



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par

Université Paul Sabatier, Toulouse III

Discipline ou spécialité :

DYNAMIQUE DES FLUIDES

Présentée et soutenue par

Emma FLORENS

Le 8 Décembre 2010

Titre :

*Couche limite turbulente dans les écoulements à surface libre :
Etude expérimentale d'effets de macro-rugosités*

JURY

*Pr. ANSELMET Fabien
Pr. RIVIERE Nicolas
Dr. SAUVAGE Sabine
Dr. HURTHUR David
Dr. PAULAU SALVADOR Guillermo
Pr. CHARRU François*

Rapporteur
Rapporteur
Membre
Membre
Membre
Président du jury

Ecole doctorale : *Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés*

Unité de recherche : *Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse*

Directeur(s) de Thèse :

*Pr. EIFF Olivier
Dr. MOULIN Frédéric*

*"L'homme de science le sait bien, lui,
que seule la science, a pu, au fil des siècles,
lui apporter l'horloge poiteuse et le parcmètre automatique
sans lesquels il n'est pas de bonheur terrestre possible."*

PIERRE DESPROGES

UN GRAND MERCI...

C E travail n'aurait pu être mené à son terme sans la contribution d'un grand nombre de personnes. Je tiens ici à les remercier, en essayant, autant que possible, de n'oublier personne !

Je souhaite d'abord remercier Fabien Anselmet et Nicolas Rivière d'avoir rapporté avec autant d'attention ce manuscrit.

Je remercie ensuite François Charru, qui a accepté d'être le président de mon jury, ainsi que Sabine Sauvage, David Hurther, et Guillermo Palau Salvador d'y avoir contribué.

Cette thèse n'aurait jamais vu le jour sans l'impulsion de mes deux directeurs de thèse. Dans le meilleur comme dans le pire, j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec eux.

Je remercie donc Olivier Eiff, mon directeur de thèse, pour sa grande exigence qui m'a permis de pousser toujours plus loin mes limites. Merci également pour tous les bons moments passés hors du cadre de la thèse.

Merci à Frédéric Moulin, mon co-directeur de thèse, pour son soutien, ses encouragements, et les discussions que nous avons eu qui m'ont souvent sortie de l'impasse. Merci aussi pour tous les moments partagés hors du cadre du travail.

Encore une fois, ce fut un réel plaisir et j'ai beaucoup appris avec vous lors de ces quatre années de recherche.

Je souhaite également remercier ceux qui m'ont aidée à mettre en place le dispositif expérimental.

Merci à Serge Font de m'avoir aidée à bricoler sur le canal, pour avoir débité, gratté et collé des milliers de cubes sans grommeler une seule fois "Emma, je vais te foutre dans le canal!". Merci aussi pour cette joie de vivre que tu sais si bien communiquer.

Merci à Grégory Dhoye d'avoir passé du temps à tout mettre en place mais également à m'assister lors des mesures.

Merci à Emmanuel Cid pour sa patience face aux exigences des expériences que nous avons menées.

Un grand merci à Sébastien Cazin qui a su transformer les pénibles moments de réglages en pénibles et hilarants moments de réglages... Le Caliméro qui sommeillait au fond de moi a su, grâce à toi, éclater au grand jour, merci pour ça !

Merci également à Moïse Marchal, qui a été là quand j'en avais besoin, soit pour intervenir sur la manip', soit pour partager avec nous son merveilleux punch planteur dont il a le secret !

Merci beaucoup à toute l'équipe de l'atelier mécanique, avec qui j'ai pu partagé des moments forts sympathiques, je pense en particulier à Jean Marc Sfedj et Laurent Mouneix qui ont toujours fait preuve d'une grande patience face à mes demandes pressantes de travaux pour avant hier !

Pendant quatre ans, j'ai eu la chance de faire partie du plus petit groupe du laboratoire : OTE. J'y ai rencontré des gens formidables que je souhaite également remercier.

Merci à Sylvie Senny, qui est vraiment un ange gardien pour nous tous. Ton sens de l'organisation et de la générosité a rendu mon séjour au sein du groupe plus qu'agréable.

Merci à tous les permanents d'avoir contribué, lors de discussions scientifiques, à l'avancée de ma thèse. Une spéciale dédicace à Thomas Bonnometti et Laurent Lacaze avec qui j'ai partagé bien plus que des moments sérieux! Bon chance pour votre longue carrière de chercheurs.

Merci à tous les thésards et stagiaires qui ont croisé ma route. Je pense à Yann Peltier, Florence Toubanc, et Mélody Vlieghe, qui n'ont pas eu la possibilité de rester en thèse, mais qui ont, malgré tout, marqué les esprits! Merci à Bastien Caplain, Falilou Coundoul, Alice Harang et Jessica Astier pour les pauses déjeuner toujours aussi emplies de débats farfelus. Bon courage pour la fin de vos thèses!

J'ai également rencontré dans ce groupe celles qui ont formé avec moi le gang du bureau 123, dit le "TWM"¹, celles qui ont su rendre le travail plus "(fun)"², celles que je considère aujourd'hui comme mes meilleures amies : Julie Albagnac et Marie Duval. Je pense parler au nom de tous en disant qu'elles ont marqué tout le groupe au fer rouge grâce à ce dynamisme et cette joie de vivre dont elles ont le secret! Merci Marie d'être la plus "bisounours" de nous trois, et merci Julie d'être la même depuis 9 ans que je te connais... Je vous aime fort les filles... À vendredi pour un Delica...Wait for it...tessen³!

Je tiens également à remercier Aline Cotel, professeur à l'université du Michigan, avec qui j'ai partagé non seulement les avancées de ma thèse mais également des moments plus privilégiés. Merci de nous avoir accueillis dans ta maison de campagne, merci pour les pique-niques, les ballades et les baignades!

Je remercie également Kitty Mandelia qui, lors d'un court séjour en France, nous a appris que la différence de culture, Etats-unienne vs. Française, était source d'enrichissements, mais surtout de fous rires!

Je remercie également tous les gens avec qui j'ai pu travailler ou échanger au sein du département de mécanique de l'université Paul Sabatier. J'ai une pensée toute particulière pour Cathy, notre secrétaire bien aimée, qui nous a, pour ainsi dire, vu grandir, Ju et moi. Merci également à Mokhtar Zagzoule avec qui j'ai pu collaborer autant d'un point de vue professionnel que personnel.

Merci également à tous les gens que j'ai pu croiser au sein de l'IMFT, hors du microcosme OTE. Merci à Henri Boisson, Patricia Hern, Véronique Roig, Franck Plouraboué, et ce que j'ai pu oublier, d'avoir suivi de près les avancées de ma thèse.

Merci à Sylvain Boulesteix, Olivier Kannengeiser, Florian Moreau, Yannick Hué, Maxime Chinaud, Hossein Davarzani, Peggy Gomes ou encore Dominique Courret, avec qui j'ai pu passer d'excellents moments hors de l'enceinte du labo. Un grand merci à Vincent Laval, qui a été et restera une belle rencontre, mais aussi une belle surprise pour moi⁴!

Un grand merci également à tous les "poreux", avec une pensée particulière pour

¹Three Wise Monkeys

²Dédicace à Marie, entre parenthèses!

³ou ...skype, c'est selon!

⁴Gros clin d'œil!

Ian Billanou et Fabien Chauvet qui sont toujours là pour boire un coup ⁵ ! Merci Ian d'avoir été présent, de m'avoir conseillée et soutenue. Je te souhaite de réussir ce que tu entreprendras.

Je tiens également à remercier David Bailly, qui a été là pour moi pendant presque quatre ans. Merci d'avoir cru en moi quand je n'y croyais plus, et d'avoir montré tant d'enthousiasme à la vue de ce qui me semblaient être de banals résultats ! Merci pour tout Tibidi...

Je finirais⁶ ces remerciements par un grand merci à tous ceux pour qui mécanique des fluides rime avec... albuminoïde, ichtyoïde, cnémide, monosaccharide... enfin bref, avec des mots "compliqués, oh lala, on comprend rien mais ça a l'air super intéressant ce que tu fais!". Je veux bien entendu parler de ma famille et de mes amis navierstoxophobes⁷.

Merci à toute ma famille, en particulier à tous ceux qui sont venu trinquer avec moi au pot. Merci mon petit papa de m'avoir réconforté dans mes moments d'angoisse, et d'avoir corrigé quelques passages de mon manuscrit. Merci à ma petite maman d'avoir toujours été de bon conseil et pour avoir été également une oreille attentive. Merci à vous deux de m'avoir toujours pousser à me réaliser. Merci à mon grand petit frère, qui est le seul à ne pas avoir versé une larme de joie le jour de ma soutenance, petit insolent ! On verra bien ce qui t'arrivera quand tu deviendras Docteur, espèce de Bibou ! Merci aussi à mes deux grand mères, Jeanine et Jeannette, pour leur présence. Cela m'a donné beaucoup de force !

Merci également à tous ceux qui ont participé à l'élaboration du pot de thèse. C'était magnifique et délicieux ! Merci d'avoir cuisiné, installé, servi et partagé votre joie de vivre avec tous les gens qui me sont chers.

Merci à tous mes amis proches d'avoir supporté mes mélodrames de thésarde. Un grand merci mon Caillou de m'avoir souvent extirpée de mon quotidien avec le récit de tes aventures parisiennes. Merci aussi à Béné, Marion, Nelly, la bande à Juju, que je ne citerai pas pour ne pas faire de publicité à Sylvain, Loïc, Tom, Flora, Yannick, Hegoa and Cie⁸, mes shoubies, Flo et Angéla, et mon frère de cœur, Mick. Merci également à tous ceux qui ont croisé ma route ces quatre dernières années.

Tout ce petit monde a grandement contribué à faire de cette expérience l'une des plus intenses de ma vie. Et si c'était à refaire, je prendrais plus de stagiaires pour coller des cubes !

À mes grands pères : à Pierrot, à Maurice...

⁵Quand Fabien veut bien sortir de chez lui !

⁶Je vous entends dire "c'est pas trop tôt !", désolé mais ceux qui me connaissent ne seront pas étonnés !

⁷Navierstoxophobie : [navjestøuksøfɔbi] *f* Peur de la mécanique des fluides et de tout ce qui y touche de près ou de loin.

⁸Petit hommage à Pierre Desproges en passant...

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES	viii
1 ÉTAT DE L'ART	1
1.1 STRUCTURE VERTICALE D'UNE COUCHE LIMITE TURBULENTE SUR PAROI	5
1.1.1 Sous couches	6
1.1.2 Lois de similarité du profil de vitesse moyenne	9
1.1.3 Définition de la rugosité de paroi	10
1.2 LOIS DE SIMILARITÉ SUR FOND PLEINEMENT RUGUEUX	12
1.2.1 Changement de variables	13
1.2.2 Loi logarithmique	14
1.2.3 Loi déficitaire	14
1.2.4 Tenseur des contraintes	17
1.2.5 Longueur de mélange	19
1.3 DESCRIPTION DE LA SOUS COUCHE RUGUEUSE	21
1.3.1 Double moyenne	22
1.3.2 Étendue de la sous couche rugueuse	25
1.3.3 Loi de canopée et longueur de mélange	25
1.3.4 Contrainte totale de cisaillement dans la canopée	32
1.4 ESTIMATION DES PARAMÈTRES DE PAROIS	33
1.4.1 Position et étendue de la zone logarithmique	33
1.4.2 Estimation de la vitesse de frottement u_*	34
1.4.3 Estimation de la hauteur de déplacement d	38
1.5 CLASSIFICATION EN TYPE "D" OU TYPE "K"	39
1.5.1 Rugosité de type "k"	39
1.5.2 Rugosité de type "d"	40
1.6 EFFET DU CONFINEMENT	41
1.6.1 Effet des macro-rugosités	42
1.6.2 Effet de la surface libre	44
1.7 FONDS INHOMOGÈNES	45
1.7.1 Courant secondaires du second type : mécanismes de génération	46
1.7.2 Conséquences sur la structure verticale de la couche limite	51
2 MÉTHODES D'INVESTIGATION	61
2.1 TECHNIQUE DE MESURE : VÉLOCIMÉTRIE PAR IMAGES DE PARTICULES	63
2.1.1 Génération des images	63
2.1.2 Traitement des images : calcul des champs de vitesses	65
2.2 DESCRIPTION ET VALIDATION DU CANAL OUVERT	72
2.2.1 Description du canal ouvert	73
2.2.2 Validation du dispositif	74
2.3 CONFIGURATIONS DE MACRO-RUGOSITÉS	80

2.4	RÉGIMES D'ÉCOULEMENT	83
2.5	VALIDATION DES HYPOTHÈSES DE L'ÉTUDE	84
2.5.1	Établissement de la couche limite	84
2.5.2	Invariance de l'écoulement selon y	87
2.6	DESCRIPTION DES PLANS MESURÉS ($S1/S2$)	88
2.6.1	Choix de la taille des champs à mesurer	88
2.6.2	Plans verticaux	90
2.6.3	Plans horizontaux	93
2.7	DESCRIPTION DES PLANS MESURÉS : CONFIGURATION $S12$	95
2.7.1	Plans Horizontaux	95
2.7.2	Plans verticaux	97
2.8	POST-TRAITEMENTS DES DONNÉES	99
2.8.1	Reconstruction des données dans les zones masquées pour $S1$ et $S2$	99
2.8.2	Uniformisation des données des configurations $S1$ et $S2$	101
2.8.3	Reconstruction des champs horizontaux pour la configuration $S12$	102
	CONCLUSION	104
3	STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT SUR RUGOSITÉ HOMOGENÈE	107
3.1	CHAMPS INSTANTANÉS	107
3.2	CONVERGENCE TEMPORELLE	112
3.3	TRIDIMENSIONNALITÉ DE L'ÉCOULEMENT MOYENNÉ EN TEMPS	116
3.4	ESTIMATION DE LA DOUBLE MOYENNE	119
3.5	ESTIMATION DE LA HAUTEUR DE LA SOUS COUCHE RUGUEUSE	124
3.5.1	Utilisation de l'ensemble des champs verticaux et de leur double moyenne	124
3.5.2	Cas où la mesure est faite dans un seul champ vertical	128
3.6	DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES DE PARI (u_*, d, z_0)	130
3.6.1	Profil de vitesse doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$	132
3.6.2	Profils de vitesse doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle_x$ ou y	140
3.6.3	Profils de vitesse simplement moyennée en temps \bar{u}	143
3.7	LOI DÉFICITAIRE ET PARAMÈTRE DE COLES Π	145
3.8	LOI DE CANOPÉE ET ANALOGIE AVEC LES COUCHES DE MÉLANGE	147
3.9	PROFILS TURBULENTS	151
3.9.1	Écart-types de vitesse	151
3.9.2	Coefficient de corrélation R_{uw}	153
3.9.3	Énergie cinétique turbulente	154
3.10	LONGUEUR DE MÉLANGE	155
	CONCLUSION	158
4	EFFET DES PARAMÈTRES DE CONTRÔLE Fr, λ, α	163
4.1	EFFET DU NOMBRE DE FROUDE Fr	164
4.1.1	Écoulement moyen au dessus de la canopée	164
4.1.2	Écoulement moyen dans la sous couche rugueuse	170
4.2	EFFET DE LA DENSITÉ λ	173
4.2.1	Écoulement moyen au dessus de la canopée	175
4.2.2	Écoulement moyen dans la canopée	180
4.3	EFFET DU NOMBRE DE CONFINEMENT α	184
4.3.1	Écoulement moyen au dessus de la canopée	185
4.3.2	Écoulement moyen dans la canopée	196
	CONCLUSION	203

5	IMPACT DE LA VARIATION TRANSVERSALE DE RUGOSITÉ	205
5.1	OBSERVATION DES CHAMPS HORIZONTAUX	205
5.1.1	Profils transverses dans les champs horizontaux	206
5.1.2	Profils verticaux de vitesse verticale	212
5.1.3	Schémas des courants secondaires identifiés	214
5.2	EFFETS SUR LA STRUCTURE VERTICALE DE L'ÉCOULEMENT	215
5.2.1	Effets de bords	216
5.2.2	Variation transverse de rugosité	217
	CONCLUSION	225
	CONCLUSION GÉNÉRALE	227
	BIBLIOGRAPHIE	233

LISTE DES SYMBOLES

$\langle \rangle$	notation de la double moyenne avec moyenne spatiale selon x et y
$\langle \rangle_x$	notation de la double moyenne avec moyenne spatiale selon x
$\langle \rangle_y$	notation de la double moyenne avec moyenne spatiale selon y
$\langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle$	composante du tenseur dispersif
α	nombre de confinement = $\frac{h}{\delta}$ ou en écoulement à surface libre pleinement développé = $\frac{h}{D}$
β	paramètre de Rotta-Clauser
β_c	valeur critique du rapport B/D au delà de laquelle un canal passe d'étroit à large
χ^2	coefficient Chi-carré
δt	écart temps entre deux tirs du laser
ΔU^+	fonction de rugosité
Δx_i	pas de grille dans la direction x_i
δz	demi-intervalle d'ajustement de l'équation 1.50 au profil de vitesse longitudinale doublement moyennée
δ	épaisseur de la couche limite
δ_{ij}	composante du tenseur identité
ϵ	erreur liée à la convergence temporelle
ϵ_v	épaisseur de la sous couche visqueuse développée localement sur la face supérieure des rugosités
η	variable externe = z/δ
η_k	échelle de Kolmogorov
γ	coefficient lié au profil en \tanh (<i>cf.</i> Eq. 1.50)
κ	constante de Von Kármán = 0.41
Λ	largeur de bandes lisses/rugueuses (<i>cf.</i> pg. 51)
λ	densité frontale de rugosité
(β_f, γ_f)	coefficients de la formulation de Colebrook (<i>cf.</i> pg. 3)
μ	viscosité dynamique
ν	viscosité cinématique
ν_t	viscosité cinématique turbulente

Ω_i	vorticité moyenne
ω_i	vorticité instantanée
$-$	notation de la moyenne temporelle
$\overline{S_{ij}}$	composante du tenseur de déformation
$\overline{u'_i u'_j}$	composante du tenseur de Reynolds
ϕ	fonction de porosité
Π	paramètre de Coles
ρ	masse volumique
τ	contrainte totale de cisaillement
τ_p	frottement à la paroi
$'$	notation d'une fluctuation temporelle
$+$	notation d'une variable interne ou de surface
\sim	notation de la fluctuation spatiale
ε	taux de dissipation
φ	quantité quelconque
\vec{X}	vecteur position
A	constante de la loi logarithmique en régime hydrauliquement lisse
a	coefficient d'atténuation (<i>cf.</i> Eq. 1.48)
A_f	aire frontale d'un obstacle constituant la rugosité
A_r	constante de la loi logarithmique en régime hydrauliquement rugueux
A_t	aire caractéristique d'un motif de rugosité
B	largeur du canal
C	coefficient de frottement en $m^{1/2}.s^{-1}$ (<i>cf.</i> pg. 2)
C_D	coefficient de traînée
D	hauteur d'eau
d	hauteur de déplacement
D_H	diamètre hydraulique
D_s	dispersion spatiale totale des profils issus de la moyenne temporelle autour de la double moyenne
d_s	diamètre de grains de sable
D_{conv}	dispersion spatiale liée à l'erreur de convergence temporelle
D_{max}	dispersion spatiale totale maximale
D_{max}^{local}	dispersion spatiale totale maximale estimée à partir d'un champ local
D_{rugo}	dispersion spatiale liée à la présence des rugosités

f	coefficient de frottement sans dimension
F_f	traînée de forme
F_v	traînée visqueuse
Fr	Nombre de Froude
g	accélération gravitationnelle
h	hauteur des rugosités
I	pente de la ligne d'eau (<i>cf.</i> pg. 2)
k	dimension moyenne de la rugosité (<i>cf.</i> pg. 2)
k_s	longueur équivalente de rugosité
k_s^+	nombre de Reynolds rugueux = $\frac{k_s u_*}{\nu}$
L_m	longueur de mélange
L_s	taille caractéristique des tourbillons de Kelvin-Helmoltz générés au sommet de la canopée
L_{uu}	longueur intégrale basée sur les fluctuations de vitesse longitudinale
M_u	diamètre des trous des grilles situées dans la tranquillisation
N	nombre d'échantillons pris pour la moyenne temporelle
p	pression
P_0	pression à $z = \delta$
Q	débit volumique
R	rayon hydraulique
r	rugosité relative (<i>cf.</i> pg. 3)
R_{uw}	coefficient de corrélation des tensions de Reynolds
Re	nombre de Reynolds = $\frac{UD_H}{\nu}$
Re_*	nombre de Reynolds = $\frac{u_* \delta}{\nu}$
S	pente du canal hydraulique
S^i	surface pondératrice de la surface $i = A, B, C$
S_{xy}^p	surface horizontale pondératrice du point situé à (x, y) dans le plan p
S_f	surface fluide sur laquelle est effectuée la moyenne spatiale
S_{int}	surface interfaciale fluide/fond rugueux
t	temps
$t_{\zeta/2}^N$	coefficient de Student
T_{total}	traînée totale
TKE	énergie cinétique turbulente
U	vitesse longitudinale moyenne

u	vitesse longitudinale instantanée
u_*	vitesse de frottement
$u_*^{(0)}$	vitesse de frottement estimée par extrapolation de la linéarité de la contrainte totale de cisaillement à $z = 0$
$u_*^{(d)}$	vitesse de frottement estimée par extrapolation de la linéarité de la contrainte totale de cisaillement à $z = d$
$u_*^{(max)}$	vitesse de frottement estimée par la valeur maximale de la contrainte totale de cisaillement
u_h	vitesse longitudinale moyenne au sommet des rugosités
U_m	vitesse longitudinale moyenne
U_{max}	vitesse longitudinale maximale
v	vitesse transverse instantanée
V_0	volume de contrôle
V_f	volume de fluide contenu dans le volume de contrôle V_0
V_s	vitesse de sédimentation des particules réfléchissantes
w	vitesse verticale instantanée
$w(\eta)$	fonction universelle de la loi déficitaire du profil vertical de vitesse longitudinale moyenne
x	direction longitudinale
y	direction transverse
z	direction verticale
z_0	longueur de rugosité
z_{max}	borne supérieure de la zone logarithmique
z_{min}	borne inférieure de la zone logarithmique
z_{RS}	hauteur de la sous couche rugueuse

ÉTAT DE L'ART

1

DANS un contexte mondial actuel axé sur l'environnement, la volonté d'anticiper et prévenir la dispersion de polluants que ce soit dans l'air ou dans l'eau, l'affouillement du lit et l'érosion des berges d'une rivière, ainsi que la teneur en oxygène de l'eau ou de l'air, est à l'origine d'un grand nombre d'études. Afin de mieux appréhender ces phénomènes, des modèles de dispersion, de transport et de mélange sont sans cesse développés et éprouvés par l'expérience afin d'en valider le réalisme. Par exemple, Kastner-Klein & Rotach (2004) reproduisent l'écoulement de l'atmosphère au dessus d'une partie de la ville de Nantes (France) en soufflerie afin de valider des modèles de dispersion en canopée urbaine. Ghisalberti & Nepf (2005) s'intéressent, quant à eux, au transport de masse dans le cas de végétation aquatique submergée. Moulin et al. (2008), ou Larned et al. (2004), s'intéressent plutôt à la croissance de biofilm épilithique sur le fond des rivières et à son interaction avec l'écoulement afin de comprendre l'impact de ce couplage sur les transferts de masse et sur les échanges chimiques entre l'écoulement et le biofilm. Pour toutes ces conditions très différentes d'écoulements, il est nécessaire d'avoir une meilleure compréhension des mécanismes physiques qui sont à l'origine de la dispersion, du transport et du mélange dans un écoulement.

La quasi-totalité des écoulements géophysiques sont turbulents. La turbulence comporte un grand nombre d'échelles spatiales et temporelles. On peut y trouver de petites structures, inférieures au millimètre, qui dissipent leur énergie sur des échelles de temps très courtes, mais également de très grandes structures, dont la taille peut atteindre plusieurs kilomètres, qui vont transporter leur énergie sur des distances et des temps beaucoup plus longs. La turbulence est un état qui favorise la dispersion, le transport et le mélange dans l'écoulement. Elle est également sensible aux conditions initiales et limites de l'écoulement. La morphologie du terrain, la présence ou non d'une surface libre, ou encore la stratification en densité sont des conditions qui influencent la turbulence et peuvent donc avoir des répercussions sur les phénomènes de transport, de dispersion et de mélange. Afin de dimensionner, modéliser des constructions, anticiper pour mieux prévenir des catastrophes naturelles ou industrielles, des modèles sont nécessaires et doivent rendre compte de la physique de tous ces écoulements.

L'étude présentée ici concerne les écoulements à surface libre. Elle trouve donc essentiellement sa motivation dans des problématiques d'hydraulique fluviale.

En hydraulique, les équations de transport les plus utilisées sont les équations aux dérivées partielles de St Venant, appelées en anglais "shallow water equations", soit littéralement équations des eaux peu profondes. L'hypothèse principale faite lors de l'emploi de ces équations est que les échelles spatiales longitudinale et transverse sont très grandes devant l'échelle spatiale verticale.

Bien souvent ces équations sont intégrées sur la verticale. Cette intégration est possible sous certaines hypothèses. D'abord, l'écoulement doit se faire principalement dans le plan horizontal. Ensuite, il doit être proche du cas d'un écoulement permanent uniforme. Une fois intégrées, les équations nécessitent alors une loi de fermeture qui rend compte de l'effet du frottement à la paroi.

Il existe deux types de loi de fermeture : les formulations empiriques et les formulations issues de la théorie des couches limites sur paroi.

Les formulations empiriques étaient déjà employées bien avant que Adhémar Barré de St Venant ne développe les équations qui portent son nom. En effet, Antoine Chézy, en 1775, en effectuant l'étude de l'amenée d'eau de l'Yvette à Paris, établit la première équation d'un écoulement uniforme :

$$U = C\sqrt{RI}$$

où U est la vitesse moyenne de l'écoulement, C un coefficient qui rend compte du frottement au fond (ici en $m^{1/2}.s^{-1}$), R le rayon hydraulique et I la pente de la ligne d'eau. On retrouve très facilement ce type de formulation en faisant une hypothèse d'équilibre entre le gradient de pression et le frottement dans l'écoulement moyen. Cette formulation a depuis été reprise par Robert Manning en 1885 qui modifia la puissance du rayon hydraulique de $1/2$ en $2/3$ et introduisit le coefficient de Manning, qui rend compte de l'intensité du frottement. On peut citer également Philipp Forchheimer ou Gotthilf Hagen qui ont également proposé de nouvelles formulations, en modifiant la puissance du rayon hydraulique. En 1923, Albert Strickler exprime le coefficient de Manning en fonction de la dimension moyenne des éléments de rugosité k ¹ :

$$U = CI^{1/2}R^{2/3}$$

$$C = \frac{21.1}{\sqrt[6]{k}}$$

Ces formules empiriques sont toujours utilisées de nos jours, la formule de Strickler étant celle la plus plébicitée par les ingénieurs hydrauliciens. L'inconvénient de ces formulations est qu'elles nécessitent parfois d'être re-calibrées en fonction des conditions d'écoulements.

D'autres formulations se basent sur la théorie des couches limites développée par Ludwig Prandtl en 1904. Dans un premier temps, cette théorie a été validée pour des écoulements en conduite sur parois lisses. Plus tard, Johann Nikuradse (1933) entreprend une vaste campagne expérimentale sur les pertes de charges en conduites rugueuses. Ainsi, en se basant sur le fait que le profil de vitesse est de type logarithmique pour un écoulement turbulent, uniforme, invariant selon la direction transverse, sur paroi, il en déduit le coefficient de frottement par intégration de la vitesse sur la verticale, et montre qu'il est également fonction d'une longueur équivalente de rugosité k_s , qui est un paramètre hydrodynamique lié au frottement. L'expression du coefficient de frottement f basée sur la théorie des couches limites turbulentes, sur fond lisse ou rugueux, est la suivante² :

$$\frac{U}{u_*} = \sqrt{\frac{8}{f}}$$

¹Dubois (1998)

²Thual (2010)

$$\sqrt{\frac{1}{f}} = -2 \log_{10} \left(\frac{k_s}{D_H \beta_f} + \frac{\gamma_f}{Re \sqrt{f}} \right)$$

où u_* est la vitesse de frottement, définie par $\tau_p = \rho u_*^2$, où τ_p est le frottement à la paroi, D_H est le diamètre hydraulique et (β_f, γ_f) des coefficients qui prennent des valeurs différentes que l'on soit en charge ou à surface libre. On la connaît mieux sous le nom de formulation de Colebrook. Ainsi, le coefficient de frottement dépend ici à la fois de la rugosité relative k_s/D_H et du nombre de Reynolds UD_H/ν . Cette formulation est très souvent employée à l'aide du diagramme de Moody (voir Fig. 1.1). Ce diagramme est présenté sous la forme d'une abaque qui prend en entrée la rugosité relative ϵ et le nombre de Reynolds Re afin d'obtenir le coefficient de frottement correspondant. Cette formulation est également très employée par les ingénieurs, car elle a l'avantage de donner de bons résultats pour un grand nombre de configurations d'écoulement.

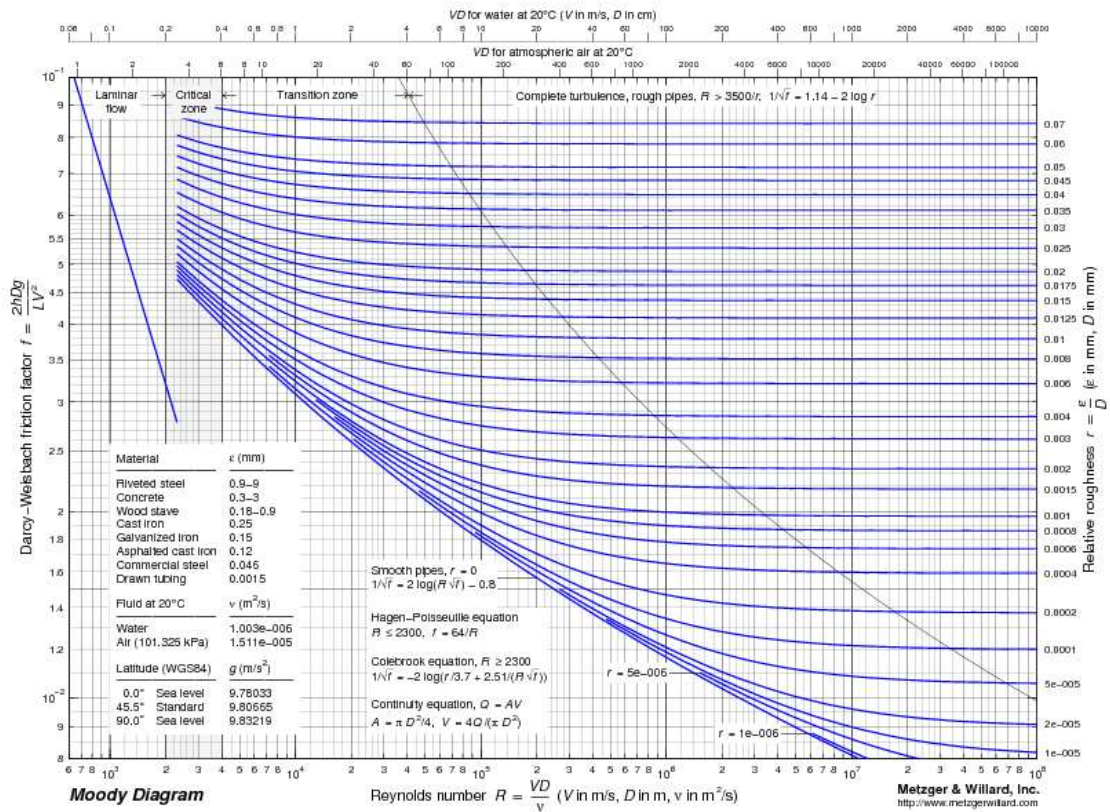


FIG. 1.1 – Diagramme de Moody

Il existe cependant des configurations d'écoulements extrêmes pour lesquelles la formulation de Colebrook, telle qu'elle a été définie, n'est pas adaptée.

Thompson & Campbell (1979) soulèvent que pour une rugosité relative importante, *i.e.* k_s/D_H grand, le frottement est particulièrement important et proposent en conséquence un terme additionnel à la formulation de Colebrook afin de rendre compte de cet effet. Bathurst (1985) cherche, quant à lui, à savoir si la formulation de Hey, qui est une version extrêmement simplifiée de celle de Colebrook, supposée valable pour des rugosités relatives $1 > k_s/D_h > 0.1$, est applicable au cas des rivières de montagnes, dont la principale caractéristique est d'avoir des obstacles sur le fond de grande taille relativement à la

hauteur d'eau. Il en déduit que cette formulation n'est pas appropriée pour des rugosités relatives $k_s/D_H > 0.17$, et que le coefficient de frottement est donc une fonction beaucoup plus complexe de la rugosité. Dans une autre étude, Bathurst (2002) montre qu'une grande rugosité relative couplée à une non-uniformité de la rugosité du fond a pour conséquence de modifier le profil vertical de vitesse longitudinale moyenne. Celui ci perd son caractère logarithmique et prend une forme de S . Puisque la loi logarithmique du profil vertical de vitesse n'est plus observée, la formulation de Colebrook n'est plus applicable. Cela a donc nécessairement des conséquences sur l'estimation du coefficient de frottement. Enfin, Ferro (2003) indique que le coefficient de frottement dépend fortement de la géométrie des rugosités, en particulier de leur disposition (aligné, en décalé, aléatoire...) et de leur densité (nombre par unité de surface de paroi).

En résumé, dans ces configurations particulières d'écoulement, les hypothèses menant à l'existence d'un profil vertical logarithmique ne sont peut être pas respectées. De nombreux paramètres peuvent compromettre l'existence de la loi logarithmique, existence qui est très souvent au cœur des études menées depuis plusieurs dizaines d'années dans différentes conditions d'écoulement.

1.1 STRUCTURE VERTICALE D'UNE COUCHE LIMITE TURBULENTE SUR PAROI

Il existe différents types de turbulence : homogène ou inhomogène, mono- ou multi-échelle, type jet, de grille, de conduite, etc¹. La turbulence de paroi fait partie de ce qu'on appelle turbulence inhomogène multi-échelle.

Pour ce genre de turbulence, la présence d'une paroi solide, alliée à la viscosité du fluide, tend à complexifier l'écoulement, comparé à celle de type jets ou couche de mélange, par exemple. En plus de la hauteur de la couche limite δ , la condition limite de paroi impose, par frottement, une seconde échelle caractéristique de longueur dans la couche limite. Elle est directement reliée aux effets visqueux qui sont prépondérants près de la paroi. La cohabitation de ces deux échelles est la principale caractéristique des écoulements turbulents sur paroi.

La turbulence de paroi se retrouve dans de nombreux domaines d'étude. Dans le domaine des écoulements géophysiques, on peut citer l'atmosphère et les écoulements à surface libre, type rivières. La couche limite, dans ces deux cas, possède les mêmes propriétés avec cependant des conditions d'écoulements relativement différentes. Dans le cas de l'atmosphère, le gradient de pression est négligeable dans une zone appelée couche de surface et l'ensemble de la couche limite n'est que peu contrainte par les couches supérieures de l'atmosphère. Dans le cas d'écoulements à surface libre, le gradient de pression est alors constant, et la surface libre impose à la couche limite pleinement développée une hauteur maximale qui n'est autre que la hauteur d'eau, notée D (voir Fig. 1.2).

Lorsque la méthode d'analyse statistique de la turbulence est choisie, les équations de Reynolds, appelées aussi R.A.N.S. equations (Reynolds Averaged Navier Stokes equations), sont utilisées et permettent d'étudier la structure moyenne d'écoulements de type couche limite de paroi pleinement développés et turbulents.

Ces équations sont basées sur la décomposition de Reynolds des quantités instantanées. Elle consiste à décomposer une quantité φ en une valeur moyennée temporellement et une valeur fluctuante autour de cette moyenne (voir (1.1)).

$$\varphi(\vec{X}, t) = \overline{\varphi}(\vec{X}) + \varphi'(\vec{X}, t) \quad (1.1)$$

Dans la suite, la moyenne temporelle sera notée par une barre $\overline{\quad}$ et les fluctuations temporelles par un prime \prime .

En ré-injectant les quantités décomposées dans les équations de Navier-Stokes et en les moyennant temporellement, on obtient les équations de Reynolds :

$$\rho \frac{\partial \overline{u_j u_i}}{\partial x_j} = \rho g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\overline{p} \delta_{ij} - 2\mu \overline{S}_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \quad (1.3)$$

$$\text{avec } \overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right).$$

¹la classification complète est donnée dans le livre "Turbulence en Mécanique des Fluides", Chassaing P., Cépadues Ed., 2000

Dans la suite, u et x seront respectivement la vitesse et la direction longitudinales, v et y la vitesse et la direction transversales et w et z la vitesse et la direction verticales¹ (voir Fig. 1.2).

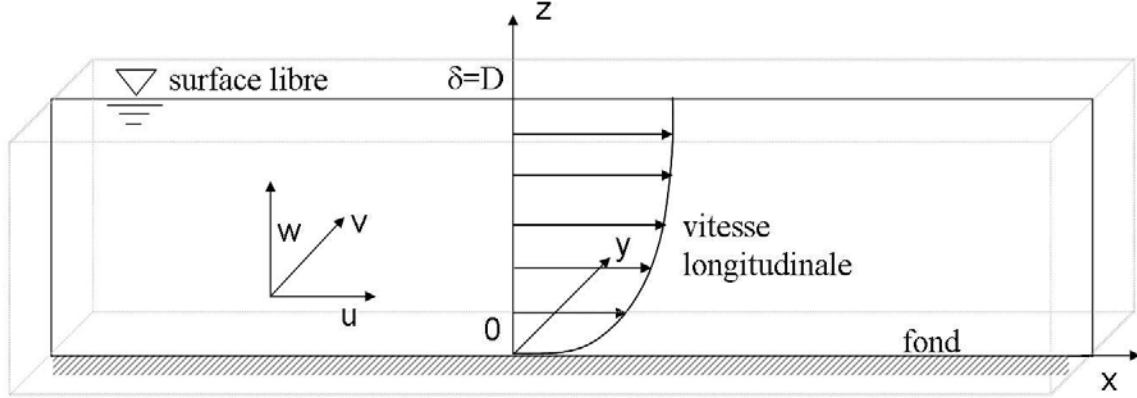


FIG. 1.2 – Système de coordonnées utilisé, exemple d'un canal ouvert

1.1.1 SOUS COUCHES

Afin de mettre en évidence le caractère multi-échelle des couches limites turbulentes sur paroi, on considère, tout d'abord, le cas d'une couche limite turbulente pleinement développée sur une plaque plane horizontale lisse. L'ensemble du raisonnement qui suit est basé sur celui de Tennekes & Lumley (1972).

Si le fond est suffisamment long et suffisamment large alors l'écoulement se fera principalement dans un plan (x, z) . Ainsi, toutes les dérivées partielles des différentes composantes liées à la vitesse dans les directions longitudinale x et transverse y sont négligées. L'équation de continuité indique que la vitesse moyenne verticale $\bar{w} = 0$. Ainsi, si l'écoulement est turbulent et stationnaire, les équations de Reynolds (1.2) peuvent être simplifiées :

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \quad (1.4)$$

$$0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \quad (1.5)$$

Lorsque l'on intègre l'équation(1.5), on obtient l'expression pour la pression moyenne \bar{p} qui s'écrit :

$$\frac{\bar{p}}{\rho} = -g(\delta - z) + \frac{P_0}{\rho} + \overline{w'^2} \quad (1.6)$$

avec δ la hauteur de la couche limite et P_0 la pression à $z = \delta$. La pression moyenne est donc ici composée d'une contribution hydrostatique et d'une contribution turbulente liée aux fluctuations verticales de la vitesse.

Comme $\overline{w'^2}$ ne dépend que de z , et si on considère que le gradient longitudinal de pression est constant, alors en intégrant l'équation (1.4) et en utilisant l'annulation de la

¹La verticale est prise perpendiculairement au fond. Étant donné que la paroi est considérée comme horizontale, *i.e.* sans pente, la verticale est orientée selon la gravité et de signe opposé.

contrainte de cisaillement à $z = \delta^1$, *i.e.* $\left(-\rho\overline{u'w'} + \mu\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}\right)_{z=\delta} = 0$, on obtient une expression pour la contrainte totale de cisaillement :

$$-\overline{u'w'} + \nu\frac{\partial\bar{u}}{\partial z} = u_*^2\left(1 - \frac{z}{\delta}\right) \quad (1.7)$$

avec u_* la vitesse de frottement, définie par :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (1.8)$$

où τ_p est la contrainte totale de cisaillement sur le fond.

En normalisant l'équation (1.7), *i.e.* les vitesses par u_* , notées avec un $^+$ et les longueurs par δ , avec $z/\delta = \eta$, on obtient la relation suivante :

$$-\overline{u'w'}^+ + \frac{1}{Re_*}\frac{\partial\bar{u}^+}{\partial\eta} = (1 - \eta) \quad (1.9)$$

qui fait apparaître un nombre de Reynolds lié à la vitesse de frottement et à l'épaisseur de la couche limite $Re_* = u_*\delta/\nu$.

Pour de grands Re_* , la composante visqueuse devient négligeable, ce qui est incompatible avec le concept de couche limite de Prandtl, basé sur le fait que le cisaillement est purement visqueux à la paroi. Il est donc nécessaire d'utiliser une autre normalisation de l'équation.

En utilisant cette fois-ci la longueur visqueuse ν/u_* comme échelle de longueur pour normaliser², on obtient :

$$-\overline{u'w'}^+ + \frac{\partial\bar{u}^+}{\partial z^+} = 1 - \frac{1}{Re_*}z^+ \quad (1.10)$$

Cette fois-ci, pour de grands Re_* , le cisaillement est constant. Pourtant l'équation (1.7) indique une variation linéaire.

On a donc ici affaire à un problème multi-échelles. La vitesse de frottement u_* et l'épaisseur de la couche limite δ , soit la hauteur d'eau pour un écoulement à surface libre, vont conditionner l'écoulement loin de la paroi et la vitesse de frottement u_* et la longueur visqueuse ν/u_* l'écoulement proche paroi. Le fait que u_* soit à la fois échelle de vitesse près et loin de la paroi montre que seul le frottement au fond est ressenti par l'écoulement dans toute la couche limite.

On définit $z^+ = zu_*/\nu$ comme étant une variable dite interne, et $\eta = z/D$ comme une variable dite externe.

Si $Re_* \rightarrow \infty$ et que l'on se place loin de la paroi, *i.e.* avec η d'ordre 1, alors, d'après l'équation (1.9) seules les tensions de Reynolds participent au cisaillement et suivent une loi linéaire en η :

$$-\overline{u'w'}^+ = (1 - \eta) \quad (1.11)$$

¹lorsque l'on s'intéresse à des écoulements en conduite ou en canaux fermés, la condition de contrainte de cisaillement nulle à $z = \delta$ est appliquée au centre pour des raisons de symétrie.

²que l'on notera également avec un $^+$

Cette équation n'est plus valable lorsque $\eta \rightarrow 0$. On appelle la zone de l'écoulement où l'équation (1.11) est valable la couche externe.

Si $Re_* \rightarrow \infty$ et que l'on se place loin du haut de la couche limite, *i.e.* avec z^+ d'ordre 1, alors l'équation (1.10) s'écrit :

$$-\overline{u'w'}^+ + \frac{\partial \overline{u}^+}{\partial z^+} = 1 \quad (1.12)$$

Cette équation n'est plus valable lorsque $z^+ \rightarrow \infty$. On appelle la zone de l'écoulement où l'équation (1.12) est valable la sous-couche de surface, ou sous-couche visqueuse.

Pour ces deux zones de l'écoulement, il existe une zone de recouvrement où des solutions asymptotiques de ces deux équations existent et coïncident, appelée sous-couche inertielle. Sur la figure 1.3, sont tracées les différentes régions de la couche limite dans le plan (η, Re_*) (sur le graphe $(y/\delta, w\delta/\nu)$). Tennekes & Lumley (1972) interprètent $z^+ \gg 1$ comme $z^+ = 100$ et $\eta \ll 1$ comme $\eta = 0.01$, et observent que la sous couche inertielle ne peut alors exister que lorsque le nombre de Reynolds Re_* est grand, *i.e.* que si $\delta \gg \nu/u_*$ (voir Fig. 1.3). Ici la valeur critique semble être à environ 10^4 , mais d'après Jiménez (2004), elle se situe plutôt au environ de 4000.

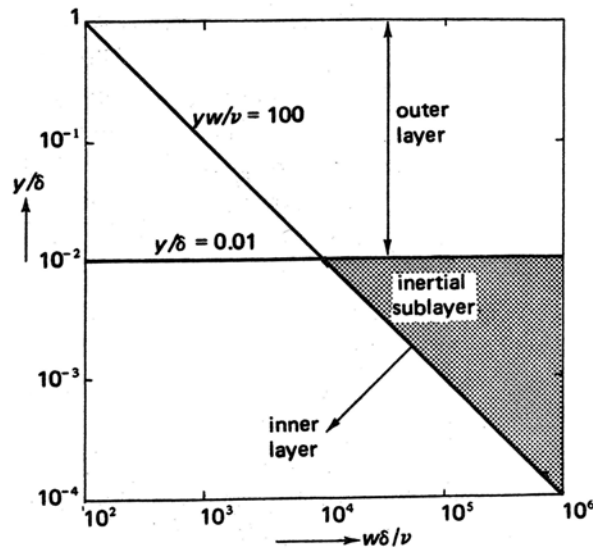


FIG. 1.3 – Mise en évidence de l'existence de la sous couche inertielle pour de grands Re_* (d'après Tennekes & Lumley (1972)) (N.B. : $y/\delta \Leftrightarrow \eta$ et $w\delta/\nu \Leftrightarrow Re_*$)

Pour des Re_* très grands, la couche limite peut donc être partagée en trois sous couches où le cisaillement $\tau = -\rho \overline{u'w'} + \mu \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}$ et le profil de vitesse \overline{u} vont avoir des comportements très différents :

- la sous couche visqueuse, ou sous couche de surface, où z^+ est de l'ordre de 1, dans laquelle les effets visqueux sont prépondérants.
- la sous couche inertielle, ou zone de recouvrement, où $z^+ \gg 1$ et $\eta \ll 1$, dans laquelle les effets visqueux et turbulents coexistent.
- la couche externe, où η est de l'ordre de 1, dans laquelle les effets visqueux sont négligeables.

1.1.2 LOIS DE SIMILARITÉ DU PROFIL DE VITESSE MOYENNE

Dans la couche externe, la vitesse moyenne $\bar{u}(z) - U_{max}$ dépend de ses échelles caractéristiques de vitesse et de longueur, u_* et η , et s'écrit sous la forme :

$$\frac{\bar{u}(z) - U_{max}}{u_*} = G(\eta) \quad (1.13)$$

où U_{max} est la vitesse maximale. Cette expression de la vitesse est appelée loi déficitaire de vitesse, et n'est plus valable lorsque $\eta \rightarrow 0$.

Dans la sous-couche visqueuse, la vitesse moyenne $\bar{u}(z)$ dépend également de ces échelles caractéristiques de vitesse et de longueurs, u_* et ν/u_* , et s'écrit :

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_*} = F(z^+) \quad (1.14)$$

et n'est plus valable lorsque $z^+ \rightarrow \infty$.

Entre ces deux couches, par continuité, les deux équations (1.13) et (1.14) se raccordent dans la zone de recouvrement, et ce uniquement pour de grands Re_* . Les variables η et z^+ étant décorréliées, le raccordement n'est possible que si :

$$\frac{z}{u_*} \frac{d\bar{u}}{dz} = z^+ \frac{dF}{dz^+} = \eta \frac{dG}{d\eta} = \kappa^{-1} \quad (1.15)$$

où κ est la constante de Von Kármán. Souvent prise égale à 0.41, cette constante a fait l'objet de plusieurs articles discutant de son caractère universel. D'après Raupach et al. (1991), des expériences montrent que sa valeur est comprise entre 0.35 et 0.42. La valeur de κ ne sera pas discutée lors de cette étude et, dans la suite, elle sera prise à 0.41.

En intégrant l'équation 1.15, on obtient :

$$F(z^+) = \kappa^{-1} \ln(z^+) + C_1 \quad \text{pour } z^+ \rightarrow \infty \quad (1.16)$$

et

$$G(\eta) = \kappa^{-1} \ln(\eta) + C_2 \quad \text{pour } \eta \rightarrow 0 \quad (1.17)$$

où C_1 et C_2 sont des constantes d'intégration.

La loi déficitaire $G(\eta)$ (Eq. 1.13) et la loi logarithmique $F(z^+)$ (Eq. 1.16) sont appelées lois de similarité. Si les hypothèses menant à ces lois sont respectées par un écoulement turbulent sur paroi, alors le profil de vitesse moyenne sera nécessairement décrit par ces deux lois de comportement.

La zone où se fait le raccordement est définie par $\eta \ll 1$ et $z^+ \gg 1$. Dans cette zone, on obtient donc :

$$-\overline{u'w'^+} = 1 \quad (1.18)$$

pour l'équation 1.11 et :

$$-\overline{u'w'^+} + \frac{\partial \bar{u}^+}{\partial z^+} = 1 \quad (1.19)$$

pour l'équation 1.12. Ainsi, par raccordement des deux expressions, on en déduit que la contrainte visqueuse est négligeable et que seules les tensions de Reynolds participent au cisaillement et sont constantes. Cette zone de raccordement est donc appelée sous couche inertielle de par l'absence d'effets visqueux.

Dans cette zone, on met en évidence (Schlichting & Gersten (2000)), par le bilan d'énergie des fluctuations turbulentes, que la diffusion de l'énergie turbulente est négligeable devant la dissipation et la production. De ce fait dans la sous couche inertielle, la production d'énergie turbulente s'équilibre avec la dissipation. C'est pourquoi cette sous couche est parfois appelée zone d'équilibre (Schlichting & Gersten (2000)). On retiendra surtout qu'il s'agit de la zone où le profil vertical de vitesse longitudinale moyenne est logarithmique.

La majorité des écoulements géophysiques sont turbulents et se font sur des parois, comme par exemple l'atmosphère, ou encore les rivières.

Dans le cas de l'atmosphère la description de la structure de l'écoulement est un peu plus compliquée que celle exposée ci dessus. La force de Coriolis, la stratification, mais également la présence de particules dans l'air tendent à modifier le comportement de l'écoulement loin de la paroi. Il existe cependant une zone, appelée couche de surface, où la couche limite atmosphérique vérifie les lois de similarité. Dans cette zone, on considère que le gradient de pression longitudinal est nul, ce qui amène directement à la constance des tensions de Reynolds $\overline{u'w'}$ et à la loi logarithmique.

Dans le cas des rivières, la présence de la surface libre amène à ce que la couche limite soit limitée dans son extension. La différence principale avec les écoulements de type atmosphérique est la présence d'un gradient de pression non nul. Tout comme pour l'atmosphère, les lois de similarité sont vérifiées, mais à condition que l'écoulement puisse être considéré comme bidimensionnel. Dans la suite, beaucoup de références provenant des communautés atmosphériques et de rivière seront discutées et comparées dans le cadre d'une revue bibliographie sur les principales caractéristiques des écoulements turbulents sur paroi.

1.1.3 DÉFINITION DE LA RUGOSITÉ DE PAROI

Autant pour l'atmosphère que pour la rivière, l'écoulement ne se fait jamais sur une paroi parfaitement lisse. Le fond d'une rivière est souvent composé de sables et roches de toutes tailles, et l'atmosphère rencontre tantôt des zones rurales, forêts ou champs, tantôt des zones urbanisées, lotissements ou immeubles. Même dans une conduite, les parois comportent toujours des aspérités plus ou moins visibles à l'œil nu.

La rugosité n'est pas ici une question d'aspect de surface, mais une propriété liée à la dynamique de l'écoulement. Elle traduit l'intensité du frottement généré à la paroi.

Un fond solide comporte toujours des aspérités qui vont être des obstacles à l'écoulement proche paroi. La présence de ces aspérités, ou rugosités, va donc entraîner l'apparition d'une nouvelle échelle de longueur caractéristique de l'écoulement proche paroi, en plus de la longueur visqueuse ν/u_* . Nikuradse (1933) définit cette longueur comme une "rugosité équivalente de sable", qui n'est pas la hauteur géométrique des rugosités, mais qui, comme la longueur visqueuse, dépend aussi des paramètres de l'écoulement. Il a montré que lorsque le fond est composé d'un lit de grains compactés, cette longueur est proche du diamètre des grains. Pour des rugosités quelconques, cette longueur est communément

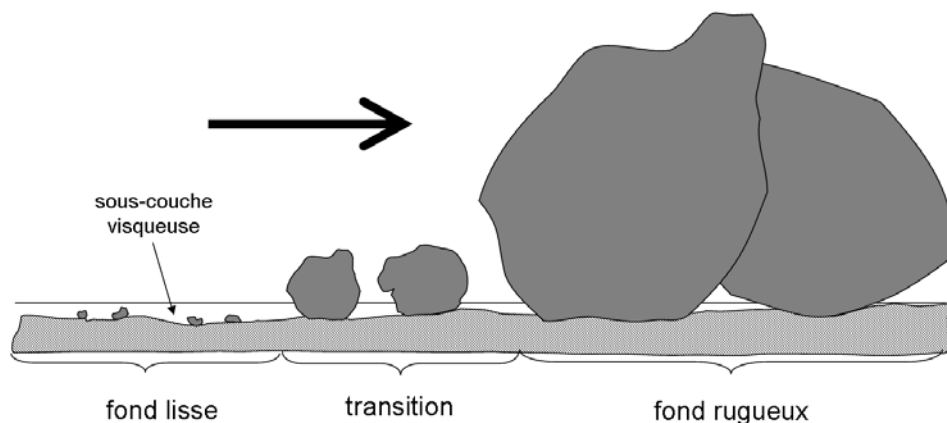


FIG. 1.4 – Schéma décrivant la différence entre fond lisse et fond rugueux

appelée longueur de rugosité équivalente, et on la note k_s . En comparant cette nouvelle échelle de longueur à la longueur visqueuse, il est possible de déterminer l'état de rugosité de la surface. Pour cela, on définit la valeur adimensionnelle $k_s^+ = k_s u_* / \nu$ qui va traduire l'effet des rugosités sur l'écoulement. Ainsi, la loi logarithmique dans la sous couche inertielle peut être réécrite de deux façons différentes :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + F_1(k_s^+) \quad (1.20)$$

avec la longueur de viscosité, ou

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln(z/k_s) + F_2(k_s^+) \quad (1.21)$$

avec la longueur de rugosité équivalente.

FOND HYDRAULIQUEMENT LISSE

Lorsque $k_s^+ < 5$, alors on dit que le fond est hydrauliquement lisse. La hauteur de la sous couche visqueuse étant estimée à $5\nu/u_*$, les aspérités du fond ont une taille inférieure à l'épaisseur de la sous couche visqueuse (voir Fig. 1.4). La loi logarithmique s'écrit alors :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + A \quad (1.22)$$

où A est la constante en régime hydrauliquement lisse. Sa valeur, déterminée expérimentalement, varie selon les références de 5 (Schlichting & Gersten (2000), Tennekes & Lumley (1972)) à 5.5 (Nezu & Nakagawa (1993)).

FOND EN TRANSITION LISSE/RUGUEUX

Lorsque $5 < k_s^+ < 70$, on parle d'état de transition. Les aspérités commencent à pointer hors de la sous couche visqueuse et font intervenir de nouveaux effets dans l'écoulement, en particulier la traînée de forme derrière les obstacles, sans pour autant prendre le dessus

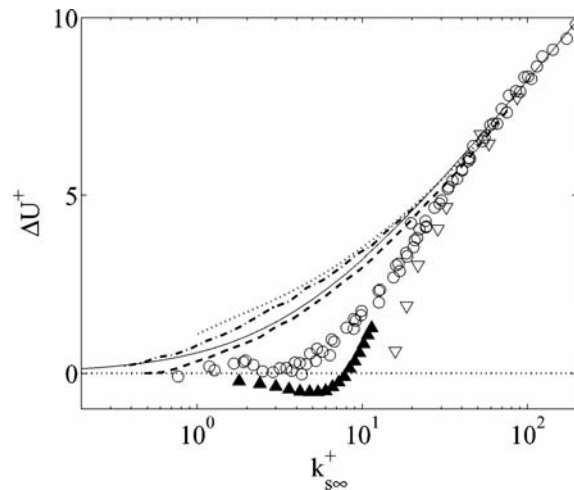


FIG. 1.5 – Fonction de rugosité pour plusieurs surfaces en état de transition, en fonction de k_s^+ . \circ , sable uniforme; ∇ , sphères uniformes compactées; \blacktriangle , barres triangulaires; \cdots , fer galvanisé; $- - -$, fonte goudronnée; $- \cdot -$, fer forgé; en trait plein, $\Delta U^+ = \kappa^{-1} \log(1 + 0,26k_s^+)$. (d'après Jiménez (2004))

sur les effets visqueux (voir Fig. 1.4). Dans ce cas, en introduisant la fonction de rugosité ΔU^+ , la loi logarithmique peut s'écrire :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln(z^+) + A + \Delta U^+(k_s^+) \quad (1.23)$$

Sur la figure 1.5, est tracée la fonction de rugosité $\Delta U^+(k_s^+)$, pour différents types de surfaces en état de transition. On remarque dans un premier temps que le décalage du profil de vitesse $\Delta U^+(k_s^+)$, tend à augmenter à mesure que la surface devient rugueuse. Cela est à relier à la protubérance de plus en plus importante des aspérités au delà de la sous-couche visqueuse. D'après Jiménez (2004), le passage entre l'état de transition et le pleinement rugueux n'est pas le même pour toutes les surfaces. Certaines surfaces (voir Fig. 1.5, comportement pour barres triangulaires(\blacktriangle)) auront même tendance à diminuer le frottement pariétal (effet "peau de requin"). Comme on peut le voir sur la figure 1.5, chaque surface doit être traitée au cas par cas. On constate malgré tout que le régime pleinement rugueux est atteint autour de $k_s^+ = 70$.

1.2 LOIS DE SIMILARITÉ SUR FOND PLEINEMENT RUGUEUX

Lorsque $k_s^+ > 70$, le fond est pleinement rugueux. Les effets liés à la présence des rugosités sont prépondérants et de ce fait les effets visqueux deviennent négligeables. Dans ce cas, les rugosités étant largement plus grandes que la sous-couche visqueuse (voir Fig. 1.4), celle-ci devient négligeable devant l'apparition d'une nouvelle zone dans l'écoulement : la sous-couche rugueuse. Dans cette zone, les quantités moyennées temporellement ne sont plus uniquement des fonctions de z mais également de x et y (Raupach et al. (1991)). Cela est dû à la protubérance des rugosités que l'écoulement va devoir contourner. En se déviant ainsi de sa direction préférentielle, l'écoulement moyen va donc devenir tridimensionnel. La couche limite sera donc partagée en trois zones : la sous couche rugueuse, la sous couche inertielle (ou couche logarithmique) et la couche externe (voir Fig. 1.6).

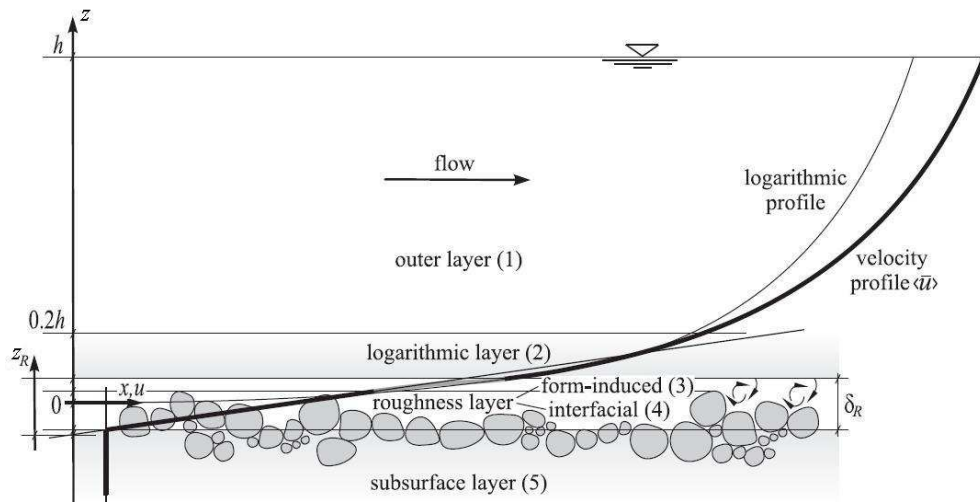


FIG. 1.6 – Structure verticale d'une couche limite turbulente rugueuse : cas d'une rivière (d'après Detert (2008))

1.2.1 CHANGEMENT DE VARIABLES

En présence d'obstacles constituant la rugosité de fond, l'ensemble du comportement de l'écoulement, décrit précédemment, est décalé vers le haut (Raupach et al. (1991)). On définit alors une nouvelle origine du fond, que l'on peut considérer comme un fond lisse virtuel équivalent, à une hauteur d , que l'on appelle hauteur de déplacement. Jackson (1981) associe d à la hauteur moyenne du plan d'application du frottement. Nikora et al. (2002) proposent d'associer d à la hauteur que les larges structures turbulentes ressentent comme étant le fond (voir Fig. 1.7). Cependant, la hauteur de déplacement d est avant tout un paramètre mathématique qui apparaît dans l'expression de la loi logarithmique (voir ci après), et toutes ces propositions de définition physique de d ne sont que des tentatives de corrélérer la hauteur de déplacement aux caractéristiques de l'écoulement en vue de la paramétrer.

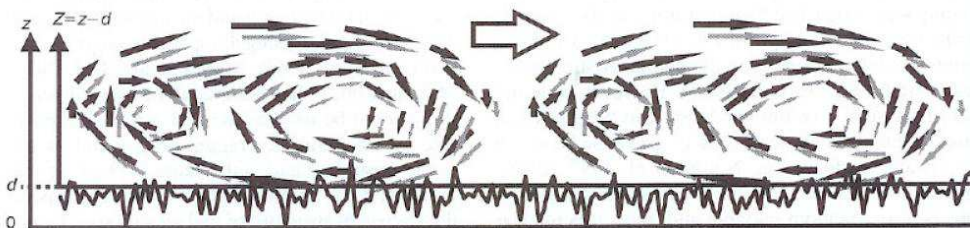


FIG. 1.7 – Schéma représentant les larges structures turbulentes "roulant" sur le fond rugueux (d'après Nikora et al. (2002))

Selon l'approche de Jackson (1981), la hauteur de déplacement d ne peut pas être supérieure à la hauteur des rugosités, et dans le cas d'un fond hydrauliquement lisse, $d = 0$. Pour pouvoir décrire la structure de l'écoulement dans le cas d'un fond hydrauliquement rugueux, la coordonnée z doit être changée en $z - d$, afin de se placer dans ce nouveau repère lié à la présence des rugosités. Ainsi les comportements similaires, tels que la loi logarithmique et la loi déficitaire, seront juste décalés de d vers la surface libre (Schlichting & Gersten (2000)).

1.2.2 LOI LOGARITHMIQUE

Avec le changement de variable, on peut réécrire la loi logarithmique :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \kappa^{-1} \ln \left(\frac{z-d}{k_s} \right) + A_r \quad (1.24)$$

avec A_r la constante en régime hydrauliquement rugueux. Elle est reliée à la constante lisse A par $A_r = A + \kappa^{-1} \ln(k_s^+)$. Lorsque le régime est pleinement rugueux, sa valeur varie selon les références de 8 (Schlichting & Gersten (2000)) à 8.5 (Nezu & Nakagawa (1993)). Ces différences viennent du fait que la valeur de la constante pour un régime pleinement rugueux est déterminée de façon expérimentale (Schlichting & Gersten (2000)).

On peut également la trouver sous cette forme :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \kappa^{-1} \ln \left((z-d)^+ \right) + A - \Delta U^+ \quad (1.25)$$

avec A la constante en régime hydrauliquement lisse et ΔU^+ la fonction de rugosité, qui dépend de k_s^+ mais également de la géométrie du fond.

Dans la majorité des articles portant sur l'atmosphère (*e.g.* Jackson (1981)) mais aussi dans quelques articles portant sur les rivières (*e.g.* Nepf & Vivoni (2000)), une expression équivalente à celles présentées ci dessus apparaît sous la forme :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \kappa^{-1} \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) \quad (1.26)$$

avec $z_0 = e^{-\kappa A_r} k_s \approx 0.033 k_s^1$, la longueur de rugosité.

1.2.3 LOI DÉFICITAIRE

Comme la loi logarithmique, la loi déficitaire fait partie des comportements similaires, valables pour $Re_* \gg 1$ pour une couche limite turbulente sur paroi. Sur la figure 1.8, sont tracés différents profils verticaux de vitesse moyenne \bar{u}/u_* mesurés à l'aide de tubes de Pitot en soufflerie sur une surface lisse (*SM3*), et sur plusieurs surfaces pleinement rugueuses (*PS3*, *PL3*, *SG3*, *WS3*) par Bergstrom et al. (2002). Dans la couche externe, pour $z^+ > 1000$, à mesure que l'on se rapproche du haut de la couche limite, on observe que le profil de vitesse \bar{u} a tendance à s'écarter de la forme logarithmique observée dans la sous couche inertielle.

D'après Schlichting & Gersten (2000), en écrivant la loi déficitaire :

$$\frac{U_{max} - \bar{u}}{u_*} = \frac{dF(\eta)}{d\eta} \quad (1.27)$$

et en l'injectant dans les équations de transport, on obtient l'équation différentielle suivante :

$$C_1 \eta \frac{d^2 F(\eta)}{d\eta^2} + C_2 \frac{dF(\eta)}{d\eta} = T \quad (1.28)$$

¹avec $\kappa = 0.41$ et $A_r = 8.5$

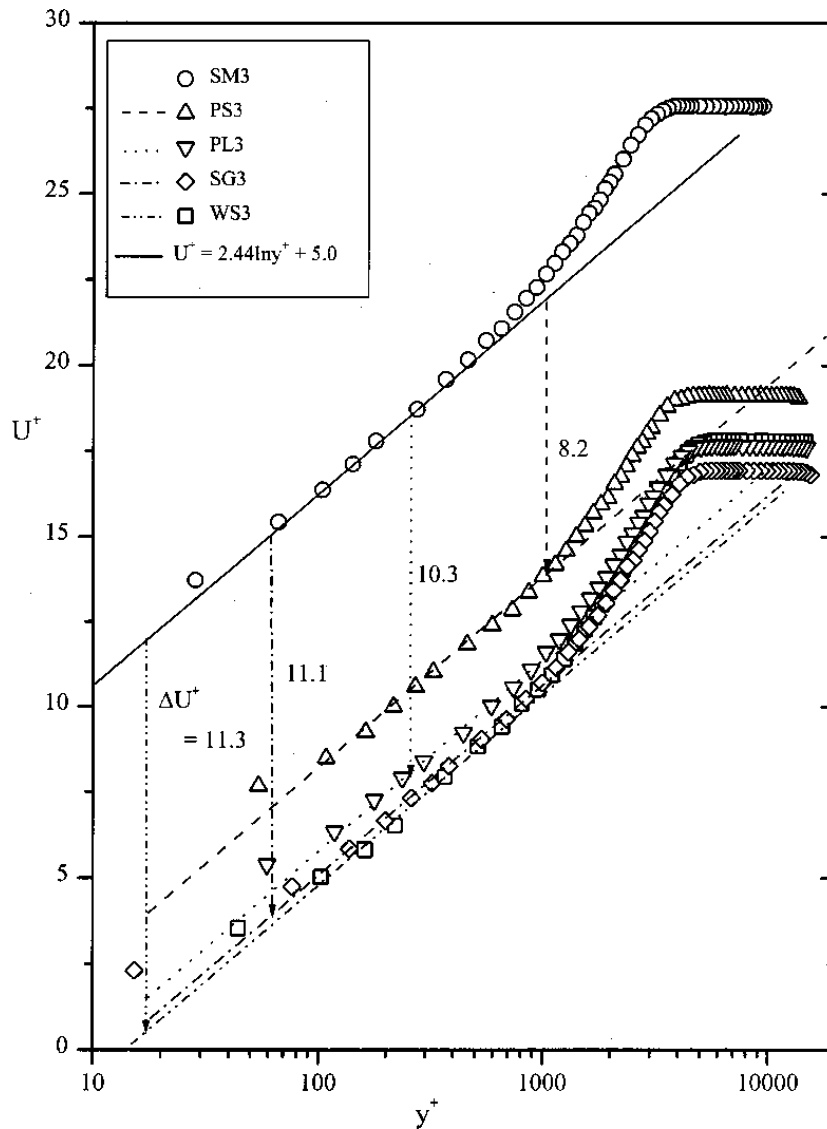


FIG. 1.8 – Profils de vitesse en représentation semi-logarithmique, mise en évidence de la loi déficitaire. (N.B. : $y^+ \Leftrightarrow z^+$) Expériences menées en soufflerie, sur des surfaces dont le k_s^+ est de 190 pour le cas PS3, 267 pour PL3, 184 pour SG3 et 88 WS3. (d'après Bergstrom et al. (2002))

où C_1 et C_2 sont des constantes, et T la contrainte de cisaillement turbulent normalisée. On introduit ensuite le paramètre de Rotta-Clauser β , qui, pour une couche limite en équilibre, n'est fonction que du gradient de pression, afin de déterminer les constantes C_1 et C_2 . On obtient alors l'équation différentielle suivante :

$$(1 + 2\beta) \eta \frac{d^2 F(\eta)}{d\eta^2} + 2\beta \frac{dF(\eta)}{d\eta} = F(1) T \quad (1.29)$$

En reprenant l'équation 1.17, on réécrit la fonction $\frac{dF(\eta)}{d\eta}$ afin d'y faire apparaître le terme logarithmique :

$$\frac{dF(\eta)}{d\eta} = \frac{1}{\kappa} [\Pi(2 - w(\eta) - \ln(\eta))] \quad (1.30)$$

avec $w(\eta)$ qui vérifie les conditions limites suivantes :

$$w(0) = 0 ; w'(0) = 0 ; w(1) = 2 ; w'(1) = 0 ; \int_0^1 w(\eta) d\eta = 1 \quad (1.31)$$

L'expression du profil de vitesse \bar{u} s'écrit alors :

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \kappa^{-1} \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) + \frac{\Pi}{\kappa} w(\eta) \quad (1.32)$$

où Π est un paramètre lié à l'écoulement, appelé paramètre de Coles, qui dépend du paramètre β , et $w(\eta)$ est une fonction universelle solution, à travers $\frac{dF(\eta)}{d\eta}$ (voir Eq. 1.30), de l'équation différentielle 1.29.

Cette formulation a été, dans un premier temps, mise en place pour des écoulements sur fond hydrauliquement lisse (Schlichting & Gersten (2000), Coles (1956)). Or, dans le cas d'écoulements sur fond rugueux, cette même formulation s'applique (voir Fig. 1.8). Selon Guo & Julien (2007), la variable η , qui vaut z/δ dans le cas hydrauliquement lisse, vaudrait maintenant $\eta = (z-d)/(\delta-d)$, étant données les conditions limites que doit vérifier la fonction $w(\eta)$ (voir Eq. 1.31).

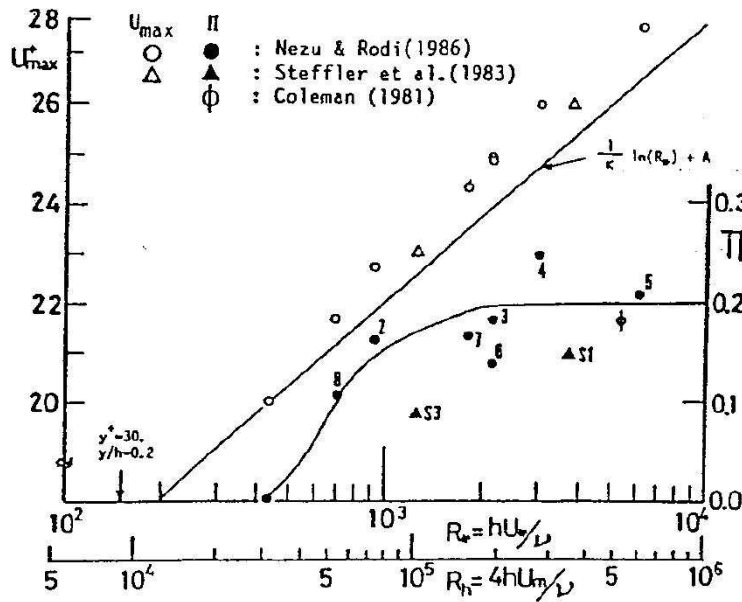


FIG. 1.9 - U_{max}/u_* et Π en fonction du nombre de Reynolds $R_* = u_*\delta/\nu$. (d'après Nezu & Nakagawa (1993))

D'après Coles (1956), la loi déficitaire du profil vertical de vitesse moyenne est la conséquence du processus de mélange par les grandes échelles, comparable à celles visibles dans les écoulements de sillage, manifestation à relier directement à un effet inertiel et non à un effet visqueux. Schlichting & Gersten (2000) donnent l'expression approximant le mieux la fonction $w(\eta)$:

$$w(\eta) = 2 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \eta \right) \quad (1.33)$$

Une autre fonction $w(\eta) = 2\eta^2(3-2\eta)$ vérifiant l'équation différentielle et les conditions limites peut être également employée à la place de (1.33), mais cette dernière (*i.e.*

(1.33)) est la plus communément utilisée.

Comme on peut le voir sur la figure 1.9, issue de la monographie de Nezu & Nakagawa (1993), le paramètre de Coles Π , dans le cas d'écoulements à surface libre, dépend de Re_* , comme cela est observé dans le cas de couche limite atmosphérique. Pour $Re_* > 2000$, le paramètre de Coles semble devenir quasi-constant d'une valeur de 0.2, inférieure à celle liée aux couches limites de type atmosphérique de 0.55 (Nezu & Nakagawa (1993), pp.51). Cette différence est liée au gradient de pression dans la couche externe. En effet, la fonction $w(\eta)$ étant fixée, seul le paramètre Π dépend de l'intensité du gradient de pression à cause de la présence du paramètre de Rotta-Clausner dans l'équation différentielle 1.29 (Schlichting & Gersten (2000)). Cela explique certainement la dispersion des valeurs de Π sur la figure 1.9.

Cependant, d'après Castro (2007), on trouve dans la littérature de nombreuses valeurs de Π pour différents fonds rugueux. Il suggère que cette valeur est très fortement dépendante de la façon dont les paramètres de paroi (u_*, d, z_0) sont déterminés (voir Sect. 1.4). Enfin, il note que seule la fonction $w(\eta)$ est universelle, Π n'est qu'un paramètre d'ajustement.

1.2.4 TENSEUR DES CONTRAINTES

Le tenseur des contraintes totales est défini par :

$$\tau_{ij} = \rho \left(-\overline{u'_i u'_j} + \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right) \quad (1.34)$$

On peut y distinguer deux tenseurs : le tenseur de Reynolds $\overline{u'_i u'_j}$ qui représente la contribution turbulente et le tenseur des contraintes visqueuses $\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}$ qui représente celle de la viscosité moléculaire.

Dans le cas d'une couche limite turbulente sur fond rugueux homogène, les principaux termes non nuls du tenseur sont :

- $\overline{u'^2}$, la variance de la vitesse u
- $\overline{w'^2}$, la variance de la vitesse w
- $-\overline{u'w'}$, appelé tensions de Reynolds
- $-\overline{u'w'} + \nu \frac{d\overline{u}}{dz}$, appelé contrainte totale de cisaillement et notée τ

On ne s'intéresse que rarement à la variance $\overline{v'^2}$ de la vitesse transverse v , car on ne considère que ce qui se passe dans le plan (x, z) . Il est à noter que ce terme n'est pas négligeable.

Dans la couche externe, les tensions de Reynolds $-\overline{u'w'}$ suivent une décroissance linéaire à mesure que l'on s'approche de la surface libre (cf. Eq. 1.11). Nezu & Sanjou (2008) ont étudié l'écoulement sur une canopée de type végétal modélisée par des plaques en fer pour différentes valeurs de densité d'obstacles par unité d'aire de paroi, notée λ . Sur la figure 1.10(a), sont tracés les différents profils verticaux de tensions de Reynolds qu'ils ont obtenus ainsi que la pente théorique. On observe que tous les profils suivent la même loi linéaire que celle prédite par l'équation 1.11 de $z/h = 3$ à $z/h = 1.7$, où h est la hauteur des plaques. Pour $z/h < 1.7$, les profils sont en dessous de la prédiction, certainement à cause des effets liés à la présence des rugosités.

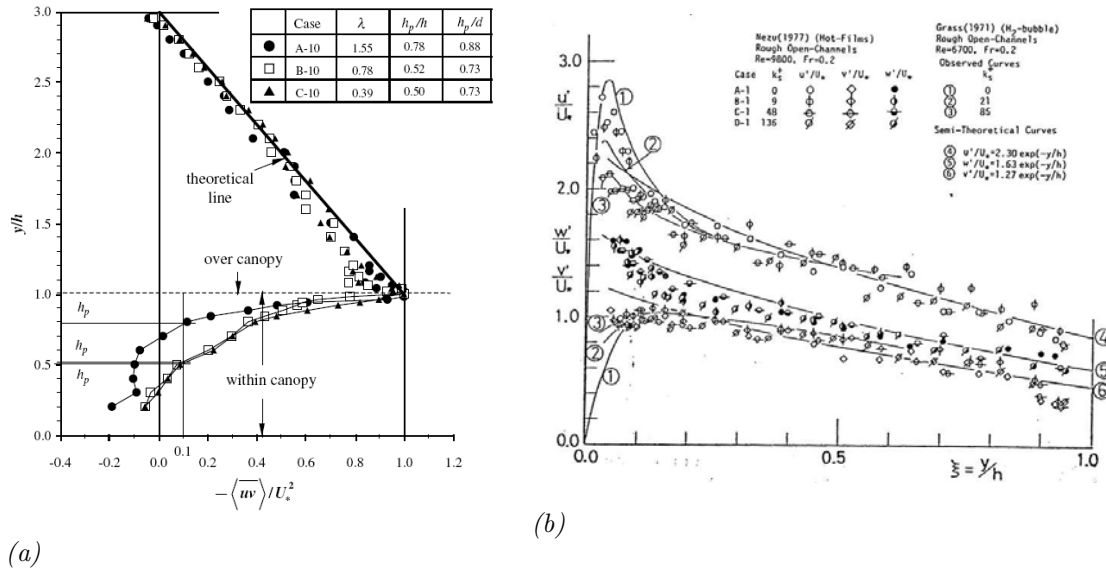


FIG. 1.10 – (a) Profils verticaux de tensions de Reynolds $\sqrt{u'w'}/u_*$ (N.B. : $y/h \Leftrightarrow z/h$ et $v \Leftrightarrow w$) (d'après Nezu & Sanjou (2008)) (b) Profils verticaux moyens de $\sqrt{u'^2}/u_*$, $\sqrt{v'^2}/u_*$, et $\sqrt{w'^2}/u_*$ pour plusieurs valeurs de k_s^+ , allant du fond lisse au fond rugueux. (N.B. : $y/H \Leftrightarrow \eta$ et $v \Leftrightarrow w$) (d'après Nezu & Nakagawa (1993))

Concernant les profils de $\overline{u'^2}$ et $\overline{w'^2}$, on peut les retrouver sous la forme d'écart-types de vitesse normalisés : $\sqrt{\overline{u'^2}}/u_*$ et $\sqrt{\overline{w'^2}}/u_*$. Nezu & Nakagawa (1993) proposent pour ces deux termes des expressions semi-théoriques exponentielles servant à les décrire dans la couche externe de l'écoulement :

$$\sqrt{\overline{u'^2}}/u_* = D_u e^{-\eta} \quad (1.35)$$

$$\sqrt{\overline{w'^2}}/u_* = D_w e^{-\eta} \quad (1.36)$$

avec $D_u = 2.30$ et $D_w = 1.27$. Ces expressions sont obtenues sous l'hypothèse de l'équilibre entre production et dissipation dans la zone logarithmique, *i.e.* dans la sous couche inertielle. Les constantes D_u et D_w ont été obtenues expérimentalement. Sur la figure 1.10, sont représentés des profils de $\sqrt{\overline{u'^2}}/u_*$ pour différentes valeurs de k_s^+ allant du fond lisse au fond rugueux. Comme on peut le voir sur la figure 1.10, l'approximation par 1.35 et 1.36 semble être une bonne estimation du comportement des écart-types de vitesse $\sqrt{\overline{u'^2}}/u_*$ qui semble universel. Les données sont issues de mesures sur fonds composés principalement de sable plus ou moins fin. Si l'on essaye d'appliquer ces mêmes expressions à des écoulements sur rugosités différentes, de type végétal par exemple, le résultat est très différent. En effet, Nezu & Sanjou (2008) ont tenté d'appliquer les formules 1.35 et 1.36 à leurs profils issus de mesures sur canopée de type végétal, *i.e.* composée de bandes de plaque rigide. Ils observent que les expressions semi-théoriques ne sont pas adaptées à leur configuration de rugosité (voir Fig. 1.11). Ils en déduisent que cela est dû à un changement conséquent de la redistribution entre les fluctuations turbulentes créé par la présence de la végétation. Cependant, l'ensemble de leurs profils, obtenu pour plusieurs densités de rugosité, se superposent, et ce même type de comportement a pu être observé par Ghisalberti & Nepf (2006). Il semble donc que les expressions semi-théoriques 1.35 et 1.36 pour les écart-types soient remises en cause dans le cas d'écoulements sur canopée végétale.

Il semble également que les profils d'écart types n'aient pas un comportement similaire comme c'est le cas pour les tensions de Reynolds où le profil de vitesse longitudinale. Le type de rugosité influence leur distribution.

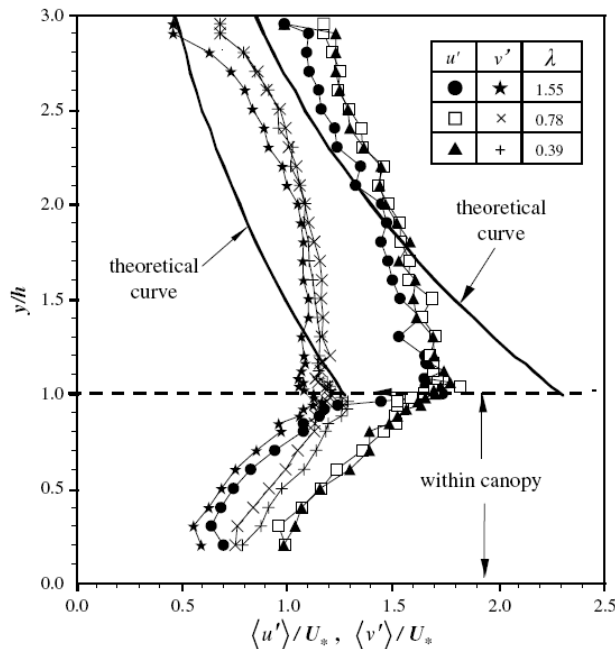


FIG. 1.11 – Profils verticaux des écart types de vitesse $\overline{u'^2}$ et $\overline{w'^2}$, comparaison entre mesures de Nezu & Sanjou (2008) (en symboles) et formulations 1.35 et 1.36 (en trait plein) d'après Nezu & Nakagawa (1993) (N.B. : $y/h \Leftrightarrow z/h$ et $v' \Leftrightarrow w'$)

1.2.5 LONGUEUR DE MÉLANGE

La conséquence directe de l'emploi de l'approche statistique pour décrire la turbulence est un accroissement du nombre d'inconnues dans le système d'équations. Ces inconnues sont les termes de corrélations de fluctuations turbulentes $\overline{u'_i u'_j}$ qui caractérisent le frottement turbulent. Il est donc nécessaire de faire appel à des modèles de fermeture. Les modèles de viscosité turbulente et de longueur de mélange entrent dans ce cadre.

Proposé par Boussinesq (1872), le modèle de viscosité turbulente consiste à distinguer deux types de viscosité. La première viscosité est bien évidemment ν , qui représente l'aspect moléculaire de la viscosité du fluide et la seconde la viscosité turbulente qui représente l'agitation macroscopique. On peut ainsi modéliser les composantes du tenseur de Reynolds en fonction des gradients des composantes moyennes \overline{u}_i de la vitesse :

$$\underline{\tau} = -2\nu_t \underline{\underline{S}} + \frac{2}{3} (TKE) \underline{\underline{I}} \quad (1.37)$$

où $\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right)$, $TKE = \overline{u'_i u'_i} / 2$ est l'énergie cinétique turbulente, et ν_t la viscosité turbulente.

Le modèle de longueur de mélange est très largement utilisé dans l'étude des couches limites turbulentes. Proposé par Prandtl (1925), il consiste à relier la viscosité turbulente

directement au gradient vertical de vitesse longitudinale moyenne via une longueur de mélange L_m qui peut être interprétée comme un libre parcours moyen de particules associées aux tourbillons présents dans l'écoulement :

$$\nu_t = L_m^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right| \quad (1.38)$$

La longueur de mélange L_m est considérée comme une longueur caractéristique de la turbulence. Elle reste cependant une inconnue à définir.

Dans le cas de couche limite turbulente sur paroi pleinement rugueuse, on montre que dans la sous-couche inertielle, la longueur de mélange suit une loi linéaire, issue de la loi logarithmique du profil de vitesse longitudinale moyenne :

$$L_m = \kappa (z - d) \quad (1.39)$$

Dans la couche externe, la longueur de mélange a également un comportement similaire. Tominaga & Nezu (1992) proposent une expression en racine carrée afin de modéliser le comportement de la longueur de mélange :

$$L_m = \kappa (z - d) \sqrt{1 - \eta} \quad (1.40)$$

Dans cette formulation, au travers du terme $\sqrt{1 - \eta}$, ils souhaitent prendre en compte la décroissance linéaire des tensions de Reynolds. Sur la figure 1.12, sont représentés des profils verticaux de longueur de mélange, pour deux régimes d'écoulement comparés à l'équation proposée 1.40. Cette formulation semble être adaptée à la longueur de mélange mesurée jusqu'à $\eta \approx 0.5$, comme on peut le voir sur la figure 1.12. Pour $\eta > 0.5$, les points ne sont pas assez nombreux pour valider le comportement de type parabolique proposé par Tominaga & Nezu (1992), il semble même que la longueur de mélange soit constante dans cette zone. Cette observation rejoint celle de Cousteix (1989). En effet, la constance de la longueur de mélange dans la couche externe a été observée expérimentalement, dans le cas de couche limite étudiée en aérodynamique, avec une valeur limite de 0.085δ .

