



HAL
open science

Étude et modélisation des transferts verticaux dans l'interaction biofilm de rivière/couche limite turbulente

Falilou Coundoul

► **To cite this version:**

Falilou Coundoul. Étude et modélisation des transferts verticaux dans l'interaction biofilm de rivière/couche limite turbulente. Environnement et Société. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2012. Français. NNT : 2012INPT0151 . tel-04281667

HAL Id: tel-04281667

<https://theses.hal.science/tel-04281667v1>

Submitted on 13 Nov 2023

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :
Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :
Hydrologie, Hydrochimie, Sols, Environnement (H2SE)

Présentée et soutenue par :
Falilou COUNDOUL

le : mercredi 12 décembre 2012

Titre :

Étude et modélisation des transferts verticaux dans l'interaction biofilm de
rivière/couche limite turbulente

Ecole doctorale :
Sciences de l'Univers, de l'Environnement et de l'Espace (SDU2E)

Unité de recherche :
Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse

Directeur(s) de Thèse :

Dr. Frédéric MOULIN
Dr. Thomas BONOMETTI

Rapporteurs :

Dr. Katell GUIZIEN
Pr. Palau-Salvador GUILLERMO
Pr. Gilles BELAUD

Membre(s) du jury :

Pr. Olivier EIFF
Pr. Nicolas RIVIERE

MES SINCÈRES REMERCIEMENTS

Cette thèse s'est déroulée du 01 octobre 2009 au 12 décembre 2012 au sein du groupe Ondes, Turbulence et Environnement (OTE) de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT). Les objectifs scientifiques et personnels de la thèse n'auront pas pu être menés jusqu'à leurs termes sans la contribution d'un grand nombre de personnes. Je tiens ici à les remercier très sincèrement du fond du cœur, en espérant de n'avoir oublié personne !

Je souhaite d'abord remercier Madame Katell Guizien, Monsieur Palau-Salvador Guillermo et Monsieur Gilles Belaud d'avoir accepté d'évaluer en qualité de rapporteurs ce manuscrit de thèse. Je remercie Monsieur Olivier Eiff, qui a accepté de présider le jury de thèse, ainsi que Monsieur Nicolas Rivière pour y avoir pris part.

Les mots ne seront sans doute pas assez forts pour exprimer toute ma gratitude, ma considération et ma sympathie envers Monsieur Frédéric Moulin et Monsieur Thomas Bonometti, respectivement directeur et co-directeur de thèse, qui ont été pendant ces trois années de recherche tous à la fois comme directeurs de thèse exceptionnels, amis et conseillers. Le duo complémentaire qu'il ont formé m'a permis d'atteindre les différents objectifs personnels et scientifiques.

Je remercie Monsieur Serge Font, Monsieur Emmanuel Cid, Monsieur Sébastien Cazin, Monsieur Moïse Marchal ainsi que toute l'équipe de l'atelier de mécanique pour leur aide précieuse dans la mise en place des dispositifs expérimentaux et d'acquisitions. Je remercie également au même titre l'ensemble des personnels des services d'Intérêts Généraux, en particulier Annaï

Pedrono pour son expertise et ses conseils dans la prise en main du code numérique. Merci également à tout le personnel de l'IMFT, je pense en particulier à Ruddy Soeparno, Gregory Ehse, Pierre-Andre Garambois, André Rouch, Kevin Larnier pour leur sympathie. Je pense aussi à Henri Boisson pour l'intérêt qu'il a porté pour mon travail et ses encouragements.

Je remercie avec une "mention spéciale" tout le groupe OTE, je veux nommer Olivier Eiff, Olivier Thual, Dominique Astruc, Frédéric Moulin, Laurent Lacaze, Thomas Bonometti, Sylvie Senny, Serge Font, Grégory Dhoye, Emma Florens, Julie albagnac (Matthieu et Abel), Bastien Caplain, Alice Harang (Romain Garby), Jessica Astier, Maxime Rouzes, Edouard Izard, Adrien Thacker, Andrea Bogui,... pour leur accueil sympathique et chaleureux, leur soutien, les discussions scientifiques enrichissantes et nos innombrables moments de fous rires.

Un grand merci à Bafetigue et Salimata Ouattara, Eric Bailly Diounou, Joel Tchoufag, Omar Bentata, Amadou Thiam, Babacar Gaye, Raphaël Ndzana Abanda,... pour leur soutien et leur engagement pour la cause africaine.

Je dédie cette thèse à ma famille, au sens "sénégalais" du terme : parents, frères et sœurs, amis, oncles, tantes, cousins, cousines, beaux-parents, Je veux nommer mes parents Baba Coundoul et Maïmouna Mar à qui je souhaite une longue vie et le meilleur de ce que la vie et l'au-delà peuvent offrir à un Homme.

Les mots ne seront sans doute pas assez forts pour exprimer toute ma gratitude, ma profonde reconnaissance et mon profond amour à ma merveilleuse épouse Fatou Kiné Gadjé Coundoul.

Je dédie également cette thèse à mes grands parents Mame Aïssatou Thiam (Mame Satou) et Mame Ndoussé Gaye Coundoul.

Je tiens à remercier très sincèrement toute la famille Thiam de Toulouse Mamadou Thiam (Badiane) et Fatou Coundoul Thiam ainsi que leurs adorables enfants Oulimata, Penda et Omar pour leur accueil chaleureux et fraternel et leur soutien inconditionnel.

Mes remerciements vont également à l'endroit de mon oncle Cheikhou Mar pour avoir été

là quand il le fallait et pour son soutien inconditionnel à toute la famille ("Courage lat dior").

Mes remerciements vont également à l'endroit de Ousmane Coundoul, pour ses précieux conseils et son soutien tout au long de mon parcours.

Je dédie également cette thèse à mes frères et sœurs Cheikh Ibrahima et Fatou, Momar Gaye et Ndèye, Moustapha, Cheikh Ahmadou Bamba Mbacke, Racine, Modou Falilou, Mouhamed, Mariama, Fatou Ghana et Aliou, Momar Gaye (Mor).

Je dédie également cette thèse à mes amis Ousman et Fatou Wade, Alassane Mar, Abdou Mangane, El-Hadji Abdou et Maréma Simal, Matar et Diémé Gueye, Abdou Marame et Wouly Coundoul, Mbaye (France) Coundoul, Coumba N. B. Diouf, Mouhamadou Lô, Aboubacary Ndiaye. Mention spéciale à Amdaou Ndiaye, qui est plus qu'un frère pour moi.

Je dédie également cette thèse à mes oncles, tantes, cousins, cousines ou encore nièces : El-hadji Mar, Mame Racine Mar, Amath Diama Coundoul, Aly Coundoul, Ndeye Maodo Mar, Fady Mar, Ndèye Daro Mar, Mingué Mar, Malick Mar, Dame Coundoul, Badiane Thiane Mangane, etc.

Je remercie également mes beaux-parents Baba Gadjji et Fama Koundoul ainsi qu'à leurs familles respectives pour leurs encouragements et leurs prières.

Je remercie du fond du cœur tous ceux et toutes celles qui ont participé, de près ou de loin, d'une façon ou d'une autre, à la réussite de ce travail. "Bu ma kène méré ndakh ku lime dioum, Di lène ko diaguelèle yèn gnép"

Le biofilm épilithique (anciennement périphyton), agrégat phototrophe d'organismes se développant sur le fond des cours d'eau, joue un rôle essentiel dans le fonctionnement des hydro-écosystèmes fluviaux comme la Garonne. Pour améliorer la modélisation à l'échelle du tronçon de rivière de ces systèmes, il est nécessaire de prendre en compte les caractéristiques locales de l'écoulement notamment pour la prédiction de l'évolution de la biomasse. Les méthodes expérimentales actuelles ne permettent pas d'accéder aux grandeurs hydrodynamiques locales proches du fond rugueux, dans la zone dite de 'canopée'. Le travail présenté ici vise donc à compléter ces résultats par des simulations numériques directes, avec une méthode de frontières immergées, d'écoulements turbulents de couche limite hydrauliquement rugueuse formée d'hémisphères.

L'objectif est double : il s'agit d'une part de mettre en relation les motifs de colonisation et la croissance du biofilm observés expérimentalement aux caractéristiques locales de l'écoulement, et d'autre part, de quantifier les flux d'espèces chimiques entre la canopée et la pleine eau et ce, en fonction du type d'arrangement des obstacles formant le fond, du confinement et du nombre de Reynolds rugueux. Après avoir validé la méthode numérique sur des cas proches de ceux rencontrés dans les expériences, et vérifié que les grandeurs hydrodynamiques moyennes et turbulentes dans la pleine eau sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, plusieurs campagnes de simulations ont été réalisées pour deux types d'arrangements du fond (aligné et décalé), plusieurs confinements et une gamme de nombre de Reynolds rugueux représentatifs des écoulements en rivière. Ce travail a pu mettre en évidence que le biofilm colonise préférentiellement les zones de faible cisaillement local et un critère de colonisation a été déterminé. Des simulations avec transfert d'espèce chimique ont été réalisées pour différentes valeurs du nombre de Schmidt et ont permis de quantifier les flux d'échange en fonction de ce paramètre.

ABSTRACT

The epilithic biofilm, aggregate set of phototrophic organisms growing on the bed of rivers, plays an essential role in the functioning of hydro-ecosystems such as the Garonne river. To improve the modeling of these systems it is necessary to take into account the local conditions in the region close to the rough bottom, named 'canopy'. Direct numerical simulations with an immersed boundary method are used to simulate turbulent boundary layer flows with a rough wall composed of hemispheres. The aim of these simulations is twofold : (1) investigate the influence of local flow conditions on the biofilm colonization and growth processes and (2) quantify the transfers of chemical species between the canopy region and the main water column, for various hemispheres arrangement, confinement and turbulent Reynolds number encountered in natural rivers. This work allowed to show that biofilm colonization first occurs in low-to-moderate local shear stress at the hemisphere surface. Simulations with the transport of a passive scalar were performed for various Schmidt number, and gave an estimation of the mass fluxes as a function of this parameter.

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
1	CONTEXTE	2
2	LE BIOFILM DE RIVIÈRE ?	3
3	LE PLAN DE LA THÈSE	5
2	ÉTAT DE L ART	7
1	ÉTAT DE L ART SUR LA MODÉLISATION DE LA DYNAMIQUE DU BIOFILM ÉPI- LITHIQUE	9
1.1	INTERACTION BIOFILM/ÉCOULEMENT	9
1.2	MODÉLISATION DE LA DYNAMIQUE SPATIO-TEMPORELLE DU BIOFILM ÉPILITHIQUE	13
1.3	VERS UNE DESCRIPTION LOCALE DE L INTERACTION BIOFILM/COUCHE LIMITE TURBULENTE	17
2	COUCHE LIMITE TURBULENTE RUGUEUSE	19
2.1	ÉCOULEMENT SUR PAROI LISSE	19
2.2	ÉCOULEMENT SUR PAROI RUGUEUSE	26
2.3	DESCRIPTION DE L ÉCOULEMENT DANS L ESPACE SPECTRAL	36
3	TRANSFERT D ESPÈCES CHIMIQUES ENTRE LE BIOFILM ET LA PLEINE EAU	40
3.1	DÉCOMPOSITION DE REYNOLDS	40
3.2	DÉCOMPOSITION EN DOUBLE MOYENNE	40
3.3	LOI D ÉVOLUTION DE LA CONCENTRATION MOYENNE	41
4	STRATÉGIE DE LA THÈSE	44

3	APPROCHE NUMÉRIQUE	47
1	INTRODUCTION	49
2	PRÉSENTATION DE L'OUTIL NUMÉRIQUE	49
2.1	HISTORIQUE DU CODE NUMÉRIQUE JADIM	49
2.2	LA MÉTHODE DE FRONTIÈRES IMMERGÉES UTILISÉE DANS JADIM	50
3	VALIDATION DU CODE	53
3.1	ÉCOULEMENT TURBULENT SUR UNE PAROI RUGUEUSE	53
3.2	TRANSFERTS DE SCALAIRE PASSIF À LA SURFACE D'UN CYLINDRE	60
4	VALIDATION DE LA MÉTHODOLOGIE	63
4.1	PRÉSENTATION DES SIMULATIONS	64
4.2	TEMPS D'ÉTABLISSEMENT DE LA TURBULENCE	65
4.3	CONVERGENCE STATISTIQUE	69
4.4	TAILLE DU DOMAINE	73
5	CONCLUSION DU CHAPITRE	86
4	LE RÔLE DES CONDITIONS LOCALES DE L'ÉCOULEMENT DANS LE DÉVELOPPEMENT DU BIOFILM	87
1	INTRODUCTION	89
2	PRÉSENTATION DES SIMULATIONS	89
3	STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT AU-DESSUS DE LA CANOPÉE COMPOSÉE D'HÉMISPÈRES	94
3.1	CHAMPS DE VITESSE	94
3.2	EFFETS DE LA FORME DU FOND	98
3.3	EFFETS DU NOMBRE DE REYNOLDS	102
3.4	EFFETS DU CONFINEMENT	102
4	LE RÔLE DES CONDITIONS LOCALES DE L'ÉCOULEMENT DANS LE DÉVELOPPEMENT DU BIOFILM	105
4.1	ABSTRACT	106
4.2	INTRODUCTION	107
4.3	MATERIALS AND METHODS	110
4.4	RESULTS	119
4.5	DISCUSSION	128

4.6	CONCLUSIONS	134
4.7	AKNOWLEDGEMENTS	135
5	CONCLUSION DU CHAPITRE	136
5	TRANSFERTS D ESPÈCES CHIMIQUES ENTRE LE BIOFILM ET LA PLEINE EAU	137
1	INTRODUCTION	138
2	MODÉLISATION DES TRANSFERTS D ESPÈCES CHIMIQUES ENTRE LE BIOFILM ET LA PLEINE EAU	139
2.1	ÉQUATIONS RÉSOLUES	139
2.2	PRÉSENTATION DES DIFFÉRENTES SIMULATIONS	140
3	RÉSULTATS ET DISCUSSIONS	143
3.1	CHAMPS INSTANTANÉS DE CONCENTRATION	143
3.2	CHAMPS MOYENS INTER-MOTIF DE CONCENTRATION	144
3.3	PROFILS VERTICAUX DE CONCENTRATIONS	149
3.4	FLUX TURBULENT DE CONCENTRATION	152
3.5	CONSOMMATION D ESPÈCES CHIMIQUES PAR LE BIOFILM	153
3.6	COEFFICIENTS DE TRANSFERTS GLOBAUX ET VITESSE D ÉCHANGE	154
4	CONCLUSION DU CHAPITRE	156
6	CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES	157
1	CONCLUSION GÉNÉRALE	157
2	PERSPECTIVES	160
7	ANNEXES	185

NOMENCLATURE

α	Nombre de confinement
α_v	Fraction volumique de la methode IBM
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Résolutions spatiales longitudinale, latérale, verticale
η	Echelle de Kolmogorov
$\langle \dots \rangle$	Notation de la double moyenne avec moyenne spatiale selon x et y
∇	Opérateur Nabla
ν	Viscosité cinématique
$\overline{\dots}$	Notation de la double moyenne avec moyenne temporelle
ρ	Masse volumique
τ	Contrainte totale
τ_p	Contrainte totale à la paroi ou au fond
c_∞	Concentration de scalaire à l'infini
C_D	Coefficient de frottement
d	Hauteur de déplacement
E_{ct}	Énergie cinétique turbulente
E_{TKE}	Énergie cinétique turbulente
f	Terme de forçage de la méthode IBM

h	Hauteur des hémisphères
Re_*, Re_t	Nombre de Reynolds rugueux
T	Temps de retournement des tourbillons
T_{ct}	Temps de convergence de la turbulence
T_{et}	Temps d'établissement de la turbulence
U, V, W	Vitesse moyenne
u, v, w	Vitesse instantanée
u', v', w'	Fluctuation de vitesse
u_τ^*	Vitesse de frottement calculée à partir de $\tau_{13}(z = 0)$
u_{exp}^*	Vitesse de frottement expérimentale
u_{max}^*	Vitesse de frottement calculée à partir de $\langle \overline{u'w'} \rangle$
u_p^*	Vitesse de frottement qui sert à imposer le gradient de pression
$u_{z=h}^*$	Vitesse de frottement calculée à partir de $\tau_{13}(z = h)$
u_∞	Vitesse à l'infini
V_0	Volume total
V_f	Volume occupé par le fluide
z_0	Origine de la loi logarithmique
δ_c^+	Épaisseur de sous-couche de diffusion normalisée par ν/u_*
δ_u^+	Épaisseur de sous-couche visqueuse normalisée par ν/u_*
λ_B	Échelle de Batchelor
ν_t	Viscosité turbulent
c	Concentration de scalaire passif
c_*	Concentration de friction
c_p	Concentration à la paroi

$D_{mol,t}$	Diffusivité moléculaire turbulent
D_{mol}	Diffusivité moléculaire
$J_{D_{mol}}$	Flux par diffusion moléculaire
J_{tur}	Flux turbulent
J_t	Flux total
k_s	Rugosité hydraulique
K_L	Coefficient de transfert global
l_m	Longueur de mélange
Sc	Nombre de Schmidt
Sc_t	Nombre de Schmidt turbulent
Sh	Nombre de Sherwood
u_*	Vitesse de frottement de la loi logarithmique
δ	Hauteur de la couche limite
ϵ	Taux dissipation turbulente
κ	Constante de Von Karman
λ	Densité frontale de rugosité
λ_f	Densité frontale
μ_{max}	Taux maximum spécifique de croissance à la température de référence $T_0 = 20^{\circ}C$
ν	Viscosité cinématique
ν_{tur}	Viscosité cinématique turbulente
\vec{g}	Vecteur gravité ($m.s^{-2}$)
ϕ	Fonction de porosité
ρ	Masse volumique ($kg.m^{-3}$)
Π	Paramètre de Coles

A_{fond}	Densité frontale (ms)
B	Biomasse épilithique (gm^{-2})
B_0	Quantité minimale de biomasse nécessaire à initier l'arrachage (gm^{-2})
D_{Cat}	Coefficient de d'arrachage catastrophique
D_{Chro}	Coefficient de d'arrachage chronique
H_{ob}	Hauteur apparente des obstacles
I	Intensité lumineuse ($E.m^{-2}$)
k_{inv}	Constante inverse de demi-saturation ($g^{-1}m^2$)
k_I	Coefficient de demi-saturation de la lumière
Q	Débit volumique ($m.s^{-1}$)
T_0	Température de référence ($^{\circ}C$)
T_C	Température ($^{\circ}C$)
U_C	Vitesse à l'intérieur de la canopée
U_E	Vitesse d'échange
U_{moy}	Vitesse moyenne
U_{ref}	Vitesse à l'extérieur de la canopée
z_{ref}	Hauteur de référence

1

INTRODUCTION

Sommaire

1	CONTEXTE	2
2	LE BIOFILM DE RIVIÈRE ?	3
3	LE PLAN DE LA THÈSE	5

1 CONTEXTE

Dans un contexte de changement climatique, le devenir des hydro-écosystèmes aquatiques naturels (lacs, étangs, rivières. etc) et artificiels (canaux d'irrigation, réseaux d'eau potable) est devenu un enjeu planétaire. L'équilibre des écosystèmes des cours d'eau est au cœur du débat écologique. Cet équilibre dépend de plusieurs facteurs internes et externes. Par exemple, en réponse à des besoins économiques ou sociaux parfois légitimes, de grands aménagements des cours d'eau sont opérés (barrages, digues, bassins de rétention ...) et ont souvent des conséquences parfois irréversibles sur l'équilibre de ces hydro-écosystèmes mais aussi sur la vie économique, sociale et culturelle des riverains. On peut aussi citer les rejets des déchets industriels ou domestiques qui peuvent dans certaines proportions avoir les mêmes effets sur l'environnement aquatique. Il existe aussi des phénomènes naturels internes ou externes aux hydro-écosystèmes tels que la sécheresse, les excès ou les déficits de pluies, qui peuvent perturber l'équilibre du système. La modélisation des hydro-écosystèmes nécessite de décrire à la fois l'hydrodynamique, les transferts d'espèces dissoutes et en suspension, et l'évolution des acteurs biologiques, pour pouvoir prédire les effets de certains facteurs externes qui peuvent modifier l'équilibre de ces hydro-écosystèmes.

Le travail présenté ici s'inscrit dans une collaboration entre l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) et le Laboratoire d'Ecologie Fonctionnelle (ECOLAB). L'objectif de cette collaboration est d'utiliser les connaissances de la mécanique des fluides dans le domaine des fluides environnementaux pour améliorer la compréhension, la description et la modélisation des hydro-écosystèmes aquatiques de manière générale. L'accent est surtout mis sur la modélisation de l'interaction entre l'écoulement et certains des organismes vivants au fond des hydro-écosystèmes aquatiques de type Garonne à l'échelle du tronçon de rivière, en particulier le biofilm épilithique. Concrètement, le travail vise à améliorer la prise en compte de l'hydrodynamique dans la modélisation des hydro-écosystèmes aquatiques, et plus particulièrement la description du compartiment biologique, ici le biofilm épilithique.

2 LE BIOFILM DE RIVIÈRE ?

Dans les environnements aquatiques naturels (rivières, lacs, mers, aquifères, ...) ou artificiels (canaux d'irrigation, réseaux d'eau potable ou d'assainissement), de micro-organismes adhèrent aux substrats rocheux, galets, racines, boue, à tous les supports submergés (coques de navires par exemple) pour former des agrégats complexes de couleur brunâtre ou verdâtre appelés biofilm. Selon Wetzel (1983), le biofilm peut être défini comme un agrégat complexe d'organismes vivants composés d'algues, de bactéries, de microbes, de champignons, d'animaux, de détritiques, etc. Suivant son habitat naturel, ou le type du substrat colonisé, son appellation change. Par exemple, dans le cas où le biofilm se développe sur des plantes aquatiques ou sur des macro-algues, il sera appelé épiphyton, épisammon s'il vit sur les grains de sable, épipelon s'il vit sur les sédiments et la boue, épixylon s'il colonise le bois et épilithon s'il colonise la pierre.

Dans le cadre de cette étude, nous nous sommes intéressés au biofilm épilithique (ou épilithon figure 1.1) qui, selon Reynolds C.S. (1994), se développe dans des milieux aquatiques où l'on observe une importante oxygénation de l'eau, contrairement au biofilm composé majoritairement de biomasse microbienne en suspension qui sont à l'origine des processus planctoniques. Dans cette étude, l'accent est mis sur son interaction avec l'hydrodynamique locale dans les phases de colonisation et de croissance initiales et sur les modèles mathématiques qui décrivent la dynamique spatio-temporelle de la masse de biofilm en tenant compte de son interaction avec l'hydrodynamique.

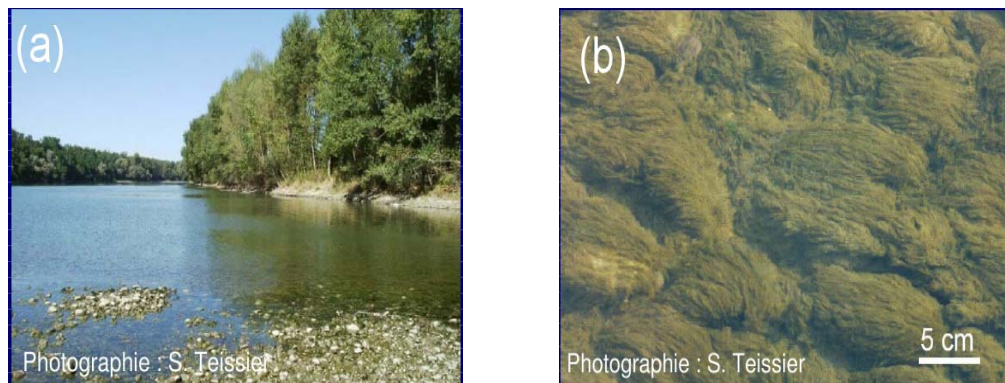


FIGURE 1.1: *Observation du biofilm épilithique dans son habitat naturel. (a) photographie à l'échelle du fleuve, (b) biofilm se développant sur les galets qui composent le fond du fleuve.*

Les problèmes associés au biofilm de manière générale, plus particulièrement celle du biofilm de rivière communément appelé epilithon ou biofilm épilithique (se développant sur le fond des rivières composés de galets), sont communs à plusieurs disciplines scientifiques. En biologie et en géochimie, le biofilm est étudié pour son rôle important dans la production de biomasse et dans la décomposition des matières organiques et inorganiques. Le biofilm intervient aussi dans les cycles de l'azote et du phosphore. Ces deux éléments chimiques sont utilisés par l'épilithon pour, respectivement, la production de biomasse et la dégradation des matières organiques, ce qui confère au biofilm épilithique une importante capacité de recyclage des nutriments [Teissier et al. (2007)]. Le biofilm épilithique joue aussi, dans les hydro-écosystèmes, un important rôle de stockage de nutriments pour les échelons trophiques supérieurs, puisqu'il est consommé par la méiofaune (nématodes) et la macrofaune (poissons). Le biofilm est aussi utilisé comme indicateur biologique du bon fonctionnement des hydro-écosystèmes naturels à travers sa vitesse de croissance ou sa composition spécifique ainsi que comme bio-accumulateur dans le cas des études des effets à long terme des herbicides et des métaux lourds sur la biomasse chlorophyllienne [Navarro E. (2002)].

Depuis plus d'une décennie, la mécanique des fluides environnementaux s'intéresse de très près à la problématique du biofilm épilithique. En effet, la prise en compte de l'interaction entre le biofilm épilithique et l'hydrodynamique est primordiale pour bien modéliser sa dynamique spatio-temporelle dans les écosystèmes fluviaux de type rivière. En outre, il est clairement établi que, pour améliorer la modélisation des hydro-écosystèmes fluviaux naturels comme la Garonne par exemple, à l'échelle du tronçon de rivière, il est nécessaire, d'introduire un compartiment fonctionnel pour le biofilm et de bien décrire son interaction avec l'écoulement. [Boulêtreau (2007), Moulin et al. (2008), Graba et al. (2012)]

Par ailleurs, la croissance et le détachement du biofilm peuvent parfois poser des problèmes environnementaux et de santé publique. Par exemple, dans les canalisations des réseaux de distribution d'eau, où le biofilm, majoritairement constitué d'une flore microbienne très diversifiée mais aussi de matières organiques et de bactéries, se développe. La prolifération du biofilm sur les interfaces solides est suivie de leur détachement ou de leur arrachage et de leur transport dans tout le réseau de distribution d'eau potable. Les zones colonisées par le biofilm sont aussi des zones de dépôts minéraux et de produits de corrosion. De plus la matrice du biofilm mature

peut servir d’abri pour les micro-organismes (qui peuvent être dangereux pour la santé) contre la chaleur et des biocides.

3 LE PLAN DE LA THÈSE

Le plan de ce manuscrit de thèse est le suivant : Le premier chapitre est consacré à la présentation de la problématique du biofilm de rivière. L’importance du biofilm dans les hydro-écosystèmes fluviaux est mise en évidence, de même que la nécessité de prendre en compte l’influence de l’écoulement local dans sa modélisation au moyen de la dynamique de sa biomasse. Ayant choisi une approche numérique pour étudier le rôle de l’écoulement local dans le développement d’un biofilm épilithique pendant les phases de colonisation et de croissance initiale d’une part, et les échanges verticaux entre le biofilm et l’écoulement au-dessus d’autre part, il était nécessaire de présenter dans la première partie du second chapitre le code numérique Jadim utilisé. La deuxième partie du second chapitre présente les résultats obtenus lors de la validation du code pour des écoulements de couche limite turbulente hydrauliquement rugueuse et des écoulements turbulents avec transfert de scalaire passif. La troisième partie du second chapitre est consacrée à la validation de la méthodologie. Dans le troisième chapitre les résultats de l’étude de la structure de l’écoulement et de la statistique des grandeurs turbulentes pour expliquer le rôle de l’écoulement local dans le développement du biofilm sont présentés. Le quatrième chapitre présente les résultats de l’étude portant sur les échanges verticaux entre le biofilm et l’écoulement au-dessus, étudiés au moyen de simulations numériques d’écoulements turbulents avec transfert de scalaire passif. Enfin, le chapitre conclusion et perspectives résume les différents résultats obtenus et les perspectives induites.



Sommaire

1	ÉTAT DE L'ART SUR LA MODÉLISATION DE LA DYNAMIQUE DU BIO-FILM ÉPILITHIQUE	9
1.1	INTERACTION BIOFILM/ÉCOULEMENT	9
1.2	MODÉLISATION DE LA DYNAMIQUE SPATIO-TEMPORELLE DU BIOFILM ÉPILITHIQUE	13
1.2.1	MODÉLISATION AVEC LES GRANDEURS GLOBALES	14
1.2.2	LIMITES DE LA MODÉLISATION DU BIOFILM ÉPILITHIQUE	16
1.3	VERS UNE DESCRIPTION LOCALE DE L'INTERACTION BIOFILM/COUCHE LIMITE TURBULENTE	17
2	COUCHE LIMITE TURBULENTE RUGUEUSE	19
2.1	ÉCOULEMENT SUR PAROI LISSE	19
2.1.1	STRUCTURE VERTICALE D'UNE COUCHE LIMITE DE PAROI	22
2.1.2	LA LOI DE PAROI	23
2.1.3	LA LOI DÉFICITAIRE	24
2.2	ÉCOULEMENT SUR PAROI RUGUEUSE	26
2.2.1	RUGOSITÉ HYDRAULIQUE	26
2.2.2	DESCRIPTION DES ÉCOULEMENTS HYDRAULIQUEMENT RUGUEUX : DOUBLE MOYENNE	27
2.2.3	HAUTEUR DE LA SOUS-COUCHE RUGUEUSE	29

2.2.4	PROFIL VERTICAL DE LA VITESSE MOYENNE	30
2.2.5	PARAMÈTRES DE PAROI u_* , d , k_s (OU z_0)	30
2.2.6	LA LONGUEUR DE MÉLANGE ET FOND HYDRAULIQUEMENT RUGUEUX	32
2.2.7	L'ÉNERGIE CINÉTIQUE TURBULENTE DE L'ÉCOULEMENT . .	34
2.2.8	EFFETS DE LA SURFACE LIBRE	36
2.3	DESCRIPTION DE L'ÉCOULEMENT DANS L'ESPACE SPECTRAL	36
3	TRANSFERT D'ESPÈCES CHIMIQUES ENTRE LE BIOFILM ET LA PLEINE EAU	40
3.1	DÉCOMPOSITION DE REYNOLDS	40
3.2	DÉCOMPOSITION EN DOUBLE MOYENNE	40
3.3	LOI D'ÉVOLUTION DE LA CONCENTRATION MOYENNE	41
4	STRATÉGIE DE LA THÈSE	44

1 ÉTAT DE L'ART SUR LA MODÉLISATION DE LA DYNAMIQUE DU BIOFILM ÉPILITHIQUE

1.1 INTERACTION BIOFILM/ÉCOULEMENT

L'organisation architecturale et la différenciation du biofilm dans des structures et morphologies complexes ont fait l'objet de plusieurs études en laboratoire (Costerton et al. (1995), Hall-Stoodley et al. (2004), Stoodley et al. (1999)). Koh et al. (2007) suggèrent qu'un degré remarquable de diversité phénotypique (variation de caractères au niveau anatomique, morphologique, moléculaire, physiologique, ou encore ethnologique) peut être lié à une réponse du biofilm aux contraintes du milieu dans lequel il vit ou à une stratégie de dispersion. Selon Stoodley et al. (1999), les structures filamenteuses, composées d'une ou de plusieurs espèces de biofilm bactériens, semblent largement générées par le cisaillement induit par la turbulence (cf figure 2.1). Ce biofilm sous forme de filament est présent dans les cours d'eau.

Les récents travaux expérimentaux de Besemer et al. (2009) sur cette thématique (voir figure 2.1), ont permis d'analyser la différenciation de la communauté bactérienne entre la matrice (base), attachée au substrat et les filaments, en conditions contrôlées pour différents régimes hydrodynamiques : laminaire, transitoire et turbulent. Ils observent le développement des filaments à partir de plusieurs filaments individuels qui fusionnent et s'allongent. Initialement, dans les filaments naissants, les cellules bactériennes sont mélangées aux diatomées et l'inclusion des algues permettent à ces cellules d'avoir des longueurs importantes (pouvant atteindre plusieurs centimètres). La stabilité ainsi que la supposée élasticité des filaments de biofilm sont assurées par les algues filamenteuses et les micro-colonies de diatomées.

Pour paramétrer de manière précise la dynamique des hydro-écosystèmes aquatiques, il est nécessaire de bien modéliser (1) l'interaction entre l'écoulement et le milieu vivant et (2) l'impact des processus de transport et de mélange. L'importance des processus de transfert de nutriments et d'oxygène dans les hydro-écosystèmes aquatiques est mise en évidence par Nikora (2010), qui a introduit, entre autres nouvelles grandeurs pour caractériser "l'habitat hydraulique" dans la canopée végétale, une couche limite locale intrinsèque à l'organisme aquatique et qui a les mêmes caractéristiques qu'une couche limite classique (cf figure 2.2).

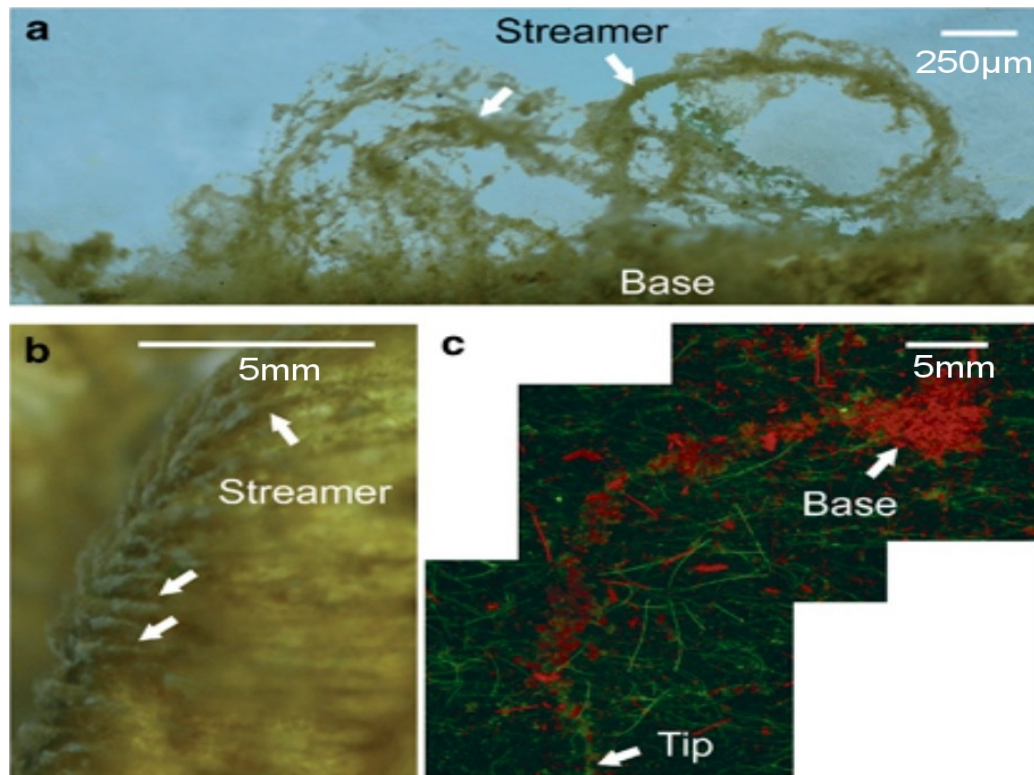


FIGURE 2.1: *(a)* Vue latérale des filaments de biofilm (jour 61). *(b)* Des filaments macroscopiques de biofilm (jour 17) à la crête d'un galet au fond. *(c)* Filaments de biofilm (jour 8), vues par microscopie à épifluorescence. Les bactéries apparaissent en vert (colorées avec SYTO 13, Invitrogen) et des algues rouges (auto-fluorescence de la chlorophylle A), d'après Besemer et al. (2009).

Nikora (2010), Biggs (1996) expliquent que dans le cas où le débit est grand, l'écoulement exerce une force de traînée (composée d'une traînée de forme et d'une traînée visqueuse) pouvant détériorer la cohésion des organismes vivants alors que les forts taux de mélange induits par la turbulence favorisent l'apport de nutriments et l'évacuation des déchets. Lorsque le débit est faible, on observe les phénomènes inverses, c'est-à-dire des conditions d'existence favorables mais le faible taux de mélange devient un facteur limitant. Pour une canopée végétale entièrement submergée, il suggère que le comportement des plantes aquatiques (battement en suivant les fluctuations turbulentes grâce à leur extensibilité) est un mécanisme supplémentaire pour améliorer leur photosynthèse et l'apport en nutriments, ce qui peut favoriser entre autres : (1) une réduction de l'épaisseur moyenne de la sous-couche visqueuse locale intrinsèque à la surface de la plante ; (2) les fluctuations spatiales et temporelles de cette sous-couche et de la couche

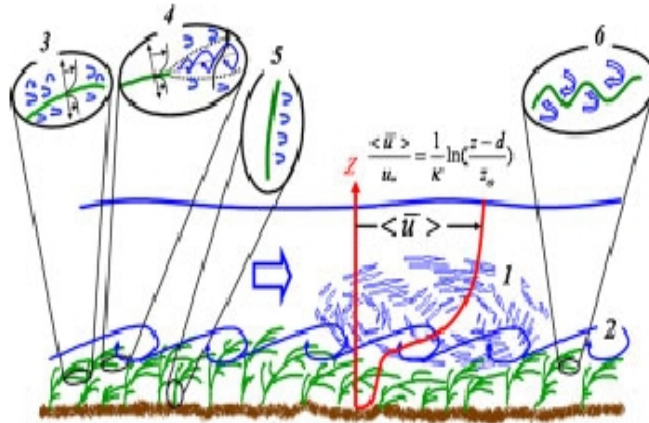


FIGURE 2.2: Profils des vitesses doublement moyennées (local et global) dans le cas d'un écoulement turbulent de couche limite au-dessus d'une canopée végétale [Nikora (2010)].

limite de diffusion qui permet le renouvellement du fluide proche paroi ; et (3) une exposition de manière uniforme de toutes les surfaces de la plante à la lumière. Les deux premiers mécanismes améliorent le transport de dioxyde de carbone, de l'oxygène et des nutriments à travers toute la surface de la plante. Le troisième mécanisme permet de légères fluctuations de la pénétration et de l'interception de la lumière par la plante à travers la canopée végétale, ce qui favorise la photosynthèse. Ainsi nous pouvons, à présent, penser que le développement du biofilm est en partie lié à la capacité de l'écoulement à assurer les transferts (flux) verticaux, d'où la nécessité de bien quantifier ces flux lors de la modélisation.

Pour quantifier les échanges entre la canopée et l'écoulement au-dessus, il existe des modèles destinés initialement à la prédiction de la dispersion des polluants dans les canopées urbaines et dans l'atmosphère. Ces modèles dits bi-couches reposent sur un profil vertical de la vitesse moyenne. D'après Bentham & Britter (2003), le profil vertical de vitesse doublement moyennée peut être interprété comme une vitesse d'advection effective pour les polluants à travers une canopée et sert de base pour estimer un taux moyen d'échange entre l'intérieur et l'extérieur de la canopée. Ces derniers ont proposé un modèle simple pour déterminer la vitesse d'échange entre la canopée (urbaine) et l'écoulement au-dessus. Ce modèle est basé sur l'hypothèse qu'il existe deux processus d'échange d'énergie dans la sous-couche rugueuse (cf figure 2.3). Le premier, par le processus de mélange turbulent, entre les mouvements rapides au-dessus et les mouvements lents dans la canopée. Le second est la perte d'énergie due à la présence des obstacles.

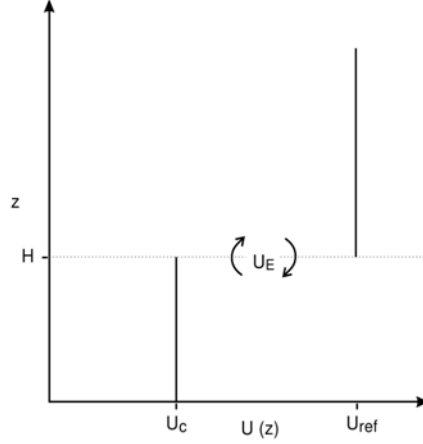


FIGURE 2.3: Profil de vitesse simplifié $U(z)$ dans la canopée et au-dessus. U_C est la vitesse à l'intérieur de la canopée, U_{ref} la vitesse à l'extérieur de la canopée et U_E la vitesse moyenne d'échange entre les deux (d'après Bentham & Britter (2003)).

Sur un volume de contrôle donné, en moyenne, la force de traînée exercée sur la surface de contrôle, est équilibrée par le flux de quantité de mouvement à travers le plan de mélange situé en $z = H_{ob}$ (où H_{ob} est la hauteur apparente des obstacles), soit :

$$\frac{\tau_p}{\rho} A_{fond} = A_{frontale} U_E (U_{ref} - U_C) \quad (2.1)$$

Où $A_{frontale}$ est la surface frontale, A_{fond} la surface totale du fond et τ_p la contrainte totale de cisaillement. U_C peut être estimée en considérant la force exercée par le fluide dans un volume de contrôle dans la canopée, telle que

$$U_C^2 = \frac{2\tau_p}{C_D \rho} \left(\frac{A_{fond}}{\sum_{obstacles} A_{frontale}} \right) \quad (2.2)$$

Avec C_D le coefficient de traînée de chaque obstacle et ρ la masse volumique du fluide. En posant $u_* = \sqrt{\tau_p/\rho}$, pour un volume de contrôle donné, 2.1 permet d'obtenir :

$$\frac{U_E}{u_*} = \left(\frac{U_{ref} - U_C}{u_*} \right)^{-1} \quad (2.3)$$

La vitesse d'échange définie à partir de la quantité de mouvement, et donnée par (2.3) peut être appliquée à d'autres types de flux, des flux de polluants, par exemple voir les études de Barlow & Belcher (2002) ou encore à un flux de chaleur $U_{E\theta}$ en remplaçant la contrainte de cisaillement par la température de friction et $(U_{ref} - U_C)$ par $(T_{ref} - T_C)$. Le concept de résistance thermique souvent utilisé pour estimer des flux de chaleur (cf Voogt & Grimmond (2000)) ou encore son inverse, la conductance thermique, sont analogues à la vitesse d'échange thermique $U_{E\theta}$. U_{ref}

doit être prise en dehors de la canopée ($z > H$) et doit être supérieure à U_C . Si U_{ref} est une vitesse prise à l'intérieur de la zone logarithmique, (2.1) peut être écrite comme :

$$\frac{U_E}{u_*} = \left[\frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z_{ref} - d}{z_0} \right) - \frac{U_C}{u_*} \right]^{-1} \quad (2.4)$$

1.2 MODÉLISATION DE LA DYNAMIQUE SPATIO-TEMPORELLE DU BIO-FILM ÉPILITHIQUE

La dynamique temporelle à court terme de la masse du biofilm épilithique a fait l'objet de plusieurs études. Cette dynamique résulte de l'équilibre de deux processus : un processus d'accrétion (apport et prolifération des cellules) et un processus de perte (mort et/ou émigration des cellules). A l'échelle du tronçon de rivière, le développement du biofilm est influencé par plusieurs facteurs abiotiques (pH, salinité, température, vitesse du courant, abrasion ...) et biotiques (broutage, allélopathie, lyse virale, compétition interspécifique ...) qui sont eux mêmes contrôlés par d'autres facteurs indirects comme le climat, l'hydrologie, la géologie, l'occupation des sols, les apports en nutriments, les interactions biotiques, etc.

L'influence des facteurs comme la luminosité, la disponibilité des nutriments, l'hydrodynamique (au sens global), l'habitat naturel de même que l'impact du broutage ont été publiés dans de nombreux travaux couvrant divers disciplines scientifiques. Nous pouvons citer les travaux de Biggs (1995), Benmoussa et al. (1995), Stevenson (1997), Eulin (1997), Elosegi & Pozo (1998) dans les années 90 ; Améziane (1997), Izagirre & Elosegi (2005), Peters et al. (2007) et Boulêtreau et al. (2006, 2008, 2010) dans les années 2000.

Parmi les facteurs externes influençant la dynamique du développement du biofilm et cités ci-dessus, l'hydrodynamique en est un des plus prépondérants. Plusieurs travaux sur l'interaction entre le biofilm et l'hydrodynamique ont été menés en laboratoire et en milieux naturels. Les travaux de Reiter (1986), Power & Stewart (1987) et de Biggs et al. (2005) ont montré que l'hydrodynamique est l'agent principal responsable des perturbations naturelles. Biggs (1996) et Uehlinger et al. (1996) sont arrivés à la conclusion que la dynamique du biofilm résulte d'un équilibre entre une croissance phototrophique et une perte dues principalement aux perturbations hydrodynamiques, même si Boulêtreau (2007) préconise de prendre en compte le détachement autogène (induit par l'explosion de la masse bactérienne sous l'action de la cha-

leur) dans la modélisation de la dynamique du biofilm, durant les longues périodes d'étiage où les débits restent bas pendant de longues périodes.

1.2.1 MODÉLISATION AVEC LES GRANDEURS GLOBALES

Les travaux précurseurs de Biggs (1996) ont permis de conceptualiser la dynamique du biofilm à court terme par une courbe théorique en deux phases pour des conditions biotiques et abiotiques fixées, avec une première phase de croissance exponentielle dominée par les processus de colonisation et de croissance, et une deuxième phase de perte où les processus de sénescence, de détachement chronique et de broutage sont prépondérants, les modèles mathématiques sont mis à contribution pour modéliser la dynamique temporelle du biofilm épilithique, car la grande complexité structurelle du biofilm épilithique, due à la grande diversité des espèces qui le composent et à la multitude des processus biologiques et physico-chimiques présente dans la matrice, rend son étude expérimentale très difficile. La recherche est aujourd'hui orientée vers le développement de modèles multidimensionnels mais souvent incompatibles avec la complexité du biofilm épilithique [Graba et al. (2012)]. Parmi le peu de modèles de dynamique du périphyton existants, celui proposé par Uehlinger et al. (1996) est le plus largement utilisé pour la modélisation de la dynamique de la biomasse du biofilm épilithique dans des écoulements naturels et artificiels. Ce modèle a été validé par des mesures de terrain (rivière Necker en Suisse) et présente, en outre, un bon compromis entre la complexité du phénomène à modéliser et le nombre de paramètres (9 au maximum). Il permet de prendre en compte les effets de la lumière, de la température, du débit, de la diffusion. Il présente aussi l'avantage d'avoir intégré l'idée d'une dépendance de la croissance vis-à-vis de la densité du biofilm et de tenir compte du détachement catastrophique [Graba et al. (2012), Boulêtreau et al. (2010)]. Il s'écrit :

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \underbrace{\mu_{max} B}_{G1} \underbrace{\frac{1}{1 + k_{inv} B}}_{G2} \underbrace{\exp(\beta(T_C - T_0))}_{G3} \underbrace{\frac{I}{I + k_I}}_{G4} - \underbrace{C_{det} Q(B - B_0)}_{D_{Chro}} - \underbrace{K_{cat} Q(B - B_0)}_{D_{Cat}} \quad (2.5)$$

Avec

$$K_{cat}(Q) \begin{cases} = 0 \text{ si } Q < Q_{critique} \\ > 0 \text{ si } Q > Q_{critique} \end{cases} \quad (2.6)$$

Où $G1$, $G2$, $G3$ et $G4$ constituent le terme de croissance, D_{Chro} et D_{Cat} les termes d'arrachage chronique et d'arrachage catastrophique.

Le terme de croissance ($G1$, $G2$, $G3$ et $G4$) :

Dans ce modèle, le sous-terme $G1 = \mu_{max}B$, décrit la croissance du biofilm épilithique comme un processus linéaire, ce qui se traduit par une croissance exponentielle de la biomasse $B(gm^{-2})$ à l'instant $t(jours)$. $\mu_{max}B$ est le taux maximum spécifique de croissance à la température de référence $T_0 = 20^0C$. Cette croissance est modulée par les trois autres termes $G2$, $G3$ et $G4$. Le sous-terme $G2 = \frac{1}{1 + k_{inv}B}$ prend en compte la limitation du taux de croissance par les effets de densité de biomasse. En effet plus la biomasse augmente, plus la croissance diminue. Quand le biofilm s'épaissit, seules les cellules de surface ont accès à la lumière et aux nutriments. $k_{inv}(g^{-1}m^2)$ est la constante inverse de demi-saturation. Le sous-terme $G3 = exp(\beta(T_C - T_0))$ décrit l'effet de la variation saisonnière de la température sur la croissance. $T(^0C)$, $T_0(^0C)$ et $\beta(^0C^{-1})$ représentent respectivement la température moyenne journalière, la température de référence (prise à 20^0C) et le coefficient de dépendance à la température. Ce sous-terme est une approximation de l'équation d'Arrhenius ou de Van t'Hoff. Le sous-terme $G4 = \frac{I}{I + k_I}$ permet de prendre en compte, dans le modèle, les effets relatifs aux variations saisonnières de la lumière sur le taux de croissance. L'intensité du rayonnement lumineux $I(Watt)$ est intégrée sur une journée et $k_I(Watt)$ est le coefficient de demi-saturation.

Le terme d'arrachage chronique est défini par $D_{Chro} = -C_{det}Q(B - B_0)$ ($D_{Chro} > 0$).

Le taux de détachement chronique est proportionnel au débit d'eau $Q(m^3s^{-1})$ et à la différence entre la quantité de biomasse $B(gm^{-2})$ à l'instant t et une quantité minimale de biomasse $B_0(gm^{-2})$ nécessaire à initier l'arrachage. C_{det} est un coefficient empirique de détachement.

Le terme d'arrachage catastrophique est défini par $D_{Cat} = -K_{cat}Q(B - B_0)$ ($D_{Cat} > 0$).

Cette fonction décrit les pertes "catastrophiques" de biomasse occasionnées par des débits d'eau $Q(m^3s^{-1})$ supérieurs au débit critique $Q_{crit}(m^3s^{-1})$ en période de crues.

Dans ce modèle, on suppose que c'est la biomasse B et l'intensité lumineuse I qui sont les facteurs limitants, tandis que, tous les nutriments sont suffisamment accessibles pour ne pas ralentir la croissance.

On remarque que, dans ce modèle de prédiction du continuum uvial, le rôle de l'hydrodynamique est pris en compte dans les termes de détachement D_{Chro} et D_{Cat} au moyen de la grandeur hydrodynamique globale $Q(m^3s^{-1})$ (débit moyen).

1.2.2 LIMITES DE LA MODÉLISATION DU BIOFILM ÉPILITHIQUE

Le point faible de cette description de la dynamique du biofilm épilithique réside dans le fait qu'elle ne tient pas compte des interactions biofilm/écoulement au fond. Le cisaillement exercé par l'écoulement sur le biofilm, par exemple, et se développant au fond ne peut être pris en compte par le débit volumique. Les différentes phases du processus de développement du biofilm à savoir : la colonisation, la croissance, la sénescence et l'arrachage du biofilm dépendent pourtant fortement des conditions hydrodynamiques locales et réciproquement, la structure, la cohésion et l'épaisseur du biofilm contrôlent la structure de la colonne d'eau (champs de vitesse à l'échelle locale) [Moulin et al. (2008)].

Les travaux de Moulin et al. (2008) ont montré qu'il existe une véritable interaction entre l'écoulement local et le biofilm épilithique. L'hydrodynamique est responsable des processus de transferts entre la canopée (incluant le biofilm) et l'écoulement au-dessus. Dans les phases de colonisation et de croissance initiale, le développement du biofilm est corrélé à la capacité de l'écoulement à assurer les transferts verticaux de matières (oxygène et nutriments) entre la canopée, l'écoulement de pleine eau et la surface libre. Biggs & Hickey (1994), Borchardt et al. (1996) et Stevenson et al. (1996) ont, en outre, montré qu'une augmentation de la vitesse l'écoulement induit une augmentation du frottement exercé sur le biofilm, ce qui sollicite d'avantage la capacité du biofilm à s'accrocher à l'interface eau/matériaux (substrat).

L'interaction entre le biofilm et l'hydrodynamique est très complexe. Graba et al. (2012) ont proposé un schéma synoptique (voir figure 2.4) qui résume les différents types d'interactions entre le biofilm et l'hydrodynamique locale. Ce schéma rend surtout compte de la complexité des interactions et fait état d'une rétroaction du développement du biofilm sur l'hydrodynamique locale décrite en termes de paramètres de loi logarithmique (cette loi sera décrite en détails dans la section suivante) : u_* , la vitesse de frottement associée à la contrainte exercée sur le biofilm, k_s , dépendant de la géométrie du fond et du biofilm et d , la hauteur de déplacement. A ce sujet les résultats de Reiter (1989a,b) et de Nikora et al. (1997, 1998) ont montré que le

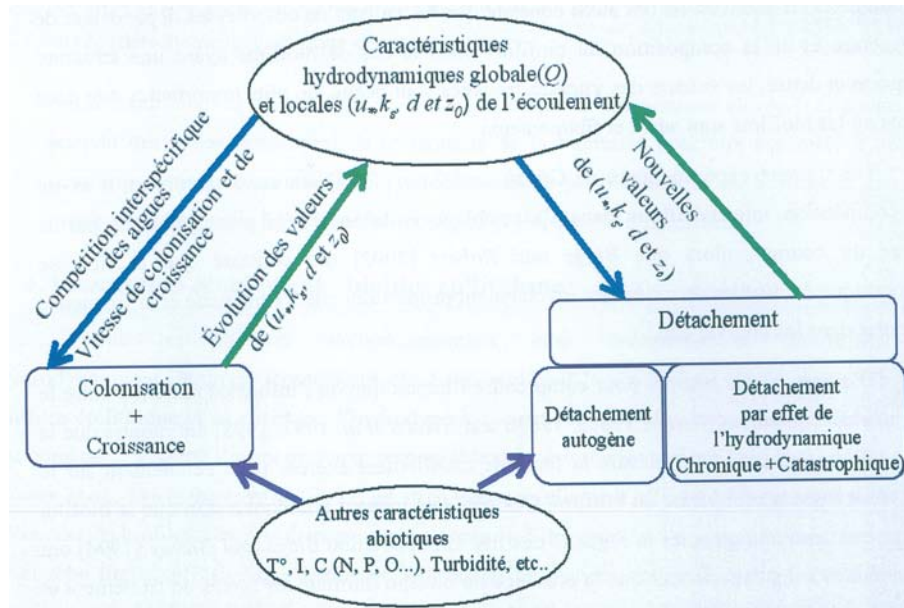


FIGURE 2.4: *Dynamique des interactions biofilm épilithique/écoulement [Graba et al. (2012)]*

cisaillement exercé par l'écoulement sur le fond augmente avec la croissance du biofilm alors que Biggs & Hickey (1994) concluent que la présence du biofilm diminue le frottement sur le fond et lisse l'écoulement. Cette contradiction trouve son explication dans la non prise en compte de l'évolution spatiotemporelle du fond due à la croissance et à l'épaississement du biofilm, ce qui entraîne ainsi des erreurs dans l'estimation de la rugosité du fond. Le schéma synoptique de Graba et al. (2012) montre que, pour des facteurs abiotiques et biotiques fixés, dans les phases de colonisation et de croissance initiale, de même que dans les phases de détachement du biofilm, la dynamique du développement du biofilm est pilotée par l'écoulement. D'autre part, l'épaississement ou l'arrachage du biofilm change aussi progressivement les valeurs des grandeurs caractéristiques de l'écoulement local (vitesse de frottement u_* , rugosité hydraulique k_s et la hauteur de déplacement d). Le schéma tient aussi compte de l'existence d'une compétition interspécifique dans l'assemblage épilithique piloté principalement par le courant et mise en évidence par Ghosh & Gaur (1998).

1.3 VERS UNE DESCRIPTION LOCALE DE L'INTERACTION BIOFILM/COUCHE LIMITE TURBULENTE

Autour de la question de l'interaction entre le biofilm épilithique et l'écoulement, le rôle de l'hydrodynamique locale est donc déterminant. Les travaux expérimentaux et numériques de

Graba et al. (2010) concernant la modélisation des interactions biophysiques entre la dynamique du biofilm épilithique et l'hydrodynamique locale ont montré que la dynamique du périphyton est mieux décrite en prenant les grandeurs hydrodynamiques locales en proche paroi (vitesse de frottement pariétal u_* et la rugosité turbulente k_s^+) comme variables externes de forçage du détachement chronique. De plus, sur la base de deux études expérimentales réalisées en canal hydraulique, dont le fond est recouvert d'un réseau d'hémisphères pour simuler le lit d'une cuve et aux moyens de mesures locales de l'écoulement par PIV (Vélocimétrie par Images de Particules) au-dessus d'hémisphères recouverts de biofilm, Moulin et al. (2008) ont pu ainsi montrer, entre autres, que :

La prise en compte des grandeurs caractéristiques de l'écoulement local (vitesse de frottement u_* , rugosité hydraulique k_s , hauteur de déplacement d c'est-à-dire les paramètres de la loi logarithmique d'une couche limite turbulente de rivière) dans les modélisations classiques de l'évolution de la biomasse était essentielle. Cette prise en compte conduit à une meilleure prédiction que celle obtenue avec les grandeurs hydrodynamiques globales seules (débit volumique Q , vitesse moyenne U_{moy}).

Dans un même canal hydraulique recouvert d'un réseau d'hémisphères pour simuler le lit d'une cuve, et dimensionné de sorte à créer trois régimes hydrodynamiques différents de par leurs vitesses de frottement pariétal u_* , il a été observé que la colonisation du substrat par le biofilm est nettement pilotée par u_* . Plus la vitesse de frottement pariétal est grande, plus le biofilm tarde à s'implanter.

Les motifs de colonisation du substrat par le biofilm diffèrent selon l'arrangement des hémisphères sur le fond du canal. Ils sont plus ou moins marqués selon la valeur de u_* dans les zones de colonisation : plus u_* est faible plus le motif est marqué.

Ainsi, les conditions locales de l'écoulement jouent un rôle très important dans les différentes phases du développement du biofilm de même que dans leur différenciation architecturale, en milieu naturel.

2 COUCHE LIMITE TURBULENTE RUGUEUSE

A la lumière des résultats expérimentaux sur le rôle de l'écoulement local dans le développement du biofilm, nous pouvons affirmer qu'une bonne description de la région proche du fond rugueux est donc indispensable pour bien comprendre, décrire et modéliser l'interaction entre le biofilm et l'écoulement. Dans les milieux naturels, la quasi-totalité des écoulements sont turbulents avec un fond recouvert de rugosités de tailles variables. Les écoulements turbulents sont caractérisés par un grand nombre d'échelles spatiales (pouvant aller du millimètre au kilomètre) et temporelles (de la fraction de seconde à plusieurs années) qui permettent, entre autre, la dispersion, le transport ainsi que le mélange dans ces écoulements. Les conditions initiales et aux limites permettent de prendre en compte les facteurs pouvant influencer la turbulence. La topologie du fond qui peut évoluer dans le temps (développement du biofilm sur les interfaces eau/matériaux), conditions météorologiques qui peuvent influencer la surface libre ou le débit, la stratification en densité sont autant d'exemples de phénomènes qui peuvent modifier la turbulence.

Compte tenu de la taille du biofilm, de la morphologie du fond et de la nature du processus de transfert de nutriments que nous voulons étudier, nous nous sommes intéressés aux petites échelles de la turbulence dans le cas des écoulements de type rivière avec un fond hydrauliquement rugueux avec transfert de scalaire passif.

2.1 ÉCOULEMENT SUR PAROI LISSE

La description des écoulements de paroi présentée dans ce travail est inspirée du livre de Nezu & Nakagawa (1993). La structure verticale de la couche limite turbulente dans le cas d'un écoulement turbulent est très dépendante du fond. Dans le cas où le fond est lisse, l'équation de conservation de masse et les équations de Reynolds dérivées des équations de Navier-Stokes permettent de décrire la structure moyenne de l'écoulement de la couche limite de paroi si cette dernière est pleinement turbulente. En adoptant la moyenne au sens de Reynolds, les grandeurs instantanées sont décomposées en une grandeur moyenne et une grandeur fluctuante selon l'équation :

$$\phi(\vec{X}, t) = \bar{\phi}(\vec{X}) + \phi'(\vec{X}, t) \quad (2.7)$$

Dans la présente étude, le système de coordonnées choisi est un repère cartésien orthonormé direct (x, y, z) (cf figure 2.5). La direction longitudinale est donnée par x , la direction transversale par y et la direction normale à la paroi (verticale) par z . Les composantes longitudinale, transversale et verticale de la vitesse moyenne sont notées $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ et leurs fluctuations turbulentes respectives par (u', v', w') .

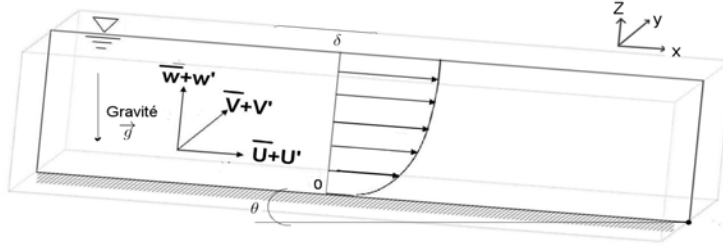


FIGURE 2.5: *Système de coordonnées utilisé dans le cas d'un écoulement sur fond lisse*

Les équations du mouvement, dans le cas stationnaire et unidirectionnel, sont données par

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (2.8)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = g \sin \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{\partial(-\overline{u'^2})}{\partial x} + \frac{\partial(-\overline{u'w'})}{\partial z} + \nu \nabla^2 \bar{u} \quad (2.9)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -g \cos \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} + \frac{\partial(-\overline{u'w'})}{\partial x} + \frac{\partial(-\overline{w'^2})}{\partial z} + \nu \nabla^2 \bar{w} \quad (2.10)$$

ρ est la densité du fluide, \vec{g} est l'accélération gravitationnelle, \bar{P} est la pression moyenne, ν la viscosité cinématique et θ la pente du canal. le symbole ∇^2 désigne le laplacien. Dans le cas d'un écoulement établi et unidirectionnel, l'intégration de (2.10) selon z donne :

$$\frac{\bar{P}}{\rho} = (D - z)g \cos \theta + (\overline{w_s'^2} - \overline{w'^2}) + \frac{\bar{P}_s}{\rho} \quad (2.11)$$

Où D est la hauteur d'eau et w'_s la fluctuation à la surface libre. Cette dernière est nulle au niveau la surface libre. Le premier terme de droite de (2.11) est la distribution de la pression hydrostatique. Le terme de droite est la contribution de la turbulence dans la pression moyenne \bar{P}/ρ .

En intégrant (2.9) entre z et D , et en considérant toujours l'écoulement établi, on obtient :

$$0 = g \sin(\theta)(D - z) + \underbrace{\left[-\overline{u'w'} + \nu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \right]}_{\tau/\rho} \Big|_z^D \quad (2.12)$$

Et comme $\tau(z = D) = 0$ à la surface libre ($\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 0$ et $w' = 0$), on obtient :

$$g \sin(\theta)(D - z) = -\overline{u'w'} + \nu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)(z) = \frac{\tau}{\rho} \quad (2.13)$$

τ est la contrainte totale de cisaillement, égale à la contrainte s'exerçant sur le fond, τ_p , en $z = 0$. $\frac{\tau_p}{\rho}$ étant homogène à une vitesse au carrée, on introduit la vitesse de frottement pariétal u_* :

$$\frac{\tau_p}{\rho} = gD \sin \theta = u_*^2 \quad (2.14)$$

Donc la contrainte totale est donnée par :

$$\frac{\tau}{\rho} = -\overline{u'w'} + \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = u_*^2 \left(1 - \frac{z}{D} \right) \quad (2.15)$$

(2.15) montre que la contrainte totale de cisaillement varie linéairement de τ_p au fond du canal jusqu'à 0 à la surface libre ($z = D$).

Considérons un écoulement dans un canal de hauteur D non incliné, non stratifié et stationnaire. Si on suppose que l'écoulement est unidirectionnel et homogène suivant x , les équations de Reynolds montrent un équilibre entre le gradient de pression et les effets liés au frottement :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(-\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{u'w'} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \quad (2.16)$$

ce qui permet d'obtenir :

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} = \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \quad (2.17)$$

Sachant qu'à la surface libre, le gradient de pression est nul, par intégration $\tau(z)$ est donnée par :

$$\tau = \left(1 - \frac{z}{D} \right) \tau_p \quad (2.18)$$

avec τ_p la contrainte à la paroi, qui peut être reliée au gradient de pression par :

$$\tau_p = -D \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \quad (2.19)$$

On déduit le coefficient de frottement pariétal, C_D , par

$$C_D = \frac{\tau_p}{\rho U^2} \quad (2.20)$$

Où U est la vitesse apparente obtenue par intégration du profil vertical de la vitesse moyenne longitudinale.

Dans le cas des écoulements sur fond lisse, la vitesse longitudinale est fonction uniquement de la masse volumique ρ , de la viscosité cinématique ν , de la contrainte au fond τ_p , de la hauteur de canal D et de la distance au fond z .

$$\bar{u} = f(\rho, \tau_p, \nu, D, z) \quad (2.21)$$

En adimensionnalisant la vitesse par la vitesse de frottement pariétal $u_* = \sqrt{\tau_p/\rho}$ et les longueurs par une échelle caractéristique, la longueur visqueuse ν/u_* , (notée $+$) dans la zone proche paroi et les autres longueurs par la hauteur du canal, on obtient une forme adimensionnelle de la vitesse moyenne :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = F(z^+, z/D) \quad (2.22)$$

2.1.1 STRUCTURE VERTICALE D UNE COUCHE LIMITE DE PAROI

Dans le cas des écoulements à surface libre, Nezu & Nakagawa (1993) ont proposé de diviser l'écoulement en trois régions (figure 2.6). La région de paroi ($z/D < (0.15 - 0.2)$) : C'est une région qui correspond à la couche dite "interne" dans la description classique de la couche limite par opposition à la couche dite "externe" constituée des régions intermédiaire et de surface libre. Les échelles caractéristiques de vitesse et de longueur sont respectivement u_* et ν/u_* . La région de surface libre ($0.6 < z/D < 1.0$) : Dans cette région, les structures turbulentes de l'écoulement sont contrôlées par les variables dites externes. Les échelles de vitesse et de longueur sont respectivement le maximum de la vitesse moyenne de l'écoulement u_{max} et la hauteur d'eau D . Le profil vertical de la vitesse moyenne peut être donné par la loi logarithmique déficitaire. Le taux de dissipation turbulente ε devient très grand devant le taux de production P , par conséquent, l'énergie turbulente doit être transportée de la zone de paroi à la surface libre par diffusion turbulente. La région intermédiaire ($0.15 - 0.2 < z/D < 0.6$) : C'est une région intermédiaire qui ne ressent pas très fortement les effets de paroi et n'est pas très influencée par la surface libre. C'est une zone inertielle avec comme échelles de vitesse et de longueur, $\sqrt{\tau/\rho}$ et z respectivement.

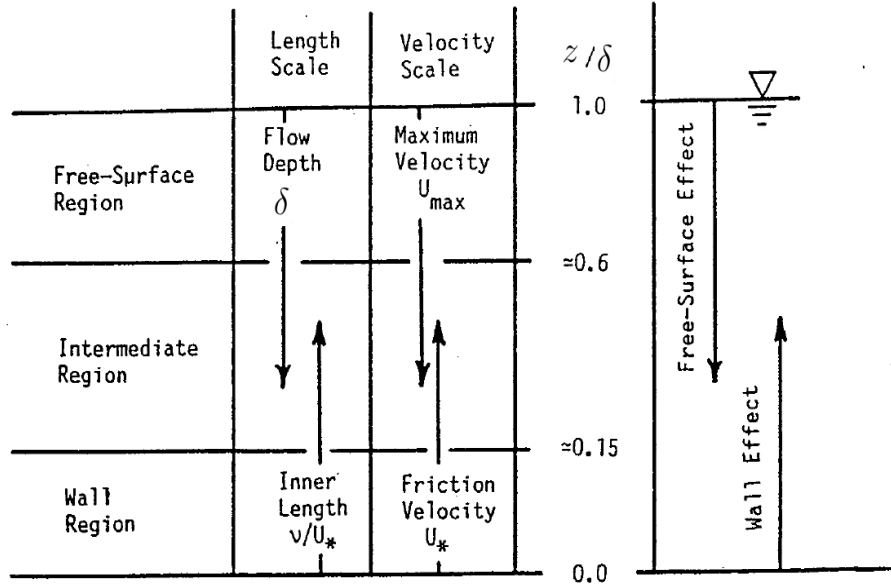


FIGURE 2.6: Les différentes parties d'un écoulement à surface libre. Sur ce schéma D est notée δ . [Nezu & Nakagawa (1993)]

2.1.2 LA LOI DE PAROI

L'écoulement proche paroi est conditionné par les échelles dites internes (ν/u_* et u_*) et l'écoulement en dehors de la paroi par les échelles dites externes (u_* et la hauteur d'eau D). La forme différentielle du cisaillement vertical (2.23) pour l'écoulement proche paroi est donnée par :

$$\frac{d\bar{u}^+}{dz^+} = \frac{1}{z^+} \Phi_I(z^+) \quad (2.23)$$

Au voisinage immédiat de la paroi, $u^+ = 0$, et jusqu'à la borne supérieure de la sous-couche visqueuse, nous pouvons écrire que $du^+/dz^+ = 1$, c'est-à-dire que dans cette zone, au premier ordre, $\Phi_I(z^+)$ s'exprime par $\Phi_I = z^+$. L'intégration de (2.23) donne (2.24) ou sa forme dimensionnelle (2.25)

$$\bar{u}^+ = z^+ \quad (2.24)$$

$$\bar{u} = \frac{\tau_p}{\rho\nu} z \quad (2.25)$$

(2.24 et 2.25) correspondent à un profil linéaire de la vitesse moyenne dans la sous-couche visqueuse, en zone proche paroi. La hauteur de cette sous-couche est estimée à 5 fois l'échelle de longueur visqueuse ν/u_* .

