4$ à 0.6 .

Dans les écoulements en présence de parois, le terme $\Phi_{ij,w}$ a pour effet une augmentation de l'anisotropie des composantes sphériques du tenseur de Reynolds et aussi une diminution de la tension de cisaillement : la paroi impose en effet un amortissement des fluctuations de vitesse dans la direction normale à la paroi qui se traduit par une redistribution de l'énergie vers les autres composantes.

Le terme $\Phi_{ij,w}$ comprend, (Schiestel 1993), une contribution non linéaire et une contribution linéaire associées à l'influence réfléchie de $\Phi_{ij,1}$ et de $\Phi_{ij,2}$ et le modèle proposé par Launder *et al.* (1975) s'écrit :

$$\Phi_{ij,w} = \left[0.125 \frac{\varepsilon}{k} \overline{(u_i u_j - \frac{2}{3} k \delta_{ij})} + 0.015 (P_{ij} - \frac{2}{3} P_r \delta_{ij}) \right] f_w \left(\frac{l}{y_p} \right) \quad (1.46)$$

y_p est la distance à la paroi et l est l'échelle des tourbillons porteurs d'énergie. Compte tenu de l'expression de l dans la zone logarithmique avec l'équilibre production - dissipation, la fonction de proximité de paroi s'écrit :

$$f_w = \frac{a_0^{3/2} k^{3/2}}{\kappa \varepsilon y_p} \quad \text{où } a_0 = \frac{u_*^2}{k} \quad (1.47)$$

a) Modèle de Gibson et Launder (1978)

Gibson et Launder (1978) adoptent une expression simplifiée de $\Phi_{ij,2}$ en ne retenant dans (1.44) que la dépendance du tenseur de production :

$$\Phi_{ij,2} = -C_2 (P_{ij} - \frac{2}{3} P_r \delta_{ij}) \quad \text{avec } C_2 = 0.6 \quad (1.48)$$

Dans l'expression du terme de réflexion de paroi, ils introduisent une contribution non linéaire et une contribution linéaire sous la forme :

$$\begin{aligned} \Phi_{ij,w} = c_1 \frac{\varepsilon}{k} \overline{(u_k u_m n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} u_k u_i n_k n_j - \frac{3}{2} u_k u_j n_k n_i)} f_w \\ + c_2 (\Phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \Phi_{ki,2} n_k n_j - \frac{3}{2} \Phi_{kj,2} n_k n_i) f_w \end{aligned} \quad (1.49)$$

où, n_k est le vecteur unité normal à la surface.

La fonction de proximité de paroi est donnée par :

$$f_w = \frac{L}{ay} \quad \text{et} \quad L = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad \text{avec } a=3.18 \quad (1.50)$$

b) Modèle de Gibson et Rodi (1989)

Le modèle de Gibson et Launder (1978) a été adapté aux écoulements à surface libre par Gibson et Rodi (1989) qui définissent une fonction de proximité de frontière pour rendre compte des effets de renforcement de l'anisotropie à la paroi et à la surface libre. L'expression choisie est de la forme :

$$f = f_w + f_s \quad \text{avec} \quad f_w = \frac{L}{ah} \frac{(1-\xi)^2}{\xi} \quad \text{et} \quad f_s = \frac{L}{ah} \frac{\xi^2}{(1-\xi)} \quad (1.51)$$

c) Modèle Quadratique de Speziale, Sarker et Gatski (1991)

Dans ce modèle, le terme de redistribution est considéré comme une fonction linéaire des gradients de la vitesse moyenne dont les coefficients dépendent du tenseur d'anisotropie. Ce modèle est indépendant de la géométrie du canal car il ne fait pas intervenir la position par rapport à la paroi. Comparativement au modèle de Launder *et al.* (1975), ce modèle améliore sensiblement la simulation de la structure turbulente des écoulements en présence de parois (Speziale *et al.* 1991). En revanche, en écoulements à ciel ouvert dans la zone de la surface libre, où les gradients de la vitesse moyenne sont faibles, c'est le modèle de Gibson et Rodi qui simule mieux la redistribution de la turbulence (Choi *et al.* 2004). D'après Speziale *et al.* (1991), le modèle quadratique du terme de redistribution s'écrit :

$$\begin{aligned} \Phi_{ij} = & \alpha_0 \varepsilon b_{ij} + \alpha_1 \varepsilon \left(b_{ik} b_{jk} - \frac{1}{3} b_{mn} b_{nm} \delta_{ij} \right) + \alpha_2 k S_{ij} + \alpha_3 P b_{ij} \\ & + \alpha_4 k \left(b_{ik} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} b_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right) + \alpha_5 k \left(b_{ik} \Omega_{jk} + b_{jk} \Omega_{ik} \right) \end{aligned} \quad (1.52)$$

où $b_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij}}{2k}$, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)$, $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)$ sont respectivement

les tenseurs d'anisotropie, du taux de déformation et du taux de rotation.

1.5.3. Modèles algébriques du tenseur de Reynolds en écoulement développé dans un canal rectangulaire

En écoulement turbulent pleinement développé en canal rectangulaire, on peut admettre des hypothèses sur la contribution des transports par advection et diffusion dans l'équation de transport du tenseur de Reynolds. Une hypothèse souvent utilisée pour établir des versions algébriques du modèle de transport du tenseur de Reynolds consiste à considérer que les

rappports $\frac{\overline{u_i u_j}}{k}$ varient peu, ce qui permet d'exprimer les termes d'advection et de diffusion de $\overline{u_i u_j}$ dans (1.36) en fonction de l'advection et de la diffusion de l'énergie cinétique (1.4), soit:

$$C_{ij} - D_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{k} (P_r - \varepsilon) \quad (1.53)$$

Compte tenu de (1.53), l'équation de transport du tenseur de Reynolds (1.36) se réduit à l'expression algébrique du tenseur de Reynolds :

$$\frac{\overline{u_i u_j}}{k} (P_r - \varepsilon) = P_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (1.54)$$

Les variantes entre les différents modèles algébriques du tenseur de Reynolds ne dépendent que des choix de modélisation du terme de redistribution et d'hypothèses supplémentaires introduites pour réduire l'expression des contraintes de cisaillement en fonction des gradients de vitesse via une viscosité turbulente.

a) Modèle algébrique dérivé du modèle de Launder et al. (1975) et adapté aux écoulements à surface libre

Naot et Rodi (1982) ont adapté la version algébrique du modèle de transport du tenseur de Reynolds de Launder *et al.*(1975), développée par Demurin et Rodi (1984), aux écoulements à surface libre. Ces derniers auteurs ont supposé que les transports par advection et diffusion de $u_i u_j$ sont négligeables. Pour tenir compte de l'effet de redistribution dû à la surface libre, Naot et Rodi (1982) ont ajouté un terme de réflexion relatif à celle-ci, $\phi_{ij,s}$, contenant une fonction de proximité surface f_s . Quant à l'effet de redistribution dû aux parois, il est contenu dans les coefficients α , β et c_1 de l'équation algébrique de transport des contraintes $u_i u_j$ qui devient :

$$0 = P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon - c_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) - \underbrace{\alpha \left(P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P_r \right) - \beta \left(D_{ij} - \frac{2}{3} k \right) - \gamma \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) k}_{\text{Redistribution}} + c_3 \frac{\varepsilon}{k} \underbrace{\left(\overline{u_n^2} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_n u_i} \delta_{nj} - \frac{3}{2} \overline{u_n u_j} \delta_{ni} \right)}_{\phi_{ij,s}} f_s = 0 \quad (1.55)$$

avec :

$$\alpha = 0.7636 - 0.06 f_w, \quad \gamma = 0.182, \quad \beta = 0.1091 + 0.06 f_w, \quad c_1 = 1.5 - 0.5 f_w, \quad c_3 = 0.1 \quad (1.56)$$

$$f_w = 12 \left\langle \frac{1}{z^2} \right\rangle \quad (1.57)$$

Où $\left\langle \frac{1}{z} \right\rangle = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{S}$ est l'inverse de la distance moyenne à la paroi, φ et S sont définis dans la figure 1.18.

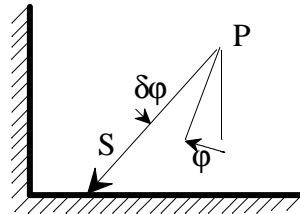


Figure 1.18 : Schéma de calcul de la distance moyenne à la paroi

$$f_s = \left[\frac{1}{\left(\left\langle \frac{1}{z} \right\rangle^{-1/2} + c_f 1 \right)} \right]^2 \quad (1.58)$$

avec :

$$c_f = 0.16 ; l = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa \varepsilon} ; C_\mu = 0.09 ; \kappa = 0.42. \quad (1.59)$$

Les expressions des contraintes turbulentes $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ et \overline{vw} sont alors déterminées à partir de l'équation (1.55) :

$$\overline{w^2} = \frac{k}{c_1 + 2c_3 f_s} \left[\frac{2}{3} \left(\alpha - \frac{1}{2} \beta + c_1 - 1 \right) + \frac{\beta}{\varepsilon} \left(\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} \right) \right] - 2v_t \frac{\partial W}{\partial z} \quad (1.60.a)$$

$$\overline{v^2} = \frac{k}{c_1} \left[\frac{2}{3} \left(\alpha - \frac{1}{2} \beta + c_1 - 1 \right) + c_3 f_s \frac{\overline{w^2}}{k} + \frac{\beta}{\varepsilon} \left(\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \right] - 2v_t \frac{\partial U}{\partial y} \quad (1.60.b)$$

$$\overline{vw} = \frac{\beta}{\left(c_1 + \frac{3}{2} c_3 f_s \right)} \frac{k}{\varepsilon} \left(\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial z} + \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial y} \right) - v_t \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right) \quad (1.60.c)$$

Quant aux expressions de \overline{uv} et \overline{uw} , elles sont déterminées à l'aide du concept de la viscosité turbulente de Boussinesq. Afin de rendre compte de la réduction de la viscosité turbulente induite par la surface libre, les viscosités turbulentes relatives à \overline{uv} et \overline{uw} sont fonctions de la distance à la surface libre comme le montrent les expressions suivantes :

$$-\overline{uw} = v_{tz} \frac{\partial U}{\partial z}, \quad v_{tz} = C_{\mu z} \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad C_{\mu z} = \frac{c_1}{c_1 + \frac{3}{2}c_3 f_s} \frac{c_1}{c_1 + \frac{3}{2}c_3 f_s} C_{\mu} \quad (1.61.a)$$

$$-\overline{uv} = v_{ty} \frac{\partial U}{\partial y}, \quad v_{ty} = C_{\mu y} \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad C_{\mu y} = \frac{c_1 + \frac{5}{2}c_3 f_s}{c_1 + 2c_3 f_s} C_{\mu} \quad (1.61.b)$$

b) Formulation algébrique du modèle de Gibson et Launder (1978) adapté par Gibson et Rodi (1989)

Nous donnons ici quelques développements de la modélisation de Gibson et Rodi pour calculer le tenseur de Reynolds dans les écoulements à surface libre, approche que nous avons mise en œuvre dans l'analyse de nos expériences au chapitre 4 et au chapitre 6.

Dans le modèle de Gibson et Launder, les trois contributions du terme de redistribution sont modélisées par (1.43), (1.48), (1.49). Normalisons les termes de production et de redistribution par le taux de dissipation en posant :

$$\tilde{P} = \frac{P_r}{\varepsilon}, \quad \tilde{P}_{ij} = \frac{P_{ij}}{\varepsilon}, \quad \tilde{\Phi}_{ij} = \frac{\Phi_{ij}}{\varepsilon} \quad (1.62)$$

En introduisant de façon analogue à (1.51) une fonction de proximité de la paroi latérale f_{wL} pour rendre compte de l'amortissement des fluctuations de vitesse transversale, les composantes du tenseur de redistribution, en écoulement développé non parallèle, peuvent être explicitées sous la forme suivante :

$$\tilde{\Phi}_{11} = -C_1 \left(\frac{\overline{u^2}}{k} - \frac{2}{3} \right) - \frac{4}{3} C_2 \tilde{P} + c_1 \left(\frac{\overline{w^2}}{k} f + \frac{\overline{v^2}}{k} f_{wL} \right) + \frac{2}{3} C_2 c_2 \tilde{P} (f + f_{wL}) \quad (1.63-a)$$

$$\tilde{\Phi}_{22} = -C_1 \left(\frac{\overline{v^2}}{k} - \frac{2}{3} \right) + \frac{2}{3} C_2 \tilde{P} + c_1 \left(\frac{\overline{w^2}}{k} f - 2 \frac{\overline{v^2}}{k} f_{wL} \right) + \frac{2}{3} C_2 c_2 \tilde{P} (f - 2f_{wL}) \quad (1.63-b)$$

$$\tilde{\Phi}_{33} = -C_1 \left(\frac{\overline{w^2}}{k} - \frac{2}{3} \right) + \frac{2}{3} C_2 \tilde{P} - c_1 \left(2 \frac{\overline{w^2}}{k} f - \frac{\overline{v^2}}{k} f_{wL} \right) - \frac{2}{3} C_2 c_2 \tilde{P} (2f - f_{wL}) \quad (1.63-c)$$

$$\tilde{\Phi}_{12} = -C_1 \frac{\overline{uv}}{k} - C_2 \tilde{P}_{12} - \frac{3}{2} c_1 \frac{\overline{uv}}{k} f_{wL} + \frac{3}{2} C_2 c_2 \tilde{P}_{12} f_{wL} \quad (1.63-d)$$

$$\tilde{\Phi}_{13} = -C_1 \frac{\overline{uw}}{k} - C_2 \tilde{P}_{13} - \frac{3}{2} c_1 \frac{\overline{uw}}{k} f + \frac{3}{2} C_2 c_2 \tilde{P}_{13} f \quad (1.63-e)$$

$$\tilde{\Phi}_{23} = -C_1 \frac{\overline{vw}}{k} - C_2 \tilde{P}_{23} - \frac{3}{2} c_1 \frac{\overline{vw}}{k} (f + f_{wL}) + \frac{3}{2} C_2 c_2 \tilde{P}_{23} (f + f_{wL}) \quad (1.63-f)$$

En écoulement développé, les composantes du tenseur de production s'explicitent sous la forme :

$$P_r = \frac{1}{2} P_{jj} = \frac{1}{2} (P_{11} + P_{22} + P_{33}) \quad (1.64)$$

$$P_{11} = -2\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - 2\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} \quad P_{22} = -2\overline{v^2} \frac{\partial V}{\partial y} - 2\overline{vw} \frac{\partial V}{\partial z} \quad P_{33} = -2\overline{w^2} \frac{\partial W}{\partial z} - 2\overline{vw} \frac{\partial W}{\partial y} \quad (1.65)$$

$$P_{12} = -\overline{v^2} \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{vw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{uv} \frac{\partial V}{\partial y} - \overline{uw} \frac{\partial V}{\partial z} \quad (1.66-a)$$

$$P_{13} = -\overline{w^2} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{vw} \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{uv} \frac{\partial W}{\partial y} - \overline{uw} \frac{\partial W}{\partial z} \quad (1.66-b)$$

$$P_{23} = -\overline{v^2} \frac{\partial W}{\partial y} - \overline{w^2} \frac{\partial V}{\partial z} \quad (1.66-c)$$

En reportant les expressions (1.63) du tenseur de redistribution dans (1.54), les composantes normales du tenseur de Reynolds peuvent s'exprimer sous la forme suivante :

$$\frac{\overline{v^2}}{k} = \frac{A_2 + A_3 A_{23}}{1 - A_{23} A_{32}}, \quad \frac{\overline{w^2}}{k} = \frac{A_3 + A_2 A_{32}}{1 - A_{23} A_{32}}, \quad \frac{\overline{u^2}}{k} = A_1 + A_{12} \frac{\overline{v^2}}{k} + A_{13} \frac{\overline{w^2}}{k} \quad (1.67)$$

Les fonctions A_{ij} de la production et des fonctions de proximité dans (1.63) sont définies ci-dessous :

$$A_1 = \frac{2(C_1 - 1) + \tilde{P} [1.5\tilde{P}_{11}/\tilde{P} - 2C_2 + C_2 c_2 (f + f_{wL})]}{3(C_1 - 1 + \tilde{P})} \quad (1.68-a)$$

$$A_2 = \frac{2(C_1 - 1) + \tilde{P} [C_2 + c_2 C_2 (f - 2f_{wL}) + 1.5\tilde{P}_{22}/\tilde{P}]}{3(C_1 - 1 + \tilde{P} + 2c_1 f_{wL})} \quad (1.68-b)$$

$$A_3 = \frac{2(C_1 - 1) + \tilde{P} [C_2 - c_2 C_2 (2f - f_{wL}) + 1.5\tilde{P}_{33}/\tilde{P}]}{3(C_1 - 1 + \tilde{P} + 2c_1 f)} \quad (1.68-c)$$

$$A_{12} = \frac{c_1 f_{wL}}{(C_1 - 1 + \tilde{P})}, \quad A_{13} = \frac{c_1 f}{(C_1 - 1 + \tilde{P})} \quad (1.68-d)$$

$$A_{23} = \frac{c_1 f}{(C_1 - 1 + \tilde{P} + 2c_1 f_{wL})}, \quad A_{32} = \frac{c_1 f_{wL}}{C_1 - 1 + \tilde{P} + 2c_1 f} \quad (1.68-e)$$

Les contraintes de cisaillement sont quant à elles données par :

$$-\frac{\overline{uv}}{k}(1-\tilde{P}-C_1-\frac{3}{2}c_1f_{wL})=\tilde{P}_{12}(1-C_2+\frac{3}{2}C_2c_2f_{wL}) \quad (1.69-a)$$

$$-\frac{\overline{uw}}{k}(1-C_1-\tilde{P}-\frac{3}{2}c_1f)=\tilde{P}_{13}(1-C_2+\frac{3}{2}C_2c_2f) \quad (1.69-b)$$

$$-\frac{\overline{vw}}{k}(1-\tilde{P}-C_1-\frac{3}{2}c_1(f+f_{wL}))=\tilde{P}_{23}(1-C_2+\frac{3}{2}C_2c_2(f+f_{wL})) \quad (1.69-c)$$

Dans la formulation des composantes du tenseur de Reynolds qui précède, la fonction f de proximité de la paroi du fond et de la surface libre est donnée par :

$$f=f_w+f_s \text{ avec } f_w=\frac{L}{ah}\frac{(1-\xi)^2}{\xi} \text{ et } f_s=\frac{L}{ah}\frac{\xi^2}{(1-\xi)} \quad (1.70)$$

Pour traduire l'effet d'amortissement des fluctuations transversales par la paroi latérale, on exprime la fonction f_{wL} de façon analogue aux fonctions de paroi du fond et de la surface libre et de manière à réaliser l'égalité de ces fonctions sur les bissectrices I et II du coin, (Figure 1.19). soit :

$$f_{wL}=\frac{L}{ah}g_L(\zeta,h/b) \quad \text{où } \zeta=\frac{y}{b}$$

$$0\leq\zeta\leq 1-h/b, \quad g_L=0 \quad (1.71)$$

$$1-h/b\leq\zeta\leq 1, \quad g_L=\frac{b}{h}\frac{(1-h/b-\zeta)^2}{(1-\zeta)}$$

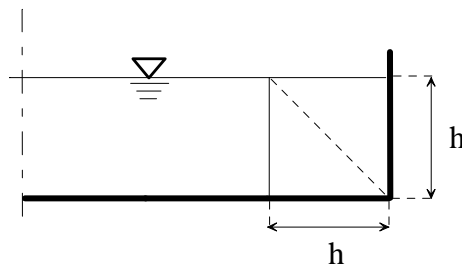


Figure 1.19 : Demi-Section d'écoulement et bissectrice de coin

1.5.4. Applications aux écoulements sur fond de rugosité variable

Quelques travaux ont été consacrés aux écoulements turbulents en canaux de section rectangulaire dont le fond présente un contraste de rugosité. Demuren et Rodi (1984) ont développé une version algébrique dérivée du modèle de Launder *et al.* (1975) où les contraintes turbulentes $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ et \overline{vw} sont déduites de la modélisation algébrique au second ordre, et les contraintes de cisaillement \overline{uv} et \overline{uw} sont modélisées à l'aide de l'hypothèse d'une viscosité turbulente isotrope. Ce modèle a été appliqué à l'expérience de Hinze (1975), dans un écoulement en charge, où la partie centrale de la paroi du fond est lisse et les autres parties adjacentes aux parois latérales sont rugueuses. Le modèle sous-estime la vitesse de l'écoulement secondaire dans l'axe du canal et cela affecte sensiblement la distribution de la

vitesse longitudinale. Naot (1984) a adapté ce modèle à l'écoulement à surface libre en canal rectangulaire en présence d'une distribution hétérogène de la rugosité dont la taille caractéristique est égale 0.015 fois le tirant d'eau. Pour tenir compte des effets de la surface libre, l'auteur a ajouté un terme de réflexion relatif à la surface libre dans le terme de redistribution et a introduit la fonction de proximité de la surface libre dans les expressions de la viscosité turbulente des contraintes turbulentes \overline{uv} et \overline{uw} . Quant aux effets de variation de rugosité, ils sont pris en compte dans la formulation de la loi logarithmique de vitesse utilisée dans la définition des conditions aux limites. Comparativement aux mesures expérimentales, ce modèle nécessite encore des améliorations pour mieux simuler les écoulements secondaires et l'énergie cinétique turbulente. Pour simuler les écoulements turbulents dans des canaux à géométrie complexe, Launder et Li (1994) ont proposé une version du modèle RSM qui ne contient pas le terme de réflexion de paroi, $\phi_{ij,w}$, et donc indépendante de la position par rapport à la paroi. Cependant, le terme de la distorsion rapide, $\phi_{ij,2}$, est modélisé à l'aide d'un modèle cubique et le terme $\phi_{ij,1}$ est modélisé à l'aide du modèle standard (Rotta 1951). L'application de ce modèle à l'expérience de Hinze (1975), a donné des résultats satisfaisants de la distribution de la vitesse moyenne dans la section et de la vitesse de l'écoulement secondaire dans l'axe du canal. Enfin, Naimi et Gessner (1997) ont comparé les résultats des simulations réalisées sur l'expérience de Hinze (1975) à l'aide de quatre modèles différents : modèle de Demuren et Rodi (1984) (k- ϵ anisotrope), modèle de Sugiyama *et al.* (1991) (k- ϵ anisotrope), modèle de Launder et Li (1994) (RSM) et leur modèle de type RSM (Naimi et Gessner 1995). Cette étude comparative portée sur l'aptitude des modèles à prédire les écoulements secondaires et leurs effets sur la distorsion des profils de la vitesse moyenne et des contraintes turbulentes, a montré que ce sont les modèles de type RSM qui donnent des résultats plus proches aux résultats expérimentaux et que la modélisation du terme de redistribution joue un rôle très important.

Cette revue des travaux de modélisation, appliqués pour la plupart à l'expérience de Hinze (1975), montre bien que la modélisation des écoulements en présence de contraste de rugosité nécessite encore des améliorations au niveau de la modélisation et également au niveau expérimental. Notamment il faut que les modèles intègrent les effets de la rugosité sur la redistribution. Sur le plan expérimental, et en dépit de quelques travaux produisant des résultats sous formes de cartographie des champs de vitesse moyenne et des contraintes turbulentes (McLelland *et al.* 1999, Wang *et al.* 2003), de nouvelles expériences sont nécessaires pour progresser dans l'analyse et la modélisation des écoulements sur parois rugueuses.

1.6 Conclusion

Cette analyse bibliographique avait le double objectif, d'esquisser, d'une part, un état de l'art sur quelques aspects caractéristiques de la structure des écoulements turbulents à surface libre et des problèmes que pose leur modélisation, de justifier, d'autre part, les orientations de nos travaux

Les travaux expérimentaux et de modélisation qui ont été consacrés à l'étude d'écoulements en présence de variations de la rugosité montrent bien le rôle que jouent les interactions de paroi et de surface libre sur la génération des écoulements secondaires. Ces travaux soulignent également les difficultés qui subsistent encore au niveau de la modélisation qui ne peut progresser qu'en s'appuyant sur de nouvelles expériences.

Du point de vue expérimental, on constate en effet un déficit d'expériences donnant dans des configurations de référence des descriptions très complètes des champs de vitesse moyenne et du tenseur de Reynolds. Ce manque d'expériences est particulièrement notable dans le domaine de rugosités de grande dimension relativement au tirant d'eau où il est important de mieux caractériser l'effet de la configuration des rugosités sur la turbulence de paroi. Nous avons vu que l'expérience de Hinze (1975) demeure une expérience de référence pour tester les modèles les plus récents, bien que cette expérience ne donne pas une description complète de la structure transversale de l'écoulement et de l'évolution des fonctions de la rugosité notamment. Par ailleurs, en écoulement à surface libre, l'anisotropie de la turbulence engendrée par la surface libre joue un rôle majeur.

Ces constats nous ont poussé à réaliser une expérience du type de celle de Hinze (1975), mais dans un écoulement à surface libre et avec un fort contraste de rugosité, en nous attachant à donner une description relativement complète de l'évolution transversale des paramètres de paroi et de la structure du champ moyen de vitesse et des contraintes de Reynolds.

Chapitre 2

Le dispositif expérimental et les moyens de mesure

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous décrivons d'abord le dispositif expérimental et les configurations de rugosité étudiées. Nous indiquons ensuite les conditions hydrodynamiques des expériences réalisées dont les résultats sont présentés, interprétés et confrontés à la modélisation dans les autres chapitres. Les mesures de vitesse ont été effectuées au moyen d'un anémomètre Laser Doppler. Cependant, avant d'adopter cette technique nous avons envisagé d'utiliser un anémomètre acoustique Doppler (Dop2000) qui pouvait présenter des avantages de rapidité pour explorer des écoulements bidimensionnels dans la section perpendiculaire à l'écoulement longitudinal.

Nous avons ainsi été conduit à développer une étude comparative entre les deux anémomètres qui a conduit à abandonner l'utilisation de l'anémomètre acoustique dans notre étude expérimentale. Néanmoins, nous avons reporté dans ce chapitre les résultats de cette étude comparative dans la mesure où l'anémomètre acoustique n'avait pas encore été réellement testé au laboratoire. Nous considérons que cette partie, paragraphes 2.4 et 2.5, est indépendante des chapitres suivants.

2.2 Dispositif expérimental

2.2.1. Le canal et ses annexes

Les études sont réalisées dans un canal ouvert de section rectangulaire, d'une longueur de 13.5m, de hauteur 0.2 m et de largeur 0.52 m (Figure 2.1). La pente du canal varie entre 0 et 1%. Afin d'assurer la tranquillisation de l'écoulement dans la section de mesure située à 9.5 m de l'entrée, la partie amont du canal est précédée d'une cuve d'une capacité de 600 L. Cette dernière est équipée d'une grille en acier placée horizontalement en face du jet d'eau provenant de la conduite d'alimentation. Le jet frappe au centre de la grille où un disque de 20 cm de diamètre est collé. Ce système permet en fait d'amortir le jet d'eau et l'énergie de l'écoulement. Ensuite, un convergent monté à l'entrée du canal permet la tranquillisation et l'homogénéisation de l'écoulement dans le canal notamment dans la section de mesure. Le choix de la distance entre la section de mesure et l'entrée du canal est suffisante pour atteindre un régime pleinement développé dans la section de mesure (Ranga Raju *et al* 2000). Les axes ox ($x=0$ à l'entrée du canal) oy ($y=0$ au centre du canal) et oz ($z=0$ au plan passant par les sommets des éléments rugueux) représentent la direction longitudinale, transversale et verticale respectivement. Les parois du canal sont en tôle, mais deux fenêtres en verre sont implantées sur les parois latérales pour permettre des mesures de vitesse au moyen d'un Anémomètre Laser Doppler. Dans le but de travailler en circuit fermé, une cuve de capacité de 3500 L est placée à l'aval du canal et reliée avec la cuve amont par une conduite de 125mm de diamètre intérieur. Le débit de l'eau est assuré par une pompe de puissance 3.5 KW et fournissant un débit maximal de 50 l/s. Le réglage du débit est contrôlé par une vanne montée sur la conduite d'alimentation. Pour les faibles débits et dans le but d'atténuer les vibrations au niveau de la vanne, un by-pass monté à 1m à l'aval de la pompe permet de

verser une partie du débit directement dans la cuve aval. Un clapet situé à l'aval du canal permet d'ajuster le tirant d'eau afin d'obtenir le régime uniforme. La mesure du débit est assurée à l'aide d'un débitmètre électromagnétique.

La position de la surface libre dans la section de mesure est prise à l'aide d'un cathétomètre dont la précision est de 1/100 mm et elle est mesurée par rapport au sommet des barrettes.



Figure 2.1: Vue de l'aval du canal expérimental

2.2.2. Rugosités utilisées

Notre choix de la rugosité du fond s'est fixé sur des barrettes parallélépipédique d'épaisseur 5 mm collées périodiquement suivant la direction longitudinale de l'écoulement. Nous avons réalisé des expériences avec deux modes d'implantation des barrettes sur le fond du canal. Dans la première configuration, les barrettes ont une longueur égale la largeur du canal (Figure 2.2-a) et ainsi la rugosité du fond est homogène. Dans la seconde, les barrettes ont une longueur de 18 cm (soit environ un tiers de la largeur du canal) et sont collées dans la zone centrale du fond. Entre les parois latérales et la zone centrale rugueuse, le fond réel du canal est recouvert de longues plaques en PVC d'épaisseur 5 mm de telle sorte que le sommet de la partie lisse correspond au sommet des barrettes (Figure 2.2 b) : on réalise ainsi un fond de rugosité inhomogène.

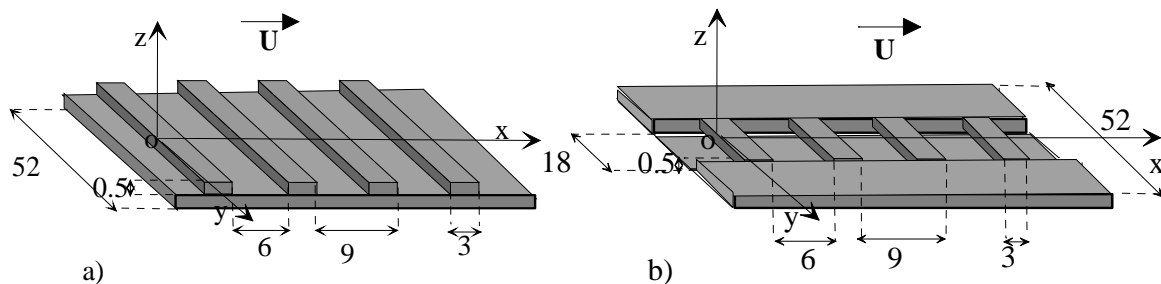


Figure 2.2 : Géométrie des rugosités utilisées (dimensions en cm), a) Rugosité homogène, b) Rugosité non homogène.

2.3 Définition des expériences

Nous avons réalisé trois séries d'expériences notées E0, EI et EII. Dans la série E0, la rugosité du fond est homogène. Nous avons mesuré le champ moyen de vitesse et des contraintes turbulentes uniquement au centre du canal au niveau des sections S1, S2, S3 et S4 (Figure 2.3). Ces essais ont permis de montrer que les profils de la vitesse moyenne et des composantes du tenseur de Reynolds mesurés dans la section S2 étaient très proches des profils obtenus par moyenne spatio-temporelle le long d'un élément de rugosité dans la zone d'écoulement développé.

Par la suite toutes les mesures ont été effectuées au centre de la cavité (S2) de l'élément de rugosité.

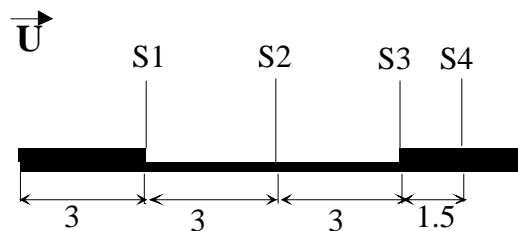


Figure 2.3 : Position des sections de mesures au centre du canal dans l'expérience E0

Les séries d'expériences EI et EII sont réalisées sur fond de rugosité inhomogène. Les mesures de vitesse ont été mises en œuvre suivant douze verticales réparties sur la demi largeur du canal à : $y=0$ (centre du canal), 2.2, 4.5, 6.7, 9.0, 11.1, 13.2, 15.7, 17.5, 19.6, 21.7 et 23.9 (EI) et 25.1 (EII).

Dans le tableau 2.1, sont rassemblées les valeurs des paramètres hydrodynamiques caractérisant chacune des trois séries d'expériences.

Tableau 2.1 : Paramètres hydrodynamiques caractéristiques des trois séries d'expériences

Essai	h(m)	I	Q(m ³ /s)	R _h (m)	B/h	F _r	R _e
Essai E0	0.08	0.0021	0.015	0.061	6.5	0.41	8.8×10^4
Essai EI	0.078	0.0021	0.0229	0.06	6.7	0.65	1.36×10^5
Essai EII	0.05	0.0021	0.011	0.042	10.4	0.60	7.11×10^4

Les résultats de l'expérience E0 sont présentés et interprétés au chapitre 3 et ceux des essais EI et EII aux chapitres 4 et 5.

Avant d'analyser les résultats de ces essais, il nous a paru utile de donner quelques indications sur les techniques de mesure des vitesses mises en œuvre, en insistant, en particulier, sur une étude comparative entre un Anémomètre Laser Doppler (ALD) et un Anémomètre Acoustique Doppler (AAD). Au préalable nous indiquons les principales caractéristiques des deux anémomètres utilisés.

2.4 Techniques de mesure de vitesse

Dés l'introduction des anémomètres à fil chaud en mécanique des Fluides dans les années 40, des travaux considérables ont été consacrés à l'étude de la turbulence dans des

écoulements d'air. Les mesures dans l'eau ont commencé à se développer vers la fin des années 60 avec l'introduction des anémomètres à film chaud en hydraulique. On note ainsi les travaux de McQuivey et Richardson(1969), Blinco et Partheniades (1971) consacrés à l'analyse de la turbulence dans des écoulements à surface libre sur fond lisse ou rugueux. Avec le développement des techniques de mesure modernes, Anémomètre Laser Doppler, Vélocimétrie par Images de Particules et Anémomètre Acoustique Doppler, l'étude des écoulements turbulents à surface libre a connu une progression considérable.

Dans le cadre de notre travail, nous souhaitons réaliser des mesures des profils verticaux des vitesses moyennes, longitudinale et verticale, et des contraintes turbulentes, longitudinale, verticale et de cisaillement.

Dans un premier temps, nous avons envisagé d'utiliser un Anémomètre Acoustique Doppler de type Dop2000 parce qu'il paraissait adapté à l'analyse cinématique d'écoulements 2D dans la section de mesure comme c'est le cas dans les essais EI et EII. Ce type d'anémomètre développé par la société Processing Signal a été déjà testé et appliqué aux mesures de la turbulence en écoulement à surface libre au sein du laboratoire de recherches hydrauliques de l'EPFL à Lausanne (Rolland 1995, Lemmin et Rolland 1997, Lhermitte et Lemmin 1994). Grâce à un travail considérable du traitement de signal, ces auteurs ont prouvé la fiabilité d'un Profileur Vélocimétrique Acoustique Doppler pour les mesures des profils verticaux de la vitesse moyenne et des contraintes turbulentes. Cette technique permet de mesurer le profil de vitesse instantané pendant une seule acquisition et avec une résolution spatio-temporelle suffisante pour capturer les échelles caractéristiques du mouvement turbulent. Ce sont surtout ces caractéristiques qui nous ont poussés à utiliser le Dop2000 bien qu'il ne soit pas adapté aux mesures très proches des parois. Néanmoins, l'utilisation du Dop2000 pour l'étude des écoulements turbulents à surface libre nécessite encore beaucoup de validations pour confirmer sa fiabilité en multiples configurations de l'écoulement. Face à cette question, nous avons consacré la première partie du programme expérimental à une étude comparative entre un anémomètre Laser Doppler 1D et le Dop2000.

2.4.1. Mesure de vitesse par Anémomètre Laser Doppler (ALD)

La mesure de vitesse par Anémomètre Laser Doppler est basée sur la mesure de la fréquence Doppler : lorsque l'on focalise un faisceau de lumière en un point de l'écoulement, les particules solides présentes dans l'écoulement diffusent la lumière qu'elles reçoivent à une fréquence modifiée. Cette différence entre la fréquence de la lumière émise et celle de la lumière diffusée est appelée fréquence Doppler. Dans le cas de notre chaîne ADL, nous avons utilisé un modèle des franges d'interférences (Figure 2.4).

La source laser Argon fournit une lumière verte ayant une longueur d'onde égale 514 nm. Ensuite la lumière produite est séparée en deux faisceaux d'égales intensités et parfaitement parallèles grâce à un système optique approprié. La création des franges d'interférence s'effectue en faisant converger les deux faisceaux, ayant la même intensité et longueur de cohérence, dans le volume de mesure en utilisant une lentille de convergence. La forme cylindrique des faisceaux et la distribution gaussienne de l'intensité lumineuse sont à l'origine de la forme ellipsoïdale du volume de mesure. Lorsqu'une particule de petite taille traverse la région des franges, elle diffuse la lumière. L'intensité lumineuse diffusée varie conformément à l'alternance des régions noires et lumineuses que la particule traverse. La variation de l'intensité lumineuse est détectée par un photo-détecteur et transformée en variation d'une tension électrique. Les maxima du signal résultant correspondent aux régions

lumineuses. Le signal électrique est amplifié par un photomultiplicateur. Ensuite il est envoyé au BSA (Burst Spectrum Analyser) pour extraire la fréquence Doppler, à partir du spectre de la fréquence du signal, qui permet de calculer la composante de vitesse perpendiculaire aux franges, selon la formule suivante :

$$U_p = \frac{\lambda}{2 \sin(\beta/2)} f_D \quad (2.1)$$

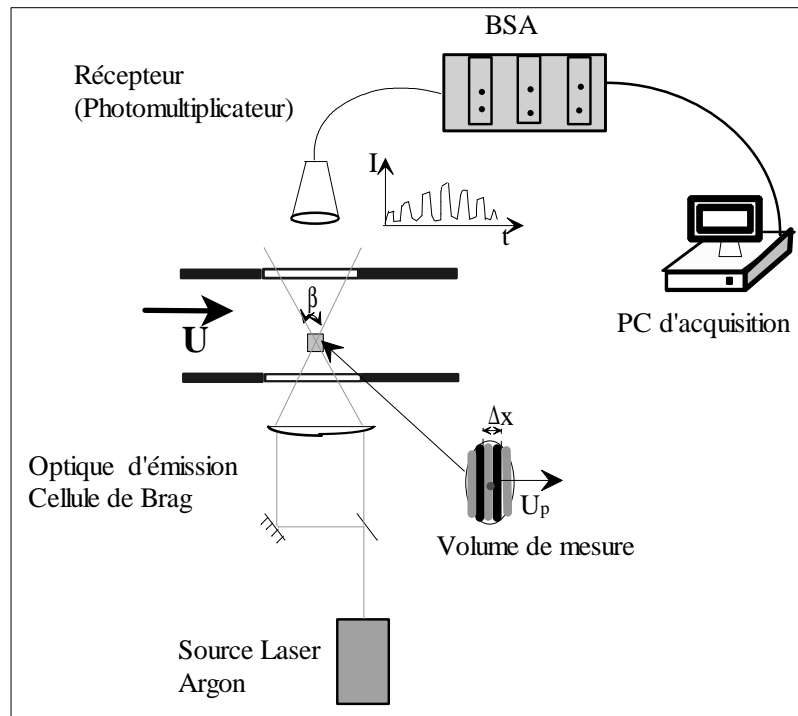


Figure 2.4 : Différents composants de la chaîne ADL

La mesure directe d'une composante de vitesse ou d'une de ces fluctuations suivant un axe donné, nécessite que cette dernière soit perpendiculaire aux franges. Dans le cas des contraintes de cisaillement croisées, la technique de mesure nécessite l'enregistrement simultané de deux composantes de la vitesse instantanée, effectué à l'aide d'un anémomètre à deux composantes. Puisque cette technique est onéreuse et assez délicate à mettre en place, on peut mesurer les contraintes de cisaillement à l'aide d'un laser à une seule composante, en tournant le système optique à deux faisceaux à un angle β situé dans l'intervalle de $(0^\circ-90^\circ)$ par rapport à la direction de la vitesse moyenne et de mesurer la composante de la vitesse correspondante. Ensuite le système est tourné dans le sens opposé par rapport à la direction de la vitesse moyenne vers l'angle $(\beta-90^\circ)$ et la composante correspondante est mesurée. Pour la commodité de calcul, la valeur de l'angle β est prise à 45° .

A partir des mesures de vitesse réalisées à $+45^\circ$ et -45° , le frottement de cisaillement, \overline{uw} , la composante verticale de vitesse, W , et la composante verticale du tenseur de Reynolds, $\overline{w^2}$ sont obtenues à partir des relations suivantes:

$$\overline{uw} = \frac{u_{+45}^2 - u_{-45}^2}{2} \quad (2.2.a)$$

$$W = \frac{U_{+45} - U_{-45}}{\sqrt{2}} \quad (2.2.b)$$

$$\overline{w^2} = \overline{u^2}_{+45} + \overline{u^2}_{-45} - \overline{u^2} \quad (2.2.c)$$

Les relations (2.2) sont souvent utilisées dans la pratique. Nous rappelons que ces calculs sont approximatifs car les deux composantes correspondants aux angles β et $(\beta-90^\circ)$ ne sont pas mesurées au même instant. Cependant si nous prenons un grand nombre de mesures et que nous intéressons uniquement à l'aspect statistique d'un écoulement turbulent stationnaire en moyenne, nous pouvons raisonnablement utiliser les relations (2.2)(Braza 1984).

Le volume de mesure est un ellipsoïde de révolution se situant au point de convergence et de focalisation des deux faisceaux. Conformément aux caractéristiques du laser utilisé et du système optique accompagné, les mesures sont collectées dans un volume de mesure dont les dimensions sont les suivantes : $\Delta x=0.15\text{mm}$ suivant l'axe ox , $\Delta y=0.55\text{ mm}$ suivant l'axe oy , $\Delta z= 0.15\text{ mm}$ suivant l'axe oz .