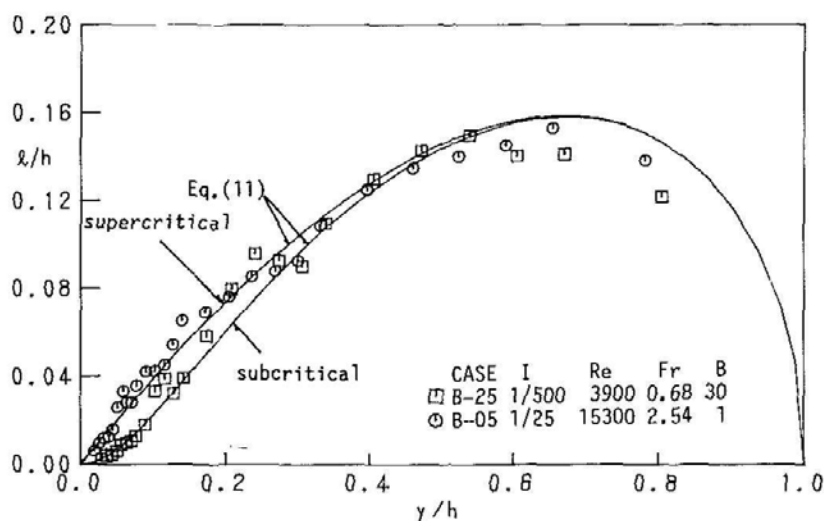


FIG. 1.12 – Profils verticaux de longueur de mélange en canaux ouverts, comparaison entre mesures (en symboles) et formulation (1.40) (en trait plein) (N.B. : $y/H \Leftrightarrow \eta$ et $l/h \Leftrightarrow L_m/D$) (d'après Tominaga & Nezu (1992))

1.3 DESCRIPTION DE LA SOUS COUCHE RUGUEUSE

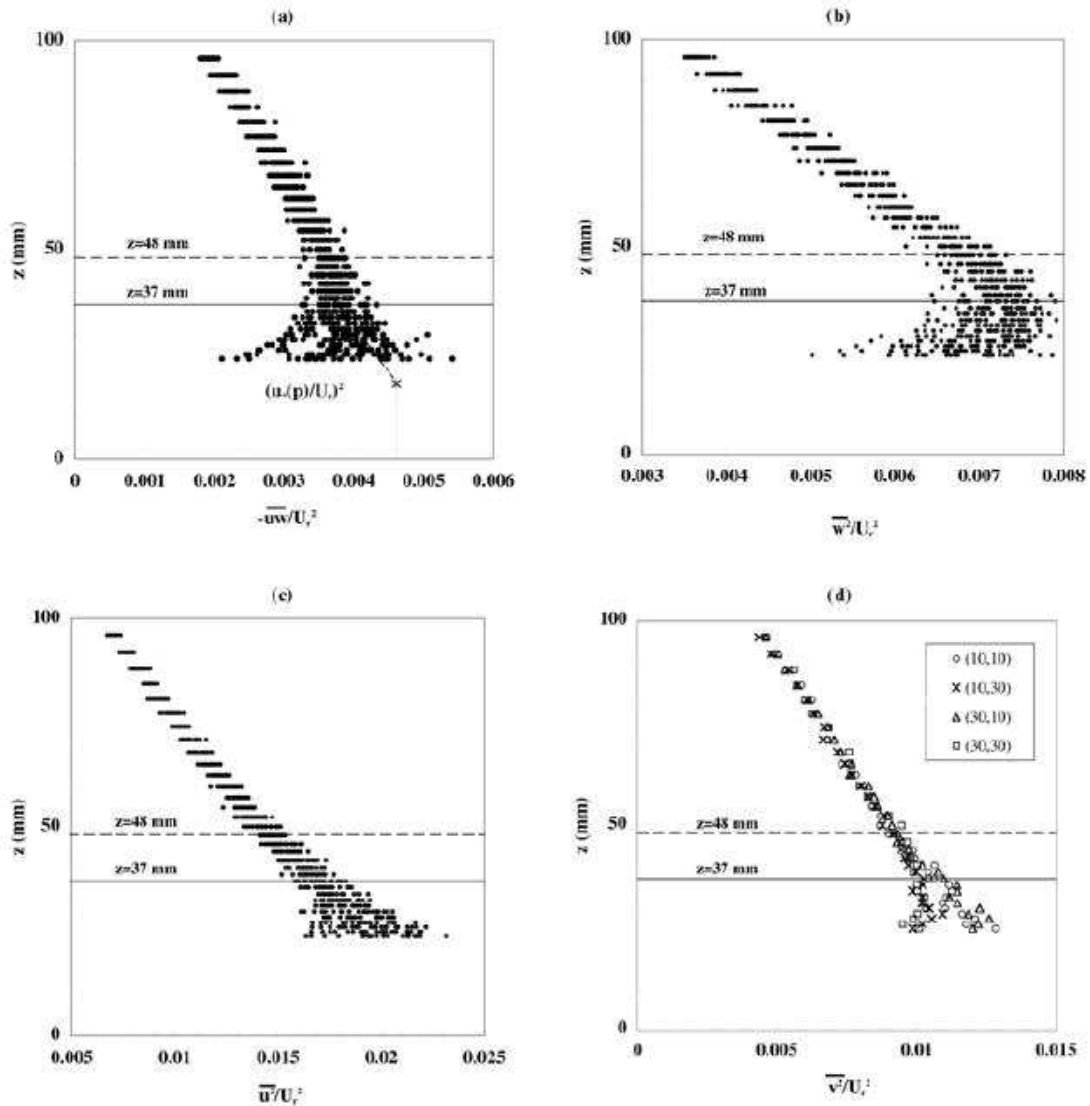


FIG. 1.13 – Profils verticaux issus de la moyenne temporelle au dessus de cubes alignés : (a) tensions de Reynolds; (b) contraintes verticales; (c) contraintes longitudinales; (d) contraintes transversales. (d'après Cheng & Castro (2002b))

Autant pour les rivières que l'atmosphère, la première couche proche du fond est appelée sous-couche rugueuse. À la différence des écoulements sur fond lisse, ici on ne distingue pas de sous-couche visqueuse, car la contribution visqueuse au frottement est négligeable devant celle de la turbulence. En couche limite atmosphérique, cette zone peut également s'appeler sous-couche urbaine ou sous-couche de canopée. Dans le cas des rivières, Nikora et al. (2001) décomposent cette sous-couche en deux parties : la région dispersive se situant au dessus de la canopée, et la région interfaciale, qui se situe dans la canopée. Dans la suite, ce découpage ne sera pas utilisé, la sous couche rugueuse sera considérée dans sa globalité. En effet, ce découpage ne concerne que les fonds sablonneux ou rocaillieux, sur lesquels une partie de l'écoulement de la sous couche rugueuse se fait dans un milieu considéré alors comme poreux. Or, ce n'est pas le cas lorsque le fond est constitué d'obstacles disposés de façon périodique, comme ce sera le cas dans cette étude (voir Chap. 2 Sect.

2.3).

Sur les figures 1.13(a-d), sont tracés respectivement les profils verticaux des tensions de Reynolds (25 profils), de variances de vitesse verticale (25 profils), longitudinale (25 profils) et transverse (4 profils) issus de la moyenne temporelle de mesures effectuées par fils chauds croisés et par LDV, en soufflerie, au dessus d'une canopée de cubes, pour une couche limite de type atmosphérique par Cheng & Castro (2002b). Tous les profils sont mesurés à différentes positions (x, y) équi-réparties sur un motif caractéristique de rugosité. Dans la partie supérieure de l'écoulement, on observe une légère dispersion spatiale des profils pour toutes les quantités, liées, selon Cheng & Castro (2002b), à la mesure. À mesure que l'on se rapproche de la canopée, la dispersion spatiale devient de plus en plus importante. Dans la sous couche rugueuse, zone caractérisée par cette forte dispersion, l'écoulement moyen est fortement influencé par la présence des rugosités. L'ensemble des profils verticaux des différentes quantités statistiques moyennées temporellement (\bar{u} , \bar{w} , $\overline{u'w'}$...) ne se confondent plus.

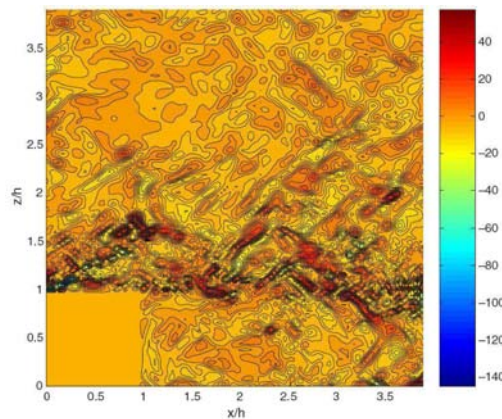


FIG. 1.14 – Champ instantané de vorticité transverse $\frac{\omega_y}{(u_*^2/h)}$ dans le plan (x, z) pris au centre d'une rangée de cubes. (d'après Coceal et al. (2006))

Sur la figure 1.14, Coceal et al. (2006) représentent la vorticité transverse instantanée ω_y dans un plan (x, z) . Dans une zone située juste au dessus des rugosités, l'écoulement est très fortement cisailé ce qui génère une vorticité transverse importante. Cela montre que la sous couche rugueuse est également la zone où la production turbulente est la plus importante.

1.3.1 DOUBLE MOYENNE

Dans le cas de couche limite turbulente pleinement développée, invariante selon y , sur fond lisse, les profils de vitesses moyennées en temps ne dépendent que de la position z . Concernant les couches limites turbulentes sur fond rugueux, Raupach et al. (1991) expliquent que, pendant plusieurs années, on n'a pu seulement en étudier que la partie supérieure et ce pour plusieurs raisons. Les techniques de mesures ont été, dans un premier temps, intrusives, comme le fil chaud ou le tube de Pitot. De par la taille du dispositif, il n'était pas possible d'accéder à l'écoulement très proche de la paroi (exemple : Bayazit (1976), premier point de mesure à 1.6 mm au dessus des rugosités, mesures par fil chaud). Il n'existait pas non plus de théorie sur l'écoulement proche paroi dans le cas d'un fond rugueux, et la description en profils, fonctions uniquement de z , ne pouvait s'y appliquer, à cause de l'inhomogénéité spatiale de l'écoulement moyen dans cette zone. Les profils de vitesses étaient donc extrapolés, et par analogie avec le cas des fonds lisses, des

descriptions de toute l'épaisseur de la couche limite basées sur ces extrapolations ont été développées. Dans le cas d'écoulements sur fond sableux, ou sur toute rugosité de taille faible relativement à l'épaisseur de la couche limite, ces descriptions n'engendrent que de faibles erreurs, et on ne s'intéresse que très peu à l'écoulement proche paroi, mais uniquement à l'impact de la rugosité sur l'écoulement au dessus. Le cas d'écoulements au dessus de canopée végétale ou urbaine, dont seule la sous couche rugueuse était souvent étudiée pour des problématiques de dispersion et de mélange de polluants notamment, fut pendant longtemps la seule contribution apportée à la théorie sur les couches limites rugueuses.

Avec les techniques de mesures en perpétuel perfectionnement, telles que la LDA ou les fils chauds croisés par exemple, il est aujourd'hui possible d'avoir accès localement à l'écoulement proche et également entre les rugosités. Dans un premier temps, une première méthode consistait à moyenner spatialement les champs préalablement moyennés en temps pour éliminer la dispersion spatiale des profils, considérée comme un bruit. Raupach et al. (1991), dans le cas d'écoulements atmosphériques au dessus de canopées urbaines ou forestières, quant à eux, appliquent cette moyenne spatiale aux équations de transport, afin de faire apparaître des flux dispersifs qui s'ajoutent aux flux turbulents et visqueux. Cette méthode de double moyenne a été également reprise par Nikora et al. (2007a;b) qui l'appliquent au cas des écoulements en canaux ouverts et en rivière.

La présentation de la double moyenne qui suit est inspirée de l'article de Nikora et al. (2007a).

La double moyenne consiste en une moyenne temporelle puis spatiale. Avant d'effectuer la moyenne spatiale, on définit une fonction ϕ (voir Fig. 1.15), appelée fonction de géométrie de rugosité. On préférera le nom de fonction de porosité afin de ne pas faire d'amalgame avec la fonction de rugosité, très utilisée par les hydrauliciens, ΔU^+ (voir Eq. (1.25)), qui est à relier à la loi logarithmique de vitesse. Cette fonction de porosité ϕ permet de mesurer la quantité de fluide présente V_f dans un volume caractéristique donné V_0 :

$$\phi = V_f/V_0 \quad \text{avec } 0 \leq \phi \leq 1 \quad (1.41)$$

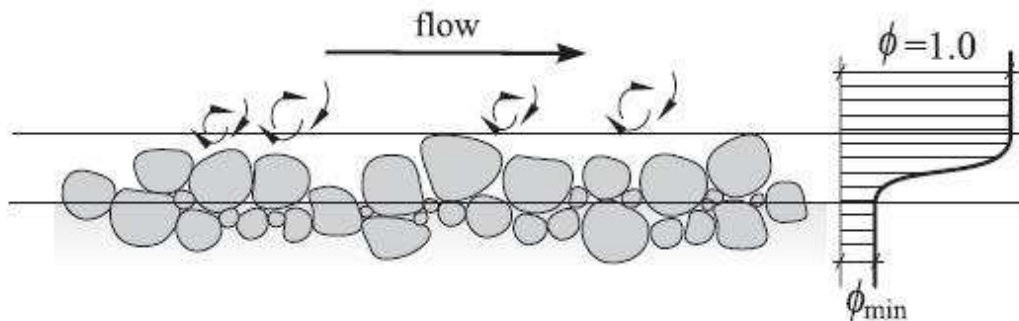


FIG. 1.15 – Influence du fond sur l'écoulement : définition de la fonction de porosité (d'après Detert (2008))

La moyenne spatiale se fait sur de fines couches de fluide parallèles au fond, *i.e.* dans des plans (x, y) : c'est ce qu'on appelle une moyenne intrinsèque. Lorsque la moyenne porte sur l'ensemble du volume de contrôle V_0 , et non sur le volume de fluide, comme c'est le

cas pour la moyenne intrinsèque, la moyenne est appelée superficielle.

La double moyenne définie, l'analogie avec la décomposition de Reynolds est faite. Ainsi, les quantités instantanées sont désormais décomposées en trois termes : la double moyenne, ici intrinsèque, une fluctuation spatiale du champ moyenné temporellement par rapport à la double moyenne et une fluctuation temporelle par rapport à la moyenne temporelle, comme on peut le voir dans l'expression suivante :

$$\varphi(\vec{X}, t) = \bar{\varphi}(\vec{X}) + \varphi'(\vec{X}, t) = \langle \bar{\varphi} \rangle(z) + \tilde{\varphi}(\vec{X}) + \varphi'(\vec{X}, t) \quad (1.42)$$

La moyenne spatiale selon x et y est notée par des crochets $\langle \rangle$ et les fluctuations spatiales par un tilde $\tilde{}$.

Les quantités ainsi décomposées peuvent être réinjectées dans les équations de Navier Stokes qui, une fois doublement moyennées, donnent les équations de Navier Stokes doublement moyennées, ou équations D.A.N.S. (Double Averaged Navier Stokes equations) :

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \rho \frac{\partial \phi \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (1.43)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial t} + \langle \bar{u}_j \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} &= g_i - \frac{1}{\phi \rho} \frac{\partial \phi \langle \bar{p} \rangle}{\partial x_i} - \underbrace{\frac{1}{\phi} \frac{\partial \langle \bar{u}'_i \bar{u}'_j \rangle}{\partial x_j}}_{\text{transport turbulent}} - \underbrace{\frac{1}{\phi} \frac{\partial \phi \langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle}{\partial x_j}}_{\text{transport dispersif}} \\ &+ \underbrace{\frac{1}{\phi} \frac{\partial}{\partial x_j} \phi \langle \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \rangle}_{\text{transport visqueux}} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{1}{V_f} \iint_{S_{int}} \bar{p} n_i dS^s}_{\text{traînée de forme}} - \underbrace{\frac{1}{V_f} \iint_{S_{int}} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) n_j dS^s}_{\text{traînée visqueuse}} \end{aligned} \quad (1.44)$$

L'équation 1.43 est celle de la continuité. Elle prend en compte une éventuelle évolution spatio-temporelle du fond, ce qui peut être très utile lorsque l'on étudie le transport sédimentaire par exemple. Dans le cas d'un fond rugueux fixe, la dérivée temporelle est alors nulle.

Dans l'équation (1.44), de nouveaux termes, en comparaison avec les équations R.A.N.S., apparaissent comme $\langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle$, appelé tenseur dispersif, qui naît de la variation spatiale présente dans les champs moyennés en temps dans la région proche de la canopée. Apparaissent également deux intégrales, $\frac{1}{\rho} \frac{1}{V_f} \iint_{S_{int}} \bar{p} n_i dS$ et $\frac{1}{V_f} \iint_{S_{int}} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) n_j dS$, qui correspondent respectivement à la traînée de forme et à la traînée visqueuse, également dues à la présence de l'interface solide.

L'expression du tenseur des contraintes se voit modifié par la double moyenne. Le tenseur dispersif, basé sur les corrélations de fluctuations spatiales $\langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle$, vient s'ajouter aux contributions turbulente et visqueuse :

$$\frac{\langle \tau_{ij} \rangle}{\rho} = - \langle \bar{u}'_i \bar{u}'_j \rangle - \langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle + \nu \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} \quad (1.45)$$

Ainsi, on obtient l'expression suivante pour la contrainte totale de cisaillement issue de la double moyenne $\langle \tau \rangle$:

$$\frac{\langle \tau \rangle}{\rho} = - \langle \bar{u}' w' \rangle - \langle \tilde{u} \tilde{w} \rangle + \nu \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} \quad (1.46)$$

qui fait intervenir le terme $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$, appelé tensions dispersives.

Cette méthode de double moyenne est de plus en plus employée lors d'études d'écoulements turbulents sur fond rugueux (Finnigan (2000), Pokrajac et al. (2007), Mignot et al. (2009), Cheng & Castro (2002b)), en particulier lorsqu'on souhaite étudier l'écoulement dans la canopée.

1.3.2 ÉTENDUE DE LA SOUS COUCHE RUGUEUSE

L'étendue de la sous-couche rugueuse est définie de plusieurs façons. Pour la plupart des atmosphériciens, la sous couche rugueuse se termine là où la prochaine sous-couche commence. Cheng & Castro (2002b) se basent sur la constance des tensions de Reynolds de la sous-couche inertielle pour en déterminer l'étendue, puis en déduisent la hauteur de la sous couche rugueuse. Rotach (1999; 2001), dans le cas de couche limite turbulente de type atmosphérique, avance que la hauteur à laquelle les tensions de Reynolds sont maximales constitue une bonne estimation de la hauteur de la sous couche rugueuse. Raupach et al. (1991) considèrent que le haut de la sous couche rugueuse, z_{RS} , pris à $2h$ est une première "bonne" sous-estimation de son étendue. Bien souvent, dans la littérature atmosphérique, on considère qu'elle peut s'étendre jusqu'à $5h$.

En écoulement de type rivière, les estimations atmosphériques sont souvent suivies, comme Flack et al. (2005) qui prennent la hauteur de la sous couche rugueuse entre 2 et $5h$. Manes et al. (2007), quant à eux, préfèrent estimer la hauteur de la sous-couche rugueuse en identifiant la hauteur z à laquelle les variations spatiales des statistiques de l'écoulement moyenné en temps ont disparu. Traitant d'écoulement à surface libre au dessus de sphères, ils trouvent une hauteur de sous couche rugueuse plutôt proche de $1.6h$.

Ces estimations sont basées sur un grand nombre de données expérimentales et semblent montrer qu'il n'y a pas d'universalité de la hauteur de la sous couche rugueuse, chacun se basant sur des définitions différentes. La hauteur de la sous couche rugueuse, bien souvent, est prise comme dépendant uniquement de la géométrie du fond (Macdonald (2000), Poggi et al. (2004a), Jiménez (2004)). C'est pourquoi on prend la hauteur de la sous couche rugueuse directement proportionnelle à h , qui est une longueur caractéristique privilégiée de la géométrie du fond.

1.3.3 LOI DE CANOPÉE ET LONGUEUR DE MÉLANGE

1.3.3.1 PROFIL EXPONENTIEL

Raupach et al. (1991) proposent que le profil de vitesse dans la canopée tend à décroître exponentiellement à mesure que l'on s'approche du fond. Macdonald (2000) a entièrement consacré un article sur ce sujet dans lequel il en propose une démonstration ainsi qu'une validation expérimentale.

Considérant une canopée d'obstacles homogène, et partant du principe que, sur chaque section parallèle au fond, la traînée induite par les obstacles s'équilibre avec le cisaillement local, il établit la relation suivante :

$$\frac{d\tau}{dz} = \sigma_f(z) \bar{u}^2 \quad (1.47)$$

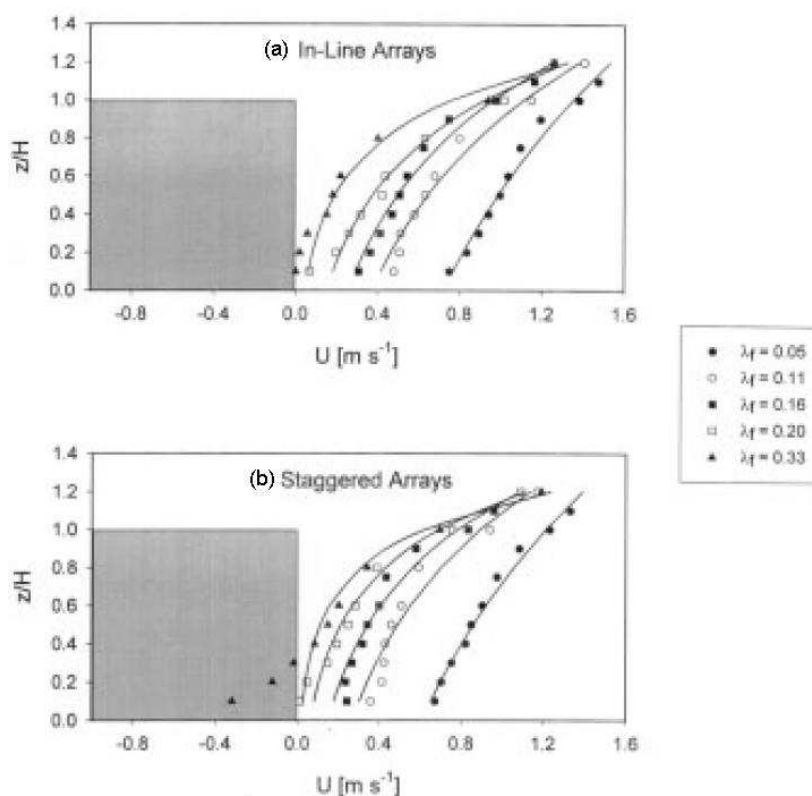


FIG. 1.16 – Régressions non-linéaires basées sur l'équation exponentielle (1.48) appliquées à des profils de vitesse expérimentaux dans une canopée de cubes alignés (a) et en décalé (b). Données avec densité frontale $\lambda < 0.35$. (d'après Macdonald (2000))

avec $\sigma_f = \rho C_D(z) \lambda / (2h)$ un coefficient de frottement, $\lambda = A_f / A_d$ la densité frontale définie comme le rapport entre l'aire frontale d'un obstacle sur l'aire caractéristique du motif de rugosité, et $C_D(z)$ un coefficient de traînée fonction de z . Pour cela, il se base sur l'expression de la traînée derrière un obstacle : $F = \frac{1}{2} \rho C_D U^2 dA$

Ensuite, en utilisant le modèle de longueur de mélange, il obtient une équation différentielle. Sous l'hypothèse que la longueur de mélange et le coefficient de frottement sont constants dans la canopée, il propose une solution, qui vérifie l'équation différentielle, sous la forme d'une distribution exponentielle de la vitesse dans la canopée :

$$\bar{u}(z) = u_h \exp\left(a \left(\frac{z}{h} - 1\right)\right) \quad (1.48)$$

où $u_h = \bar{u}(z = h)$ et a est le coefficient d'atténuation qui dépend directement de paramètres comme la hauteur des obstacles h , et les valeurs de la longueur de mélange et du coefficient de frottement. Il estime à 20% l'erreur qu'il commet en prenant la longueur de mélange et le coefficient de frottement constants. Sur les figures 1.16(a-b), sont respectivement représentés les profils verticaux pour des canopées de cubes alignés et en décalé. Les profils sont issus d'une moyenne spatiale en y sur 5 profils moyennés temporellement pris à une distance $h/2$ en amont d'un obstacle. Sur chaque figure, les mesures effectuées pour différentes densités frontales (rapport de l'aire frontale de l'obstacle sur l'aire du motif caractéristique de rugosité) sont comparées à l'équation 1.48. Il montre ainsi, données expérimentales à l'appui, que cette expression est bien adaptée au profil de vitesse dans une canopée de type urbaine. La limite de ce modèle vient de la

densité. En effet on observe pour la densité $\lambda = 0.33$, pour la configuration en décalé, un changement de signe dans le profil de vitesse que l'expression exponentielle n'arrive pas à traduire. Selon Macdonald (2000), il faut que la densité frontale λ soit inférieure à 0.35 sinon l'écoulement moyen dans la canopée devient une recirculation et induit des flux à contre-courant dans la partie basse de la canopée et empêche tout profil exponentiel.

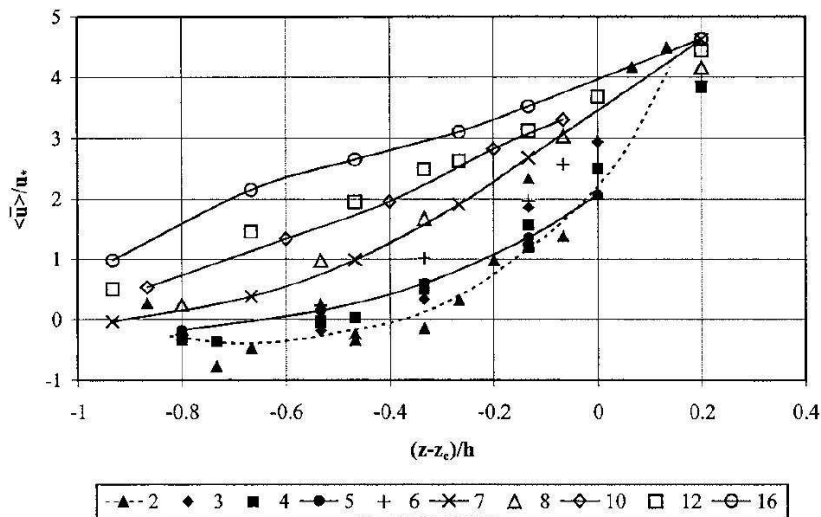


FIG. 1.17 – Profils de vitesse $\langle \bar{u} \rangle$ entre des barres transverses, la légende donne les valeurs du rapport de l'espacement sur la hauteur des barres. (d'après Coleman et al. (2007))

Cette expression exponentielle ne semble pas être universelle. Par exemple, on peut citer Coleman et al. (2007) qui mènent l'étude expérimentale d'un écoulement turbulent au dessus de barres transverses d'espacement variant de 1 à 16 fois la hauteur des rugosités. Sur la figure 1.17, on peut voir les différents profils verticaux obtenus. Il est à noter que le rapport de l'espacement sur la hauteur des barres peut être interprété comme l'inverse de la densité frontale précédemment définie. Ainsi, en se penchant sur les profils de vitesse dans la canopée, ils constatent que le profil évolue d'une forme exponentielle, pour des espacements inférieurs à 10 hauteurs de barre (soit $1 < \lambda < 0.1$), à une forme linéaire pour des espacements supérieurs ou égaux à 10 hauteurs de barre (soit $\lambda \leq 0.1$), et même à une forme logarithmique pour des espacements très supérieurs à 10 hauteurs de barre (soit $\lambda \ll 0.1$). Le fait qu'ils n'observent pas systématiquement un profil exponentiel provient du fait qu'il s'agit dans leur cas de rugosités bidimensionnelles, ou de l'hypothèse erronée de Macdonald (2000) sur la constance du coefficient de traînée et de la longueur de mélange dans la canopée.

1.3.3.2 MODÈLE DE LONGUEUR DE MÉLANGE DANS LA CANOPÉE

La question sur le modèle à prendre pour la longueur de mélange dans la canopée a été souvent soulevée. Sur la figure 1.18, est tracé le profil vertical de longueur de mélange pour une canopée de cubes en décalé, issu des simulations DNS de Coceal et al. (2006). On observe ici très clairement que la longueur de mélange est loin d'être constante dans la canopée. Elle a une forme plutôt parabolique et atteint un maximum à environ $z/h = 0.5$. Ainsi, une des deux hypothèses de Macdonald (2000), sur la constance de la longueur de mélange dans la canopée, est remise en cause, ce qui peut en partie expliquer la non

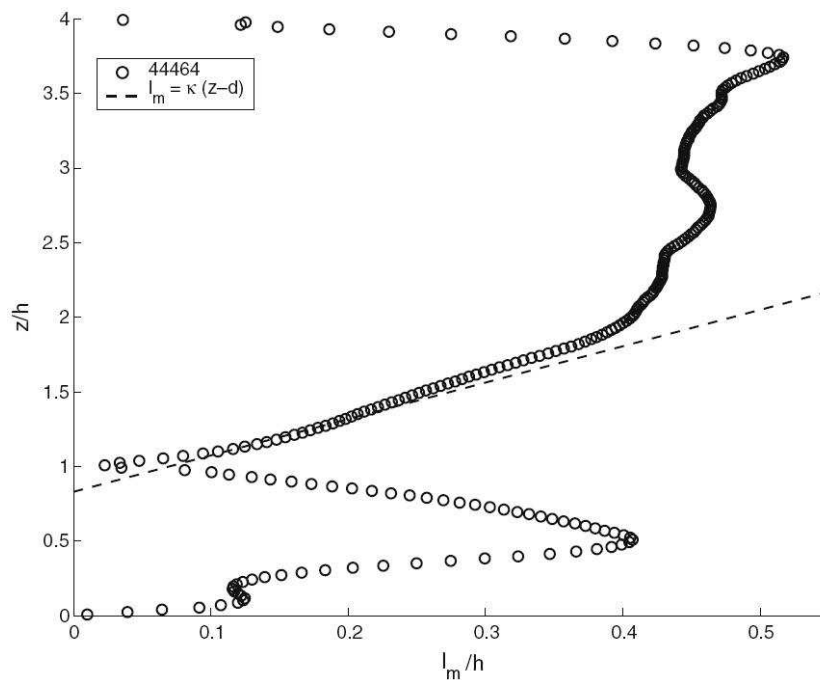


FIG. 1.18 – Profil vertical de longueur de mélange pour une canopée de cubes en décalé issu de simulations DNS. En pointillés : $\kappa(z-d)$ (d'après Coceal et al. (2006))

universalité du profil exponentiel.

Coceal & Belcher (2004) propose un modèle de longueur de mélange dans la canopée urbaine basée sur une moyenne harmonique de deux comportements extrêmes de la longueur de mélange : l'un dans le cas d'une canopée clairsemée κz et l'autre dans le cas d'une canopée dense l_c :

$$\frac{1}{L_m} = \frac{1}{\kappa z} + \frac{1}{l_c} \quad (1.49)$$

l_c représente une échelle caractéristique de tourbillons de recirculation que l'on peut observer entre les rugosités lorsque la canopée est dense. Leur taille est proportionnelle à $(h-d)$ car ils supposent que la longueur de mélange est fixée par l'épaisseur de la couche de fort cisaillement, qui s'étend jusqu'à $(h-d)$ environ. En imposant que $L_m = s\kappa(h-d)$, où s est un paramètre de l'ordre de 1 pour les canopées urbaines (Coceal & Belcher (2004)), à $z = h$, ils déterminent la valeur de l_c et peuvent ainsi tracer le comportement de L_m en fonction de l'espacement entre les obstacles (d étant déterminé via une paramétrisation proposée par Macdonald (2000), cf. Eq. 1.58). Comme on peut le voir sur la figure 1.19, le modèle permet de faire apparaître une dépendance en z de la longueur de mélange dans la canopée. On est malgré tout encore loin du comportement observé sur la figure 1.18. Le comportement dans la canopée est donc bien plus complexe.

Une autre proposition est faite par Poggi et al. (2004b) concernant le comportement de la longueur de mélange proche canopée. Dans le cadre de leur étude, ils effectuent des mesures à l'aide de la LDV sur des canopées de type végétal en faisant varier la densité des obstacles. Après analyse des résultats, ils concluent que pour les valeurs extrêmes de densité, la couche limite se comporte soit comme une couche limite de paroi classique, pour des densités faibles, soit comme une couche de mélange instable, pour des densités élevées.

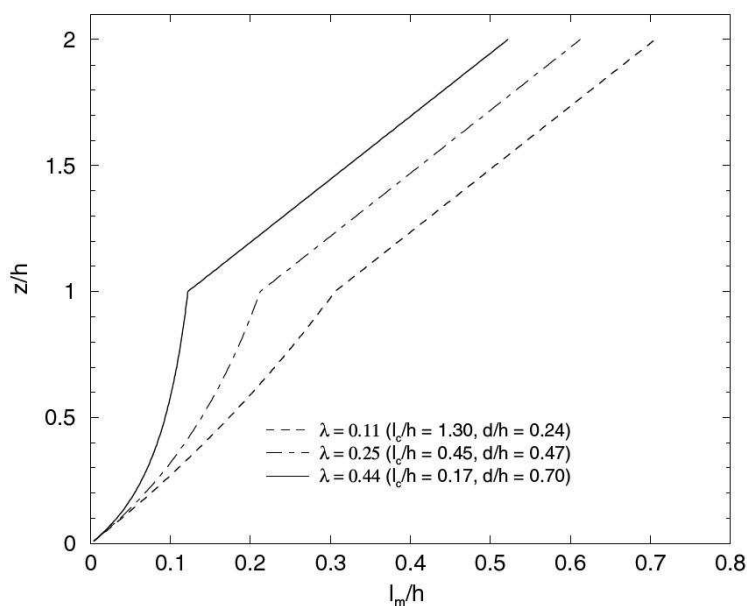


FIG. 1.19 – Profils verticaux de longueurs de mélange pour différents λ (d'après Coceal & Belcher (2004))

Ils en déduisent que pour des densités intermédiaires, la couche limite est en fait une composition de plusieurs types de couche limite. Ils proposent alors un modèle conceptuel qui met en présence différents types de longueur de mélange pour ce type de canopée (Fig. 1.20) :

- une longueur de mélange de type "couche limite" (Fig. 1.20(a))
- une longueur de mélange de type "couche de mélange" (Fig. 1.20(b))
- une longueur de mélange de type "allée de Von Kármán" (Fig. 1.20(c))

Le modèle est ensuite comparé aux données expérimentales. Ils observent que ce modèle à différentes échelles traduit fidèlement l'inflexion croissante du profil de vitesse au niveau du sommet de la canopée lorsque la densité augmente. Il prédit également correctement la forte atténuation des tensions de Reynolds dans une zone proche de la canopée lorsque la densité croît.

1.3.3.3 ANALOGIE AVEC LES COUCHES DE MÉLANGE

L'analogie avec les couches de mélange faite par Poggi et al. (2004b) n'est pas isolée. Elle est très utilisée afin de proposer une autre approche pour expliquer le comportement exponentiel du profil de vitesse \bar{u} dans la canopée.

En effet, dans sa revue sur la turbulence sur canopée végétale, Finnigan (2000) fait une analogie entre canopée et couche de mélange.

Le premier point commun de ces deux types d'écoulements est leur profil de vitesse moyenne $\langle \bar{u} \rangle$, qui possèdent un point d'inflexion dû à une grande différence entre les vitesses dans et au dessus de la canopée. Un autre point commun est étudié par Ghisalberti & Nepf (2009). Lorsque l'on regarde de plus près une canopée de plantes aquatiques sur laquelle s'écoule une rivière, on peut voir apparaître une ondulation cohérente au sommet des plantes qui est la marque du passage de gros tourbillons, appelée "monami" ("vague d'algues" en japonais). Ces tourbillons sont la conséquence d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz, instabilité caractéristique des couches de mélange. Ce résultat conforte

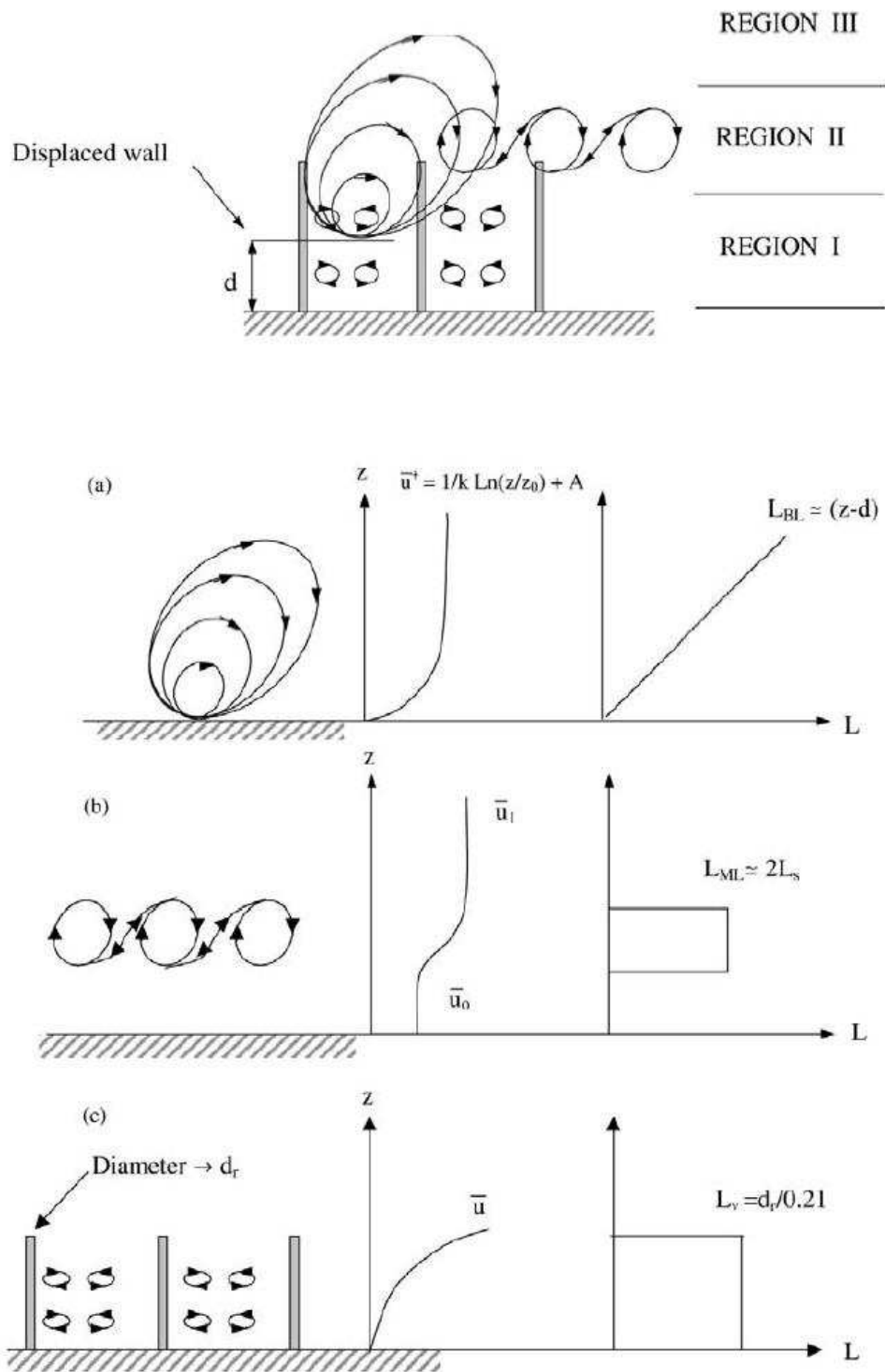


FIG. 1.20 – Illustration du modèle conceptuel de longueur de mélange dans différentes zones de la sous couche rugueuse pour une canopée de type végétal. (a) écoulement de type couche limite (κ constante de Von Kármán), (b) écoulement de type couche de mélange, (c) écoulement de type allée de Von Kármán. (d'après Poggi et al. (2004b))

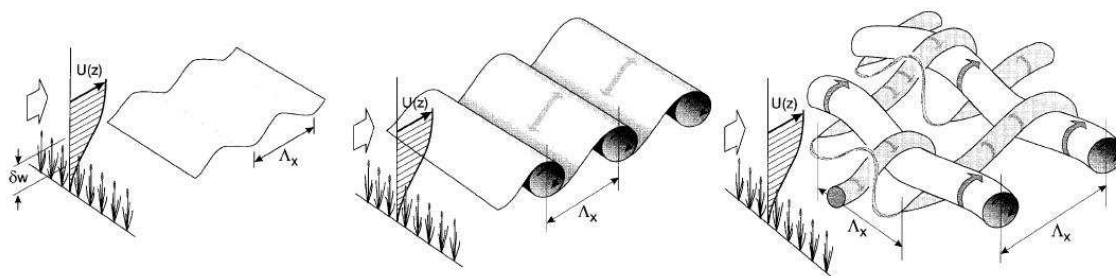


FIG. 1.21 – Schémas des différentes étapes du développement d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz au-dessus d'une canopée végétale (d'après Finnigan (2000))

l'analogie de Finnigan (2000), qui présente un schéma de la formation de cette instabilité que l'on peut voir sur la figure 1.21, pour une canopée végétale.

L'analogie avec les couches de mélange amène à proposer un profil de vitesse en utilisant les lois existantes proposées dans la littérature. Katul et al. (2002) donne l'expression suivante :

$$\frac{\bar{u}}{u_h} = 1 + \tanh\left(\frac{z-h}{L_s}\right) \quad (1.50)$$

où $u_h = \bar{u}(z=h)$, et L_s la taille caractéristique des tourbillons de Kelvin-Helmholtz générés. En supposant que la taille de ces structures est proportionnelle à la hauteur des rugosités, *i.e.* $L_s = \gamma h$, ils ajustent la fonction au profil en jouant sur la valeur de γ . Leurs résultats obtenus pour les profils de vitesse \bar{u} sont donnés dans la figure 1.22. Les profils sont issus de mesures faites sur fond rugueux rocailleux et canopée végétale. Seul un profil moyenné temporellement est utilisé pour valider le profil en tangente hyperbolique.

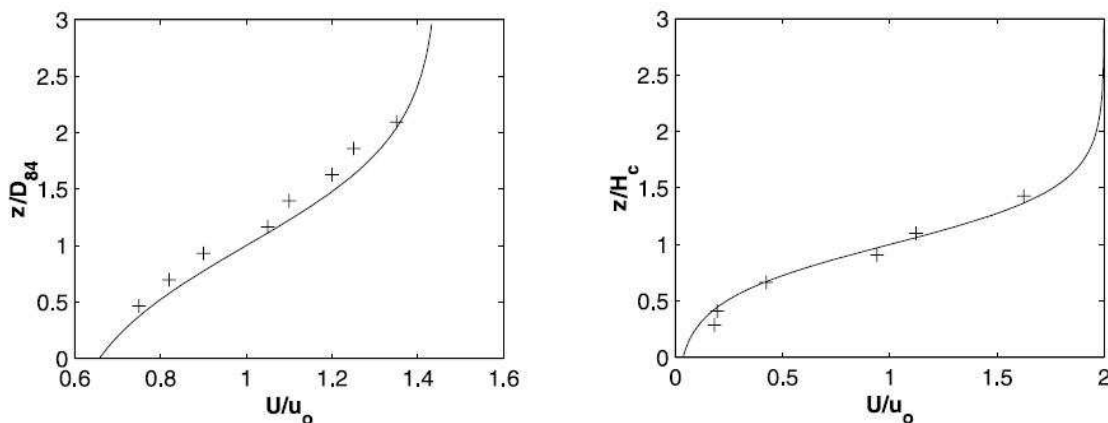


FIG. 1.22 – Profil de vitesse \bar{u} normalisé par $u_0 = u_h$ en fonction de z . D_{84} hauteur équivalente d'un fond rocailleux ($\gamma = 1$), H_c hauteur équivalente d'une forêt de pin ($\gamma = 0.5$), + : données d'après Katul and Alberston (1998), trait plein : ajustement de Eq. 1.50 au profil (d'après Katul et al. (2002))

Cette formulation reste proche de l'expression exponentielle, la fonction \tanh étant une composition de fonctions exponentielles. Elle permet de décrire à la fois l'écoulement dans la canopée mais également au-dessus, alors que la formulation proposée par Macdonald (2000) nécessite un profil de raccordement, pour se rattacher à la loi logarithmique.

Toutes les propositions de modèle de longueur de mélange et/ou d'expression du profil

de vitesse dans la canopée ont été validées avec, soit des profils issus d'une simple moyenne temporelle, soit d'une double moyenne avec moyenne spatiale selon une seule direction (y pour Macdonald (2000)). Castro et al. (2006) montrent que la proposition de Macdonald (2000) n'est pas valable dans leur cas, où ils font la double moyenne sur 4 profils équirépartis sur un motif, dans un plan (x, y) . On peut alors se demander si ces propositions sont valables lorsque les profils sont issus de données beaucoup plus résolues spatialement avant d'être doublement moyennées, *i.e.* avec plus de profils moyennés temporellement répartis dans un plan (x, y) .

1.3.4 CONTRAINTE TOTALE DE CISAILLEMENT DANS LA CANOPÉE

Dans l'expression (1.46), les tensions dispersives $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ font partie de l'expression de la contrainte totale de cisaillement $\langle \tau \rangle$. Cependant, elles sont souvent négligées sur toute la hauteur de la couche limite, au même titre que la contribution visqueuse. En effet, dans Raupach et al. (1991), des mesures faites dans le cas d'écoulements atmosphériques sur fonds rugueux montrent que les tensions dispersives ne représentent qu'un faible pourcentage de la vitesse de frottement u_* .

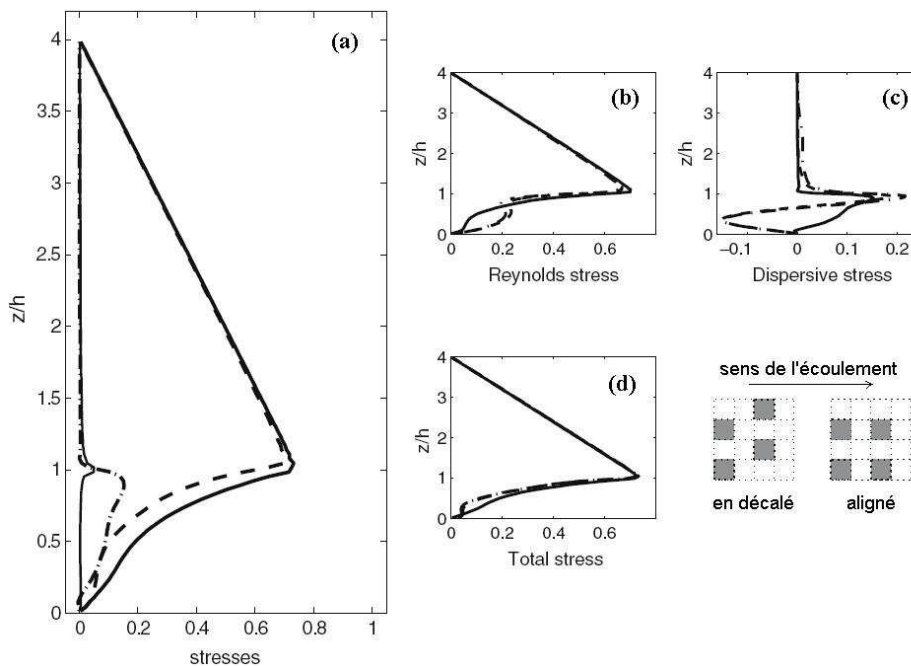


FIG. 1.23 – Différentes contributions au cisaillement total. (a) Pour des rugosités cubiques en décalé : contraintes visqueuses (trait continu fin), tensions dispersives (trait point), tensions de Reynolds (tirets), cisaillement total (trait continu épais); Comparaison entre rugosités cubiques alignées (trait point) et en décalé (trait continu) : (b) tensions de Reynolds (c) tensions dispersives (d) cisaillement total (Coceal et al. (2006))

Cependant, certains travaux ont permis de mettre en évidence l'importance des tensions dispersives lorsqu'on se place dans la sous couche rugueuse, et plus particulièrement entre les rugosités. Au travers d'expériences effectuées à l'aide de l'Anémométrie par Laser Doppler (LDA) en canal ouvert, Poggi et al. (2004a) nous montrent que l'intensité des tensions dispersives dépend de la densité des obstacles, ici des cylindres fins, composant le fond rugueux, et non du nombre de Reynolds. Ainsi, pour des canopées de forte densité, $a = 4.27 \text{ m}^2.\text{m}^{-3}$ (aire frontale par unité de volume), les tensions dispersives

peuvent être négligées sur toute la hauteur d'eau, alors que pour des densités plus faibles, $a = 0.27 \text{ m}^2 \cdot \text{m}^{-3}$, leur intensité dans la canopée peut aller jusqu'à 40% de celle des tensions de Reynolds. La distribution des tensions dispersives semble également dépendre de la configuration des éléments rugueux. Dans Coceal et al. (2006), l'étude de deux configurations de rugosité, l'une alignée et l'autre en décalé (voir Fig. 1.23), au moyen de simulations DNS, a mis en évidence la très faible contribution des contraintes visqueuses devant celles des tensions de Reynolds et dispersives dans la canopée, comme on peut le voir sur la figure 1.23(a). On peut même observer que les tensions dispersives deviennent du même ordre de grandeur que les tenseurs de Reynolds vers $z/h = 0.5$. Les mêmes observations ont été faites par Manes et al. (2007) pour un écoulement turbulent au dessus de rugosités sphériques compactées. Dans le cas d'écoulements sur fond rugueux, il semble donc nécessaire de prendre en compte les tensions dispersives lorsque l'on souhaite estimer la contrainte totale de cisaillement $\langle \tau \rangle$.

1.4 ESTIMATION DES PARAMÈTRES DE PAROIS

L'estimation des paramètres de paroi, (u_*, d, z_0) respectivement la vitesse de frottement, la hauteur de déplacement et la longueur de rugosité, est une étape importante. En effet, ces différentes échelles de vitesse et de longueur vont être caractéristiques de l'effet de la paroi et vont servir à normaliser les profils verticaux pour comparaison. Les paramètres de paroi sont directement reliés entre eux par la loi logarithmique du profil de vitesse. Celle-ci étant une loi de similarité des écoulements sur paroi, elle va servir de moyen d'estimation de ces paramètres. La méthode consiste en un ajustement par la loi logarithmique du profil de vitesse moyen mesuré. L'ajustement se fait le plus souvent avec deux des trois paramètres, u_* , d et z_0 , libres, souvent en faisant une régression linéaire du profil de $e^{(\kappa \bar{u}/u_*)}$. Le plus souvent, d et z_0 sont ces paramètres libres et u_* est estimé par d'autres biais (Cheng & Castro (2002b), Manes et al. (2007)), mais on peut également trouver des études où u_* et z_0 sont les paramètres libres de l'ajustement alors que d est estimé par un autre biais (Nikora et al. (2002), Nepf & Vivoni (2000)).

1.4.1 POSITION ET ÉTENDUE DE LA ZONE LOGARITHMIQUE

Pour ajuster la loi logarithmique au profil de vitesse moyenne, il faut tout d'abord déterminer l'étendue de la zone logarithmique, ou sous couche inertielle, et s'assurer que l'ajustement se fait dans cette étendue. Or la définition de la sous couche inertielle donnée lors du raccordement, *i.e.* $z/z_0 \gg 1$ et $\eta \ll 1$, n'est pas directement applicable. En se basant sur de nombreuses études expérimentales, une conjecture est adoptée concernant les bornes de la zone logarithmique.

Pour les fonds lisses, la borne inférieure est prise $z^+ = 30$ et a été corroborée par un grand nombre d'expériences (cf. Nezu & Nakagawa (1993)). Pour les fonds rugueux, on considère souvent que la sous couche inertielle commence là où la sous couche rugueuse se termine (Jiménez (2004), Manes et al. (2007)). La borne inférieure de la zone logarithmique est dans ce cas dépendante de l'épaisseur de la sous couche rugueuse. Elle est prise entre $z = 2h$ et $z = 5h$, où h est la hauteur de la rugosité. Cheng & Castro (2002b) se basent quant à eux sur le fait que la loi logarithmique est définie sous l'hypothèse de zone de contrainte de cisaillement constante. Il estime donc la zone logarithmique comme la

zone où les tensions de Reynolds ne varient pas de plus de 5%.

La borne supérieure de la zone logarithmique, parce qu'elle est située loin de la paroi, paraît être universelle et elle est prise, selon les sources, entre $z^+ = 0.1 Re_*$ (*e.g.* Raupach et al. (1991)) et $0.2 Re_*$ (*e.g.* Manes et al. (2007)), ce qui est équivalent à $z = 0.1 - 0.2\delta$, que l'on soit sur fond lisse ou fond rugueux. Il semble que cette limite provienne des travaux de Nikuradse (1933). Lors de ses travaux sur les couches limites en conduite, il s'est rendu compte que les profils de vitesse déviaient systématiquement du profil logarithmique à environ $z = 0.2\delta$. Cependant, il négligeait la hauteur de déplacement car dans le cas de rugosités de type sable, elle est négligeable devant la taille des grains. Pour être plus juste, il faudrait, afin de se placer dans le repère lié aux rugosités, peut être envisager plutôt une borne supérieure de type $z_{max} - d = 0.2(\delta - d)$, soit $\eta_{max} = 0.2$.

1.4.2 ESTIMATION DE LA VITESSE DE FROTTEMENT u_*

Dans le cas hydrauliquement lisse, l'équation 1.12 donne directement accès à la valeur de u_*^2 en prenant la valeur de $-\overline{u'w'} + \nu(\partial\bar{u}/\partial z)$ vers le fond, là où elles sont maximales. Dans le cas pleinement rugueux, le frottement est induit par la présence des rugosités, *i.e.* par la traînée derrière les obstacles constituant le fond rugueux.

Étant donné les équations D.A.N.S., qui font apparaître de nouveaux termes dispersifs dans l'expression de la contrainte totale de cisaillement, on peut s'attendre à ce que celle-ci soit employée pour l'estimation de u_* . La possibilité d'employer la somme des profils de tensions de Reynolds $\langle u'w' \rangle$ et des tensions dispersives $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ pour estimer la contrainte totale est abordée par Nikora et al. (2002), sans qu'ils l'utilisent pour autant. Pour beaucoup, la contrainte totale pour un fond rugueux se réduit, comme pour le cas lisse, aux seules tensions de Reynolds. Le fait que le frottement soit induit par la traînée sur les obstacles constituant la rugosité est abordé par Manes et al. (2007) qui développent le calcul du frottement à la paroi sans pour autant aboutir sur une conclusion franche. Selon Manes et al. (2007), la vitesse de frottement est reconnue comme l'échelle de vitesse la plus appropriée pour la vitesse moyenne et les moments de vitesse. La vitesse de frottement est définie directement à partir de la contrainte de frottement qu'exerce le fluide sur le fond τ_p (voir Eq. 1.8), *i.e.* la force totale agissant sur une unité de surface de la paroi. Toujours d'après Manes et al. (2007), la vitesse de frottement est historiquement définie dans le cadre d'étude de couche limite à gradient de pression nul, telle la couche limite atmosphérique. Dans le cas d'écoulements en canaux, le gradient de pression n'est pas nul ce qui implique que la contrainte de cisaillement n'est pas constante.

Les méthodes présentées dans cette section n'utilisent que le profil des tensions de Reynolds dans l'estimation de la vitesse de frottement u_* . En effet, dans la majorité des études menées sur le sujet, on ne prend pas en compte les tensions dispersives dans l'estimation de u_* . Nikora et al. (2001) vérifient au préalable qu'ils peuvent les négliger, alors que Cheng & Castro (2002b) le vérifient uniquement à posteriori et constatent que les tensions dispersives sont négligeables dans leur cas. Beaucoup en font une généralité, et n'abordent même pas leur existence (Nepf & Vivoni (2000), Nezu & Sanjou (2008)), alors qu'il a été montré qu'elles pouvaient, dans certains cas, avoir une proportion non négligeable dans l'expression de la contrainte totale $\langle \tau \rangle$ (Poggi et al. (2004a)).

MÉTHODE DU MAXIMUM

Cette méthode consiste à prendre la valeur maximale des tensions de Reynolds, par analogie avec le cas lisse où le maximum de cisaillement se fait vers le fond. Cette méthode est utilisée pour tous types d'écoulement, indépendamment des conditions de gradient de pression.

Rotach (2001), dans une étude sur des écoulements de type atmosphérique, relie la position du maximum de tensions de Reynolds à la borne supérieure de la sous couche rugueuse mais estime également que ce maximum représente une très bonne échelle de vitesse pour l'écoulement dans la canopée et constitue une très bonne estimation de la vitesse de frottement. Nezu & Sanjou (2008) utilisent cette méthode pour estimer la vitesse de frottement pour des écoulements sur canopée végétale.

Une variante de cette méthode est parfois employée. La valeur des tensions de Reynolds est alors prise à $z = h$, comme dans Poggi et al. (2004b). L'écart entre la valeur obtenue et le réel maximum est minime puisque le cisaillement est maximal au sommet de la canopée (voir Fig. 1.23(b)). Cette méthode requiert bien évidemment un profil allant jusqu'en haut des rugosités, voire même dans la canopée, et donc une technique de mesure permettant l'acquisition de données au moins jusqu'au sommet des rugosités.

Comme on le voit sur la figure 1.23(a), les tensions dispersives s'ajoutent de façon non négligeable dans la sous couche rugueuse. Or le maximum de la contrainte totale de cisaillement se situe dans cette zone. Ainsi, en négligeant les tensions dispersives, la valeur obtenue par cette méthode sera inférieure à celle obtenue en ajoutant celles-ci.

MÉTHODE DE LA MOYENNE

Proposée par Cheng & Castro (2002b), cette méthode consiste à moyenniser les tensions de Reynolds doublement moyennées, dans la zone logarithmique afin d'estimer la valeur de u_* . Cette méthode est également utilisée par Moulin et al. (2008) dans le cadre d'une étude sur le développement d'un biofilm et son interaction avec l'écoulement sur un fond composé de macro-rugosités.

Afin d'estimer u_* par cette méthode, il faut avoir une bonne estimation de l'étendue et de la position de la zone logarithmique. Concernant les valeurs estimées par ce biais, elles vont sous-estimer la vitesse de frottement u_* comparativement à celle obtenue par la méthode du maximum. D'après Rotach (2001), la valeur maximale des tensions de Reynolds, située au sommet des rugosités, sous-estime déjà la valeur réelle de u_* . D'après une première estimation de la position de la sous couche inertielle (au moins à $2h$), située bien au dessus de la canopée, la moyenne des tensions de Reynolds sera donc inférieure à l'estimation faite par la méthode du maximum.

Pour le cas des couches limites atmosphériques, les tensions de Reynolds sont constantes sur une large zone de la couche limite, cette méthode diffère donc très peu de la méthode du maximum, puisqu'il est atteint au sommet de la canopée. Sur la figure 1.24, est représentée la moyenne spatiale des tensions de Reynolds obtenue au dessus de cubes en décalé (4 *points averaged*), ainsi que l'étendue des différentes sous-couches, inertielle et rugueuse mesurées par Cheng & Castro (2002b). On remarque que le profil est fortement bruité, et ce à cause du faible nombre de profils utilisés pour la moyenne spatiale (4 uniquement). On observe que dans la zone où ils appliquent leur méthode, les tensions sont quasi-constantes et maximales, ce qui explique dans leur cas un bon accord entre

la méthode de la moyenne et celle du maximum. On se demande si le faible nombre d'échantillons pris pour la moyenne spatiale ne serait pas à l'origine de la forme du profil.

Dans le cas de cette méthode, l'ajout des tensions dispersives aux tensions de Reynolds pour l'estimation de la vitesse de frottement peut ne changer que très peu sa valeur. En effet, dans le cas de Cheng & Castro (2002b), dans la zone logarithmique, les tensions dispersives deviennent négligeables (voir Fig. 1.23(a)). Si la loi logarithmique est située dans une zone où les tensions dispersives sont non négligeables, alors la méthode de la moyenne appliquée à l'expression complète de la contrainte totale $\langle \tau \rangle$ peut entraîner des écarts importants entre les valeurs de u_* , estimées avec et sans la prise en compte des tensions dispersives.

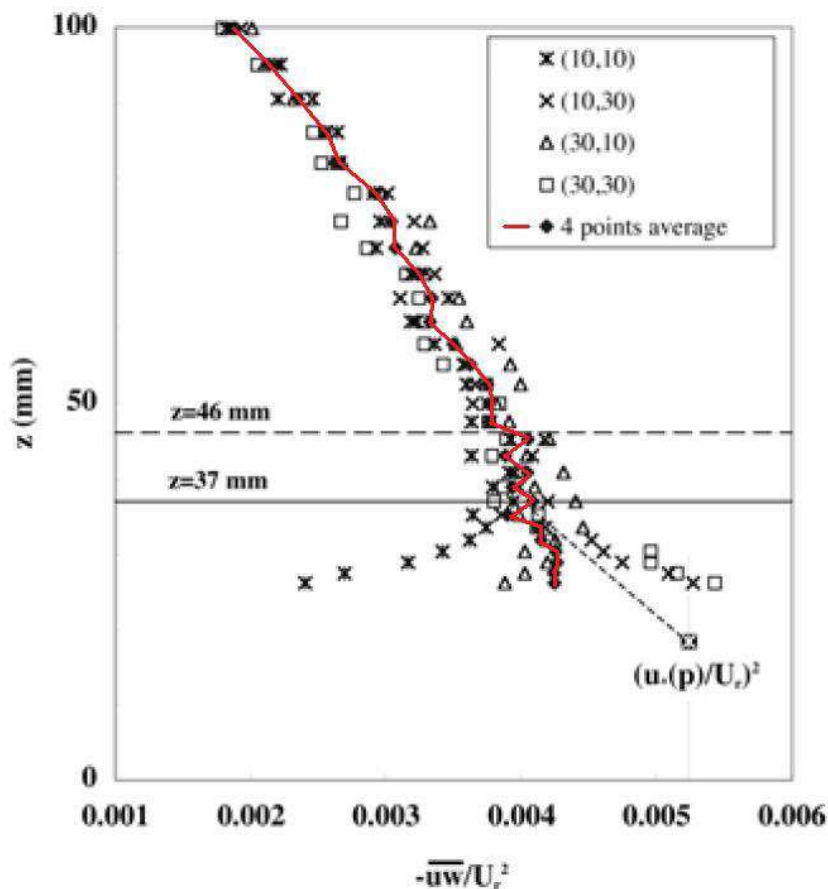


FIG. 1.24 – Profils verticaux de tensions de Reynolds au dessus de cubes en décalé, en trait plein : borne supérieure de la sous couche rugueuse, en trait pointillés : borne supérieure de la sous couche inertielle, (d'après Cheng & Castro (2002b))

MÉTHODE DE L'EXTRAPOLATION

Cette méthode consiste à extrapoler l'expression linéaire des tensions de Reynolds jusqu'à $z = d$. Elle est basée sur une analogie avec le cas lisse. En effet, dans le cas lisse, le cisaillement au fond correspond à la valeur en $z = 0$ de la loi linéaire que l'on observe dans la couche externe. Ayant effectué un changement de variable dans le cas rugueux, le cisaillement au fond est, par analogie, atteint lorsque $z = d$. On peut, entre autres, citer quelques articles utilisant cette méthode comme Castro (2007) et Frenzen & Vogel (2001).

Cette méthode est le plus souvent utilisée par des atmosphériciens qui considèrent que le cisaillement est constant dans la canopée par extrapolation de sa constance dans la sous couche inertielle.

Sur la figure 1.23(a), on peut voir que les tensions dispersives ajoutées aux tensions de Reynolds renforcent le comportement linéaire de la contrainte totale jusqu'en haut des rugosités. Dans le cas de cette méthode, l'emploi de la contrainte totale renforcera la régression linéaire du profil nécessaire à l'extrapolation. Pour ce qui est de la valeur de u_* estimée par cette méthode, elle dépendra fortement de la qualité de l'estimation de la hauteur de déplacement d .

Manes et al. (2007) emploient cette méthode mais en $z = h$ et comparent la valeur obtenue à celle estimée via l'expression présentée ci après. Ils montrent que les deux valeurs sont en bon accord. Dans son cas, le choix entre $z = d$ ou $z = h$ n'a pas vraiment de conséquences, de leur point de vue, étant donné que $d \approx h$.

AUTRES MÉTHODES

L'expression définie ci dessous est très utilisée par les hydrauliciens lorsque l'on s'intéresse à l'écoulement turbulent uniforme d'une rivière. Elle fait intervenir la pente de la surface libre dans le calcul de u_* . En se basant sur l'équilibre de la surface libre par rapport au fond, pour un écoulement uniforme, on peut écrire que :

$$u_* = \sqrt{gRI} \quad (1.51)$$

où g est l'accélération gravitationnelle, R le rayon hydraulique du canal et I la pente de la surface libre. Cette expression correspond également à une paramétrisation de perte de charge très communément utilisé en ingénierie ainsi qu'à une paramétrisation du frottement utilisée pour fermer certains systèmes équations, comme celui de St Venant. Elle donne accès à une estimation globale de la vitesse de frottement, *i.e.* pour l'ensemble de l'écoulement, alors que les autres méthodes estiment une valeur de vitesse de frottement locale.

ESTIMATION DE u_* PAR LA MESURE

Cheng & Castro (2002b) ont tenté de mesurer le frottement à la paroi et ce afin de comparer une valeur de u_* expérimentale aux valeurs trouvées via les tensions de Reynolds. Ils effectuent cette mesure dans le cadre d'une étude en soufflerie sur les couches limites de type atmosphérique au dessus d'une canopée urbaine. Ils ont mesuré la traînée de forme par mesure de pression sur les parois des obstacles. Pour justifier leur protocole, ils se basent sur les expressions suivantes :

$$F_f = \int_{A_f} (p_f - p_b) dA \quad (1.52)$$

$$\tau_p = \frac{F_f}{A_t} \quad (1.53)$$

$$u_*(p) = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}} \quad (1.54)$$

où F_f est la traînée exercée sur l'obstacle, p_f la pression à l'avant, p_b la pression à l'arrière de l'obstacle, A_f l'aire frontale de l'obstacle, A_t l'aire caractéristique d'un motif de rugosité et τ_p le cisaillement au fond. Ils ont pu comparer les valeurs de $u_*(p)$ issues de la mesure de pression aux valeurs trouvées via la méthode de moyenne. Ils montrent que les valeurs de $u_*/u_*(p)$ sont comprises entre 0.87 et 0.91, ce qui prouve selon eux que la méthode de la moyenne donne une bonne approximation de u_* , en particulier lorsque l'on moyenne dans la partie supérieure de la sous couche rugueuse. Sur la figure 1.24, on peut voir où se situe la valeur mesurée de u_* ($u_*(p)$ sur la figure) comparativement au profil des tensions de Reynolds. La différence entre la valeur mesurée et la valeur estimée est peut être liée au fait que les tensions dispersives sont négligées dans ce cas. Cela ajoute un argument supplémentaire à l'estimation de la vitesse de frottement u_* via l'expression complète de la contrainte totale de cisaillement $\langle \tau \rangle$. On peut également noter que seule la traînée de forme est utilisée, pourtant la traînée visqueuse peut être localement très importante, en particulier au sommet des rugosités.

1.4.3 ESTIMATION DE LA HAUTEUR DE DÉPLACEMENT d

Pour la hauteur de déplacement d , Nikora et al. (2002) proposent une méthode basée sur le profil de vitesse. Lorsque le profil est logarithmique, alors une régression linéaire de l'expression suivante peut permettre d'estimer la valeur de d :

$$\left(\frac{d \langle \bar{u} \rangle}{dz} \right)^{-1} = az + b = \frac{z - d}{z_0} \quad (1.55)$$

$$d = -b/a \quad (1.56)$$

Cependant, Nikora et al. (2002) préconisent une bonne résolution spatiale ainsi qu'un lissage préalable du profil de vitesse avant d'en extraire le gradient. En effet, les gradients sont bien souvent calculés à partir des champs discrets de vitesses mesurés. Selon leur résolution spatiale, le gradient sera plus ou moins pertinent. Donc, afin d'éviter qu'un bruit quelconque vienne interférer dans le calcul de d , il vaut mieux n'employer cette méthode que si les profils sont suffisamment bien résolus verticalement.

Une autre méthode est celle de Jackson (1981). Cette méthode consiste à prescrire d comme étant la hauteur du plan d'application du frottement :

$$d = \frac{\int_0^h z F(z) dz}{\int_0^h F(z) dz} \quad (1.57)$$

où $F(z)$ est le profil de la force de frottement dans la canopée.

D'après Cheng et al. (2007), cette théorie est très séduisante, premièrement parce qu'elle ne fait pas intervenir le profil logarithmique et deuxièmement parce qu'elle nous apporte une signification physique à ce paramètre. Elle soulève cependant des interrogations quant à la pertinence de ces résultats. En effet, Cheng & Castro (2002b) estiment dans un premier temps leur hauteur de déplacement d par ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesse moyenne, puis via la méthode de Jackson (1981) à partir de leur mesure de pression sur les obstacles. Ils trouvent, avec la méthode de Jackson (1981), une valeur 25% plus faible qu'avec l'ajustement du profil. L'écart entre les deux estimations vient d'après eux du fait que les tensions dispersives ne sont pas négligeables dans la canopée, mais il s'agit peut être plutôt du fait qu'ils aient négligé la traînée visqueuse.

L'expression de la force de frottement exercée sur fond doit donc être choisie avec précaution avant d'employer cette méthode. Malgré tout, Nepf & Vivoni (2000) considèrent cette méthode pertinente et l'appliquent lors de leur étude sur les écoulements au dessus de canopée végétale aquatique en utilisant uniquement le profil de tensions de Reynolds dans la canopée pour évaluer la force de frottement sur le fond.

La méthode la plus employée pour estimer la valeur de la hauteur de déplacement d reste l'ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesse moyenne (Cheng & Castro (2002b), Moulin et al. (2008)). La longueur de rugosité z_0 est également globalement estimée par ajustement du profil de vitesse.

1.5 CLASSIFICATION EN TYPE "D" OU TYPE "K"

Perry et al. (1969) furent les premiers à proposer une classification des fonds rugueux basée sur le comportement des paramètres de paroi et de l'écoulement. Ainsi, on distinguera deux types de rugosité : les types "k" et les types "d". Cela permet de faciliter l'estimation des paramètres de paroi, en particulier z_0 , via des paramétrisations fonction de la géométrie des rugosités.

1.5.1 RUGOSITÉ DE TYPE "K"

Dans Jiménez (2004), les principales caractéristiques de ce type de rugosité sont données dans le cas d'un fond pleinement rugueux. On appelle cette rugosité type "k" car la longueur de rugosité équivalente k_s , ou son équivalent z_0 ($\approx 0.033 k_s$), semble être proportionnelle à la hauteur des rugosités, notée k dans l'article. Ce type d'observations a été fait pour des écoulements au dessus d'un lit de grains compacté ou de barres transverses dont l'écartement est très grand devant leur hauteur h (voir Raupach et al. (1991)). Jiménez (2004) précise la dépendance de k_s qui, selon lui, est également fonction de la densité surfacique de rugosité, définie comme l'aire frontale exposée à l'écoulement par unité de surface, notée λ .

Cette dépendance à la géométrie des paramètres de fond se retrouve dans les paramétrisations proposées par Macdonald et al. (1998). Ils y proposent différentes formulations pour z_0 et d , validées pour des expériences en soufflerie, traitant de la couche limite atmosphérique :

$$\frac{d}{h} = 1 + P^{-\lambda} (\lambda - 1) \quad (1.58)$$

$$\frac{z_0}{h} = \left(1 - \frac{d}{h}\right) \exp \left[- \left(0,5 \frac{C_D}{\kappa^2} \left(1 - \frac{d}{h}\right) \lambda\right)^{-0,5} \right] \quad (1.59)$$

avec P paramètre dépendant de la surface considérée (4.43 pour cubes en décalé, 3.59 pour cubes alignés), λ la densité frontale (définie pour Eq. (1.47)), et C_D le coefficient de traînée lié à l'obstacle basé sur la vitesse moyenne au carré de l'écoulement sur la face d'un cube dans un écoulement cisailé.

Ces paramétrisations relient d et z_0 uniquement à la géométrie du fond. Le coefficient de traînée C_D est ici fixé par le type d'obstacles uniquement, comme cela est expliqué par Jiménez (2004), en général pris à 1.25 pour des obstacles transverses, et entre 0.15 et

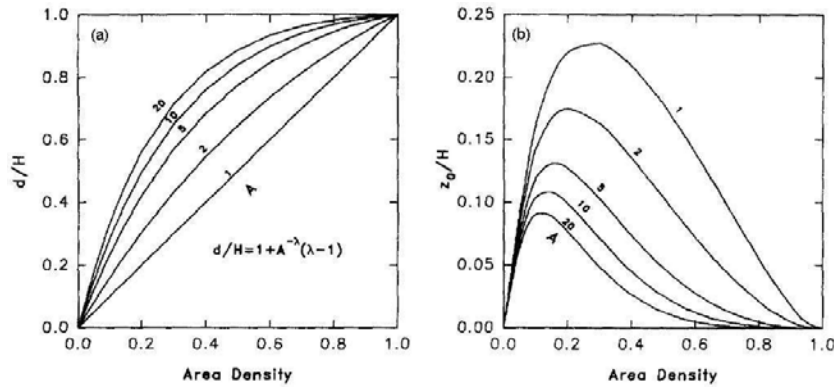


FIG. 1.25 – Évolution de la hauteur de déplacement d (a) et de la longueur de rugosité z_0 (b) normalisées par la hauteur des rugosités h , en fonction de l'aire d'un motif caractéristique de rugosité, voir (1.58) et (1.59) (d'après Macdonald et al. (1998))

0.3 par des obstacles tridimensionnels "arrondis". Dans le cas de cubes, Macdonald et al. (1998) proposent de prendre $C_D = 1.2$. Mais ces valeurs sont valables pour des obstacles isolés, or, dans le cas d'une canopée d'obstacles, selon l'espacement des rugosités, la traînée est modifiée par un effet appelé "mutual-sheltering" (Bottema (1996)). Cela signifie que les obstacles en amont abritent les obstacles aval de l'écoulement. D'après Bottema (1996), cet effet est à relier à la géométrie du fond et risque d'avoir des conséquences sur la valeur du coefficient de traînée.

1.5.2 RUGOSITÉ DE TYPE "D"

Dans le cas de rugosité de type "d", la longueur de rugosité équivalente k_s est cette fois ci proportionnelle à la hauteur de la couche limite δ , au rayon du tube R , ou à la hauteur d'eau D , selon le cas étudié. D'après Townsend (1976), la forme des éléments rugueux est de telle sorte que l'écoulement autour d'eux soit presque instable et de ce fait, puisse être perturbé violemment par de petites fluctuations provenant des grandes échelles de l'écoulement se faisant au dessus. La hauteur sur laquelle l'écoulement est perturbé est dépendante de la hauteur de déplacement d mais aussi de la hauteur des rugosités h . Selon Raupach et al. (1991), l'essentiel de l'écoulement de la canopée, isolé de l'écoulement extérieur, se situe en dessous de $z = d$ et donc, la hauteur effective des rugosités du point de vue de l'écoulement extérieur devient $h - d$ au lieu de h .

La définition de ce type de rugosité pose cependant un problème. Si l'on admet que k_s , échelle de longueur caractéristique de la paroi, est proportionnelle à δ , échelle de longueur caractéristique de la couche externe, alors l'hypothèse de séparation des variables faite pour le raccordement des profils de vitesse moyenne en loi logarithmique ne tient plus (voir Raupach et al. (1991)). On doit donc s'attendre à ce qu'il n'y ait aucune couche inertielle ainsi qu'aucune loi logarithmique pour tout écoulement se faisant sur ce type de rugosité. Or, cela semble improbable, car il a bien fallu faire un ajustement de profils de vitesse moyenne par la loi logarithmique pour arriver à ce résultat (e.g. Leonardi et al. (2007)). Ainsi, d'après Raupach et al. (1991), si δ est réellement une échelle de longueur caractéristique de la paroi, une nouvelle dérivation de la loi logarithmique, jusqu'alors supposée universelle, doit être trouvée juste pour cet unique cas.

Globalement, l'idée qu'une seule échelle soit nécessaire pour déterminer les valeurs de

d et z_0 ne fonctionnent pas. Il a en effet été montré dans bon nombre d'études que ces paramètres sont à relier à toutes les échelles de longueur caractéristiques de la géométrie de fond, indépendamment du type "d" ou "k" de la rugosité (voir Raupach et al. (1991)). Selon Jiménez (2004), ce résultat avancé par Perry et al. (1969) doit, de son point de vue, être pris avec précaution, car les mesures effectuées pour l'obtenir ont été faites pour des rapports δ/h trop petits. Il estime que pour ces données la loi logarithmique, permettant d'accéder à la valeur de k_s , ne pouvait exister.

1.6 EFFET DU CONFINEMENT

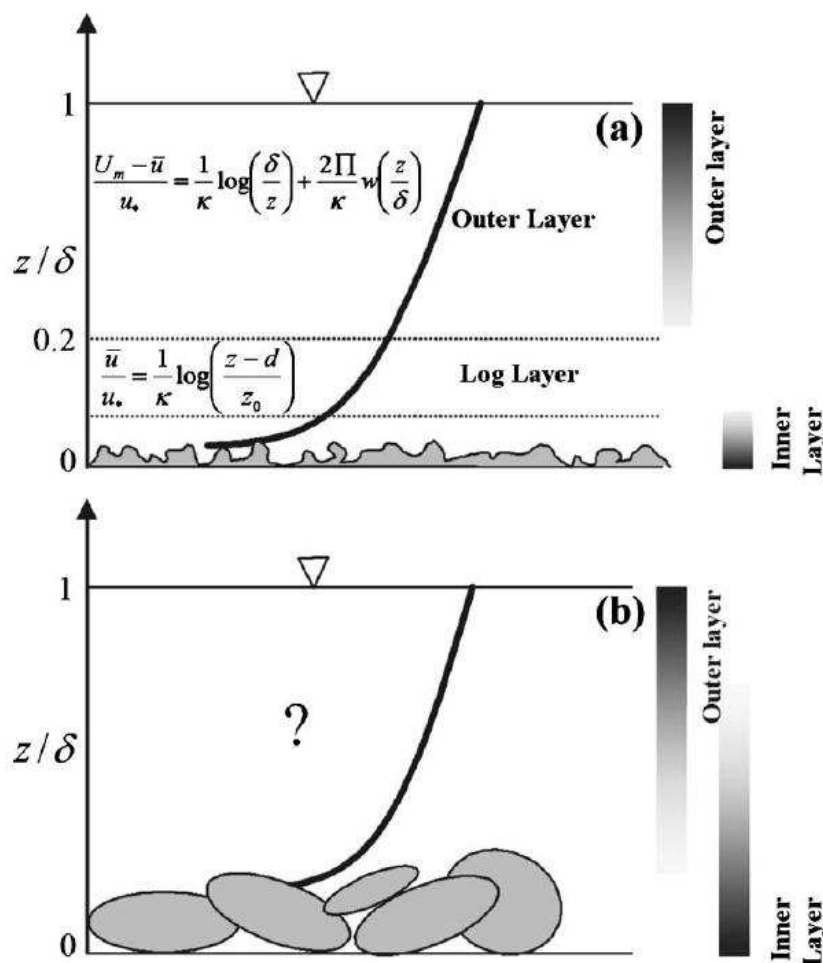


FIG. 1.26 – Schéma de la structure de l'écoulement en cas non confiné (α petit) (a) et en cas confiné (α grand) (b) : qu'advient-il de la loi logarithmique du profil de vitesse ? (d'après Manes et al. (2007))

On parle de macro-rugosités lorsque la hauteur des rugosités est une fraction importante de la hauteur de la couche limite. C'est ce que qu'on appelle également une faible submersion relative pour les écoulements à surface libre (Nepf & Vivoni (2000)). Cette submersion est évaluée par le nombre adimensionnel, appelé nombre de confinement, $\alpha = h/\delta$. Un fort confinement peut avoir de fortes conséquences sur l'état de l'écoulement, et ce de deux façons : par un effet venant du fond, lié à la présence des macro-rugosités,

et par un effet venant du haut, par la présence d'une surface libre, qui va contraindre la couche limite.

1.6.1 EFFET DES MACRO-RUGOSITÉS

La théorie sur les écoulements turbulents sur paroi a mis en évidence que l'écoulement dans la sous-couche inertielle et dans la couche externe possède une universalité, *i.e.* les différentes quantités conservent le même comportement, que l'on soit sur fond lisse ou rugueux, à partir du moment où l'on se place suffisamment loin de la paroi et que le confinement est faible (voir Fig. 1.26(a)). En effet, la loi logarithmique, en particulier, est issue d'un raccordement entre deux comportements aux échelles caractéristiques décorréliées. Lorsque les rugosités ont une taille importante relativement à la hauteur de la couche limite, la distance entre la couche externe et la sous couche rugueuse devient de plus en plus mince (voir Fig. 1.26(b)), et les échelles caractéristiques risquent d'être corrélées.

Que se passe-t-il lorsque le confinement augmente? L'écoulement dans la couche externe conserve-t-il son universalité? La loi logarithmique peut-elle encore être valide? Que penser des écoulements de rivière pour lesquels le nombre de confinement peut aller de $\alpha \ll 1$, dans le cas de fond sableux, à $\alpha > 1$ dans le cas de torrents ou de végétation émergente?

Jiménez (2004), dans sa revue sur les écoulements turbulents sur fonds rugueux, aborde la question de l'effet du confinement sur la loi logarithmique. Selon lui, en admettant que la zone logarithmique se situe entre le haut de la sous-couche rugueuse, *i.e.* 2 à 3 h , et 0.15 δ , alors on doit avoir $\alpha < 0.025$ pour que la présence de rugosité interfère directement sur moins de la moitié de la sous-couche inertielle. Un confinement $\alpha > 0.1$ engendrerait alors une disparition complète de la sous-couche inertielle telle qu'elle est définie, *i.e.* zone s'étalant de entre 2 à 3 h jusqu'à 0.15 δ . Cela rejoint les propos de Katul et al. (2002), qui suggèrent que, pour $\alpha > 0.1$, la théorie sur les couches limites turbulentes rugueuses n'est plus valide.

Castro (2007) montre, dans son article traitant de la similarité de l'écoulement moyen dans le cas de couches limites atmosphériques, à quel point la présence de la rugosité peut perturber l'écoulement dans la couche externe. Après examen d'une grande variété de données expérimentales, il conclut que les idées classiques d'universalité décrivent de façon adéquate le profil de l'écoulement moyen, dans le cas de couche limite pleinement rugueuse avec gradient de pression nul, indépendamment de la nature de la rugosité ou de sa taille h par rapport à l'épaisseur de la couche limite δ , jusqu'à de surprenantes grandes valeurs de h/δ ($= 0.2$). Ce résultat est en effet étonnant car pour un confinement $\alpha \approx 0,2$ le haut de la canopée se situe au niveau de la borne supérieure théorique de la sous-couche inertielle. Or, vu que la loi logarithmique est théoriquement définie dans cette zone, elle sera absente du profil de vitesse moyenne et pourtant l'ajustement de cette loi est utilisée dans cette étude afin de déterminer les paramètres de paroi. Il se peut donc que la présence de la sous couche rugueuse ne "détruit" pas la zone logarithmique comme le suppose Jiménez (2004). La double moyenne, à laquelle il ne fait pas explicitement allusion, en éliminant par moyenne les effets de dispersion, permet certainement à la loi logarithmique d'exister au sein de la sous couche rugueuse.

Très souvent, on se base sur des définitions *ad hoc* pour discuter de l'existence de la sous couche inertielle. On peut citer Manes et al. (2007), qui font l'étude d'écoulements

à surface libre pour des confinements allant de $\alpha = 0.001$ à 0.44 . Afin de déterminer s'il existe ou non une zone logarithmique, ils la définissent comme étant la zone située entre la hauteur où les tensions de Reynolds sont maximales (comme suggéré par Rotach (2001)) et 0.2δ . Ils en déduisent qu'une fine zone logarithmique existe pour tous leurs régimes. Cette première estimation de la position et de l'étendue de la zone logarithmique est fortement discutable, car la suggestion faite par Rotach (2001) s'applique à des couches limites de type atmosphérique non confinées. Après avoir effectué l'ajustement de la loi logarithmique sur cet intervalle, ils se sont rendus compte que la loi logarithmique ne pouvait exister pour leurs cas les plus confinés en estimant la valeur effective de la constante universelle κ à 0.30 , alors qu'elle est habituellement de 0.41 . Cet écart provient peut être du fait qu'ils aient défini la hauteur de déplacement d comme étant la hauteur de rugosité h . Cependant, on peut se demander si la valeur de κ doit être nécessairement figée à 0.41 . En effet, Franca et al. (2008) avancent que, si la région de raccordement classique ne peut exister, comme c'est le cas pour les écoulements fortement confinés, alors la valeur de κ peut être différente et dépendre de la rugosité du fond.