En dehors de la zone de paroi, les échelles caractéristiques de vitesse et de longueur sont la vitesse de frottement u_* et z . Ce qui implique que $z^+ = z/(\nu/u_*)$ peut être interprété comme un nombre de Reynolds basé sur les structures turbulentes de tailles z . Pour un écoulement turbulent, quand le nombre de Reynolds devient suffisamment grand, les effets visqueux deviennent négligeables à partir d'une valeur seuil de z^+ . Mathématiquement la dépendance de Φ_I en z^+ (dépendant de la viscosité) diminue, et Φ_I devient constant :

$$\Phi_I = \frac{1}{\kappa}, \quad z^+ \gg 1 \quad \text{et} \quad \frac{z}{D} \ll 1 \quad (2.26)$$

Où $\kappa \sim 0.41$ est la constante de Von Karman. Le caractère universel de la valeur de κ a fait l'objet de plusieurs travaux. Raupach et al. (1991) ont montré que sa valeur est comprise entre 0.35 et 0.42. En remplaçant Φ_I par sa valeur dans (2.23), on obtient :

$$\frac{d\overline{u^+}}{dz^+} = \frac{1}{\kappa z^+} \quad (2.27)$$

Par intégration, on obtient la loi dite logarithmique :

$$\overline{u^+} = \frac{1}{\kappa} \ln z^+ + B \quad (2.28)$$

Où $B \sim 5.2$ est une constante d'intégration. Expérimentalement, le comportement logarithmique du profil de vitesse moyenne est observé pour des valeurs de $z^+ > 30$. La zone intermédiaire ($5 < z^+ < 30$) est appelée zone tampon. Il n'existe pas de solution analytique du profil vertical de la vitesse moyenne dans cette zone.

2.1.3 LA LOI DÉFICITAIRE

Les profils de vitesse s'écartent de la forme logarithmique quand on s'approche de la zone externe comme le montre la figure 2.7.

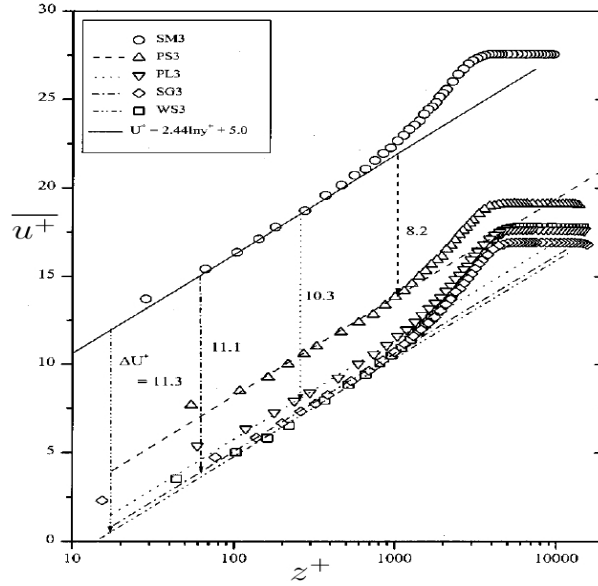


FIGURE 2.7: Profils de vitesse en représentation semi-logarithmique mettant en évidence la loi déficitaire. Les mesures expérimentales sont réalisées en soufflerie sur une surface lisse (SM3) et des surfaces pleinement rugueuses dont la rugosité $k_s^+ = k_s u_* / \nu$ (grandeur définie plus loin) est de 190 pour PS3, 267 pour PL3, 184 pour SG3 et 88 pour WS3, d'après Tachie et al. (2000).

En pratique, la loi logarithmique n'est validée que dans la zone de paroi ($\xi = z/D < 0.2$). Cette déviation du profil vertical de la vitesse moyenne nécessite une nouvelle fonction de correction, dite fonction de sillage ou "wake function" en anglais notée w , et qui donne, pour le profil vertical de la vitesse moyenne :

$$\overline{u^+} = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + B + w(z/D) \quad (2.29)$$

Parmi les nombreuses fonctions proposées dans la littérature, celle de Coles (1956) est la plus largement acceptée (2.30). Dans cette fonction seule la valeur de Π , appelé paramètre de Coles, est variable.

$$w(z/h) = \frac{2\Pi}{\kappa} \sin^2\left(\frac{\pi z}{2D}\right) \quad (2.30)$$

L'auteur explique que la loi déficitaire du profil vertical de la vitesse moyenne est la conséquence du processus de mélange par les grandes échelles de la turbulence et fait l'analogie avec celles visibles dans les écoulements de sillage, d'où le nom donné la fonction. Ces phénomènes sont liés seulement aux effets inertiels mais pas aux effets visqueux. Une combinaison de (2.29) et

de (2.30) donne :

$$\bar{u}_{max}^+ - \bar{u}^+ = -\frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{D}\right) + \frac{2\Pi}{\kappa} \cos^2\left(\frac{\pi z}{2D}\right) \quad (2.31)$$

Avec $\bar{u}_{max}^+ = \bar{u}_{max}/\bar{u}_*$. Nezu & Nakagawa (1993) ont montré que dans le cas des écoulements de surface libre, le paramètre de Coles dépend du Reynolds. Castro (2007) considère que seule $w(z/h)$ est universelle et que Π est fonction de la rugosité du fond et très dépendante des paramètres de paroi (la vitesse de frottement u_* , la hauteur de déplacement d et la rugosité hydraulique k_s) et donc de leur méthodes de détermination [Florens (2010)].

2.2 ÉCOULEMENT SUR PAROI RUGUEUSE

La plupart des écoulements en milieu naturel sont des écoulements turbulents sur un fond rugueux. Pour les écoulements de type rivière, le fond peut être tapissé de sable, gravier, galets ou de végétation de taille variable et non uniformément répartis dans l'espace, et susceptibles d'évoluer dans le temps et dans l'espace. Une bonne description de ce type d'écoulement, nécessite une bonne prise en compte de la complexité induite par la présence des rugosités (obstacles).

2.2.1 RUGOSITÉ HYDRAULIQUE

Sur une surface solide, il existe toujours des rugosités qui peuvent constituer des obstacles à l'écoulement. Ainsi, si leur présence, au sens macroscopique, n'est pas négligeable (taille relative vis-à-vis de la sous-couche visqueuse), on peut considérer que la rugosité n'est plus une question d'aspect de surface mais bien une propriété hydraulique liée à la dynamique de l'écoulement étudié et qui traduit l'intensité du frottement généré à la paroi [Florens (2010)].

Afin de prendre en compte l'influence de la taille de rugosités et son interaction avec les paramètres de l'écoulement, il faut définir une nouvelle échelle de longueur caractéristique de l'écoulement proche paroi. Nikuradse (1933) définit "une rugosité équivalente de sable" k_s . Pour un fond composé de grains de sable de tailles uniformes et fixés à la paroi, ce dernier remarque que k_s est équivalente au diamètre des grains de sable. Pour des rugosités de tailles non uniformes, k_s est équivalente à la hauteur moyenne ou apparente ou équivalente des rugosités. k_s est déduite de la loi de frottement dérivée de la loi logarithmique. La valeur de k_s est déterminée à partir du profil vertical de la vitesse moyenne dans la région où il coïncide avec la loi loga-

rithmique dans la région de paroi. Cependant ces méthodes donnent des résultats différents, il est très difficile de déterminer k_s pour des rugosités de taille variable.

L'état de rugosité d'une surface quelconque peut être déterminé en comparant k_s à la longueur visqueuse ν/u_* . Ce nombre adimensionnel $k_s^+ = k_s u_* / \nu$ permet de classer les effets des rugosités sur l'écoulement en trois catégories. Lorsque $k_s^+ < 5$, on dit que le fond est hydrauliquement lisse. Si la valeur de k_s^+ est comprise entre 5 et 70, on parle d'un fond de transition. Et enfin, si $k_s^+ > 70$ le fond est considéré comme complètement rugueux.

Si le fond est hydrauliquement lisse, la rugosité n'a pas d'effet sur l'écoulement car la hauteur de la sous-couche visqueuse, estimée à 5 fois la longueur visqueuse ($5\nu/u_*$) est supérieure à celle des aspérités. Le comportement de l'écoulement est celui d'un écoulement sur un fond complètement lisse. Le profil de la vitesse est de la forme :

$$\overline{u^+} = f_1 \left(\frac{u_* z}{\nu} \right) \quad (2.32)$$

Si la valeur de k_s^+ est comprise entre 5 et 70, l'écoulement ressent les effets des rugosités et les effets visqueux. Cependant, le passage d'un fond de transition à un fond hydrauliquement rugueux n'est pas le même pour toutes surfaces [Jimenez (2004)]. Le profil de la vitesse est de la forme :

$$\overline{u^+} = f_2 \left(\frac{u_* z}{\nu}, \frac{u_* k_s}{\nu} \right) \quad (2.33)$$

Pour un écoulement turbulent sur un fond hydrauliquement rugueux, $k_s^+ > 70$, la sous-couche visqueuse est noyée dans les aspérités. Par conséquent, les effets visqueux deviennent négligeables. La couche limite est entièrement turbulente et le profil de la vitesse dépend uniquement de z/k_s . Il apparaît une nouvelle sous-couche dite rugueuse [Raupach et al. (1991)]. La présence des rugosités a pour conséquence, la tridimensionnalisation de l'écoulement moyen. La couche limite est partagée en trois sous-couches : une sous-couche rugueuse, une sous-couche logarithmique et une sous-couche externe.

2.2.2 DESCRIPTION DES ÉCOULEMENTS HYDRAULIQUEMENT RUGUEUX : DOUBLE MOYENNE

Dans le cas des écoulements turbulents sur un fond rugueux, comme la plupart des écoulements naturels, la présence des rugosités génère, entre autres, une forte inhomogénéité spatiale

de l'écoulement moyenné temporellement. Pour prendre en compte ces complexités, Raupach et al. (1991) ont introduit une technique appelée double moyenne, qui consiste à faire une moyenne temporelle puis spatiale dans les directions horizontales. De plus en plus d'auteurs, Pokrajac et al. (2007), Finnigan (2000), Mignot et al. (2009), Cheng & Castro (2002b) utilisent la technique de double moyenne. Ainsi toute grandeur instantanée ψ est décomposée en une valeur moyenne spatiotemporelle, une valeur dispersive et une valeur fluctuante selon la formule (2.34). Les valeurs dispersives quantifient la variation spatiale des quantités moyennées temporellement.

$$\psi(\vec{X}, t) = \langle \bar{\psi} \rangle(z) + \tilde{\psi}(\vec{X}) + \psi'(\vec{X}, t) \quad (2.34)$$

La présente décomposition est reprise par Nikora et al. (2007) pour décrire les écoulements turbulents sur fond naturel. Appliquée à la vitesse, on obtient (2.36) :

$$u_i = U + \tilde{u} + u'_i \quad (2.35)$$

Avec $U(z) = \langle \bar{u} \rangle$ est la vitesse doublement moyennée, $\tilde{u}_i(x, y, z) = \bar{u} - \langle \bar{u} \rangle = \bar{u} - U$ la vitesse dispersive et $u'_i(x, y, z, t) = u_i - U - \tilde{u}$ la vitesse fluctuante. En appliquant cette technique aux équations de Navier-Stokes, nous obtenons un système d'équations appelé D.A.N.S pour Double Averaging Navier Stokes en anglais :

$$u_i = U + \tilde{u} + u'_i \quad (2.36)$$

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \rho \frac{\partial \phi \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial t} = 0 \quad (2.37)$$

$$\frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial t} + \langle \bar{u}_j \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho \phi} \frac{\partial \phi \langle \bar{P} \rangle}{\partial x_i} - \frac{1}{\phi} \frac{\partial \phi \langle \bar{u}'_i u'_j \rangle}{\partial x_j} - \frac{1}{\phi} \frac{\partial \phi \langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle}{\partial x_j} - \frac{1}{\phi} \frac{\partial}{\partial x_j} \phi \left\langle \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right\rangle + D_{ij} \quad (2.38)$$

$$D_{ij} = \frac{1}{\rho} \frac{1}{V_f} \overline{\iint_{S_{int}} p n_i dS} - \frac{1}{V_f} \overline{\iint_{S_{int}} \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} n_j dS} \quad (2.39)$$

Où $\phi = \frac{V_{fluide}}{V_0}$ est le rapport entre le volume occupé par le fluide et le volume total, la moyenne temporelle d'une grandeur est donnée par (2.40) et la moyenne spatiale par (2.41)

$$\bar{\psi} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \psi(t) dt \quad (2.40)$$

$$\langle \psi \rangle = \frac{1}{S_f(z)} \iint_{S_f(z)} \bar{\psi}(x, y, z) dx dy \quad (2.41)$$

Cette technique fait apparaître, entre autres nouveaux termes par rapport aux équations de Navier-Stokes moyennées RANS, un terme de flux dispersif (2.42) ainsi que deux termes de traînées (2.39). Le nouveau tenseur des contraintes $\langle \tau_{ij} \rangle$ est défini par :

$$\frac{\langle \tau_{ij} \rangle}{\rho} = -\phi \langle \overline{u'_i u'_j} \rangle - \phi \langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle + \phi \nu \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} \quad (2.42)$$

Il correspond à celui obtenu par méthode RANS mais enrichi par un tenseur des contraintes dispersives $\langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle$ en plus du tenseur de Reynolds $\langle \overline{u'_i u'_j} \rangle$ et du tenseur visqueux $\nu \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j}$. D_{ij} est la somme d'une force de traînée liée à la pression de forme et d'une force de traînée visqueuse liée au développement d'une couche limite le long des surfaces solides.

La contrainte totale de cisaillement $\langle \tau_{13} \rangle$, donnée par (2.43), est composée de la tension de Reynolds $\langle \overline{u' w'} \rangle$, de la tension dispersive $\langle \tilde{u} \tilde{w} \rangle$ et de la contrainte visqueuse $\nu \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z}$.

$$\frac{\langle \tau_{13} \rangle}{\rho} = -\langle \overline{u' w'} \rangle - \langle \tilde{u} \tilde{w} \rangle + \nu \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} \quad (2.43)$$

La nouvelle équation de continuité (2.37) prend en compte l'évolution spatio-temporelle éventuelle du fond rugueux.

2.2.3 HAUTEUR DE LA SOUS-COUCHE RUGUEUSE

Par définition, la sous-couche rugueuse est une zone de tridimensionnalité de l'écoulement moyen où le tenseur dispersif $\langle \tilde{u} \tilde{w} \rangle$ est non nul. C'est la raison pour laquelle Cheng & Castro (2002a) définissent la borne supérieure de la sous-couche rugueuse comme la hauteur de convergence des profils verticaux des grandeurs turbulentes. Pokrajac et al. (2007) proposent une méthode basée sur les termes du tenseur dispersif issu de la double moyenne. Ces derniers suggèrent que $\langle \tilde{u}^2 \rangle$ constitue un bon indicateur de la dispersion spatiale de la vitesse moyenne \bar{u} et considèrent que la borne supérieure de la sous-couche rugueuse est atteinte quand $\sqrt{\langle \tilde{u}^2 \rangle} / \langle \bar{u} \rangle = 0.05$.

La problématique de la hauteur de sous-couche rugueuse a été discutée de manière plus détaillée dans les travaux de Florens (2010). Cette dernière a proposé une nouvelle méthode permettant de tenir compte de l'existence à la fois d'une dispersion spatiale des profils verticaux liée à la non-convergence temporelle de l'écoulement et de la vraie dispersion spatiale de l'écoulement. En effet, dans les simulations numériques comme dans les expériences, l'erreur liée à la non convergence temporelle existe toujours et pourrait expliquer la grande dispersion des prédictions proposées dans la littérature pour prédire la hauteur de la sous-couche rugueuse. Cette question liée à la convergence temporelle sera discutée dans le chapitre suivant.

2.2.4 PROFIL VERTICAL DE LA VITESSE MOYENNE

En présence de rugosités, le comportement de l'écoulement décrit précédemment, c'est-à-dire celui de l'écoulement sur fond hydrauliquement lisse, est décalé vers le haut, à une hauteur appelée auteur de déplacement d [Raupach et al. (1991)]. Pour étudier le cas d'un fond hydrauliquement rugueux avec les équations établies dans le cas d'un fond lisse, un changement de variable s'impose. L'origine du fond virtuel est prise en δ_d (cf figure 2.8). Le profil vertical de la vitesse moyenne est donné par :

$$\langle \bar{u}^+ \rangle = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z-d}{k_s} \right) + w(z/D) + B_r \quad (2.44)$$

Où

$$B_r \equiv \frac{1}{\kappa} \ln(k_s^+) + B \quad (2.45)$$

Dans le cas d'un fond naturel, si on pose $D_d = k_s - d$ (cf figure 2.8), la valeur de D_d est comprise entre 0 et k_s et D_d est obtenu à partir du profil logarithmique de la vitesse moyenne [Nezu & Nakagawa (1993)]. Les tentatives pour paramétrer D_d/k_s sont nombreuses mais donnent souvent des valeurs différentes, $D_d/k_s = 0.18$ selon Grass (1971), $D_d/k_s = 0.27$ selon Blinco & Partheniades (1971) et $D_d/k_s = 0.25$ selon Nakagawa et al. (1975). Dans la région de paroi, $z/D < 0.2$, la fonction de sillage $w(z/D) = \frac{2H}{\kappa} \sin^2(\frac{\pi z}{2D})$ est négligeable. Les travaux expérimentaux de Nikuradse (1933) sur les écoulements dans des conduites ont permis de montrer que B_r est fonction de k_s^+ . D'autres travaux ont montré que même si B_r obéit à (2.45) pour un fond lisse, il s'écarte de (2.45) et diminue quand k_s^+ augmente. Pour un fond complètement rugueux, B_r est constante et égale à 8,5. On peut trouver aussi une formulation équivalente à (2.44) écrite sous la forme [Jackson (1981)].

$$\langle \bar{u}^+ \rangle = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) \quad (2.46)$$

Avec $z_0 = e^{-\kappa B_r} k_s$ où, z_0 est la hauteur des rugosités de surface, autrement dit l'origine du profil logarithmique de la vitesse moyenne longitudinale.

2.2.5 PARAMÈTRES DE PAROI u_* , d , k_s (OU z_0)

Dans le cadre des écoulements turbulents sur fond hydrauliquement rugueux, les principaux paramètres de paroi sont la vitesse de frottement u_* , la hauteur de déplacement d et la longueur de rugosité k_s (ou de $z_0 = e^{-\kappa B_r} k_s$ qui est l'origine de la loi logarithmique). L'estimation des

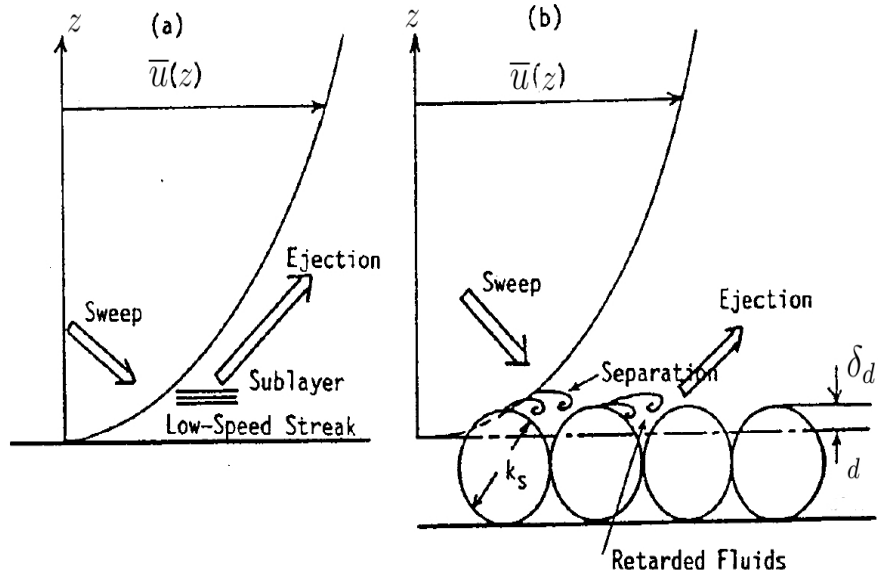


FIGURE 2.8: (a) Structure verticale d'une couche limite turbulente sur un fond lisse, (b) et sur un fond rugueux [Nezu & Nakagawa (1993)].

paramètres de paroi se fait généralement par ajustement de la loi logarithmique mais il n'existe pas de méthode universelle. Cheng & Castro (2002a) ont proposé une méthode d'estimation basée sur le profil doublement moyenné de la vitesse longitudinale. Les paramètres d et z_0 sont laissés libres et l'ajustement se fait à trois niveaux : dans la sous couche rugueuse, dans la sous couche inertielle et dans la sous couche intermédiaire. La régression linéaire faite sur le profil est donnée par (2.47)

$$e^{\kappa \frac{\langle \bar{u} \rangle}{u_*}} = \frac{z - d}{z_0} \quad (2.47)$$

Où, κ est la constante de Von Karman et u_* est la vitesse de frottement. La problématique de l'estimation de ces différents paramètres a été discutée par Florens (2010) et cette dernière a proposé une méthode basée sur celle de Cheng & Castro (2002a). Mais à la différence de celle de Cheng & Castro (2002a), l'intervalle d'ajustement est laissé libre. La valeur de u_* est estimée à partir de trois méthodes différentes : (1) à partir de la valeur maximale de la tension de Reynolds ($u_{*,max}$) [Rotach (2001), Nezu & Sanjou (2008)]; (2) par extrapolation de la partie linéaire de la contrainte totale en $z = d$ (ou en $z = h$) ($u_{*,ext}$) [Castro (2007)]; et enfin (3) par extrapolation de la partie linéaire de la contrainte totale au fond ($u_{*,\tau}$) [Florens (2010)]. Ensuite les valeurs de d et z_0 sont déduites directement de la pente et de l'ordonnée à l'origine. Florens (2010) a aussi montré que la valeur de la vitesse de frottement estimée par extrapolation de la contrainte totale de cisaillement τ_{13} au fond, $u_{*,\tau}$, n'est pas l'échelle caractéristique de vitesse

de l'écoulement mais quantifie bien le frottement généré par la paroi. La valeur maximale de la contrainte totale de cisaillement τ_{13} située en $z \approx h$ est la vitesse de frottement $u_{*,ext}$ qui permet de mettre en évidence la similarité de l'écoulement moyen au-dessus de la canopée. Cette valeur sera donc employée pour normaliser les différents profils turbulents, dispersifs et de vitesse dans suite.

2.2.6 LA LONGUEUR DE MÉLANGE ET FOND HYDRAULIQUEMENT RUGUEUX

La longueur de mélange l_m est une autre échelle caractéristique des écoulements turbulents. C'est une échelle de longueur issue du modèle de fermeture de la turbulence du même nom et qui est l'une des modélisations les plus simples de la turbulence de paroi. La longueur de mélange caractérise localement l'échelle de corrélation de la turbulence et relie la viscosité turbulente ν_t (Boussinesq (1877)) au gradient de la vitesse moyenne longitudinale. l_m peut aussi être interprétée comme une échelle caractéristique des tourbillons dans la direction perpendiculaire au fond. En appliquant le modèle de Boussinesq (1877), on peut écrire :

$$-\langle \overline{u'w'} \rangle = \nu_t \frac{\partial \langle \overline{u} \rangle}{\partial z} \quad (2.48)$$

Et d'après le postulat de Prandtl (1952) (2.49), on peut obtenir (2.50).

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{d \langle \overline{u} \rangle}{dz} \right| \quad (2.49)$$

$$-\overline{u'w'} = l_m^2 \left| \frac{\partial \langle \overline{u} \rangle}{\partial z} \right| \frac{\partial \langle \overline{u} \rangle}{\partial z} = u_*^2 \quad (2.50)$$

Si le cisaillement est positif, la longueur de mélange est donnée par :

$$l_m \frac{d \langle \overline{u} \rangle}{dz} = u_* \quad (2.51)$$

Une analyse dimensionnelle de (2.51) montre que la seule dimension possible de l_m est celle d'une longueur et permet d'arriver à (2.52) dans le cas d'un fond rugueux, en utilisant (2.46).

$$l_m = \kappa(z - d) \quad (2.52)$$

Macdonald (2000), s'appuyant sur l'hypothèse que dans le cas d'un écoulement au-dessus d'une canopée composée d'obstacles cubiques (de hauteur h) réparties de façon uniforme dans l'espace, la traînée induite par ces dernières s'équilibre avec le cisaillement local, et en adoptant le modèle de longueur de mélange de Prandtl (1952), propose un profil de vitesse exponentiel :

$$\langle \overline{u} \rangle = u_h \exp \left(a \left(\frac{z}{h} - 1 \right) \right) \quad (2.53)$$

Où $u_h = \langle \bar{u} \rangle(z = h)$ et a un coefficient d'atténuation qui dépend de la hauteur des rugosités h , du coefficient de frottement σ_f et de la longueur de mélange dans la canopée l_c (le modèle à $l_m = cte$ dans la canopée), tel que :

$$a^3 = \frac{h^3 \sigma_f}{2l_c^2}, \quad \text{avec} \quad \sigma_f = \frac{\rho C_D(z) \lambda}{2h} \quad \text{et} \quad \lambda = \frac{A_f}{A_d} \quad (2.54)$$

λ est la densité frontale définie comme le rapport de l'aire frontale d'un obstacle A_f à l'aire caractéristique d'un motif A_d . C_D est le coefficient de traînée déduit de la force de traînée derrière l'obstacle. La comparaison du profil de vitesse (2.53) à des mesures expérimentales a montré que, dans la canopée, cette expression prédit bien les profils de vitesse pour des densités frontales inférieures à 0.3. Pour des densités frontales supérieures à 0.3, l'apparition de zone de recirculation induit un changement de signe de la vitesse pour les faibles profondeurs que (2.53) ne permet pas de prendre en compte. Macdonald (2000) donne une expression de l_c (longueur de mélange de canopée) en fonction du coefficient d'atténuation a , d'un coefficient de frottement moyen de la surface recouverte par le cube $\langle \overline{C_{DC}} \rangle \approx 1.2$ (Esdú (1980)) et de la densité frontale λ_f .

$$\frac{l_c}{h} = \left(\frac{\langle \overline{C_{DC}} \rangle \lambda_f (1 - e^{-2a})}{4a^3} \right)^{1/2} \quad (2.55)$$

Une deuxième expression de l_c (2.57) dans la partie supérieure de la canopée où :

$$-\langle \overline{u'w'} \rangle = \nu_t \left. \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} \right|_{z=h} \quad (2.56)$$

est obtenue en supposant que le cisaillement est le même dans cette partie de la canopée que dans la sous-couche inertielle.

$$\frac{l_c}{h} = a^{-1} \frac{u_*}{u_h} \quad (2.57)$$

Cependant, le profil exponentiel n'est pas systématiquement observé expérimentalement (Coleman et al. (2007)). Florens (2010) suggère que ce désaccord est dû à une hypothèse erronée sur la constance du coefficient de traînée et de la longueur de mélange dans la canopée. Ceci est corroboré par ses mesures, et aussi, par les simulations numériques directes de Coceal et al. (2006). Dans la figure 2.9 est tracé le profil de la longueur de mélange effective l_m obtenu par ces auteurs pour un écoulement turbulent sur un fond hydrauliquement rugueux constitué d'un réseau de cube de hauteur h en position décalée, où l_m est calculée par la formule :

$$l_m = \frac{\sqrt{\langle \overline{-u'w'} \rangle}}{\frac{d \langle \bar{u} \rangle}{dz}} \quad (2.58)$$

Dans la canopée comme dans la pleine eau, la longueur de mélange n'est pas constante mais varie en fonction de z . Ceci remet clairement en cause l'hypothèse de la constance de la longueur de mélange et constitue une explication possible de la non universalité du profil exponentiel de la vitesse moyenne dans la canopée.

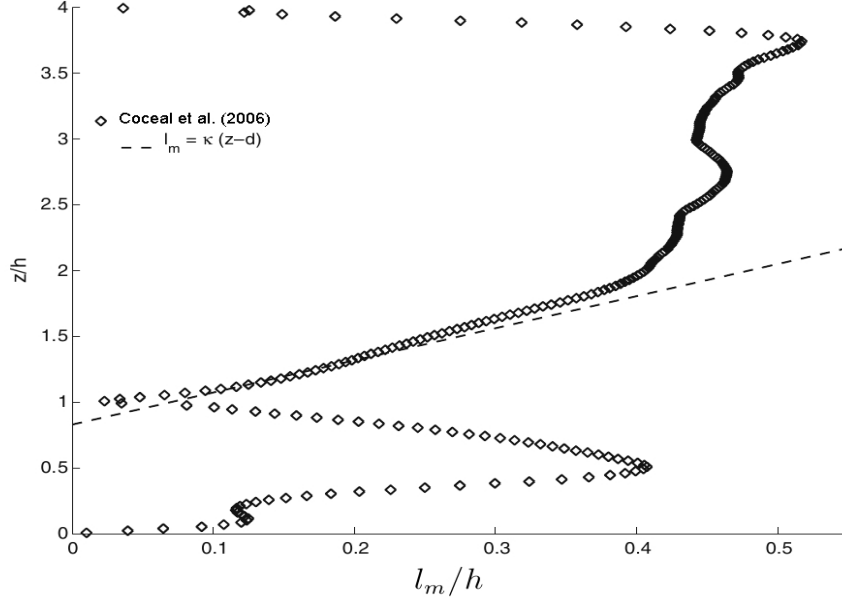


FIGURE 2.9: Profil de la longueur de mélange effective d'un écoulement de couche limite turbulente sur fond hydrauliquement rugueux composé d'une canopée de cubes. Résultats issus d'une simulation numérique directe. En pointillés : la courbe d'équation $k(z-d)$ (d'après Coceal et al. (2006)).

2.2.7 L ÉNERGIE CINÉTIQUE TURBULENTE DE L ÉCOULEMENT

Les équations de l'énergie turbulente dans le cas d'une turbulence pleinement développée sont les mêmes pour un écoulement à surface libre ou dans un canal fermé. Les composantes longitudinale, verticale et transversale sont respectivement données par :

$$-\overline{u'w'} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + \frac{\overline{p'\partial u'}}{\rho \partial x} = \nu \underbrace{\left(\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2} \right)}_{\varepsilon_1} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w'^2 w'} - \nu \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right) \quad (2.59)$$

$$\frac{\overline{p'\partial w'}}{\rho \partial z} = \nu \underbrace{\left(\overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial y} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial x} \right)^2} \right)}_{\varepsilon_2} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{w'^2 w'} + 2 \frac{\overline{p'w'}}{\rho} - \nu \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right) \quad (2.60)$$

$$\frac{p'\partial v'}{\rho\partial y} = \nu \underbrace{\left(\left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v'}{\partial z} \right)^2 \right)}_{\varepsilon_3} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{v'^2 w'} - \nu \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial z} \right) \quad (2.61)$$

ε_1 , ε_2 et ε_3 sont strictement positifs et sont les différents taux de dissipation turbulente pour les différentes composantes de la vitesse. Selon Schlichting & Gersten (2000) cette appellation est fautive car la somme de ces trois termes incluent la diffusion visqueuse et constituent donc la pseudo-dissipation. Nezu & Nakagawa (1993) suggèrent que la méthode spectrale donne de plus pertinentes estimations du taux de dissipation ε . Le terme de production turbulente dans une couche cisailée ($P = -\overline{u'w'}(\partial\bar{u}/\partial z)$) apparaît uniquement dans la composante longitudinale de l'équation de l'énergie turbulente. Ceci permet d'expliquer les relations de supériorité entre les différentes *r.m.s* des fluctuations turbulentes ou encore l'écart-type de fluctuation de vitesse ($\sqrt{\overline{u'^2}} > \sqrt{\overline{v'^2}}$ et $\sqrt{\overline{u'^2}} > \sqrt{\overline{w'^2}}$). Le terme de corrélation cisaillement-pression $\overline{(p'/\rho)(\partial u'_i/\partial x_i)}$ redistribue l'énergie turbulente de $\sqrt{\overline{u'^2}}$ sur $\sqrt{\overline{v'^2}}$ et $\sqrt{\overline{w'^2}}$. C'est la raison pour laquelle, il est nécessaire de bien l'introduire dans la modélisation de la turbulence pour bien décrire les fluctuations turbulentes. Le rôle des fluctuations de pression est d'introduire une tendance vers un comportement isotrope. L'énergie cinétique turbulente E_{ct} est quant à elle définie par $E_{ct} \equiv (\sqrt{\overline{u'^2}}^2 + \sqrt{\overline{v'^2}}^2 + \sqrt{\overline{w'^2}}^2)/2$. L'équation générale de l'énergie turbulente est obtenue en sommant (2.59), (2.60) et (2.61), ce qui donne

$$P = \varepsilon + (T_D + P_D) + V_D \quad (2.62)$$

Où

$$P = -\overline{u'w'}(\partial\bar{u}/\partial z) \quad (2.63)$$

$$\varepsilon \equiv \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 \quad (2.64)$$

$$T_D \equiv \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2} \overline{(u'^2 + v'^2 + w'^2).w'} \right) \quad (2.65)$$

$$P_D \equiv \frac{\partial}{\partial z} \left(\overline{\frac{p'}{\rho}.w'} \right) \quad (2.66)$$

$$V_D \equiv -\nu \frac{\partial^2 E_{ct}}{\partial z^2} \quad (2.67)$$

Le terme de diffusion visqueuse (2.67) est négligeable en dehors de la zone de paroi pour des écoulements à grand nombre de Reynolds mais joue un important rôle dans la zone de paroi. T_D et P_D quantifient respectivement les diffusions de l'énergie turbulente et de celle de pression.

Le terme ε (2.64) est le terme de dissipation turbulente totale directe. En supposant qu'aux petites échelles un comportement isotrope, on peut écrire que :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon/3 = 5\nu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} \quad (2.68)$$

Une bonne connaissance des écoulements turbulents passe nécessairement par une bonne description des grandeurs fluctuantes. L'intensité turbulente est donnée par les fluctuations turbulentes ou les r.m.s des fluctuations turbulentes des différentes composantes de la vitesse.

2.2.8 EFFETS DE LA SURFACE LIBRE

Les écoulements à surface libre sont caractérisés par une forte anisotropie des fluctuations turbulentes au niveau de la surface libre. L'amortissement des fluctuations verticales a pour conséquence une redistribution de l'énergie turbulente sur les composantes longitudinale et transversale. Ce phénomène est mis en évidence par de nombreux travaux expérimentaux [Nakagawa et al. (1975)] et numériques [Calmet & Magnaudet (2003)]. Ces derniers, aux moyens de simulations numériques, ont mis en évidence que la surface libre inhibe les mouvements verticaux et affecte les grandes échelles dans la partie proche de la surface libre.

2.3 DESCRIPTION DE L'ÉCOULEMENT DANS L'ESPACE SPECTRAL

La turbulence est caractérisée par une apparence très désordonnée et une diversité d'échelles spatiales et temporelles. La turbulence assure les processus de mélange et de dissipation dans les écoulements de fluide. Malgré une apparence désordonnée des grandeurs turbulentes, leurs fluctuations sont ordonnées et regorgent d'information sur le comportement de l'écoulement. L'étude des écoulements turbulents dans l'espace spectral peut se faire au moyen des corrélations des fluctuations de vitesse en un point ou deux points ou au moyen des fluctuations de grandeurs scalaires.

Dans le cas des écoulements à haut Reynolds, on obtient une grande étendue de tailles de tourbillons et un spectre correspondant en fréquence spectrale (cf figure 2.10). Les grandes structures cohérentes, de tailles équivalentes à celui du domaine, sont associées aux petites fréquences spectrales (petits nombres d'ondes). Les petits tourbillons sont associés aux grandes fréquences spectrales (grands nombres d'ondes). Ces petits tourbillons dissipent l'énergie turbulente et leur taille est déterminée par les forces visqueuses. La différence de taille entre les

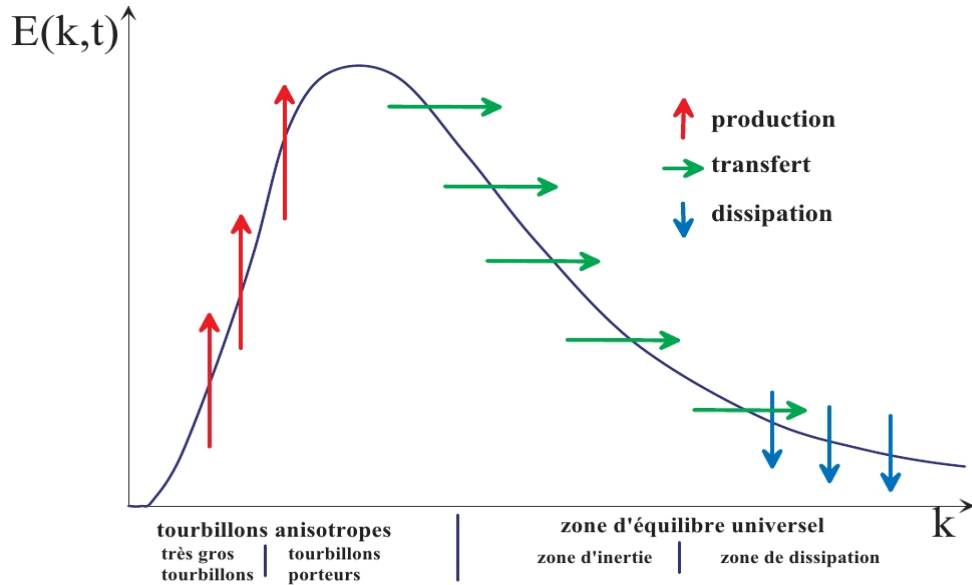


FIGURE 2.10: *Spectre théorique de l'énergie de la turbulence en fonction du nombre d'onde.*

petits et les gros tourbillons augmente avec le nombre de Reynolds.

Le concept de spectre d'énergie de la turbulence est initié, théoriquement, par Kolmogorov (1941). Cette théorie suppose que, pour un nombre de Reynolds suffisamment grand, l'écoulement est localement homogène et isotrope et en équilibre statistique dans la gamme des grands nombres d'onde. Cependant, dans cette gamme du spectre, la turbulence ne peut être déterminée qu'au moyen du taux de dissipation ϵ et de la viscosité cinématique ν . Au moyen d'une analyse dimensionnelle, une échelle caractéristique de longueur η pour les tourbillons visqueux peut être définie :

$$[\eta] = L \quad (2.69)$$

$$[\nu] = L^2 T^{-1} \quad (2.70)$$

$$[\epsilon] = L^2 T^{-3} \quad (2.71)$$

Ce qui permet d'obtenir η , appelée aussi échelle de Kolmogorov

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (2.72)$$

Dans un cadre plus général, le processus de transfert de l'énergie, imaginé par Richardson (1922) et formalisé par Kolmogorov (1941) est celui d'une cascade d'énergie résultant d'une fragmentation de l'écoulement en structures d'échelles de tailles décroissantes. Le schéma phénoménologique proposé est illustré par la figure 2.11. Par rapport au processus de cascade

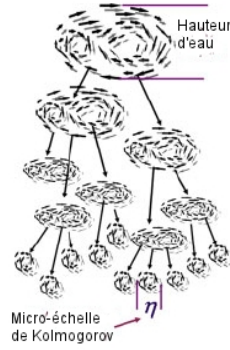


FIGURE 2.11: Schéma d'illustration de la théorie de la cascade d'énergie de Kolmogorov-Richardson [Nikora (2010)].

d'énergie, on peut dire que, dans le cas d'un écoulement turbulent, l'énergie est extraite de l'écoulement moyen au niveau des faible nombres d'onde, $K \approx l^{-1}$, avec l l'échelle intégrale de longueur et K la norme du vecteur nombre d'onde \vec{K} . L'énergie cinétique turbulente est transférée des grands nombres d'onde aux petits nombres d'onde pour être dissipée en chaleur. La gamme des échelles spatiales inférieures à l'échelle intégrale est dite gamme d'équilibre. De plus, dans cette gamme d'échelles, le spectre est proche de l'isotropie et généralement en équilibre. Ce qui veut dire que, dans cette gamme d'équilibre, l'énergie ne dépend que des paramètres qui déterminent la nature des petites échelles de l'écoulement, à savoir K , ϵ et ν . On peut donc écrire

$$E = E(K, \epsilon, \nu) \quad K \gg l^{-1} \quad (2.73)$$

La gamme des nombres d'onde courts de la gamme d'équilibre qui ne sont pas affectés par la viscosité est appelée gamme inertielle. Le spectre de l'énergie turbulente ne dépend que de K et de ϵ .

$$E = E(K, \epsilon) \quad \lambda^{-1} \gg K \gg l^{-1} \quad (2.74)$$

Dans cette gamme de nombres d'onde, une analyse dimensionnelle permet de donner la forme du spectre d'énergie.

$$[E] = L^3 T^{-2} \quad (2.75)$$

$$[\epsilon] = L^2 T^{-3} \quad (2.76)$$

$$[K] = L^{-1} \quad (2.77)$$

$$E = K_0 \epsilon^{2/3} K^{-5/3} \quad \lambda^{-1} \gg K \gg l^{-1} \quad (2.78)$$

K_0 est le nombre d'onde de Kolmogorov compris entre 1.4 et 1.8, dépend très faiblement du nombre de Reynolds. Cette équation est connue sous le nom de la loi de Kolmogorov en $K^{-5/3}$ (cf figure 2.12).

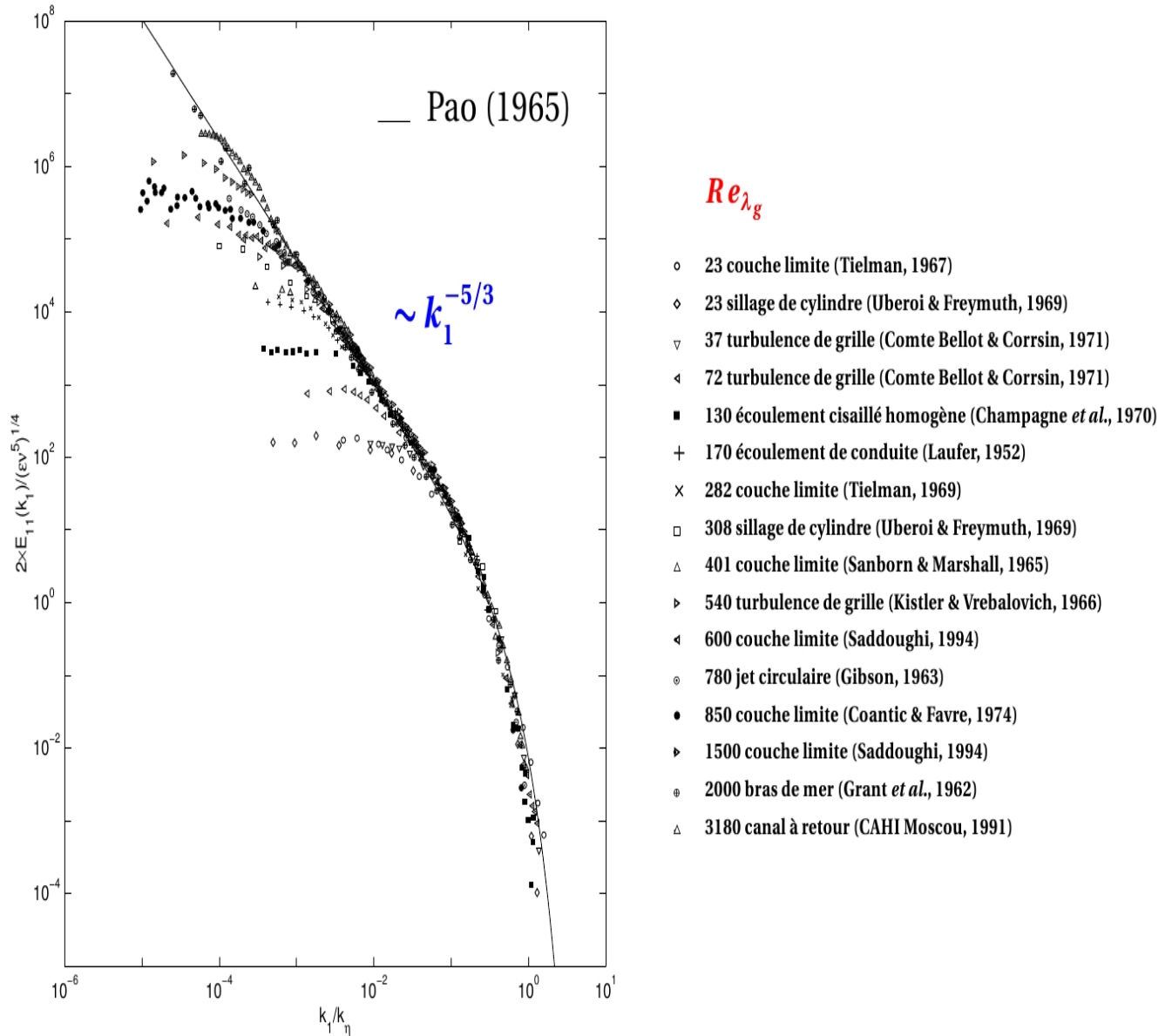


FIGURE 2.12: Tracés de spectres unidirectionnels $E_{11}(\kappa_1)$ (adimensionné par $(\epsilon\nu^5)^{1/4}$) en fonction du nombre d'onde κ_1 (adimensionné par le nombre d'onde de Kolmogorov κ_η). (Pao (1965))

3 TRANSFERT D ESPÈCES CHIMIQUES ENTRE LE BIOFILM ET LA PLEINE EAU

Dans la problématique qui est la nôtre, le développement du biofilm épilithique sur le substrat est en partie lié à la disponibilité des nutriments et donc à la capacité de l'écoulement à assurer les transferts verticaux entre le substrat, la canopée et la pleine eau. Modéliser ce phénomène revient à étudier les processus de transfert de scalaire passif dans le cas d'une couche limite turbulente hydrauliquement rugueuse. Dans le cas instationnaire, l'équation de transfert de scalaire passif dans un écoulement est donnée par :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = D_{mol} \frac{\partial^2 c}{\partial x_j^2} \quad (2.79)$$

Où $c(x, y, z, t)$ est la concentration de scalaire passif, u la vitesse et D_{mol} la diffusivité moléculaire du scalaire passif. On note que cette équation est strictement identique à l'équation de la chaleur en écoulement incompressible lorsque l'on néglige les sources volumiques.

3.1 DÉCOMPOSITION DE REYNOLDS

En appliquant une décomposition au sens de Reynolds pour le champ de concentration ($c = c' + \bar{c}$) et pour le champ de vitesse ($u_j = u'_j + \bar{u}_j$) à 2.79, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_{mol} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} - \overline{u'_j c'} \right) \quad (2.80)$$

3.2 DÉCOMPOSITION EN DOUBLE MOYENNE

La technique de double-moyenne présentée par Nikora (2010) dans le cas d'une canopée végétale, appliquée à l'équation de transfert de scalaire passif permet, dans le cas d'un écoulement de couche limite turbulente sur un fond hydrauliquement rugueux composé de rugosités fixes et sans source volumique de masse, d'obtenir (2.81).

$$\frac{\partial \langle \bar{c} \rangle}{\partial t} + \langle \bar{u} \rangle \frac{\partial \langle \bar{c} \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\langle D_{mol} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} \right\rangle - \frac{\partial \langle \tilde{u}_j \tilde{c} \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle \overline{u'_j c'} \rangle}{\partial x_j} - \underbrace{\frac{1}{V_f} \iint_{S_{int}} D_{mol} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j} n_j dS}_{J_p} \quad (2.81)$$

Les grandeurs instantanées (scalaire, composantes tensorielles ou vectorielles), θ par exemple, sont décomposées suivant la décomposition de Reynolds, c'est-à-dire en une grandeur fluctuante

et une grandeur moyenne temporelle ($\theta = \bar{\theta} - \theta'$), et la décomposition $\bar{\theta} = \langle \bar{\theta} \rangle + \tilde{\theta}$ pour les grandeurs moyennées temporellement.

Dans (2.81), les différentes grandeurs sont définies dans le fluide uniquement. u_i est la i^{me} composante du vecteur vitesse, c est la concentration de la substance passive, J_p est le flux diffusif au niveau de la paroi et S_{int} représente la surface occupée par le biofilm.

3.3 LOI D'ÉVOLUTION DE LA CONCENTRATION MOYENNE

Dans le cas d'une paroi hydrauliquement lisse, on a pour la concentration une sous-couche laminaire, suivie d'une zone de transition suivie d'une zone turbulente. Dans la zone proche de la paroi, le flux total de scalaire passif J_t (flux turbulent et moléculaire) est égal au flux à la paroi J_p . Sans entrer dans le détail du calcul, le profil vertical de la concentration est donné par (Calmet & Magnaudet (1998)) :

$$c^+ = Scz^+ \quad (2.82)$$

Dans la zone logarithmique, le profil est donné par :

$$\frac{(c_p - \langle \bar{c} \rangle)}{c_*} = c^+ = \frac{Sc_t}{\kappa} \ln(z^+) + A(Sc_t, Sc) \quad (2.83)$$

$Sc = \frac{\nu}{D_{mol}}$ est le nombre de Schmidt et Sc_t le nombre de Schmidt turbulent défini par :

$$Sc_t \equiv \frac{\nu_t}{D_{mol,t}} \equiv \frac{\langle u'w' \rangle \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z}}{\langle w'c' \rangle \frac{\partial \langle \bar{c} \rangle}{\partial z}} \quad (2.84)$$

En toute généralité A dépend de Sc_t et de Sc . Si $Sc_t = 1$, la pente du profil vertical de la concentration est la même que la pente du profil universel de vitesse mais son ordonnée n'est cependant pas identique. Par contre si $Sc_t = 1$ et $Sc = 1$, le profil vertical de la concentration de scalaire et le profil universel de la vitesse sont les mêmes partout : $c^+ = u^+$. Par analogie avec le modèle de fermeture de viscosité turbulente, avec les hypothèses d'un écoulement moyen pleinement développé, unidirectionnel et stationnaire, la théorie de la longueur de mélange permet de relier le flux de concentration au gradient moyen de concentration par :

$$-\langle w'c' \rangle = \frac{\nu_t}{Sc_t} \frac{\partial \langle \bar{c} \rangle}{\partial z} \quad (2.85)$$

Avec ν_t la viscosité turbulente. Les travaux numériques de Calmet & Magnaudet (1998), Dong et al. (2003) et Nagano & Shimada (1996) sur le transfert, à grand nombre de Schmidt, au travers d'une interface gaz-liquide turbulente, ont permis d'obtenir des lois de comportement du profil vertical de la concentration. La loi de comportement du profil vertical de la concentration moyenne du scalaire passif est aussi mis en évidence. La distribution de la concentration moyenne dépend du nombre de Schmidt Sc et du nombre de Reynolds Re . Sur la figure 2.13(a), sont tracés, pour différents nombres de Schmidt, les profils verticaux de concentration moyenne c^+ défini par :

$$c^+ = \left(\frac{\langle c(z) \rangle - c_p}{c_*} \right) \quad (2.86)$$

Où c_p la concentration à la paroi et c_* est la concentration de friction définie par :

$$c_* = \frac{D_{mol}}{u_*} \left(\frac{\partial \langle \bar{c} \rangle}{\partial z} \right) \quad (2.87)$$

Dans la zone proche paroi, la concentration augmente considérablement avec le nombre de Schmidt. Les profils de concentration moyenne suivent, dans la sous-couche diffusive, une loi linéaire de la forme $c^+ = Scz^+$, ce qui permet d'estimer l'épaisseur δ_c^+ de la sous-couche diffusive graphiquement. Il existe aussi d'autres approximations de δ_c^+ comme celle de Shaw & Hanratty (1977) qui donne une relation entre l'épaisseur de la sous-couche diffusive massique et l'épaisseur de la sous-couche dynamique (voir 2.88)

$$\delta_c^+ = Sc^{-1/3} \delta_u^+ \quad (2.88)$$

Les résultats de Calmet & Magnaudet (1998) et de Dong et al. (2003) présentés par la figure 2.13(d), et obtenus pour Sc égal à 1 montrent que les profils verticaux de concentration moyenne sont les mêmes conformément aux prédictions théoriques. L'augmentation de la concentration de scalaires passifs dans la zone proche paroi, notée quand le nombre de Schmidt est grand, s'explique par le fait que l'épaisseur de la sous couche diffusive est beaucoup plus petite quand Sc est grand. De ce fait, l'essentiel de la concentration est emprisonné dans la sous couche visqueuse où les processus de mélange sont très faibles car assurés par la diffusion moléculaire qui est par définition petite. Par contre, si Sc est petit, la sous-couche diffusive émerge de la sous-couche visqueuse dynamique, au-dessus de laquelle, les fluctuations turbulentes responsables du mélange sont dominantes, ce qui favorise les flux verticaux et l'advection du scalaire. Comme pour le profil logarithmique de vitesse (ou de température), il existe aussi une zone

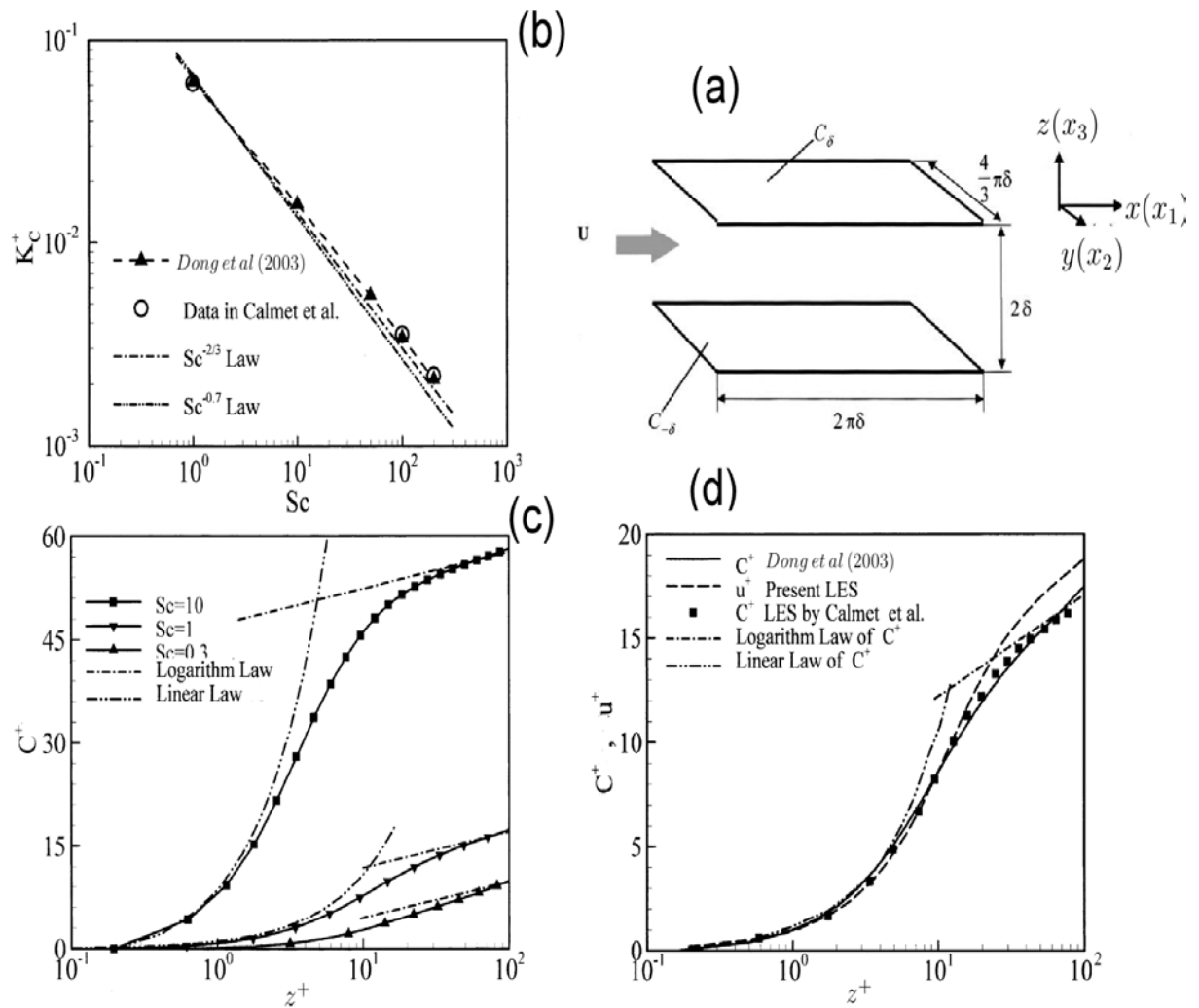


FIGURE 2.13: (a) Géométrie du domaine étudié (δ est la demi-hauteur du domaine). (b) Distribution du coefficient de transfert de masse turbulent K_c^+ en fonction du nombre de Schmidt Sc . (c) Profils de la concentration moyenne de scalaires passifs pour différents nombres de Schmidt. (d) Profils de la concentration moyenne de scalaires passifs et de la vitesse moyenne longitudinale pour $Sc = 1$. $z^+ = (z + 1)u_* / \nu$ et $c_\delta = -c_{-\delta} = 0.5$ [Dong et al. (2003)].

logarithmique située après la zone tampon. La loi de comportement de la zone logarithmique est donnée par :

$$c^+ = \alpha_c \ln(z^+) + \beta_c(Sc) \quad (2.89)$$

Avec $\alpha_c = 2.12$ selon Yaglom & Kader (1974) et la fonction $\beta_c(Sc)$ est déterminée de manière empirique. Mais les résultats sont en bon accord avec les résultats de Dong et al. (2003). Dans la région de l'écoulement loin de la paroi, le profil de concentration dépend de la résistance au transfert de la frontière opposée. En effet, Calmet & Magnaudet (1998), ont montré que, la concentration à la mi-hauteur du domaine dans le cas d'un écoulement à surface libre était beaucoup plus importante que celle d'une surface cisailée (pour un nombre de Schmidt égal à 1), d'une part, et aussi, d'autre part que la sous couche diffusive de concentration est plus importante sous une surface libre que sous une interface cisailée. Et toujours par analogie avec le profil de vitesse, la concentration de scalaires passifs est adimensionnée par la différence de concentration entre la paroi et la surface libre dans le cas d'un écoulement de surface libre par exemple. Ces différences de concentrations peuvent aussi trouver leurs explications dans les écoulements secondaires qui traduisent l'anisotropie et donc le principal moteur en dehors de la zone proche paroi est la surface libre qui a pour conséquence d'inhiber les fluctuations verticales et de redistribuer l'énergie turbulente dans les directions transversale et longitudinale.

4 STRATÉGIE DE LA THÈSE

Comme nous l'avons précisé ci-dessus, la description de la dynamique du biofilm épilithique repose généralement sur une équation d'évolution de la biomasse comprenant un terme de croissance et un terme de limitation exprimé classiquement en fonction d'un paramètre hydraulique global comme le débit volumique. En réalité, les deux termes résultent de processus se déroulant à l'échelle locale (cisaillement et couche limite le long du biofilm accroché au substrat dans un écoulement turbulent) et une meilleure compréhension et description des processus à l'échelle locale permettraient, par changement d'échelle, de construire des modèles de croissance à l'échelle du tronçon de rivière. Les travaux expérimentaux menés dans le cadre d'une collaboration entre l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse et le Laboratoire d'Ecologie Fonctionnelle ont démontré l'importance d'une description plus locale de l'écoulement (vitesse de frottement, rugosité hydraulique) pour améliorer les modèles de croissance de biofilm.

Moulin et al. (2008) et Graba et al. (2010), aux moyens d'études en canal de laboratoire ont mis en évidence le rôle fondamental des grandeurs hydrodynamiques locales dans l'interaction biofilm épilithique/couche limite turbulente de manière générale dans le développement du biofilm mais surtout durant les phases de colonisation et de développement initiale. Lors de ces expériences, différentes topologies de la distribution de biofilm sur les hémisphères, en positions "alignée" et "décalée" (figures 2.14 et 2.15). ont été observées. Mais dans cette zone très proche du fond et inaccessible aux mesures par Vélocimétrie par Images de Particule (ou Partical Image Velocimetry en anglais (P.I.V)) pour des raisons techniques liées à la sécurité du matériel, le rôle de conditions locales dans les phases de colonisation et de croissance initiale est étudié au moyen d'une simulation numérique directe.

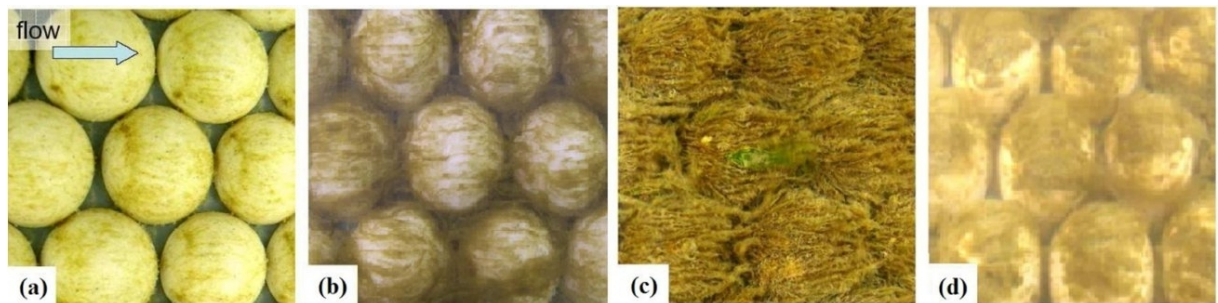


FIGURE 2.14: Les différentes phases du processus de développement d'un biofilm épilithique en conditions contrôlées dans le cas d'arrangement d'hémisphères dit "Aligné" (aligned) par rapport au sens de l'écoulement. $u_* = 2.42\text{cm s}^{-1}$. (a) 7 jours après inoculum, (b) 14 jours après inoculum, (c) 30 jours après inoculum, (d) 52 jours après inoculum [Graba et al. (2010)].

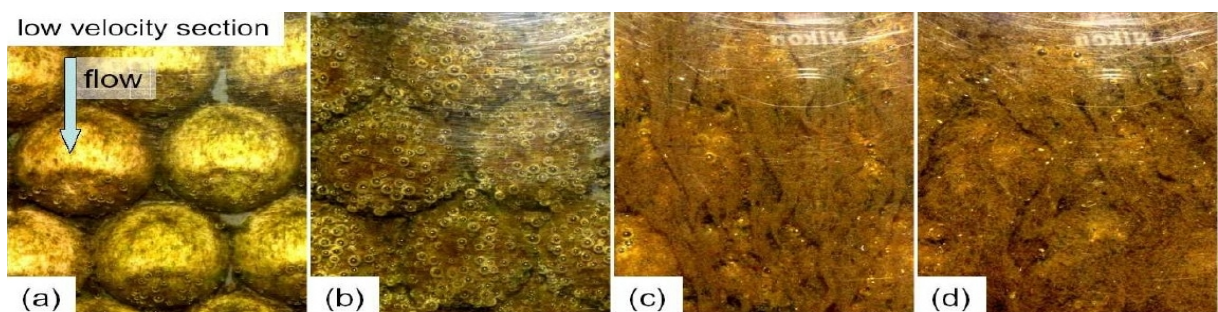


FIGURE 2.15: Les différentes phases du processus de développement d'un biofilm épilithique en conditions contrôlées dans le cas d'arrangement d'hémisphères dit "décalés" (staggered) par rapport au sens de l'écoulement. $u_* = 0.85\text{cm s}^{-1}$ pour l'écoulement sans biofilm. (a) 8 jours après inoculum, (b) 14 jours après inoculum, (c) 21 jours après inoculum, (d) 28 jours après inoculum [Moulin et al. (2008)].

Les moyens expérimentaux à disposition ne permettent pas actuellement d'accéder aux processus hydrodynamiques à l'œuvre au sein de la sous-couche rugueuse, et en particulier dans la canopée, d'où l'intérêt d'utiliser la simulation numérique qui permet d'accéder à toutes les grandeurs dans l'écoulement. L'idée sous-jacente est de réaliser plusieurs campagnes de simulations numériques directes d'une couche limite rugueuse avec transfert d'espèces chimiques entre la canopée et le milieu environnant pour les différentes configurations expérimentales de Moulin et al. (2008) et Graba et al. (2010). Les objectifs sont d'une part, de décrire les liens entre la distribution spatiale du biofilm et l'écoulement et d'autre part, améliorer la paramétrisation des processus influencés par l'hydrodynamique dans les équations d'évolution de la biomasse dans les hydro-écosystèmes fluviaux. Une attention particulière est portée sur les processus de colonisations du biofilm et transferts de flux de nutriments entre la canopée et l'écoulement de pleine eau.

La simulation numérique constitue l'outil principalement utilisé dans ce travail de thèse pour étudier l'interaction entre un écoulement turbulent de rivière et un substrat colonisé par un biofilm actif. Il s'agit plus particulièrement, d'étudier, de modéliser puis de paramétrer les processus de transferts à l'échelle du substrat, d'espèces chimiques dans une couche limite rugueuse formée de substrats recouverts de biofilm. Les résultats sont utilisés pour améliorer les modèles de dynamique de la biomasse utilisés dans la description des hydrosystèmes de type Garonne (à l'échelle du tronçon de rivière). Pour cela, des simulations numériques directes d'écoulements turbulents sont menées afin de quantifier précisément les transferts de matière entre la canopée, l'écoulement au-dessus et la surface libre, en présence d'une activité biologique de surface modélisant le rôle du biofilm dans sa phase de croissance initiale. Le code *Jadim*, développé à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, est utilisé à cet effet. Les simulations numériques effectuées sont validées sur la base de mesures expérimentales réalisées dans un canal biologique à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse. Elles sont ensuite utilisées pour, d'une part, accéder aux conditions locales de l'écoulement pour préciser leur rôle dans le développement du biofilm dans les phases de croissance et de développement initial, et d'autre part, étudier et paramétrer les processus de transfert de nutriments (ou d'oxygène) entre le biofilm, la canopée, et la pleine eau au-dessus, en vue d'une intégration dans des modèles à deux couches (inspirés du concept d'échange par exemple).