La chaîne de mesure ADL utilisée est représentée sur les figures 2.4 et 2.5 et elle a les caractéristiques suivantes :

- Un laser argon de 5Watts et de longueur d'onde 514.5 nm (raie verte),
- Une unité d'optique d'émission permettant d'orienter le plan des faisceaux (à $0^\circ, 90^\circ$ et $\pm 45^\circ$) contenant une lentille de convergence de 600mm de distance focale,
- Un photomultiplicateur 600mm de distance focale,
- Un BSA(Burst Spectrum Analyser) permet de traiter le signal Doppler à la sortie du photomultiplicateur

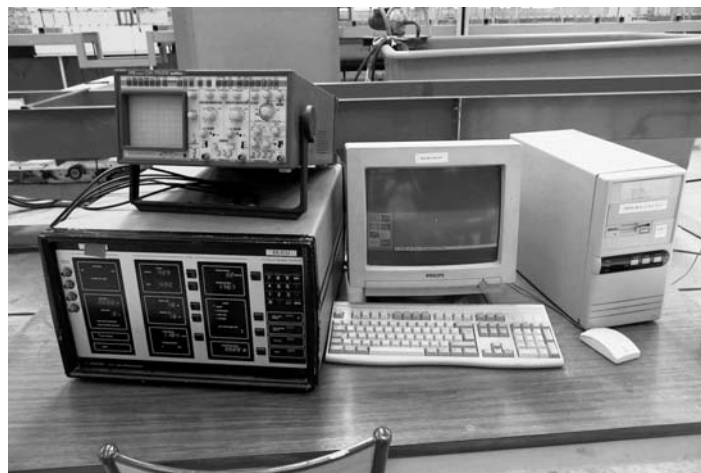


Figure 2.5 : Matériels d'acquisition du signal de la chaîne ALD

L'acquisition et le traitement des données se font sur micro ordinateur, celui-ci étant équipé du logiciel Burstware 2.00 développé par DANTEC. La vitesse instantanée en un point est prise avec une fréquence d'échantillonnage comprise entre 60 Hz, dans la zone très proche de la paroi, et 500 Hz dans la grande partie de l'écoulement. D'après Nezu et Nakagawa

(1993) une fréquence de 100 Hz est suffisante pour les mesures de turbulence en régimes d'écoulement étudiés dans ce travail. La durée d'acquisition est variable entre 90 et 300 secondes, selon la qualité du signal obtenu et le nombre d'échantillons qui est compris entre 20000 et 50000.

L'ensemble source laser et modules optiques est placé sur un chariot permettant un déplacement vertical et horizontal du volume de mesure. Les positions du volume de mesure sont prises à l'aide d'un cathétomètre dont la précision est de 1/100 mm et elles sont mesurées par rapport au sommet des barrettes.

2.4.2. Mesure de Vitesse par Anémomètre Acoustique Doppler (AAD)

L'Anémomètre Acoustique Doppler consiste en un vélocimètre à effet Doppler de type Dop2000 (modèle 2032) et une sonde acoustique de type TR1028A de la société SIGNAL PROCESSING S.A (Figure 2.6). Tous les systèmes d'acquisition, de traitement et de visualisation du signal de vitesse sont intégrés dans le vélocimètre. Ce dernier est piloté par le logiciel Wdop fourni par la société SIGNAL PROCESSING S.A.



Figure 2.6 : Le vélocimètre Dop2000 (modèle 2032) et la sonde TR1028A (Sonde immergée dans l'écoulement)

a) Principe de fonctionnement

Comme l'ADL, le Dop2000 utilise l'effet Doppler résultant de la modification de fréquence d'une onde acoustique rencontrant une cible se déplaçant à vitesse non nulle. La sonde ayant une fréquence de base f_e et placée en contact avec le fluide, émet des trains d'ondes (burst), composées de 2, 4 ou 8 cycles, à intervalles réguliers avec une fréquence de répétition f_{PRF} . Entre deux émissions successives, le même transducteur est utilisé comme récepteur. Les procédures d'émission et de réception sont représentées sur la figure 2.7. L'acquisition ne commence, avec un certain retard T_1 prédéterminé, qu'après la fin de l'émission de chaque train d'ondes. Un découpage de l'écho en N intervalles réguliers, appelés portes d'acquisition, permet d'associer à chaque information en retour une distance d_{mi} déterminée par le temps $T_i (i=1, \dots, N)$ de trajet aller-retour effectué par l'onde :

$$d_{mi} = \frac{cT_i}{2} \quad (2.3)$$

L'information obtenue est une variation de la phase de l'onde réfléchiée par rapport à l'onde émise. Cette variation qui est interprétée comme un décalage en fréquence f_D permet de calculer la composante de la vitesse de la particule suivant l'axe de la sonde (V_r) à l'aide de la formule suivante :

$$V_r = \pm \frac{cf_D}{2f_e} \quad (2.4)$$

Où c est la vitesse du son dans le fluide.

Par convention la vitesse est considérée négative si la cible se rapproche de la sonde et positive dans le cas contraire.

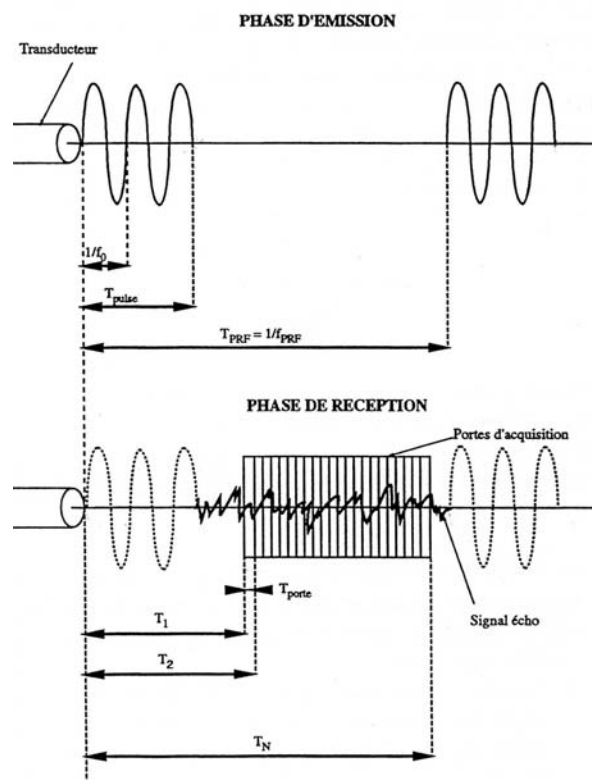


Figure 2.7 : Procédures d'émission et de réception (Rolland 1995)

Au moment de l'émission et compte tenu de la célérité élevée du son dans le fluide et du faible niveau d'eau du canal étudié, le faisceau ultrasonore couvre quasi-instantanément toute la profondeur de l'écoulement. Ce faisant, il fige au même moment les phases Doppler de toutes les ondes réfléchies. L'écho en retour porte alors l'information Doppler quasi-simultanée des différents centres diffuseurs qui passent au travers du faisceau ultrasonore. La mesure d'un profil instantané de vitesse nécessite un nombre minimum de huit émissions de trains d'ondes. Le nombre d'émissions par profil, constant au cours de l'acquisition, affecte la variance de la fréquence Doppler et le temps de mesure. Le choix de ce nombre dépend du type d'écoulement étudié : pour des écoulements établis, un nombre élevé permettra de diminuer la variance et devra être choisi. En revanche, pour des écoulements instationnaires, ce nombre devra être adapté au degré de fluctuation des vitesses en fonction du temps. Le

nombre d'émissions par profil et la période de répétition des trains d'onde, T_{PRF} , permettent d'évaluer la durée de mesure d'un profil, T_{profil} :

$$T_{profil} = T_{tran} + T_{PRF} (N_{Stb} + N_{PRF}) \quad (2.5)$$

où : T_{tran} est un laps de temps de l'ordre de 1.5 ms correspondant à la durée moyenne de transfert interne de données.

N_{PRF} est le nombre d'émissions par profil.

N_{stb} est un nombre d'émissions fixe intégré dans l'algorithme de calcul, sa valeur est fixée à 16 (valeur fournie par le constructeur et non modifiable par l'utilisateur).

Les profils enregistrés sur le disque dur du vélocimètre sont ainsi collectés avec une fréquence égale à $1/T_{profil}$.

Le Dop2000 permet de visualiser l'évolution temporelle des profils instantanés de la vitesse et du module de l'écho. Ce dernier est considéré comme un bon indicateur de la réflectivité des particules présentes dans l'écoulement et donc de la qualité du signal de vitesse. Le Dop2000 permet également de visualiser en un point sélectionné sur le profil l'évolution temporelle de la vitesse et du spectre de la puissance du signal Doppler. Enfin le vélocimètre peut calculer et afficher le débit en temps réel par intégration du profil de vitesse sur une aire définie par l'utilisateur.

b) Caractéristiques de la sonde

La sonde que nous avons utilisée est une TR1028A. Elle fonctionne en mode piston et fournit une fréquence de base de 2Mhz. Sa surface de contact avec le fluide est plane et elle génère des ondes acoustiques planes. Le câble reliant la sonde au vélocimètre a une longueur égale 1.5m. Les figures 2.8 et 2.9 montrent la sonde et la distribution de l'énergie acoustique à l'intérieur du faisceau. À partir de la distribution de l'énergie acoustique on distingue deux champs, le champ proche et le champ lointain. Dans le premier, situé en contact avec la surface de la sonde, la distribution de l'énergie acoustique présente plusieurs pics dans une coupe transversale (Figure 2.9). Suivant l'axe de la sonde, la forme du faisceau n'est pas uniforme et la position du maximum de l'énergie acoustique varie. Dans le second, situé à partir de 2.1 cm de la surface de la sonde, le champ acoustique diverge selon un angle de 13° et l'intensité réfléchie est maximale le long de l'axe.

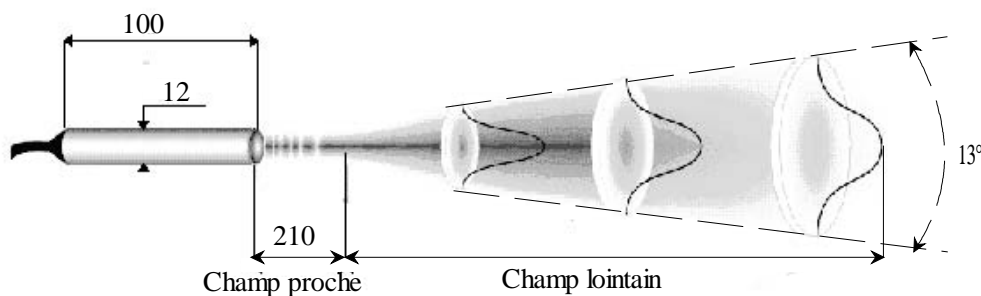


Figure 2.8 : Distribution de l'énergie réfléchie à l'intérieur du faisceau d'une sonde de la série TR1(dimensions en mm)

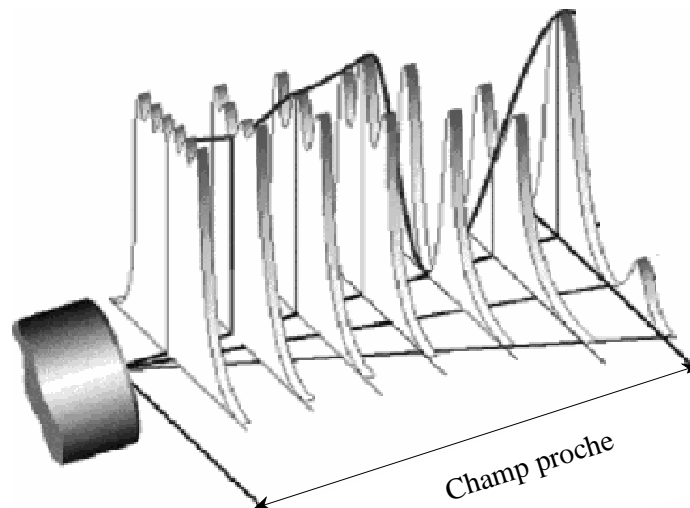


Figure 2.9 : Distribution de l'énergie réfléchie dans le champ proche

c) Forme du volume de mesure

La distribution de l'intensité acoustique à l'intérieur du faisceau détermine la forme du volume de mesure. Il a approximativement une forme cylindrique de diamètre du faisceau et de hauteur :

$$h_v = \frac{cT_{\text{Porte}}}{2} \tag{2.6}$$

Dans la zone du champ lointain où les mesures de vitesse sont fiables, le diamètre du volume de mesure est supérieur à celui de la sonde acoustique. De ce fait, pour obtenir des mesures correctes en tenant compte les grandes dimensions du volume de mesure, l'écoulement doit être homogène à l'intérieur du volume de mesure. Puisque la zone à grand gradient se situe au voisinage de la paroi, cela diminue la fiabilité des mesures dans cette zone.

d) Relations d'ambiguïté :

La fréquence Doppler qui donne la vitesse de la cible est reconstituée à partir d'échantillons qui sont séparés dans le temps par T_{prf} . Suivant le théorème de Nyquist, le taux d'échantillonnage ne peut être inférieur à deux fois la fréquence du signal échantillonné. Ce taux maximum est connu comme étant la fréquence de Nyquist.

$$f_{\text{max}} = f_{\text{Nyq}} = \frac{f_{\text{PRF}}}{2} \tag{2.7}$$

La relation de conversion entre la vitesse radiale et la fréquence Doppler est donnée par :

$$V_R = \frac{f_{DC} c}{2f_e} \quad (2.8)$$

En reportant l'équation (2.7) dans l'équation (2.8), on obtient la valeur maximale de la vitesse radiale donnée par :

$$V_{R \max} = \pm \frac{f_{PRF} \cdot c}{4f_e} = \frac{f_{PRF} \cdot \lambda_e}{4} \quad (2.9)$$

λ_e est la longueur d'onde de l'onde émise.

De plus, on impose à l'écho le plus lointain d'être arrivé au capteur avant l'émission suivante. Il en résulte alors que la distance maximale d'exploration d_{\max} se trouve, elle aussi, limitée par la fréquence f_{PRF} et sa valeur est donnée par l'expression suivante :

$$d_{\max} = \frac{T_{prf} \cdot c}{2} \quad (2.10)$$

les relations (2.9) et (2.10) permettent d'écrire :

$$V_{r \max} \cdot d_{\max} = \pm \frac{c^2}{8f_e} = \pm \frac{c \cdot \lambda_e}{8} \quad (2.11)$$

Cette formule qui porte le nom de formule d'ambiguïté montre bien que si la longueur d'exploration de l'appareil augmente, sa gamme de vitesses mesurables est automatiquement réduite et réciproquement. De même, si la fréquence d'émission des impulsions ultrasonores augmente les possibilités du Dop2000 diminuent.

2.5 Comparaison AAD-ADL

L'objectif de cette expérience est de tester les aptitudes du Dop2000 aux mesures de la vitesse moyenne et de la fluctuation de vitesse. Pour ce faire, nous avons mesuré simultanément le profil horizontal de vitesse dans l'axe du canal à l'aide des deux anémomètres ADL et AAD (Figure 2.10).

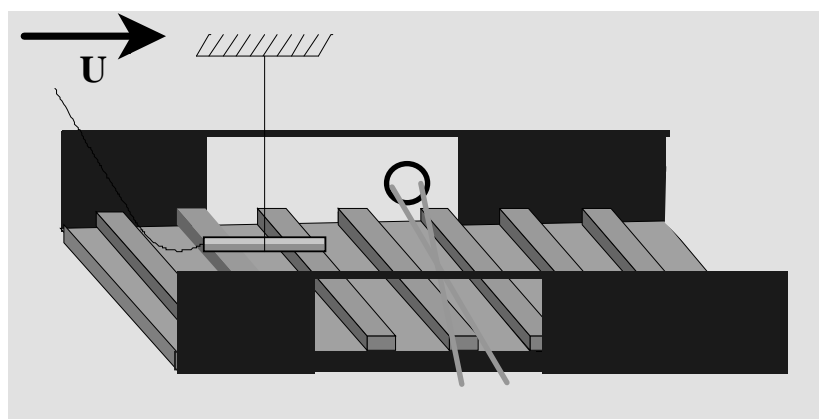


Figure 2.10 : Mesures synchroniques de la vitesse instantanée par ADL et AAD

La sonde acoustique fixée au bout d'une tige métallique est placée horizontalement dans l'eau et dirigée dans le sens inverse de l'écoulement. L'axe de la sonde se trouve à 5cm au-dessus de la surface des barrettes où les gradients de vitesse peuvent être considérés très faibles. Et en raison de l'interaction entre l'écoulement et la sonde, la zone d'exploration validée commence à partir d'une distance de 3cm de la surface de la sonde. Avec l'ADL les mesures sont effectuées avec une fréquence d'échantillonnage moyenne égale 300Hz. En revanche, avec le Dop2000 trois valeurs de fréquence ont été choisies : 24, 42 et 100 Hz.

Les figures 2.11-a et b représentent les profils instantanés de la vitesse longitudinale et du module de l'écho. Sachant que le niveau moyen « medium » a été sélectionné pour le réglage de l'énergie d'émission et de la sensibilité, la forme du profil du module de l'écho montre qu'il y a suffisamment de cibles réflecteurs dans l'écoulement. Sur le profil (b) on observe une saturation du signal dans le voisinage immédiat de la surface de la sonde. Cette saturation est tout à fait normale et ne peut être évitée car les durées très courtes des trains d'ondes et des impulsions ultrasoniques ne permettent pas de réaliser des mesures au voisinage immédiat de la surface de la sonde. L'influence de la saturation du signal écho sur la mesure de vitesse est clairement visible sur le profil de vitesse près de la surface de la sonde ($r=0$) où la vitesse atteint des valeurs nulles non significatives.

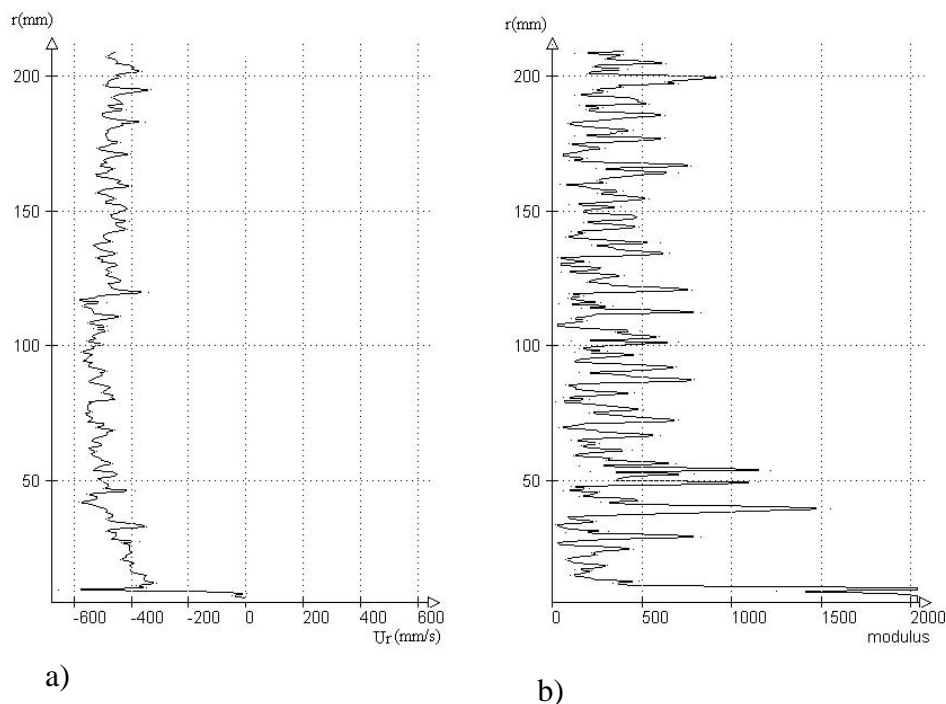


Figure 2.11 : Profils instantanés de la vitesse radiale et du module de l'écho (AAD)

Sur la figure 2.12 on compare les profils horizontaux de la vitesse moyenne longitudinale obtenus avec le laser ($f=300\text{Hz}$) et le Dop2000 ($f=24, 42$ et 100Hz). Dans la zone située entre $x=8$ et 15 cm les valeurs issues du Dop2000 sont très proches de celles obtenues avec le Laser. En revanche dans la zone située entre $x=3$ et 8 cm, les valeurs du Dop2000 sont inférieures à celles obtenues avec le laser. On constate également que dans cette zone plus en se rapproche de la surface de la sonde plus les valeurs issues du Dop2000 ont tendance à diminuer. Pourtant l'écoulement est considéré homogène à partir de $x=8\text{cm}$, les valeurs de la vitesse obtenues avec le laser présentent une légère évolution suivant l'axe

longitudinal dans la zone située entre $x=15$ et 18 cm. Cela est certainement liée à la structure locale de l'écoulement au-dessus des rugosités.

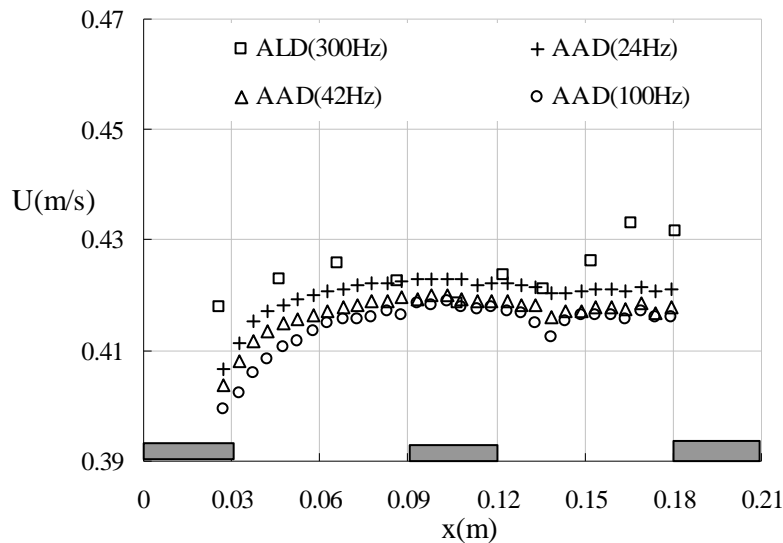


Figure 2.12 : Comparaison des profils horizontaux de la vitesse moyenne longitudinale

Les valeurs calculées de $|U_{Dop2000}-U_{Laser}|/U_{Laser}\times 100$ pour les trois fréquences d'échantillonnage sont rassemblées dans le tableau 2.2. On constate que la différence entre les valeurs issues du Dop2000 et celles issues du Laser est faible et ne dépasse pas 5% pour les trois fréquences. Cela montre bien que le Dop2000 donne des vitesses moyennes comparables à celles obtenues avec le laser et cela malgré la différence dans les résolutions spatiale et fréquentielle.

Tableau 2.2 : Valeurs de $|U_{Dop2000}-U_{Laser}|/U_{Laser}\times 100$ calculées pour les trois fréquences d'échantillonnage

$\frac{x(m)}{f(Hz)}$	0.181	0.166	0.152	0.136	0.122	0.107	0.086	0.066	0.046	0.026	Moyenne
24	2.29	2.70	1.29	0.45	0.40	1.03	0.02	1.20	1.21	3.25	1.38
42	2.99	3.47	2.04	1.23	1.16	0.26	0.78	1.97	1.99	3.88	1.98
100	3.87	3.74	2.37	3.47	1.39	2.32	1.09	2.58	3.05	5.29	2.92

Les profils horizontaux de la fluctuation de vitesse sont représentés sur la figure 2.13. Le profil obtenu avec le laser met bien en évidence le caractère quasi-établi de l'écoulement suivant l'axe longitudinal, par contre les profils issus du Dop2000 présentent une diminution continue de la fluctuation de vitesse. Cette diminution n'est pas en accord avec les profils de la vitesse moyenne mesurée ce qui permet de considérer que les fluctuations de vitesse mesurées par le Dop2000 ne sont pas représentatives.

Le tableau 2.3 rassemble les valeurs de $|u_{Dop2000}-u_{Laser}|/u_{Laser}\times 100$ calculées pour les trois fréquences d'échantillonnage. On constate que la différence moyenne entre les fluctuations de vitesse mesurées avec le laser et le Dop2000 est de l'ordre de 17% dans les cas des fréquences 24 et 42 Hz et de l'ordre de 9% dans le cas de 100Hz.

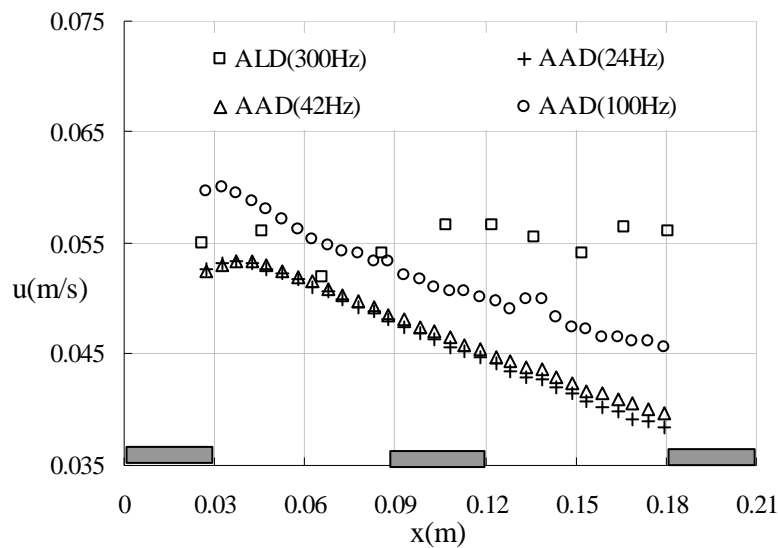


Figure 2.13 : Comparaison des profils horizontaux de la fluctuation longitudinale de vitesse

Tableau 2.3 : Valeurs de $|u_{Dop2000} - u_{Laser}| / u_{Laser} \times 100$ calculées pour les trois fréquences d'échantillonnage

x(m)	0.181	0.166	0.152	0.136	0.122	0.107	0.086	0.066	0.046	0.026	Moyenne
F(Hz)											
24	31.79	29.91	24.21	22.88	21.55	18.90	10.72	2.50	5.71	4.73	17.29
42	29.82	27.96	22.55	21.62	20.14	17.67	9.98	1.73	5.18	5.09	16.17
100	18.75	18.23	12.38	1.98	12.72	1.94	2.77	6.73	3.39	8.36	8.72

Pour mieux examiner les capacités du Dop2000 à la mesure des fluctuations de vitesse, nous avons déclenché en même temps des mesures du signal de vitesse à l'aide du Dop2000 et le laser au niveau de la section située à $x=10.5$ cm. Les signaux temporels obtenus sont tracés sur la figure 2.14-a. On remarque que les fluctuations de vitesse captées par le Dop2000 sont relativement inférieures à celles captées par le laser. Effectivement, en faisant un zoom dans la partie des signaux située entre $t=120$ et 121 s (choisie au hasard), on observe qu'il y a une sous-estimation de la fluctuation de vitesse par le Dop2000 comparativement au laser (Figure 2.14-b).

Les fluctuations de vitesse non représentatives collectées par le Dop2000 peuvent avoir comme cause les algorithmes adoptés dans la phase du traitement de signal. En effet, contrairement au laser, la vitesse instantanée mesurée par le Dop2000 est une valeur moyenne établie à partir d'un nombre restreint d'échantillons défini par le nombre d'émissions. Une telle procédure est susceptible d'introduire des bruits qui affectent le calcul de la vitesse et nécessite des algorithmes de filtrage de signal très performants. Sachant que le vélocimètre permet d'accéder aux valeurs du signal réfléchi par les cibles après avoir été démodulé et filtré. Ces données permettent d'approfondir dans le traitement du signal et donc dans le calcul de la fluctuation de vitesse. Ce type d'études n'était pas envisageable dans le cadre de ce travail.

Sur la figure 2.15 on a tracé l'évolution de la moyenne cumulée de la vitesse à $x=0.105$ m. Dans le cas du laser ($f=300$ Hz) la durée nécessaire pour que la moyenne cumulée

se stabilise est de l'ordre de 120 s alors qu'elle est plus grande avec le Dop2000 ; elle est de l'ordre de 270 s pour les fréquences 100 et 42 Hz et de 500 s pour la fréquence 24 Hz.

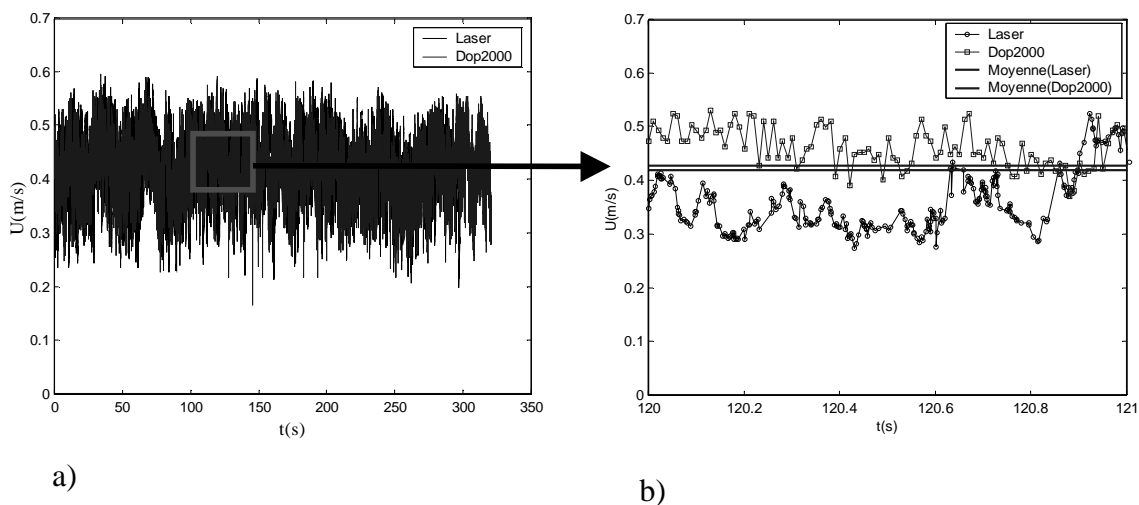


Figure 2.14 : a) Comparaison des signaux des vitesses instantanées, b) Zoom des signaux de vitesse instantanée entre $t=120$ et 121 s

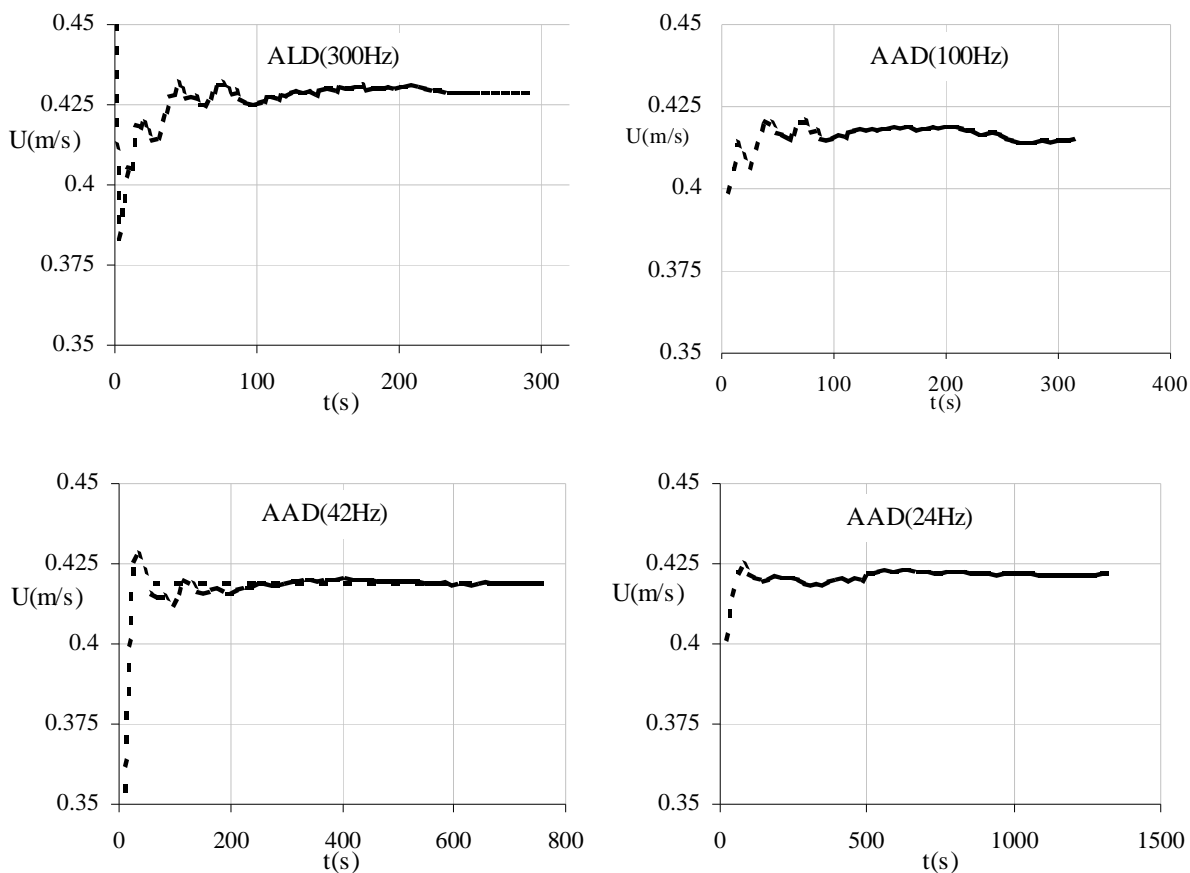


Figure 2.15 : Comparaison des moyennes cumulées de la vitesse longitudinale

Sur la figure 2.16 on compare les évolutions de l'écart-type cumulé obtenues avec le laser et le Dop2000. Dans le cas du laser, la durée nécessaire pour que l'écart-type cumulé

devienne indépendant du temps est de l'ordre de 180 s et elle est supérieure à celle relative à la moyenne cumulée. D'ailleurs cette tendance est caractéristique d'une variable aléatoire dont la distribution de la densité de probabilité peut être représentée par une loi Gaussienne. En revanche dans le cas du Dop2000, l'écart-type cumulé se stabilise pendant une durée égale ou inférieure à celle obtenue dans le calcul de la moyenne cumulée. Par exemple dans le cas du 100 Hz cette durée est de l'ordre de 100 s et largement inférieure à celle obtenue lors du calcul de la moyenne cumulée. Quant aux fréquences 42 et 24 Hz, la durée à partir de laquelle l'écart-type est indépendant du temps est équivalente à celle relative à la moyenne cumulée. Cela confirme l'existence de doute dans la mesure de la fluctuation de vitesse à l'aide du Dop2000.

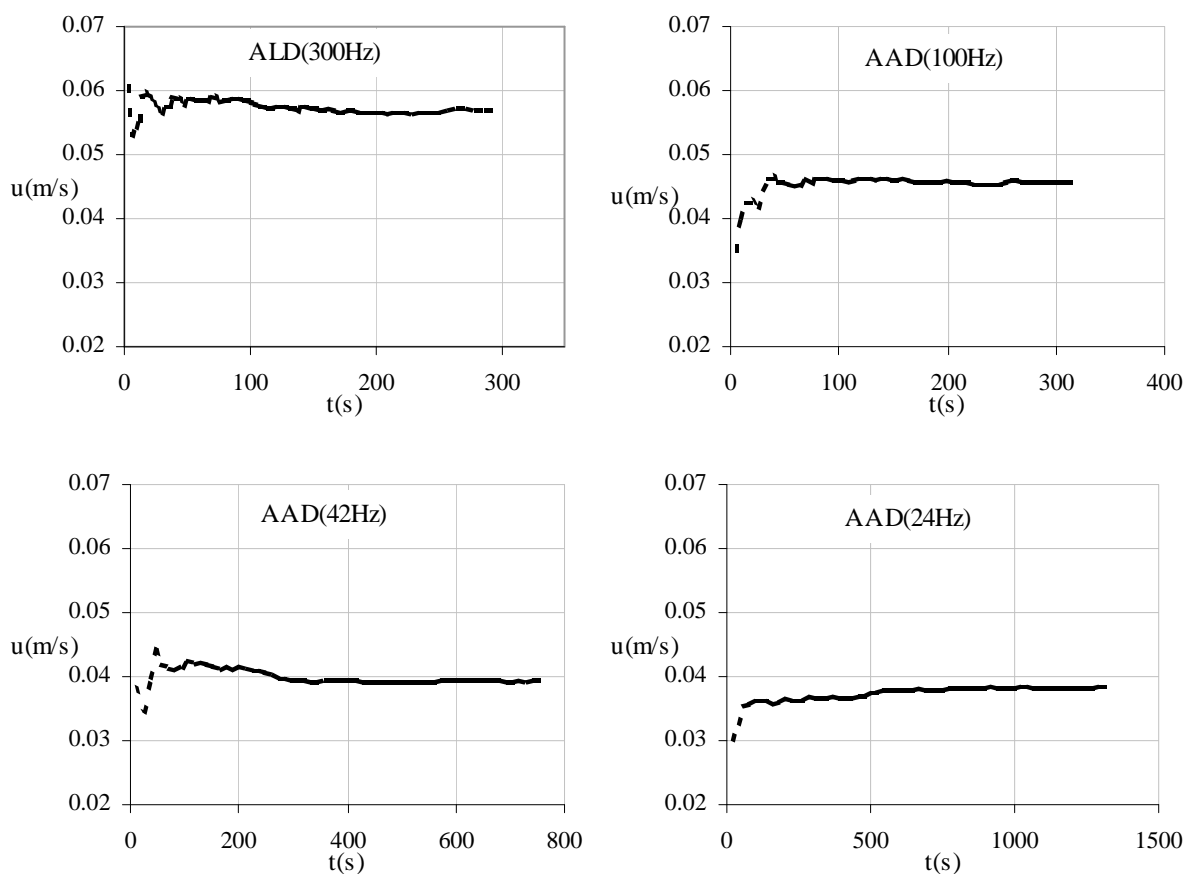


Figure 2.16 : Comparaison des écart-types cumulés de la vitesse longitudinale

Pour mesurer le profil vertical de la vitesse longitudinale, il existe deux techniques : la première consiste à déplacer la sonde, placée horizontalement, entre le fond et la surface libre. La seconde consiste à effectuer, en introduisant la sonde inclinée à travers la surface libre, deux acquisitions dans deux directions opposées en amont et en aval (Rolland 1995). Dans un premier temps nous avons réalisé trois profils en utilisant la première technique à $z_b=0.5$, 2 et 5cm où z_b représente la position de l'axe de la sonde par rapport au sommet des barrettes. Sur la figure 2.17, on compare les résultats obtenus avec ceux du laser. On constate qu'à $z_b=5$ cm, les mesures obtenues avec le Dop2000 sont identiques à celles obtenues avec le laser. En revanche près de la paroi du fond les mesures sont différentes surtout à $z_b=0.5$ cm.

A $z_b=0.5$ cm la sonde se trouve posée sur la surface de la barrette et par conséquent les volumes de mesure sont déformés et contiennent de la matière solide constituant la rugosité

du fond. Cela affecte considérablement le calcul de la fréquence Doppler en raison de la présence des ondes réfléchies fictives. Et vue les dimensions importantes des volumes de mesure, la fiabilité des mesures très proche de la paroi du fond devient très douteuse.

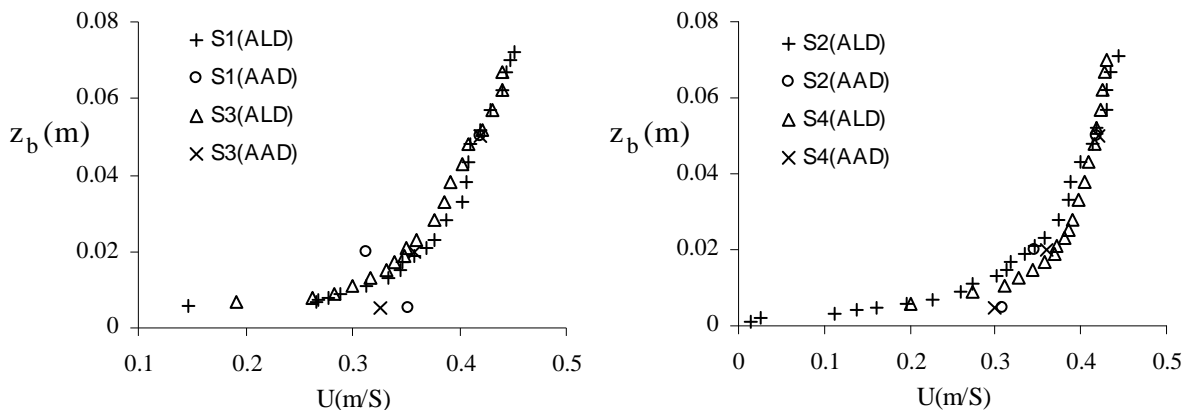


Figure 2.17 : Comparaison des vitesses longitudinales issues du Laser et Dop2000

Dans une deuxième expérience et pour minimiser l'effet de la paroi du fond et tenir compte du fort gradient de la vitesse dans le voisinage de la paroi, nous avons procédé à la deuxième technique. La sonde est donc introduite à travers la surface libre est placée inclinée par rapport à la verticale d'un angle $\alpha = 25^\circ$ (Figure 2.18-a). La distance d'exploration est ajustée d'une sorte que les positions de la vitesse nulle et de la saturation du module de l'écho soient cohérentes (Figure 2.18-b).

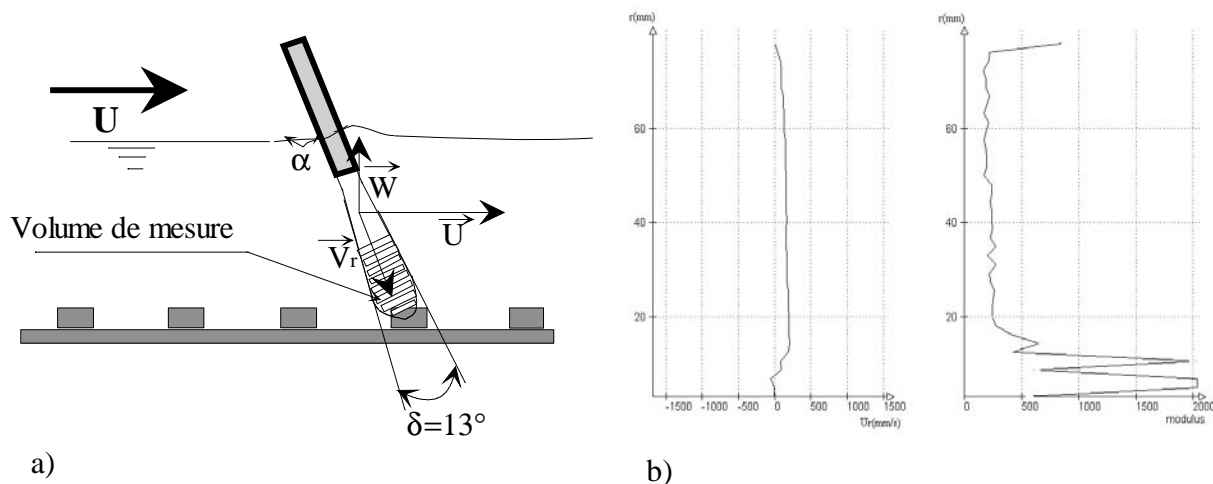


Figure 2.18 : Mesure du profil vertical de la vitesse longitudinale, a) Installation de la sonde, b) Profils filtrés de la vitesse radiale et du module de l'écho et.