Cheng & Castro (2002b), quant à eux, se sont affranchis de ces définitions *ad hoc* des bornes de la sous couche inertielle et de l'existence de la loi logarithmique. Dans leur étude expérimentale en soufflerie sur un écoulement de type atmosphérique proche canopée, leur confinement α est d'environ 0.13 , et leur sous couche inertielle est comprise entre $1.85h$ et 0.3δ . Ils ne prennent pas ces bornes comme délimitations de la zone logarithmique. Ils partent du principe que, bien que chaque profil de vitesse issu de la moyenne temporelle n'est pas nécessairement logarithmique dans la sous-couche rugueuse, l'écoulement moyen y étant inhomogène spatialement, la double moyenne peut très bien autoriser la présence d'une zone logarithmique s'étendant en dehors de la sous-couche inertielle. Pour corroborer leur supposition, ils ajustent le profil de vitesse dans différentes zones qu'ils estiment être potentiellement la zone logarithmique : la sous-couche inertielle, la partie supérieure sous-couche rugueuse (*i.e.* $z/h > 1$) et dans la réunion des deux. Leurs paramètres de paroi étant cohérents avec la littérature et la loi logarithmique étant observée, ils confirment leurs suppositions en montrant que la zone logarithmique peut très bien s'étendre dans la sous-couche rugueuse. Cependant, il est à noter que le choix de la zone d'ajustement de la loi logarithmique est purement arbitraire en restant cantonnée aux différentes sous-couches.

L'impact du confinement en hauteur d'eau sur les différents paramètres de paroi, *i.e.* (u_*, d, z_0) , est également un sujet à questionnement, car leurs valeurs sont des indicateurs de l'effet du fond sur l'écoulement.

En effet, lorsque Macdonald et al. (1998) valident ces paramétrisations de d et z_0 , ils le font à partir d'expériences où α est petit, et donc où les effets de rugosité ne sont prépondérants que proche de la canopée. Lorsque l'écoulement est fortement confiné, *i.e.* pour α grand, les rugosités vont agir sur les paramètres de paroi. Ils ne sont plus uniquement fonction de la géométrie du fond mais d'autres paramètres de l'écoulement. En effet, Nepf & Vivoni (2000), dans leur article sur la structure de l'écoulement au dessus d'une canopée de plantes aquatiques pour des valeurs de confinement α allant de $0,36$ à 1 , trouvent que la hauteur de déplacement d et la longueur de rugosité z_0 sont sensibles au confinement, et proposent une explication physique concernant les variations de d et z_0 . Dans leur cas, le fond est couvert de plantes en plastique flexible et d'aire frontale faible. Lorsque l'on se place dans le cas de rugosités plus imposantes et rigides, comme des roches naturelles ou des cubes, on peut s'attendre à un comportement similaire des

valeurs des paramètres de paroi face à un confinement croissant.

1.6.2 EFFET DE LA SURFACE LIBRE

Lorsque l'on étudie des écoulements de type rivière, la présence d'une surface libre peut avoir des effets non négligeables sur l'état de la turbulence.

Dans le cas d'écoulement en eaux peu profondes, la normalisation des équations de St Venant fait apparaître un nombre adimensionnel, appelé nombre de Froude :

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gD}} \quad (1.60)$$

Ce nombre adimensionnel peut être interprété de deux façons. Il représente soit le rapport de l'énergie cinétique de l'écoulement à l'énergie potentielle de la pesanteur, soit le rapport de la vitesse moyenne de l'écoulement à la vitesse de propagation des ondes de gravité dans l'approximation des ondes longues. Pour anticiper une déformation de surface libre, voire la formation d'un ressaut hydraulique, le nombre de Froude doit être associé au nombre de confinement $\alpha = h/D$. Dans la thèse de Franck Vigié (2005), les différents régimes d'ondes de surface sont détaillés pour un obstacle bidimensionnel isolé. Lorsque l'on place un obstacle dans l'écoulement, pour un $Fr < 1$, un confinement croissant augmente l'amplitude des ondes générées, si bien qu'au delà d'une certaine amplitude, elles peuvent déferler et ainsi créer de la turbulence qui viendra interagir avec celle déjà créée par le fond. Si tel est le cas pour un obstacle, on peut s'attendre à ce que la présence de rugosités de taille non négligeable devant la hauteur d'eau puissent engendrer de fortes perturbations dans l'écoulement.

Nezu & Nakagawa (1993), dans leur monographie sur la turbulence en canaux ouverts, discutent de l'effet de la surface libre sur la turbulence en canaux ouverts, à travers des mesures faites près de la surface libre à l'aide de mesures LDA (Laser Doppler Anemometry). Sur la figure 1.27, sont tracés les profils verticaux proches de la surface libre de l'écart-type de la vitesse w , $\sqrt{w'^2}/u_*$, pour différents nombres de Froude. Ils observent que les intensités turbulentes dévient significativement de leurs prédictions à mesure que l'on s'approche de la surface libre. Ils observent également, que pour un nombre de Froude $Fr = 0.46$ (en rond barré sur la figure 1.27), l'écart-type de la vitesse verticale $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}/u_*$ est plus élevée proche de la surface libre que pour un nombre de Froude de 0.2, et ce à cause de la présence d'ondes de surface. D'après eux, il se pourrait que les fluctuations verticales de la surface libre viennent amplifier l'intensité déjà présente dans la couche externe de la couche limite turbulente.

Dans l'étude menée par Calmet & Magnaudet (2003), grâce à des simulations LES (Large-Eddy Simulations), il a été mis en évidence que la présence d'une surface libre a tendance à inhiber les mouvements verticaux et donc à affecter les grandes échelles de l'écoulement dans la partie haute de la couche externe. La présence de la surface libre a donc tendance à diminuer l'intensité turbulente à mesure que l'on s'en approche, ce qui est en accord avec les observations faites par Nezu & Nakagawa (1993) (voir Fig. 1.27).

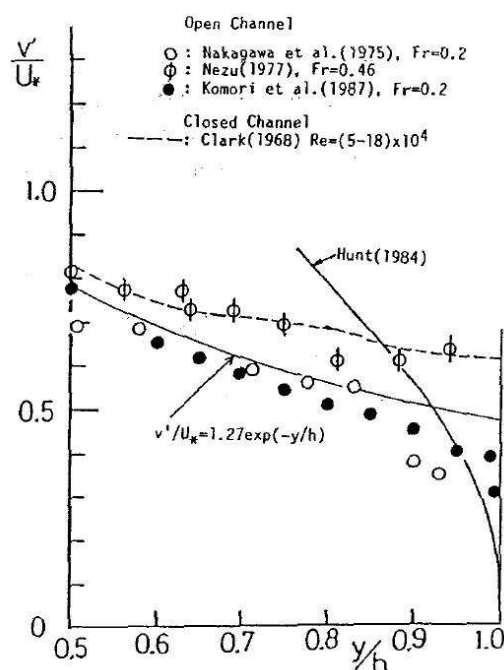


FIG. 1.27 – Amortissement de l'écart-type de vitesse verticale $\sqrt{w'^2}/u_*$ (d'après Nezu & Nakagawa (1993))

1.7 FONDS INHOMOGÈNES

Jusqu'à présent, les différentes caractéristiques des couches limites turbulentes sur fond rugueux homogène ont été détaillées. Toutes ces caractéristiques découlent d'une hypothèse faite sur l'invariance selon y de l'écoulement moyen. Or dans les canaux rectilignes ou courbes, l'écoulement n'est pas, en général, parallèle en moyenne.

Dans leur article, Nezu & Nakagawa (1984) rapportent que, grâce à des observations vues du ciel, un bouillonnement a été observé dans des rivières en crues produisant une zone de vitesses faibles et qu'à plusieurs endroits disposés de façon symétrique par rapport au centre de la rivière, et espacés de deux fois la hauteur d'eau, des zones d'écoulement plus rapide ont été observés. Nezu et al. (1993) rapportent que Stearns, en Angleterre, et Müller, en Allemagne, en 1883, ont observé que la vitesse longitudinale maximale dans des rivières étroites se situe en dessous de la surface libre. Ils rapportent également que Vanoni en 1946 a observé que la morphologie des sédiments sur le fond d'une rivière varie périodiquement dans la direction transverse. À chaque observation faite, la même hypothèse a été avancée : il semble que des structures secondaires soient générées dans l'écoulement moyen et soient à l'origine du bouillonnement, des zones de fortes et faibles vitesses dans la direction transverse, et de la morphologie des sédiments sur le fond.

Ces structures sont appelées courants secondaires. Hinze (1967) expose que les courants secondaires se forment lorsque la condition de paroi le long de la section transverse d'une conduite, circulaire ou rectangulaire, n'est pas uniforme, soit en raison de sa géométrie (présence de parois latérales, variation transverse de la géométrie du fond (canaux composés)), soit en raison de la non-uniformité de la rugosité à la paroi. Prandtl (1952) a mis en place une classification de ces courants qui distingue deux catégories. Les courants

secondaires du premier type sont générés dans les canaux courbes, pour des écoulements laminaires ou turbulents, et naissent de forces centrifuges et des gradients transversaux de pression qui en résultent (voir Fig. 1.28). Ces courants secondaires sont entretenus et ont des intensités importantes, de l'ordre de 20 à 30 % de la vitesse longitudinale moyenne (Nezu & Nakagawa (1993)). Ils sont particulièrement présents dans les méandres de rivières et sont la cause de l'affouillement du lit, l'érosion des berges et le développement de chenaux (Ghanmi et al. (1997)).

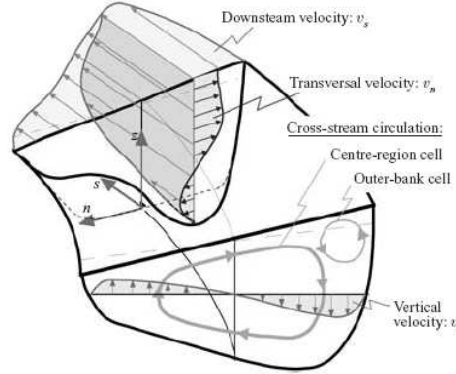


FIG. 1.28 – Schéma représentant les courants secondaires de premier type dans une section de canal à surface libre courbe (d'après Blanckaert & de Vriend (2004))

Les courants secondaires du second type se produisent dans des canaux rectilignes non circulaires et trouvent leur origine dans l'anisotropie de la turbulence.

1.7.1 COURANT SECONDAIRES DU SECOND TYPE : MÉCANISMES DE GÉNÉRATION

Afin de mettre en évidence les causes de la génération des courants secondaires, il faut revenir aux équations de Reynolds (Eq. 1.2-1.3), mais cette fois ci en ne faisant qu'une hypothèse sur l'invariance de l'écoulement dans la direction longitudinale x . Les équations s'écrivent alors :

$$\bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{\overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\overline{u'w'}}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right) \quad (1.61)$$

$$\bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \frac{\overline{v'^2}}{\partial y} - \frac{\overline{v'w'}}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} \right) \quad (1.62)$$

$$\bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \frac{\overline{v'w'}}{\partial y} - \frac{\overline{w'^2}}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} \right) \quad (1.63)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \quad (1.64)$$

En éliminant le terme de pression dans les équations 1.62 et 1.63, on obtient l'équation de vorticité longitudinale Ω_x de l'écoulement moyen :

$$\bar{v} \frac{\partial \Omega_x}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \Omega_x}{\partial z} = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} (\overline{v'^2} - \overline{w'^2}) + \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \overline{v'w'} + \nu \Delta \Omega_x \quad (1.65)$$

Les deux termes de gauche représentent l'advection de la vorticité Ω_x par les écoulements primaire et secondaire, le premier terme de droite la production de vorticité, le deuxième la contribution des tensions de Reynolds $\overline{v'w'}$ et le dernier la contribution visqueuse.

Dans le cas des courants secondaires du second type, la vorticité Ω_x est essentiellement contr ol e par les dérivées secondes des composantes normales du tenseur de Reynolds $\overline{v'^2}$ et $\overline{w'^2}$ et de la contrainte de cisaillement $\overline{v'w'}$, la contribution visqueuse étant négligeable dans la partie supérieure de l'écoulement. On parle alors d'anisotropie non uniforme des contraintes turbulentes.

ÉCOULEMENTS SUR FOND HOMOGÈNE, LISSE OU RUGUEUX

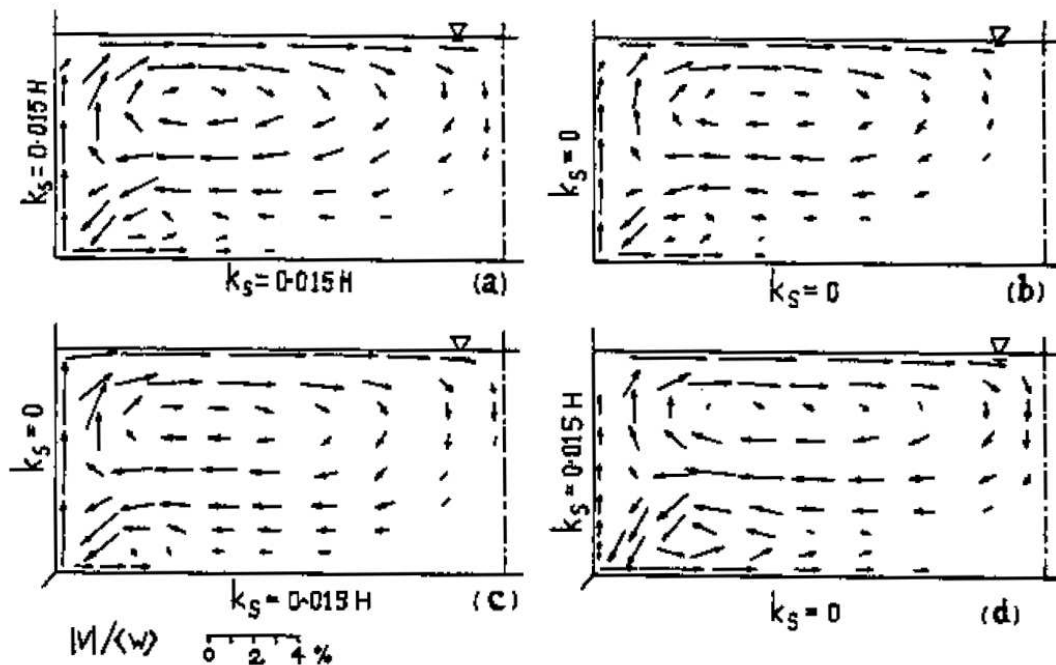


FIG. 1.29 – (a) Courants secondaires en canal entièrement rugueux homogène, (b) en canal entièrement hydrauliquement lisse, (c-d) en canal sur fond homogène (d'après Naot (1984))

Dans le cas de couche limite turbulente sur fond homogène, lisse ou rugueux, on considère que l'écoulement est bidimensionnel, négligeant ainsi l'existence de courants secondaires. Or, pour toutes les études effectuées en canaux à surface libre, la présence de parois latérales implique nécessairement une anisotropie non uniforme de la turbulence, et génère des courants secondaires.

Selon Nezu & Nakagawa (1984), les courants secondaires formés dans les recoins d'un canal sont toujours présents quel que soit le rapport de forme de la section transverse du canal B/D , où B est la largeur du canal et D la hauteur d'eau. Grâce à des simulations numériques, Naot (1984) a montré également que ces circulations secondaires sont présentes quelle que soit la rugosité de la paroi. Comme on peut le voir sur les figures 1.29, où sont représentés des champs de vecteurs vitesse (\bar{v}, \bar{w}) pour différents types de conditions de paroi (rugueuse ou non), deux courants secondaires sont générés dans les coins du canal. Il s'avère que, dans la zone proche du coin, les deux circulations sont symétrique

par rapport à la bissectrice de l'angle droit. Plus haut, vers la surface libre, le courant le plus à gauche est amplifié et s'étend alors sur la quasi totalité de la demi-largeur du canal. D'après Nezu & Nakagawa (1984), cette amplification est directement liée à la présence de la surface libre. En effet, ils ont montré, en effectuant deux expériences identiques, l'une en canal à surface libre, l'autre en soufflerie que la présence de la surface libre modifie la structure des courants secondaires, sans pour autant qu'elle en soit une source de génération. Cela s'explique par l'atténuation des mouvements verticaux, qui redistribue ainsi l'énergie vers les composantes turbulentes $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$ (Calmet & Magnaudet (2003)). Tout cela ne signifie pas pour autant que l'étude de couches limites turbulentes invariantes selon y soit impossible. En effet, Nezu & Rodi (1985) ont montré expérimentalement que l'effet du rapport d'aspect B/D sur l'apparition de courants secondaires était plus ou moins prononcé. Ils classent les canaux en deux catégories, selon leur rapport d'aspect :

- Les canaux étroits, pour lesquels $B/D \leq \beta_c$, où β_c est une valeur critique estimée expérimentalement à 5. Dans ce cas, les courants secondaires de coin sont générés et s'étendent sur la totalité de la demi-largeur du canal.
- Les canaux larges, pour lesquels $B/D > \beta_c$. Dans ce cas, les courants secondaires de coin sont également présents, cependant dans la zone centrale du canal, située de part et d'autre du centre sur une distance $|y/D| < (B/D - \beta_c) / 2$, l'hypothèse d'invariance de l'écoulement moyen selon y est vérifiée, et ce uniquement dans le cas d'écoulement sur fond homogène, lisse ou rugueux.

Lorsque le fond est homogène, les courants secondaires ont également la particularité de modifier le frottement à la paroi, qui a ainsi un comportement sinusoïdal dans la direction transverse, comme on peut le voir sur la figure 1.30, issue de la monographie de Nezu & Nakagawa (1993) qui illustrent le modèle proposé par Ikeda (1981) pour résoudre les courants secondaires.

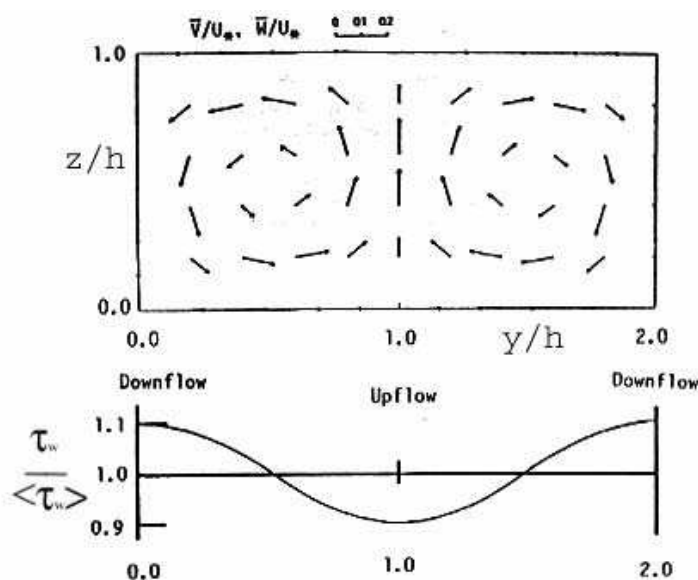


FIG. 1.30 – Courants secondaires simulés en canal sur fond lisse et comportement du frottement à la paroi qu'ils induisent (d'après Nezu & Nakagawa (1993))

ÉCOULEMENTS SUR FOND À VARIATION TRANSVERSE DE RUGOSITÉ

Dans le cas de fond composé de particules mobiles, on observe la formation d'ondulations de l'élévation du lit. Dans un premier temps, Nezu & Nakagawa (1984) supposaient que ce phénomène était lié aux courants secondaires générés dans les coins du canal, qui, de proche en proche, modifiaient la répartition des sédiments en les entraînant dans leur convection, et entraînait ainsi la création de gradients d'anisotropie des contraintes turbulentes qui génèrent de nouveaux courants secondaires, etc. Il s'est avéré, par une étude de stabilité d'un écoulement en canal infiniment large sur fond mouvant, que ce phénomène est intrinsèquement lié à l'instabilité du fond (Colombini (1993)). Le mécanisme des courants secondaires est alors auto-entretenu : hétérogénéité de la rugosité entraîne l'hétérogénéité de la turbulence qui entraîne la formation de courants secondaires qui renforce l'hétérogénéité de la turbulence, etc.

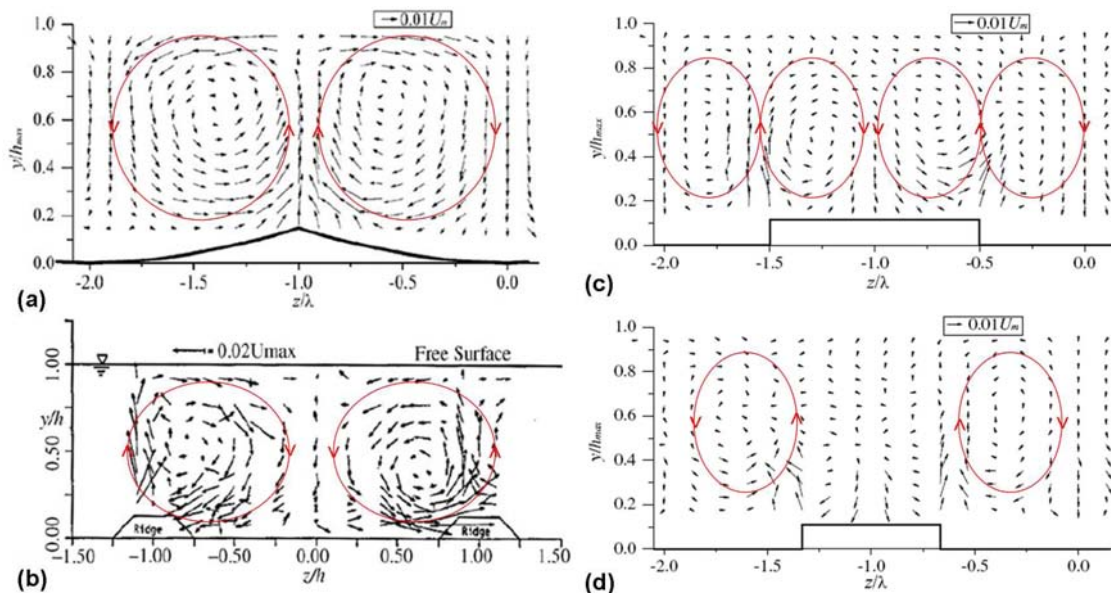


FIG. 1.31 – (a) Champs de vecteurs vitesse de courants secondaires sur crêtes de type "vagues" mesurés par Wang & Cheng (2006), (b) sur crêtes trapézoïdales mesurés par Nezu & Nakagawa (1984), (c) sur crêtes rectangulaires de rapport d'aspect 0.1 mesurés par Wang & Cheng (2006), (d) sur crêtes rectangulaires de rapport d'aspect 0.05 mesurés par Wang & Cheng (2006)

Pour des lits fixes à variation transverse de rugosité, des écoulements secondaires ont été observés et étudiés en détail. Afin de reproduire les sur-élévations périodiques du lit observées dans les rivières, de nombreuses études ont été menées en laboratoire sur des crêtes de différentes géométries, périodiquement espacées.

Nezu & Nakagawa (1984) ont étudié la formation de courants secondaires au dessus de crêtes trapézoïdales de 5 mm de haut, 20 mm de large et 45° d'angle, espacées de $2D$, D étant la hauteur d'eau, pour un rapport d'aspect $B/D = 7.5$. Ils ont alors pu observer l'existence, dans le plan transverse, de courants secondaires pour cette configuration (voir Fig. 1.31(a)). Ils ont observé que l'écoulement est ascendant au dessus des crêtes et descendant entre les crêtes. Cela explique la forme des crêtes observées dans le cas de lit mouvant. Les sédiments sont érodés et suivent les écoulements secondaires, ainsi les particules sont concentrées dans les zones de mouvements ascendants. Dans le cas présent, les

courants secondaires ont une vitesse maximale de 3% de la vitesse longitudinale maximale de l'écoulement, ce qui est inférieur au 20 à 30% observés dans le cas des écoulements secondaires du premier type.

Le même type d'études a été mené par Wang & Cheng (2006) sur différents types de crêtes : des crêtes de types "vagues", et des crêtes rectangulaires de différents rapport d'aspect. Leurs expériences ont été menées dans un canal hydraulique à surface libre de rapport d'aspect allant de $B/D = 7.5$ à 8. Sur la figure 1.31(a), ils ont observé que les résultats pour un fond composé de crêtes type "vague" sont très proches de ceux de Nezu & Nakagawa (1984) : l'écoulement ascendant se fait au dessus de la crête et l'écoulement descendant entre les crêtes. Par contre, dans le cas de crêtes rectangulaires (voir Fig. 1.31(c-d)), ils ont observé un fort écoulement ascendant au dessus des parois latérales des crêtes. Dans le cas présenté sur la figure 1.31(c), la géométrie allongée de la crête permet à deux paires de courants secondaires de se former, alors que pour la crête de géométrie plus courte (Fig. 1.31(d)), seul les courants secondaires placés sur les extérieurs de la crête sont identifiables.

Un autre type d'hétérogénéité de fond souvent étudié est celui constitant en une succession de bandes lisses et rugueuses. Toujours dans l'article de Wang & Cheng (2006), sont présentés des résultats pour des écoulements turbulents se faisant sur ce type de surface. Sur les figures 1.32(a-b), on peut voir que dans le cas de bandes successives rugueuses/lisses l'écoulement ascendant se fait cette fois ci au dessus des bandes lisses et l'écoulement descendant au dessus des bandes rugueuses.

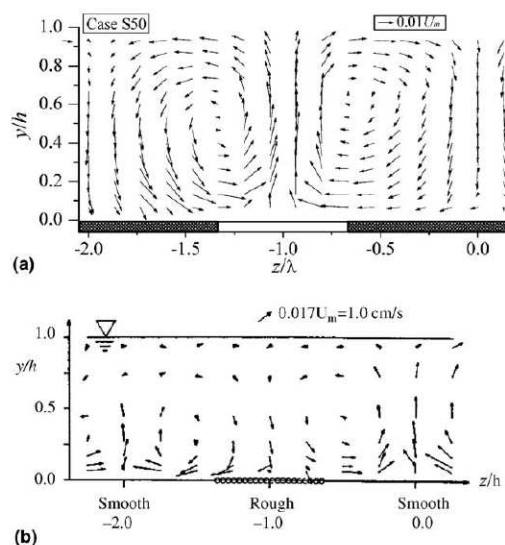


FIG. 1.32 – (a) Champs de vecteurs vitesse de courants secondaires sur variation transverse de rugosités mesurés par Wang & Cheng (2006), (b) même champs mesurés par Studerus (1982)

EFFETS DU CONFINEMENT $\alpha = h/D$ SUR LES COURANTS SECONDAIRES

Blancaert et al. (2010) ont étudié l'effet du confinement sur les courants secondaires dans un canal large ($B/D = 12, 8, 6$) pour des confinements assez faibles ($\alpha = 0.018, 0.013, 0.01$). Le fond de leur canal est composé de grains de sables de diamètre $d_s \approx 2 \text{ mm}$, censés être immobiles dans un premier temps, mais s'avérant mobiles lors de

l'expérience, créant ainsi des courants secondaires sur la totalité de la largeur du canal. Après analyse de leurs résultats, ils montrent que l'effet principal du confinement en eau se fait sur la taille des structures. Leurs diamètres sont toujours de l'ordre de la hauteur d'eau. Ainsi, pour un fond mouvant, plus le confinement est grand, plus de structures secondaires vont s'y développer, et inversement.

1.7.2 CONSÉQUENCES SUR LA STRUCTURE VERTICALE DE LA COUCHE LIMITE

La présence de telles structures dans l'écoulement va fortement modifier la structure de la couche limite, en particulier les profils verticaux. Les principales caractéristiques connues pour des écoulements sur fond homogène ne seront plus observées ce qui nécessite une meilleure compréhension de ces courants secondaires afin de pouvoir les modéliser et en anticiper les effets en terme d'érosion et de transport sédimentaire notamment.

EFFETS SUR LES PROFILS TURBULENTS

Lors de l'étude menée par Wang & Cheng (2005), les courants secondaires ont été générés par une succession de bandes rugueuses et lisses dans la direction transverse. Ils ont pu ainsi étudier l'effet des courants secondaires sur les profils de tensions de Reynolds $\overline{u'w'}$. Sur les figures 1.33(a-c), sont représentés respectivement le champ de vecteurs vitesse moyen dans le plan transverse, le schéma des courants secondaires présents dans l'écoulement moyen, et les profils de tensions de Reynolds $\overline{u'w'}$ (*N.B.* : $v \Leftrightarrow w$) mesurés à différentes positions y/Λ , où y est la direction transverse, et Λ la largeur des bandes (*N.B.* : $z \Leftrightarrow y$, et $\lambda \Leftrightarrow \Lambda$).

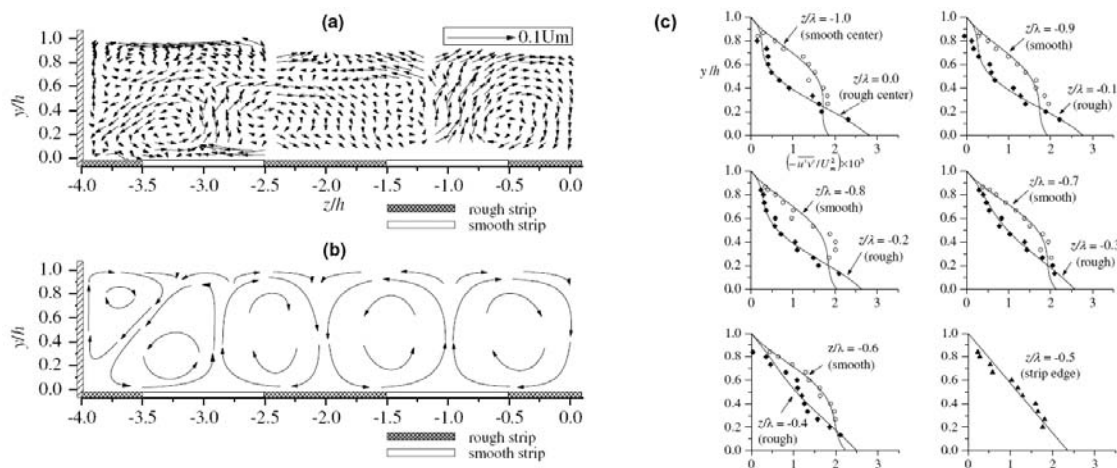


FIG. 1.33 – (a) Champs de vecteurs vitesse de courants secondaires sur fond à variation transverse de rugosités, (b) Répartition schématique des courants secondaires observés, (c) Profils de tensions de Reynolds $\overline{u'w'}$: en symboles, données expérimentales, en trait, ajustements (d'après Wang & Cheng (2005))

Dans le cas de couches limites turbulentes sur fond homogène, les tensions de Reynolds $\overline{u'w'}$ suivaient une décroissance linéaire avec la hauteur. Dans le cas présent, les tensions de Reynolds $\overline{u'w'}$ ont une déviation positive, *i.e.* une distribution convexe, dans les zones d'écoulement ascendant et une déviation négative, *i.e.* une distribution concave, dans les zones d'écoulement descendant. Dans la zone centrale de la recirculation, le profil est

beaucoup plus proche de la loi linéaire observée dans le cas de fond homogène.

Dans l'équation 1.65, les termes qui traduisent une anisotropie non homogène de la turbulence sont clairement à l'origine des courants secondaires. Dans un cas d'écoulement moyen invariant selon y sur fond homogène, ces termes sont négligeables. Lorsque des courants secondaires sont observés, des études ont tenté de mesurer l'importance de chacun de ces termes. Pour cela, Nezu & Nakagawa (1984) ont observé dans un premier temps les profils de $(\overline{w'^2} - \overline{v'^2})$ (Fig. 1.34(b)) et ceux de $\overline{v'w'}$ (Fig. 1.34(c)) afin d'évaluer les effets des courants secondaires observés sur la figure 1.34(a). Dans leur cas, l'écoulement se fait en soufflerie pour un espacement de crêtes de δ , la hauteur de la couche limite (*N.B.* : $a \Leftrightarrow \delta$, $y \Leftrightarrow z$, $z \Leftrightarrow y$).

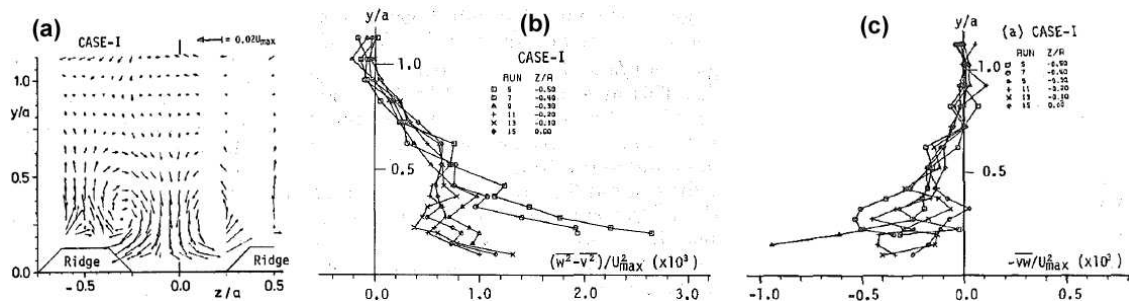


FIG. 1.34 – (a) Champs de vecteurs vitesse de courants secondaires sur crêtes trapézoïdales, (b) Profils de $\overline{w'^2} - \overline{v'^2}$, (c) Profils de tensions de Reynolds $\overline{v'w'}$ à différentes positions transverses y (d'après Nezu & Nakagawa (1984))

Ils observent que les valeurs de $(\overline{w'^2} - \overline{v'^2})$ sont maximales sur le sommet des crêtes, zone du fort écoulement ascendant, et qu'elles deviennent plus faibles et quasi constantes en haut de la couche limite quelle que soit la position transversale. Ce comportement en haut de la couche limite indique que le terme $\partial^2 (\overline{v'^2} - \overline{w'^2}) / \partial y \partial z$ deviendra nul dans cette région. Ainsi, la production de vorticité longitudinale Ω_x ne pouvant se faire, on revient dans cette zone à l'équivalent d'une couche limite turbulente bidimensionnelle.

Ils observent ensuite les profils de tensions de Reynolds transverses $\overline{v'w'}$ (Fig. 1.34). Les valeurs de $\overline{v'w'}$ sont particulièrement négatives au cœur des courants secondaires. L'observation des profils ne suffit pas à quantifier l'importance des termes $\partial^2 (\overline{v'^2} - \overline{w'^2}) / \partial y \partial z$ et $(\partial^2 / \partial z^2 - \partial^2 / \partial y^2) \overline{v'w'}$. Pour cela, ils tracent les contours de ces quantités et observent que les deux termes sont du même ordre et de signe opposé. La contribution des tensions de Reynolds $\overline{v'w'}$ contrebalance donc la production de vorticité Ω_x .

EFFETS SUR LE PROFIL DE VITESSE LONGITUDINALE MOYENNE \overline{u}

Dans le cas d'écoulements turbulents sur fond homogène, lisse ou rugueux, les valeurs de vitesse longitudinale moyenne décroissent de la surface libre à la paroi, d'abord en suivant la loi déficitaire puis la loi logarithmique. Le maximum de vitesse longitudinale moyenne se situe à la surface libre (la couche limite de surface libre étant très fine devant la hauteur de la couche limite développée sur la paroi).

Lorsque l'écoulement moyen développe des courants secondaires, la couche limite est alors tridimensionnelle. Ainsi, les principales caractéristiques universelles à toutes les

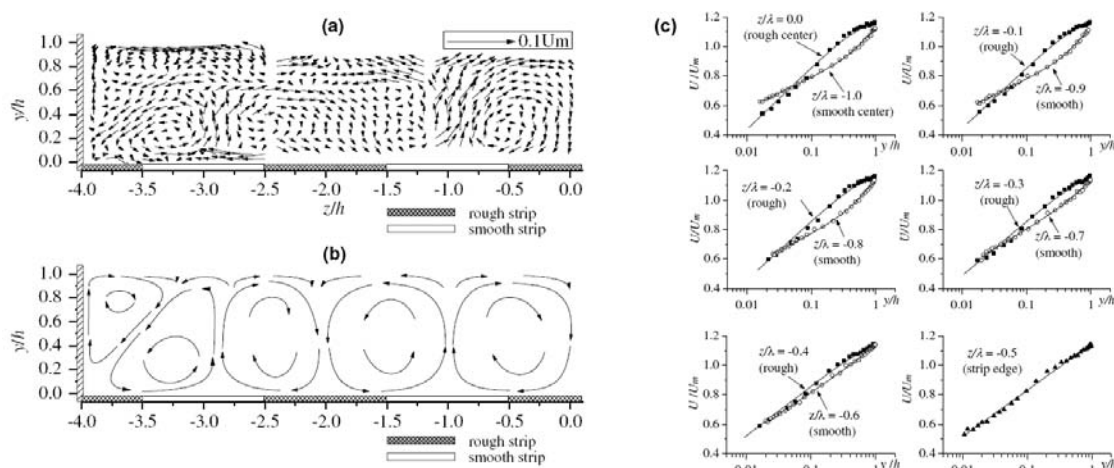


FIG. 1.35 – (a) Champs de vecteurs vitesse de courants secondaires sur fond à variation transverse de rugosités, (b) Répartition schématique des courants secondaires observés, (c) Profils de vitesse longitudinale moyenne \bar{u} : en symboles, données expérimentales, en trait, ajustements (d'après Wang & Cheng (2005))

couches limites de paroi, vues auparavant, ne sont plus observées. En particulier, d'après les résultats de Wang & Cheng (2005), la loi logarithmique du profil de vitesse longitudinale est particulièrement affectée par la présence des courants secondaires, et ce d'autant plus dans les zones de forts écoulements ascendants ou descendants. Afin de pouvoir décrire le profil de vitesse \bar{u} en présence de courants secondaires, ils proposent une nouvelle expression qui reprend l'expression de la loi logarithmique et de la loi déficitaire, mais cette fois ci en introduisant des coefficients de pondération :

$$\frac{\kappa \bar{u}}{u_*} = a_1 \log(Z/z_0) + a_2 \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\eta\right) \quad (1.66)$$

Les valeurs de a_1 et a_2 sont estimées lors de l'ajustement. Le résultat des ajustements effectués sur le profil de vitesse est présenté sur les figures 1.35(c). Pour information, la répartition des courants secondaires dans le plan transverse est présentée sur les figures 1.35(a-b), respectivement par le champ de vecteurs mesurés et schématiquement.

L'ajustement semble être pertinent quel que soit la position transverse ou le type de rugosité. Il s'avère que dans le cas de Wang & Cheng (2005), les constantes a_1 et a_2 sont directement fonction de la géométrie du fond, en particulier de la variable Λ , qui n'est rien d'autre que la largeur des bandes, rugueuses ou lisses.

Une autre conséquence de la présence des courants secondaires sur le profil de vitesse moyenne est le décalage sous la surface libre du maximum de vitesse longitudinale U_{max} (voir Fig. 1.36). Ce phénomène est spécifique au cas de canaux étroits. En effet, lorsque le rapport d'aspect $B/D < \beta_c = 5$, l'ensemble de l'écoulement est tridimensionnel, ainsi le profil de vitesse longitudinale dévie complètement de la loi déficitaire établie pour des écoulements turbulents bidimensionnels.

De nombreuses alternatives à la fonction déficitaire $w(\eta)$ sont proposées afin de rendre compte de ce phénomène dit de "plongée". On peut citer les articles de Yang et al. (2004) Guo & Julien (2007) ou encore Bonakdari et al. (2008). Tous proposent une rectifications

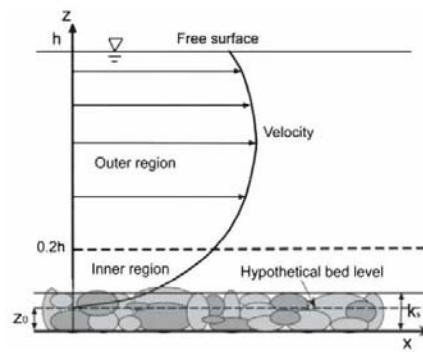


FIG. 1.36 – Représentation schématique du profil de vitesse longitudinale moyenne \bar{u} en présence de courants secondaires dans un canal étroit (d'après Bonakdari et al. (2008))

de la loi déficitaire par une fonction de η plus ou moins compliquée. Le détail sur ce sujet ne sera pas exposé ici.

SYNTHÈSE

Dans ce chapitre, il s'agissait de comprendre en quoi les formulations de type Colebrook servant à estimer le coefficient de frottement f dans les rivières ne sont pas toujours adéquates (Thompson & Campbell (1979), Bathurst (1985)). Ces formulations sont basées sur la théorie des couches limites sur paroi développée par Prandtl en 1904.

Dans un premier temps, la structure de ce type de couche limite a été mise en évidence au moyen des équations de Reynolds, basées sur une approche statistique de la turbulence, pour le cas idéal d'un écoulement sur plaque plane lisse.

Au sein de la couche limite, deux échelles caractéristiques de longueur coexistent : une qui caractérise l'écoulement proche paroi, ν/u_* et l'autre celui de la partie externe de la couche limite, δ . Ainsi, trois sous couches se dessinent au sein de la couche limite : la couche externe, où le cisaillement est exclusivement turbulent, la sous couche de surface, où le cisaillement est essentiellement visqueux, et une zone de recouvrement où le cisaillement est turbulent et constant. Par raccordement de la loi déficitaire, qui régit le comportement de la vitesse longitudinale moyenne dans la couche externe, et de la loi de paroi, la loi logarithmique du profil de vitesse moyenne a été mise en évidence (Tennekes & Lumley (1972)).

Dans un deuxième temps, la notion de rugosité a été présentée. Définie par Nikuradse (1933), la longueur équivalente de rugosité est présentée comme le paramètre hydrodynamique indiquant l'état de rugosité de la paroi. En comparant cette longueur caractéristique de la rugosité à la longueur visqueuse ν/u_* , il est possible de distinguer trois types de régimes de paroi : le régime hydrauliquement lisse, pour lequel les rugosités n'ont aucun effet sur la structure de l'écoulement, le régime en transition lisse/rugueux, pour lequel la traînée induite par la présence des rugosités commence à avoir de l'effet sur l'écoulement proche paroi en décalant la loi logarithmique, et enfin le régime pleinement rugueux.

Ce dernier est au cœur de cette étude. Lorsque $k_s^+ > 70$, la paroi est hydrauliquement rugueuse, *i.e.* les rugosités sont beaucoup plus grandes que la sous couche visqueuse. De ce fait, une nouvelle sous couche apparaît au détriment de la sous couche visqueuse : la sous couche rugueuse. La loi logarithmique est toujours observée mais cette fois-ci le raccordement nécessite d'introduire la hauteur de déplacement d qui traduit la présence de rugosités. Jackson (1981) ou encore Nikora et al. (2002) proposent de relier ce nouveau paramètre respectivement à la hauteur du plan d'application du frottement et à la hauteur d'un fond lisse équivalent, mais ce paramètre reste avant tout défini par la loi logarithmique. En se plaçant dans le repère lié aux rugosités, en prenant $z - d$ au lieu de z , on constate que la similarité de l'ensemble des profils moyens et turbulents loin de la paroi est conservée.

Dans la sous couche rugueuse, dont l'épaisseur peut aller de 2 à $5h$ (Flack et al. (2005), Jiménez (2004)), on a pu constater que les profils verticaux moyennés en temps pris à différentes positions (x, y) subissaient une forte dispersion spatiale liée à la présence des rugosités (Fig. 1.13 d'après Cheng & Castro (2002b)), beaucoup plus importante que la dispersion spatiale artificielle observée dans la couche externe, et qu'ils disent liée à l'erreur de mesure. La double moyenne permet dans le cas d'écoulements sur fond rugueux d'obtenir une description moyennée spatialement de l'écoulement. Comparativement

aux équations R.A.N.S., les équations D.A.N.S. font apparaître de nouveaux termes qui traduisent l'effet des rugosités sur l'écoulement : une contribution dispersive, liée aux fluctuations spatiales, s'ajoute aux contributions turbulente et visqueuse dans le tenseur de Reynolds, et des termes de traînées de forme et visqueuse apparaissent dans le bilan dans la canopée (Raupach et al. (1991), Nikora et al. (2007a;b)).

Dans la sous couche rugueuse, l'écoulement est fortement dépendant de la géométrie des rugosités. D'après Macdonald (2000), le profil de vitesse longitudinale doublement moyenné y est exponentiel, et en se basant sur des hypothèses de longueur de mélange et de coefficient de frottement constants, il montre que le profil exponentiel est bien une solution, mais uniquement pour des densités de rugosité faible ($\lambda < 0.3$). Cependant, des observations faites sur des rugosités bidimensionnelles ont montré que ce n'était pas toujours le cas (Coleman et al. (2007)). Après examen d'un profil de longueur de mélange dans la canopée (Fig. 1.18 d'après Coceal et al. (2006)), il s'est avéré que la longueur de mélange n'était pas constante dans la canopée, ce qui peut expliquer la non universalité du profil exponentiel. D'autres ont proposé une analogie avec les couches de mélange. En effet, le profil de vitesse pour un écoulement se faisant au dessus de canopée, de type urbain ou végétal, présente le même type de point d'inflexion que le profil de vitesse pour une couche de mélange. Katul et al. (2002) proposent sur cette base une expression en tangente hyperbolique du profil de vitesse. Ghisalberti & Nepf (2009), lors d'une étude sur canopée végétale aquatique, ont montré l'existence de *monami* ("vagues d'algues" en japonais) qui sont la marque d'une instabilité de Kelvin-Helmoltz se développant au dessus des algues, et qui sont caractéristiques des couches de mélange. Poggi et al. (2004b) proposent une description de la couche limite sur fond rugueux basée sur la coexistence de trois types de structures à rattacher à trois types de turbulence connues : la couche limite sur paroi lisse, la couche de mélange et l'allée de Von Kármán.

Le sujet de la loi logarithmique et de l'estimation des paramètres de paroi (u_* , d , z_0) a été ensuite abordé. Dans l'introduction de ce chapitre, il a été mis en évidence que ce comportement du profil vertical de vitesse longitudinale moyenne était à la base de l'estimation du coefficient de frottement par l'intermédiaire de la formulation de Colebrook.

La position et l'étendue de la loi logarithmique sont déterminées dans de nombreuses études à partir de définitions *ad hoc*. Jiménez (2004), ou encore Manes et al. (2007) estiment que la zone logarithmique ne peut s'étendre dans la sous couche rugueuse, et qu'ainsi le haut de cette sous couche constitue une bonne estimation de la borne inférieure de la loi logarithmique. En ce qui concerne la borne supérieure, Jiménez (2004), Raupach et al. (1991), ou encore Manes et al. (2007), utilisent l'estimation de Nikuradse (1933) à $0.1 - 0.2\delta$, en négligeant la hauteur de déplacement d qui définit le changement de repère.

La vitesse de frottement est un des paramètres apparaissant dans la loi logarithmique qui peut être estimé expérimentalement, soit par l'intermédiaire de profils turbulents, soit par une mesure de traînée sur les obstacles. On a pu constater que l'estimation de la vitesse de frottement u_* passe par le profil de la contrainte totale de cisaillement $\langle \tau \rangle$, en reprenant le raisonnement de Manes et al. (2007). Cependant, il s'est avéré que dans la majorité des travaux recensés (Nezu & Sanjou (2008), Moulin et al. (2008), Castro (2007)), l'estimation de u_* passe uniquement par les profils de tensions de Reynolds $\langle u'w' \rangle$ qui sont la contribution turbulente au cisaillement.

La hauteur de déplacement d et la longueur de rugosité z_0 sont très souvent estimées par ajustement de la loi logarithmique (Cheng & Castro (2002a), Moulin et al. (2008)).

En ce qui concerne la hauteur de déplacement, Jackson (1981) propose de l'estimer à partir de quantités mesurées en se basant sur une interprétation physique du paramètre, alors que Nikora et al. (2002) se basent sur le gradient vertical de vitesse longitudinale pour estimer d . La méthode de Nikora et al. (2002) n'est en général pas retenue pour estimer ce paramètre, la méthode nécessitant une bonne estimation du gradient de vitesse. Par contre, Nepf & Vivoni (2000) ou Cheng & Castro (2002a) ont utilisé celle de Jackson (1981). Alors que Nepf & Vivoni (2000) l'ont estimée pertinente, Cheng & Castro (2002a) indiquent que cette méthode nécessite une bonne estimation de la force de traînée dans la canopée afin qu'elle puisse être pertinente.

- Perry et al. (1969) proposent de classifier par type les rugosités et en distinguent deux :
- la rugosité de type "k" : dans ce cas, la longueur de rugosité z_0 est fonction de la géométrie des rugosités (hauteur, forme, disposition, densité). Cela permet ainsi de mettre en place des paramétrisations fonction de cette géométrie, comme celles pour d et z_0 proposées par Macdonald et al. (1998)
 - la rugosité de type "d" : dans ce cas, la longueur de rugosité z_0 est fonction de la hauteur de la couche limite. D'après Raupach et al. (1991), l'idée que la longueur de rugosité z_0 et la hauteur de la couche limite δ puissent être corrélées invalide la loi logarithmique. Or cela n'a pas de sens, étant donné que des valeurs de z_0 ont été estimées pour ce type de rugosités par ajustement de la loi logarithmique au profil vertical de vitesse longitudinale moyenne.

Dans l'introduction du chapitre, des observations faites par Bathurst (1985; 2002) et Ferro (2003) semblent indiquer que le confinement en eau et l'hétérogénéité de la rugosité de fond avaient des conséquences sur l'estimation du coefficient de frottement via la formulation de Colebrook. On a donc cherché à comprendre quelles conséquences avaient ces deux configurations sur la structure et la similarité de la couche limite.

L'effet du confinement, défini non pas par la rugosité relative k_s/D_H mais par un équivalent $\alpha = h/D$, était au centre du débat concernant ces effets sur la loi logarithmique. Alors que bien souvent, certains ne se posent pas nécessairement la question de sa validité (Nepf & Vivoni (2000)), d'autres (Jiménez (2004), Katul et al. (2002), Castro (2007)) se demandent dans quelle condition il n'est plus possible d'observer une loi logarithmique du profil de vitesse longitudinale. Jiménez (2004) avance que son existence nécessite un grand nombre de Reynolds $Re_* > 4000$ et un confinement très faible $\alpha < 0.025$, sans quoi, la sous couche rugueuse "rongerait" la totalité de la zone logarithmique, et que de ce fait, la similarité de la couche externe ne peut plus être observée. Ceci est contredit par Castro (2007) qui montre que la similarité de l'écoulement moyen est conservée jusqu'à $\alpha \approx 0.2$. Cela vient probablement du fait que la sous couche rugueuse ne "ronge" pas la zone logarithmique mais que la double moyenne est nécessaire à ce qu'elle puisse persister dans la sous couche rugueuse, comme l'ont montré Cheng & Castro (2002b).

Bien que l'application de la théorie des couches limites sur paroi soit faite dans le cas des rivières, celles-ci ne remplissent pas toutes les hypothèses de départ. En effet, la présence de parois latérales sont à elles seules une cause suffisante à la génération de courants secondaires. Ces courants secondaires sont mis en évidence via l'équation de vorticité longitudinale de l'écoulement moyen. Dans le cas d'écoulements turbulents, ces circulations sont générées par la non-uniformité de l'anisotropie de la turbulence. On a pu constater que si le canal est trop étroit ($B/D < 6$, d'après Nezu & Rodi (1985)), ou si le fond est hétérogène en rugosité (Wang & Cheng (2005; 2006), Nezu & Nakagawa (1984)), les profils verticaux ne sont plus similaires à ceux mesurés pour une rugosité homogène. En

particulier, Wang & Cheng (2005) précisent que cet écart est d'autant plus important dans les zones de forts écoulements ascendants et descendants observés dans le plan transverse. La loi logarithmique est alors inexistante, et donc l'estimation du coefficient de frottement par la formulation de Colebrook ne peut aboutir que sur des valeurs erronées pour le cas de rivière avec courants secondaires.

OBJECTIFS ET PLAN DU DOCUMENT

À l'issue de cet état de l'art, il apparaît que deux facteurs peuvent affecter fortement la structure de la couche limite : la présence de macro-rugosités en configuration homogène, par un effet de contrainte de la couche limite par la surface libre et une variation transverse de rugosités.

Afin d'estimer quel est l'impact de ces facteurs, une étude expérimentale a été menée dans le cadre de ce travail de doctorat.

PLAN DU DOCUMENT

Dans le **chapitre 2**, les méthodes d'investigation seront présentées en détail. Le choix est fait ici de mener une étude expérimentale par Vélocimétrie par Image de Particules (PIV). Ainsi dans ce chapitre, tous les moyens mis en œuvre afin d'obtenir des mesures qui satisferont les contraintes liées au type d'écoulements que l'on souhaite étudier seront détaillés.

Il semble que trois paramètres semblent jouer un rôle dans la modification de l'écoulement en présence de macro-rugosités :

- Fr , le nombre de Froude : D'après Vigié (2005) et Nezu & Nakagawa (1993), ce paramètre semble avoir un effet sur la turbulence, et dans le cas d'écoulement à surface libre, plus particulièrement sur la couche externe de l'écoulement.
- La géométrie des rugosités : La géométrie des rugosités a une influence sur l'écoulement dans la sous couche rugueuse, en particulier entre les rugosités. Selon la densité λ , la forme et l'arrangement des rugosités, les profils moyens et turbulents se comportent différemment et influent ainsi sur les échanges entre l'écoulement dans la canopée et celui de l'extérieur.
- α , le nombre de confinement : Peut être le plus influent des paramètres, car d'après Jiménez (2004) il conditionne la similarité de l'écoulement.

Les dispositifs expérimentaux seront détaillés et validés un à un. On attachera une attention particulière à la constitution d'une base de données pertinente.

Dans le **chapitre 3**, l'étude détaillée d'un régime choisi à paramètres (Fr, α) faibles et fixés sera effectuée dans le cas d'un fond homogène de densité λ fixée. Le premier objectif de ce chapitre est de poser les bases des méthodes employées dans la suite de l'étude. On cherchera à estimer au mieux les erreurs liées à la convergence et à mettre en évidence la tridimensionnalité de l'écoulement.

La forme discrétisée utilisée pour le calcul de la double moyenne sera définie. Concernant la convergence spatiale, on vérifiera que le nombre de profils simplement moyennés en temps est suffisant pour achever la convergence spatiale des profils verticaux.

Une grande partie de ce chapitre sera consacrée à la loi logarithmique. On exposera

en détail les méthodes employées et on en comparera les résultats. Cette démarche sera effectuée pour tous les types de moyennes : double moyenne avec moyenne spatiale selon (x, y) , double moyenne avec moyenne spatiale selon x ou y et enfin simple moyenne en temps. Les résultats seront comparés avec la littérature.

Enfin la dernière partie de ce chapitre fera l'objet d'une comparaison entre les résultats obtenus et ceux de la littérature afin de valider la similarité de la couche limite mesurée.

Dans le **chapitre 4**, on cherchera à savoir quels sont les effets des paramètres (Fr, λ, α) sur la structure de l'écoulement. Une première partie sera consacrée à l'effet du nombre de Froude Fr , la seconde à l'effet de la densité de cubes λ et enfin la dernière à l'effet du nombre de confinement α . Pour cette dernière partie, l'effet du confinement sera étudié pour les deux densités de rugosités choisies pour cette étude. Ainsi, on pourra savoir si l'effet du confinement est sensible à la géométrie de la paroi.

Dans le **chapitre 5**, il s'agira de mettre en évidence les effets d'une variation transversale de rugosités sur la similarité de la couche externe. Pour cela, des champs horizontaux mesurés sur plus de la moitié du canal seront analysés. Ensuite, les profils verticaux des différentes quantités statistiques de l'écoulement, mesurés à différentes positions transverses, seront présentés et comparés aux profils du cas de rugosité homogène. On pourra ainsi constater l'effet des structures sur la structure de l'écoulement. L'effet du confinement sera également étudié dans le cas d'une variation transverse, aussi bien sur les courants secondaires que sur les profils verticaux.

Enfin, une conclusion et les perspectives de ce travail de recherche seront présentées.

ON souhaite faire l'étude expérimentale statistique d'écoulements turbulents, stationnaires, uniformes, et pleinement rugueux sur deux types de fond : homogène et inhomogène, les deux étant composés de macro-rugosités. La technique de mesure ainsi que le dispositif expérimental doivent répondre à un certain nombre de contraintes pour arriver à valider les hypothèses de l'étude.

Dans le cas du fond homogène, les contraintes sont les suivantes :

- Le nombre de Reynolds global $Re = UD/\nu$ doit être suffisamment grand pour assurer le caractère turbulent de l'écoulement ($Re > 3000$).
- Le dispositif doit garantir un débit constant dans le temps pour assurer la stationnarité de l'écoulement.
- Les mesures doivent être faites suffisamment loin de l'abscisse de départ de croissance de la couche limite pour assurer l'établissement complet sur la hauteur d'eau de la couche limite et ainsi l'uniformité de l'écoulement.
- L'approche statistique de l'étude nécessite un grand nombre d'échantillons temporels afin de pouvoir estimer la moyenne temporelle des grandeurs du premier (par exemple \bar{u}) et du second ordre (par exemple $\overline{u'^2}$) des vitesses.
- L'étude de couche limite turbulente nécessite de résoudre un large éventail de structures turbulentes. La mesure nécessite donc une résolution temporelle et/ou spatiale suffisante.
- Le rapport B/D , où B est la largeur du canal et D la hauteur d'eau, doit être supérieur à 6 afin de garantir qu'une zone de l'écoulement vérifie l'hypothèse de bidimensionalité de la couche limite (Nezu & Rodi (1985)).
- La forme et la taille des macro-rugosités doivent garantir deux choses :
 - elles doivent garantir un nombre de Reynolds rugueux $k_s^+ > 70$ pour être en régime pleinement rugueux
 - elles doivent permettre d'obtenir des nombres de confinement $\alpha = \frac{h}{D}$, avec h la hauteur des rugosités, suffisamment grand pour être en présence de macro-rugosités.
- La présence de macro-rugosités nécessite l'emploi de la double moyenne. Il faut donc une résolution spatiale dans le volume de fluide suffisante pour assurer la convergence spatiale des données.

Dans le cas du fond à variation transversale de rugosité, des contraintes s'ajoutent aux précédentes et viennent du fait que l'on veut générer des courants secondaires autres que les courants secondaires de coin. Ainsi, les contraintes sont les suivantes :

- Le contraste entre les deux rugosités doit être suffisamment important pour générer

les courants secondaires. La taille des rugosités doit pouvoir être conservée tout en garantissant un écart de densité suffisant.

- Le nombre d'éléments rugueux disposés sur la largeur de l'écoulement doit être suffisant afin de permettre aux courants secondaires induits par la variation de rugosité de se développer assez loin des parois latérales pour ne pas ajouter d'effets de bord.

Étant données toutes ces contraintes, il a fallu choisir au mieux la technique de mesure ainsi que le dispositif expérimental. Le détail est donné dans le chapitre présenté ici.

2.1 TECHNIQUE DE MESURE : VÉLOCIMÉTRIE PAR IMAGES DE PARTICULES

Lors de cette étude, le moyen de mesure utilisé est la vélocimétrie par images de particules, ou PIV (Particle Image Velocimetry). C'est une technique de mesure non intrusive qui permet de mesurer des champs bidimensionnels de vitesses instantanées dans des écoulements instationnaires et stationnaires.

Elle consiste à ensemençer l'écoulement à étudier au moyen de particules réfléchissantes, ayant la même densité que le fluide, qui seront éclairées à l'aide d'une nappe laser. Une caméra placée face au plan éclairé fait l'acquisition de séries de doublets d'images en niveaux de gris des particules qui, après traitement, permettront d'avoir accès aux deux composantes du vecteur vitesse dans le plan.

Comparée à d'autres procédés de mesure, comme le fil chaud ou la LDV (vélocimétrie par laser Doppler), la PIV est un moyen efficace pour accéder de façon instantanée aux différentes échelles spatiales d'un écoulement turbulent dans un même plan. En effet, alors que la LDV, par exemple, nécessite un grand nombre de déplacements minutieux de l'appareillage afin d'obtenir une résolution spatiale fine dans un plan de mesure considéré, la PIV permet d'obtenir, dans ce même plan, l'information au même instant en chaque point de l'espace.

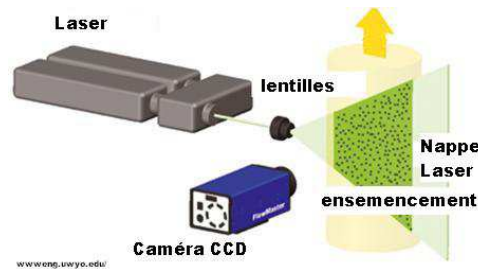


FIG. 2.1 – Schéma de la disposition du matériel de PIV (source : LaVision)

2.1.1 GÉNÉRATION DES IMAGES

Les particules réfléchissantes utilisées lors des mesures sont des micro-billes de verres creuses de diamètre $d = 10\mu m$. Malgré leur densité supérieure à celle de l'eau, environ $1100 kg.m^{-3}$, elles sont très utilisées lors de mesures d'écoulements turbulents. En effet, si on calcule leur vitesse de sédimentation, définie par :

$$V_s = \frac{(\rho_p - \rho_f)g d^2}{18\mu} \quad (2.1)$$

on obtient $V_s = 5.45.10^{-6} m.s^{-1}$. Pour les écoulements turbulents de cette étude, les vitesses mesurées dans le cas d'un écoulement turbulent sont de l'ordre du $mm.s^{-1}$, voire du $cm.s^{-1}$, ce qui est nettement supérieur à V_s . Les billes de verre sont donc, malgré leur densité, de bons traceurs passifs et leur taille est adaptée aux mesures effectuées ici, en particulier pour la résolution de petites échelles de la turbulence. En effet, les particules doivent être en nombre suffisant pour effectuer un traitement de qualité. Plus leur taille est petite, plus il sera possible d'affiner la taille de la boîte de corrélation lors du traitement

(voir Sect. 2.1.2) et ainsi avoir accès à des structures de petites tailles.

Les lasers utilisés sont des Nd-Yag, de puissance 30 *mJ* et 200 *mJ* selon le champ à mesurer, dont la longueur d'onde est de 532 *nm* ce qui fait qu'ils émettent dans le vert. Ce type de lasers sont dit pulsés, *i.e.* les deux cavités tirent l'une après l'autre (un tir = 10 nanosecondes), à une fréquence imposée, afin de figer les particules dans leur mouvement, et ce avec un écart temps entre les deux tirs, δt , imposé par l'utilisateur et dépendant de la dynamique des vitesses présentes dans l'écoulement.

Le diamètre du faisceau en sortie est de section circulaire de diamètre 3 à 5 *mm* selon la puissance du laser. Le faisceau passe dans un premier temps au travers d'une lentille convergente qui va permettre de diminuer son diamètre initial jusqu'à 2 *mm*. Ensuite le faisceau affiné va passer au travers d'une lentille divergente qui va l'éclater dans un plan en une nappe. La répartition de l'énergie dans la nappe laser n'est pas uniforme mais gaussienne dans les deux directions, et par diffusion, son épaisseur augmente à mesure que l'on s'éloigne de la source. Ainsi, tous les champs ont été mesurés dans la partie centrale de la nappe, afin d'éviter les variations d'intensité dans le plan, et également à une distance qui permet d'obtenir une épaisseur uniforme dans le plan. Son épaisseur est mesurée à l'aide de papier photo-sensible et a été estimée à 3 – 4 *mm*¹ d'épaisseur pour l'ensemble des mesures effectuées.

Une caméra placée en vis-à-vis, *i.e.* perpendiculairement à la nappe laser (voir Fig. 2.1), capture, à la même fréquence imposée au laser, des doublets d'images : une première à un instant t et une seconde à l'instant $t + \delta t$; c'est ce qu'on appelle un doublet d'images, ou "burst".

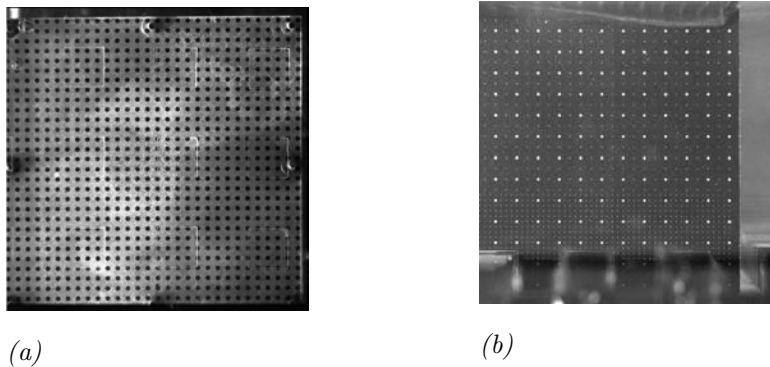


FIG. 2.2 – Images de mires utilisées lors des mesures en plans horizontaux (a) et en plans verticaux (b)

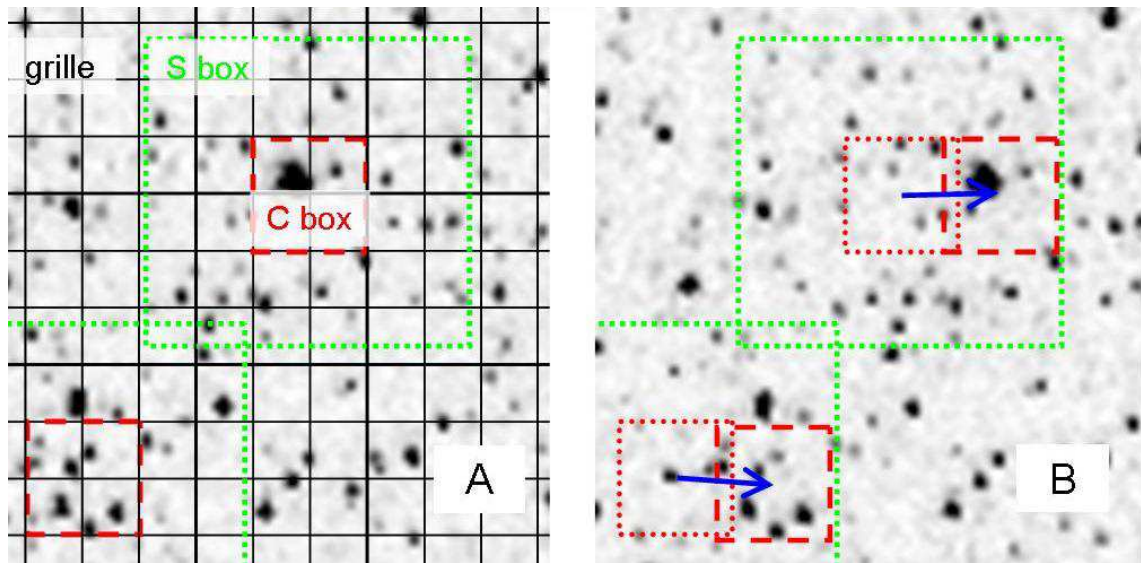
En général, on emploie des caméras de marque PCO dont les capteurs CCD sont très sensibles à l'intensité lumineuse et permettent de capturer deux images sur des laps de temps très courts (quelques nanosecondes). La définition du capteur de la caméra se choisit en fonction de la résolution spatiale que l'on souhaite obtenir, corrélée également à la taille, en centimètres, du champ à mesurer. Ici, on a opté pour des capteurs de grande définition pour de grands champs et de faible définition pour de petits champs, afin de conserver une résolution spatiale importante quelle que soit l'étendue de champ à mesurer. Les détails sur le matériel seront donnés lors de la présentation de chaque disposition

¹l'épaisseur dépend de la taille de la boîte de corrélation, voir Sect. 2.1.2

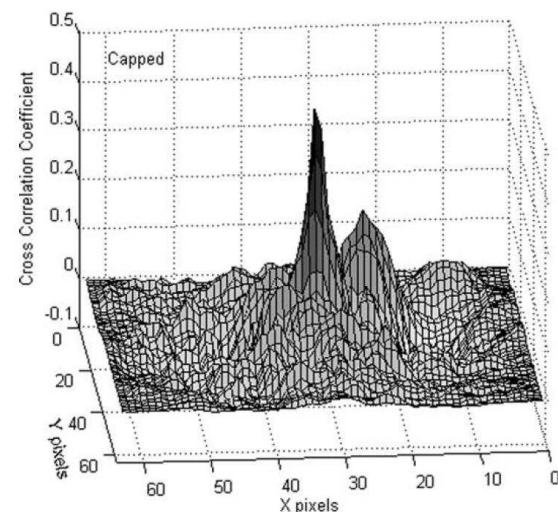
expérimentale.

Lors de mesures faites par PIV, une calibration spatiale est indispensable. Elle passe par l'utilisation d'une mire étalon placée à l'endroit exact de la mesure, permettant d'accéder à l'information métrique, *i.e.* à la résolution spatiale de l'image en pixels par centimètre, grâce à des points équi-répartis (voir Fig. 2.2).

2.1.2 TRAITEMENT DES IMAGES : CALCUL DES CHAMPS DE VITESSES



(a)



(b)

FIG. 2.3 – (a) Principe de traitement par intercorrélation spatiale, les flèches de l'Image B représentent les vecteurs vitesses calculés (niveaux de gris inversés : en noir les particules, en blanc le fluide), (b) Exemple de diagramme de corrélation, d'après Shavit et al. (2007)

Il a été choisi de traiter les données PIV avec le logiciel VSV développé par Fincham & Spedding (1997) qui contient des algorithmes de traitement développés par Fincham & Delerce (2000) et Hart (2000). Le détail du fonctionnement ne sera pas présenté ici. Seuls les points appuyant l'efficacité et la pertinence du traitement seront

présentés.

La vitesse de l'écoulement est déterminée à partir de deux images d'un même burst par intercorrélation spatiale de motifs de particules. Pour cela, on définit une boîte de corrélation (C box sur Fig. 2.3(a)), qui va repérer un motif de particules dans l'image A, grâce à la répartition d'intensité lumineuse (*i.e.* niveaux de gris), et une boîte de recherche (S box sur Fig. 2.3(a)), dans laquelle l'algorithme va rechercher le motif ainsi repéré dans l'image B. Cette recherche se fait par corrélation des niveaux de gris de chaque pixel contenu dans les boîtes de corrélation des deux images. Ainsi, on obtient un diagramme de corrélation dont le pic va définir le déplacement du motif, *i.e.* la distance entre l'origine du diagramme de corrélation et le pic de corrélation, comme on peut le voir sur la figure 2.3(b). Dans le cas de VSV, le diagramme de corrélation est obtenu par inter-corrélation directe, mais on peut trouver d'autres algorithmes de traitement qui utilisent l'espace de Fourier, via des FFT (Fast Fourier Transformations). La différence entre les deux techniques vient de la taille des boîtes de corrélation : dans le cas des FFT, la taille de la boîte doit nécessairement être de la forme $2^n \times 2^n$, alors que l'inter-corrélation directe permet de choisir une taille qui permet un ajustement optimal aux données. Une fois le déplacement déterminé, connaissant le laps de temps écoulé entre deux images d'un même burst, on a donc accès au champ vectoriel de deux composantes de la vitesse de l'écoulement en chaque point de la grille.

PRÉ-TRAITEMENT DES IMAGES

L'algorithme de traitement des images PIV qui permet d'accéder aux champs de vitesses instantanées est basé sur une inter-corrélation faite sur les niveaux de gris de l'image. Plus le contraste de l'image entre les particules (en blanc sur l'image) et le fluide (en noir) est important, plus le pic de corrélation sera net, et ainsi plus l'erreur de calcul de vitesse sera faible.

La qualité de ces images doit donc être optimale afin d'obtenir un traitement efficace : fort contraste, quantité suffisante de particules, en particulier lorsque l'on souhaite résoudre les petites échelles, et éclairage homogène dans le plan. Cependant, il n'est pas toujours facile d'obtenir des images parfaites. Plusieurs considérations concernant la qualité des images sont à prendre en compte :

- le bruit du capteur de la caméra peut être, en particulier pour de faibles éclairages, important et ainsi réduire le contraste
- la présence de particules saturées (niveau de gris maximum) risque de fausser le calcul des corrélations
- la dynamique du capteur n'a pas pu être utilisée dans son intégralité à cause de saturations qui auraient pu l'endommager
- des traces, rayures ou obstacles, apparaissent dans l'image et masquent artificiellement les particules (voir Fig. 2.4 (b))

Différentes méthodes sont employées pour remédier à ce genre de problème. On peut notamment citer les travaux de Shavit et al. (2007) qui utilisent la méthode appelée "Intensity Capping". Il s'agit ici de réhausser les niveaux des particules non saturées afin que celles qui le sont n'aient pas trop de poids lors du calcul des corrélations. Cela revient à prendre l'information des particules dans l'histogramme des images et la ré-éclairer sur le nombre de niveaux de gris initial. Shavit et al. (2007) montre ainsi la nécessité de pré-traiter les images pour un traitement plus efficace.

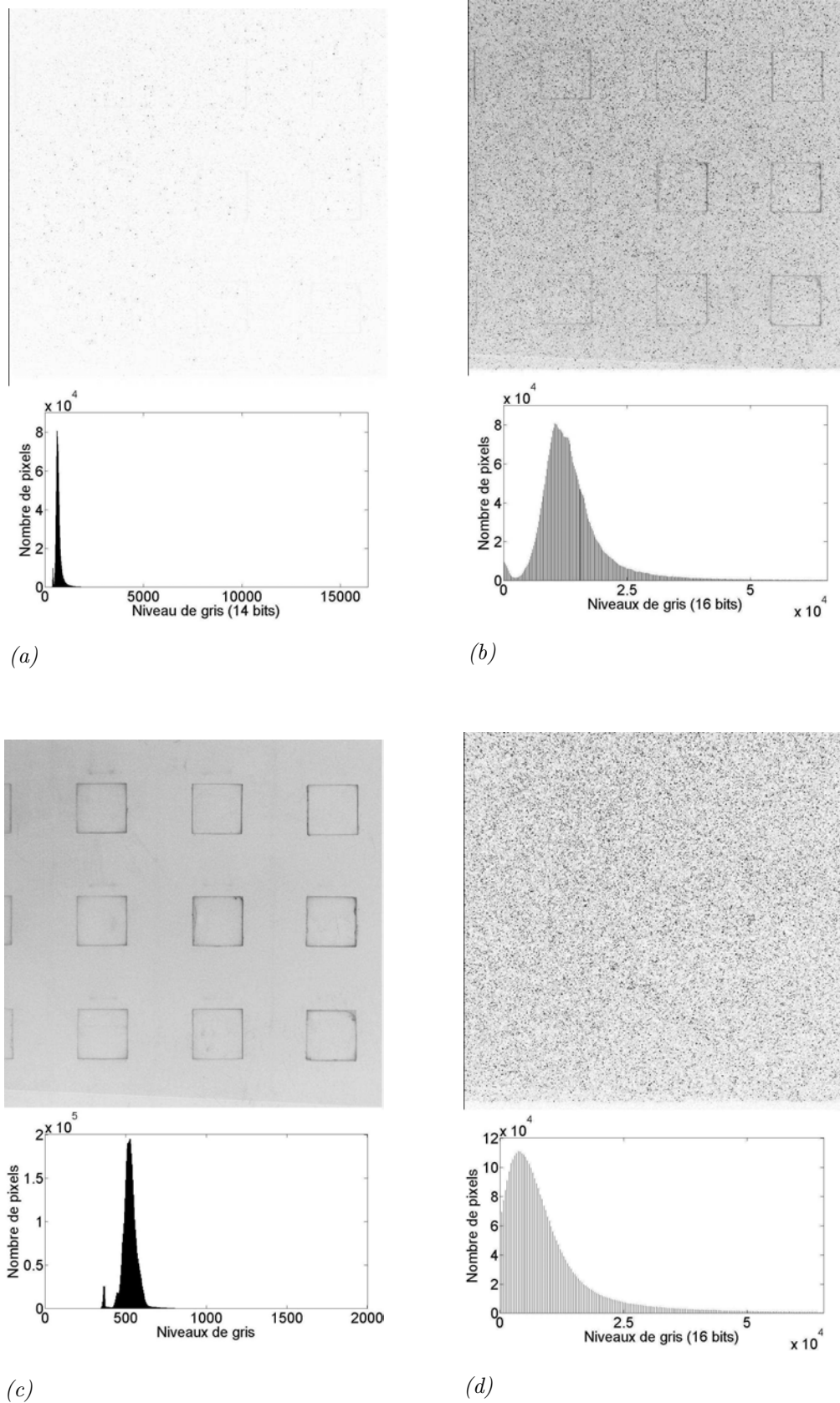


FIG. 2.4 – (a) Image et histogramme d'origine, (b) Image et histogramme coupé à 2 %, (c) Image et histogramme du bruit récupéré par la méthode du minimum, (d) Image et histogramme sans bruit puis coupé à 2%

Dans le cas présent, d'autres techniques de pré-traitement d'images ont été employées voire même combinées selon les cas.

Sur la figure 2.4(a), l'image présentée est issue d'une mesure effectuée lors de cette étude¹ lors de laquelle plusieurs des considérations énoncées plus tôt apparaissaient en simultané. En effet, l'objectif employé ne permettait pas d'utiliser l'ensemble de la dynamique du capteur, l'éclairage était faible du point de vue de la caméra car le diaphragme de l'objectif était particulièrement fermé, et des obstacles, ici des cubes en verre, mais aussi des rayures apparaissaient dans le champ masquant ainsi artificiellement les particules dans le champ.

Pour remédier au problème de la dynamique du capteur, il a été nécessaire d'ajuster l'histogramme. L'histogramme est donc coupé à 2% de chaque côté, puis la nouvelle dynamique est ré-étalée sur les niveaux de gris initiaux (voir Fig. 2.4(b)). La valeur de 2% est issue de tests effectués préalablement qui ont montré que cette valeur permettait d'augmenter significativement la corrélation ainsi que de diminuer le nombre de vecteurs faux lors du traitement et enfin d'améliorer l'estimation du déplacement sous-pixel (voir pg. 69).

Cependant, cet ajustement n'est pas suffisant dans ce cas précis car il reste encore des traces d'obstacles et de rayures ainsi que le bruit du capteur. Le bruit du capteur ne se voit pas ici à l'œil nu, mais lorsque l'on regarde le nouvel histogramme (Fig. 2.4(b)), on observe un pic proche de zéro qui est caractéristique du bruit. Afin de remédier à la présence de marques et du bruit du capteur, on utilise une technique qui consiste à prendre la valeur minimale en niveau de gris qu'emprunte chaque pixel de l'image tout au long d'une série d'images obtenue pour un régime et un champ donné. Le zéro correspondant au noir, cette technique offre donc une image contenant le bruit du capteur et les éventuels traces ou obstacles (voir 2.4(c)) qui est ensuite retranchée à chaque image brute (voir 2.4(d)). On obtient ainsi une image contrastée de particules prête pour un traitement de meilleure qualité.

DÉFINITION DE LA GRILLE ET DU MASQUE DE TRAITEMENT

Avant de lancer le traitement, il faut définir une grille de calcul. Le choix de la grille dépend directement du traitement que l'on souhaite effectuer mais également de la taille de l'image. Pour un traitement de qualité, il faut environ 4 à 5 particules par boîte de corrélation. Les tailles de champs ainsi que la qualité des images pour les mesures effectuées ici, *i.e.* la qualité de l'ensemencement en particules pour toutes les séries de mesures, a permis de prendre des boîtes de corrélation d'environ 1 mm de côté. Entre deux nœuds, le recouvrement entre deux boîtes de corrélation est de 50 %, comme préconisé par Willert & Gharib (1991) et largement utilisé en PIV (Hart (2000)), et ce afin d'améliorer la résolution spatiale. Le choix s'est donc porté vers des grilles de pas de moitié de boîte de corrélation selon les deux directions.

Parfois, sur les images, il n'y a pas d'information en terme de particules à certains endroits, et ce pour diverses raisons. Ces raisons sont illustrées sur la figure 2.5(a), l'image présentée a été obtenue lors de mesures effectuées dans un plan vertical pour cette étude, le dispositif expérimental est présenté dans la section 2.6.2. Les raisons d'absence de particules sont au nombre de trois :

¹le dispositif est présenté dans la section 2.7

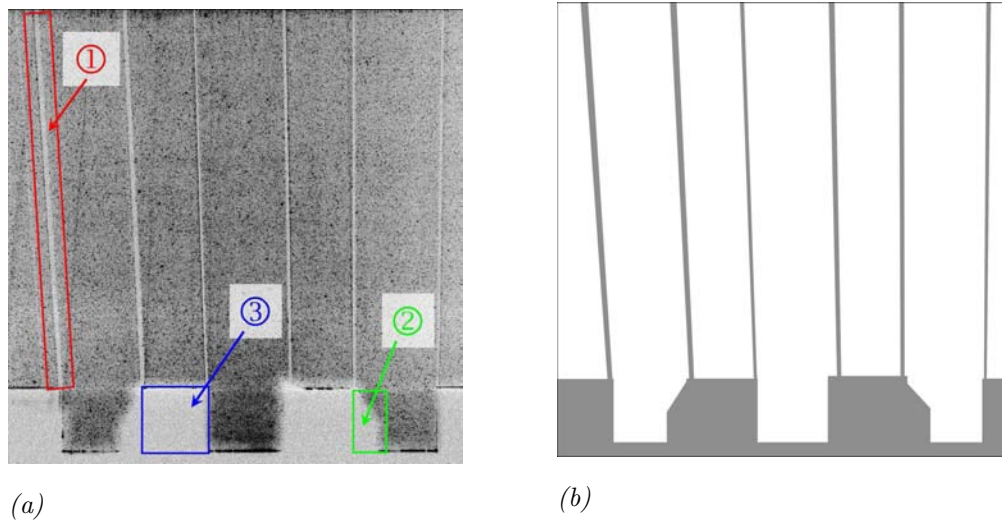


FIG. 2.5 – (a) image nécessitant l'emploi d'un masque (niveaux de gris inversés : blanc = fluide, noir = particules), (b) masque correspondant à l'image (a)

- ① les particules ne sont pas éclairées (*ex* : obstruction de la nappe \Rightarrow zone d'ombre)
- ② elles sont présentes et éclairées mais masquées (*ex* : obstacle entre la caméra et la zone de mesure)
- ③ il n'y en pas (obstacle dans le plan)

La grille de traitement étant régulière, certains points se retrouvent donc parfois dans des endroits sans information. L'algorithme va donc essayer de calculer des vecteurs alors qu'il n'y a pas de particules visibles. Pour gagner en temps de calcul, mais également en clarté du résultat, il est possible, en chaque point de la grille, d'indiquer à l'algorithme s'il doit calculer ou non. On appelle cela un masque. Sur la figure 2.5(b), on peut voir la représentation de ce masque : en gris, les endroits sans information, et blanc les endroits où l'algorithme devra calculer les déplacements.

CORRECTION DE L'ERREUR DE PEAKLOCKING

L'objectif de ce travail est d'étudier des écoulements turbulents sur paroi, et les deux caractéristiques de ce type d'écoulement sont les fluctuations turbulentes et la présence de forts gradients de vitesse. Nous avons donc besoin d'une résolution du déplacement sous-pixel maximale.

Le "peak-locking" est une erreur due à un décalage systématique du maximum de corrélation (vu sur la figure 2.3(b)) vers des valeurs entières de pixel, lors de l'estimation sous-pixels des déplacements. Cela se traduit par l'apparition de pics autour des valeurs entières sur les PDF de déplacements en pixels, comme on peut le voir sur la figure 2.8(a).

Sur la figure 2.6 (a), on peut voir différentes configurations réelles de pic de corrélation, les points représentent des valeurs entières de pixel. Si les valeurs entières de pixels sont disposées de façon symétrique par rapport au pic de corrélation (cas A et B), alors l'interpolation n'aura aucun mal à déterminer la position exacte du maximum de corrélation, il n'y aura pas d'effet de peaklocking. Par contre, si la disposition est asymétrique (cas C et D), alors l'interpolation aura tendance à évaluer la position du maximum proche du

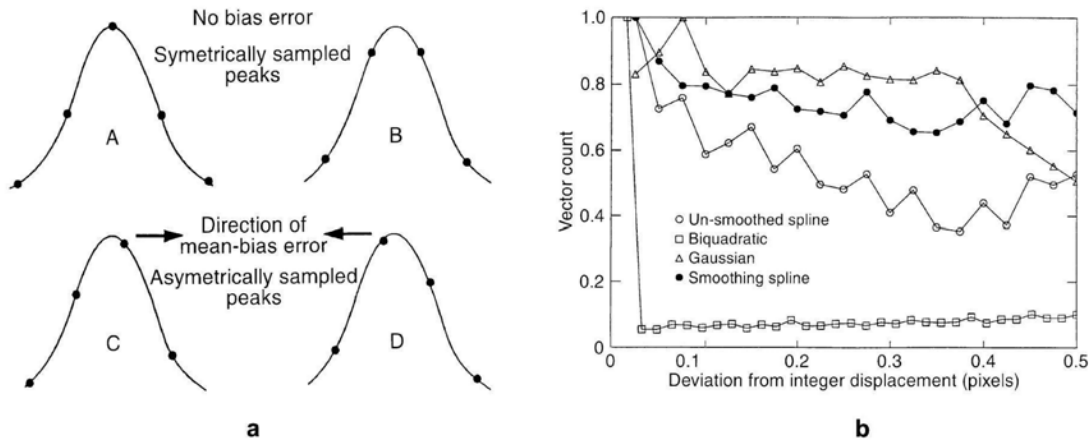


FIG. 2.6 – (a) Mécanisme du peaklocking, (b) PDF du déplacement sous-pixel pour différentes estimations (d'après Fincham & Spedding (1997))

pixel entier le plus proche. Il existe différentes méthodes d'estimation de déplacements sous-pixel, toutes basées sur une interpolation des pics de corrélation. Sur la figure 2.6 (b), sont tracées les PDF du déplacement sous-pixel pour différentes estimations sous-pixels issues des travaux de Fincham & Spedding (1997) sur les algorithmes de réduction de peak-locking. S'il n'y avait aucun effet de peak-locking, on aurait une probabilité équivalente pour tous les déplacements sous-pixel. Ici, on observe, que pour toutes les méthodes, la distribution des déplacements sous-pixel n'est pas homogène. L'estimation bi-quadratique (\square sur la figure 2.6 (b)) représente ici le pire des cas. Les estimations les plus proches de la situation idéale sont le spline gaussien (\triangle sur la figure 2.6 (b)) et le spline lissant (\bullet sur la figure 2.6 (b)).