Sommaire

1	INTRODUCTION	49
2	PRÉSENTATION DE L'OUTIL NUMÉRIQUE	49
2.1	HISTORIQUE DU CODE NUMÉRIQUE JADIM	49
2.2	LA MÉTHODE DE FRONTIÈRES IMMERGÉES UTILISÉE DANS JADIM	50
2.2.1	HISTORIQUE	50
2.2.2	ÉQUATIONS RÉSOLUES	51
2.2.3	DISCRÉTISATION SPATIALE	51
2.2.4	DISCRÉTISATION TEMPORELLE	52
2.2.5	LA MÉTHODE DE FRONTIÈRES IMMERGÉES UTILISÉE DANS JADIM	52
3	VALIDATION DU CODE	53
3.1	ÉCOULEMENT TURBULENT SUR UNE PAROI RUGUEUSE	53
3.2	TRANSFERTS DE SCALAIRE PASSIF À LA SURFACE D'UN CYLINDRE	60
4	VALIDATION DE LA MÉTHODOLOGIE	63
4.1	PRÉSENTATION DES SIMULATIONS	64
4.2	TEMPS D'ÉTABLISSEMENT DE LA TURBULENCE	65
4.2.1	TEMPS DE RETOURNEMENT DES TOURBILLONS T	65
4.2.2	ÉNERGIE CINÉTIQUE TOTALE DE L'ÉCOULEMENT	66
4.2.3	PROFIL DE VITESSE	67

4.2.4	SPECTRE D'ÉNERGIE CINÉTIQUE TURBULENTE	67
4.3	CONVERGENCE STATISTIQUE	69
4.3.1	CONVERGENCE TEMPORELLE	69
4.3.2	ERREUR DE CONVERGENCE TEMPORELLE	72
4.4	TAILLE DU DOMAINE	73
4.4.1	CORRÉLATIONS SPATIALES	76
4.4.2	PROFILS DE VITESSE	77
4.4.3	TENSEURS	79
4.4.4	PARAMÈTRES DE PAROI	82
4.4.5	SPECTRE D'ÉNERGIE	83
5	CONCLUSION DU CHAPITRE	86

1 INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à la présentation et à la validation de l'outil numérique qui a servi à faire le travail de thèse, à savoir le code `Jadim` et à la validation de la méthodologie employée pour le traitement statistique. La première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation du code et à la méthode de frontière immergée implémentée dans celui-ci. L'accent est mis sur les équations sans entrer dans les détails de résolution en temps et en espace. En effet, ceci a déjà fait l'objet de plusieurs études dont nous donnerons les références bibliographiques. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous présentons les résultats de la validation du code dans le cas des écoulements de couche limite turbulente sur fond hydrauliquement rugueux et dans le cas d'un écoulement turbulent autour d'un cylindre en présence de transfert de scalaire passif. Dans la troisième partie de ce chapitre, nous présentons les résultats de l'étude concernant la sensibilité des résultats statistiques obtenus pour les écoulements turbulents, vis-à-vis de certains aspects tels que le temps d'établissement de la turbulence, le nombre d'échantillons, la taille du domaine de calcul et la résolution spatiale.

2 PRÉSENTATION DE L'OUTIL NUMÉRIQUE

2.1 HISTORIQUE DU CODE NUMÉRIQUE JADIM

Le code numérique utilisé dans l'ensemble de cette étude est un code communautaire dénommé `Jadim`. Cet outil de recherche fut initialement développé par Jacques MAGNAUDET de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse. Le code `Jadim` est une méthode de type volumes finis qui résout les équations de Navier-Stokes tridimensionnelles, incompressibles et instationnaires. Depuis quelques années, de nouveaux modules ont été ajoutés au noyau du code ce qui a permis d'élargir le champ thématique et d'étudier des configurations de plus en plus complexes.

Constitué d'un noyau central permettant la résolution en maillage structuré des équations tridimensionnelles, instationnaires et incompressibles de Navier-Stokes, le code de recherche `Jadim` est utilisé depuis plus d'une vingtaine d'année au sein de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse dans plusieurs activités de recherches liées aux diverses thématiques de la mécanique des fluides : biomécanique, environnement, énergie et procédés...

Aujourd’hui, en plus du module de méthode de frontière immergée, module que nous présenterons dans la section 2.2 et qui a été utilisé dans la cadre de cette étude, le code inclut par ailleurs plusieurs autres modules, dont un module permettant la simulation des écoulements turbulents par approche SGE (Simulation des Grandes Échelles ou LES pour Large Eddy Simulation en anglais), avec un modèle de sous-maille dynamique mixte ; le module de calcul de transfert de masse (scalaire passif) via la résolution d’une équation supplémentaire d’advection-diffusion ; le module Volume Of Fluid sans reconstruction d’interface [Calmet (1995); Legendre (1996)]. Un effort de parallélisation du code Jadim a été entrepris depuis quelques années et a permis une parallélisation du noyau central et de la plupart des modules. Le code peut aujourd’hui tourner sur plusieurs dizaine de processeurs.

2.2 LA MÉTHODE DE FRONTIÈRES IMMERGÉES UTILISÉE DANS JADIM

2.2.1 HISTORIQUE

L’objectif ici est de décrire l’écoulement dans un domaine pour lequel il y a des frontières, ou des objets solides, dont la forme est complexe. Deux stratégies numériques sont possibles. La première consiste à utiliser un maillage qui épouse la forme de l’ensemble des frontières du domaine. Ce choix s’avère difficile à mettre en œuvre si les objets sont des formes très complexes ou s’ils sont mobiles. La deuxième stratégie consiste à utiliser un maillage cartésien fixe qui inclut les objets solides. Il faut alors faire un traitement particulier pour prendre en compte la présence des solides qui sont immergés dans le domaine de calcul. L’une de ces techniques est la méthode des frontières immergées, ou Immersed Boundary Method (IBM).

La méthode de frontière immergée, développée initialement par Peskin (2000) pour étudier l’écoulement sanguin autour des valves du cœur, est une méthode qui permet de décrire l’écoulement d’un fluide en présence d’objets de forme arbitraire et complexe se déplaçant dans ce fluide. Aujourd’hui cette méthode se décline sous plusieurs variantes et est généralement utilisée pour étudier tous les problèmes d’interactions fluide-structure. L’idée principale est d’utiliser un maillage cartésien structuré pour le fluide avec une représentation lagrangienne de la frontière immergée qui peut éventuellement se mouvoir dans ce fluide. Le couplage intervient par l’introduction d’un terme de forçage dans la loi de conservation de la quantité de mouvement pour le

uide, terme qui assure la condition de non-glissement à la surface de l'objet "immergé". De ce forçage est déduite la force hydrodynamique agissant sur l'objet. Cette force est ensuite utilisée pour mettre à jour la vitesse et la position de l'objet. L'avantage de la méthode de frontières immergées est de permettre à l'utilisateur de choisir la forme et la disposition des rugosités, tout en assurant une précision et un temps de calcul raisonnables.

2.2.2 ÉQUATIONS RÉSOLUES

Dans le cas d'un écoulement instationnaire d'un uide incompressible et newtonien pour lequel les effets dus à la gravité sont négligés, les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement et de transport de scalaire passif (concentration massique) peuvent s'écrire, respectivement, sous la forme suivante :

$$\nabla \cdot u = 0, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \nabla u = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla \cdot [\nabla u + (\nabla u)^T], \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \nabla \cdot (cu - D_{mol} \nabla c) = 0, \quad (3.3)$$

où $\nu [\nabla u + \nabla u^T]$ est le tenseur des contraintes visqueuses, u le vecteur vitesse du uide, p la pression, c la concentration du scalaire passif, ρ la masse volumique du uide, ν la viscosité cinématique du uide et D_{mol} la diffusivité moléculaire du scalaire passif.

2.2.3 DISCRÉTISATION SPATIALE

La discrétisation spatiale des équations (3.1, 3.2 et 3.3) est faite sur un maillage cartésien, tridimensionnel, structuré et à variables décalées en vitesse-(pression/scalaire passif). La discrétisation est de type volumes finis. L'utilisation de ce type de maillage augmente la précision du calcul des flux sur les facettes des volumes d'intégration. Elle présente également de bonnes propriétés de conservation des grandeurs hydrodynamiques et du scalaire passif. Ce type de maille est illustré par la figure 3.1 pour une cellule de calcul dans le cas tridimensionnel. Les trois composantes de la vitesse ont des volumes d'intégration différents. La pression, la concentration et les autres scalaires sont intégrés dans le volume centré en p . La discrétisation spatiale dans le code est décrite de manière plus détaillée dans Calmet (1995)

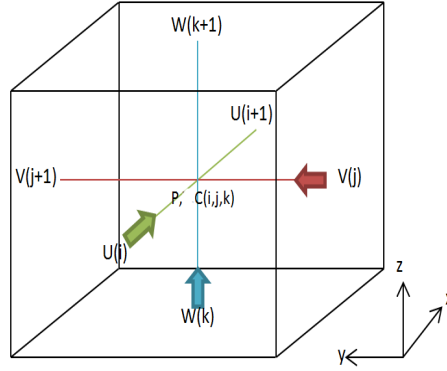


FIGURE 3.1: Maillage décalé et disposition des variables dans une maille de pression.

2.2.4 DISCRÉTISATION TEMPORELLE

Les schémas numériques utilisés pour l'avancement en temps de la solution du système (3.1, 3.2 et 3.3) sont de types Runge-Kutta/Crank-Nicolson. Les termes advectifs et les termes sources sont traités par un schéma de Runge-Kutta d'ordre 3. Les termes visqueux et les termes diffusifs sont traités par un schéma semi-implicite de type Crank-Nicolson. Le choix de ces schémas est particulièrement adapté aux cas des écoulements turbulents où la diffusion est très faible. Dans Jadim, la résolution numérique des équations de conservation est faite selon une méthode dite de projection qui consiste à faire évoluer, dans une première étape, les termes advectif et diffusif puis la pression de sorte à satisfaire la condition d'incompressibilité dans une deuxième étape (cf Calmet (1995)).

2.2.5 LA MÉTHODE DE FRONTIÈRES IMMERGÉES UTILISÉE DANS JADIM

Dans le code Jadim, est implémenté un module de méthode de frontière immergée ou encore "Immersed Boundary Method (IBM)" basé sur la méthode proposée par Yuki et al. (2007). Cette méthode permet de prendre en compte la présence d'objets fixes ou mobiles de formes quelconques dans des écoulements à haut nombre de Reynolds. La frontière immergée est repérée via l'introduction d'une grandeur notée α_v représentant la fraction volumique du solide immergé et qui est comprise entre 0 et 1. α_v égal à 1 si la cellule est complètement dans l'obstacle, 0 dans le cas contraire, $0 < \alpha_v < 1$ si la cellule est traversée par la frontière immergée. L'expression de α_v dépend de la forme de la frontière immergée. Elle sera explicitée au cas par cas. Dans le cas d'une hypothèse de non-perméabilité et de non-glissement au niveau de la frontière immergée, les équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement peuvent s'écrire sous la

forme :

$$\nabla \cdot u = 0, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\nabla P + H + f, \quad (3.5)$$

$$H = -u \nabla u + \nu \nabla \cdot [\nabla u + (\nabla u)^T], \quad (3.6)$$

avec $P = \frac{p}{\rho}$, et $\nu = \mu/\rho$. Nous remarquons par ailleurs que (3.5) a rigoureusement la même forme que celle de Navier-Stokes à l'exception de dernier terme f appelé terme de forçage. Ce dernier permet de modifier le champ prédicteur de vitesse de sorte à prendre en compte la présence de la frontière immergée. L'avancement en temps de la vitesse peut être décrite de la façon suivante :

$$u^{n+1} = u^n + \Delta t(-\nabla P + H + f) \quad (3.7)$$

où n est l'incrément en temps présent, Δt pas de temps. Quelle que soit la valeur de α_v , on peut calculer le champ de vitesse prédicteur de la phase fluide par la relation :

$$\tilde{u} = u^n + \Delta t(-\nabla P + H) \quad (3.8)$$

Le champ de vitesse prédicteur est ensuite modifié par $u^{n+1} = \tilde{u} + f \Delta t$, où le terme de forçage f est donné par la relation :

$$f = -\alpha_v \frac{\tilde{u}}{\Delta t}. \quad (3.9)$$

Pour les cellules à l'intérieur du solide immergé c'est-à-dire $\alpha_v = 1$, $f = -\tilde{u}/\Delta t$ donne $u^{n+1} = 0$. Pour des cellules à l'extérieur de la frontière immergée, c'est-à-dire $\alpha_v = 0$, $f = 0$. Le lecteur est envoyé à Bigot et al. (2013) pour le détail de la méthode IBM dans Jadim.

3 VALIDATION DU CODE

3.1 ÉCOULEMENT TURBULENT SUR UNE PAROI RUGUEUSE

L'objectif ici est de valider le code Jadim dans le cas d'un écoulement de couche limite turbulente sur fond hydrauliquement rugueux. Pour cela, nous avons effectué des simulations numériques directes d'une configuration identique aux mesures expérimentales de Cheng & Castro (2002b) et aux simulations numériques directes de Coceal et al. (2006). Dans le cas des simulations numériques de Coceal et al. (2006) ils utilisent un maillage cartésien qui épousent

la forme des obstacles.

Nous considérons un canal de dimensions longitudinale $L = 4h$, transversale $H = 4h$ et verticale $D = 4h$, dont le fond est recouvert d'un réseau de cubes de hauteur h en position décalée les uns par rapport aux autres (voir figure 7.2). Le canal est soumis à un écoulement turbulent généré et entretenu par un gradient de pression imposé dans la direction longitudinale. Le confinement $\alpha = h/D$ est égal à 0.25. Le nombre de Reynolds rugueux basé sur la hauteur des rugosités et sur la vitesse de frottement u_p^* c'est-à-dire $Re_* = hu_p^*/\nu$ est de 500. Une condition aux limites de glissement est imposée au niveau de la frontière supérieure du domaine. Des conditions aux limites de périodicité sont imposées dans les directions longitudinale et transversale du domaine, et une condition d'adhérence est imposée sur le fond du domaine ainsi que les obstacles. Nous noterons cette simulation numérique "SND-VJI" pour "*Simulation Numérique Directe Validation Jadim- Immersed boundary method*". Ici, la fraction volumique

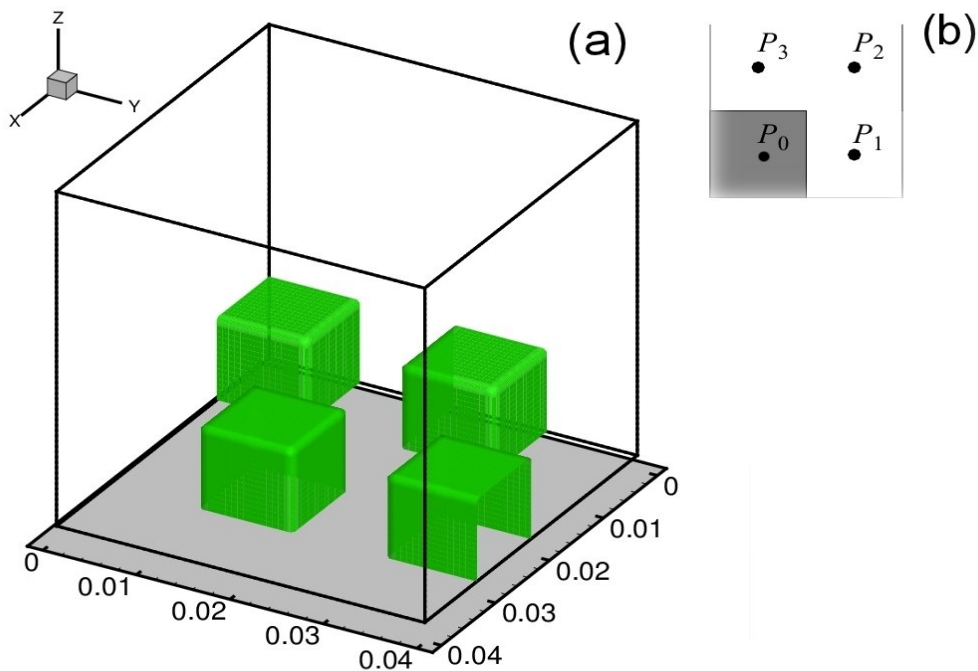


FIGURE 3.2: (a) *Vue 3D du domaine de la simulation numérique SND – VJI . Les rugosités sont matérialisées par l'iso-surface de la fraction volumique $\alpha_v = 0.5$. L'écoulement est dans la direction x .* (b) *Positions des points où le profil de vitesse expérimentale est mesuré. Dans cette figure, seul un quart du domaine est représenté, le cube étant en bas à gauche de l'écoulement.*

du solide vaut 1 dans les cubes, 0 à l'extérieur et suit une décroissance en tangente hyperbolique dans la zone de la frontière immergée. Plus précisément, le champ $\alpha_v(x, y, z)$ est calculé pour chacun des cubes via : $\alpha_v(x, y, z) = \min(f_x(x), f_y(y), f_z(z))$ avec :

$$f_x(x) = \frac{1}{2} \left[1 - \tanh \left(\frac{|x - x_c| - h/2}{0.3\Delta x} \right) \right] \quad (3.10)$$

où x_c est l'abscisse du centre du cube considéré et Δx la dimension de la cellule de calcul suivant x . $f_y(y)$ et $f_z(z)$ sont obtenues de la même manière.

Ce choix de α_v permet (1) de positionner les cubes indépendamment du maillage et (2) de contrôler l'épaisseur de la zone de transition de α_v (via le choix du dénominateur dans la fonction tangente hyperbolique, ici 0.3, comme Yuki et al. (2007)).

Les paramètres physiques, géométriques et de contrôle de $SND - VJI$ sont présentés dans le tableau 3.1. L'écoulement est dans la direction x et la géométrie est celle de la figure 7.2. le forçage hydrodynamique est généré et entretenu par un gradient de pression qui est estimé à partir d'une vitesse de frottement notée u_p^* , qui est définie à partir du gradient de pression longitudinale dans la simulation numérique au moyen de la formule :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\rho(u_p^*)^2}{D}. \quad (3.11)$$

Pour des écoulements confinés, cette vitesse de frottement u_p^* n'est pas purement égale à la vitesse qui apparait dans la loi log, notée u_* dans cette thèse (cf Florens (2010)). Le nombre total de mailles du domaine de calcul de $SND - VJI$ est de $64 \times 64 \times 64$ dans les trois directions de l'espace physique, ce qui correspond à une taille de maille de l'ordre de $h/16$, soit environ 8 fois l'échelle de Kolmogorov η définie par $\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$. La valeur de ϵ est estimée en supposant un équilibre entre la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Dans le cas d'un écoulement de canopée, Coceal et al. (2006) relie le gradient de vitesse vertical et la vitesse de frottement via $\partial\langle\bar{u}\rangle/\partial z \approx 2.5u_p^*$ ce qui permet d'obtenir le taux de dissipation volumique $\epsilon \approx (u_p^*)^2\partial\langle\bar{u}\rangle/\partial z \approx 2.5(u_p^*)^3/h$. La résolution spatiale de la simulation numérique de Coceal et al. (2006) est de $h/64$, soit environ 2 fois l'échelle de Kolmogorov η , pour une même taille de domaine.

Sur les figures 3.3 et 3.4 sont tracés les profils doublement moyennés, estimés à partir de champs instantanés obtenus tous les $1T$ entre $200T$ et $700T$ pour Jadim, $200T$ et $600T$ pour

Nombre de Reynolds rugueux	$Re_* = \frac{u_p^* h}{\nu}$	500
Masse volumique	$\rho(kg/m^3)$	1
Vitesse de frottement	$u_p^*(m/s)$	0.925
Résolution spatiale	$(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$	8η , (η échelle de Kolmogorov)
Rapport de forme	$\frac{H}{L}$	1
Nombre de confinement	$\alpha = \frac{h}{D}$	0.25
Eddy Turnover Time	$T(s) = \frac{h}{u_p^*}$	0.011
Taille du domaine	$L \times H \times D$	$4h \times 4h \times 4h$ (h , hauteur des cubes)
Hauteur des cubes	$h(cm)$	1

TABLE 3.1: Paramètres de la simulation numérique *SND – VJI*

Coceal et al. (2006). T représente le temps de retournement des tourbillons ou Eddy Turnover Time en anglais. Nous avons aussi tracé dans le cas de Coceal et al. (2006) les profils obtenus pour une résolution spatiale identique à celle de Jadim, c'est-à-dire 8η . Notons que nous n'avons pas le même nombre d'échantillons temporels que Coceal et al. (2006). En effet, avec Jadim, c'est à $700T$ que nous avons atteint la convergence statistique (ce point est discuté plus loin). Dans la figure 3.3, la comparaison des profils verticaux de la contrainte totale $\langle \tau_{13} \rangle$ et de la vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle$ normalisées par u_p^* montre que les résultats obtenus avec le code Jadim sont en bon accord avec les résultats de Coceal et al. (2006). Malgré une résolution spatiale quatre fois moins importante, les profils de la contrainte totale $\langle \tau_{13} \rangle$ se superposent. On note par ailleurs une différence d'environ 20% sur la partie supérieure du profil vertical de la vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle$ entre les deux résolutions spatiales utilisées par Coceal et al. (2006). Ces derniers expliquent cette différence par la sensibilité de la convergence statistique de l'écoulement à la résolution spatiale. Sur la figure 3.3 sont aussi présentés les profils de certaines composantes du tenseur des corrélations doubles de Reynolds, de la tension dispersive $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ ainsi que la contrainte totale $\langle \tau_{13} \rangle$, tous normalisés par $(u_p^*)^2$. Les profils verticaux obtenus avec Jadim sont en très bon accord avec ceux de Coceal et al. (2006).

Le cas considéré ici a fait l'objet d'une étude expérimentale par Cheng & Castro (2002b), qui ont mesuré le profil vertical de la vitesse moyenne longitudinale en plusieurs points du

motif de rugosité de base. Dans la figure 3.4 sont tracés les profils de la vitesse longitudinale moyennés temporellement pour les simulations numériques de Jadim et de Coceal et al. (2006). Dans ce cas précis les profils ne sont pas moyennés spatialement mais sont pris localement aux endroits indiqués. Ces profils sont estimés à partir de champs instantanés obtenus tous les $1T$ entre $200T$ et $700T$ pour Jadim et entre $200T$ et $600T$ pour Coceal et al. (2006). Sur cette même figure nous avons aussi tracé les profils de vitesse longitudinale issus des mesures expérimentales de Cheng & Castro (2002*b*) en différents endroits comme indiqué sur la figure 7.2 (a).

Les résultats issus des simulations numériques de Jadim et de Coceal et al. (2006) sont en bon accord avec les mesures expérimentales de Cheng & Castro (2002*b*). Le comportement local de l'écoulement est correctement décrit dans la canopée et dans la zone proche canopée c'est-à-dire pour des hauteurs de domaine $z < 2.5h$ (la sous-couche rugueuse), les différences entre les trois profils verticaux de la vitesse longitudinale restent très faibles. Au-delà de la mi-hauteur du domaine, les résultats numériques présentent avec une différence d'environ 5 à 10% au niveau de la surface libre. L'analyse des courbes présentés dans les figures 3.3 et 3.4 nous permet de conclure que les résultats obtenus avec Jadim dans le cas d'une simulation d'un écoulement de couche limite turbulente sur fond hydrauliquement rugueux sont très satisfaisants. Les profils verticaux des grandeurs du premier et du second ordre caractéristiques de ce type d'écoulement à savoir la vitesse longitudinale et le tenseur des corrélations doubles sont en bon accord avec les résultats numériques de Coceal et al. (2006) et les mesures expérimentales de Cheng & Castro (2002*b*).

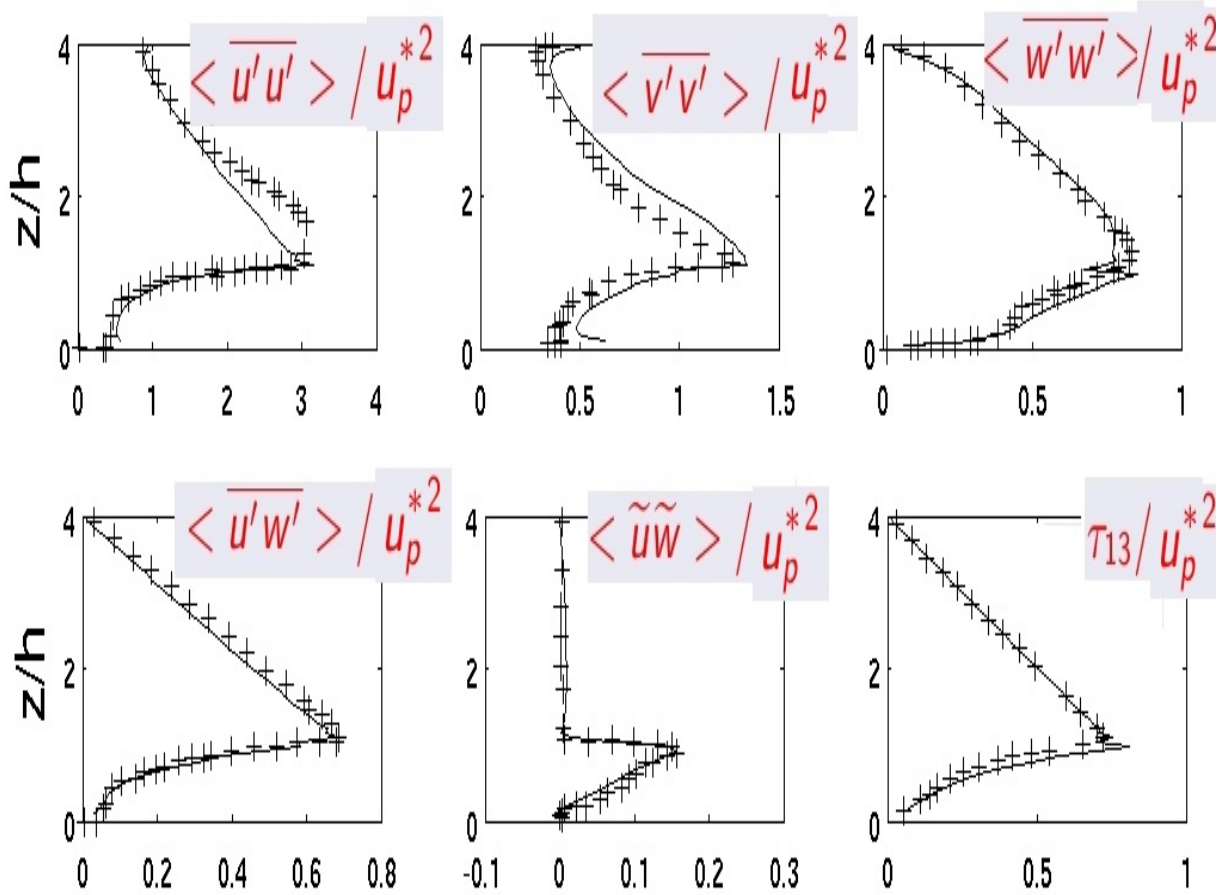


FIGURE 3.3: Comparaison des résultats des simulations numériques Coceal et al. (2006) et de Jadim. Profils verticaux de la contrainte totale $\langle \tau_{13} \rangle$, des composantes longitudinale $\langle \overline{u'u'} \rangle$, transversale $\langle \overline{v'v'} \rangle$ et verticale $\langle \overline{w'w'} \rangle$ de l'énergie cinétique turbulente, de la tension de Reynolds $\langle \overline{u'w'} \rangle$ et de la tension dispersive $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ normalisées par $(u_p^*)^2$. Jadim en trait plein et Coceal et al. (2006) en point pour $(\Delta x, \Delta y, \Delta z) = h/64$.

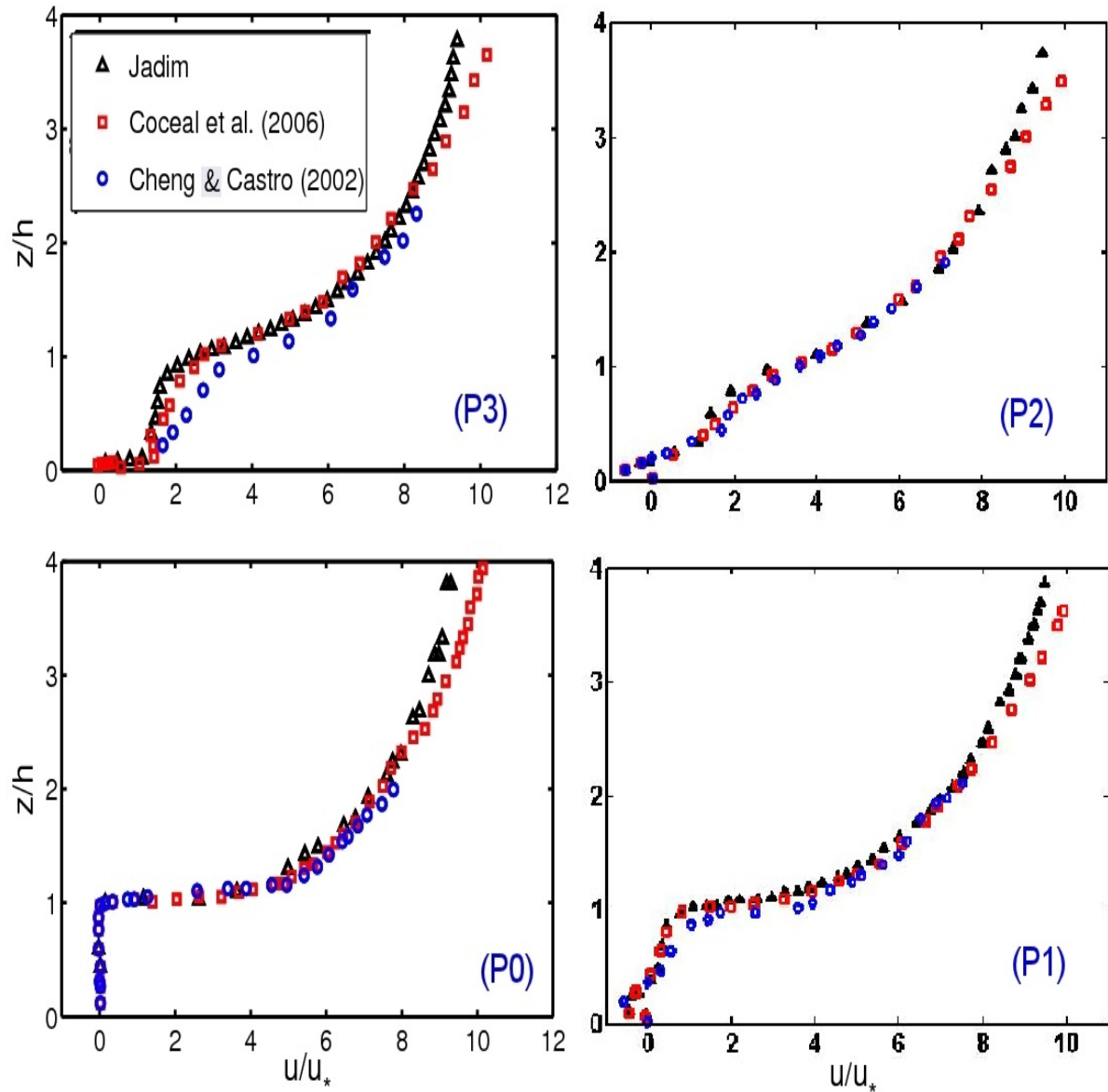


FIGURE 3.4: Comparaison des profils verticaux de la vitesse longitudinale des simulations numériques de Jadim, de Coceal et al. (2006) et des résultats expérimentaux de Cheng & Castro (2002b). Les figures (P0), (P1), (P2) et (P3) correspondent aux profils verticaux des positions correspondantes sur la figure 7.2 (b).

3.2 TRANSFERTS DE SCALAIRE PASSIF À LA SURFACE D'UN CYLINDRE

Pour valider la partie transfert de scalaire passif du module de frontières immergées dans Jadim, une simulation numérique d'un écoulement turbulent 2D autour d'un cylindre de diamètre d avec transfert de scalaire passif a été réalisée (voir figure 3.5). Cette configuration correspond à la simulation numérique de Kim & Choi (2004). Les résultats obtenus avec Jadim sont comparés aux résultats numériques de Kim & Choi (2004) et aux résultats expérimentaux de Eckert & Soehngen (1952).

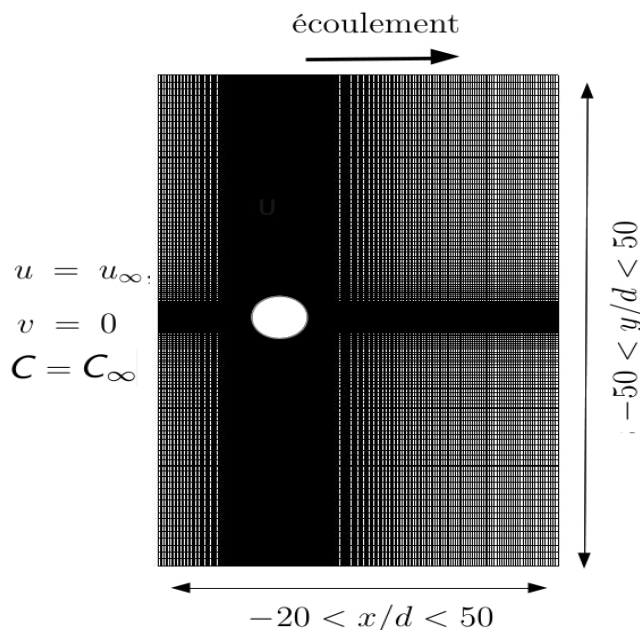


FIGURE 3.5: Géométrie de la simulation numérique d'un écoulement turbulent 2D autour d'un cylindre de diamètre d correspondante à la configuration numérique de Kim & Choi (2004). Le cylindre n'est pas à l'échelle.

Le nombre de Reynolds $Re = \frac{u_\infty d}{\nu}$ basé sur le diamètre d du cylindre et sur la vitesse à l'infini en amont u_∞ est de 120. La taille du domaine de calcul est de $-20 < x/d < 50$ dans la direction longitudinale et $-50 < y/d < 50$ dans la direction perpendiculaire à l'écoulement, l'écoulement est dans la direction x et le centre du cylindre en $x = y = 0$. Le nombre total de mailles est 530×334 . Le maillage est cartésien et raffiné au voisinage du cylindre de sorte à décrire correctement les couches limites thermiques et dynamique. Le nombre de Schmidt, défini par $Sc = \nu/D_{mol}$ (avec D_{mol} le coefficient de diffusivité moléculaire et ν la viscosité cinématique du fluide) est égal à 0.7. Pour l'écoulement, une vitesse constante est imposée à l'entrée du domaine de calcul ($u = u_\infty$, et $v = 0$), une condition de sortie est imposée en sortie,

des conditions aux limites de glissement sont imposées dans la direction verticale c'est-à-dire sur les frontières situées en bas et en haut du domaine. Une condition d'adhérence est imposée à la surface du cylindre. Pour le scalaire passif une condition de Dirichlet est imposée en entrée du domaine ($c = c_\infty$) et à la surface du cylindre ($c = c_p$). Une condition de Neumann (flux nul) est appliquée sur les frontières haute et basse et une condition de sortie en sortie. Ici la fraction volumique α_v du cylindre immergé est calculée via (Yuki et al. (2007)),

$$\alpha_v(x, y) = \frac{1}{2} \left[1 - \tanh \left(\frac{\delta s_v}{\sigma_v \lambda_v \Delta_v} \right) \right], \quad (3.12)$$

$$\delta s_v = r - d/2 \quad (3.13)$$

$$\lambda_v = |nx| + |ny| \quad (3.14)$$

$$\Delta_v = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} \quad (3.15)$$

$$\sigma_v = 0.05(1 - \lambda^2) + 0.3 \quad (3.16)$$

où r est la distance au centre du cylindre, $\vec{n} = (n_x, n_y)$ est la normale sortante à la frontière du cylindre. Ce choix permet une transition progressive de α_v de 1 vers 0 sur une épaisseur d'environ Δ_v au travers la frontière immergée.

L'analyse des résultats obtenus montre qu'aux temps courts, le champ de vitesse montre un décollement de la couche limite du fluide le long de la partie avale du cylindre ainsi qu'une zone de recirculation parfaitement symétrique. Pour des temps plus longs, le champ de vitesse perd sa symétrie au profit de la génération de tourbillons de Von Karman dans le sillage du cylindre (voir figure 3.6). Les champs instantanés de concentration présentés sur la figure 3.6 sont en bon accord avec les simulations numériques de Kim & Choi (2004). A titre de comparaison, nous avons reporté un de leur résultat sur la figure 3.7 correspondant aux mêmes paramètres de départ ($Re = 120$, $c = c_p$ sur le cylindre).

Nous avons tracés dans la figure 3.8 la distribution du nombre de Sherwood Sh le long du cylindre pour la simulation avec Jadim, les résultats numériques de Kim & Choi (2004) et les résultats expérimentaux de Eckert & Soehngen (1952). Le nombre de Sherwood est défini par :

$$Sh = \frac{\left. \frac{\partial c}{\partial r} \right|_{r=0}}{\frac{c_p - c_\infty}{d}} \quad (3.17)$$

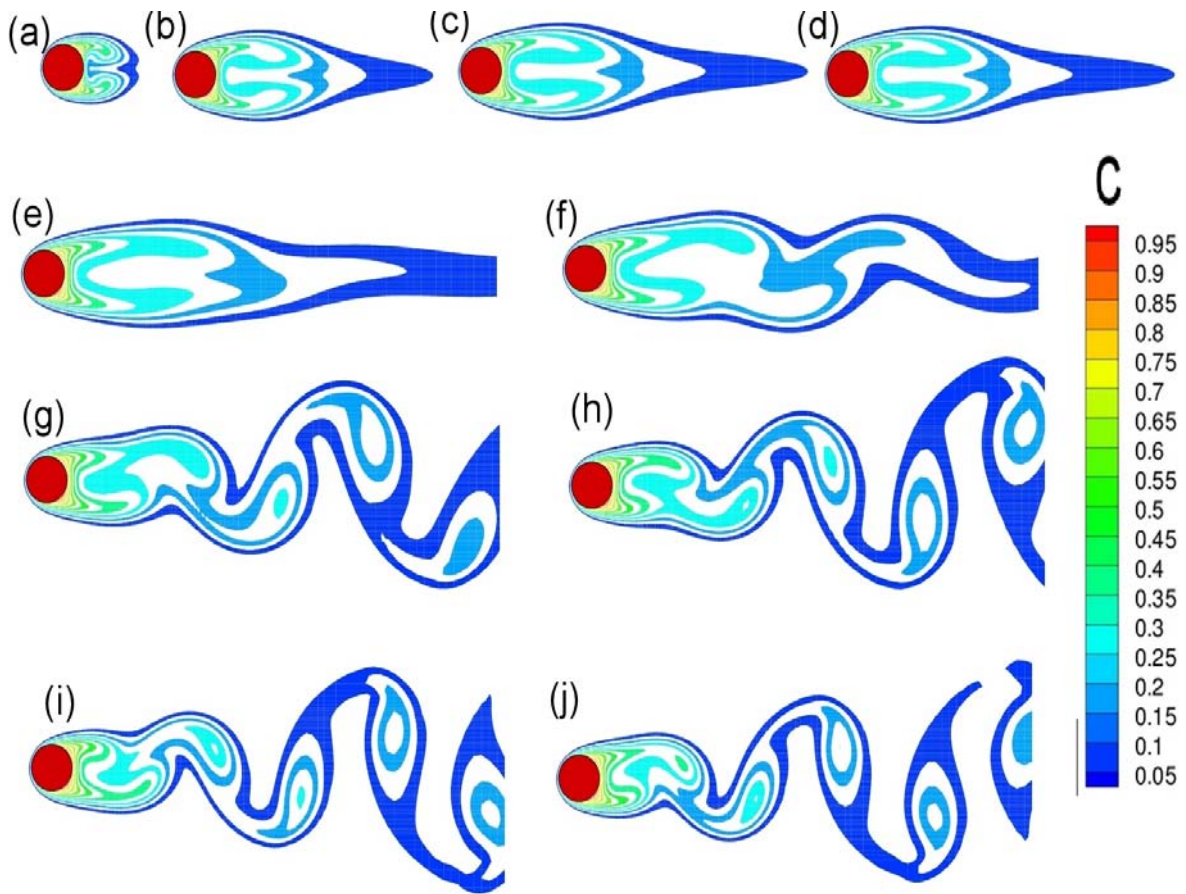


FIGURE 3.6: *Champ de concentration de scalaire passif à différents instants. Pour (a), $(tu_\infty)/d \approx 36$ et le temps séparant chaque cliché successif est environ $(\Delta tu_\infty)/d \approx 3.5$*



FIGURE 3.7: *Iso-contours de concentration de scalaire passif obtenus par Kim & Choi (2004)*

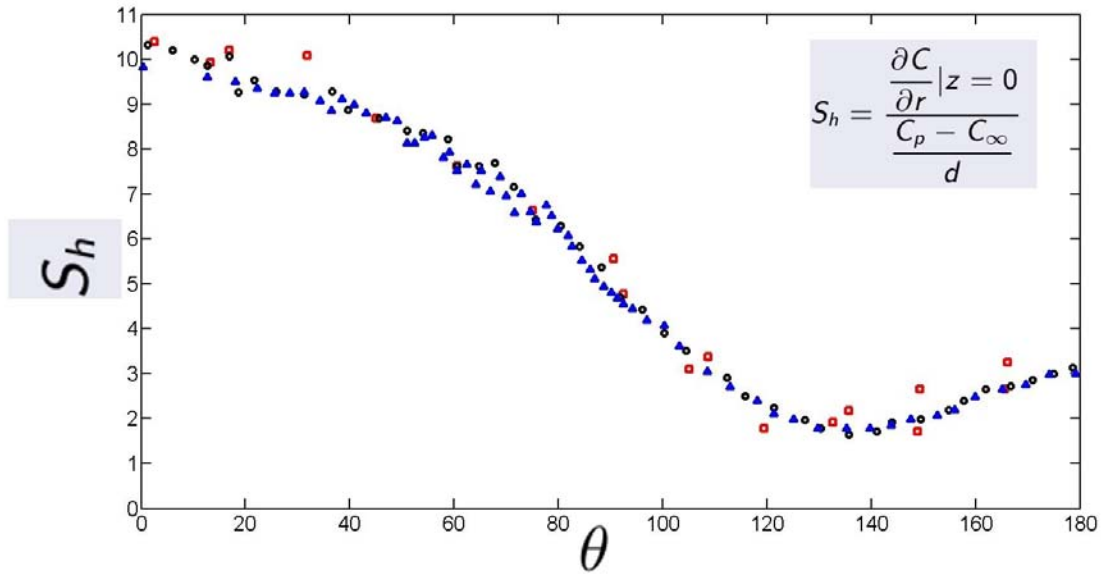


FIGURE 3.8: *Distribution du nombre de Sherwood le long du cylindre. Les résultats de Jadim sont en triangles (Δ), ceux de Kim & Choi (2004) en cercles (o) et les résultats expérimentaux de Eckert & Soehngen (1952) en carrés (\square).*

où c_p est la concentration à la paroi du cylindre, c_∞ la concentration à l'infini d le diamètre du cylindre et $\frac{\partial c}{\partial r}$ est le gradient de concentration à la paroi du cylindre.

Les résultats sont en bon accord avec les résultats numériques et les mesures expérimentales. Le champ de concentration instantanée illustre bien l'organisation des structures de l'écoulement dans le sillage du cylindre dans le temps et dans l'espace. Malgré un nombre de Schmidt inférieur à 1, ce résultat montre que le mélange est favorisé par l'écoulement (par les tourbillons de Von Karman).

4 VALIDATION DE LA MÉTHODOLOGIE

Les principales difficultés rencontrées dans la simulation numérique des écoulements turbulents en mécanique des fluides sont nombreuses et de natures très variées. Au-delà des limites liées aux ressources informatiques et aux méthodes numériques utilisées, certains aspects tels que la valeur du pas de temps, la convergence temporelle de la simulation au sens statistique, le nombre d'échantillons nécessaires pour avoir un traitement représentatif de la réalité, la taille optimale du domaine de calcul pour résoudre les grandes échelles de la turbulence, la résolution

spatiale nécessaire pour résoudre les petites échelles de la turbulence jouent un rôle crucial dans la qualité des résultats et leur bonne interprétation. Certains de ces aspects, peu souvent abordés dans la littérature, ont fait l'objet d'une attention particulière dans cette étude. L'influence du temps d'établissement de la turbulence, de la convergence statistique des différentes grandeurs caractéristiques et ainsi que de la taille du domaine de calcul sur les résultats des simulations sont étudiés ici.

4.1 PRÉSENTATION DES SIMULATIONS

Pour faire cette étude de sensibilité, plusieurs simulations numériques ont été réalisées. La figure 3.9 présente la géométrie (vue 3D et vue de dessus) du domaine de calcul. La géométrie est la même pour l'ensemble des simulations numériques.

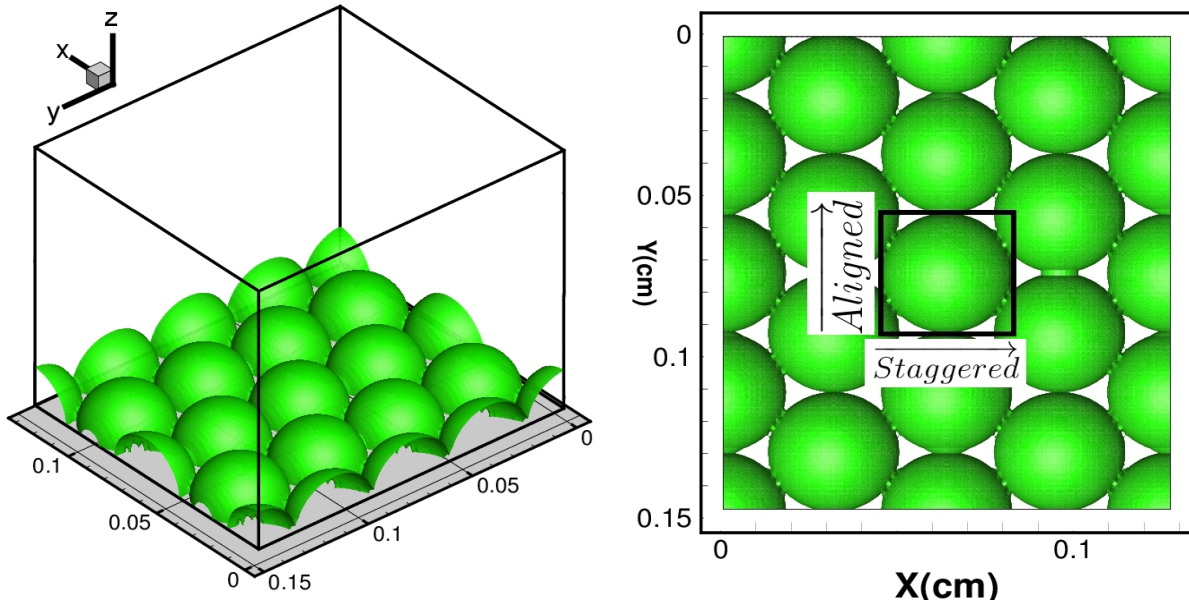


FIGURE 3.9: Géométrie du domaine de calcul. (a) vue 3D et (b) vue de dessus. Les hémisphères ont un rayon h . la hauteur du domaine est D .

Les noms des simulations numériques sont définis par rapport aux configurations expérimentales de Graba et al. (2010) et de Moulin et al. (2008). Il s'agit d'un écoulement dans un canal dont le fond est recouvert de macro-rugosités, de rayon h et de forme hémisphérique, pour simuler le lit d'une rivière. Les noms sont donnés par $(I, L) - V_{F-R}$, avec I pour "Intermediate" et L pour "Low", V=Velocity ; F=A ou S pour respectivement "Aligned" et "Staggered" ; et R le rapport de forme D/h . Les simulations numériques peuvent être classées en fonction de leurs nombres de Reynolds rugueux Re_* définis à partir de u_p^* (ou de la rugosité hydraulique k_s^+), du

confinement $\alpha = h/D$ et enfin en fonction de la configuration du fond. Pour les hémisphères en position décalée, l'écoulement est suivant la direction x de la figure 3.9, et pour la configuration d'hémisphères en position alignée, l'écoulement est orienté à 90 degrés (c'est-à-dire dans la direction y de la figure 3.9). Les paramètres des différentes simulations sont présentés dans les tableaux 7.1 et 7.2 en annexe.

Les simulations numériques réalisées dans le cadre de ce travail ont nécessité plusieurs milliers d'heures de calcul sur plusieurs dizaines de processeurs. Nous avons bénéficié, pendant toute la durée de ce travail, de plus de 200000 heures de calcul de la part du *CICT*¹.

4.2 TEMPS D'ÉTABLISSEMENT DE LA TURBULENCE

Dans le cas de nos simulations numériques, la nature artificielle de l'écoulement (généré au moyen d'un gradient de pression, domaine de calcul virtuellement infini,...) nous a amené à nous pencher sur le temps physique de simulation nécessaire pour avoir un écoulement représentatif d'un écoulement réel. Ce temps, que nous appellerons "temps d'établissement de la turbulence" T_{et} , est une grandeur importante qui est différente du temps de convergence des grandeurs caractéristiques.

4.2.1 TEMPS DE RETOURNEMENT DES TOURBILLONS T

Pour assurer une turbulence complètement établie dans leurs simulations numériques d'écoulements turbulents sur fond hydrauliquement rugueux, Coceal et al. (2006) proposent une estimation du temps d'établissement T_{et} basée sur le temps de retournement des tourbillons T défini par le rapport entre la hauteur des rugosités h et la vitesse de frottement u_p^* . En général, ils considèrent que la turbulence est complètement établie quand le temps physique de simulation est supérieur à $100T$ (Coceal et al. (2006); Coceal et al. (2007)).

L'intérêt de cette méthode réside dans le fait qu'elle donne un ordre de grandeur du temps nécessaire à l'établissement de la turbulence. En effet, la hauteur des rugosités h et la vitesse de frottement u_* peuvent être déterminées a priori. La principale limite est liée au fait que Coceal et al. (2006) ne précisent pas sur quel critère ils obtiennent $T_{et} > 100T$, et que ce critère

1. Centre Interuniversitaire de Calcul de Toulouse, <http://www.cict.fr>

dépend de la taille du domaine, puisque les structures les plus lentes à s'équilibrer sont les plus grandes.

4.2.2 ÉNERGIE CINÉTIQUE TOTALE DE L'ÉCOULEMENT

Une autre manière d'évaluer le temps d'établissement de la turbulence est d'étudier l'évolution temporelle de l'énergie cinétique de l'écoulement E_{ct} , définie par (3.18). La turbulence est considérée comme complètement établie quand l'énergie cinétique totale E_{ct} atteint au plateau. Pour un instant t donné, E_{ct} est donnée par :

$$E_{ct}(t) = \frac{1}{2} \iiint_{V_f} (u^2 + v^2 + w^2) dV \quad (3.18)$$

Où V_f désigne le volume occupé par le fluide. La figure 3.10 présente 3 exemples de courbe d'évolution temporelle de l'énergie cinétique totale en fonction du temps. E_{ct} et le temps physique de simulation t sont adimensionnés respectivement par la vitesse de frottement u_* et par le temps de retournement des tourbillons T . Ces courbes sont les résultats de 3 simulations numériques directes d'écoulements turbulents sur des fonds hydrauliquement rugueux. Dans

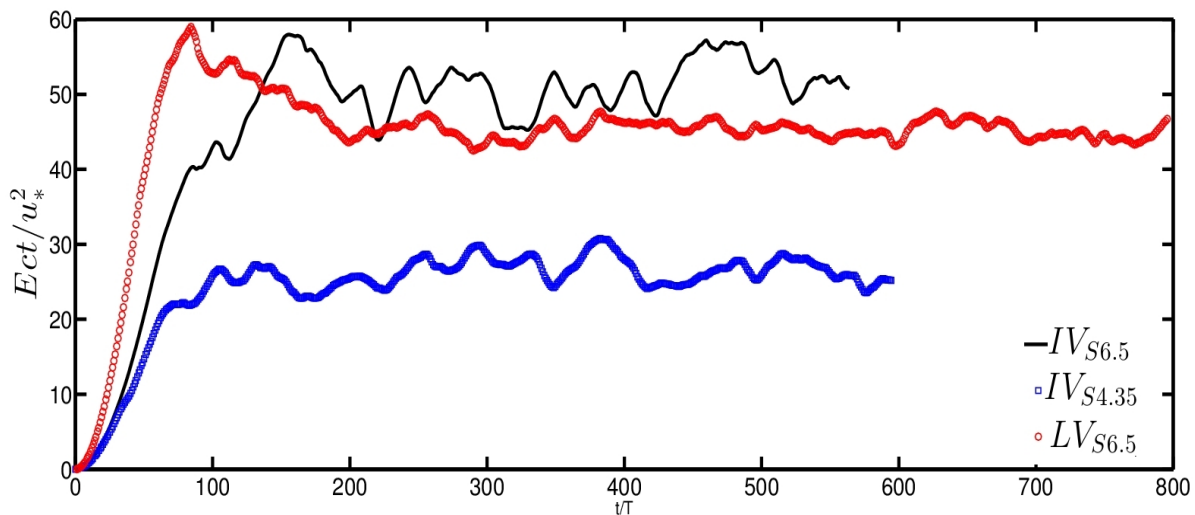


FIGURE 3.10: Evolution temporelle de l'énergie cinétique totale moyennée dans tout le domaine des simulations numériques $IV_{S4.35}$, $IV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5}$. E_{ct} et le temps physique de simulation t sont adimensionnés respectivement par la vitesse de frottement u_p^* et par le temps de retournement des tourbillons T .

la figure 3.10, l'évolution de l'énergie cinétique E_{ct} présente deux régimes : une partie où elle augmente de façon très rapide et une deuxième partie où elle se stabilise. La première correspond au temps d'établissement de la turbulence. On constate par ailleurs que les fluctuations

de l'énergie cinétique totale ne sont pas infinitésimales dans la deuxième partie. Cette situation est due aux passages de grosses structures cohérentes turbulentes dans l'écoulement. Si on imagine une courbe moyenne dans la deuxième partie de l'évolution de l'énergie cinétique totale, on estime que les temps d'établissement de la turbulence pour les simulations $IV_{S6.5}$, $IV_{S4.35}$ et $LV_{S6.5}$ sont respectivement $200T$, $100T$ et $200T$.

Si on tente une analyse par rapport au nombre de confinement, on voit que : pour $\alpha = \frac{h}{D} \approx 0.15$, fixé ($IV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5}$), le temps d'établissement diminue quand le nombre de Reynolds rugueux Re_* augmente. Et par rapport au nombre de Reynolds rugueux, il apparait que si on fixe Re_* , le temps d'établissement diminue quand le confinement augmente ($IV_{S6.5}$ et $IV_{S4.35}$). Donc, on peut conclure que, dans le cas d'une simulation numérique d'écoulement turbulent sur fond rugueux, le temps d'établissement diminue quand : (1) le Reynolds rugueux augmente et (2) quand le nombre de confinement, α , augmente. L'augmentation du Reynolds rugueux entraîne une accélération du mécanisme de génération de la turbulence. En outre, si le confinement est grand, la limitation de la taille des structures cohérentes les plus grandes permet d'expliquer (2).

4.2.3 PROFIL DE VITESSE

L'étude de l'évolution temporelle du profil instantané de la vitesse longitudinale permet aussi de donner une indication de l'établissement de l'écoulement turbulent. La figure 3.11 présente plusieurs profils de la vitesse longitudinale instantanée, moyennée dans les plans horizontaux. L'écoulement peut être considéré comme établi pour des temps physiques de simulation supérieurs à $200T$. En effet, à partir de cette valeur, les fluctuations du profil vertical de vitesse longitudinale par rapport au profil moyen reste très faibles. Les autres profils de vitesse instantanée à savoir, ceux de la vitesse transversale et verticale ne permettent pas de juger de l'état de convergence des grandeurs caractéristiques de l'écoulement. On remarque aussi que le temps d'établissement obtenu ici est du même ordre de grandeur que celui obtenu avec l'énergie cinétique totale E_{ct} dans tout le domaine.

4.2.4 SPECTRE D ÉNERGIE CINÉTIQUE TURBULENTE

Une autre manière de s'assurer que la turbulence est bien établie est la détection d'une pente en $-5/3$ dans le tracé du spectre de l'énergie cinétique turbulente $E(\kappa)$. Rappelons que

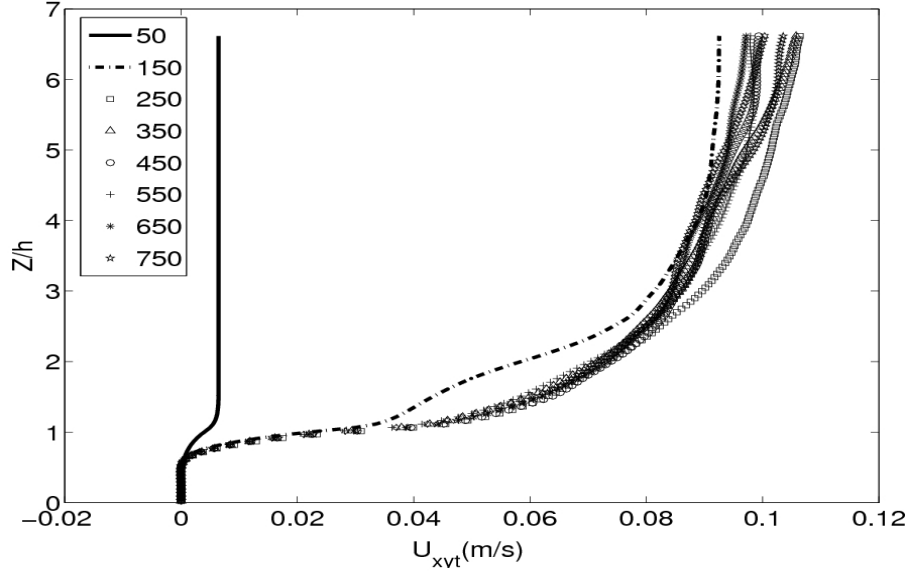


FIGURE 3.11: *Profils verticaux de la vitesse longitudinale instantanée moyennée dans les plans verticaux, $\langle \bar{u} \rangle = U(z, t)$ pour différents T . [Simulation numérique $LV_{S6.5}$]*

la théorie de la cascade d'énergie de Richardson-Kolmogorov impose, pour le régime inertiel, la relation fondamentale $E(\kappa) \sim \kappa^{-5/3}$ (Pao (1965)).

Sur la figure 3.12, sont tracés les spectres unidirectionnels (direction longitudinale) $E_{11}(\kappa_1)$ (adimensionné par $(\varepsilon \nu^5)^{1/4}$) en fonction du nombre d'onde κ_1 (adimensionné par la longueur d'onde de Kolmogorov κ_η) de la simulation numérique $LV_{S6.5}$ pour différentes valeurs de T en $z/h = 1.15$ et la courbe théorique de Pao (1965). On remarque que les résultats de Jadim sont en bon accord avec ceux de Pao (1965) d'une part, et d'autre part, on a, dès $50T$, l'apparition d'un spectre avec une pente $-5/3$. Cette dernière traduit une turbulence complètement établie dans l'écoulement, ce qui semble être en contradiction avec le temps d'établissement obtenu avec la courbe d'évolution de l'énergie cinétique totale ($200T$). L'explication vient du fait le spectre traduit l'état de la turbulence à une hauteur donnée et pas l'état de la turbulence de tout le domaine contrairement à l'énergie cinétique totale moyenne. De plus, en $z/h = 1.15$, on est dans la sous-couche rugueuse, zone où les patches de tourbillons prennent naissance, d'où le spectre obtenu après seulement $50T$. La présence des obstacles fait que, la turbulence prend naissance dans la sous-couche rugueuse avant de se diffuser dans le reste du domaine. Donc le temps d'établissement donné par la courbe d'évolution de l'énergie cinétique totale de l'écoulement est plus pertinent que celui donné par le spectre d'énergie cinétique.

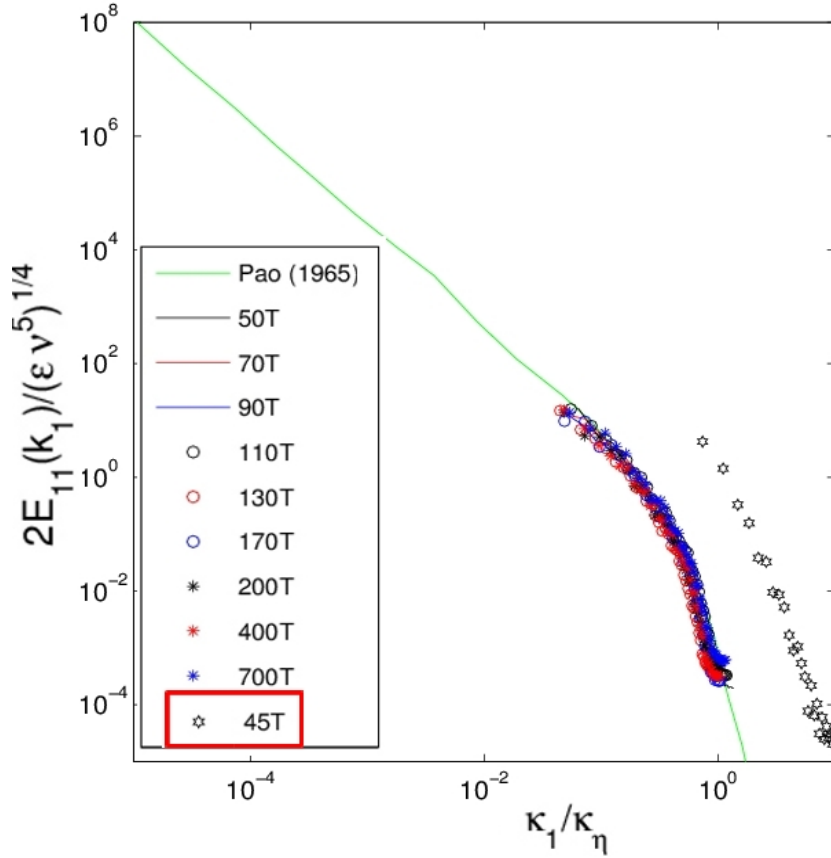


FIGURE 3.12: Tracés de spectres unidirectionnels $E_{11}(\kappa_1)$ (adimensionné par $(\epsilon \nu^5)^{1/4}$) en fonction du nombre d'onde κ_1 (adimensionné par le nombre d'onde de Kolmogorov κ_η) pour différentes valeurs de T en $z/h = 1.15$ et la courbe théorique de Pao (1965). [Simulation numérique $LV_{S6.5}$]

En conclusion, nous pouvons dire que ces trois méthodes sont complémentaires et présentent chacune des avantages et des limites. Dans la suite, c'est le temps d'établissement T_{et} calculé à partir l'énergie cinétique totale de l'écoulement moyen qui sera retenu comme critère d'établissement de l'écoulement turbulent.

4.3 CONVERGENCE STATISTIQUE

4.3.1 CONVERGENCE TEMPORELLE

Dans le cas d'une simulation numérique d'un écoulement turbulent sur un fond hydrauliquement rugueux, les problèmes ne se limitent pas à générer l'écoulement avec le code numérique. Le temps physique de simulation qui permet la convergence des grandeurs au sens statistique

est aussi un paramètre très important car la qualité du résultat en dépend. C'est ce que nous appellerons la convergence temporelle au sens statistique de la simulation numérique qui est quantifiée par le "temps de convergence de la turbulence" T_{ct} . Par convergence temporelle de la turbulence, nous entendons le temps physique t que doit durer une simulation numérique, après le temps d'établissement de la turbulence T_{et} , pour assurer la convergence au sens statistique des différentes grandeurs qui caractérisent l'écoulement c'est-à-dire le temps physique t de simulation qui permet d'obtenir un nombre suffisant d'échantillons décorrélés permettant d'obtenir des résultats représentatifs de la réalité.

Pour les écoulements turbulents sur fond rugueux, la complexité réside dans le fait que les différentes grandeurs qui caractérisent l'écoulement peuvent avoir des temps de convergence différents. Les grandeurs de second ordre telles que les corrélations doubles des fluctuations des vitesses (tenseur de Reynolds ou le tenseur dispersif) ont des temps de convergence plus importants que les grandeurs du premier ordre telle que la vitesse moyenne. La figure 3.13, dans laquelle nous avons comparé les profils verticaux de la vitesse moyenne $\langle \bar{u} \rangle(z)$ (figure **(a)**) et de la contrainte totale $\langle \tau_{13} \rangle$, montre que la vitesse a convergé après $100T$ alors que la contrainte totale n'a convergé qu'à partir de $200T$.

Contrairement aux écoulements turbulents sur fond lisse où l'on peut supposer une convergence temporelle quand le profil de la vitesse moyenne $\langle \bar{u} \rangle = U(z)$ ne dépend plus que de la verticale (z), dans le cas des écoulements turbulents sur fond hydrauliquement rugueux, ce critère n'est plus valable car les effets de la dispersion spatiale de la vitesse moyenne temporelle sont accentués par la présence des rugosités. Donc un nouveau critère est celui basé sur la convergence au sens statistique des tensions dispersives $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ qui quantifient la variation spatiale de la vitesse moyenne temporelle. Par conséquent, nous considérons que notre écoulement a convergé quand cette dernière est très faible voir nulle en dehors de la canopée comme le montre la figure 3.14. Cette figure montre l'évolution de la dispersion spatiale liée à la non-convergence temporelle en fonction du nombre d'échantillons indépendants utilisés pour l'ensemble des composantes du tenseur dispersif. Les figures 3.14**(a)** et **(b)**, sur lesquelles sont tracés les profils verticaux de l'ensemble des composantes du tenseur dispersif obtenus en utilisant respectivement 100 et 496 échantillons indépendants, montrent d'une part, que la dispersion spatiale est composée d'une dispersion induite par la présence des rugosités (la dispersion visible pour

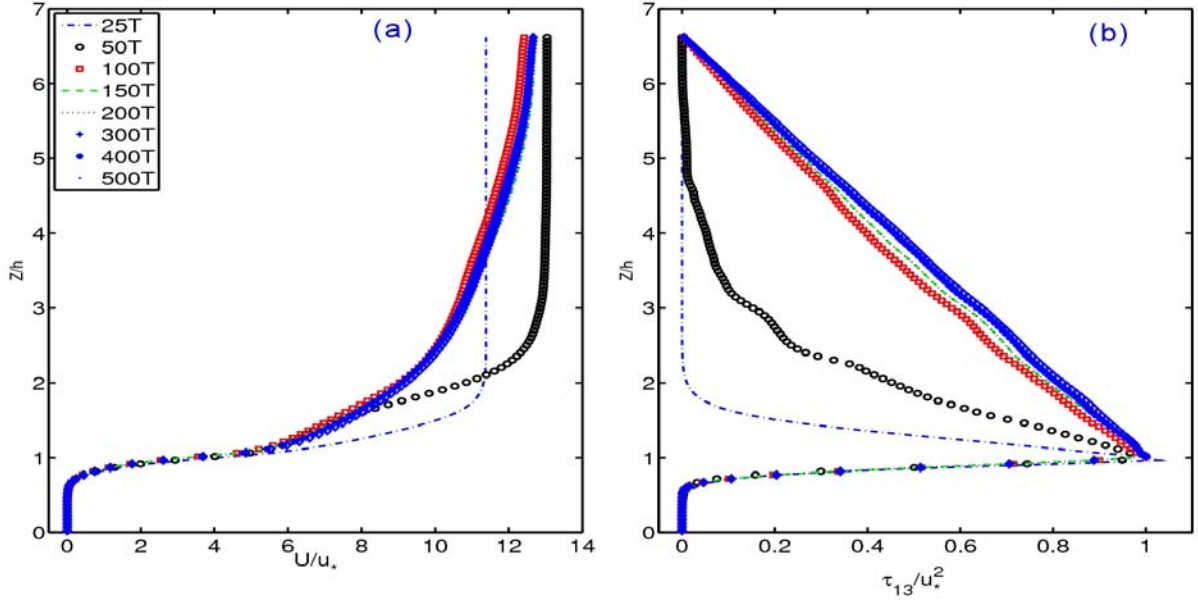


FIGURE 3.13: *Profils verticaux de la vitesse moyenne $\langle \bar{u} \rangle = U(z)$ (a) et de la contrainte totale $\langle \tau_{13} \rangle$ (b) adimensionnées par la vitesse de frottement u_* pour différentes valeurs moyennes $[LV_{S6.5}]$*

$z/h < 1.5$), indépendante du nombre d'échantillons, et d'une dispersion liée à la non convergence temporelle (ou à l'insuffisance d'échantillons), pour $z/h > 1.5$. Ceci montre clairement la nécessité d'avoir une bonne convergence temporelle pour obtenir des résultats de qualité. La figure 3.14 (c) présente l'évolution du profil de la tension dispersive $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ pour différents T_{ct} . Rappelons que $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$, entre dans le calcul de la contrainte totale $\langle \tau_{13} \rangle$ et donc, de la vitesse de frottement u_* qui en découle. Si le nombre d'échantillons est insuffisant, l'estimation de u_* , par exemple, sera fortement biaisée. Coceal et al. (2006) associent la surestimation de la tension dispersive au-dessus des rugosités ($z/h > 1$) quand on utilise un petit nombre d'échantillons par la prise en compte dans le calcul, de la dispersion spatiale liée au passage de grandes structures turbulentes qui traversent le domaine de calcul de manière très lente. Le passage de ces structures cohérentes est aussi mis en évidence par l'évolution temporelle de l'énergie cinétique de l'écoulement moyen. On peut donc conclure que les temps physiques de simulation longs permettent d'avoir un grand nombre d'échantillons nécessaire pour éliminer les effets dus à la persistance et aux passages des grandes structures cohérentes turbulentes. Cette persistance est favorisée par les conditions aux limites périodiques imposées dans les directions longitudinale et transversale, qui ramènent les structures sortantes dans le domaine de calcul.