Sur la figure 2.19, on compare les résultats du Dop2000, après avoir supprimé les points de mesure situés dans le champ proche (environ 2cm), avec ceux obtenus avec le laser. On constate qu'à l'exception des points situés au voisinage immédiat de la paroi du fond, les deux profils sont comparables. En revanche, très proche de la paroi, il n'est pas possible de mesurer la vitesse avec précision en raison de la présence de la paroi qui déforme les volumes de mesure et contribue à l'introduction des fréquences Doppler fictives. Néanmoins, avec

cette technique, les mesures sont améliorées dans la zone de paroi comparativement à celles obtenues en utilisant la première technique.

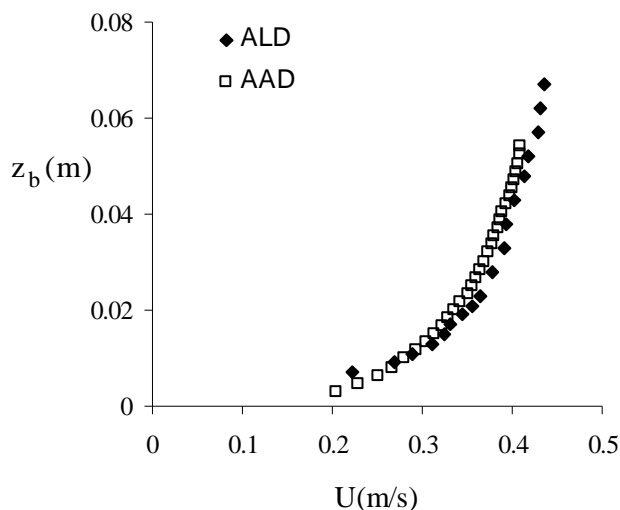


Figure 2.19 : Comparaison des profils verticaux de la vitesse moyenne longitudinale

Dans le cadre de notre étude, la précision des mesures de vitesse dans la zone située près de la paroi est nécessaire pour permettre de définir correctement les paramètres de paroi à savoir : la vitesse de frottement, la position de la paroi théorique et la rugosité équivalente. Bien que le Dop2000 soit un instrument performant et pratique dans le domaine des écoulements à surface libre particulièrement aux échelles du milieu naturel, son adoption pour la mesure de vitesse près de parois et de turbulence dans le cadre de notre étude a fait l'objet d'importantes réserves. C'est pour cette raison que nous avons décidé d'utiliser uniquement l'anémomètre laser Doppler pour la poursuite du travail expérimental.

2.6 Conclusion

Nous avons réalisé une étude comparative entre le Dop2000 et une chaîne ADL 1D pour la mesure de la turbulence en écoulement à surface libre. Dans sa configuration actuelle le Dop2000 est un instrument très facile à mettre en œuvre et très efficace pour la mesure de la vitesse moyenne. Par contre, pour la mesure des fluctuations de vitesse, l'utilisateur doit passer par le traitement des signaux écho bruts.

Chapitre 3

Écoulement sur fond de rugosité homogène

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons et interprétons les résultats de l'essai E0 réalisé sur un fond de rugosité homogène (Figure 2.2-a) ; l'étude sur fond de rugosité variable fait l'objet des chapitres 4 et 5.

L'essai E0 est centré sur l'analyse de la structure de l'écoulement au-dessus d'un élément constitutif de la rugosité (Figure 3.1). L'objectif est d'évaluer les variations du champ de vitesse moyenne et des contraintes de Reynolds suivant le long d'un élément de rugosité et les variations correspondantes des paramètres de paroi, vitesse de frottement, origine de la zone logarithmique, rugosité équivalente. Cette étude va permettre de déterminer les profils verticaux des grandeurs moyennées sur la longueur d'un élément de rugosité et de montrer que la section S2 au centre de la cavité est représentative de l'écoulement moyen, pleinement développé, au-dessus d'un élément de rugosité.

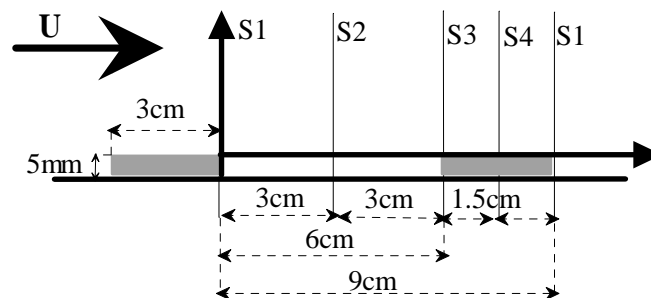


Figure 3.1 : Élément de rugosité et position des quatre sections de mesure

3.2 Structure de l'écoulement au-dessus d'un élément de rugosité

La zone d'expérience est située à 9.5 m de l'entrée du canal, dans une zone où l'écoulement est pleinement développé en moyenne, c'est-à-dire là où les profils de vitesse moyenne et des contraintes de Reynolds évoluent périodiquement suivant l'abscisse x , avec la longueur d'onde $\lambda=9\text{cm}$ égale à la longueur d'un élément de rugosité. Les mesures de vitesse ont été effectuées au centre du canal dans quatre sections verticales S_1, S_2, S_3, S_4 (Figure 3.1) : la section S_1 se situe au droit de l'extrémité aval d'une barrette, la section S_2 au milieu de l'espace entre deux barrettes, la section S_3 au droit de l'extrémité amont d'une barrette et la section S_4 est située au milieu d'une barrette.

Dans chacune des quatre sections S_1, S_2, S_3, S_4 nous avons mesuré les profils de la vitesse moyenne \overline{U} , de la contrainte turbulente de cisaillement $-\overline{uw}$ et de la composante longitudinale $\overline{u^2}$ du tenseur de Reynolds. Dans les sections S_2 et S_4 , les profils des

fluctuations verticales $\overline{w^2}$ ont également été mesurés. Les résultats des mesures sont représentés sur les figures 3.2 à 3.5. Sur ces figures, la coordonnée verticale, z , a son origine au sommet des rugosités.

L'ensemble de ces résultats montrent que la structure de l'écoulement est relativement homogène dans la direction de l'écoulement à une distance de la paroi $z > 0.025$ m. Les écarts les plus importants s'observent dans la zone de paroi $0 < z < 0.025$ m ou $0 < z/h < 0.3$.

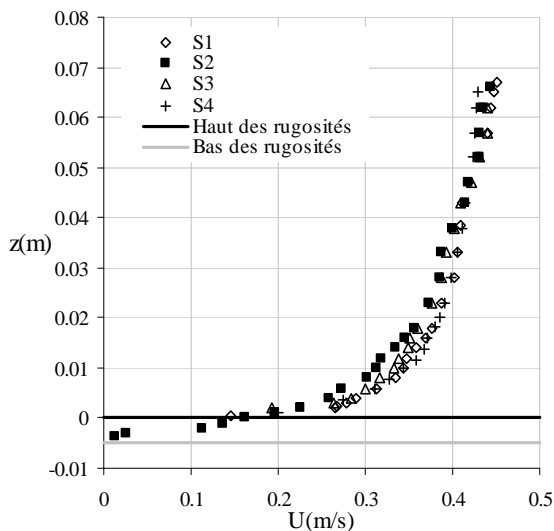


Figure 3.2 : Profils verticaux de la vitesse moyenne

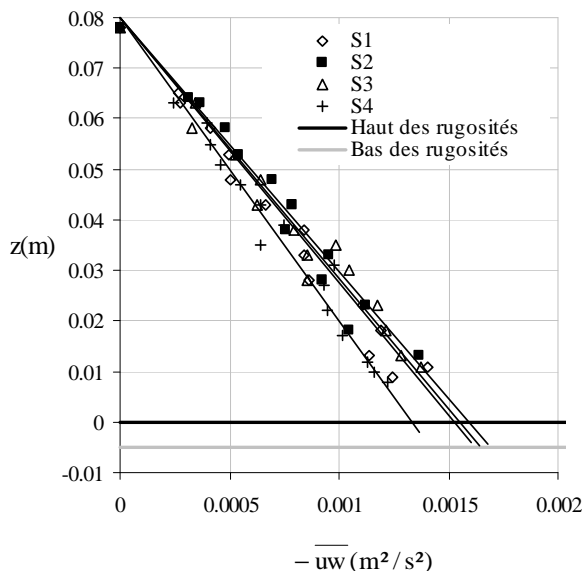


Figure 3.3 : Profils verticaux de la contrainte de cisaillement

Les profils verticaux de la contrainte de cisaillement, $-\overline{uw}$, figure 3.3, sont quasi linéaires suivant la verticale comme l'indiquent les droites d'interpolation linéaire reportées sur cette figure. Dans les sections, S1, S2, S3, la vitesse de frottement est approximativement

la même, estimée à une valeur d'environ 0.04 m/s par extrapolation linéaire jusqu'au sommet des barrettes. La même estimation donne une valeur de 0.037 m/s dans la section S4. Ces valeurs sont très proches de la vitesse de frottement $u^* = (ghI)^{0.5} \approx 0.0405$ m/s, déduite du bilan de quantité de mouvement, au centre du canal, en admettant que l'écoulement est 1D vertical.

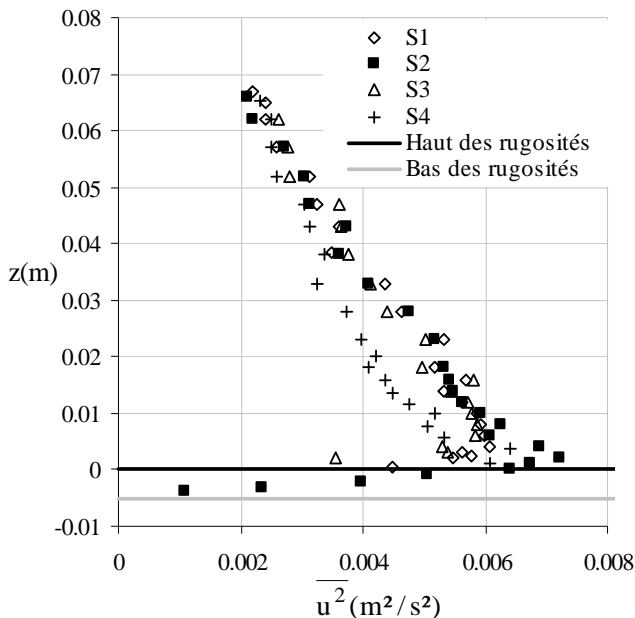


Figure 3.4 : Fluctuations longitudinales de vitesse

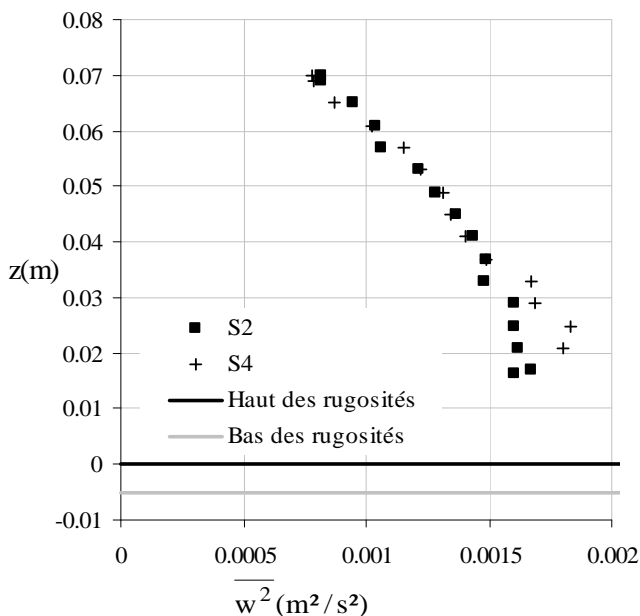


Figure 3.5 : Fluctuations verticales de vitesse

Ces estimations de la vitesse de frottement sont également confirmées par les valeurs des composantes longitudinale et normale du tenseur de Reynolds près de la paroi, (Figures

3.4 et 3.5). Avec $u^*=0.04$, les valeurs normalisées des deux composantes au sommet des barrettes sont respectivement $\overline{u^2}/u^{*2} \approx 4$ à 5 et $\overline{w^2}/u^{*2} \approx 1$.

Dans la section S2, nous avons effectué des mesures jusqu'au bas des rugosités : le maximum de la fluctuation de vitesse longitudinale se trouve légèrement au-dessus du sommet des rugosités. Cette position du maximum de fluctuation de vitesse correspond également à celles des autres profils. Il semble donc que les mécanismes de génération de la turbulence dans la zone de mélange dans la cavité de l'élément rugueux constituent le processus dominant.

Pour mieux caractériser la structure de l'écoulement, il est important d'interpréter ces résultats en termes de lois de paroi. Au préalable, il faut déterminer les paramètres caractéristiques des interactions dans la zone de paroi.

3.3 Détermination des paramètres de paroi

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, la formulation de la loi logarithmique de vitesse dans la zone de paroi exige la détermination de la vitesse de frottement, u^* , du décalage de l'origine z_0 et de la fonction de la rugosité $C(K_S^+)$. La connaissance de ces paramètres permet d'exprimer la vitesse dans la zone de paroi sous la forme (1.15) :

$$U^+ = U/u^* = \kappa^{-1} \ln(Z^+) + C(K_S^+), \quad Z^+ = u^*Z/\nu \quad \text{avec} \quad Z = z + z_0, \quad K_S^+ = u^*K_S/\nu \quad (3.1)$$

Où l'origine de z est située au sommet des barrettes.

Au-dessus d'une zone rugueuse, la loi logarithmique sous sa forme (3.1) ne permet pas de déterminer ces trois paramètres. L'analyse des profils expérimentaux de la vitesse U , par régression linéaire de la relation, $U \rightarrow \kappa^{-1}u^* \ln(z + z_0)$, détermine une plage de couples (u^*, z_0) vérifiant la pente de la loi logarithmique (3.1) ainsi que les valeurs correspondantes de C . À titre d'exemple, on donne le résultat de cette analyse pour les sections S1 et S2 où tous les couples des valeurs de u^*, z_0 , et les valeurs de C , reportées sur les figures 3.6, vérifient la pente de la loi logarithmique avec un coefficient de corrélation R^2 toujours supérieur à 0.99.

On observe l'importante plage de variation de la vitesse de frottement et de la fonction de la rugosité suivant les valeurs du décalage de l'origine de la loi logarithmique. Pour choisir le couple (u^*, z_0) adéquat nous extrapolons linéairement les profils de la contrainte de cisaillement $-\overline{uw}$ jusqu'à l'origine $z = -z_0$ de la loi logarithmique (Figure 3.3).

Sur la figure 3.7-a, les valeurs des couples, u^{*2}, z_0 , sont définies à l'intersection des droites (quasi verticales sur la figure) représentant l'extrapolation linéaire des profils de $-\overline{uw}$, avec les courbes correspondant aux valeurs de la vitesse de frottement et du décalage z_0

vérifiant la pente de la loi logarithmique. Les valeurs correspondantes de C sont pointées sur la figure 3.7-b.

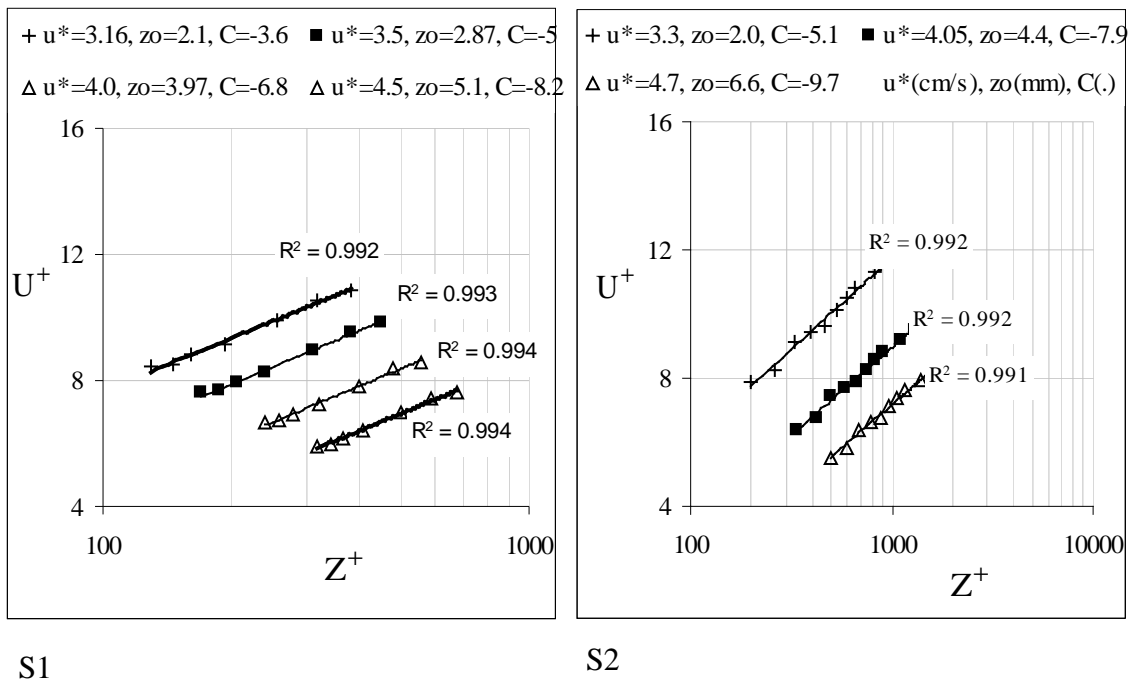
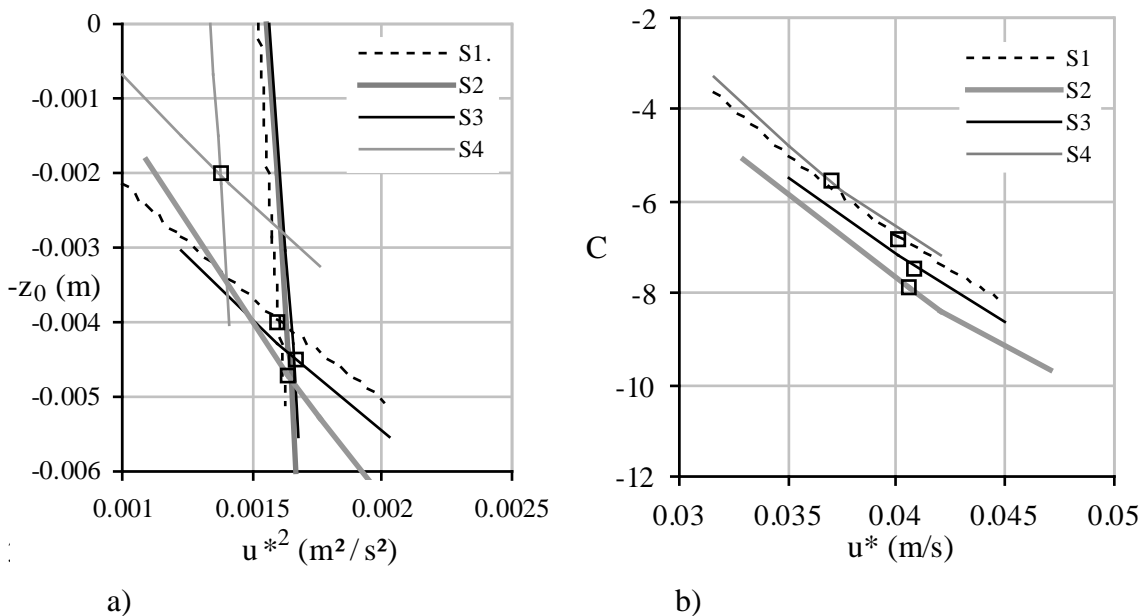


Figure 3.6 : Loi logarithmique pour différentes valeurs de u^* , z_0 et C dans les sections S1 et S2



Figures 3.7 : Détermination graphique de u^* , z_0 et C vérifiant la loi logarithmique et correspondant à l'extrapolation linéaire des profils de frottement turbulent.

Les valeurs de u^* , z_0 et C ainsi déterminées sont rassemblées dans le tableau 3.1 ci-dessous.

Tableau 3.1 : Valeurs des paramètres de paroi

	$u^*(\text{cm/s})$	$z_0(\text{mm})$	C	B_r	K_s^+	$K_s(\text{cm})$	$\langle U \rangle (\text{m/s})$
S1	4.00	3.97	-6.78	8.5	530	1.33	0.40
S2	4.05	4.40	-7.90	8.5	799	1.97	0.37
S3	4.10	4.50	-7.50	8.5	706	1.72	0.39
S4	3.70	2.00	-5.60	8.5	324	0.88	0.39

Dans les quatre sections, les valeurs de C déterminées correspondent à un régime pleinement rugueux et l'on peut calculer le nombre de rugosité par la relation (1.19) pour affecter à chaque profil de vitesse une rugosité équivalente en grains de sable :

$$K_s^+ = \exp[\kappa(B_r - C)] \quad \text{avec } B_r = 8.5 \quad (3.2)$$

On constate que la vitesse de frottement est quasiment la même dans les sections S1, S2 et S3, légèrement plus faible dans la section S4. Cela s'explique par le lissage logarithmique des points de mesure dans la zone de paroi où la pente de la courbe logarithmique doit être égale $1/\kappa$. Les valeurs de C et de la rugosité équivalente associée sont bien évidemment plus contrastées entre les quatre sections car le profil de vitesse est logarithmique dans la zone de paroi. Il se confirme ainsi que la rugosité équivalente caractérise aussi bien la géométrie de l'élément constitutif de rugosité que les propriétés de l'écoulement. Nous reviendrons sur cette question en analysant les caractéristiques de l'écoulement moyenné sur la longueur de l'élément de rugosité. Au préalable, examinons la structure de l'écoulement sous forme non dimensionnelle.

3.4 Lois de paroi pour la vitesse moyenne et les contraintes turbulentes

3.4.1. Loi logarithmique, loi déficitaire, loi de frottement

La figure 3.8 représente les profils de la vitesse normalisée par la vitesse de frottement en fonction de la variable interne de paroi Z^+ . Les droites correspondent à la loi logarithmique (3.1) avec les valeurs de C données pour chaque section dans le tableau 3.1.

Dans les quatre sections, la limite inférieure de la zone de validité de la loi logarithmique se situe à $Z^+ \approx 200$ à 300, sa limite supérieure se situant à $Z^+ \approx 600$ à 1100.

Par la suite on note ξ la variable externe, définie pour exprimer la loi logarithmique, par :

$$\xi = (z + z_0)/(h + z_0) \quad (3.3)$$

Où h est le tirant d'eau au-dessus du sommet des barrettes.

Sur la figure 3.8, notons que le domaine de validité de la loi logarithmique correspond à l'intervalle, $0.075 \leq \xi \leq 0.2$.

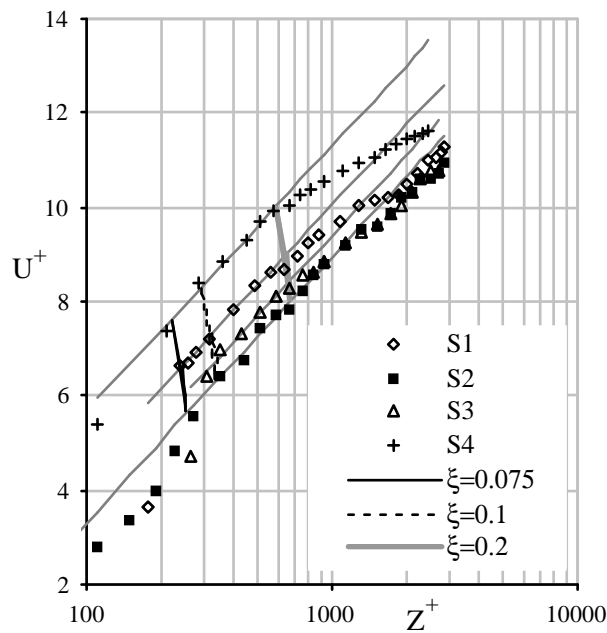


Figure 3.8 : Profils de vitesse et loi logarithmique

Sur les figures 3.9-a et b, nous représentons les profils de vitesse en formulation déficitaire (1.24). Les courbes en traits continus ou discontinus correspondent à la loi déficitaire exprimée avec la fonction de sillage $w(\xi)$ de Coles (1.26) soit :

$$U_{\max}^+ - U^+ = -\kappa^{-1} \text{Ln}(\xi) + \frac{2\Pi}{\kappa} \cos^2\left(\frac{\pi\xi}{2}\right) \quad (3.4)$$

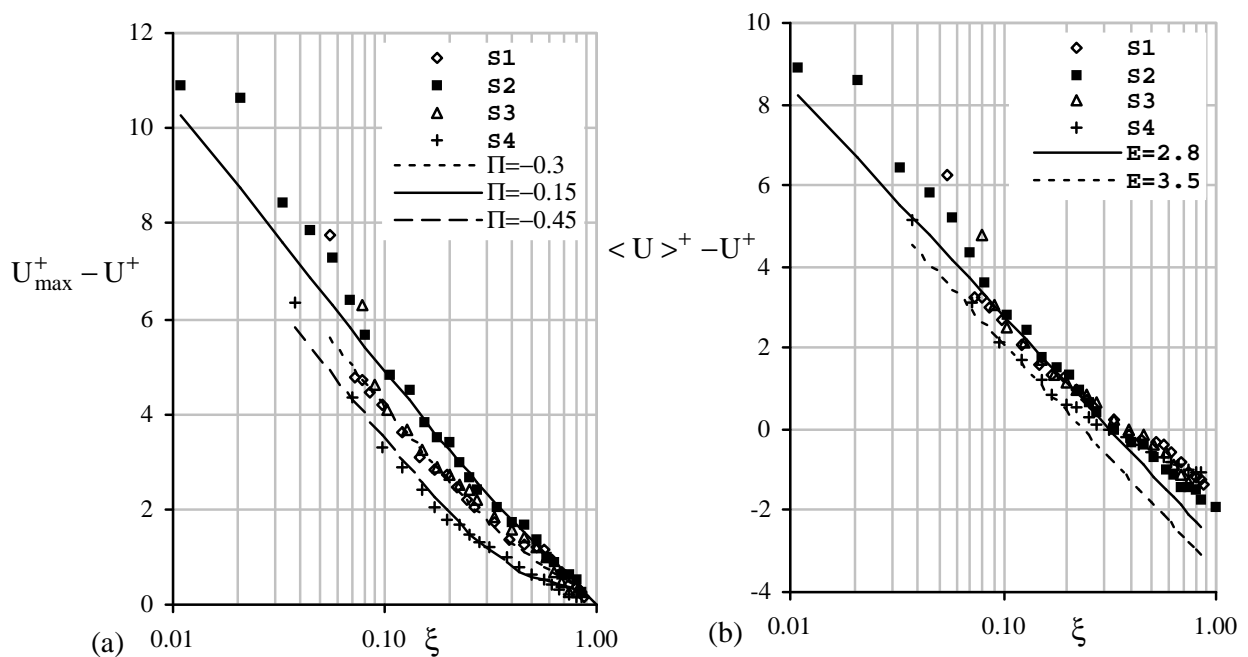


Figure 3.9 : Loi déficitaire de vitesse

On constate que le paramètre de Coles, Π , dont les valeurs sont données dans le tableau 3.2, est toujours négatif. Kironoto (1992) a obtenu des valeurs négatives du paramètre de Coles pour des nombres de rugosité élevés. En fait, on peut également attribuer cette diminution de la vitesse sous la surface libre aux plus fortes valeurs des fluctuations turbulentes observées dans nos expériences, notamment dans la zone influencée par les déformations de la surface libre, comme nous le verrons dans la suite de l'exposé.

Sur la figure 3.9-(b), le déficit de vitesse est exprimé par rapport à la vitesse débitante dans chaque section, (tableau 3.1), et dans la zone logarithmique il est donné par :

$$\langle U^+ \rangle - U^+ = -\kappa^{-1} \text{Ln}(\xi) - E \quad (3.5)$$

Compte tenu de la relation (1.27) entre la vitesse maximale et la vitesse débitante, le paramètre E s'exprime en fonction du paramètre de Coles :

$$E = \kappa^{-1}(1 - \Pi) \quad (3.6)$$

Les valeurs de E sont reportées dans le tableau 3.2. Des équations (3.1) et (3.5) on déduit la loi logarithmique de frottement sous la forme :

$$\sqrt{\frac{2}{c_f}} = \frac{1}{\kappa} \text{Ln}(R_e \sqrt{\frac{c_f}{2}}) + C - E, \text{ où, } c_f = 2 \frac{\tau_b}{\rho \langle U \rangle^2} \text{ et } R_e = \frac{\langle U \rangle h}{\nu} \quad (3.7)$$

Les valeurs du coefficient expérimental, $c_{f \text{ exp}} = 2(u^* / \langle U \rangle)^2$ et du coefficient théorique, $c_{f \text{ th}}$, calculé par (3.7) avec $E=2.8$, sont reportées dans le tableau suivant .:

Tableau 3.2 : Paramètres des lois déficitaires et coefficient de frottement

Section	S1	S2	S3	S4
Π	-0.30	-0.15	-0.30	-0.45
E	3.17	2.80	3.17	3.54
$c_{f \text{ exp}}$	0.02	0.024	0.0221	0.018
$c_{f \text{ th}}$	0.0195	0.0237	0.0221	0.023

On constate que l'écart entre valeurs expérimentales et calculées n'excède pas 3% dans les sections S1, S2, S3 et est inférieur à 10% dans la section S4. En fait, pour de grandes valeurs de la rugosité c'est la fonction de la rugosité C qui contrôle le coefficient de frottement.

3.4.2. Lois de similitude des contraintes de Reynolds

Les profils du frottement turbulent tracés sous forme non dimensionnelle sur la figure 3.10 confirmant que l'écoulement est peu influencé par les écoulements secondaires au centre du canal.

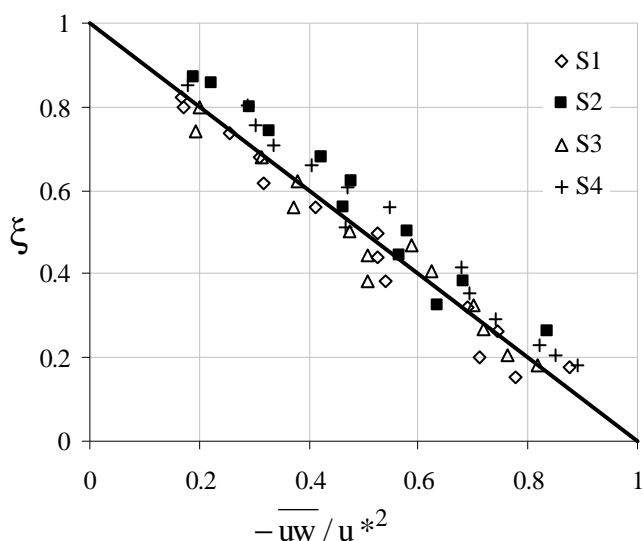


Figure 3.10 : Contrainte turbulente de cisaillement normalisée

Compte tenu du rapport de forme du canal, il est normal que les écoulements secondaires, générés par le contraste de rugosité entre le fond et la paroi latérale, soient de faible intensité au centre du canal. Cela est déjà confirmé lors de la comparaison entre les vitesses de frottement calculées à partir de l'extrapolation des profils du frottement turbulent et celle déduite du bilan de quantité de mouvement.

Les figures 3.11, 3.12 et 3.13 présentent des profils des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale, sous forme non dimensionnelle. Pour comparer les intensités turbulentes entre les quatre sections, nous avons utilisé la variable externe avec son origine au sommet des barrettes, soit $\xi' = z/h$. La figure 3.11 montre que les profils des fluctuations longitudinales, normées par la vitesse de frottement, se regroupent bien sur tout le tirant d'eau à partir de $\xi' \geq 0.1$ où les écarts n'excèdent pas 10%. L'effet des interactions dynamiques à l'intérieur de la cavité, désignée parfois comme sous couche rugueuse, n'est visible que dans une zone $\xi' < 0.05$.

Sur la figure 3.11, la courbe en traits discontinus représente la courbe de lissage exponentiel (1.31) proposée par Nezu et Nakagawa (1993), soit $\overline{u'^2} / u_*'^2 = [2.3 \exp(-\xi')]^2$. Ce lissage recouvre des résultats expérimentaux en régime d'écoulement lisse et, près de la paroi, on observe que dans nos expériences, les intensités turbulentes sont plus faibles dans la zone de paroi, ce qui est un résultat attendu en régime pleinement rugueux.

Par contre, dans la partie supérieure du tirant d'eau, $\xi' > 0.5$, les fluctuations turbulentes deviennent plus importantes.

C'est ce que confirme la figure 3.12 où l'on compare nos résultats aux expériences de Kironoto (1992) (KIR 1, 2, 3 et 4) et Nezu et Nakagawa (1993) (Nezu 1 et 2).

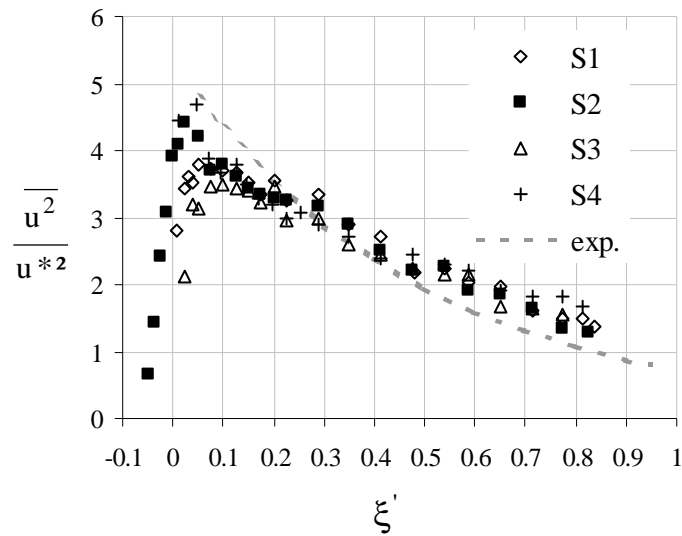


Figure 3.11 : Fluctuations longitudinales normalisées en variables externes

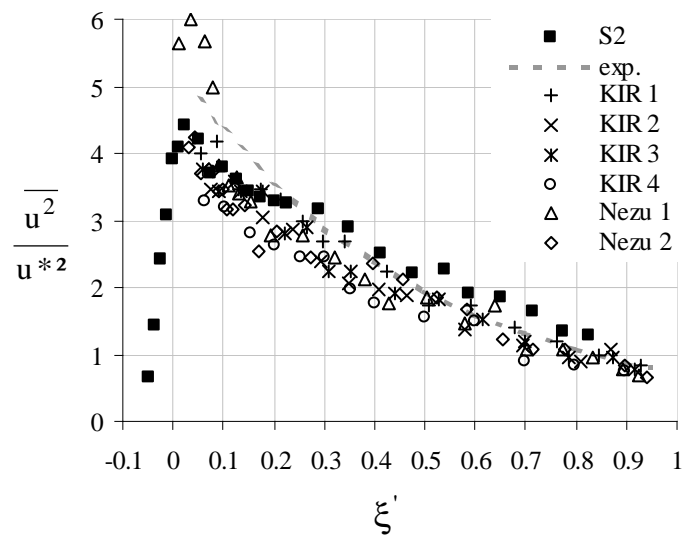


Figure 3.12 : Comparaison aux résultats de Kironoto (1992) et Nezu et Nakagawa (1993)

En fait, il semble se confirmer que le type de rugosité modèle que nous avons adopté a un caractère de macro rugosité dans la mesure où il produit des intensités de fluctuation élevées dans la zone supérieure de l'écoulement, fluctuations qui sont certainement liées aux déformations de la surface.

Cette explication est confirmée par les profils des fluctuations verticales, figure 3.13, où l'on observe une augmentation relativement plus importante comparativement aux mêmes expériences. Nous reviendrons sur l'interprétation de ces essais dans le chapitre 4 en analysant l'ensemble des résultats sous l'angle de la modélisation.

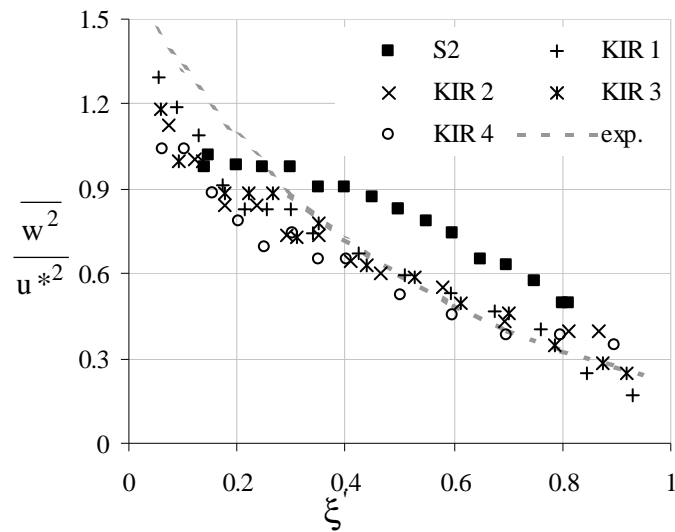


Figure 3.13 : Comparaison aux résultats de Kironoto (1992) et Nezu et Nakagawa (1993)
Contrainte turbulente verticale

3.5 Écoulement moyenné le long d'un élément de rugosité

Compte tenu des différences entre les valeurs des paramètres de paroi dans les quatre sections, on est amené à définir un écoulement moyen le long d'un élément de rugosité.

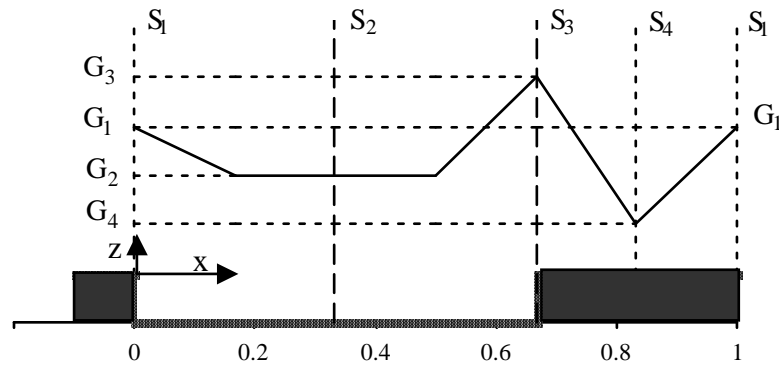


Figure 3.14 : Schéma de discrétisation utilisé pour le calcul de la vitesse moyennée sur une longueur d'élément de rugosité

Soit $G(x, y, z)$ le champ local moyen d'une grandeur; on lui associe sa valeur moyenne $\overline{G}(y, z)$ définie par intégration suivant x le long d'un élément de rugosité (Figure 3.14) dans une zone d'écoulement pleinement développé, soit :

$$\overline{G}(y, z) = \frac{1}{\lambda} \int_0^{\lambda} G(x, y, z) dx \quad (3.8)$$

Pour calculer la valeur moyenne le long d'un élément de rugosité nous disposons des mesures dans les quatre sections S1, S2, S3 et S4. Nous calculons la moyenne définie par (3.8) en adoptant le schéma d'interpolation linéaire défini sur la figure 3.14. Ce schéma privilégie volontairement la zone centrale de la cavité que la section S2 caractérise le mieux.

On a ainsi déterminé les moyennes spatiales le long de l'élément de rugosité, du champ de vitesse longitudinale, de la contrainte de cisaillement et des fluctuations longitudinales. Ces essais sont regroupés sous la notation d'essai "Smean".

On a déterminé la vitesse de frottement, le décalage de l'origine de la loi logarithmique et la fonction de la rugosité C : ces valeurs sont très proches des valeurs déterminées dans la section S2 comme indiqué dans le tableau 3.3.

Tableau 3.3 : Paramètres de paroi de la section S2 et de la section Smean.

	$u^*(\text{cm/s})$	$z_0(\text{mm})$	C	B_r	K_s^+	$K_s(\text{cm})$	$\langle U \rangle (\text{m/s})$
S2	4.05	4.4	-7.9	8.5	799	1.97	0.37
Smean	4.05	5.0	-7.7	8.5	767	1.89	0.38

Sur les figures 3.15 et 3.16, les profils normalisés de vitesse, de contrainte de cisaillement et de fluctuations longitudinales montrent que la structure de l'écoulement dans la section S2 est très proche de la structure de l'écoulement moyenné le long d'un élément de rugosité.

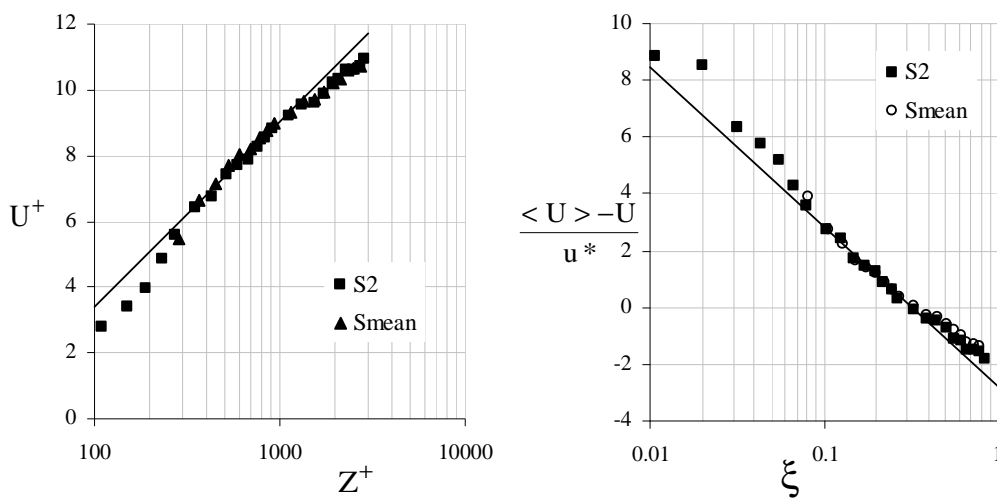


Figure 3.15 : Champ de vitesse : loi de paroi et loi déficitaire

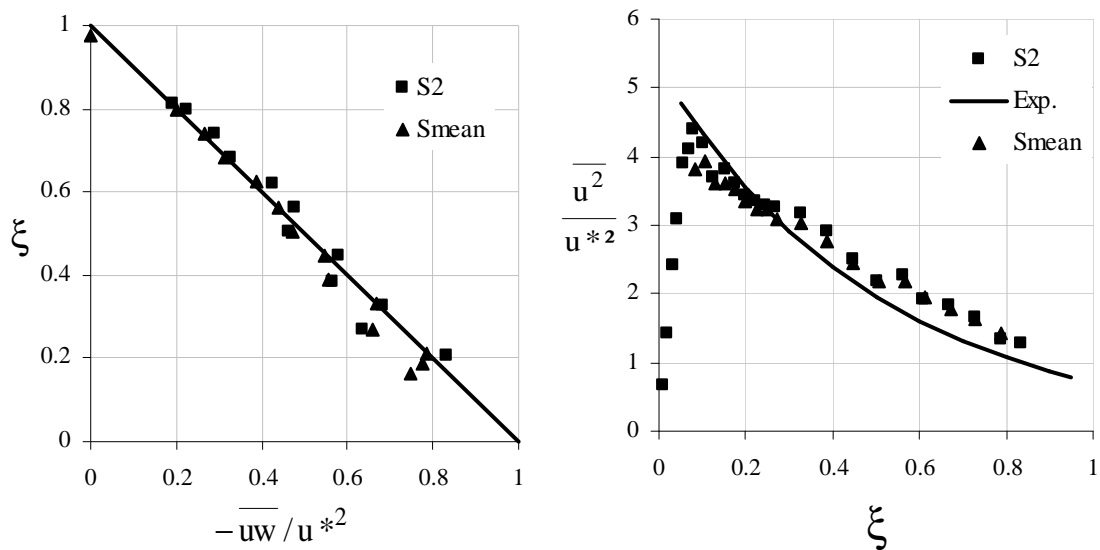


Figure 3.16 : Contrainte de cisaillement et fluctuations longitudinales

3.6 Conclusion

Ces premières expériences dans le canal avec un fond de rugosité homogène ont permis de caractériser les propriétés marquantes de l'écoulement associé à la rugosité modèle choisie et de préciser la méthodologie de paramétrisation des lois de paroi. L'optimisation de la pente de la loi logarithmique et l'extrapolation des profils verticaux de la contrainte turbulente de cisaillement semblent donner des résultats cohérents quand on représente la structure de l'écoulement sous forme non dimensionnelle. Cette représentation des résultats a montré que les profils de vitesse moyenne et des contraintes de Reynolds, déterminés dans la section S2, au milieu de la cavité, étaient très proches, dans la zone d'écoulement pleinement développé, des profils correspondants obtenus par moyenne le long d'un élément de rugosité. En conséquence, toutes les autres expériences présentées par la suite ont été réalisées au centre de la cavité de l'élément de rugosité. L'analyse des résultats a également souligné quelques aspects spécifiques de la turbulence liés à la géométrie de la rugosité utilisée : si, dans la zone de paroi, les intensités turbulentes correspondent aux niveaux attendus, par contre hors de la zone de paroi les intensités sont plus élevées. C'est particulièrement le cas des fluctuations turbulentes verticales ce qui semble indiquer des interactions associées aux déformations de la surface libre.