L'erreur liée au peak-locking a un impact non négligeable sur l'estimation des différentes quantités turbulentes. Dans l'article de Christensen (2004), les conséquences de cet effet sur les profils de vitesse longitudinale moyenne et d'écart-types de vitesses ont été mises en évidence pour le cas d'une couche limite turbulente sur paroi hydrauliquement lisse. Sur les figures 2.7(a-c), sont tracés les profils de vitesse longitudinale et les écart-types de vitesses pour différentes estimations sous pixels :

- en \diamond , il s'agit du cas extrême de pur peaklocking, *i.e.* aucune estimation du déplacement sous-pixel
- en \square , l'estimation du déplacement sous-pixel se fait par un spline quadratique (équivalent du bi-quadratique vu précédemment)
- en \circ , l'estimation du déplacement sous-pixel se fait par un spline gaussien

On observe que l'erreur de peaklocking n'a aucune répercussion sur le profil de vitesse longitudinale moyenne (Fig. 2.7(a)), et ce même dans le cas d'extrême peak-locking (déplacements en pixels entiers). En ce qui concerne les écart-types de vitesses (Fig. 2.7(b-c)), on peut voir que leurs profils sont très sensibles à l'estimation sous-pixel. En effet, pour une vitesse de l'ordre de 10 pixels en moyenne, les fluctuations autour de la moyenne sont généralement de l'ordre du pixel (Christensen (2004)), le taux de turbulence étant pour ce type d'écoulement de 10% environ. Ces quantités sont donc plus sensibles à l'erreur sous-pixels. On remarque que c'est d'autant plus le cas pour z/δ proche de 1, là où l'intensité turbulente diminue fortement, et donc où les fluctuations atteignent des valeurs principalement sous pixels. Il paraît donc plus que nécessaire d'employer lors du

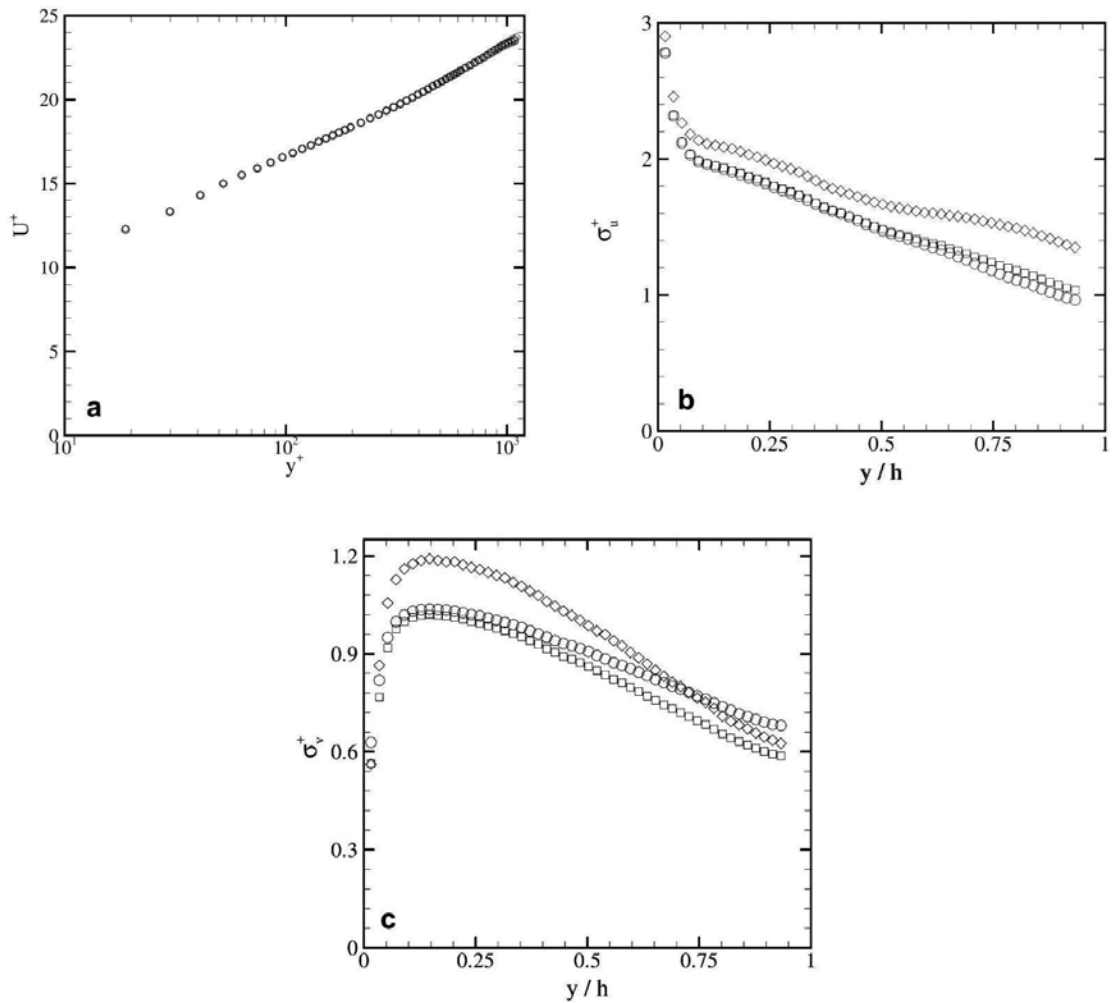


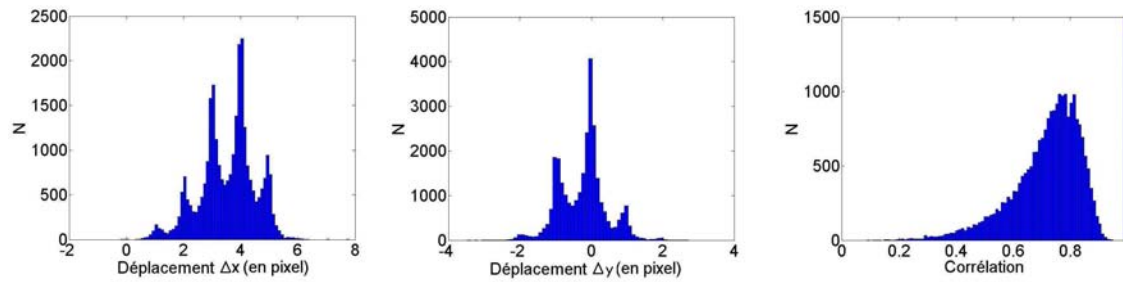
FIG. 2.7 – Effet du peaklocking sur les statistiques turbulentes (a) profil de vitesse longitudinale \bar{u}^+ fonction de z^+ , et écart-types de vitesses (b) $\sqrt{u'^2+}$ et (c) $\sqrt{w'^2+}$ fonction de z/δ (N.B. : $y/h \Leftrightarrow z/\delta$). \diamond : déplacements entiers, \square : estimation sous-pixel quadratique, \circ : estimation sous-pixel gaussienne. (d'après Christensen (2004))

traitement PIV, des algorithmes de réduction de l'erreur de peaklocking.

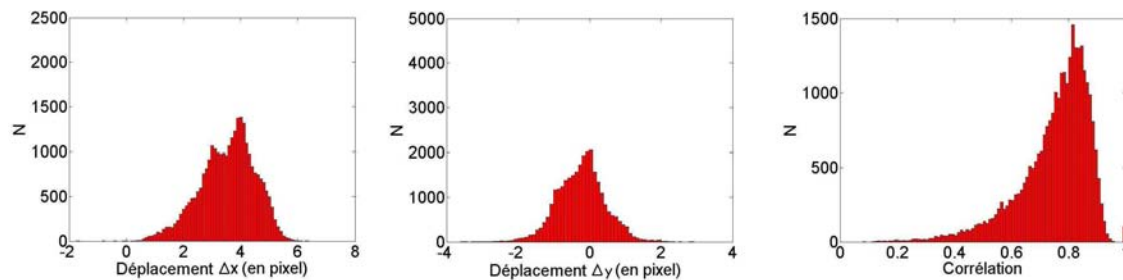
Dans le cas de VSV, l'interpolation employée est un spline bidirectionnel lissant, qui s'avère être le plus efficace pour corriger l'erreur de peak-locking. Le traitement complet se fait en deux étapes, un premier puis un second passage, dont les algorithmes permettent d'optimiser le calcul de déplacement.

Sur les figures 2.8(a-b), sont représentées les PDF de déplacements selon x et y en pixels, ainsi que celle de la corrélation lors du premier puis du second passage, issues d'un traitement effectué avec VSV. L'effet de peak-locking est très fort dans les deux directions, à l'issue du premier passage. À l'issue du second, il devient quasiment indétectable, et ce grâce aux splines bi-directionnels qui ont corrigé l'effet de peak-locking et par la même occasion augmenté significativement la corrélation.

À l'issue du traitement, grâce à la combinaison des différents algorithmes, on a pu ainsi :



(a) à l'issue du premier passage



(b) à l'issue du second passage

FIG. 2.8 – De gauche à droite, PDF pour : le déplacement selon x en pixels, le déplacement selon y en pixels, la corrélation. (a) à l'issue du premier passage (b) à l'issue du second, i.e. après réduction de l'effet de peak-locking

- calculer par interpolation les vecteurs éliminés lors du premier algorithme et ceux non calculés si un masque a été employé
- calculer par interpolation également les différents gradients dans le plan
- réduire fortement l'effet de peaklocking (erreur inférieure à 0.05 pixels) ainsi qu'augmenter la corrélation

2.2 DESCRIPTION ET VALIDATION DU CANAL OUVERT

Les mesures sont effectuées dans un canal ouvert. Celui ci doit répondre à un grand nombre de contraintes :

- Il doit être suffisamment large pour éviter les effets de bords, dans le cas d'un fond homogène, et ainsi garantir l'uniformité de l'écoulement, mais aussi pour permettre de générer des courants secondaires, par variation transverse de rugosité, suffisamment loin des parois.
- Il doit être également suffisamment long pour garantir l'établissement de la couche limite sur toute la hauteur d'eau pour l'ensemble des régimes étudiés.
- Il doit enfin garantir un débit constant afin de pouvoir obtenir des écoulements stationnaires.

2.2.1 DESCRIPTION DU CANAL OUVERT



FIG. 2.9 – Canal hydraulique

Le dispositif expérimental est composé d'un canal hydraulique (voir Fig. 2.9) de 20 m de long, 1.1 m de large, et 0.5 m de profondeur.

La pente est de moins de 0.2%. On discutera d'éventuels effets de la pente lors de la section consacrée à l'établissement de la couche limite (voir Sect. 2.5.1)

Aucun dispositif de génération de turbulence n'est utilisé et ce afin de garantir une turbulence entièrement générée par le fond rugueux.

La veine hydraulique est composée successivement de deux parties en *Plexiglas*[®] de 2 m de long, de trois parties de 4 m de long en verre de 1.5 cm d'épaisseur, et enfin d'une nouvelle partie de 2 m de long en *Plexiglas*[®]. La longueur de veine en verre disponible pour les mesures est donc de 12 m ce qui offre une grande surface vitrée qui permet ainsi d'avoir un accès optique optimal lors des mesures effectuées.

Une vanne de type "guillotine", équipée d'un joint gonflable étanche, permet d'imposer des hauteurs d'eau dans le canal, au millimètre près, allant jusqu'à 45 cm. Enfin, la pompe achemine l'eau de la cuve aval à la cuve amont. Elle est reliée à un système de régulation PID couplé à un débitmètre placé sur les tuyaux. Elle permet d'obtenir des débits allant de 10 à 150 $L.s^{-1}$.

Enfin, le canal est équipé d'un chariot pouvant se déplacer le long d'un rail sur toute sa longueur. Ce dispositif permet de disposer le matériel nécessaire à l'acquisition des données. Lorsque l'on effectue des mesures par PIV, l'environnement nécessite une obscurité complète ceci afin d'éviter des différences d'éclairage entre deux images d'un même burst. Le canal est donc entièrement plongé dans l'obscurité par une serre de $5 \times 10 \times 30 m^3$, couverte d'une bâche noire.

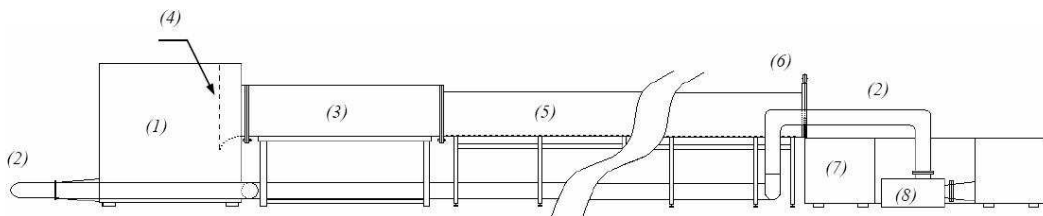


FIG. 2.10 – Schéma du canal hydraulique : (1) cuve d'alimentation, (2) tuyaux de retour, (3) tranquillisation, (4) convergent, (5) veine hydraulique, (6) vanne aval, (7) cuve aval, (8) pompe. (Walter (2004))

2.2.2 VALIDATION DU DISPOSITIF

2.2.2.1 STATIONNARITÉ : IMPACT DES FLUCTUATIONS DE LA POMPE

La pompe est reliée à un système de régulation de type PID. Ce système consiste à coupler un débitmètre placé sur les tuyaux et le boîtier de commande de la pompe. L'utilisateur donne une consigne de débit en $L.s^{-1}$ au boîtier de commande. Tant que le débitmètre renvoie un débit inférieur à la consigne, la pompe accélère et augmente le débit, et inversement. Idéalement, lorsque la consigne est atteinte, la pompe devrait se maintenir à une puissance constante afin de conserver la consigne sur le débitmètre. Or en réalité, la pompe subit une succession d'accélération et de décélération afin de maintenir la consigne de débit, ce qui implique une oscillation de la hauteur d'eau dans la cuve amont du canal qui peut avoir des répercussion sur l'hypothèse de stationnarité faite dans l'étude présentée ici.

Il s'agit ici d'évaluer l'impact de ces fluctuations de débits sur l'écoulement dans le canal. Pour cela, des mesures dans un plan vertical ont été effectuées dans le canal à l'aide de la PIV pour un faible débit, $10 L.s^{-1}$, et une faible hauteur $6 cm$, ce qui représente le pire des cas en terme de fluctuations de débits. La vitesse débitante est alors de $15.2 cm.s^{-1}$. En effet, il a été observé que la pompe est beaucoup plus stable à de grands débits et de grandes hauteurs d'eau. La fréquence d'acquisition était ici de $3 Hz$ et la durée d'acquisition de $55 min$. On obtient donc une série de 10 000 champs à analyser. Ces mesures ont été effectuées sur le fond de rugosité $S1$ ($\lambda \approx 0.20$), donc la description est faite dans la section 2.3.

Pour mettre en évidence d'éventuelles fluctuations liées à l'instabilité du débit, on choisit d'effectuer, sur des séries de 10 000 échantillons de vitesse longitudinale u et verticale w , deux moyennes glissantes sur des temps d'environ 30 secondes et 15 minutes, ce qui représente en terme de nombre d'échantillons N pris pour la moyenne temporelle respectivement 100 et 3 000. Les deux séries $u(t)$ et $w(t)$ ont été prises à $z/D = 2/3$. La moyenne glissante temporelle d'une quantité $\varphi(t)$ est définie par :

$$\overline{\varphi(t)}_N(t_i) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \varphi(t_i) \quad (2.2)$$

Sur les figures 2.11(a-d), sont tracées les moyennes glissantes temporelles ainsi calculées pour u et w avec des valeurs de N de 100 et 3 000. Sur les figures 2.11(a) et (c), des traits pointillés rouges sont tracés au niveau des pics d'amplitude afin de faciliter la lecture des graphiques. Sur ces même figures, on observe des oscillations de période de l'ordre de la minute. Leurs amplitudes moyennes sont d'environ $0.5 cm.s^{-1}$, soit 3% de la vitesse débitante, autant pour la vitesse longitudinale u que pour la vitesse verticale w . On observe également que les oscillations de u et de w sont en opposition de phase. En effet, lorsque le débit augmente, la hauteur d'eau dans la cuve amont augmente. Cette augmentation de hauteur d'eau se répercute dans la veine, et ainsi la vitesse longitudinale u diminue alors que la vitesse verticale w augmente, poussée par l'augmentation de hauteur d'eau. Lorsque le débit diminue, il se produit l'effet inverse.

Étant donné, que l'ensemble des mesures effectuées dans le cadre de l'étude présentée ici se fait sur des temps de 1 000 secondes, ces oscillations n'ont pas d'impact sur la moyenne temporelle locale, puisque environ 16 périodes seront moyennées.

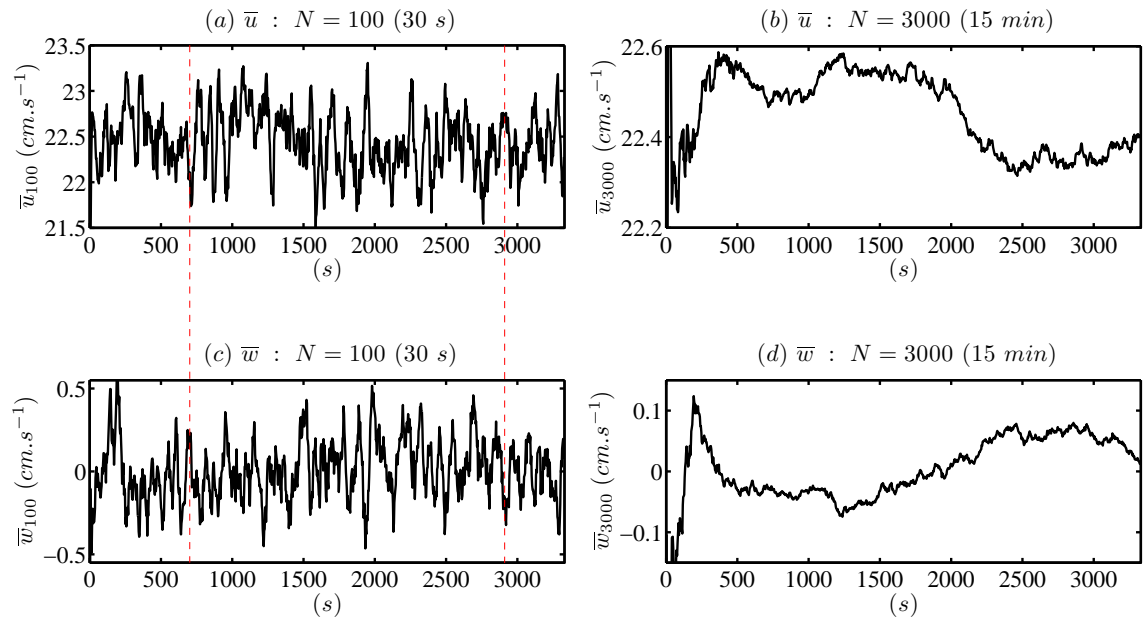


FIG. 2.11 – Moyennes glissantes temporelles en fonction du temps pour : (a) la vitesse longitudinale u et nombre d'échantillons pris pour la moyenne $N = 100$, (b) la vitesse longitudinale u et nombre d'échantillons pris pour la moyenne $N = 3\,000$, (c) la vitesse verticale w et nombre d'échantillons pris pour la moyenne $N = 100$, (d) la vitesse verticale w et nombre d'échantillons pris pour la moyenne $N = 3\,000$. Traits pointillés : repères pour faciliter la lecture des graphiques.

Sur les figures 2.11(b) et (d), on observe cette fois une oscillation de plus grande période, environ 15 minutes, et d'amplitude 0.1 cm.s^{-1} pour la vitesse u , soit environ 0.6% de la vitesse débitante, et d'amplitude 0.05 cm.s^{-1} pour la vitesse verticale, soit environ 0.3% de la vitesse débitante, soit des amplitudes cinq fois moindres que pour $N = 100$. On observe ici également le déphasage entre la vitesse longitudinale u et verticale w .

En ce qui concerne les écart-types de vitesses induits par les fluctuations de débit, elles sont de 0.4 et 0.2, respectivement pour $N = 100$ et $N = 3\,000$ pour la vitesse longitudinale u , soit 12% et 6% de la valeur de $\sqrt{u'^2}$ au point considéré. Pour la vitesse verticale w , on a respectivement 0.2 et 0.15, soit 10% et 7.5% de la valeur de $\sqrt{w'^2}$.

Compte tenu des observations faites sur les figures 2.11(a-d), et des valeurs d'amplitude et d'écart-types, on peut conclure que la stationnarité autant sur des temps courts, 30 secondes, que longs, 15 minutes, est vérifiée. En effet, la stationnarité parfaite n'existant pas, on constate ici que les amplitudes sont très faibles (1% de la vitesse débitante pour u , 0.5% pour w) et les écart-types ne représentent qu'une faible part de ceux de l'écoulement moyen, ce qui constitue une condition de stationnarité satisfaisante.

2.2.2.2 TURBULENCE À L'ENTRÉE DU CANAL

On souhaite, dans ce travail, étudier la turbulence générée par un fond rugueux. Il s'agit ici de s'assurer que la turbulence présente à la sortie de la tranquillisation laissera place à la turbulence créée par les rugosités.

En amont, dans la tranquillisation, une série de trois grilles ont été disposées afin de réduire significativement l'intensité turbulente à l'entrée du canal, ainsi que d'homogénéi-

ser l'écoulement : une grille tricotée serrée, qui se situe à la sortie de la cuve amont, et deux tôles perforées de trous de diamètre de 10 mm et 6 mm (voir Fig. 2.12), situées dans la zone de tranquillisation (Walter (2003)).

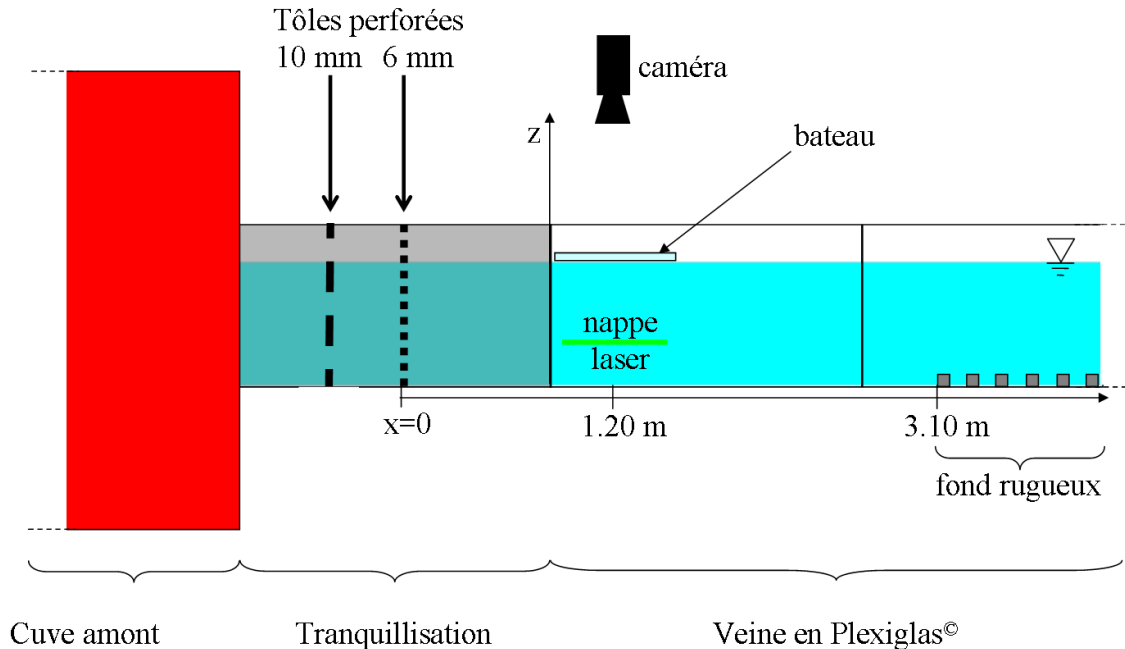


FIG. 2.12 – Schéma représentant le dispositif présent dans la zone de tranquillisation en amont de la veine hydraulique, et disposition du matériel de mesure pour l'étude de la turbulence à l'entrée du canal.

Afin d'estimer l'intensité turbulente présente à l'entrée du canal, une mesure par PIV dans un plan horizontal a été effectuée à 10 cm de la fin de la tranquillisation à une hauteur $z = 12$ cm (voir Fig. 2.12). La caméra est placée au-dessus du canal, perpendiculairement à la nappe laser de 20 cm de large pour 4 mm d'épaisseur. La mesure est donc effectuée à l'aide d'un bateau en Plexiglas® afin d'éviter toutes déformations de l'image dues à la présence d'ondes de surface. La taille du champ est d'environ 75 cm, soit $0.7B$, avec B la largeur du canal. La dernière grille est la tôle perforée de trous de diamètre $M_u = 6$ mm, et on prend $x = 0$ à partir de celle-ci. Le débit est de 75 L.s⁻¹, et la hauteur d'eau de 33 cm ce qui correspond à une vitesse débitante intermédiaire aux possibilités offertes par le canal, ici 20.6 cm.s⁻¹. Le fond rugueux est placé à $x = 3.10$ m de la dernière grille. Le détail sur le choix de la disposition du fond rugueux est donné dans la section suivante.

Sur la figure 2.13(a), on peut voir le profil horizontal de vitesse moyenné selon x , $\langle \bar{u} \rangle_x$, fonction de y/B , où B est la largeur du canal. On observe ici que la variation de vitesse dans le sens transverse est faible entre $y/B = -0.25$ et $y/B = 0.25$ et que le profil est symétrique par rapport au centre du canal $y/B = 0$. On observe également des effets de bords entre $y/B = -0.5$ et $y/B = -0.25$.

Le profil transverse de l'intensité turbulente moyennée selon $x < \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}} \rangle_x$ en fonction de y/B est représenté sur la figure 2.13(b). Comme pour la vitesse longitudinale, on remarque de faibles variations selon la direction transverse entre $y/B = -0.25$ et $y/B = 0.25$, ainsi qu'une symétrie par rapport au centre du canal, et des effets de bords localisés entre

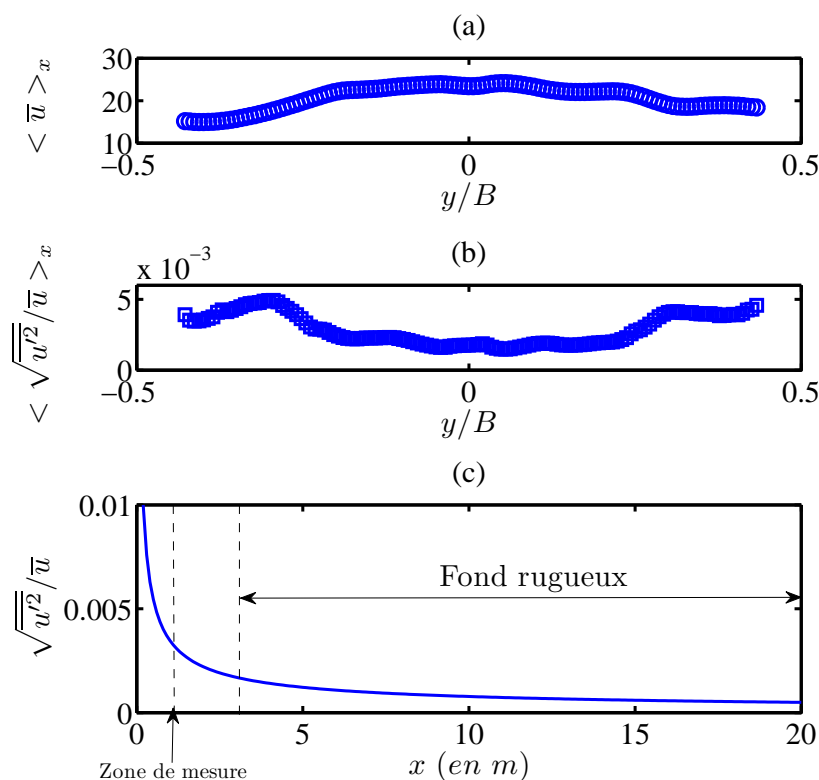


FIG. 2.13 – Profils transverses (a) de vitesse $\langle \bar{u} \rangle_x$ et (b) d'intensité turbulente $\langle \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}} \rangle_x$ en fonction de y/B , et (c) estimation de la dégénérescence de l'intensité turbulente en fonction de x

$y/B = \pm 0.5$ et $y/B = \pm 0.25$. On constate que l'intensité turbulente est globalement inférieure à 0.5%, le système de grilles a donc bien joué son rôle.

Afin de quantifier l'intensité turbulente résiduelle dans l'écoulement arrivant sur le fond rugueux, on se base sur les travaux de Mohamed & Larue (1990) qui proposent une expression de la décroissance de l'intensité turbulente en fonction de la distance à la grille, pour des grilles perforées :

$$\frac{\overline{u'^2}}{\bar{u}^2} = A \left(\frac{x}{M_u} - \frac{x_0}{M_u} \right)^{-n} \quad (2.3)$$

où A est une constante à déterminer en fonction des paramètres de l'écoulement, x_0 une origine virtuelle qui sera ici prise à zéro et n est l'exposant de décroissance qui sera pris ici à 1.3, tel que cela est fait dans l'article de Mohamed & Larue (1990). En prenant une valeur moyenne d'intensité turbulente dans la zone de mesure, on peut en déduire la valeur de la constante A et tracer une estimation de la décroissance en fonction de la distance à la grille x (voir Fig. 2.13(c)). Sur la figure 2.13(c), on a tracé la valeur de l'intensité turbulente estimée correspondant au début du fond rugueux, en pointillés. On peut donc estimer que l'intensité turbulente de l'écoulement arrivant sur le fond rugueux sera inférieure à 0.2%. Il faut prendre cette estimation avec précaution. En effet, le nombre de Reynolds lié à la grille de ce cas est inférieur à ceux présentés dans l'article de Mohamed & Larue (1990), et l'équation 2.3 est valide pour des nombres de Reynolds plus élevés. Malgré tout, le résultat obtenu est très inférieur à l'intensité turbulente développée sur le fond rugueux à laquelle on s'attend qui est de l'ordre de 10%.

2.2.2.3 ESTIMATION DE LA DISTANCE D'ÉTABLISSEMENT DE LA COUCHE LIMITE ET DE L'ÉTENDUE DU FOND RUGUEUX

On cherche à étudier des écoulements turbulents pleinement développés, *i.e* la couche limite doit s'étendre sur toute la hauteur d'eau et doit être en équilibre. On souhaite également, dans le cas de l'étude sur fond rugueux homogène, obtenir un écoulement sans courant secondaire au centre du canal. Il va donc falloir trouver un compromis entre établissement de la couche limite et un rapport $B/D > 6$, où B est la largeur du canal et D la hauteur d'eau (Nezu & Rodi (1985)).

On cherche d'abord la distance d'établissement nécessaire qui permettra de déterminer la longueur de fond rugueux nécessaire pour mener cette étude. Pour cela, on prend le début du fond rugueux comme étant l'origine du repère $x = 0$.

Pour déterminer la distance d'établissement, on peut d'abord utiliser la relation semi-empirique proposée par Monin et al. (1971) :

$$\delta = 0.33 \frac{x u_*}{U_{max}} \quad (2.4)$$

où δ est l'épaisseur de la couche limite, x la distance longitudinale, u_* la vitesse de frottement et U_{max} la vitesse maximale. En première approximation, on peut supposer que la vitesse maximale est de l'ordre de 3/2 de la vitesse débitante et que la vitesse de frottement de l'ordre de 10% de la vitesse maximale, on trouve alors, en première approximation, une évolution linéaire de la distance d'établissement de la forme $x = 45.45\delta$.

On peut aussi utiliser la relation proposée par Cheng & Castro (2002b), dans le cas de couche limite turbulente sur fond rugueux après un changement longitudinal de rugosité :

$$\delta = 10.56 z_0 \left(\frac{x}{z_0} \right)^{0.33} \quad (2.5)$$

avec z_0 la longueur de rugosité, qui, en première approximation pour les écoulements qui nous intéressent, est de l'ordre du millimètre.

Enfin, la comparaison peut se faire également avec la relation proposée par Petersen (1997), pour des couches limites sur fond rugueux :

$$\delta = 0.36 z_0 \left(\frac{x}{z_0} \right)^{0.75} \quad (2.6)$$

Sur figure 2.14, ces trois relations de croissance de la couche limite $\delta(x)$ en fonction de la distance longitudinale x ont été tracées. On observe que ces trois relations donnent des comportements très différents. Afin de déterminer la longueur nécessaire de fond rugueux pour un bon établissement de la couche limite, il faudra donc se baser sur la prédiction la plus pessimiste, celle de Cheng & Castro (2002b).

On dispose de 15 m de veine pour disposer le fond rugueux. On peut donc en déduire, en première estimation, que la hauteur d'eau que l'on peut imposer doit être inférieure à 25 cm afin d'être sûr d'avoir un écoulement pleinement développé avant la vanne guillotine située en aval.

Cependant, cette première estimation de l'établissement de la couche limite ne garantit pas son équilibre. En se basant sur les travaux de Cheng & Castro (2002b), traitant de l'ajustement de la couche limite sur un changement de rugosité longitudinal, on déduit

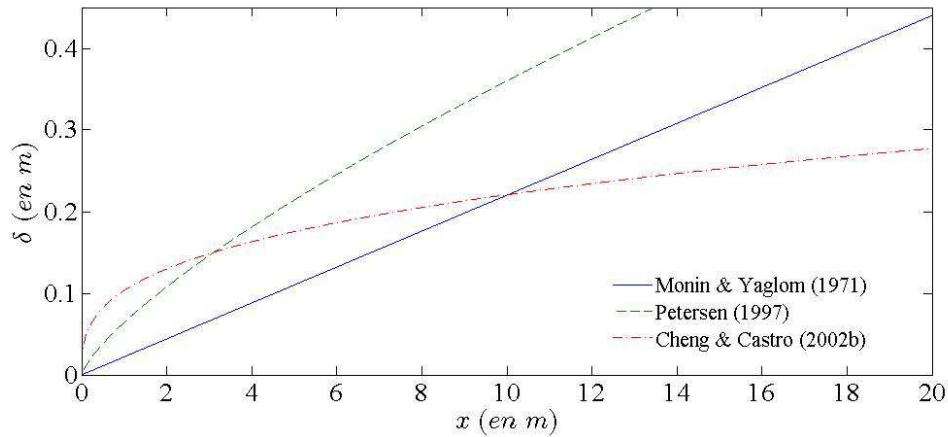


FIG. 2.14 – Prédiction de la croissance de la couche limite dans le canal d'après les relations de Monin et al. (1971) (2.4), de Cheng & Castro (2002a) (2.5), et Petersen (1997) (2.6)

qu'il faut une distance supplémentaire pour que la couche limite s'équilibre avec les nouvelles conditions aux limites. On devra donc opter pour des hauteurs d'eau inférieures à 20 cm afin de laisser une marge suffisante qui assurera l'équilibre de la couche limite. Si l'on couple cette estimation à la nécessité d'avoir un rapport $B/D > 6$, pour être sûr d'avoir un écoulement bidimensionnel au centre du canal, alors la hauteur maximale devra être de 18 cm.

La longueur de fond rugueux est également dépendante d'une autre contrainte. En effet, le canal utilisé possède une légère pente et est muni d'une vanne de type guillotine qui, selon qu'elle soit ouverte ou fermée, impose une courbe de remous en sortie du canal (voir Fig. 2.15). Loin de la vanne, on peut considérer que la surface libre est plane par rapport au canal. Mais à mesure que l'on approche de l'aval du canal, deux types de comportements peuvent être observés. Selon que la vanne soit relevée ou abaissée, on peut avoir une pente de hauteur d'eau croissante (courbe M_1 sur Fig. 2.15) ou décroissante (courbe M_2 sur Fig. 2.15).

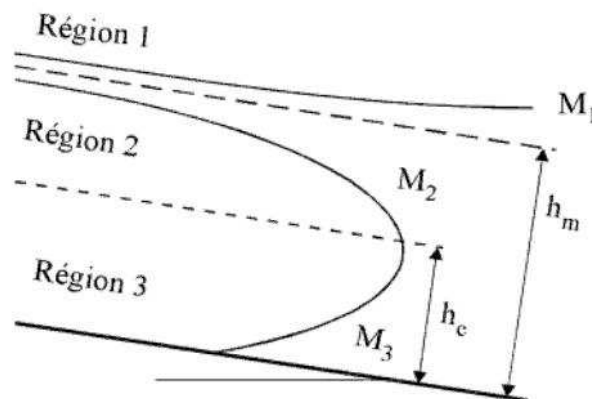


FIG. 2.15 – Différents types de courbes de remous dans le cas d'un canal à pente douce (d'après Bennis (2007))

Compte tenu de cette courbe de remous, il a été choisi de ne pas disposer de cubes directement en amont de la vanne sur une distance de 1,5 m. Ainsi, on a choisi de placer la zone de mesure loin du début du fond rugueux pour assurer l'établissement de la couche

limite, et suffisamment en amont de la vanne pour ne pas avoir une trop grande influence de la courbe de remous.

Afin de faciliter le changement de rugosité dans le canal, le fond rugueux est composé de 24 plaques en verre de dimensions $54.5 \times 105 \times 0.5 \text{ cm}^3$, sur lesquelles les rugosités sont collées et disposées de façon périodique et symétrique par rapport à l'axe longitudinal du canal. Compte tenu des contraintes liées au canal et à l'établissement de la couche limite, le fond rugueux fait 13.10 m de long, soit 65% de la surface totale du canal. Ce fond rugueux est disposé comme décrit sur la figure 2.16, soit entre 3 m et 16.1 m après le début de la tranquillisation. Les mesures ont été effectuées à 10.7 m du début du fond rugueux, soit plus de 4 m avant la vanne aval.

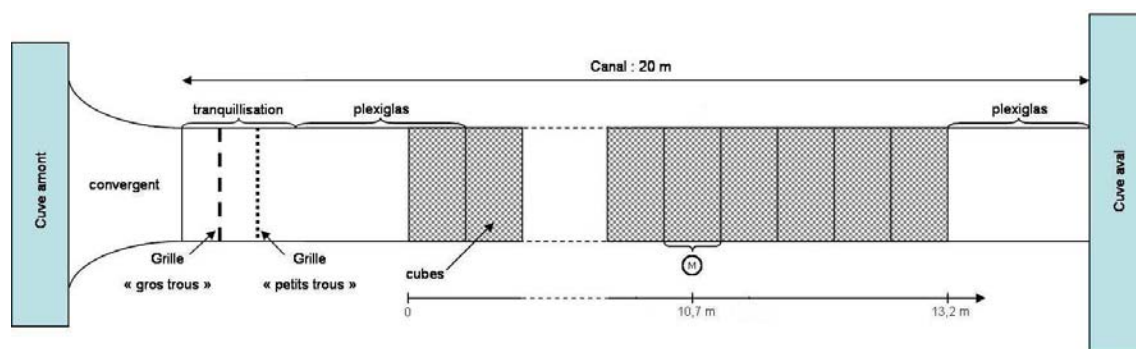
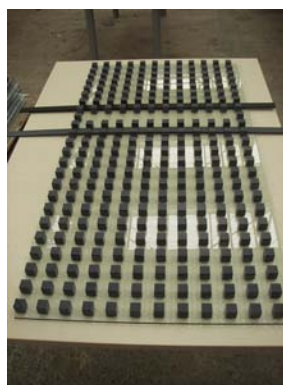


FIG. 2.16 – Schéma de la disposition des configurations dans la veine hydraulique : en pointillés dans la tranquillisation sont représentées les tôles perforées de diamètre 10 mm pour la première et 6 mm pour la seconde. Le début du fond rugueux est situé à 3.20 m de la fin de la tranquillisation. (M) : position de la zone de mesure, soit 10.7 m en aval du début du fond rugueux ($x = 0$) et 4.3 m en amont de la vanne. (N.B. : les proportions ne sont pas respectées sur le schéma)

2.3 CONFIGURATIONS DE MACRO-RUGOSITÉS



(a) Rugosité utilisée



(b) Plaque de la configuration S1

FIG. 2.17 – Photos du fond rugueux

Lors de cette étude, on souhaite prendre en compte tous les paramètres qui peuvent modifier la structure de l'écoulement dans un cas de fort confinement. La géométrie de la rugosité du fond fait partie de ces paramètres. En effet, dans le chapitre précédent,

il a été mis en évidence que la densité des obstacles modifie le profil de vitesse $\langle \bar{u} \rangle$ ainsi que le cisaillement dans la canopée. On a également vu que la présence de courants secondaires affectait également la structure de la couche limite. Le choix se porte ici vers une génération de courants secondaires par variation transverse de rugosité.

Le choix s'est donc orienté vers deux configurations de rugosités homogènes, notées $S1$ et $S2$, dont les densités et les rugosités hydrauliques sont contrastées. Ainsi, en combinant ces deux configurations, il sera possible de générer des courants secondaires. Les détails du choix et de la géométrie des configurations sont présentés dans cette partie.

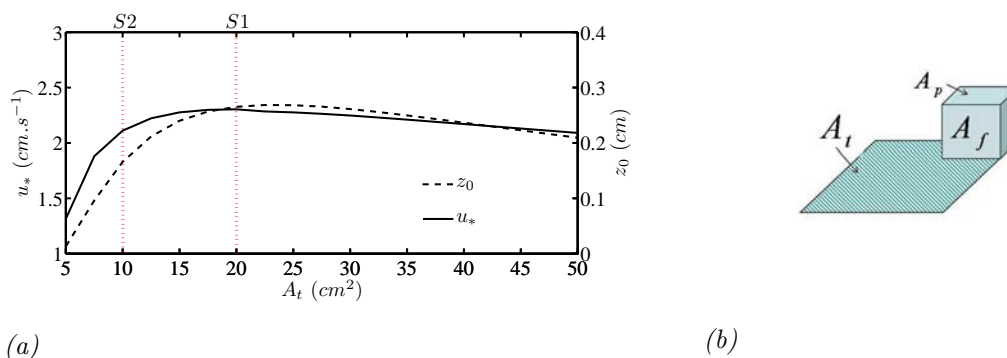


FIG. 2.18 – (a) Variations de z_0 (en trait plein) et u_* (en pointillés) en fonction de (b) l'aire caractéristique d'un motif de rugosité A_t calculées selon les travaux de Macdonald (2000) et Macdonald et al. (1998)

Dans cette étude, on souhaite se pencher sur l'effet de macro-rugosités, et en particulier, on souhaite explorer des confinements forts, soit $\alpha > 0.1$ (Katul et al. (2002)). La hauteur d'eau dans le canal doit être inférieure à 18 cm , afin de garantir l'établissement de la couche limite mais également de garantir une zone centrale dans le canal non influencée par les courants secondaires de coins, dans le cas de rugosité homogène. Le choix s'est porté sur des éléments rugueux dont la hauteur fait 2 cm ($\alpha_{max} = h/D_{max} = 0.11$).

La taille des rugosités permet également d'en compter un grand nombre sur la largeur du canal (cf. Fig. 2.17), ce qui était une des contraintes énoncée dans l'introduction de ce chapitre. L'aspect cubique des rugosités permet ici de n'avoir qu'une seule longueur caractéristique, et, grâce à leur aspect anguleux, d'obtenir une transition nette vers la turbulence, indépendante du nombre de Reynolds, comparée à des objets de type cylindrique ou sphérique. Cette hauteur de rugosité permet également d'obtenir des nombres de Reynolds $k_s^+ = u_* k_s / \nu$ les plus élevés possibles, car ils garantissent une turbulence pleinement rugueuse. En effet, si l'on prend en première approximation $k_s \approx h$, alors la vitesse de frottement doit être au minimum de 0.35 cm.s^{-1} pour garantir que $k_s^+ > 70$, ce qui représente une valeur relativement peu élevée.

Afin d'avoir un fort contraste de rugosité entre les deux configurations homogènes, en nous basant sur les travaux de Macdonald (2000) et Macdonald et al. (1998), les variations de la longueur de rugosité z_0 et de la vitesse de frottement u_* ont été tracées en fonction de l'aire caractéristique d'un motif reproductible de rugosité A_t (cf. Fig. 2.18) pour un débit et une hauteur d'eau fixés. On observe que la vitesse et la longueur de rugosité voient leurs valeurs augmenter avec l'aire caractéristique jusqu'à atteindre un palier autour de $A_t = 20\text{ cm}^2$, avec une augmentation plus rapide pour z_0 . Ainsi, afin d'obtenir le contraste voulu entre les deux configurations, deux valeurs de A_t ont été

choisies de telle sorte que $S1$ soit la plus rugueuse, et que la configuration $S2$ le soit moins, *i.e.* $k_s^+(S1) > k_s^+(S2)$. En première estimation, en prenant $k_s = z_0/0.033$ (voir Sect. 1.2.2 Chap. 1), on a $k_s^+(S1) = 1800$ et $k_s^+(S2) = 1000$, soit presque la moitié de $k_s^+(S1)$.

SURFACE 1 HOMOGENÈNE : $S1$

$S1$ correspond à la configuration attendue comme étant la plus rugueuse, *i.e.* z_0 et u_* maximum. L'aire caractéristique A_t correspondante est de 20.25 cm^2 , soit un motif carré de 4.5 cm de côté. Cela correspond bien à des valeurs de vitesse et de longueur de rugosité maximales (voir Fig. 2.18). Les cubes sont disposés comme indiqués sur la figure 2.19 (a). Il s'agit d'une configuration alignée carrée, appelée "square" dans la littérature. La densité frontale $\lambda = \frac{A_f}{A_t}$, avec A_f aire de la surface exposée à l'écoulement de la rugosité présente sur A_t (voir Fig. 2.18 (b)), est ici de 0.20.



FIG. 2.19 – Configurations homogènes de rugosité : (a) $S1$ ($\lambda \approx 0.20$, $A_t = 20.25 \text{ cm}^2$) (a) $S2$ ($\lambda \approx 0.40$, $A_t = 10.125 \text{ cm}^2$)

SURFACE 2 HOMOGENÈNE : $S2$

$S2$ correspond à la configuration attendue comme étant la moins rugueuse, *i.e.* z_0 et u_* moindres comparés à $S1$. L'aire caractéristique A_t correspondante est de 10.125 cm^2 , soit un motif caractéristique rectangulaire de 4.5 cm sur 2.25 cm . L'aire A_t est donc deux fois moindre que pour $S1$, ce qui, en première approximation, correspond à une diminution des valeurs de la vitesse et de la longueur de rugosité de 20% par rapport à $S1$. Les cubes sont disposés comme indiqué sur la figure 2.19 (b). Il s'agit d'une configuration alignée décalée, appelée "aligned" dans la littérature. La densité $\lambda = \frac{A_f}{A_t}$, est ici égale à 0.40.

SURFACE À VARIATION TRANSVERSE DE RUGOSITÉ : $S12$

$S12$ est une combinaison de $S1$ et de $S2$, comme on peut le voir sur la figure 2.20, constituée à environ $\frac{1}{3}$ de $S2$ au centre du canal et à environ $\frac{2}{3}$ de $S1$ placés sur les bords. Cette disposition de rugosité a été choisie de telle sorte à ce que les courants secondaires générés dans les coins du canal aient un impact limité sur l'écoulement, permettant ainsi

de voir l'impact réel des circulations secondaires créées par la variation transversale de rugosité de fond.

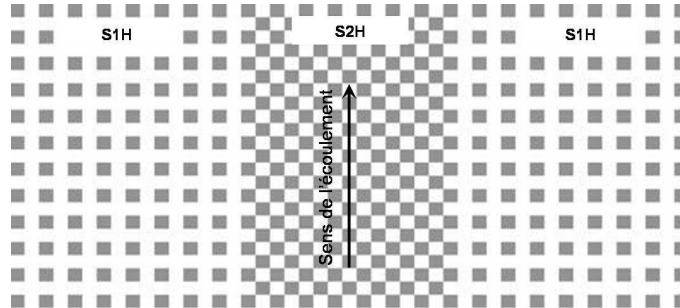


FIG. 2.20 – Schéma de la disposition des cubes dans la configuration S12 sur la largeur du canal

2.4 RÉGIMES D'ÉCOULEMENT

Il a été choisi de faire varier, en plus de la densité frontale λ , deux paramètres représentatifs d'effets de macro-rugosités : le nombre de Froude Fr , lié à la présence d'ondes de surface et le nombre de confinement α , lié à l'effet des macro-rugosités sur la structure de l'écoulement.

Le nombre de Froude est ici défini comme suit :

$$Fr = \frac{U_d}{\sqrt{gD}} \quad (2.7)$$

avec U_d la vitesse débitante, g l'accélération gravitationnelle prise à 9.81 m.s^{-2} , et D la hauteur d'eau.

Le nombre de confinement, qui va comparer la hauteur des éléments de rugosité à la hauteur d'eau, est, quant à lui, défini par :

$$\alpha = \frac{h}{D} \quad (2.8)$$

Pour faire un choix parmi un éventail très large de possibilités offertes par le canal, on trace sur un graphe le nombre de Froude Fr en fonction du nombre de confinement α pour le débit maximum $Q_{max} = 150 \text{ L.s}^{-1}$ et le débit minimum $Q_{min} = 10 \text{ L.s}^{-1}$ afin de délimiter une zone dans laquelle les régimes sont réalisables dans la zone de mesure choisie, *i.e.* $x = 10.7 \text{ m}$ (voir Sect. 2.2.2.3). Une troisième courbe, représentant la hauteur d'eau minimale pour un débit donné, referme cette zone (en gris sur la figure 2.21). En tenant compte des limitations du canal, quatre régimes ont été choisis. Le détail de ces régimes est donné dans le tableau 2.1.

Remarquons que le choix s'est porté, à travers ces quatre régimes, sur deux types de comparaison : une à nombre de Froude constant et une à nombre de confinement constant. Ainsi, il sera possible d'évaluer lequel de ces deux paramètres a le plus d'impact sur la structure de l'écoulement.

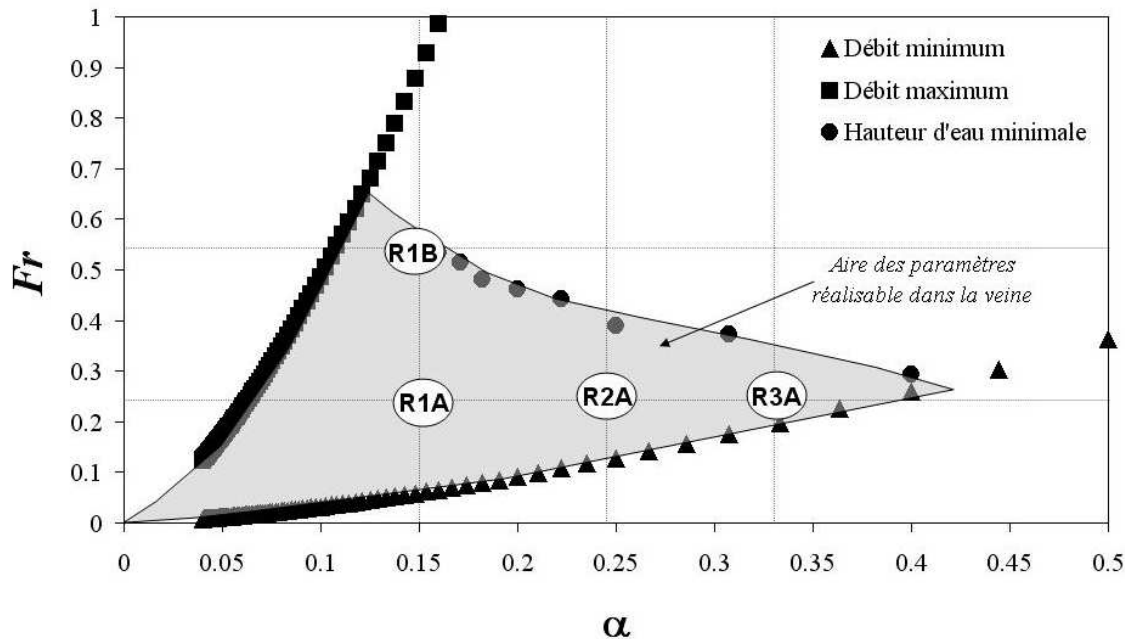


FIG. 2.21 – Régimes étudiés dans l'espace (Fr, α) , en gris zone où les régimes sont réalisables. Courbes : nombres de Froude associé au débit maximal (\square), au débit minimal (\triangle) et hauteur d'eau minimale pour un débit donné (\circ)

Régime	Fr	α	D (cm)	Q ($L.s^{-1}$)	U_d ($cm.s^{-1}$)
R1A	0.23	0.15	13.5	39.8	26.8
R2A	0.22	0.24	8.4	18.7	20.2
R3A	0.21	0.33	6.1	11.1	16.5
R1B	0.54	0.15	13.5	92.3	62.2

TAB. 2.1 – Détails des régimes choisis pour l'étude. U_d : vitesse débitante

2.5 VALIDATION DES HYPOTHÈSES DE L'ÉTUDE

On souhaite ici vérifier que les écoulements choisis (cf. Tab. 2.1) se placent bien dans les hypothèses de l'étude :

- l'écoulement doit être établi, *i.e.* les profils doivent être indépendants de la position x et la couche limite doit s'étendre sur toute la hauteur d'eau
- l'écoulement doit être invariant selon y .
- la variation transverse de rugosité doit permettre la formation de courants secondaires autres que ceux générés dans les coins de la veine.

2.5.1 ÉTABLISSEMENT DE LA COUCHE LIMITE

On a tout d'abord choisi les régimes pour lesquels la couche limite aura le plus de mal à s'établir. En effet, plus la vitesse est grande, plus la couche limite tarde à s'établir. Pour la plus grande et la plus petite hauteurs d'eau, on choisit les régimes pour lesquels la vitesse d'advection est la plus grande, ainsi la validation se fera expérimentalement pour les régimes $R1B$ ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) et $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$), la validation sera extrapolée aux régimes $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et $R2A$ ($Fr = 0.22$, $\alpha = 0.24$). Ces

validations ont été effectuées pour les deux configurations de rugosités $S1$ et $S2$.

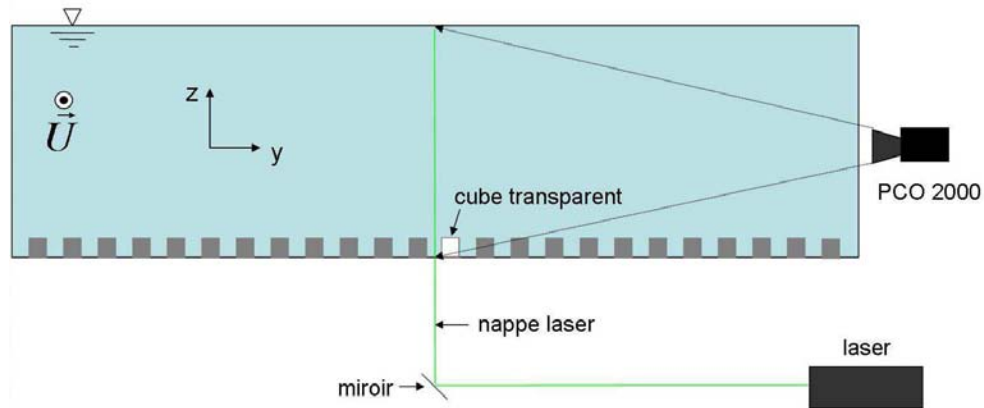


FIG. 2.22 – Schéma de la disposition du matériel dans le cas des plans verticaux

Pour valider l'établissement de la couche limite, des mesures à l'aide de la PIV ont été effectuées dans des plans verticaux, au dessus de la canopée, au centre du canal environ 55 cm en amont de la zone de mesure définie plus haut, *i.e.* à 10.15 m du début du fond rugueux, et 55 cm en aval, *i.e.* à 11.25 m . Ces plans ont été effectués pour les deux configurations de rugosité $S1$ et $S2$. Pour toutes les mesures effectuées, la nappe laser, de 3 mm d'épaisseur, pénètre dans le canal par le fond et la caméra est placée perpendiculairement à la nappe en vis à vis, comme décrit sur le schéma de la figure 2.22. Pour la configuration de rugosité $S2$, des cubes en *Plexiglas*[®] ont été collés dans la zone de mesure, ce qui a permis de laisser passer la nappe laser et donc d'avoir toute l'information nécessaire au dessus de la canopée. Pour chaque régime et chaque position selon x , 1 000 champs instantanés, acquis à une fréquence de 1 Hz , ont servi pour la moyenne temporelle. La résolution spatiale de la grille de traitement est de 0.75 mm pour les profils de $S1$ et de 1.9 mm pour ceux de $S2$.

Sur les figures 2.23(a-b), sont tracés les différents profils normalisés, par la vitesse maximale U_{max} et la hauteur d'eau D , respectivement de vitesse moyennée en x sur un motif de rugosité $\langle \bar{u} \rangle_x$ et de tensions de Reynolds, moyennées de la même façon, $\langle -\overline{u'w'} \rangle_x$, pour la configuration de rugosité $S1$, mesurés en amont et en aval de la zone de mesure. Sur les figures 2.24(a-b), on peut voir ces mêmes profils pour la configuration de rugosité $S2$.

En observant les profils de tensions de Reynolds (Fig. 2.23(b) et 2.24(b)), on constate que tous les profils connaissent une décroissance linéaire, telle qu'on l'attendait, jusqu'à une valeur de zéro à la surface libre. La couche limite s'étend donc sur toute la hauteur d'eau pour tous les régimes.

Pour les deux régimes et les deux configurations, on observe que, pour un régime donné, les deux profils, amont et aval, sont quasi-identiques. Dans la partie basse, au dessus des rugosités, on distingue un écart entre deux profils d'un même régime, qui est, pour la vitesse longitudinale, de moins de 3% pour les deux régimes, et pour les tensions de Reynolds de moins de 12%. Cet écart est certainement lié, à la fois, à l'erreur de convergence temporelle et à des effets de gravité lié à la pente du canal. En effet, de par la présence d'une vanne en aval, la longueur limitée du canal ainsi que l'impossibilité de l'incliner, la zone de mesure se situe dans une courbe de remous, l'état d'équilibre ne pouvant être atteint à cet endroit. Ainsi, des effets liés à la gravité peuvent avoir un

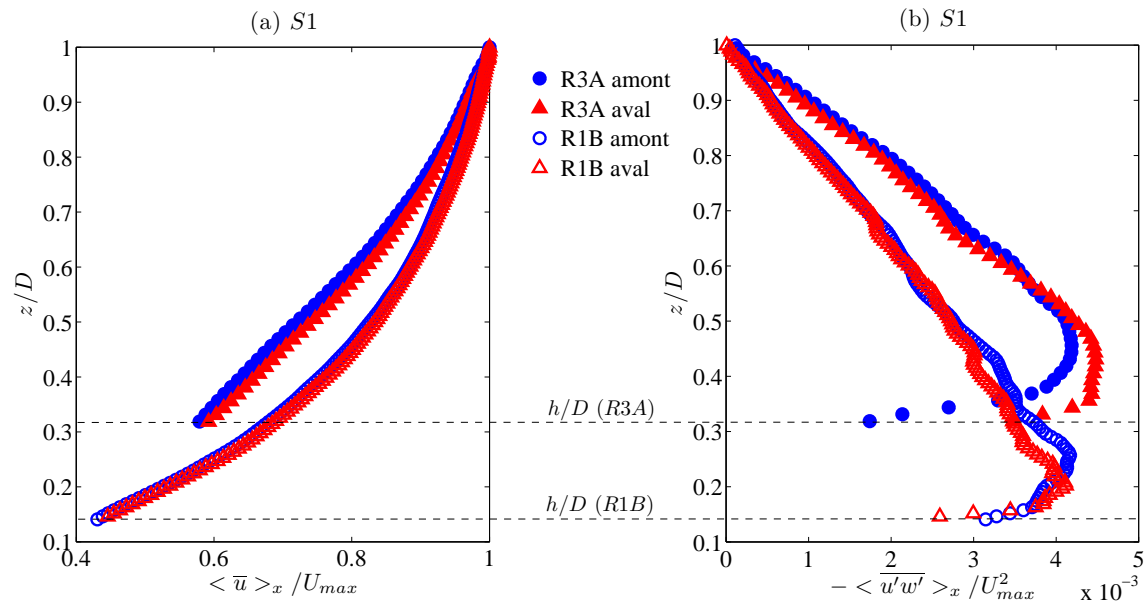


FIG. 2.23 – Profils verticaux (a) de vitesse $\langle \bar{u} \rangle_x$ et (b) de tensions de Reynolds $-\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ au dessus de la canopée pour S1 ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) (symboles vides) et pour le régime R3A ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) (symboles pleins) en amont (\circ) et en aval de la zone de mesure (\triangle)

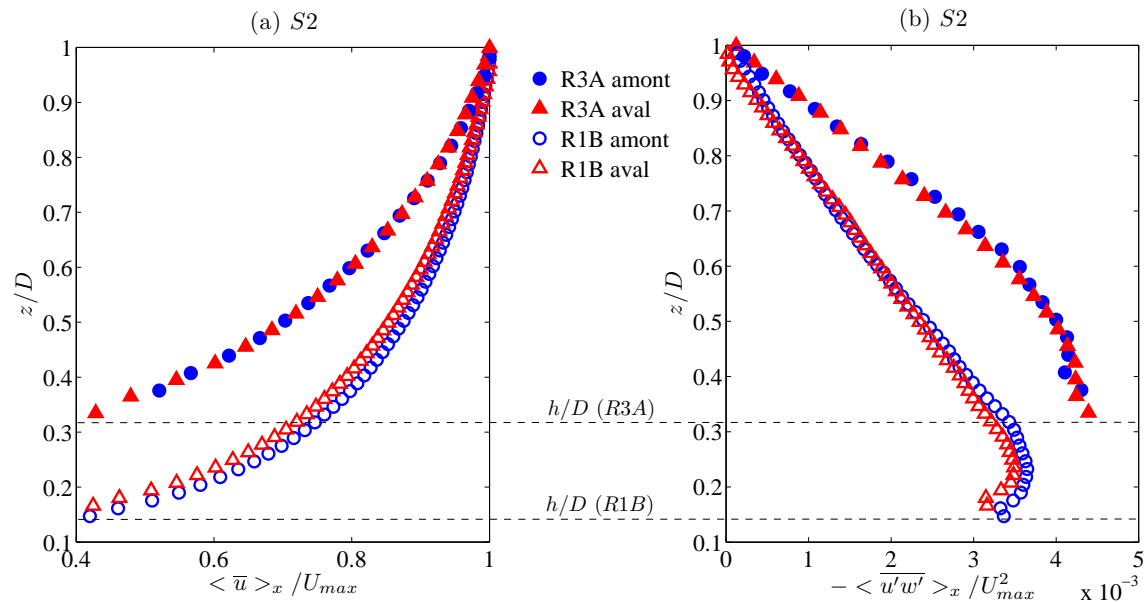


FIG. 2.24 – Profils verticaux (a) de vitesse $\langle \bar{u} \rangle_x$ et (b) de tensions de Reynolds $-\langle \overline{u'w'} \rangle_x$ au dessus de la canopée pour S2 ($\lambda \approx 0.40$), pour le régime R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) (symboles vides) et pour le régime R3A ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) (symboles pleins) en amont (\circ) et en aval de la zone de mesure (\triangle)

impact sur l'établissement. Or, on observe ici que les écarts observés entre les profils sont relativement faibles, et on verra dans la section 3.2 du chapitre suivant, que le biais induit par la gravité semble très inférieur à l'erreur de convergence.

En conclusion, la couche limite développée, que ce soit pour la configuration $S1$ ou $S2$, s'étend sur toute la hauteur d'eau et est établie à 2% près pour la vitesse longitudinale et 12% près pour les tensions de Reynolds.

2.5.2 INVARIANCE DE L'ÉCOULEMENT SELON y

Les rapports B/D sont compris entre 8, pour $\alpha = 0.15$, et 18, pour $\alpha = 0.33$, en ce qui concerne les régimes de cette étude (voir Tab. 2.1), on peut donc considérer que l'écoulement se fait dans un canal large (Nezu & Rodi (1985)). Ainsi, on s'attend à l'existence d'une zone de l'écoulement, telle que $|y/D| < (B/D - \beta_c)/2$, avec $\beta_c = 6$, de part et d'autre du centre du canal, où la couche limite développée est considérée comme vérifiant les hypothèses de la théorie des couches limites sur fond rugueux homogène, *i.e.* l'hypothèse d'invariance selon y (Nezu & Rodi (1985)). Pour $\alpha = 0.33$, le rapport $B/D = 18$ est assez grand pour assurer cette hypothèse. Par contre, pour $\alpha = 0.15$, le rapport $B/D = 8$ a une valeur très proche de la valeur critique $\beta_c = 6$.

Afin de vérifier l'hypothèse d'invariance transverse de l'écoulement pour $\alpha = 0.15$, des mesures ont été faites dans des plans horizontaux, à l'aide de la PIV, dans la zone de mesure, *i.e.* à $x = 10,7$ m du début du fond rugueux. Ces plans sont disposés à mi lame d'eau, *i.e.* à $z = (D - h)/2 + h$. Ces mesures ont été effectuées pour le régime $R1B$ sur les deux configurations de rugosité $S1$ et $S2$.

La caméra étant placée au dessus, un bateau en Plexiglas[®], posé sur la surface de l'eau, permet d'éviter toutes déformations de l'image dues à la présence d'ondes de surface et donne ainsi accès à des plans d'environ 60 cm de long (direction y) sur 15 cm de large (direction x). L'épaisseur de la nappe est de 4 mm et la résolution de la grille est de 2 mm. La disposition du matériel d'acquisition est schématisée sur la figure 2.25.

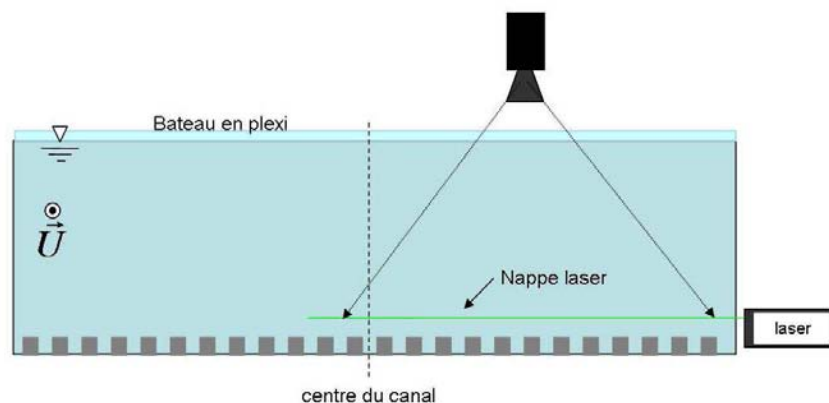


FIG. 2.25 – Schéma de la disposition du matériel dans le cas des plans horizontaux larges

Pour valider l'hypothèse d'invariance transverse de l'écoulement, on trace, pour les deux configurations de rugosité, les profils transverses moyennés selon x de la vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle_x$, de la vitesse transversale $\langle \bar{v} \rangle_x$ et des tensions de Reynolds dans

le plan $\langle \overline{u'v'} \rangle_x$, tous normalisés par la vitesse maximale U_{max} , fonction de y/B , où B est la largeur du canal.

Sur les figures 2.26(a-c), on observe que les profils transversaux sont plats au centre du canal, ce qui indique une invariance de l'écoulement dans la direction transverse. Sur les bords du canal, *i.e.* vers $y/B = 0.5$, on observe des effets de bords, qui se font ressentir jusqu'à $y/B = 0.2$. Cette observation est en accord avec les résultats de Nezu & Rodi (1985), puisqu'ils estiment que cette zone s'étend jusqu'à $y/B = 0.125$.

On observe que la vitesse transverse est inférieure à 1% de la vitesse maximale. L'hypothèse d'invariance selon y est donc confortée par ces observations. Elle l'est d'autant plus que les tensions de Reynolds sont négligeables sur la largeur du canal, ce qui indique que l'essentiel du cisaillement sur l'écoulement se fera dans le plan (x, z) .

On peut faire exactement les mêmes observations concernant les profils de la configuration $S2$ (voir Fig. 2.27(a-c)).

2.6 DESCRIPTION DES PLANS MESURÉS : CONFIGURATIONS HOMOGÈNES $S1/S2$

Afin de pouvoir mener cette étude, des champs horizontaux et verticaux ont été obtenus à l'aide la PIV pour tous les écoulements de cette étude. Les champs horizontaux vont permettre de regarder de plus près la tridimensionalité de l'écoulement moyen proche et dans la canopée. Les champs verticaux, quant à eux, vont permettre d'analyser la structure verticale de l'écoulement en condition de confinement important à l'aide de la double moyenne.

2.6.1 CHOIX DE LA TAILLE DES CHAMPS À MESURER

Plusieurs étapes sont nécessaires à la mise en place du dispositif expérimental. La première, en ce qui concerne la PIV, est de déterminer la taille des champs que l'on souhaite obtenir. Dans cette étude, on souhaite étudier des champs turbulents, et idéalement résoudre le spectre entier, *i.e.* des plus grandes aux plus petites échelles de la turbulence. En PIV, la gamme d'échelles résolues est limitée par la taille du capteur de la caméra, et de la résolution en pixels par centimètre du champ mesuré. Afin de pouvoir estimer quelle est la taille des champs à mesurer, on se base sur les travaux de Coceal et al. (2006). En supposant que la production est approximativement égale à la dissipation, le taux de dissipation ε s'écrit :

$$\varepsilon \approx u_*^2 \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.9)$$

où u_* est la vitesse de frottement de l'écoulement.

À l'aide de simulations numériques, les résultats de Coceal et al. (2006) donnent :

$$\varepsilon \approx 34 \frac{u_*^3}{h} \quad (2.10)$$

où h est la hauteur des rugosités présentes sur le fond, dans la zone de dissipation maximale.

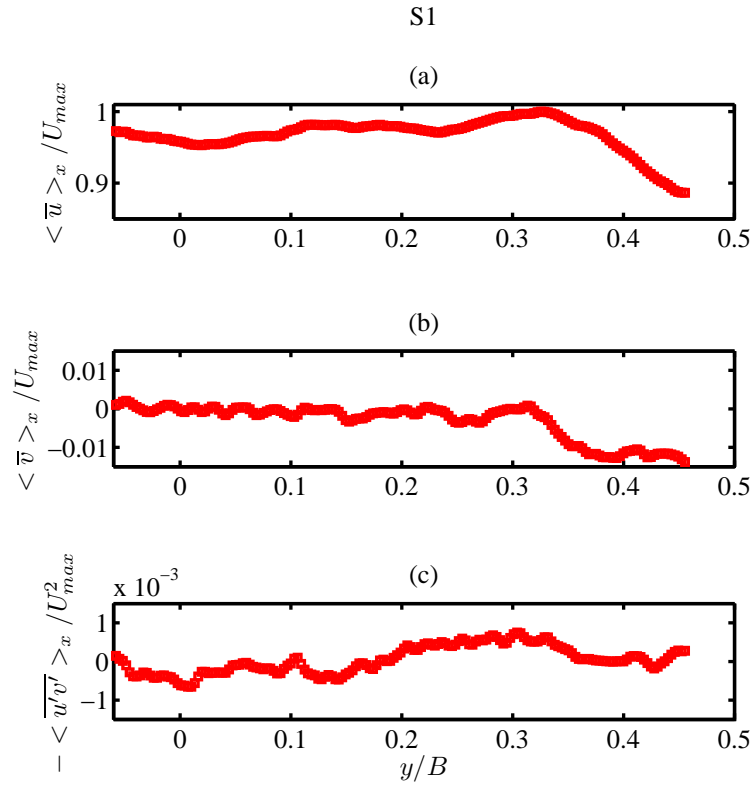


FIG. 2.26 – Profils horizontaux normalisés par la vitesse maximale dans le plan U_{max} pour le régime R1B sur la configuration de rugosité S1 fonction de la direction longitudinale y/B : (a) vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle_x$, (b) vitesse transverse $\langle \bar{v} \rangle_x$ et (c) tensions de Reynolds transverses $-\langle \overline{u'v'} \rangle_x$ à $z = (D_h)/2 + h$

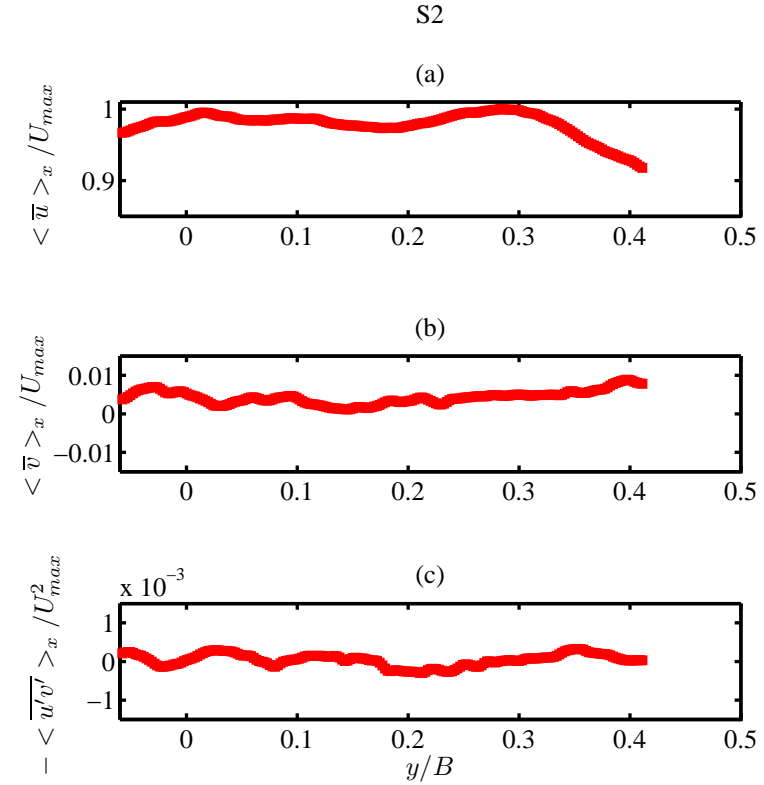


FIG. 2.27 – Profils horizontaux normalisés par la vitesse maximale dans le plan U_{max} pour le régime R1B sur la configuration de rugosité S2 fonction de la direction longitudinale y/B : (a) vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle_x$, (b) vitesse transverse $\langle \bar{v} \rangle_x$ et (c) tensions de Reynolds transverses $-\langle \overline{u'v'} \rangle_x$ à $z = (D_h)/2 + h$

Surface	Régime	$15\eta_k$ (<i>mm</i>)	Résolution souhaitée (<i>px/cm</i>)	Largeur du champ souhaité (<i>cm</i>)	Hauteur d'eau (<i>cm</i>)
S1	R1A	0,89	336	6.1	13.5
	R2A	0,93	321	6.4	8.4
	R3A	0,94	318	6.4	6.1
	R1B	0,47	631	3.2	13.5
S2	R1A	0,85	352	5.8	13.5
	R2A	0,92	326	6.3	8.4
	R3A	0,96	309	6.6	6.1
	R1B	0,45	661	3.1	13.5

TAB. 2.2 – Estimation de la taille du champ à mesurer : Estimation de 15η par 2.9, 2.10 et 2.11, Résolution souhaitée pour que $15\eta_k \Leftrightarrow 15 \text{ pixels}$ (taille de la boîte de corrélation), taille du champ souhaité, en *cm*, en prenant un capteur de caméra de résolution 2048×2048

En utilisant cette approximation, couplée à une estimation de u_* basée sur les travaux de Macdonald (2000), on peut alors estimer la taille de la plus petite échelle à résoudre, qui est de 11 à 15 η_k , η_k étant l'échelle de Kolmogorov définie par :

$$\eta_k = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (2.11)$$

En PIV, il n'est pas possible de résoudre des échelles de taille inférieure à deux fois la taille de la boîte de corrélation. Pour le traitement des images, la taille de boîte utilisée est de 15 *pixels* de côté pour toutes les mesures effectuées. Ainsi, avec l'estimation de η_k , la taille de la boîte de corrélation, et la résolution en pixels du capteur de la caméra (ici $2048 \times 2048 \text{ pixels}$), on peut en déduire la taille du champ en *cm* à mesurer pour pouvoir résoudre les petites échelles de la turbulence, soit $15\eta_k$. Les résultats de cette estimation sont donnés dans le tableau 2.2.

En première approximation, on estime que la taille des plus grandes structures est de l'ordre de la hauteur d'eau. Ainsi, pour la plupart des régimes, il semble impossible de mesurer à la fois les grandes et les petites structures ($15\eta_k$). Le choix se porte sur la résolution des grandes structures. Ainsi, les champs mesurés lors de cette étude font environ $14 \times 14 \text{ cm}^2$, ce qui correspond à une résolution spatiale d'environ 145 pixels par centimètres. On mesurera ainsi jusqu'à environ $38\eta_k$ pour les régimes *R1A*, *R2A*, *R3A* et jusqu'à $73\eta_k$ pour le régime *R1B*. Il est à noter que ces estimations sont basées sur des vitesses de frottement estimées via les paramétrisations proposées par Macdonald (2000).

2.6.2 PLANS VERTICAUX

Grâce aux mesures dans les champs horizontaux, on espère avoir toute l'information nécessaire au calcul de la double moyenne, qui se fait spatialement sur un volume de fluide. En particulier, on souhaite avoir accès à la structure tridimensionnelle de l'écoulement moyen dans la sous couche rugueuse. Il est donc nécessaire d'avoir le dispositif adéquat qui facilitera la mesure dans la canopée.

DISPOSITION DES PLANS

Comme on peut le voir sur la figure 2.28, il a été choisi de placer les différents plans proche du centre du canal et réparti sur un motif de rugosité, et ce afin de pouvoir discrétiser au mieux le volume de fluide en vue de la double moyenne. Ainsi, aussi bien pour $S1$ que pour $S2$, grâce à la symétrie, on a accès à 5 plans verticaux pour 1 motif de rugosité, et ce en faisant les mesures uniquement sur 3 plans correctement placés. Pour la configuration $S1$, les plans sont situés à $y/h = 0$, $y/h = 0.625$ et $y/h = 1.125$ et pour la configuration $S2$ à $y/h = 0$, $y/h = 0.25$ et $y/h = 0.625$.

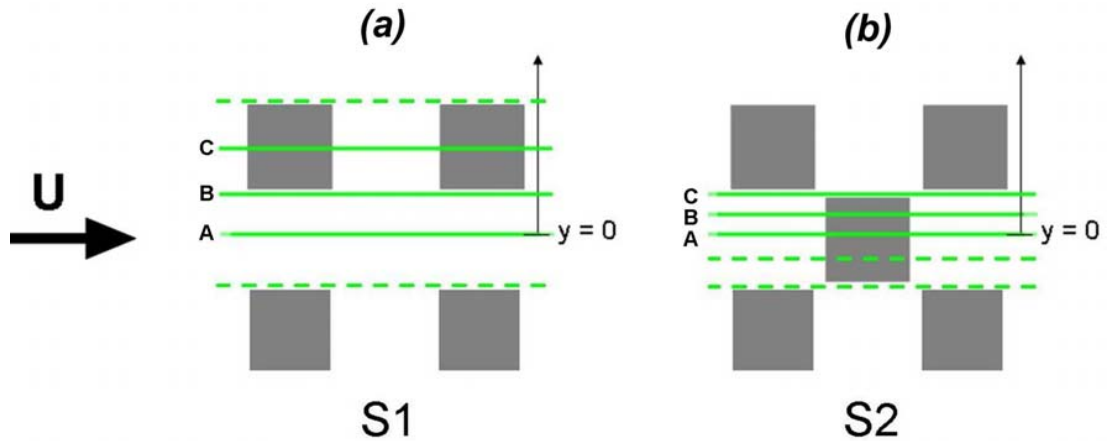


FIG. 2.28 – Disposition des plans mesurés (en trait plein) et obtenus par symétrie (en pointillés) pour les configurations $S1$: $A \rightarrow y/h = 0$, $B \rightarrow y/h = 0.625$, $C \rightarrow y/h = 1.125$, et $S2$: $A \rightarrow y/h = 0$, $B \rightarrow y/h = 0.25$, $C \rightarrow y/h = 0.625$

DISPOSITION DU MATÉRIEL DE MESURE :

Il a été choisi d'éclairer l'écoulement par le fond du canal, et ce afin d'éviter l'emploi d'un bateau sur la surface libre. La caméra est alors placée perpendiculairement à la nappe face à la paroi latérale du canal (voir Fig. 2.29).

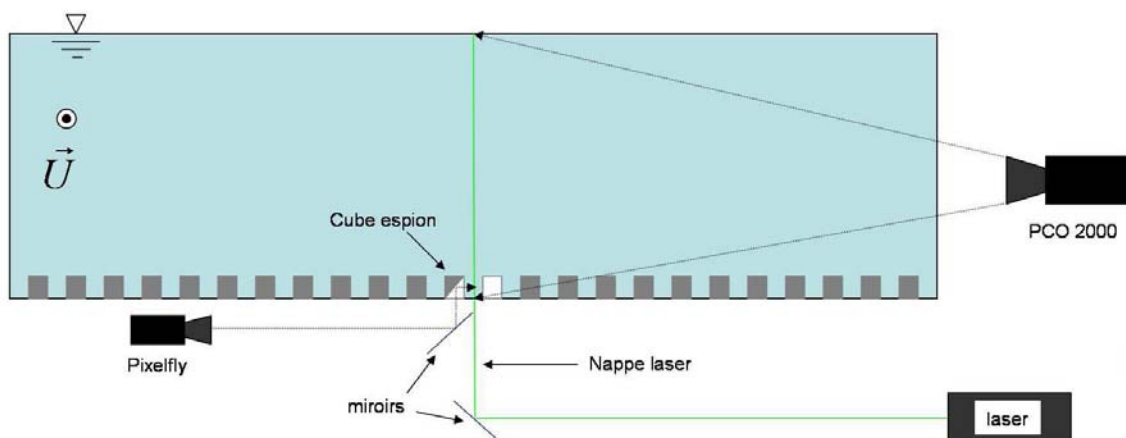


FIG. 2.29 – Schéma de la disposition du matériel dans le cas des plans verticaux

La disposition des trois plans, dans lesquels la mesure doit être effectuée, implique plusieurs difficultés si on souhaite avoir l'ensemble de l'information sur l'écoulement dans

les trois champs. D'abord, pour le champ C , les cubes constituant la rugosité risquent de faire obstacle à la nappe laser (épaisseur 3 mm). Pour y remédier, des cubes translucides en *Plexiglas*[®] ont été placés dans la zone de mesure afin d'éclairer la majorité du champ au dessus de la canopée. La seconde difficulté concerne le champ A. En effet, l'écoulement se faisant entre deux rangées de cubes est en partie masqué par les cubes se trouvant au premier plan. Pour remédier à cela, des cubes espions ont été placés dans la zone de mesure. Grâce à un jeu de miroirs, il a été possible d'accéder à l'information masquée et ce en plaçant deux caméras en vis à vis : la PCO 2000 pour le plan large et la PCO Pixelfly pour les plans entre les cubes, comme on le voit sur la figure 2.30.

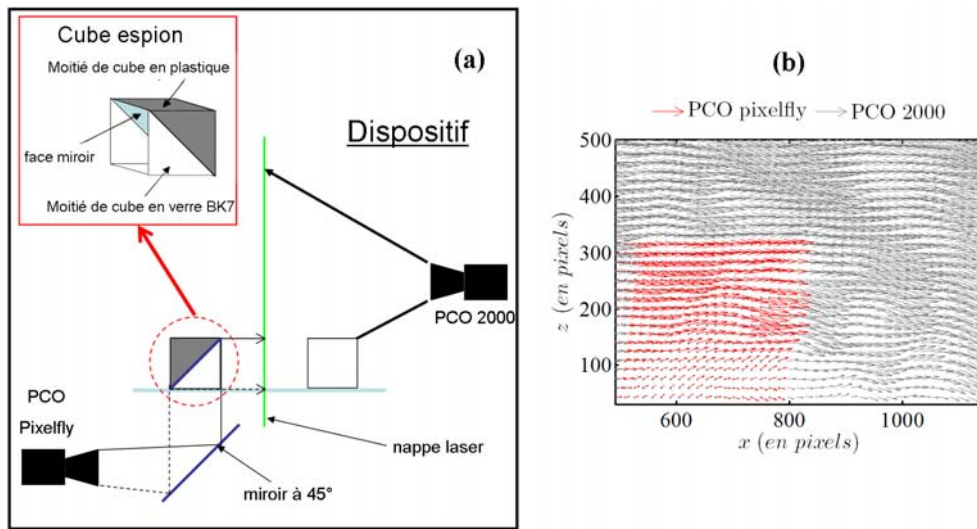


FIG. 2.30 – Schéma concernant l'utilisation du cube espion : dispositif et résultat obtenu à l'issue du traitement

Deux types d'objectifs ont été employés lors de l'acquisition des données :

- un objectif Nikon, de focale 105 mm pour la PCO 2000
- un objectif Nikon de focale 50 mm pour la PCO Pixelfly

Pour ces champs d'observation restreints, avec une distance d'approche limitée, nous avons utilisé l'objectif de 105 mm avec un doubleur de focale Sigma. Le doubleur de focale a la propriété de doubler la focale originale. La maille de la grille a pu ainsi être de 0.5 mm environ.

Dans un souci de résoudre au mieux les échelles dissipatives de la turbulence, la boîte de corrélation employée lors du traitement doit être la plus petite possible. Pour cela, il est nécessaire qu'un grand nombre de particules apparaissent sur le champ. Pour éviter d'opacifier le fluide et, de ce fait, gêner le chemin optique de la caméra (environ 1 m dans l'air, puis 55 cm dans l'eau), il a été choisi de placer un injecteur vertical de particules. L'injecteur est composé d'un tube de 3 mm de diamètre percé de trous de 1 mm . La hauteur de l'injecteur dépend de la hauteur, et représente environ $2/3$ de la lame d'eau, *i.e.* $(D - h)/2$. Placé à environ 60 cm , il injecte dans l'écoulement une solution très concentrée en particules à l'aide d'une micro-pompe *Micro Pump* permettant d'obtenir des débits allant jusqu'à $145\text{ mL}\cdot\text{min}^{-1}$. Pour chaque régime, le débit est réglé de telle sorte à obtenir une vitesse d'injection de l'ordre de la vitesse de l'écoulement moyen. On a pu ainsi obtenir un écoulement suffisamment ensemené pour traiter les images avec des grilles dont le pas est d'environ 0.5 mm .