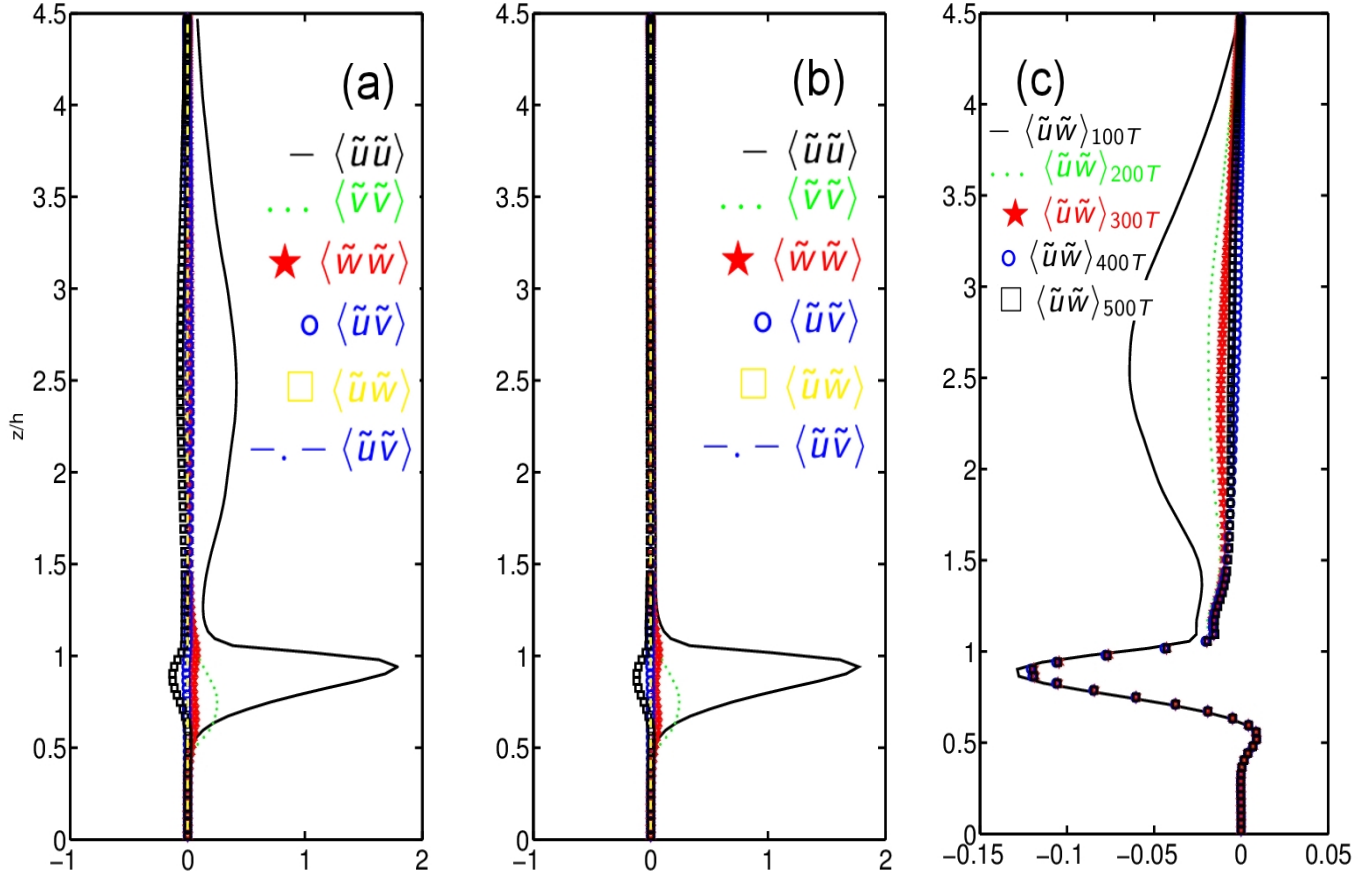


FIGURE 3.14: *Profils verticaux des composantes du tenseur dispersif obtenus avec 100 et 496 échantillons temporels (respectivement (a) et (b)) : $\langle \tilde{u}\tilde{u} \rangle$: —, $\langle \tilde{v}\tilde{v} \rangle$: ..., $\langle \tilde{w}\tilde{w} \rangle$: ★, $\langle \tilde{u}\tilde{v} \rangle$: o, $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$: □ $\langle \tilde{u}\tilde{v} \rangle$: - . - . (c) Profils verticaux de la tension dispersive $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ obtenue pour différents nombres d'échantillons : $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle_{100-200T}$: —, $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle_{100-300T}$: ..., $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle_{100-400T}$: ★, $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle_{100-500T}$: o, $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle_{100-596T}$: □ [Simulation numérique $IV_{S4.35}$]*

4.3.2 ERREUR DE CONVERGENCE TEMPORELLE

La convergence temporelle des différentes grandeurs qui caractérisent un écoulement turbulent est essentielle surtout en simulation numérique. Le caractère discret (en temps et en espace) des grandeurs et le nombre fini d'échantillons (décorrélés) font du problème de convergence temporelle un problème fondamental mais qui n'est malheureusement pas souvent abordé dans la littérature. En expérimentation, l'erreur de convergence est considérée comme négligeable à partir du moment où le nombre d'échantillons indépendants utilisé est supérieur à 1000. Il existe des méthodes statistiques pour estimer l'erreur de convergence temporelle d'une grandeur donnée (cf Florens (2010)).

Dans le cas d'une simulation numérique d'un écoulement turbulent sur un fond hydrauliquement rugueux, un indicateur de bonne convergence temporelle des différentes grandeurs est donné par le profil vertical de la tension dispersive $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ et l'erreur de convergence peut être considérée comme négligeable quand $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ est nulle ou très faible au-delà de la sous-couche rugueuse. Dans la sous-couche rugueuse, l'erreur de convergence est mêlée à la dispersion spatiale due à la présence des rugosités. En dehors de celle-ci, elle peut être calculée par comparaison à des moyennes temporelles obtenues avec un grand nombre d'échantillons.

4.4 TAILLE DU DOMAINE

Dans la littérature, la validation des modèles numériques se fait par comparaison des résultats de la simulation numérique à des résultats expérimentaux. Mais les limites liées aux ressources informatiques font qu'il est souvent impossible de simuler numériquement le domaine entier des cas expérimentaux avec une résolution complète de toutes les échelles de la turbulence. Une solution est de simuler numériquement un domaine virtuellement infini en imposant des conditions de périodicité dans les directions longitudinale et/ou transversale de l'écoulement. Imposer des conditions de périodicité permet de réduire considérablement la taille du domaine d'étude et du même coup réduire de manière drastique les besoins en ressource informatique.

Néanmoins, cela pose des problèmes liés à la représentativité des résultats obtenus dans la mesure où la taille du domaine de calcul simulé limite la taille des plus grandes structures turbulentes simulées. Et selon le cas d'écoulement étudié, l'ampleur du problème varie. Dans le cas des écoulements turbulents sur fond rugueux, la présence d'obstacles laisse supposer que les structures cohérentes les plus énergétiques, donc de plus grandes tailles, ont des tailles inférieures à celles des écoulements turbulents sur fond lisse. Cheng & Castro (2006), au moyen de mesures réalisées en série dans le cas d'un écoulement turbulent sur un fond composé d'un réseau de cubes de taille h positionnés en configuration décalée, ont obtenu des maxima d'échelles intégrales dans les directions longitudinale L_x , transversale L_y et verticale L_z , d'ordre, respectivement $3h$, h et h (cf figure 3.15).

A la lumière de ces résultats expérimentaux de Cheng & Castro (2006), on pourrait penser que dans le cas d'une simulation numérique d'un écoulement de ce type, c'est à dire un écoulement à grand nombre de Reynolds (12000) et sur un fond hydrauliquement rugueux, un domaine de calcul de taille quatre fois supérieures aux échelles intégrales dans les trois directions de l'espace devrait être suffisant pour résoudre les grandes échelles de la turbulence. Mais l'étude numérique réalisée par Coceal et al. (2007) d'un écoulement turbulent sur un fond rugueux composé de cubes de hauteur h dans la même configuration que celle de Cheng & Castro (2006), avec un domaine de dimensions $16h$ dans la direction longitudinale, $12h$ dans la direction transversale et $8h$ dans la direction verticale, conclut par la nécessité d'une taille de domaine de calcul encore plus grande, surtout dans la direction longitudinale. En effet l'étude des coefficients de corrélations spatiales montre que la taille du domaine de calcul est inférieure à celle des plus grandes structures turbulentes malgré un domaine de dimensions supérieures de plus de quatre fois aux échelles intégrales obtenues par Cheng & Castro (2006) dans les trois directions de l'espace.

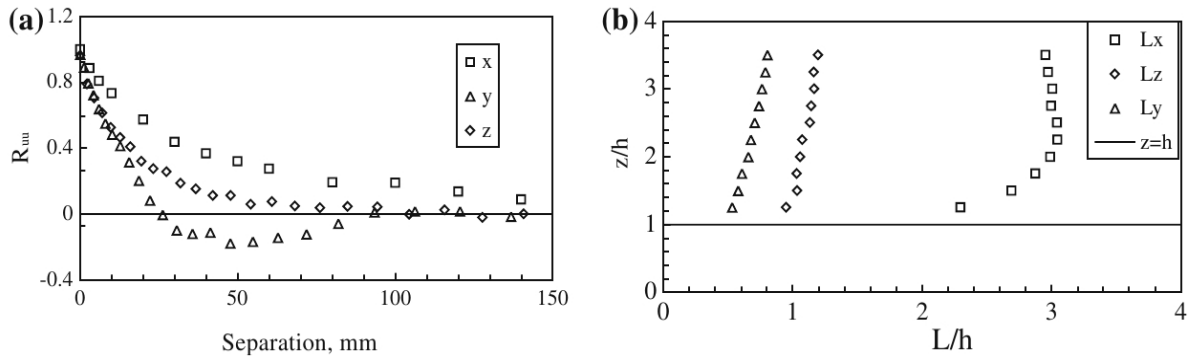


FIGURE 3.15: (a) Corrélations spatiales de la vitesse longitudinale, $R_{uu}(r)$, en $z/h = 1,25$ dans les directions longitudinale, transversale et verticale. (b) Les profils des échelles intégrales de longueur déduites des corrélations de (a). [Cheng & Castro (2006)]

En outre, il est à noter que malgré le fait que les coefficients de corrélation spatiale n'atteignent pas zéro, certaines grandeurs caractéristiques de l'écoulement sont en bon accord avec les mesures expérimentales. L'objectif de cette étude est donc d'estimer la taille optimale du domaine de calcul pour nos simulations numériques, pour notre problématique qui requière une bonne description de l'écoulement près du fond. La question sous-jacente est de savoir dans quelle proportion la taille du domaine de calcul influence l'écoulement local et ses grandeurs

caractéristiques.

Pour répondre à cette question, deux simulations numériques d'un même écoulement sont réalisées ici : $LV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5} - LD$ avec LD pour "Large Domaine". La seule différence entre ces deux simulations numériques est que dans la deuxième nous avons pris un domaine de calcul deux fois plus grand dans les directions longitudinale et transversale que dans la première. Dans les deux simulations, le nombre de Reynolds rugueux Re_* est de 156, et la vitesse de frottement u_p^* est de 0.0085 m/s . Les résolutions spatiales par rapport à l'échelle de Kolmogorov (notée η) dans les directions longitudinale, transversale et verticale sont respectivement $\Delta x = 4.65\eta$, $\Delta y = 4.65\eta$ et $\Delta z = 2.7\eta$. Les deux géométries sont présentées dans la figure 3.16.

X est la direction longitudinale, Y la direction transversale et Z la direction verticale. Des

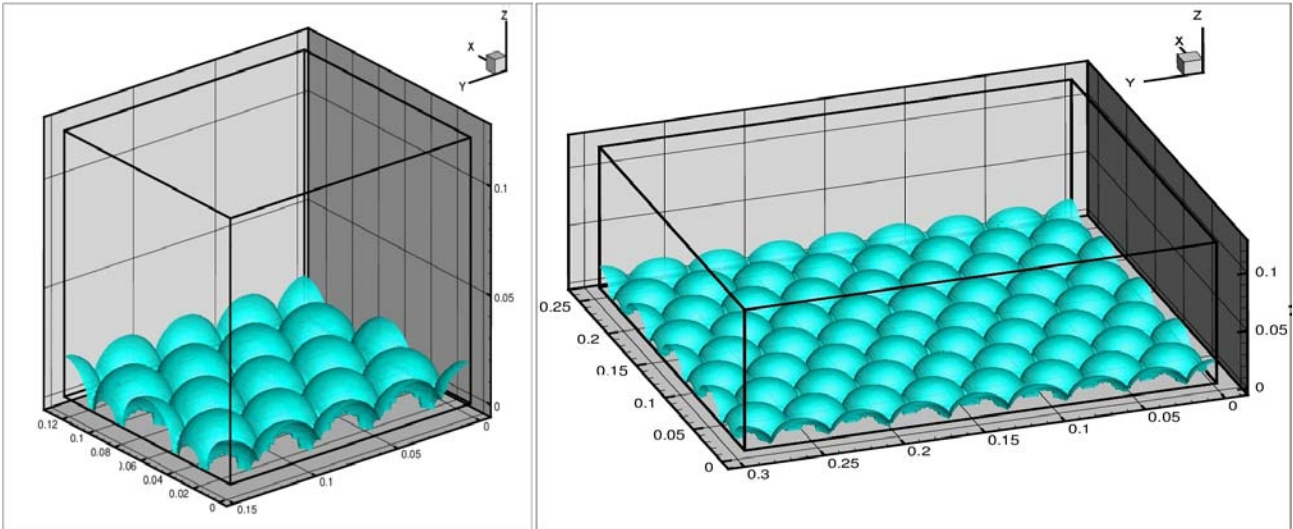


FIGURE 3.16: *Géométries des domaines de calcul $LV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5} - LD$ respectivement à gauche et à droite.*

conditions de périodicité sont imposées dans les directions longitudinale et transversale. Une condition de glissement sans frottement est imposée sur la frontière haute du domaine (vitesse verticale nulle et gradient de vitesse horizontal nul). Des conditions de non-glissement sont imposées sur les obstacles et sur le fond du domaine. Dans les deux cas l'écoulement est généré et entretenu par un gradient de pression calculé à partir de la vitesse de frottement.

Pour la simulation numérique $LV_{S6.5}$ le nombre d'échantillons temporels est de 400 pour un domaine de calcul composé de 16 motifs unitaires ce qui nous fait globalement 6400 échantillons spatiotemporels. Pour la simulation numérique $LV_{S6.5} - LD$, nous disposons de 100 échantillons

temporels pour un domaine composé de 64 motifs unitaires ce qui nous fait au total le même nombre d'échantillons spatiotemporels. Dans cette étude, nous étudions l'influence du nombre d'échantillons spatiotemporels via la comparaison de certaines grandeurs de l'écoulement.

4.4.1 CORRÉLATIONS SPATIALES

Dans les figures 3.17, 3.18 et 3.19 sont tracés respectivement les coefficients de corrélation spatiale en deux points longitudinales et transversales pour les trois composantes de la vitesse pour les deux cas étudiés ($LV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5} - LD$). Dans la direction longitudinale, la corrélation spatiale pour les composantes transversale et verticale de la vitesse atteignent zéro pour $x/h = 2$. Mais la composante longitudinale n'atteint pas zéro pour des séparations supérieures à la demi longueur du domaine de calcul. Ceci nous amène à la conclusion que la taille du domaine est toujours inférieure à celle des grosses structures turbulentes dans cette direction. Néanmoins dans la direction transversale, pour toutes les trois composantes de la vitesse, les coefficients de corrélation spatiale en deux points atteignent zéro avant $y/h = 2$. Donc dans cette direction, la taille du domaine est suffisante pour que l'on puisse résoudre les tourbillons les plus énergétiques.

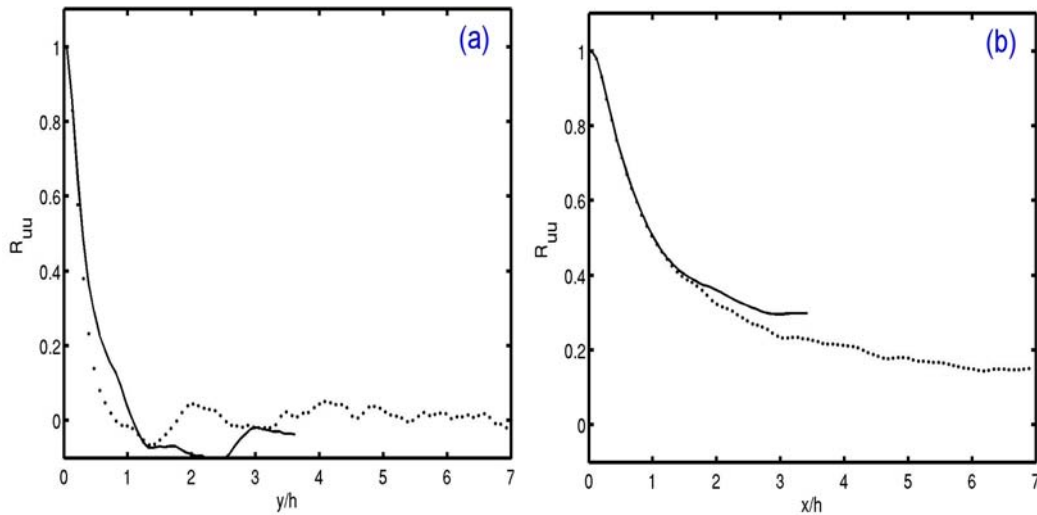


FIGURE 3.17: Corrélations spatiales longitudinale (b) et transversale (a) de la vitesse U en $z/h = 1.2$. $LV_{S6.5}$: —, $LV_{S6.5} - LD$:

Dans la direction longitudinale nous remarquons que les coefficients de corrélation spatiale en deux points pour les composantes transversale et verticale de la vitesse atteignent zéro avant $x/h = 4$, mais $R_{u'u'}$ n'atteint pas zéro dans les deux cas. Si on tient compte du fait que la taille

des structures turbulentes les plus énergétiques varie en fonction de la hauteur z (voir Cheng & Castro (2006)), une estimation des coefficients de corrélations de la vitesse longitudinale dans les trois directions de l'espace à la mi-hauteur du canal et près de la surface respectivement pour les directions transversale et verticale et pour la direction longitudinale permettrait une analyse plus précise.

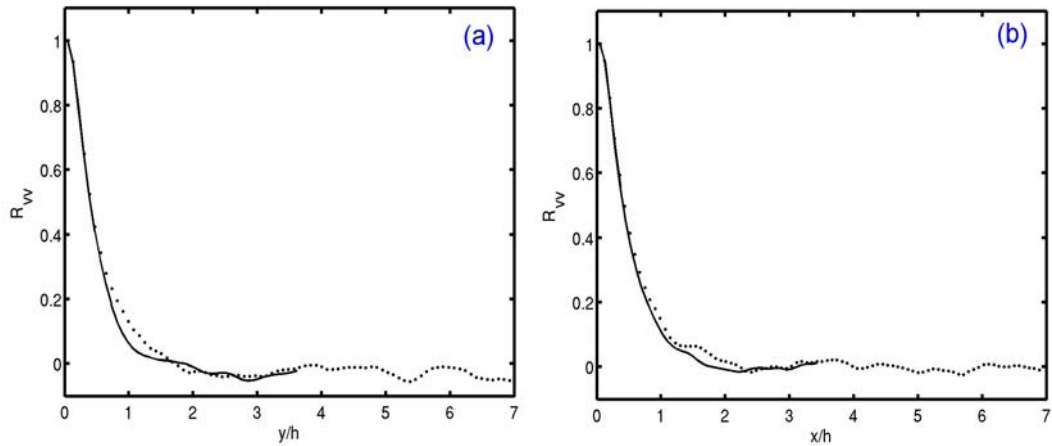


FIGURE 3.18: *Corrélations spatiales longitudinale (b) et transversale (a) de la vitesse V en $z/h = 1.2$. $LV_{S6.5}$: —, $LV_{S6.5} - LD$:*

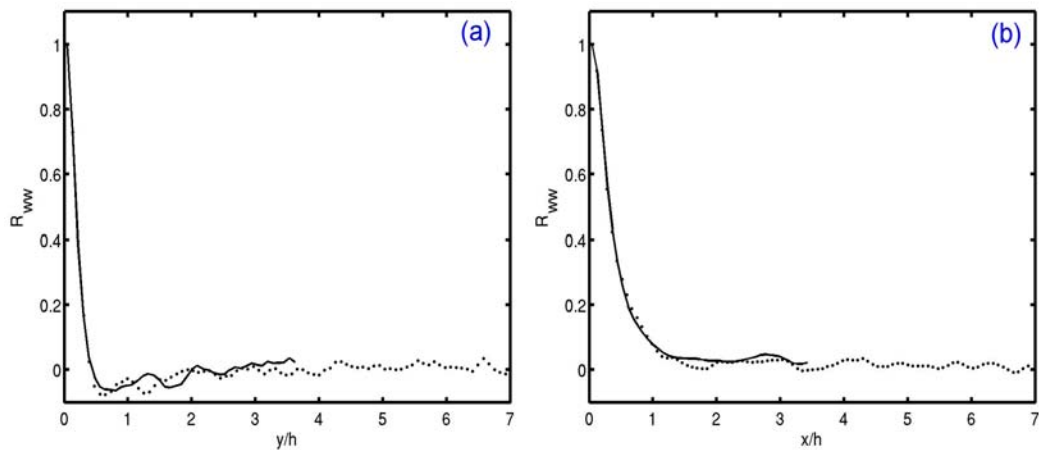


FIGURE 3.19: *Corrélations spatiales longitudinale (b) et transversale (a) de la vitesse W en $z/h = 1.2$. $LV_{S6.5}$: —, $LV_{S6.5} - LD$:*

4.4.2 PROFILS DE VITESSE

Dans la figure 3.20 (figure de gauche), nous avons comparé les profils verticaux de la vitesse longitudinale des simulations numériques $LV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5} - LD$. Dans la figure 3.20 (figure de

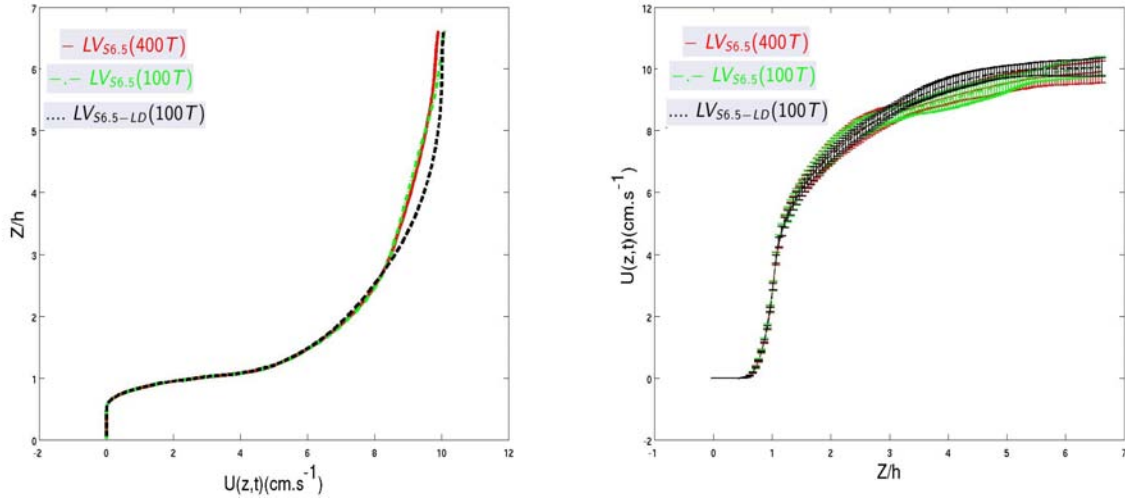


FIGURE 3.20: Comparaison des profils verticaux de la vitesse longitudinale $\langle \bar{U} \rangle$ (cm.s^{-1}) des simulations numériques $LV_{S6.5}(400T)$ en —, $LV_{S6.5}(100T)$ en - - et $LV_{S6.5} - LD$ en ···. La figure de droite correspond aux mêmes profils avec des barres d'erreurs englobant les maxima des fluctuations des profils instantanés.

droite) sont présentées les mêmes courbes mais avec des barres d'erreurs qui sont les maxima des fluctuations des profils instantanés autour du profil moyen. Pour la simulation numérique $LV_{S6.5}$ nous présentons les résultats obtenus avec 100 échantillons temporels, ce qui nous permet d'étudier l'influence du nombre d'échantillons temporels sur les résultats de la simulation.

Nous remarquons que pour des valeurs de z/h inférieures à 3, les trois profils verticaux se superposent. Pour des valeurs de z/h comprises entre 3 et environ 6, les profils verticaux de la simulation numérique $LV_{S6.5}$ se superposent et sont décalés du profil issu de la simulation numérique $LV_{S6.5} - LD$ avec une différence maximale d'environ 5%. La première conclusion que nous pouvons déduire de cette analyse est que pour l'écoulement dans la zone $z/h < 3$, la taille du domaine n'influence pas le profil vertical de vitesse longitudinale. Nous pouvons donc dire que dans cette partie du domaine, la taille du domaine n'a pas d'influence sur les grandeurs du premier ordre.

Au-dessus de la canopée, la légère différence d'environ 5% observée sur les profils verticaux peut avoir plusieurs explications. La première, qui est la plus plausible, est que nous n'avons

pas suffisamment d'échantillons temporels dans le cas $LV_{S6.5} - LD$ pour atteindre la convergence statistique de l'écoulement qui permet de gommer la persistance des grandes structures dans l'écoulement moyen. L'étude comparative des grandeurs du second ordre nous éclairera sur la convergence de l'écoulement au sens statistique. Rappelons par ailleurs qu'un bon critère dans le cas des écoulements turbulents sur fond hydrauliquement rugueux est celui basé sur le profil des tensions dispersives qui quantifie les variations spatiales de la vitesse moyenne temporelle. La deuxième raison serait que c'est dans zone de pleine eau, la taille des structures les plus énergiques est plus importante comme en atteste l'étude réalisée en série par Cheng & Castro (2006). C'est aussi dans cette zone que nous observons des écoulements secondaires dont l'intensité augmente avec la taille du domaine de calcul. Pour compléter cette discussion, une étude comparative des spectres d'énergie cinétique turbulente sera présentée dans la section(4.4.5) pour des deux simulations numériques $LV_{S6.5} - LD$ et $LV_{S6.5}$. La troisième raison est que l'hypothèse qui consiste à prendre de façon équivalente le nombre d'échantillons spatio-temporels à la place du nombre d'échantillons temporels pour faire du traitement statistique est vérifiée, du moins pour les grandeurs du premier ordre. Cette hypothèse est basée sur le fait que l'écoulement est périodique à l'échelle du motif (de l'hémisphère).

4.4.3 TENSEURS

Les profils verticaux de l'énergie cinétique turbulente $E_{TKE}(m^2/s^2)$, définie par (3.19) des deux simulations numériques $LV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5} - LD$ sont tracés sur la figure 3.21. Ils montrent que pour z/h inférieur à 3, la taille du domaine de calcul est sans influence sur l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement. Les différents profils verticaux de l'énergie cinétique turbulente et ses différentes composantes pour les trois cas étudiés ici se superposent. A partir de cette valeur de z/h , les profils se distinguent. Néanmoins, il est remarquable que dans le cas de la simulation numérique $LV_{S6.5}$, malgré des nombres d'échantillons temporelles différents ($100T$ dans le premier et $400T$ dans le second), les profils sont en bon accord. Ceci nous amène à penser que le temps d'établissement de la turbulence estimée à partir de l'évolution temporelle de E_{ct} (voir 3.10) et qui était pour la simulation $LV_{S6.5}$ d'environ $T_{et} = 200T$ est pertinente.

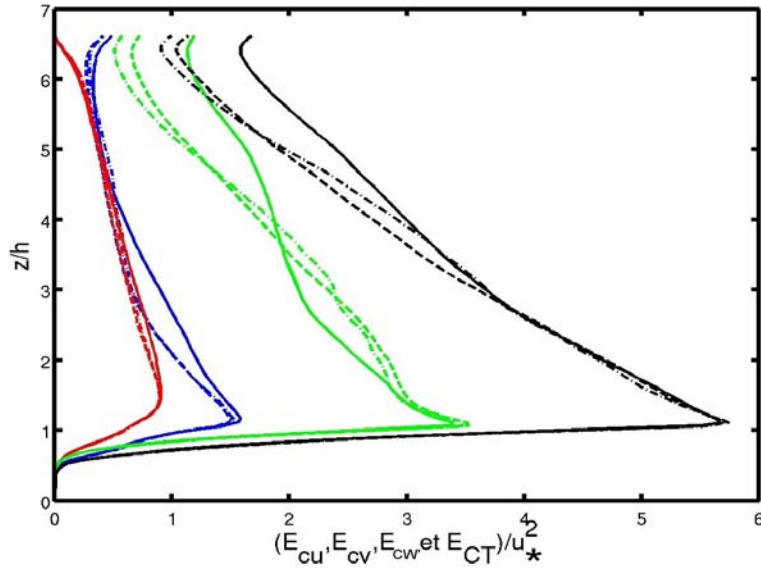


FIGURE 3.21: Profils verticaux de l'énergie cinétique turbulente ou Turbulent Kinetic Energy (TKE) en anglais et de ses contributions longitudinale (courbes couleurs vertes), transversale (courbes couleurs bleue) et verticale (courbes couleurs rouge) adimensionnés par la vitesse de frottement u_* . $LV_{S6.5\ 178-578T}$: --, $LV_{S6.5\ 178-278T}$: -.-, $LV_{S6.5} - LD$: -.

$$E_{TKE} = \frac{1}{2}(\langle \overline{u'^2} \rangle + \langle \overline{v'^2} \rangle) + \langle \overline{w'^2} \rangle \quad (3.19)$$

En outre nous remarquons que l'écart entre les profils verticaux de l'énergie cinétique turbulente E_{TKE} des deux cas étudiés est maximal au niveau de la surface libre (de l'ordre de 40%). L'analyse des profils verticaux des différentes contributions longitudinale $E_{cu} = \sqrt{\langle \overline{u'^2} \rangle}$, transversale $E_{cv} = \sqrt{\langle \overline{v'^2} \rangle}$ et verticale $E_{cw} = \sqrt{\langle \overline{w'^2} \rangle}$ dans l'énergie cinétique turbulente (figure 3.21) indique que cette différence est due à la contribution longitudinale. Cet écart trouve son explication dans le faible nombre d'échantillons temporels dont nous disposons pour la simulation numérique $LV_{S6.5} - LD$. En effet, même si, à l'image du profil vertical de vitesse longitudinale les grandeurs du premier ordre semblent bien converger au sens statistique (voir par exemple la figure 3.20), les grandeurs du second ordre ont des temps de convergence plus longs.

Les profils verticaux de l'intensité turbulente, donnée par les fluctuations turbulentes des différentes composantes de la vitesse, sont présentés sur la figure 3.22. Ces courbes présentent les mêmes comportements que ceux décrits ci-dessus. Elles permettent de quantifier, d'une part, les

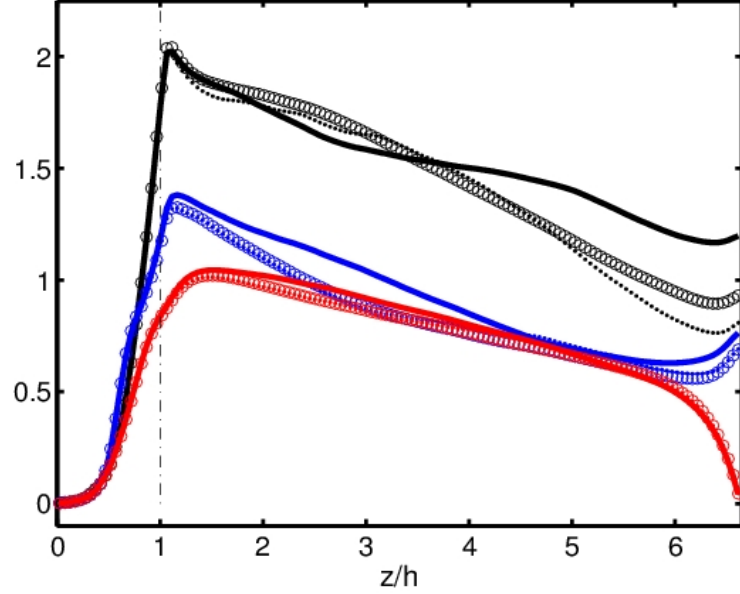


FIGURE 3.22: Profils verticaux des intensités turbulentes longitudinale $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ (courbes noires), transversale $\sqrt{\langle v'^2 \rangle}$ (courbes bleues) et verticale $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ (courbes rouges) des simulations numériques $LV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5} - LD$ adimensionnés par u_* . $LV_{S6.5178-278T}$: ..., $LV_{S6.5178-578T}$: ooo et $LV_{S6.5} - LD$: -

relations de supériorité entre les différentes *r.m.s* des fluctuations turbulentes ($\sqrt{\langle u'^2 \rangle} > \sqrt{\langle v'^2 \rangle}$ et $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} > \sqrt{\langle w'^2 \rangle}$). On remarque que l'approche de la surface libre entraîne une redistribution de $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ vers $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ et $\sqrt{\langle v'^2 \rangle}$. Ceci est visible sur la figure 3.22 où $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ chute brusquement à l'approche de la surface libre ($z/h = 6.64$) tandis que $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ et $\sqrt{\langle v'^2 \rangle}$ augmentent. En dehors de la surface libre, cette redistribution est inversée, elle se fait de $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ vers $\sqrt{\langle v'^2 \rangle}$ et $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ par le terme de corrélation cisaillement-pression $\overline{(p'/\rho)(\partial u'_i/\partial x_i)}$ (2.61).

Sur la figure 3.23 sont tracés, respectivement, les profils verticaux de la contrainte totale $\langle \tau_{13} \rangle$ (figure (a)), de la tension de Reynolds $\langle u'w' \rangle$ (figure (b)), de la tension dispersive $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ (figure (c)) et de tension visqueuse $\nu \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z}$ (figure (d)) pour les trois cas étudiés dans ce chapitre. Toutes les grandeurs sont adimensionnées par la vitesse de frottement u_*^2 . Globalement les profils ne présentent pas de différences significatives. Les légères différences sur les profils de la tension dispersive $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ au-dessus de la canopée s'expliquent par le fait que nous n'avons pas suffisamment d'échantillons spatiotemporels dans les deux cas pour atteindre la convergence au sens statistique.

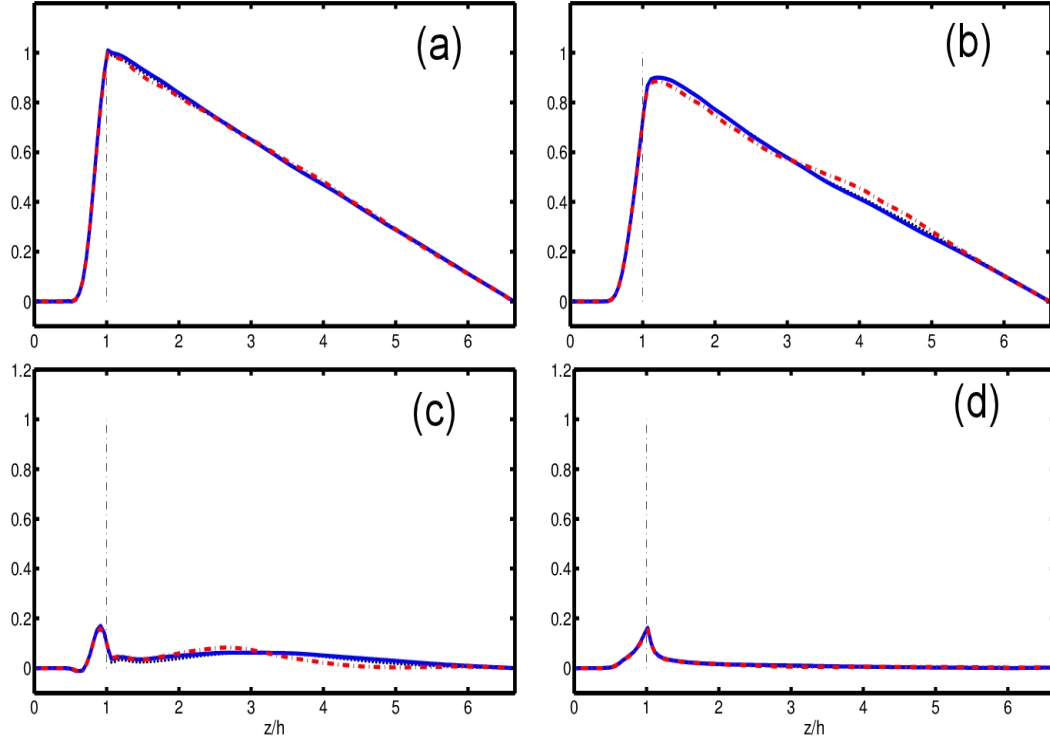


FIGURE 3.23: Profils verticaux de la contrainte totale $\langle \tau_{13} \rangle$ (a), de la tension des Reynolds $\overline{\langle u'w' \rangle}$ (b) de la tension dispersive $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ (c) et de tension visqueuse $\nu \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z}$ (d) des simulations numériques $LV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5} - LD$ adimensionnés par u_* . $LV_{S6.5178-278T}$: \cdots , $LV_{S6.5178-578T}$: \dots et $LV_{S6.5} - LD$: $-$

4.4.4 PARAMÈTRES DE PAROI

La caractérisation de l'écoulement près du fond repose généralement sur une description de la loi logarithmique, pour laquelle on a besoin de trois paramètres, la vitesse de frottement u_* , la hauteur de déplacement d et la longueur de rugosité z_0 (la rugosité hydraulique k_s). Dans cette étude, et en accord avec Florens (2010), la valeur de u_* a pu être estimée à partir de 3 méthodes : à partir de la valeur maximale de la tension de Reynolds (u_{max}^*), par extrapolation de la loi linéaire de la contrainte totale en $z = h$ ($u_{z=h}^*$) (valeur utilisée par défaut pour normaliser les grandeurs turbulentes), et enfin par extrapolation de la loi linéaire de la contrainte totale au fond (u_τ^*). Ensuite les valeurs de d et z_0 sont déduites directement de la pente et de l'ordonnée à l'origine de la droite de régression linéaire obtenue à partir du profil logarithmique de vitesse :

$$e^{\kappa \frac{\langle \bar{u} \rangle}{u_*}} = \frac{z - d}{z_0} \quad (3.20)$$

La méthode choisie dans ce travail est celle présentée dans Florens (2010). Elle consiste à laisser libre l'intervalle d'ajustement du profil de vitesse et prendre l'intervalle qui minimise l'erreur sur la pente de régression linéaire du profil de vitesse. Dans le tableau 3.2, sont montrées

Paramètres loi logarithmique	$LV_{A6.5}(178-578T)$	$LV_{S6.5} - LD(178-278T)$	$LV_{S6.5}(178-278T)$
$u_\tau^*(cms^{-1})$	0.85	0.85	0.86
$u_{z=h}^*(cms^{-1})$	0.78	0.78	0.79
$u_{max}^*(cms^{-1})$	0.74	0.73	0.75
$z_{loi\log}^{up}/h$	1.21	1.21	1.21
d/h	0.91	0.91	0.90
z_0/h	0.022	0.021	0.022
k_s/h	0.70	0.70	0.72

TABLE 3.2: *Comparaison des paramètres de paroi obtenus pour les différentes simulations numériques : u_p^* est la vitesse de frottement qui sert à imposer le gradient de pression, Re_* le nombre de Reynolds Rugueux, $u_{z=h}^*$ la valeur de la vitesse de frottement qui sert en mettre en évidence la similarité de l'écoulement et calculée à partir de la contrainte totale $\tau_{13}(z = h)$, la hauteur de déplacement d/h , l'origine de la loi logarithmique $z_0/h = e^{-\kappa Ar} k_s/h$, la rugosité hydraulique k_s/h et la limite supérieur de la loi logarithmique $z_{loi\log}^{up}/h$.*

les différentes valeurs obtenues avec les différentes méthodes proposées par Florens (2010). L'analyse des paramètres de paroi montre que, pour la même méthode d'estimation, les valeurs de paramètres de paroi et de la loi logarithmique ne sont pas influencées par la taille du domaine de calcul.

4.4.5 SPECTRE D ÉNERGIE

Les différents spectres unidimensionnels (dans la direction longitudinale) d'énergie cinétique turbulente pour les simulations numériques $LV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5} - LD$, à différentes hauteurs du domaine de calcul (incluant l'intérieur de la zone logarithmique) sont présentés sur la figure 3.24. Pour l'ensemble des spectres, nous avons détecté une pente en $\kappa^{-5/3}$. Ce qui traduit une turbulence complètement établie pour les deux simulations numériques. On peut donc conclure le processus de dissipation de l'énergie cinétique est indépendant des échelles extérieures c'est-à-dire vitesse caractéristique, taille caractéristique du domaine considéré ou encore de la viscosité

du milieu étudié.

Pour les spectres unidirectionnels calculés au-dessus la zone logarithmique $z/h > 2$, on observe un nombre d'onde de plus pour la simulation numérique $LV_{S6.5} - LD$ dans les petits nombres d'ondes. Ce qui nous amène à penser qu'il y a plus de production d'énergie turbulente dans le cas de la $LV_{S6.5} - LD$ et donc les tourbillons sont de tailles plus importantes pour cette dernière que pour la simulation numérique $LV_{S6.5}$. Ce qui nous paraît tout à fait logique car c'est la taille du domaine qui limite la taille des plus grandes structures cohérentes de la turbulence. Pour les spectres unidirectionnels calculés dans la zone logarithmique $z/h < 2$, nous avons le même nombre de nombres d'ondes pour les deux simulations numériques avec une nette augmentation de la zone inertielle d'une part, et des échelles de dissipation plus importantes dans le cas de la simulation numérique $LV_{S6.5} - LD$ que dans $LV_{S6.5}$. Dans l'espace spectral, on peut dire que de manière générale, la taille du domaine de calcul influence le spectre d'énergie. Pour les valeurs de z/h inférieures à 3, cette influence n'est ressentie que par les échelles extérieures ce qui fait que nous n'avons aucune différence sur toutes les grandeurs caractéristiques de l'écoulement dans cette zone. Par ailleurs, dans la partie basse des différents spectres, on observe un repliement du spectre. Ceci est la conséquence d'un phénomène connu en traitement du signal qu'on appelle "recouvrement de spectre" ou "aliasing". L'utilisation d'une transformée de Fourier discrète (du logiciel MATLAB²) pour le calcul de spectres de signaux discrets et périodiques, fait que, en vertu du théorème de Nyquist-Shannon, il n'est pas possible de calculer les modes de Fourier qui ont une longueur d'onde inférieure à $(2\Delta x)$ (où Δx la résolution spatiale), appelée longueur d'onde de Nyquist-Shannon. Du fait de la symétrie des signaux l'énergie des nombres d'onde inférieurs au nombre d'onde de Nyquist-Shannon est transférée au-dessus de celui-ci d'où le repliement observé.

2. www.mathworks.fr

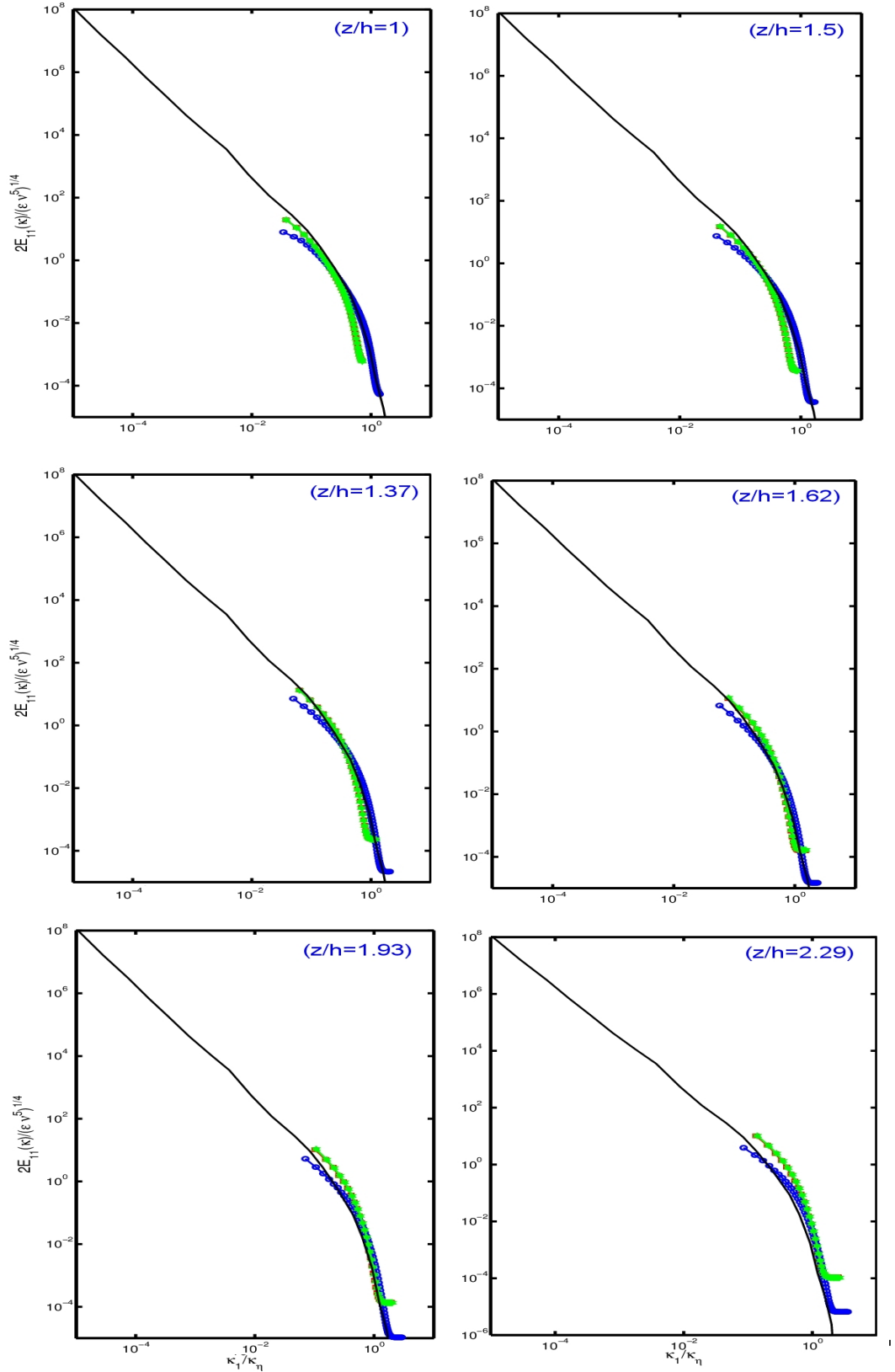


FIGURE 3.24: Spectres unidirectionnels $E_{11}(\kappa_1)$ (adimensionné par $(\epsilon\nu^5)^{1/4}$) en fonction du nombre d'onde κ_1 (adimensionné par le nombre d'onde de Kolmogorov κ_η) des simulations $LV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5} - LD$ à différentes hauteurs. $LV_{S6.5178-578T}$: $\diamond - \diamond$, $LV_{S6.5178-278T}$: $\square - \square$, $LV_{S6.5} - LD$: ooo et la courbe théorique de Pao (1965) en trait continu

5 CONCLUSION DU CHAPITRE

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons décrit l'approche numérique retenue pour répondre aux objectifs de la thèse. Le code numérique Jadim utilisé ici s'appuie sur une résolution directe des équations tri-dimensionnelles de Navier-Stokes avec une méthode de type volume fini couplée à une méthode de frontières immergées bien adaptée à la modélisation des écoulements turbulents sur un fond recouvert de macro-rugosités. Nous avons validé la capacité du code à modéliser les écoulements turbulents de type "couche limite de rivière" avec/sans transfert de scalaire passif. La stratégie de la validation est basée sur la comparaison des résultats de Jadim à d'autres résultats numériques et expérimentaux, dans le cas d'un écoulement de couche limite rugueuse (canopée urbaine) et de transfert de scalaire passif à la surface d'un cylindre. La comparaison des grandeurs du premier et second ordre a montré de bons accords entre les différents résultats.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la validation de la méthodologie. Il s'agit d'une section dans laquelle nous avons décrit l'influence de certains aspects, peu souvent abordés dans la littérature, à savoir le temps d'établissement de la turbulence, la convergence statistique et la taille du domaine de calcul sur les grandeurs simulées. Les différents résultats obtenus au moyen de plusieurs simulations numériques montrent l'importance de ces aspects et la nécessité d'en tenir compte dans le cas des simulations numériques de couche limite turbulente hydrauliquement rugueuse. Pour estimer le temps nécessaire à l'établissement de la turbulence, la méthode basée sur l'évolution temporelle de l'énergie cinétique moyennée dans tout le domaine est la mieux adaptée et est choisie comme critère dans la suite. Pour la convergence statistique des grandeurs simulées, le critère que nous avons choisi est celui basé sur le profil vertical de la tension dispersive qui doit être très faible voir nulle au-dessus de la canopée. Et enfin, l'étude de l'influence de la taille du domaine de calcul a montré que, dans le cadre de notre étude, nous ne résolvons pas toutes les grandes échelles de la turbulence, mais que ceci n'est pas gênant pour décrire la dynamique de la zone proche paroi qui nous intéresse.

LE RÔLE DES CONDITIONS LOCALES DE L'ÉCOULEMENT DANS LE DÉVELOPPEMENT DU BIOFILM

Sommaire

1	INTRODUCTION	89
2	PRÉSENTATION DES SIMULATIONS	89
3	STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT AU-DESSUS DE LA CANOPÉE COM- POSÉE D'HÉMISPÈRES	94
3.1	CHAMPS DE VITESSE	94
3.1.1	CHAMPS INSTANTANÉS DE VITESSE	94
3.1.2	CHAMPS DE VITESSE MOYENNE	96
3.2	EFFETS DE LA FORME DU FOND	98
3.3	EFFETS DU NOMBRE DE REYNOLDS	102
3.4	EFFETS DU CONFINEMENT	102
4	LE RÔLE DES CONDITIONS LOCALES DE L'ÉCOULEMENT DANS LE DÉVELOPPEMENT DU BIOFILM	105
4.1	ABSTRACT	106
4.2	INTRODUCTION	107
4.3	MATERIALS AND METHODS	110
4.3.1	EXPERIMENTS	110

4.3.2	NUMERICAL SIMULATIONS	113
4.3.3	DOUBLE-AVERAGING METHOD	117
4.4	RESULTS	119
4.4.1	TURBULENT BOUNDARY LAYER ABOVE THE HEMISPHERES .	119
4.4.2	THREE-DIMENSIONAL FLOW TOPOLOGY NEAR THE HEMIS- PHERES	121
4.4.3	COLONIZATION PATTERNS	126
4.5	DISCUSSION	128
4.6	CONCLUSIONS	134
4.7	AKNOWLEDGEMENTS	135
5	CONCLUSION DU CHAPITRE	136

1 INTRODUCTION

Lors des expériences réalisées en laboratoire (voir Moulin et al. (2008) et Graba et al. (2010)), la topologie très spécifique de la distribution du biofilm sur les hémisphères disposés en configuration "alignée" et "décalée" (voir figures 2.14 et 2.15), semble dépendre des conditions locales de l'écoulement. Dans cette zone très proche du fond et inaccessible aux mesures par Vélocimétrie par Image de Particules (P.I.V), le rôle de conditions locales dans le développement du biofilm pendant les phases de colonisation et de croissance initiale est étudié au moyen de simulations numériques. Le travail a consisté à réaliser les simulations numériques équivalentes aux configurations expérimentales de Moulin et al. (2008) et Graba et al. (2010), d'une part, et d'autres simulations numériques directes des mêmes configurations spatiales destinées à étudier les effets du nombre de Reynolds rugueux, du confinement et de la configuration du fond.

Dans la première partie de ce chapitre, nous étudierons la structure globale de la couche limite et l'influence du nombre de Reynolds rugueux, du confinement et de l'alignement des hémisphères constituant le fond par rapport à la direction de l'écoulement sur les grandeurs turbulentes caractéristiques. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous étudierons le rôle des conditions locales de l'écoulement proche de la paroi dans la colonisation du substrat par le biofilm.

2 PRÉSENTATION DES SIMULATIONS

Ici, nous présentons les résultats obtenus dans le cas de simulations numériques d'une couche limite pleinement turbulente sur fond composé d'hémisphères (représentatif d'un lit de fleuve). Une description statistique des grandeurs turbulentes du premier et du second ordre est systématiquement faite et l'influence du nombre de Reynolds rugueux Re_* , de la configuration du fond (hémisphères décalées ou alignées) et du confinement $\alpha = h/D$ sur ces grandeurs est aussi étudiée.

Les résultats présentés ici sont issus de cinq simulations numériques (présentées dans l'annexe de ce manuscrit). Toutes les rugosités hydrauliques k_s^+ sont supérieures à 150, ce qui nous permet de considérer que le fond est hydrauliquement rugueux. Les temps de simulations sont

suffisamment longs pour obtenir, dans tous les cas, des écoulements pleinement turbulents. Le nombre d'échantillons temporels pour faire l'étude statistique est, dans tous les cas, supérieur à $400T$ (où T est le temps caractéristique de retournement des tourbillons). La figure 4.1 présente la géométrie (vue 3D et vue de dessus) du domaine de calcul. Pour l'ensemble des simulations numériques, la géométrie est la même. Pour la configuration d'hémisphère "décalée" ($LV_{S6.5}$, $IV_{S6.5}$, $IV_{S4.35}$), l'écoulement est suivant la direction x de la figure 4.1, et pour la configuration d'hémisphère "alignée" ($IV_{A6.5}$ et $LV_{A6.5}$) l'écoulement est orienté à 90 degrés (c'est-à-dire dans la direction y de la figure 4.1). Les paramètres des différentes simulations sont présentés dans les tableaux 4.1 et 4.2.

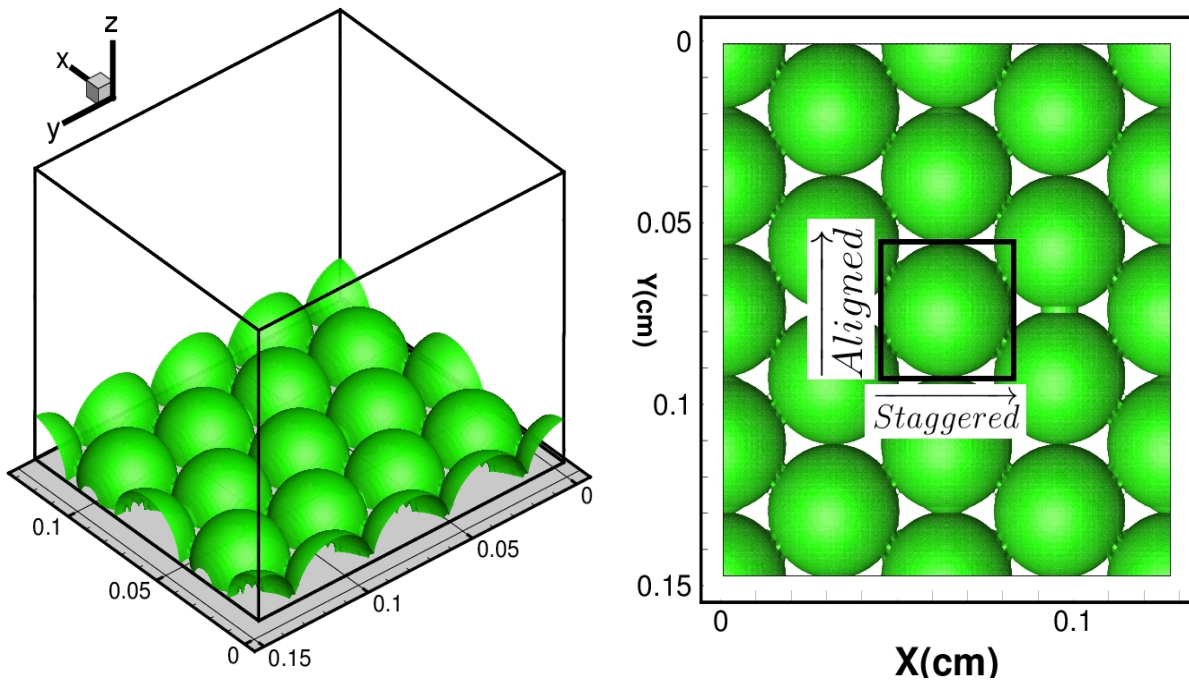


FIGURE 4.1: Géométrie du domaine de calcul. (a) vue 3D et (b) vue de dessus. Les hémisphères ont un rayon r .

Les noms des simulations numériques sont définis par rapport aux configurations expérimentales de Graba et al. (2010) et de Moulin et al. (2008). Les noms sont donnés par $(I, L) - V_{F-R}$, avec I pour "Intermediate" et L pour "Low", V=Velocity; F=A ou S pour respectivement "Aligned" et "Staggered"; et R le rapport de forme D/h . Les simulations numériques peuvent être classées en fonction de leurs nombres de Reynolds rugueux Re_* (ou de la rugosité hydraulique k_s^+), du confinement $\alpha = h/D$ et enfin en fonction de la configuration du fond. Pour étudier l'influence du confinement, les résultats des simulations numériques $IV_{S6.5}$ sont comparés à ceux de $IV_{S4.35}$. Ces simulations numériques ont des Re_* relativement proches et des nombres de

TABLE 4.1: Paramètres de contrôle des différentes simulations numériques.

Simulations	Paramètres	Symboles	Valeurs	Unités
$IV_{S4.35}$	Nombres de mailles	$N_x \times N_y \times N_z$	$128 \times 144 \times 128$	-
	Taille du domaine	$L_x \times L_y \times L_z$	$7h \times 8h \times 4.354h$	m
	Temps d'établissement de la turbulence	-	100T	s
	Nombre d'échantillons temporels	N	496	-
	Temps de retournement des tourbillons	T	0.71	s
	Vitesse de frottement numérique	u_p^*	2.15	cm/s
$IV_{S6.5}$	Nombres de mailles	$N_x \times N_y \times N_z$	$140 \times 160 \times 204$	-
	Taille du domaine	$L_x \times L_y \times L_z$	$7h \times 8h \times 6.64h$	m
	Temps d'établissement de la turbulence	-	100T	s
	Nombre d'échantillons temporels	N	464	-
	Temps de retournement des tourbillons	T	0.71	s
	Vitesse de frottement numérique	u_p^*	2.61	cm/s
$IV_{A6.5}$	Nombres de mailles	$N_x \times N_y \times N_z$	$144 \times 128 \times 188$	-
	Taille du domaine	$L_x \times L_y \times L_z$	$8h \times 7h \times 6.64h$	m
	Temps d'établissement de la turbulence	-	100T	s
	Nombre d'échantillons temporels	N	500	-
	Temps de retournement des tourbillons	T	0.76	s
	Vitesse de frottement numérique	u_p^*	2.42	cm/s

confinement très différents. Pour étudier les effets du nombre de Reynolds rugueux sur l'écoulement, les résultats de $IV_{S6.5}$ sont comparés à ceux de $LV_{S6.5}$. Ces deux simulations ont le même nombre de confinement mais des nombres de Reynolds rugueux différents, 2.61 et 0.85 pour respectivement $IV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5}$. La comparaison des résultats de $LV_{S6.5}$ et $LV_{A6.5}$ d'une part et de $IV_{S6.5}$ et $IV_{A6.5}$ d'autre part permettent d'étudier l'influence de la configuration du fond sur l'écoulement, respectivement à faible et moyenne vitesse de frottement par rapport aux expériences de Moulin et al. (2008).

A la différence de $LV_{S6.5}$ et de $LV_{A6.5}$, les maillages des simulations numériques $IV_{S6.5}$, $IV_{S4.35}$ et $IV_{A6.5}$ sont irréguliers. Ils ont été adaptés de sorte à toujours résoudre les échelles spatiales inférieures à 8η (avec η une estimation de l'échelle de Kolmogorov) pour des hauteurs

Simulations	Paramètres	Symboles	Valeurs	Unités
$LV_{S6.5}$	Nombres de mailles	$N_x \times N_y \times N_z$	$88 \times 96 \times 138$	-
	Taille du domaine	$L_x \times L_y \times L_z$	$7h \times 8h \times 6.64h$	m
	Temps d'établissement de la turbulence	-	200T	s
	Nombre d'échantillons temporels	N	600	-
	Temps de retournement des tourbillons	T	2.17	s
	Vitesse de frottement numérique	u_p^*	0.85	cm/s
$LV_{A6.5}$	Nombres de mailles	$N_x \times N_y \times N_z$	$96 \times 88 \times 138$	-
	Taille du domaine	$L_x \times L_y \times L_z$	$8h \times 7h \times 6.64h$	m
	Temps d'établissement de la turbulence	T_{et}	200T	s
	Nombre d'échantillons temporels	N	600	-
	Temps de retournement des tourbillons	T	2.17	s
	Vitesse de frottement numérique	u_p^*	0.85	cms^{-1}
Viscosité cinématique		ν	1.002×10^{-6}	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Densité volumique		ρ	1000	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Hauteur des hémisphères		h	1.85	cm

TABLE 4.2: Suite du tableau 4.1.

$z/h > 1.5$. Dans la canopée, c'est-à-dire $z/h < 1.5$, la taille des mailles est d'environ 6η dans les directions longitudinale et transversale et environ 4η dans la direction verticale. Dans la région de la surface libre, nous avons des tailles de maille de l'ordre de $3/5$ fois la longueur visqueuse ν/u_* . En effet, la hauteur de la couche limite de surface libre est estimée à trois fois cette échelle caractéristique de longueur ν/u_* (cf Calmet (1995)), ainsi, au moins 5 points se trouvent dans la couche limite de surface libre. Pour les simulations numériques $LV_{S6.5}$ et $LV_{A6.5}$, le maillage est régulier et la résolution spatiale est estimée à environ 4η dans toutes les directions. La valeur de η est obtenue à partir de la formule définie plus haut et rappelée ici :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4} \quad (4.1)$$

Dans cette formule ν est la viscosité cinématique. Le taux de dissipation ϵ peut être obtenu en supposant un équilibre entre la dissipation et production turbulente [Coceal et al. (2006)]. Et dans le cas d'une couche cisailée, la production est donnée par $P = \langle \overline{u w} \rangle (\partial \langle \overline{u} \rangle / \partial z)$,

ce qui permet d'estimer η par :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\langle \overline{u w} \rangle (\partial \langle \overline{u} \rangle / \partial z)} \right)^{1/4} \equiv \left(\frac{\nu^3}{u_*^2 (\partial \langle \overline{u} \rangle / \partial z)} \right)^{1/4} \quad (4.2)$$

Il est important de rappeler qu'il existe d'autres manières de calculer le taux de dissipation ϵ , et donc d'obtenir l'échelle de Kolmogorov η . Outre la première méthode proposée par Coceal et al. (2006), discutée juste au-dessus, il existe la méthode directe qui consiste à utiliser les équations de la dissipation turbulente (méthode (2)) ou de la pseudo-dissipation (méthode (3)) et la méthode spectrale plébiscitée par Nezu & Nakagawa (1993) (méthode (4)).

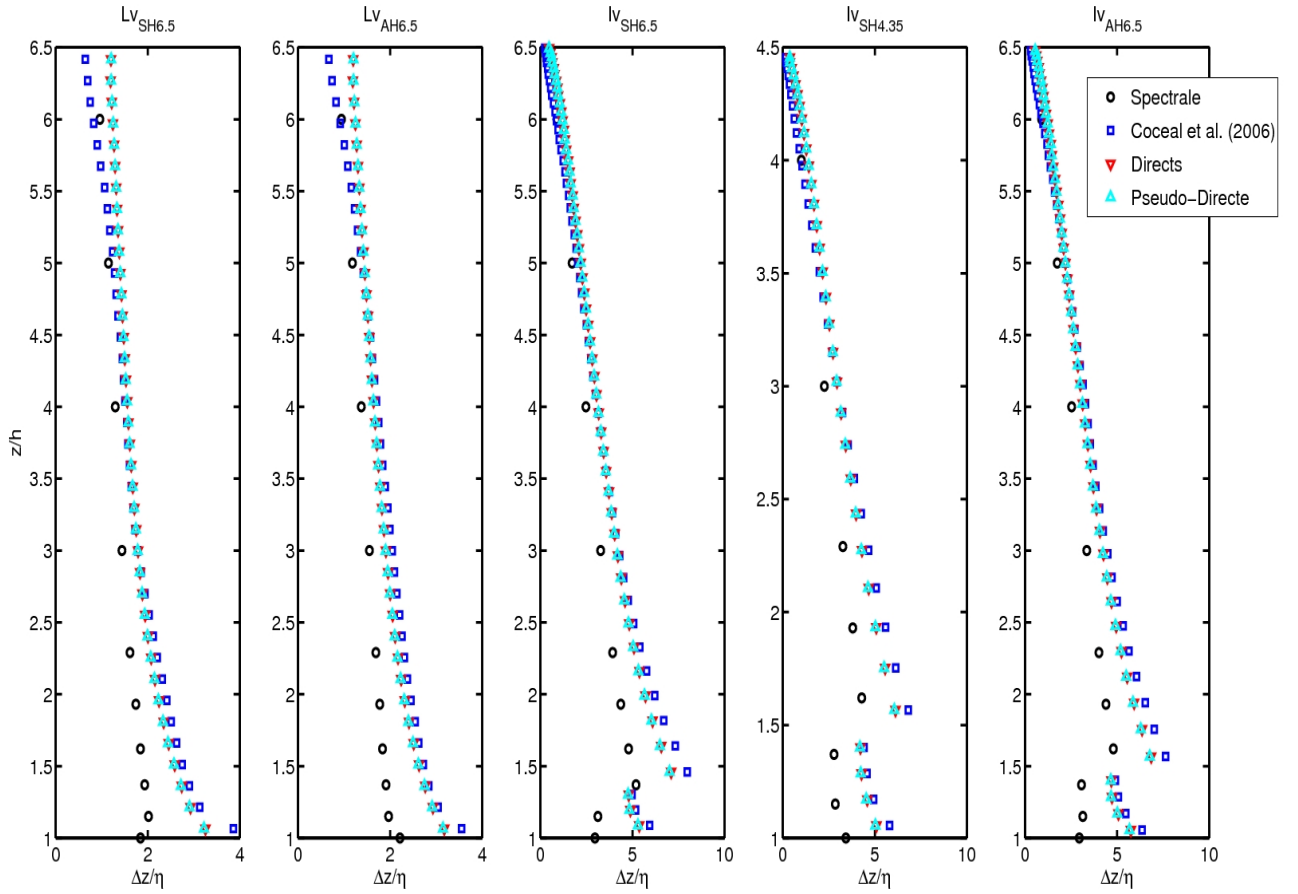


FIGURE 4.2: Comparaison des profils verticaux de la résolution spatiale verticale Δz normalisés par l'échelle de Kolmogorov η , pour les différentes simulations numériques. Ces profils sont obtenus par les quatre méthodes citées dans le texte.

La figure 4.2 présente les profils verticaux de la résolution spatiale verticale Δz normalisés par l'échelle de Kolmogorov η , pour les différentes simulations numériques. η est calculé par les quatre méthodes. Pour les méthodes directes (2) et (3), les valeurs de ϵ sont obtenues

par calculs directs à partir des grandeurs doublement moyennées. Pour la méthode (1), ϵ est calculée à partir du profil doublement moyennée de la tension de Reynolds $\langle \overline{uw} \rangle$. Pour la méthode spectrale, le taux de dissipation est calculé obtenu à partir du spectre unidirectionnel longitudinal $E_{11}(\kappa)$ dans la partie correspondant à la pente $\kappa^{-5/3}$ (cf figure 2.12).

Les quatre méthodes donnent des valeurs de l'échelle de Kolmogorov η relativement proches. Ces résultats montrent que la méthode (1) basée sur l'hypothèse d'un équilibre entre la dissipation et production turbulente donne une bonne estimation de l'échelle de Kolmogorov et présente aussi l'avantage de majorer les résultats des trois autres méthodes. Cette méthode présente aussi l'avantage de pouvoir estimer η à priori, car le gradient de vitesse $\partial \langle \bar{u} \rangle / \partial z$ peut être estimé à partir de u_* et des paramètres de la loi logarithmique k_s et d .