Chapitre 4

Structure et modélisation de l'écoulement sur un fond de rugosité inhomogène

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons puis interprétons via la modélisation une première série d'expériences réalisées dans le cadre de l'essai EI dont les principales caractéristiques ont été définies au chapitre 2.

Dans cette expérience, le fond du canal est de rugosité inhomogène puisque les éléments de rugosité ne sont collés que sur la zone centrale du canal sur une largeur de 18 cm, figure 4.1 ci-dessous, c'est-à-dire sur environ un tiers de la largeur du canal et les paramètres caractéristiques de l'écoulement étudié sont rappelés dans le tableau 4.1.

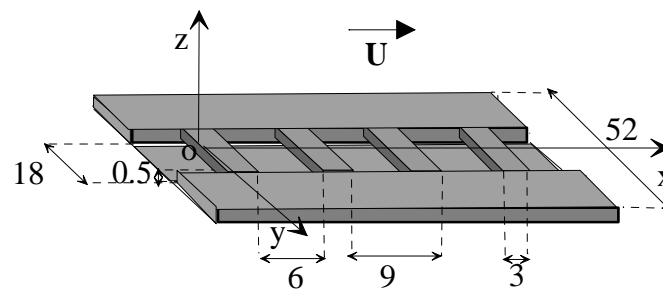


Figure 4.1 : Disposition des rugosités dans l'essai EI (Dimensions en cm)

Tableau 4.1 : Paramètres caractéristiques de l'essai EI

	h(m)	I	Q(m ³ /s)	R _h (m)	B/h	F _r	R _e
Essai EI	0.078	0.0021	0.0229	0.06	6.7	0.65	1.36×10 ⁵

On a réalisé une série de mesures suivant cinq verticales réparties latéralement à $y=0$, 4.5, 9, 13.2, 17.5 cm (Figure 4.2) afin de déterminer les profils verticaux de la composante longitudinale de la vitesse moyenne U , de sa composante verticale W et des composantes du tenseur de Reynolds, $-\overline{uw}$, $\overline{u^2}$ et $\overline{w^2}$. Rappelons que la section $y=9$ se situe au droit du changement de rugosité.

Après avoir présenté les résultats expérimentaux, nous déterminons les paramètres de paroi dans les cinq sections. Pour interpréter l'évolution des fluctuations longitudinales et verticales nous avons développé deux solutions asymptotiques d'un modèle algébrique du tenseur de Reynolds, l'une dans la zone de paroi, l'autre, près de la surface libre.

L'application de ces solutions aux résultats expérimentaux permet notamment de souligner l'effet des écoulements secondaires sur la turbulence dans la zone de paroi et d'analyser les effets de la surface libre sur l'anisotropie de la turbulence.

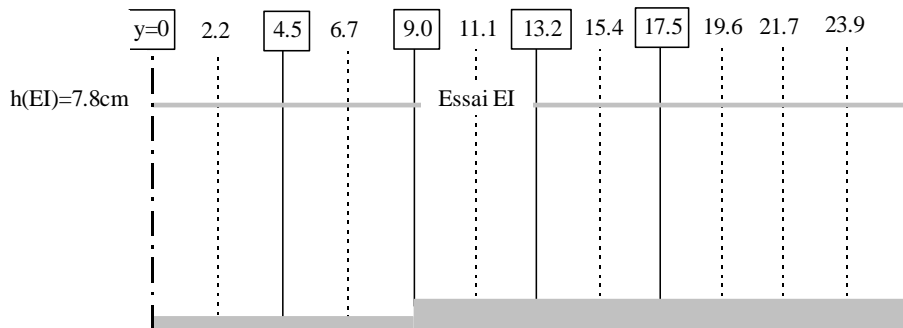


Figure 4.2 : Demi-section du canal et position des sections de mesure dans l'essai EI

4.2 Résultats expérimentaux

4.2.1. Champs de vitesse moyenne et des contraintes de Reynolds

Les figures 4.3, 4.4, et 4.5, présentent les profils de la vitesse moyenne \overline{U} , de la contrainte de cisaillement turbulent $-\overline{uw}$ et des composantes longitudinale et verticale $\overline{u^2}$ et $\overline{w^2}$ du tenseur de Reynolds. Sur ces figures, l'ordonnée verticale, z , a son origine au sommet des barrettes.

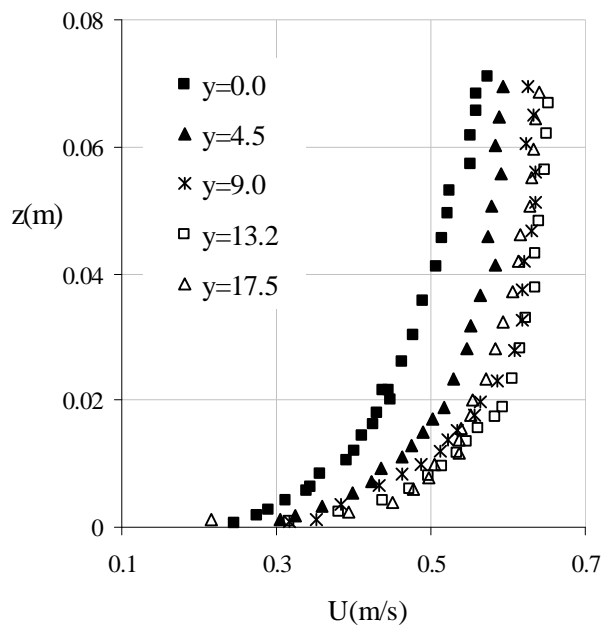


Figure 4.3 : Vitesse moyenne

Ces résultats mettent bien en évidence l'évolution transversale de la structure de l'écoulement. Au-dessus de la zone rugueuse, la vitesse U augmente du centre du canal vers la plaque lisse jusqu'à la section $y=9$ où se situe le changement brusque de rugosité. En revanche, au-dessus de la zone lisse, (sections $y=13.2$ et 17.5), l'évolution de la vitesse U est faible. L'enfoncement significatif du maximum de vitesse à $0.25h$ au-dessus de la surface libre dans la section $y=9$ est certainement la conséquence de la présence d'écoulements secondaires.

Cette évolution de la vitesse moyenne est en accord avec l'évolution transversale des profils de la contrainte turbulente de cisaillement, $-\overline{uw}$, représentés sur les figures 4.4. En s'appuyant sur les extrapolations linéaires (représentées par les droites en traits pleins) on peut estimer que le frottement à la paroi du fond est environ trois fois plus grand au centre du canal qu'au-dessus de la zone lisse, avec un changement brusque entre les sections $y=9$ et $y=13.2$.

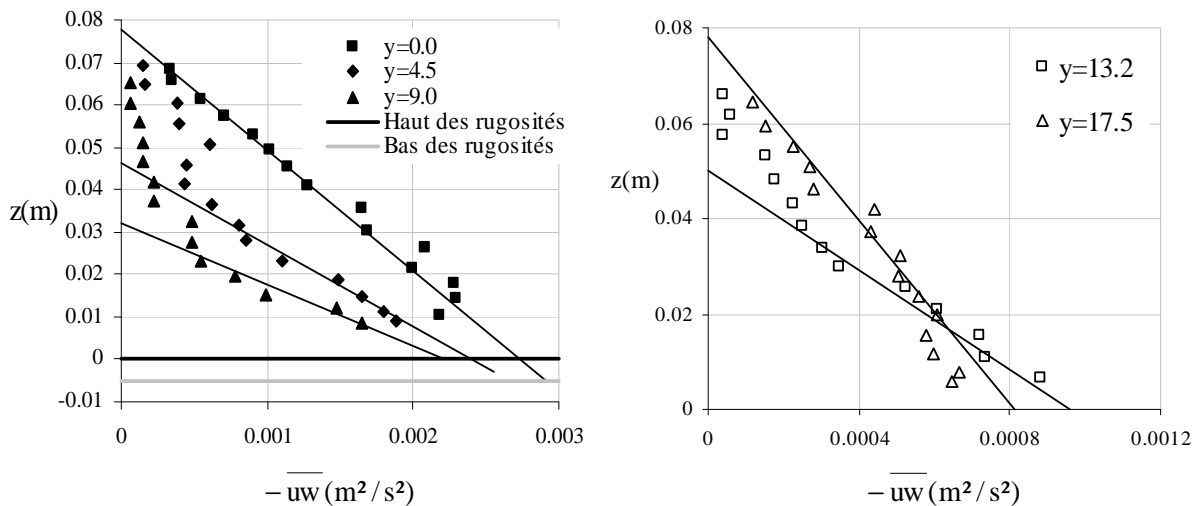


Figure 4.4 : Contrainte turbulente de cisaillement

Observons également que l'évolution non linéaire suivant la verticale des profils de $-\overline{uw}$ notamment dans les sections $y=4.5$, 9 , 13.2 est la signature la plus significative de la présence des écoulements secondaires qui sont forcément liés au changement brusque du frottement pariétal. La forme quasi-linéaire du frottement turbulent dans l'axe du canal ne signifie pas que l'écoulement est 1D vertical comme dans le cas de l'essai E0 (Figure 3.3). Car la vitesse de frottement déduite à partir de l'extrapolation du profil de frottement turbulent est différente de celle calculée à partir du bilan de quantité de mouvement.

L'évolution transversale de la vitesse longitudinale et de la contrainte de cisaillement est également en accord avec les profils des composantes longitudinale et verticale du tenseur de Reynolds (Figure 4.5). Notamment, les rapports $\overline{u^2}/(-\overline{uw})$ et $\overline{w^2}/(-\overline{uw})$ ont respectivement des valeurs comprises entre 4 et 5 et proches de 1 au sommet des rugosités. Ces valeurs sont équivalentes à celles obtenues dans le cas de l'essai E0 (Figures 3.4 et 3.5). Dans le voisinage de la paroi du fond, les valeurs des contraintes turbulentes longitudinale et verticale sont environ deux fois plus grandes que celles mesurées dans le cadre de l'essai E0. Cela est dû à

la différence dans la répartition du frottement sur la paroi du fond en lien avec l'organisation des écoulements secondaires.

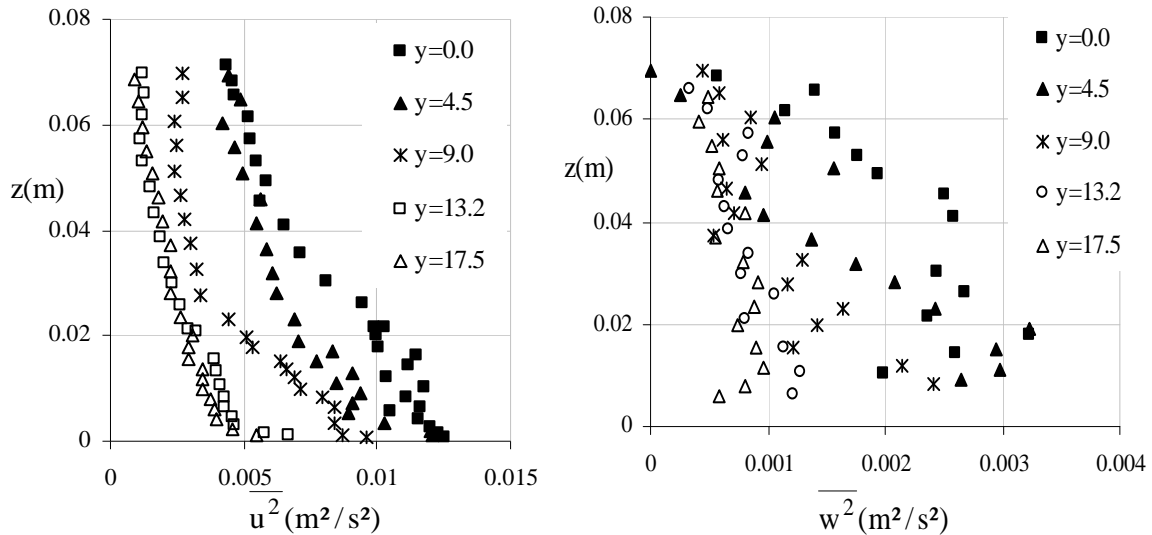


Figure 4.5 : Fluctuations de la vitesse longitudinale et verticale

4.2.2. Organisation des écoulements secondaires

On peut tenter d'esquisser un schéma de l'organisation des écoulements secondaires en s'appuyant notamment sur l'évolution des profils de la contrainte de cisaillement (Figure 4.4), les mesures de la composante verticale de la vitesse moyenne W , (figure 4.6-a), et le profil transversal de la position de la vitesse maximale longitudinale (Figure 4.6-c).

La présence des écoulements secondaires indiqués par les profils de la contrainte de cisaillement est confirmée par les mesures de la composante verticale de la vitesse moyenne (Figure 4.6-a).

Au centre du canal, ($y=0$), la composante transversale de la vitesse moyenne est nulle et la vitesse de l'écoulement secondaire se réduit à la composante verticale de la vitesse moyenne. De ce fait, et selon la figure 4.6-a, on distingue deux cellules d'écoulements secondaires dans l'axe du canal : une cellule de fond orientée vers la paroi du fond et une cellule de surface orientée vers la surface libre, les deux cellules se rencontrent à $z \approx 0.04$ m. La position du maximum de la vitesse moyenne au niveau de la surface libre (figure 4.6-c) confirme le sens de rotation de la cellule de surface. Par ailleurs, le changement de signe de W fait que le profil de frottement turbulent est quasiment linéaire.

Dans la section $y=4.5$, sur une grande partie du tirant d'eau, le profil du frottement turbulent se situe au-dessous de la courbe linéaire et les valeurs de la composante verticale sont négatives, cela montre que l'écoulement secondaire est orienté vers la paroi du fond. Dans le voisinage de la surface libre, les valeurs de la vitesse verticale sont très faibles et la distribution du frottement turbulent est proche de la distribution linéaire ce qui justifie tout à fait le positionnement du maximum de la vitesse longitudinale au niveau de la surface libre.

Dans la section $y = 9$, les écoulements secondaires sont très importants et le profil du frottement turbulent, situé au-dessous de la courbe linéaire, est fortement distordu. Le positionnement du maximum de la vitesse longitudinale au-dessous de la surface libre est la signature de la présence d'un écoulement descendant et c'est ce que confirme le profil de la vitesse verticale.

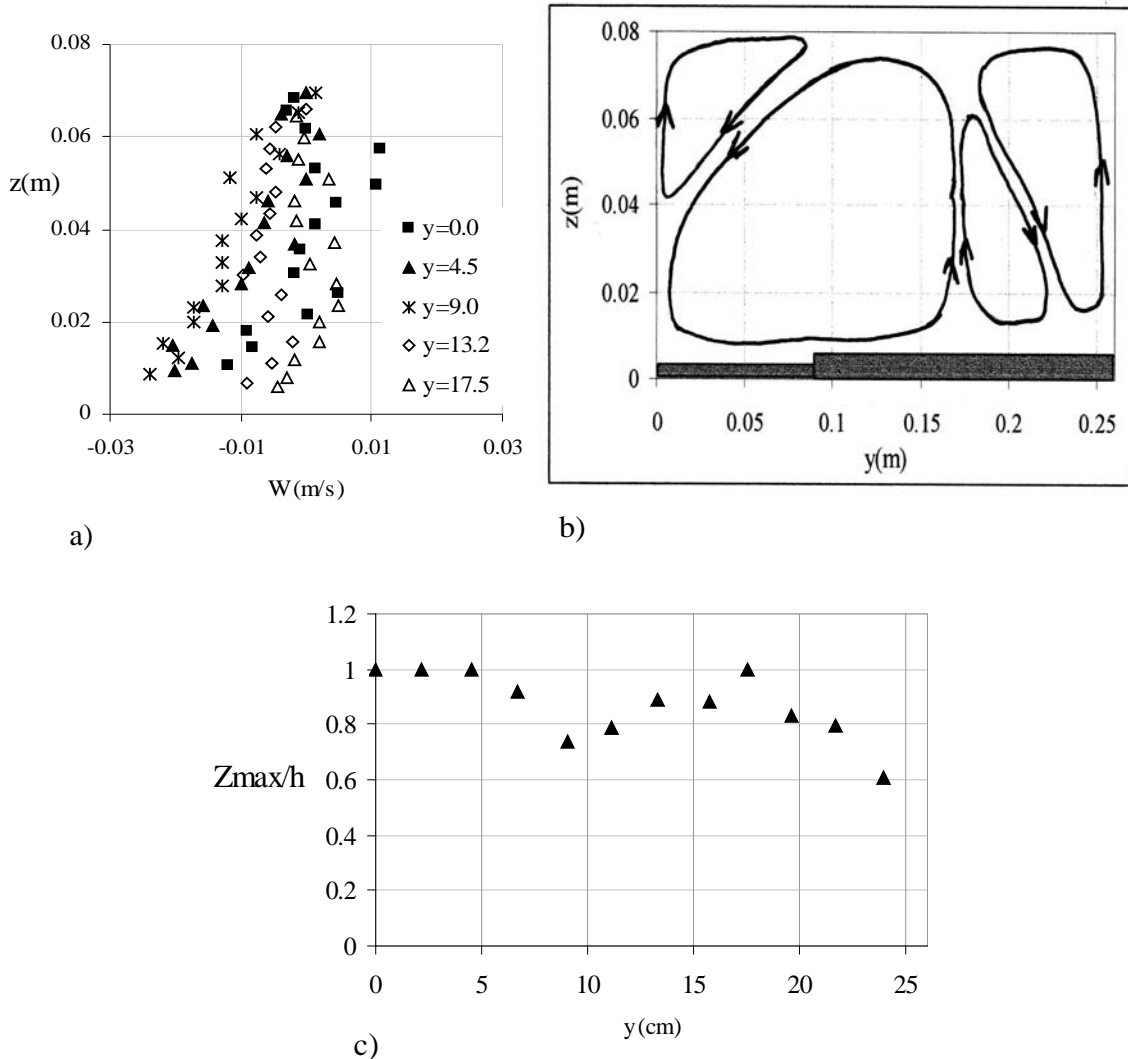


Figure 4.6 : a) Profils verticaux de la composante verticale de la vitesse moyenne, b) Organisation des écoulements secondaires, c) Evolution transversale de la position de la vitesse maximale.

Dans la section $y=13.5$, l'emplacement de la vitesse longitudinale maximale se rapproche de la surface libre et la distribution du frottement turbulent se rapproche de la distribution linéaire mais elle reste au-dessous. Ces constats sont en accord avec les valeurs de la vitesse verticale montrant un écoulement secondaire orienté vers la paroi du fond mais faible. Au milieu de la plaque lisse, $y=17.5$, la distribution du frottement turbulent est quasiment linéaire, la vitesse longitudinale maximale se situe au niveau de la surface libre et les valeurs de la vitesse verticale sont faibles le long du tirant d'eau, ces caractéristiques

indiquent que la structure de l'écoulement peut être considérée 1D vertical à $y=17.5$. Par conséquent, les écoulements secondaires de coin ne devraient pas être influencés par le contraste de rugosité. Enfin, et en dépit du manque de données relatives à la composante transversale de la vitesse moyenne, on propose la structure approximative des écoulements secondaires représentée sur la figure 4.6-b.

4.3 Lois de paroi

Pour représenter sous forme non dimensionnelle les profils de vitesse moyenne et des contraintes de Reynolds, nous devons au préalable déterminer les paramètres de paroi, u^* , C et z_0 dans chacune des cinq sections de mesure.

4.3.1. Détermination des paramètres de paroi

Nous adoptons la méthodologie mise en œuvre au chapitre précédent, dans le cas du fond de rugosité homogène. Sur la figure 4.7-a, les couples (u^*, z_0) sont déterminés, dans chaque section, comme intersection des droites, (presque verticales), d'extrapolation linéaire du cisaillement turbulent avec les courbes représentant les valeurs qui vérifient la pente de la loi logarithmique. Les droites d'extrapolation linéaire du frottement turbulent sont également tracées sur la figure 4.4. Dans les sections $y=0$ et $y=17.5$, l'extrapolation linéaire est réalisée sur tout le tirant d'eau. Par contre dans les sections $y=4.5, 9, 13.2$, l'extrapolation ne prend en compte que les points proches de la paroi, dans une zone $z/h < 0.4$ à 0.5 .

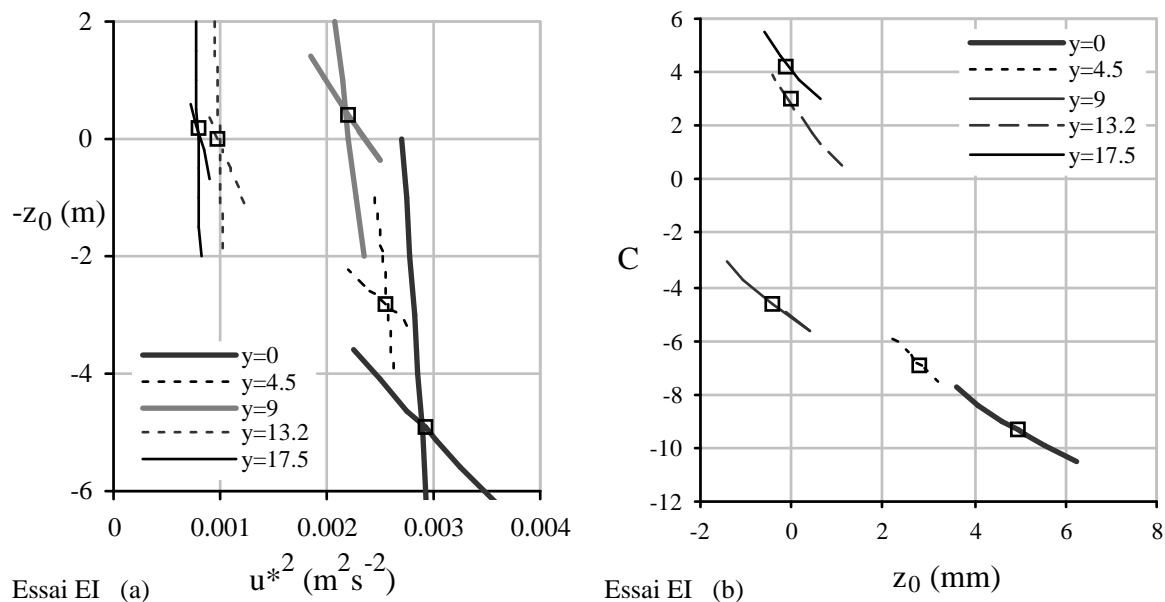


Figure 4.7 : Détermination des couples (u^*, z_0) et des valeurs correspondantes de C obtenues par la loi logarithmique et l'extrapolation linéaire de la contrainte turbulente de cisaillement.

On observe sur la figure 4.7-a, que les valeurs de z_0 sont très petites, et nous avons considéré que l'origine de la loi logarithmique était située au sommet des barrettes au-dessus

de la zone lisse, y compris dans la section y=9. Sur la figure 4.7-b, les valeurs correspondantes de C sont indiquées et l'ensemble des paramètres de paroi est reporté dans le tableau 4.2 ci-dessous.

Figurent également dans le tableau les valeurs des paramètres de paroi déterminés dans le cas de l'écoulement E0, sur fond de rugosité homogène (Chapitre 3).

Tableau 4.2 : Paramètres de paroi

Essai	y(cm)	u*(cm/s)	z ₀ (mm)	C	α
EI	0.0	5.40	5.0	-9.3	1.0
	4.5	5.05	2.8	-6.9	1.7
	9.0	4.70	0.0	-4.7	2.4
	13.2	3.10	0.0	3.0	1.6
	17.5	2.85	0.0	4.2	1.0
E0	0.0	4.05	4.4	-7.9	1.0

Le frottement s'exerçant sur le fond du canal, τ_b , s'exprime par $\tau_b = \rho u_*^2$. Sa valeur moyenne sur le périmètre mouillé est donnée par $\langle \tau_b \rangle = \rho g I R_h$, où $R_h = Bh / (B + 2h)$ est le rayon hydraulique. Sur la figure 4.8-a, on a représenté la variation latérale de τ_b , normé par le frottement moyen $\langle \tau_b \rangle$ en fonction de $\zeta = 2y/B$ (coordonnée y normée par la demi largeur). La figure 4.8-b présente également les variations transversales de la fonction C de la rugosité. Sur ces deux figures, les courbes en trait continu correspondent aux lissages des résultats complets de l'essai EI (voir chapitre 5).

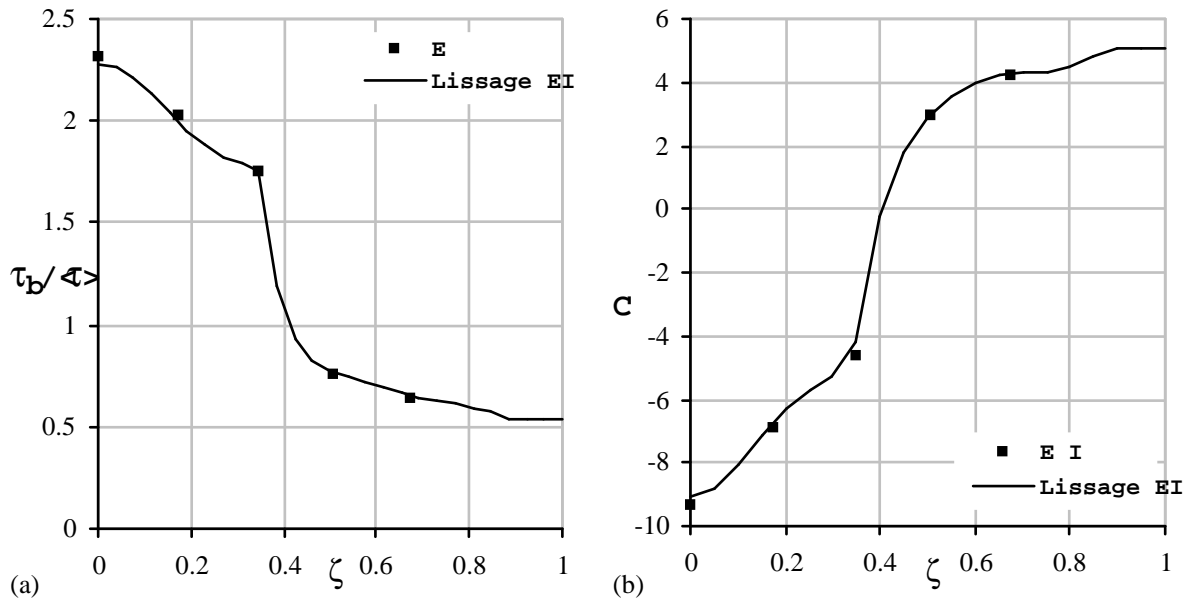


Figure 4.8 : Frottement sur le fond du canal et fonction C de la rugosité

Ces figures confirment bien que le frottement au fond du canal et C varient continûment du centre du canal vers la paroi latérale avec une variation brusque au droit de la section y=9

où survient une diminution rapide du frottement corrélativement à une augmentation de C c'est-à-dire une diminution de la rugosité. Dans le chapitre suivant, nous examinerons le problème que posent la détermination d'une rugosité équivalente et la modélisation de z_0 .

Nous pouvons maintenant analyser l'évolution du champ de vitesse et des contraintes de Reynolds sous forme non dimensionnelle en utilisant les paramètres de paroi du tableau 4.2.

4.3.2. Vitesse moyenne et contraintes de Reynolds sous forme non dimensionnelle

Les figures 4.9, 4.10 et 4.11 présentent les profils normalisés de la vitesse moyenne et des contraintes turbulentes. Sur la figure 4.9, la représentation semi-logarithmique des profils de vitesse moyenne dans chaque section de mesure souligne l'évolution continue d'un régime d'écoulement pleinement rugueux dans les sections $y=0, 4.5$ et 9 vers un régime intermédiaire dans les sections $y=13.2$ et $y=17.5$. Les droites en traits discontinus correspondent à la formulation logarithmique de la vitesse en nombre de Reynolds, avec les valeurs de C données dans le tableau 4.2. La droite en trait continu correspond au régime lisse avec $C=5.1$.

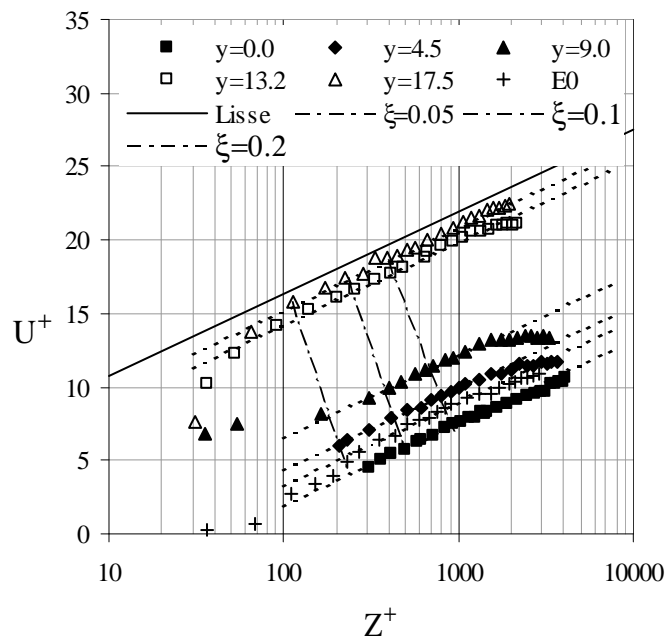


Figure 4.9 : Profils de vitesse normalisée en fonction de la variable interne de paroi

Les composantes du tenseur de Reynolds, normalisées par la vitesse de frottement déterminée dans chaque section, sont représentées en coordonnée externe, $\xi = (z + z_0)/(h + z_0)$, le tirant d'eau h étant mesuré par rapport au sommet des barrettes.

Les profils de la contrainte de cisaillement, (Figure 4.10), mettent bien en évidence l'évolution du gradient vertical de la contrainte de cisaillement dans la zone de paroi sous l'effet du transport de quantité de mouvement par les écoulements secondaires. Les droites en traits discontinus correspondent aux lissages linéaires de chaque profil, sur tout ou partie du tirant d'eau, sous la forme : $-\overline{uw} / u^{*2} = 1 - \alpha\xi$ (4.1)

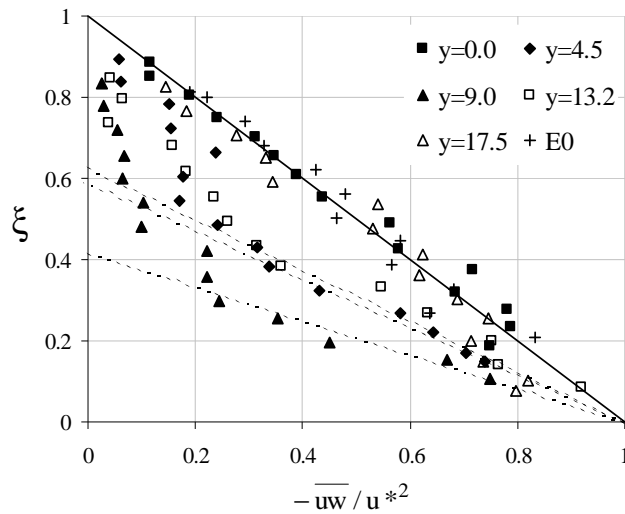


Figure 4.10 : Profils normalisés de contrainte de cisaillement en fonction de la variable externe

La pente $\alpha = 2.4$ est la valeur maximale atteinte dans la section $y=9$; elle vaut 1.7 et 1.6 respectivement dans les sections $y=4.5$ et 13.2 . Dans l'essai E0, la pente α est égale à l'unité le long de l'élément de rugosité (Figure 3.10).

Cette diminution du cisaillement turbulent dans la zone de paroi a un effet très sensible sur la production de turbulence qui se traduit par une diminution des composantes longitudinale et verticale du tenseur de Reynolds comme l'indiquent les figures 4.11.

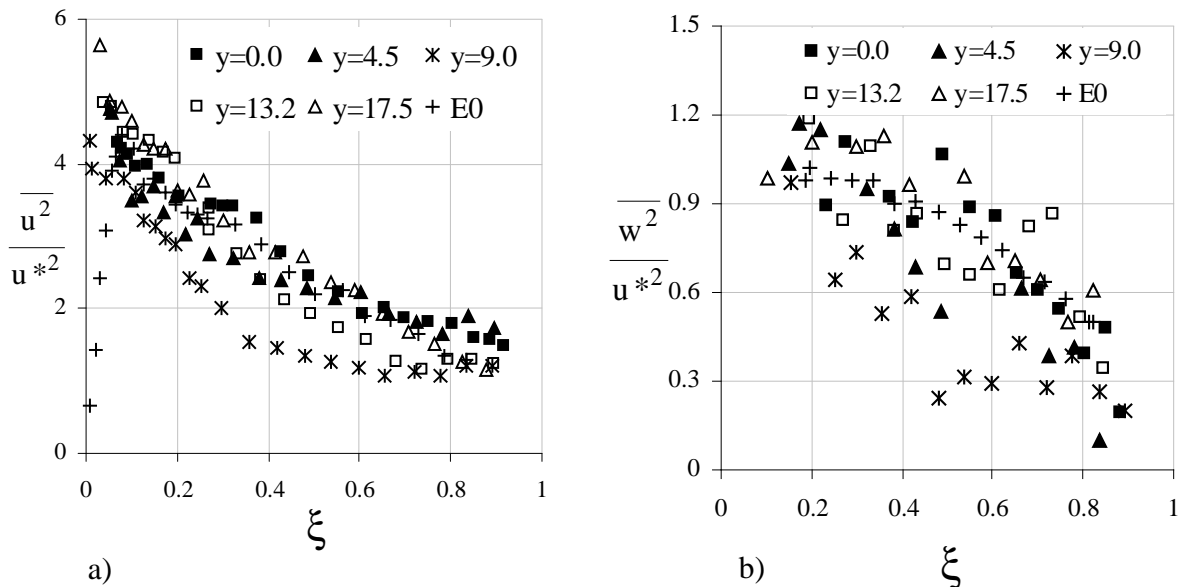


Figure 4.11 : Composantes longitudinale et verticale du tenseur de Reynolds

On observe que cette diminution des fluctuations de la vitesse longitudinale et verticale dans la zone de paroi est maximale dans la section $y=9$.

Il était important de tenter d'interpréter quantitativement l'effet de la diminution du frottement turbulent dans la zone de paroi, résultant de la présence des écoulements secondaires, sur l'évolution des composantes longitudinale et verticale du tenseur de Reynolds.

La diminution de la composante verticale près de la surface libre, visible sur la figure 4.11-b, demandait également à être analysée afin d'évaluer l'anisotropie de la turbulence sous la surface libre et son poids relatif vis-à-vis de l'anisotropie dans la zone de paroi.

Avec ces objectifs, nous avons développé des solutions asymptotiques d'un modèle algébrique du tenseur de Reynolds dans la zone de paroi, avec l'hypothèse d'équilibre production - dissipation et près de la surface libre avec une hypothèse de "quasi-équilibre diffusion - dissipation.

4.4 Solutions asymptotiques du modèle de Gibson et Rodi dans le voisinage de la paroi et de la surface libre

4.4.1. Le modèle de Gibson et Rodi des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale

Nous appuyons notre analyse sur une formulation algébrique du modèle de transport du tenseur de Reynolds de Gibson et Launder (1978), adapté aux écoulements en canaux découverts par Gibson et Rodi (1989). Ce modèle, (présenté au chapitre 1), noté modèle GR dans la suite de l'exposé, introduit une fonction f de proximité de surface dans la modélisation du tenseur de pression - déformation pour rendre compte des effets d'amortissement des fluctuations verticales près de la paroi et de la surface libre. Sans tenir compte des effets de la paroi latérale et en écoulement pleinement développé, les contraintes normale et longitudinale, normées par l'énergie cinétique turbulente, s'écrivent sous la forme suivante :

$$\frac{\overline{w^2}}{k} = \frac{2}{3} \frac{C_1 - 1 + C_2(1 - 2c_2f)P_r / \varepsilon}{C_1 + P_r / \varepsilon - 1 + 2c_1f} \quad (4.2)$$

$$\frac{\overline{u^2}}{k} = \frac{\frac{2}{3}(C_1 - 1) + \frac{2}{3}(3 - 2C_2 + C_2c_2f) \frac{P_r}{\varepsilon} + c_1f \frac{\overline{w^2}}{k}}{C_1 + P_r / \varepsilon - 1} \quad (4.3)$$

P_r / ε est le rapport entre le taux de production P_r et de dissipation ε de l'énergie cinétique turbulente k .

La fonction de proximité de surface f est formulée, dans le modèle GR, comme somme d'une fonction de paroi, f_b , et d'une fonction de surface libre, f_s , selon les expressions :

$$f = f_b + f_s \quad f_b = \frac{L}{ah} \xi^{-1} (1 - \xi)^2 \quad f_s = \frac{L}{ah} \xi^2 (1 - \xi)^{-1} \quad (4.4)$$

L'échelle de longueur L des tourbillons contenant l'énergie est définie par :

$$L = k^{3/2} / \varepsilon \quad (4.5)$$

Pour prédéterminer les profils de $\overline{u^2} / u^{*2}$ et $\overline{w^2} / u^{*2}$ à partir du modèle GR, défini par les équations (4.2), (4.3), (4.4), et (4.5), il faut déterminer des expressions de l'énergie

cinétique turbulente k/u^{*2} , du rapport P_r/ε et de l'échelle de longueur L/h . Pour cela il faut modéliser les contraintes de cisaillement turbulent et nous adoptons l'hypothèse classique de gradient sous la forme :

$$-\overline{uw} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial U}{\partial Z} \quad (4.6-a)$$

$$-\overline{uv} = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial U}{\partial y} \quad (4.6-b)$$

Examinons maintenant les deux solutions asymptotiques développées dans la zone de paroi puis dans le voisinage de la surface libre.

4.4.2. Zone de paroi d'équilibre production dissipation

L'hypothèse d'équilibre local de la turbulence dans la zone de paroi se traduit par $P_r/\varepsilon = 1$.

En négligeant la production de turbulence par les écoulements secondaires, le taux de production P_r et le taux de dissipation dans la zone d'équilibre s'expriment sous la forme :

$$P_r = \varepsilon = -\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial Z} - \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} = -\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial Z} (1 + R_p) \quad (4.7)$$

où $R_p = \left(\frac{\partial U}{\partial y} / \frac{\partial U}{\partial Z}\right)^2$ est le rapport entre la production de turbulence par le gradient latéral de vitesse à la production par le gradient vertical.

Dans la zone d'équilibre, la vitesse U vérifie la loi logarithmique et les gradients, vertical et latéral, de la vitesse s'écrivent :

$$\frac{\partial U}{\partial Z} = \frac{u^*}{\kappa Z} \quad \text{avec} \quad Z = z + z_0 \quad (4.8-a)$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \left(U^+ + \frac{1}{\kappa}\right) \frac{\partial u^*}{\partial y} + u^* \frac{\partial C}{\partial y} \quad (4.8-b)$$

En conséquence le rapport R_p s'exprime en fonction des gradients latéraux de u^* et C sous la forme non dimensionnelle suivante :

$$R_p = \kappa^2 \left(\frac{h}{B}\right)^2 \left[\left(U^+ + \frac{1}{\kappa}\right) \frac{1}{u^*} \frac{\partial u^*}{\partial \zeta} + \frac{\partial C}{\partial \zeta} \right]^2 \xi^2 \quad (4.9)$$

où : $\xi = Z/(h + z_0)$ et $\zeta = 2y/B$ et $U^+ = \kappa^{-1} \ln(Z^+) + C$

On peut calculer R_p en déterminant les gradients de u^* et C à partir de leur lissages respectifs réalisés à partir des résultats complets de l'essai EI (Figures 4.8-a et 4.8-b). La

figure 4.12 donne les profils verticaux du coefficient R_P dans la zone $0 < \xi < 0.4$ dans les sections $y=4.5, 9, 13.2$. Dans la section $y=0$, $R_P=0$ par raison de symétrie et dans la section $y=17.5$ R_P est négligeable. Par contre dans les sections où l'écoulement secondaire est important et affecte notablement le frottement turbulent, la production de turbulence par le cisaillement latéral du mouvement moyen n'est pas négligeable vis-à-vis de la production par le cisaillement vertical.