Malheureusement, la position de l'injecteur a posé problème dans le cas de la configura-

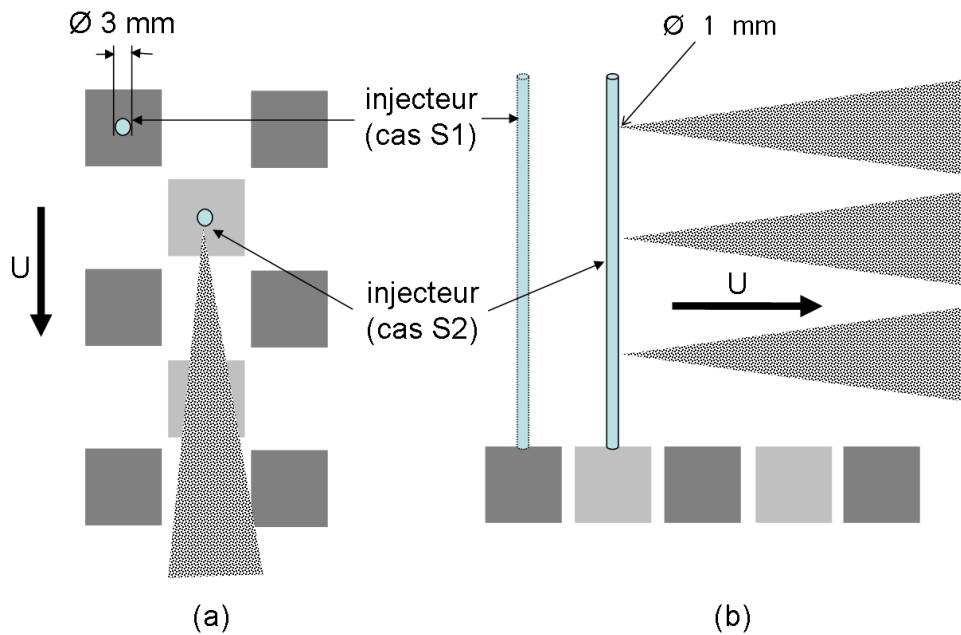


FIG. 2.31 – Disposition de l'injection pour les plans verticaux des configurations $S1$ et $S2$: (a) vue de dessus, (b) vue de côté

tion $S2$, car il se trouvait directement dans l'axe des mesures ce qui a eu pour conséquence de modifier l'état de la turbulence localement. Les hypothèses nécessaires à l'étude n'étant pas respectées par les données acquises pour cette configuration, les plans verticaux mesurés au dessus de la canopée seront donc écartés. Les données acquises pour la validation de l'établissement (voir Sect. 2.5.1), trois fois moins résolue en espace, vont être utilisées afin de permettre l'étude sur l'effet de la densité de rugosités. Seuls les plans verticaux ont été effectués avec ce dispositif.

2.6.3 PLANS HORIZONTAUX

Les mesures dans des plans horizontaux de l'écoulement ont été effectuées pour les régimes $R1A$, $R3A$ et $R1B$ à la fois pour la configuration $S1$ et $S2$. Ils vont permettre d'avoir une description transverse de la tridimensionnalité de l'écoulement moyen dans la sous couche rugueuse.

DISPOSITION DES PLANS HORIZONTAUX

Les plans horizontaux sont au nombre de 6 et sont disposés comme indiqué sur la figure 2.32. Ils sont situés à $z/h = 1/3$, $z/h = 2/3$, $z/h = 1$, $z/h = 4/3$, $z/h = 5/3$ et $z/h = 2$, pour les deux configurations de rugosités.

Dans les deux cas, les plans sont placés principalement proches de la canopée, là où l'écoulement moyen possède une forte tridimensionnalité.

DISPOSITION DU MATÉRIEL DE MESURE :

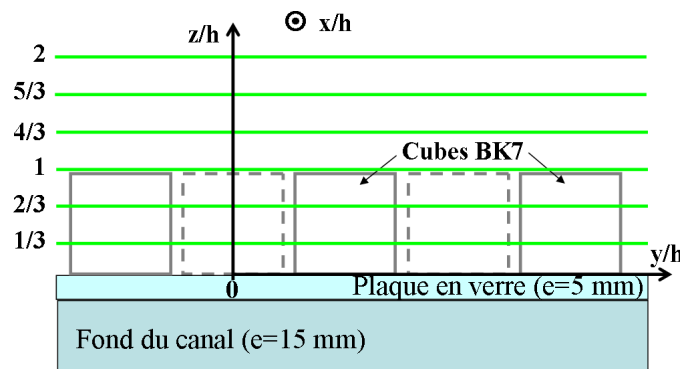


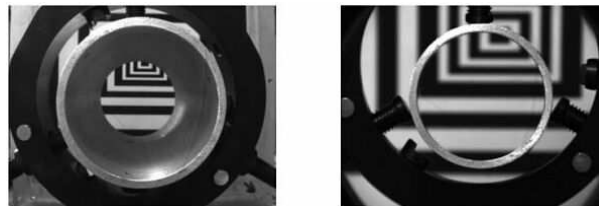
FIG. 2.32 – Disposition des plans verticaux pour les deux configurations $S1$ et $S2$

Afin de ne pas contraindre la surface libre¹, dont on souhaite étudier l'effet de confinement, la caméra a été placée sous le canal. Un miroir fixe est placé à 45° face à la caméra, permettant ainsi de visualiser l'écoulement par le fond. Comme on a pu le voir, on souhaite ici visualiser l'écoulement dans la canopée, mais également au dessus. Les cubes se trouvant sur le chemin optique de la nappe laser, ainsi que ceux se trouvant dans celui de la caméra, sont en verre BK7, reconnu pour sa grande transparence. Ainsi il a été possible d'obtenir, en minimisant les zones d'ombres, de l'information dans la canopée, mais également au dessus. La nappe laser fait, dans ce cas, 4 mm d'épaisseur.

Avec un objectif classique, la visualisation au travers des cubes en verre BK7, n'aurait pas pu permettre d'avoir accès à l'ensemble du champ à cause de l'effet de parallaxe. Pour y remédier, un objectif télécentrique a été utilisé. On peut voir une image d'un objectif télécentrique sur la figure 2.33 (a). Sa particularité est liée à un jeu de lentilles lui permettant d'éviter les effets de parallaxe (voir Fig. 2.33 (b)). Il est donc possible d'effectuer des mesures à travers des obstacles et de n'en distinguer que les bords.



(a)



(b) vue à travers un tube : à gauche objectif classique, à droite objectif télécentrique

FIG. 2.33 – (a) Photo d'un objectif télécentrique, (b) Correction apportée par l'emploi d'un objectif télécentrique (source : Opto-engineering)

Ici nous avons utilisé un objectif télécentrique Opto Engineering qui permet d'obtenir des champs carrés de 10.5 cm de côté¹. Les arêtes des cubes n'ont plus été un obstacle à l'observation de l'écoulement et des champs entiers de particules ont donc pu être obtenus (cf. Fig. 2.4 (pré-traitement)). La résolution spatiale des images dans ce cas est de 195 pixels/cm , et un pas de grille de traitement de 0.5 mm .

La disposition détaillée correspondant aux configurations homogènes $S1$ et $S2$ est

¹cf. dispositif expérimental de la section 2.5.2

¹Longueur : 527.4 mm ; Diamètre externe : 180 mm ; Poids : 5.7 kg

décrite sur le schéma de la figure 2.34.

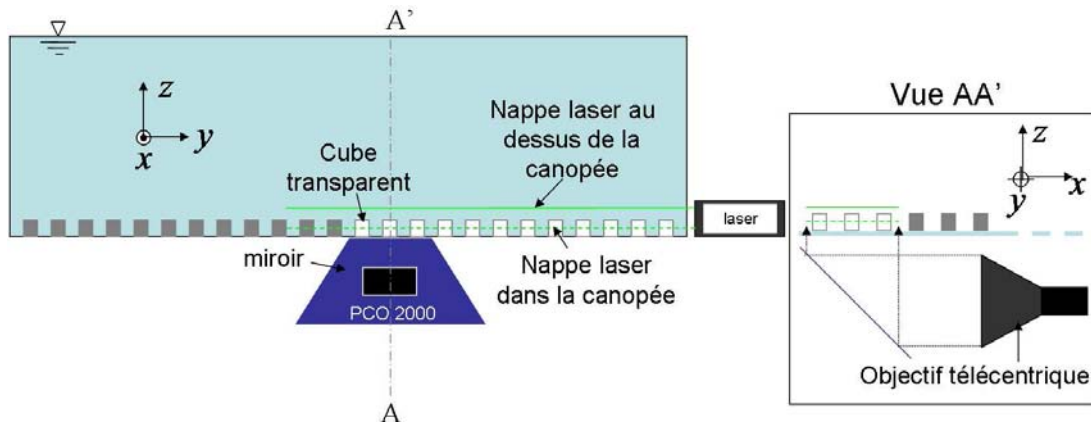


FIG. 2.34 – Schéma de la disposition du matériel dans le cas des plans horizontaux restrictifs, configurations homogènes

Malgré toute l'attention portée lors du traitement, les champs situés dans la canopée, *i.e.* ceux situés à $z/h = 1/3$ et $z/h = 2/3$, ont vu leurs valeurs de vitesses faussées. En effet, l'intérieur de la canopée est le siège de forts flux verticaux, ce qui a eu pour conséquence de faire disparaître de l'image en très grand nombre des particules entre deux tirs du laser. Le biais engendré par ce problème n'affecte que les valeurs de vitesses, qui sont sur-estimées. Il sera tout de même possible de les étudier d'un point de vue purement qualitatif, afin de savoir comment se comporte l'écoulement entre les rugosités, dans un plan horizontal.

2.7 DESCRIPTION DES PLANS MESURÉS : CONFIGURATION À VARIATION TRANSVERSE DE RUGOSITÉ S12

On souhaite par ces mesures mettre en évidence la présence de courants secondaires et observer leur impact sur la structure verticale de la couche limite. Pour cela, des champs horizontaux vont permettre de localiser les courants secondaires, puis des champs verticaux d'étudier la structure verticale.

2.7.1 PLANS HORIZONTAUX

Afin de pouvoir localiser les courants secondaires générés dans le canal, il est nécessaire de faire la mesure dans un plan très large, au moins la moitié du canal, sans pour autant sacrifier la résolution de la mesure. Le choix d'une mesure par le fond du canal a également été fait pour cette campagne. Ce choix est d'autant plus important lorsque l'on souhaite étudier la présence de courants secondaires. En effet, Nezu & Nakagawa (1984) ont montré que la présence de la surface libre modifie significativement l'intensité des courants secondaires dans une zone proche de la surface libre. La mesure est effectuée ici uniquement au-dessus des rugosités. En effet, on ne s'intéressera pas ici à l'effet des courants secondaires sur l'écoulement dans la canopée mais seulement sur la similarité de la couche externe.

DISPOSITION DES PLANS HORIZONTAUX

On choisit de disposer les champs comme indiqué sur la figure 2.35. On ne cherche pas ici à résoudre de façon précise les courants secondaires dans le plan transverse (y, z), mais uniquement à en identifier la position et à en observer les effets sur la structure verticale.

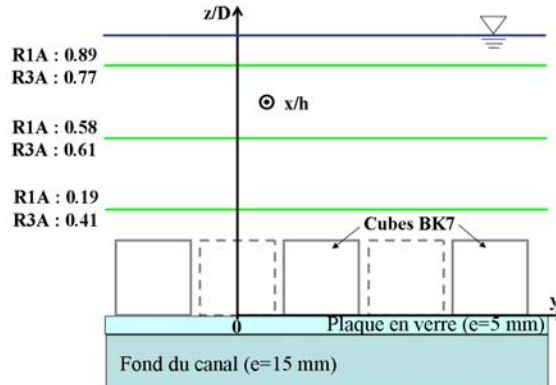


FIG. 2.35 – Disposition des plans horizontaux mesurés dans le cas de la configuration à variation transverse de rugosité $S12$, pour les régimes $R1A$ et $R3A$.

C'est pourquoi il apparaissait suffisant de mesurer uniquement trois champs : un proche de la canopée, un à environ mi-lame d'eau, *i.e.* $(D - h)/2 + h$, et un proche de la surface libre, soit à $z/D = (0.19, 0.58, 0.77)$ pour le régime $R1A$ ($\alpha = 0.15, Fr = 0.23$) et $z/D = (0.41, 0.61, 0.77)$ pour le régime $R3A$ ($\alpha = 0.15, Fr = 0.23$).

DISPOSITION DU MATÉRIEL DE MESURE :

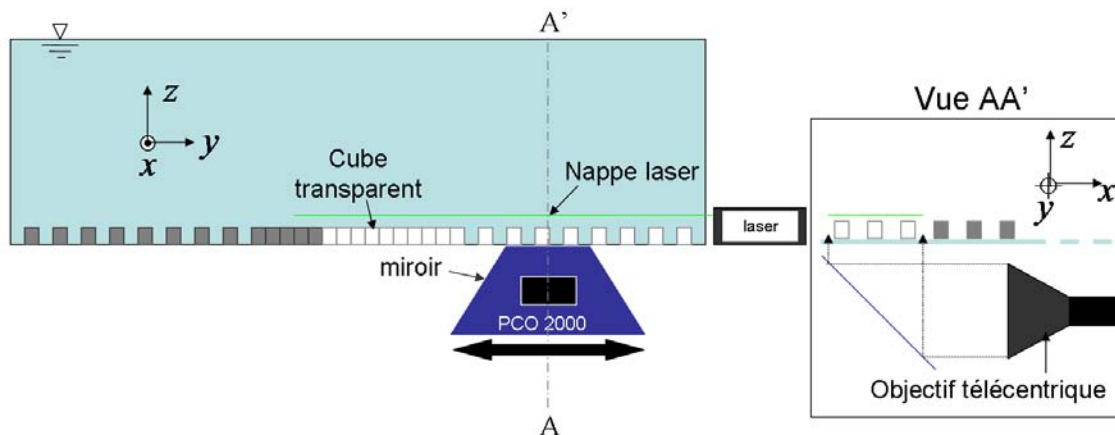


FIG. 2.36 – Schéma des positions verticales des différents champs horizontaux mesurés dans le cas de la configuration à variation transversale de rugosité $S12$

Le dispositif expérimental pour les champs horizontaux de la configuration $S12$ est présenté sur la figure 2.36. La nappe laser fait ici 4 mm d'épaisseur. La caméra est placée sous le canal sur un support coulissant dans la direction transverse. Elle est équipée d'un objectif télécentrique Opto Engineering qui permet de faire des champs carrés de 14.93 cm

de côté².

Pour chaque position de champ, la mesure du champ moyen complet est faite en quatre parties. Comme on peut le voir sur la figure 2.37, quatre champs d'environ 15 cm de côté sont mesurés sur la demi largeur du canal, en ayant pris soin de recouvrir d'environ 1 cm chaque champ successif. Cela donne ainsi accès à l'écoulement moyen sur environ 57 cm de large, soit un peu plus de la demi largeur du canal, et ce avec un résolution de grille de 0.5 mm.

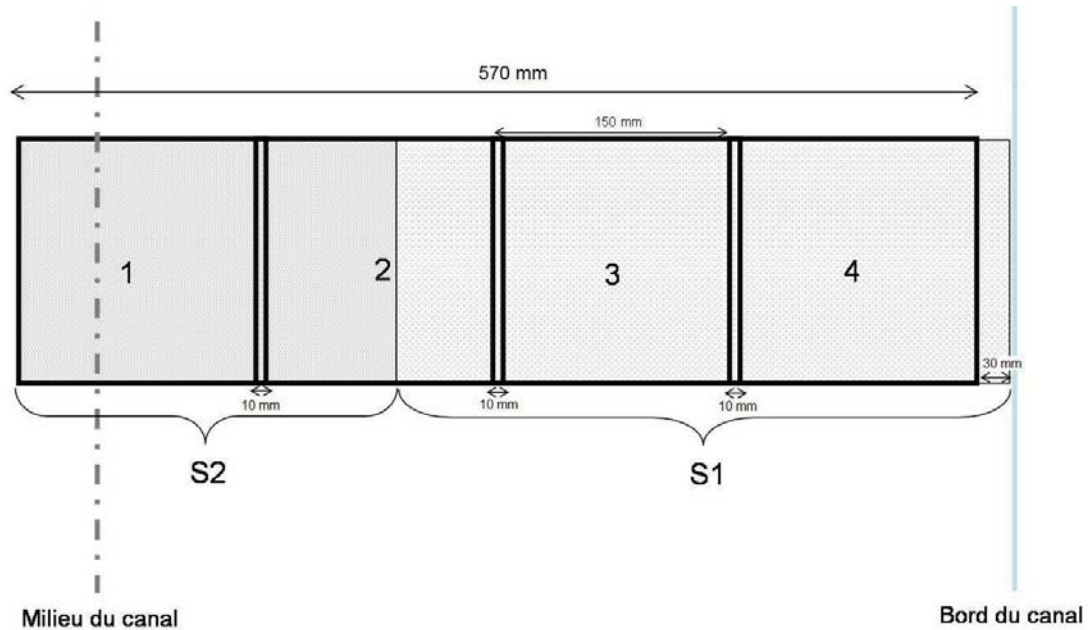


FIG. 2.37 – Schéma des différents champs horizontaux mesurés sur plus d'une demi-largeur de canal pour la configuration à variation transverse de rugosité S12

2.7.2 PLANS VERTICAUX

DISPOSITION DES PLANS VERTICAUX :

Dans le cas de la variation transversale de rugosités, des mesures préliminaires ont été effectuées dans un plan horizontal large, environ 60 cm, sur une demi largeur de canal, dans la zone de mesure, *i.e.* à $x = 10.7$ m du début du fond rugueux. Le plan de mesure est disposé à mi lame d'eau, *i.e.* à $z = (D - h)/2 + h$. La résolution de la grille de traitement est ici de 2.5 mm. À l'issue de l'analyse des résultats pour les fonds homogènes (voir Chap. 4), il a été choisi de faire les mesures pour les régimes R1A et R3A. Ainsi, le résultat des mesures préliminaires pour ces deux régimes est ici présenté. Le dispositif expérimental de ces mesures est le même que pour les champs présentés précédemment (voir Fig. 2.25).

Les profils transverses issus de ces mesures ont été utilisés pour déterminer la position

²Longueur : 735.3 mm ; Diamètre externe : 260 mm ; Poids : 11.8 kg

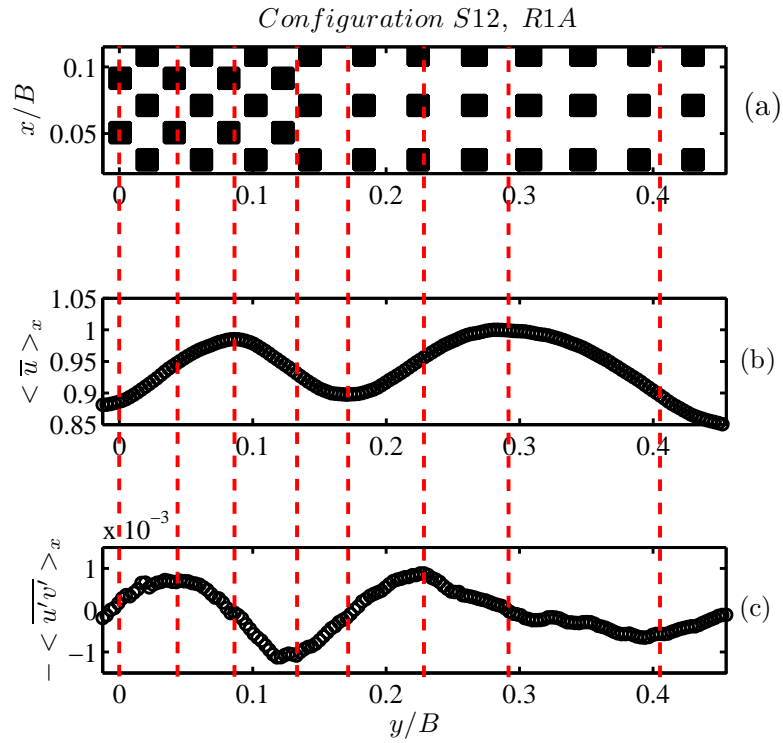


FIG. 2.38 – Profils horizontaux normalisés par la vitesse maximale dans le plan U_{max} pour le régime R1A pour la configuration à variation transverse de rugosité S12 fonction de la direction longitudinale y/B : (a) disposition des rugosités dans le plan (x, y) , (b) vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle_x$ et (c) tensions de Reynolds transverses $-\langle \overline{u'v'} \rangle_x$ à $z = (D_h)/2$. En pointillés : positions des champs verticaux mesurés.

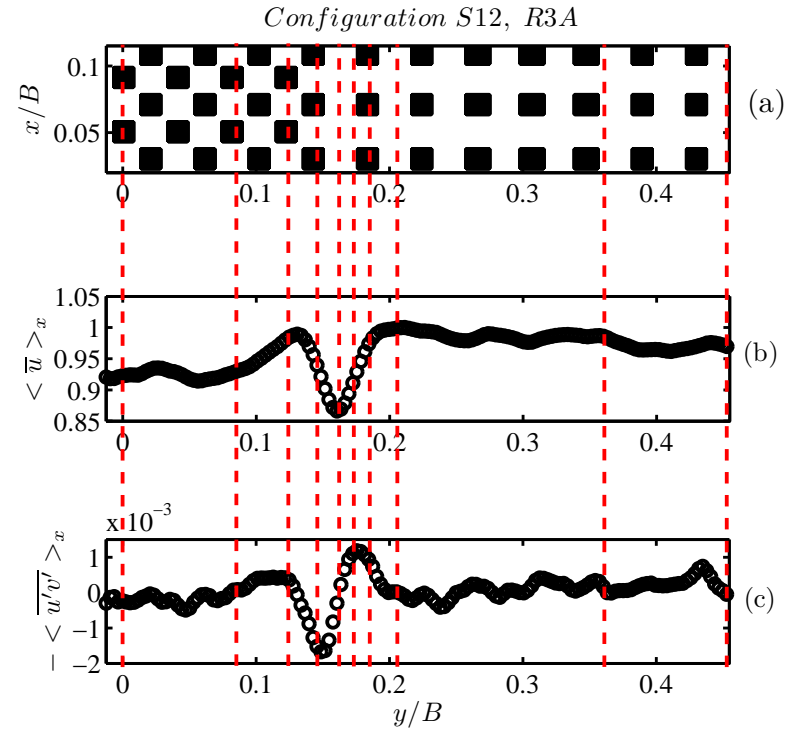


FIG. 2.39 – Profils horizontaux normalisés par la vitesse maximale dans le plan U_{max} pour le régime R3A pour la configuration à variation transverse de rugosité S12 fonction de la direction longitudinale y/B : (a) disposition des rugosités dans le plan (x, y) , (b) vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle_x$ et (c) tensions de Reynolds transverses $-\langle \overline{u'v'} \rangle_x$ à $z = (D_h)/2$. En pointillés : positions des champs verticaux mesurés.

des champs verticaux à mesurer. On choisit donc ici de mesurer dans un premier temps là où la vitesse longitudinale moyenne $\langle \bar{u} \rangle_x$ et les tensions de Reynolds transverses $\langle \overline{u'v'} \rangle_x$ ont des valeurs extrêmes. Comme on peut le constater sur les figures 2.38(a-c) et 2.39(a-c), les zones d'extrema locaux de vitesse longitudinale correspondent à des zones de forts gradients pour les tensions de Reynolds transverses, et inversement. Les autres champs verticaux sont positionnés de façon à couvrir toute la demi largeur du canal.

Ainsi, les champs verticaux mesurés pour *R1A* sont au nombre de 8 et sont disposés à $y/B = 0, 0.043, 0.086, 0.13, 0.17, 0.23, 0.29$ et 0.40 . Pour le régime *R3A*, ils sont au nombre de 10 et sont disposés à $y/B = 0, 0.086, 0.12, 0.14, 0.16, 0.17, 0.18, 0.20, 0.36, 0.45$.

2.8 POST-TRAITEMENTS DES DONNÉES

2.8.1 RECONSTRUCTION DES DONNÉES DANS LES ZONES MASQUÉES DE L'ÉCOULEMENT POUR LES CHAMPS VERTICAUX DE *S1* ET *S2*

Certains problèmes liés au masque sont apparus lors de l'analyse préalable des données. À l'endroit où se situait le masque, le spline bidirectionnel de VSV, en extrapolant les données non calculées, a faussé les valeurs. Il a donc été décidé, afin de corriger ces anomalies (valeurs faussées), d'appliquer un spline unidirectionnel¹ selon x pour reconstituer les données manquantes. Pour cela, il est d'abord nécessaire de distinguer dans le masque les zones fines, dans lesquelles il faudra reconstruire les données, et les zones épaisses, dans lesquelles il n'est pas possible de les reconstruire. On considère donc que toute zone de masque dont la largeur est inférieure à 14 points de grilles, soit $0,7\text{ cm}$ (environ 5% de la taille du champ total), doit voir ces valeurs reconstituées. Cela correspond pour les champs mesurés ici à la largeur maximale de zones de masque fines observées. Les anomalies ayant tendance à fausser les valeurs sur les points proches, le masque est étendu au delà de ces points, sur 2 points de plus de part et d'autre, afin qu'ils ne faussent pas l'interpolation unidirectionnelle.

Afin d'évaluer l'impact de cette méthode sur l'erreur commise, la capacité du spline 2D de VSV et du spline 1D de cette méthode à reconstruire des données derrière un masque a été testée. Pour cela, on a simulé, sur une série d'images PIV, une ombre à un endroit qui n'en comporte pas initialement. Ainsi, un masque de 14 pas de grille de large a été appliqué lors du traitement. Pour l'ensemble du traitement effectué, les masques fins vont, pour information, de 1 à 10 pas de grille. Les valeurs calculées directement et avec interpolation sont ensuite comparées pour valider la méthode. Pour cela, on définit des erreurs relatives aux valeurs réelles, définies par :

$$\begin{aligned} \sigma_{\bar{u}} &= \frac{\overline{u_r - u_e}}{u_r} & \sigma_{\bar{w}} &= \frac{\overline{w_r - w_e}}{u_r} \\ \sigma_{u'^2} &= \frac{\overline{(u'_r - u'_e)^2}}{u_r'^2} & \sigma_{w'^2} &= \frac{\overline{(w'_r - w'_e)^2}}{u_r'^2} \end{aligned} \quad (2.12)$$

¹le spline 1D appliqué est celui de Matlab, appelé *interp1*

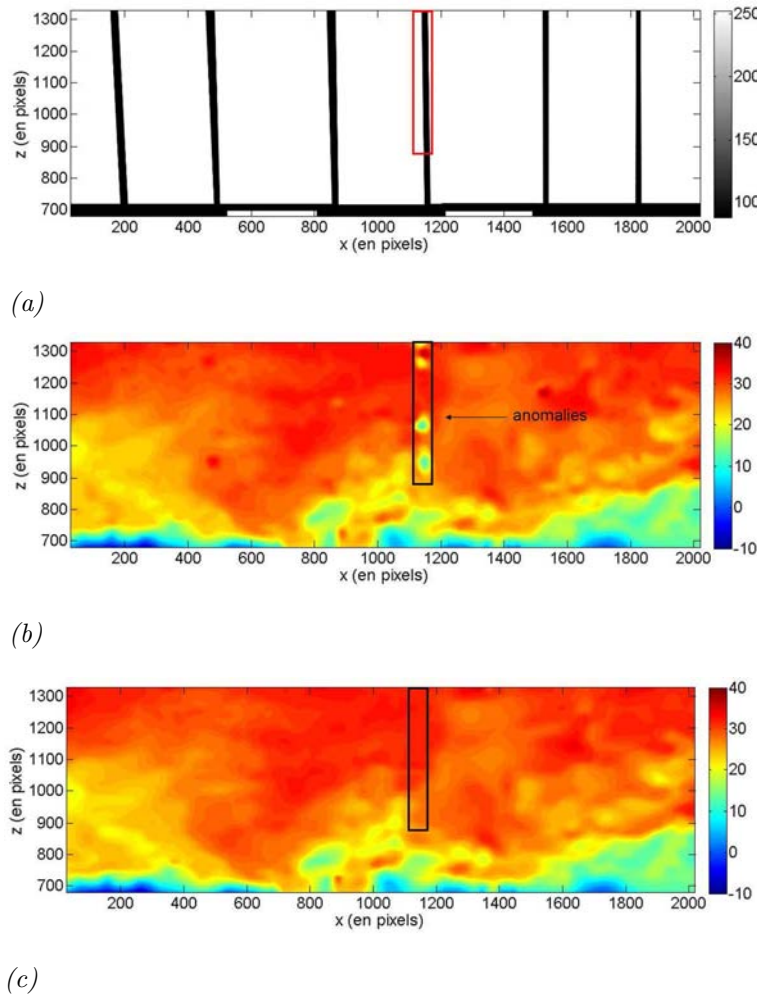


FIG. 2.40 – (a) masque initial, (b) champ de vitesse longitudinale u instantané comprenant des anomalies liées à la reconstruction des données par le spline bi-directionnel de VSV, (c) champ de vitesse longitudinale u instantané rectifié grâce à l'interpolation unidirectionnelle

où l'indice r représente la valeur réelle et l'indice e la valeur estimée par interpolation.

Sur la figure 2.41, sont tracées les erreurs ainsi calculées pour les vitesses moyennes, \bar{u} et \bar{w} , et les variances de vitesse, $\overline{u'^2}$ et $\overline{w'^2}$, par les différents splines appliqués au niveau du manque d'information, le sens de l'écoulement se fait selon le nombre de points de grille N_{grille} croissant.

On observe sur les figures 2.41(a-b) que le spline 1D a permis de rectifier, en moyenne, les anomalies générées par le spline 2D de VSV. Cette rectification est très importante pour la vitesse longitudinale moyenne \bar{u} , car l'erreur chute de 0.8% à moins de 0.2%. Pour la vitesse verticale moyenne \bar{w} , la diminution est moins spectaculaire mais néanmoins présente : on passe de 0.05% en valeur absolue à moins 0.01%. Pour ce qui est des vitesses moyennes, la rectification par le spline 1D semble être efficace. Les erreurs commises sont dans ce cas relativement faibles, ce qui n'est pas le cas pour les fluctuations. En effet, sur les figures 2.41(c-d), on remarque que les gammes d'erreurs sont beaucoup plus élevées. Les rectifications sont nettement moins importantes dans ces cas là. On passe d'une erreur de 20% à 18% pour $\overline{u'^2}$ et pour $\overline{w'^2}$ on observe même la tendance inverse avec une augmentation de l'erreur avec le passage du spline 1D. Donc, pour ce qui est des fluctuations

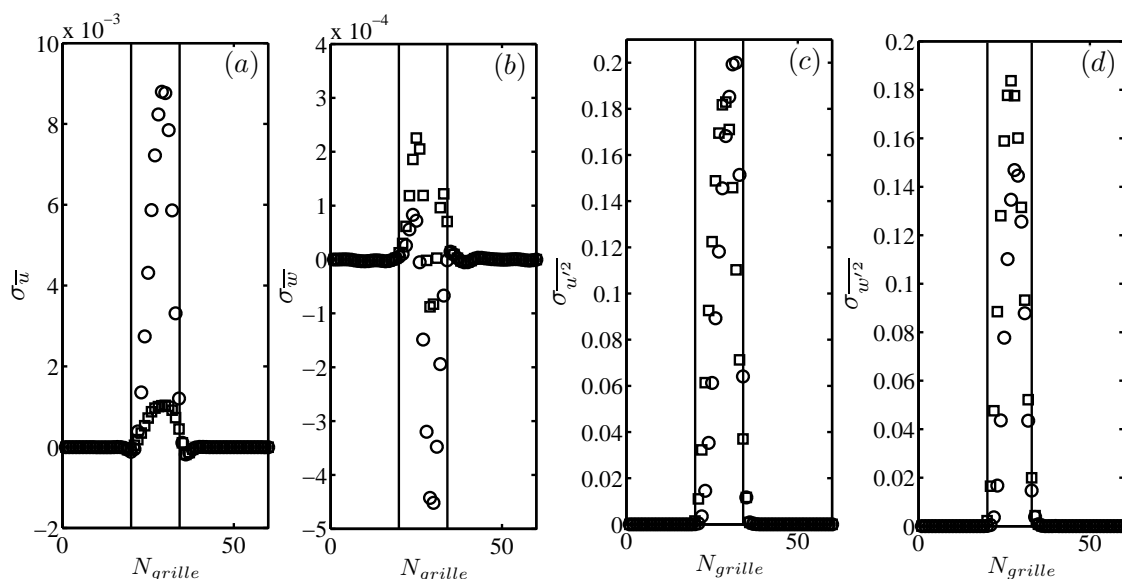


FIG. 2.41 – Erreurs commises sur (a) \bar{u} , (b) \bar{w} , (c) $\overline{w'^2}$, (d) $\overline{w'^2}$, par le spline 2D de VSV (\circ) et le spline 1D de la méthode de rectification (\square), les traits pleins représentent les bords du masque

la rectification ne semble pas vraiment efficace.

Vu que la méthode de rectification fonctionne pour trois des quatre quantités observées ici, et qu'elle augmente dans des proportions raisonnables l'erreur pour la quatrième, elle a été utilisée sur l'ensemble des données issues des champs verticaux mesurés pour mener cette étude. Il est à noter que ces zones de masque fin ne représentent qu'une faible partie des champs complets, moins de 20%, c'est pourquoi on considère que la rectification n'aura qu'un très faible impact sur les statistiques globales.

2.8.2 UNIFORMISATION DES DONNÉES DE PLANS VERTICAUX DES CONFIGURATIONS HOMOGÈNES S1/S2

Les champs verticaux vont subir une double moyenne afin d'en extraire des profils verticaux, ainsi que les termes tels que les tensions dispersives $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$. La double moyenne s'effectuant sur un volume de fluide, il est nécessaire d'avoir l'information discrétisée sur une grille tridimensionnelle régulière. À l'issue du traitement, les trois champs verticaux mesurés sont discrétisés sur des grilles dans le plan (x, z) non-alignées dans la direction y . La résolution spatiale, en pixels.cm^{-1} , diffère légèrement également. En effet, il est très difficile d'obtenir exactement la même résolution, au pixel près, pour toutes les mesures. Afin d'obtenir un volume discret homogène de données en vue de la double moyenne, il est donc nécessaire d'aligner les grilles.

Pour cela, une grille commune à tous les régimes est créée. On définit alors un point de référence, situé à $x = 10.6 \text{ m}$ du début du fond rugueux, qui correspond au point situé en bas à gauche du cube du 1^{er} motif visible dans son intégralité dans l'image, et sa position y correspond au centre du canal, comme indiqué sur la figure 2.42. Ce point de référence correspond maintenant à la position $x = 0$ du repère.

Une fois ce zéro repéré pour tous les plans, on évalue le recouvrement de toutes les grilles afin de définir la grille commune à tous. Cette grille a une résolution spatiale équivalente à celle obtenue avec la grille de traitement, la répartition en x est la même

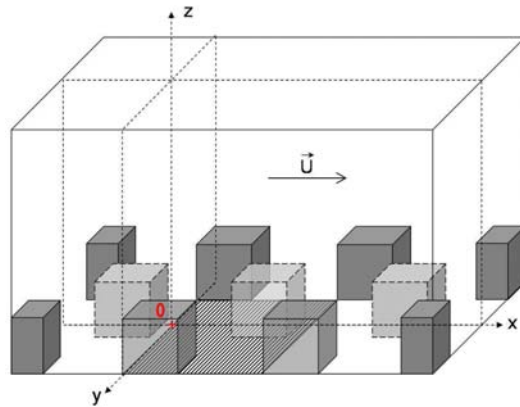


FIG. 2.42 – Position du point de référence 0 dans le champ, en hachuré : le premier motif entier

pour tous les régimes alors que le nombre de points en z dépend de la hauteur d'eau de chaque régime, soit $\Delta x = \Delta z = L_{motif}/80 = 0.056 \text{ cm}$ avec L_{motif} la largeur de l'aire caractéristique du motif de rugosité, qui est la même pour $S1$ et $S2$. Cette grille commune s'étend de $x = -3.19 \text{ cm}$ à $x = 9.66 \text{ cm}$ selon la direction longitudinale, et de $z = 0.057 \text{ cm}$ à $z = D$ selon la direction verticale.

La grille commune définie, les données dans les trois plans verticaux sont interpolées via un spline bidirectionnel sur la nouvelle grille commune. On estime l'erreur de cette interpolation relative au champ initial à moins de 1% pour les statistiques du premier ordre, telles que la vitesse longitudinale moyenne \bar{u} , et à moins de 5% pour les statistiques du second ordre, telles que l'écart-type de vitesse longitudinale $\overline{u'^2}$.

Une série de données est composée de trois plans de 999¹ champs instantanés. Pour chaque itération, on effectue l'uniformisation des trois champs et on les stocke dans un fichier qui contient pour chaque point :

- ses coordonnées (x, y, z)
- les valeurs de vitesses instantanées longitudinale et verticale en ce point
- les valeurs des différents gradients de vitesses en ce point
- l'information liée au masque : présence d'un cube, d'un masque fin ou épais ou d'une zone sans masque.

À l'issue de cette uniformisation, un volume discret uniforme est alors disponible et prêt pour une double moyenne.

2.8.3 RECONSTRUCTION DES CHAMPS HORIZONTAUX POUR LA CONFIGURATION À VARIATION TRANSVERSE DE RUGOSITÉ $S12$

Comme on a pu le voir dans la section 2.7.1, la mesure dans les champs horizontaux, dans le cas de la variation transverse de rugosité $S12$, a été effectuée en quatre parties. Avant le traitement, à partir des mires-étalon acquises pour chaque partie, il a été possible de reconstruire l'image complète du champ mesuré. Il a été alors possible de créer des grilles de traitement de façon à ce que les champs soient "recollés", sans interpolation, au pas de grille près, *i.e.* 0.5 mm , sur une même grille.

Les mesures ont été faites de façon à ce qu'il y ait un recouvrement d'environ 1 cm pour

¹cette valeur est limitée par VSV, qui ne peut traiter que 999 paires d'images d'affilée.

deux champs consécutifs. Lors de la reconstitution des champs horizontaux complets, les écarts entre les valeurs de chaque champ dans la zone de recouvrement ont été comparées à l'erreur de convergence temporelle des statistiques². En effet, les champs ayant été mesurés à des instants différents, la moyenne temporelle des champs instantanés n'aboutit pas nécessairement à la même valeur dans la zone de recouvrement. L'écart entre les valeurs s'est avéré être systématiquement dans l'erreur de convergence temporelle. Lors de la reconstruction, il a été choisi de prendre les valeurs du champ situé à droite dans la zone de recouvrement.

Sur les figures 2.43, sont représentés, à titre d'exemple, les champs reconstitués pour la vitesse longitudinale moyenne, la vitesse transverse moyenne, pour les variances de vitesse longitudinale moyenne et de vitesse transverse moyenne, et pour les tensions de Reynolds transverses moyennes pour le régime *R3A* ($\alpha = 0.33$, $Fr = 0.21$) dans le champ situé à $z/D = 0.61$.

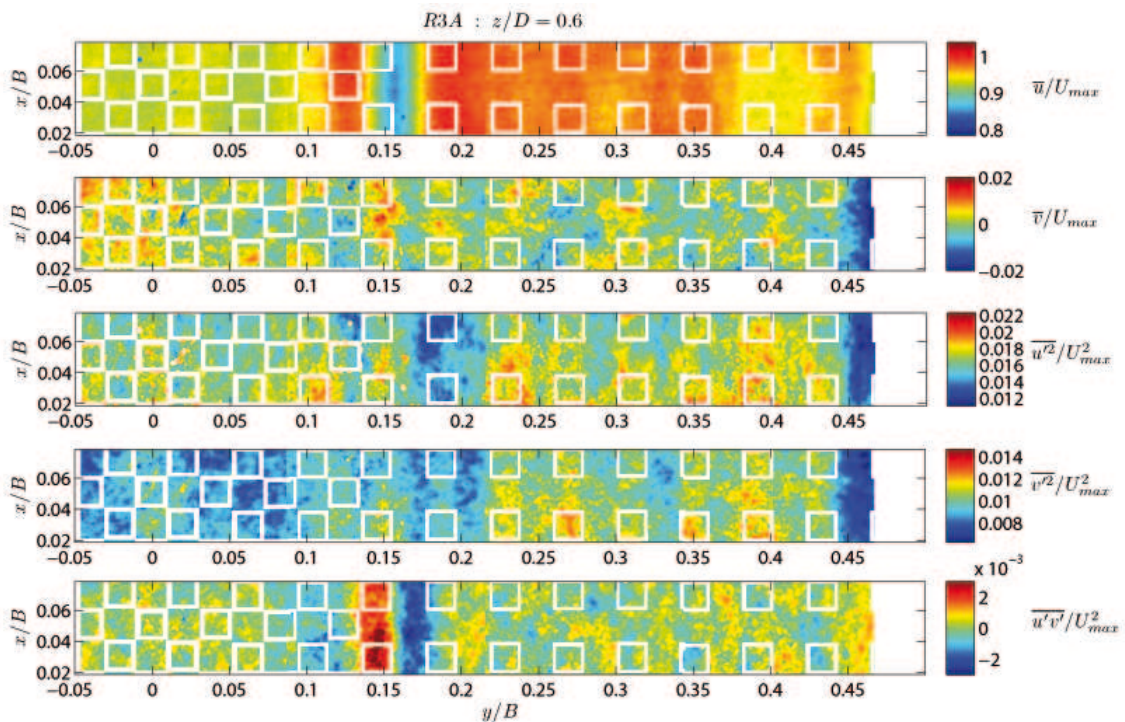


FIG. 2.43 – Champs horizontaux reconstitués de vitesse longitudinale moyenne, vitesse transverse moyenne, variance de vitesse longitudinale moyenne, variance de vitesse transverse moyenne et tensions de Reynolds transverses moyennes pour le régime *R3A* ($\alpha = 0.33$, $Fr = 0.21$) dans le champ situé à $z/D = 0.61$ dans le cas d'une variation transverse de rugosité, configuration *S12*

Bien que les champs dans les différentes parties aient été acquis à des instants différents, on observe que le raccord entre les plans est très satisfaisant.

Les zones blanches représentent les masques employés lors du traitement. Lors de la moyenne spatiale selon x , effectuée pour l'obtention de profils transverses (voir Sect. 4.1 Chap. 4), seules les valeurs calculées autour des masques seront prises pour estimer la moyenne spatiale.

²les expressions utilisées pour estimer l'erreur sont celles détaillées dans la section 3.2 du chapitre 3

CONCLUSION DU CHAPITRE

Pour mener cette étude, des expériences ont été effectuées en veine hydraulique de grande dimension ($20 \times 1.1 \times 0.5 \text{ m}$). Tout a été mis en œuvre pour répondre au cahier des charges imposé par les hypothèses de la théorie sur les couches limites de paroi.

La technique de mesure choisie est la vélocimétrie par images de particules (PIV). Cette technique de mesure comporte l'avantage de mesurer, avec une grande résolution spatiale, les deux composantes de vitesse instantanée dans un plan fixe au cours du temps. L'acquisition de plusieurs champs peut donc permettre d'avoir à disposition un grand nombre de profils moyennés temporellement pour effectuer la moyenne spatiale. L'étude se basant sur une approche statistique de la turbulence, un grand nombre d'échantillons temporels ont été mesurés afin de garantir la convergence temporelle des moyennes (voir Sect. 3.2 Chap. 3). Grâce à des algorithmes de réduction de peacklocking (Fincham & Spedding (1997), Fincham & Delerce (2000)), le traitement des images issues de la mesure PIV garantit une bonne estimation des fluctuations de vitesse.

Grâce à cette technique de mesures, différentes expériences préliminaires ont permis de valider le dispositif. La stationnarité a été vérifiée en observant les fluctuations de vitesse que génère la pompe utilisée. La turbulence étudiée est uniquement créée par la présence des rugosités, les différentes grilles disposées à l'entrée du canal ayant joué leur rôle de tranquillisation de l'écoulement.

Les macro-rugosités choisies sont des cubes de 2 cm de côté. Leur taille permet de garantir des nombres de Reynolds rugueux $k_s^+ > 70$ et permet d'obtenir des nombres de confinement $\alpha > 0.1$. Elles sont arrangées en trois configurations de rugosité : deux homogènes avec des valeurs de densité frontale contrastées $\lambda \approx (0.20, 0.40)$, et une configuration à variation transverse de rugosité, qui combine les densités des deux surfaces homogènes. Dans le cas de la variation transverse de rugosité, la taille des cubes permet d'obtenir une distance assez grande pour arriver à séparer les effets de bords des effets de la variation transverse.

Avec les régimes choisis pour mener cette étude, il est possible de faire varier deux paramètres liés à l'écoulement : le nombre de Froude Fr et le nombre de confinement α , dans la limite des conditions réalisables dans la veine hydraulique.

L'établissement de la couche limite, préalablement dimensionné, a été observé pour des cas extrêmes de régimes. Les profils sont invariants selon x et la couche limite s'étend sur toute la hauteur d'eau. L'invariance selon la direction y a également été vérifiée dans le cas d'un régime à grande hauteur d'eau, pour lequel le rapport B/D est très proche de la valeur critique pour laquelle les effets de bords se font ressentir dans la zone centrale de l'écoulement (Nezu & Rodi (1985)).

Dans l'objectif d'obtenir une bonne estimation de la double moyenne, la mesure de toute l'information dans les champs verticaux, pour les surfaces homogènes, est nécessaire. Pour cela, des cubes en verres BK7 et des cubes "espions" équipés de miroirs ont permis d'avoir accès à l'écoulement dans la canopée au centre du canal. Ces cubes en verre ont aussi permis de faire des mesures dans des champs horizontaux au dessus de la canopée sans avoir à contraindre la surface libre avec un bateau en *Plexiglas*[®], nécessaire pour

lisser la surface de visualisation de la caméra.

Toujours dans un souci d'estimer au mieux la double moyenne, un certain nombre de processus ont été mis en place pour post-traiter les données dans les champs verticaux, pour les surfaces homogènes.

Dans le cas de la configuration à variation transverse, grâce à la création de grilles de traitement anticipant la reconstitution des champs, il a été possible d'obtenir des champs horizontaux d'environ 60 cm avec une résolution de grille de 0.5 mm à différentes hauteurs z/D .

STRUCTURE DE L'ÉCOULEMENT SUR RUGOSITÉ HOMOGÈNE

3

DANS ce chapitre, la turbulence développée sur fond macro-rugueux sera étudiée sous différents angles. Des champs instantanés aux profils doublement moyennés, il s'agit ici de décrire au mieux statistiquement un écoulement turbulent sur fond rugueux homogène, le moins confiné possible, et ainsi pouvoir comparer les résultats à la littérature. Toutes les méthodes employées pour l'obtention des résultats seront également exposées en détail.

Tous les résultats présentés ici sont ceux du régime *R1A*. Ce régime correspond à une hauteur d'eau de 13.5 cm , soit un nombre de confinement $\alpha = 0.15$, une vitesse débitante de 26.8 cm.s^{-1} , soit un nombre de Froude $Fr = 0.23$, et une configuration de rugosité de fond de densité $\lambda = 0.20$, où λ est définie comme le rapport de l'aire frontale de l'obstacle, ici 4 cm^2 , sur l'aire du motif caractéristique de rugosité, ici 20.25 cm^2 . Le choix s'est porté sur ce régime car il possède les nombres de Froude et de confinement les plus faibles. Il correspond donc à un cas que l'on peut considérer comme témoin. En effet, on s'attend à ce qu'il n'y ait pas ou peu d'influence de la surface libre dans ce cas, que ce soit par effet de confinement ou par effet de fluctuations de la surface libre.

3.1 CHAMPS INSTANTANÉS

Avant de présenter les champs moyennés temporellement, on s'intéresse d'abord aux champs instantanés. Il est présenté ici à la fois des champs verticaux (x, z) , mesurés sur toute la hauteur d'eau, à différentes positions y , mais également des champs horizontaux (x, y) mesurés à différentes hauteurs z .

Sur les figures 3.1(a-c), sont présentés les champs de vecteurs vitesse instantanés (u, w) respectivement aux positions $y/h = 0$, $y/h = 0.625$ et $y/h = 1.125$, pour z/D compris entre 0 et 1/2 afin de pouvoir observer le comportement de l'écoulement instantané en présence des cubes. Pour plus de clarté, les champs sont présentés à une résolution plus faible que celle de la mesure (1 vecteur sur 5). Sur chaque champ, les cubes sont représentés par des cubes noirs lorsque qu'ils sont dans le plan, et sinon en pointillés. L'absence de vecteurs, caractérisée par des points, marque la présence du masque utilisé lors du traitement.

On observe dans les trois plans que l'écoulement au dessus des rugosités se fait principalement dans la direction x . On remarque cependant que dans certaines zones de l'écoulement, plusieurs vecteurs sont fortement corrélés, *i.e.* les vecteurs sont tous dirigés dans le même sens et dévient ensemble de l'écoulement global. Cette corrélation

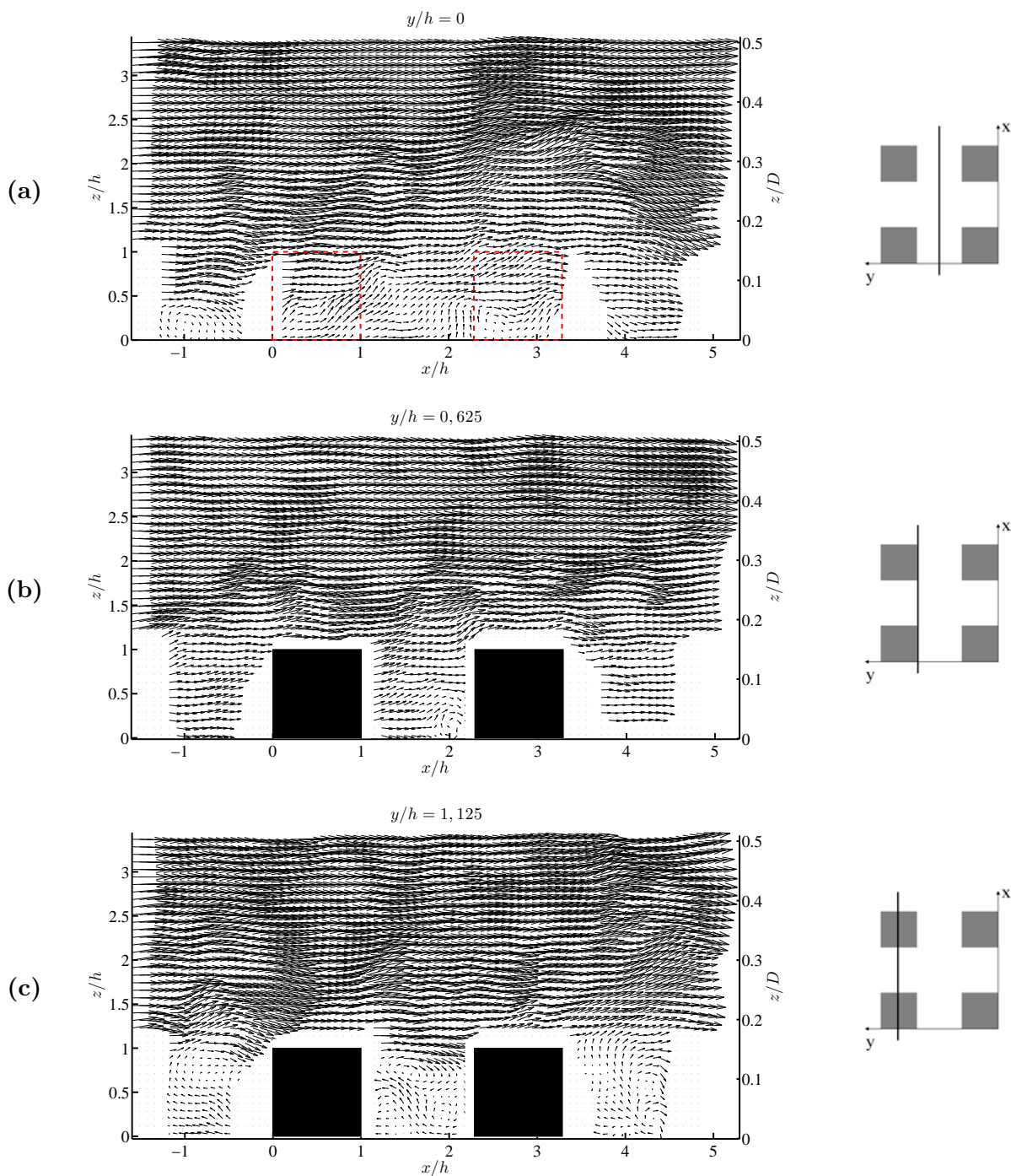


FIG. 3.1 – Champs de vecteurs vitesse instantanés (u, w) à différentes positions y : (a) $y/h = 0$ (b) $y/h = 0.625$ (c) $y/h = 1.125$, pour le régime R1A ($Fr = 0,23$, $\alpha = 0,15$, $\lambda = 0,20$). Pour plus de clarté, seul 1 vecteur sur 5 est représenté. À droite des champs, on présente un schéma de la position du champ, vue de dessus.

est la marque de grandes structures turbulentes masquées par la vitesse d'advection de l'écoulement.

Proche de la canopée de cubes, en particulier pour les champs à $y = 0.625$ (Fig. 3.1(a)) et à $y = 1.125$ (Fig. 3.1(b)), les vecteurs vitesse sont très fortement corrélés, avec des vitesses verticales beaucoup plus importantes que dans la partie supérieure de l'écoulement. On y observe même une certaine répétitivité de ces corrélations, avec une longueur d'onde quasi-équivalente à la longueur d'un motif de rugosité. Dans cette zone, on observe une sorte d'échange entre l'écoulement advectif, qui parfois s'engouffre dans la canopée, et l'écoulement entre les rugosités qui parfois est éjecté dans l'écoulement advectif. Les structures turbulentes n'apparaissent pas encore, toujours masquées par l'écoulement advectif.

Pour $z/h < 1$, l'écoulement doit contourner les obstacles, et de ce fait les vitesses verticales w deviennent du même ordre que les vitesses longitudinales u . Ainsi, dans le champ à $y/h = 1.125$ et $y/h = 0.625$, on peut observer des structures tourbillonnaires via les champs de vitesse instantanés, ce qui n'était pas le cas loin de la canopée où les structures s'observent plutôt via les champs de fluctuations de vitesses.

La zone où l'écoulement ressent fortement la présence des rugosités semble correspondre à ce qui a été défini pour l'écoulement moyen comme la sous couche rugueuse (voir Sect. 1.3 Chap. 1).

Sur les figures 3.2(a-c), sont présentés respectivement un champ instantané sur toute la hauteur d'eau des fluctuations (u', w') (également à une moindre résolution, 1 sur 5), un champ instantané sur toute la hauteur de vorticité transverse ω_y , et un zoom fait entre les rugosités de la superposition des deux (le champ de vecteurs étant ici à pleine résolution). Les champs sont issus de mesures faites dans un plan situé à $y/h = 0.625$. Les observations étant les mêmes pour les autres champs, *i.e.* ceux à $y/h = 0$ et $y/h = 1.125$, les figures correspondantes ont été mises en annexe.

Sur l'ensemble du grand champ instantané de fluctuations de vitesse (Fig. 3.2(a)), on peut observer des structures turbulentes associées aux fluctuations de vitesse. Sur ce champ instantané, les structures les plus grandes ont un diamètre d'environ 2 cm. Il n'apparaît pas de structures plus grandes, mais il n'est pas exclu que de larges structures allongées dans la direction x passent dans la partie supérieure de l'écoulement. On s'attend ici   ce que la taille des plus grandes structures soit de l'ordre de la hauteur de la couche limite. Dans les travaux de thèse de Séverine Tomas (2007), la longueur intégrale basée sur les fluctuations de vitesse longitudinales L_{uu} était de l'ordre de 0.6δ pour un écoulement sur fond rugueux non confiné en veine hydraulique ouverte ($\alpha = 0.032$).

Sur les grands champs de vorticité transverse (Fig. 3.2(b)), on observe, pour $0 < z/h < 2$, une couche de forte activité turbulente. C'est dans cette zone que la production de petites structures turbulentes semble être la plus importante.   mesure que l'on s'éloigne de la canopée, la vorticité est dissipée. On observe ici le même type de champs instantanés ω_y , que ceux observés dans les simulations DNS de Coceal et al. (2006). L'essentiel de la production turbulente se fait dans la sous couche rugueuse, et elle est associée à des fluctuations de vitesses très fortes (voir Fig. 3.2(a) pour $0 < z/h < 2$).

On peut également voir de plus petites structures dans l'écoulement. Pour pouvoir mieux les observer, un zoom a été effectué dans la partie proche paroi de l'écoulement (Fig. 3.2 (c)). Cette zone de l'écoulement est essentiellement constituée de petits tourbillons qui sont à relier à de fortes valeurs, positives et négatives, de vorticité transverse ω_y . Cela appuie une fois de plus le lien existant entre les fluctuations de vitesses et la présence de

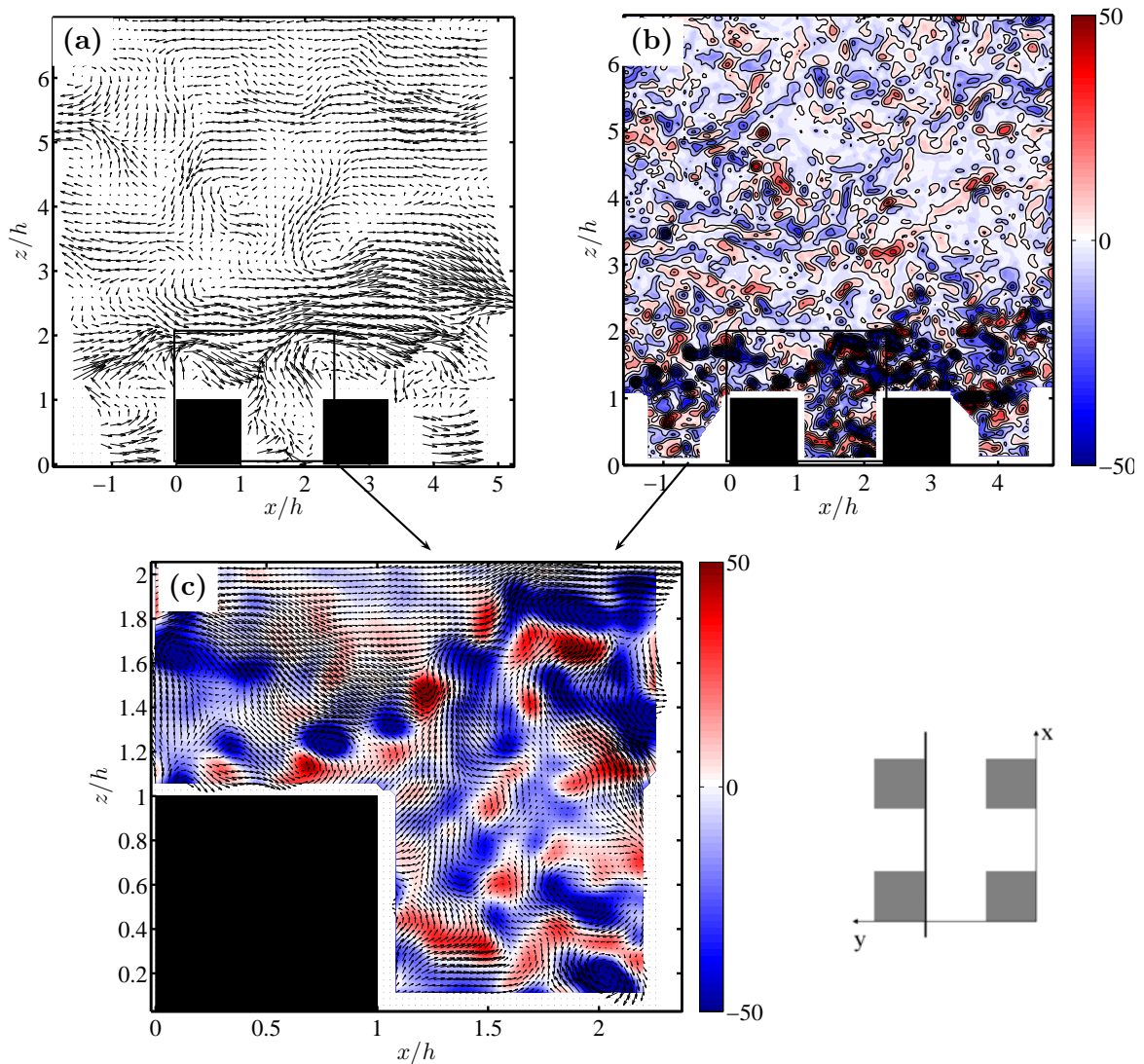


FIG. 3.2 – Champs instantanés : (a) de fluctuations de vitesse (u', w') (1 vecteur sur 5 est représenté) (b) de vorticité transverse ω_y (c) d'un zoom de la superposition de (a) et (b) dans la canopée (le champ de vecteurs étant à pleine résolution) pour le plan à $y/h = 0.625$ du régime R1A ($Fr = 0,23$, $\alpha = 0,15$, $\lambda = 0,20$)

structures turbulentes dans l'écoulement.

On présente maintenant des champs horizontaux mesurés à la fois entre et au dessus des rugosités. Sur les figures 3.3(a-b) et 3.4(a), sont représentés des champs de vecteurs vitesse instantanés (u, v) respectivement à $z/h = 1/3$, à $z/h = 1$, et à $z/h = 4/3$. Pour plus de clarté, seul un vecteur sur deux est représenté. Dans la canopée (Fig. 3.3(a)), l'écoulement dans les allées, *i.e.* entre les rangées de cubes, est principalement advectif. À l'arrière des cubes, par contre, on voit se développer des structures qui vont être parfois éjectées de la cavité inter-cubes et transportées par l'écoulement advectif des allées. Juste au dessus de la canopée (voir Fig. 3.3(b)), à $z/h = 1$, les structures ne restent plus cantonnées à la cavité inter-cubes mais sont dispersées dans tout l'écoulement. Cette zone est à relier à celle observée sur les champs verticaux (Fig. 3.2) présentant une couche de forte activité turbulente. Dans ce champ horizontal (Fig. 3.3(b)), on observe encore

des structures dans le champs instantané (u, v) . Sur la figure 3.4(a), l'écoulement se fait principalement dans la direction x , et ce caractère advectif masque les structures existantes.

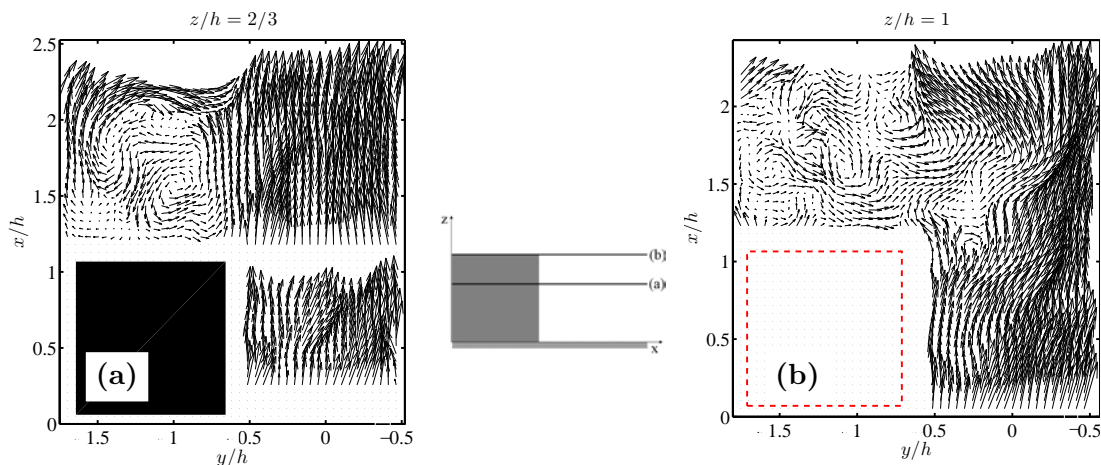


FIG. 3.3 – Champs horizontaux instantanés de vecteurs vitesse (u, v) à (a) $z/h = 2/3$ et (b) $z/h = 1$ pour le régime R1A ($Fr = 0,23$, $\alpha = 0,15$ et $\lambda = 0,20$). Pour plus de clarté, seul 1 vecteur sur 2 est représenté.

Ces dernières années, des études ont permis de mettre en évidence l'existence de structures cohérentes dans le cas d'écoulement sur fond rugueux (Coceal et al. (2007)), telles que les tourbillons en épingle à cheveux (hairpin vortex). Ces structures cohérentes ont d'abord été mises en évidence et largement étudiées dans le cas d'écoulement turbulent sur fond lisse. Que ce soit sur fond lisse ou fond rugueux, ces structures cohérentes semblent être à l'origine de fortes éjections qui contribuent au cisaillement turbulent (Finnigan et al. (2009)). Le plus souvent décrites comme ayant la tête de l'épingle en bas, d'après Finnigan et al. (2009), il existerait également des tourbillons identiques avec la tête en haut, ce qui expliquerait les forts balayages vers la canopée, qui contribuent également fortement au cisaillement turbulent. L'existence de ces structures et leur géométrie dans le cas d'écoulements turbulents sur fond rugueux est un sujet largement débattu dans les études menées ces dernières années.

Coceal et al. (2007), dans leur étude sur les couches limites turbulentes sur fonds rugueux effectuée via des simulations DNS, se penchent sur l'existence et la visualisation des tourbillons en épingle à cheveux. Pour cela, ils se placent à une distance $z/h = 3/2$ de la canopée et retranchent au champ horizontal la vitesse longitudinale moyenne spatiale instantanée dans la plan. Ils obtiennent donc un champ instantané $(u - \langle u \rangle_{xy}, v)$. Ils voient ainsi apparaître des allées de tourbillons qui, selon eux, sont la marque des branches de tourbillons en épingle à cheveux. Sur la figure 3.4(b), le champ résultant de cette méthode est présenté. Dans ce champ, situé à $z/h = 4/3$, on peut observer une succession de trois paires de tourbillons contra-rotatifs alignés dans le sens de l'écoulement. Ces tourbillons correspondraient donc à l'intersection des branches d'un paquet de tourbillons en épingle à cheveux et du plan (x, y) à $z/h = 4/3$. Comme pour Coceal et al. (2007), les branches présumées des tourbillons en épingle à cheveux sont espacées d'une distance d'environ h .

Dans le cadre de cette étude, l'étude détaillée des structures turbulentes ne fait pas partie des objectifs. C'est pourquoi la visualisation ne sera pas poussée plus loin. Il serait cependant intéressant d'analyser plus en détail ces différents champs instantanés afin de valider l'existence de structures cohérentes, telles que les tourbillons en épingles à che-

veux, ou éventuellement montrer qu'il s'agit uniquement de structures turbulentes non organisées entre elles.

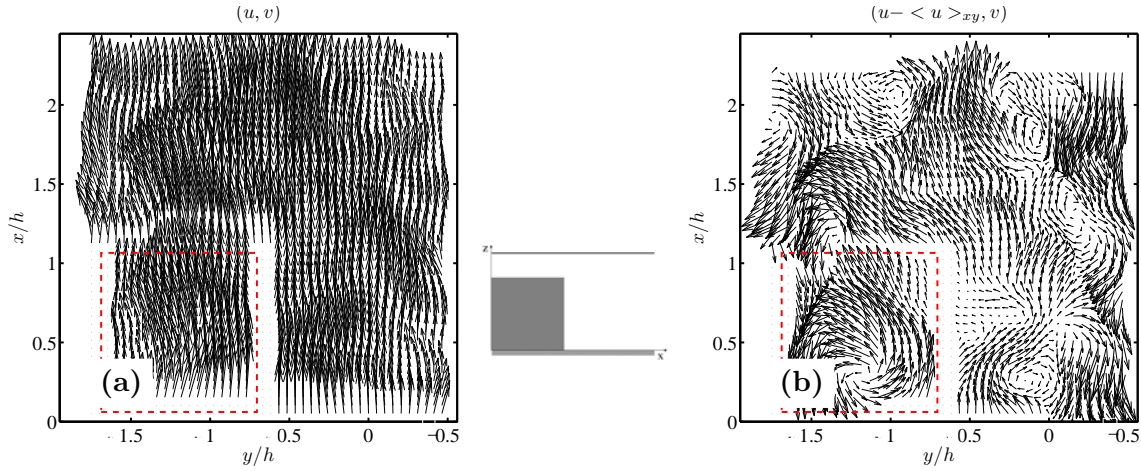


FIG. 3.4 – Champs horizontaux instantanés (a) de vecteurs vitesse (u, v) et de fluctuations (b) $(u - \langle u \rangle, v)$, calculés selon la méthode proposée par Coceal et al. (2007), à $z/h = 4/3$ pour le régime R1A ($Fr = 0,23$, $\alpha = 0,15$, $\lambda = 0.20$). Pour plus de clarté, seul 1 vecteur sur 2 est représenté.

On a pu voir ici que les champs instantanés présentent déjà une certaine structure. En particulier, on a pu voir que la sous couche rugueuse, telle qu'elle a été définie, apparaît à l'observation des champs instantanés. Il n'a pas été possible de comparer ces résultats à d'autres données expérimentales. En effet, les champs instantanés issus de mesure PIV d'écoulements sur fond rugueux sont quasi-inexistants, les seules données disponibles et comparables sont issues de simulations LES (Finnigan et al. (2009)) ou DNS (Coceal et al. (2007)).

3.2 CONVERGENCE TEMPORELLE

La convergence temporelle des données n'est que très rarement abordée dans la littérature. Et pourtant, une bonne convergence temporelle est essentielle pour une bonne estimation des différentes quantités de l'écoulement, en particulier les fluctuations turbulentes. En effet, celles ci sont estimées à partir de la moyenne temporelle des vitesses. Cette moyenne temporelle est définie, pour une série quelconque φ , par :

$$\bar{\varphi} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \varphi(t) dt \quad (3.1)$$

Bien que la définition soit ici continue, en pratique, l'estimation de cette moyenne doit se faire pour des temps finis, via l'acquisition d'échantillons discrets. Afin de se rapprocher au mieux d'une moyenne temporelle sur temps infini, il est admis que 1000 échantillons indépendants suffisent à la convergence statistique de la moyenne d'une série temporelle discrète, telle que la vitesse u . Dans le cas de cette étude, en utilisant une estimation de temps caractéristiques de structures turbulentes, basée sur la vitesse et la longueur intégrale estimées, il a été conclu qu'à une fréquence d'acquisition de 1 Hz, les 999¹ échantillons obtenus seraient décorrélés. Comme pour toute estimation, elle contient

¹le chiffre 999 correspond au nombre maximal de champs instantanés pouvant être traités en une seule fois par le logiciel de traitement PIV utilisé, VSV.

une erreur sur la valeur de chaque quantité moyenne, comme par exemple \bar{u} ou $\overline{u'^2}$. Il est donc nécessaire de déterminer quelle est l'erreur commise sur ces moyennes temporelles obtenues à partir de 999 échantillons afin d'apprécier la pertinence des résultats.

MÉTHODE STATISTIQUE D'ESTIMATION DE L'ERREUR DE CONVERGENCE TEMPORELLE

L'erreur de convergence peut être estimée statistiquement (*e.g.* Bendat & Piersol (1971), pg 85). On note $\bar{\varphi}_e$ la moyenne temporelle estimée à partir de N échantillons indépendants de la série discrète φ , et $\bar{\varphi}_r$ la moyenne temporelle réelle, *i.e.* la moyenne de cette même série si elle avait été infinie. On définit de la même façon $\sqrt{\overline{\varphi'^2}_e}$ et $\sqrt{\overline{\varphi'^2}_r}$, qui sont les écart-types de cette série. Si l'on souhaite que la valeur estimée soit égale à la valeur réelle à plus ou moins $(1 - \zeta) \times 100\%$ près, alors les erreurs ϵ commises sur les valeurs estimées se calculent pour les moyennes par :

$$\epsilon_{\bar{\varphi}_e}^{\pm} = \frac{\sqrt{\overline{\varphi'^2}_e} t_{N;\zeta/2}}{\sqrt{N}} \quad (3.2)$$

où $t_{N;\zeta/2}$ est le coefficient de Student qui dépend du nombre d'échantillons N , et pour les variances par :

$$\epsilon_{\overline{\varphi'^2}_e}^{+} = \frac{(N-1)\overline{\varphi'^2}_e}{\chi_{N-1;\zeta/2}^2} \quad (3.3)$$

$$\epsilon_{\overline{\varphi'^2}_e}^{-} = \frac{(N-1)\overline{\varphi'^2}_e}{\chi_{N-1;1-\zeta/2}^2} \quad (3.4)$$

où χ^2 est un coefficient calculé à partir de la distribution de Chi-carré, fonction du nombre d'échantillons N et de l'intervalle de confiance souhaité.

Bendat & Piersol (1971) ne proposent pas d'expression pour estimer l'erreur de convergence des corrélations croisées, comme $\overline{u'w'}$. Une estimation de l'erreur de convergence, inspirée des équations 3.3 et 3.4, est donc proposée :

$$\epsilon_{\overline{u'w'}}^{+} = \frac{(N-1)\overline{u'w'}}{\chi_{N-1;\zeta/2}^2} \quad (3.5)$$

$$\epsilon_{\overline{u'w'}}^{-} = \frac{(N-1)\overline{u'w'}}{\chi_{N-1;1-\zeta/2}^2} \quad (3.6)$$

Dans ces estimations d'erreur (Eq. 3.3, 3.4, 3.5 et 3.6), les exposants \pm indiquent les erreurs de par et d'autre de la moyenne estimée, *i.e.* $\bar{\varphi}_r \in [\bar{\varphi}_e(1 - \epsilon^{-}); \bar{\varphi}_e(1 + \epsilon^{+})]$.

MÉTHODE EXPÉRIMENTALE D'ESTIMATION DE L'ERREUR DE CONVERGENCE TEMPORELLE

L'erreur de convergence peut être également estimée par la mesure, en comparant les moyennes temporelles obtenues à celles obtenues avec un grand nombre d'échantillons.

Pour cela, on utilise les mesures effectuées pour la validation de l'hypothèse de stationnarité (voir Sect. 2.2.2.1 Chap. 2).

Le détail sera donné ici uniquement pour l'estimation de l'erreur de convergence de la vitesse moyenne longitudinale \bar{u} , mais les étapes présentées ont été appliquées à toutes les

grandeurs statistiques.

Les mesures utilisées consistent en une série de 3330 échantillons acquis à une fréquence de 1 Hz. On définit la moyenne temporelle estimée \bar{u}_e par :

$$\bar{u}_e(N) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \quad (3.7)$$

Sur la figure 3.5, la moyenne estimée est tracée en fonction du nombre d'échantillons N pris pour la moyenne temporelle, pour différentes séries temporelles : trois avec $N_{tot} = 999$ et la dernière avec $N_{tot} = 3330$. Pour obtenir les trois séries de $N_{tot} = 999$, la série de 3330 échantillons a été divisée en trois, en veillant à ce qu'il n'y ait pas de recouvrement des données entre les séries afin que celles-ci soient décorrélées entre elles.

On observe que, pour l'ensemble des séries, l'écart diminue à mesure qu'on augmente le nombre d'échantillons. La moyenne estimée avec $N_{tot} = 3330$ semble tendre vers une valeur constante à partir de $N = 1500$ environ. On y observe de légères fluctuations, avec une amplitude de l'ordre de 0.1%, mais qui sont faibles devant les fluctuations que l'on peut observer entre $N = 0$ et $N = 1000$. Ainsi, afin d'estimer l'erreur liée à la convergence temporelle, on définit, à la suite de ces observations, la moyenne temporelle réelle \bar{u}_r comme la moyenne des 500 dernières valeurs de \bar{u}_e obtenues pour la série de 3330 échantillons, *i.e.* :

$$\bar{u}_r = \frac{1}{500} \sum_{N=2830}^{3330} \bar{u}_e(N) \quad (3.8)$$

La valeur obtenue est représentée en trait continu sur la figure 3.5.

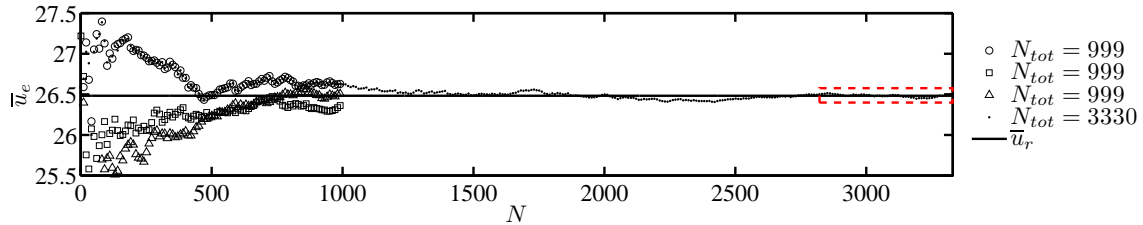


FIG. 3.5 – Moyenne temporelle estimée \bar{u}_e et moyenne temporelle convergée \bar{u}_r en fonction du nombre d'échantillons N pris pour la moyenne : • série de 3330 échantillons, □, △ et ○ séries de 999 échantillons. En pointillés, valeurs prises pour obtenir \bar{u}_r .

On constate que la valeur finale de \bar{u}_e pour $N_{tot} = 999$, n'atteint pas toujours la valeur de \bar{u}_r . L'écart varie selon la série. C'est en se basant sur cette observation que l'erreur de convergence peut être estimée. En effet, on considère que les trois valeurs de \bar{u}_e obtenues pour $N_{tot} = 999$ constituent une série discrète à trois échantillons, dont la moyenne réelle est estimée par \bar{u}_r . L'estimation 3.2 peut être utilisée afin d'estimer l'erreur commise avec cette fois-ci $N = 3$.

L'erreur de convergence temporelle est donc estimée par cette méthode le long d'un profil vertical moyenné en temps pour chaque quantité statistique, *i.e.* \bar{u} , \bar{w} , $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$, et $\overline{u'w'}$.

COMPARAISON DES MÉTHODES D'ESTIMATION DE L'ERREUR DE CONVERGENCE TEMPORELLE

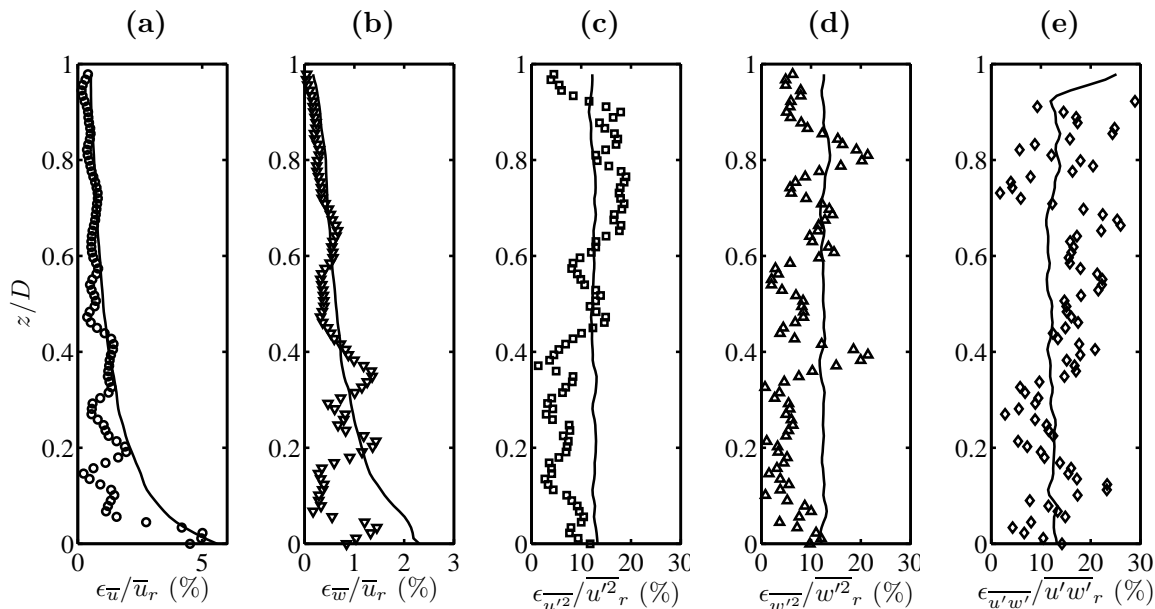


FIG. 3.6 – Confrontation entre l'estimation de l'erreur de convergence statistique (en trait plein) par les équations : 3.2 pour \bar{u} (a) et \bar{w} (b), l'erreur max entre 3.3 et 3.4 pour $\overline{u'^2}$ (c) et $\overline{w'^2}$ (d), et l'erreur max entre 3.5 et 3.6 pour $\overline{u'w'}$ (e), et l'estimation de l'erreur de convergence statistique par la mesure (en symboles)

Sur les figures 3.6(a-e), on compare l'estimation de l'erreur de convergence expérimentale (en symboles) à celle statistique (en traits pleins) pour les différentes quantités statistiques, calculées sur toute la hauteur d'eau. Chaque erreur est en % et relative à la valeur attendue $\bar{\varphi}_r$, calculée via les 3330 échantillons, excepté pour la vitesse \bar{w} , qui est relative à \bar{u}_r . Ce choix est fait car la vitesse verticale \bar{w} est théoriquement nulle dans la partie supérieure de l'écoulement. Ainsi, les valeurs de \bar{w}_r sont trop faibles pour la normalisation des valeurs des erreurs. Pour les variances, $\overline{u'^2}$ et $\overline{w'^2}$, et les corrélations croisées, $\overline{u'w'}$, est tracée uniquement la plus grande des deux estimations en valeur absolue, *i.e.* $\max(|\epsilon^+|, |\epsilon^-|)$.

Sur les figures 3.6(a) et (b), les profils d'erreurs de convergence pour les moyennes temporelles de vitesse estimées par la mesure sont légèrement bruités, en particulier proche de la canopée. Cela est certainement lié au fait que seuls trois échantillons ont été moyennés pour l'estimation de l'erreur "expérimentale". Cependant, on remarque que l'estimation statistique est très proche de l'estimation expérimentale, avec une légère sur-estimation proche du fond.

En ce qui concerne les variances, $\overline{u'^2}$ (Fig. 3.6(c)) et $\overline{w'^2}$ (Fig. 3.6(d)), et les tensions de Reynolds $\overline{u'w'}$ (Fig. 3.6(e)), les profils sont plus bruités que ceux liés aux vitesses moyennes, et ce également à cause de l'erreur commise dans l'estimation des valeurs réelles $\bar{\varphi}_t$. Comme pour les vitesses moyennes, l'estimation statistique suit la tendance de l'estimation expérimentale, avec cependant une sous estimation dans la partie haute de l'écoulement et une sur-estimation dans la partie basse.

Globalement, on constate que l'estimation statistique de l'erreur de convergence temporelle, en particulier les équations proposées pour les tensions de Reynolds, 3.5 et 3.6, permet de rendre compte de l'erreur de convergence. L'emploi de la méthode d'estimation via la mesure demande beaucoup de moyen en terme de mesures. Pour chaque régime et chaque configuration, il faut faire l'acquisition d'une grande quantité de données. Les résultats ici présents ont montré que l'estimation statistique est quasi-équivalente à celle expérimentale. Ainsi, l'estimation statistique sera employée à l'avenir pour estimer l'erreur de convergence temporelle pour les autres régimes étudiés lors de cette étude.

À l'issue de ces observations, on peut également revenir sur quelques points du chapitre précédent, comme la stationnarité de l'écoulement et l'établissement de la couche limite. En comparant les résultats présentés dans les sections 2.2.2.1 et 2.5.1 du précédent chapitre, on constate que l'écoulement est stationnaire et la couche limite établie à la convergence temporelle près.

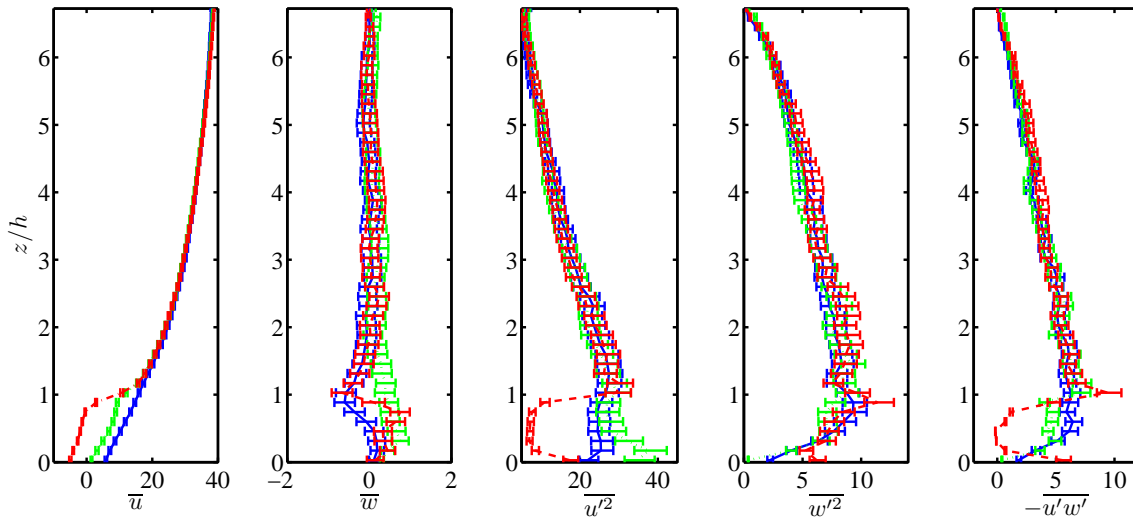


FIG. 3.7 – Profils issus de la moyenne temporelle pour $x/h = 1.625$, et pour $y/h = 0$ (trait plein), $y/h = 0.625$ (tirets), et $y/h = 1.125$ (pointillés), et barres d'erreur de convergence temporelle calculées par la méthode statistique.