3 STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT AU-DESSUS DE LA CANO-PÉE COMPOSÉE D'HÉMISPÈRES

3.1 CHAMPS DE VITESSE

3.1.1 CHAMPS INSTANTANÉS DE VITESSE

Avant de présenter les champs de vitesse de l'écoulement moyen, on s'intéresse d'abord aux champs de vitesse instantanés. Il n'est présenté ici que les champs verticaux $(u - w)$ mesurés sur toute la hauteur. Sur les figures 4.3 et 4.4 sont présentés respectivement les champs de vitesse instantanés sur toute la hauteur en différents plans y/h pour les simulations numériques $LV_{S6.5}$ et $LV_{A6.5}$. Les champs de vitesse sont adimensionnés par u_* et multipliés par un facteur égal à 1/20 pour plus de clarté. L'absence de vecteur, caractérisé par les points, est synonyme de présence d'obstacles (de hémisphères). On remarque que l'écoulement se fait principalement dans la direction longitudinale mais l'écoulement est tridimensionnel. Pour tous les plans, on remarque que pour des hauteur $z/h < 1$, le fluide contourne les hémisphères et le champ instantané de vitesse reste faible. Vers $z/h = 1$, on trouve une zone de forte turbulence avec une répétitivité de l'écoulement dont la longueur d'onde équivalente est à celle de la hauteur h des rugosités.

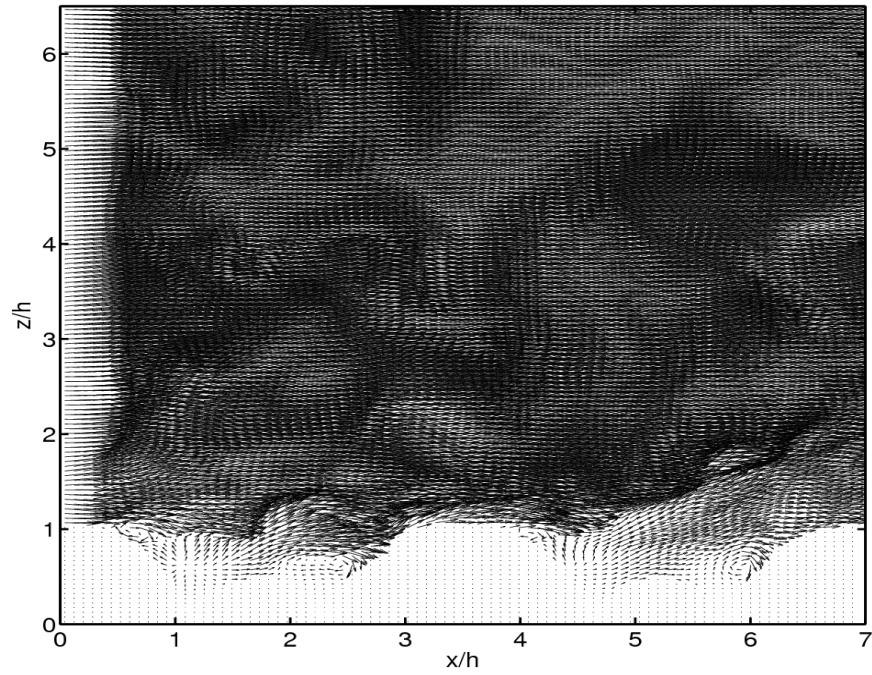


FIGURE 4.3: *Champs de vecteurs vitesse instantanés ($u - w$) dans le plan vertical $y/h = 0.5$ pour la simulation numérique $LV_{S6.5}$.*

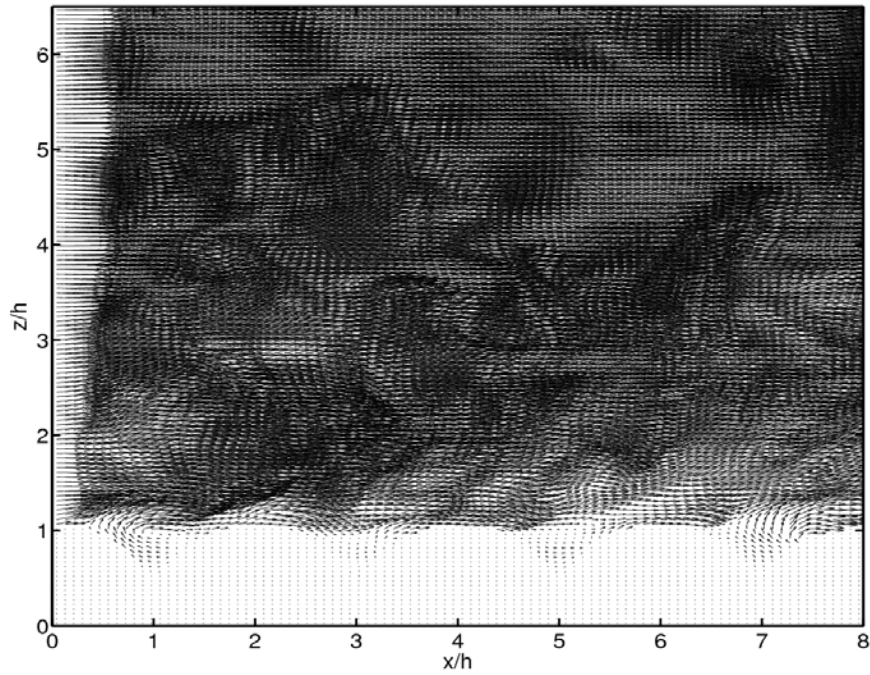


FIGURE 4.4: *Comme la figure 4.3 pour la simulation numérique $LV_{A6.5}$.*

3.1.2 CHAMPS DE VITESSE MOYENNE

Sur les figures 4.5 sont présentés les champs de vecteurs vitesse $(\bar{u} - \bar{w})$ et $(\bar{u} - \bar{v})$ moyennés en temps et en motif (voir le cadre représenté dans la vue de dessus du domaine de calcul de la figure 4.1), adimensionnés par u_* et multipliés par un facteur (égal à $1/20$) pour plus de clarté. Le motif de base, l'hémisphère est représenté en (). Les résultats présentés sont ceux des simulations numériques $LV_{A6.5}$ et $LV_{S6.5}$.

Pour des hauteurs $z/h > 1$, l'écoulement moyen fait apparaître une zone de grande vitesse juste au sommet des hémisphères pour les deux configurations (décalée et alignée) (cf figures 4.5(a) et (d)). Cette sur-vitesse est due au contournement des hémisphères par le fluide mais elle est plus importante dans le cas où les hémisphères sont en configuration décalée. Pour $z/h < 1$, on voit aussi tout autour de l'hémisphère que le contournement de l'obstacle par le fluide entraîne une sur-vitesse (cf figures 4.5(b) et (c)) qui est plus importante dans le cas où les obstacles sont alignés que dans le cas où ils sont en position décalée.

Pour la configuration alignée, figures 4.5(a) et (b) de la simulation numérique $LV_{A6.5}$, le champ moyen $(u - w)$ présente deux zones de recirculations en amont et à l'aval de l'hémisphère dans la partie supérieure de celle-ci ($0.5 < z/h < 1$) de taille $h/2$. Ceci est la conséquence de l'alignement des hémisphères. Au voisinage immédiat de l'hémisphère, la vitesse est plus faible dans la zone de recirculation amont. Les tourbillons contra-rotatifs de part et d'autre de l'hémisphère montrent qu'il s'agit d'un anneau tourbillonnaire de part et d'autre de l'hémisphère et indique la présence de deux points d'arrêt avec une ligne d'arrêt sur la surface amont de l'hémisphère.

Pour la configuration décalée (simulation numérique $LV_{S6.5}$), dont les résultats sont présentés dans les figures 4.5(c) et (d), le champ moyen permet de voir une grande zone de recirculation de taille h en aval de l'hémisphère, un point d'arrêt en $z/h = 0.6$ et une seconde zone de recirculation amont de taille $h/2$. Dans la zone de recirculation aval la vitesse est faible au voisinage immédiat de l'hémisphère. On note aussi l'absence de tourbillons contra-rotatifs dans les zones de recirculation.

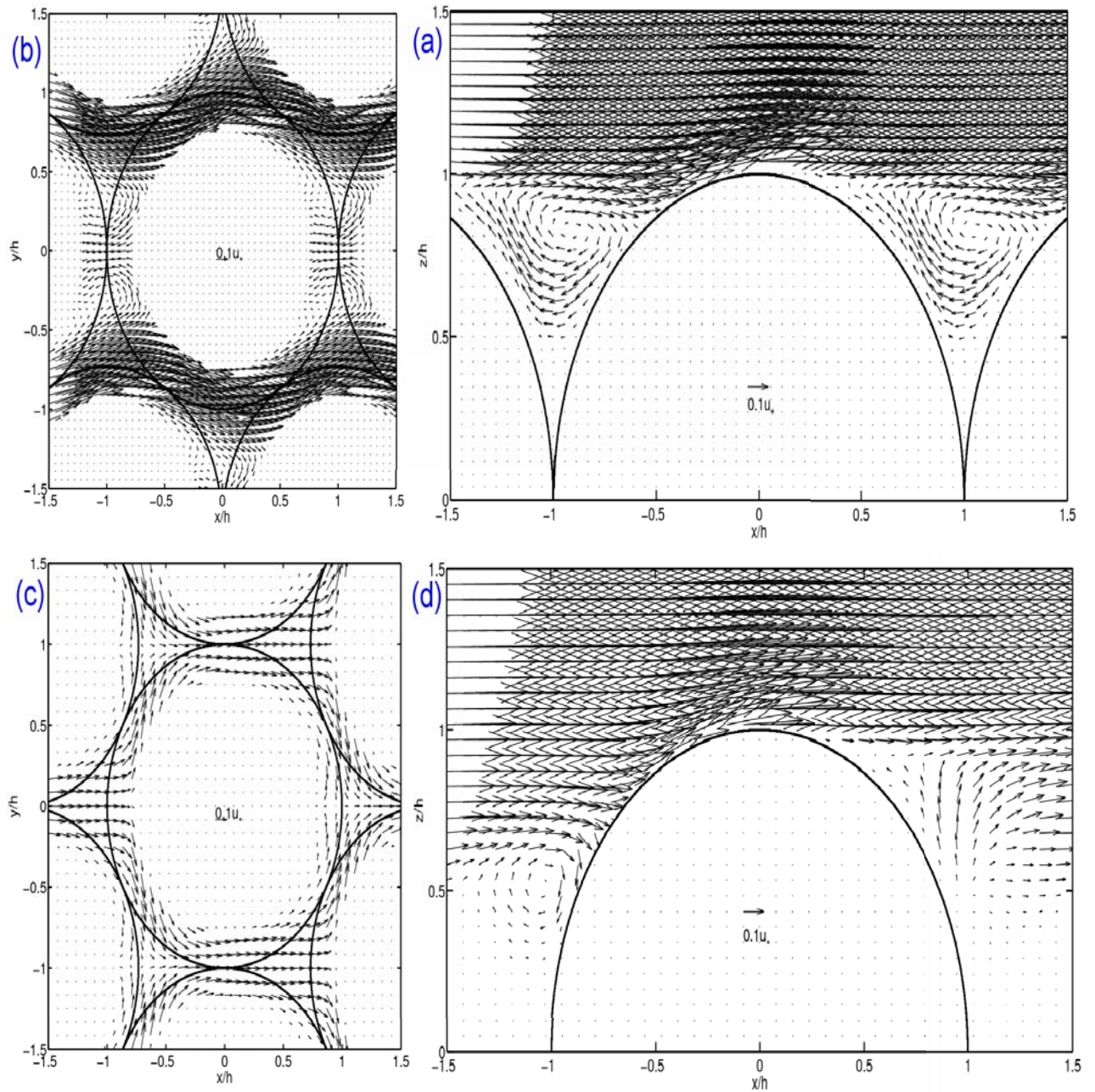


FIGURE 4.5: Champs de vitesses moyennées en temps et en motif. **(a)** et **(b)** représentent $(\bar{u} - \bar{w})$ et $(\bar{u} - \bar{v})$ respectivement en $y/h = 1$ et en $z/h = 0.5$ pour la simulation numérique $LV_{A6.5}$. **(d)** et **(c)** représentent respectivement $(\bar{u} - \bar{w})$ et $(\bar{u} - \bar{v})$ en $y/h = 1$ et en $z/h = 0.5$ pour la simulation numérique $LV_{S6.5}$. Les champs de vitesses sont adimensionnés par $u_*/20$ pour plus de clarté.

3.2 EFFETS DE LA FORME DU FOND

L'étude de la structure de l'écoulement présenté ci-dessus a permis de montrer que la forme du fond influence de façon significative l'écoulement moyen dans la canopée dans le cas des écoulements turbulents si le fond est hydrauliquement rugueux, c'est-à-dire pour des nombres de $k_s^+ > 150$. Dans cette partie, nous allons nous intéresser à une description statistique des grandeurs turbulentes du premier et du second ordre. Les effets de la position décalée ou alignée des obstacles (hémisphères) qui constituent le fond rugueux sont étudiés pour un faible nombre de Reynolds rugueux, $Re_* = 158$ pour $LV_{S6.5}$ et $LV_{A6.5}$ et un nombre de Reynolds rugueux moyen, $Re_* = 450$ et 480 pour respectivement $IV_{S6.5}$ et $IV_{A6.5}$.

Les figures 4.6 et 4.7 présentent les résultats obtenus respectivement pour les moyens et faibles nombres de Reynolds. Dans ces figures nous avons comparé des profils verticaux de quelques quantités turbulentes doublement moyennées et normalisées par u_* (pour les grandeurs du premier ordre) et u_*^2 (pour les grandeurs du second ordre). Pour toutes les simulations nous avons comparé les profils verticaux de la vitesse moyenne \bar{u}/u_* dans la Figure 4.6 (a,b) et Figure 4.7 (a,b); de la contrainte totale τ_{13}/u_*^2 , de la tension de Reynolds \overline{uw}/u_*^2 et de la tension dispersive $\overline{\tilde{u}\tilde{w}}/u_*^2$ dans la Figure 4.6 (c) et Figure 4.7 (c); ainsi que les profils verticaux des rms des différentes composantes de la vitesse longitudinale $\sqrt{\overline{u^2}}/u_*$, verticale $\sqrt{\overline{w^2}}/u_*$ et transversale $\sqrt{\overline{v^2}}/u_*$ dans la Figure 4.6 (d) et Figure 4.7 (d). Le tableau 4.3 présente les paramètres de paroi obtenus par les méthodes présentées par Florens (2010), pour les différentes simulations numériques. u_P^* est la vitesse de frottement basée sur le gradient de pression, Re_* le nombre de Reynolds Rugueux calculé à partir de u_P^* , $u_{*z=h}^*$ la valeur de la vitesse de frottement qui sert à mettre en évidence la similarité de l'écoulement et calculée à partir de la contrainte totale $\tau_{13}(z=h)$, la hauteur de déplacement d/h , l'origine de la loi logarithmique z_0/h , la rugosité hydraulique k_s/h et la limite supérieure de la loi logarithmique z_{loilog}^{up}/h .

Ces résultats montrent qu'à faible nombre de Reynolds rugueux, si les obstacles sont alignés, la hauteur apparente des rugosités, k_s , est plus importante, d'environ 14% par rapport au k_s obtenu si les obstacles sont décalés alors que u_* , d et z_{loilog}^{up} semblent être peu influencés par l'arrangement des hémisphères. Pour des Re_* moyens, seule la borne supérieure de la loi logarithmique enregistre des variations importantes (environ 35%) liées à la disposition des obs-

Paramètres loi logarithmique	$LV_{A6.5}$	$LV_{S6.5}$	$IV_{S6.5}$	$IV_{A6.5}$	$IV_{S4.35}$
$u_P^*(cms^{-1})$	0.86	0.86	2.6	2.4	2.1
Re_*	158	158	480	450	398
$u^*_{z=h}(cms^{-1})$	0.79	0.78	2.4	2.2	1.9
z_{loilog}^{up}/h	1.21	1.21	1.16	1.56	1.17
d/h	0.88	0.91	0.87	0.84	0.88
z_0/h	0.025	0.022	0.022	0.021	0.022
k_s/h	0.80	0.70	0.70	0.68	0.72

TABLE 4.3: Comparaison des paramètres de paroi obtenus pour les différentes simulations numériques : u_P^* est la vitesse de frottement qui sert à imposer le gradient de pression, Re_* le nombre de Reynolds Rugueux, $u^*_{z=h}$ la valeur de la vitesse de frottement qui sert à mettre en évidence la similarité de l'écoulement et calculée à partir de la contrainte totale $\tau_{13}(z = h)$, la hauteur de déplacement d/h , l'origine de la loi logarithmique z_0/h , la rugosité hydraulique k_s/h et la limite supérieure de la loi logarithmique z_{loilog}^{up}/h .

tacles constituant le fond. Cette borne est très petite dans le cas où les obstacles sont décalés. Et comme les résultats de Florens (2010), la zone logarithmique est située à l'intérieur de la sous couche rugueuse, estimée dans notre cas à $2h$ à partir des profils verticaux des tenseurs dispersifs.

L'analyse des résultats issus des grandeurs turbulentes du premier et du second ordre (voir Figures 4.6 et 4.7), montre que seule la contribution des tensions dispersives $\tilde{u}\tilde{w}$ dans la contrainte totale τ_{13} est sensible à la configuration du fond (Figure 4.6 (c) et 4.7 (d)). Nous avons enregistré des différences d'environ 10% et 20% entre les variations spatiales des moyennes temporelles, respectivement pour des Re_* moyens et faibles. Si Re_* est faible, la contribution de la tension dispersive est de 20% pour $LV_{S6.5}$ et de 40% pour $LV_{A6.5}$ en $z/h = 1$. On remarque par ailleurs que pour Re_* faible comme moyen, l'énergie cinétique turbulente longitudinale est plus faible si les obstacles sont décalés. Ceci est la conséquence d'une dispersion spatiale plus importante dans le cas où les obstacles sont alignés, donc une redistribution de l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement de u sur v et w (cf figure 4.7 (d)).

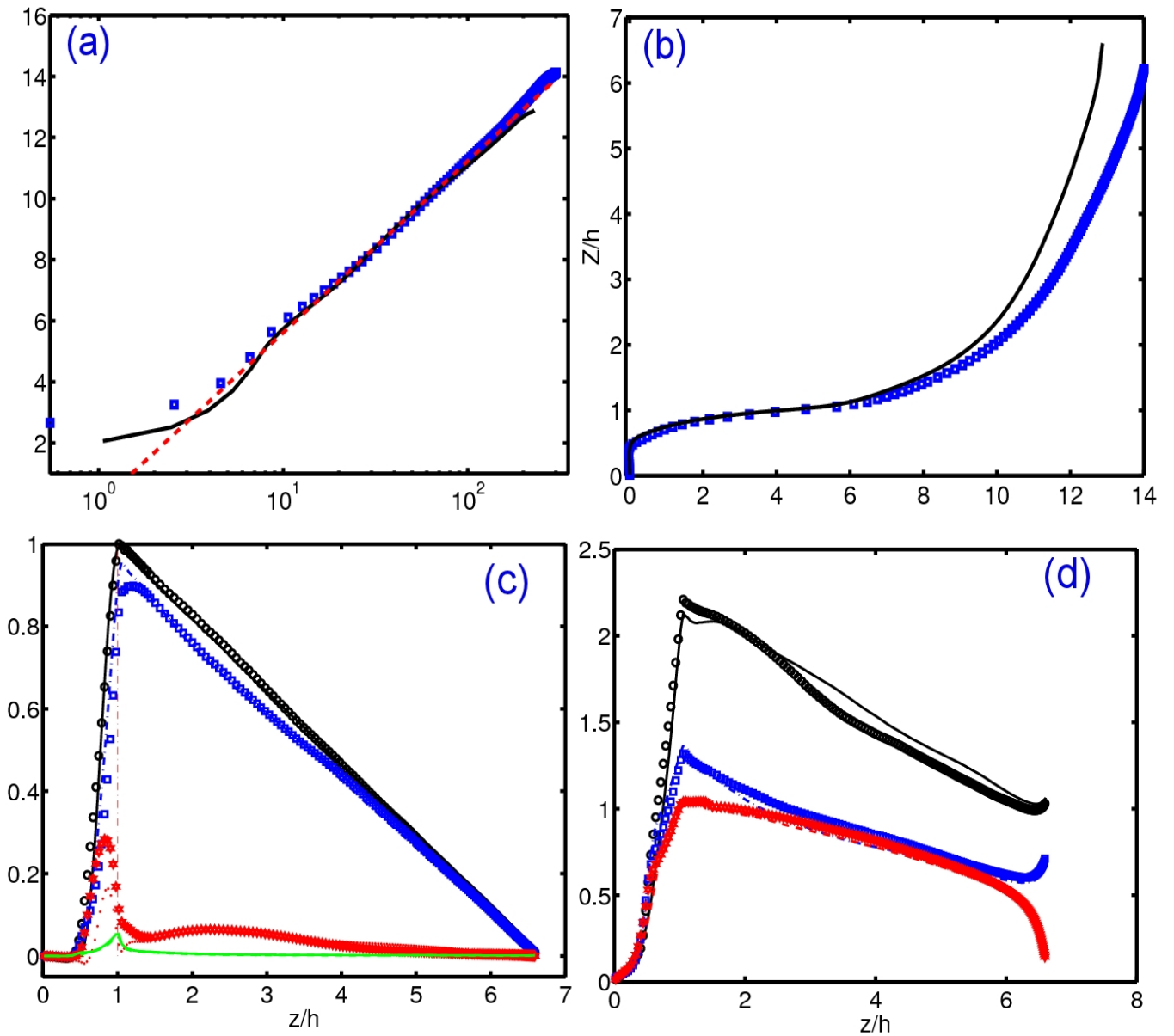


FIGURE 4.6: Influence de la configuration du fond en régime "Intermediate velocity" sur les profils verticaux des grandeurs doublement moyennées et normalisées par u_* ou u_*^2 . (a) Profils de \bar{u}/u_* en fonction $(z-d)/z_0$ en échelle semi-logarithmique : $IV_{A6.5}$ (—), $IV_{S6.5}$ (□) et la droite de pente $1/\kappa$ (- - -). (b) Profils de \bar{u}/u_* en fonction de z/h : $IV_{A6.5}$ (—), $IV_{S6.5}$ (□). (c) Profils de la contrainte totale τ_{13} (○ pour $IV_{A6.5}$ et (pour $IV_{S6.5}$), Tensions de Reynolds \overline{uw} (□ pour $IV_{A6.5}$ et (-.-.-) pour $IV_{S6.5}$), Tensions dispersives $\tilde{u}\tilde{w}$ (★ pour $IV_{A6.5}$ et (...) pour $IV_{S6.5}$) et Tensions visqueuses $\nu\partial\bar{u}/\partial z$ ((- -) pour $IV_{A6.5}$ et (- - -) pour $IV_{S6.5}$). (d) Profils de $\sqrt{u^2}/u_*$ (○ pour $IV_{A6.5}$ (—) pour $IV_{S6.5}$), $\sqrt{v^2}/u_*$ (□ pour $IV_{A6.5}$ et (- - -) pour $IV_{S6.5}$), $\sqrt{w^2}/u_*$ (★ pour $IV_{A6.5}$ (...) pour $IV_{S6.5}$).

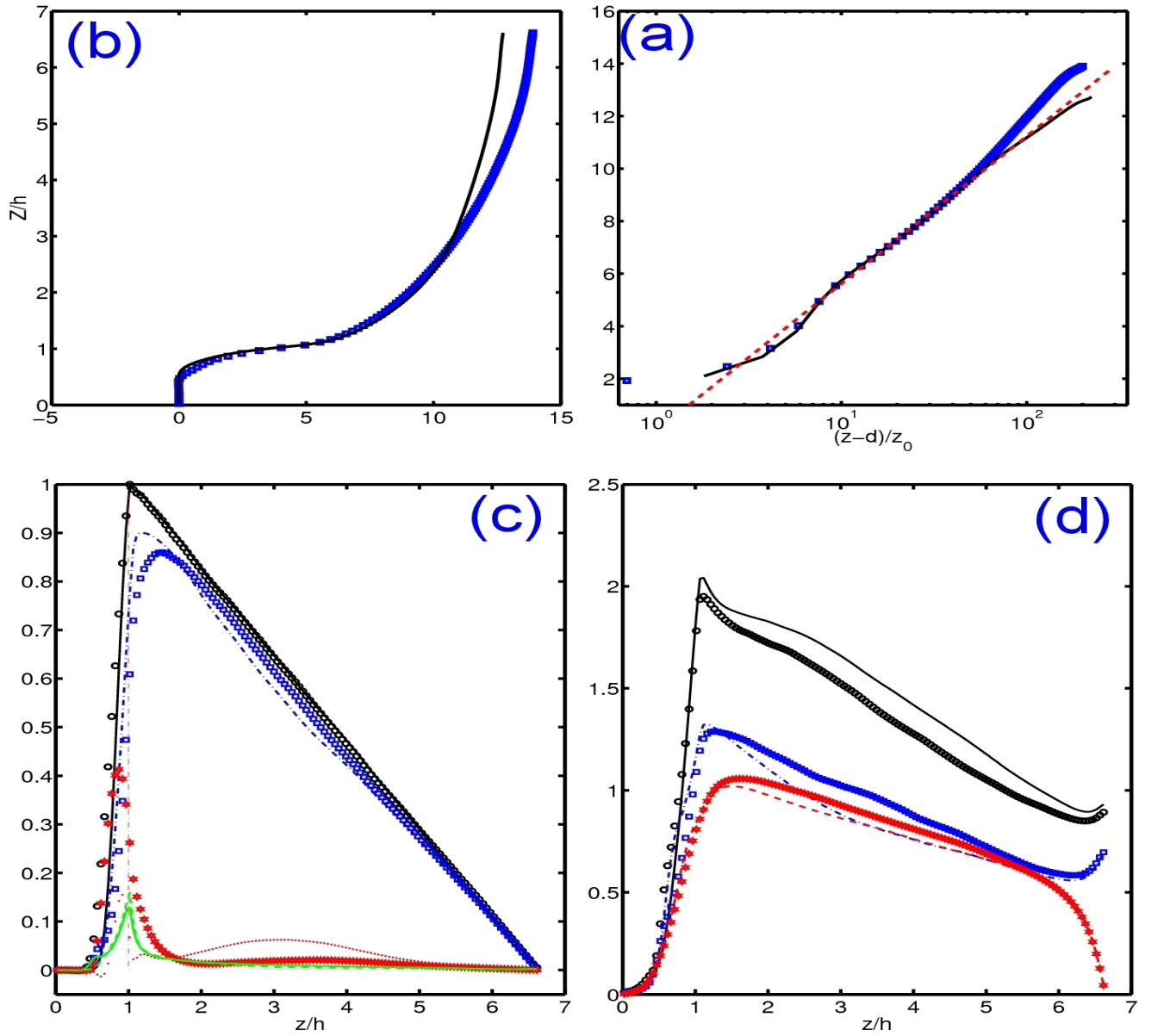


FIGURE 4.7: Influence de la configuration du fond en régime "Low velocity" sur les profils verticaux des grandeurs doublement moyennées et normalisées par u_* ou u_*^2 . (a) : $LV_{A6.5}$ (—), $LV_{S6.5}$ (□) et la droite de pente $1/\kappa$ (---). (b) : $LV_{A6.5}$ (—), $LV_{S6.5}$ (□). (c) τ_{13} (○ pour $LV_{A6.5}$ et (□ pour $LV_{S6.5}$), \overline{uw} (□ pour $LV_{A6.5}$ et (---) pour $LV_{S6.5}$), $\tilde{u}\tilde{w}$ (★ pour $LV_{A6.5}$ et (....) pour $LV_{S6.5}$) et $\nu \partial \overline{u} / \partial z$ ((—) pour $LV_{A6.5}$ et (---) pour $LV_{S6.5}$). (d) Profils de $\sqrt{u^2}/u_*$ (○ pour $LV_{A6.5}$ (—) pour $LV_{S6.5}$), $\sqrt{v^2}/u_*$ (□ pour $LV_{A6.5}$ et (---) pour $LV_{S6.5}$), $\sqrt{w^2}/u_*$ (★ pour $LV_{A6.5}$ (....) pour $LV_{S6.5}$).

3.3 EFFETS DU NOMBRE DE REYNOLDS

Pour étudier l'influence du nombre de Reynolds rugueux sur ce type d'écoulement, nous avons comparé les résultats des simulations numériques $LV_{S6.5}$ et $IV_{S6.5}$ d'une part (voir figure 4.8), et ceux de $LV_{A6.5}$ et $IV_{A6.5}$ d'autre part (voir Tableau 4.3).

Il ressort de l'analyse que les grandeurs turbulentes adimensionnelles sont faiblement influencées, et ce dans le cas où les macro-rugosités constituant le fond sont en position décalée. La contribution de $\tilde{u}\tilde{w}$ dans τ_{13} reste faible, environ 20% et est égale à celle de la tension visqueuse $\nu\partial\overline{u}/\partial z$. Seule l'énergie cinétique turbulente dans la direction longitudinale varie de manière significative avec Re_* (voir figure 4.8). Ce dernier résultat montre que la redistribution de l'énergie cinétique turbulente de u sur v et w n'augmente pas avec Re_* .

3.4 EFFETS DU CONFINEMENT

Pour étudier l'influence du nombre de confinement sur notre type d'écoulement, nous avons comparé les grandeurs turbulentes entre $IV_{S6.5}$ et $IV_{S4.35}$ présentées sur la figure 4.9 et dans le Tableau 4.3. A l'exception des tensions dispersives qui ont augmenté faiblement, environ 4%, ces résultats ne mettent pas en évidence une influence significative du confinement sur l'écoulement et sur les différents paramètres de paroi, dans le cas où, les obstacles sont en position décalée. Les valeurs de confinement explorées ($\alpha = 0.15$ et $\alpha = 0.23$) sont inférieures à celle utilisée par Florens (2010) ($\alpha = 0.33$) pour mettre en évidence une influence sur les paramètres de la loi logarithmique.

Les valeurs des paramètres de paroi présentés dans le Tableau 4.3 montrent des diminutions de 4% et 3% respectivement de la hauteur de déplacement d et de la borne supérieure de la loi logarithmique quelle que soit la configuration du fond. Ceci montre que dans les deux cas, la zone logarithmique est rongée et que l'origine de la sous-couche rugueuse est plus basse (cf Florens (2010)) quand le confinement augmente. Pour la configuration décalée, la hauteur apparente des rugosités reste la même alors que pour la configuration alignée, elle diminue d'environ 17%.

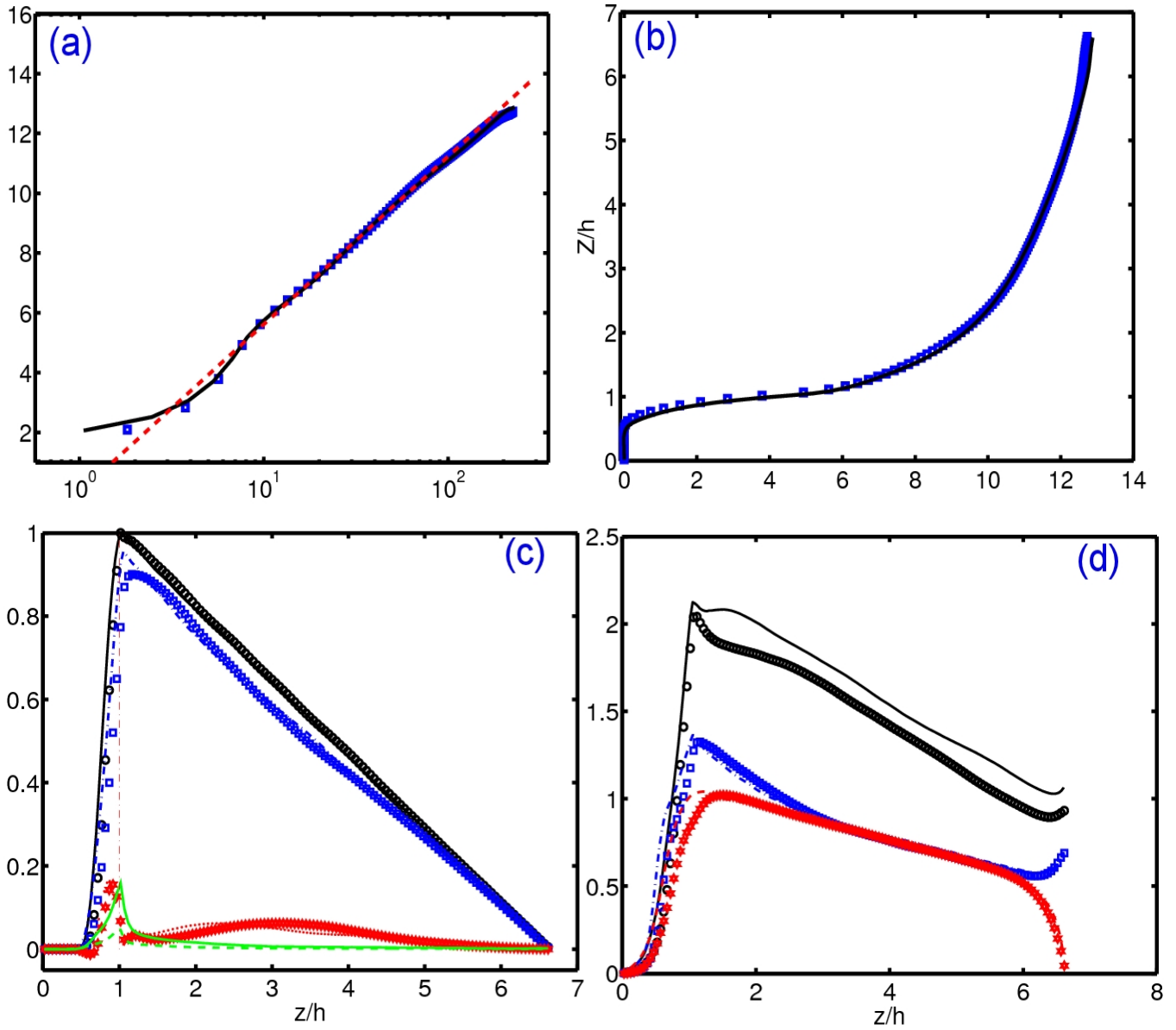


FIGURE 4.8: Influence du nombre de Reynolds rugueux R_{e*} (ou de k_s^+) sur les profils verticaux des grandeurs doublement moyennées et normalisées par u_* ou u_*^2 . (a) : $LV_{S6.5}$ (—), $IV_{S6.5}$ (□) la droite de pente $1/\kappa$ (---). (b) : $LV_{S6.5}$ (—), $IV_{S6.5}$ (□). (c) τ_{13} (○ pour $LV_{S6.5}$ et (□ pour $IV_{S6.5}$), \overline{uw} (□ pour $LV_{S6.5}$ et (---) pour $IV_{S6.5}$), $\tilde{u}\tilde{w}$ (★ pour $LV_{S6.5}$ et (....) pour $IV_{S6.5}$) et $\nu \partial \overline{u} / \partial z$ ((—) pour $LV_{S6.5}$ et (---) pour $IV_{S6.5}$). (d) Profils de $\sqrt{u^2}/u_*$ (○ pour $LV_{S6.5}$ (—) pour $IV_{S6.5}$), $\sqrt{v^2}/u_*$ (□ pour $LV_{S6.5}$ et (---) pour $IV_{S6.5}$), $\sqrt{w^2}/u_*$ (★ pour $LV_{S6.5}$ (....) pour $IV_{S6.5}$).

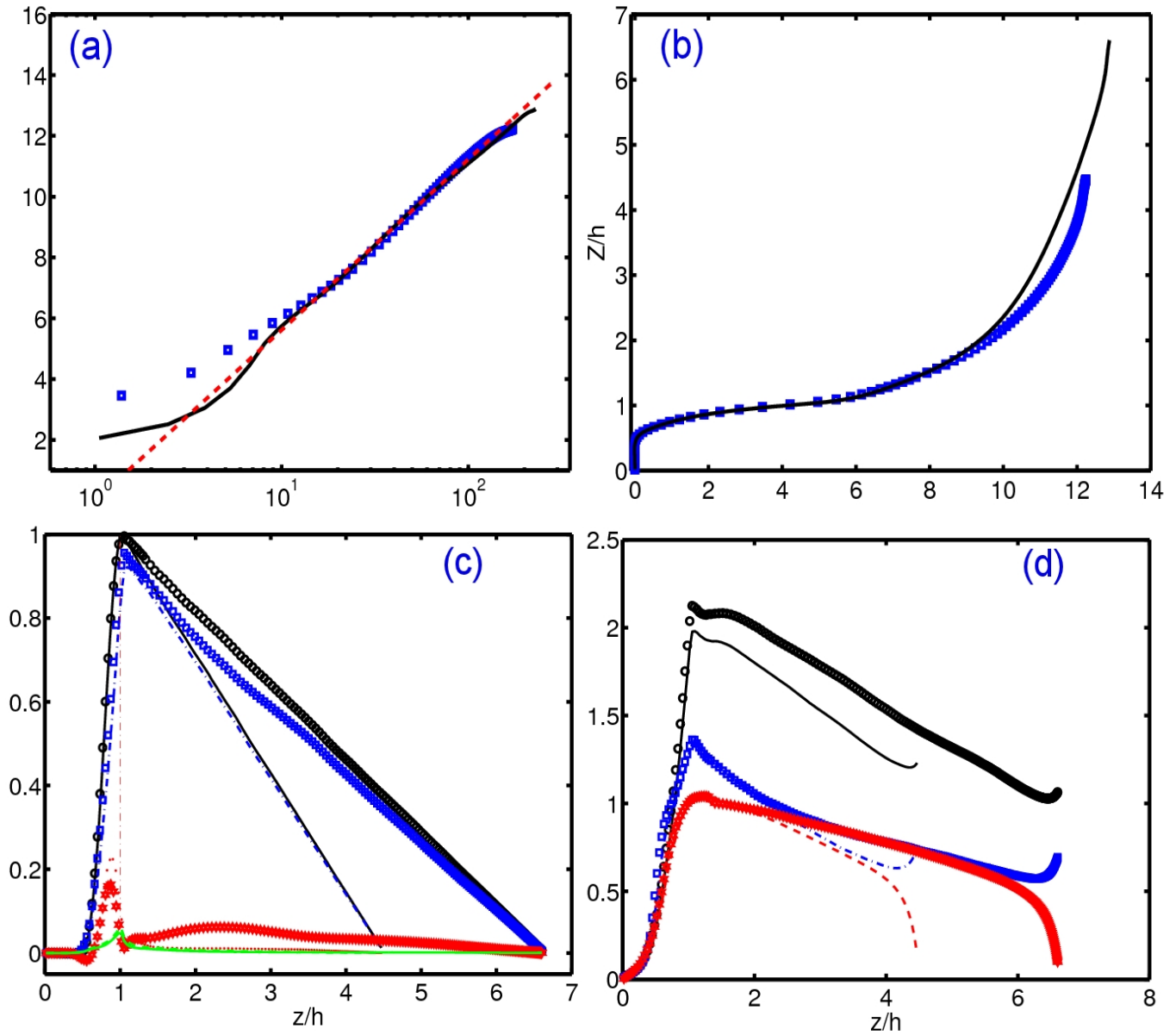


FIGURE 4.9: Influence du confinement $\alpha = h/D$ en régime "Intermediate velocity" sur les profils verticaux des grandeurs doublement moyennées et normalisées par u_* ou u_*^2 .

(a) : $IV_{S6.5}$ (—), $IV_{S4.35}$ (□) et la droite de pente $1/\kappa$ (---). (b) : $IV_{S6.5}$ (—), $IV_{S4.35}$ (□).
(c) τ_{13} (○ pour $IV_{S6.5}$ et (□ pour $IV_{S4.35}$), $\overline{u w}$ (□ pour $IV_{S4.35}$ et (-.-.-) pour $IV_{S6.5}$), $\tilde{u}\tilde{w}$ (★ pour $IV_{S6.5}$ et (...) pour $IV_{S4.35}$) et $v\partial\overline{u}/\partial z$ ((- -) pour $IV_{S6.5}$ et (- - -) pour $IV_{S4.35}$).
(d) Profils de $\sqrt{u^2}/u_*$ (○ pour $IV_{S6.5}$ (—) pour $IV_{S4.35}$), $\sqrt{v^2}/u_*$ (□ pour $IV_{S6.5}$ et (- - -) pour $IV_{S4.35}$), $\sqrt{w^2}/u_*$ (★ pour $IV_{S6.5}$ (...) pour $IV_{S4.35}$).

4 LE RÔLE DES CONDITIONS LOCALES DE L'ÉCOULEMENT DANS LE DÉVELOPPEMENT DU BIOFILM

Autour de la question de l'interaction entre le biofilm épilithique et l'écoulement, sur la base d'études expérimentales, Moulin et al. (2008) et Graba et al. (2010) ont montré que la prise en compte des caractéristiques locales de l'hydrodynamique (vitesse de frottement u_* , rugosité hydraulique k_s et hauteur de déplacement d , les paramètres de la loi log d'une couche limite turbulente de rivière) dans des modélisations classiques d'évolution de la biomasse était essentielle : cette prise en compte conduit à une meilleure prédiction au contraire grandeurs des hydrodynamiques globales (débit volumique Q , vitesse moyenne U_m) (voir Graba et al. (2010)). Cependant, dans la phase initiale de colonisation et de croissance du biofilm, il apparaît une topologie très spécifique dans la distribution de biofilm au niveau des hémisphères, qui semble dépendre des conditions locales de l'écoulement, inaccessibles aux mesures par PIV présentées dans Moulin et al. (2008) qui restent limitées à la sous-couche inertielle et la partie haute de la sous-couche rugueuse.

Pour expliquer le motif de colonisation observé, nous avons exploité les simulations numériques. Les résultats obtenus ont fait l'objet d'un article soumis à River Research and Applications sous le titre "Role of local flow conditions in river biofilm colonization and early growth" par Falilou Coundoul, Thomas Bonometti, Frederic Y. Moulin.

Le résumé de l'article en français est présenté ci-dessous suivi du contenu en anglais.

RÉSUMÉ DE L'ARTICLE EN FRANÇAIS

Dans la première partie de cet article, nous présentons le code Jadim utilisé et la validation de la méthode IBM par comparaison à d'autres résultats numériques et expérimentaux, en l'occurrence ceux de Cheng & Castro (2002*b*) et de Coceal et al. (2006) respectivement, d'une part, et la présentation de la méthodologie utilisée, celle de la double moyenne (Pokrajac et al. (2007), Finnigan (2000), Mignot et al. (2009), Cheng & Castro (2002*b*)), d'autre part. Dans la seconde partie, nous effectuons une étude comparative des résultats des simulations avec les résultats expérimentaux présentés dans Moulin et al. (2008) et Graba et al. (2010). La troisième

partie de l'article est consacrée à la discussion des résultats et perspectives.

Une étude de la structure de l'écoulement local (champs de vitesse moyens et instantanés) dans la canopée (formée par un réseau d'hémisphères en configuration décalée et en configuration alignée) ainsi que la statistique des grandeurs turbulentes du premier et du second ordre de l'écoulement local (la contrainte de cisaillement tangentielle en l'occurrence), ont permis de montrer que les motifs de colonisation du biofilm sur l'hémisphère correspondent à des zones de faible taux de cisaillement tangentiels (correspondant à des points d'arrêt ou à des zones de recirculation). L'influence du nombre de Reynolds rugueux Re_* , du confinement $\alpha = h/D$ et de la configuration du fond sur les paramètres de la loi logarithmique ont fait l'objet d'une attention particulière. Mais seuls Re_* et la configuration du fond ont une influence significative sur les paramètres de la loi log (hauteur de déplacement d/h , l'origine de la loi logarithmique z_0/h , rugosité hydraulique k_s/h et la limite supérieure de la loi logarithmique $z_{loi\log}^{up}/h$). Une analyse du cisaillement tangentiels local autour de l'hémisphère a permis d'obtenir une dépendance du taux de cisaillement au nombre de Reynolds rugueux en $(Re_*)^{0.26}$ lié au développement de couches limites complexes le long des hémisphères.

CONTENU DE L'ARTICLE

4.1 ABSTRACT

Direct numerical simulations (DNS) of a turbulent boundary layer flow over a bed of hemispheres of height h are performed using an Immersed Boundary Method (IBM) for comparison with river biofilm growth experiments performed in an hydraulic flume. Flow statistics above the substrates are shown to be in agreement with measurements performed by Laser Doppler Velocimetry (LDV) and Particle Image Velocimetry (PIV) in the experiments. Numerical simulations give access to flow components inside the roughness sublayer, and biofilm colonization patterns found in the experiments are shown to be associated with low shear stress regions on the hemisphere surface for two different bed configurations, namely staggered and aligned configurations. Dependence with the Reynolds number of the biofilm distribution and accrual seven days after inoculum is shown to be associated to local flow topology change and shear stress intensity. In particular, the shear stress τ on the surface of the hemispheres is shown to scale as $\nu(u_*/h)Re_t^{0.26}$, where $Re_t = u_*h/\nu$, u_* is the log law friction velocity and ν the fluid

kinematic viscosity, due to the development of boundary layers. This scaling, associated with a fixed critical shear stress for colonization and early growth, explains the increasing delay in biomass accrual with increasing flow velocity in the experiments.

4.2 INTRODUCTION

The epilithic biofilm, aggregate set of phototrophic organisms growing on the bed of rivers, plays an essential role in the functioning of river ecosystems : storage of nutrients, carbon and nitrogen cycle and nutrients resource for higher trophic. To improve the modeling of hydro-ecosystems such as the Garonne river Boulêtreau et al. (2010), it is necessary to introduce a functional compartment for the biofilm and to adequately describe its interaction with the flow. This is also true for improving the management of artificial waterways such as irrigation channels where the growth of biofilm and his detachment can caused significant problems Fovet et al. (2010).

Hydrodynamics has been early recognized as one of the most important environmental factors (nutrient, light, temperature etc.) controlling stream biofilm dynamics and structure and is considered the major physical forcing on the biofilm Biggs et al. (2005), Power & Stewart (1987), Reiter (1986). Firstly, access to nutrients for the biofilm is controlled by the thickness of the diffusive boundary layer that develops in its vicinity, a layer which is related to the flow water velocity field (see e.g. Riber & Wetzel (1987)). Secondly, as water velocity increases, drag force and skin friction exerted on the community controls their attachment ability Biggs & Hickey (1994). The effect of water velocity has been analyzed in a large number of studies, both in natural streams Biggs & Hickey (1994), Boulêtreau et al. (2006, 2008), Uehlinger et al. (1996) and flumes Ghosh & Gaur (1998), Hondzo et al. (2002). Only local flow conditions are ultimately relevant for describing the forcing at biofilm scale, and they are generally not easily inferred from mean bulk velocities. Yet, in most of the field and laboratory studies on flow - biofilm interactions, mainly for practical reasons and for easy integration in large scale flow modelling (using shallow water equations), the flow characterization is global and obtained by measuring either a "stream" velocity defined generally as an averaged value at 0.4 of the depth D from the bottom Biggs & Hickey (1994), Takao et al. (2008), or by calculating a bulk velocity from the flow rate Q and the average water depth D Battin & Sengschmitt (1999), Biggs et al.

(1997), Cazelles et al. (1991), Claret & Fontvieille (1997), Ghosh & Gaur (1998), Kim et al. (1992), Luce et al. (2010), Robinson et al. (2004) or finally by using the flow rate Q directly Boulétreau et al. (2006), Matthaei et al. (2003).

Very few field studies (see the review by Biggs et al. (1998)) attempted to characterize the flow close to the bed (velocity measurements within 2 mm of the substrata in the study of Biggs et al. (1998), using hot-film anemometry), and those clearly showed that the near-bed velocities were far better correlated to the biofilm dynamics than global flow velocities. As Biggs et al. (1998) pointed out in their conclusion, "[t]his suggests that it may not be possible to define clear velocity-biomass relationships in streams with high relative roughness using standard flow-measuring technology. This may also explain some of the wide variation in relationships previously reported in the literature (Stevenson et al. (1996)) [...] Under such conditions of high bed roughness, a biomass-velocity function based on the mean near bed velocity is a more useful discriminator of forces near the bed than shear velocity from the logarithmic formula". This statement, along with qualitative observations in field studies of the strong link between local flow conditions and biofilm growth, supported the use of mesocosms for a better quantification of the local flow conditions and the link between biofilm dynamics and near bed flow characteristics. For river biofilms growing on artificial or small-scale sediment beds, single vertical profiles of mean velocity and/or turbulent statistics are sufficient to investigate the relationship between local flow conditions and were then successfully used by Biggs & Thomsen (1995) to study the resistance of different biofilm communities to increasing shear stress, by Nikora et al. (2002) to quantify the impact of growing biofilm on concrete on the turbulent boundary layer structure and hydraulic roughness, and by Hondzo et al. (2002) to infer the relationship between biofilm growth dynamics and local flow conditions. In these studies, the most striking result was the ability of the biofilm to modify the turbulent boundary layer parameters, essentially the roughness length z_0 (or the equivalent hydraulic roughness k_s). However, because of the intrinsic three-dimensionality of the near-bed flow associated with the presence of a roughness-sublayer developing above large rough substrates and biofilm itself, a methodological improvement was necessary to describe correctly the flow characteristics there. To this end, the pioneering work of Raupach et al. (1991) for atmospheric flows over vegetal canopies using the now called double-averaged Navier-Stokes equations (DANS) based on temporal and spatial horizontal averaging, was adapted by Nikora et al. (2002) to river flows and

summarized in Nikora (2007), Nikora et al. (1997).

The local interaction between the biofilm and water flow was not previously taken into account explicitly in predictive models for biofilm biomass accrual. Most of these models Asaeda & Hong Son (2001), Horner et al. (1983), Saravia et al. (1998), Uehlinger et al. (1996), are indeed conceptualized models of the main processes involved, that can be summarized by an equation reading $dB/dt = C + G - D$ where B is the biofilm biomass, C the colonization function, G the growth function and D the detachment function. In most studies, the dependence of the right term functions with flow conditions is expressed using bulk quantities such as the bulk stream velocity or flow rate, mostly in the detachment function D . Recently, it was shown by Labiod et al. (2007) and Graba et al. (2010) that taking into account the local characteristics of the hydrodynamic through the turbulent boundary layer parameters (the friction velocity u_* , hydraulic roughness k_s and the displacement height d) led to better predictions than when depth averaged hydrodynamic quantities (flow rate Q , average velocity u_m) were used. The importance of local flow conditions on biofilm growth and structure was also put in evidence both in field study Boulêtreau et al. (2011) and in mesocosms Moulin et al. (2008). In the experimental studies in mesocosms of Boulêtreau et al. (2010) and Moulin et al. (2008), colonization patterns were also shown to be strongly dependant on local flow conditions at the bottom roughness scale, far inside the roughness boundary layer, with preferential locations put in evidence during the first week of biofilm colonization and growth for two different substrate arrangements. Since the accrual rate in the early stage of biofilm growth may be used as a functional indicator for river systems, it becomes crucial to study the dependence with local flow conditions at the substrate scale in order to distinguish the effects of river use (contaminants, anthropic inputs) from the effects of substrate and near-substrate flow topology. However, access to the velocity field near the colonized substrates is extremely difficult, even with PIV or ADV measurements in mesocosms (like in Moulin et al. (2008) or Nikora et al. (2002)) which only give access to the upper part of the three dimensional roughness sublayer, because of metrological or security limitations.

Fortunately, biofilm in the colonization and early growth stage remains thin enough for its impact on the flow dynamics around the substrates to be negligible, and numerical solvers can be used to perform direct numerical simulations of turbulent boundary layers of flows in

mesocosms even at large Reynolds number. Such simulations would yield both flow components in the region above the hemispheres, where experimental measurements are available for comparison, and inside the canopy region, where three-dimensional flow topology drives the colonization and early growth of biofilm. A suitable numerical approach is to use an immersed boundary method (IBM) to describe the hemispheres and fine meshes to capture the finest scales of the turbulence. An immersed boundary method was recently implemented in the JADIM numerical solver developed at IMFT, Toulouse (see Calmet & Magnaudet (2003), Bigot et al. (2012)), and this code was then chosen to perform the numerical simulation presented in the present study.

This study was conducted with two main objectives : i) perform fully-resolved 3D numerical simulations at high Reynolds number of turbulent boundary layer flows over a bed of hemispheres with the same flow parameters as in the studies of Boulétreau et al. (2010) and Moulin et al. (2008) and ii) determine the relation between the local flow conditions and specific colonization patterns observed experimentally in these two studies in order to improve the modeling of biofilm colonization and early growth.

4.3 MATERIALS AND METHODS

4.3.1 EXPERIMENTS

EXPERIMENTAL SETUP

To study, under controlled hydrodynamic conditions, the dynamics of epilithic river biofilm, two experiments were performed in an indoor laboratory flume at IMFT, Toulouse, France. Water flow can be partially re-circulated with the Garonne River in order to avoid nutrient limitation while controlling the hydrodynamical conditions. The experimental flume was built with Plexiglas sides (10mm thick) and a PVC base (20mm thick). The flume is 11m long, 0.5m wide, 0.2m deep and with a 10^{-3} slope. A first pump continuously supplies water from the river to the outlet reservoir (3300 L) and a second submerged pump supplies water to the inlet reservoir (1500L) with a fixed flow rate Q . The water flows between the two reservoirs through the experimental flume by gravity. The suspended matter present in the Garonne River water was eliminated by two centrifugal separators, and was then filtered. Illumination was supplied by three sets of 1.6m-long horticultural fluorescent tubes, in a 12-hour day : 12-hour night

photoperiod. For all experiments, the biofilm was saturated in light and nutrients in order to limit the influence of these parameters on its growth. The bottom of the flume was completely covered by artificial hemispherical cobbles of sand-blasted polyurethane resin. The artificial cobbles were 37mm in diameter and $h = 20 \text{ mm}$ in height.

The distribution of hemispheres at the bottom of the tank are different in the two experiments, as shown in figure 4.10, and will be named aligned and staggered for the first and second experiment, respectively, according to the classification of Coceal et al. (2006). The second experiment configuration is obtained by a 90 rotation of the first campaign configuration. In the first experiment (see details in Boulêtreau et al. (2010)), a mean bulk velocity of 0.22m/s and water depth $D=13 \text{ cm}$ were obtained using a flow rate $Q=14.5 \text{ L/s}$. Flow measurements yield a friction velocity of 2.8cm/s on nude hemispheres. In the second experiment (see details in Moulin et al. (2008)), the flume was adapted to have three different flow conditions by modifying its width and depth. With a flow rate $Q=6\text{L/s}$, three mean bulk velocities (0.10 , 0.275 and 0.405 m/s in the corresponding LV or low-velocity, IV or intermediate-velocity and HV or high-velocity sections) were generated, with a water depth D equal to 12.5 , 8.5 and 5.5 cm , respectively. The friction velocity values inferred from flow measurements were respectively equal to 0.85 , 2.61 and 4.49 cm/s . The flow regime in the IV section was chosen in order to generate a turbulent boundary layer with the same friction velocity u_* as in the first experiment. The

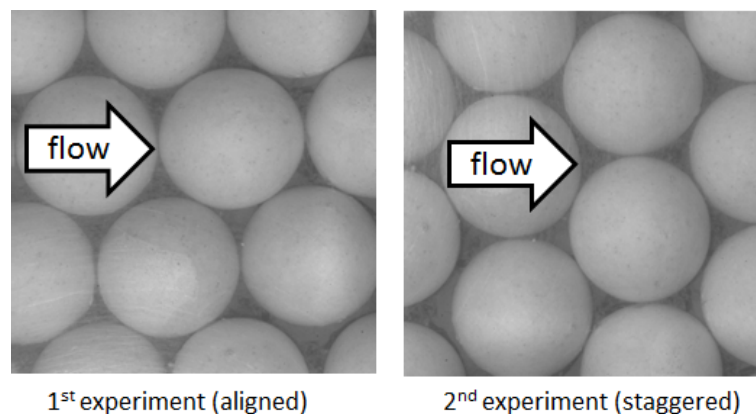


FIGURE 4.10: Hemisphere pattern configurations : (a) aligned in the first experiment (see Boulêtreau et al. (2010)) and (b) staggered in the second experiment (see Moulin et al. (2008)). The flow direction is from left to right.

experiments are code-named in the form LV , IV and HV as a reference to values of the fric-

tion velocity around 1, 2.5 and 4.5 cm/s, respectively, and A or S for the aligned or staggered configurations, followed by a number indicating the aspect ratio D/h , where D is the water depth and h the hemisphere height. With this convention, the flow in the first experiment will be referred to as $IV_{A6.5}$ and the three flow regimes in the second experiment $LV_{S6.5}$, $IV_{S4.35}$ and $HV_{S2.75}$. The same code will be used for the numerical simulations described below.

FLOW MEASUREMENTS

In the first experiment (see Graba et al. (2010)), velocity components were measured at the centerline of the flume by LDA (Laser Doppler Anemometry), in a section equipped with glass windows located at 8 m from the flume entrance. Measurement points were situated at heights varying from 20 to 120 mm from the bottom with a space step 2 mm between $z = 20$ and 50 mm and 10 mm up to $z = 120$ mm along three vertical profiles chosen to estimate double-average quantities as defined by Nikora et al. (2007). For each measurement point, a 4 minutes acquisition of around 10^4 instantaneous longitudinal and vertical velocity components u and w was performed, in order to achieve sufficient statistical convergence of mean quantities (time-averaged velocity components U and W) and turbulent quantities (the root-mean-square (RMS) values of the turbulent longitudinal and vertical fluctuations u_{rms} , w_{rms} , and the mean turbulent shear stress \overline{uw}). Following the methodology of Nikora et al. (2007), double-averaged quantities, i.e. quantities averaged in the two horizontal directions and noted with brackets $\langle \dots \rangle$, were then estimated using space-averaging with weight factors of 1, 2 and 1 for the measurements in the three vertical profiles, in agreement with the geometric arrangement of the hemispheres. In the second experiment (see Moulin et al. (2008)), velocity components were measured near the centerline of the flume by PIV (Particle Image Velocimetry) in two vertical planes in the middle of the tank (one longitudinally aligned plane just at the top of the hemispheres, and another one 1cm apart) in the three different sections. Each vertical plane yields 120 vertical profiles along around 8cm, i.e., two hemisphere diameters in the streamwise direction. Sequences of around 1000 decorrelated image pairs were treated and time-averaged to extract reliable estimations of the flow statistics (U , W , u_{rms} , w_{rms} and \overline{uw}). Double-averaged quantities were estimated by spatial averaging along the streamwise direction and between the two vertical planes.

BIOFILM BIOMASS AND DISTRIBUTION

In the first experiment, biological measurements only began two weeks after *inoculum*, and colonization patterns were recorded using an uncalibrated digital camera. In the second experiment, upper view images of the artificial cobbles were taken daily through a Plexiglas window in the three sections (HV, IV and LV) using a digital camera (Nikon, 2000x1312 pixel resolution), with constant illumination provided by a flash and a reflective artificial pattern in the camera view used to renormalize the image intensity. Besides, 7 days after *inoculum*, four cobbles were selected randomly in each of the three HV, IV and LV sections, away from the edges, and dried (80° C, overnight) to obtain the dry weight of biofilm on each hemisphere.

4.3.2 NUMERICAL SIMULATIONS

NUMERICAL APPROACH

The governing equations for a unsteady incompressible flow with negligible gravitational effects are the Navier-Stokes equations reading

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (4.4)$$

where \mathbf{u} denotes fluid velocity, p pressure, ρ density and ν kinematic viscosity of the fluid (ρ and ν are constant throughout the present work). The spatial discretization of (4.3)-(4.4) is made on a Cartesian, three-dimensional, orthogonal structured mesh. The discretization makes use of a staggered grid and (4.3)-(4.4) are integrated in space using a finite-volume method with second-order accuracy. The time-advancement algorithm used in the JADIM code has been described in details by Calmet (1995). Briefly, a mixed third-order Runge-Kutta/Crank-Nicolson scheme is used to compute advective and viscous terms while incompressibility is satisfied at the end of each time step via a projection method for which a Poisson equation is solved.

In the JADIM code is implemented an immersed boundary method (IBM) based on the method proposed by Yuki et al. (2007). This method employs a body force proportional to a solid volume fraction for coupling the solid and the fluid. It allows for the simulation of high-Reynolds-number flows in the presence of fixed or moving objects of arbitrary shape. Here, the immersed boundary is defined by the volume fraction of the solid denoted α_v , which is equal

to 1 if the cell is completely in the object, 0 otherwise and $0 < \alpha_v < 1$ if the cell is crossed by the immersed boundary. The expression of α_v depends on the shape of the object. Here, a hyperbolic-tangent function is used as a surface digitizer for computing the volume fraction. The detailed calculation of α_v used in the present work can be found in Yuki et al. (2007). In the present case we assume a no-permeability and no-slip condition at the motionless immersed boundaries (representing the cobbles), so the mass and momentum equations can be written in the new form

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = - \nabla P + H + f \quad (4.6)$$

$$H = -\nabla \cdot (\mathbf{u} \mathbf{u} + \nu \nabla^2 [\mathbf{u} + (\nabla \cdot \mathbf{u})^T]) \quad (4.7)$$

where $P = \frac{p}{\rho}$, and $\nu = \mu/\rho$. Note that (4.6)-(4.7) are similar to the Navier-Stokes equations (4.4) with the exception of the last (body force) term f . This new term allows to modify the velocity field so as to take into account the presence of the immersed boundary. The simplified time-advancement scheme for \mathbf{u} between time $t = n\Delta t$ and $t = (n + 1)\Delta t$, n being the time increment and Δt the time-step, is the following.

We first calculate a fluid predictor velocity $\tilde{\mathbf{u}}$

$$\tilde{\mathbf{u}} = \mathbf{u}^n + \Delta t(- \nabla P^n + H^n) \quad (4.8)$$

We then compute the body force f as,

$$f = -\alpha_v \tilde{\mathbf{u}} / \Delta t \quad (4.9)$$

and update the fluid predictor velocity by

$$\tilde{\mathbf{u}}^{n+1} = \tilde{\mathbf{u}} + \Delta t f \quad (4.10)$$

Note that for cells inside the solid hemispheres $\alpha_v = 1$, thus according to (4.9)-(4.10) $f = -\tilde{\mathbf{u}}/\Delta t$ and $\tilde{\mathbf{u}}^{n+1} = 0$ so as expected there is no motion inside the hemisphere, while for cells far from the hemispheres $f = 0$, so the velocity field is unaffected by the immersed objects. Finally, the projection method is applied in order to get the new velocity field \mathbf{u}^{n+1} satisfying the incompressibility constraint, \mathbf{u}^{n+1} being obtained from $\tilde{\mathbf{u}}^{n+1}$.

NUMERICAL SETUP

Before performing numerical simulations with the same conditions as for the two experiments, the numerical approach was validated in a configuration similar to that investigated here, namely a rough turbulent boundary layer over a bed of cubes. The results were compared with those obtained with a different method by Coceal et al. (2006). This corresponds to a turbulent Reynolds number Re_t based on the height h of the cubes and the friction velocity u_p^* of $Re_t = u_p^* h / \nu = 500$. A constant pressure gradient $\partial P / \partial x = -\rho u_p^{*2} / D$, D being the height of the domain, is imposed along the streamwise direction in order to ensure the establishment of a fully developed turbulent boundary layer, after about $200T$, where $T = h / u_p^*$ is an eddy turnover time (equal to 2.17 s here). Following Coceal et al. (2006), the mean turbulent characteristics quantities were then obtained by averaging the next 700 temporal samples with a time interval of T , in order to ensure sufficient statistical convergence. Simulations with different grid resolutions showed that a grid size $\Delta = h / 16$ (where h is the cube height) was sufficient to obtain the same results as Coceal et al. (2006). Such a grid size roughly corresponds to 8η , where η is an estimated Kolmogorov lengthscale based upon the value of the maximal mean velocity gradient at the top of the cubes and the friction velocity u_p^* , following the same formula as in Coceal et al. (2006) for ϵ , namely $\epsilon \approx 2.5 u_p^{*3} / h$. This value of 8η for the grid size was then adopted as a reference to perform simulations of the turbulent boundary layer over a bed of hemispheres in the present study.

Fig. 4.11 shows a plan view and a three-dimensional view of the computational domain used in the different runs of staggered and aligned configurations (the configuration being defined by the flow direction). The bed of the domain is covered by cobbles of radius h , regularly and periodically positioned according to the corresponding experiments. The runs are code-named with the same rule as for the experiments. The longitudinal and transverse lengths for the calculation domains were chosen so that the autocorrelation functions for the longitudinal velocity component would drop below 0.15, in order to capture the effect of the largest turbulent structures in the flow Kim et al. (1987).

For all the simulations, periodic boundary conditions are imposed along the streamwise and spanwise directions, a free-slip condition is set at the top of the domain while a no-slip boundary condition is imposed at the bottom and on the cobbles. The flow is generated and maintained by a constant streamwise pressure gradient equal to $-\rho u_p^{*2} / D$. The grid size was

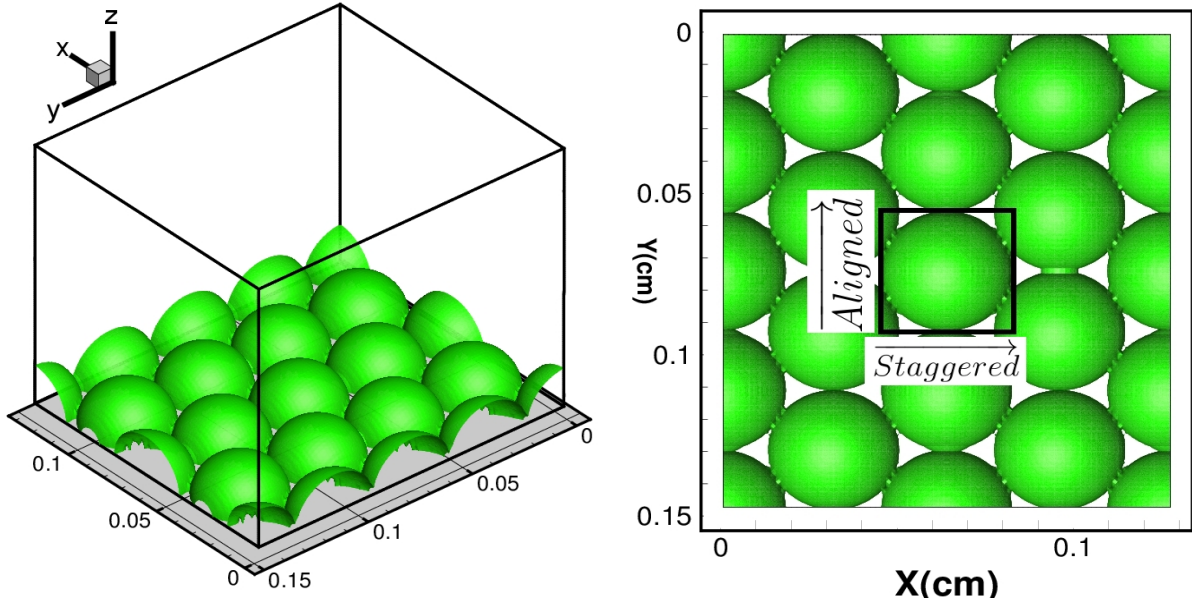


FIGURE 4.11: *Plan and 3D views of numerical computational domain. The minimal pattern is framed by a square.*

chosen in order to capture spatial scales down to 8η (where η is the Kolmogorov scale) above the canopy with at least five points in the free surface boundary layer (following Calmet (1995) for an estimate of its thickness), and $4 - 6\eta$ in the canopy.

The colonization patterns were quite similar in the second experiment for IV and HV regions of Moulin et al. (2008). Since a simulation with the same flow parameters as in HV experiment would have been extremely costly, due to high value of the friction velocity, we decided to perform numerical simulations only for LV and IV flows. The confinement was different in the two experiments for IV flows ($IV_{A6.5}$ and $IV_{S4.35}$), so we also performed a run for a staggered configuration with the same confinement as in the first experiment, namely $IV_{S6.5}$, for which no experiments has been performed. This case will be useful to distinguish between Reynolds and confinement dependence on the local flow topology. The value of the pressure gradient that drives the flow in the numerical simulations was prescribed by taking the value of friction velocity u_{exp}^* inferred from measurements in the two experiments (values given in Graba et al. (2010) and Moulin et al. (2008), respectively), i.e. $u_p^* = u_{exp}^*$. All the run parameters are summarized in Table 4.4 for the four runs presented in this study, $LV_{S6.5}$, $IV_{S4.35}$, $IV_{S6.5}$ and $IV_{A6.5}$.