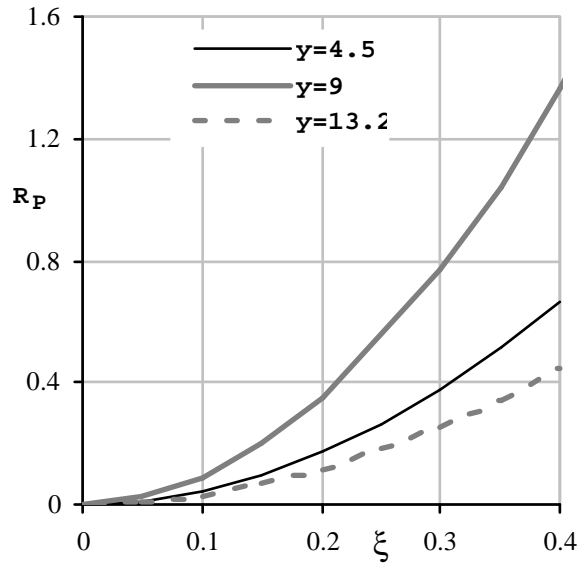


Figure 4.12 : Rapport de production de turbulence

L'expression (4.7) de la production de turbulence, (4.8-a) du gradient vertical de vitesse et (4.1) de la contrainte turbulente de cisaillement dans la zone de paroi permettent d'exprimer le taux de dissipation :

$$\frac{\varepsilon Z}{u_*^3} = \frac{1}{\kappa} (1 + R_P)(1 - \alpha\xi) \quad (4.10)$$

Compte tenu de (4.6-a), on en déduit l'expression correspondante de l'énergie cinétique turbulente dans la zone d'équilibre :

$$\frac{k}{u_*^2} = \sqrt{\frac{1 + R_P}{C_\mu}} (1 - \alpha\xi) \quad (4.11)$$

L'échelle de longueur L , définie par (4.5), est calculée à partir des équations (4.10) et (4.11) :

$$L/h = \kappa C_\mu^{-3/4} (1 + R_P)^{-0.25} \xi (1 - \alpha\xi)^{0.5} \quad (4.12)$$

La fonction de proximité de paroi, f_b , donnée par (4.4), s'écrit, en conséquence :

$$f_b = \frac{1}{a} \kappa C_\mu^{-3/4} (1 + R_p)^{-0.25} (1 - \alpha \xi)^{0.5} (1 - \xi)^2 \quad (4.13)$$

La fonction f_b , donnée par (4.4) peut aussi s'écrire :

$$f_b = (1 + R_p)^{-0.25} \left(\frac{1 - \alpha \xi}{1 - \alpha \xi_p} \right)^{0.5} \left(\frac{1 - \xi}{1 - \xi_p} \right)^2 \quad (4.14)$$

En écoulement 1D vertical, $R_p=0$, et ξ_p est l'ordonnée du point où $f_b=1$: les composantes normale et longitudinale du tenseur de Reynolds ont alors les valeurs standards $\overline{w^2}/k \approx 0.25$ et $\overline{u^2}/k \approx 1.1$, avec les valeurs des constantes de Gibson et Launder :

$$[C_1, C_2, c_1, c_2, a] = [1.8, 0.6, 0.5, 0.3, 3.18]. \quad (4.15)$$

4.4.3. Zone de faible production près de la surface libre

La contrainte de cisaillement décroît dans le voisinage de la surface libre où elle s'annule. Il existe ainsi une zone au-dessous de la surface libre où la production de turbulence est faible et l'énergie cinétique turbulente est essentiellement contrôlée par le transport de l'énergie turbulente produite dans la zone de paroi et la dissipation. Une conséquence connue de l'équilibre diffusion - dissipation est que l'échelle de longueur $L = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$ est quasiment constante près de la surface libre. L'hypothèse d'échelle L constante conduit aux expressions suivantes du taux de dissipation et de la viscosité turbulente :

$$L = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} = L_S = \frac{k_S^{3/2}}{\varepsilon_S}, \quad \varepsilon = \frac{k^{3/2}}{L_S}, \quad (4.16)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} = C_\mu L_S k^{0.5} \quad (4.17)$$

L'indice S désigne les valeurs prises par les différentes grandeurs à la surface libre prise comme origine de l'axe z' , orienté suivant la verticale descendante.

En considérant le cas d'un écoulement 1D vertical, la production de turbulence dans le voisinage de la surface libre s'exprime sous la forme :

$$P = \frac{-\overline{uw}^2}{\nu_t} = \frac{1}{C_\mu L_S k^{0.5}} u^{*4} \left(\frac{z'}{h} \right)^2 \approx \frac{k_S^{3/2}}{C_\mu L_S} \frac{L_S^{+2}}{k_S^{+2}} \eta^2 \quad (4.18)$$

Où l'on a posé :

$$L_S^+ = \frac{L_S}{h}, k_S^+ = \frac{k_S}{u_*'^2}, \eta = \frac{z'}{L_S} = \frac{1-\xi}{L_S^+} \quad (4.19)$$

En conséquence, l'équation de l'énergie cinétique turbulente, où l'on a modélisé le terme de diffusion par l'hypothèse classique de gradient, s'écrit :

$$\frac{1}{\sigma_k} \frac{\partial}{\partial z'} (C_\mu L_S k^{0.5} \frac{\partial k}{\partial z'}) = \frac{k^{3/2}}{L_S} - \frac{k_S^{3/2}}{C_\mu L_S} \frac{L_S^{+2}}{k_S^{+2}} \eta^2 \quad (4.20)$$

En posant $\widehat{k} = k/k_S$, l'équation (4.20) s'exprime sous la forme non dimensionnelle :

$$\frac{\partial}{\partial \eta} (\widehat{k}^{0.5} \frac{\partial \widehat{k}}{\partial \eta}) = \frac{\sigma_k}{C_\mu} \widehat{k}^{3/2} - \frac{\sigma_k}{C_\mu^2} \frac{L_S^{+2}}{k_S^{+2}} \eta^2 \quad (4.21)$$

Le bilan d'énergie cinétique turbulente doit être résolu avec les conditions aux limites à la surface libre :

$$\eta = 0, \widehat{k} = 1, \frac{\partial \widehat{k}}{\partial \eta} = 0 \quad (4.22)$$

Cherchons une solution sous la forme :

$$K = \widehat{k}^{3/2} \quad (4.23)$$

L'équation (4.21) devient :

$$\frac{\partial^2 K}{\partial \eta^2} = 4\alpha_d^2 K - 4\alpha_d^2 \frac{1}{C_\mu} \frac{L_S^{+2}}{k_S^{+2}} \eta^2 \quad (4.24)$$

$$\text{Où l'on a posé : } \alpha_d = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3 \sigma_k}{2 C_\mu}} \quad (4.25)$$

L'équation différentielle, (4.24), linéaire, du second ordre se résout facilement dans la mesure où existe une solution particulière évidente :

$$K^{(1)} = \frac{1}{2\alpha_d^2 C_\mu} \frac{L_S^{+2}}{k_S^{+2}} + \frac{1}{C_\mu} \frac{L_S^{+2}}{k_S^{+2}} \eta^2 = K^{(1)} = a + b\eta^2 \quad (4.26)$$

$$\text{En posant : } b = \frac{1}{C_\mu} \frac{L_S^{+2}}{k_S^{+2}} \quad a = \frac{b}{2\alpha_d^2}$$

La solution de (4.24) s'obtient comme somme de (4.26) et de la solution de l'équation sans second membre. Soit, avec les conditions aux limites (4.22) :

$$K = Bch(2\alpha_d\eta) + 1 - B + 2\alpha_d^2(1 - B)\eta^2 \quad (4.27)$$

avec :

$$B = 1 - \frac{1}{2\alpha_d^2 C_\mu} \frac{L_S^{+2}}{k_S^{+2}} \quad \text{ou} \quad B = 1 - \frac{4}{3\sigma_k} \frac{L_S^{+2}}{k_S^{+2}} \quad (4.28)$$

Finalement on exprime, sous forme non dimensionnelle, l'énergie cinétique turbulente, le taux de dissipation et la viscosité cinématique turbulente :

$$k^+ = \frac{k}{u_*^2} = k_S^+ \left[Bch(2\alpha_d\eta) + 1 - B + 2\alpha_d^2(1 - B)\eta^2 \right]^{2/3} \quad (4.29)$$

$$\varepsilon^+ = \frac{\varepsilon h}{u_*^3} = \frac{k_S^{+3/2}}{L_S^+} \left[Bch(2\alpha_d\eta) + 1 - B + 2\alpha_d^2(1 - B)\eta^2 \right] \quad (4.30)$$

$$v_t^+ = \frac{v_t}{u_* h} = C_\mu L_S^+ k^{+0.5} = C_\mu L_S^+ k_S^{+0.5} \left[Bch(2\alpha_d\eta) + 1 - B + 2\alpha_d^2(1 - B)\eta^2 \right]^{1/3} \quad (4.31)$$

4.5 Application aux résultats d'expériences

4.5.1. Définitions des simulations par le modèle analytique

Appliquons, maintenant, les solutions asymptotiques que nous avons développées dans les paragraphes 4.4.2 et 4.4.3 aux résultats de nos expériences. Nous les appliquons également à deux résultats de Kironoto cités au chapitre 3, figures 3.12 et 3.13; l'un en régime proche de l'intermédiaire, $K_S^+ = 105$, noté KIR 1, l'autre en régime pleinement rugueux, $K_S^+ = 180$, noté KIR 2.

Nous avons ainsi effectué six calculs notés (A), (B), (B1), (C), (D) et (E). Tous ces calculs ont été effectués avec les valeurs standards (4.15) du modèle de Gibson et Launder, c'est-à-dire : $[C_1, C_2, c_1, c_2, a] = [1.8, 0.6, 0.5, 0.3, 3.18]$. Dans les calculs de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation intervient la constante C_μ dont les valeurs sont données dans le tableau 4.3.

Dans le tableau 4.3, figurent également les valeurs des paramètres spécifiques à la zone de paroi et à la zone de la surface libre.

Tableau 4.3 : Valeurs des constantes et des paramètres

Calcul	C_μ	Zone de paroi $\xi < 0.3$		Zone de la surface libre $\xi > 0.6$	
		α	R_P	k_s^+	L_s/h
(A)	0.048	1	0	1.0	1.0
(B)	0.06	1	0	1.5	1.5
(B1)	0.06	1	0	1	1
(C)	0.09	1	0	0.65	0.65
(D)	0.06	1	0	0.75	0.8
(E)	0.06	2.4	Fig.4.12	0.85	1.35

Rappelons que le paramètre α est la pente de la contrainte de cisaillement dans la zone de paroi (Figure 4.10), telle que $\alpha=1$ en écoulement 1D vertical, parallèle, et $\alpha \neq 1$ en présence d'écoulements secondaires. Dans les calculs relatifs à l'essai E0, aux sections $y=0$ et $y=17.5$ dans l'essai EI, et dans les expériences de Kironoto, $\alpha=1$; par contre, dans le calcul relatif à la section $y=9$ dans l'essai EI, $\alpha=2.4$. Dans la zone de paroi, nous avons introduit aussi le paramètre R_P , rapport entre la production de turbulence par le cisaillement latéral et la production par le cisaillement vertical. Au centre du canal et dans la section $y=17.5$, $R_P=0$; dans la section $y=9$, il est calculé à partir du lissage de la courbe ($y=9$) de la figure 4.12.

Dans la solution développée pour calculer l'énergie cinétique turbulente (4.29) et le taux de dissipation (4.30) dans la zone de la surface libre, les valeurs à l'interface de l'ECT $k_s^+ = k_s / u^{*2}$ et de l'échelle de longueur L_s/h sont des paramètres d'ajustement calés pour rendre compte de l'évolution du profil de l'ECT sous la surface libre.

Avant d'appliquer les résultats des calculs à nos résultats expérimentaux nous avons calculé les profils de $\overline{u^2}/k$ et $\overline{w^2}/k$ pour les comparer à la solution numérique de Gibson et Rodi (1989) et à l'expérience de Nakagawa *et al.* (1975) qu'ils prennent comme référence. Les expressions (4.2), (4.3) et (4.4) permettent le calcul de $\overline{u^2}/k$ et $\overline{w^2}/k$ si l'échelle de longueur des tourbillons porteurs d'énergie L/h et le rapport production sur dissipation, P_r/ϵ , sont connus, figure 4.13.

Tous nos calculs sont effectués avec la solution de paroi dans la zone $0 < \xi < 0.5$, et avec la solution de surface dans la zone $0.55 < \xi < 1$.

Sur la figure 4.13-a, on peut voir que c'est le calcul (C) avec $C_\mu = 0.09$ qui donne l'échelle de longueur la plus proche de la simulation de Gibson et Rodi. Dans la zone de paroi, la distribution de l'échelle de longueur L/h dépend de la valeur de C_μ . Dans la zone de la surface libre, les profils correspondants aux différentes valeurs de L_s/h sont en accord avec des résultats obtenus par d'autres auteurs (Kironoto 1992). Le rapport production sur dissipation est égal à l'unité dans la zone située à $\xi \leq 0.5$, figure 4.13-b, puis il décroît et s'annule au niveau de la surface libre.

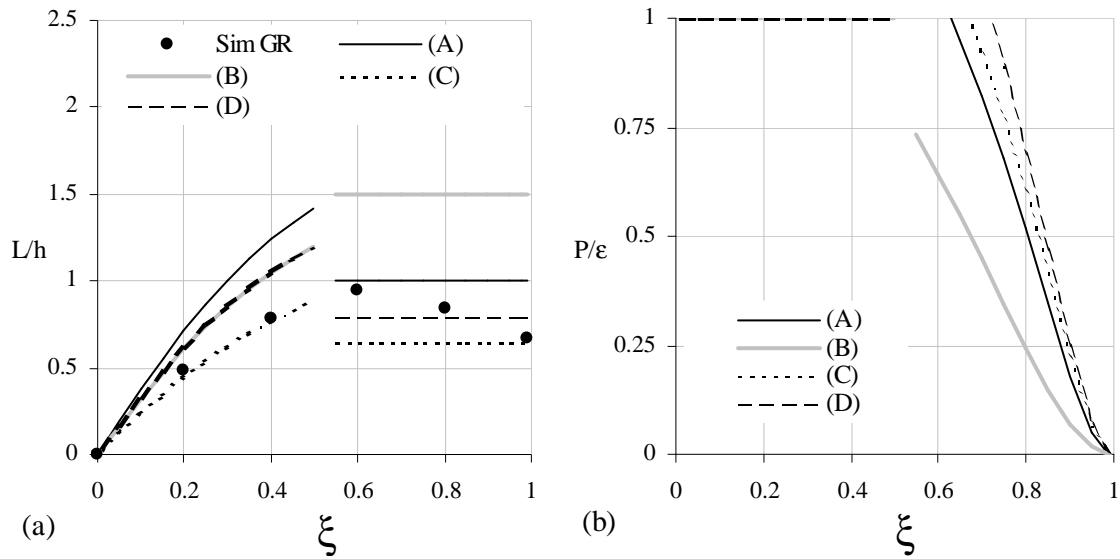


Figure 4.13 : Echelle de longueur et rapport de la production sur la dissipation

Sur la figure 4.14 on constate également que c'est le calcul (c) qui donne les profils de $\overline{u^2}/k$ et $\overline{w^2}/k$ les plus proches de la simulation de Gibson et Rodi.

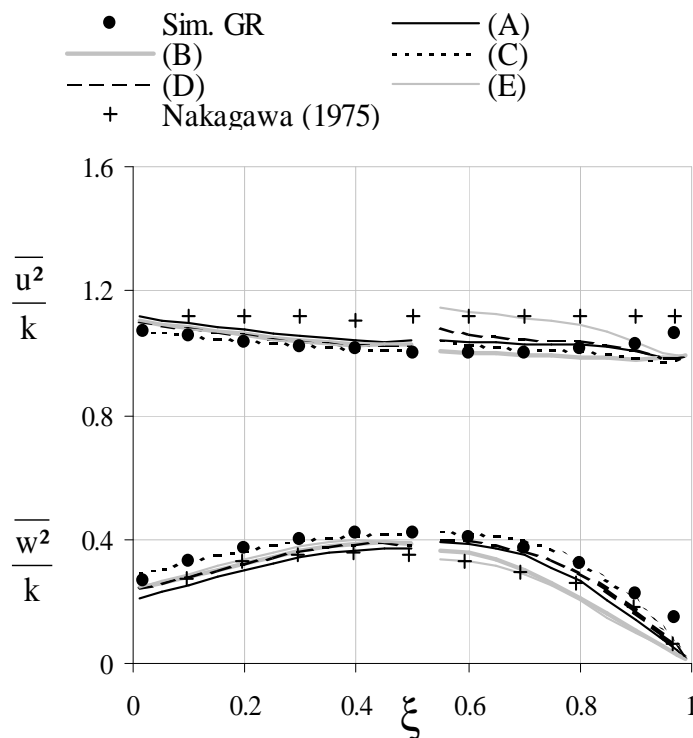


Figure 4.14 : Contribution des fluctuations longitudinale et verticale à l'énergie cinétique turbulente.

Notons en particulier que les calculs donnent des valeurs de $\overline{u^2}/k$ très voisines dans la zone de paroi avec par contre des valeurs de $\overline{w^2}/k$ plus contrastées ce qui doit entraîner des différences de l'anisotropie des composantes verticales et latérales du tenseur de Reynolds comme nous le verrons un peu plus loin. Près de la surface libre, la comparaison entre les différentes simulations de $\overline{u^2}/k$ et $\overline{w^2}/k$ est plus difficile à interpréter comme nous le montrerons par la suite.

4.5.2. Simulations des profils des fluctuations longitudinales et verticales

Sur les figures 4.15 et 4.16, nous avons regroupé les profils expérimentaux et calculés de $\overline{u^2}/u^{*2}$ et $\overline{w^2}/u^{*2}$. Les résultats expérimentaux sont relatifs à l'essai E0, aux sections $y=0$ et $y=17.5$ de l'essai EI et aux deux expériences de Kironoto (1992) : dans ces essais, $\alpha=0$ et $R_p=0$.

Si l'on s'intéresse d'abord à la zone de paroi, on constate que le calage de C_μ dans (4.11) permet d'ajuster les valeurs de k , par la relation $k/u^{*2} = C_\mu^{-0.5}(1-\xi)$ et en conséquence les valeurs des fluctuations longitudinales $\overline{u^2}/u^{*2}$. Dans nos expériences, on rend compte de l'augmentation de l'intensité turbulente au-dessus de la zone lisse ($y=17.5$) vis-à-vis des valeurs au-dessus de la zone rugueuse au centre du canal ($y=0$ dans EI et E0), en prenant des valeurs de C_μ respectivement de 0.048 (calcul A) et 0.06 (calcul B). Le calcul B donne également l'évolution de $\overline{u^2}/u^{*2}$ dans l'expérience de Kironoto KIR 1.

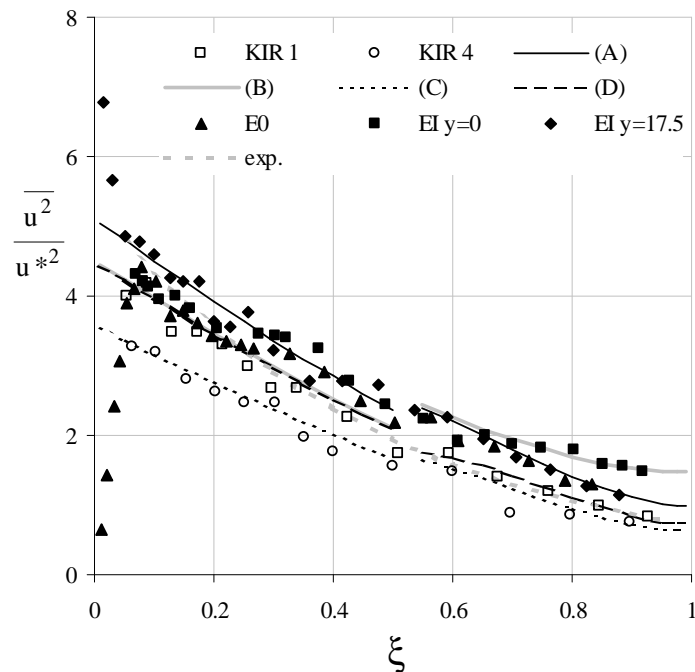


Figure 4.15 : Fluctuations longitudinales : calculs et expériences

La valeur $C_\mu = 0.09$ correspond à l'expérience de Kironoto en régime pleinement rugueux. En fait, la diminution de C_μ correspond aussi, d'après (4.12), à une augmentation de l'échelle L des gros tourbillons ce que traduit bien la figure 4.13-a. et ce qui apparaît comme une propriété caractéristique de la configuration de rugosité choisie.

Sur la figure 4.15, les courbes de $\overline{u^2}/u_*^2$ dans la zone de la surface libre sont calculées par les solutions (4.29) et (4.30), en ajustant les valeurs de k_S^+ et L_S/h . On note que la valeur, $L_S/h = 0.65$, obtenue dans le calcul (C) avec $C_\mu = 0.09$ est en très bon accord avec le résultat de la simulation de Gibson et Rodi.

Sur la figure 4.15, on a tracé aussi la courbe exponentielle de Nezu et Nakagawa (1993), lissage empirique de $\overline{u^2}/u_*^2$ en régime lisse, soit $\overline{u^2}/u_*^2 = [2.3 \exp(-\xi)]^2$, et on constate que le calcul (D), identique au calcul (B) dans la zone de paroi mais différent dans la zone de surface libre, donne un résultat très proche de la courbe empirique de Nezu et Nakagawa (1993).

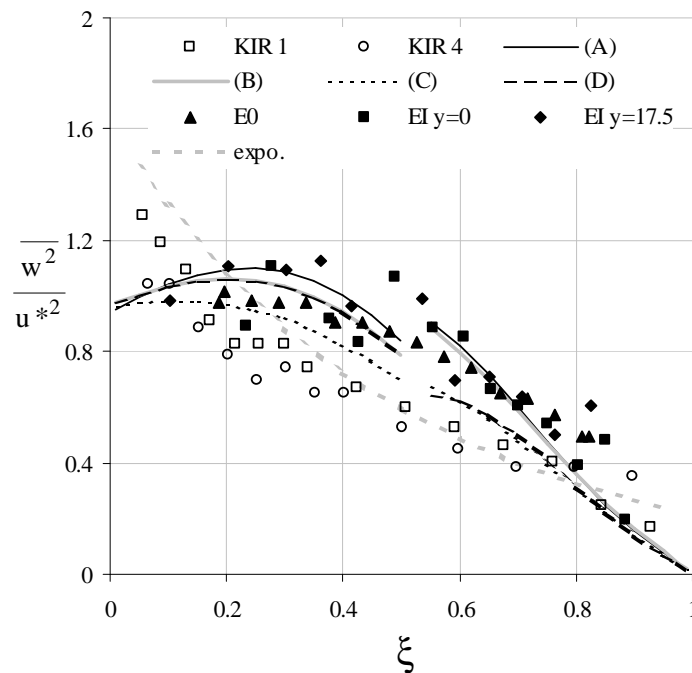


Figure 4.16 : Fluctuations verticales : calculs et expériences

La figure 4.16 concerne les fluctuations verticales : tous les paramètres ont été ajustés pour rendre compte de l'évolution des fluctuations longitudinale et la figure 4.16 montre comment le modèle répond en termes de fluctuations verticales. Le fait le plus marquant est le regroupement des profils calculés avec une allure plus proche de nos résultats que des résultats de Kironoto (1992). Dans la zone de paroi, notamment le modèle donne une évolution des fluctuations verticales très différente de l'évolution suggérée par la loi exponentielle, $\overline{w^2}/u_*^2 = [1.27 \exp(-\xi)]^2$. Dans la zone sous la surface libre, le rendu de

l'évolution des fluctuations verticales est relativement satisfaisant compte tenu des difficultés de mesure.

Un aspect tout à fait probant de l'utilisation du modèle analytique concerne la mise en évidence de l'effet des écoulements secondaires sur la turbulence de paroi. Cet effet est très bien illustré sur les figures 4.17 et 4.18 où les profils des contraintes turbulentes longitudinale et verticale à $y=9$ sont bien reproduits par le modèle.

Sur ces figures, on a reporté les résultats des calculs et des mesures au centre du canal et dans la section $y=9$ où l'effet des écoulements secondaires est le plus visible avec une pente $\alpha=2.4$ du profil de cisaillement turbulent dans la zone de paroi. En fait cette diminution de la production de turbulence liée à la diminution du cisaillement vertical est en partie compensée par la production due au cisaillement latéral, caractérisé par le rapport R_P . On constate que la solution du modèle avec prise en compte de ces deux effets restitue de façon tout à fait satisfaisante les profils de $\overline{u^2}/u_*^2$ et $\overline{w^2}/u_*^2$ dans la zone de paroi. Sous la surface libre, malgré l'allure des résultats il est difficile de conclure puisque la solution analytique ne tient pas compte du transport advectif par les écoulements secondaires.

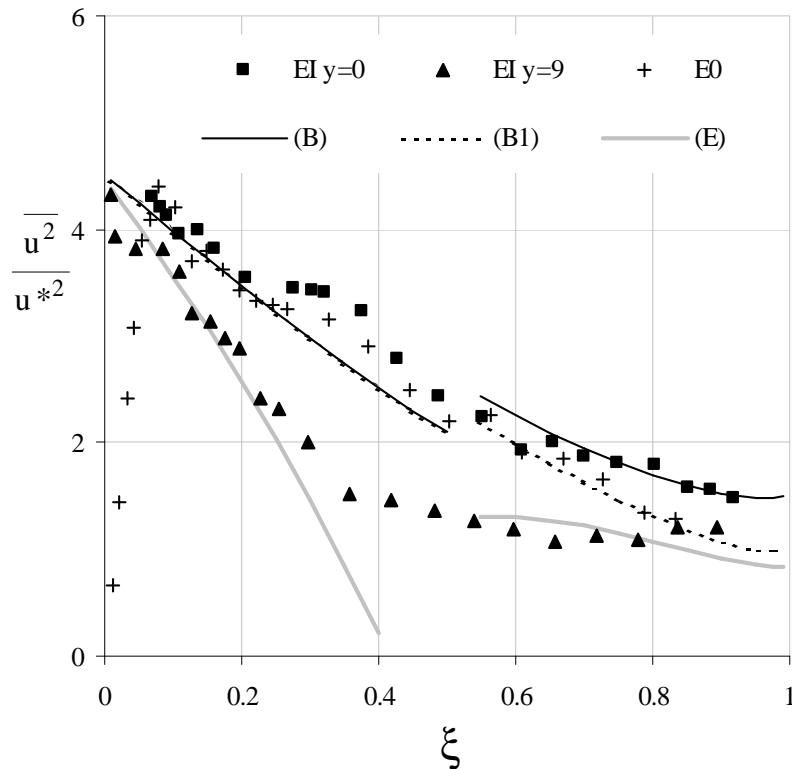


Figure 4.17 : Effet des écoulements secondaires sur les fluctuations longitudinales

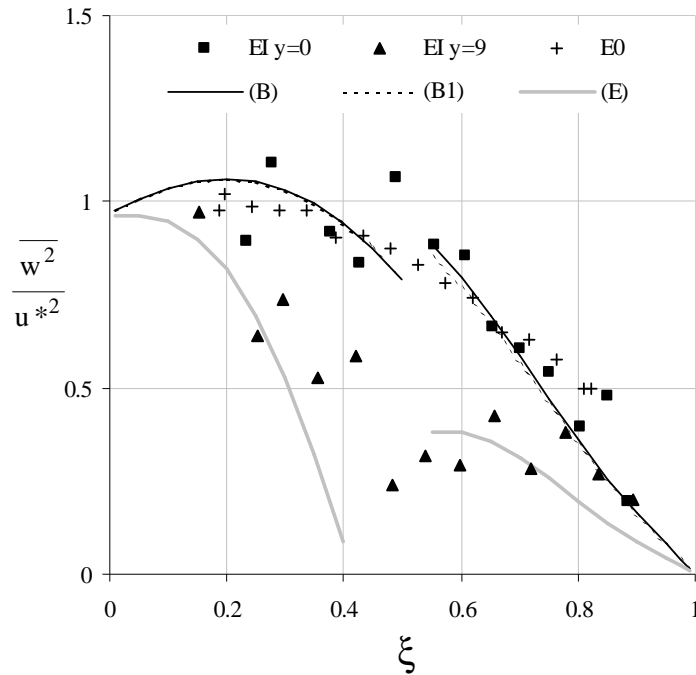


Figure 4.18 : Effet des écoulements secondaires sur les fluctuations verticales

Enfin, l'anisotropie turbulente entre les composantes verticale et transversale du tenseur de Reynolds simulée est représentée sur la figure 4.19. On constate que dans la zone de paroi le gradient vertical de l'anisotropie turbulente est sensible à la variation de C_μ ainsi qu'au transport advectif par les écoulements secondaires. Dans la zone de la surface libre, il est sensible aux valeurs de l'échelle de longueur L_s/h et l'énergie cinétique turbulente k_S/u_*^2 .

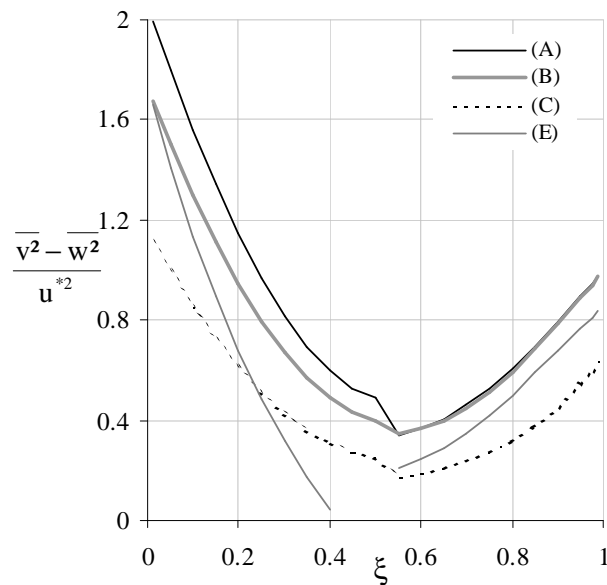


Figure 4.19 : Anisotropie simulée par le modèle analytique

4.6 Conclusion

La formulation asymptotique du modèle de transport du tenseur de Reynolds développée dans ce chapitre avait comme objectif de soutenir l'interprétation des mesures des profils des composantes longitudinale et verticale du tenseur de Reynolds au-dessus de la zone rugueuse et de la zone lisse, en analysant leur évolution dans la zone de paroi et près de la surface libre.

Finalement cette démarche s'avère fructueuse sur plusieurs points en confortant l'interprétation des résultats expérimentaux et en permettant également de tester un modèle du tenseur de Reynolds.

Dans la zone de paroi, on vérifie que l'évolution verticale des intensités turbulentes correspond à un équilibre entre la production et la dissipation et que les différences entre les profils traduisent les effets des écoulements secondaires sur le frottement turbulent et en conséquence sur la production de turbulence. Si toutes les constantes du modèle de Gibson et Rodi ont les valeurs standards dans nos simulations, par contre il faut ajuster la valeur de la constante C_μ pour rendre compte des différences des valeurs de l'énergie cinétique turbulente entre la zone de paroi rugueuse et la zone de paroi lisse. La comparaison à des résultats d'autres auteurs montrent le caractère spécifique du type de rugosité que nous avons adopté et confirme le fait que les modèles devraient intégrer l'effet du type de rugosité.

Dans la zone de paroi on observe également que le modèle de redistribution de Gibson et Rodi rend compte de façon satisfaisante du niveau des fluctuations verticales dans la zone de paroi.

Près de la surface libre, l'étude asymptotique conduit à des conclusions analogues. En ajustant les valeurs de l'énergie cinétique turbulente et de l'échelle de longueur à l'interface, on explique l'évolution des fluctuations longitudinales et verticales près de la surface libre avec néanmoins une sous estimation des fluctuations verticales ce qui peut confirmer les effets des déformations de la surface libre dans l'entretien des fluctuations.

La première série d'expériences de l'essai EI que nous avons présentée et interprétée a permis également de définir une méthode cohérente de détermination des paramètres de paroi. Dans le chapitre suivant, nous présentons le complément de l'essai EI et l'essai EII où, en nous appuyant sur les analyses de ce chapitre, nous déterminons la distribution transversale des paramètres de paroi à partir des profils de vitesse moyenne et des fluctuations longitudinales.

Chapitre 5

Paramètres de paroi et loi de frottement

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons l'ensemble des résultats obtenus dans le cadre des essais EI et EII réalisés avec la même configuration de rugosité du fond mais pour des conditions d'écoulement différentes, rappelés dans le tableau 5.1 ci-dessous.

Tableau 5.1 : Caractéristiques hydrauliques des essais EI et EII

Essai	h(m)	I	Q(m ³ /s)	R _h (cm)	B/h	F _r	R _e
Essai EI	0.078	0.0021	0.0229	0.066	6.7	0.65	1.36×10 ⁵
Essai EII	0.055	0.0021	0.011	0.042	10.4	0.60	7.11×10 ⁴

Pour les deux essais, on a mesuré la vitesse moyenne U et les fluctuations longitudinales de vitesse u^2 suivant douze verticales réparties sur la largeur du canal (Figure 5.1).

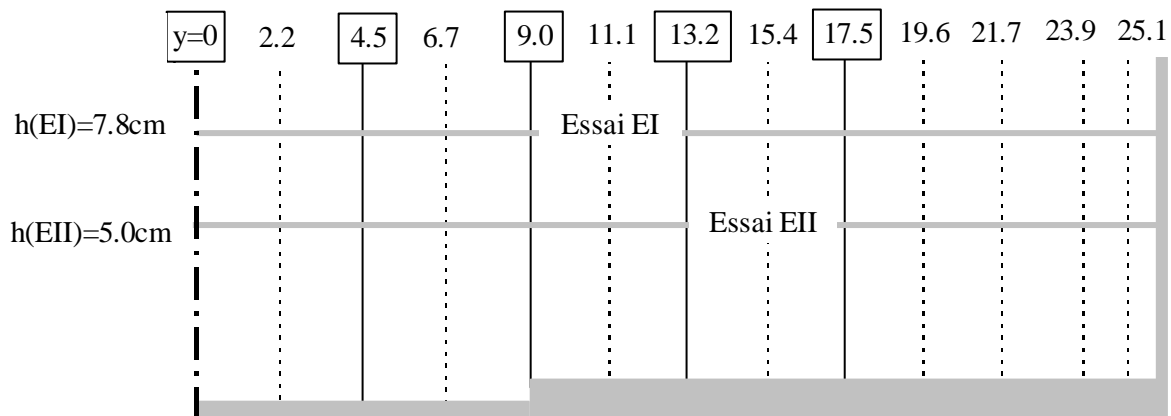


Figure 5.1 : Demi section du canal et position des sections de mesure

On s'appuie sur l'analyse du chapitre précédent pour déterminer les paramètres de paroi à partir de la loi logarithmique et de l'évolution des fluctuations longitudinales dans la zone de proche paroi.

Il est ainsi possible de déterminer les variations suivant y de la fonction de rugosité et du frottement pariétal et de proposer une formulation d'une loi logarithmique de frottement qui est validée par les deux essais.

5.2 Résultats des expériences EI et EII

On a tracé les profils de la vitesse moyenne longitudinale U sur les figures 5.2 pour l'essai EI et 5.3 pour l'essai EII. Par souci de clarté, les profils sont présentés séparément, au-dessus de la zone rugueuse et au-dessus de la zone lisse. Les profils des fluctuations de la vitesse longitudinale, $\overline{u^2}$, sont présentés sur les figures 5.4 en ce qui concerne l'essai EI et les figures 5.5 pour l'essai EII.

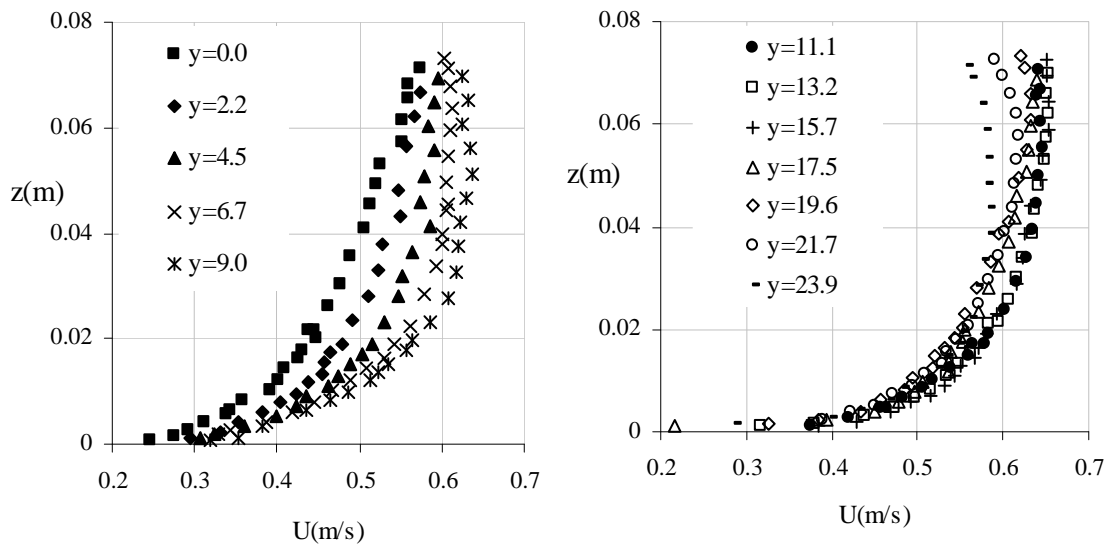


Figure 5.2 : Profils verticaux de la vitesse longitudinale - Essai EI.

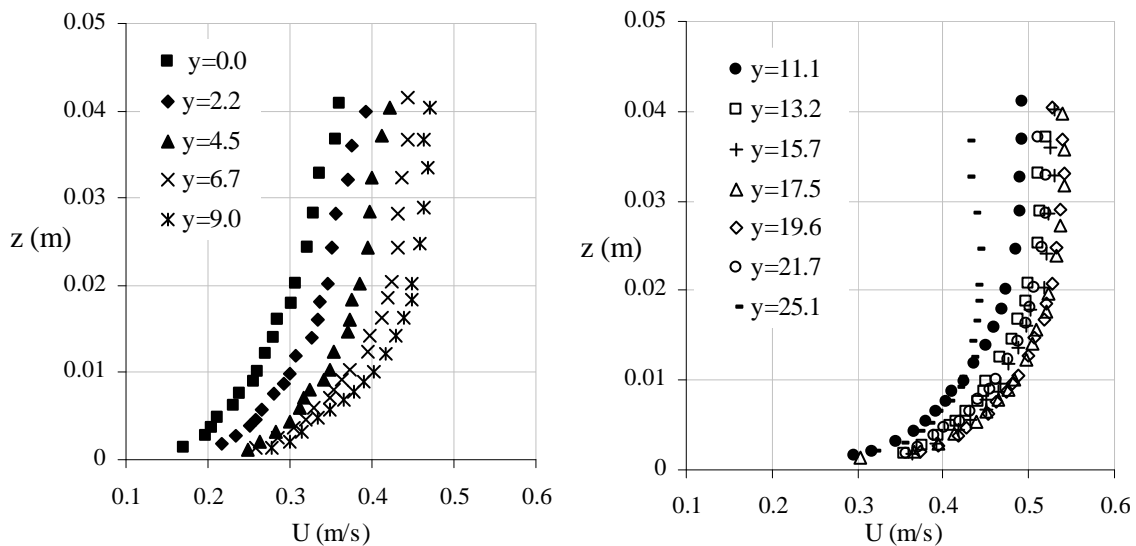


Figure 5.3 : Profils verticaux de la vitesse longitudinale - Essai EII.

Ces résultats confirment les traits caractéristiques de la structure transversale de l'écoulement que nous soulignons, au chapitre 4, à partir des résultats expérimentaux relatifs

aux cinq sections $y=0, 4.5, 9, 13.2, 17.5$. On constate que dans les deux expériences la variation suivant y de la vitesse et des fluctuations longitudinales est beaucoup plus marquée au-dessus de la zone rugueuse qu'au-dessus de la zone lisse, le saut brusque de frottement pariétal se situant entre les sections $y=9$ et $y=11.1$, ce saut paraissant moins intense dans l'essai EII.

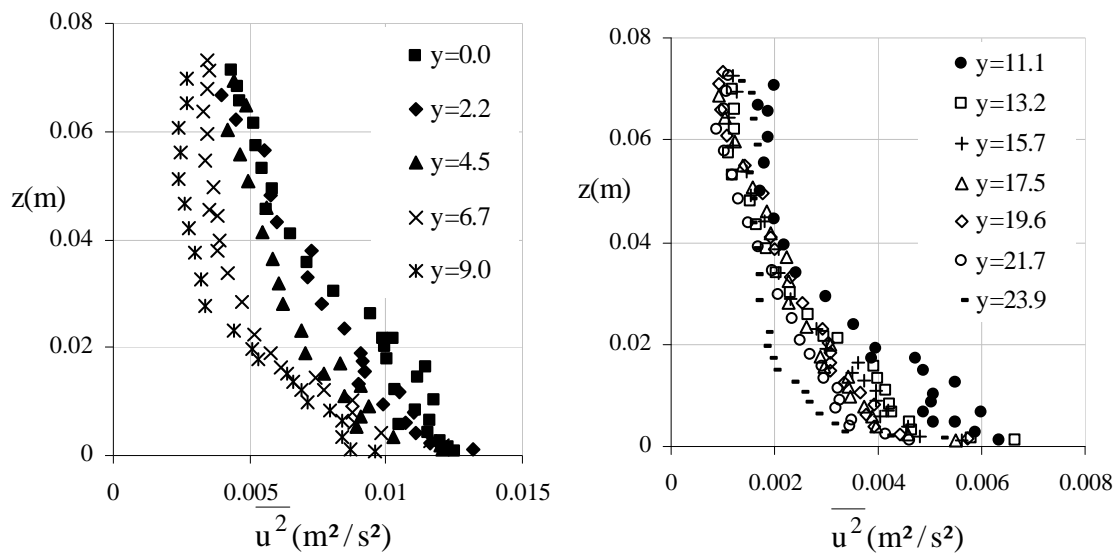


Figure 5.4 : Fluctuations de la vitesse longitudinale - Essai EI

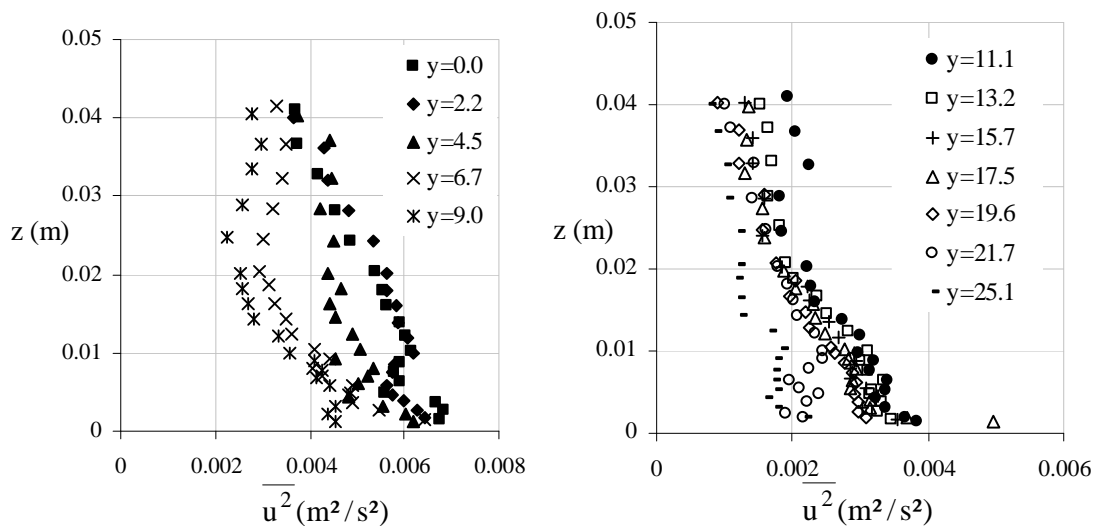


Figure 5.5 : Fluctuations de la vitesse longitudinale - Essai EII

Dans l'essai EI, on relève, figure 5.4, des valeurs près de la paroi $\overline{u^2} \approx 0.001 \text{ m}^2/\text{s}^2$ à $y=9$ et $\overline{u^2} \approx 0.0006 \text{ m}^2/\text{s}^2$ à $y=11.1$ ce qui correspond à une diminution presque de moitié du

frottement pariétal ; par contre, dans l'essai EII, les valeurs relevées sont respectivement $\overline{u^2} \approx 0.00045 \text{ m}^2/\text{s}^2$ et $\overline{u^2} \approx 0.00035 \text{ m}^2/\text{s}^2$.