Sur la figure 3.7, sont représentés trois profils issus de la moyenne temporelle pris à la même position longitudinale $x/h = 1.625$, *i.e.* entre les cubes, à différentes positions transverses y : $y/h = 0, 0.625, 1.125$, ainsi que les barres d'erreurs de convergence temporelle, estimées statistiquement. On remarque que loin de la canopée, les profils moyens sont quasi-identiques, la dispersion existant entre eux étant principalement liée à l'erreur de convergence temporelle. Lorsque l'on se rapproche de la paroi, la dispersion des profils est bien plus importante, et ne peut s'expliquer uniquement par un manque de convergence statistique. Il s'agit de dispersion spatiale, un aspect abordé dans la section qui suit.

3.3 TRIDIMENSIONNALITÉ DE L'ÉCOULEMENT MOYENNÉ EN TEMPS

Sur les figures 3.8(a-c), sont représentés les champs vectoriels verticaux de vitesses moyennes (\bar{u}, \bar{w}) en premier plan et les champs verticaux de vitesse verticale moyennée

en temps \bar{w} en arrière plan, sur un motif de rugosité respectivement pour $y/h = 0$, $y/h = 0.625$ et $y/h = 1.125$. Pour plus de clarté, seul 1 vecteur sur 5 est représenté sur les champs vectoriels. La position du cube est représentée en pointillés pour le champ à $y/h = 0$ et par un rectangle noir pour les deux autres champs.

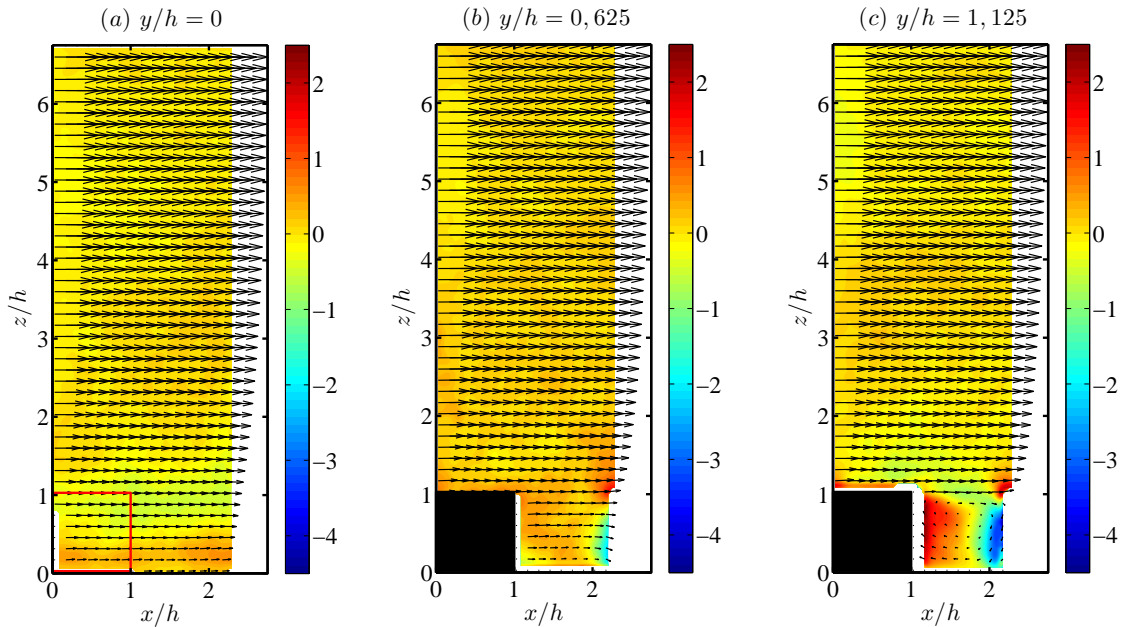


FIG. 3.8 – Champs vectoriels verticaux de vitesses moyennées en temps (\bar{u}, \bar{w}) et champ de vitesse verticale moyenné en temps \bar{w} (en couleurs) à (a) $y/h = 0$, (b) $y/h = 0.625$ et (c) $y/h = 1.125$, tracés sur un motif de rugosité, i.e. $0 < x/h < 2.25$. En pointillés et en boîtes noires, positions du cube.

On observe que l'écoulement au dessus de la canopée se fait principalement dans la direction longitudinale x . On observe également que la vitesse verticale moyennée en temps est homogène et nulle pour les trois champs, comme attendu (voir Sect. 1.1.1 Chap. 1). Dans les trois champs, la vitesse longitudinale décroît à mesure que l'on se rapproche de la canopée. La vitesse verticale, quant à elle, voit son comportement changer selon la position transverse y du champ. Sur le champ situé à $y/h = 0$ (Fig. 3.8(a)), la vitesse verticale devient légèrement négative, entre $z/h \approx 1$ et $z/h \approx 2/3$, puis légèrement positive, entre $z/h \approx 1/3$ et $z/h = 0$. Les valeurs restent cependant très proches de 0. Dans le champ situé à $y/h = 0.625$ (Fig. 3.8(b)), on voit apparaître des zones de vitesse verticale positive, autour de $z/h = 1$, et négative, en $x/h = 2.25$, i.e. le long de la face du cube situé dans le motif caractéristique suivant. Sur le dernier champ situé à $y/h = 1.125$ (Fig. 3.8(c)), les vitesses verticales moyennées en temps deviennent encore plus intenses, aux mêmes endroits que ceux observés sur le champ situé à $y/h = 0.625$.

Pour pouvoir observer ce qui se passe dans cette zone, des zooms, correspondant aux champs des figure 3.8(a-c) entre $z/h = 0$ et $z/h \approx 1$, sont représentés sur la figure 3.9(a-c).

Sur la figure 3.9(a), l'écoulement se fait encore principalement dans la direction longitudinale x . Sur la figure 3.9(b), l'écoulement dévie légèrement de la direction longitudinale x . Proche du fond, il semble même apparaître une recirculation d'axe transverse à l'écoulement de faible intensité qui reste cantonnée au niveau du fond. Sur la figure 3.9(c), on peut observer une forte recirculation d'axe transverse à l'écoulement dont le centre se

situé à $z/h \approx 0,7$.

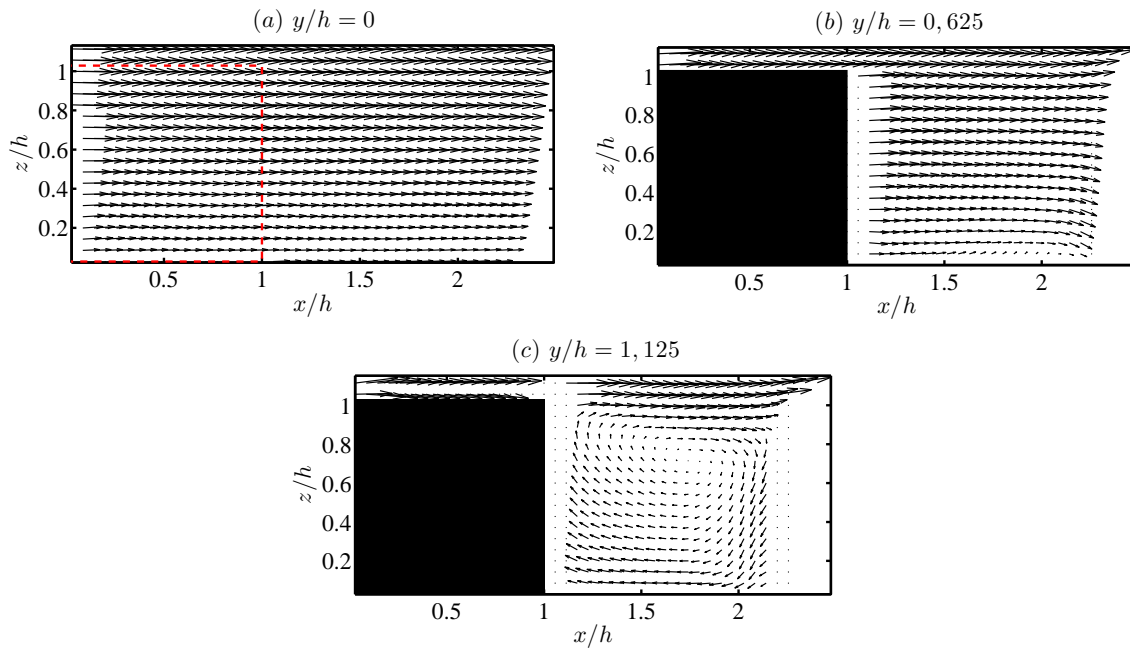


FIG. 3.9 – Agrandissements pour $0 < z/h < 1.2$ des champs vectoriels verticaux de vitesses moyennées en temps (\bar{u}, \bar{w}) à (a) $y/h = 0$, (b) $y/h = 0.625$ et (c) $y/h = 1.125$, tracés sur un motif de rugosité, i.e. $0 < x/h < 2.25$. En pointillés et en boîtes noires, positions du cube.

Sur les figures 3.10(a-b), sont représentés des champs vectoriels horizontaux de vitesses moyennées en temps (\bar{u}, \bar{v}) respectivement à $z/h = 2/3$ et à $z/h = 2$, i.e. dans et au dessus de la canopée, sur un motif de rugosité, seul un vecteur sur quatre est représenté. Malgré les problèmes liés au traitement, explicités dans le chapitre précédent (i.e. Chap. 2 Sect. 2.6.3), le champ situé à $z/h = 1/3$ est ici présenté, car même si les vitesses longitudinales et transverses sont sur-estimées dans ce champ, ne permettant pas d'étude quantitative des données, le comportement reste physique et intéressant à observer d'un point de vue purement qualitatif.

Sur la figure 3.10(a), on observe que l'écoulement entre deux rangées de cubes se fait essentiellement dans la direction longitudinale x , comme cela avait été constaté sur la figure 3.9(a). Par contre entre deux cubes consécutifs, i.e. entre $x/h = 1$ et $x/h = 2,25$, on observe deux bulbes de recirculation disposés de façon symétrique à l'arrière du cube présent dans le champ. À la différence du champ situé à $z/h = 1/3$ (Fig. 3.10(a)), dans le champ situé à $z/h = 2$ (Fig. 3.10(b)), l'écoulement se fait principalement dans la direction longitudinale x , comme cela avait été observé dans la zone correspondante sur les figures 3.8(a-c).

À travers les différentes observations faites ici, il a été clairement mis en évidence que l'écoulement moyenné en temps n'est plus uniquement fonction de la direction verticale z lorsque l'on se rapproche de la canopée. La tridimensionnalité de l'écoulement moyen dans la canopée se traduit par la présence de fortes recirculations, observables à la fois dans un champ vertical et horizontal. De par la complexité de l'écoulement dans cette zone, il est nécessaire, si l'on souhaite obtenir une représentation verticale de l'écoulement sur cette configuration de rugosité, de bien évaluer la double moyenne des différentes quantités afin qu'elle prenne en compte l'ensemble du comportement de l'écoulement.

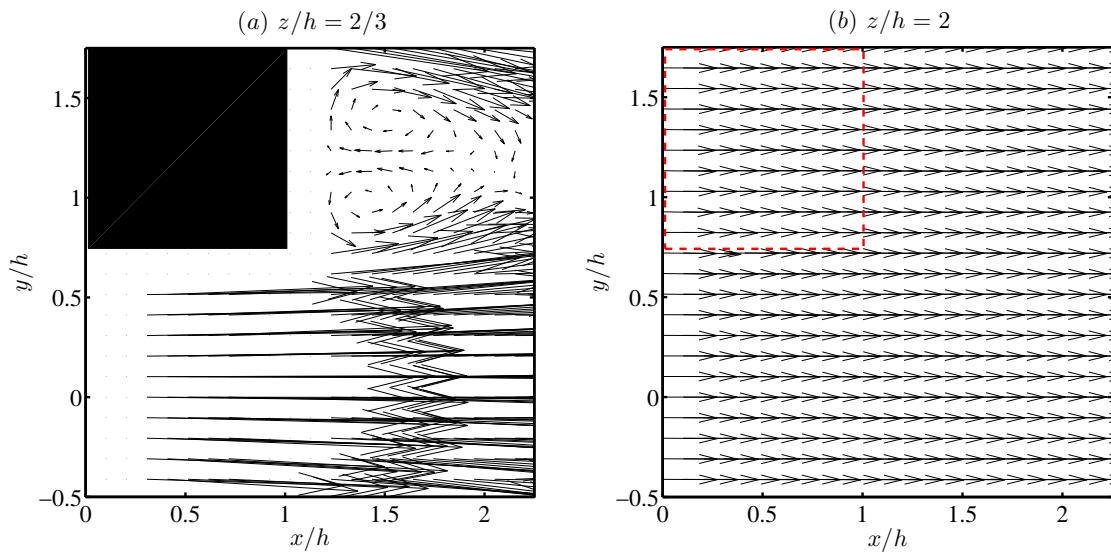


FIG. 3.10 – Champs vectoriels horizontaux de vitesses moyennées en temps (\bar{u}, \bar{v}) à (a) $z/h = 2/3$, (b) à $z/h = 2$. En pointillés et en boîtes noires, position du cube. (seul un vecteur sur quatre est représenté, les vecteurs dans les deux champs ne sont pas à la même échelle)

3.4 ESTIMATION DE LA DOUBLE MOYENNE

On choisit de mener cette étude en se basant sur les équations D.A.N.S., les champs instantanés sont donc doublement moyennés (Raupach et al. (1991), Nikora et al. (2007a)) afin d'obtenir une représentation verticale de l'écoulement moyen.

La double moyenne consiste en une moyenne temporelle puis spatiale, dans les directions longitudinale x et transverse y , dans un volume de fluide, des équations de transport et de conservation de la masse. Il s'agit, par définition, d'effectuer cette moyenne spatiale sur des fines tranches de volume de fluide continu, *i.e.* où l'information est accessible en tout point de l'espace (x, y, z) . La moyenne spatiale est définie, sur une fine tranche de volume de fluide continu, assimilable à une surface S_f , par :

$$\langle \bar{\varphi} \rangle (z) = \frac{1}{S_f(z)} \int \int_{S_f(z)} \bar{\varphi}(x, y, z) \, dx dy \quad (3.9)$$

La notation $\langle \rangle$ représente la double moyenne avec moyenne spatiale selon x et y . Si la moyenne spatiale se fait uniquement dans une direction, selon x par exemple, on la note $\langle \rangle_x$.

Dans le cas de cette étude, des mesures PIV ont été effectuées à différentes positions y pour les champs verticaux, trois en tout qui donnent accès à 5 par symétrie (voir Fig. 3.11(a)). On a donc ici accès à l'information sur un volume discret de fluide. Bien que les mesures aient été faites sur l'équivalent de trois motifs de rugosité dans la direction longitudinale, le choix a été fait de travailler essentiellement avec l'information contenue dans un motif de rugosité. En effet, pour estimer correctement la double moyenne des quantités, il est nécessaire d'avoir accès à un maximum d'informations dans le volume de fluide. Or, par effet de parallaxe, les deux autres motifs visibles dans le champ voient une partie de leur information masquée par les rangées de cubes situées entre la caméra et

le champ mesuré (voir Fig. 3.1(a-c)). Ainsi, le motif le moins impacté par ces effets de parallaxe, situé entre $x/h = 0$ et $x/h = 2.25$, sera employé lors de la double-moyenne.

Bien souvent, une moyenne de l'ensemble des plans est effectuée afin d'obtenir le profil doublement moyenné (Macdonald (2000), Cheng & Castro (2002b)). Cela revient à considérer que chaque profil moyenné temporellement est une bonne estimation de la moyenne dans le volume proche s'étendant, dans le plan horizontal, de par et d'autre du profil sur 50% de la distance entre les profils (voir Fig. 3.11(b)).

On cherche à déterminer si la valeur de 50% est adéquate. Pour cela, on pondère chaque valeur d'un champ vertical moyenné en temps $\bar{\varphi}(x, z)$ se situant en y_p par une aire horizontale S_{xy}^p avant de moyenner spatialement les 5 champs. Ainsi, la moyenne spatiale s'écrit sous forme discrétisée :

$$\langle \bar{\varphi} \rangle_e(z) = \frac{1}{S_f(z)} \frac{1}{nm} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m S_{ij}^p \bar{\varphi}(x_i, y_j, z) \quad (3.10)$$

où l'indice e correspond à l'estimation de la double moyenne, S_{ij}^p représente l'aire d'influence du point (x_i, y_j) dans le plan situé en z . On peut le relier à l'aire occupée par le fluide en z , $S_f(z)$, par la relation suivante :

$$\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m S_{ij}^p = S_f(z) \quad (3.11)$$

où n représente le nombre de points de grille selon la direction x et m le nombre de plans effectués dans la direction y .

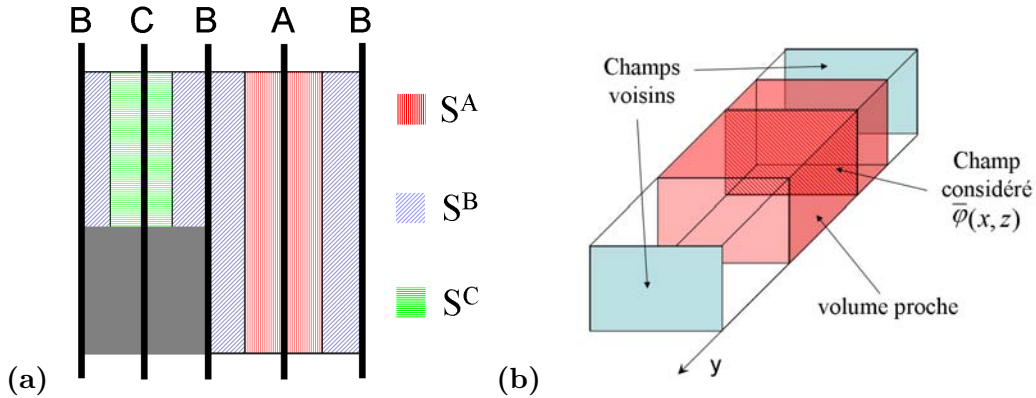


FIG. 3.11 – (a) Schéma des différents champs mesurés (A, B, C) et de leurs aires d'influence S^p sur un motif de rugosité, pour $z/h < 1$, (b) Schéma illustrant le principe de pondération d'un champ

Pour évaluer quelle doit être la proportion des aires d'influence par rapport à l'aire totale, on se base sur l'aire d'influence du champ situé à $y/h = 0.625$, notée S^B (voir Fig. 3.11(a)) par rapport à l'aire totale S_f . On cherche donc à déterminer la valeur du rapport S^B/S_f qui minimise l'erreur commise lors de l'estimation de la double moyenne.

Pour estimer l'erreur commise, on utilise uniquement les champs horizontaux. En effet, de par leur bonne résolution spatiale, on s'attend à ce que la moyenne spatiale selon (x, y) du champ horizontal situé à z_p constitue une bonne estimation de la double moyenne continue $\langle \bar{\varphi} \rangle$ à l'altitude z_p . Par contre, seuls les champs situés à $z/h \geq 1$ ont été utilisés, car les champs dans la canopée ne peuvent pas servir d'un point de vue quantitatif (cf. commentaires Fig. 3.10(a)). L'estimation par pondération (Eq. 3.10) de la double moyenne $\langle \bar{\varphi} \rangle_e$ est quant à elle estimée à partir des valeurs se trouvant, dans ce même champ

horizontal situé à z_p , à l'intersection entre le champ et les positions des champs verticaux (voir Fig. 3.12). L'erreur est ensuite calculée relativement à la valeur de la double moyenne $\langle \bar{\varphi} \rangle$:

$$erreur = \sqrt{\frac{(\langle \bar{\varphi} \rangle - \langle \bar{\varphi} \rangle_e)^2}{\langle \bar{\varphi} \rangle}} \quad (3.12)$$

On aurait pu comparer les données dans les champs verticaux à celles dans les champs horizontaux, mais les mesures n'ayant pas été effectuées dans des conditions d'écoulement parfaitement similaires, on aurait ajouté un biais dans l'estimation de l'erreur commise lors de la pondération.

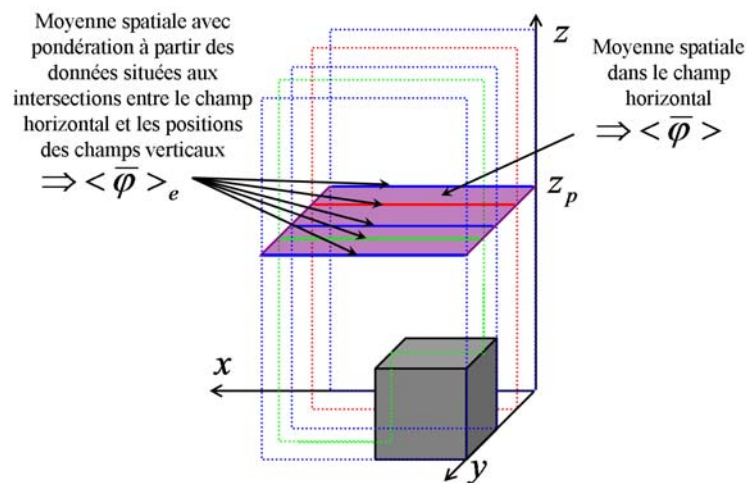


FIG. 3.12 – Schéma illustrant le principe de calcul d'erreur commise lors de la pondération : pour un champ horizontal donné, on compare la double moyenne dans l'ensemble du champ à la moyenne obtenue par pondération des valeurs situées, dans ce même champ, à l'intersection entre le champ horizontal et les champs verticaux.

Ce calcul d'erreur est effectué pour la vitesse moyenne \bar{u} et la variance de vitesse longitudinale $\overline{u^2}$. Sur les figures 3.13(a-b), est représentée l'erreur relative entre la double moyenne calculée avec la méthode de pondération $\langle \bar{\varphi} \rangle_e$ et la double moyenne issue de la moyenne spatiale de tout le champ $\langle \bar{\varphi} \rangle$, en fonction du rapport S^B/S_f en pourcent et ce pour les champs horizontaux situés à $z/h = 1$, $z/h = 4/3$, $z/h = 5/3$, et $z/h = 2$.

On observe dans un premier temps, autant pour la vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$ que pour l'écart-type de vitesse $\langle \overline{u^2} \rangle$, que l'erreur est bien plus sensible au rapport S^B/S_f proche de la canopée, *i.e.* z/h proche de 1, que loin de la canopée. Si l'on prend $2h$ comme première estimation de la hauteur de la sous couche rugueuse, l'ensemble des mesures a été fait dans une zone où l'écoulement moyen est tridimensionnel, ce qui explique pourquoi l'erreur est aussi sensible lorsque l'on se place proche de la canopée.

Dans le cas de la vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$ (Fig. 3.13(a)), la pondération qui minimise l'erreur, pour tout z/h , est celle qui a une surface S^B qui représente 60% de l'aire fluide totale. En effet, on observe que, pour chacune des positions z/h , l'ensemble des moyennes estimées par la méthode de pondération est situé entre 0,2 et 0,3%. Cependant, cette valeur de 60% ne correspond pas à celle qui minimise l'erreur dans le cas de la variance de vitesse longitudinale (voir Fig. 3.13(b)). On remarque, dans ce cas, que la valeur est plutôt de 50%.

Vu que la valeur de 50% permet d'obtenir une erreur sur l'estimation de la double moyenne de la vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle$ restant en dessous des 1%, cette configuration est choisie comme étant celle qui servira à estimer la double moyenne. La largeur, *i.e.* longueur selon y , des aires d'influence dépend donc de l'espacement entre les champs, les bornes selon y étant prises à mi-chemin entre le plan et ceux alentour. Cela correspond donc à interpoler de façon linéaire les valeurs entre deux champs avant d'en faire la moyenne spatiale selon x et y . Ce schéma de pondération est employé aussi bien au dessus que dans la canopée. Il est à noter que le volume fluide est différent dans la canopée à cause de la présence d'un cube, la pondération correspondante est représentée, pour la configuration de surface $S1$, sur la figure 3.11(a), pour $z/h < 1$.

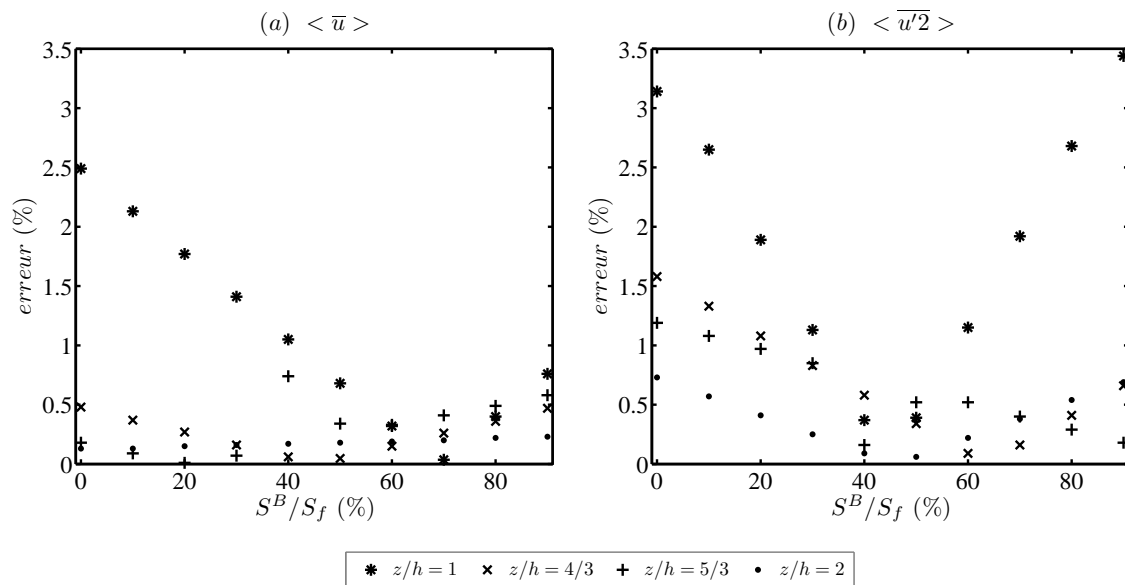


FIG. 3.13 – Erreurs relatives (en %), calculées selon Eq. 3.12, à différents z/h entre la moyenne spatiale obtenue par pondération des valeurs situées dans le champ horizontal à l'intersection des champs verticaux et horizontaux et celle obtenue par moyenne dans l'ensemble du champ horizontal : (a) erreurs sur la vitesse moyenne longitudinale $\langle \bar{u} \rangle$, (b) erreurs sur la variance $\langle \overline{u'^2} \rangle$. Régime R1A ($Fr = 0,23$, $\alpha = 0,15$, $\lambda = 0.20$).

La méthode de pondération permettant d'obtenir une bonne estimation de la double moyenne définie, on cherche maintenant à comparer la double moyenne obtenue par les champs verticaux à celle obtenue par les champs horizontaux, afin de vérifier la reproductibilité de la mesure. Sur la figure 3.14, sont représentées les différentes moyennes spatiales des champs $\langle \bar{u} \rangle$ et $\langle \overline{u'^2} \rangle$ obtenues par pondération des champs verticaux (en trait plein) et par moyenne spatiale des champs horizontaux (en \times). Les boîtes représentent la marge d'erreur commise sur la valeur des champs horizontaux. Pour la hauteur des boîtes, l'erreur correspond à une erreur de positionnement en z . Pour la largeur des boîtes, les erreurs ont été estimées en prenant en compte les légères différences de débits et de hauteur d'eau lors des mesures, mais également en calculant, via le gradient local, l'erreur liée au positionnement en z .

On constate que les valeurs doublement moyennées situées à $z/h > 1$ sont en très bon accord. En $z/h = 1$, l'écart entre la valeur issue de la moyenne du champ horizontal et celle issue de la moyenne via la pondération est plus important que pour les autres. Cela est lié au fait que l'on est dans une zone de forts gradients. Ainsi, l'incertitude sur la

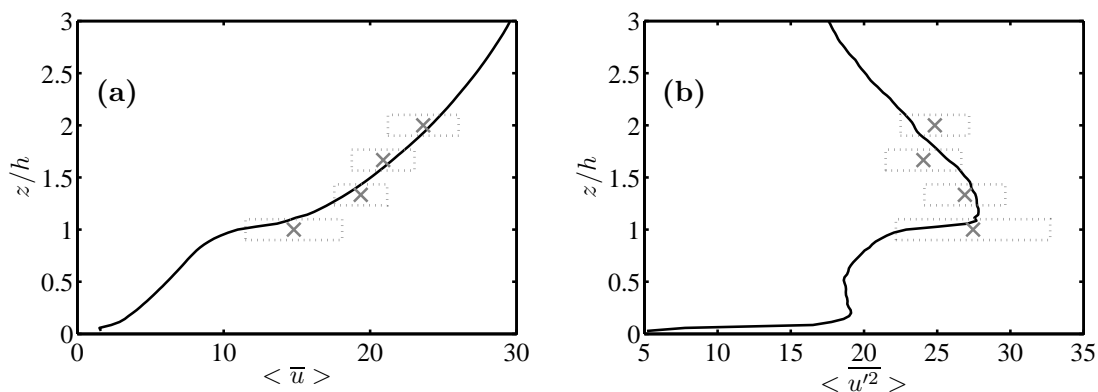


FIG. 3.14 – Comparaison entre les doubles moyennes obtenues par pondération des champs verticaux (en traits pleins) et par moyenne spatiale des champs horizontaux (en \times) : (a) vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle$ (b) variance de vitesse longitudinale $\langle \overline{u'^2} \rangle$, pour le régime R1A ($Fr = 0,23$, $\alpha = 0,15$, $\lambda = 0,20$)

position du champ entraîne un erreur plus importante.

On se rend compte que la résolution spatiale transverse, même si elle est faible devant celles longitudinale et verticale, permet de décrire correctement l'écoulement doublement moyenné. Malgré le fait que les mesures des champs horizontaux et verticaux n'aient pas été faites en même temps, il a été possible de reproduire l'écoulement. Dorénavant, l'estimation de la double moyenne par la méthode de pondération sera notée $\langle \rangle$.

Plus généralement, la question de l'impact de la résolution spatiale horizontale des mesures est très peu soulevée dans la littérature, *i.e.* quels sont le nombre et la position de profils moyennés temporellement nécessaires à une bonne estimation de la double moyenne. Afin de le déterminer, Cheng & Castro (2002b) comparent une double moyenne issue de 4 profils, équi-répartis sur un motif de rugosité, moyennés spatialement, à celle issue de 25, dans le cas de mesures LDV faites au dessus des rugosités, dans le cas d'une couche limite de type atmosphérique. Malgré les écarts existants entre les profils obtenus, en particulier proche de la canopée, *i.e.* dans la sous couche rugueuse, ils estiment qu'ils sont négligeables, comparés aux erreurs liées à la mesure, et qu'une moyenne spatiale sur 4 profils est suffisante à la convergence spatiale du profil obtenu. Pour vérifier si cela est bien le cas, on trace, comme l'ont fait Cheng & Castro (2002b), sur les figures 3.15(a-b), les profils doublement moyennés respectivement de la vitesse $\langle \bar{u} \rangle$ et des tensions de Reynolds $-\langle \overline{u'w'} \rangle$ obtenus par la moyenne spatiale de 4 profils (en +), 25 profils (en \times) et l'ensemble des 400 profils issus des mesures de PIV dans un motif (en \bullet), moyennés en temps. La localisation des profils utilisés pour la moyenne spatiale est représentée par les mêmes symboles, sauf pour les 400 profils qui sont représentés par des lignes continues.

Il n'y a aucune différence entre les profils loin des rugosités, l'écoulement moyenné temporellement y étant uniquement fonction de z . Cependant, les écarts apparaissent entre les profils de vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$ autour de $z/h = 1$ (voir Fig. 3.15(a)). Les écarts entre les 3 profils doublement moyennés sont significatifs, comparé à l'erreur liée à la convergence temporelle. Cette observation n'a pu être faite par Cheng & Castro (2002b), puisque leur mesures ont été faites pour $z \in [h; \delta]$.

Pour les tensions de Reynolds $-\langle \overline{u'w'} \rangle$, l'écart entre les profils se manifeste bien au dessus, autour de $z/h = 2$. Même si l'écart entre les trois nombres d'échantillons pris

pour la moyenne spatiale n'est pas significatif comparé à l'erreur liée à la convergence temporelle, il pose un problème d'interprétation des résultats. Alors que les profils issus de la moyenne de 25 et 400 profils présentent un comportement linéaire au dessus des rugosités, la moyenne de seulement 4 profils met en évidence une zone de valeurs constantes au dessus de la canopée. L'existence et la position d'une zone où les tensions de Reynolds sont constantes ou maximales dépendent fortement du nombre de profils pris pour la moyenne spatiale, et cela risque de poser problème lors de l'estimation de la vitesse de frottement u_* (voir Sect. 1.4.2 Chap. 1).

La moyenne de 4 profils n'aboutit donc pas à un profil doublement moyenné dont la convergence spatiale est établie. Par comparaison avec la double moyenne dans des champs horizontaux, par la validation de la méthode de pondération, par l'observation de la convergence spatiale des profils, on sait maintenant que la double moyenne discrète issue des 400 profils moyennés temporellement constitue une bonne estimation de la double moyenne continue. Par la suite, cette dernière sera systématiquement employée.

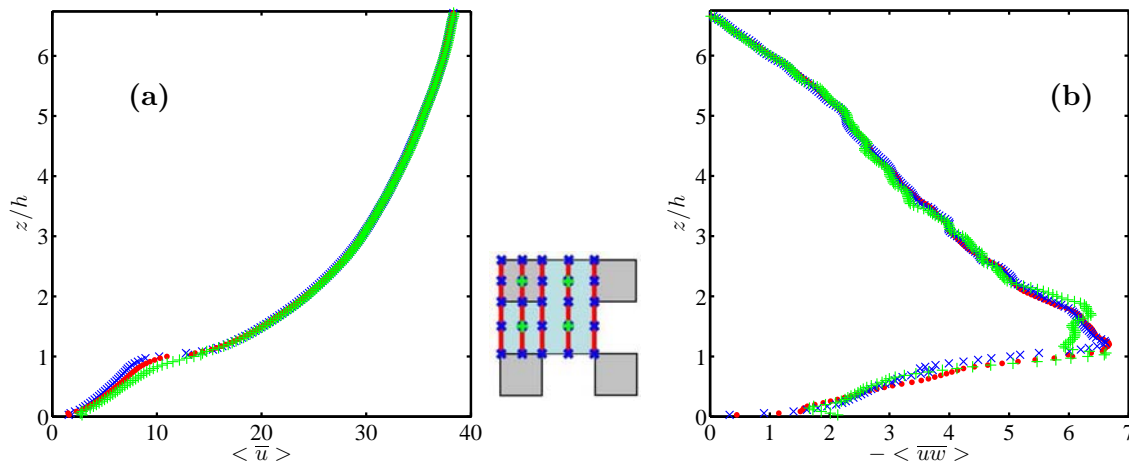


FIG. 3.15 – Effet du nombre de profils moyennés en temps pris pour la moyenne spatiale sur les profils doublement moyennés de la vitesse $\langle \bar{u} \rangle$ et des tensions de Reynolds $\langle \overline{u'w'} \rangle$: 4 profils (en + sur les figures et le schéma), 25 profils (en × sur les figures et le schéma), et 400 profils (en · sur les figures et en —) sur le schéma). Le schéma représente la position des profils pris pour la moyenne sur le motif de rugosité.

3.5 ESTIMATION DE LA HAUTEUR DE LA SOUS COUCHE RUGUEUSE

3.5.1 UTILISATION DE L'ENSEMBLE DES CHAMPS VERTICAUX ET DE LEUR DOUBLE MOYENNE

La sous couche rugueuse est associée à une zone de tridimensionnalité de l'écoulement moyen, elle est donc directement liée à la présence des rugosités. Cependant, dans certaines études (Jiménez (2004)), elle est directement prise comme étant la borne inférieure de la loi logarithmique. On prend ici le parti de la définir comme étant une zone de forte tridimensionnalité de l'écoulement moyenné en temps (Manes et al. (2007)). Lorsqu'elle est définie ainsi, estimer la hauteur de la sous couche rugueuse permet d'apporter des

informations supplémentaires quant à l'effet de la présence de rugosités sur l'écoulement.

Sur les figures 3.16(a-e), est représenté l'ensemble des profils verticaux obtenus après la moyenne temporelle respectivement pour \bar{u} , \bar{w} , $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$ et $-\overline{u'w'}$. Pour plus de clarté, la résolution verticale a été réduite. Les différents champs verticaux se distinguent par des symboles : le plan à $y/h = 0$ (Δ), celui à $y/h = 0.625$ (\circ), et celui à $y/h = 1.125$ (\square).

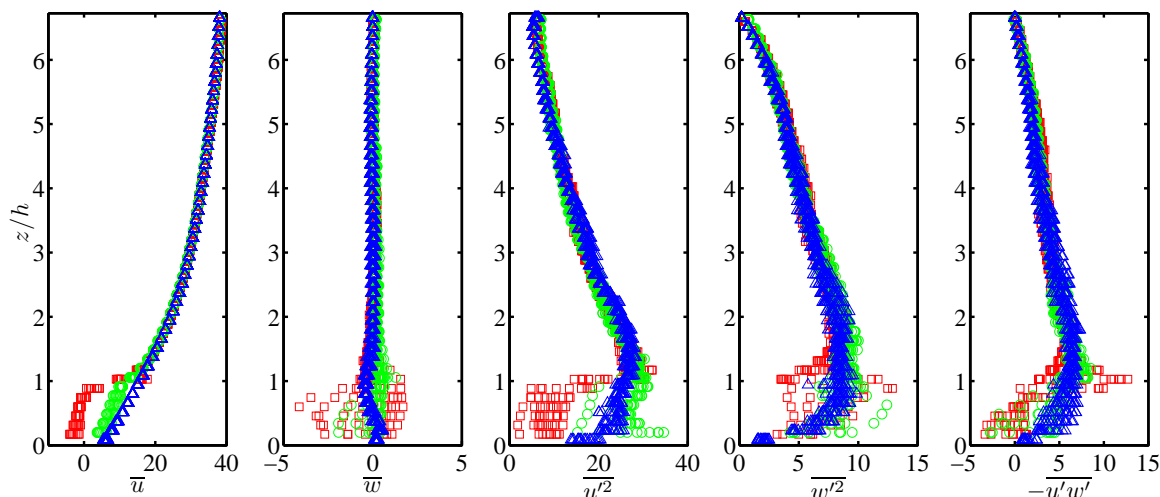


FIG. 3.16 – Ensembles des profils verticaux moyennés temporellement dans les plans à $y/h = 0$ (Δ), à $y/h = 0,625$ (\circ) et à $y/h = 1,125$ (\square)

On observe sur tous les profils une dispersion spatiale dans la partie supérieure de l'écoulement, *i.e.* $z/h > 2$. Cette dispersion est à relier à la convergence temporelle des données étudiée dans la section 3.2 de ce chapitre. On peut donc considérer que, dans cette partie, les profils se superposent étant donnée l'erreur liée à la convergence temporelle des profils. Lorsque l'on approche de la paroi, pour $z/h \lesssim 2$, on remarque que la dispersion spatiale des profils est de plus en plus importante pour toutes les quantités, sauf pour la vitesse longitudinale moyennée en temps \bar{u} pour laquelle la dispersion semble rester constante jusqu'à $z/h \approx 1$. La dispersion spatiale des profils dans la canopée est la conséquence de la tridimensionnalité de l'écoulement moyenné en temps. Cela explique en quoi la double moyenne est bien plus sensible au nombre de profils pris pour la moyenne spatiale dans cette zone, en particulier pour les tensions de Reynolds (voir Sect. 3.4). Cette observation constitue un bon critère quant à l'estimation de la hauteur de la sous couche rugueuse.

Plusieurs méthodes d'estimation de la hauteur de la sous couche rugueuse basées sur la dispersion spatiale dans cette zone sont proposées dans la littérature.

On peut citer celle de Pokrajac et al. (2007) qui est basée sur les termes dispersifs issus de la double moyenne, car ils représentent, d'après eux, de façon pertinente la dispersion spatiale des profils moyennés en temps autour de la double moyenne dans la canopée. Pour cela, ils emploient le terme $\langle \tilde{u}^2 \rangle$, issu de la double moyenne de la vitesse longitudinale u , estimant qu'il constitue un bon indicateur de la dispersion spatiale de la vitesse longitudinale \bar{u} , liée à la présence de rugosités. Ils considèrent donc que le haut de la sous couche rugueuse est atteint lorsque $\sqrt{\langle \tilde{u}^2 \rangle} / \langle \bar{u} \rangle = 0.05$. Le choix de la valeur de 0.05 n'est pas argumenté dans l'article.

L'application de cette méthode au régime étudié ici est représentée sur la figure 3.17, où on représente $\sqrt{\langle \tilde{u}^2 \rangle} / \langle \bar{u} \rangle$ en fonction de z/h . Lorsque le profil atteint la valeur

de 0.05 on se situe à $z/h \approx 1.2$, ce qui est inférieur aux estimations de 2 à 5 souvent citées dans la littérature (Raupach et al. (1991)). Or, sur les figures 3.16(a-e), bien que cette limite de $1.2h$ paraisse pertinente pour la vitesse longitudinale \bar{u} , elle paraît trop basse pour les autres quantités. Or, la définition de la sous couche rugueuse, basée sur la dispersion spatiale, devrait concerner tous les profils sans exception. Il serait plus pertinent de se baser sur la quantité la plus affectée par la présence des rugosités.

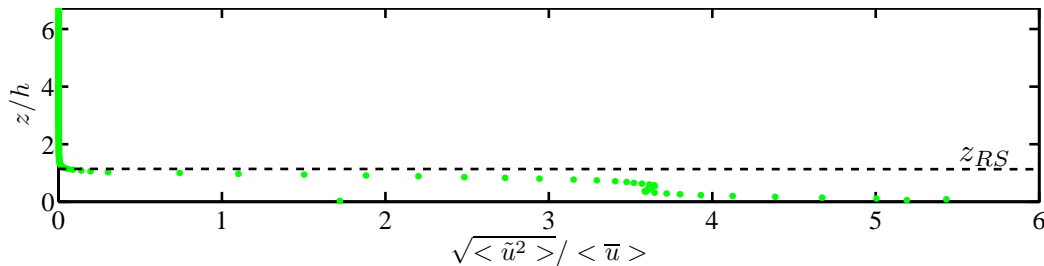


FIG. 3.17 – Profil des fluctuations spatiales normalisées par le profil de vitesse $\sqrt{\langle \tilde{u}^2 \rangle} / \langle \bar{u} \rangle$. En pointillés, hauteur de la sous-couche rugueuse z_{RS} via la méthode de Pokrajac et al. (2007)

Cheng & Castro (2002b) observent que : "Avec une hauteur croissante, les profils verticaux pris à différentes positions vont finalement converger et c'est cette hauteur de convergence que nous définissons comme étant la borne supérieure de la sous couche rugueuse". La méthode d'estimation n'étant pas plus explicitée, il semble qu'elle consiste en une estimation à l'œil au travers des différentes quantités tracées sur les figures 3.16(a-e). Dans le cas présent, cette méthode donne une hauteur de $z/h \approx 1.5$. Même si elle permet une estimation de la hauteur de la sous couche rugueuse qui paraît plus pertinente que celle estimée par la méthode de Pokrajac et al. (2007), la présence d'une dispersion spatiale liée à l'erreur de convergence temporelle dans la partie supérieure de l'écoulement tend à rendre difficile son estimation.

Basée sur l'observation de l'existence de deux dispersions spatiales distinctes : une liée à l'erreur de convergence temporelle et une liée à la présence des rugosités, une nouvelle méthode est ici proposée.

La dispersion spatiale totale est ici définie comme suit :

$$D_s = \left(\frac{1}{np} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^p \left(\langle \bar{\varphi} \rangle - \bar{\varphi}_{ij} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (3.13)$$

Il s'agit d'un profil d'écart-type à la double moyenne d'une quantité $\bar{\varphi}$. L'indice i fait référence à la direction longitudinale x et l'indice j à la direction transverse y , et n et p respectivement aux nombres de valeurs en x et en y . On considère donc que cette dispersion spatiale est la somme de deux dispersions distinctes : une qui est à relier à l'erreur de convergence temporelle, notée D_{conv} , et une autre liée directement à la présence des rugosités, notée D_{rugo} . Ainsi, dans la partie supérieure de l'écoulement, $D_s \approx D_{conv}$, et dans la partie basse $D_s \approx D_{conv} + D_{rugo}$.

Dans la section concernant la convergence temporelle, l'erreur de convergence temporelle a été calculée et il a été montré qu'elle est liée aux variances de vitesses (*i.e.* Eq. 3.2-3.4). Sur les figures 3.16(a-e), on observe la conséquence de cette erreur à travers la dispersion spatiale des profils présente loin de la canopée. Bien qu'elle soit masquée dans

la canopée par la dispersion spatiale liée à la présence des rugosités, elle y est également présente. Pour se ramener à une situation idéale, où la dispersion spatiale liée à l'erreur de convergence temporelle D_{conv} serait inexistante et où seule celle liée à la présence des rugosités D_{rugo} serait observable, il faut trouver un moyen de l'extraire de l'information disponible.

Afin d'illustrer la méthode, on présente, sur les figures 3.18(a-b), l'évolution de la dispersion spatiale D_s respectivement en fonction de z/h et en fonction de $\langle \overline{u'^2} \rangle$, pour la variance de vitesse longitudinale moyennée en temps $\overline{u'^2}$, au dessus de la canopée uniquement (pour $z/h > 1$). Le choix est fait de comparer la dispersion spatiale de chaque quantité à la variance de vitesse doublement moyennée $\langle \overline{u'^2} \rangle$, qui paraît être une quantité représentative du degré de turbulence dans l'écoulement. Les mêmes observations que celles qui suivent se font pour l'ensemble des quantités, et les résultats pour tous les profils représentés sur la figure 3.16(a-e) sont présentés après le détail de la méthode.

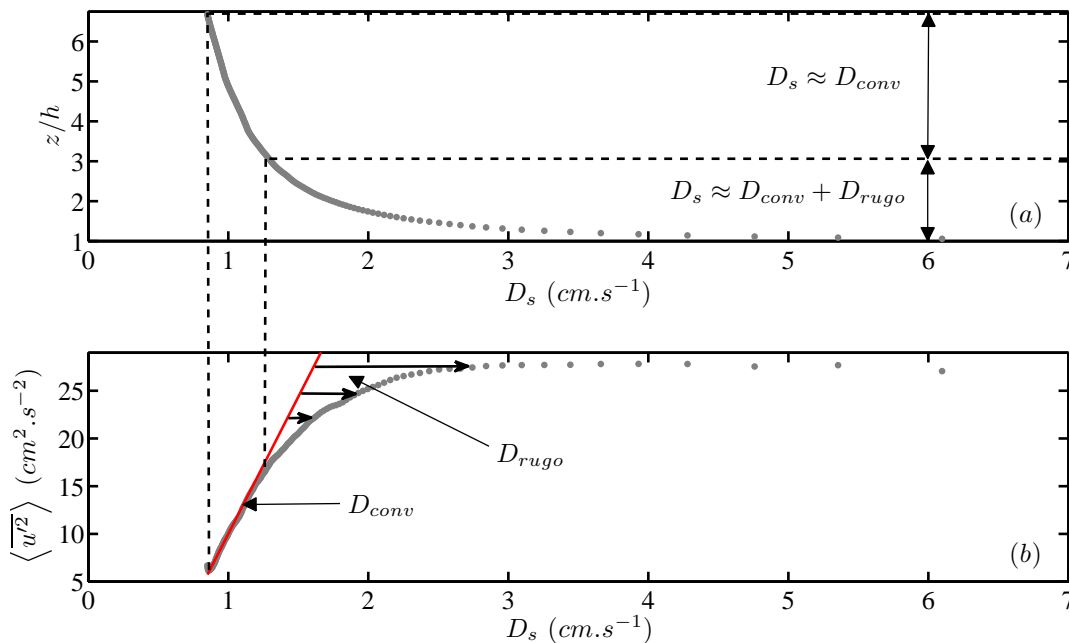


FIG. 3.18 – Dispersion spatiale totale D_s des profils de variance de vitesse longitudinale $\overline{u'^2}$ moyennée temporellement (a) fonction de z/h et (b) de $\langle \overline{u'^2} \rangle$, au dessus de la canopée ($z/h > 1$)

Sur la figure 3.18(b), on remarque que pour z/h grand, la dispersion spatiale totale D_s est une fonction linéaire de $\langle \overline{u'^2} \rangle$. Or, dans cette zone, la dispersion spatiale est liée essentiellement à l'erreur de convergence temporelle. On extrapole alors la linéarité de D_{conv} , fonction de $\langle \overline{u'^2} \rangle$, jusqu'au sommet de la canopée, et on la retranche à la dispersion totale D_s . Ainsi, on obtient une estimation de la dispersion liée à la présence des rugosités D_{rugo} .

Cette méthode peut être appliquée à toutes les quantités statistiques. Sur la figure 3.19, les profils de la dispersion D_{rugo} de chaque quantité sont représentés en fonction de z/h . Elle est normalisée par la dispersion totale maximale, *i.e.* $D_s|_{max}$.

Dans un premier temps, on remarque que le comportement est le même pour toutes les quantités. Or, si on revient aux figures 3.16(a-e), la dispersion spatiale totale des profils ne semblait pas avoir le même comportement. Cela prouve donc que grâce à cette

méthode, on arrive à isoler de façon pertinente l'effet seul de la présence de rugosités sur les différents profils, isolé de l'effet de convergence temporelle. Ce résultat important va permettre de distinguer une hauteur de sous couche rugueuse qui sera commune à tous les profils. Cela veut également dire que la connaissance d'une seule quantité peut permettre d'estimer la hauteur de la sous couche rugueuse.

Il faut maintenant définir un critère qui va permettre d'évaluer systématiquement la hauteur de la sous couche rugueuse. Ainsi, on estime que la zone où la dispersion liée à la présence des rugosité est supérieure à 5% de la dispersion totale maximale correspond à la sous couche rugueuse. Les profils de la figure 3.19 n'étant pas parfaitement superposés, cette limite n'aboutit pas exactement à la même hauteur pour l'ensemble des quantités statistiques. On fait donc une moyenne des hauteurs estimées pour les différents profils de dispersions afin d'estimer la hauteur de la sous couche rugueuse. Les différentes hauteurs s'échelonnent entre $1.85h$ et $2.17h$, et après moyenne de toutes les valeurs, on obtient une hauteur de sous couche rugueuse de $2h \pm 0.1$. Cette valeur est nettement supérieure à celle avancée par la méthode de Pokrajac et al. (2007), et également supérieure à l'estimation faite subjectivement par la méthode de Cheng & Castro (2002b). Elle reste dans la fourchette de valeurs habituellement proposée de 2 à $5h$ (Raupach et al. (1991)).

La hauteur de la sous couche rugueuse est ici définie de façon à ce que ni la position de la loi logarithmique ni les erreurs de mesures soient prises en compte. Seule la dispersion spatiale liée à la présence des rugosités est utilisée afin de déterminer son étendue. Il sera cependant intéressant de voir si cette hauteur correspond oui ou non à la borne inférieure de la zone logarithmique comme cela est souvent avancé dans la littérature (Manes et al. (2007), Flack et al. (2005), Rotach (2001)).

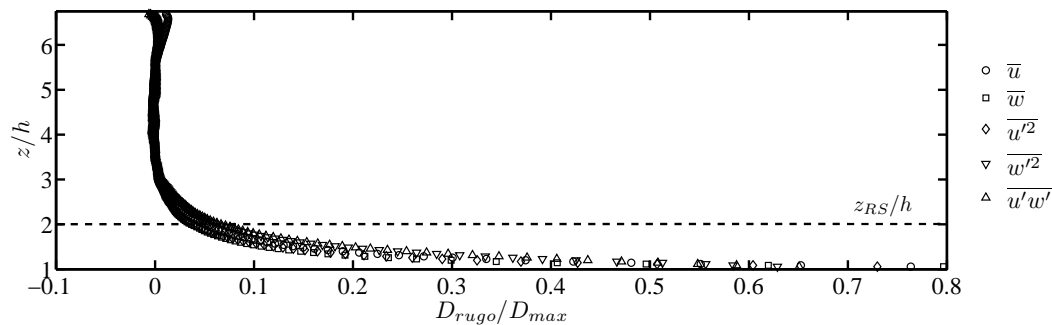


FIG. 3.19 – Dispersion spatiale liée à la présence des rugosités en fonction de z/h normalisée par la dispersion totale maximale, pour chaque quantité statistique, au dessus des rugosités.

3.5.2 CAS OÙ LA MESURE EST FAITE DANS UN SEUL CHAMP VERTICAL

Il n'est parfois pas toujours possible de faire l'aquisition de plusieurs champs verticaux répartis dans l'espace. La question est de savoir si un seul champ suffit à déterminer la hauteur de la sous couche rugueuse. Afin de le vérifier, on applique exactement la même méthode que précédemment mais cette fois ci on calcule la dispersion totale autour du profil doublement moyenné $\langle \rangle_x$ dans le plan à y fixé. Les profils de dispersion spatiale liée à la présence des rugosités, normalisée par la dispersion totale maximale dans le champ (donc locale), est présenté sur les figures 3.20(a-c), pour les champs respectivement situés à $y/h = 0$, $y/h = 0.625$ et $y/h = 1.125$. En symboles gris, sont reportés les profils

représentés sur la figure 3.19.

On observe que les profils de dispersion ne concordent pas dans le champ situé à $y/h = 0$ (Fig. 3.20(a)) et $y/h = 0.625$ (Fig. 3.20(b)), alors qu'ils se superposent aussi bien que sur la figure 3.19 dans le cas du champ situé à $y/h = 1.125$, *i.e.* champ mesuré sur une rangée de cubes. Il est à noter que la dispersion totale maximale locale $D_{max}^{(local)}$ dans le cas des champs situés à $y/h = 0$ et 0.625 est très inférieure à la dispersion totale maximale D_{max} que l'on avait dans la section précédente, soit $D_{max}^{(local)}/D_{max} = 6\%$ pour $y/h = 0$ et $D_{max}^{(local)}/D_{max} = 20\%$ pour $y/h = 0.625$. Dans le cas du champ situé à $y/h = 1.125$, les deux sont du même ordre, soit $D_{max}^{(local)}/D_{max} = 94\%$. Cela montre à quel point cette dispersion spatiale, et donc la sous couche rugueuse, sont directement reliées à la présence des rugosités. Dans le cas du champ $y/h = 0$, aucun cube ne perturbe l'écoulement, ainsi, la dispersion est quasiment la même sur toute la hauteur d'eau et essentiellement liée à l'erreur de convergence, comme on peut le voir sur les figures 3.16(a-e) en \triangle . Dans le champ situé à $y/h = 0.625$, la présence du cube commence à peine à se faire sentir, en induisant une dispersion spatiale liée à la présence des rugosités un peu plus importante dans la canopée (voir Fig. 3.16(a-e) en \circ), mais pas suffisamment pour disperser de la même façon l'ensemble des quantités statistiques.

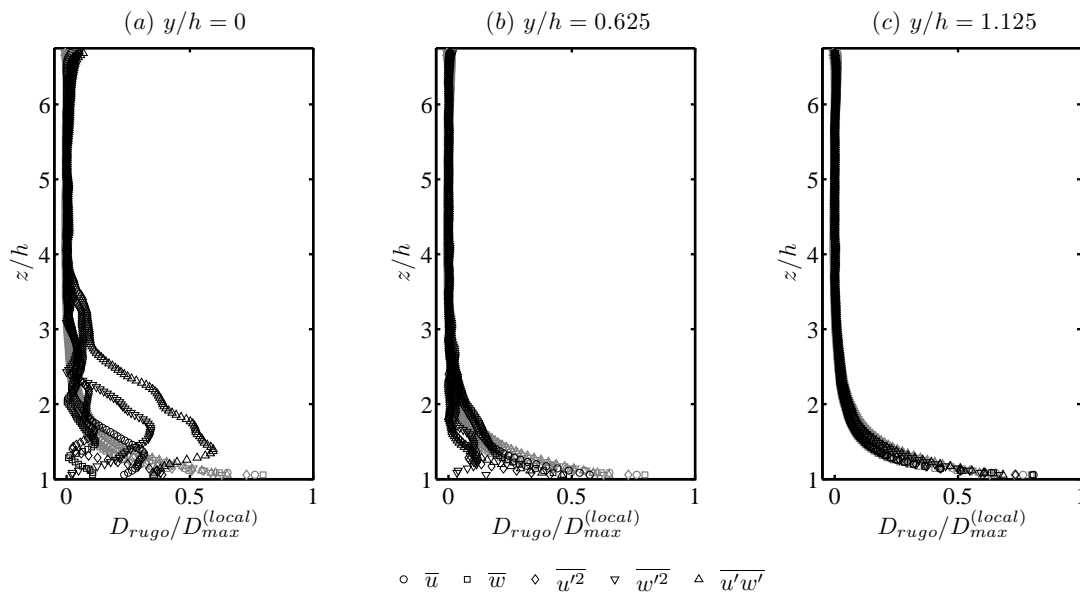


FIG. 3.20 – Dispersion spatiale liée à la présence des rugosités en fonction de z/h normalisée par la dispersion globale maximale, pour chaque quantité statistique, au dessus des rugosités dans les plans situés à (a) $y/h = 0$, (b) $y/h = 0.625$, (c) $y/h = 1.125$. En gris : Profils de la figure 3.19

Il semble donc que la mesure dans un plan (x, z) sur une rangée de cubes soit suffisante pour estimer de façon correcte la hauteur de la sous couche rugueuse. Dans le cas ici présent, l'estimation de la hauteur de la sous couche rugueuse, via le champ situé à $y/h = 1.125$, est la même que dans la section précédente : $2h \pm 0.1$.

3.6 DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES DE PAROI (u_* , d , z_0)

D'après Jiménez (2004), lorsque le confinement α est supérieur à 0.025, la sous couche rugueuse "ronge" plus de la moitié de la zone où le profil de vitesse est logarithmique. Selon lui, cette forte interaction entre la sous couche rugueuse et la zone logarithmique suffit à invalider l'existence d'une telle loi dans le profil de vitesse moyenne. Cependant, il ne fait aucunement allusion à la double moyenne. Des études ont pourtant montré que la loi logarithmique peut être retrouvée dans le profil vertical de vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$ et donner accès aux paramètres de paroi dans le cas d'écoulements turbulents sur fond rugueux, et ce pour des confinements importants (Cheng & Castro (2002b) $\alpha = 0.16$, Nepf & Vivoni (2000) $0.36 \leq \alpha \leq 1$).

L'estimation des paramètres de paroi passe par un ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesse longitudinale doublement moyennée (Cheng & Castro (2002b), Manes et al. (2007)). La méthode à employer pour effectuer cet ajustement n'est pas universelle. Dans beaucoup de cas, le détail de la méthode employée n'est pas explicité dans la littérature, ce qui peut poser problème lorsque l'on souhaite comparer les résultats. D'autres, au contraire, mettent en avant les différentes étapes de l'ajustement.

Dans le cas de Nepf & Vivoni (2000), la hauteur de déplacement d est estimée par la méthode de Jackson (1981), méthode en partie remise en cause par Cheng et al. (2007) ou Cheng & Castro (2002b). La vitesse de frottement u_* est estimée par la formule $u_* = \sqrt{gI(D-d)}$, avec I la pente de la surface libre, dans leur cas mesurée à l'aide de sondes. L'ajustement se fait ensuite sur le profil de vitesse longitudinale doublement moyennée et donne accès à la valeur de z_0 . Aucune information n'est donnée quant à l'intervalle choisi pour l'ajustement.

Cheng & Castro (2002b) choisissent de laisser (d, z_0) comme paramètres libres, les tensions de Reynolds permettant d'avoir une bonne estimation de la vitesse de frottement u_* (Rotach (2001)). Ils choisissent de faire l'ajustement sur 3 intervalles différents : dans la sous couche inertielle, dans la sous couche rugueuse et dans la réunion des deux. La sous couche inertielle est alors définie comme la zone située juste au dessus de la sous couche rugueuse, où les tensions de Reynolds restent constantes à 5% près.

Il apparaît ici que le choix de la méthode d'ajustement se porte à différents niveaux. D'abord, il faut savoir juger quels sont les paramètres qu'il est possible d'estimer à partir de l'information disponible. Ensuite, il faut déterminer l'intervalle d'ajustement afin d'estimer au mieux les paramètres manquants.

Le choix se porte, dans le cadre de cette étude, sur celui fait par Cheng & Castro (2002b), en ce qui concerne l'estimation des paramètres. En effet, grâce aux mesures effectuées ici, les différents champs donnent accès à une bonne estimation de la double moyenne et donc également des tensions dispersives, qui, comme on a pu le voir dans la section 1.3.4 du chapitre 1, permettent d'obtenir une meilleure estimation de la contrainte totale de cisaillement et donc de la vitesse de frottement u_* . On cherche ici à estimer les paramètres de paroi à une échelle locale afin d'étudier l'effet de la seule présence des rugosités.

Étant donné que la loi logarithmique est, si on adapte le point de vue de Jiménez (2004) et Katul et al. (2002), invalidée dans le cas étudié ici, en raison du confinement $\alpha = 0.15$, il semble important de ne pas fixer par des considérations *ad hoc* l'intervalle de l'ajustement. En effet, Cheng & Castro (2002b) ont montré que l'ajustement dans la sous couche rugueuse donnait une estimation pertinente des paramètres de paroi et que, d'après leurs observations, pour un profil de vitesse longitudinale doublement moyennée,

la loi logarithmique est valide sur un intervalle se trouvant en partie dans la sous couche rugueuse. Dans le cas ici présent, la sous couche rugueuse s'étend jusqu'à $2h$, soit 0.3δ , la loi logarithmique a donc de grandes chances de se trouver en partie dans cette zone. Pour toutes ces raisons, le choix s'est porté vers des méthodes d'ajustement de profils où l'intervalle est laissé libre.

Pour cela, l'ensemble de tous les intervalles, dont la taille minimale est fixée à trois points de mesures pour la régression linéaire, qu'il est possible d'obtenir dans la zone comprise entre le haut de la canopée et la surface libre, ont été utilisés pour ajuster la loi logarithmique au profil de vitesse. La régression linéaire est faite sur le profil de vitesse exprimé comme suit :

$$e^{\kappa \frac{\langle \bar{u} \rangle}{u_*}} = \frac{z - d}{z_0} \quad (3.14)$$

avec u_* estimé à partir des contraintes de cisaillement. Les valeurs de d et z_0 sont alors directement déduites de la pente et de l'ordonnée à l'origine de la droite issue de la régression linéaire.

Ensuite, les intervalles où les valeurs estimées de la hauteur de déplacement d sont supérieures à h ont été écartés (*i.e.* argument lié à la définition de d proposée par Jackson (1981)). Enfin, l'intervalle minimisant l'erreur de la pente de la régression linéaire est considéré comme étant celui qui correspond à la zone logarithmique. Les paramètres d et z_0 issus de la régression linéaire sur cet intervalle, ainsi que la valeur de u_* , sont pris comme estimation locale des paramètres de paroi.

Une illustration du résultat de la régression linéaire est donnée sur la figure 3.21. On peut y observer la droite issue de la régression ainsi que les bornes de l'intervalle de confiance. Elles indiquent qu'il y a 95% de chance que la droite issue de la régression se situe dans la zone délimitée.

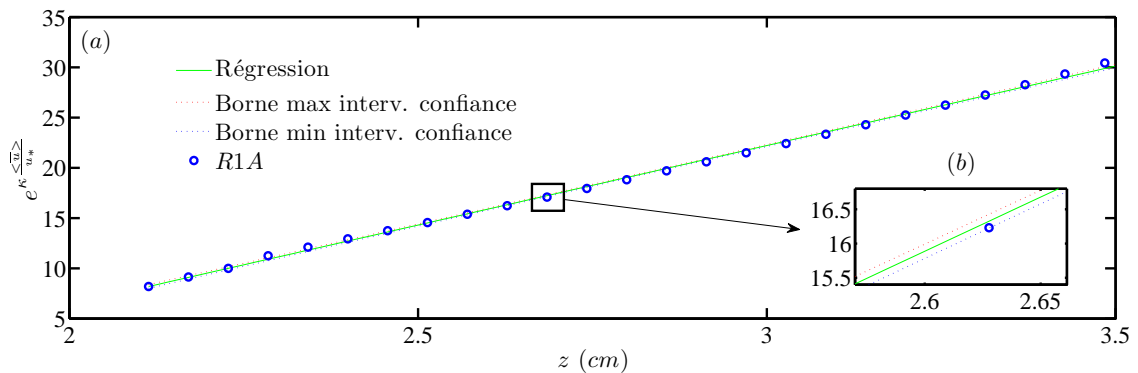


FIG. 3.21 – Illustration de la régression linéaire utilisée pour l'ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesse. (a) Illustration sur l'ensemble de l'intervalle (b) zoom, en trait vert : résultat de la régression, en pointillés bleu et rouge : bornes de l'intervalle de confiance, en symboles : points de mesures pour le régime R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) pour la configuration S1 ($\lambda \approx 0.20$)

Afin de valider la méthode, il faut vérifier qu'elle soit robuste sur des profils dont la résolution est moindre. En effet, dans le chapitre suivant, il va falloir estimer la loi logarithmique à partir de profils dont la résolution spatiale $\delta z = 0.15$ contre $\delta z = 0.05$ dans le cas présent (voir Sect. 2.6.2 Chap. 2, *cf.* problème lié à l'injecteur de particules). Pour cela, les champs verticaux mesurés pour le régime R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) ont été traités avec une grille de résolution $\delta z = 0.15$. La double moyenne de ces champs a

ensuite été effectuée. La vitesse de frottement est ici estimée par la valeur maximale des tensions de Reynolds (Rotach (2001), Nezu & Sanjou (2008), Poggi et al. (2004b)). Sur la figure 3.22, sont représentés les résultats des ajustements effectués sur les profils pour δz croissant. Le triplet de paramètres de paroi dans le cas de $\delta z = 0.05$ est de $(u_*^{(max)}, d, z_0) = (2.58, 1.59, 0.059)$ et de $(2.58, 1.57, 0.060)$ pour $\delta z = 0.15$, soit sensiblement les mêmes valeurs. Si l'on observe la figure 3.22, la loi logarithmique se situe, à la maille près, au même endroit. La seule variable qui est modifiée est la valeur de l'erreur commise sur la pente qui est triplée, mais ce à cause du faible nombre de points situés dans la zone.

On peut donc conclure que la méthode est robuste pour des résolutions spatiales plus laches.

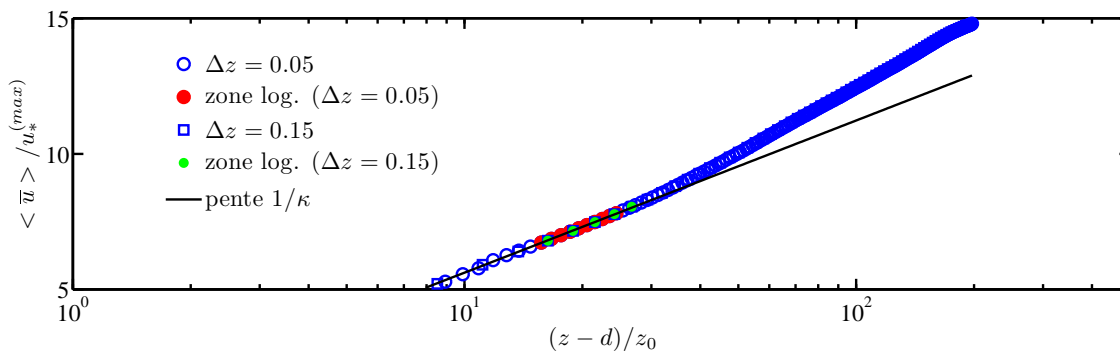


FIG. 3.22 – Profils de vitesse doublement moyennée fonction de $(z-d)/z_0$ en échelle semi-logarithmique pour deux résolution de grilles δz . En trait plein, la pente théorique $1/\kappa$

3.6.1 PROFIL DE VITESSE DOUBLEMENT MOYENNÉE $\langle \bar{u} \rangle$

On présente dans cette partie les résultats d'estimation locale des paramètres de paroi (u_*, d, z_0) à partir du profil vertical de vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$, *i.e.* dont la moyenne spatiale a été faite selon x et y .

3.6.1.1 ESTIMATION DE LA VITESSE DE FROTTEMENT u_*

Le choix est fait d'estimer la valeur de la vitesse de frottement u_* en utilisant les données issues de la mesure.

Pour cela, on se base sur la définition de la vitesse de frottement. Pour un fond hydrauliquement lisse, l'intégration du cisaillement sur la colonne de fluide permet d'avoir accès à la force qu'exerce la paroi sur le fluide, cette force s'écrit ρu_*^2 . Dans le cas de couches limites turbulentes sur fond pleinement rugueux, le frottement généré par la paroi se fait par l'intermédiaire de la force de traînée sur les obstacles constituant la rugosité, selon l'idée de Manes et al. (2007). La force qu'exercent les obstacles sur le fluide se fait localement mais a des répercussions sur l'ensemble de la colonne de fluide.

L'objectif ici est de retrouver analytiquement l'expression de la force de frottement exercée sur la colonne de fluide à partir des équations de transport.

Après simplification des équations doublement moyennées par les hypothèses concernant les couches limites turbulentes sur fond rugueux, on peut distinguer deux types de régions : une région comprise entre $z = 0$ et $z = h + \epsilon_v$, avec ϵ_v l'épaisseur de la sous

couche visqueuse développée localement sur la face supérieure des rugosités, où la traînée est appliquée sur les obstacles et s'équilibre avec les différents gradients de pression et de contraintes de cisaillement, et une région comprise entre $z = h + \epsilon_v$ et $z = D$, où le gradient de pression s'équilibre avec les gradients des contraintes de cisaillement (voir Fig. 3.23). Le paramètre ϵ correspond à la hauteur de la sous couche visqueuse générée sur le haut des obstacles.

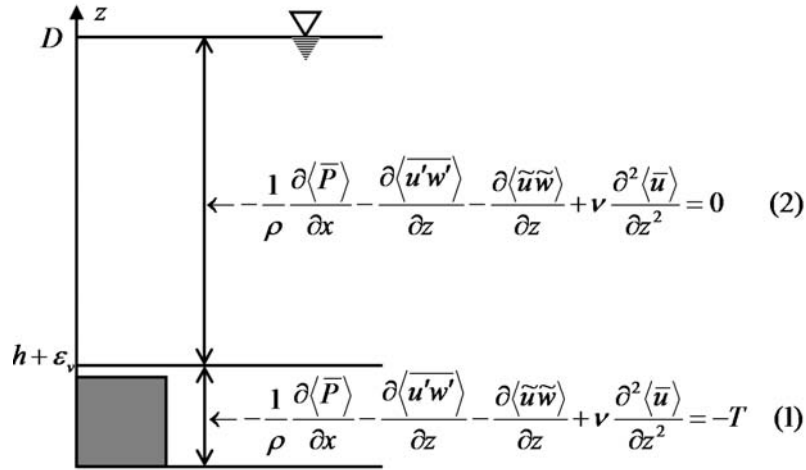


FIG. 3.23 – Découpage de la couche limite effectué afin de simplifier les équations de transport selon x

Pour obtenir une expression de la force qu'exercent les obstacles sur le fluide dans la partie inférieure de l'écoulement, on intègre l'équation (1) de la figure 3.23 entre $z = 0$ et $z = h + \epsilon_v$. Les contraintes turbulentes et dispersives étant nulles à $z = 0$, on obtient donc :

$$F_{obs \rightarrow fluide} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{P} \rangle}{\partial x} (h + \epsilon_v) + \left[-\langle \overline{u'w'} \rangle - \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle + \nu \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} \right]_{z=h+\epsilon_v} \dots$$

$$\dots - \nu \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (3.15)$$

En intégrant l'équation (2) de la figure 3.23 entre $z = h + \epsilon_v$ et $z = D$, on a accès à l'expression du gradient de pression, puisqu'il s'équilibre parfaitement avec la contrainte totale de cisaillement dans la couche externe de l'écoulement. En sachant que les contraintes sont nulles à $z = D$, on obtient :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{P} \rangle}{\partial x} = \frac{1}{D - (h + \epsilon_v)} \left[-\langle \overline{u'w'} \rangle - \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle + \nu \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} \right]_{z=h+\epsilon_v} \quad (3.16)$$

En substituant l'expression du gradient de pression par l'équation 3.16 dans l'équation 3.15, on obtient :

$$F_{obs \rightarrow fluide} = \left(1 + \frac{h + \epsilon_v}{D - (h + \epsilon_v)} \right) \underbrace{\left[-\langle \overline{u'w'} \rangle - \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle + \nu \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} \right]}_{\langle \tau \rangle} \Big|_{z=h+\epsilon_v} - \nu \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (3.17)$$

où $\langle \tau \rangle$ est la contrainte totale de cisaillement.

Sur la figure 3.24, sont tracés le profil vertical de contrainte totale de cisaillement τ/ρ , ainsi que ceux des différents termes la composant : les tensions de Reynolds $-\langle u'w' \rangle$, les tensions dispersives $-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ et les tensions visqueuses $\nu \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z}$.

On remarque tout d'abord que les tensions visqueuses sont négligeables sur toute la hauteur de la couche limite devant les autres termes. Elles sont cependant maximales à $z/h = 1$. Cela est dû à la présence de la sous couche visqueuse locale, dont l'épaisseur est notée ici ϵ , développée sur la face supérieure des cubes. En ce qui concerne les tensions de Reynolds, on remarque qu'elles suivent bien une loi linéaire à mesure que l'on s'approche du fond, mais pas exactement jusqu'au haut sommet de la canopée. Les tensions dispersives sont négligeables dans la couche externe et une bonne partie de la sous couche rugueuse. Cependant, elles ne le sont pas dans la canopée, comme cela est montré également dans les travaux de Poggi et al. (2004a). On remarque un changement de signe à environ $z/h = 0.5$, lié à la présence de recirculations dans l'écoulement moyen entre les cubes. Coceal et al. (2006) observent ce même comportement pour leur configuration alignée de densité quasi équivalente $\lambda \approx 0.25$, contre $\lambda \approx 0.20$ dans le cas ici présent. Après sommation, l'ensemble des contraintes de cisaillement permet de prolonger le comportement linéaire des tensions de Reynolds, observé dans la couche externe, jusqu'en haut de la canopée.

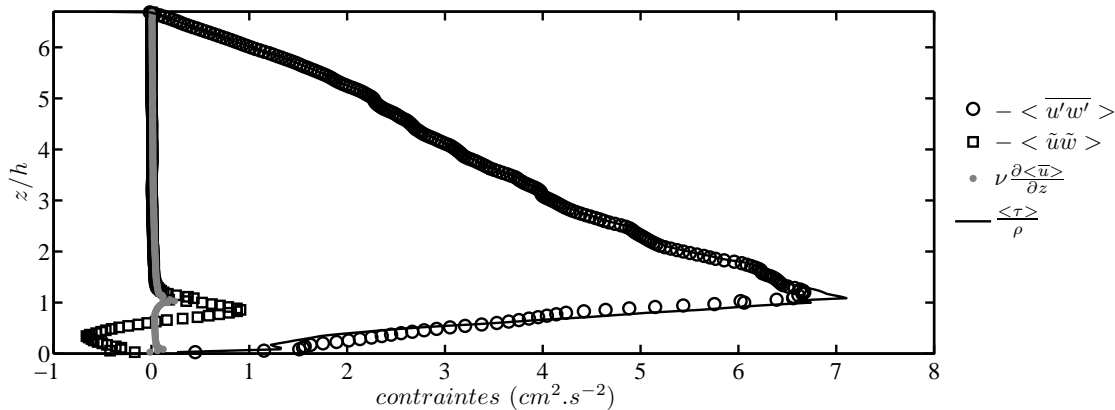


FIG. 3.24 – Contrainte totale $\langle \tau \rangle / \rho$ (—), tensions de Reynolds $-\langle \overline{u'w'} \rangle$ (○), tensions dispersives $-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ (□), et contraintes visqueuses $\nu(\partial \langle \bar{u} \rangle / \partial z)$ (·), régime R1A ($Fr = 0,23$, $\alpha = 0,15$, $\lambda \approx 0.2$)

Après analyse des ordres de grandeurs de chaque terme, il apparaît donc que les contributions visqueuses, quel que soit z , sont négligeables devant les contributions des contraintes turbulentes et dispersives. Ainsi, l'expression de la contrainte totale de cisaillement (voir Eq. 3.17) se limite à la somme des contributions turbulente et dispersive, et on peut donc écrire que :

$$F_{obs \rightarrow fluide} = \left(\frac{D}{D - (h + \epsilon_v)} \right) \langle \tau \rangle |_{z=h+\epsilon_v} = \rho u_*^2 \quad (3.18)$$

On observe que la force qu'exercent les obstacles sur le fluide est fonction non seulement de la contrainte totale, mais également du confinement à travers le coefficient $D/(D - h) = 1/(1 - \alpha)$. Ainsi, on peut déjà prédire que pour un confinement important, le frottement induit par les macro-rugosités sera important, et inversement. Cela rejoint les observations faites par Thompson & Campbell (1979), qui ont observé qu'une rugosité

relative k_s/D importante avait tendance à particulièrement augmenter le frottement, ce qui nécessite donc d'ajouter un terme à la formulation de Colebrook du coefficient de frottement.

L'épaisseur de la sous couche visqueuse se formant sur la face supérieure des obstacles est difficile à estimer, en particulier lorsque les rugosités ne sont pas géométriquement homogènes, comme des roches par exemple, mais également parce que la résolution des mesures ne le permet pas toujours. Il serait donc appréciable de pouvoir s'affranchir de son estimation.

On a observé que la contrainte totale de cisaillement a un comportement linéaire jusqu'au dessus de la canopée, donc jusqu'à au moins $z = h + \epsilon_v$, comme représenté sur le schéma de la figure 3.25.

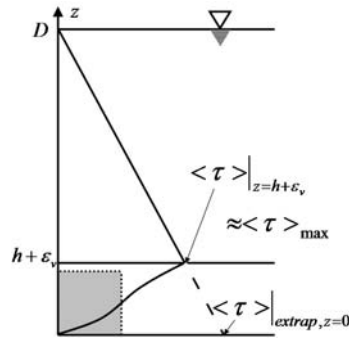


FIG. 3.25 – Illustration de l'application du théorème de Thalès pour l'estimation du frottement à la paroi ρu_*^2

En appliquant le théorème de Thalès au triangle formé par la verticale z , le fond du canal et la loi linéaire de la contrainte totale $\langle \tau \rangle$ extrapolée à $z = 0$, et en estimant que $\epsilon_v \ll h$, on obtient :

$$\frac{D - h}{D} = \frac{\langle \tau \rangle_{max}}{\langle \tau \rangle_{extrap, z=0}} \quad (3.19)$$

Ainsi :

$$\frac{1}{1 - \alpha} \langle \tau \rangle_{max} = \langle \tau \rangle_{extrap, z=0} = \rho u_*^2 \quad (3.20)$$

La valeur extrapolée de $\langle \tau \rangle$ à $z = 0$ n'a aucune signification physique directe, elle est juste une estimation de la force réellement exercée par les obstacles sur la colonne de fluide. Ainsi, pour estimer la vitesse de frottement u_* , l'équation 3.20 indique qu'il faut extrapoler la loi linéaire de la contrainte totale de cisaillement $\langle \tau \rangle$ à $z = 0$. On observe également que la valeur de u_* dépendra alors de la condition de confinement de l'écoulement. Ainsi, il est possible d'estimer la vitesse de frottement uniquement en se basant sur des mesures effectuées dans la couche externe de l'écoulement, là où seule les tensions de Reynolds participent au cisaillement. On note $u_*^{(0)}$ la valeur de la vitesse de frottement estimée par cette méthode.

Dans la littérature, la valeur du frottement exercé par le fond est prise comme étant une valeur particulière (moyenne, maximale, extrapolée...) des tensions de Reynolds (voir Rotach (2001)), car, bien souvent, on considère qu'elles sont le seul terme non négligeable dans l'expression du cisaillement total (Cheng & Castro (2002b), Nepf & Vivoni (2000)). Pourtant, on vient de montrer que l'estimation du frottement exercé par le fond passe par

le profil de contrainte totale de cisaillement (voir Eq. 3.18).

Afin d'étudier l'impact de la méthode d'estimation de la vitesse de frottement u_* sur les valeurs de paramètres de paroi, deux méthodes ont été choisies parmi celles exposées dans la section 1.4.2 du chapitre 1, et comparées à celle proposée ci dessus, qui consiste à extrapoler la linéarité de la contrainte totale à $z = 0$.

La première est celle du maximum, utilisée par Rotach (2001), Nezu & Sanjou (2008) ou Poggi et al. (2004b). Elle consiste à définir la vitesse de frottement à partir de la valeur maximale des tensions de Reynolds :

$$u_*^{(max)} = \sqrt{-\langle \overline{u'w'} \rangle_{max}} \quad (3.21)$$

La seconde méthode utilisée est celle de l'extrapolation, employée par Castro (2007) ou Frenzen & Vogel (2001). Elle consiste à définir la vitesse de frottement à partir de la valeur extrapolée de la partie linéaire du cisaillement en $z = d$:

$$u_*^{(d)} = \sqrt{Ad + B} \text{ avec } Az + B = -\langle \overline{u'w'} \rangle \Big|_{z>h} \quad (3.22)$$

Cette méthode est une transposition de la théorie sur les écoulements sur fond lisse à ceux sur fond rugueux. En effet, dans le cas lisse, le cisaillement croît linéairement à mesure que l'on s'approche de la paroi, et devient maximal en $z = 0$. Dans le cas des fonds rugueux, on part du principe que le fond lisse virtuel équivalent se situe en $z = d$. À travers cette méthode, on extrapole simplement le comportement linéaire du cisaillement jusqu'au fond virtuel.

Dans le tableau 3.1, on présente les valeurs en $cm.s^{-1}$ de la vitesse de frottement u_* obtenues via les trois méthodes. Pour les méthodes qui consistent à extrapoler, une régression linéaire est effectuée au dessus de la sous couche rugueuse.

On observe que les valeurs de u_* estimées par la méthode du maximum et de l'extrapolation à $z = d$ sont très proches. On remarque cependant que la valeur estimée par extrapolation est légèrement inférieure à celle estimée par la méthode du maximum, alors que la logique voudrait que ce soit l'inverse. Cela vient de l'erreur commise lors de la régression linéaire. En effet, si l'on revient à la figure 3.24, on remarque que le profil est légèrement incurvé entre $z/h = 2$ et $z/h = 4$. Il semble que le rapport d'aspect B/D , avec B la largeur du canal, associé à ce régime d'écoulement laisse persister des circulations secondaires qui, même si elles sont de faible intensité, ont un léger effet sur les profils verticaux de tensions de Reynolds.

	$u_*^{(max)}$ (± 0.08)	$u_*^{(d)}$ (± 0.05)	$u_*^{(0)}$ (± 0.05)
($cm.s^{-1}$)	2.58	2.56	2.72

TAB. 3.1 – Estimations de u_* selon la méthode employée : $u_*^{(max)}$ à partir de la valeur maximale des tensions de Reynolds, $u_*^{(d)}$ par extrapolation de la loi linéaire des tensions de Reynolds à $z = d$, $u_*^{(0)}$ par extrapolation de la loi linéaire de la contrainte totale à $z = 0$

On observe que ces deux méthodes, basées sur le seul profil de tensions de Reynolds, sous estiment légèrement la valeur de la vitesse de frottement, les trois estimations restant du même ordre.

3.6.1.2 BORNES DE LA LOI LOGARITHMIQUE

La méthode d'ajustement employée ici donne accès à la position et à l'étendue de la zone logarithmique, par minimisation de l'erreur de pente lors de la régression. L'erreur sur la pente est ensuite utilisée pour déterminer l'étendue de la loi logarithmique. En effet, l'intervalle déterminé en minimisant l'erreur de pente est réduit à son minimum. Pourtant, plusieurs points semblent appartenir malgré tout à la zone logarithmique. L'erreur de pente permet donc de récupérer des points en partant du principe qu'ils peuvent se situer sur une des droites comprises dans l'intervalle de confiance (voir Fig. 3.21).