TABLE 4.4: *Numerical model and runs parameters*

Runs	Parameter	Symbol	Value	Units
$LV_{S6.5}$	Computational grid dimensions	$N_x \times N_y \times N_z$	$88 \times 96 \times 138$	-
	Domain dimensions	$L_x \times L_y \times L_z$	$7h \times 8h \times 6.64h$	m
	Initial duration	-	200T	s
	Time samples	N	600	-
	Eddy turnover time	T	2.17	s
	Friction velocity	u_p^*	0.85	cm/s
$IV_{A6.5}$	Computational grid dimensions	$N_x \times N_y \times N_z$	$144 \times 128 \times 188$	-
	Domain dimensions	$L_x \times L_y \times L_z$	$8h \times 7h \times 6.64h$	m
	Initial duration	-	100T	s
	Time samples	N	500	-
	Eddy turnover time	T	0.76	s
	Friction velocity	u_p^*	2.42	cm/s
$IV_{S6.5}$	Computational grid dimensions	$N_x \times N_y \times N_z$	$140 \times 160 \times 204$	-
	Domain dimensions	$L_x \times L_y \times L_z$	$7h \times 8h \times 6.64h$	m
	Initial duration	-	100T	s
	Time samples	N	464	-
	Eddy turnover time	T	0.71	s
	Friction velocity	u_p^*	2.61	cm/s
$IV_{S4.35}$	Computational grid dimensions	$N_x \times N_y \times N_z$	$128 \times 144 \times 128$	-
	Domain dimensions	$L_x \times L_y \times L_z$	$7h \times 8h \times 4.25h$	m
	Initial duration	-	100T	s
	Time samples	N	496	-
	Eddy turnover time	T	0.87	s
	Friction velocity	u_p^*	2.15	cm/s
	Kinematic viscosity	ν	1.002×10^{-6}	m^2/s
	Density	ρ	1000	$kg.m^{-3}$

4.3.3 DOUBLE-AVERAGING METHOD

For turbulent boundary layer flow over a rough surface, the presence of roughness generates a strong inhomogeneity of the flow in the so-called roughness sublayer close to the bed. To cope with this apparent complexity, Raupach et al. (1991) introduced a double-averaging procedure

which consists in making both a time and space averaging in the horizontal directions. It was then adopted by many authors to describe rough turbulent boundary layers Cheng & Castro (2002b), Finnigan (2000), Mignot et al. (2009), Pokrajac et al. (2007) and formalized by Nikora et al. (2007) to infer so-called double-average Navier Stokes equations (DANS). In this approach, prognostic variables ψ , are decomposed into three components, *viz*

$$\psi(\bar{X}, t) = \langle \bar{\psi} \rangle(z) + \tilde{\psi}(\bar{X}) + \psi'(\bar{X}, t) \quad (4.11)$$

Applying the double-averaging technique to the velocity component u_i , gives $u_i = U_i + \tilde{u}_i + u'_i$ where $U_i(z) = \overline{u_i}$ is the time and space averaged velocity, referred to here as the mean double-average velocity, $\tilde{u}_i(x, y, z) = \bar{u}_i - \overline{u_i} = \bar{u}_i - U_i(z)$ is the spatial variation of the time mean flow, referred to as the dispersive component, and $u'_i(x, y, z, t) = u_i - U_i - \tilde{u}_i$ is the turbulent fluctuation. the overline denotes a time average and angle brackets denote spatial average in horizontal planes. As shown in Nikora et al. (2007), applying time and spatial averaging to the mass and momentum equations (4.3)-(4.4) yields the doubled-average Navier-Stokes equations, valid at any height z , that read

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \langle \bar{P} \rangle}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + D_i \quad (4.13)$$

$$\frac{\tau_{ij}}{\rho} = -\langle \overline{u'_i u'_j} \rangle + \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (4.14)$$

$$D_i = \frac{1}{V} \iint_{S_{int}} \bar{P} n_i dS - \frac{1}{V_f} \iint_{S_{int}} \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial n} dS \quad (4.15)$$

where V_f is the volume occupied by the fluid, S_{int} is the surface area of the obstacles within the averaging volume V , n_i is the unit normal pointing from S_{int} into V_f , and ν is the kinematic viscosity. The spatially-averaged total stress τ_{13} is obtained from (4.14) and contains the usual Reynolds stress $\langle \overline{u'w'} \rangle$, viscous stress $\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ as well as the dispersive stress $\tilde{u}\tilde{w}$.

$$\frac{\tau_{13}}{\rho} = -\langle \overline{u'w'} \rangle + \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \tilde{u}\tilde{w} \quad (4.16)$$

The dispersive stress represents transport of momentum by spatial variations in the horizontal plane. Within the canopy volume V , the drag term D_i (see (4.15)) includes the form drag and the viscous drag.

In the numerical simulations, all the terms of the double-average Navier Stokes equations are available, whereas in experiments, dispersive terms are not always accessible, or poorly estimated due to low spatial sampling in the horizontal directions. In many experimental studies, the turbulent boundary layer is therefore investigated only in the inertial sublayer above, where dispersive terms are negligible. However, as shown by Castro et al. (2006) and Florens (2010), the universal log law for the turbulent boundary layer extends far inside the roughness sublayer, and may even exist only there in very confined flows.

4.4 RESULTS

4.4.1 TURBULENT BOUNDARY LAYER ABOVE THE HEMISPHERES

FRICITION VELOCITY FOR THE LOG LAW

Comparing of the double averaged vertical profiles for the flow conditions of $LV_{S6.5}$ obtained in the second experiment (PIV measurements) and the numerical simulation reveals that values are systematically larger in the experiment than in the simulation. The reason for this discrepancy is due to an inappropriate tuning of the pressure gradient in the numerical simulations. As recently pointed out by Florens (2010), the friction velocity that scales the log-law in a confined flow is different from the friction velocity that could be inferred from the wall shear stress τ_p . Since the pressure drag in the numerical simulations is directly related to the wall shear stress, the friction velocity u_p^* is not the right velocity scaling for the log law.

Following the conclusion of Florens (2010) that the right friction velocity scale for the vertical profiles of flow statistics is given by the value of the total stress τ_{13} at the top of the canopy (or linearly extrapolated to $z = h$), we chose to scale all the flow statistics by this value, named $u_{z=h}^*$ from now, the value of which being easily deduced from u_p^* by the relation $u_{z=h}^* = u_p^*(1 - h/D)$. With this scaling, dimensionless profiles for the numerical simulations get closer to those of the experiment (see figure 4.12), but a small discrepancy persists. Indeed, the value of the friction velocity inferred from LDV or PIV measurements in the two experiments was taken as the value of the Reynolds stress $\langle \overline{uw} \rangle$ alone, following the conclusions of Castro et al. (2006). Since the vertical profiles of $\langle \overline{uw} \rangle$ are linear in the upper part of the flow and weakly curved near the top of the hemispheres (see figure 4.12), the contribution of the dispersive stress or secondary currents would yield larger values of the total shear stress

τ_{13} , larger than $\langle \overline{u w} \rangle$ at $z = h$. Linear extrapolations of the vertical profiles of $\langle \overline{u w} \rangle$ at $z = h$ were then used to estimate $u_{z=h}^*$ from the experimental measurements, leading to a 15% increase of the actual friction velocity. The relevance of this new estimation method is demonstrated by the collapse of dimensionless flow statistics for the experiments and the numerical simulations in figure 4.12.

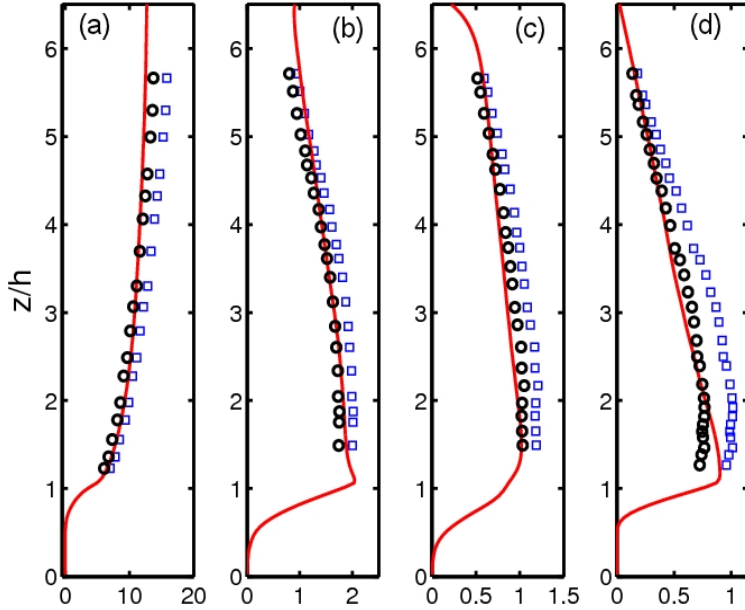


FIGURE 4.12: Comparison of numerical and experimental results for $LV_{S6.5}$. Vertical profiles of (a) the double averaging longitudinal velocity $\langle \bar{u} \rangle$, (b) the rms of streamwise velocity $\sqrt{\overline{u^2}}$, (c) the rms of vertical velocity $\sqrt{\overline{w^2}}$ and (d) the Reynolds stress $\langle \overline{u w} \rangle$ (d). Experimental data normalized by u_{exp}^* or u_{exp}^{*2} : (squares \square), Experimental data normalized by $1.15u_{exp}^*$ or $(1.15u_{exp}^*)^2$: (circles o), Numerical data normalized by $u_{z=h}^*$ or $u_{z=h}^{*2}$ (solids lines $-$).

LOG LAW PARAMETERS

As shown by Florens (2010), a log law persists even for confined flows over a rough bed, as long as vertical profiles of double-average mean longitudinal velocity $\langle \bar{u} \rangle$ are considered, that reads

$$\frac{\langle \bar{u} \rangle}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z-d}{k_s} \right) + 8.5$$

where $\kappa = 0.41$ is the Karman constant, d is the displacement height, z_0 the roughness length, k_s the equivalent hydraulic roughness related to z_0 by the simple relation $k_s = z_0 \exp(8.5\kappa) \approx 32z_0$ and u_* the relevant friction velocity, i.e. $u_* = u_{z=h}^*$ as discussed above.

Vertical profiles of double-average longitudinal velocity $\langle \bar{u} \rangle$ in the numerical simulations were used to calculate these log-law parameters. First, the quantity $\exp \kappa \langle \bar{u} \rangle / u_*$ was plotted as a function of z to determine the range of validity of the log law behavior $\langle \bar{u} \rangle / u_*$. A linear regression was then performed on the validity range to calculate d and z_0 since $\exp \kappa \langle \bar{u} \rangle / u_* = (z - d)/z_0$. As observed by Florens (2010), the validity range begins just above the top of the hemispheres, $z = h$ and extends through the roughness sublayer up to $z = 1.3 - 1.4h$, depending on the confinement. Values for the log law validity range and log law parameters are given in table 4.5 for the numerical simulations, along with values inferred from experimental measurements as given by Graba et al. (2010) and Moulin et al. (2008).

As for log law parameters, the largest discrepancy between experimental and numerical results is found for the $IV_{A6.5}$ flow regime. For this configuration, flow measurements were performed by LDV, but, as indicated in Graba et al. (2010), the friction velocity was inferred from profiles of u_{rms} instead $\langle \overline{u w} \rangle$, and values of the log law parameters are quite sensitive to the choice of u_* for the linear regression and to the spatial resolution of measurements in the log law region. Indeed, in Graba et al. (2010), values of d and z_0 9 days after *inoculum*, for which biofilm is not developed enough to strongly modify the turbulent boundary layer, are closer to the results from the numerical simulation, with values of d/h and z_0/h equal to 0.71 and 0.032, respectively. For experiments with PIV measurements, the accordance with values inferred from the numerical simulations is far better. We shall come back to this point in the Discussion section.

4.4.2 THREE-DIMENSIONAL FLOW TOPOLOGY NEAR THE HEMISPHERES

MEAN VELOCITY FIELD IN THE ROUGHNESS SUBLAYER

The three-dimensional topology of the mean flow components \bar{u} , \bar{v} and \bar{w} is completely different for the staggered and aligned configurations. Horizontal cross-sections at $z = h/2$ and vertical cross-sections in the mid-plane of an hemisphere have been plotted in figures 4.13 and 4.14 to illustrate the most striking features of the three-dimensional flow. In the aligned configuration (see figures 4.13a and 4.14a), high longitudinal velocities are found along alleys at around $y/h = \pm \sqrt{3}/2 \approx \pm 0.9$, that correspond to the half distance between hemisphere alignments. A recirculation vortex forms in the rear of the hemisphere, with a three-dimensional shape of half annular ring whose planar cross-sections coincide with the vortex cores visible in figure 4.13a at $(x/h = 0.9, y/h = \pm 0.25)$ and in figure 4.14a at $(x/h = 1.1, z/h = 0.85)$. In the

TABLE 4.5: Comparison of the log law parameters for the turbulent boundary layer in numerical simulations and experiments. Experimental values are those cited in Graba et al. (2010) for the first experiment (aligned configuration) and Moulin et al. (2008) for the second experiment (staggered configuration). Upper limit of log law validation range z_{LogLaw}^{up} , displacement height d , roughness length z_0 and friction velocity $u_{z=h}^*$. u_{exp}^* is the value of friction velocity cited in Graba et al. (2010) and Moulin et al. (2008).

flow type	log law parameters	numerical simulation	experiment
$LV_{S6.5}$	u_p^* (cms^{-1})	0.86	-
	u_{exp}^* (cms^{-1})	-	0.85
	$u_{z=h}^*$ (cms^{-1})	0.79	-
	z_{LogLaw}^{up}/h	1.21	1.54
	d/h	0.88	0.81
	z_0/h	0.025	0.020
	k_s/h	0.80	0.63
$IV_{A6.5}$	u_p^* (cms^{-1})	2.4	-
	u_{exp}^* (cms^{-1})	-	2.8
	$u_{z=h}^*$ (cms^{-1})	2.2	-
	z_{LogLaw}^{up}/h	1.56	1.3
	d/h	0.84	0.56
	z_0/h	0.021	0.055
	k_s/h	0.68	1.74
$IV_{S6.5}$	u_p^* (cms^{-1})	2.6	-
	u_{exp}^* (cms^{-1})	-	-
	$u_{z=h}^*$ (cms^{-1})	2.4	-
	z_{LogLaw}^{up}/h	1.16	-
	d/h	0.87	-
	z_0/h	0.022	-
	k_s/h	0.70	-
$IV_{S4.35}$	u_p^* (cms^{-1})	2.1	-
	u_{exp}^* (cms^{-1})	-	2.61
	$u_{z=h}^*$ (cms^{-1})	1.9	-
	z_{LogLaw}^{up}/h	1.17	1.32
	d/h	0.88	0.76
	z_0/h	122 0.022	0.025
	k_s/h	0.72	0.79

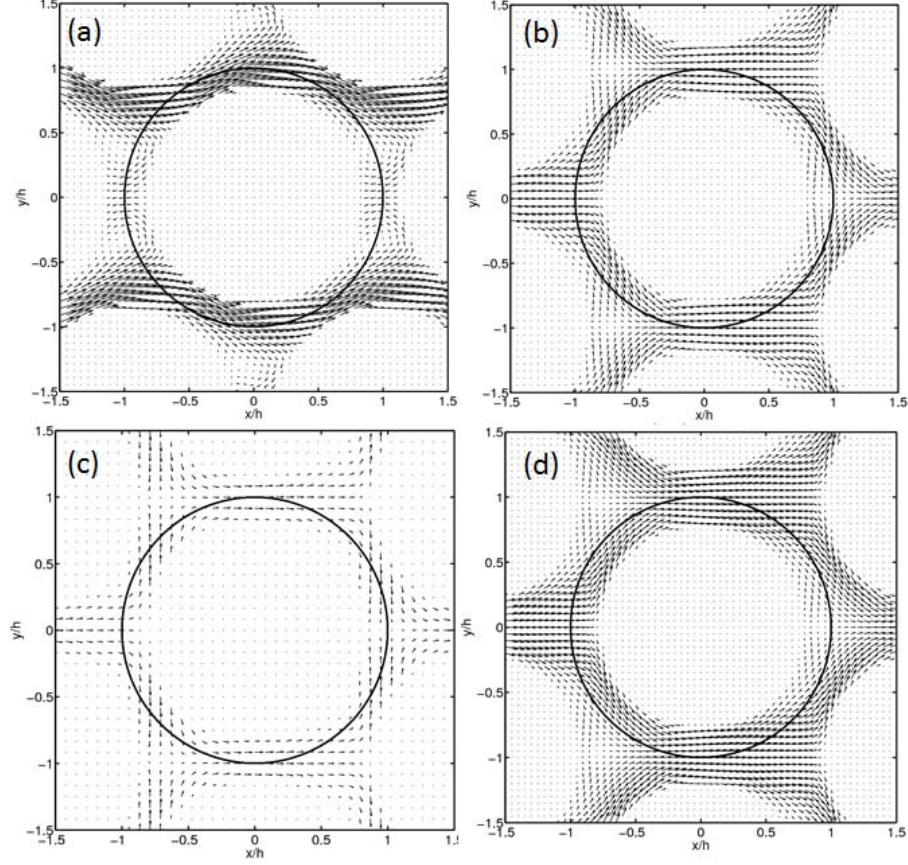


FIGURE 4.13: Mean horizontal velocity field (\bar{u}, \bar{v}) in an horizontal plane located at $z/h = 0.5$ for (a) $IV_{A6.5}$, (b) $IV_{S6.5}$, (c) $LV_{S6.5}$ and (d) $IV_{S4.35}$. The velocity components have been non-dimensionalized by the friction velocity $u_{z=h}^*$.

staggered configuration (see figures 4.13(b-d) and 4.14(b-d)), there are no more preferential alley for the flow between the hemispheres, and fluid particles have to meander between successive hemispheres. The impingement of flow in front of each hemisphere generates a stagnation point whose vertical position is easily deduced from figures 4.14(b-d)). The flow topology at the rear of the hemisphere is less obvious than in the aligned configuration. Indeed, some recirculation occurs between two successive hemispheres, limited laterally by the meandering of the high velocity flow region. This recirculation is formed by the downward motion at the front of the hemisphere, below the stagnation point (see figures 4.14(b-d) around $(x/h = -1, z/h = 0.5)$), and joins an upward motion at the rear of the hemisphere located upstream (see figure 4.14(b-d) around $(x/h = +1, z/h = 0.7)$). This upwards motion is detached from the rear of the hemisphere just before reaching its top. This detachment, associated with the detachment of flow at the top of the hemisphere, generates a very small low velocity region just behind the

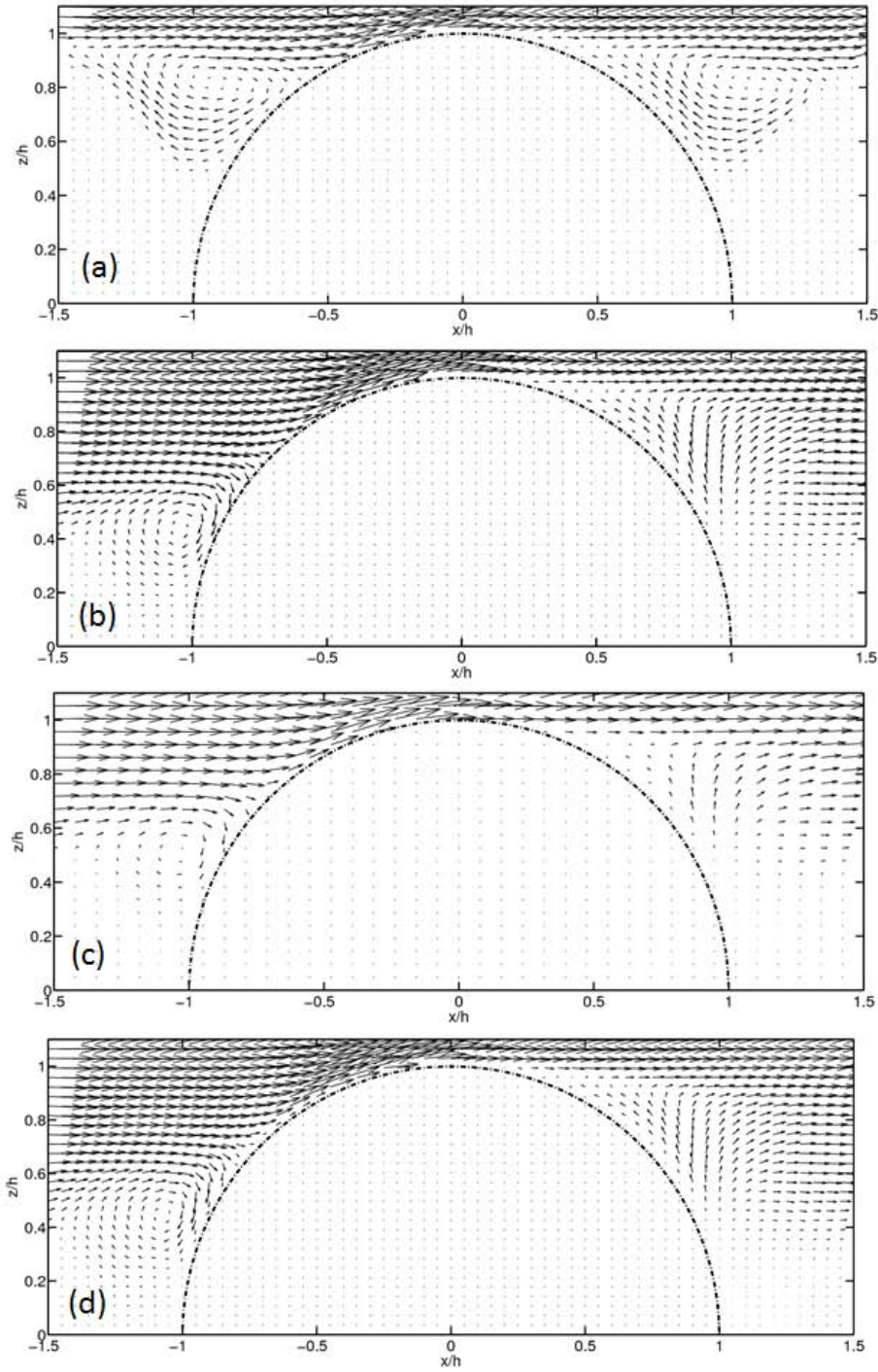


FIGURE 4.14: Mean velocity field (\bar{u}, \bar{w}) in the vertical midplane located at $y/h = 0$ for (a) $IV_{A6.5}$, (b) $IV_{S6.5}$, (c) $LV_{S6.5}$ and (d) $IV_{S4.35}$. The velocity components have been non-dimensionalized by the friction velocity $u_{z=h}^*$.

top of the hemisphere (see figures 4.14(b-d) around $(x/h = +0.6, z/h = 0.9)$). In vertical planes away from the midplane plotted in figure 4.13(b-d), the near-top low velocity region moves gradually downward, forming a crown at the rear of the hemisphere.

FLOW CONDITIONS CLOSE TO THE HEMISPHERES

To investigate the imprint of this flow topology near the hemispheres, the radial gradient of the mean tangential velocity was calculated by interpolating in spherical coordinates (r, θ, ϕ) the mean velocity flow components obtained on the cartesian grid, by calculating the mean tangential components $\overline{u_\theta}$ and $\overline{u_\phi}$, and by performing a linear regression on the three closest points to the hemisphere, located at $r/h = 1.05$, $r/h = 1.10$ and $r/h = 1.15$, respectively (adding a zero velocity condition on the hemisphere surface at $r/h = 1$) to correctly estimate the radial derivative of the mean tangential velocity $\mathbf{u}_{\text{tr}} = \partial(\overline{u_\theta}\mathbf{e}_\theta + \overline{u_\phi}\mathbf{e}_\phi)/\partial r$, the norm of which will be referred to as mean local shear stress τ defined by $\tau = |\mathbf{u}_{\text{tr}}|$. In this region close to the hemisphere, the components of the turbulent stress tensor $\overline{u_i u_j}$ were far smaller than the viscous shear stress, so that this mean local shear stress τ yields a direct measure of the total local shear stress on the hemispheres.

Top views of the distribution of tangential velocity shear for aligned and staggered configurations are plotted in figure 4.15. In the aligned configuration (see figure 4.15a), the imprint of the half annular recirculating vortex ring generates indeed two symmetric stagnation points at the front of the hemisphere, located around $(x/h = -0.7, y/h = \pm 0.5)$ in figure 4.15a, linked together by a low shear stress line that crosses the vertical midplane around $x/h = -0.6$, visible also around $(x/h = -0.6, z/h = 0.85)$ in figure 4.14a. The imprint of this annular ring at the rear of the hemispheres takes the form of a low shear stress region with less contrasted conditions than at the front of the hemisphere. In the staggered configuration (see figures 4.15(b-d)), the stagnation point at the front is clearly put in evidence (at $x/h = -0.7, y/h = 0$), while the low velocity region at the rear of the hemisphere generates a crown like pattern near the hemisphere.

Contours of the mean local shear stress τ , normalized by $u_{z=h}^*/h$, have been plotted in figure 4.16 in grey levels. The stagnation points and low shear stress regions are easily identified in these figures. For staggered configurations (see figures 4.16(b-d)), the patterns are almost identical for $IV_{S4.35}$ and $IV_{S6.5}$, whereas for $LV_{S6.5}$, the low shear region at the rear, associated with the upward motions due to the recirculation flow, is wider.

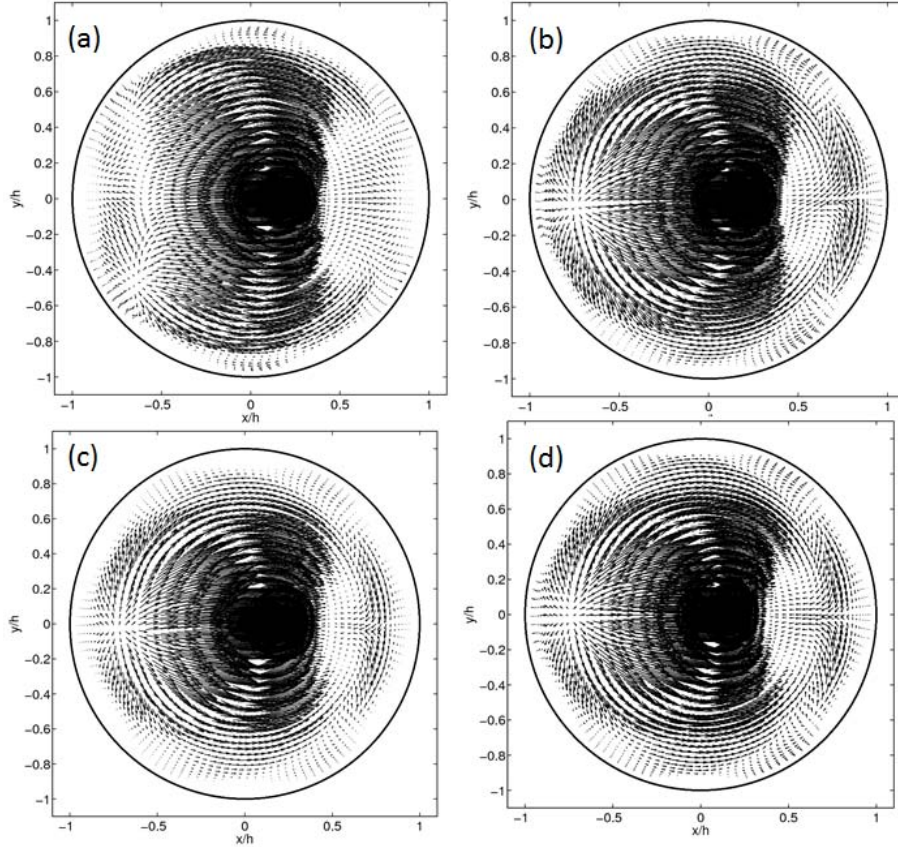


FIGURE 4.15: *Top view of the mean tangential velocity gradient on an hemisphere for (a) $IV_{A6.5}$, (b) $IV_{S6.5}$, (c) $LV_{S6.5}$ and (d) $IV_{S4.35}$. The velocity gradient components have been non-dimensionalized by $u_{z=h}^*/h$.*

4.4.3 COLONIZATION PATTERNS

In the first experiment with aligned hemispheres, a very regular and homogenous colonization pattern could be observed on the artificial cobbles (see figure 4.17) : initial patches located around two symmetric points in the front side of the hemisphere, followed by a thin line between them, before the biofilm spread over the whole hemisphere. The location of the two symmetric points corresponds to the two stagnation points identified in the near surface flow in figure 4.15(a). In the second experiment with staggered hemispheres, regular colonization patterns were also observed in all sections (see figure 4.18). For all flow conditions, an initial patch of biofilm was found at the front of the hemispheres, corresponding to the stagnation point identified in the near surface flow in figure 4.15(b–d). In the low velocity region $LV_{S6.5}$, an additional patch was also found at the rear of the hemisphere, taking a half-crown shape that corresponds to the rear low shear region also visible in figure 4.15(c) and discussed above. This patch was

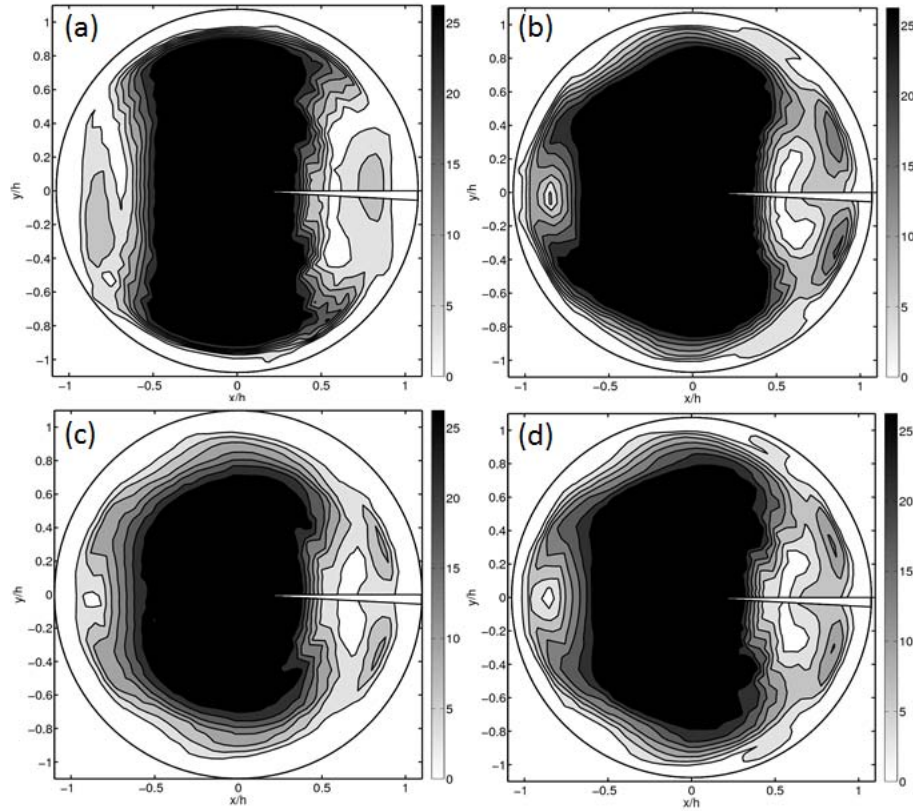


FIGURE 4.16: *Top view of the isovalues of the mean local shear stress τ on an hemisphere for (a) $IV_{A6.5}$, (b) $IV_{S6.5}$, (c) $LV_{S6.5}$ and (d) $IV_{S4.35}$. The values of the mean shear stress have been non-dimensionalized by $u_{z=h}^*/h$.*

not observed in the $IV_{S4.35}$ and $HV_{S2.5}$ flows. In the second experiment, a spatial averaging of

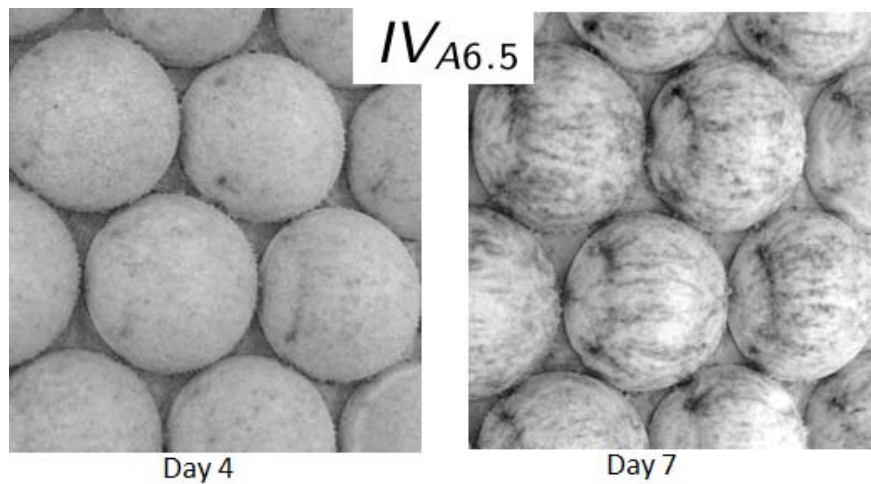


FIGURE 4.17: *Top view of the biofilm pattern on hemispheres in the first experiment $IV_{A6.5}$ 4 days (left) and 7 days (right) after inoculum.*

the colonization pattern at day 5 was performed, by taking the complete available hemispheres of figure 4.18, subtracting the image without biofilm taken at day 0, and selecting the image of the red channel (as defined in RGB decomposition) where the biofilm contrast was the higher. Results are plotted in the upper part of figure 4.19, where the colonization patterns are clearly put in evidence. The colonization patch near the front stagnation point exhibits an area at day 5 that decreases with increasing friction velocity. The crown-like shape of the rear colonization patch for $LV_{S6.5}$ is obvious, whereas few biofilm seems to accumulate also at the rear for $IV_{S4.35}$ and $HV_{S2.75}$ flow regions.

The most colonized parts of the hemispheres were found to correspond to the same maximal level of intensity regions in the three color channels for the three regions. Nude parts (without biofilm) were associated with intensities close to zero. Choosing the red channel (with best contrast), and applying a threshold at around 25% of the maximal intensity, colonized regions could be extracted and plotted in the lower part of figure 4.18. An estimate of the colonized surface on the hemisphere was then calculated by integrating the intensity level with a weighting function $1/\sqrt{1 - (r/R)^2}$ (to take into account the projection of surfaces on the top view) on a centered disk with $0 < r/R < 0.95$. Results of this integration are given in table 4.6 and they reflect the hemisphere surface occupied by the biofilm. The surface of the hemisphere is equal to $2\pi R^2 = 23.25 \text{ cm}^2$ with R the geometric mean of the radius and the height, i.e. $R = \sqrt{1.85 \times 2.0}$. Along with these occupied surface estimations, dry mass measurements, performed at day 7 are given. While the occupied surface estimate somewhat depends on the choice of the intensity threshold (tested for values between 15% and 35% of the maximal intensity), the relative ratio of occupied surface, taking experiment $LV_{S6.5}$ as a reference, is found to be roughly insensitive to the intensity threshold. In addition, the relative area occupied by the biofilm is observed to be in very good accordance with the relative ratio of dry biomass. This supports the idea that biofilm is homogeneously distributed within the colonization pattern and that the biofilm thickness is constant at the early times of initial growth.

4.5 DISCUSSION

A first comparison between experimental and numerical results for the structure of the turbulent boundary layer above the canopy (i.e. for $z > h$) for staggered and aligned configurations can be performed by analyzing the values of the log-law parameters given in table 4.5 (z_{LogLaw}^{up} ,

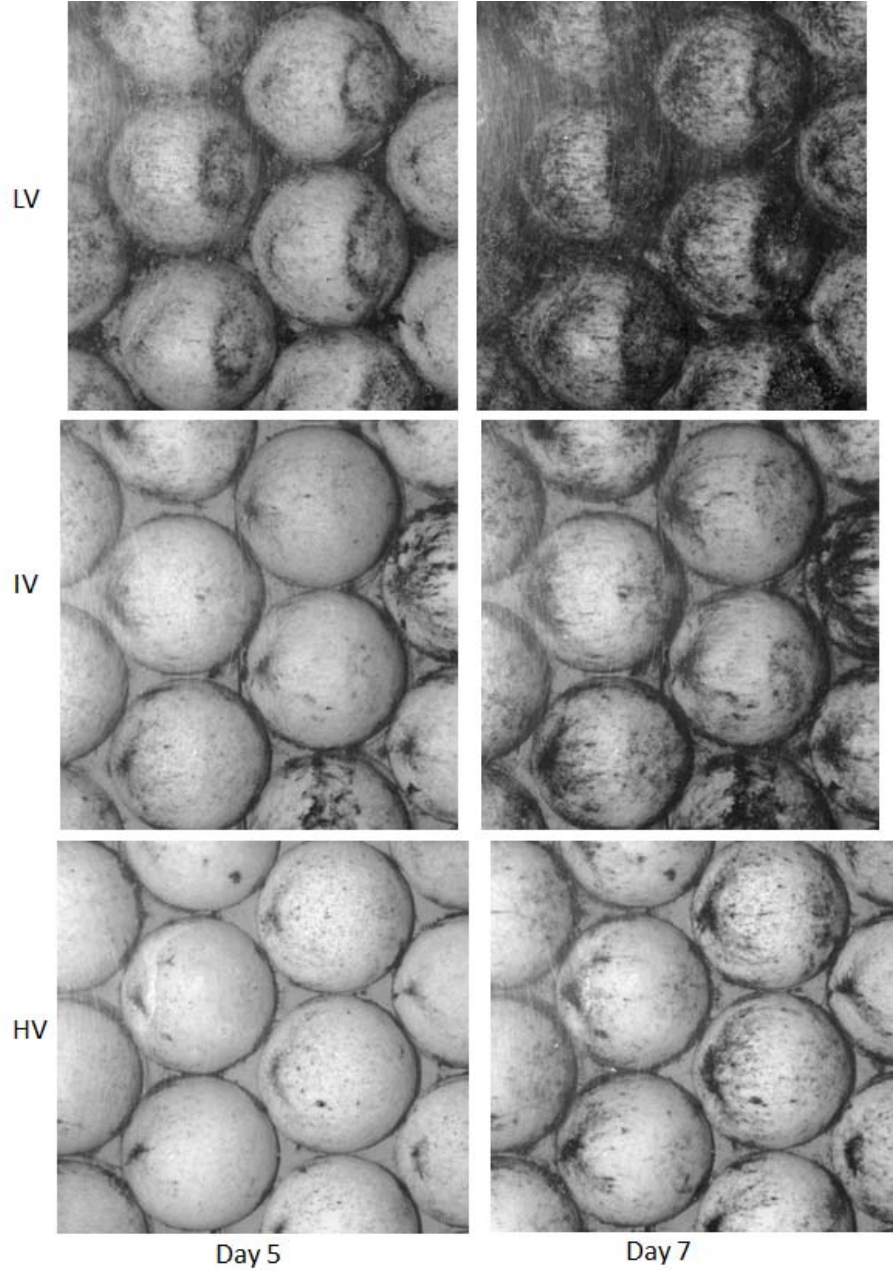


FIGURE 4.18: Top view of the biofilm pattern on hemispheres in the second experiment $LV_{S6.5}$ (top), $IV_{S4.35}$ (middle) and $HV_{S2.75}$ (bottom) 5 days (left) and 7 days (right) after *inoculum*.

d, z_0, k_s). For staggered configurations with the same aspect ratio in the experiments and the numerical simulations, i.e $IV_{S6.5}$ and $IV_{S4.35}$, the values for these parameters are close, and in accordance with what is expected from literature for such dense canopies, i.e d/h between 0.75 and 1.0, and k_s/h around unity (here $0.7 \leq k_s/h \leq 0.8$). For the aligned configuration, values found for the log law parameters in the numerical simulation are different from the parameters given in the experimental study of Graba et al. (2010) at the beginning of the experiment.

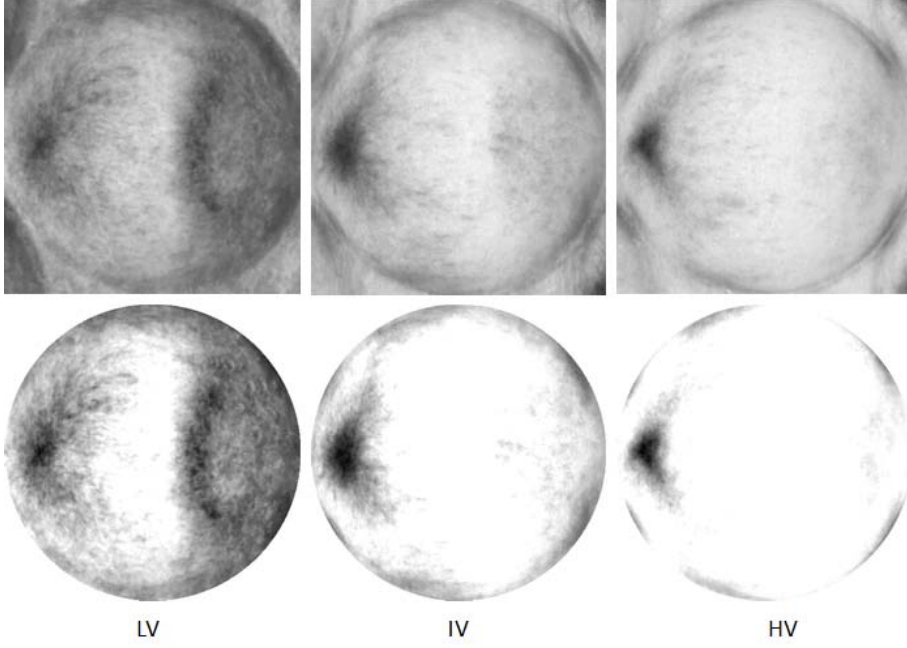


FIGURE 4.19: Colonization patterns for LV, IV, HV (from left to right) sections in the second experiment. Top figures are the raw result, and bottom figures are the results after a threshold filtering to capture the biofilm location (see text).

TABLE 4.6: Comparison of dry biomass (measured on day 7) and biofilm patch surface (estimated on day 5 by image processing) for the three flow regions of the second experiment. The surface of an hemisphere is equal to 23.25 cm^2 .

flow type	biofilm dry biomass (mg)	relative biofilm dry biomass (-)	biofilm occupied area cm^2	relative biofilm occupied area (-)
$LV_{S6.5}$	16.1 ± 3.9	1	5.35	1
$IV_{S4.35}$	3.9 ± 1.5	0.281 ± 0.16	1.65	0.31
$HV_{S2.75}$	1.5 ± 0.5	0.107 ± 0.057	0.49	0.091

Indeed, the value of the friction velocity at the beginning of the experiment presented in Graba et al. (2010) was inferred from an exponential fit applied to vertical profiles of u_{rms} , following Nezu & Nakagawa (1993), and could have been over-estimated, leading to biased values for k_s and d . Measurements at days 9 and 15 in this experimental work yield values of k_s/h and d/h in the range $k_s/h = [0.69 - 1.01]$ and $d/h = [0.71 - 0.87]$, respectively. While biofilm has already begun to grow at this moments, the numerical simulation yields values of $k_s/h = 0.68$ and

$d/h = 0.84$ that are in better agreement with these later experimental results. Of course, the near-hemisphere flow topology is different in the roughness sublayer for staggered or aligned configurations, with a mutual sheltering effects more efficient in the aligned configuration. Yet, both the mixing length and the pressure drag force (see the left term of (4.15)) are expected to remain similar between the two arrangements, thus leading to comparable values of d/h and k_s/h . This is indeed verified in the numerical simulations (see e.g. the values of k_s and d for runs $IV_{A6.5}$ and $IV_{S6.5}$ in table 4.5).

The influence of the Reynolds number on the log-law parameters can be investigated by comparing numerical simulations with the same bed configuration and the same confinement. Comparing $LV_{S6.5}$ and $IV_{S6.5}$, with roughness Reynolds numbers $k_s^+ = u_* k_s / \nu$ equal to 216 and 575, respectively, (that correspond to fully turbulent boundary layers ($k_s^+ > 70$)) shows that there is a slight but noticeable difference in the value of k_s (that is $k_s/h = 0.8(0.7)$ for $k_s^+ = 216(575)$). This difference is due to a weak modification of the near-hemisphere topology and the associated pressure drag. While viscous drag (see the right term of (4.15)) should be also different for the two numerical simulations, it is negligible in comparison to the pressure drag since values of k_s^+ are large. The same Reynolds-dependence of the flow topology behind a sphere in a uniform flow is observed and explains why the drag coefficient C_D also depends on the Reynolds number. This C_D dependence with Reynolds number would then yield to different values of k_s in a 1D vertical modelling of the velocity profiles in the roughness sublayer (see Macdonald (2000) for such modelling).

The influence of the confinement on the parameters of the log law can be investigated by comparing numerical simulations with the same bed configuration and turbulent Reynolds number, but with varying confinement D/h . Comparing $IV_{S6.5}$ and $IV_{S4.35}$ (which correspond to similar values of k_s^+ , respectively 470 and 575) does not reveal any significant difference between the two confinements. Florens (2010) showed that for a turbulent flow over an array of cubes, confinement is significant for values of $h/D > 0.33$ (or equivalently, $k_s/D > 0.17$) for which a slight decrease of k_s/h is expected while d/h remains constant. Here $h/D \approx 0.15$ and 0.23 for $IV_{S6.5}$ and $IV_{S4.35}$, respectively. The confinement used in the experiments and numerical simulations presented in this study is lower than the critical value of 0.33, so we expect the log-law parameters to be independant of confinement. This is clearly visible in the results of

table 4.5.

All the results obtained from the analysis of the turbulent boundary layer developing over two bed configurations for different confinements and bulk velocities can be extended to the flow topology inside the canopy region (i.e. $z/h < 1$). In figures 4.13 and 4.14, it becomes apparent that the flow topology, non-dimensionalized by u_* , strongly depends on the hemisphere arrangement, but remains roughly similar for the various flow regimes and confinements. This statement only holds for the flow pattern away from the solid boundaries, since close to it, the boundary layer thickness depends on the flow regimes. As a consequence, this leads to different intensities of the mean local shear stress τ , even when non-dimensionalized by $u_{z=h}^*/h$, as put in evidence in figure 4.16 where isovalues of τ get closer as $Re_t = u_*h/\nu$ increases.

The dependence of the dimensionless mean local shear stress on the solid boundaries is of particular importance for the biofilm colonization and early growth dynamics, since its ability to remain attached and grow on the hemispheres is challenged by the local flow conditions. For a laminar boundary layer developing along a flat plate, the boundary-layer thickness δ_ν would follow the scaling-law reading $\delta_\nu/x = Re_x^{-1/2}$, while for a turbulent boundary layer the scaling is $\delta_\nu/x = Re_x^{-1/5}$ Schlichting & Gersten (2000), with $Re_x = U_{ext}x/\nu$, U_{ext} being the external flow velocity. By analogy, since the external flow away from the hemispheres scales with u_* , as discussed above, the mean local shear stress τ close to the hemisphere on a fixed location, given by $\tau \approx U_{ext}/\delta_\nu$ should verify $\tau h/u_* \approx CRe_t^{1/2}$ for a laminar development, or $\tau h/u_* \approx CRe_t^{0.2}$, the constant C being only a function of the local flow topology and of the selected location.

In an attempt to capture the Re_t dependence of the shear stress patterns plotted in figure 4.16, we plotted in figure 4.20 the profiles of dimensionless mean shear stress along the hemisphere in the middle vertical plane of symmetry. The best collapse of these profiles on the same curve was obtained by testing different values of n for a Re_t^n dependence, and an optimum was found for $n = 0.26$ (see figure 4.21). This value, close to 0.2 expected for a turbulent boundary layer over an horizontal plate, confirms the turbulent nature of the boundary layer. Of course, the dimensionless shear stress on the hemispheres, even scaled by $\nu(u_*/h)Re_t^{0.26}$ still exhibits a slight dependence with the Reynolds number Re_t since the flow topology around the hemisphere is Re_t dependent. However, this scaling captures the overall shear stress intensity dependence,

which is sufficient to explain the biomass accrual delay with increasing flow velocity in the three experiments of Moulin et al. (2008).

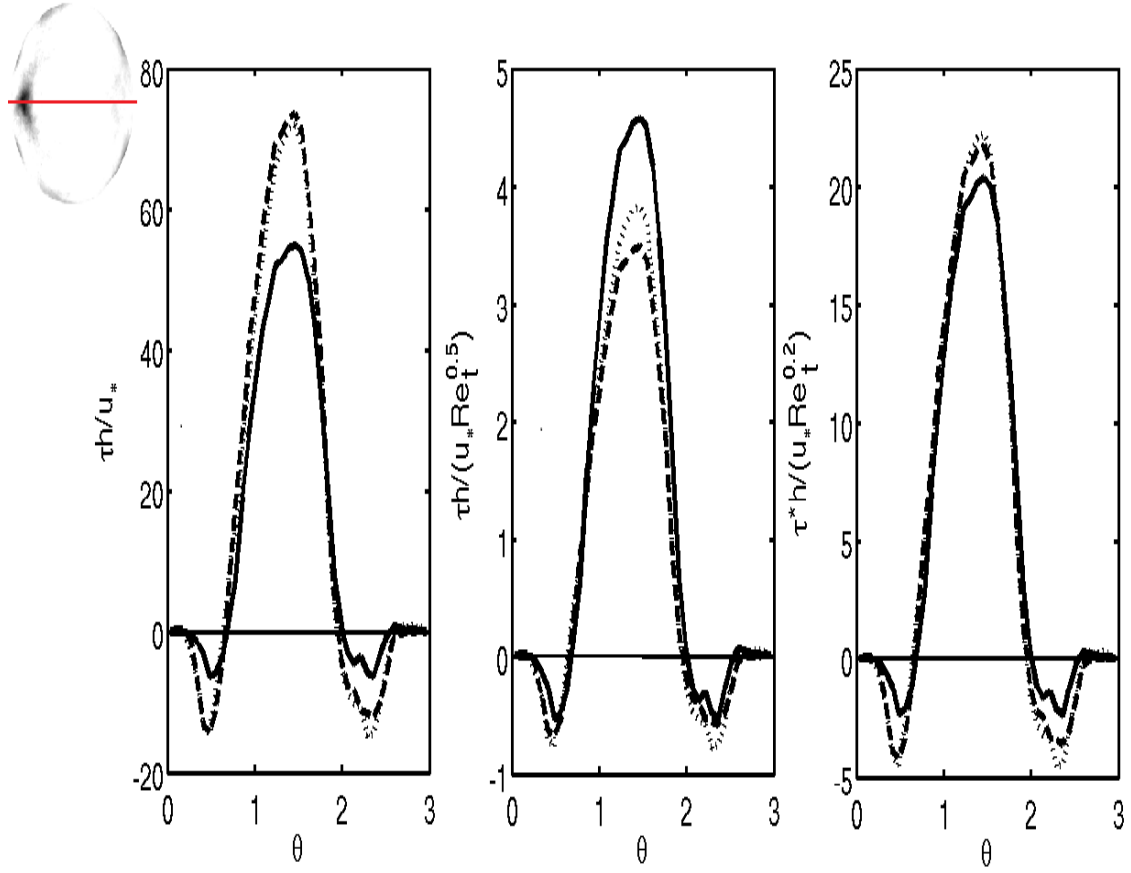


FIGURE 4.20: Profile of the mean local shear stress τ on the hemisphere along the vertical mid-plane $y/h = 0$, for various scalings and flow regimes. $\theta = 0$ (π) corresponds to the front (back) of the hemisphere. τ is scaled by (a) u^*/h , (b) $u^*Re_t^{0.5}/h$ and (c) $u^*Re_t^{0.2}/h$, respectively. The flow regimes are $LV_{S6.5}$ (solid line), $IV_{S6.5}$ (dashed line), and $IV_{S4.35}$ (dotted line), respectively.

The fact that colonization occurs preferentially around zero shear region indicates that a critical shear stress value could be applied at fixed time to delimitate a colonization pattern for the three different flow conditions. Around the stagnation point, the shear stress distribution exhibit a linear behaviour, as seen in figure 4.21 for $\theta \approx 0.9$. This reads $\tau = \alpha_g r \nu u_* Re_t^{0.26}/h$, following the Re_t dependance discussed above, with α_g a geometrical constant and r the distance from the stagnation point along the hemisphere surface. For a fixed critical value of τ for colonized regions, the patch area would scale as r^2 , yielding a $(u_* Re_t^{0.26})^{-2}$ dependance. For the three experiments of Moulin et al. (2008), this Reynolds dependance would yield a relative colonized surface ratio equal to 1, 0.06 and 0.015 respectively. The apparent discrepancy with

measurements of biomass or estimated colonized surfaces given in table 4.6 is due to the fact that large patches are already colonized in the LV flow region, for which the linear development around stagnation points do not hold anymore. Indeed, for IV and HV regions where the colonization is still confined to regions near the front stagnation point, the prediction of the ratio between the two colonized surfaces would be $0.06/0.015 = 4.0$, in reasonable agreement with biomass measurements and estimated colonization surfaces from photographs (with ratios equal to 1.2 – 5.4 and 3.4 respectively, see table 4.6).

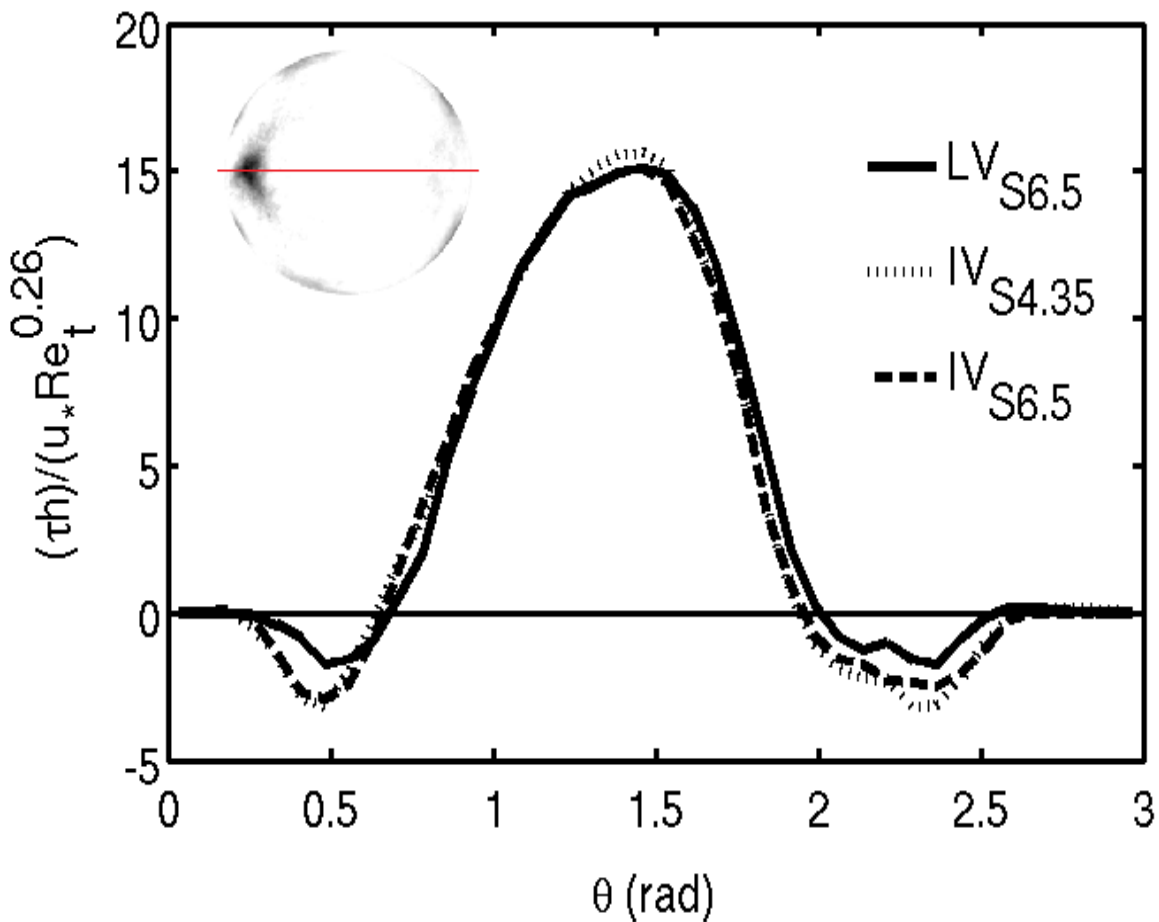


FIGURE 4.21: Same as figure 4.20 with the best fit exponent (i.e. 0.26) for the Re -influence.

4.6 CONCLUSIONS

We have performed direct numerical simulations of a turbulent boundary layer flow over a bed of hemispheres (using a IBM method) in order to get a better understanding of the

interaction between local hydrodynamics conditions and the ability for the epilithic biofilm to colonize and grow on a complex substrate. Detailed comparison were made with river biofilm growth experiments performed in an hydraulic flume. Flow statistics above the substrates are shown to be in agreement with measurements performed by Laser Doppler Velocimetry (LDV) and Particle Image Velocimetry (PIV) in the experiments.

Access to local information in the canopy region allowed us to analyze the mean flow structure, turbulence statistics and wall parameters for various bed configuration, confinement and friction velocity. We found that the local wall shear stress (near the substrate) is the crucial parameter in the colonization and initial growth phases of biofilm. Biofilm will tend to first colonize regions of low-to-moderate wall shear stress, and then spread over the whole substrate. The location of the regions of low shear stress obtained from the numerical simulations agrees reasonably well with that of the colonization regions observed in the experiments (see e.g. figure 4.16 vs. figures 4.17 and 4.19). This local shear stress τ on the surface of the hemispheres is shown to scale as $\nu(u_*/h)Re_t^{0.26}$, where $Re_t = u_*h/\nu$. The present scaling together with a fixed critical shear stress for colonization and early growth, may explain the increasing delay in biomass accrual with increasing flow velocity in the experiments.

Ongoing effort is performed to extend this analysis so as to find a hydrodynamic criterion which may allow to predict the possible surface of biofilm colonization on arbitrary substrate, criterion which may then be used in predictive models for biofilm biomass accrual.

4.7 ACKNOWLEDGEMENTS

FC was supported by a scholarship intended for PhD students partly founded by the Région Midi-Pyrénées. Some of the computational time was provided by the Scientific Groupment CALMIP (projet P0930), the contribution of which is greatly appreciated.

5 CONCLUSION DU CHAPITRE

Pour étudier numériquement le rôle de l'écoulement local dans la dynamique d'un biofilm épilithique pendant les phases de colonisation et de croissance initiale, nous avons réalisé plusieurs simulations numériques directes d'un écoulement de couche limite turbulente hydrauliquement rugueuse. Certaines de ces simulations sont calquées sur les expériences de Moulin et al. (2008) et Graba et al. (2010), ce qui nous a permis d'étudier l'interaction entre le biofilm et l'écoulement local, d'une part, et l'influence du nombre de Reynolds rugueux Re_* (donc des propriétés de la couche limite), du confinement et de l'arrangement des obstacles constituant le fond sur cette interaction, d'autre part.

L'étude de la structure de l'écoulement local pour différents nombres de Reynolds rugueux Re_* , différents nombres de confinement α et différentes configurations du fond ont permis de mettre en évidence l'existence d'un comportement logarithmique du profil vertical de la vitesse doublement moyennée avec des paramètres $u^*_{z=h}$, d , k_s et z_{loilog}^{up} influencés par Re_* et de la configuration du fond, et moyennement par α . Il ressort en particulier de cette étude que Re_* n'influence pas les paramètres de la loi logarithmique dans le cas où les obstacles constituant le fond sont en position décalée, mais qu'une dépendance en Re_* apparaît pour les configurations alignées.

Les résultats des simulations numériques calquées sur les expériences de Moulin et al. (2008) et Graba et al. (2010) ont permis de mettre en évidence une corrélation entre la distribution du biofilm autour de l'hémisphère et le taux de cisaillement local à la surface de celui-ci. Les motifs de colonisation du biofilm sur l'hémisphère correspondent à des zones de cisaillement tangentiel faible à modéré (correspondant à des points d'arrêt ou à des zones de recirculation). Une analyse du cisaillement tangentiel local autour de l'hémisphère a permis d'obtenir une dépendance du taux de cisaillement au nombre de Reynolds rugueux en $(Re_*)^{0.26}$ et de faire des prédictions des rapports de surfaces colonisables pour des configurations non simulées.

TRANSFERTS D'ESPÈCES CHIMIQUES ENTRE LE BIOFILM ET LA PLEINE EAU

Sommaire

1	INTRODUCTION	138
2	MODÉLISATION DES TRANSFERTS D'ESPÈCES CHIMIQUES ENTRE LE BIOFILM ET LA PLEINE EAU	139
2.1	ÉQUATIONS RÉSOLUES	139
2.2	PRÉSENTATION DES DIFFÉRENTES SIMULATIONS	140
3	RÉSULTATS ET DISCUSSIONS	143
3.1	CHAMPS INSTANTANÉS DE CONCENTRATION	143
3.2	CHAMPS MOYENS INTER-MOTIF DE CONCENTRATION	144
3.3	PROFILS VERTICAUX DE CONCENTRATIONS	149
3.4	FLUX TURBULENT DE CONCENTRATION	152
3.5	CONSOMMATION D'ESPÈCES CHIMIQUES PAR LE BIOFILM	153
3.6	COEFFICIENTS DE TRANSFERTS GLOBAUX ET VITESSE D'ÉCHANGE .	154
4	CONCLUSION DU CHAPITRE	156

1 INTRODUCTION

Les transferts verticaux sont primordiaux dans la modélisation de la dynamique du biofilm car ils sont responsables des apports de nutriments et d'oxygène pour le biofilm et pour les échelons trophiques supérieurs (Nikora (2010)). Pour améliorer la modélisation de la dynamique du biofilm épilithique, il est nécessaire de bien décrire les échanges entre la canopée et l'écoulement au-dessus d'un part, et la canopée et le biofilm lui-même d'autre part. Le travail présenté ici consiste à modéliser l'activité d'un biofilm (recouvrant entièrement le fond) par une consommation instantanée de l'espèce chimique de concentration c et d'étudier, pour différentes conditions, les processus hydrodynamiques qui pilotent le transfert. Plus concrètement, cela consiste à analyser l'évolution d'un scalaire passif diffusant à partir d'un fond hydrauliquement rugueux soumis à un écoulement de couche limite turbulente. L'idée sous-jacente est d'étudier l'évolution spatio-temporelle d'une couche limite de concentration afin de quantifier les flux verticaux d'espèces chimiques rencontrées dans les écoulements turbulents de type rivière, en présence d'un biofilm épilithique en phase de colonisation et de croissance initiale recouvrant entièrement le fond.

Il existe relativement peu de travaux réalisés sur les transferts de scalaire passif dans les écoulements de couche limite turbulente en régime hydrauliquement rugueux. Les travaux de Calmet (1995) ont permis de bien quantifier l'importance du nombre de Schmidt Sc dans les processus de transfert dans le cas d'un écoulement turbulent sur un fond lisse avec présence d'une surface libre. Des lois d'échelles ont été obtenues notamment celle de l'évolution du coefficient de transfert global $K_L : \frac{K_L}{u_*} \propto Sc^{-2/3}$ et $\frac{K_L}{u_*} \propto Sc^{-1/2}$ respectivement pour la paroi lisse et pour l'interface gaz-liquide.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la méthodologie utilisée pour modéliser les transferts d'espèces chimiques dans une couche limite hydrauliquement rugueuse : (1) rappel des équations utilisées et (2) présentation des différentes simulations numériques. Dans la deuxième partie, nous présentons les différents résultats obtenus aux moyens d'analyses faites sur les champs de vitesse, les différents flux et les coefficients de transferts globaux.

2 MODÉLISATION DES TRANSFERTS D'ESPÈCES CHIMIQUES ENTRE LE BIOFILM ET LA PLEINE EAU

Pour des canopées rugueuses, Nikora (2010) décrit les échanges verticaux de nutriments ou de substances chimiques dans l'écoulement en utilisant la technique de double moyenne présentée précédemment (selon l'équation D.A.N.S). Selon lui, les processus de transfert ou d'absorption de matière sont pilotés par l'interaction entre la turbulence, la diffusion moléculaire et la complexité de la géométrie du fond ou des organismes qui y vivent. Nikora et al. (2003) et Larned et al. (2004) postulent que pour un processus de transfert de scalaire passif et d'absorption limité dans une canopée colonisée par du périphyton, il existe au moins trois régimes distincts d'absorption définis par les interactions entre l'écoulement et le périphyton. Les régimes de transfert à l'interface canopée végétale-écoulement sont classés en fonction du rapport entre la hauteur de la canopée h_c à l'épaisseur de la sous-couche diffusive δ_c (cf Nikora et al. (2003) et Larned et al. (2004)). Les épaisseurs des sous-couches de diffusion δ_c et visqueuse δ_u sont liées par $\delta_c = Sc^{-1/3}\delta_u$, où $Sc = \nu/D_{mol}$ est le nombre de Schmidt (Nikora (2010)).

2.1 ÉQUATIONS RÉSOUES

Comme pour le champ de vitesse, il est possible de décomposer le champ local instantané de concentration d'espèce chimique ou de scalaire passif c en une partie doublement moyennée $\langle \bar{c} \rangle$, dispersive $\tilde{c} = \bar{c} - \langle \bar{c} \rangle$ et fluctuante $c = c - \bar{c}$. L'équation de transport (advection-diffusion) de c peut alors s'écrire (Nikora (2010)) :

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \overline{u_j \frac{\partial \bar{c}}{\partial x_j}} = \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{D_{mol} \frac{\partial c}{\partial x_j}} - \frac{\partial \overline{u_j \tilde{c}}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_j c}}{\partial x_j} - \frac{1}{V_f} \overline{\iint_{S_{int}} D_{mol} \frac{\partial c}{\partial x_j} n_j dS} \quad (5.1)$$

Où $J_p = -\frac{1}{V_f} \overline{\iint_{S_{int}} D_{mol} \frac{\partial c}{\partial x_j} n_j dS}$ quantifie l'absorption de nutriments pour les organismes près du fond, D_{mol} est la diffusivité moléculaire du scalaire passif, S_{int} représente la surface d'échange à la paroi rugueuse et V_f représente le volume occupé par le fluide. Le transfert vertical est piloté par le flux turbulent vertical $\langle \overline{w c} \rangle$ et le flux dispersif $\tilde{w} \tilde{c}$.

$$J_{tur} = \tilde{w} \tilde{c} + \overline{w c} \quad (5.2)$$

et le flux par diffusion moléculaire par :

$$J_{D_{mol}} = \overline{D_{mol} \frac{\partial c}{\partial z}} \quad (5.3)$$

Le flux total est donné par :

$$J_t = \widetilde{w\bar{c}} + \overline{w c} + \overline{D_{mol} \frac{\partial c}{\partial z}} \quad (5.4)$$

Pour le transfert de scalaire passif dans une couche limite turbulente hydrauliquement lisse, on définit généralement deux grandeurs pour normaliser les quantités turbulentes, à savoir une concentration de référence c_* :

$$c_* = \frac{D_{mol}}{u_*} \left. \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (5.5)$$

Et $c = c_p - c_{ref}$ la différence de concentration entre celle à la paroi une autre concentration de référence généralement prise dans la pleine eau ou dans la canopée.

2.2 PRÉSENTATION DES DIFFÉRENTES SIMULATIONS

Pour étudier l'évolution d'un scalaire passif diffusant à partir d'un fond hydrauliquement rugueux soumis à un écoulement turbulent, nous avons réalisé trois simulations numériques pour trois nombres de Schmidt différents : $Sc = 0.1$, $Sc = 1$ et $Sc = 10$. Dans tous les cas, le champ de vitesse initial instantané est celui obtenu à partir de la simulation d'un écoulement turbulent établi à savoir la simulation $LV_{S6.5}$ dont la géométrie est donnée sur la figure 5.1 et quelques paramètres sont reportés dans le tableau 5.1. Cette simulation a été choisie pour la qualité de son maillage qui permet une résolution des échelles spatiales d'environ 3 fois l'échelle de Kolmogorov η dans la direction verticale et 4.65η dans les directions transversale et longitudinale. Le champ de concentration c est quant à lui initialisé de façon uniforme avec une valeur nulle partout : $c(\vec{x}, t = 0) = 0$, \vec{x} .