5.3 Structure des écoulements dans la zone de paroi

Nous souhaitons déterminer les paramètres de paroi pour les deux essais EI et EII en analysant les conditions de similitude de la vitesse moyenne et des fluctuations de la vitesse longitudinale dans la zone de paroi. Nous nous appuyons aussi sur l'analyse théorique développée au chapitre 4 dans la mesure où elle a permis d'interpréter les résultats de la première série de mesures plus complètes de l'essai EI.

5.3.1. La paroi rugueuse

Au-dessus de la zone rugueuse, les valeurs de u^* , z_0 et C sont déterminées dans chaque section de mesure à partir de la loi logarithmique et des valeurs de $\overline{u^2}/u^{*2}$ au bas de la zone logarithmique. Nous avons constaté notamment qu'au bas de la zone logarithmique, pour $\xi=0.075$ environ, $\overline{u^2}/u^{*2} \approx 4.1$. Par approximations successives, nous cherchons des couples (u^*, z_0) qui vérifient la pente de la loi logarithmique et donnent une valeur de $\overline{u^2}/u^{*2}$ proche de 4.1 à $\xi=0.075$, avec un gradient vertical en accord avec nos essais de modélisation du chapitre 4. La figure 5.6 illustre le résultat de cette démarche pour les deux essais EI et EII.

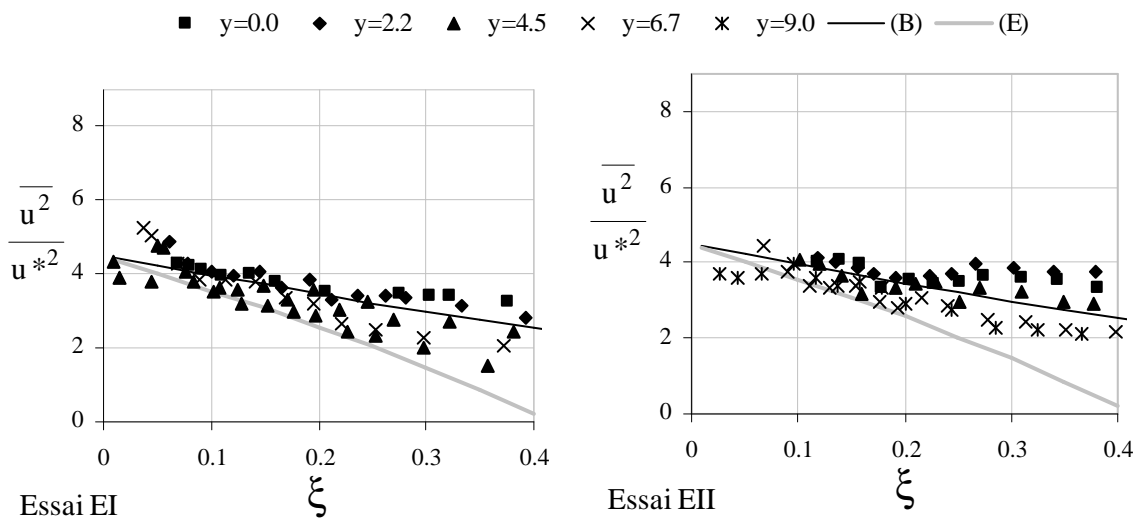


Figure 5.6 : Turbulence au-dessus de la paroi rugueuse dans la zone de paroi

On vérifie que les valeurs de $\overline{u^2}/u^{*2}$ sont, dans la zone d'équilibre $0.075 < \xi < 0.2$, comprises entre les courbes du calcul (B), correspondant à un écoulement 1D vertical et du calcul (E) qui prend en compte l'effet des écoulements secondaires dans la zone de paroi. On

peut considérer que les valeurs de la vitesse de frottement donnent une interprétation acceptable de l'évolution des fluctuations de vitesse dans la zone de paroi $0.075 < \xi < 0.2$. À ces valeurs de u^* correspondent des valeurs de z_0 et C qui réalisent bien la loi logarithmique de vitesse comme le montrent les figures 5.7 où sont représentés les profils normalisés de vitesse en coordonnée semi logarithmique pour chaque essai. Les valeurs de u^* , z_0 et C ainsi déterminées sont reportées dans le tableau 5.2. Notons que cette démarche conduit à des valeurs de la fonction de la rugosité C qui sont quasiment les mêmes dans la région centrale du canal.

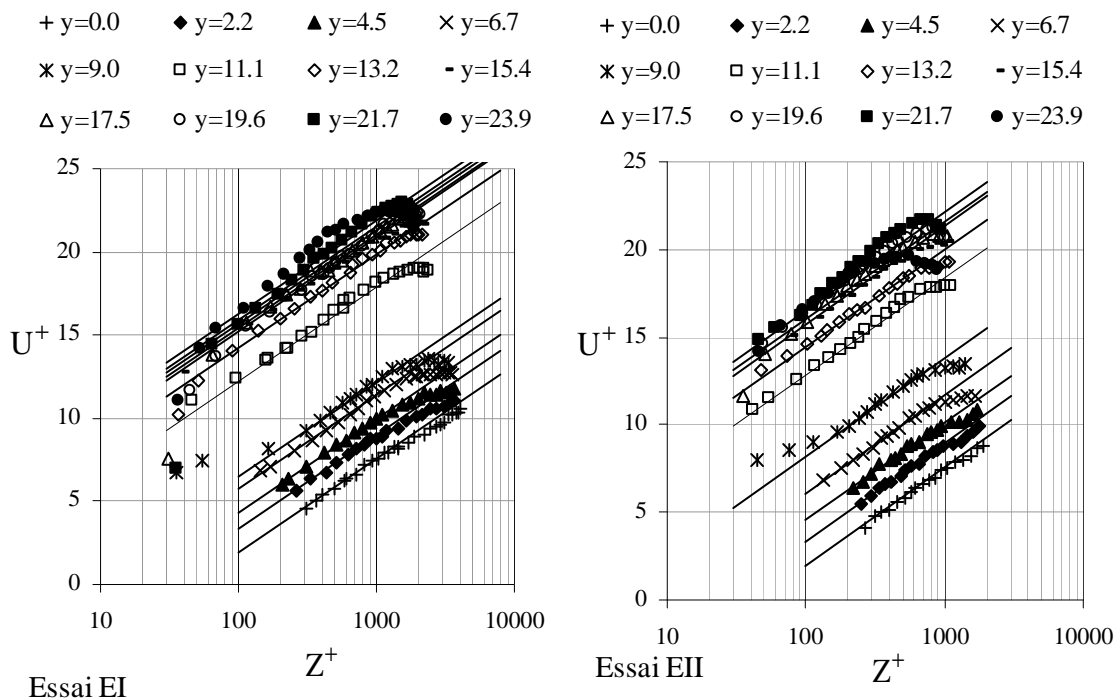


Figure 5.7 : Profils de vitesse et loi logarithmique

5.3.2. La paroi lisse

Au-dessus de la zone lisse, on admet que l'origine de la loi logarithmique se situe au sommet de la paroi et l'on peut déterminer une valeur de la vitesse de frottement qui vérifie la pente de la loi logarithmique (Figure 5.7). On examine ensuite les profils normalisés des fluctuations turbulentes longitudinales, figures 5.8. On constate que les profils de $\overline{u^2} / u^{*2}$ au-dessus de la paroi lisse se regroupent bien dans la zone de paroi et sont très proches du profil obtenu par le calcul (A), tableau 4.3, ainsi que la courbe exponentielle empirique de Nézu et Nakagawa (1993).

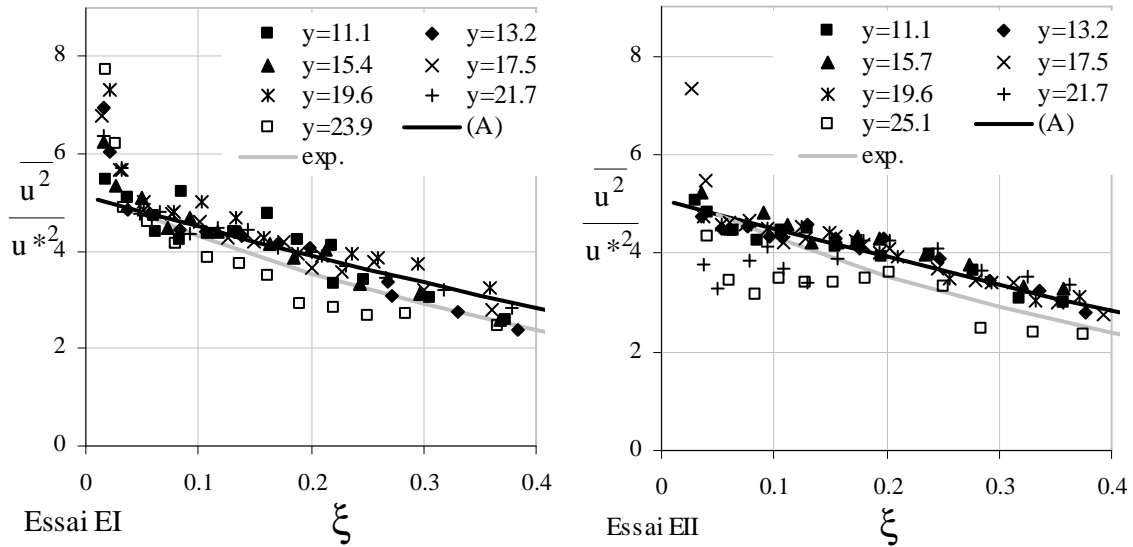


Figure 5.8 : Fluctuations longitudinales dans la zone de paroi lisse

Il est important d'examiner également le comportement des profils de $\overline{u'^2}/u_*'^2$ dans le voisinage immédiat de la paroi en fonction de la coordonnée interne Z^+ . Ces profils sont reportés sur les figures 5.9 relatives aux essais EI et EII.

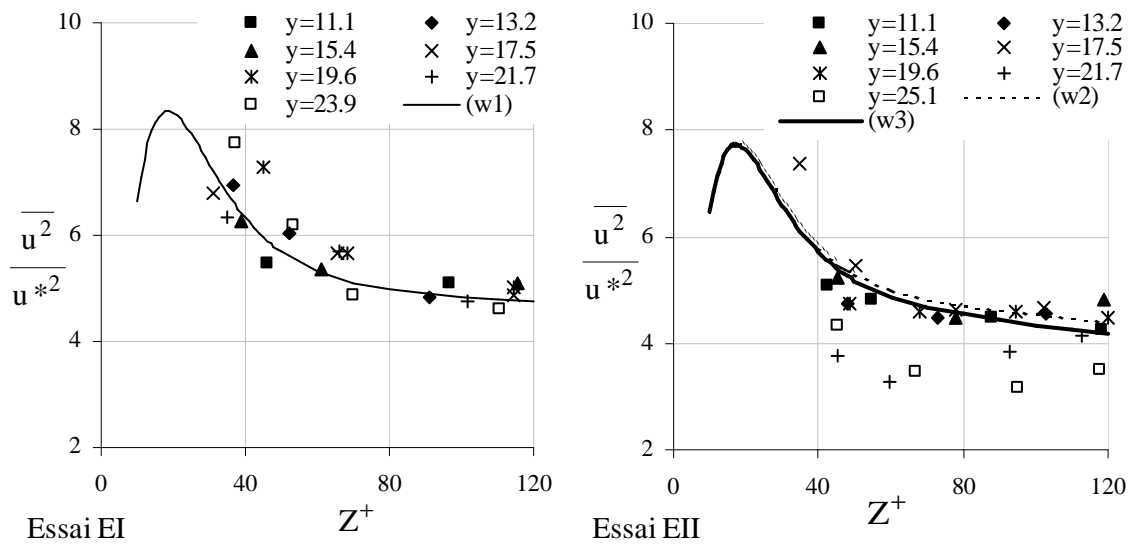


Figure 5.9 : Profils de $\overline{u'^2}/u_*'^2$ en fonction de Z^+ en très proche paroi.

Les courbes en traits continus ou discontinus correspondent aux calculs obtenus à partir de l'expression semi-empirique proposée par Nezu et Rodi (1986) :

$$\frac{\overline{u'^2}}{u_*'^2} = \left[2.3 \exp\left(-\frac{Z^+}{R_e^*}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{Z^+}{B_0}\right)\right) + 0.3 Z^+ \exp\left(-\frac{Z^+}{B_0}\right) \right]^2 \quad \text{où, } R_e^* = \frac{u_*^* h}{\nu} \text{ et } B_0 \approx 10 \quad (5.1)$$

Les courbes notées (w1), (w2) et (w3) sur les figures 5.9, correspondent aux valeurs suivantes de R_e^* et B_0 :

Calcul	B	R_e^*
(w1)	11	2200
(w2)	10	1300
(w3)	10	1000

D'après les lissages effectués, (w1) (w2) et (w3), et en dépit du manque de mesures très proche de la paroi du fond, le maximum de la contrainte turbulente longitudinale peut être situé à $Z^+ \approx 20$. Cette position, qui fixe l'épaisseur de la sous-couche visqueuse, est obtenue pour des valeurs de B égales à 10. Ces valeurs sont en accord avec celles adoptées par Nezu et Rodi (1986) en écoulements sur fond lisse. Par contre on observe les faibles valeurs de $\overline{u^2} / u_*'^2$ pour les profils proches de la paroi latérale dans l'essai EII. De fait dans la zone du coin, la formulation de la loi logarithmique par rapport à la distance à la seule paroi du fond serait à réexaminer. La structure de l'écoulement dans le coin exige une étude spécifique plus approfondie.

Tableau 5.2 : Paramètres de paroi relatifs aux essais EI, EII et E0.

Essai	y(cm)	u*(cm/s)	z ₀ (mm)	C	B _r	K _s ⁺	K _s (cm)	<U>(m/s)
EI	0.0	5.40	5.0	-9.3	8.5	1477	2.74	0.454
	2.2	5.20	4.0	-7.9	8.5	832	1.60	0.487
	4.5	5.05	2.8	-6.9	8.5	552	1.09	0.530
	6.7	4.80	1.1	-5.5	8.5	315	0.66	0.548
	9.0	4.70	0.0	-4.7	8.5	214	0.46	0.584
	11.1	3.40	0.0	1.0	9.1	28	0.08	0.596
	13.2	3.10	0.0	3.0	9.4	14	0.05	0.600
	15.4	3.00	0.0	4.0	9.4	9	0.03	0.601
	17.5	2.85	0.0	4.2	9.4	8	0.03	0.579
	19.6	2.80	0.0	4.4	9.3	7	0.03	0.569
	21.7	2.70	0.0	4.7	9.1	6	0.02	0.564
23.9	2.60	0.0	5.0	8.6	4	0.02	0.545	
EII	0.0	4.10	5.0	-9.3	8.5	1477	3.60	0.284
	2.2	3.95	4.7	-7.9	8.5	832	2.11	0.321
	4.5	3.90	4.4	-6.7	8.5	509	1.30	0.361
	6.7	3.80	2.1	-5.2	8.5	269	0.71	0.396
	9.0	3.50	0.0	-3.0	8.5	112	0.32	0.427
	11.1	2.75	0.0	1.6	9.3	23	0.08	0.453
	13.2	2.70	0.0	3.2	9.5	13	0.05	0.479
	15.4	2.60	0.0	4.5	9.3	7	0.03	0.491
	17.5	2.60	0.0	4.8	9.0	5	0.02	0.502
	19.6	2.55	0.0	5.3	7.5	2	0.01	0.498
	21.7	2.40	0.0	5.3	7.5	2	0.01	0.481
25.1	2.25	0.0	5.3	7.5	2	0.01	0.411	
E0	0.0	4.05	4.4	-7.9	8.5	799	1.97	0.370

5.4 Structure de l'écoulement hors de la zone de paroi

Les figures 5.10 et 5.11 donnent l'évolution de $\frac{\overline{u^2}}{u_*^2}$ sur tout le tirant d'eau au-dessus de la paroi rugueuse et de la paroi lisse. Hors de la zone d'équilibre, et au-dessus des rugosités, il existe des différences notables entre les essais EI et EII, figure 5.10 : les valeurs de $\frac{\overline{u^2}}{u_*^2}$ sont plus grandes dans l'essai EII notamment entre les sections $y=0$ et $y=4.5$.

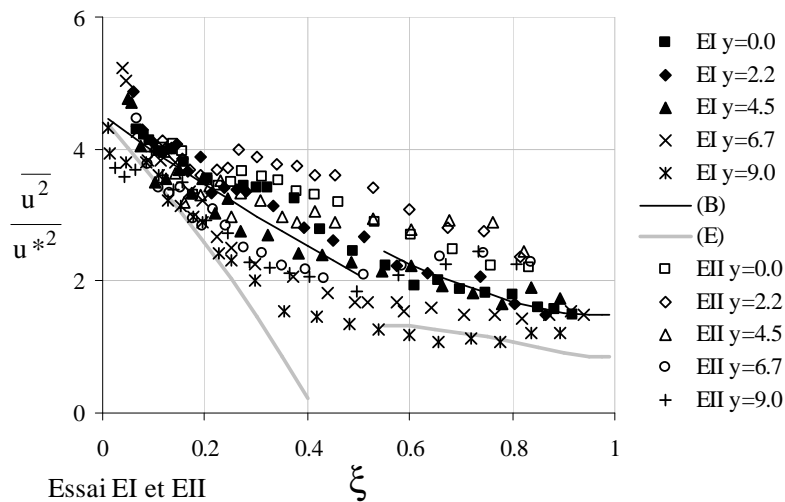


Figure 5.10 : Turbulence au-dessus de la paroi rugueuse sur tout le tirant d'eau

Cela pourrait s'expliquer, vu la configuration de la rugosité, par des interactions entre la surface libre et le fond qui pourraient produire des fluctuations de vitesse en dehors de la zone de paroi. D'ailleurs l'augmentation des fluctuations est moins prononcée au-dessus de la zone lisse (Figure 5.11).

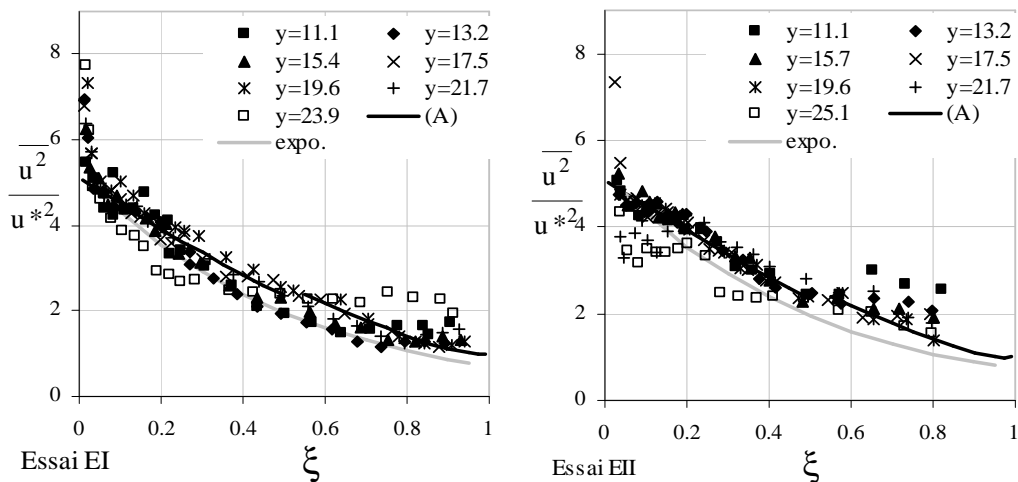


Figure 5.11 : Profils de la contrainte turbulente longitudinale non dimensionnelle le long du tirant d'eau au-dessus de la zone lisse, a) Essai EI, b) Essai EII

Sachant, enfin, que les nombres de Froude des essais EI et EII valent 0.65 et 0.6 respectivement, des ondes de surface pourraient se produire à la surface libre et contribuer ainsi à l'augmentation des fluctuations de vitesse, (Nezu et Nakagawa 1993).

5.5 Distribution des paramètres de paroi et loi de frottement

5.5.1. Frottement pariétal sur le fond et la paroi latérale

La figure 5.12 donne la distribution latérale du frottement τ_b sur la paroi du fond du canal (les valeurs de u^* sont données dans le tableau 5.2) et la distribution verticale du frottement τ_L sur la paroi latérale déterminé à partir de la loi logarithmique de vitesse.

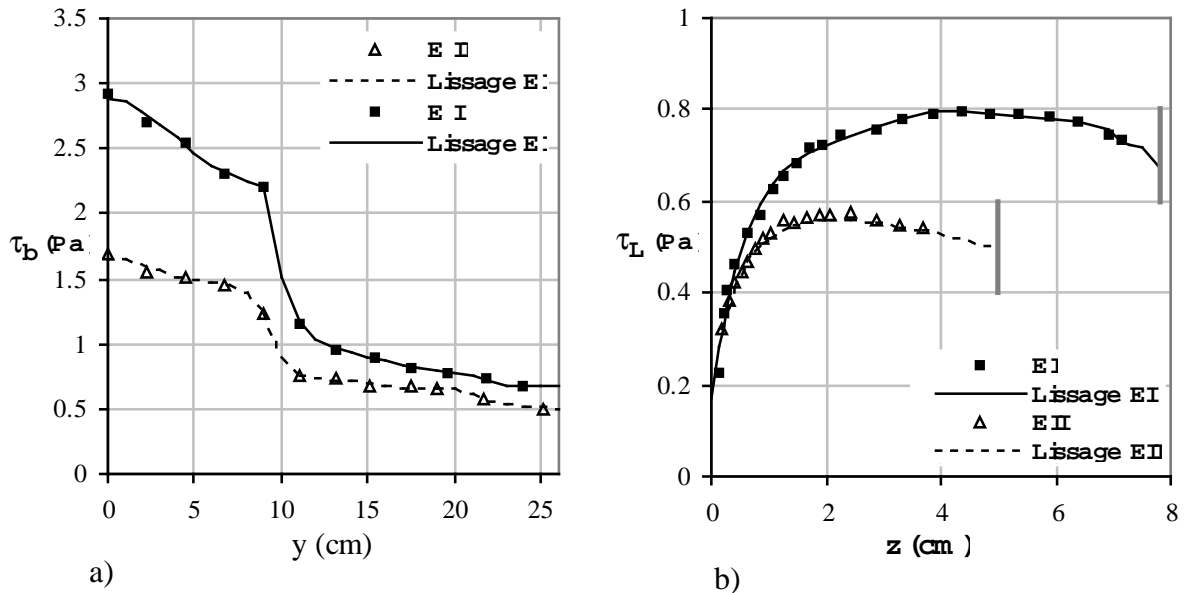


Figure 5.12 : Frottement sur le fond du canal (a) et sur la paroi latérale (b)

Les courbes en traits continus ou discontinus sur les figures 5.12 sont des lissages qui ont été mis en œuvre pour calculer le frottement moyen sur le fond et sur la paroi latérale.

On définit :

$$\text{Le frottement moyen sur le fond : } \langle \tau_b \rangle = \frac{1}{B} \int_{-B/2}^{B/2} \tau_b dy \quad (5.2-a)$$

$$\text{Le frottement moyen sur la paroi latérale : } \langle \tau_L \rangle = \frac{1}{h} \int_0^h \tau_L dz \quad (5.2-b)$$

$$\text{Le frottement moyen sur le périmètre mouillé : } \langle \tau \rangle = \frac{B \langle \tau_b \rangle + 2h \langle \tau_L \rangle}{2h + B} \quad (5.2-c)$$

Le bilan intégral de quantité de mouvement entraîné : $\langle \tau \rangle = \rho g I R_h$ (5.3)

Tableau 5.3 : Frottements moyens sur le fond, la paroi latérale et le périmètre mouillé

Essai	$\langle \tau_b \rangle$ (Pa)	$\langle \tau_L \rangle$ (Pa)	$\langle \tau \rangle$ (Pa)	$\rho g I R_h$ (Pa)
EI	1.5	0.71	1.31	1.26
EII	0.96	0.52	0.86	0.89

Les valeurs des frottements moyens sont reportées dans le tableau 5.3 où il faut noter que le bilan moyen de quantité de mouvement dans la section, (5.3), est vérifiée avec des écarts inférieurs à 5% pour les deux essais.

5.5.2. Distribution du frottement pariétal et de la fonction C de la rugosité

Sur les figures 5.13, on a représenté, côte à côte, les profils transversaux du frottement normé par le frottement moyen sur le fond $\langle \tau_b \rangle$ et de la fonction de rugosité C.

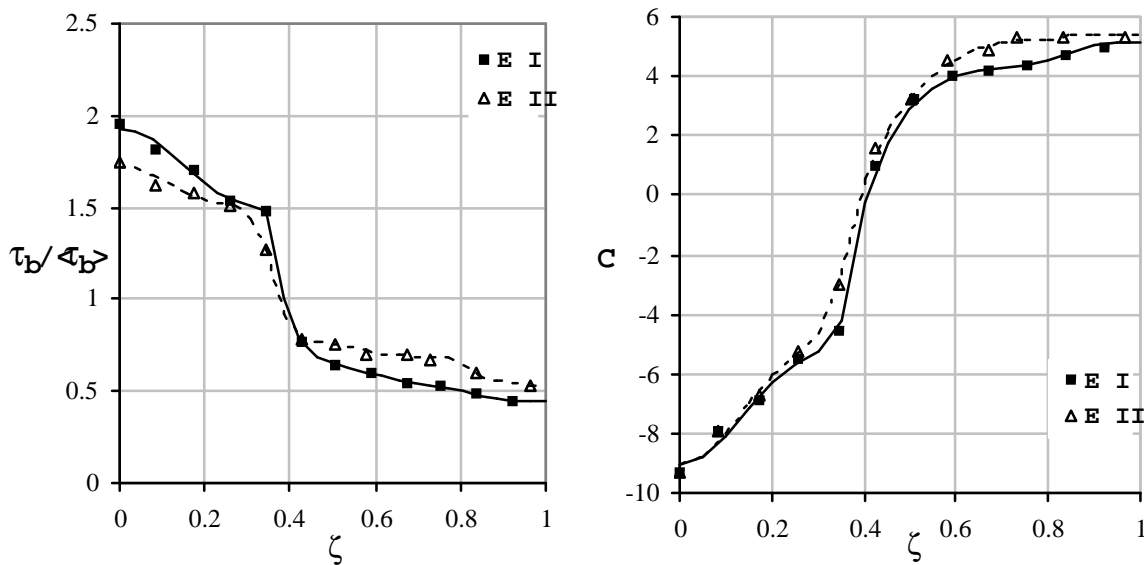


Figure 5.13 : Frottement pariétal et fonction de la rugosité

Le fait le plus marquant est l'évolution très semblable de C pour les deux essais et en conséquence de la distribution de frottement. Il faut noter également que les variations de C et du frottement sont très marquées entre les sections $y=9$ et $y=11.1$, mais que l'évolution est continue depuis le centre du canal vers la paroi latérale. En terme de modélisation, il n'est pas possible de simuler cet écoulement en supposant un saut brusque de C entre la zone rugueuse et la paroi lisse.

5.5.3. Rugosité équivalente de la paroi du fond

Au-dessus de la zone rugueuse, on peut associer une rugosité équivalente en grain de sable de Nikuradse aux valeurs de C par les expressions (1.19) du régime pleinement rugueux :

$$\text{Régime rugueux : } K_S^+ \geq K_{SR}^+, \quad B_r = B_{rR} = 8.5, \quad K_S^+ = \exp[\kappa(B_{rR} - C)] \quad (5.4)$$

Les valeurs correspondantes de K_S^+ et K_S au-dessus de la zone rugueuse sont reportées dans le tableau 5.2. Le fait que le nombre de rugosité soit quasiment le même dans les deux essais montre bien que la rugosité vue par l'écoulement est certes caractéristique de la géométrie mais aussi des interactions dynamiques qu'elle produit.

Au-dessus de la paroi lisse, l'évolution continue de C vers des valeurs du régime lisse n'est forcément caractéristique que des interactions dynamiques. Les valeurs de C comprises entre 1 et 5.3 sont caractéristiques d'une évolution d'un régime intermédiaire vers un régime lisse et l'on sait qu'il n'y a pas de relation universelle entre K_S^+ et les fonctions C et B_r . Pour donner, cependant, un élément de comparaison avec les rugosités équivalentes en grain de sable de Nikuradse en régime intermédiaire, nous associons aux valeurs de C au-dessus de la paroi lisse les valeurs de K_S^+ calculées à partir de l'expression (1.20) de Ligrani et Moffat (1986) avec les valeurs des constantes seuil, $B_s=5.1$, $B_r=8.5$, $K_{SS}^+ = 2.5$, $K_{SR}^+ = 90$. Les figures 5.14 regroupent les résultats de ce calcul de K_S^+ .

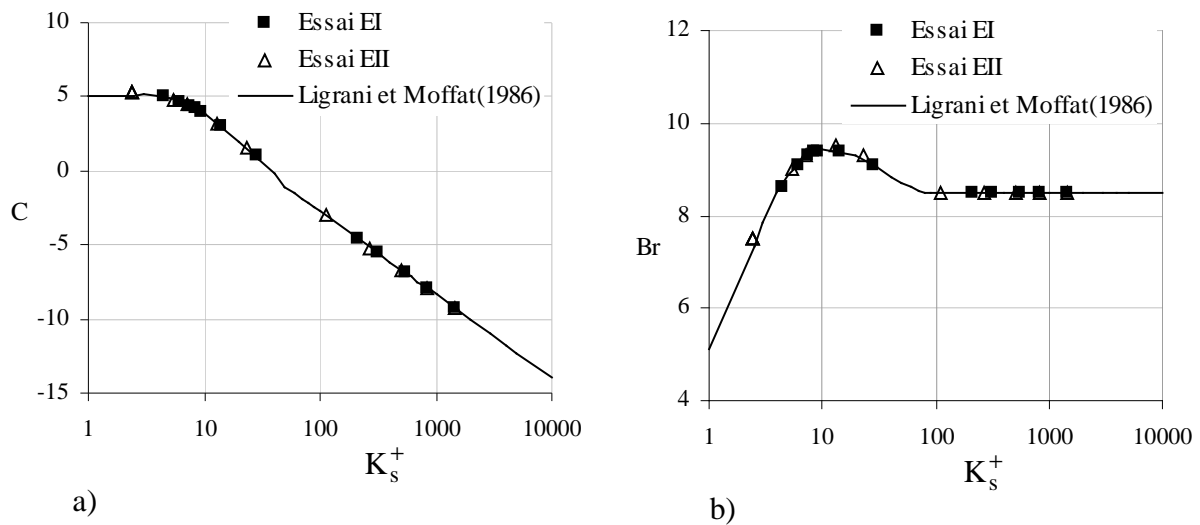


Figure 5.14 : Nombre de rugosité équivalente

L'évolution transversale du nombre de rugosité obtenu dans les deux essais est donnée sur la figure 5.15. Evidemment, cette figure confirme les valeurs très proches de K_S^+ dans les deux expériences.

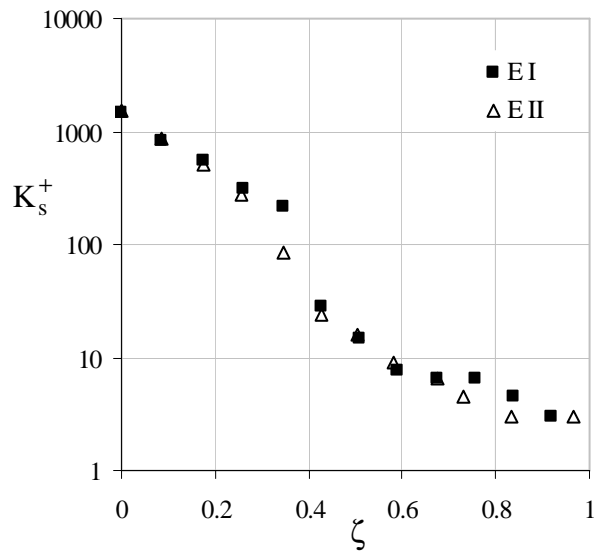


Figure 5.15 : Evolution transversale du nombre de rugosité

5.5.4. Evolution de l'origine de la loi logarithmique

L'évolution transversale de la position de l'origine du profil de vitesse, z_0 , normée par l'épaisseur des barrettes et la rugosité équivalente de Nikuradse, dans la zone rugueuse est représentée sur les figure 5.16-a et b.

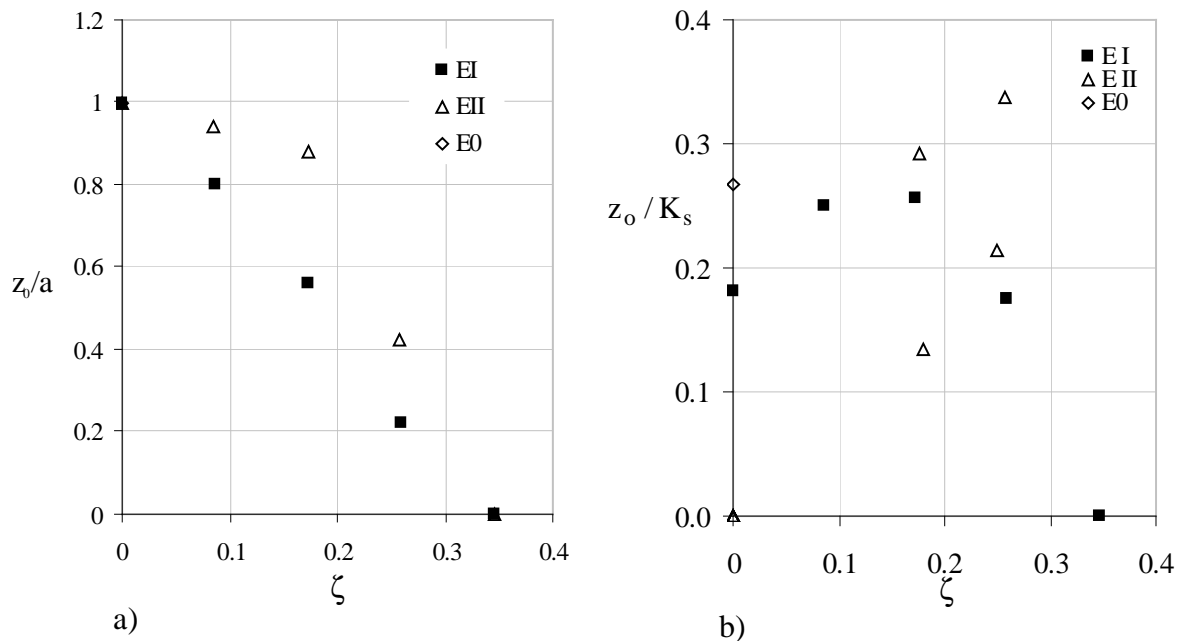


Figure 5.16 : Origine de la loi logarithmique : a) par rapport à l'épaisseur des barrettes, b) par rapport à la rugosité équivalente.

Dans les deux essais EI et EII, l'origine de la loi logarithmique correspond au fond des barrettes dans l'axe du canal, et à leur sommet à partir de $y=9$. Dans l'essai EI, la variation de z_0 suit une distribution quasi linéaire entre l'axe du canal et $y=9$ alors que dans l'essai EII on note une légère augmentation de z_0 au niveaux des sections $y=2.2, 4.5$ et 6.7 . Les valeurs de z_0 sont en accord avec celles déjà trouvées par d'autres auteurs (Knight *et al.* 1979, Rhodes *et al.* 2000). Sur la figure 5.16-b, on a reporté l'évolution de z_0 / K_S dans la zone rugueuse. On observe qu'il est compris entre 0.17 et 0.25 pour l'essai EI et entre 0.13 et 0.33 dans le cas de l'essai EII. Selon des travaux déjà réalisés, il n'existe pas de relations fixes entre z_0 et la rugosité équivalente en grain de sable de Nikuradse. Pour l'exemple, Kironoto (1992) a considéré $z_0 / K_S = 0.2$ et ce indépendamment des conditions de l'écoulement et de la composition de la rugosité. D'après Blinco *et al.* (1971) et Bayazit *et al.* (1976), le rapport z_0 / K_S est égal 0.27 et 0.14 respectivement. En fin, Rhodes *et al.* (2000) qui ont simulé plusieurs régimes d'écoulement sur les fameuses plaques rugueuses de Schlichting (1936) nommées XX, XXI et XXII, ont obtenu que z_0 / K_S est comprise entre 0.09 et 0.11, 0.07 et 0.09, 0.02 et 0.06 pour les plaques XX, XXI et XXII respectivement.

5.5.5. Loi déficitaire et loi de frottement

La présence des écoulements secondaires déplace le maximum de vitesse sous l'interface et vu les incertitudes dans la détermination du maximum et de sa position, il est préférable d'exprimer le déficit de vitesse par rapport à la vitesse débitante, $\langle U \rangle$, obtenue par intégration sur le tirant d'eau. Les figures 5.17 et 5.18 représentent les profils de $\frac{\langle U \rangle - U}{u_*}$ en fonction de ξ pour les essais EI et EII.

La courbe en ligne continue tracée sur les figures 5.17 et 5.18 est établie à partir de l'expression empirique donnée par (5.5) avec $E=2.8$. Comme dans l'essai E0 en écoulement sur fond de rugosité homogène discuté au chapitre 3, la loi déficitaire, dans la zone de recouvrement logarithmique s'écrit :

$$\frac{\langle U \rangle - U}{u_*} = -\frac{1}{\kappa} \text{Ln}(\xi) - E \quad (5.5)$$

On constate que la valeur $E=2.8$ convient également dans les cas des écoulements avec gradient de rugosité. La combinaison des lois logarithmiques de paroi et déficitaire conduit à l'expression du coefficient de frottement (3.7) :

$$\sqrt{\frac{2}{c_f}} = \frac{1}{\kappa} \text{Ln}\left(R_e \sqrt{\frac{c_f}{2}}\right) + C(K_s^+) - 2.8 \quad (5.6)$$

$$\text{où, } c_f = 2 \frac{\tau_b}{\rho \langle U \rangle^2} \text{ et } R_e = \frac{\langle U \rangle h}{\nu}$$

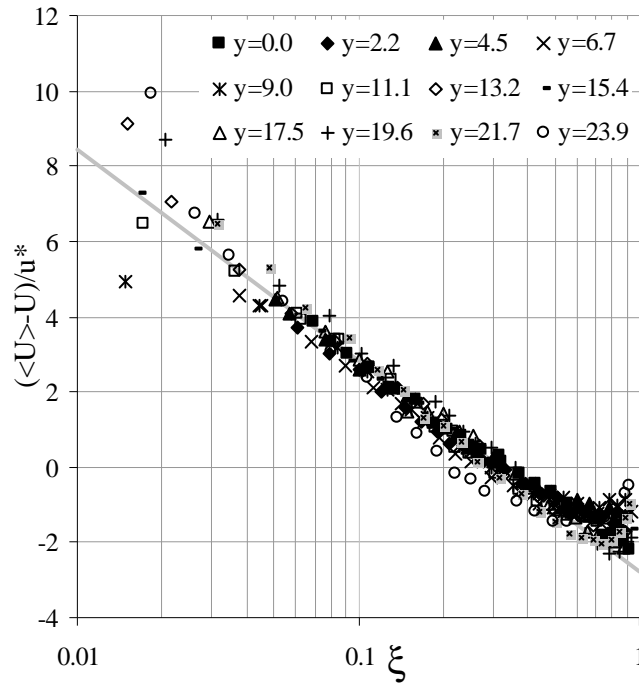


Figure 5.17 : Loi déficitaire pour l'essai EI

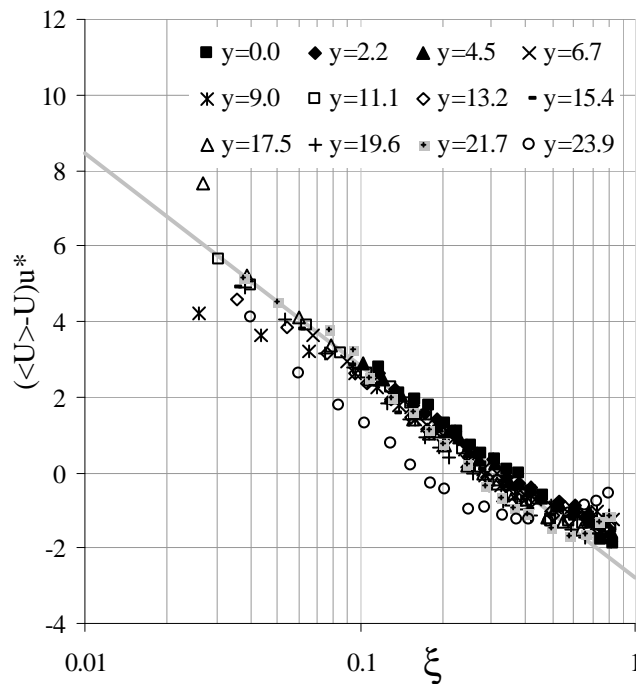


Figure 5.18 : Loi déficitaire pour l'essai EII

Sur la figure 5.19-a, on compare les valeurs du coefficient de frottement calculées expérimentalement avec les valeurs calculées par la loi logarithmique (5.6). Dans ce calcul, les données sont le nombre de Reynolds local et les valeurs de la fonction $C(K_s^+)$. On

observe que les valeurs calculées recourent bien les valeurs expérimentales. Ce résultat confirme la cohérence dans la détermination des paramètres de paroi et du calage de la loi logarithmique dans la zone de paroi.