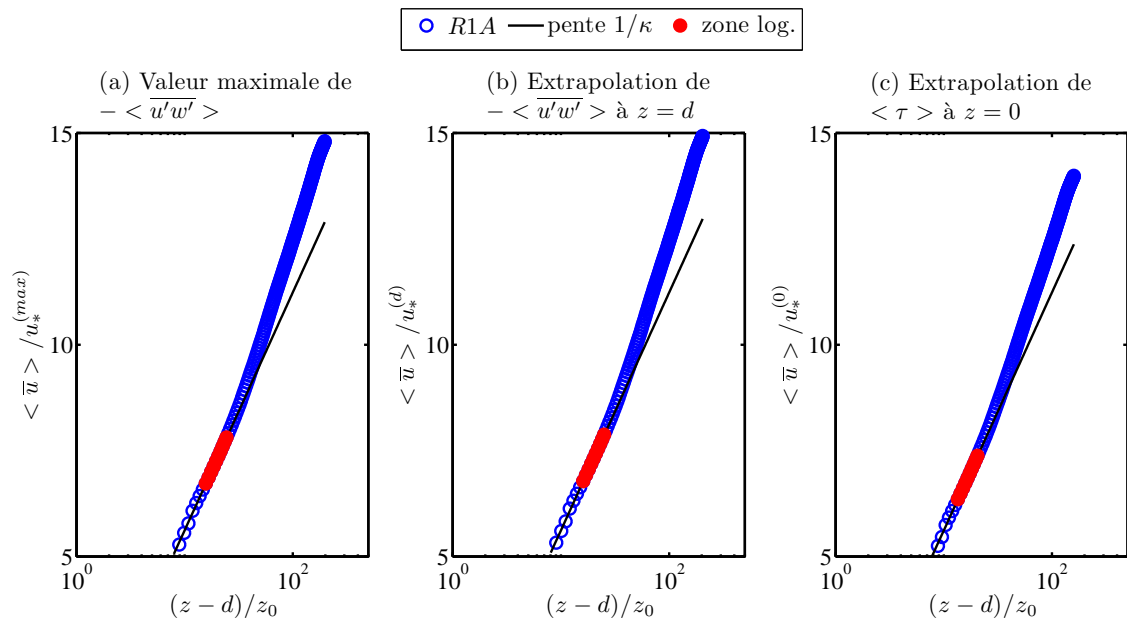


FIG. 3.26 – Profils de vitesse doublement moyennés fonction de $(z - d)/z_0$ en échelle semi-logarithmique pour : (a) la méthode d'extrapolation, (b) la méthode du maximum. En trait plein, la pente théorique $1/\kappa$

Sur la figure 3.26, on présente les profils de vitesse doublement moyennés tracés sur un graphique semi-logarithmique. La courbe théorique est représentée en ligne continue. Concernant l'étendue de la zone logarithmique, les résultats sont présentés dans le tableau 3.2. Les bornes inférieures sont normalisées par la hauteur des cubes h , et les bornes supérieures sont exprimées dans le repère liés aux rugosités, soit $\eta_{max} = (z_{max} - d)/(D - d)$ ¹ mais aussi normalisée par h pour comparer avec la hauteur de la sous couche rugueuse, estimée à $2h$ dans la section 3.5. Sont également présentées les erreurs sur la pente commises lors de la régression linéaire. C'est une erreur au sens des moindres carrés qui prend en compte le nombre d'échantillons lors de son estimation à partir du coefficient de Student, introduit dans la section 3.2.

Étant données les faibles erreurs commises sur la pente lors de la régression pour les trois cas, le comportement en $1/\kappa$ des profils sur les figures 3.26 mais également le nombre de points contenus dans l'intervalle d'ajustement, on observe sans aucun doute l'existence d'une loi logarithmique du profil de vitesse doublement moyenné. De plus, les trois méthodes s'accordent sur l'étendue de la zone logarithmique. Les valeurs de la borne

¹les valeurs de d sont données dans la section qui suit.

u_* via	z_{min}/h ± 0.025	η_{max} ± 0.005	z_{max}/h ± 0.025	erreur %
Maximum de $-\langle \overline{u'w'} \rangle$	1.25	0.13	1.54	0.75
Extrapolation en $z = d$	1.25	0.12	1.51	0.8
Extrapolation à $z = 0$	1.23	0.13	1.54	0.8

TAB. 3.2 – Positions et étendues de la zone logarithmique en fonction des méthodes et erreurs sur la pente commises lors de la régression linéaire.

supérieure de la zone logarithmique η_{max} sont ici en accord avec la littérature qui la place entre 0.1 et 0.2. La borne inférieure z_{min}/h est quant à elle plus proche de la canopée que ce qui est habituellement prédit, *i.e.* au dessus de la sous couche rugueuse, soit environ $2h$. Cependant, ce résultat est très proche de celui de Cheng et al. (2007), qui trouve une zone logarithmique débutant à $1.2h$, pour des mesures en soufflerie sur une canopée de cubes alignés de densité $\lambda \approx 0.25$ et avec un nombre de confinement de 0.14, soit une configuration très proche de celle étudiée ici.

Si on compare avec l'étendue de la sous couche rugueuse, estimée via la méthode proposée dans la section 3.4, qui est de $2h$, on constate, d'après les valeurs de z_{max}/h , que la zone logarithmique se situe entièrement dans la sous couche rugueuse. Cela contredit ainsi l'argument de Jiménez (2004) : la sous couche rugueuse ne "ronge" pas la zone logarithmique. Comme pour les résultats de Cheng & Castro (2002b), de Cheng et al. (2007) et Castro (2007), la double moyenne permet à la loi logarithmique de persister dans la sous couche rugueuse. Il apparait donc qu'il ne soit pas judicieux de prendre le haut de la sous couche rugueuse comme étant la borne inférieure de la zone logarithmique, comme cela est souvent fait dans la littérature (Manes et al. (2007), Jiménez (2004)). En revenant à la figure 3.19, de la section précédente, on constate que la position z_{min}/h correspond à un niveau de dispersion spatiale, liée à la présence des cubes, de 40% de la dispersion totale maximale, pour $z/h = 1.2$. Le niveau de dispersion spatiale pour z_{max}/h est autour de 5% de la dispersion spatiale maximale. Lorsque la double moyenne est effectuée sur les champs de vitesse longitudinale, la loi logarithmique existe dans une zone où, localement, elle ne semble pas valide selon les arguments de Jiménez (2004).

3.6.1.3 ESTIMATION DE d ET z_0

Dans le tableau 3.3, sont consignés les paramètres de paroi obtenus par les trois méthodes. On présente à la fois les valeurs dimensionnelles et adimensionnelles afin de pouvoir effectuer des comparaisons inter-méthodes et avec la littérature.

u_* via	$u_* (cm.s^{-1})$ ± 0.05	$d (cm)$ ± 0.005	$z_0 (cm)$ ± 0.0005	u_*/U_{max} ± 0.0015	d/h ± 0.003	z_0/h ± 0.003
Maximum de $-\langle \overline{u'w'} \rangle$	2.58	1,59	0,059	0,067	0,79	0,029
Extrapolation en $z = d$	2.56	1,59	0,057	0,067	0,79	0,028
Extrapolation à $z = 0$	2.72	1,52	0,067	0,071	0,76	0,036

TAB. 3.3 – Valeurs dimensionnelles et normalisées des paramètres de paroi (u_* , d , z_0) en fonction des méthodes employées

On observe dans un premier temps que les paramètres de paroi dimensionnels sont les mêmes pour les méthodes d'estimation de u_* du maximum et de l'extrapolation à $z = d$, alors que celles issues de l'extrapolation à $z = 0$ sont significativement différentes. Cela

indique que l'estimation des paramètres d et z_0 est sensible à l'estimation de u_* .

Concernant les valeurs normalisées, on remarque que la vitesse de frottement représente globalement environ 7% de la vitesse maximale. On retrouve ici les mêmes proportions que pour les mesures de Cheng et al. (2007), qui obtiennent également 7% environ pour un écoulement de type atmosphérique sur une canopée de type urbain (cubes) de densité $\lambda \approx 0.25$ et de confinement $\alpha = 0.14$, via des mesures de traînée sur les obstacles. En ce qui concerne la hauteur de déplacement d et la longueur de rugosité z_0 , on retrouve également des résultats proches de ceux de Cheng et al. (2007). En effet, pour leurs mesures, ils trouvent $d/h = 0.85$ et $z_0/h = 0.04$.

La hauteur de déplacement d est estimée ici via l'ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesse doublement moyennée. Une autre méthode, proposée par Jackson (1981), et employée par Nepf & Vivoni (2000) ou Cheng & Castro (2002b), est basée sur l'hypothèse que la hauteur d correspond à la hauteur du point d'application des forces s'exerçant sur les obstacles qui constituent la rugosité du fond. Afin de déterminer le plus justement possible cette hauteur, on se base sur les observations faites dans la section 3.6.1.1. Dans l'équation 3.15, on voit apparaître la traînée totale $T_{totale}(z)$ qui est composée de la traînée de forme :

$$F_f = \frac{1}{\rho} \frac{1}{V_f} \overline{\int \int_{S_{int}} \bar{p} n_i dS}^s \quad (3.23)$$

et la traînée visqueuse :

$$F_v = \frac{1}{V_f} \overline{\int \int_{S_{int}} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) n_j dS}^s \quad (3.24)$$

(cf. Nikora et al. (2007a)).

On peut voir, dans l'équation (1) de la figure 3.23, qu'elle s'équilibre avec les différents gradients de pression et de contraintes. Ces derniers étant connus par la mesure et correctement estimés, il va être possible de calculer la traînée totale et ainsi estimer la hauteur de déplacement d via la méthode de Jackson (1981). Le gradient de pression sera estimé à partir des tensions de Reynolds, car ces deux quantités s'équilibrent dans la couche externe, les autres termes de l'équation (1) de la figure 3.23 devenant nuls. Par extrapolation, il est donc possible d'avoir accès au gradient de pression dans la canopée. Une fois le profil de la traînée T_{total} dans la canopée estimé, on utilise l'équation suivante afin de déterminer le point d'application de la force :

$$d = \frac{\int_0^h z T_{total}(z) dz}{\int_0^h T_{total}(z) dz} \quad (3.25)$$

On estime donc la hauteur de déplacement, via l'équation 3.25, à 1.55 *cm*, soit $d/h = 0.77$. Contrairement à Cheng & Castro (2002b), la différence entre l'estimation par ajustement et celle par la méthode de Jackson (1981) n'est pas importante. En effet, ils trouvaient respectivement $d/h = 0.84$ et $d/h = 0.6$, alors qu'ici on a respectivement $d/h = 0.76 - 0.79$, et $d/h = 0.77$. De telles différences dans le cas de Cheng & Castro (2002b) s'expliquent par la méthode employée pour estimer la traînée. En effet, ils utilisent uniquement des mesures de traînée de forme pour estimer la traînée totale. La traînée visqueuse est ainsi négligée. Cela explique le fait qu'ils sous-estiment la valeur de la hauteur de déplacement, puisque l'essentiel de la traînée visqueuse se fait au sommet des

cubes. En ajoutant la traînée visqueuse, ils pourraient augmenter la valeur de d .

Dans l'article de Nepf & Vivoni (2000), seul le cisaillement turbulent est employé pour estimer la traînée totale lors de l'emploi de la méthode de Jackson (1981). Comme on peut le voir sur la figure 3.27, qui représente le profil de traînée totale adimensionnelle et celle estimée uniquement par le gradient vertical de cisaillement turbulent, la différence entre les deux profils est significative. On remarque que le profil de traînée totale est légèrement bruité, cela est dû à l'estimation des gradients à partir des profils verticaux expérimentaux. En calculant la hauteur de déplacement via le gradient vertical de tension de Reynolds, on obtient alors $d/h = 0.58$, ce qui n'est pas en accord avec les résultats précédemment présentés.

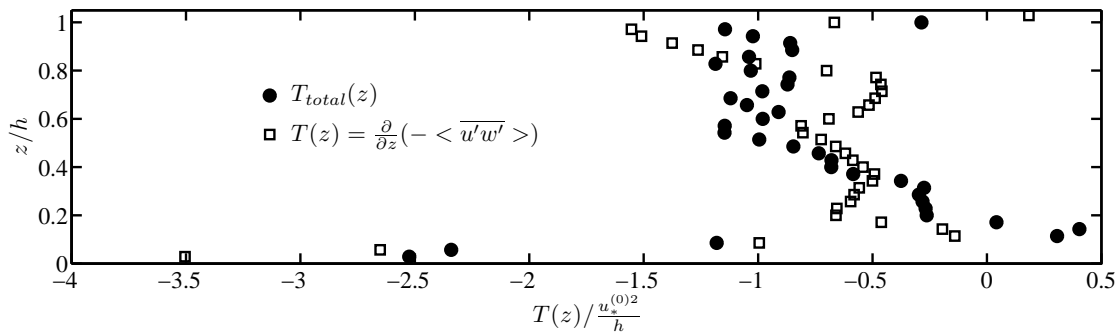


FIG. 3.27 – Profil de traînée totale dans la canopée (\bullet) et du gradient vertical de cisaillement turbulent (\blacksquare) (la valeur de u_* est estimée par la méthode d'extrapolation de la contrainte totale de cisaillement à $z = 0$)

Dans le cas du régime présenté ici, la méthode de Jackson (1981), après avoir correctement estimé la traînée totale T_{total} , donne une bonne estimation de la hauteur de déplacement. Il s'agira dans le prochain chapitre de l'éprouver sur d'autres configurations d'écoulements turbulents sur fonds rugueux afin de conclure sur la pertinence de cette méthode.

3.6.2 PROFILS DE VITESSE DOUBLEMENT MOYENNÉE $\langle \bar{u} \rangle_x$ ou y

D'après l'argument de Jiménez (2004), la dispersion spatiale engendrée par la présence des rugosités dans la sous couche rugueuse aurait tendance à invalider la loi logarithmique du profil de vitesse. Cependant, on vient de montrer, à partir du profil de vitesse longitudinale doublement moyennée, qu'il est possible de trouver une loi logarithmique, et ce avec des erreurs d'ajustement très faibles. On peut alors se demander dans quelle mesure il est possible que la loi logarithmique soit valable de façon plus locale. Pour cela, on s'intéresse dans cette section à des profils doublement moyennés dont la moyenne spatiale n'est faite que selon une direction, x ou y . Pour chacun de ces profils, la méthode d'estimation de u_* par extrapolation en $z = 0$ sera employée. En effet, on a montré dans la section précédente, après analyse des équations de transport, que cette méthode estimait de façon plus adéquate le frottement induit par la présence des rugosités. L'avantage de cette méthode est que seul le profil doublement moyenné, avec moyenne spatiale dans une seule direction, des tensions de Reynolds peut être utilisé en prenant soin d'effectuer la régression linéaire sur le comportement linéaire dans la couche externe, *i.e.* pour $z > z_{RS}$.

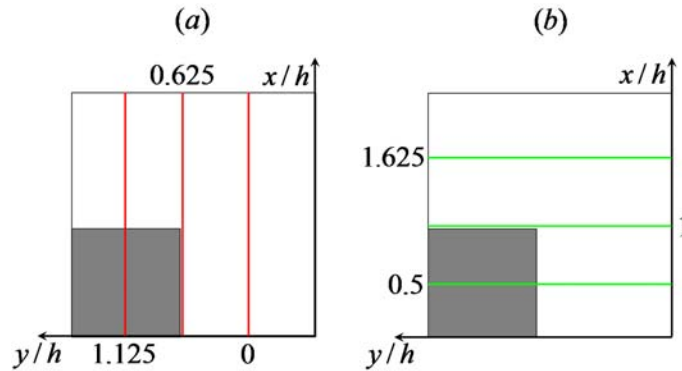


FIG. 3.28 – Positions des champs moyennés temporellement utilisés pour la moyenne spatiale (a) selon x et (b) selon y

On applique donc la méthode d'ajustement de la loi logarithmique sur le profil de vitesse longitudinale, détaillée précédemment, sur des profils uniquement moyennés spatialement dans la direction x mesurés à $y/h = 0$, $y/h = 0.625$ et $y/h = 1.125$, mais également sur des profils uniquement moyennés spatialement dans la direction y mesurés à $x/h = 0.5$, $x/h = 1$ et $x/h = 1.625$, comme présenté sur le schéma de la figure 3.28. Ici, la double moyenne sera notée $\langle \bar{\varphi} \rangle_x$ ou $\langle \bar{\varphi} \rangle_y$, fonction de la direction selon laquelle la moyenne spatiale a été effectuée.

Sur les figures 3.29(a-c), on présente les profils de vitesse $\langle \bar{u} \rangle_x$ tracés sur un graphique semi-logarithmique respectivement dans les champs situés à $y/h = 0$, $y/h = 0.625$ et $y/h = 1.125$. Sur les figures 3.30(a-c), on présente les profils de vitesse $\langle \bar{u} \rangle_y$ tracés sur un graphique semi-logarithmique respectivement dans les champs situés à $x/h = 0.5$, $x/h = 1$ et $x/h = 1.625$. Le profil de vitesse doublement moyenné $\langle \bar{u} \rangle$, moyenné spatialement dans les directions (x, y) , est également tracé pour information.

Dans le tableau 3.4, on présente les valeurs des bornes inférieure et supérieure de la loi logarithmique selon la position du profil de vitesse doublement moyennée, normalisées de la même façon que dans la partie précédente. on présente également les erreurs commises sur la pente lors de la régression linéaire.

		z_{min}/h ± 0.025	η_{max} ± 0.005	z_{max}/h ± 0.025	erreur %
$\langle \bar{u} \rangle_x$	$y/h = 0$	1.34	0.15	1.63	1
	$y/h = 0.625$	1.28	0.12	1.48	0.2
	$y/h = 1.125$	1.20	0.11	1.48	0.3
$\langle \bar{u} \rangle_y$	$x/h = 0.5$	1.40	0.16	1.74	0.3
	$x/h = 1$	1.20	0.13	1.48	0.4
	$x/h = 1.625$	1.17	0.11	1.40	0.3
$\langle \bar{u} \rangle$		1.23	0.13	1.54	0.8

TAB. 3.4 – Positions et étendue de la zone logarithmique

On remarque que les erreurs commises sur la pente lors de la régression linéaire sont toutes inférieures à 1%, elles sont mêmes globalement inférieures aux erreurs commises lors de la régression linéaire effectuée sur le profil doublement moyenné $\langle \bar{u} \rangle$. L'étendue

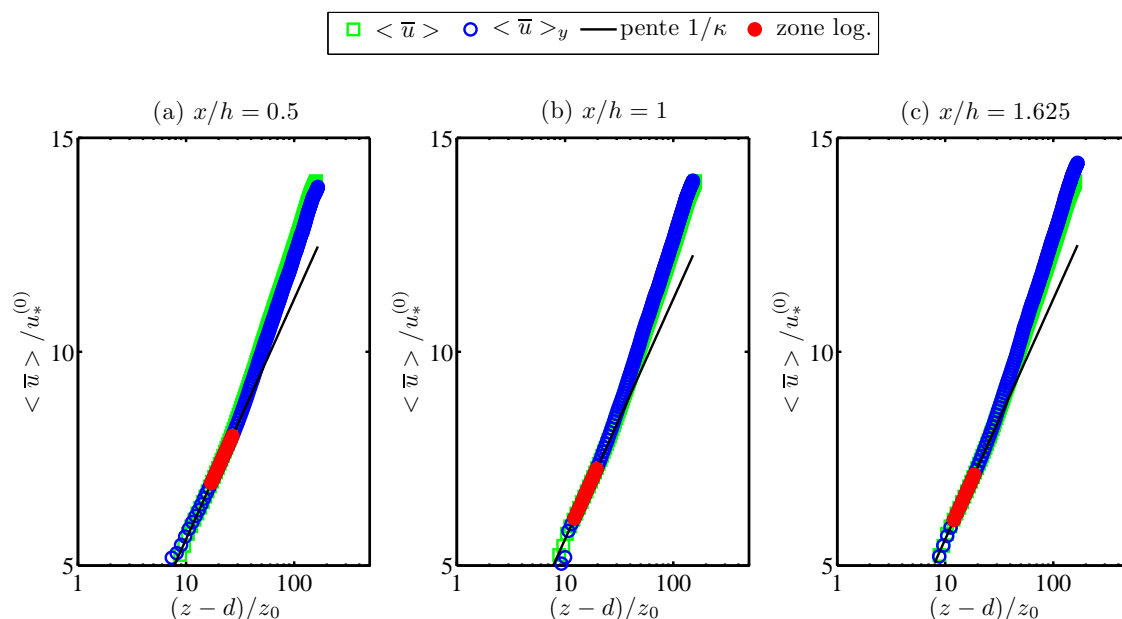


FIG. 3.29 – Profils de vitesses moyennées (en \circ) selon y fonction de $(z-d)/z_0$ en échelle semi-logarithmique pour $\langle \bar{u} \rangle_y$ à : (a) $x/h = 0.5$, (b) $x/h = 1$, (c) $x/h = 1.625$. En trait plein, la pente théorique $1/\kappa$, en \square le profil doublement moyenné $\langle \bar{u} \rangle$, et en \bullet la zone logarithmique estimée

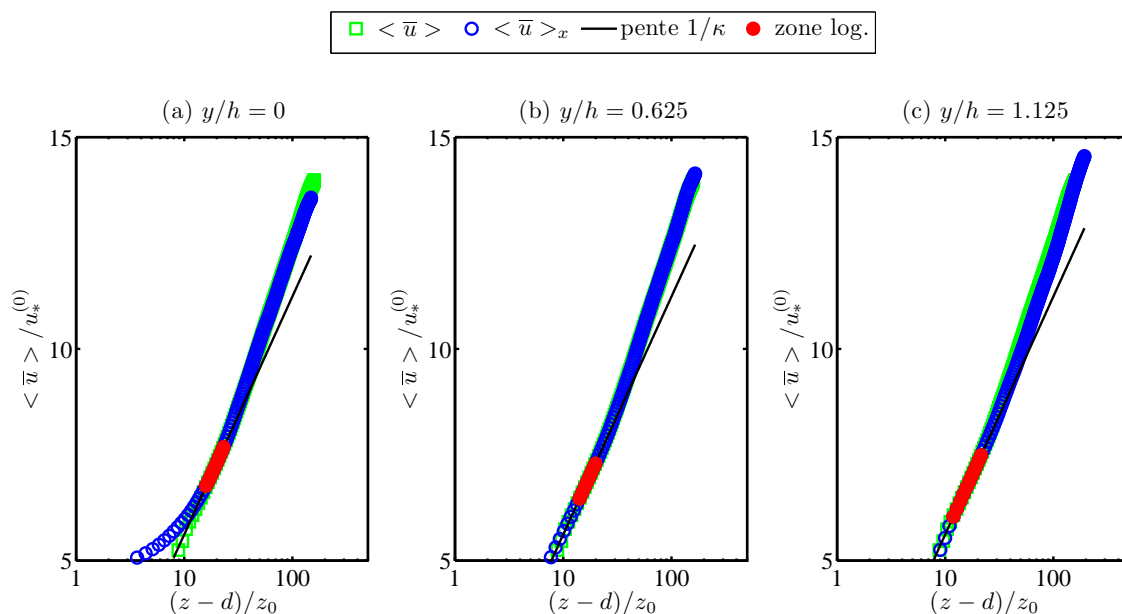


FIG. 3.30 – Profils de vitesses moyennées (en \circ) selon x fonction de $(z-d)/z_0$ en échelle semi-logarithmique pour $\langle \bar{u} \rangle_x$ à : (a) $y/h = 0$, (b) $y/h = 0.625$, (c) $y/h = 1.125$. En trait plein, la pente théorique $1/\kappa$, en \square le profil doublement moyenné $\langle \bar{u} \rangle$, et en \bullet la zone logarithmique estimée

de la loi logarithmique représente, en nombre de points de mesure, en moyenne 10 points contre 12 pour celle observée sur le profil doublement moyenné $\langle \bar{u} \rangle$. La loi logarithmique est donc observable localement, que ce soit selon x ou y , sur des profils dont la moyenne spatiale a été faite selon une seule direction.

Concernant les paramètres de paroi, sont consignées dans le tableau 3.5 leurs valeurs adimensionnelles. La vitesse maximale est prise localement, mais correspond, à l'erreur de convergence près, à la vitesse maximale estimée à partir du profil de vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$.

On observe d'abord que tous les paramètres restent du même ordre. Les écarts entre les différentes valeurs de u_*/U_{max} ne sont pas significatifs, cela indique que le frottement reste le même localement si on se base sur des profils moyennés spatialement. En ce qui concerne la hauteur de déplacement d , on remarque, lorsque le profil est issu de la moyenne spatiale d'un champ situé au milieu d'un cube ($y/h = 1.125$ et $x/h = 0.5$), que sa valeur a tendance à être plus élevée. Cela semble avoir des répercussions sur la longueur de frottement, en particulier pour les profils issus de la moyenne spatiale selon x . On observe dans ce cas que la longueur de frottement z_0 diminue quand la hauteur de déplacement augmente. Nepf & Vivoni (2000), observant cette même corrélation pour différents écoulements plus ou moins confinés, expliquent que cela est lié au fait que l'écoulement voit uniquement la partie située entre $z = d$ et $z = h$ comme étant la hauteur des rugosités. Lorsque d est grand, cela signifie donc que l'écoulement ressent des rugosités plus petites, et donc un frottement moins important qui se répercute sur la valeur de z_0 . Cette explication est, à première vue, assez séduisante, mais elle n'explique pas pourquoi alors la vitesse de frottement, qui est directement reliée au frottement, z_0 n'étant qu'un paramètre de la loi logarithmique, ne semble pas être affectée dans les mêmes proportions.

3.6.3 PROFILS DE VITESSE SIMPLEMENT MOYENNÉE EN TEMPS \bar{u}

On vient de voir que la loi logarithmique existe lorsque l'on considère l'écoulement doublement moyenné, que ce soit globalement, *i.e.* pour une moyenne spatiale selon x et y , ou plus localement, pour une moyenne spatiale selon une seule des deux directions. On a pu même observer que les paramètres de la loi logarithmique varient avec la position du champ considéré. Il se peut alors que la loi logarithmique existe de façon beaucoup plus locale, *i.e.* pour un profil $\bar{u}(z)$ à (x, y) fixés.

Afin de le vérifier, on utilise la même méthode d'ajustement que celle employée jus-

		$u_*^{(0)}/U_{max}$ ± 0.01	d/h ± 0.025	z_0/h ± 0.0005
$\langle \bar{u} \rangle_x$	$y/h = 0$	0.073	0.76	0.031
	$y/h = 0.625$	0.071	0.82	0.027
	$y/h = 1.125$	0.069	0.87	0.023
$\langle \bar{u} \rangle_y$	$x/h = 0.5$	0.072	0.80	0.035
	$x/h = 1$	0.071	0.73	0.039
	$x/h = 1.625$	0.069	0.75	0.035
$\langle \bar{u} \rangle$		0.071	0.76	0.036

TAB. 3.5 – Valeurs adimensionnelles des paramètres de paroi (u_* , d , z_0). Comparaison entre profils moyennés spatialement selon x , selon y et selon x et y

qu'ici sur 60 profils verticaux issus de la simple moyenne temporelle, soit pour 3 sur 4 des profils accessibles par la mesure. La vitesse de frottement est estimée par la méthode d'extrapolation à $z = 0$. Afin de s'assurer que la loi logarithmique est bien présente, on ne récupère que les résultats des ajustements faits sur au moins 8 points de mesures¹ et ayant une erreur sur l'estimation de la pente de moins de 1%². Étant données ces restrictions, il n'a pas été observé de tendance quant aux positions des profils où il n'a pas été observé de loi logarithmique. On peut donc en déduire que la loi logarithmique est valable localement quelle que soit la position (x, y) du profil considéré.

Sur les figures 3.31(a-f), sont tracées respectivement la vitesse de frottement $u_*^{(0)}/U_{max}$, où U_{max} est la vitesse maximale locale de la vitesse \bar{u} au point (x, y) , la hauteur de déplacement d/h , la longueur de rugosité z_0/h , la borne inférieure de la zone logarithmique z_{min}/h , la borne supérieure de la zone logarithmique dans le référentiel des rugosités η_{max} et l'erreur commise sur la pente lors de l'ajustement en pourcent, le tout le long de la direction longitudinale x/h , la position du cube dans le motif étant situé entre $x/h = 0$ et $x/h = 1$. Sont tracées également la moyenne de l'ensemble des 60 valeurs et la valeur estimée à partir du profil de vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$ par la méthode de l'extrapolation.

Globalement, les valeurs moyennes pour chaque quantité sont proches des valeurs estimées avec la double moyenne. Sur les figures 3.31(e-f), on observe que la zone logarithmique s'étend en moyenne entre $z_{min}/h = 1,4$ et $\eta_{max} = 0,13$, ce qui est proche de l'étendue estimée à partir du profil doublement moyenné. Pour l'ensemble des estimations, la zone logarithmique se situe dans la sous couche rugueuse, dont la borne supérieure a été estimée à $2h$ (soit $\eta_{RS} = 0.2$) dans la section 3.5 de ce chapitre, et dans une zone où la dispersion spatiale va de 5% de la dispersion maximale à 20%. Il ne se détache pas de tendance particulière quant à la présence de l'obstacle. On observe cependant que l'ensemble des estimations de la borne supérieure η_{max} sont beaucoup moins dispersées que celles de la borne inférieure z_{min}/h , ce qui semble indiquer que la loi logarithmique se situe presque toujours en dessous de $\eta = 0.2$.

L'ensemble des paramètres de paroi ($u_*^{(0)}, d, z_0$) voient leurs valeurs dispersées. Cela vient certainement de l'estimation de $u^{(0)}$ qui est faite à partir de profils de tensions de Reynolds simplement moyennées en temps. Or, dans la section 3.2, il a été montré que l'erreur liée à la convergence temporelle est de l'ordre de 15%. Cependant, les valeurs restent du même ordre que celles estimées à partir de la double moyenne du profil de vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle$.

Pour conclure, on peut dire que la loi logarithmique est valable globalement sur un motif de rugosité mais également localement, sans moyenne spatiale des profils effectuée au préalable. Contrairement à ce que pouvait prédire l'argument de Jiménez (2004), la sous couche rugueuse, définie comme la zone où la dispersion liée à la présence des rugosités est supérieure à 5% de la dispersion totale, ne ronge pas la zone logarithmique. Malgré une dispersion spatiale pouvant aller jusqu'à 20% de la dispersion totale maximale des profils \bar{u} , la loi logarithmique est valable localement. Ce résultat était prévisible. En effet, si on observe les profils \bar{u} sur la figure 3.16(a), on remarque que les profils ne sont quasiment pas dispersés comparés aux autres quantités statistiques. On avait même vu, dans la section

¹cette valeur correspond à la valeur minimale observée jusqu'à présent lors des ajustements

²cette valeur correspond à la valeur maximale observée jusqu'à présent lors des ajustements, voir Tab.

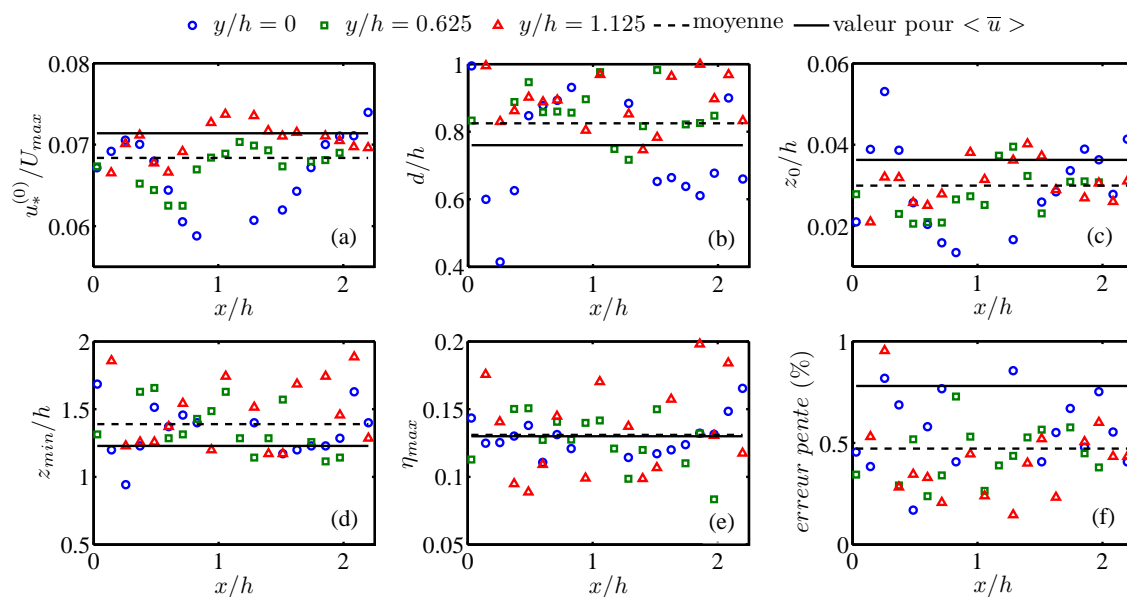


FIG. 3.31 – Valeurs de (a) $u_*^{(0)}/U_{max}$, (b) d/h , (c) z_0/h , (d) z_{min}/h , (e) $(z_{max} - d)/D$, et erreur de l'ajustement en % obtenues lors des ajustements de la loi logarithmique sur 60 profils de \bar{u} équi-répartis sur un motif de rugosité, pour le régime R1A ($Fr = 0,23$, $\alpha = 0,15$, $\lambda \approx 0,2$). En pointillés : les moyennes des valeurs obtenues, en trait plein : les valeurs obtenues par ajustement de la loi logarithmique sur le profil doublement moyenné $\langle \bar{u} \rangle$ via la méthode d'extrapolation.

3.4 sur la double moyenne, que le profil de vitesse doublement moyenné n'était pas sensible au nombre de profils pris pour la moyenne spatiale au dessus de la canopée. Cela n'a donc rien d'étonnant que la loi logarithmique soit valable autant localement que globalement sur un motif de rugosité. L'écart observé entre les différents triplets de paramètres de paroi $(u_*^{(0)}, d, z_0)$ vient de la dispersion spatiale des tensions de Reynolds, qui est beaucoup plus importante. Étant donné leur importance dans l'estimation de $u_*^{(0)}$ par extrapolation en $z = 0$, et de la sensibilité de l'estimation de d et z_0 à la valeur de $u_*^{(0)}$ lors de l'ajustement, il est normal, mais également physique, que les paramètres de paroi diffèrent selon la position (x, y) à laquelle on se trouve sur le motif.

3.7 LOI DÉFICITAIRE ET PARAMÈTRE DE COLES II

Dans la couche externe, le profil de vitesse tend à s'écarter de la loi logarithmique à mesure que l'on s'approche de la surface libre. Il suit alors une loi appelée loi déficitaire. Elle est classiquement caractérisée par le paramètre de Coles Π . On peut ainsi décrire le profil de vitesse moyenne par :

$$\frac{\langle \bar{u} \rangle}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z - d}{z_0} \right) + \frac{2\Pi}{\kappa} w(\eta) \quad (3.26)$$

La fonction $w(\eta)$ est universelle et issue d'une équation différentielle qui résout les équations de transport dans la couche externe (voir Sect. 1.2.3 Chap. 1). D'après Castro (2007), la valeur de Π dépend fortement des valeurs de (u_*, d, z_0) . Il explique également que seule la fonction $w(\eta)$ est universelle, Π n'étant qu'un paramètre d'ajustement à relier à la configuration d'écoulement. Il s'agit dans cette section de clarifier ce

point, *i.e.* de déterminer s'il y a bien une similarité de l'écoulement dans la couche externe.

La fonction $w(\eta)$ employée afin d'effectuer l'ajustement est une approximation. Afin d'approcher $w(\eta)$, on choisit d'employer l'expression suivante :

$$w(\eta) = \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\eta\right) \quad (3.27)$$

que l'on retrouve dans Schlichting & Gersten (2000), et qui est celle la plus employée dans la littérature.

Afin de vérifier les conditions limites en $\eta = 0$ et $\eta = 1$, et compte tenu du changement de variables $Z = z - d$, on prend donc $\eta = (z - d)/(D - d)$, en supposant que la vitesse est maximale en $z = D$. Ce choix est inspiré des travaux de Guo & Julien (2007), car cela assure que la fonction $w(\eta)$ remplit bien les conditions limites imposées.

Nezu & Nakagawa (1993) et Manes et al. (2007) se basent sur l'expression suivante pour ajuster la loi déficitaire sur le profil de vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle$:

$$\frac{U_{max} - \langle \bar{u} \rangle}{u_*} + \frac{1}{\kappa} \ln(\eta) = \frac{2\Pi}{\kappa} \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\eta\right) \quad (3.28)$$

Afin de déterminer si l'expression 3.27 décrit bien le profil de vitesse doublement moyenné dans la couche externe, on effectue l'ajustement pour $z_{max} < z < D$, avec z_{max} la borne supérieure de la loi logarithmique. On cherche ensuite le paramètre de Coles Π qui minimisera au sens des moindres carrés l'erreur de l'ajustement.

Le résultat de l'ajustement est présenté sur la figure 3.32, avec, pour comparaison, les résultats de Manes et al. (2007) et ceux de Nezu & Nakagawa (1993). La valeur de Π est ici estimée à 0.28, avec une erreur d'ajustement de 0.7%. On peut donc en déduire que la couche limite développée ici pour le régime *R1A* ($\alpha = 0.15$, $Fr = 0.23$) sur la configuration de rugosité *S1* ($\lambda \approx 20$) suit bien la loi déficitaire, et donc que l'écoulement dans la couche externe est similaire. Cette valeur de Π est supérieure à la valeur limite de 0.2 avancée par Nezu & Nakagawa (1993) pour de grands nombres de Reynolds $Re_* = u_*D/\nu$. Ici, on a $Re_* = 3700$ environ, ce qui est supérieur à la valeur limite de 2000 trouvée par Nezu & Nakagawa (1993) pour des couches limites en canaux ouverts sur des fonds lisses et rugueux.

La valeur limite de 0.2 donnée par Nezu & Nakagawa (1993) n'est en accord ni avec le cas ici présent ni avec le cas de Manes et al. (2007). Pourtant la loi déficitaire est bien observée.

Dans la littérature, on ne trouve pas de valeurs précises pour les écoulements sur fond rugueux. Dans l'article de Guo & Julien (2007), on trouve des valeurs de Π s'échelonnant entre 0 et 0.48. Ils en concluent qu'il n'existe pas de paramètre qui soit universel. Dans l'article de Manes et al. (2007), ils prennent la valeur arbitraire de 0.08 en avançant qu'il s'agit d'une valeur typique de ce genre d'écoulement. Ces observations vont dans le sens de Castro (2007) qui s'appuie sur le fait que seule la fonction $w(\eta)$ est universelle. Le paramètre de Coles Π est lui une fonction de la rugosité, et des paramètres extérieurs, comme le gradient de pression ou le confinement. La condition de gradient de pression est d'autant plus importante dans le cas de canaux ouverts. On en voit ici la preuve : en plus d'une différence de nombre de confinement α et de nombre de Froude Fr , il y a aussi une différence de pente du fond entre le régime *R1A* présenté ici et les mesures effectuées par Manes et al. (2007), soit respectivement $\approx 0.2\%$ et 0.5% . Cette différence induit nécessairement un gradient de pression différent et de ce fait un paramètre de Coles Π différent.

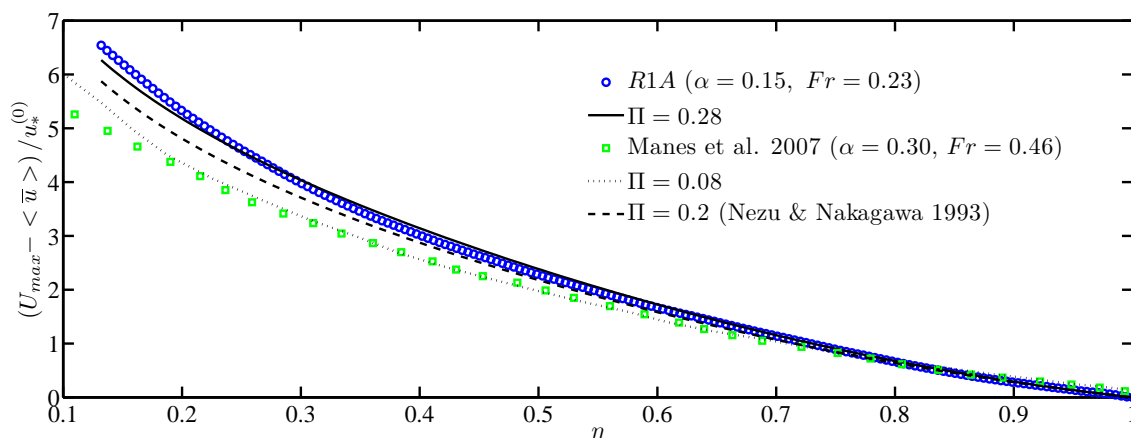


FIG. 3.32 – Profil de vitesse $(U_{max} - \langle \bar{u} \rangle) / u_*^{(0)}$ en fonction de η en \circ et ajustement de la loi déficitaire respectivement selon l'expression 3.28 avec $\Pi = 0.28$, issu de l'ajustement pour le régime R1A ($\alpha = 0.15$, $Fr = 0.23$, $\lambda \approx 0.20$) (en traits), mêmes profils pour les résultats de Manes et al. (2007) avec $\Pi = 0.08$ en \square et pointillés ($\alpha = 0.30$, $Fr = 0.46$, sphères compactées de diamètre 12mm), et avec $\Pi = 0.2$ proposée par Nezu & Nakagawa (1993) en tirets.

3.8 LOI DE CANOPÉE ET ANALOGIE AVEC LES COUCHES DE MÉLANGE

On vient d'observer la similarité de l'écoulement dans la zone logarithmique mais également dans la couche externe, le profil de vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$ suivant parfaitement les lois similaires que sont la loi déficitaire et la loi logarithmique.

Dans le chapitre 1, on a pu constater que la similarité de l'écoulement dans la canopée, mais aussi juste au dessus, est discutée dans de nombreux articles. Deux types de discussions se détachent (voir Sect. 1.3.3 Chap. 1) : celle de Macdonald (2000) qui propose un modèle exponentiel dans la canopée pour des canopées de densité inférieure à 0.33, et celle de Katul et al. (2002) qui s'inspire des couches de mélange pour proposer un modèle en tangente hyperbolique autour du point d'inflexion du profil de vitesse moyenne au dessus de la canopée. Il s'agit d'appliquer ces deux modèles au profil de vitesse longitudinale doublement moyennée afin de savoir s'ils peuvent décrire l'écoulement présenté ici dans cette zone.

Macdonald (2000) propose une description exponentielle du profil de vitesse doublement moyennée, en faisant l'hypothèse que la longueur de mélange et le coefficient de traînée dans la canopée sont constants. Il donne l'expression suivante pour décrire le profil de vitesse moyenne dans la canopée :

$$\frac{\langle \bar{u} \rangle(z)}{u_h} = \exp\left(a\left(\frac{z}{h} - 1\right)\right) \quad (3.29)$$

Dans son article, pour illustrer ses dires, il ajuste cette expression au profil de vitesse doublement moyennée obtenue par une moyenne spatiale transverse pondérée de 5 profils moyennés en temps, à une distance $x/h = 1/2$ en amont des cubes ($\lambda \approx 0.20$).

On effectue ici la même moyenne avec les profils se trouvant à l'intersection entre

le plan situé à $x/h = 3/2$ et les champs verticaux mesurés. Sur les figures 3.33(a-b), sont tracés respectivement le profil de vitesse doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle / u_h$, avec $u_h = \langle \bar{u} \rangle (z = h)$, et le profil de vitesse doublement moyennée décrit ci dessus, noté $\langle \bar{u}(x/h = 3/2) \rangle_y / u_h$, avec $u_h = \langle \bar{u}(x/h = 3/2) \rangle_y (z = h)$. Est également tracé le résultat de l'ajustement de chaque profil de vitesse doublement moyenné entre $z/h = 0$ et $z/h = 1$, via l'expression proposée par Macdonald (2000). L'ajustement est fait par une régression non linéaire, qui estime la valeur de a en minimisant l'erreur au sens des moindres carrés¹.

Le coefficient d'atténuation a est, pour le régime présenté *R1A* ($\alpha = 0.15$, $Fr = 0.23$, $\lambda \approx 0.20$), égale à 1.51 pour le profil de vitesse doublement moyennée $\langle \bar{u}(x/h = 3/2) \rangle_y / u_h$, équivalent à celui de Macdonald (2000), avec une erreur normalisée de l'ajustement de 19%, et à 1.56 pour le profil doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$, avec une erreur normalisée de l'ajustement de 31%. Les erreurs d'ajustement impliquent un écart important entre la mesure et la courbe 3.29. On observe que les deux profils donnent sensiblement les mêmes valeurs de a . Ainsi, par la suite, l'ajustement sera effectué sur le profil issu de la double moyenne $\langle \bar{u} \rangle$.

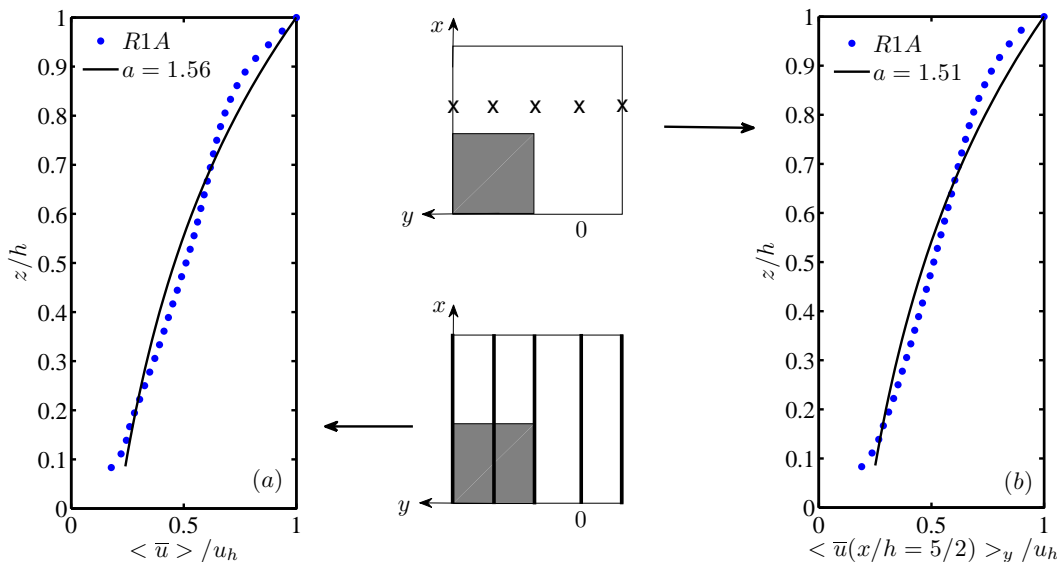


FIG. 3.33 – (a) Profil de vitesse $\langle \bar{u} \rangle / u_h$ issu de la moyenne spatiale des cinq champs moyennés en temps dont les positions sont représentées sur la figure du bas, (b) Profil de vitesse $\langle \bar{u}(x/h = 3/2) \rangle_y / u_h$ issu de la moyenne spatiale des cinq profils moyennés en temps dont les positions sont représentées sur la figure du haut. En trait plein, ajustement par l'expression 3.29.

Sur la figure 3.34, est représentée l'évolution du coefficient d'atténuation a en fonction de la densité frontale λ avec les résultats des ajustements effectués par Macdonald (2000) ainsi que la loi linéaire. Est reporté sur ce graphique la valeur estimée à partir du profil issu de la double moyenne $\langle \bar{u} \rangle$ dans le cas du régime présenté *R1A* ($\alpha = 0.15$, $Fr = 0.23$, $\lambda \approx 0.20$). Les valeurs de a semblent éloignées de celle trouvée par Macdonald (2000) pour la même densité et le même alignement de cubes qui est de 1.80. Castro et al. (2006) ont également employé cette expression sur leur profil de vitesse doublement moyenné selon x et y et ont mis en évidence un écart important entre leurs données et le profil exponentiel. Pour leur écoulement au dessus d'une canopée de cubes en décalé de densité $\lambda \approx 0.25$, la

¹la fonction *lsqcurvefit* proposée par Matlab est celle utilisé.

valeur de a est estimée à 2.67 en interpolant les valeurs trouvées par Macdonald (2000). Ils expliquent cet écart par leur densité de cubes élevée, puisque l'expression exponentielle proposée par Macdonald (2000) n'est valable que pour des densités inférieures à 0.33. Au delà, la recirculation de l'écoulement moyen observé entre les cubes (voir Fig. 3.10) est suffisamment intense pour induire dans la partie inférieure du profil de vitesse longitudinale doublement moyennée des valeurs négatives, rendant ainsi impossible tout ajustement par une expression exponentielle. Pourtant, la densité de Castro et al. (2006) est de 0.25, l'erreur vient sûrement en partie de leur façon d'estimer a . En effet, si on regarde la figure 3.34, on constate que les valeurs ne sont pas en désaccord avec celles de Macdonald (2000), étant donnée la dispersion des points de mesure.

Il est à noter qu'une source probable de dispersion des valeurs peut venir des nombreuses hypothèses faites pour obtenir l'expression 3.29. En effet, Macdonald (2000) se base sur le fait que la traînée de forme s'équilibre avec le cisaillement turbulent dans la canopée. Or, lors de l'estimation de la hauteur de déplacement d via la méthode de Jackson (1981) (voir Sect. 3.6.1.3 de ce chapitre), il a été mis en évidence que la traînée visqueuse s'ajoute à la traînée de forme dans la canopée pour s'équilibrer avec le cisaillement turbulent mais aussi le cisaillement dispersif, visqueux, et le gradient de pression externe. Cela semble être une meilleure explication à l'écart existant entre l'expression exponentielle de Macdonald (2000) et le profil de vitesse doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$.

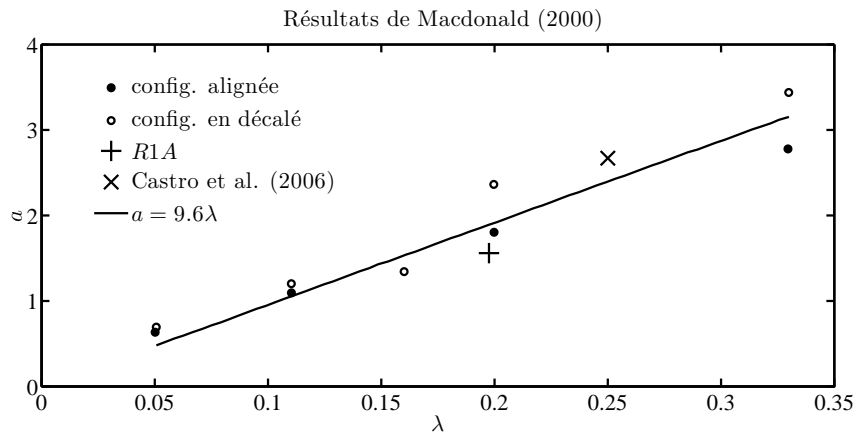


FIG. 3.34 – Coefficient d'atténuation a de l'expression exponentielle ajustée au profil de vitesse longitudinale doublement moyennée en fonction de la densité frontale des rugosités λ (d'après Macdonald (2000)). En +, la valeur correspondant au régime étudié R1A ($\alpha = 0.15$, $Fr = 0.23$, $\lambda \approx 0.20$)

Katul et al. (2002) proposent, quant à eux, une expression afin de décrire le profil de vitesse moyenne, mais cette fois proche canopée, autour du point d'inflexion du profil de vitesse longitudinale doublement moyennée. Cette expression est inspirée des profils de vitesse que l'on retrouve dans le cas de couche de mélange (voir Sect. 1.3.3 Chap. 1). L'expression est la suivante :

$$\frac{\langle \bar{u} \rangle}{u_h} = 1 + \tanh\left(\frac{z-h}{L_s}\right) \quad (3.30)$$

avec L_s la taille caractéristique des tourbillons de Kelvin-Helmholtz générés. Ils partent du principe que ces tourbillons ont une taille proportionnelle à la hauteur des rugosités, *i.e.* $L_s = \gamma h$. Il suffit donc d'ajuster la valeur de ce paramètre γ . Pour estimer γ , on effectue un ajustement autour du point d'inflexion de la vitesse longitudinale doublement moyennée

$\langle \bar{u} \rangle$, situé à $z/h = 1$, sur un intervalle allant de $z/h = 1 - \delta z/h$ à $z/h = 1 + \delta z/h$. Sur les figures 3.35(a-b), sont tracées la valeur de γ estimée ainsi que l'erreur normalisée au sens des moindres carrés de l'ajustement¹ en fonction de $\delta z/h$, *i.e.* en fonction de l'étendue de l'intervalle d'ajustement.

On observe que, autour de $\delta z/h = 0.2$, l'erreur d'ajustement est minimale et de 5% environ, le paramètre γ vaut alors 0.51. Sur la figure 3.35(c), sont représentés le profil de vitesse doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle / u_h$, avec $u_h = \langle \bar{u} \rangle (z = h)$ ainsi que la courbe 3.30 avec $\gamma = 0.51$, l'ajustement ayant été fait entre $z/h = 0.8$ et $z/h = 1.2$ environ. On observe que l'ajustement ne décrit pas de façon précise le comportement du profil de vitesse, sauf pour $1.2 > z/h > 1$, où les deux coïncident.

La valeur de γ est de l'ordre de celles trouvées par Katul et al. (2002). En effet, ils trouvent $\gamma = 1$ pour un fond rocailloux, et $\gamma = 0,5$ pour une forêt de pin.

L'écart entre les courbes peut s'expliquer par l'analogie faite avec les seules couches de mélange. Comme on a pu le voir lors de l'état de l'art, le seul modèle de couche de mélange ne peut suffire à décrire l'écoulement dans la sous couche rugueuse. En effet, comme le dit Poggi et al. (2004b), la sous couche rugueuse présente des structures de différents types, à relier à des mécanismes très différents. On peut y retrouver des structures caractéristiques des couches de mélange, à la turbulence de paroi, mais également des tourbillons de Von Kármán liés aux obstacles constituant la canopée.

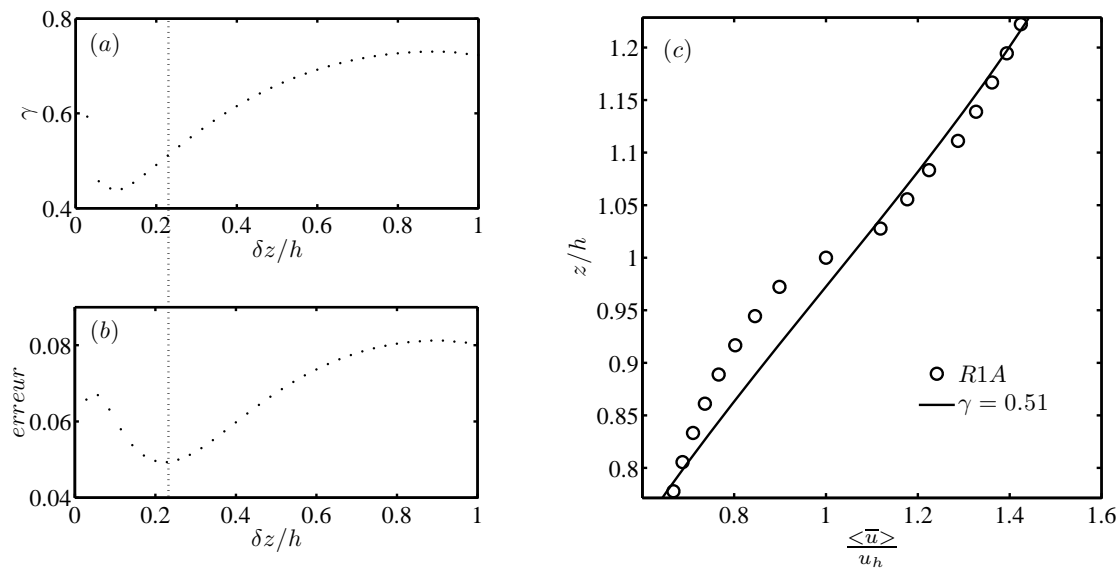


FIG. 3.35 – (a) coefficient γ en fonction de l'étendue de l'intervalle d'ajustement ($[1 - \delta z/h; 1 + \delta z/h]$), (b) erreur commise lors de l'ajustement en fonction de l'étendue de l'intervalle d'ajustement ($[1 - \delta z/h; 1 + \delta z/h]$), (c) profil de vitesse $\langle \bar{u} \rangle / u_h$ (en \circ) et en trait plein : ajustement correspondant à celui qui minimise l'erreur d'ajustement (valeurs en pointillés sur (a) et (b))

Même si ces deux approches ne permettent pas d'obtenir un ajustement parfait de la loi de canopée, elles pourront cependant permettre de mettre en évidence des caractéristiques importantes de l'écoulement dans la région proche paroi, lors de la comparaison inter-régimes du chapitre suivant. À partir des valeurs des coefficients d'atténuation a et γ , il sera possible de savoir si la vitesse longitudinale dans la canopée est influencée par les paramètres que sont le nombre de Froude Fr , et le nombre de confinement α .

¹Ici aussi, la fonction *lsqcurvefit* proposée par Matlab a été employée.

3.9 PROFILS TURBULENTS

D'après Jiménez (2004) ou Katul et al. (2002), pour un confinement $\alpha = h/D$ supérieur à 0.1, la couche limite ne se comporte plus de la même façon : les lois similaires, en particulier la loi logarithmique, sont fortement perturbées par la présence des rugosités. Or, il a été mis en évidence que, malgré la présence d'une sous couche rugueuse, définie comme une zone de dispersion spatiale des profils supérieure à 5%, la loi logarithmique et la loi déficitaire sont observables. Dans cette section, les profils turbulents doublement moyennés vont être comparés à ceux de la littérature afin de renforcer les observations faites lors de l'estimation des paramètres de paroi. Les paramètres de paroi issus de l'ajustement du profil de vitesse doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$ via la méthode du maximum seront employés pour normaliser les données.

3.9.1 ÉCART-TYPES DE VITESSE

Sur la figure 3.36, on compare les écart-types de vitesse doublement moyennés $\sqrt{\langle \bar{u}^2 \rangle}$ et $\sqrt{\langle \bar{w}^2 \rangle}$ aux résultats présentés dans la monographie de Nezu & Nakagawa (1993). On a également tracé les courbes semi-théoriques proposées par Nezu & Nakagawa (1993) obtenues via le modèle de turbulence $k - \epsilon$ et valables dans la couche externe :

$$\sqrt{\langle \bar{u}^2 \rangle} / u_* = 2,30 \exp(-\eta) \quad (3.31)$$

et

$$\sqrt{\langle \bar{w}^2 \rangle} / u_* = 1,27 \exp(-\eta) \quad (3.32)$$

$$\text{où } \eta = \frac{z-d}{H-d}.$$

Les données issues de la monographie de Nezu & Nakagawa (1993) balaient une large gamme de k_s^+ , qui fait état de la rugosité hydraulique de la surface. Les surfaces sur lesquelles les mesures ont été effectuées sont principalement des fonds sableux, ou des grilles. L'information sur la ou les moyennes effectuées étant absente de la monographie, on suppose qu'il s'agit de profils verticaux simplement moyennés en temps.

Sur la figure 3.36(a), on observe une forte dispersion des données autour de la courbe semi-théorique, en particulier proche des rugosités pour les régimes issus de la monographie qui sont encore en état transitoire, *i.e.* $k_s^+ < 70$. La courbe semi-théorique est en bon accord avec le profil du régime *R1A* entre $\eta = 0.1$ et $\eta = 0.9$, *i.e.* là où les lois similaires de vitesse longitudinale moyenne ont été observées.

Sur la figure 3.36(b), la dispersion des données est également très importante et le profil du régime *R1A* est légèrement supérieur à l'ensemble des données de la monographie. La courbe semi-théorique est ici loin de décrire le comportement du profil vertical d'écart-type de vitesse verticale $\sqrt{\langle \bar{w}^2 \rangle} / u_*$ du régime *R1A*. En effet, les courbures de la courbe semi-théorique et du profil de *R1A* sont opposées. On remarque qu'entre $\eta = 0.2$ et $\eta = 0.8$, l'écart-type de vitesse verticale est linéaire et pas exponentiel. Ce comportement a déjà été observé dans le cas d'écoulements au dessus de canopée végétale, qu'elle soit terrestre ou aquatique, comme le font remarquer Nezu & Sanjou (2008). Dans le cadre de leur étude, ils ont pu observer ce même comportement. Selon eux, la présence de la végétation modifie l'état d'équilibre de l'énergie cinétique mais également la redistribution de cette énergie entre les différents écart-types. Cela dit, la forte dispersion des données autour de la courbe semi-théorique sur la figure 3.36(b), donne l'illusion d'un

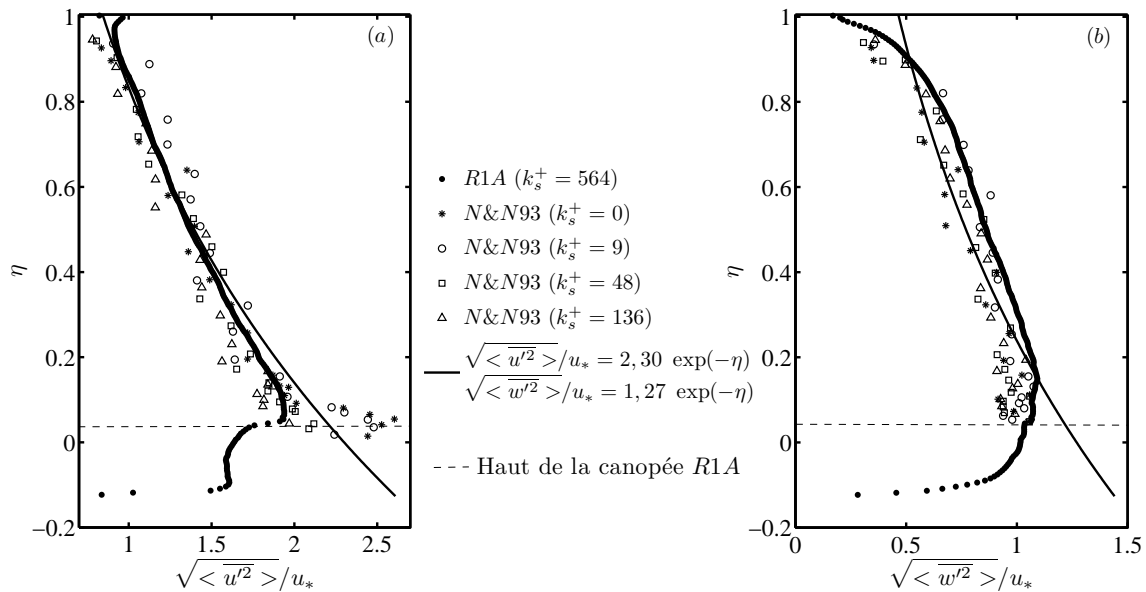


FIG. 3.36 – Profils d'écart-types de vitesse fonction de η , comparaison entre les données issues de la monographie de Nezu & Nakagawa (1993) et le régime *R1A* ($\alpha = 0.15$, $Fr = 0.23$, $\lambda \approx 0.20$).

bon ajustement, mais si l'on y regarde de plus près, il semble que les mesures issues de la monographie de Nezu & Nakagawa (1993) semblent suivre le même comportement que celui du profil de *R1A*. Il semble donc que ce comportement soit propre aux couches limites turbulentes sur paroi, l'expression exponentielle n'est donc pas celle qui convient.

Proche de la surface libre, alors que l'écart-type de vitesse verticale devient progressivement nul, on remarque que l'écart-type de vitesse longitudinale atteint une valeur minimale sous la surface libre pour ensuite ré-augmenter. Dans le cadre de leur étude, via des simulations LES, sur la turbulence en canal ouvert proche surface libre, Calmet & Magnaudet (2003) observent ce même comportement. La présence de la surface libre a tendance à inhiber les mouvements verticaux. Ainsi, selon eux, l'énergie provenant des fluctuations verticales est transférée aux fluctuations longitudinales et transverses, ce qui explique leur ré-augmentation près de la surface.

La similarité des profils des écarts type de vitesse longitudinale et verticale doublement moyennés est avérée loin de la canopée, mais également dans la sous couche rugueuse, qui s'étend jusqu'à $\eta = 0.3$. Cela appuie l'observation faite sur la loi logarithmique, que l'on retrouve dans la sous couche rugueuse dans le cas du régime *R1A*.

Contrairement à ce que l'on vient de voir, les profils dans la canopée sont quant à eux très dépendants de la géométrie du fond. Sur les figures 3.37(a-b), sont tracés les profils doublement moyennés des écart-types de vitesses respectivement longitudinales et verticales dans la canopée. On compare ici les résultats de Nezu & Sanjou (2008) obtenus expérimentalement sur une canopée de type végétal en canal ouvert, ceux des simulations DNS de Coceal et al. (2006) sur une canopée de cubes, et ceux du régime *R1A* sur des cubes également. Mis à part la différence de canopées, on compare également la différence de densités λ .

Sur les figures 3.37(a-b), on observe que les profils issus de mesures en canopée végétale

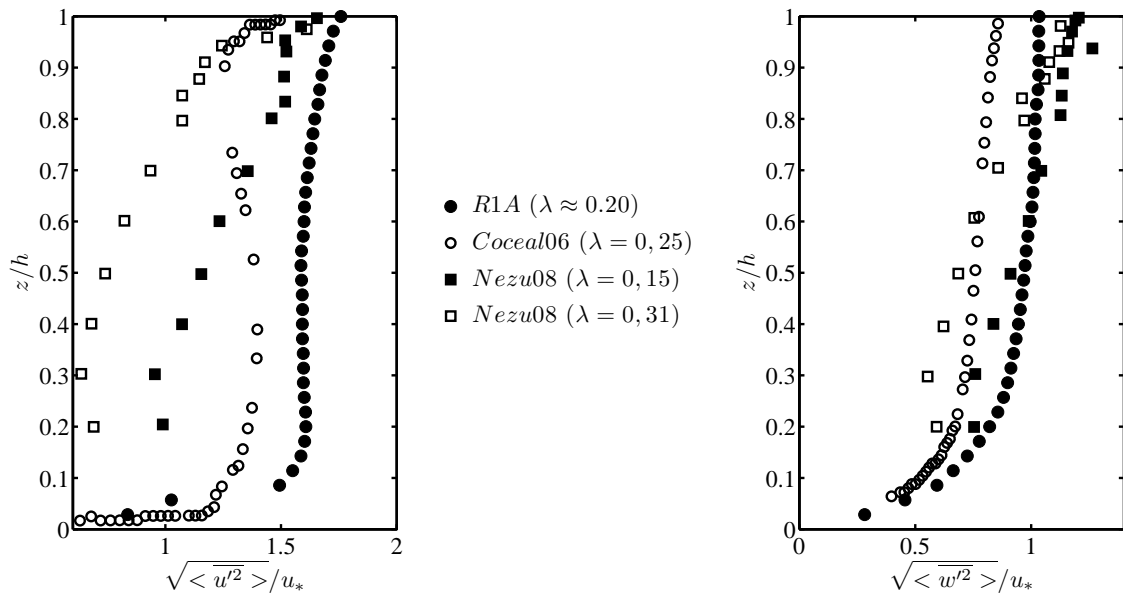


FIG. 3.37 – Profils d'écart-types de vitesse doublement moyennés fonction de z/h dans la canopée. Comparaison avec la littérature (Coceal et al. (2006), Nezu & Sanjou (2008))

(ceux de Nezu & Sanjou (2008)), indépendamment de la densité, ont entre eux un comportement semblable, tout comme ceux issus de mesures en canopée urbaine entre eux. Cela s'explique par la forme des rugosités. Dans une canopée de type végétal, les obstacles employés sont souvent des obstacles de rapport d'aspect faible, dans le cas de Nezu & Sanjou (2008) de fines bandes de plaques rigides. La traînée générée par ces obstacles est alors très différente de celle générée par des cubes, qui ont un rapport d'aspect plus important.

On remarque que les écarts type de vitesse longitudinale et verticale dépendent fortement de la densité. Pour un même type de canopée, végétale (Nezu & Sanjou (2008)) ou de cubes (R1A et Coceal et al. (2006)), les intensités diminuent lorsque la densité augmente. Cela est certainement lié à un effet appelé "mutual sheltering" (Bottema (1996)). Plus les obstacles constituant la rugosité de fond sont proches, plus l'obstacle en amont va abriter l'obstacle suivant de l'écoulement dans la canopée.

3.9.2 COEFFICIENT DE CORRÉLATION R_{uw}

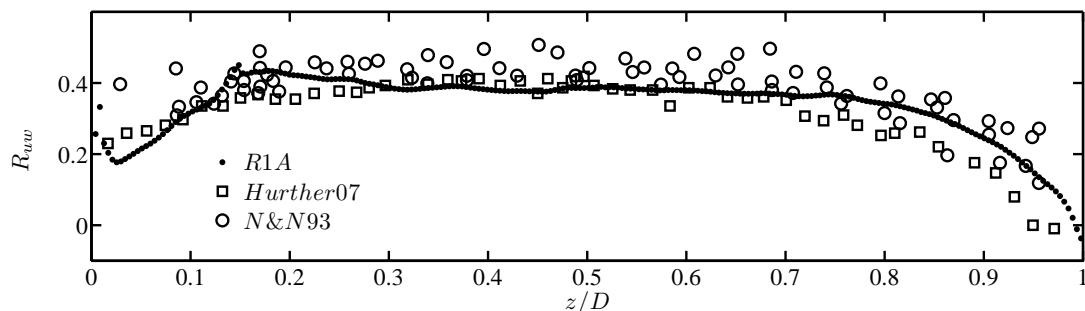


FIG. 3.38 – Coefficient de corrélation des tensions de Reynolds R_{uw} en fonction de z/D . Comparaison avec la littérature (Nezu & Nakagawa (1993), Hurther et al. (2007))

Sur la figure 3.24 de la section 3.6.1.1 de ce chapitre, on a observé que les tensions de Reynolds suivent une loi linéaire dans la couche externe, loi qui indique l'équilibre entre le gradient de pression et le cisaillement dans la couche externe. On s'intéresse ici au profil du coefficient de corrélation des tensions de Reynolds défini par :

$$R_{uw} = \frac{-\langle \overline{u'w'} \rangle}{\sqrt{\langle \overline{u'^2} \rangle} \sqrt{\langle \overline{w'^2} \rangle}} \quad (3.33)$$

Le coefficient de corrélation R_{uw} , fonction de z/D , est tracé sur la figure 3.38. Sur cette figure, on compare les résultats issus des expériences en canal ouvert sur fond rugueux rocailloux de Hurther et al. (2007), ceux présentés dans la monographie de Nezu & Nakagawa (1993) (ensembles de points de mesures sur différentes surfaces avec $0 < k_s^+ < 136$) et ceux du régime $R1A$. On constate que, pour $0.3 < z/D < 0.7$, le coefficient de corrélation a une valeur constante d'environ 0.4 pour tous les profils. D'après Nezu & Nakagawa (1993), un grand nombre de références montre que cette distribution du coefficient de corrélation est universelle, car indépendante des conditions d'écoulement (atmosphérique ou rivière) et de la rugosité de fond. Cependant, en affirmant cela, ils ne sont pas cohérents avec leurs expressions semi-théoriques proposées pour les écart-types de vitesses longitudinale et verticale. En effet, sachant que les tensions de Reynolds sont linéaires dans la couche externe, il faut que le produit $\sqrt{\langle \overline{u'^2} \rangle} \sqrt{\langle \overline{w'^2} \rangle}$ le soit également si on espère obtenir un coefficient de corrélation R_{uw} constant. Or, si on reprend les expressions proposées par Nezu & Nakagawa (1993), le produit $\sqrt{\langle \overline{u'^2} \rangle} \sqrt{\langle \overline{w'^2} \rangle}$ a un comportement exponentiel.

3.9.3 ÉNERGIE CINÉTIQUE TURBULENTE

La configuration des mesures effectuées pour cette étude ne permet pas d'avoir accès au profil complet de la variance de la vitesse transverse $\langle \overline{v'^2} \rangle$. Cependant, grâce aux champs horizontaux, on peut avoir accès à cette quantité pour $z/h = 1$, $z/h = 4/3$, $z/h = 5/3$ et $z/h = 2$. La double moyenne $\langle \overline{v'^2} \rangle$ a été calculée via la méthode de pondération à partir des valeurs se situant à l'intersection des champs horizontaux à $z/h = (1, 4/3, 5/3, 2)$ et des champs verticaux à $y/h = (0, 0.625, 1.125)^1$. Sur la figure 3.39(a), sont représentés les profils des variances de vitesse $\langle \overline{u_i'^2} \rangle$ en fonction de z/h . Les variances de vitesse longitudinale $\langle \overline{u'^2} \rangle$ et verticale $\langle \overline{w'^2} \rangle$ sont issues dans champs verticaux, seuls les points correspondant aux altitudes $z/h = 1$, $z/h = 4/3$, $z/h = 5/3$ et $z/h = 2$ ont été tracés. Les boîtes représentent la marge d'erreur liée à l'erreur de positionnement du champ en z , et des erreurs estimées précédemment pour $\langle \overline{u'^2} \rangle$ dans la section 3.4. On remarque que l'intensité de la variance de la vitesse transverse est supérieure à celle de la variance de vitesse verticale et inférieure à celle de la variance de vitesse longitudinale, ce qui est en accord avec les observations faites dans le cas d'écoulements sur fond rugueux (Mignot et al. (2009)).

Grâce à cette estimation de la variance de vitesse transverse, il est maintenant possible d'estimer l'énergie cinétique turbulente, notée TKE (Tubulent Kinetic Energy). Elle est définie par :

$$TKE = \frac{1}{2} \left(\langle \overline{u'^2} \rangle + \langle \overline{v'^2} \rangle + \langle \overline{w'^2} \rangle \right) \quad (3.34)$$

Sur la figure 3.39(b), on présente le profil de TKE ainsi calculé pour $1 < z/h < 2$. Les boîtes représentent les marges d'erreur. Il semble qu'elle soit maximale juste au

¹voir Sect. 3.4

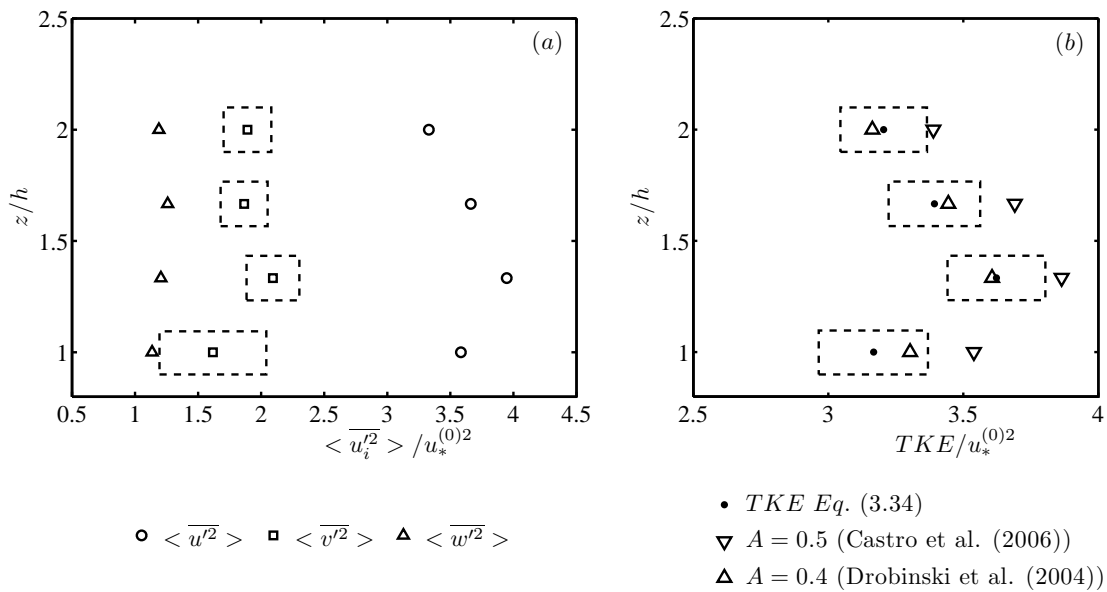


FIG. 3.39 – (a) Profils doublement moyennés des variances de vitesse $\langle \overline{u_i'^2} \rangle / u_*^2$, (b) Profil doublement moyenné de TKE. Les boîtes représentent les marges d'erreur commise.

dessus de la canopée. Cela semble en accord avec les observations précédemment faites sur la sous couche rugueuse, qui correspond à la zone où la production turbulente est la plus importante. Bien souvent, la composante $\langle \overline{v'^2} \rangle$ n'est pas accessible par la mesure simultanément aux mesures de $\langle \overline{u'^2} \rangle$ et $\langle \overline{w'^2} \rangle$. Pour discuter de l'énergie turbulente dans ce cas, on estime que :

$$\langle \overline{v'^2} \rangle = A \left(\langle \overline{u'^2} \rangle + \langle \overline{w'^2} \rangle \right) \quad (3.35)$$

Dans leurs études concernant les couches limites atmosphériques, Castro et al. (2006) prennent $A = 0.5$ pour estimer $\langle \overline{v'^2} \rangle$ alors que Drobinski et al. (2004) prennent plutôt $A = 0.4$. Les deux estimations correspondantes sont tracées sur la figure 3.39(b). On observe que la facteur $A = 0.4$ donne une meilleure estimation de l'énergie cinétique à partir des seules composantes $\langle \overline{u'^2} \rangle$ et $\langle \overline{w'^2} \rangle$.

La connaissance du profil de TKE est primordiale car elle peut permettre de valider ou invalider la modélisation de la viscosité turbulente à partir des profils de TKE et du taux de dissipation d'énergie ϵ lors de l'emploi du modèle $k - \epsilon$.

3.10 LONGUEUR DE MÉLANGE

Il existe une macro-échelle qui est caractéristique de l'écoulement turbulent. La longueur de mélange est issue du modèle du même nom, qui permet de fermer les équations de transport en exprimant les tensions de Reynolds en fonction du gradient de la vitesse longitudinale moyenne :

$$L_m = \frac{\sqrt{-\langle \overline{u'w'} \rangle}}{d \langle \overline{u} \rangle / dz} \quad (3.36)$$

Sur la figure 3.40, sont représentées les longueurs de mélange pour le régime *R1A* et pour les simulations DNS de Coceal et al. (2006). Sur la figure 3.40(a), elles sont normalisées par la hauteur de la couche limite D et sur la figure 3.40(b) par la hauteur des rugosités. En trait plein et pointillé, on représente l'expression de la longueur de mélange donnée par Tominaga & Nezu (1992) :

$$L_m = \kappa (z - d) \sqrt{(1 - \eta)} \quad (3.37)$$

avec $\eta = \frac{z-d}{D-d}$ et $\kappa = 0.41$. Cette expression s'inspire de la linéarité des tensions de Reynolds dans la partie supérieure de l'écoulement.

Sur la figure 3.40(a), on constate que les deux profils de longueur de mélange ont un comportement particulièrement similaire, entre $z/D = 0.5$ et $z/D = 1$, mais avec des valeurs plus importantes pour les résultats de Coceal et al. (2006). On observe, dans le cas du régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$), que le profil est quasi-constant entre $\eta = 0.45$ et $\eta = 0.85$ autour d'une valeur d'environ 0.095, ce qui est proche de la valeur 0.085 annoncée par Cousteix (1989).

Autant pour l'un que pour l'autre, la formulation proposée par Tominaga & Nezu (1992) (Eq. 3.37) ne décrit pas bien le profil sur une majorité de la hauteur. Proche de la surface libre et au dessus des cubes, la formulation semble s'accorder avec les données.

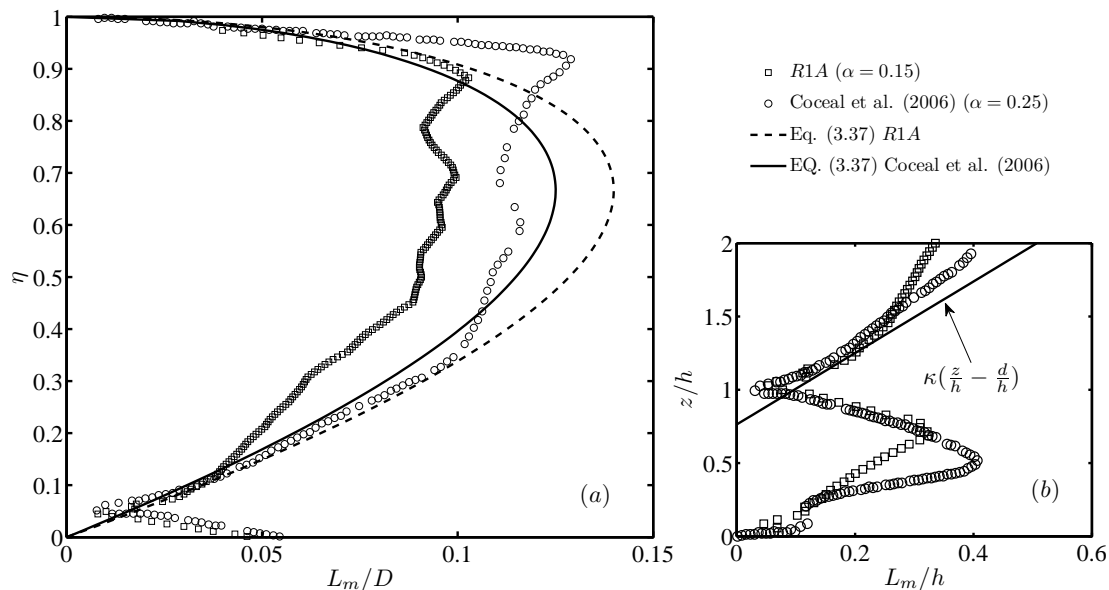


FIG. 3.40 – Profil doublement moyenné de longueur de mélange pour le régime *R1A* et pour les simulation DNS de Coceal et al. (2006). (a) Normalisées par la hauteur de la couche limite D (b) par la hauteur des rugosités h .

Sur la figure 3.40(b), on constate que les profils ont exactement le même comportement entre $z/h = 0.7$ et $z/h = 1$. Ensuite, ils s'éloignent fortement l'un de l'autre. Tout comme au dessus de la canopée, la longueur de mélange issue des simulations DNS de Coceal et al. (2006) est beaucoup plus importante que celle issue de la mesure (Régime *R1A*). Cela peut être lié, soit à la différence de confinement (*R1A* : $\alpha = 0.15$, Coceal et al. (2006) : $\alpha = 0.25$), soit à l'aspect numérique. Dans tous les cas, la longueur de mélange ne peut être considérée comme constante dans la canopée, comme le faisait Macdonald

(2000) lors de l'estimation du profil exponentiel dans la canopée. Cela explique pourquoi l'ajustement ne se faisait pas correctement pour le régime *R1A*. Dans la partie supérieure de la figure 3.40(b), est tracé le comportement attendu $\kappa(\frac{z}{h} - \frac{d}{h})$ pour la longueur de mélange dans la zone logarithmique, *i.e.* pour $1.1 < z/h < 1.8$. On remarque que le profil de longueur de mélange pour *R1A* coïncide avec cette tendance mais sur un intervalle beaucoup plus restreint que celui attendu. De par l'erreur d'estimation du gradient de la vitesse longitudinale doublement moyennée qui bruite le profil de longueur de mélange, on peut considérer que la tendance est suivie entre $z/h = 1.1$ à $z/h = 1.4$, au delà la longueur de mélange s'éloigne de la tendance $\kappa(\frac{z}{h} - \frac{d}{h})$. Cela dit, la loi linéaire de la longueur de mélange dans la zone logarithmique n'est valable que sous l'hypothèse d'un cisaillement turbulent constant dans cette zone. Or, dans le cas du régime *R1A*, de par la présence d'un gradient de pression dans l'écoulement, ce n'est pas le cas. Cela n'a donc rien d'étonnant, et cela ne remet en rien en cause l'existence de la loi logarithmique.

CONCLUSION DU CHAPITRE

Dans ce chapitre, le régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) sur la configuration de rugosité *S1* ($\lambda \approx 0.20$) a été étudié et comparé aux résultats de la littérature.

Dans un premier temps, il s'est avéré que l'écoulement instantané porte déjà la trace de la sous couche rugueuse, définie comme la zone où l'écoulement moyenné en temps est tridimensionnel. Tout comme dans les travaux de simulations DNS de Coceal et al. (2006), il a été observé que le haut de la sous couche rugueuse correspond au lieu de production de nombreuses structures turbulentes (Fig. 3.2(b)).

La mesure de champs instantanés dans le but d'effectuer une analyse statistique de la turbulence induit nécessairement une erreur de convergence temporelle autant au niveau des vitesses moyennes \bar{u} et \bar{w} , que des termes de corrélations des fluctuations de vitesse $\overline{u'_i u'_j}$. Pour chacune de ces quantités, deux méthodes d'estimation de l'erreur de convergence temporelle ont été appliquées et confrontées. La première est une méthode statistique alors que la seconde est basée sur des mesures sur temps très longs. Il a été mis en évidence que les deux méthodes concordent et ont permis de quantifier les erreurs commises sur l'estimation des moyennes temporelles de chaque quantité : inférieure à 5% pour la vitesse longitudinale \bar{u} , inférieure à 2% pour la vitesse verticale \bar{w} , et en moyenne inférieure à 15% pour les termes de corrélations de fluctuations $\overline{u'_i u'_j}$ (Fig. 3.6(a-e)).

Grâce à des mesures effectuées dans des champs entre les rugosités, il a été possible d'observer la complexité de l'écoulement moyen dans la canopée. Pour la configuration de rugosité *S1* ($\lambda \approx 0.20$), l'écoulement moyen entre deux rangées de cubes s'est avéré être parallèle. À l'inverse, l'écoulement entre deux cubes d'une même rangée, dans le sens de l'écoulement, comporte une recirculation dans le champ situé au milieu de la rangée (Fig. 3.9(c)), associée à un bulbe de recirculations à l'arrière du cube amont observé dans un champ horizontal situé dans la canopée (Fig. 3.10(a)).

La tridimensionnalité de l'écoulement moyen mise en évidence, il a ensuite été nécessaire de faire appel à la méthode de la double moyenne afin d'obtenir une description verticale de l'écoulement. La méthode d'estimation de la double moyenne, grâce à la mesure de trois champs (x, z) correctement disposés dans la direction y , a été confrontée à la double moyenne issue des champs horizontaux mesurés au dessus de la canopée. Il a été conclu que la pondération par des aires d'influence, correspondant à une interpolation linéaire entre les champs comme souvent effectuée dans la littérature (Macdonald (2000), Cheng & Castro (2002b)), donne de bons résultats (Fig. 3.14(a-b)). Il a été également mis en évidence que le choix du nombre de profils moyennés temporellement pris pour la double moyenne n'est pas sans conséquences sur le profil doublement moyenné, comme le laissaient penser Cheng & Castro (2002b). En effet, le profil de tensions de Reynolds issu de la double moyenne est très fortement influencé par le nombre d'échantillons pris pour la moyenne spatiale. Il s'est avéré, dans le cas du régime *R1A* sur la configuration *S1*, qu'une zone de constance des tensions de Reynolds peut être observée lorsque le nombre d'échantillons pour la moyenne spatiale est très faible (4 dans ce cas), alors que ce n'est pas le cas pour le profil des tensions de Reynolds issu de la moyenne spatiale de l'ensemble des données disponibles (Fig. 3.15(a-b)).