Staggered Aligned Dans l'étude de l'évolution du biofilm en rivière, ce sont les transferts d'oxygène et de dioxyde de carbone qui nous intéressent. Les coefficients de diffusion moléculaire de ces composés chimiques dans l'eau conduisent respectivement à des nombres de Schmidt de 490 et 660. Ceci conduit donc à décrire des transferts dont la sous-couche diffusive δ_c est environ dix fois plus petite que la sous-couche visqueuse δ_u . Il faut donc augmenter la résolution spatiale d'un facteur 10, ce qui rend les temps de calcul prohibitifs. C'est pour cela que nous nous sommes restreints à des cas où $Sc \leq 10$ pour lequel la même résolution spatiale peut être adoptée. Quoi qu'il en soit, les trois simulations permettent de voir l'influence du nombre de Schmidt Sc dans le développement de la couche limite diffusive et ce, pour une résolution

TABLE 5.1: Paramètres de contrôle des différentes simulations numériques

Paramètres	Symboles	Valeurs	Unités
Nombre de mailles	$N_x \times N_y \times N_z$	$96 \times 138 \times 88$	-
Taille du domaine	$L \times H \times D$	$7h \times 8h \times 6.64h$	-
Temps d'établissement de la turbulence	-	200T	s
Nombre d'échantillons temporels utilisés	N	600	-
Temps de retournement des tourbillons	$T = \frac{h}{u_*}$	2.17	s
Nombre de Reynolds rugueux	$Re_* = \frac{hu_*}{\nu}$	156	-
Résolution par rapport à η	$(\Delta x, \Delta y, \Delta z)\eta$	$(4.65 \times 4.65 \times 2.7)\eta$	-
Viscosité cinématique	ν	1.002×10^{-6}	$m^2 s^{-1}$
Densité	ρ	1000	$kg.m^{-3}$
Hauteur des hémisphères	h	1.85	cm

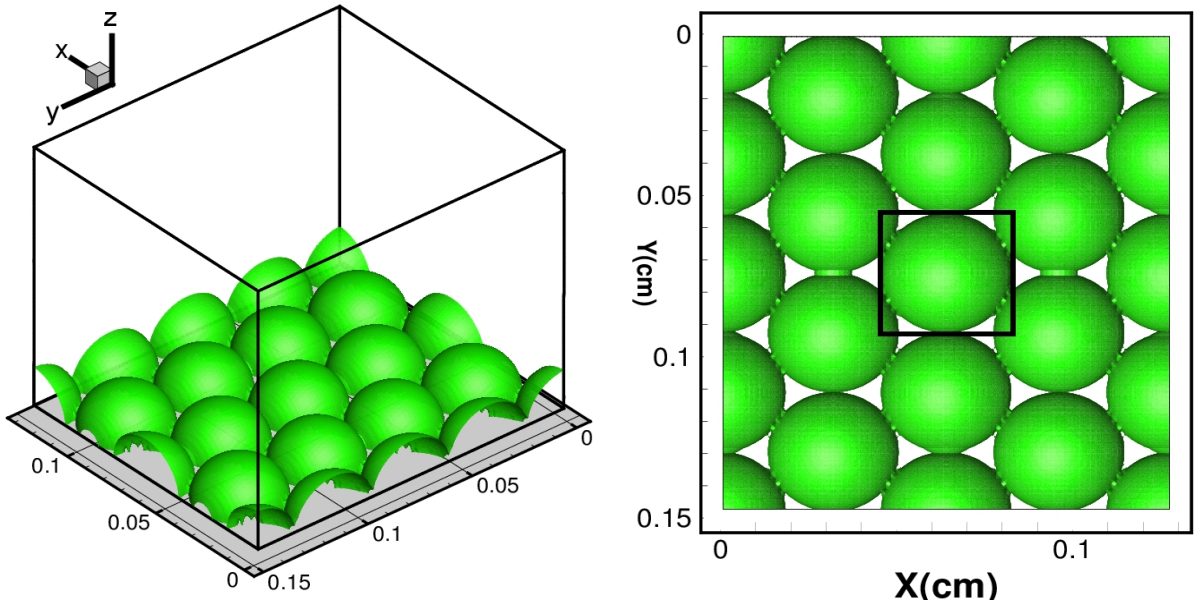


FIGURE 5.1: Vue 3D et vue de dessus du domaine de calcul. L'écoulement est principalement dirigé selon x .

spatiale raisonnable. Dans la poursuite des travaux de Calmet (1995), ces résultats permettront d'identifier et d'étendre l'étude des processus de transferts de scalaire passif aux cas d'écoulements de couche limite turbulente sur des fonds hydrauliquement rugueux.

Des conditions de périodicité sont imposées dans les directions longitudinale et transversale, une condition de glissement sans frottement est imposée sur le haut du domaine, et une condition de non-glissement est imposée sur les obstacles et sur le fond. Pour le scalaire passif, une concentration constante c_p est imposée sur les obstacles et sur le fond, des conditions de périodicité sont imposées dans les directions longitudinale et transversale. Une condition de flux nul est imposée au niveau de la surface libre.

Dans notre étude, la condition aux limites de concentration constante sur le fond et sur les obstacles laissant ainsi le flux à la paroi libre, peut entraîner des variations importantes de c_* . D'un autre côté, le flux nul imposé au niveau de la surface libre laisse libre la concentration sur le bord supérieur du domaine, entraînant ainsi de grandes variations entre la concentration au fond et celle de la surface libre au cours du temps. Comme nous le verrons dans la suite, c_* et c varient fortement entre les différents cas $Sc = 0.1$, $Sc = 1$ et $Sc = 10$, ce qui pose des problèmes pour normaliser les grandeurs statistiques.

Le choix d'un flux de concentration au niveau de la surface libre a pour conséquence de ne pas garantir un régime stationnaire pour la concentration moyenne. En revanche il est possible d'estimer un temps caractéristique pour lequel tout le scalaire est consommé d'une part et d'avoir une évolution spatio-temporelle du développement de la couche limite massique d'autre part. La non-stationnarité des champs de concentration moyenne fait qu'il est impossible de calculer directement les fluctuations dispersives de concentration \tilde{c} permettant de calculer le flux dispersif conformément à la technique de double moyenne $\tilde{w}\tilde{c}$. De plus, comme nous l'avons montré dans les chapitres précédents, il est nécessaire d'avoir un écoulement complètement établi et un grand nombre d'échantillons pour avoir des résultats statistiquement convergés. Pour tenter d'estimer les flux turbulents et dispersifs malgré le caractère instationnaire, nous avons d'abord tenté d'estimer la partie turbulente et dispersive du champ de concentration à chaque instant t en calculant :

$$c_f(x, y, z) = c(x, y, z, t) - \bar{c} \quad (5.6)$$

Où \bar{c} a été estimée en utilisant simplement la moyenne spatiale horizontale dans tout le champ. Si \bar{c} est correctement estimée par cette méthode, on peut alors considérer que c_f vérifie :

$$c_f(x, y, z, t) \approx c + \tilde{c} \quad (5.7)$$

On accède aussi à $w_f = w(x, y, z, t) - \bar{w}$, où $\bar{w} = 0$, d'où $w_f(x, y, z) = w + \tilde{w}$.

Ensuite on peut calculer :

$$c_f w_f \cong c w + \tilde{c} \tilde{w} + c \tilde{w} + w \tilde{c} \quad (5.8)$$

On peut considérer les deux derniers termes négligeables, et que $c w = \overline{c w}$. On dispose alors, d'un moyen d'estimer à chaque instant les flux verticaux turbulents et dispersifs puisque

$$c_f w_f \cong c w + \tilde{c} \tilde{w}$$

3 RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

3.1 CHAMPS INSTANTANÉS DE CONCENTRATION

Sur les figures 5.3 et 5.2 sont présentées les concentrations instantanées obtenues pour $Sc = 0.1$, $Sc = 1$ et $Sc = 10$, à $t = 50T$. On peut voir très nettement l'influence du nombre de Schmidt Sc sur la distribution spatiale de la concentration dans l'écoulement. Dans le cas $Sc = 0.1$ le champ moyen de concentration est relativement homogène à une hauteur donnée, suggérant que le mélange se fait essentiellement par diffusion moléculaire.

Pour $Sc = 1$ et $Sc = 10$, la distribution de concentration devient plus hétérogène dans tout le domaine contrairement au cas $Sc = 0.1$. Ceci indique que le transfert est assuré par les fluctuations turbulentes, en accord les résultats obtenus pour un fond hydrauliquement lisse (Calmet (1995)). Pour un fond hydrauliquement rugueux, la sous-couche visqueuse est noyée dans la sous-couche rugueuse. Celle-ci est caractérisée par un fort taux de cisaillement donc par une forte turbulence (Florens (2010), Coceal et al. (2006)). Pour un nombre $Sc > 1$, le transfert de scalaire passif n'est plus piloté par la diffusion moléculaire mais par les structures turbulentes dans la sous-couche rugueuse.

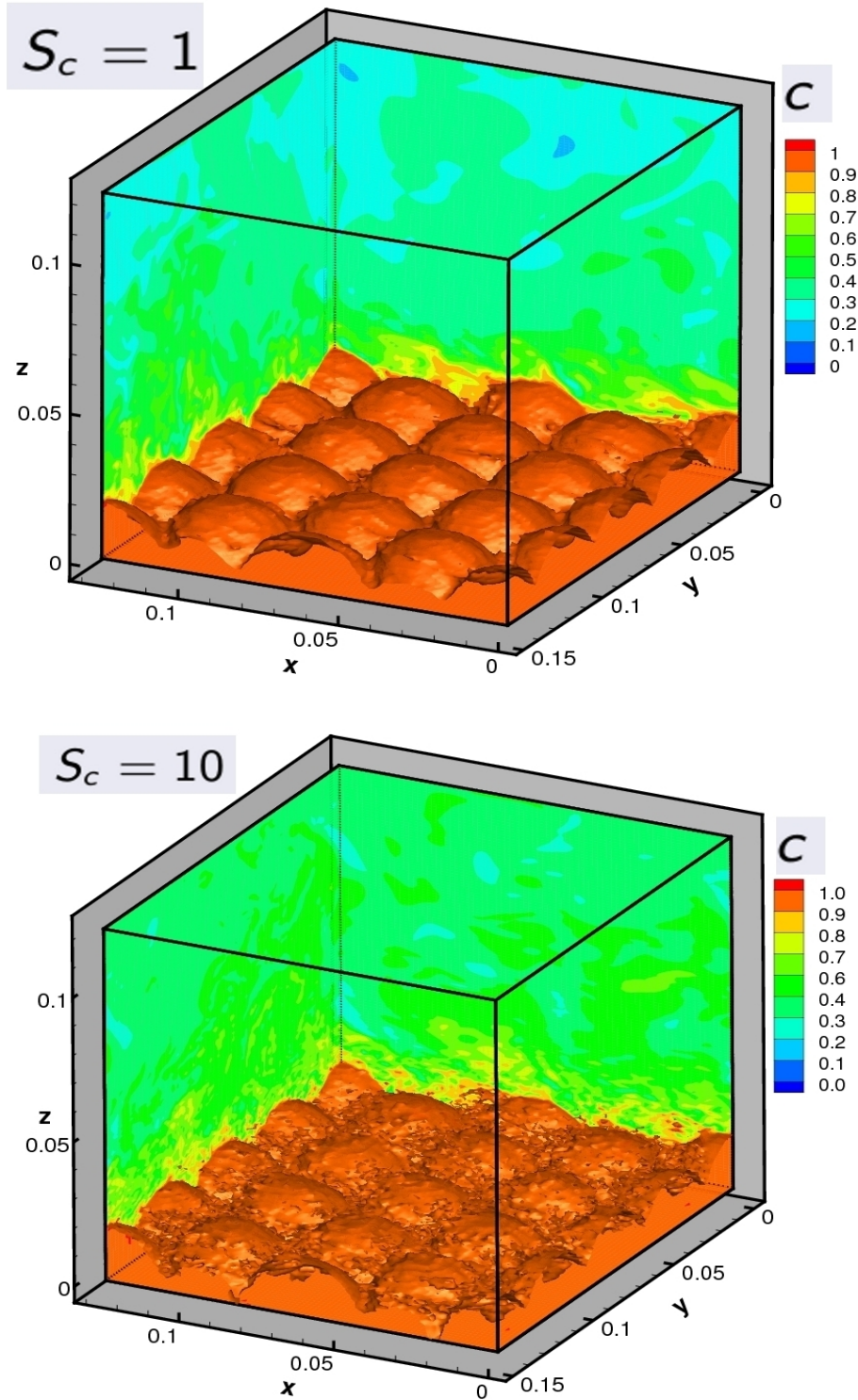


FIGURE 5.2: Comme la figure 5.3, $Sc = 1$ et $Sc = 10$.

3.2 CHAMPS MOYENS INTER-MOTIF DE CONCENTRATION

Sur les figures 5.4, à 5.7 sont présentées les concentrations moyennes spatiales inter-motif obtenues pour $Sc = 0.1, 1$ et 10 , à différentes valeurs de t . Pour les trois premières figures, il

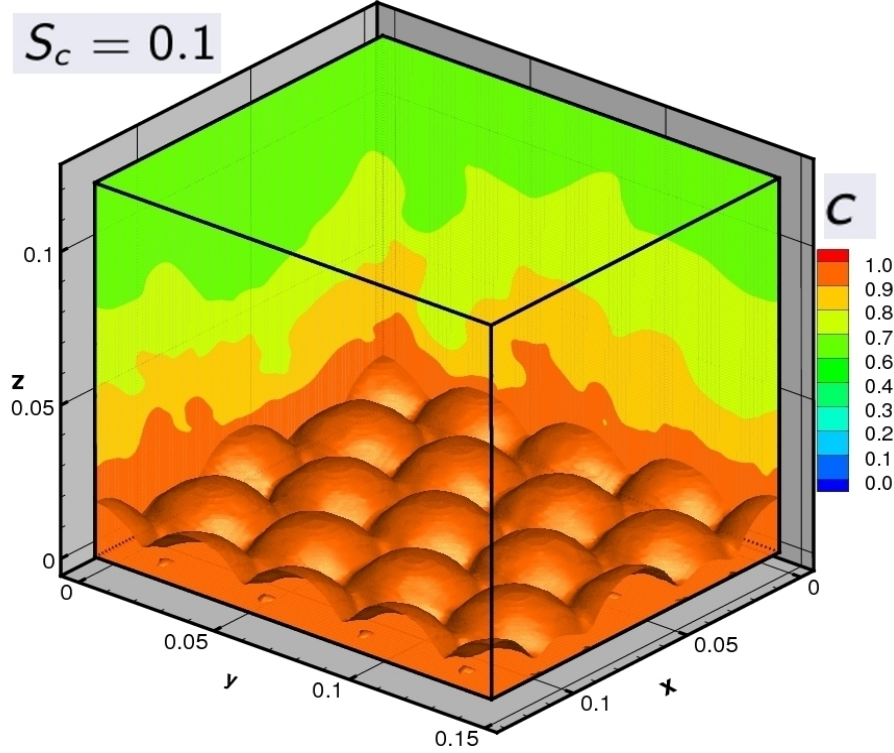


FIGURE 5.3: Concentration instantanée à $t = 50T$, $Sc = 0,1$. L iso-surface représentée est $c = 0,97$. L écoulement est dans la direction x et le nombre de Reynolds rugueux $Re_* = 156$.

s agit d une vue au niveau du plan vertical (x, z) en $y/h = 1$ et pour les trois autres, d une vue de dessus du plan horizontal (x, y) en $z/h = 0,5$.

On remarque que pour les trois nombres de Schmidt, le mélange se fait dans la sous-couche rugueuse et que les maxima de concentrations sont localisés dans la canopée ($z/h < 1$). Pour le cas $Sc = 0,1$, les iso-contours de concentration épousent la partie supérieure de l hémisphère et sont allongés dans la direction longitudinale, contrairement aux cas $Sc = 1$ et 10 . On constate également un développement important d une couche limite de concentration en aval de l hémisphère pour les trois cas. Mais les contours de cette couche limite de concentration sont plus réguliers et l épaisseur est plus importante dans le cas $Sc = 0,1$ que dans les autres. Les raisons sont les mêmes que celles explicitées dans la section précédente. Pour $Sc = 10$ on note la présence de structures porteuses du maximum de concentration dans des zones de concentration moins élevée : ce sont des "streaks de concentration" (Calmet (1995)).

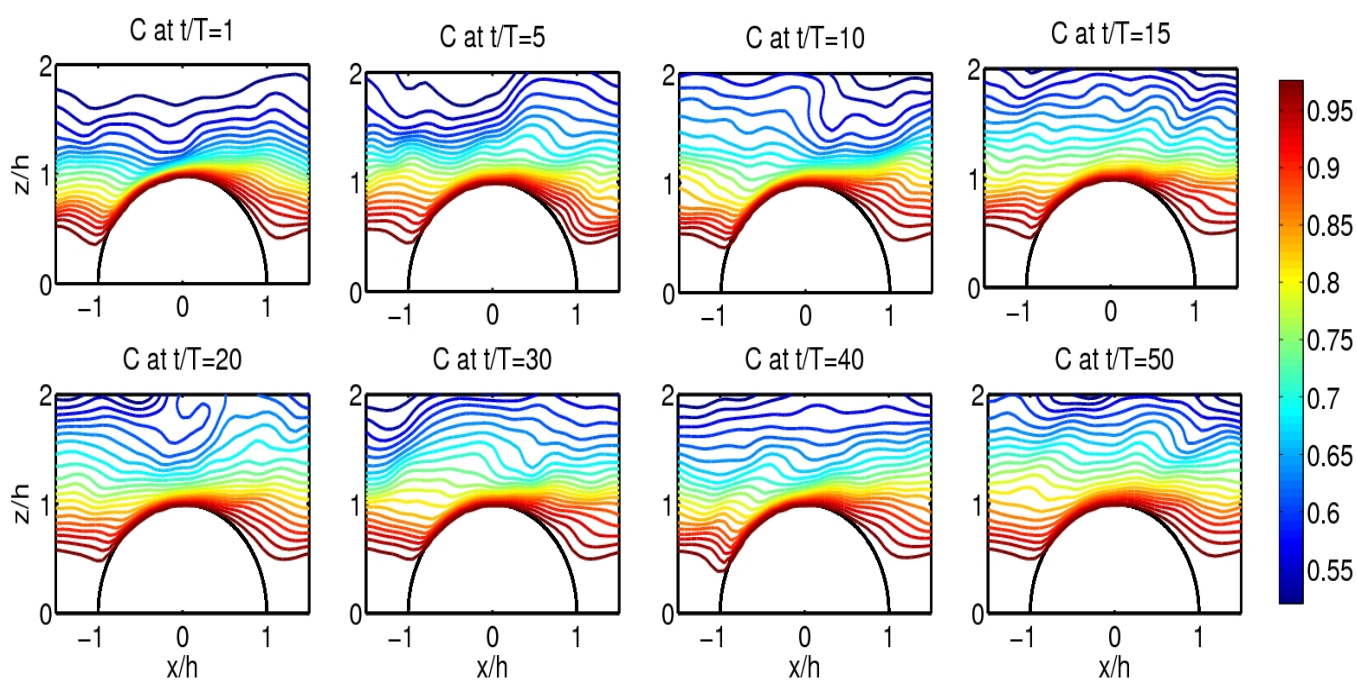


FIGURE 5.4: *Contours du champ moyen spatial inter-motif de concentration pour $Sc = 0.1$. Vue sur plan médian du motif de base en $y/h = 1$.*

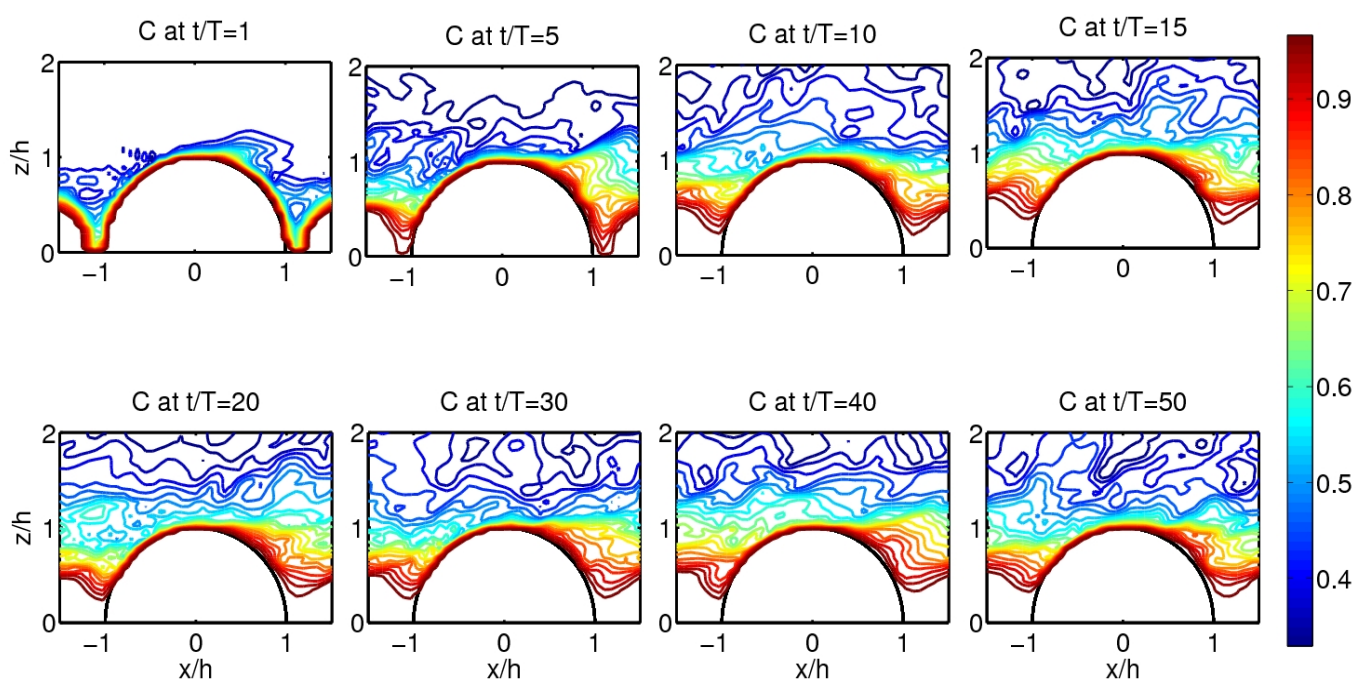


FIGURE 5.5: *Comme la figure 5.4 pour $Sc = 1$.*

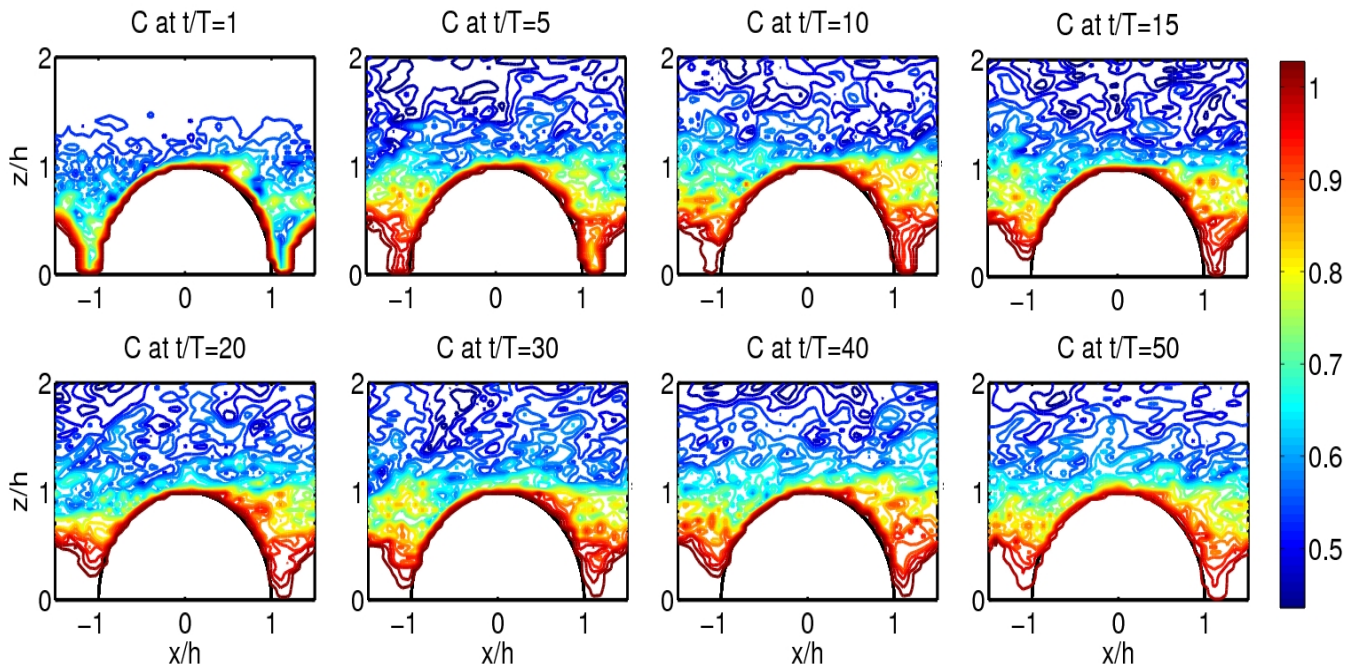


FIGURE 5.6: Comme la figure 5.4 pour $Sc = 10$.

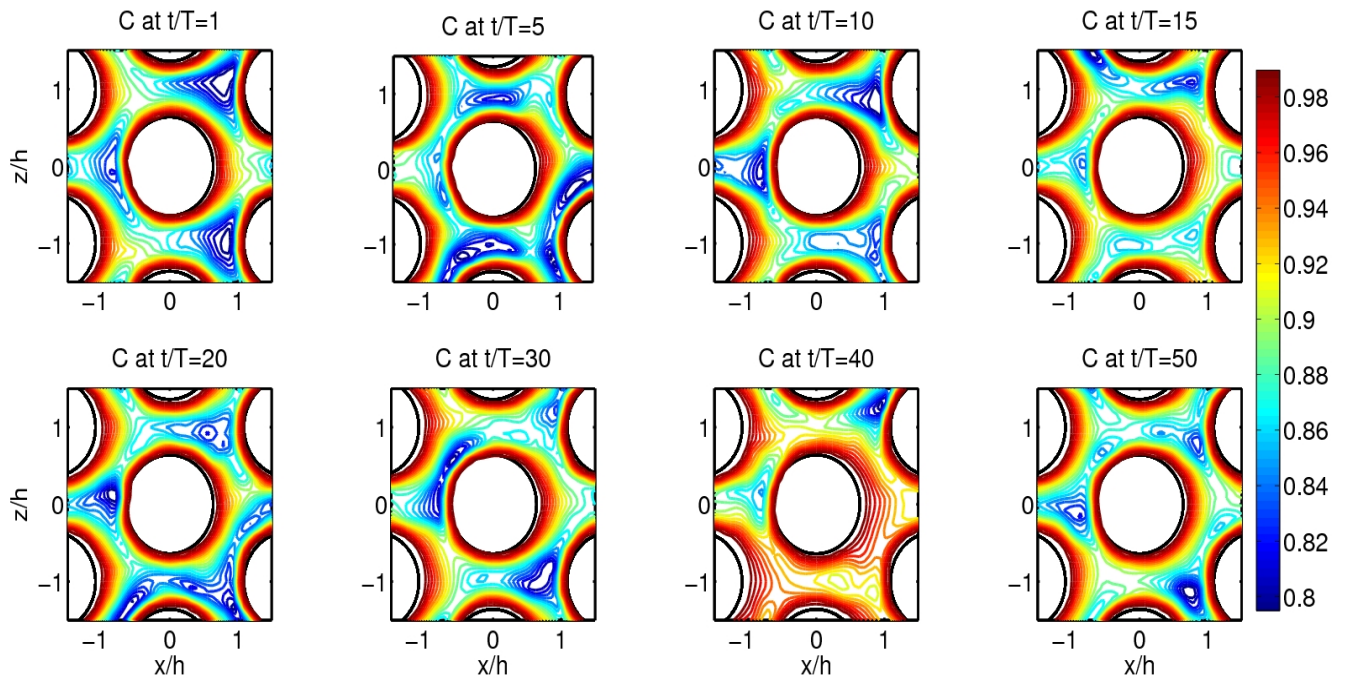


FIGURE 5.7: Contours de la concentration moyenne spatiale inter-motif pour $Sc = 0.1$. Vue de dessus en $z/h = 0.5$.

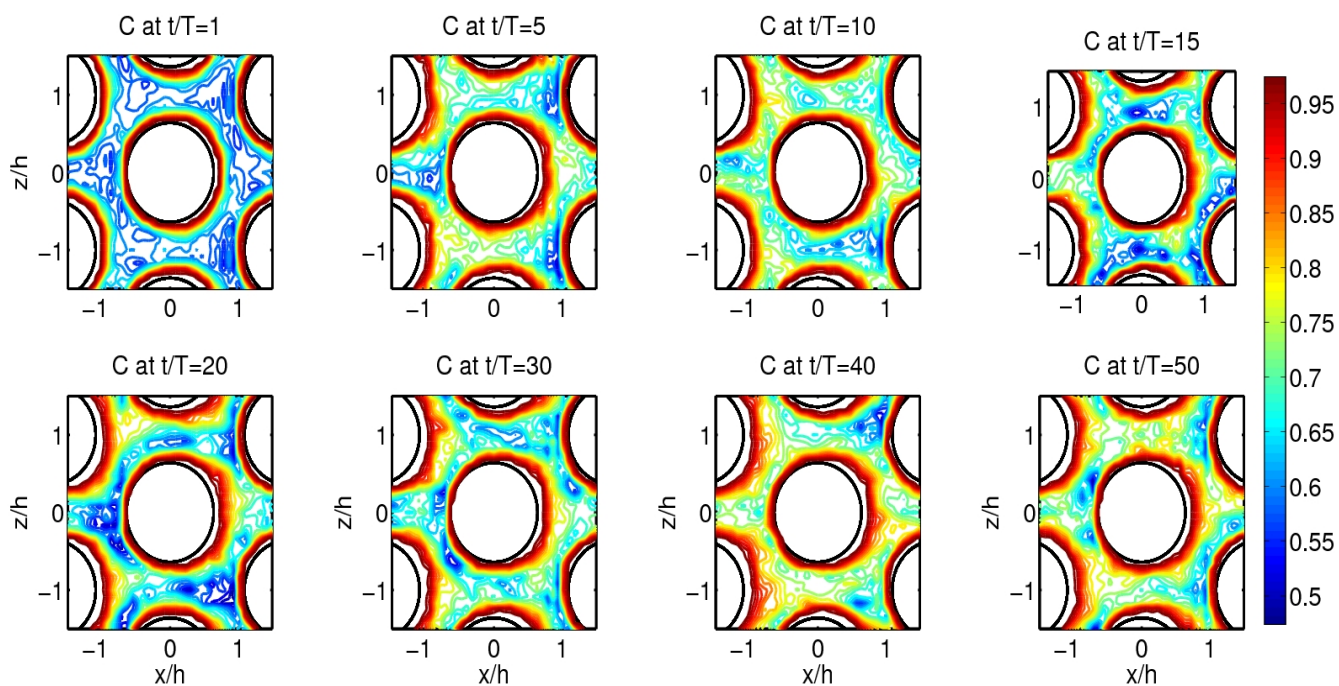


FIGURE 5.8: Comme la figure 5.7 pour $Sc = 1$.

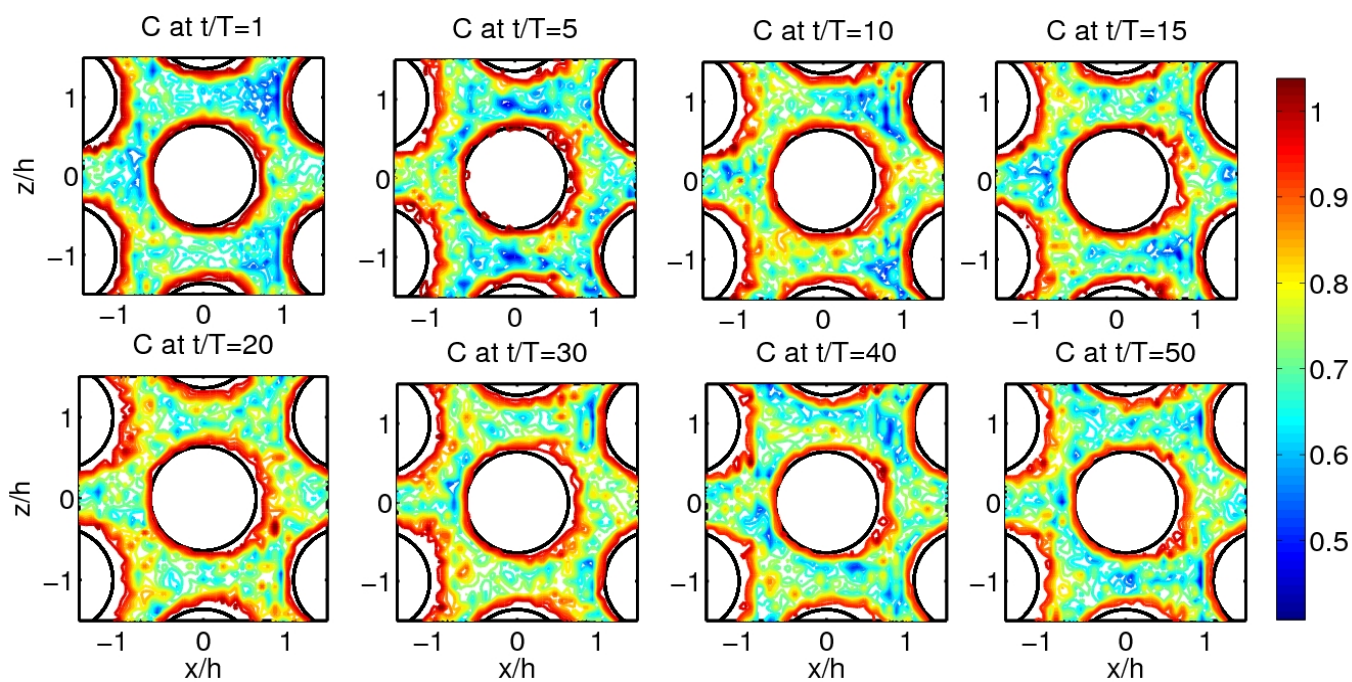


FIGURE 5.9: Comme la figure 5.7 pour $Sc = 10$.

3.3 PROFILS VERTICAUX DE CONCENTRATIONS

Sur la figure 5.10 sont présentés les profils dimensionnels verticaux de concentration moyennés spatialement dans des plans horizontaux pour différentes valeurs de temps t normalisés par le temps caractéristique T (temps de retournement des tourbillons) et pour les trois nombres de Schmidt étudiés. Comme évoqué précédemment, les profils moyens de concentration ne

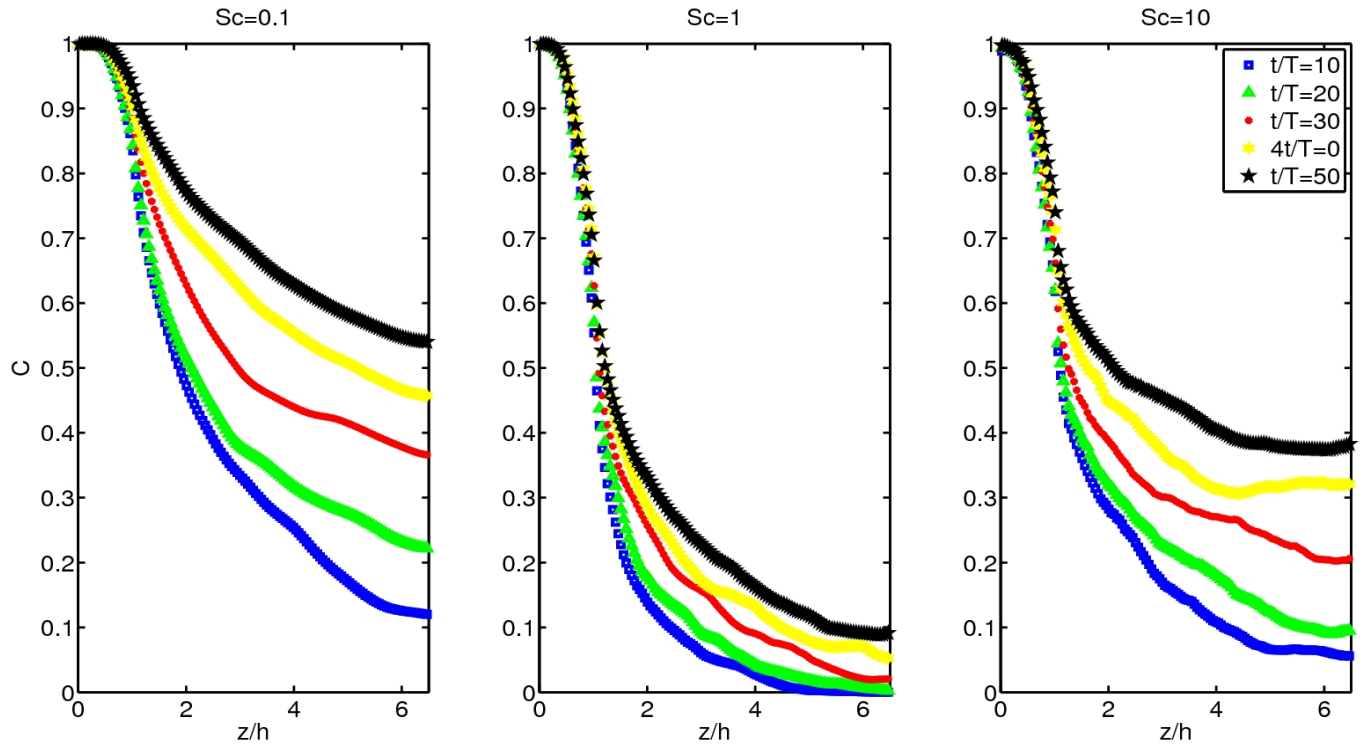


FIGURE 5.10: Évolution temporelle des profils verticaux de concentration moyennés spatialement c à différents temps t pour les trois nombres de $Sc = 0,1, 1$ et 10 . Le temps t est normalisé par le temps caractéristique de retournement de tourbillons T .

convergent pas vers un profil stationnaire et ce, du fait de la condition de flux nul pour la concentration sur la frontière supérieure. L'imposition de $c_p = 1$ en $z/h = 0$, du flux nul en $z/h = 6.64$ (correspondant à la surface libre) et des conditions de périodicité dans les directions latérale et longitudinale entraînent une accumulation de concentration dans la colonne de fluide, qui se traduit par une augmentation progressive du champ de concentration dans tout le domaine.

Revenant à la figure 5.10, on remarque que pour les trois cas de nombre de Schmidt, le gradient de concentration est maximal au niveau de la hauteur des hémisphères $z/h = 1$. Ceci

est clairement apparent sur la figure 5.11 sur lesquelles sont représentées les profils verticaux de concentration $(c_p - c)$ normalisés respectivement par c_* à $t = 50T$.

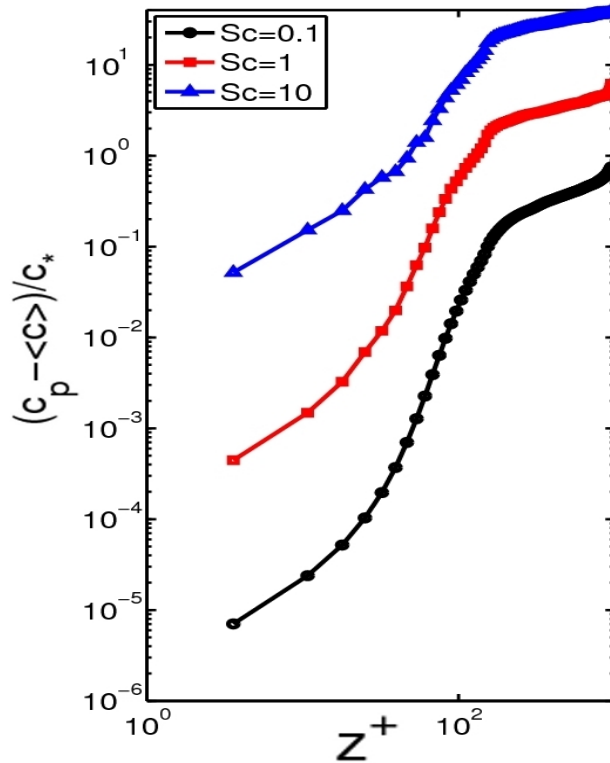


FIGURE 5.11: Profils verticaux de concentration $(c_p - c)$ à $t = 50T$ mettant en évidence le comportement logarithmique de ce dernier. Les profils de concentration sont normalisés par c_* . $z^+ = \frac{zu_*}{\nu}$, c_p est la concentration à la paroi.

L'analyse des résultats montre que le mélange dans la colonne d'eau évolue différemment en fonction du nombre de Schmidt, comme cela était suggéré par les observations faites sur les figures 5.3 et 5.2. Ces résultats mettent aussi en évidence le comportement logarithmique des profils de concentration. Ce qui est le plus surprenant est que cette évolution n'est pas régulière lorsque le nombre de Schmidt augmente pour les temps courts. Pour illustrer ce point nous avons tracé dans la figure 5.12 l'évolution temporelle de la concentration instantanée moyennée dans la canopée ($z/h < 1$) et à l'extérieur ($z/h > 1$).

Au vu de cette figure, le mélange est favorisé si le nombre de Schmidt $Sc \gg 1$ en dehors de la canopée pour les temps longs. Pour $z/h < 1$, pour les temps longs, la concentration tend vers une concentration limite pour les différents nombres de Schmidt. De manière générale, le mélange est plus important pour $Sc \geq 1$. Comme nous l'avons évoqué précédemment, on se rend compte de la difficulté d'utiliser Δc et c_* pour normaliser les grandeurs statistiques.

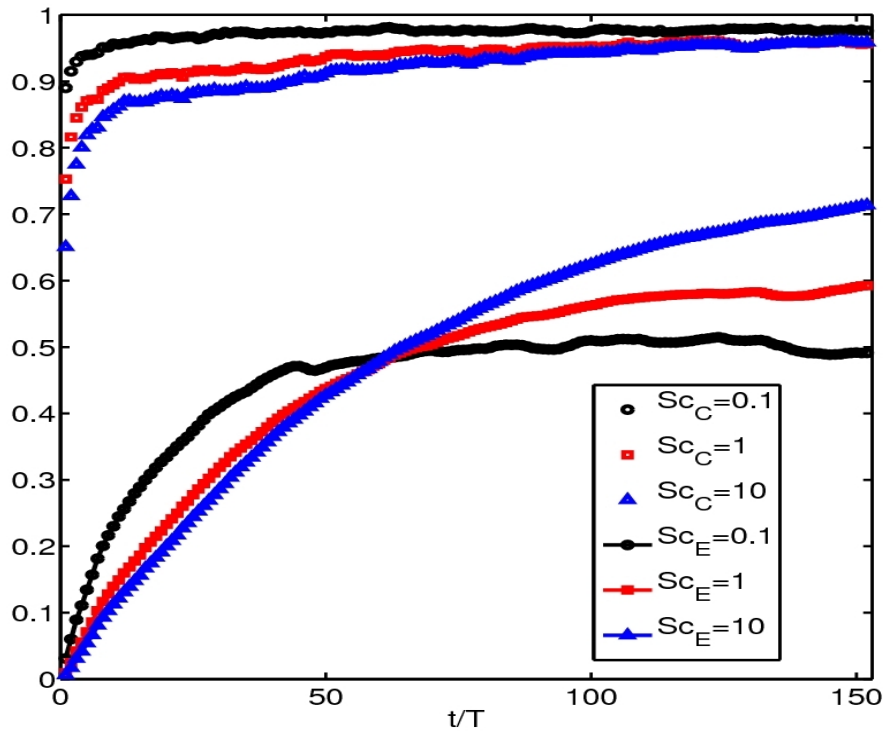


FIGURE 5.12: Évolution temporelle de la concentration instantanée moyennée dans la canopée ($z/h < 1$) et à l'extérieur ($1 < z/h < 6.25$) pour les trois nombres de $Sc = 1, 0.1$ et 10 . Le temps t est normalisé par le temps caractéristique de retournement des tourbillons T .

L'évolution temporelle de la concentration instantanée moyennée dans la canopée ($z/h < 1$) et à l'extérieur ($z/h > 1$) montre que la concentration est quasi-stationnaire dans la canopée mais varie au-dessus de celle-ci en fonction du nombre de Schmidt, ce qui montre que les valeurs de Δc et c_* varient fortement au cours du temps et en fonction du nombre de Schmidt.

3.4 FLUX TURBULENT DE CONCENTRATION

Pour un écoulement de couche limite turbulente, on s'attend à ce que, loin de la paroi, le flux par diffusion moléculaire $J_{D_{mol}} = D_{mol} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z}$ soit négligeable devant le flux turbulent $\langle \overline{w c} \rangle$ et le flux dispersif $\tilde{w} \tilde{C}$. Sur la figure 5.13 sont présentés les profils verticaux du flux total J_t , du flux turbulent J_{tur} , et du flux par diffusion moléculaire $J_{D_{mol}}$ pour les trois nombres de $Sc = 1, 0.1$ et 10 en $t/T = 50$. On remarque que la contribution du flux par diffusion moléculaire dans le flux total est très faible pour $Sc = 1$ et 10 . Par contre pour $Sc = 0.1$, cette contribution est supérieure à celle du flux turbulent dans la canopée ($z/h < 1$) et est non négligeable voire comparable au flux turbulent dans la partie supérieure du domaine.

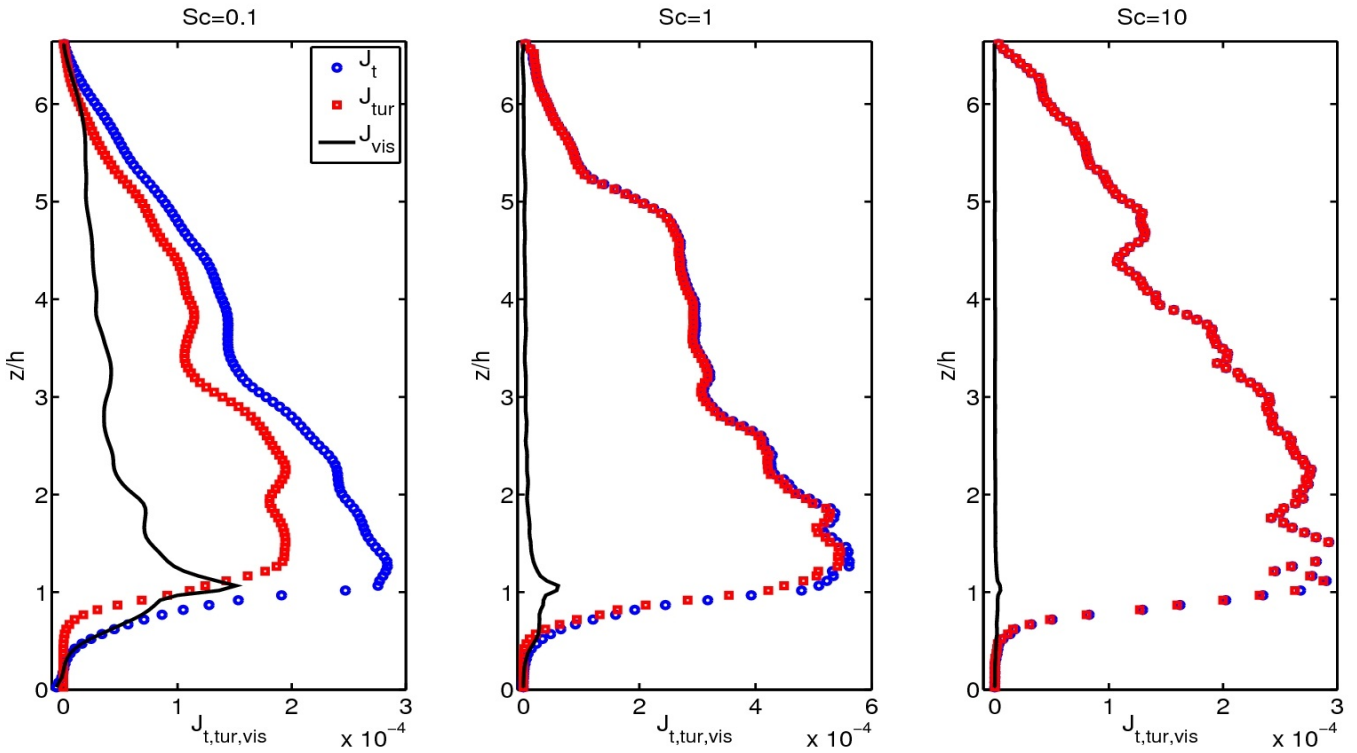


FIGURE 5.13: Profils verticaux du flux total J_t , du flux turbulent J_{tur} , et du flux par diffusion moléculaire $J_{D_{mol}}$ pour les trois nombres de $Sc = 1, 0.1$ et 10 en $t/T = 50$.

Les profils verticaux des différents flux turbulent et diffusif montrent aussi le rôle important des petites échelles de la turbulence dans le processus de mélange. Pour les temps courts, on observe que les maxima de de flux se situent dans la zone où la contrainte totale de cisaillement est maximale ($z/h = 1$).

3.5 CONSOMMATION D'ESPÈCES CHIMIQUES PAR LE BIOFILM

Sur la figure 5.14 est présentée l'évolution temporelle du flux J_p qui représente le flux d'espèces chimiques consommé par le biofilm. Le biofilm est supposé recouvrir tout le fond et la consommation instantanée constante. On remarque que J_p est plus important à $t = 0$ et diminue progressivement au cours de temps pour tendre vers un flux constant, d'une part, et diminue quand le nombre de Schmidt augmente, d'autre part. Les flux pour les nombres de Schmidt $Sc = 1$ et 10 semblent converger bien avant le cas $Sc = 0.1$. Les maxima de flux diffusif observés pour les temps initiaux s'expliquent par un gradient de concentration initial important et qui s'amenuise au cours du temps du fait de l'imposition d'une concentration constante sur le fond du domaine et sur les hémisphères. La convergence vers des valeurs de flux constants observée pour les temps courts pour les cas avec les nombres de Schmidt $Sc = 1$ et 10 est due au fait que la disponibilité de l'espèce chimique est assurée par le transfert turbulent. C'est la raison pour laquelle le plateau est atteint plus rapidement pour $Sc = 10$ que $Sc = 1$. Et dans le cas $Sc = 0.1$ les effets diffusifs sont prépondérants sur les effets turbulents, d'où la diminution progressive du flux diffusif.

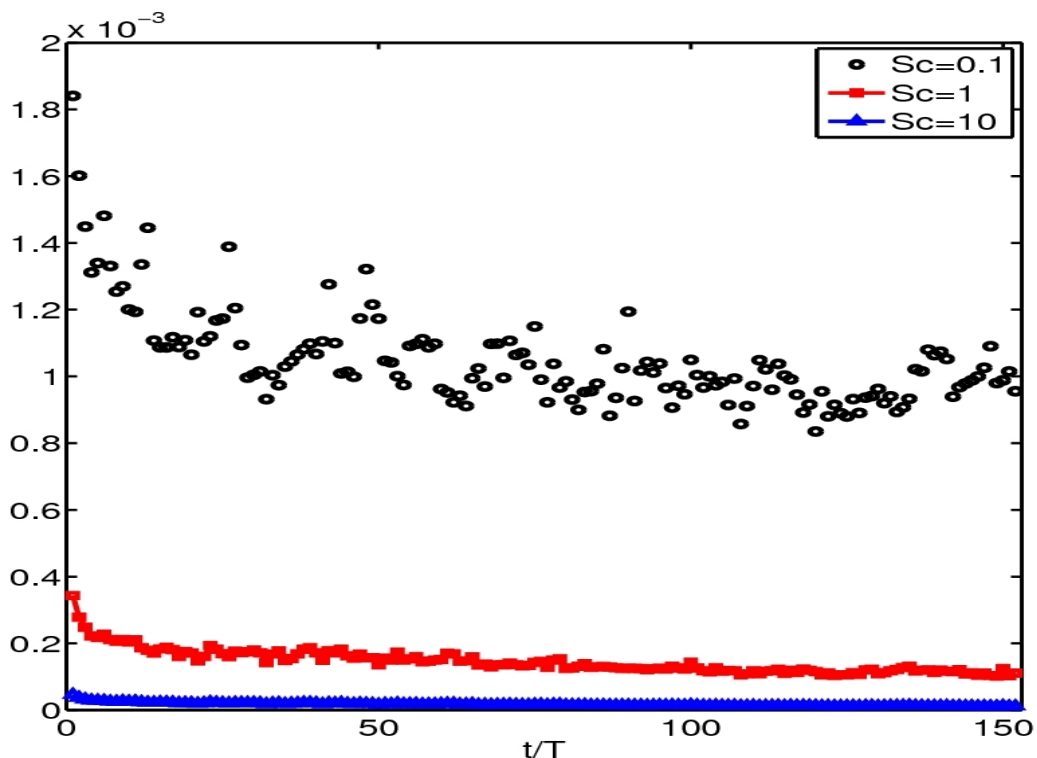


FIGURE 5.14: Évolution temporelle flux diffusif de concentration près de la paroi J_p pour les trois nombres de $Sc = 1, 0.1$ et 10 .

3.6 COEFFICIENTS DE TRANSFERTS GLOBAUX ET VITESSE D ÉCHANGE

Pour des conditions hydrodynamiques données, le flux diffusif de concentration à la paroi $J_p = \frac{1}{V_f} \iint_{S_{int}} D_{mol} \frac{\partial c}{\partial x_j} n_j dS$ permet de définir la vitesse de transfert $K_L (ms^{-1})$ au moyen de la formule :

$$K_L = \frac{J_p}{\Delta c} \quad (5.9)$$

Où Δc est la différence de concentration. L'évolution temporelle de K_L adimensionné par u_* est présentée sur la figure 5.15 de même que celle du nombre de Sherwood local Sh , défini par :

$$Sh = \frac{J_p h}{D_{mol} \Delta c} \quad (5.10)$$

Sh peut être interprété comme le rapport entre le transfert de concentration total et le transfert par diffusion. Comme attendu, le coefficient de transfert diminue quand Sc augmente. Dans le cas d'une paroi, Calmet (1995) a trouvé des valeurs de $K_L/u_* \approx Sc^{-0.633}$ proches de la valeur théorique $K_L/u_* \approx Sc^n$ avec $n = -2/3$. Si on tient compte de l'évolution temporelle de K_L , les valeurs de n trouvées englobent $-2/3$. L'évolution temporelle de Sh pour les trois nombres de Schmidt montre que celle-ci augmente au cours du temps pour les trois nombres de Schmidt avant de se stabiliser pour les temps longs.

Les choix de calculer le déséquilibre de concentration Δc dans la canopée et à l'extérieur s'explique par le fait que même si les profils de concentration ne convergent pas vers un profil stationnaire dans la partie supérieure du domaine, cela semble être le cas dans la canopée. Nous avons donc choisi de calculer le nombre de Sherwood en utilisant la différence de concentration entre la concentration à la paroi et la concentration moyenne dans la canopée, Sh_C , et la différence à la surface libre, Sh_E . On observe que dans la canopée les valeurs de Sh_C sont relativement proches (comprises entre 20 et 50) pour les trois nombres de Schmidt. Dans la partie supérieure du domaine, $Sc = 1$ et 10, Sh_E évolue vers une valeur limite (environ 400), inférieure à celle du cas $Sc = 0.1$ qui proche de 700 pour les temps longs. L'augmentation progressive de Sh_E au cours du temps s'explique par un déséquilibre de concentration moins important dû à un mélange plus important au dessus de la canopée.

En plus des valeurs de K_L et de Sh , nous avons aussi calculé la vitesse d'échange entre la canopée et l'écoulement au-dessus. Cette grandeur est purement hydrodynamique et ne dépend

pas du nombre de Schmidt. Pour les trois cas étudiés, nous avons trouvé des valeurs très proches (voir tableau 5.2).

	$Sc = 0.1$	$Sc = 1$	$Sc = 10$
Vitesse d'échange U_E/u_*	$0.0963 \pm 6.17 \cdot 10^{-4}$	$0.0956 \pm 6.9354 \cdot 10^{-4}$	$0.0965 \pm 6.3177 \cdot 10^{-4}$

TABLE 5.2: Vitesse d'échange pour les trois nombres de Schmidt $Sc = 1, 0.1$ et 10 .

Comme discuté plus dans les chapitres précédents, les champs de vitesse obtenus pour les trois simulations sont les mêmes, pour un t donné, à la précision machine. Les différences ne peuvent provenir que du traitement statistique, et restent négligeables.

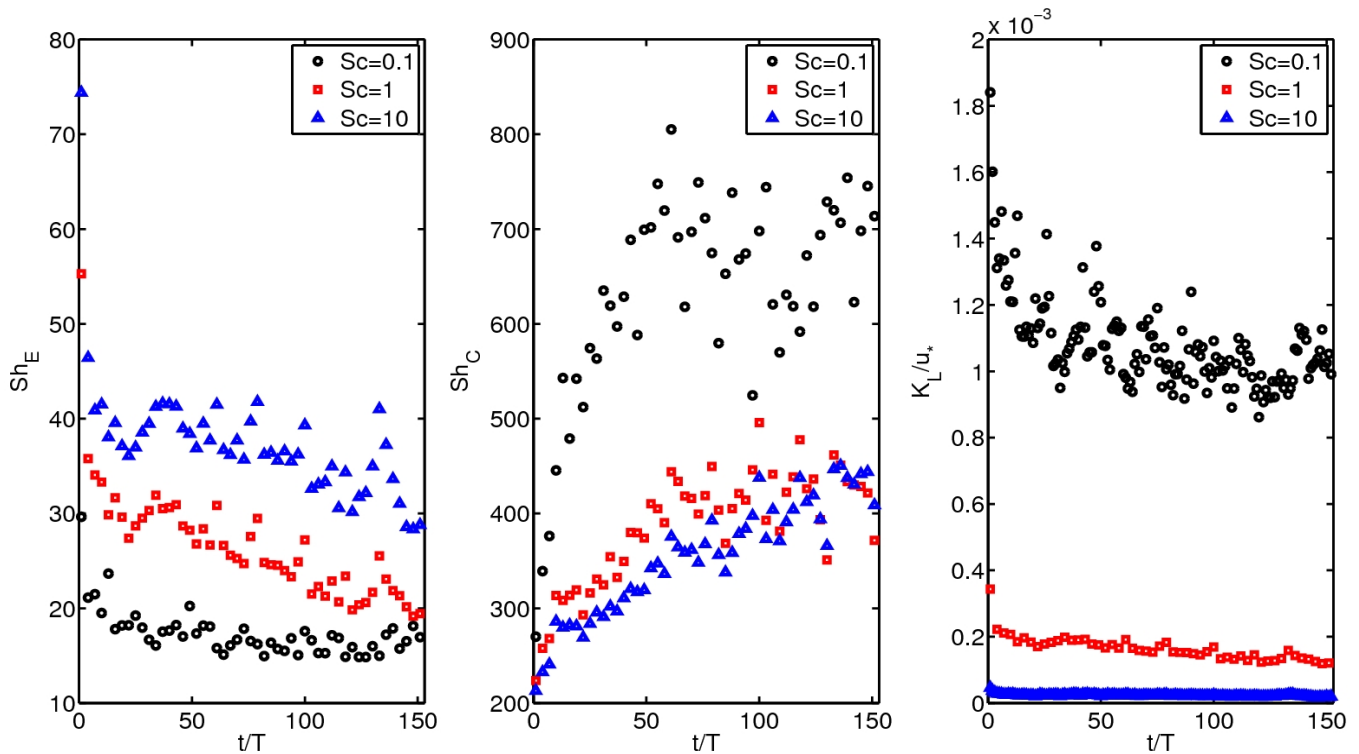


FIGURE 5.15: Évolution temporelle du nombre de Sherwood local Sh et du coefficient de transfert K_L/u_* pour les trois nombres de $Sc = 1, 0.1$ et 10 . Sh_C est le nombre de Sherwood calculé en utilisant le déséquilibre de concentration dans la canopée $\Delta c = c_p - c_c$ et Sh_E celui calculé en utilisant le déséquilibre de concentration entre le fond l'extérieur $\Delta c = c_p - c_{sl}$, où c_c et c_{sl} sont la concentration instantanée moyenne dans la canopée et la concentration au niveau de la surface libre.

4 CONCLUSION DU CHAPITRE

Dans ce chapitre, consacré à la modélisation des transferts verticaux d'espèces chimiques entre le biofilm et l'écoulement de pleine eau, nous avons, dans un premier temps, présenté la méthodologie utilisée, suivie de la présentation des différents résultats obtenus aux moyens d'analyses faites sur les champs de vitesse, les différents flux et les coefficients de transferts globaux. Compte tenu des contraintes numériques (résolution des échelles spatiales pertinentes), nous avons restreint l'analyse à des faibles nombres de Schmidt ($Sc = 0.1, 1$ et 10) et à un seul nombre de Reynolds rugueux ($Re_* = 150$).

L'analyse des champs instantanés de concentration des différentes simulations ont permis de retrouver des profils de concentration logarithmiques au-dessus de la canopée, zone dans laquelle, la concentration est relativement homogène pour les temps longs.

L'analyse des résultats a aussi permis de montrer que la contribution du flux par diffusion moléculaire dans le flux total dépend du nombre de Schmidt. Cette contribution est négligeable pour les nombres de Schmidt $Sc \geq 1$, mais équilibre presque le flux turbulent pour $Sc = 0.1$. Dans la canopée, le nombre de Sherwood local, donné par le rapport entre le flux total (dans la canopée ou au-dessus) et le flux par diffusion moléculaire à la paroi dépend aussi du nombre de Schmidt et varie considérablement entre zone de canopée et celle au-dessus. La vitesse d'échange, grandeur purement hydrodynamique ne dépend pas du nombre de Schmidt, et est de l'ordre de 10% de u_* dans le cas présent.

Il ressort également de cette étude que l'absorption de nutriments par les organismes près de la paroi dépend du nombre de Schmidt. Cette absorption est favorisée par les nombres de Schmidt faibles.

1 CONCLUSION GÉNÉRALE

L'objectif de ce travail de recherche est d'étudier numériquement, au moyen d'une méthode de frontières immergées, le rôle des conditions locales d'un écoulement de couche limite turbulente dans la dynamique spatio-temporelle du biofilm de rivière. L'analyse est centrée sur le rôle de l'écoulement local pendant les phases de colonisation du substrat par le biofilm ainsi que les échanges entre la canopée et l'écoulement au-dessus. Plusieurs simulations numériques directes, avec une bonne résolution des petites échelles dissipatives de la turbulence sont réalisées. Ces simulations sont représentatives des expériences de Moulin et al. (2008) et de Graba et al. (2010) pour d'une part mettre en relation les motifs de colonisation et la croissance du biofilm observés expérimentalement aux caractéristiques locales de l'écoulement, et d'autre part, quantifier les flux d'espèces chimiques entre la canopée et la pleine eau et ce, en fonction du type d'arrangement des obstacles formant le fond, du confinement et du nombre de Reynolds rugueux Re_* .

Dans la première partie de ce travail, l'état de l'art sur les interactions entre le biofilm et l'écoulement a montré l'importance de la prise en compte des grandeurs locales de la turbulence (vitesse de frottement u_* , rugosité hydraulique k_s et la hauteur de déplacement d , c'est-à-dire les paramètres de la loi logarithmique d'une couche limite turbulente de rivière) dans les modélisations classiques d'évolution de la biomasse, qui conduit à une meilleure prédiction en

comparaison des grandeurs globales (débit volumique Q , vitesse moyenne U_m). En outre, il a été mis en évidence le rôle fondamental des grandeurs turbulentes locales dans le développement du biofilm durant les phases de colonisation et de développement initial (Moulin et al. (2008), Graba et al. (2010)). Mais les méthodes expérimentales ne permettant pas d'accéder à l'écoulement proche du fond rugueux, des simulations numériques sont utilisées pour décrire les grandeurs turbulentes de l'écoulement local afin d'apporter des précisions.

Sur le plan numérique, le module de frontière immergées du code Jadim utilisé ici, a été soumis, principalement, à deux tests de validations : le premier correspond au cas d'un écoulement turbulent sur un fond hydrauliquement rugueux et le deuxième au cas d'écoulement turbulent en présence de transfert de scalaire passif. Les résultats obtenus avec ce module ont démontré les capacités du code à reproduire un écoulement turbulent sur fond hydrauliquement rugueux d'une part, et à décrire les transferts de scalaire passif au voisinage de frontières solides.

Après la validation du code, nous avons réalisé dans un premier temps, une étude sur la sensibilité des résultats statistiques à certains aspects tels que le temps d'établissement de la turbulence, le nombre d'échantillons nécessaires pour avoir un traitement non-biaisé, la taille du domaine de calcul optimal pour capturer les grandes échelles de la turbulence et la résolution spatiale adaptée pour résoudre les petites échelles de la turbulence. Cette étude a permis de montrer que : le temps d'établissement de la turbulence est primordial dans le cas de la simulation numérique des écoulements turbulents et que de ce temps dépend du nombre de Reynolds rugueux et diminue quand ce dernier augmente. Au même titre, le temps de convergence au sens statistique, l'est aussi. Nous avons montré qu'un critère pertinent de la convergence d'un écoulement turbulent au sens statistique est celui basé sur le profil vertical de la tension dispersive $\tilde{u}_i\tilde{u}_j$. Un écoulement est considéré comme statistiquement convergent si les composantes du tenseur dispersif sont très faibles au-dessus des rugosités. En outre, il a pu être montré que la taille du domaine de calcul ne semble pas influencer leurs valeurs moyennes temporelles des grandeurs caractéristiques des écoulements turbulents. Même si les coefficients de corrélations spatiales longitudinales n'atteignent pas zéro, les grandeurs turbulentes locales ne semblent pas en être affectées.

L'étude de la structure de l'écoulement obtenus par les simulations numériques correspon-

dant aux configurations expérimentales a permis de mieux cerner l'influence de la configuration des hémisphères (macro-rugosités) constituant le fond, de nombre de Reynolds rugueux et du rapport de confinement sur les profils moyens de grandeurs statistiques. Les deux premiers paramètres semblent influencer plus fortement l'écoulement surtout dans la zone de canopée. La technique de double moyenne a permis de mettre en évidence le rôle particulièrement important des tensions dispersives qui sont les grandeurs les plus sensibles aux variations de ces paramètres.

La première approche originale de ce travail est l'étude numérique du rôle de l'écoulement local dans le développement du biofilm durant les phases de colonisation et de croissance initiale. La simulation numérique des configurations expérimentales de Moulin et al. (2008) et de Graba et al. (2010) nous ont montré que la phase de fixation du biofilm sur le substrat (ou de recrutement du biofilm) est pilotée principalement par le cisaillement tangentiel local (proche paroi). Le biofilm est implanté en premier dans les zones où le cisaillement est faible à modéré. En outre une étude du taux de cisaillement proche de l'hémisphère a permis de relier le taux de cisaillement dimensionnel (τ) au nombre de Reynolds rugueux en $(Re_*)^{0.26}$ et de faire une prédiction des surfaces colonisables pour des écoulements avec des nombres de Reynolds plus importants.

L'étude de la dynamique spatio-temporelle d'un scalaire passif diffusant à partir d'un fond hydrauliquement rugueux soumis à un écoulement de couche limite turbulent, au moyen de trois simulations numériques avec trois nombres de Schmidt différents : $Sc = 0.1, 1$ et 10 , a montré que pour des conditions hydrodynamiques fixées, le temps nécessaire au biofilm pour consommer tout le flux disponible dépend du nombre de Schmidt. Pour les trois nombres de Schmidt étudiés, les maxima de concentration sont localisés dans la sous-couche rugueuse et on observe une accumulation de flux pour les nombres de Schmidt $Sc = 1$ et 10 c'est-à-dire supérieurs à 1 dans cette zone de l'écoulement, contrairement au cas $Sc = 0.1$ où le flux est épuisé progressivement. En $z/h = 1$, le fort taux de cisaillement (cf chapitre 4) agit comme un filtre pour les grandes structures qui pilotent le transfert, ce qui fait que si le nombre de Schmidt est supérieur à 1 le faible taux de mélange favorise l'accumulation, donc un temps plus important pour épuiser tout le flux disponible dans le domaine. Même si nous n'avons pas pu atteindre le temps nécessaire à l'épuisement du flux diffusif pour tous les cas étudiés, on peut conclure que la saturation commence dans la canopée et que ce temps diminue quand le nombre

de Schmidt augmente.

2 PERSPECTIVES

Dans la partie concernant l'étude numérique du rôle de l'écoulement local dans le développement du biofilm durant les phases de colonisation et de croissance initiale, nous avons montré le rôle important du cisaillement local et trouvé une dépendance du cisaillement en fonction du nombre de Reynolds rugueux. Ces résultats ouvrent des perspectives pour améliorer la paramétrisation des modèles d'évolution de la biomasse épilithique. Ces résultats soulèvent aussi des questions relevant de l'hydrobiologie, c'est-à-dire l'existence de contraintes de cisaillement seuils qui seraient un facteur limitant pour l'implantation et le développement du biofilm. Pour compléter cette étude, il serait donc intéressant d'aller vers l'établissement d'un seuil critique de cisaillement dimensionnel pour améliorer le terme de colonisation dans les modèles de prédiction de la biomasse épilithique.