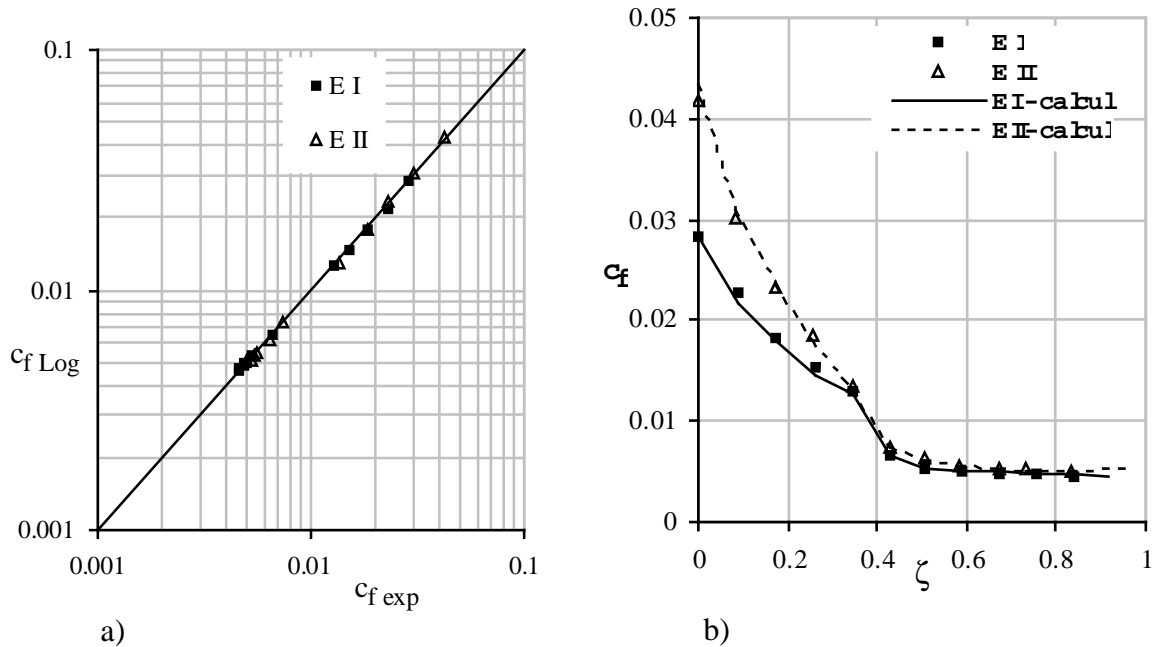


Figure 5.19 : a) Comparaison entre les coefficients de frottement expérimental et calculé, b) Distributions sur le fond des coefficients de frottement expérimental et calculé

Enfin, les distributions transversales du coefficient de frottement relatives aux essais EI et EII sont reportées sur la figure 5.19-b. On constate que dans la zone rugueuse, où les écoulements secondaires et les gradients transversaux des paramètres de paroi sont significatifs, le coefficient de frottement présente également un gradient important. Dans cette zone, le coefficient dépend du régime d'écoulement et présente des valeurs supérieures dans le cas de l'essai à faible tirant d'eau (EII). Au-dessus de la zone lisse, où les écoulements secondaires et les variations des paramètres de parois sont faibles, on constate que le coefficient de frottement est quasiment constant et indépendant du régime d'écoulement.

Pour conclure enfin, on a représenté sur les figures 5.20 les coefficients de frottement expérimentaux et calculés en fonction du nombre de Reynolds global et de la rugosité relative K_S/h .

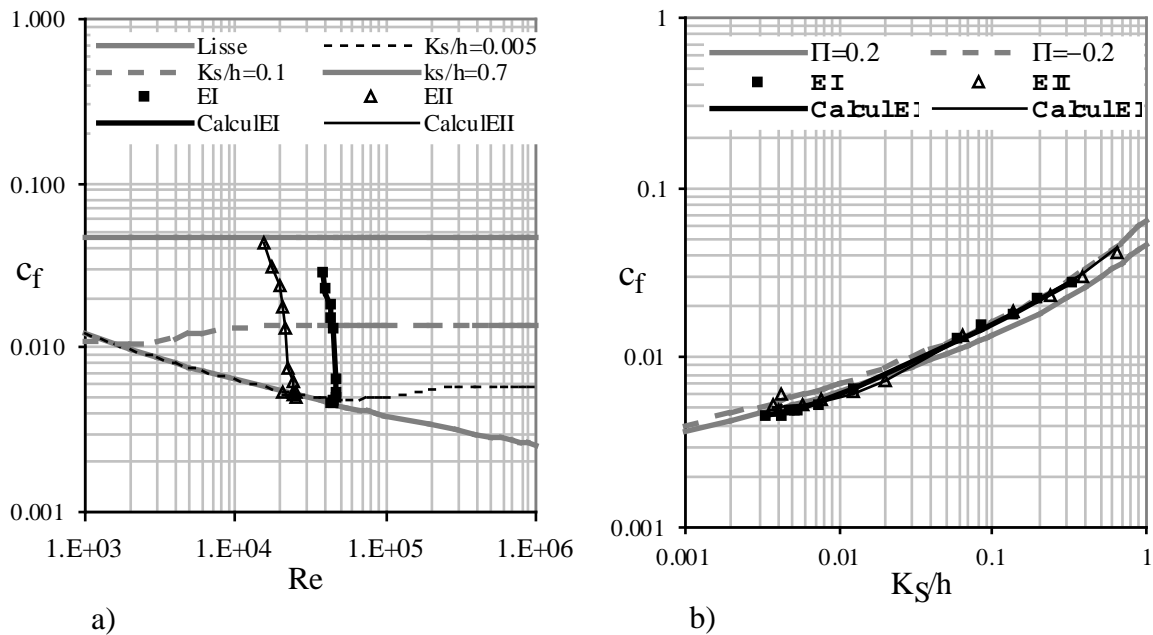


Figure 5.20 : Coefficients de frottement expérimentaux et théoriques en fonction du nombre de Reynolds (a), et de la rugosité relative (b)

5.6 Conclusion

Ce chapitre conclue la présentation de l'ensemble des résultats de nos expériences. Pour les deux essais EI et EII, on dispose maintenant de l'évolution transversale de la fonction C de la rugosité et du frottement pariétal sur la paroi du fond et sur la paroi latérale du canal pour deux régimes d'écoulement différents. Ces expériences répondent à l'objectif recherché de créer un fort contraste de rugosité. De fait la fonction $C(K_S^+)$ est quasiment la même dans les deux essais et c'est elle qui caractérise le mieux l'écoulement. D'ailleurs nous avons montré que la loi de frottement logarithmique prédisait bien l'évolution transversale du frottement sur le fond dès lors que l'évolution de $C(K_S^+)$ était connue.

L'analyse sous forme non dimensionnelle des fluctuations de vitesse longitudinale met aussi en évidence l'effet des écoulements secondaires pour les deux essais et les résultats présentés aux chapitre 4 et 5 constituent un ensemble cohérent de référence pour réaliser les premiers tests de simulation numérique de ces expériences.

Ces résultats seront également utiles pour analyser les problèmes de fermeture d'un modèle de Saint venant 2D construit par intégration suivant la verticale. La loi logarithmique de frottement proposée constitue un premier élément de cette modélisation. Il reste aussi à examiner le rôle de la dispersion turbulente et de la dispersion produite par les écoulements secondaires. Dans cette perspective, l'utilisation de modèles 3D de génération des écoulements secondaires est un passage obligé.

Chapitre 6

Premières simulations numériques

6.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de simulations numériques d'écoulements à surface libre sur fond rugueux. Au cours de ces simulations nous avons mis en œuvre deux modèles fondés sur le modèle de Gibson et Launder (1978) adapté aux écoulements à surface libre par Gibson et Rodi (1989) (§1.5.3 chapitre 1). Ce modèle de transport des contraintes de Reynolds a été implémenté dans le code de calcul FLUENT. Les contraintes qu'impose ce code dans la prise en compte des grandes rugosités nous ont conduits à utiliser une version dérivée sous la forme d'un modèle "k, ε anisotrope" (Soualmia 1993).

Afin de comparer ces deux modèles, nous avons d'abord considéré des écoulements développés parallèles, (1D vertical), pour lesquels nous disposons des résultats de la littérature et des résultats de nos expériences dans des sections où la contrainte de cisaillement varie linéairement sur tout le tirant d'eau (essai E0 et sections $y=0$ et $y=17.5$ dans l'essai EI).

Nous avons ensuite appliqué ces deux modèles à la simulation de l'expérience EI. Avant de présenter les résultats de ces calculs, nous précisons la formulation des deux modèles utilisés.

6.2 Formulation des modèles

6.2.1. Le modèle RSM du code FLUENT et son adaptation aux écoulements à surface libre

Le code Fluent est un code de calcul généraliste de mécanique des fluides. Notamment il résout les équations de Reynolds (1.1) et (1.2) et les équations de transport du tenseur de Reynolds (1.3) incluant le modèle de Gibson et Launder (1978) ou en option le modèle quadratique de Speziale *et al.* (1991), le taux de dissipation étant calculé par l'équation (1.38).

Ces modèles au second ordre ne permettent pas cependant de simuler les effets de la surface libre sur la redistribution de la turbulence ni la réduction de l'échelle de longueur. C'est pourquoi nous avons remplacé le modèle de redistribution disponible dans le code par le modèle de redistribution de Gibson et Rodi défini par les équations (1.63) en écoulement développé non parallèle. Les fonctions de proximité sont données par les équations (1.70) et (1.71). Nous avons introduit une variante de la fonction de surface libre en admettant, comme au chapitre 4, que L varie peu dans le voisinage de la surface libre, soit :

$$f_s = \frac{L_s}{ah} \frac{\xi^2}{(1-\xi)} \quad (6.1)$$

Pour rendre compte de l'effet d'augmentation du taux de dissipation près de la surface libre nous imposons sa valeur à la surface libre, soit

$$\varepsilon_s = \frac{k_s^{3/2}}{L_s/h} \quad (6.2)$$

Les constantes de modélisation dans Fluent sont données dans le tableau 6.1 ci-dessous.

Tableau 6.1 : Valeurs des constantes prises dans les modèles de turbulence

C_1	C_2	C_1	c_2	C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_ε	σ_k	κ
1.8	0.6	0.5	0.3	0.065	1.44	1.92	1.4	0.82	0.42

6.2.2. Le modèle (k, ε) anisotrope, en écoulement développé, non parallèle

Le modèle dit "k, ε anisotrope" issu de la formulation algébrique du modèle de Gibson et Rodi a été développé par Soualmia (1993), pour rendre compte d'écoulements secondaires au-dessus de vagues de vent (Liné et al. 1996). Initialement fondé sur le modèle de Naot et Rodi (1982), il a été modifié par Zaouali (2002) en y incluant la modélisation de Gibson et Rodi.

Les équations sont écrites avec l'hypothèse d'écoulement développé non parallèle et les équations du mouvement moyen sont résolues dans la formulation Ψ, Ω , (1.7) et (1.8) :

$$V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{uw}) + \frac{\partial}{\partial y}(-\overline{uv}) - g \sin \beta \quad (6.3-a)$$

$$V \frac{\partial \Omega}{\partial y} + W \frac{\partial \Omega}{\partial z} = -\frac{\partial^2}{\partial y \partial z}(\overline{w^2} - \overline{v^2}) - \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)(\overline{vw}) - v \nabla^2 \Omega \quad (6.3-b)$$

$$\nabla^2 \Psi = -\Omega, \quad \text{où, } V = \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad W = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (6.3-c)$$

Les contraintes turbulentes de cisaillement vertical et transversal de la vitesse longitudinale sont exprimées suivant l'hypothèse de gradient où la viscosité turbulente est générée par un modèle (k, ε) :

$$-\overline{uv} = \nu_t \frac{\partial U}{\partial y}, \quad -\overline{uw} = \nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \quad (6.4)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6.5-a)$$

$$V \frac{\partial k}{\partial y} + W \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P - \varepsilon \quad (6.5-b)$$

$$V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + W \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (6.5-c)$$

Les composantes longitudinale et transversale du tenseur de Reynolds qui contrôlent la vorticité des écoulements secondaires dans (6.3-b) et la contrainte de cisaillement $-\overline{vw}$ de l'écoulement secondaire sont modélisées suivant le modèle algébrique défini par les équations (1.67) à (1.69) où les fonctions de proximité de la paroi du fond, de la surface libre et de la paroi latérale sont définies par (1.70) et (1.71) :

$$\frac{\overline{v^2}}{k} = \frac{A_2 + A_3 A_{23}}{1 - A_{23} A_{32}}, \quad \frac{\overline{w^2}}{k} = \frac{A_3 + A_2 A_{32}}{1 - A_{23} A_{32}} \quad (6.6-a)$$

$$-\frac{\overline{vw}}{k} (1 - \tilde{P} - C_1 - \frac{3}{2} c_1 (f + f_{wL})) = \tilde{P}_{23} (1 - C_2 + \frac{3}{2} C_2 c_2 (f + f_{wL})) \quad (6.6-b)$$

Ce modèle est résolu numériquement en mettant en œuvre une méthode de volumes finis.

6.2.3. Conditions aux limites

a) Vitesse à la paroi

La vitesse moyenne est fixée par la loi logarithmique (1.15) :

$$U^+ = U/u^* = \kappa^{-1} \text{Ln}(Z^+) + C(K_S^+) \quad \text{et} \quad Z^+ = u^* Z/v \quad \text{avec} \quad Z = z + z_0 \quad (6.7)$$

La fonction de la rugosité C est une donnée du problème et la vitesse de frottement est calculée par la résolution numérique du mouvement moyen et des contraintes turbulentes.

Dans le programme de résolution du modèle (k, ε anisotrope) le domaine de résolution est limité au sommet des rugosités ou de la paroi lisse et la vitesse au centre de la maille adjacente à la paroi est donnée directement par (6.7) en imposant C et z_0 .

Dans le code Fluent, la loi logarithmique (6.7) est prise en compte en introduisant une rugosité K_{sf} et un coefficient de rugosité C_{ks} qui s'expriment en fonction de C par les équations implicites :

$$C = 5.5 - \frac{1}{\kappa} \ln \left[\frac{K_{sf}^+ - 2.25}{87.75} + C_{ks} K_{sf}^+ \right] \sin \left[0.4258 (\ln K_{sf}^+ - 0.811) \right]; \quad 5 < K_{sf}^+ < 70 \quad (6.8-a)$$

$$C = 5.5 \frac{1}{\kappa} \ln(1 + C_{ks} K_{sf}^+) ; \quad K_{sf}^+ > 70 \quad (6.8.b)$$

Dans le code Fluent, nous avons imposé que le domaine de résolution soit borné par la courbe lieu des origines de la loi logarithmique.

Le coefficient de rugosité C_{ks} , doit être compris entre 0.5 et 1.0. Les valeurs de C_{ks} , sont déterminées en tenant compte du critère de taille de la maille à la paroi qui impose que la taille de rugosité K_{sf} doit être inférieure à la mi-hauteur de la maille adjacente à la paroi. Ces critères de choix de K_{sf} et C_{ks} limitent l'utilisation de la formulation de la loi logarithmique à des écoulements de faible rugosité.

b) Turbulence à la paroi

Dans le modèle k-ε anisotrope, les conditions aux limites sur l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation sont spécifiées en fonction de u^* par les expressions suivantes :

$$k = \frac{u^{*2}}{\sqrt{C_\mu}} \quad (6.9)$$

$$\varepsilon_p = \frac{u^{*3}}{\kappa(z + z_0)} \quad (6.10)$$

Ces expressions sont aussi employées dans le code Fluent avec les expressions des contraintes turbulentes données par les rapports:

$$\frac{\overline{u^2}}{k} = 1.098, \quad \frac{\overline{w^2}}{k} = 0.247, \quad \frac{\overline{v^2}}{k} = 0.655 \text{ et } -\frac{\overline{uw}}{k} = 0.255 \quad (6.11)$$

c) A la surface libre

À la surface libre, on impose la condition de symétrie (gradient en z nul) à toutes les grandeurs à toutes les grandeurs à l'exception du taux de dissipation qui est fixé par (6.2).

6.3 Simulation de l'écoulement 1D vertical

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés en particulier à une étude de sensibilité à la constante de retour à l'isotropie C_2 , à la constante C_μ et à la valeur du taux de dissipation au niveau de la surface libre. Les résultats obtenus sont comparés avec les résultats expérimentaux : E0, EI $y=0$, EI $y=17.5$, KIR 1 et KIR 4 ainsi que les calculs (A), (B) et (C) obtenus à partir des solutions asymptotiques du modèle RSM développées au chapitre 4.

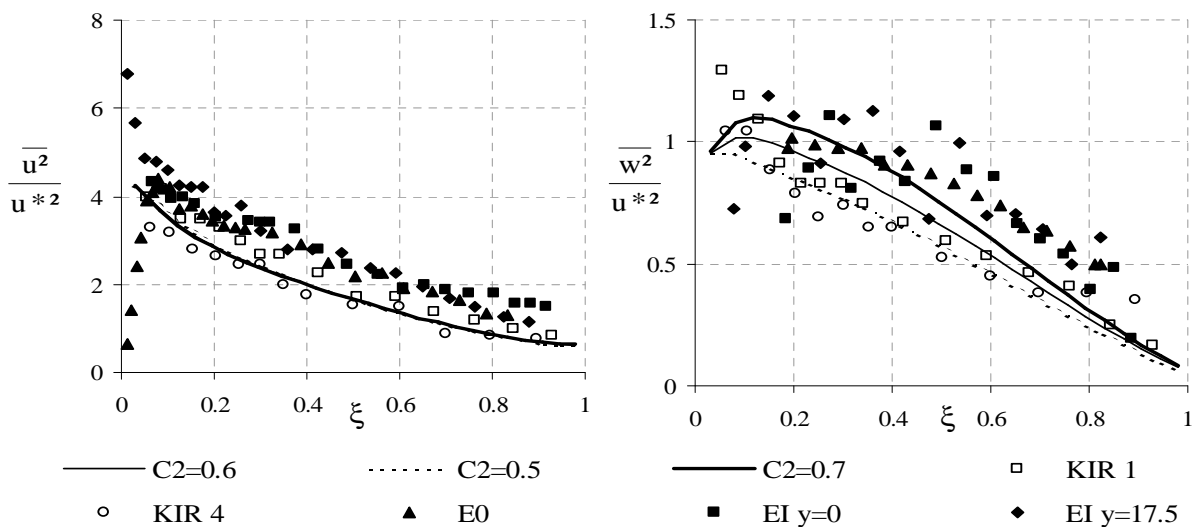
6.3.1. Influence de la constante de retour à l'isotropie C_2

Puisque la constante C_2 de la partie non linéaire du terme de redistribution, $\Phi_{ij,2}$, contrôle le retour à l'isotropie, il est primordial d'examiner la sensibilité du modèle à cette constante pour simuler l'effet de redistribution de la rugosité. Trois simulations ont été réalisées avec trois valeurs de C_2 : $C_2=0.5$, 0.6 et 0.7 . Les conditions de ces simulations sont indiquées dans le tableau 6.2.

Tableau 6.2 : Conditions des simulations Sim-1, sim-2 et Sim-3.

Simulation	C_2	f_b	f_s	C.L sur ϵ_s	C_μ
Sim-1	0.5	Gibson et Rodi	$\frac{L_s}{3.0h} \frac{\xi^2}{(1-\xi)}$	$\epsilon_s = \frac{k_s^{3/2}}{0.65}$	0.065
Sim-2	0.6	Gibson et Rodi	$\frac{L_s}{3.0h} \frac{\xi^2}{(1-\xi)}$	$\epsilon_s = \frac{k_s^{3/2}}{0.65}$	0.065
Sim-3	0.7	Gibson et Rodi	$\frac{L_s}{3.0h} \frac{\xi^2}{(1-\xi)}$	$\epsilon_s = \frac{k_s^{3/2}}{0.65}$	0.065

Les profils obtenus dans ces simulations sont tracés sur la figure 6.1 et comparés avec les profils expérimentaux : KIR 1, KIR 4, E0, EI y=0 et EI y=17.5 ayant respectivement les valeurs du nombre de rugosité suivantes : 105, 178, 832, 1477 et 8. On observe que la composante verticale du tenseur de Reynolds est sensible à la variation de C_2 et on peut simuler l'augmentation de $\overline{w^2}/u^{*2}$ avec l'augmentation de K_s^+ par des valeurs croissantes de C_2 . Les profils de $\overline{v^2}/u^{*2}$ sont également sensibles à la variation de C_2 . En revanche, les profils de la contrainte longitudinale n'y sont pas sensibles.



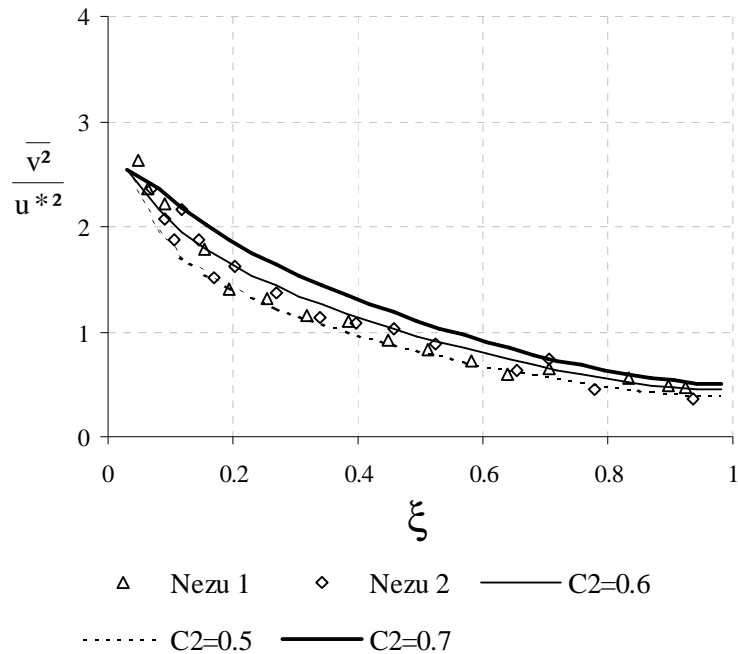


Figure 6.1 : Effet de C_2 sur la redistribution de l'énergie cinétique turbulente sur les composantes sphériques du tenseur de Reynolds

Au regard de ces résultats, la redistribution de la turbulence sur les composantes verticale et transversale induite par le changement de rugosité peut être simulée en prenant C_2 comme fonction de K_s^+ dans le terme de redistribution. Notons que les profils expérimentaux tracés sur la figure 6.1 ne confirment pas la présence d'une corrélation bien définie entre la rugosité et la redistribution de la turbulence. Notre interprétation des profils simulés est surtout basée sur des tendances commentées dans la monographie de Nezu et Nakagawa (1993).

6.3.2. Influence de la constante C_μ

Les profils des contraintes turbulentes longitudinales et verticales obtenues avec le modèle RSM, le modèle $k-\varepsilon$ et des solutions asymptotiques du modèle RSM pour des valeurs de C_μ égales 0.06 et 0.09 sont représentés sur la figure 6.2. Les courbes calculées à l'aide du modèle $k-\varepsilon$ et des solutions asymptotiques (A et B) montrent bien que la valeur de la constante C_μ contrôle le niveau de l'énergie cinétique turbulente. En effet, les profils expérimentaux E0, EI $y=0$ et EI $y=17.5$ où les distributions des contraintes turbulentes verticale et longitudinale confirment une augmentation de l'énergie cinétique turbulente sont correctement simulés par des valeurs de C_μ faibles ($C_\mu=0.06$). Par contre, les profils KIR 1 et KIR 4 sont simulés par une valeur standard de C_μ ($C_\mu=0.09$). Cependant, cette influence de C_μ est quasiment invisible sur les profils issus du modèle RSM. Cette différence entre le modèle RSM et le modèle $k-\varepsilon$ dans le calcul de l'énergie cinétique turbulente est attribuée à l'expression du calcul de la production étant le produit du gradient vertical de la vitesse moyenne longitudinale fois le frottement turbulent.

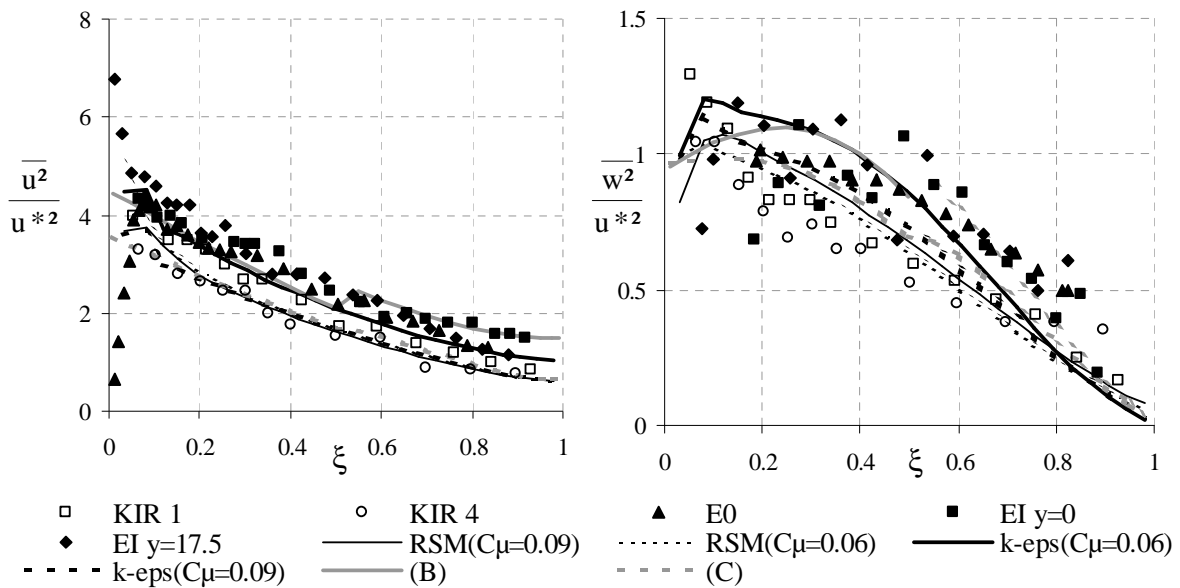


Figure 6.2 : Influence de C_μ sur la distribution des contraintes turbulentes longitudinale et verticale.

6.3.3. Influence des fonctions de surface

Dans le modèle RSM, le gradient vertical de $\overline{u^2}/u_*^2$ engendré par la rugosité, peut être simulé en adoptant des fonctions de proximité de paroi qui pourraient être dépendantes de la rugosité. Cela est tout à fait justifié car la redistribution de la turbulence dans la zone de paroi est un processus d'interactions entre l'écoulement et la paroi où la rugosité est un paramètre essentiel. Pour examiner l'influence des fonctions de surface sur le gradient vertical de $\overline{u^2}/u_*^2$, nous avons réalisé deux simulations RSM(GR) et RSM(CR) dans lesquelles nous avons adopté les fonctions de Gibson et Rodi (1989) et les fonction de Celik et Rodi (1984) respectivement. Les profils de $\overline{u^2}/u_*^2$ obtenus sont tracés dans la figure 6.3 où nous les comparons avec des profils expérimentaux et des profils obtenus avec le modèle k- ϵ . On constate qu'avec le modèle RSM, la variation du gradient vertical de $\overline{u^2}/u_*^2$ est sensible à la formulation des fonctions de proximité de surface. Contrairement à l'effet de C_μ sur les composantes longitudinale et verticale du tenseur de Reynolds, les fonctions de surface affectent la redistribution de l'énergie cinétique turbulente sur les composantes sphériques du tenseur de Reynolds sans modifier sensiblement la distribution de celle-ci. Les profils de $\overline{w^2}/u_*^2$ correspondants aux KIR 1 et KIR 2 sont proches du profil obtenu avec la simulation RSM(CR).

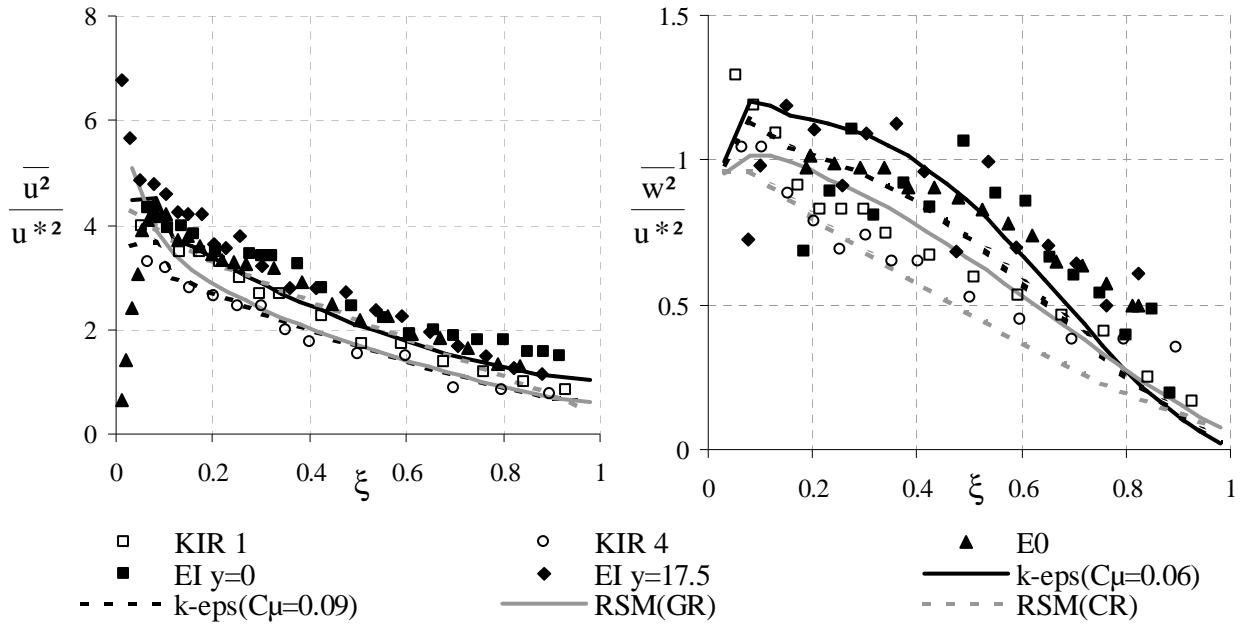


Figure 6.3 : Influence des fonctions de proximité de surface sur la distribution des contraintes turbulentes longitudinale et verticale.

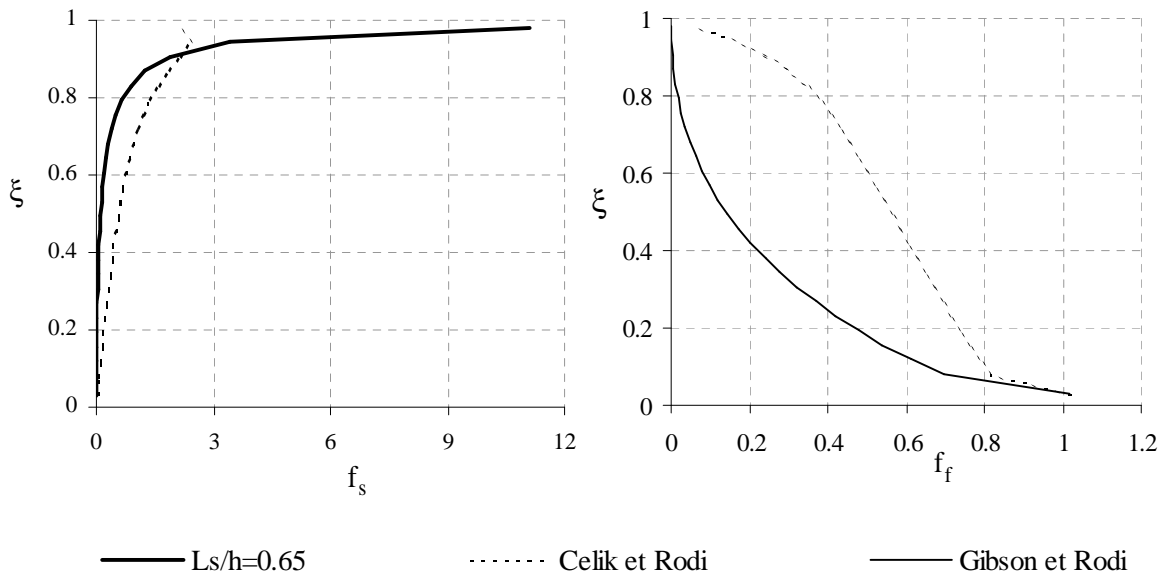


Figure 6.4: Fonction de proximité de paroi et de surface libre

Les fonctions de proximité de la surface libre et de la paroi du fond sont représentées sur la figure 6.4. La fonction de Celik et Rodi relative à la paroi présente des valeurs plus grandes que celle de Gibson et Rodi. La fonction de la surface libre écrite avec une échelle de longueur constante, $L_s/h=0.65$, est superposée avec celle de Gibson et Rodi ce qui justifie l'hypothèse de considérer que l'échelle de longueur est constante près de la surface libre. La

fonction de la surface libre de Celik et Rodi présente des valeurs plus grandes que celles de Gibson et Rodi dans la zone située au-dessous de $\xi=0.9$ et des valeurs plus petites dans la zone très proche de la surface libre ($\xi>0.9$).

6.3.4. L'échelle de longueur des tourbillons porteurs d'énergie

Sur la figure 6.5, nous avons tracé les profils de l'échelle de longueur obtenus avec les simulations RSM($C_\mu=0.065$), RSM($C_\mu=0.09$) et RSM (CR) comparés avec ceux de Gibson et Rodi (GR-1 et GR-2). Notons que GR-1 correspond à la simulation où le terme de production de ϵ est prise $C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k}$ P et GR-2 correspond à celle où ce dernier est écrit suivant le schéma proposé par Zeman et Lumley (équation 1.39). Les conditions de ces simulations sont indiquées dans le tableau 6.3.

Tableau 6.3 : Conditions des simulations

Simulation	f_{wf}	f_s	C.L sur ϵ_s	C_2	C_μ
Sim-2 RSM($C_\mu=0.065$)	Gibson et Rodi	$\frac{L_s}{3.0h} \frac{\xi^2}{(1-\xi)}$	$\epsilon_s = \frac{k_s^{3/2}}{0.65}$	0.6	0.065
Sim-4 RSM($C_\mu=0.09$)	Gibson et Rodi	$\frac{L_s}{3.0h} \frac{\xi^2}{(1-\xi)}$	$\epsilon_s = \frac{k_s^{3/2}}{0.65}$	0.6	0.09
Sim-5 RSM(CR)	Celik et Rodi	Celik et Rodi	$\epsilon_s = \frac{k_s^{3/2}}{0.18}$	0.6	0.065

Dans la zone de paroi, l'échelle de longueur L/h est inversement proportionnelle à la valeur de C_μ . D'ailleurs cette relation a été déjà observée avec la version asymptotique du modèle RSM. Par comparaison aux courbes GR-1 et GR-2, les simulations réalisées avec une valeur de C_μ égale à 0.065 donnent des résultats proches de GR-2 alors que le profil obtenu dans la simulation réalisée avec un C_μ égale 0.09 est proche de GR-1 pourtant GR-1 et GR-2 sont réalisées avec une valeur de C_μ égale 0.09. Sachant que le modèle de diffusion utilisé dans nos simulations est différent de celui utilisé par Gibson et Rodi, on conclut que l'influence du terme de production de ϵ de Zeman et Lumely sur la distribution de L/h peut être reproduite en ajustant la valeur de C_μ qui intervient via le terme de la production P_r . En revanche, dans la zone de la surface libre où le transport par diffusion devient important et la production diminue, l'influence de C_μ s'atténue et L/h devient sensible à la valeur de ϵ au niveau de la surface. Pour simuler la diminution de l'échelle de longueur dans la zone de la surface libre, une valeur de L_s/h inférieure à 0.8 doit être imposée au niveau de la surface libre.

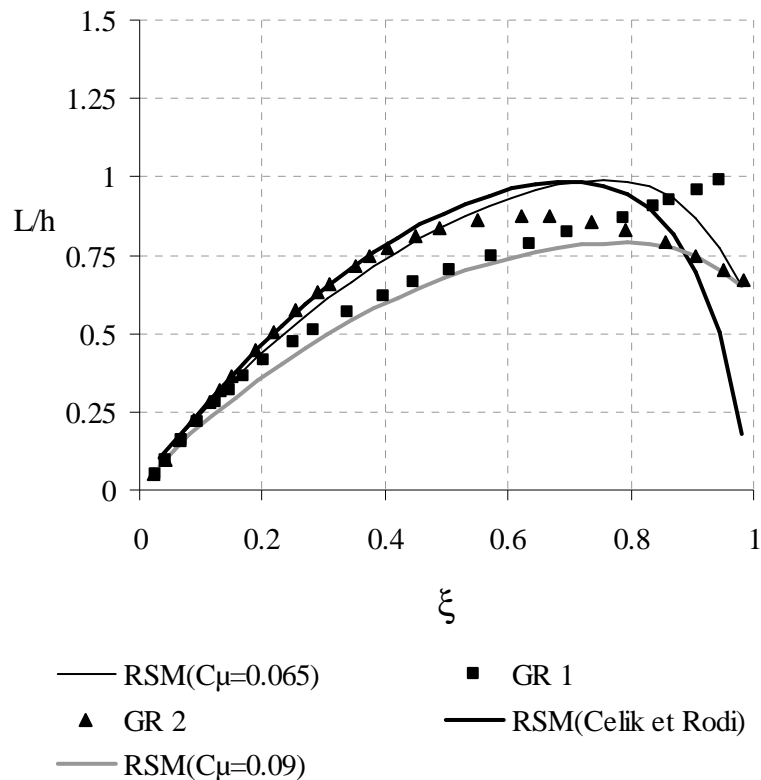


Figure 6.5 : échelle de longueur des tourbillons énergétiques

6.3.5. L'anisotropie des contraintes normales

Les profils de la figure 6.6 montrent la sensibilité de l'anisotropie turbulente, entre les composantes verticale et transversale, à la modélisation du terme de redistribution et à la condition limite sur le taux de dissipation. On observe que le gradient vertical de l'anisotropie turbulente $\overline{v^2} - \overline{w^2}$ est sensible aux fonctions de proximité de surface et à la valeur de l'échelle de longueur au niveau de la surface libre L_s . Les profils issus des simulations Sim-1(C $_2$ =0.5), Sim-2(C $_2$ =0.6) et Sim-3(C $_2$ =0.7) réalisées avec une valeur de $L_s/h = 0.65$ présentent un gradient nul de $(\overline{v^2} - \overline{w^2})/u^{*2}$ dans la zone de la surface libre. Avec de tels profils, en écoulement 2D non parallèle, on ne doit pas s'attendre à l'apparition des écoulements secondaires à moins que le transport par advection ne soit pas significatif. D'après les simulations Sim-2(C $_2$ =0.6) et de Gibson et Rodi (réalisée avec condition de symétrie sur ϵ_s), la valeur de L_s/h contrôle le gradient vertical de l'anisotropie turbulente dans la zone de la surface libre. Pour des valeurs de L_s/h comprises entre 0.18 et 0.6, le gradient vertical de l'anisotropie turbulente est quasiment nul puis il augmente avec l'augmentation de L_s/h . Les fonctions de surface de Gibson et Rodi (1989) donnent des profils en concordance avec le profil expérimental de Nezu et Nakagawa (1993). Par contre les fonctions de Celik et Rodi (1984) engendrent une anisotropie très grande pourtant ces fonctions ont bien simulé la redistribution de la turbulence engendrée par la rugosité.

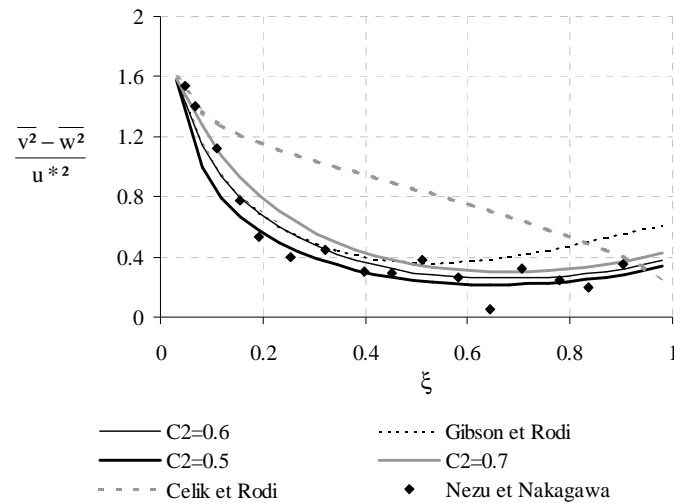


Figure 6.6 : L'anisotropie turbulente entre les composantes verticale et transversale du tenseur de Reynolds

6.3.6. Conclusions sur les simulations de l'écoulement 1D vertical

Ces simulations réalisées sur l'écoulement 1D vertical à l'aide du modèle RSM et le modèle k- ϵ avaient comme objectifs d'examiner l'aptitude du modèle RSM à reproduire la redistribution de la turbulence attribuée à la rugosité, la diminution de l'échelle de longueur près de la surface libre et le gradient vertical de l'anisotropie turbulente entre les contraintes verticale et transversale. Cette analyse doit nous permettre de suggérer des conditions d'un modèle de turbulence anisotrope pour simuler la structure turbulente de l'écoulement 2D non parallèle. Rappelons les principales conclusions :

- La redistribution de l'énergie cinétique turbulente sur les composantes sphériques du tenseur de Reynolds est plus sensible aux fonctions de proximité de surface qu'à la valeur de C_2 .
- La redistribution de l'énergie cinétique turbulente sur les composantes transversale et verticale du tenseur de Reynolds attribuée à la rugosité peut être modélisée en adaptant la valeur de C_2 .
- Dans le modèle RSM, la variation de la valeur de C_μ n'affecte quasiment pas le niveau de l'énergie cinétique turbulente. Par contre, dans le modèle k- ϵ standard, la valeur de C_μ fixe le niveau de l'énergie cinétique turbulente.
- L'ajustement de la valeur de L_s/h et de la valeur de C_μ dans le modèle RSM peut reproduire l'effet du terme de production de ϵ de Zeman et Lumely sur la redistribution de l'échelle de longueur.
- Près de la surface libre, le gradient vertical de l'anisotropie turbulente entre les composantes verticale et transversale est contrôlé par la valeur de L_s/h .
- Nous confirmons l'hypothèse qui consiste à considérer l'échelle de longueur constante dans la zone de la surface libre.

6.4 Simulations de l'essai EI

6.4.1 Définition des simulations

L'expérience EI a été simulée avec le modèle RSM de Gibson et Rodi que nous avons implémenté dans Fluent et le modèle k, ϵ anisotrope.

Dans le calcul avec le modèle $k-\epsilon$ anisotrope, le domaine de résolution est rectangulaire, limité au niveau de la paroi lisse qui correspond au sommet des rugosités, et la vitesse à la paroi est donnée par la loi logarithmique (6.7) en imposant les valeurs de C (Figure 6.7-a) et les valeurs de z_0 au-dessus de la zone rugueuse.

Dans la simulation avec Fluent, la vitesse à la paroi est imposée par le choix des valeurs de K_{sf} et C_{ks} correspondant aux valeurs de la fonction C calculées par les relations (6.8), (Figure 6.7-b). Pour prendre en compte le décalage z_0 , au-dessus de la zone rugueuse, le domaine de calcul est limité par une paroi fictive définie comme l'origine de la loi logarithmique (Figure 6.8).

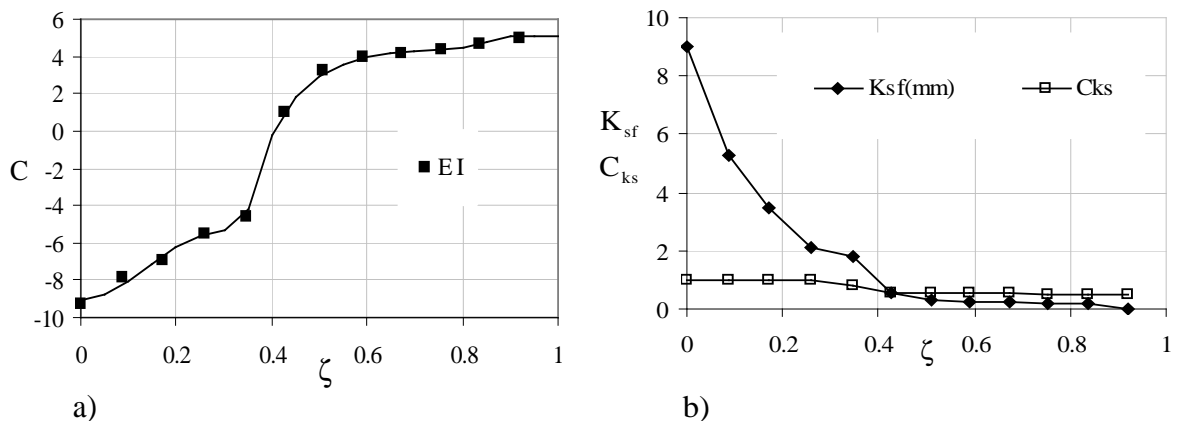


Figure 6.7 : Caractérisation de la rugosité dans les deux simulations, a) Fonction C dans le modèle $k-\epsilon$ anisotrope, b) Paramètres de rugosité dans Fluent

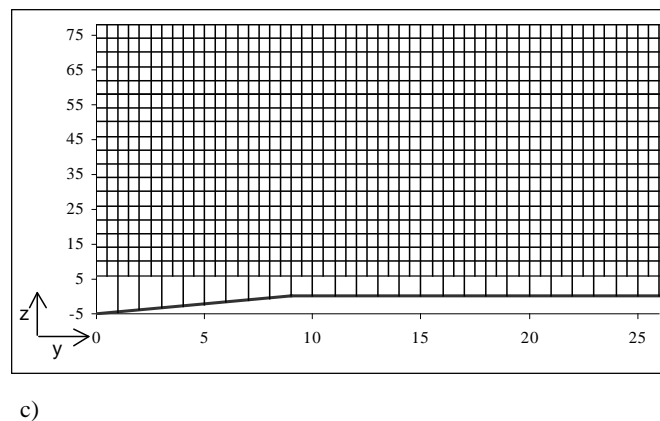


Figure 6.8 : Maillage de la section transversale dans la simulation Fluent

Dans le calcul avec le modèle $k-\varepsilon$ anisotrope, les conditions aux limites à la paroi pour l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation sont données par (6.9) et (6.10). Dans les calculs avec Fluent les conditions aux limites à la paroi, pour les composantes du tenseur de Reynolds et le taux de dissipation, sont données par (6.11) et (6.10)

À la surface libre, on impose la condition de symétrie (gradient en z nul) à toutes les grandeurs.

6.4.2 Résultats des simulations

Les résultats des deux simulations de l'essai EI, avec le modèle RSM Fluent et le modèle k, ε anisotrope sont représentés sur les figures (6.9) à (6.15).

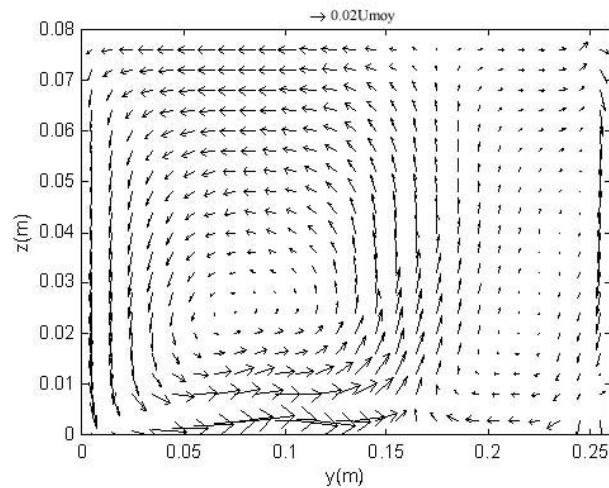


Figure 6.9 : Écoulements secondaires par la simulation Fluent

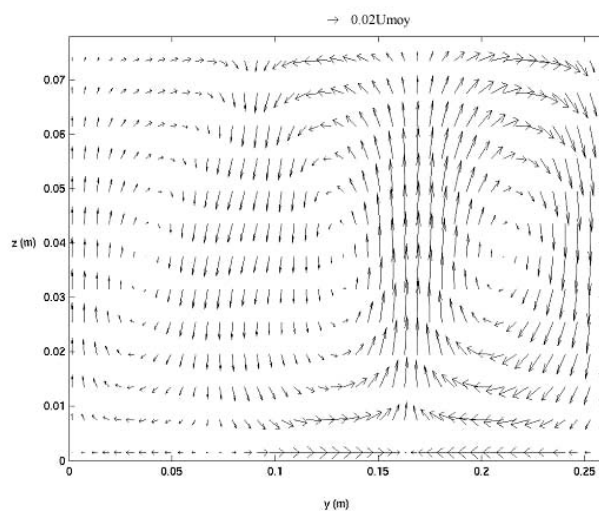


Figure 6.10 : Écoulements secondaires par le modèle $k-\varepsilon$ anisotrope

Commençons par noter la différence majeure entre les deux simulations en ce qui concerne la structure des écoulements secondaires, figures 6.9 et 6.10, et la distribution de la vitesse de frottement à la paroi, figure 6.11.

La simulation sur Fluent, donne deux cellules contrarotatives : l'une, forcée par le gradient de rugosité, est, sur la paroi du fond, dirigée du centre du canal vers la paroi latérale, la deuxième, descendante le long de la paroi latérale, rencontre la cellule générée par le gradient de rugosité à environ 14 cm du centre du canal.

La simulation par le modèle k- ϵ anisotrope donne trois cellules, figure 6.10. La cellule centrale est la plus intense et est dirigée vers la paroi latérale sur la paroi du fond. Par contre elle entretient une cellule dans la zone centrale, ($0 < y < 4.5$ cm), qui est de direction ascendante le long de l'axe central du canal ($y=0$). Cette cellule centrale résulte sans doute de l'effet de l'anisotropie de la turbulence près de la surface libre. Au milieu de la zone lisse, on retrouve une situation comparable à la simulation sur Fluent, avec une cellule descendant le long de la paroi latérale, qui rencontre la cellule centrale à environ 17 cm du centre du canal. Dans cette zone de l'écoulement, les écoulements secondaires sont manifestement trop intenses.

Les conséquences des différences de structure des écoulements secondaires dans les deux simulations sont très visibles sur la figure 6.11 qui donne l'évolution transversale du frottement sur la paroi du fond.

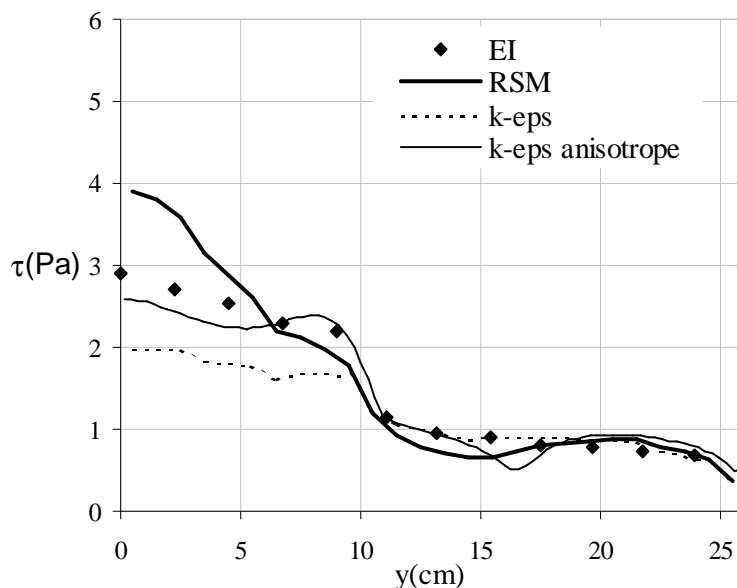


Figure 6.11 : Frottement sur le fond du canal

La différence au centre du canal est très importante : dans la simulation Fluent, la valeur du frottement calculé au centre du canal est de 4.2 Pascal, alors que sa valeur expérimentale proche de 2.9 Pascal. Par contre, le calcul avec le modèle k- ϵ anisotrope donne une valeur de 2.6 Pascal, légèrement inférieure, 10% de la valeur expérimentale. Par ailleurs on peut noter que la simulation k- ϵ anisotrope prédit de façon satisfaisante le gradient en y du frottement

au-dessus de la zone rugueuse et le saut brusque entre les sections $y=9$ et $y=11.1$ cm. Par contre la rencontre des deux cellules à $y=17.5$ est marquée par une variation sensible du frottement avec un minimum à environ $y=17$ cm. La comparaison entre ces deux simulations montre bien l'impact qu'ont les écoulements secondaires sur la distribution du frottement à la paroi. Sur la figure 6.11, on a reporté le frottement pariétal calculé avec le modèle $k-\epsilon$ standard disponible dans le code Fluent ; l'écoulement est 2D dans la section mais sans écoulements secondaires (isotropie des composantes normales du tenseur de Reynolds). Cette analyse semble confirmer que contrairement à la simulation Fluent, la simulation $k-\epsilon$ anisotrope donne une distribution satisfaisante du frottement au-dessus de la zone rugueuse en liaison avec la cellule centrale également observée dans l'expérience (figure 4.6-b). Nous pensons que cette cellule n'est pas détectée dans le calcul Fluent essentiellement à cause de la taille des mailles qu'impose le code au niveau de la zone rugueuse, figure 6.8. Les résultats présentés sur les figures 6.12 et 6.13, pour la simulation Fluent, les figure 6.14 et 6.15 pour la simulation $k-\epsilon$ anisotrope, confirment les conséquences des différences de structure des écoulements secondaires.

Sur la figure 6.12, on observe la conséquence dramatique sur les profils verticaux du frottement turbulent de l'absence de la cellule centrale.

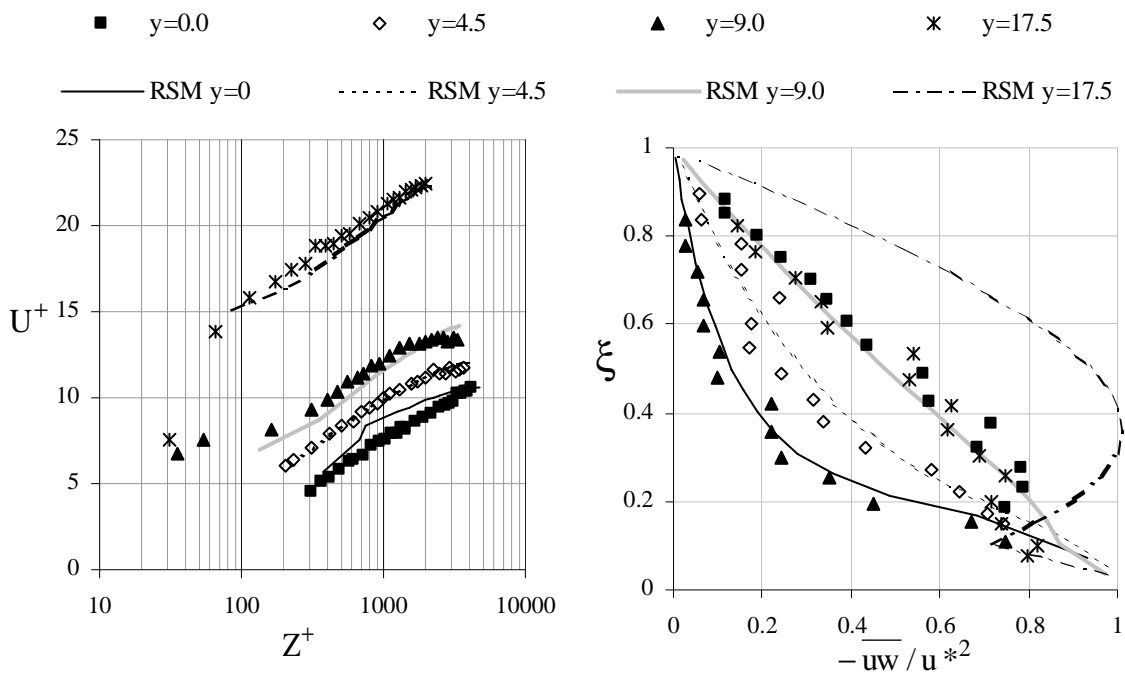


Figure 6.12 : Simulation Fluent : Profils de vitesse et de contrainte de cisaillement

Entre les sections $y=0$ et $y=9$, les résultats du calcul sont inversés par rapport aux résultats expérimentaux, conformément à la structure de l'écoulement secondaire : le long de l'axe, qui est ligne de courant descendante, le profil de $-\overline{uw}/u^{*2}$ n'a pas l'évolution linéaire

attendue suivant la verticale. En revanche, au droit de la section $y=9$, où se situe le centre de la cellule, le profil de $-\overline{uw}/u^{*2}$ est quasiment linéaire.

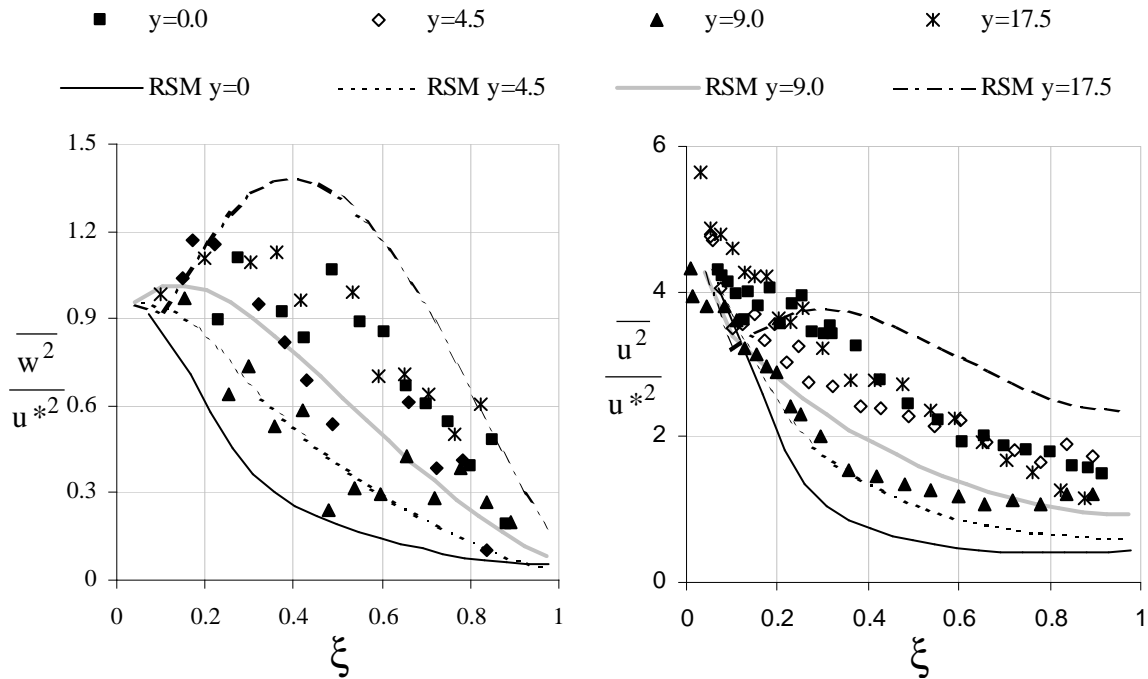


Figure 6.13 : Simulation Fluent : Fluctuations longitudinales et verticales

En conséquence, les profils verticaux de $\overline{u^2}/u^{*2}$ et $\overline{w^2}/u^{*2}$, figure 6.13, subissent la même inversion ce qui est bien en accord avec les résultats théoriques du chapitre 4. La simulation avec le modèle $k-\epsilon$ anisotrope est par contre beaucoup plus encourageante.

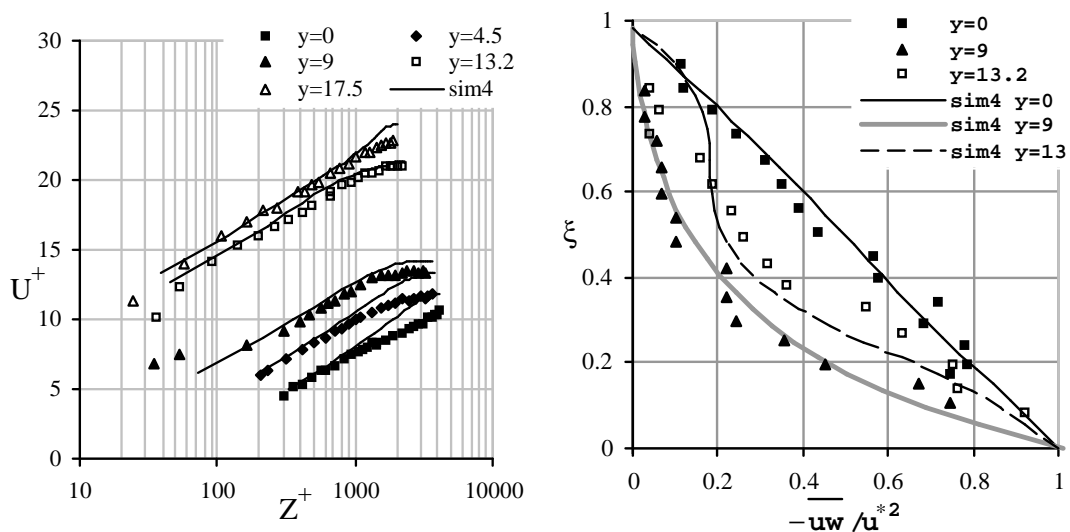


Figure 6.14 : Simulation $k-\epsilon$ anisotrope : Profils de vitesse et de contrainte de cisailment

Sur les figures 6.14, on constate en effet que, dans la zone de paroi, les profils de vitesse ont l'évolution logarithmique attendue, correspondant aux valeurs de C imposées. L'évolution des profils verticaux de $-\overline{uw}/u^{*2}$ entre les sections $y=0$ et $y=13.2$ est également proche de l'expérience. Notons que la section $y=9$ est, dans ce cas, une ligne de courant descendante.

L'évolution des profils de $\overline{u^2}/u^{*2}$ et $\overline{w^2}/u^{*2}$, figure 6.15, sont relativement satisfaisante près de la paroi où les comportements, prévus au chapitre 4 à partir des solutions analytiques, sont qualitativement confirmés. En revanche, des améliorations sont indispensables dans la zone sous influence de la surface libre.

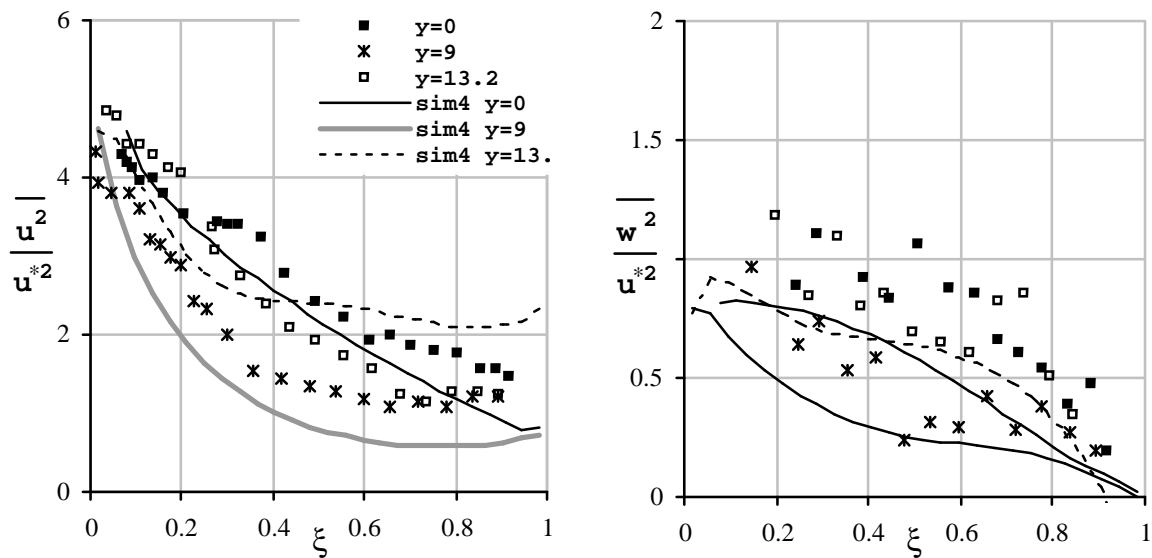


Figure 6.15 Simulation k-ε anisotrope : Fluctuations longitudinales et verticales

La formulation du modèle de turbulence près de la surface libre doit être reconsidérée, au vue de ces résultats, ainsi que la formulation des composantes longitudinales et verticales du tenseur de Reynolds dans la zone de coin où se situe l'interaction avec la paroi latérale. Le défaut du modèle de turbulence dans cette région est à l'origine des trop forts écoulements secondaires simulés au-dessus de la paroi lisse.

6.5 Conclusion

Les résultats des simulations numériques que nous venons de présenter soulignent l'intérêt de nos expériences pour tester des modèles de génération des écoulements secondaires dans des écoulements à surface libre. Certes, des améliorations doivent être apportées, mais les résultats donnés par le modèle k-ε anisotrope sont d'ores et déjà rassurants et encourageants.

D'ailleurs, des travaux sont en cours à l'ENIT pour analyser les problèmes de fermeture des termes de dispersion dans un modèle de Saint-Venant 2D à partir des simulations avec le

modèle k- ϵ anisotrope. Ce travail porte sur les deux essais EI et EII mais également sur des configurations modèles de rugosités définies par différentes distributions de C.

Par ailleurs il reste à surmonter les difficultés rencontrées dans l'utilisation standard de Fluent dans la formulation des conditions aux limites sur paroi de forte rugosité. C'est tout à fait réalisable et indispensable pour évaluer complètement l'intérêt d'un modèle fondé sur la résolution des équations de transport vis-à-vis des formulations algébriques.

Conclusion

Le premier objectif de ce travail était de mettre en place une expérience d'écoulement à surface libre au-dessus d'un fond présentant un fort gradient de rugosité et de caractériser l'évolution transversale de la structure de l'écoulement tant du point de vue de la vitesse moyenne que des contraintes turbulentes.

Le second objectif était d'évaluer la capacité des modèles du tenseur de Reynolds à rendre compte de l'effet des écoulements secondaires sur la structure turbulente de l'écoulement et la distribution transversale du frottement pariétal.

Nous pensons que des résultats significatifs ont été atteints dans ces deux directions et nous voulons souligner les plus marquants.

Les expériences préliminaires, sur fond de rugosité homogène, (Chapitre 3), étaient indispensables pour mettre en place la méthodologie de détermination des paramètres de paroi et pour caractériser l'évolution longitudinale de la structure de l'écoulement au-dessus d'un élément de rugosité. Cette étude a notamment montré que les champs moyens de vitesse et des contraintes turbulentes déterminés par moyenne temporelle au centre de la cavité (Section S2) étaient très proches des champs correspondants obtenus par moyenne le long d'un élément de rugosité.

La première série d'expériences relative à l'essai EI présentée et analysée au Chapitre 4 caractérise parfaitement la variation brusque de rugosité et ses effets, via les écoulements secondaires sur les profils des composantes du tenseur de Reynolds. Ces interactions sont interprétées quantitativement grâce aux solutions asymptotiques du modèle algébrique du tenseur de Reynolds dans la zone de paroi et près de la surface libre.

Dans la zone d'équilibre, on a pu ainsi montrer que les variations des gradients verticaux des fluctuations de vitesse traduisent une modification de la production de turbulence liée directement à l'effet des écoulements secondaires sur le frottement turbulent. Cette analyse a montré également qu'un ajustement des constantes de modélisation était nécessaire pour rendre compte des intensités turbulentes au-dessus de la zone rugueuse et au-dessus de la zone lisse, les modèles actuels ne prenant pas en compte l'effet de la rugosité. Les conclusions de l'analyse des fluctuations longitudinales et verticales sous la surface libre sont plus réservées dans la mesure où la solution asymptotique ne tient pas compte du transport par les écoulements secondaires. Par référence aux cas où l'écoulement est quasiment parallèle, il semble que la formulation de la fonction de proximité de la surface libre, proposée par Gibson et Rodi rend compte de l'amortissement des fluctuations verticales.

Les essais EI et EII présentés au chapitre 5 ont permis de donner une évolution détaillée de la fonction de la rugosité $C(K_S^+)$ en se fondant uniquement sur des mesures de vitesse moyenne et de fluctuations longitudinales. La distribution transversale de $C(K_S^+)$ est quasiment la même pour les deux essais : pour le type de rugosité choisie, la fonction $C(K_S^+)$ est plus pertinente pour caractériser la rugosité de la paroi qu'une rugosité équivalente, K_s , de Nikuradse qui est différente dans les deux essais. D'ailleurs nous avons montré que la loi de

frottement logarithmique prédisait bien l'évolution transversale du frottement sur le fond dès lors que l'évolution de $C(K_S^+)$ était connue.

C'est d'ailleurs la fonction $C(K_S^+)$ qui détermine la prise en compte de l'état de rugosité de la paroi dans les simulations numériques de l'essai EI qui ont été commentées au chapitre 6.

Avant de simuler cet essai, des tests de sensibilité des modèles de turbulence ont été développés en écoulement 1D vertical. Ces essais numériques et leur confrontation à nos expériences et à celles d'autres auteurs ont confirmé les conclusions du chapitre 4 sur la nécessaire adaptation des constantes de modélisation pour rendre compte des différences entre la turbulence sur paroi rugueuse et paroi lisse.

Les deux premières simulations de l'essai EI, que nous venons de commenter dans le dernier chapitre, ont certes montré l'inadaptation actuelle du code Fluent à la prise en compte de grandes rugosités, mais elles ont permis de souligner la réponse qualitativement acceptable du modèle k- ϵ anisotrope. Les résultats donnés par ce modèle confirment notamment notre analyse de l'effet des écoulements secondaires sur la structure de la turbulence dans la zone de paroi.

Comme perspective immédiate, il est envisagé de poursuivre la réflexion sur la modélisation et de compléter notre base de données expérimentales par l'établissement d'une cartographie détaillée des écoulements secondaires.

À moyen terme, les effets des déformations de la surface libre sur la structure cinématique des écoulements à surface libre devraient être approfondis en considérant des situations de macro rugosités sous de faibles tirant d'eau.

D'un point de vue pratique ces travaux recouvrent des enjeux importants en hydrologie notamment pour améliorer les lois de fermeture des modèles de Saint Venant 2D horizontaux, indispensables pour les problèmes de prévision des champs d'inondation ou les problèmes de ruissellement sur les bassins versants, ruraux ou urbains. Dans cette perspective, l'analyse des lois de fermeture des modèles de Saint Venant, à partir des modèles 3D, s'avère prometteuse et justifie de disposer de modèles de turbulence utilisable dans les écoulements à surface libre en présence d'interactions morphodynamiques complexes.

Bibliographie

Bayazit M. (1976). "Free surface flow in a channel of large relative roughness." *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, 14(2), 115-126.

Bergstrom D. J., Kotey N. A. and Tachie M. F.(2002). "The effects of surface roughness on the mean velocity in a turbulent boundary layer." *Journal of Fluids Engineering*, ASME, 124, 664-670.

Blinco P. H. and Partheniades E.(1971). "Turbulence characteristics in free surface flows over smooth and rough boundaries." *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, 9(1), 43-71.

Bradshaw P.(1987). "Turbulent secondary flows." *Advances in Hydro-Sciences and Engeneering*, 19(3), 53-74.

Braza M.(1984). "Eléments théoriques, réalisation et traitement des mesures de la vitesse d'un écoulement par anémométrie Laser." *Rapport T.E.L.E.T., I.M.F.T.*, N° 49.

Chassaing P.(1994). "Turbulence en mécanique des fluides : Analyse du phénomène dans une perspective de modélisation à l'usage de l'ingénieur." Parties II et III, *I.N.P-E.N.S.E.E.I.H.T., Toulouse*.

Celik I. and Rodi W.(1984). "Simulation of free-surface effects in turbulent channel flows." *PhysicoChemical Hydrodynamics*, 5(3/4), 217-227.

Cardoso A. H., Gust G and Graf W. H.(1989). "Uniform flow in a smooth open channel." *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, 27(5), 603-616.

Choix S.-U. and Kank H.(2004). "Reynolds stress modelling of vegetated open-channel flows." *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, 42(1), 3-11.

Czernuszenko W. and Rylov A.(2001). "Modelling of three-dimensional velocity field in open channel flows." *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, 40(2), 135-142.

Daly B. J. and Harlow E. H. (1970). "Transport equations in turbulence." *Phys. Fluids*, 13, 2634-2649.

Demuren A. and Rodi W(1984). "Calculation of turbulence-driven secondary motion in non-circular ducts." *Journal of Fluid Mechanics*, 140, 189-222.

Ferro V. and Baiamonte G.(1994). "Flow velocity profiles in gravel-bed rivers." *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 120(1), 60-80.

Fluent (2003), *Fluent 6: Users's Guide*. Fluent Incorporated.

Gerard R.(1978). "Secondary flow in noncircular conduits." *Journal of the Hydraulic Division*, ASCE, 104, 755-773.

Gessner F.B.(1973).“The origin of secondary flow in turbulent flow along a corner.” *Journal of Fluid Mechanics*, 58, 1-25.

Ghanmi A. Robert J. L. and Khelifi M.(1997).“Three-dimensional finite element model to simulate secondary flows : development and validation.” *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, 14(3), 291-300.

Gibson M. M. and Launder B. E.(1978).“Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer.” *Journal of Fluid Mechanics*, 86, 491-511.

Gibson M. M. and Rodi W.(1989).“Simulation of free surface effects on turbulence with a Reynolds stress model.” *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, 27(2), 233-244.

Graf W. H et Altinakar M. S.(2000).“Hydraulique fluviale.” *Presses Polytechniques et Universitaire, Lausanne, Suisse*.

Hinze J. O. (1975).“Experimental investigation on secondary currents in the turbulent flow through a straight conduit.” *Appl. Sci. Res.*, 28, 453-465.

Hunt J. C.R.(1984).“Turbulence structure and turbulent diffusion near gas-liquid interfaces.” *Gas Transfer at Water Surface* (eds. W.Brutsaert and G.H. Jirka). Reidel Pub., 67-82.

Ikeda S.(1981).“Self-formed straight channels in sandy beds.” *Journal of the Hydraulic Division*, ASCE, 107, 389-406.

Jackson P. S.(1981).“On the displacement height in the logarithmic velocity profile.” *Journal of Fluid Mechanics*, 111, 15-25.

Keirsbulck L., Labraga L., Mazouz A. and Tournier C.(2002).“Surface roughness effects on turbulent boundary layer structures.” *Experiments in Fluids*, 124(3), 127-135.

Kironoto B. A.(1992).“Turbulence characteristics of uniform and non-uniform, rough open-channel flow.” *Thèse de doctorat*, N°. 1094, Lausanne, E.P.F.L, 179pp.

Kironoto B. A. and Graf W. H.(1995).“Turbulence characteristics in rough uniform open-channel flow.” *Proc. Instn.civ. Engrs Wat. Marit. And Energy* 106(Dec), 333-344.

Knight D. W. and Mcdonald J. A. (1979).“Hydraulic resistance of artificial strip roughness.” *Journal of the Hydraulic Division*, ASCE, 105(6), 675-689.

Krogstad P. Å. and Antonia R. A..(1999).“Surface roughness effects in turbulent boundary layers.” *Experiments in Fluids*, 27, 450-460.

Labiod C. et Masbernati L.(2004).“Analyse paramétrique des lois de paroi en écoulement à surface libre sur fond de rugosité variable.” *SIER 2004*, Laghouat, Algérie.

Launder B. E. and Li S.-P.(1994).“On the elimination of wall-topography parameters from second-moment closure.” *Physics of Fluids*, 6(2), 999-1006.

Launder B. E., Reece G.J. and Rodi W.(1975).“Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure.” *Journal of Fluid Mechanics*, 63(3), 537-566.

Lemmin U. and Rolland T.(1997).“Acoustic Velocity profiler for laboratory and field studies.” *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 123(12), 1089 –1098.

Lhermitte R. and Lemmin U.(1994).“Open-channel flow and turbulent measurement by high-resolution Doppler sonar.” *Journal of atmospheric and oceanic technology*, 1.11. 1295-1308.

Lien F. S. and Leschziner M. A. (1994).“Assessment of turbulent transport models including non-linear TNG eddy-viscosity formulation and second-moment closure.” *Computers and Fluids*, 23(8), 983-1004.

Ligrani M. P. and Moffat J.R.(1986).“Structure of transitionally rough and fully rough turbulent boundary layers.” *Journal of Fluid Mechanics*, 162, 69-98.

Liné A., Masbernat L. and Soualmia A. (1996).“Interfacial interactions and secondary flows in stratified two-phase flow.” *Chem. Eng. Comm.* 141-142, 303-329

McLelland S.J., Ashworth P. J., Best J.L. and Livesey J.R.(1999).“Turbulence and secondary flow over sediment stripes in weakly bimodal bed material.” *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 125(5), 463-473.

McQuivey R. S. and Richardson E. V.(1969). “Some turbulence measurements in open-channel flow.” *Journal of the Hydraulic Division*, ASCE, 95(1), 209-222.

Müller A. and Studerus X.(1979).“Secondary flow in an open channel.” *Proc of 18th IAHR Congress, Cagliari*, 3, 19-24.

Naimi M. and Gessner F. B. (1995).“A Calculation method for developing turbulent flow in rectangular ducts of arbitrary aspect ratio.” *Journal of Fluids Engineering*, ASME, 117(6), 249-258.

Naimi M. and Gessner F. B.(1997).“Calculation of fully-developed turbulent flow in rectangular ducts with non-uniform wall roughness.” *Journal of Fluids Engineering*, ASME, 119(9), 550-558.

Nakagawa H., Nezu I. and Ueda H.(1975).“Turbulence of open channel flow over smooth and rough beds.” *Proc. Of JSCE*, 241, 155-168.

Naot D.(1984).“Response of channel flow to roughness heterogeneity.” *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 110(11), 1568-1587.

Naot D. and Rodi W.(1982).“Calculation of secondary currents in channel flow.” *Journal of the Hydraulic Division*, ASCE, 108(8), 948-968.

Nezu I. and Nakagawa H.(1993).“Turbulence in open channel flows.” *IAHR monograph series, A.A., Balkema, Rotterdam, The Netherlands*

Nezu I., Nakagawa H. and Rodi W.(1989).“Significant difference between secondary currents in closed and narrow open channels.” *Proc. Of 23rd IAHR Congress*, Ottawa, A125-A132.

Nezu I. and Rodi W.(1985).“Experimental study on secondary currents in open channel flow.” *21st IAHR Congress*, Melbourne, Australia, 115-119.

Nezu I. and Rodi W.(1986).“Open-channel flow measurements with a laser Doppler anemometer.” *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 112(5), 335 –355.

Nezu I., Tominaga A. and Nakagawa H.(1993).“Field measurements of secondary currents in straight rivers.” *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 119(5), 598-614.

Ranga Ragu K. G., Asawa G.L, and Mishra H. K.(2000).“Flow-Establishment length in rectangular channels and ducts.” *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 126(7), 533 – 539.

Rijn L. O. (1982).“Equivalent roughness of alluvial bed.” *Journal of the Hydraulic Division*, ASCE, 108(10), 1215-1218.

Rhodes D. G. and Senior A. K.(2000).“Numerical study of resistance with rib roughness of various scales.” *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 126(6), 541 –546.

Rodi W.(1980).“Turbulence models and their application in hydraulics – a state of the art review.” *Institut für hydromechanik and Sonderforschungsbereich 80 University of Karlsruhe*.

Rolland T. (1995).“Développement d’une instrumentation Doppler ultrasonore : Application aux écoulements turbulents en hydraulique.” Thèse de doctorat, Spécialité Mécanique et acoustique, Lausanne, E.P.F.L. 159pp.

Rolland T. and Lemmin U.(1997).“A two-component acoustic velocity profiler for use in turbulent open-channel flow.” *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, 35(4), 545-560.

Rotta J. C. (1951). “Statistische theorie nichthomogener turbulenz.” *Zeitschrift für Physik*, 129, p.547.

Piquet J.(1999).“Turbulent flows.” *Springer-Verlag Berlin Heidelberg*.

Schiestel R. (1993).“Modélisation et simulation des écoulements turbulents.” *Editions Hermès*, Paris.

Schlichting H. and Gersten K.(2000).“Boundary-layer theory.” *Springer-Verlag Berlin, Heidelberg*.

Seo I. W., Baek K. O. and Sung K. H.(2003).“Experimental study of flow and mixing characteristics in the S-curved channel.” *XXX IAHR Congress, Thessaloniki, Greece*, 1, 709-715.

Smalley R. J., Leonardi S., Antonia R. A., Djenidi L. and Orlandi P.(2002).“Reynolds stresses anisotropy of turbulent rough wall layers.” *Experiments in Fluids*, 33, 31-37.

Smart M. G. (1999).“Turbulent velocity profiles and boundary shear in gravel bed rivers.” *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 125(2), 106-116.

Soualmia A.(1993) “Structure et modélisation d’écoulements internes de gaz et de liquide à phases séparées.” *Thèse de doctorat, Spécialité Physique et chimie de l’environnement, Toulouse, I.N.P.T.I.M.F.T.*, n°.736,168pp.

Speziale C.G., Sarkar S. and Gatski T.B.(1991).“Modelling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach.” *Journal of Fluid Mechanics*, 227, 245-272.

Sugiyama H., Akiyama M. and Serizawa T.(1991). “Numerical analysis of developing flow in a square duct using Reynolds stress model.” *Proceedings of the ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference*, 3, 159-165.

Tachie M. F., Bergstrom D. J. and Balachandar R.(2000).“Rough wall turbulent boundary layers in shallow open channel flow.” *Journal of Fluids Engineering*, ASME, 122, 533-541.

Tominaga A., Nezu I. Ezaki K. and Nakagawa H.(1989).“Three-dimensional turbulent structure in straight open channel flows.” *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, 27(1), 149-173.

Tominaga A., Nezu I. and Nagao M.(1993).“Turbulence control of channel flow by forced secondary currents over longitudinal ridge.” *9th Symposium on Turbulent Shear Flows*, Kyoto, Japan, 14-4-1-14-4-6.

Yen B. C. (2002).“ Open channel resistance.” *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 128(1), 20-39.

Wang Z. Q., Cheng N. S., Chiew Y. M. and Chen X. W.(2003).“ Secondary flows in open channel with smooth and rough bed strips.” *XXX IAHR Congress, Thessaloniki, Greece*, 1, 111-118

Wang Z. Q. and Cheng N. S.(2005). “Secondary flows over artificial bed strips.” *Advances in Water*, 1-10 (Article in press).

Wang J., Dong Z., Chen C. and Xia Z.(1993).“The effects of bed roughness on the distribution of turbulent intensities in open-channel flow.” *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, 31(1), 89-98.

Wu S. and Rajaratnam N.(2000).“A simple method for measuring shear stress on rough boundaries.” *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, 38(5), 399-400.

Zaouali S.(2002).“Modélisation des écoulements à surface libre en présence d’inhomogénéités du fond.” *Mémoire de Master*, Ecole Nationale d’Ingénieurs de Tunis (ENIT).

Zemen O. and Lumely J. L. (1976). “Modelling buoyancy-driven mixed layers.” *J. Atmos. Sci.* 33, p.1974.

Zheng Y. and Y. –C. Jin (1998).“Boundary shear in rectangular ducts and channels.” *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 124(1), 86-89.

Écoulement à surface libre sur fond de rugosité inhomogène

Résumé

Dans ce travail nous présentons les résultats des travaux expérimentaux et de modélisation relatifs à des écoulements à surface libre en canal rectangulaire dont le fond présente un contraste de rugosité suivant la transversale. Le contraste de rugosité est créé par un système de barrettes parallélépipédiques collées périodiquement au centre du canal, les autres parties adjacentes du fond étant lisses. La configuration de rugosité choisie permet de créer un fort gradient transversal du frottement pariétal, à l'origine des écoulements secondaires dans le plan perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement. Au moyen d'un anémomètre Laser Doppler on a déterminé l'évolution transversale des champs de vitesse moyenne et des composantes du tenseur de Reynolds. Ensuite on a déduit la distribution transversale du frottement pariétal, de la position de l'origine de la loi logarithmique et de la fonction de la rugosité. L'interprétation de l'évolution des profils verticaux des fluctuations longitudinales et verticales s'appuie sur deux solutions analytiques d'un modèle algébrique dérivé du modèle de transport du tenseur de Reynolds de Gibson et Rodi (1989). La première solution basée sur l'hypothèse d'équilibre production-dissipation est établie dans la zone de paroi et la seconde, développée près de la surface libre, est basée sur l'hypothèse de « quasi-équilibre diffusion-dissipation ». Des simulations numériques des écoulements parallèles et non parallèles réalisées à l'aide d'un modèle de transport du tenseur de Reynolds et un modèle k- ϵ anisotrope sont ensuite commentées. Les premiers résultats sont encourageants même si des améliorations doivent être apportées pour mieux rendre compte des interactions près de la surface libre et de la paroi latérale.

Mots-clés

Écoulement à surface libre – Turbulence - Fond rugueux - Écoulements secondaires - Lois de paroi – Modélisation - Fermetures au second ordre - Simulations numériques

Free surface flow on an inhomogeneous rough bottom

Abstract

We present new experimental results and, as well analytical as numerical modelling of free surface flows developing on a bottom with transverse gradient of roughness. The contrast of the bottom roughness is created by parallelepipedal barrettes glued in the central zone of the bed wall on a third of the channel width. This configuration of the roughness permits to create a strong transverse variation of the wall shear stress, at the origin of secondary flows in a plan perpendicular to the principal direction of the flow. We determined the transverse evolution of the mean velocity and of the Reynolds tensor components, using a laser Doppler anemometer. Then we obtained the transverse distribution of the wall shear stress, the origin of the logarithmic law and the roughness function. The interpretation of the evolution of the vertical profiles of longitudinal and vertical fluctuations is based on two analytical solutions obtained from an algebraic stress model derived from the Reynolds stress model of Gibson and Rodi (1989). The first solution based on the production-dissipation equilibrium hypothesis is developed in the wall zone and the second, expanded in the vicinity of the free surface, is based on the «diffusion–dissipation quasi-equilibrium» hypothesis. Numerical simulations of parallel and non-parallel flows were realised using a Reynolds stress model and an anisotropic k- ϵ model then commented. The first results are promising although improvements could be introduced in order to better take into account the interactions close to the free surface and the side-wall.

Keywords

Free surface flow – Turbulence – Rough bottom – Secondary flows – Wall laws – Modelling – Second-order closures – Numerical simulations.