Dans l'étude concernant les transferts d'espèces chimiques entre le biofilm et l'écoulement au-dessus, les contraintes numériques nous ont amené à restreindre l'analyse à des faibles nombres de Schmidt et à un seul nombre de Reynolds rugueux. Il est donc difficile d'extrapoler ces résultats ou de les utiliser pour prédire le transfert de scalaire passif. Néanmoins, ceci ouvre des perspectives évidentes pour paramétrer les transferts verticaux entre la canopée et l'écoulement au-dessus c'est-à-dire d'aller vers une paramétrisation des processus biochimique à l'échelle du tronçon de rivière. Une variation systématique du nombre de Reynolds rugueux, du nombre de Schmidt (des nombres de Schmidt réalistes c'est-à-dire proches de ceux de l'oxygène, du dioxyde de carbone ou encore d'autres substances dissoutes), du confinement,... avec une attention particulière portée à la résolution des échelles pertinentes, surtout spatiales (échelles de Kolmogorov η et de Batchelor $\lambda_B = (\nu D_{mol}^2 / \epsilon)^{1/4}$) permettraient d'arriver à une paramétrisation. Cette démarche méthodologique pourrait aussi être utilisée sur des problématiques liées à la prédiction des problèmes de carence de nutriments dans la canopée ou encore à la prédiction de la limitation des nutriments par le flux turbulent à l'échelle du tronçon de rivière. Un autre aspect important est la modélisation du biofilm mature avec ses complexités structurales (aspect filamenteux et non rigide), sa rétro-action sur l'écoulement local,..... L'approche de simulation des grandes échelles de la turbulence couplée à la méthode des frontières immer-

gées pourrait constituer une alternative pour diminuer considérablement les temps de calcul, notamment dans le cas des écoulements à très grand nombre de Reynolds rugueux.

- Améziane, T. (1997), Développement des micro-organismes phytoplantoniques et périphytiques en périodes d'étiage estival dans le fleuve Garonne., PhD thesis.
- Asaeda, T. & Hong Son, D. (2001), A model of the development of a periphyton community resource and flow dynamics , *Ecological Modelling* **137**, 61 75.
- Barlow, J. & Belcher, S. (2002), A wind tunnel model for quantifying fluxes in the urban boundary layer , *Boundary-layer meteorology* **104**(1), 131 150.
- Battin, T. & Sengschmitt, D. (1999), Linking sediment biofilms, hydrodynamics, and river bed clogging : Evidence from a large river , *Microb. Ecol.* **37**, 185 196.
- Benmoussa, M., Dauta, A. & Labroue, L. (1995), La dénitrification liée aux biodermes périphytiques du lit de la garonne (france), influences de la lumière et de la teneur en oxygène de l'eau, *in* Annales de limnologie , Vol. 31, Cambridge Univ Press, pp. 133 141.
- Bentham, T. & Britter, R. (2003), Spatially averaged flow within obstacle arrays , *Atmospheric Environment* **37**(15), 2037 2043.
- Besemer, K., Hödl, I., Singer, G. & Battin, T. (2009), Architectural differentiation reflects bacterial community structure in stream biofilms , *The ISME journal* **3**(11), 1318 1324.
- Biggs, B. (1995), The contribution of flood disturbance, catchment geology and land use to the habitat template of periphyton in stream ecosystems , *Freshwater biology* **33**(3), 419 438.
- Biggs, B. (1996), Patterns in benthic algae of streams , *Algal ecology : freshwater benthic ecosystems* pp. 31 56.

-
- Biggs, B., Duncan, M., Francoeur, S. & Meyer, W. (1997), Physical characterisation of microform bed cluster refugia in 12 headwater streams, new zealand , *New Zealand Journal of Marine and Freshwater Research* **31**(4), 413 422.
- Biggs, B., Goring, D. & Nikora, V. (1998), Subsidy and stress responses of stream periphyton to gradients in water velocity as a function of community growth form , *J. Phycol.* **34**, 598 607.
- Biggs, B. & Hickey, C. (1994), Periphyton responses to a hydraulic gradient in a regulated river in new zealand , *Freshwater biology* **32**(1), 49 59.
- Biggs, B., Nikora, V. & Snelder, T. (2005), Linking scales of flow variability to lotic ecosystem structure and function , *River Research and Applications* **21**(2-3), 283 298.
- Biggs, B. & Thomsen, H. (1995), Disturbance of stream periphyton by perturbations in shear stress : time to structural failure and differences in community resistance , *J. Phycol.* (31), 233 241.
- Bigot, B., Bonometti, T., L., L. & Thual, O. (2013), A simple immersed boundary method for solid-fluid interaction in constant-and stratified-density flows , *Computers and Fluids* .
- Bigot, B., Bonometti, T., Lacaze, L. & Thual, O. (2012), A simple immersed-boundary method for solid-fluid interaction in constant and variable density flows , *in preparation* .
- Blinco, P. & Partheniades, E. (1971), Turbulence characteristics in free surface flows over smooth and rough boundaries , *Journal of Hydraulic Research* **9**(1), 43 71.
- Borchardt, M. et al. (1996), Nutrients .
- Boulêtreau, S. (2007), Déterminisme des fonctions d'accrétion et de détachement du biofilm phototrophe en milieu naturel : études expérimentale et numérique des facteurs de contrôle de la biomasse en rivière, PhD thesis, Université Toulouse III-Paul Sabatier.
- Boulêtreau, S., Charcosset, J. Y., Gamby, J., L. E., Mastrorillo., S., Azémar, F., Moulin, F., Tribollet, B. & Garabetian, F. (2011), Rotating disk electrodes to assess river biofilm thickness and elasticity , *Water Resource Research* **45**, 1347 1357.
- Boulêtreau, S., Garabetian, F., Sauvage, S. & SÁNCHEZ-PÉREZ, J. (2006), Assessing the importance of a self-generated detachment process in river biofilm models , *Freshwater Biology* **51**(5), 901 912.

-
- Boulêtreau, S., Izagirre, O., Garabetian, F., Sauvage, S., Elozegi, A. & Sánchez-Pérez, J. (2008), Identification of a minimal adequate model to describe the biomass dynamics of river epilithon , *River Research and Applications* **24**(1), 36 53.
- Boulêtreau, S., Sellali, M., Elozegi, A., Nicaise, Y., Bercovitz, Y., Moulin, F., Eiff, O., Sauvage, S., Sánchez-Pérez, J. & Garabétian, F. (2010), Temporal dynamics of river biofilm in constant flows : a case study in a riverside laboratory flume , *International Review of Hydrobiology* **95**(2), 156 170.
- Boussinesq, J. (1877), *Essai sur la théorie des eaux courantes*, Imprimerie nationale.
- Calmet, I. (1995), Analyse par simulation des grandes échelles des mouvements turbulents et du transfert de masse sous une interface plane, PhD thesis.
- Calmet, I. & Magnaudet, J. (1998), High-schmidt number mass transfer through turbulent gas liquid interfaces , *International journal of heat and fluid flow* **19**(5), 522 532.
- Calmet, I. & Magnaudet, J. (2003), Statistical structure of high-reynolds-number turbulence close to the free surface of an open-channel flow , *J. Fluid Mech.* (474), 355 378.
- Castro, I. (2007), Rough-wall boundary layers : Mean flow universality , *J. Fluid Mech.* (585), 469 485.
- Castro, I., Cheng, H. & Reynolds, R. (2006), Turbulence over urban-type roughness : Deductions from wind-tunnel measurements , *Bound. Layer Meteor.* (118), 109 131.
- Cazelles, B., Fontvieille, D. & Chau, N. (1991), Self-purification in a lotic ecosystem : a model of dissolved organic carbon and benthic microorganisms dynamics , *Ecological Modelling* **58**, 91 117.
- Cheng, H. & Castro, I. (2002a), Near wall flow development after a step change in surface roughness , *Bound. Layer Meteor.* **105**, 411 432.
- Cheng, H. & Castro, I. (2002b), Near wall flow over urban-like roughness , *Bound. Layer Meteor.* **104**, 229 259.
- Cheng, H. & Castro, I. (2006), Turbulent over urban-type roughness : deductions from wind-tunnel measurements , *Bound. Layer Meteor.* **105**, 411 432.

-
- Claret, C. & Fontvieille, D. (1997), Characteristics of biofilm assemblages in two contrasted hydrodynamic and trophic contexts , *Microb. Ecol.* **34**, 49 57.
- Coceal, O., Dobre, A., Thomas, T. & Belcher, S. (2007), Structure of turbulent flow over regular arrays of cubical roughness , *J. Fluid Mech.* (589), 375 409.
- Coceal, O., Thomas, T., Castro, I. & Belcher, S. (2006), Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles , *Bound. Layer Meteor.* **121**, 491 519.
- Coleman, S., Nikora, V., McLean, S. & Schlicke, E. (2007), Spatially averaged turbulent flow over square ribs , *Journal of engineering mechanics* **133**, 194.
- Coles, D. (1956), The law of the wake in the turbulent boundary layer , *Journal of Fluid Mechanics* **1**(02), 191 226.
- Costerton, J., Lewandowski, Z., Caldwell, D., Korber, D. & Lappin-Scott, H. (1995), Microbial biofilms , *Annual Reviews in Microbiology* **49**(1), 711 745.
- Dong, Y., Lu, X. & Zhuang, L. (2003), Large eddy simulation of turbulent channel flow with mass transfer at high-schmidt numbers , *International journal of heat and mass transfer* **46**(9), 1529 1539.
- Eckert, E. R. G. & Soehngen, E. (1952), Distribution of heat transfer coefficients around circular cylinders in crossflow at reynolds numbers from 20 to 500 , *Trans. ASME, Vol. 75, pp. 343 347.* .
- Elosegi, A. & Pozo, J. (1998), Epilithic biomass and metabolites in north iberian stream , *Aquatic Sciences* **60**, 1 16.
- Esdu (1980), Mean fluid forces and moments on rectangular prisms : Surface-mounted structures in turbulent shear flow .
- Eulin, A. (1997), Les communautés de diatomé épilithique de la garonne., PhD thesis.
- Finnigan, J. (2000), Turbulence in plant canopies , *Annu. Rev. Fluid Mech.* **32**, 519 571.
- Florens, E. (2010), Couche limite turbulente dans les écoulements à surface libre : Etude expérimentale d effets de macro-rugosités, PhD thesis, Université Paul Sabatier, Toulouse III.

-
- Fovet, O., Belaud, G., Litrico, X., Charpentier, S., Bertrand, C., Dauta, A. & Hugodot, C. (2010), Modelling periphyton in irrigation canals , *Ecological Modelling* **221**(8), 1153 1161.
- Ghosh, M. & Gaur, J. (1998), Current velocity and the establishment of stream algal periphyton communities , *Aquatic Botany* **60**(1), 1 10.
- Graba, M., Kettab, A., Sauvage, S. & Sanchez-Pérez, J. (2012), On modeling chronic detachment of periphyton in artificial rough, open channel flow , *Desalination and Water Treatment* **41**(1-3), 79 87.
- Graba, M., Moulin, F., Boulêtreau, S., Garabétian, F., Kettab, A., Eiff, O., Sánchez-Pérez, J. & Sauvage, S. (2010), Effect of near-bed turbulence on chronic detachment of epilithic biofilm : Experimental and modeling approaches , *Water Resour. Res.* **46**.
- Grass, A. (1971), Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries , *Journal of Fluid Mechanics* **50**(02), 233 255.
- Hall-Stoodley, L., Costerton, J. & Stoodley, P. (2004), Bacterial biofilms : from the natural environment to infectious diseases , *Nature Reviews Microbiology* **2**(2), 95 108.
- Hondzo, M., & Wang, H. (2002), Effects of turbulence on growth and metabolism of periphyton in a laboratory flume , *Water Resour. Res.* **38**(12), 1277 1285.
- Horner, R. R., Welch, E. B. & Veenstra, R. B. (1983), *Development of nuisance periphytic algae in laboratory streams in relation to enrichment and velocity.*
- Izagirre, O. & Elozegi, A. (2005), Environmental control of seasonal and inter-annual variations of periphytic biomass in a north iberian stream , *Annl. Limnol* **41**, 35 46.
- Jackson, P. (1981), On the displacement height in the logarithmic velocity profile , *J. Fluid Mech.* **111**, 15 25.
- Jimenez, J. (2004), Turbulent flows over rough walls , *Annu. Rev. Fluid Mech.* **36**, 1736196.
- Kim, B., Jackman, A. & Triska, F. (1992), Modeling biotic uptake by periphyton and transient hyporrheic storage of nitrate in a natural stream , *Water Resources Research* **28**(10), 2743 2752.

-
- Kim, J. & Choi, H. (2004), An immersed-boundary finite-volume method for simulation of heat transfer in complex geometries , *Journal of Mechanical Science and Technology* **18**(6), 1026 1035.
- Kim, J., Moin, P. & Moser, R. (1987), Turbulence statistics in fully-developed channel flow at low reynolds-number , *Journal of Fluid Mechanics* **177**, 133 166.
- Koh, K., Lam, K., Alhede, M., Queck, S., Labbate, M., Kjelleberg, S. & Rice, S. (2007), Phenotypic diversification and adaptation of *serratia marcescens* mg1 biofilm-derived morphotypes , *Journal of bacteriology* **189**(1), 119 130.
- Kolmogorov, A. (1941), Dissipation of energy in locally isotropic turbulence, *in* Dokl. Akad. Nauk SSSR , Vol. 32, pp. 15 17.
- Labiod, C., Godillot, R. & Caussade, B. (2007), The relationship between stream periphyton dynamics and near-bed turbulence in rough open-channel flow , *Ecological Modelling* **209**(2-4), 78 96.
- Larned, S., Nikora, V. & Walter, R. (2004), Mass-transfer-controlled nitrogen and phosphorus uptake by stream by stream periphyton : a conceptual model and experimental evidence , *Limnol. Oceano.* **49**(6), 1992 2000.
- Legendre, D. (1996), Quelques aspects des forces hydrodynamiques et des transferts de chaleur sur une bulle sphérique .
- Luce, J., Cattaneo, A. & Lapointe, M. (2010), Spatial patterns in periphyton biomass after low-magnitude flow spates : geomorphic factors affecting patchiness across gravel cobble ri es , *Journal of the North American Benthological Society* **29**(2), 614 626.
- Macdonald, R. (2000), Modelling the mean velocity profile in the urban canopy layer , *Bound. Layer Meteor.* **97**, 25 45.
- Matthaei, C., Guggelberger, C. & Huber, H. (2003), Local disturbance history affects patchiness of benthic river algae , *Freshwater Biology* **48**, 1514 1526.
- Mignot, E., Barthelemy, E. & Hurther, D. (2009), Double-averaging analysis and local flow characterization of near-bed turbulence in gravel-bed channel flows , *J. Fluid Mech.* (618), 279 303.

-
- Moulin, F., Peltier, Y., Bercovitz, Y., Eiff, O., Beer, A., Pen, C., Bouletreau, S., Garabetian, F., Sellali, M., Sanchez-Perez, J., Sauvage, S. & Baque, D. (2008), Experimental study of the interaction between a turbulent flow and a river biofilm growing on macrorugosities, *in* 8th International Conference on Hydro-science and Engineering, ICHE2008, 8-12 septembre 2008, Nagoya, Japon. .
- Nagano, Y. & Shimada, M. (1996), Development of a two-equation heat transfer model based on direct simulations of turbulent flows with different prandtl numbers , *Physics of Fluids* **8**, 3379.
- Nakagawa, H., Nezu, I. & Ueda, H. (1975), Turbulence of open channel flow over smooth and rough beds, *in* Proc. Jpn. Soc. Civ. Eng , Vol. 241, pp. 155 168.
- Navarro E., H. Guasch, S. S. . (2002), Use of microbenthic alga communities in ecotoxicological tests for the assessment of water quality : the ruver caes study. .
- Nezu, I. & Nakagawa, H. (1993), *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR Monograph series, A.A., Balkema, Rotterdam, The Netherlands.
- Nezu, i. & Sanjou, M. (2008), Turbulence structure and coherent motion in vegetated canopy open-channel flows , *J. of Hydro-Env. Res.* (2), 62 90.
- Nikora, V. (2007), Hydrodynamics of aquatic ecosystems : spatial-averaging perspective , *Acta Geophysica* **55**(1), 3 10.
- Nikora, V. (2010), Hydrodynamics of aquatic ecosystems : an interface between ecology, biomechanics and environmental fluid mechanics , *River Research and Applications* **26**(4), 367 384.
- Nikora, V., Goring, D. & Biggs, B. (1997), On stream periphyton-turbulence interactions , *New Zealand journal of marine and freshwater research* **31**(4), 435 448.
- Nikora, V., Goring, D. & Biggs, B. (1998), A simple model of stream periphyton-flow interactions , *Oikos* **81**(3), 607 611.
- Nikora, V., Koll, K., McLean, S., Dittrich, A. & Aberle, J. (2002), Zero-plane displacement for rough-bed open-channel flows, *in* Int. Conf. on Fluvial Hydraulics River Flows 2002, Louvain-la-Neuve, Belgique , pp. 83 92.

-
- Nikora, V., Larned, S. & Biggs, B. (2003), Hydrodynamic effects in aquatic ecosystems with a focus on periphyton , *Recent Research Developements in Fluid Dynamics* **4**, 41 70.
- Nikora, V., McEwan, I., McLean, S., Coleman, S., Pokrajac, D. & Walters, R. (2007), Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows : Theoretical background , *J. Hydr. Eng.* **133**(8), 873 883.
- Nikuradse, J. (1933), Stremungsgesetze in rauhen rohren (eng. transl. 1950 : Laws of flow in rough pipes, naca tm 1292), Technical report, VDI-Forsh, 361.
- Pao, Y. (1965), Structure of turbulent velocity and scalar fields at large wavenumbers , *Physics of Fluids* **8**, 1063.
- Peskin, S. C. (2000), The immersed boundary method , *Courant Institut of Mathematic Sciences New York University* .
- Peters, L., Hillebrand, H. & Traunspurger, W. (2007), Spatial variation of grazer effects on epilithic meiofauna and algae , *Journal of the North American Benthological Society* **26**(1), 78 91.
- Pokrajac, D., Campbell, L., Nikora, V., Manes, C. & McEwan, I. (2007), Quadrant analysis of persistent spatial velocity perturbations over square-bar roughness , *Experiments in fluids* **42**(3), 413 423.
- Power, M. & Stewart, A. (1987), Disturbance and recovery of an algal assemblage following flooding in an oklahoma stream , *American Midland Naturalist* pp. 333 345.
- Prandtl, L. (1952), *Essentials of fluids dynamics*, London : Blackie.
- Raupach, M., Antonia, R. & Rajagopalan, S. (1991), Rough-wall turbulent boundary layers , *Applied Mechanics Reviews* **44**, 1.
- Reiter, M. (1986), Interactions between the hydrodynamics of flowing water and the development of a benthic algal community , *Journal of freshwater ecology* **3**(4), 511 517.
- Reiter, M. (1989a), Development of benthic algal assemblages subjected to differing near-substrate hydrodynamic regimes , *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences* **46**(8), 1375 1382.

-
- Reiter, M. (1989b), Effect of a developing algal assemblage on the hydrodynamics near substrates of different sizes , *Archiv fuer Hydrobiologie AHYBA 4 Vol. 115 (2)*, 221 244.
- Reynolds C.S., J.P. Descy, J. P. . (1994), Are phytoplankton dynamics in river so different from in shallow lakes ?. *hydrobiologia*, 289(1-3) :1-7 .
- Riber, H. & Wetzel, R. (1987), Boundary-layer and internal diffusion effects on phosphorus fluxes in lake periphyton , *Limnol. Oceanogr.* **32**, 1181 1194.
- Richardson, L. (1922), Weather prediction by numerical process .
- Robinson, C., Uehlinger, U. & Monaghan, M. (2004), Stream ecosystem response to multiple experimental floods from a reservoir , *River Research and Applications* **20**, 359 377.
- Rotach, M. (2001), Simulation of urban-scale dispersion using a lagrangian stochastic dispersion model , *Bound. Layer Meteor.* **99**, 379 410.
- Saravia, L., Momo, F. & Boffi Lissin, L. (1998), Modeling periphyton dynamics in running water , *Ecological Modelling* **114**(1), 35 47.
- Schlichting, H. & Gersten, K. (2000), *Boundary-layer theory*, Springer Verlag.
- Shaw, D. & Hanratty, T. (1977), Turbulent mass transfer rates to a wall for large schmidt numbers , *AIChE Journal* **23**(1), 28 37.
- Stevenson, R. (1997), Scale-dependent determinants and consequences of benthic algal heterogeneity , *Journal of the North American Benthological Society* pp. 248 262.
- Stevenson, R., Bothwell, M. & Lowe, R. (1996), *An introduction to algal ecology in freshwater benthic ecosystems habitats*, Academic Press San Diego.
- Stoodley, P., Lewandowski, Z., Boyle, J. & Lappin-Scott, H. (1999), Structural deformation of bacterial biofilms caused by short-term fluctuations in fluid shear : An in situ investigation of biofilm rheology , *Biotechnology and bioengineering* **65**(1), 83 92.
- Tachie, M., Bergstrom, D. & Balachandar, R. (2000), Rough wall turbulent boundary layers in shallow open channel flow , *Journal of fluids engineering* **122**(3), 533 541.

-
- Takao, A., Kawaguchi, Y., Minagawa, T., Kayaba, Y. & Morimoto, Y. (2008), The relationships between benthic macroinvertebrates and biotic and abiotic environmental characteristics downstream of the yahagi dam, central japan, and the state change caused by inflow from a tributary , *River. Res. Applic.* **24**, 580 597.
- Teissier, S., Torre, M., Delmas, F. & Garabétian, F. (2007), Detailing biogeochemical n budgets in riverine epilithic biofilms , *Journal Information* **26**(2).
- Uehlinger, U., Bühner, H. & Reichert, P. (1996), Periphyton dynamics in a floodprone prealpine river : evaluation of significant processes by modelling , *Freshwater Biology* **36**(2), 249 263.
- Voogt, J. & Grimmond, C. (2000), Modeling surface sensible heat flux using surface radiative temperatures in a simple urban area , *Journal of Applied Meteorology* **39**(10), 1679 1699.
- Wetzel, R. (1983), Opening remarks. in : Wetzel rg (ed), periphyton of freshwater ecosystems. .
- Yaglom, A. & Kader, B. (1974), Heat and mass transfer between a rough wall and turbulent fluid flow at high reynolds and pecelet numbers , *Journal of Fluid Mechanics* **62**(03), 601 623.
- Yuki, Y., Takeuchi, S. & Kajishima, T. (2007), Efficient immersed boundary method for strong interaction problem of arbitrary shape object with the self-induced flow , *Journal of Fluid Science and Technology* **2**(1), 1 11.

TABLE DES FIGURES

1.1	<i>Observation du biofilm épilithique dans son habitat naturel. (a) photographie à l'échelle du fleuve, (b) biofilm se développant sur les galets qui composent le fond du fleuve.</i>	3
2.1	<i>(a) Vue latérale des filaments de biofilm (jour 61). (b) Des filaments macroscopiques de biofilm (jour 17) à la crête d'un galet au fond. (c) Filaments de biofilm (jour 8), vues par microscopie à épifluorescence. Les bactéries apparaissent en vert (colorées avec SYTO 13, Invitrogen) et des algues rouges (auto-fluorescence de la chlorophylle A), d'après Besemer et al. (2009).</i>	10
2.2	<i>Profils des vitesses doublement moyennées (local et global) dans le cas d'un écoulement turbulent de couche limite au-dessus d'une canopée végétale [Nikora (2010)].</i>	11
2.3	<i>Profil de vitesse simplifié $U(z)$ dans la canopée et au-dessus. U_C est la vitesse à l'intérieur de la canopée, U_{ref} la vitesse à l'extérieur de la canopée et U_E la vitesse moyenne d'échange entre les deux (d'après Bentham & Britter (2003)). .</i>	12
2.4	<i>Dynamique des interactions biofilm épilithique/écoulement [Graba et al. (2012)]</i>	17
2.5	<i>Système de coordonnées utilisé dans le cas d'un écoulement sur fond lisse</i>	20
2.6	<i>Les différentes parties d'un écoulement à surface libre. Sur ce schéma D est notée δ. [Nezu & Nakagawa (1993)]</i>	23

2.7	<i>Profils de vitesse en représentation semi-logarithmique mettant en évidence la loi déficitaire. Les mesures expérimentales sont réalisées en série sur une surface lisse (SM3) et des surfaces pleinement rugueuses dont la rugosité $k_s^+ = k_s u_* / \nu$ (grandeur définie plus loin) est de 190 pour PS3, 267 pour PL3, 184 pour SG3 et 88 pour WS3, d après Tachie et al. (2000).</i>	25
2.8	(a) <i>Structure verticale d une couche limite turbulente sur un fond lisse, (b) et sur un fond rugueux [Nezu & Nakagawa (1993)].</i>	31
2.9	<i>Profil de la longueur de mélange effective d un écoulement de couche limite turbulente sur fond hydrauliquement rugueux composé d une canopée de cubes. Résultats issus d une simulation numérique directe. En pointillés : la courbe d équation $k(z - d)$ (d après Coceal et al. (2006)).</i>	34
2.10	<i>Spectre théorique de l énergie de la turbulence en fonction du nombre d onde.</i>	37
2.11	<i>Schéma d illustration de la théorie de la cascade d énergie de Kolmogorov-Richardson [Nikora (2010)].</i>	38
2.12	<i>Tracés de spectres unidirectionnels $E_{11}(\kappa_1)$ (adimensionné par $(\epsilon \nu^5)^{1/4}$) en fonction du nombre d onde κ_1 (adimensionné par le nombre d onde de Kolmogorov κ_η). (Pao (1965))</i>	39
2.13	(a) <i>Géométrie du domaine étudié (δ est la demi-hauteur du domaine). (b) Distribution du coefficient de transfert de masse turbulent K_c^+ en fonction du nombre de Schmidt Sc. (a) Profils de la concentration moyenne de scalaires passifs pour différents nombres de Schmidt. (d) Profils de la concentration moyenne de scalaires passifs et de la vitesse moyenne longitudinale pour $Sc = 1$. $z^+ = (z+1)u_* / \nu$ et $c_\delta = -c_{-\delta} = 0.5$ [Dong et al. (2003)].</i>	43
2.14	<i>Les différentes phases du processus de développement d un biofilm épilithique en conditions contrôlées dans le cas d arrangement d hémisphères dit "Aligné" (aligned) par rapport au sens de l écoulement. $u_* = 2.42 \text{ cm s}^{-1}$. (a) 7 jours après inoculum, (b) 14 jours après inoculum, (c) 30 jours après inoculum, (d) 52 jours après inoculum [Graba et al. (2010)].</i>	45

2.15	<i>Les différentes phases du processus de développement d'un biofilm épilithique en conditions contrôlées dans le cas d'arrangement d'hémisphères dit "décalés" (staggered) par rapport au sens de l'écoulement. $u_* = 0.85\text{cm s}^{-1}$ pour l'écoulement sans biofilm. (a) 8 jours après inoculum, (b) 14 jours après inoculum, (c) 21 jours après inoculum, (d) 28 jours après inoculum [Moulin et al. (2008)].</i>	45
3.1	<i>Maillage décalé et disposition des variables dans une maille de pression.</i>	52
3.2	<i>(a) Vue 3D du domaine de la simulation numérique SND – VJI . Les rugosités sont matérialisées par l'iso-surface de la fraction volumique $\alpha_v = 0.5$. L'écoulement est dans la direction x. (b) Positions des points où le profil de vitesse expérimentale est mesuré. Dans cette figure, seul un quart du domaine est représenté, le cube étant en bas à gauche de l'écoulement.</i>	54
3.3	<i>Comparaison des résultats des simulations numériques Coceal et al. (2006) et de Jadim . Profils verticaux de la contrainte totale τ_{13} , des composantes longitudinale $\langle \overline{u u} \rangle$, transversale $\langle \overline{v v} \rangle$ et verticale $\langle \overline{w w} \rangle$ de l'énergie cinétique turbulente, de la tension de Reynolds $\langle \overline{u w} \rangle$ et de la tension dispersive $\langle \tilde{u} \tilde{w} \rangle$ normalisées par $(u_p^*)^2$. Jadim en trait plein et Coceal et al. (2006) en point pour $(\Delta x, \Delta y, \Delta z) = h/64$.</i>	58
3.4	<i>Comparaison des profils verticaux de la vitesse longitudinale des simulations numériques de Jadim , de Coceal et al. (2006) et des résultats expérimentaux de Cheng & Castro (2002b). Les figures (P0),(P1),(P2) et (P3) correspondent aux profils verticaux des positions correspondantes sur la figure 7.2 (b).</i>	59
3.5	<i>Géométrie de la simulation numérique d'un écoulement turbulent 2D autour d'un cylindre de diamètre d correspondante à la configuration numérique de Kim & Choi (2004). Le cylindre n'est pas à l'échelle.</i>	60
3.6	<i>Champ de concentration de scalaire passif à différents instants. Pour (a), $(t u) / d \approx 36$ et le temps séparant chaque cliché successif est environ $(\Delta t u) / d \approx 3.5$</i>	62
3.7	<i>Iso-contours de concentration de scalaire passif obtenus par Kim & Choi (2004)</i>	62
3.8	<i>Distribution du nombre de Sherwood le long du cylindre. Les résultats de Jadim sont en triangles (Δ), ceux de Kim & Choi (2004) en cercles (o) et les résultats expérimentaux de Eckert & Soehngen (1952) en carrés(\square).</i>	63

3.9	Géométrie du domaine de calcul. (a) vue 3D et (b) vue de dessus. Les hémisphères ont un rayon h . la hauteur du domaine est D	64
3.10	Evolution temporelle de l'énergie cinétique totale moyennée dans tout le domaine des simulations numériques $IV_{S4.35}$, $IV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5}$. E_{ct} et le temps physique de simulation t sont adimensionnés respectivement par la vitesse de frottement u_p^* et par le temps de retournement des tourbillons T	66
3.11	Profils verticaux de la vitesse longitudinale instantanée moyennée dans les plans verticaux, $\bar{u} = U(z, t)$ pour différentes valeurs de T . [Simulation numérique $LV_{S6.5}$]	68
3.12	Tracés de spectres unidirectionnels $E_{11}(\kappa_1)$ (adimensionné par $(\varepsilon\nu^5)^{1/4}$) en fonction du nombre d'onde κ_1 (adimensionné par le nombre d'onde de Kolmogorov κ_η) pour différentes valeurs de T en $z/h = 1.15$ et la courbe théorique de Pao (1965). [Simulation numérique $LV_{S6.5}$]	69
3.13	Profils verticaux de la vitesse moyenne $\bar{u} = U(z)$ (a) et de la contrainte totale τ_{13} (b) adimensionnées par la vitesse de frottement u_* pour différentes valeurs moyennes [Simulation numérique $LV_{S6.5}$]	71
3.14	Profils verticaux des composantes du tenseur dispersif obtenus avec 100 et 496 échantillons temporels (respectivement (a) et (b)) : $\tilde{u}\tilde{u}^-$, $\tilde{v}\tilde{v}^-$, $\tilde{w}\tilde{w}^-$: \star , $\tilde{u}\tilde{v}^-$: \circ , $\tilde{u}\tilde{w}^-$: \square , $\tilde{v}\tilde{w}^-$: \dots . (c) Profils verticaux de la tension dispersive $\tilde{u}\tilde{w}$ obtenue pour différents nombres d'échantillons : $\tilde{u}\tilde{w}_{100-200T}^-$: \dots , $\tilde{u}\tilde{w}_{100-300T}^-$: \dots , $\tilde{u}\tilde{w}_{100-400T}^-$: \star , $\tilde{u}\tilde{w}_{100-500T}^-$: \circ , $\tilde{u}\tilde{w}_{100-596T}^-$: \square [Simulation numérique $IV_{S4.35}$]	72
3.15	(a) Corrélations spatiales de la vitesse longitudinale, $R_{uu}(r)$, en $z/h = 1, 25$ dans les directions longitudinale, transversale et verticale. (b) Les profils des échelles intégrales de longueur déduites des corrélations de (a) . [Cheng & Castro (2006)]	74
3.16	Géométries des domaines de calcul $LV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5}-LD$ respectivement à gauche et à droite.	75
3.17	Corrélations spatiales longitudinale (b) et transversale (a) de la vitesse U en $z/h = 1.2$. $LV_{S6.5}$: \dots , $LV_{S6.5}-LD$: \dots	76
3.18	Corrélations spatiales longitudinale (b) et transversale (a) de la vitesse V en $z/h = 1.2$. $LV_{S6.5}$: \dots , $LV_{S6.5}-LD$: \dots	77
3.19	Corrélations spatiales longitudinale (b) et transversale (a) de la vitesse W en $z/h = 1.2$. $LV_{S6.5}$: \dots , $LV_{S6.5}-LD$: \dots	77

3.20	<i>Comparaison des profils verticaux de la vitesse longitudinale $\langle \bar{U} \rangle$ ($cm.s^{-1}$) des simulations numériques $LV_{S6.5}(400T)$ en \cdot, $LV_{S6.5}(100T)$ en \cdot et $LV_{S6.5} - LD$ en $---$. La figure de droite correspond aux même profils avec des barres d erreurs englobant les maxima des fluctuations des profils instantanés.</i>	78
3.21	<i>Profils verticaux de l'énergie cinétique turbulente ou Turbulent Kinetic Energy (TKE) en anglais et de ses contributions longitudinale (courbes couleurs vertes), transversale (courbes couleurs bleue) et verticale (courbes couleurs rouge) adimensionnés par la vitesse de frottement u_*. $LV_{S6.5} 178-578T$: $---$, $LV_{S6.5178-278T}$: $---$, $LV_{S6.5} - LD$: $-$.</i>	80
3.22	<i>Profils verticaux des intensités turbulentes longitudinale $\sqrt{\overline{u^2}}$ (courbes noires), transversale $\sqrt{\overline{v^2}}$ (courbes bleues) et verticale $\sqrt{\overline{w^2}}$ (courbes rouges) des simulations numériques $LV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5} - LD$ adimensionnés par u_*. $LV_{S6.5178-278T}$: $---$, $LV_{S6.5178-578T}$: ooo et $LV_{S6.5} - LD$: $-$</i>	81
3.23	<i>Profils verticaux de la contrainte totale τ_{13} (a), de la tension des Reynolds \overline{uw} (b) de la tension dispersive $\tilde{u}\tilde{w}$ (c) et de tension visqueuse $\nu \frac{\partial u}{\partial z}$ (d) des simulations numériques $LV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5} - LD$ adimensionnés par u_*. $LV_{S6.5178-278T}$: $---$, $LV_{S6.5178-578T}$: $...$ et $LV_{S6.5} - LD$: $-$</i>	82
3.24	<i>Spectres unidirectionnels $E_{11}(\kappa_1)$ (adimensionné par $(\epsilon\nu^5)^{1/4}$) en fonction du nombre d onde κ_1 (adimensionné par le nombre d onde de Kolmogorov κ_η) des simulations $LV_{S6.5}$ et $LV_{S6.5} - LD$ à di érentes hauteurs. $LV_{S6.5178-578T}$: $\diamond - \diamond$, $LV_{S6.5178-278T}$: $\square - \square$, $LV_{S6.5} - LD$: ooo et la courbe théorique de Pao (1965) en trait continu</i>	85
4.1	<i>Géométrie du domaine de calcul. (a) vue 3D et (b) vue de dessus. Les hémisphères ont un rayon r.</i>	90
4.2	<i>Comparaison des profils verticaux de la résolution spatiale verticale Δz normalisés par l'échelle de Kolmogorov η, pour les di érentes simulations numériques. Ces profils sont obtenus par les quatre méthodes citées dans le texte.</i>	93
4.3	<i>Champs de vecteurs vitesse instantanés $(u - w)$ dans le plan vertical $y/h = 0.5$ pour la simulation numérique $LV_{S6.5}$.</i>	95
4.4	<i>Comme la figure 4.3 pour la simulation numérique $LV_{A6.5}$.</i>	95

4.5 *Champs de vitesses moyennées en temps et en motif. (a) et (b) représentent $(\bar{u} - \bar{w})$ et $(\bar{u} - \bar{v})$ respectivement en $y/h = 1$ et en $z/h = 0.5$ pour la simulation numérique $LV_{A6.5}$. (d) et (c) représentent respectivement $(\bar{u} - \bar{w})$ et $(\bar{u} - \bar{v})$ en $y/h = 1$ et en $z/h = 0.5$ pour la simulation numérique $LV_{S6.5}$. Les champs de vitesses sont adimensionnés par $u_*/20$ pour plus de clarté. 97*

4.6 *Influence de la configuration du fond en régime "Intermediate velocity" sur les profils verticaux des grandeurs doublement moyennées et normalisées par u_* ou u_*^2 . (a) Profils de \bar{u}/u_* en fonction $(z-d)/z_0$ en échelle semi-logarithmique : $IV_{A6.5}$ (-), $IV_{S6.5}$ (\square) et la droite de pente $1/\kappa$ (- - -). (b) Profils de \bar{u}/u_* en fonction de z/h : $IV_{A6.5}$ (-), $IV_{S6.5}$ (\square). (c) Profils de la contrainte totale τ_{13} (\circ pour $IV_{A6.5}$ et (- pour $IV_{S6.5}$), Tensions de Reynolds $\overline{u w}$ (\square pour $IV_{A6.5}$ et (-.-.) pour $IV_{S6.5}$), Tensions dispersives $\tilde{u}\tilde{w}$ (\star pour $IV_{A6.5}$ et (....) pour $IV_{S6.5}$) et Tensions visqueuses $\nu \overline{\partial u / \partial z}$ ((-) pour $IV_{A6.5}$ et (- - -) pour $IV_{S6.5}$). (d) Profils de $\sqrt{u^2}/u_*$ (\circ pour $IV_{A6.5}$ (-) pour $IV_{S6.5}$), $\sqrt{v^2}/u_*$ (\square pour $IV_{A6.5}$ et (- - -) pour $IV_{S6.5}$), $\sqrt{w^2}/u_*$ (\star pour $IV_{A6.5}$ (....) pour $IV_{S6.5}$). 100*

4.7 *Influence de la configuration du fond en régime "Low velocity" sur les profils verticaux des grandeurs doublement moyennées et normalisées par u_* ou u_*^2 . (a) : $LV_{A6.5}$ (-), $LV_{S6.5}$ (\square) et la droite de pente $1/\kappa$ (- - -). (b) : $LV_{A6.5}$ (-), $LV_{S6.5}$ (\square). (c) τ_{13} (\circ pour $LV_{A6.5}$ et (- pour $LV_{S6.5}$), $\overline{u w}$ (\square pour $LV_{A6.5}$ et (-.-.) pour $LV_{S6.5}$), $\tilde{u}\tilde{w}$ (\star pour $LV_{A6.5}$ et (....) pour $LV_{S6.5}$) et $\nu \overline{\partial u / \partial z}$ ((-) pour $LV_{A6.5}$ et (- - -) pour $LV_{S6.5}$). (d) Profils de $\sqrt{u^2}/u_*$ (\circ pour $LV_{A6.5}$ (-) pour $LV_{S6.5}$), $\sqrt{v^2}/u_*$ (\square pour $LV_{A6.5}$ et (- - -) pour $LV_{S6.5}$), $\sqrt{w^2}/u_*$ (\star pour $LV_{A6.5}$ (....) pour $LV_{S6.5}$). 101*

4.8 *Influence du nombre de Reynolds rugueux R_{e*} (ou de k_s^+) sur les profils verticaux des grandeurs doublement moyennées et normalisées par u_* ou u_*^2 . (a) : $LV_{S6.5}$ (-), $IV_{S6.5}$ (\square) la droite de pente $1/\kappa$ (- - -). (b) : $LV_{S6.5}$ (-), $IV_{S6.5}$ (\square). (c) τ_{13} (\circ pour $LV_{S6.5}$ et (- pour $IV_{S6.5}$), $\overline{u w}$ (\square pour $LV_{S6.5}$ et (-.-.) pour $IV_{S6.5}$), $\tilde{u}\tilde{w}$ (\star pour $LV_{S6.5}$ et (....) pour $IV_{S6.5}$) et $\nu \overline{\partial u / \partial z}$ ((-) pour $LV_{S6.5}$ et (- - -) pour $IV_{S6.5}$). (d) Profils de $\sqrt{u^2}/u_*$ (\circ pour $LV_{S6.5}$ (-) pour $IV_{S6.5}$), $\sqrt{v^2}/u_*$ (\square pour $LV_{S6.5}$ et (- - -) pour $IV_{S6.5}$), $\sqrt{w^2}/u_*$ (\star pour $LV_{S6.5}$ (....) pour $IV_{S6.5}$). 103*

4.9	<i>Influence du confinement $\alpha = h/D$ en régime "Intermediate velocity" sur les profils verticaux des grandeurs doublement moyennées et normalisées par u_* ou u_*^2. (a) : $IV_{S6.5}$ (-), $IV_{S4.35}$ (\square) et la droite de pente $1/\kappa$ (- - - -). (b) : $IV_{S6.5}$ (-), $IV_{S4.35}$ (\square). (c) τ_{13} (\circ pour $IV_{S6.5}$ et (- - - -) pour $IV_{S4.35}$), $\overline{u w}$ (\square pour $IV_{S4.35}$ et (-.-.-) pour $IV_{S4.35}$), $\tilde{u}\tilde{w}$ (\star pour $IV_{S6.5}$ et (....) pour $IV_{S4.35}$) et $v\partial \overline{u} / \partial z$ ((-) pour $IV_{S6.5}$ et (- - - -) pour $IV_{S4.35}$). (d) Profils de $\sqrt{\overline{u^2}}/u_*$ (\circ pour $IV_{S6.5}$ (-) pour $IV_{S4.35}$), $\sqrt{\overline{v^2}}/u_*$ (\square pour $IV_{S6.5}$ et (- - - -) pour $IV_{S4.35}$), $\sqrt{\overline{w^2}}/u_*$ (\star pour $IV_{S6.5}$ (....) pour $IV_{S4.35}$).</i>	104
4.10	<i>Hemisphere pattern configurations : (a) aligned in the first experiment (see Bouletreau et al. (2010)) and (b) staggered in the second experiment (see Moulin et al. (2008)). The flow direction is from left to right.</i>	111
4.11	<i>Plan and 3D views of numerical computational domain. The minimal pattern is framed by a square.</i>	116
4.12	<i>Comparison of numerical and experimental results for $LV_{S6.5}$. Vertical profiles of (a) the double averaging longitudinal velocity $\langle \bar{u} \rangle$, (b) the rms of streamwise velocity $\sqrt{\overline{u^2}}$, (c) the rms of vertical velocity $\sqrt{\overline{w^2}}$ and (d) the Reynolds stress $\langle \overline{u w} \rangle$ (d). Experimental data normalized by u_{exp}^* or u_{exp}^{*2} : (squares \square), Experimental data normalized by $1.15u_{exp}^*$ or $(1.15u_{exp}^*)^2$: (circles o), Numerical data normalized by $u_{z=h}^*$ or $u_{z=h}^{*2}$ (solids lines -).</i>	120
4.13	<i>Mean horizontal velocity field (\bar{u}, \bar{v}) in an horizontal plane located at $z/h = 0.5$ for (a) $IV_{A6.5}$, (b) $IV_{S6.5}$, (c) $LV_{S6.5}$ and (d) $IV_{S4.35}$. The velocity components have been non-dimensionalized by the friction velocity $u_{z=h}^*$.</i>	123
4.14	<i>Mean velocity field (\bar{u}, \bar{v}) in the vertical midplane located at $y/h = 0$ for (a) $IV_{A6.5}$, (b) $IV_{S6.5}$, (c) $LV_{S6.5}$ and (d) $IV_{S4.35}$. The velocity components have been non-dimensionalized by the friction velocity $u_{z=h}^*$.</i>	124
4.15	<i>Top view of the mean tangential velocity gradient on an hemisphere for (a) $IV_{A6.5}$, (b) $IV_{S6.5}$, (c) $LV_{S6.5}$ and (d) $IV_{S4.35}$. The velocity gradient components have been non-dimensionalized by $u_{z=h}^*/h$.</i>	126
4.16	<i>Top view of the isovalues of the mean local shear stress τ on an hemisphere for (a) $IV_{A6.5}$, (b) $IV_{S6.5}$, (c) $LV_{S6.5}$ and (d) $IV_{S4.35}$. The values of the mean shear stress have been non-dimensionalized by $u_{z=h}^*/h$.</i>	127

4.17	<i>Top view of the biofilm pattern on hemispheres in the first experiment $IV_{A6.5}$ 4 days (left) and 7 days (right) after inoculum.</i>	127
4.18	<i>Top view of the biofilm pattern on hemispheres in the second experiment $LV_{S6.5}$ (top), $IV_{S4.35}$ (middle) and $HV_{S2.75}$ (bottom) 5 days (left) and 7 days (right) after inoculum.</i>	129
4.19	<i>Colonization patterns for LV, IV, HV (from left to right) sections in the second experiment. Top figures are the raw result, and bottom figures are the results after a threshold filtering to capture the biofilm location (see text).</i>	130
4.20	<i>Profile of the mean local shear stress τ on the hemisphere along the vertical midplane $y/h = 0$, for various scalings and flow regimes. $\theta = 0$ (π) corresponds to the front (back) of the hemisphere. τ is scaled by (a) u^*/h, (b) $u^* Re_t^{0.5}/h$ and (c) $u^* Re_t^{0.2}/h$, respectively. The flow regimes are $LV_{S6.5}$ (solid line), $IV_{S6.5}$ (dashed line), and $IV_{S4.35}$ (dotted line), respectively.</i>	133
4.21	<i>Same as figure 4.20 with the best fit exponent (i.e. 0.26) for the Re-influence.</i>	134
5.1	<i>Vue 3D et vue de dessus du domaine de calcul. L'écoulement est principalement dirigé selon x.</i>	141
5.2	<i>Comme la figure 5.3, $Sc = 1$ et $Sc = 10$.</i>	144
5.3	<i>Concentration instantanée à $t = 50T$, $Sc = 0,1$. L'iso-surface représentée est $c = 0.97$. L'écoulement est dans la direction x et le nombre de Reynolds rugueux $Re_* = 156$.</i>	145
5.4	<i>Contours du champ moyen spatial inter-motif de concentration pour $Sc = 0.1$. Vue sur plan médian du motif de base en $y/h = 1$.</i>	146
5.5	<i>Comme la figure 5.4 pour $Sc = 1$.</i>	146
5.6	<i>Comme la figure 5.4 pour $Sc = 10$.</i>	147
5.7	<i>Contours de la concentration moyenne spatiale inter-motif pour $Sc = 0.1$. Vue de dessus en $z/h = 0.5$.</i>	147
5.8	<i>Comme la figure 5.7 pour $Sc = 1$.</i>	148
5.9	<i>Comme la figure 5.7 pour $Sc = 10$.</i>	148

5.10	<i>Évolution temporelle des profils verticaux de concentration moyennées spatialement c à différents temps t pour les trois nombres de $Sc = 0, 1, 1$ et 10. Le temps t est normalisé par le temps caractéristique de retournement de tourbillons T.</i>	149
5.11	<i>Profils verticaux de concentration $(c_p - c)$ à $t = 50T$ mettant en évidence le comportement logarithmique de ce dernier. Les profils de concentration sont normalisés par c_*. $z^+ = \frac{zu_*}{\nu}$, c_p est la concentration à la paroi.</i>	150
5.12	<i>Évolution temporelle de la concentration instantanée moyennée dans la canopée ($z/h < 1$) et à l'extérieur ($1 < z/h < 6.25$) pour les trois nombres de $Sc = 1, 0.1$ et 10. Le temps t est normalisé par le temps caractéristique de retournement des tourbillons T.</i>	151
5.13	<i>Profils verticaux du flux total J_t, du flux turbulent J_{tur}, et du flux par diffusion moléculaire $J_{D_{mol}}$ pour les trois nombres de $Sc = 1, 0.1$ et 10 en $t/T = 50$.</i>	152
5.14	<i>Évolution temporelle flux diffusif de concentration près de la paroi J_p pour les trois nombres de $Sc = 1, 0.1$ et 10.</i>	153
5.15	<i>Évolution temporelle du nombre de Sherwood local Sh et du coefficient de transfert K_L/u_* pour les trois nombres de $Sc = 1, 0.1$ et 10. Sh_C est le nombre de Sherwood calculé en utilisant le déséquilibre de concentration dans la canopée $\Delta c = c_p - c_c$ et Sh_E celui calculé en utilisant le déséquilibre de concentration entre le fond l'extérieur $\Delta c = c_p - c_{sl}$, où c_c et c_{sl} sont la concentration instantanée moyenne dans la canopée et la concentration au niveau de la surface libre.</i>	155
7.1	<i>Géométrie du domaine de calcul. (a) vue 3D et (b) vue de dessus. Les hémisphères ont un rayon r. la hauteur du domaine est D.</i>	187
7.2	<i>(a) Vue 3D du domaine de la simulation numérique $SND - VJI$. Les rugosités sont matérialisées par l'iso-surface de la fraction volumique $\alpha_v = 0.5$. L'écoulement est dans la direction x.</i>	191
7.3	<i>Géométrie du domaine de calcul de la simulation numérique $LV_{S6.5} - LD$. Les rugosités sont matérialisées par l'iso-surface de la fraction volumique $\alpha = 0.5$.</i>	193

LISTE DES TABLEAUX

3.1	<i>Paramètres de la simulation numérique SND – VJI</i>	56
3.2	<i>Comparaison des paramètres de paroi obtenus pour les différentes simulations numériques : u_P^* est la vitesse de frottement qui sert à imposer le gradient de pression, Re_* le nombre de Reynolds Rugueux, $u_{z=h}^*$ la valeur de la vitesse de frottement qui sert à mettre en évidence la similarité de l'écoulement et calculée à partir de la contrainte totale $\tau_{13}(z = h)$, la hauteur de déplacement d/h, l'origine de la loi logarithmique $z_0/h = e^{-\kappa A r} k_s/h$, la rugosité hydraulique k_s/h et la limite supérieure de la loi logarithmique $z_{loi\log}^{up}/h$.</i>	83
4.1	<i>Paramètres de contrôle des différentes simulations numériques.</i>	91
4.2	<i>Suite du tableau 4.1.</i>	92
4.3	<i>Comparaison des paramètres de paroi obtenus pour les différentes simulations numériques : u_P^* est la vitesse de frottement qui sert à imposer le gradient de pression, Re_* le nombre de Reynolds Rugueux, $u_{z=h}^*$ la valeur de la vitesse de frottement qui sert à mettre en évidence la similarité de l'écoulement et calculée à partir de la contrainte totale $\tau_{13}(z = h)$, la hauteur de déplacement d/h, l'origine de la loi logarithmique z_0/h, la rugosité hydraulique k_s/h et la limite supérieure de la loi logarithmique $z_{loi\log}^{up}/h$.</i>	99
4.4	<i>Numerical model and runs parameters</i>	117

4.5	<i>Comparison of the log law parameters for the turbulent boundary layer in numerical simulations and experiments. Experimental values are those cited in Graba et al. (2010) for the first experiment (aligned configuration) and Moulin et al. (2008) for the second experiment (staggered configuration). Upper limit of log law validation range z_{LogLaw}^{up}, displacement height d, roughness length z_0 and friction velocity $u_{z=h}^*$. u_{exp}^* is the value of friction velocity cited in Graba et al. (2010) and Moulin et al. (2008).</i>	122
4.6	<i>Comparison of dry biomass (measured on day 7) and biofilm patch surface (estimated on day 5 by image processing) for the three flow regions of the second experiment. The surface of an hemisphere is equal to 23.25 cm².</i>	130
5.1	<i>Paramètres de contrôle des différentes simulations numériques</i>	141
5.2	<i>Vitesse d'échange pour les trois nombres de Schmidt $Sc = 1, 0.1$ et 10.</i>	155
7.1	<i>Paramètres de contrôle des différentes simulations numériques.</i>	188
7.2	<i>Suite du tableau 7.1.</i>	189
7.3	<i>les paramètres physiques, géométriques et de contrôle de la simulation numérique simulation numérique $SND - VJI$.</i>	190
7.4	<i>Tableau récapitulatif des paramètres physiques de la simulation numérique $LV_{S6.5} - LD$.</i>	192

Données simulations numériques

L'ensemble des simulations numériques sont réalisées sur la plateforme de calcul "hyperion" du *cict*¹. Le nombre de processeurs peut varier de 8 à 64. Le repère est un repère cartésien orthonormé direct (x, y, z) où x est la direction de l'écoulement, y la direction transversale et z la direction verticale. Le forçage hydrodynamique est généré par un gradient de pression qui est estimé à partir de la vitesse de frottement, u_* , qui elle-même est estimée à partir du nombre de Reynolds rugueux basé sur la hauteur des rugosités, R_* , en utilisant les relations 7.1 et 7.2.

$$u_* = \frac{R_* \nu}{h} \quad (7.1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\rho u_*^2}{D} \quad (7.2)$$

L'échelle de Kolmogorov η est définie par $\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}$. La valeur de ϵ est estimée supposant un équilibre entre la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Dans cette formule ν est la viscosité cinématique. Dans le cas d'une couche cisillée, la production est donnée par $P = \overline{u w} > (\partial < \bar{u} > / \partial z)$, ce qui permet d'estimer η par :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\overline{u w} > (\partial < \bar{u} > / \partial z)} \right)^{1/4} \equiv \left(\frac{\nu^3}{u_*^2 (\partial < \bar{u} > / \partial z)} \right)^{1/4} \quad (7.3)$$

1. Centre Interuniversitaire de Calcul de Toulouse (CICT) : www.cict.fr

Pour l'ensemble des simulations numériques, nous avons imposé les mêmes conditions aux limites : Des conditions de périodicité sont imposées dans les directions longitudinale et transversale pour simuler un domaine virtuellement infini. Une condition de glissement sans frottement est imposée sur le haut du domaine (vitesse verticale nulle). Des conditions de non glissement sont imposées sur les obstacles et sur le fond du domaine.

Dans le cas des simulation avec transfert de masse, des conditions de périodicité sont imposées dans les directions longitudinale et transversale et une condition de glissement sans frottement est imposée sur le haut du domaine et une condition de non glissement est imposée sur les obstacles et sur le fond. Pour le scalaire passif, une concentration constante c_p est imposée sur les obstacles et sur le fond, des conditions de périodicité sont imposées dans les directions longitudinale et transversale. Une condition de flux nul est imposée au niveau de la surface libre.

Par la suite, pour l'ensemble des simulations à l'exception des simulations numériques $LV_{S6.5} - LD$ et $SND - VJI$, les paramètres sont présentés dans les tableaux 7.1 et 7.2.

La figure 7.1 présente la géométrie (vue 3D et vue de dessus) du domaine de calcul. Pour l'ensemble des simulations numériques, la géométrie est la même. Pour la configuration d'hémisphère décalées ($LV_{S6.5}$, $IV_{S6.5}$, $IV_{S4.35}$), l'écoulement est suivant la direction x de la figure 7.1, et pour la configuration d'hémisphères alignées ($IV_{A6.5}$ et $LV_{A6.5}$) l'écoulement est orienté à 90 degrés (c'est-à-dire dans la direction y de la figure 7.1). les paramètres des différentes simulations sont présentés dans les tableaux 7.1 et 7.2 .

Les noms des simulations numériques sont définis par rapport aux configurations expérimentales de Graba et al. (2010) et de Moulin et al. (2008). Les noms sont donnés par $(I, L) - V_{F-R}$, avec I pour "Intermediate" et L pour "Low", V=Velocity; F=A ou S pour respectivement "Aligned" et "Staggered" ; et R le rapport de forme D/h .

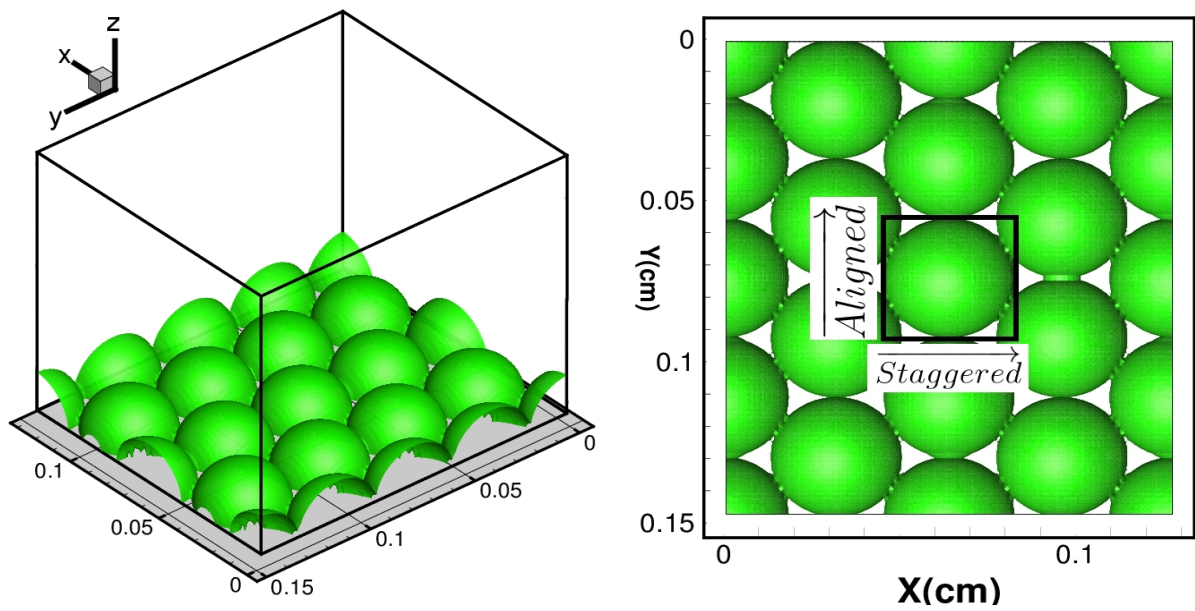


FIGURE 7.1: Géométrie du domaine de calcul. (a) vue 3D et (b) vue de dessus. Les hémisphères ont un rayon r . la hauteur du domaine est D .

TABLE 7.1: Paramètres de contrôle des différentes simulations numériques.

Simulations	Paramètres	Symboles	Valeurs	Unités
$IV_{S4.35}$	Nombres de mailles	$N_x \times N_y \times N_z$	128 × 144 × 128	-
	Taille du domaine	$L_x \times L_y \times L_z$	7h × 8h × 4.354h	m
	Temps d'établissement de la turbulence	-	100T	s
	Nombre d'échantillons temporels	N	496	-
	Temps de retournement des tourbillons	T	0.71	s
	Vitesse de frottement	u_p^*	2.15	cm/s
$IV_{S6.5}$	Nombres de mailles	$N_x \times N_y \times N_z$	140 × 160 × 204	-
	Taille du domaine	$L_x \times L_y \times L_z$	7h × 8h × 6.64h	m
	Temps d'établissement de la turbulence	-	100T	s
	Nombre d'échantillons temporels	N	464	-
	Temps de retournement des tourbillons	T	0.71	s
	Vitesse de frottement	u_p^*	2.61	cm/s
$IV_{A6.5}$	Nombres de mailles	$N_x \times N_y \times N_z$	144 × 128 × 188	-
	Taille du domaine	$L_x \times L_y \times L_z$	8h × 7h × 6.64h	m
	Temps d'établissement de la turbulence	-	100T	s
	Nombre d'échantillons temporels	N	500	-
	Temps de retournement des tourbillons	T	0.76	s
	Vitesse de frottement	u_p^*	2.42	cm/s

Simulations	Paramètres	Symboles	Valeurs	Unités
$LV_{S6.5}$	Nombres de mailles	$N_x \times N_y \times N_z$	88×96×138	-
	Taille du domaine	$L_x \times L_y \times L_z$	7h × 8h × 6.64h	m
	Temps d'établissement de la turbulence	-	200T	s
	Nombre d'échantillons temporels	N	600	-
	Temps de retournement des tourbillons	T	2.17	s
	Vitesse de frottement	u_p^*	0.85	cm/s
$LV_{A6.5}$	Nombres de mailles	$N_x \times N_y \times N_z$	96× 88× 138	-
	Taille du domaine	$L_x \times L_y \times L_z$	8h × 7h × 6.64h	m
	Temps d'établissement de la turbulence	-	200T	s
	Nombre d'échantillons temporels	N	600	-
	Temps de retournement des tourbillons	T	2.17	s
	Vitesse de frottement	u_p^*	0.85	cms ⁻¹
	Viscosité cinématique	ν	1.002 × 10 ⁻⁶	m ² s ⁻¹
	Densité volumique	ρ	1000	kg.m ⁻³
	Hauteur des hémisphères	h	1.85	cm

TABLE 7.2: Suite du tableau 7.1.

Nombre de Reynolds rugueux	$Re_* = \frac{u_p^* h}{\nu}$	500
Masse volumique	$\rho(kg/m^3)$	1
Vitesse de frottement	$u_p^*(m/s)$	0.925
Résolution spatiale	$(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$	8η , (η échelle de Kolmogorov)
Rapport de forme	$\frac{H}{L}$	1
Nombre de confinement	$\alpha = \frac{h}{D}$	0.25
Eddy Turnover Time	$T(s) = \frac{h}{u_p^*}$	0.011
Taille du domaine	$L \times H \times D$	$4h \times 4h \times 4h$ (h , hauteur des cubes)
Hauteur des cubes	$h(cm)$	1

TABLE 7.3: les paramètres physiques, géométriques et de contrôle de la simulation numérique *SND – VJI*.

Simulation numérique *SND – VJI*

SND – VJI

L objectif de la simulation numérique *SND – VJI* est de valider le code Jadim dans le cas d un écoulement de couche limite turbulente sur fond hydrauliquement rugueux. Pour cela, nous avons effectué des simulations numériques directes de configurations identiques aux expériences de Cheng & Castro (2002b) et aux simulations numériques directes de Coceal et al. (2006).

0.0.1 Les paramètres de contrôle

Les paramètres physiques, géométriques et de contrôle de *SND – VJI* sont présentés dans le tableau 7.3. L écoulement est dans la direction X et la géométrie est celle de la figure???. Le nombre totale de mailles de la taille du domaine de calcul de *SND – VJI* est de $64 \times 64 \times 64$ dans les trois directions de l espace physique, ce qui correspond à une taille de maille de l ordre de $h/16$, soit environ 8 fois l échelle de Kolmogorov η .

0.0.2 Conditions aux limites

Des conditions de périodicité sont imposées dans les directions longitudinale et transversale pour simuler un domaine virtuellement infini. Une condition de glissement sans frottement est

imposée sur le haut du domaine (vitesse verticale nulle). Des conditions de non glissement et imperméabilité sont imposées sur les obstacles et sur le fond du domaine.

0.0.3 Géométrie

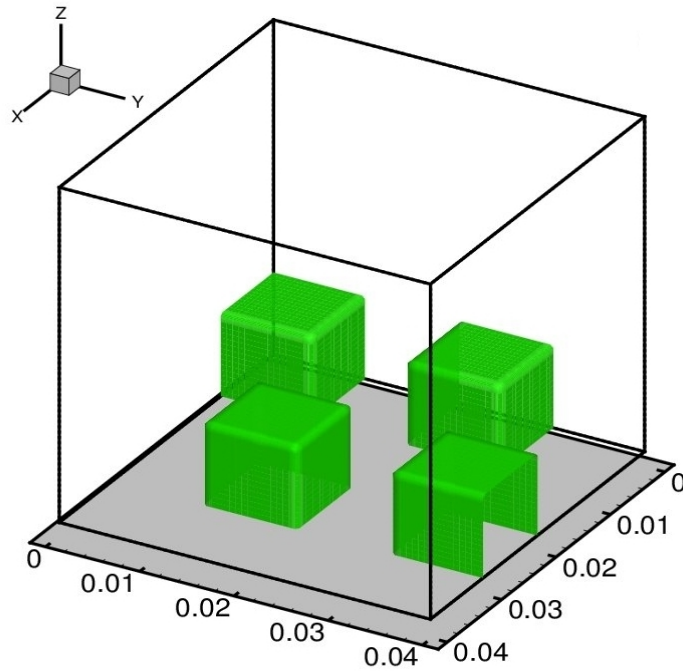


FIGURE 7.2: (a) Vue 3D du domaine de la simulation numérique $SND - VJI$. Les rugosités sont matérialisées par l'iso-surface de la fraction volumique $\alpha_v = 0.5$. L'écoulement est dans la direction x .

Simulation numérique $LV_{S6.5} - LD$

$LV_{S6.5} - LD$

L'objectif de cette simulation numérique directe est d'étudier l'influence de la taille du domaine de calcul sur les grandeurs caractéristiques d'un écoulement turbulent sur un fond hydrauliquement rugueux.

0.0.4 Les paramètres de contrôle

Le nombre de Reynolds rugueux basé sur la hauteur des rugosités R_{e*} est de 156. Le nombre de Reynolds basé sur la hauteur du canal $R = \frac{u_* D}{\nu}$ est de 1039. La vitesse de frottement u_* (m/s) est de 0.0085 m/s. Les résolutions spatiales par rapport à l'échelle de Kolmogorov (η) dans les directions longitudinale, latérale et verticale sont respectivement $\Delta_x = 4.65\eta$, $\Delta_y = 4.65\eta$, $\Delta_z = 2.7\eta$ et le "Eddy Turnover Time" ou temps de retournement des tourbillons $T(s) = \frac{h}{u_*}$ est 2.17s.

0.0.5 Les paramètres physiques

Dans le tableau 7.4, sont présentes les paramètres physiques de la simulation numérique.

	$LV_{S6.5} - LD$
Nombre de motifs unitaires	64
Nombre d'échantillons temporels	100 T
Intervalle d'échantillonnage	entre 178 et 278T
Nombre de mailles (nx-ny-nz)	192-178-136 (Maillage régulier)
Taille du domaine de calcul	16hx14hx6.64h

TABLE 7.4: *Tableau récapitulatif des paramètres physiques de la simulation numérique $LV_{S6.5} - LD$.*

La configuration géométrique de la simulation numérique $LV_{S6.5} - LD$ a pour modèle de base celle de la campagne numérique $LV_{S6.5}$. La taille du domaine de $LV_{S6.5} - LD$ fait quatre fois celle de la campagne numérique $LV_{S6.5} - LD$. X est la direction longitudinale, Y la direction transversale et Z la direction verticale.

0.0.6 Détails importants

La configuration de $LV_{S6.5} - LD$ est obtenue par combinaison (juxtaposition) de quatre configurations de la campagne numérique $LV_{S6.5}$. Dans le but de gagner du temps physique de simulation et de faire des économies des ressources informatiques, l'écoulement de la $LV_{S6.5} - LD$ a été initialisé par celui de la campagne numérique $LV_{S6.5}$ à 796T.

0.0.7 Géométrie

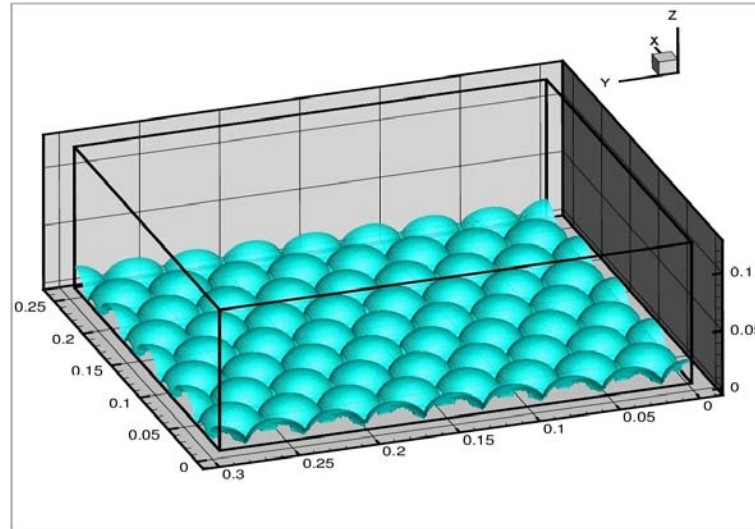


FIGURE 7.3: Géométrie du domaine de calcul de la simulation numérique $LV_{S6.5} - LD$. Les rugosités sont matérialisées par l'iso-surface de la fraction volumique $\alpha = 0.5$.

Simulation numérique $IV_{S6.5}$

$IV_{S6.5}$

Voir tableaux 7.1 et 7.2

Simulation numérique $IV_{S4.35}$

$IV_{S4.35}$

Voir tableaux 7.1 et 7.2

Simulation numérique $LV_{S6.5}$

$LV_{S6.5}$

Voir tableaux 7.1 et 7.2

Simulation numérique $LV_{A6.5}$

$LV_{A6.5}$

Voir tableaux 7.1 et 7.2

Simulation numérique $LV_{S6.5} - LD$

$LV_{S6.5} - LD$

Voir tableaux 7.1 et 7.2

Simulation numérique $LV_{A6.5}$

$LV_{A6.5}$

Voir tableaux 7.1 et 7.2

Simulation numérique $IV_{A6.5}$

$IV_{A6.5}$

Voir tableaux 7.1 et 7.2