La sous couche rugueuse est ici définie comme étant la zone de tridimensionnalité

de l'écoulement moyen, et donc d'une forte dispersion spatiale des profils verticaux issus de la moyenne temporelle. En se basant sur cette définition, les méthodes employées pour estimer la hauteur de la sous couche rugueuse z_{RS} proposées dans la littérature par Manes et al. (2007) et Cheng & Castro (2002b) ont été confrontées à une nouvelle méthode basée sur la distinction entre la dispersion spatiale liée à l'erreur de convergence temporelle et celle liée à la présence des rugosités. Cette nouvelle méthode a permis de mettre en évidence que l'ensemble des quantités statistiques se comportent de la même façon lorsque la dispersion spatiale liée à l'erreur de convergence est retranchée à la dispersion spatiale totale (Fig. 3.19). Ce résultat appuie la pertinence de la méthode, qui permet de déterminer l'étendue de la sous couche rugueuse, à 10% près, en la définissant comme la zone où la dispersion spatiale liée à la présence des rugosités est supérieure à 5% de la dispersion totale maximale.

La loi logarithmique est très souvent employée pour estimer les paramètres de paroi (u_* , d , z_0), respectivement la vitesse de frottement, liée au frottement à la paroi, la hauteur de déplacement et la longueur de rugosité, qui sont directement définis par la loi logarithmique (Cheng & Castro (2002b), Macdonald et al. (1998), Raupach et al. (1991)). Dans de nombreuses études (Nezu & Nakagawa (1993), Tachie et al. (2000)), la méthode d'estimation de ces paramètres n'est pas explicitée. Un des objectifs du chapitre précédent a été de trouver et donner le détail d'une méthode d'estimation de ces paramètres qui soit la plus pertinente possible.

En ce qui concerne l'estimation de la vitesse de frottement, les équations de transport simplifiées puis intégrées verticalement ont permis de mettre en évidence que la meilleure estimation de la force de frottement sur le fond se faisant par extrapolation de la linéarité de la contrainte totale de cisaillement à $z = 0$. Lors de la démonstration, il a été également mis en évidence que la valeur du frottement dépendait alors fortement du confinement, sujet qui sera abordé dans le chapitre suivant. On a pu observer également que la contrainte totale ne se réduit pas aux seules tensions de Reynolds, comme cela est souvent supposé dans la littérature (Cheng & Castro (2002a), Nepf & Vivoni (2000)). Les tensions dispersives, terme issu de la double moyenne, se sont avérées non négligeables juste au dessus de la canopée. Il se trouve que, dans le cas où la contrainte totale est estimée par l'ajout des profils de tensions de Reynolds et dispersives, celle ci conserve son comportement linéaire jusqu'en haut de la canopée. La méthode d'estimation de u_* par extrapolation de la contrainte totale de cisaillement à $z = 0$ a été ensuite comparée à deux méthodes, habituellement employée dans la littérature, basées sur l'estimation de la vitesse de frottement grâce au profils de tensions de Reynolds : soit par la valeur maximale des tensions de Reynolds (Rotach (2001), Nezu & Sanjou (2008), Poggi et al. (2004a)), soit par extrapolation du comportement linéaire à $z = d$ (Castro (2007), Frenzen & Vogel (2001)). Il a été mis en évidence que les valeurs de u_* restent du même ordre quelle que soit la méthode. Les deux méthodes issues de la littérature sont en très bon accord mais sous estiment malgré tout la vitesse de frottement telle qu'elle est définie, *i.e.* à partir de la force qu'exercent les obstacles constituant la canopée sur le fluide.

Ayant démontré la pertinence de l'estimation de u_* par extrapolation à $z = 0$, celle ci est employée puis couplée à une régression linéaire du profil de vitesse afin de déterminer d et z_0 . Les bornes de l'ajustement sont laissés libres. L'étendue et la position de la loi logarithmique correspondent alors à l'intervalle d'ajustement ayant minimisé l'erreur commise sur la pente lors de la régression linéaire. La méthode présentée ici donne de bons résultats et se trouve être robuste pour des résolutions verticales jusqu'à trois fois plus lâches que celle du cas ici présent.

À l'issue de la régression linéaire effectuée sur les profils de vitesse doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$, doublement moyennée avec moyenne spatiale selon une seule direction $\langle \bar{u} \rangle_x$ ou y et simplement moyennée en temps \bar{u} , la loi logarithmique a pu être observée aussi bien globalement sur le motif que localement, à (x, y) fixés, et ce malgré une dispersion spatiale liée à la présence des rugosités allant de 5% à 40% dans la zone logarithmique. Dans le cas des profils issus de la double moyenne, la loi logarithmique est observable dans la sous couche rugueuse, définie ici comme une zone de forte dispersion spatiale liée à la présence des rugosités. Pourtant, Jiménez (2004) estime que la loi logarithmique ne peut exister pour des confinements respectivement supérieurs à 0.025, en se basant sur le fait que la présence d'une sous couche rugueuse "ronge" la zone logarithmique. Il semble ici que, si l'on considère indépendamment la zone logarithmique et la sous couche rugueuse, les deux peuvent très bien coexister. En effet, la dispersion spatiale liée à la présence des rugosités des profils de vitesse issus de la moyenne temporelle est très faible comparée à celle des autres quantités statistiques, ce qui explique la présence d'une loi logarithmique locale.

La loi déficitaire a également été observée lors de cette étude du régime *R1A*, et comparée à celle observée par Manes et al. (2007), dans un canal à surface libre. Il a été observé que le profil suit bien un déficit par rapport à la loi logarithmique de la forme de $w(\eta)$, à un coefficient Π près. Il s'est avéré que le paramètre de Coles Π rend compte des paramètres externes de l'écoulement, tel que le gradient de pression dans le cas des écoulements en canaux ouverts. On a pu observer également que le paramètre de Coles Π ne tend pas vers une valeur de 0.2 pour de grand nombre de Reynolds Re_* , contrairement à ce qu'avait montré Nezu & Nakagawa (1993).

L'observation de ces deux lois du profil de vitesse longitudinale, que sont la loi logarithmique et la loi déficitaire, permet d'affirmer, dans le cas du régime *R1A* ($\alpha = 0.15$, $Fr = 0.23$), que la similarité de l'écoulement est vérifiée, non seulement dans la couche externe mais également dans une partie de la sous couche rugueuse à travers la présence de la loi logarithmique. Afin d'appuyer ce résultat, l'étude des profils turbulents et de la longueur de mélange au dessus de la canopée a été effectuée. Cette étude a permis de mettre en évidence une similarité dans les profils turbulents qui renforce donc les conclusions faites à partir du profil de vitesse longitudinale. Proche de la surface libre, on a pu observer le phénomène précédemment décrit par Calmet & Magnaudet (2003) concernant une atténuation forte des mouvements verticaux qui implique une redistribution de l'énergie vers les composantes horizontales. Dans la zone logarithmique, la longueur de mélange suit bien, quant à elle, la loi linéaire en $\kappa(z - d)$.

Dans la canopée, le profil de vitesse doublement moyenné se rapproche du profil exponentiel proposé par Macdonald (2000). Malheureusement, cette expression exponentielle ne peut être universelle, puisqu'elle dépend fortement de la densité λ des rugosités. Le profil de vitesse possède, juste au dessus des rugosités, un point d'inflexion qui est caractéristique des profils observés dans les couches de mélange. Basé sur cette observation, Katul et al. (2002) proposent une expression en tangente hyperbolique pour décrire le profil de vitesse longitudinale autour du point d'inflexion. Il s'est avéré, en effectuant l'ajustement autour du point d'inflexion pour le régime *R1A*, que l'expression en tangente hyperbolique peine à décrire le comportement du profil de vitesse autour de $z = h$. Ce résultat renforce l'idée de Poggi et al. (2004b) qui supposent que le comportement de la couche limite sur fond rugueux est issu de la combinaison de différents phénomènes comparables à ceux d'un écoulement derrière un obstacle (allées de Von Kármán), d'une couche de mélange (instabilité de Kelvin Helmholtz), et d'une couche limite sur fond

hydrauliquement lisse (croissance linéaire de la taille des structures avec la hauteur z).

L'écoulement dans la canopée est très fortement influencé par la géométrie du fond. En effet, les profils turbulents ont permis de mettre en évidence la différence existant entre une canopée de type végétal et une canopée de type urbain. Cela est à relier à la nature même des obstacles qui génèrent une turbulence très différente selon les configurations.

EFFET DES PARAMÈTRES DE CONTRÔLE Fr , λ , α

4

DANS le chapitre précédent, le régime $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) sur la configuration de rugosité $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) a été étudié et comparé aux résultats de la littérature.

L'objectif de ce nouveau chapitre est d'explorer l'influence sur la structure de la couche limite de différents paramètres de l'écoulement : Fr le nombre de Froude, λ , la densité frontale des obstacles¹ qui représente l'effet de la configuration de rugosité, et enfin α le nombre de confinement qui représente l'effet de contrainte par la présence de la surface libre. Pour cela, différents régimes et différentes configurations de rugosités vont être comparés afin de déterminer si oui ou non, et comment, ces trois paramètres modifient la structure de la couche limite.

Lors de l'état de l'art, différents effets résultant de la présence de macro-rugosités dans les écoulements à surface libre ont été énoncés et observés dans le cas de l'étude du régime $R1A$: l'effet de la surface libre et l'effet des macro-rugosités, par confinement.

La présence de la surface libre constitue une condition limite qui modifie localement la couche limite, soit en annihilant les mouvements verticaux et redistribuant ainsi l'énergie dans les autres directions, soit, par la présence d'ondes de surface, en réamplifiant les mouvements verticaux.

La densité des obstacles λ constituant la rugosité joue également un rôle dans la structure de la couche limite. Entre les obstacles, l'écoulement est fortement influencé par la configuration géométrique des éléments rugueux, comme le montrent les travaux par simulation DNS de Coceal et al. (2006) ainsi que les résultats du chapitre précédent. Cette influence se ressent au niveau des paramètres de paroi, en particulier de la hauteur de déplacement d et de la longueur de rugosité z_0 . En effet, Macdonald et al. (1998) ou encore Bottema (1996) proposent des paramétrisations de d et z_0 en fonction de λ .

Seul un effet n'a pu être abordé lors du chapitre précédent : celui du nombre de confinement α .

Comme avancé par Jiménez (2004) ou Katul et al. (2002), le raccordement asymptotique des échelles de longueur de la couche externe et de la paroi ne peut se faire que lorsque le confinement est suffisamment faible pour laisser place à la zone logarithmique. Or, on a pu voir que malgré un confinement de $\alpha = 0.15$, qui est supérieur aux valeurs avancées par Jiménez (2004) ou Katul et al. (2002), la loi logarithmique est visible sur le

¹définie comme le rapport de l'aire frontale d'un obstacle sur l'aire d'un motif caractéristique : $\lambda = \frac{A_f}{A_t}$.

profil de vitesse longitudinale doublement moyennée.

4.1 EFFET DU NOMBRE DE FROUDE Fr

Dans la section 1.6.2 du chapitre 1, on a pu constater que la présence de la surface libre pouvait avoir une influence sur la structure de la couche limite. En particulier, Nezu & Nakagawa (1993) ont constaté que, proche de la surface libre, le comportement de la variance de la vitesse verticale $\langle \overline{w'^2} \rangle$ dépendait du nombre de Froude.

Le nombre de Froude est défini par :

$$Fr = \frac{U_d}{\sqrt{gD}} \quad (4.1)$$

où U_d est la vitesse débitante, et D la hauteur d'eau. Pour étudier l'effet du nombre de Froude sur la structure de la couche limite, deux régimes seront comparés, $R1A$ et $R1B$ qui ont respectivement comme nombre de confinement et nombre de Froude (α, Fr) , $(0.15, 0.23)$ et $(0.15, 0.54)$ (voir Tab. 4.1).

	Fr	α	D (cm)	U_d (cm.s ⁻¹)	U_{max} (cm.s ⁻¹)
$R1A$	0.23	0.15	13.5	26.8	38.35
$R1B$	0.54	0.15	13.5	62.1	87.29

TAB. 4.1 – Paramètres liés à l'écoulement des deux régimes choisis pour l'étude de l'effet du nombre de Froude Fr

L'écoulement se fait sur la configuration de rugosité $S1$ ($\lambda \approx 0.20$).

4.1.1 ÉCOULEMENT MOYEN AU DESSUS DE LA CANOPÉE

Afin de savoir si le nombre de Froude a un impact sur la similarité de l'écoulement moyen au dessus de la canopée, on se penche dans un premier temps sur les quantités statistiques entre $z = h$ et $z = D$.

On applique la méthode d'estimation de la hauteur de la sous couche rugueuse décrite dans la section 3.5 du chapitre 3. Pour cela, sur les figures 4.1(a-b), on trace d'abord les profils de dispersion liée à la présence des rugosités D_{rugo} pour chaque quantité statistique, normalisées par la dispersion totale maximale D_{max} ¹, respectivement pour le régime $R1A$ ($Fr = 0.23$) et $R1B$ ($Fr = 0.54$).

On observe que les profils de D_{rugo}/D_{max} sont plus bruités autour de 0 dans la partie supérieure de l'écoulement pour $Fr = 0.54$ (voir Fig. 4.1(a)). Cependant, le comportement reste le même pour tous les profils que dans le cas de $Fr = 0.23$ (voir Fig. 4.1(b)). Cela valide la pertinence de la méthode employée ici, *i.e.* soustraire l'effet de la convergence temporelle afin d'estimer au mieux la hauteur de la sous couche rugueuse.

On peut donc maintenant en déduire la hauteur de la sous couche rugueuse, qui est atteinte à 5% de la dispersion maximale. Cette hauteur z_{RS} est tracée pour chaque régime en pointillés sur les figures 4.1(a-b) et les valeurs normalisées sont données dans le tableau 4.2.

¹ $D = D_{rugo} + D_{conv}$, où D_{conv} est la dispersion liée à la convergence temporelle

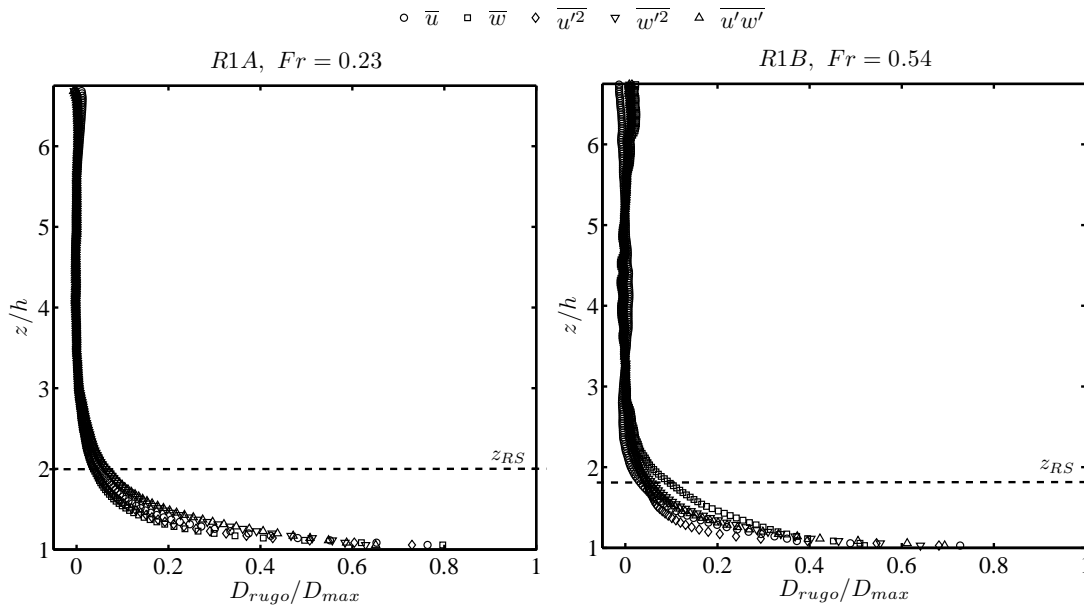


FIG. 4.1 – Profils de dispersion spatiale liée à la présence des rugosités D_{rugo}/D_{max} pour l'ensemble des quantités statistiques : (a) R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et (b) R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) pour la configuration de rugosité S1 ($\lambda \approx 0.20$)

Les valeurs de hauteur de sous couche rugueuse z_{RS} (Tab. 4.2) sont très proches quel que soit le nombre de Froude Fr , étant données les erreurs d'estimation. On peut donc conclure que le nombre de Froude ne conditionne pas la hauteur de la sous couche rugueuse.

	z_{RS}/h ± 0.12	η_{RS} ± 0.02
R1A, $Fr = 0.23$	2	0.20
R1B, $Fr = 0.54$	1.8	0.18

TAB. 4.2 – Hauteurs de la sous couche rugueuse z_{RS} normalisées ($\eta_{RS} = (z_{RS} - d) / (D - d)$).

4.1.1.1 LOI LOGARITHMIQUE DE VITESSE : DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES DE PAROI (u_* , d , z_0)

Après double moyenne des champs de vitesse longitudinale, la vitesse de frottement u_* est estimée à partir de l'extrapolation de la contrainte totale de cisaillement à $z = 0$. On effectue ensuite un ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesse $\langle \bar{u} \rangle$ afin de déterminer les paramètres (d , z_0).

Le résultat de l'ajustement, via la méthode d'estimation de u_* par extrapolation à $z = 0$, est présenté sur la figure 4.2 pour les deux régimes R1A ($Fr = 0.23$) et R1B ($Fr = 0.54$). L'erreur commise sur la pente lors de la régression linéaire est 0.65% dans le cas de R1B contre 0.78% dans le cas de R1A, soit une erreur très faible. La loi logarithmique est donc observée sur les deux profils doublement moyennés $\langle \bar{u} \rangle$. En ce qui concerne la position de la zone logarithmique, les valeurs des bornes inférieure et supérieure des zones logarithmiques estimées sont données dans le tableau 4.3.

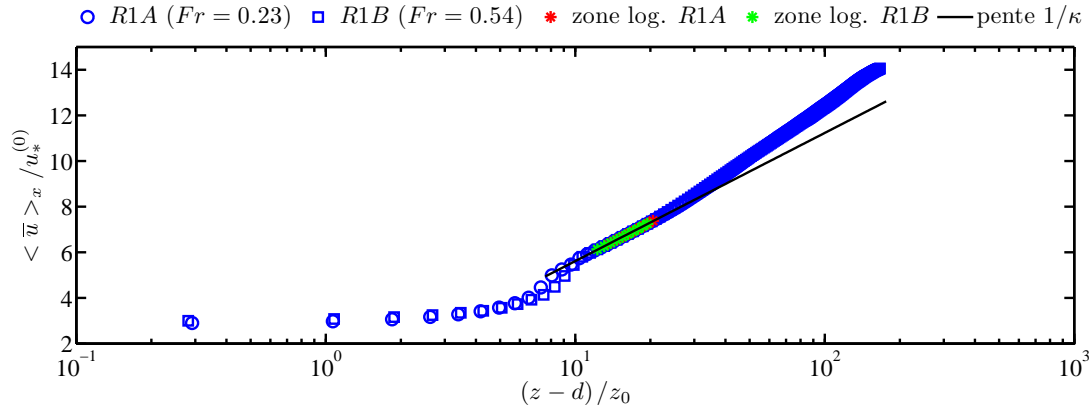


FIG. 4.2 – Profils de vitesse doublement moyennée fonction de $(z-d)/z_0$ en échelle semi-logarithmique pour R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) pour la configuration de rugosité S1 ($\lambda \approx 0.20$). En trait plein, la pente théorique $1/\kappa$, en *, la position de la zone logarithmique.

	z_{min}/h ± 0.025	η_{max} ± 0.004	z_{max}/h ± 0.025
R1A, $Fr = 0.23$	1.23	0.13	1.54
R1B, $Fr = 0.54$	1.17	0.12	1.43

TAB. 4.3 – Positions des bornes inférieure z_{min} et supérieure z_{max} de la zone logarithmique normalisées ($\eta_{max} = (z_{max} - d) / (D - d)$)

On observe que la position et l'étendue de la zone logarithmique ne dépend pas du nombre de Froude, étant données les erreurs d'estimation de l'étendue. Dans les deux cas, la loi logarithmique se situe dans la sous couche rugueuse, dans des zones où la dispersion spatiale liée à la présence des cubes va de 13 à 34% de la dispersion maximale pour R1A ($Fr = 0.23$) et de 12 à 29% pour R1B ($Fr = 0.54$).

En ce qui concerne les paramètres de paroi $(u_*^{(0)}, d, z_0)$, leurs valeurs normalisées sont données dans le tableau 4.4. On constate que, compte tenu des erreurs d'estimation, les valeurs des régimes R1A et R1B sont les mêmes. On peut donc en déduire que le nombre de Froude n'influe pas sur les paramètres de paroi.

	$u_*^{(0)} / U_{max}$ ± 0.0015	d/h ± 0.03	z_0/h ± 0.0003
R1A, $Fr = 0.23$	0.071	0.76	0.036
R1B, $Fr = 0.54$	0.071	0.73	0.036

TAB. 4.4 – Valeurs adimensionnelles des paramètres de paroi $(u_*^{(0)}, d, z_0)$ pour R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) pour la configuration de rugosité S1 ($\lambda \approx 0.20$)

4.1.1.2 LOI DE VITESSE DÉFICITAIRE : DÉTERMINATION DU PARAMÈTRE DE COLES Π

Que la loi logarithmique soit insensible à l'effet du nombre de Froude peut se comprendre : elle se situe suffisamment loin de la surface libre pour ne pas en ressentir les effets. Cependant, le nombre de Froude pourrait avoir beaucoup plus d'impact sur la loi

déficitaire de vitesse. En effet, elle peut être affectée par d'éventuelles déformations de surface qui risquent d'agir sur l'énergie contenue dans les grandes structures, qui sont à l'origine de la loi déficitaire.

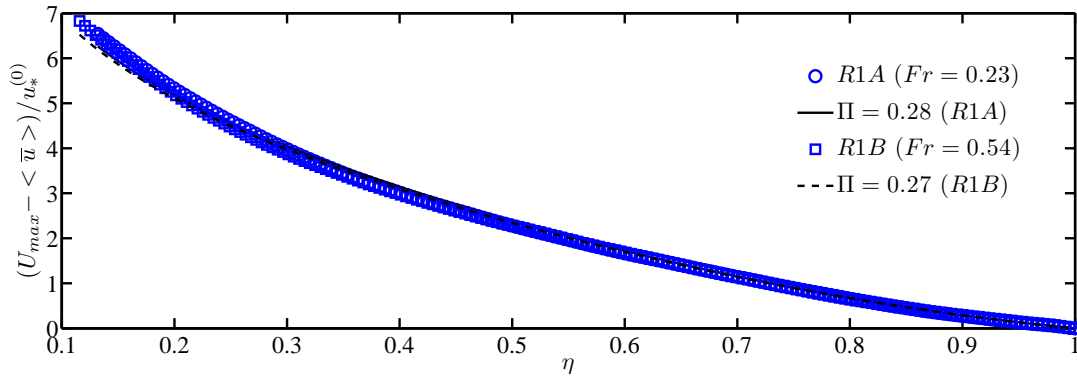


FIG. 4.3 – Profils de vitesse $(U_{max} - \langle \bar{u} \rangle) / u_*^{(0)}$ et ajustement de la loi déficitaire

Sur la figure 4.3, sont représentés les profils de vitesse longitudinale $(U_{max} - \langle \bar{u} \rangle) / u_*^{(0)}$ fonction de η pour les deux régimes $R1A$ ($Fr = 0.23$) et $R1B$ ($Fr = 0.54$). On observe que les deux profils de vitesse se superposent, ce qui appuie encore une fois la similarité de l'écoulement indépendamment du nombre de Froude. Le paramètre de Coles est estimé à $\Pi = 0.28$ pour le régime $R1A$ ($Fr = 0.23$) et à $\Pi = 0.27$ pour le régime $R1B$. Il n'y a donc pas d'influence du nombre de Froude sur la valeur de Π à confinement constant.

4.1.1.3 PROFILS TURBULENTS ET DISPERSIFS

Sur les figures 4.4(a-d), sont représentés les profils respectivement des tensions de Reynolds $\langle \overline{u'w'} \rangle$, des tensions dispersives $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$, des tensions visqueuses $\nu \partial \langle \bar{u} \rangle / \partial z$ et de la contrainte totale $\langle \tau \rangle / \rho$, normalisées par la vitesse de frottement, pour les deux régimes $R1A$ et $R1B$, en fonction de la hauteur η^1 . On observe que, à l'exception des tensions visqueuses (Fig. 4.4(c)), l'ensemble des profils se superposent.

L'écart existant entre les deux profils de tensions visqueuses vient du fait que la mesure n'a pas permis de résoudre correctement la sous couche visqueuse qui se développe sur la face supérieure des cubes.

Sur les figures 4.5(a-b) sont représentés les profils verticaux des écart-types de vitesses longitudinale et verticale, respectivement $\sqrt{\langle \overline{u'^2} \rangle} / u_*^{(0)}$ et $\sqrt{\langle \overline{w'^2} \rangle} / u_*^{(0)}$, et sur la figure 4.5(c), un zoom effectué dans la zone proche de la surface libre pour le profil d'écart-type de vitesse verticale, $\sqrt{\langle \overline{w'^2} \rangle} / u_*^{(0)}$.

On observe tout d'abord que les profils se superposent, à l'erreur de convergence près, autant pour $\sqrt{\langle \overline{u'^2} \rangle} / u_*^{(0)}$ que pour $\sqrt{\langle \overline{w'^2} \rangle} / u_*^{(0)}$. Proche de la surface, on observe le même comportement pour l'écart-type de vitesse verticale que celui observé par Nezu & Nakagawa (1993) (voir Fig. 1.27, Sect. 1.6.2 Chap. 1). En effet, on peut voir sur la figure 4.5(c) que les profils de $\sqrt{\langle \overline{w'^2} \rangle} / u_*^{(0)}$ s'éloignent peu à peu l'un de l'autre

¹ $\eta = \frac{z-d}{D-d}$

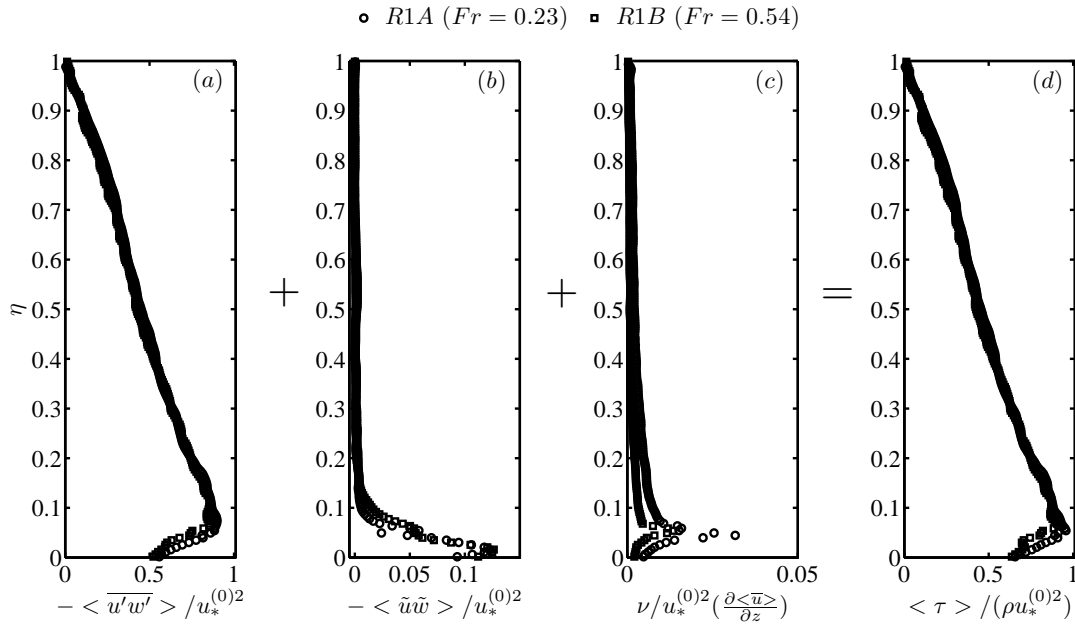


FIG. 4.4 – Profils verticaux issus de la double moyenne (a) des tensions de Reynolds $\langle \overline{u'w'} \rangle$, (b) des tensions dispersives $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$, (c) des tensions visqueuses $\nu \partial \langle \bar{u} \rangle / \partial z$ et (d) de la contrainte totale $\langle \tau \rangle / \rho$, normalisées par $u_*^{(0)2}$ (estimée par la méthode du maximum), pour les deux régimes R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) pour la configuration de rugosité S1 ($\lambda \approx 0.20$), en fonction de la hauteur η

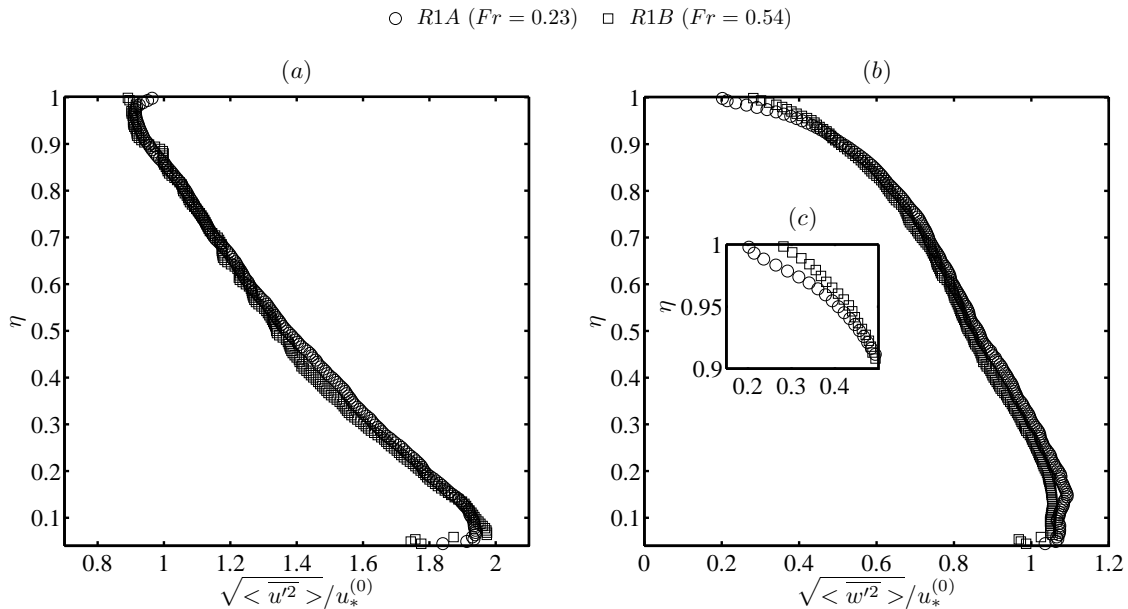


FIG. 4.5 – Profils verticaux de (a) $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u_*^{(0)}$ et (b) $\sqrt{\langle w'^2 \rangle} / u_*^{(0)}$ pour R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) pour la configuration de rugosité S1 ($\lambda \approx 0.20$)

à mesure qu'on approche de la surface. L'intensité de $\sqrt{\langle w'^2 \rangle} / u_*^{(0)}$ augmente pour un nombre de Froude croissant. Nezu & Nakagawa (1993) supposaient que ce comportement était à relier à la présence d'ondes de surface, qui pourraient amplifier les fluctuations verticales. En effet, lors des mesures, des oscillations stationnaires de la surface libre, de faible amplitude, ont été observées dans le cas du régime $R1B$ ($Fr = 0.54$). Cependant, il est à noter que l'écart entre les deux profils est peu significatif comparé à l'erreur liée à la convergence temporelle.

4.1.1.4 COEFFICIENT DE CORRÉLATION DES TENSIONS DE REYNOLDS

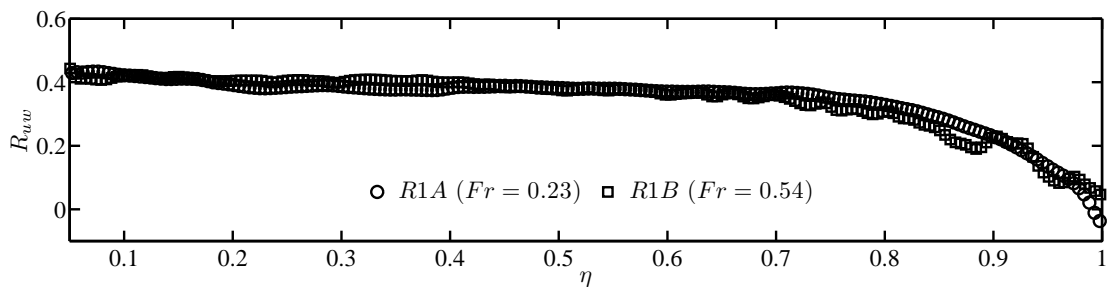


FIG. 4.6 – Coefficient de corrélation des tensions de Reynolds R_{uw} fonction de η pour $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et $R1B$ ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$)

Sur la figure 4.6, on trace maintenant les coefficients de corrélation des tensions de Reynolds R_{uw} définis par l'équation 3.33, pour les régimes $R1A$ ($Fr = 0.23$) et $R1B$ ($Fr = 0.54$), qui, d'après Nezu & Nakagawa (1993), constituent une garantie de similarité lorsqu'ils valent environ 0.4 – 0.5.

Les deux profils sont exactement les mêmes au dessus de la canopée. On observe de légères différences près de la surface libre qui sont liées à l'erreur de convergence temporelle des profils turbulents.

4.1.1.5 LONGUEUR DE MÉLANGE

Sur la figure 4.7, sont tracés les profils de longueur de mélange au dessus de la canopée pour les régimes $R1A$ ($Fr = 0.23$) et $R1B$ ($Fr = 0.54$). On remarque que le profil de longueur de mélange du régime $R1B$ ($Fr = 0.54$) est bruité entre $\eta = 0.5$ et $\eta = 0.9$. Cela est lié à la fois au calcul du gradient de vitesse qui est très sensible, en particulier lorsque l'on manipule des données expérimentales mais aussi à l'erreur de convergence temporelle qui bruite le profil de tensions de Reynolds. Malgré tout, on observe une bonne concordance des profils au dessus de la canopée. En particulier, on observe une quasi-constance des deux profils entre $\eta = 0.5$ et $\eta = 0.9$ autour de la valeur de 0.095, proche de celle annoncée par Cousteix (1989), soit 0.085.

À l'issue de l'observation de l'ensemble des profils verticaux, moyens ou turbulents, issue de la double moyenne de toutes les quantités statistiques de l'écoulement, il est possible de conclure que le nombre de Froude n'a aucun impact sur la structure verticale et sur la similarité de l'écoulement moyen dans la zone s'étendant de $z = h$ à $z = D$.

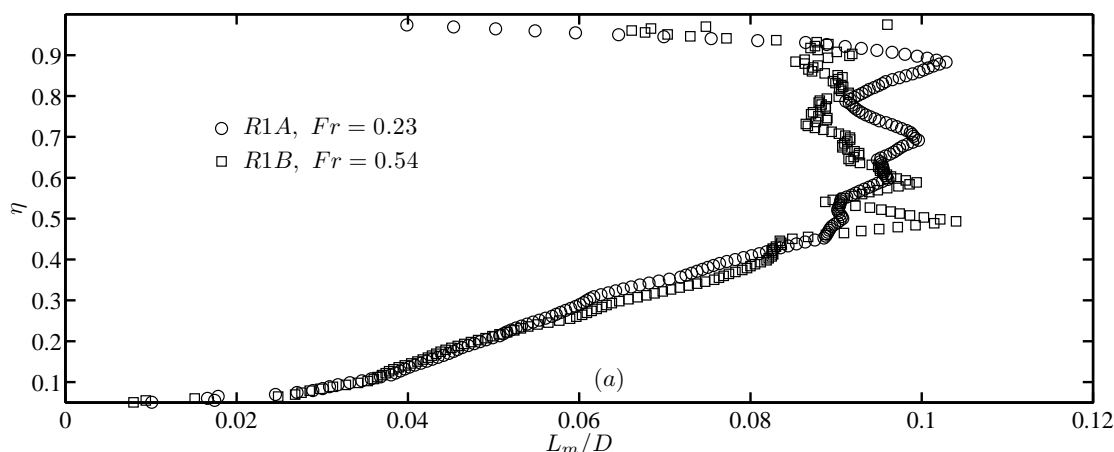


FIG. 4.7 – Profils de longueur de mélange L_m/D au-dessus de la canopée, pour R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) pour la configuration de rugosité S1 ($\lambda \approx 0.20$)

4.1.2 ÉCOULEMENT MOYEN DANS LA SOUS COUCHE RUGUEUSE

Il s'agit maintenant de savoir si le nombre de Froude, bien qu'il n'ait pas d'effet sur l'écoulement moyen au-dessus de la canopée, a un impact sur l'écoulement dans toute la sous couche rugueuse.

Sur les figures 4.8(a-b), sont représentés les champs de vecteurs (\bar{u}, \bar{w}) situés à $y/h = 1.125$ (au milieu d'une rangée de cubes) ainsi que les lignes de courant associées (en rouge) respectivement pour le régime R1A ($Fr = 0.23$) et R1B ($Fr = 0.54$).

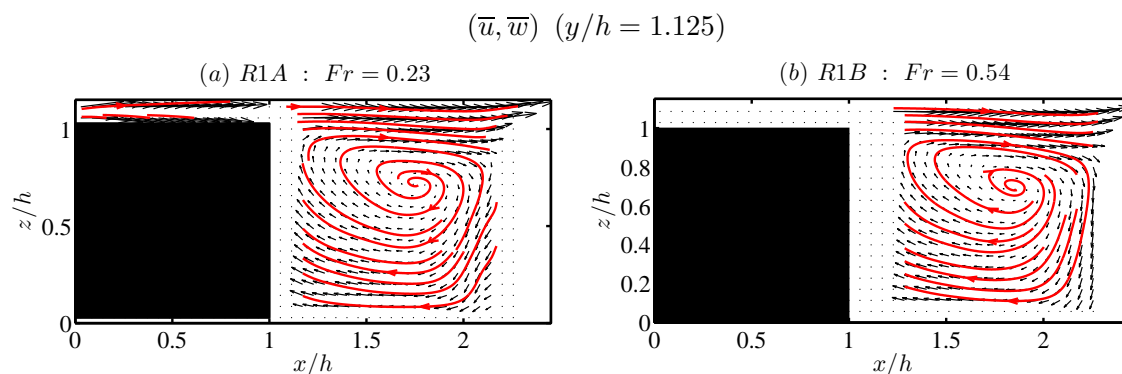


FIG. 4.8 – Champs de vecteurs (\bar{u}, \bar{w}) à $y/h = 1.125$ (au milieu d'une rangée de cubes) et les lignes de courant associées (en rouge) pour (a) R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et (b) R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) pour la configuration de rugosité S1 ($\lambda \approx 0.20$)

On observe que la recirculation se fait de la même façon indépendamment du nombre de Froude. Pour $Fr = 0.23$ (4.8(a)), on estime la position du centre de la recirculation à $(1.75, 0.7)$ et pour $Fr = 0.54$, on l'estime à $(1.85, 0.7)$. La recirculation se situe donc, à l'erreur d'estimation de sa position près, au même endroit. L'écoulement dans la canopée apparaît donc être indépendant du nombre de Froude.

4.1.2.1 LOI EXPONENTIELLE DE CANOPÉE ET LOI DE COUCHE DE MÉLANGE

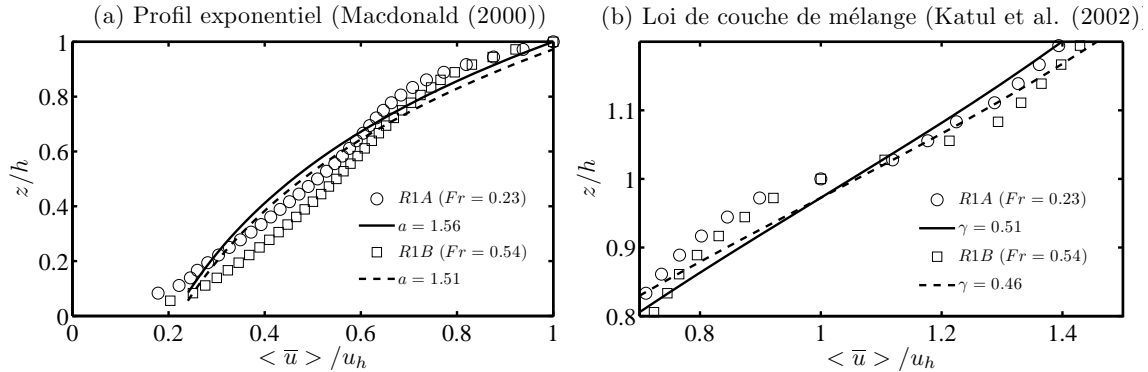


FIG. 4.9 – (a) Profils de vitesse $\langle \bar{u} \rangle / u_h$, en traits, résultats de l’ajustement par l’expression exponentielle proposée par Macdonald (2000) (Eq. 1.48) pour R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) pour la configuration de rugosité S1 ($\lambda \approx 0.20$) (b) Profils de vitesse $\langle \bar{u} \rangle / u_h$, en traits, résultats de l’ajustement par l’expression en tangente hyperbolique inspirée des couches de mélange proposée par Katul et al. (2002) (Eq. 1.50) pour R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) pour la configuration de rugosité S1 ($\lambda \approx 0.20$)

On cherche ici à approcher dans un premier temps le profil de vitesse longitudinale doublement moyennée dans la canopée par l’expression exponentielle (Eq. 1.48) proposée par Macdonald (2000). Le résultat de l’ajustement est présenté sur la figure 4.9(a).

On observe que les profils de vitesse longitudinale doublement moyennée se superposent, à l’erreur de convergence temporelle près, dans la canopée. En ce qui concerne l’ajustement par l’expression exponentielle proposée par Macdonald (2000), les valeurs du coefficient d’atténuation a , estimées à 1.56 et 1.51 respectivement pour R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$), sont relativement proches, étant donnée la dispersion des valeurs estimées par Macdonald (2000) (voir Fig. 3.34, Sect. 3.8 Chap. 3), ce qui conforte dans l’idée que le nombre de Froude n’a pas d’effet sur l’écoulement dans la canopée.

On applique maintenant l’ajustement en tangente hyperbolique proposé par Katul et al. (2002) (Eq. 1.50), autour du point d’inflexion. Sur la figure 4.9(b), sont présentés les résultats de ces ajustements effectués sur les profils de vitesse longitudinale doublement moyennée des régimes R1A ($Fr = 0.23$) et R1B ($Fr = 0.54$) effectués respectivement pour $0.75 < z/h < 1.25$ et $0.85 < z/h < 1.15$. On constate que les profils de vitesse longitudinale doublement moyennée concordent bien, toujours à l’erreur de convergence près, dans la partie supérieure de la sous couche rugueuse. Les valeurs du paramètre de l’ajustement γ , estimées à 0.51 et 0.46 respectivement pour R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$), sont très proches également. Selon Katul et al. (2002), les structures de type tourbillons de Kelvin Helmholtz liées caractéristiques des couches de mélange ont une taille γh dans le cas d’écoulement sur canopée. On constate ici, en se basant sur les dires de Katul et al. (2002), que le nombre de Froude ne conditionne pas la taille de ces structures.

4.1.2.2 PROFILS TURBULENTS ET DISPERSIFS

Sur les figures 4.10(a-b), sont représentés les profils turbulents $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u_*^{(0)}$ et $\sqrt{\langle w'^2 \rangle} / u_*^{(0)}$ dans la canopée, pour les régimes $R1A$ ($Fr = 0.23$) et $R1B$ ($Fr = 0.54$). On constate que les profils de $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u_*^{(0)}$ et de $\sqrt{\langle w'^2 \rangle} / u_*^{(0)}$ se superposent pour l'un, à l'erreur de convergence temporelle près, pour l'autre parfaitement, dans la canopée.

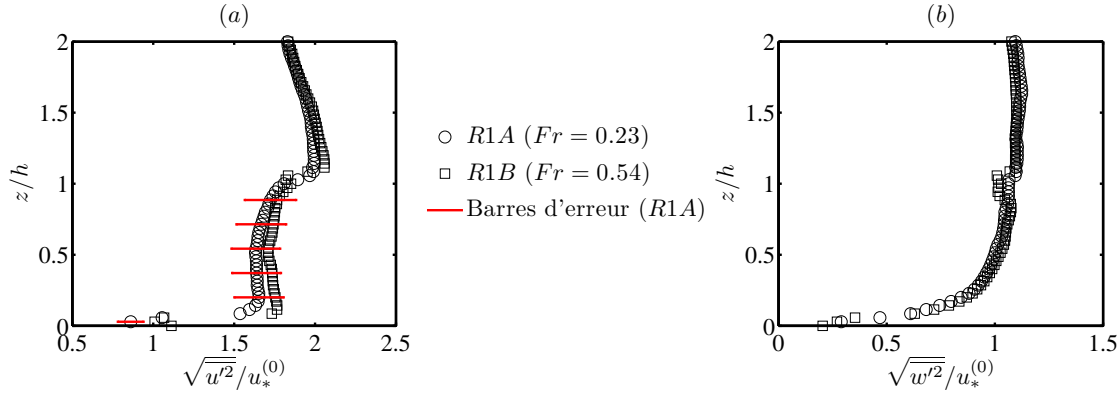


FIG. 4.10 – Profils verticaux de (a) $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u_*^{(0)}$ et (b) $\sqrt{\langle w'^2 \rangle} / u_*^{(0)}$ pour $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et $R1B$ ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) dans la canopée ($z/h < 1$) pour la configuration de rugosité $S1$ ($\lambda \approx 0.20$)

Sur les figures 4.11(a-b), sont représentés les profils verticaux dans la canopée respectivement des tensions de Reynolds $\langle \overline{u'w'} \rangle / u_*^{(0)2}$ et des tensions dispersives $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle / u_*^{(0)2}$. On observe que les tensions de Reynolds sont les mêmes dans la canopée. En ce qui concerne les tensions dispersives, on observe une légère différence entre les deux profils mais qui reste dans l'erreur liée à l'estimation de la double moyenne dans la canopée.

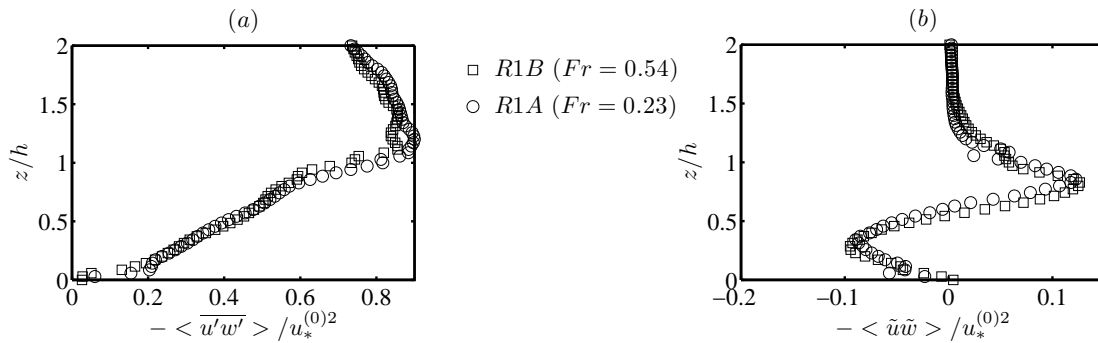


FIG. 4.11 – Profils verticaux de (a) $-\langle \overline{u'w'} \rangle / u_*^{(0)2}$ et (b) $-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle / u_*^{(0)2}$ pour $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et $R1B$ ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) dans la canopée ($z/h < 1$)

4.1.2.3 LONGUEUR DE MÉLANGE

Sur la figure 4.12, sont tracés les profils de longueur de mélange dans la canopée. On constate que la longueur de mélange est strictement la même dans la canopée quel que soit le nombre de Froude Fr . La loi théorique de longueur de mélange $\kappa(z-d)$ est respectée pour les deux profils entre $z/h = 1.1$ et $z/h = 1.4$, ce qui est en accord avec les positions

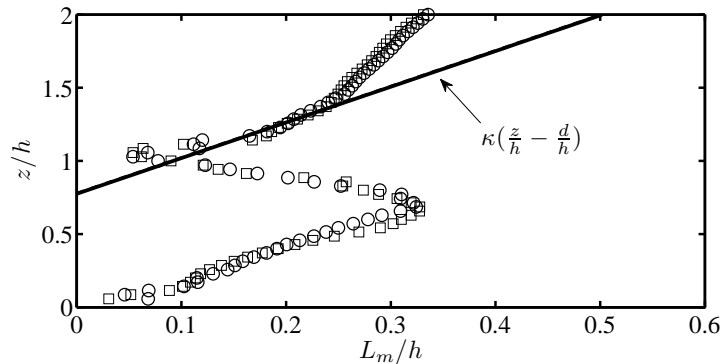


FIG. 4.12 – Profils de longueur de mélange L_m/h dans la canopée, pour R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et R1B ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) pour la configuration de rugosité S1 ($\lambda \approx 0.20$)

et étendues de la loi logarithmique trouvées pour le régime R1A ($Fr = 0.23$), où elle se situe entre $z/h = 1.23$ et $z/h = 1.54$ et pour le régime R1B ($Fr = 0.54$), où elle se situe entre $z/h = 1.17$ et $z/h = 1.43$.

En conclusion, on a pu observer que le nombre de Froude n'a d'effet ni sur la similarité de l'écoulement moyen au dessus de la canopée, ni sur l'écoulement moyen dans la canopée.

4.2 EFFET DE LA DENSITÉ λ

Le second effet de macro-rugosités étudié ici est l'effet de la densité de rugosités λ , définie comme le rapport de l'aire frontale d'un élément de rugosité et de l'aire totale d'un motif caractéristique de rugosité. Dans ce cas, on s'attend uniquement à des effets dans la canopée, l'écoulement y étant très sensible à la géométrie. Pour un confinement relativement faible, on s'attend donc à ce que la similarité de l'écoulement moyen au dessus des rugosités soit préservée.

Dans le cas ici présent, deux densités de rugosités vont être comparées par l'intermédiaire de deux configurations : la configuration S1 (Fig. 4.13(a)), avec une densité $\lambda \approx 0.20$, qui est dite alignée, et la configuration S2 (Fig. 4.13(b)), avec une densité $\lambda \approx 0.40$, qui est dite en décalé. Pour mener la comparaison, on fixe le nombre de Froude Fr à 0.54 et le nombre de confinement α à 0.15, ce qui correspond au régime appelé R1B. Un récapitulatif des paramètres de ces écoulements est donné dans le tableau 4.5.

	λ	Fr	α	D (cm)	U_d (cm.s ⁻¹)	U_{max} (cm.s ⁻¹)
S1 (R1B)	0.197	0.54	0.15	13.5	62.1	87.29
S2 (R1B)	0.395	0.54	0.15	13.5	62.1	91.04

TAB. 4.5 – Paramètres liés à l'écoulement des deux régimes choisis pour l'étude de l'effet de la densité λ

Tout comme pour l'étude de l'effet du nombre de Froude, l'étude de l'effet de la densité de rugosités sera faite en deux temps. Dans un premier temps, on s'intéressera à l'écoulement moyen au dessus des rugosités, puis ensuite à l'écoulement moyen dans la canopée.

Pour l'étude au dessus des rugosités, les données issues du champs vertical situé à $y/h = 1.125$ du régime $R1B$ ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) sur la configuration $S1$, soit le champ noté C sur la figure 4.14(a), seront comparées à celles du champ vertical mesuré à $y/h = 0$ du même régime sur la configuration $S2$, soit le champ noté A sur la figure 4.14(b), mesuré pour la validation de l'établissement de la couche limite (voir Sect. 2.5.1 Chap. 2). Ainsi, la double moyenne sera faite avec moyenne spatiale selon x uniquement. Il est à noter que la mesure pour la configuration $S2$ n'a pas permis d'obtenir les mêmes résolutions de grille lors du traitement. Cet aspect sera pris en compte lors de la comparaison.

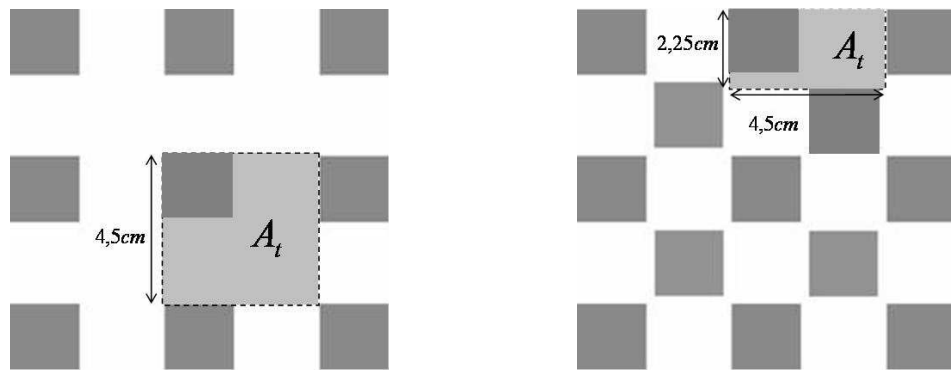


FIG. 4.13 – Configurations de rugosités comparées (a) $S1$ avec $\lambda \approx 0.20$ (b) $S2$ avec $\lambda \approx 0.40$

Dans un second temps, l'écoulement dans la canopée sera étudié. Pour cela, les données issues des trois champs verticaux mesurés entre les cubes seront utilisées et doublément moyennées, avec moyenne spatiale selon x et y . Ces champs pour la configuration $S2$ sont situés en $y/h = 0$, $y/h = 0.25$ et $y/h = 0.625$, et ceux de la configuration $S1$ en $y/h = 0$, $y/h = 0.625$ et $y/h = 1.125$, comme représentés sur les figures 4.14(a-b). Tous les champs ont la même résolution dans ce cas.

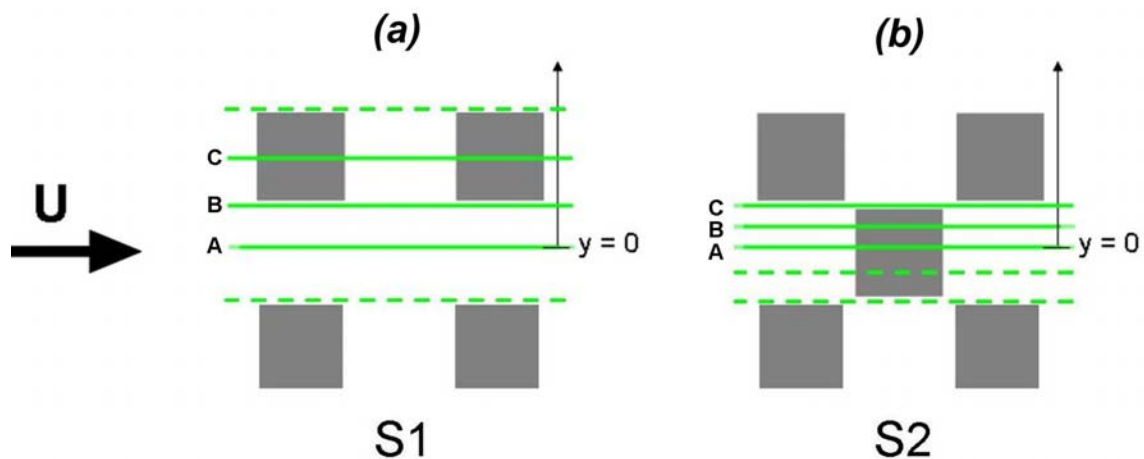


FIG. 4.14 – Dispositions des plans mesurés (en trait plein) et obtenus par symétrie (en pointillés) pour les configurations $S1$ et $S2$

4.2.1 ÉCOULEMENT MOYEN AU DESSUS DE LA CANOPÉE

Étant donné que les champs moyennés temporellement ont été mesurés au dessus d'une rangée de cubes, autant pour la configuration $S1$ que $S2$, il est possible d'estimer la hauteur de la sous couche rugueuse par la méthode basée sur les profils de dispersion liée à la présence des rugosités (voir Sect. 3.5.2 Chap. 3). Sur les figures 4.15(a-b), sont tracés les profils verticaux de dispersion liée à la présence des rugosités calculée localement, *i.e.* pour y/h fixé, pour toutes les quantités statistiques respectivement pour les écoulements moyens au dessus des configurations $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

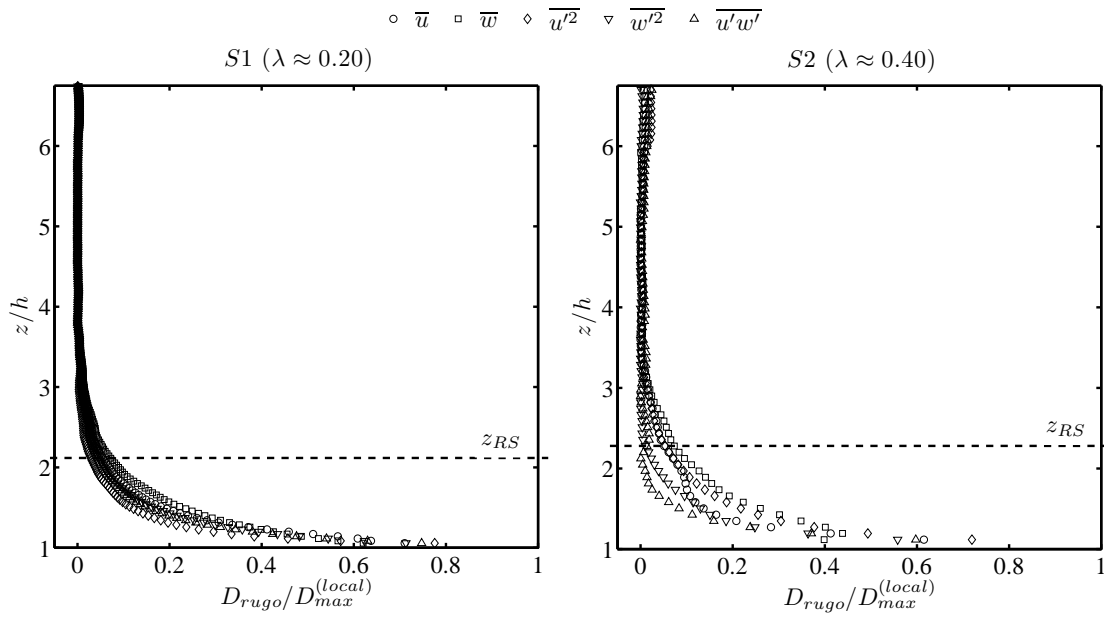


FIG. 4.15 – Profils de dispersion spatiale liée à la présence des rugosités $D_{rugo}/D_{max}^{(local)}$ pour l'ensemble des quantités statistiques : (a) configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$, $Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et (b) configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$, $Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$)

En prenant la hauteur de la sous couche rugueuse là où la dispersion spatiale liée à la présence des rugosités atteint 5% de la dispersion totale maximale, on obtient les valeurs données dans le tableau 4.6.

	z_{RS}/h ± 0.2	η_{RS} ± 0.02
$S1$, $\lambda \approx 0.20$	2.1	0.21
$S2$, $\lambda \approx 0.40$	2.3	0.23

TAB. 4.6 – Hauteurs de la sous couche rugueuse z_{RS} normalisées ($\eta_{RS} = (z_{RS} - d) / (D - d)$).

Les valeurs sont, à l'erreur près, strictement les mêmes. La hauteur de la sous couche rugueuse ne dépend donc pas de la densité de la rugosité pour un nombre de Froude et un nombre de confinement fixés.

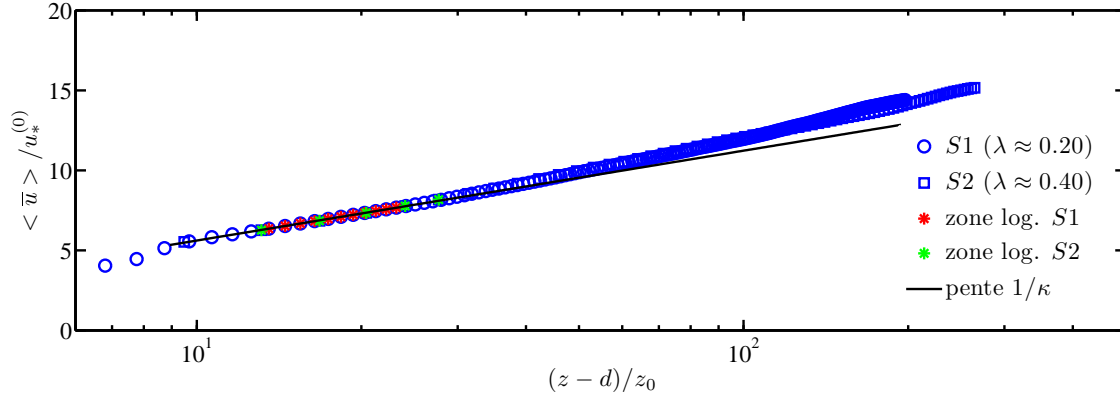
4.2.1.1 LOI LOGARITHMIQUE ET PARAMÈTRES DE PAROI (u_* , d , z_0)

FIG. 4.16 – Profils de vitesse doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle_x / u_*^{(0)}$ fonction de $(z-d)/z_0$ en échelle semi-logarithmique pour S1 ($\lambda \approx 0.20$) et S2 ($\lambda \approx 0.40$). En trait plein, la pente théorique $1/\kappa$, en *, la position de la zone logarithmique.

On estime la vitesse de frottement par extrapolation de la contrainte de cisaillement à $z = 0$. Un ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesse doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle_x$ est ensuite effectué pour estimer la hauteur de déplacement d et la longueur de rugosité z_0 . Par minimisation de l'erreur commise sur la pente lors de la régression linéaire effectuée comme ajustement, la position et l'étendue de la loi logarithmique ont pu être estimées. Le résultat de l'ajustement est présenté sur la figure 4.16 en représentation semi-logarithmique. L'erreur commise sur la pente est de 0.3% dans le cas de l'écoulement sur la configuration S1 ($\lambda \approx 0.20$) et de 1.1% dans le cas de celui sur la configuration S2 ($\lambda \approx 0.40$). Étant données les faibles erreurs commises sur la pente, on considère que la loi logarithmique est réellement observée pour les deux configurations de rugosités. Les bornes de la loi logarithmique sont données dans le tableau 4.7.

	z_{min}/h ± 0.025	η_{max} ± 0.004	z_{max}/h ± 0.025
S1, $\lambda \approx 0.20$	1.23	0.12	1.51
	± 0.075	± 0.01	± 0.075
S2, $\lambda \approx 0.40$	1.11	0.10	1.50

TAB. 4.7 – Positions des bornes inférieure z_{min} et supérieure z_{max} de la zone logarithmique normalisées ($\eta_{max} = (z_{max} - d) / (D - d)$)

Compte tenu de la résolution spatiale des deux profils, on observe que la loi logarithmique se situe au même endroit quel que soit la densité de rugosités. Cela rejoint l'idée de Jiménez (2004) et Townsend (1976) selon laquelle la similarité de l'écoulement moyen n'est pas affectée par les rugosités. Encore une fois, on observe que la loi logarithmique se trouve dans la partie supérieure de la sous couche rugueuse, telle qu'on la définit. Dans cette zone, la dispersion spatiale liée à la présence des rugosités est comprise entre 18% et 41% de la dispersion totale maximale pour la configuration S1 ($\lambda \approx 0.20$) et entre 14% et 60% pour la configuration S2 ($\lambda \approx 0.40$).

Dans le tableau 4.8, sont donnés tous les paramètres issus de l'ajustement de la loi logarithmique : la vitesse de frottement $u_*^{(0)}$, la hauteur de déplacement d , la longueur

de rugosité z_0 , la borne inférieure de la zone logarithmique z_{min} et la borne supérieure de la zone logarithmique z_{max} , et ce pour les deux configurations $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

	$u_*^{(0)}/U_{max}$ ± 0.003	d/h ± 0.005	z_0/h ± 0.001
$S1, \lambda \approx 0.20$	0.069	0.83	0.030
	± 0.004	± 0.01	± 0.005
$S2, \lambda \approx 0.40$	0.065	0.91	0.021

TAB. 4.8 – Valeurs adimensionnelles des paramètres de paroi (u_* , d , z_0) et des bornes inférieure z_{min} et supérieure z_{max} pour $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$)

La vitesse de frottement $u_*^{(0)}$ est légèrement inférieure pour la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) mais l'écart entre les deux valeurs n'est pas significatif. Les paramètres les plus affectés sont d et z_0 . Lorsque l'on multiplie la densité λ par 2, la hauteur de déplacement d augmente et la longueur de rugosité z_0 diminue. Ces tendances sont en accord avec celles des paramétrisations proposées par Macdonald et al. (1998), et en ce qui concerne la longueur de rugosité, cette diminution est en accord avec les observations de Pietri et al. (2009), sur la base de mesures effectuées en soufflerie sur canopée végétale. En prenant $k_s = z_0/0.033$, on obtient respectivement $k_s^+ = 1100$ et $k_s^+ = 770$ pour les configurations $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$). La configuration $S1$ est donc bien la plus rugueuse des deux.

4.2.1.2 LOI DE VITESSE DÉFICITAIRE : DÉTERMINATION DU PARAMÈTRE DE COLES Π

Pour confirmer le fait que les rugosités n'ont pas d'impact sur la similarité de l'écoulement moyen dans la couche externe, on s'intéresse maintenant à la loi déficitaire de vitesse. Par ajustement de la loi déficitaire au profil de vitesse doublement moyennée dans la zone de l'écoulement situé au dessus de la zone logarithmique, on détermine le paramètre de Coles Π . Le résultat de l'ajustement est présenté sur la figure 4.17 pour les profils correspondant à l'écoulement au dessus de la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et de la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

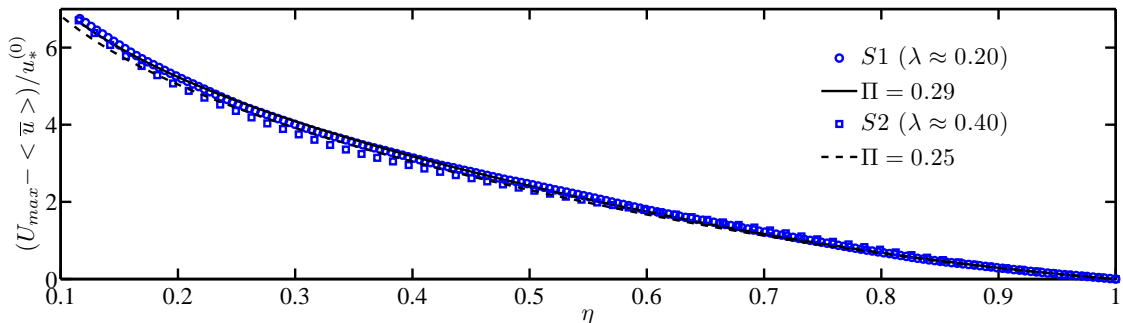


FIG. 4.17 – Profils de vitesse $(U_{max} - \langle \bar{u} \rangle) / u_*^{(0)}$ et ajustement de la loi déficitaire selon l'équation 3.28 pour $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

On observe qu'à l'erreur de convergence temporelle près, les profils se superposent dans la zone d'ajustement. Les valeurs de Π sont estimées à 0.29 pour la configuration

de rugosité $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et à 0.25 pour la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$). Les valeurs sont relativement proches, on peut ainsi conclure que la densité de rugosité λ n'a pas d'influence sur la vitesse longitudinale doublement moyennée dans la couche externe.

4.2.1.3 PROFILS TURBULENTS

On a pu observer que le changement de densité des rugosités n'avait pas d'impact sur la similarité de l'écoulement dans la couche externe. On s'attend donc à ce qu'il n'y ait pas de différences entre les profils turbulents dans cette zone.

Sur les figures 4.18(a-c), sont représentés les profils turbulents issus de la double moyenne respectivement $\sqrt{\langle u'^2 \rangle_x}$ et $\sqrt{\langle w'^2 \rangle_x}$, celui des tensions de Reynolds $\langle u'w' \rangle_x$ au dessus de la canopée pour les configurations $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

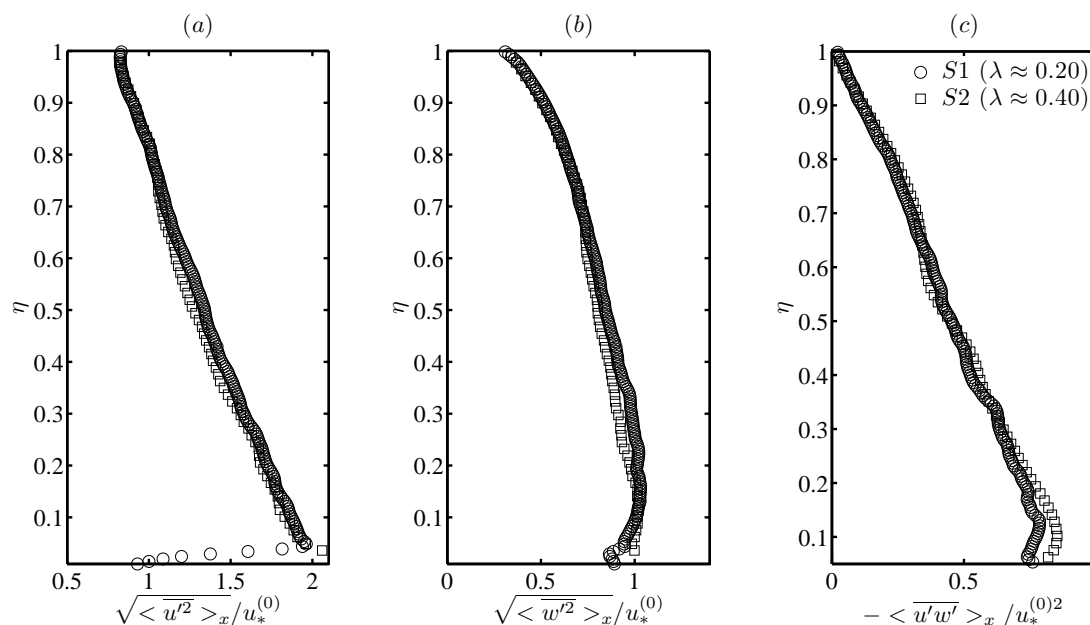


FIG. 4.18 – Profils verticaux au dessus de la canopée de (a) $\sqrt{\langle u'^2 \rangle_x} / u_*^{(0)}$, (b) $\sqrt{\langle w'^2 \rangle_x} / u_*^{(0)}$ et (c) $-\langle u'w' \rangle_x / u_*^{(0)2}$ pour $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$)

On observe pour les trois quantités, que les profils se superposent parfaitement de la surface libre jusqu'en haut de la canopée. Les légers écarts que l'on peut observer aussi bien pour $\sqrt{\langle w'^2 \rangle_x}$ entre $\eta = 0$ et $\eta = 0.4$ que pour $\langle u'w' \rangle_x$ entre $\eta = 0$ et $\eta = 0.3$, sont peu significatifs devant l'erreur de convergence temporelle. L'écoulement turbulent au dessus de la canopée reste inchangé malgré le changement de densité λ .

4.2.1.4 COEFFICIENT DE CORRÉLATION DES TENSIONS DE REYNOLDS

Sur la figure 4.19, sont tracés les profils du coefficient de corrélation R_{uw} des tensions de Reynolds au dessus de la canopée pour les deux configurations de rugosités $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$). Comme attendu, les profils se superposent parfaitement et ont une

valeur constante de 0.4 entre $\eta = 0$ et $\eta = 0.5$, ce qui, selon Nezu & Nakagawa (1993) et Hurther et al. (2007), est la confirmation que l'écoulement moyen est bien similaire.

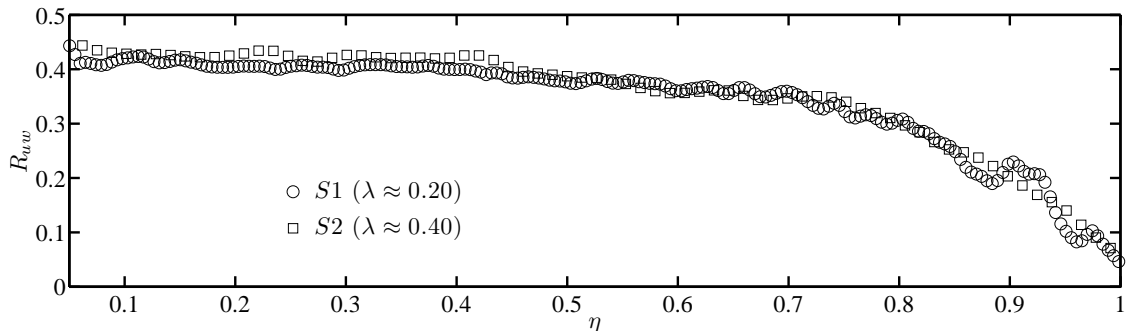


FIG. 4.19 – Profils verticaux de coefficient de corrélation des tensions de Reynolds R_{uw} au dessus de la canopée pour S1 ($\lambda \approx 0.20$) et S2 ($\lambda \approx 0.40$)

4.2.1.5 LONGUEUR DE MÉLANGE

Sur la figure 4.20, sont représentés les profils de la longueur de mélange pour les deux configurations S1 ($\lambda \approx 0.20$) et S2 ($\lambda \approx 0.40$). Lorsque la loi logarithmique est observée dans le profil de vitesse $\langle \bar{u} \rangle$ alors la longueur de mélange suit une loi linéaire en $\kappa(z - d)$ dans la zone logarithmique. La courbe correspondant à cette loi est également représentée sur la figure 4.20.

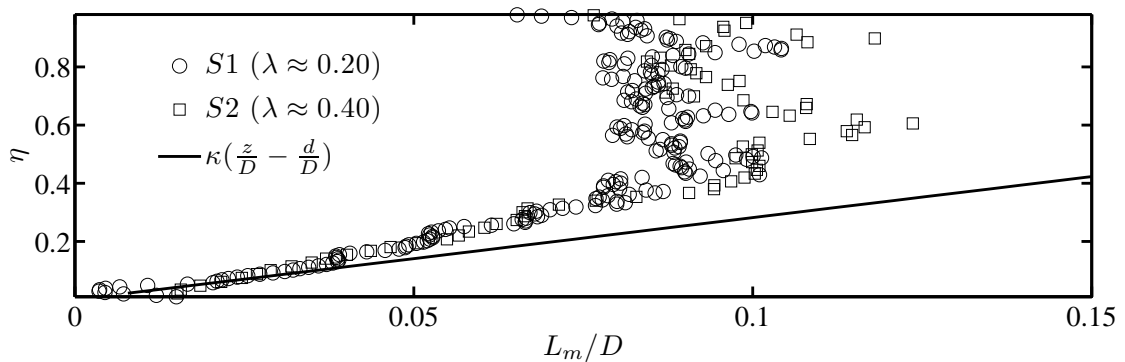


FIG. 4.20 – Profils verticaux de longueur de mélange L_m/D au dessus de la canopée pour S1 ($\lambda \approx 0.20$) et S2 ($\lambda \approx 0.40$)

On constate que les profils sont très bruités entre $\eta = 0.4$ et $\eta = 1$. Cela est dû à la fois à l'erreur de convergence temporelle pour les tensions de Reynolds mais également à l'erreur d'estimation du gradient de vitesse longitudinale, en particulier dans le cas de la configuration S2 où la résolution spatiale du profil est plus faible. Malgré tout, on observe une bonne concordance entre les profils de la longueur de mélange, quelle que soit la densité de rugosité, autour d'une valeur constante de 0.095 environ.

En conclusion, on peut dire que l'observation des différents profils des quantités statistiques de l'écoulement a permis de mettre en évidence la similarité de l'écoulement moyen au dessus de la canopée.

4.2.2 ÉCOULEMENT MOYEN DANS LA CANOPIÉE

Afin d'évaluer l'effet de la densité λ sur l'écoulement dans la canopée, on utilise maintenant la double moyenne issue des trois champs mesurés dans les cas de $S1$ et $S2$, décrits plus haut sur les figures 4.14. Il ne sera donc pas possible d'étudier les profils dans toute la sous couche rugueuse, *i.e.* au delà de $z = h$.

4.2.2.1 TRIDIMENSIONNALITÉ DE L'ÉCOULEMENT MOYEN

Sur les figures 4.21(a-c), sont représentés les champs de vecteurs (\bar{u}, \bar{w}) ainsi que les lignes de courant entre $z/h = 0$ et $z/h = 1$ pour la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) situés respectivement à $y/h = 0$, $y/h = 0.625$ et $y/h = 1.125$. Sur les figures 4.21(d-f), sont représentés les mêmes types de champs pour la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) situés respectivement à $y/h = 0$, $y/h = 0.25$ et $y/h = 0.625$.

Contrairement à la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$), où l'écoulement entre deux rangées est parallèle (Fig. 4.21(d)) alors que celui entre les cubes d'une même rangée est de type recirculation (Fig. 4.21(f)), dans le cas de la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$), on peut voir la marque de la recirculation entre les cubes sur l'ensemble des trois champs. Le centre de la recirculation se trouve aux environs de $(0.65, 0.35)$ contre $(0.70, 0.70)$ dans le cas de la recirculation dans le champ situé à $y/h = 1.125$ du cas $S1$, si on prend $x = 0$ au niveau de $x = 1$ pour se placer dans la même configuration.

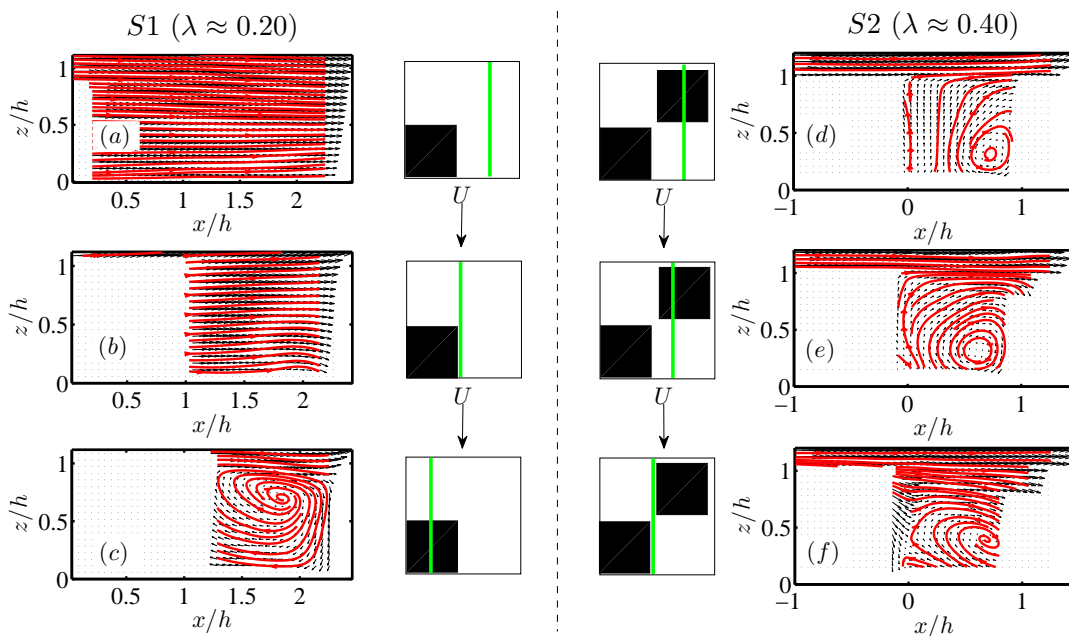


FIG. 4.21 – Champs de vecteurs (\bar{u}, \bar{w}) et lignes de courant (en rouge) entre $z/h = 0$ et $z/h = 1$ pour la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) situés à (a) $y/h = 0$, (b) $y/h = 0.625$ et (c) $y/h = 1.125$, mêmes champs pour la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) situés à (d) $y/h = 0$, (e) $y/h = 0.25$ et (f) $y/h = 0.625$

Sur les figures 4.22(a-b), sont représentés les champs horizontaux de vecteurs vitesse (\bar{u}, \bar{v}) ainsi que les lignes de courant dans le champ situé à $z/h = 2/3$ respectivement pour

la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

On observe que le bulbe de recirculation situé en aval du cube dans la configuration $S1$ (Fig. 4.22(a)) n'est pas observé dans le cas de la configuration $S2$ (Fig. 4.22(b)). L'écoulement porte la marque des fortes recirculations observées sur les figures 4.21(a-c), avec un écoulement plus faible en amont et en aval des cubes, qui sont la marque de flux ascendants et descendants (autour de $y/h = 0$ et $y/h = 1.25$), et des jets entre deux cubes (autour de $(0.625, 1.25)$), que l'on peut également observer sur la figure 4.21(c) le long de l'arête du cubes ($x/h \approx 0$). Le défaut de symétrie de l'écoulement observé dans le cas de $S2$ (Fig. 4.22(b)) est lié à un espacement légèrement irrégulier entre deux rangées décalées de cubes.

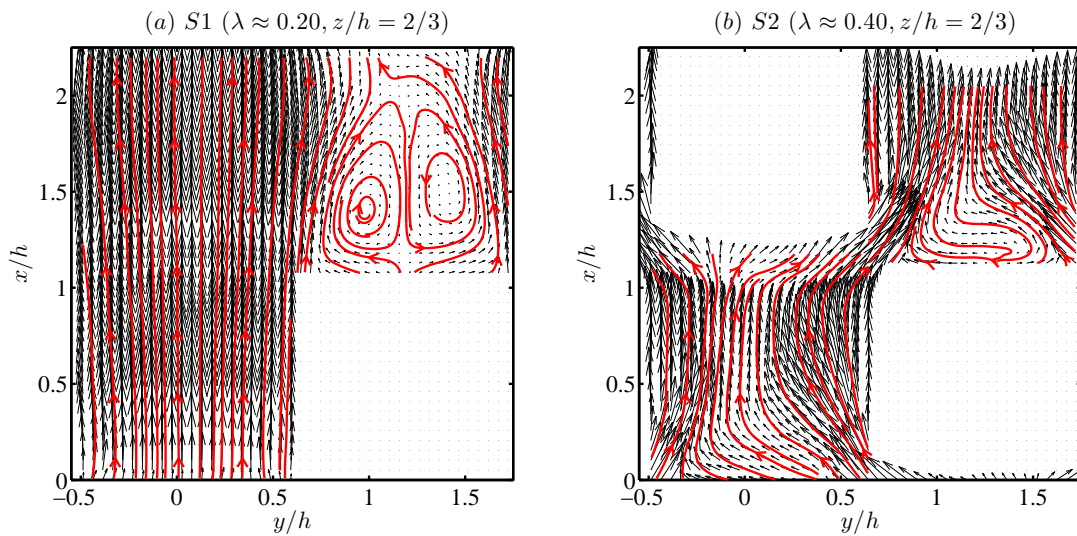


FIG. 4.22 – Champs de vecteurs horizontaux (\bar{u}, \bar{v}) et lignes de courant (en rouge) à $z/h = 2/3$ pour (a) $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et (b) $S2$ ($\lambda \approx 0.40$)

4.2.2.2 PROFIL DE VITESSE $\langle \bar{u} \rangle$ DANS LA CANOPÉE

La différence de densité a un effet non négligeable sur la structure tridimensionnelle de l'écoulement moyen dans la canopée. Cet effet se traduit directement par une modification non négligeable du profil de vitesse doublement moyennée dans la canopée. Sur la figure 4.23, sont représentés les profils de vitesse doublement moyennée pour les deux configurations de rugosité $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$). On observe que, de par la présence de fortes recirculations dans les cavités formées par les cubes, la vitesse doublement moyennée est globalement plus faible dans le cas de $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

On remarque cependant que la tendance générale est la même, et comme translatée vers les valeurs inférieures. Dans le cas de $S2$, on observe un changement de signe de la vitesse à $z/h \approx 0.35$, ce qui correspond à la hauteur à laquelle se trouve le centre de la recirculation. Étant donné ce changement de signe, il est impossible d'appliquer l'expression exponentielle proposée par Macdonald (2000) au profil de vitesse doublement moyennée de $S2$. On observe également que les deux profils se rejoignent en $z = h$, étant

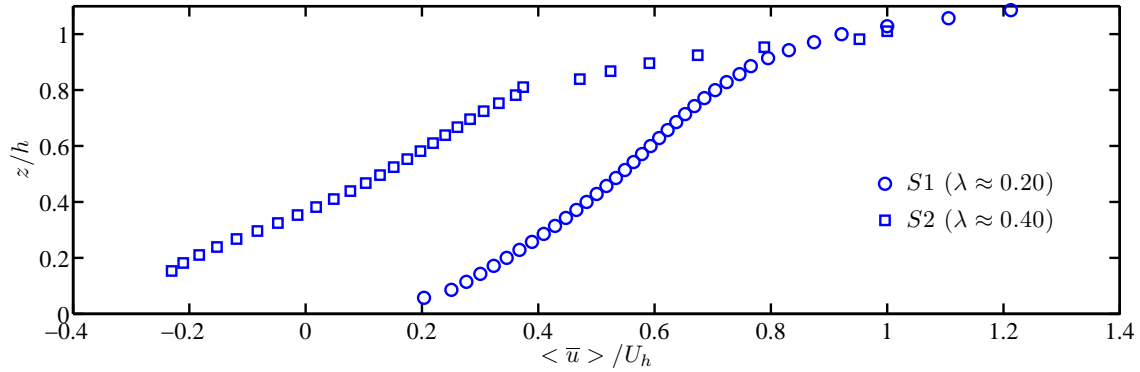


FIG. 4.23 – Profils de vitesse $\langle \bar{u} \rangle / U_h$ pour $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $\langle \bar{u} \rangle_x / U_h$ pour $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) dans la canopée

données les observation faites sur la loi logarithmique, les profils de vitesse doivent se superposer sur la partie supérieure de la sous couche rugueuse.

Étant donné également que le profil doublement moyenné pour $z/h > 1$ n'est pas accessible, il sera également impossible d'ajuster l'expression de Katul et al. (2002) dans le cas ici présent. On peut cependant anticiper sur la valeur de γ , qui est un coefficient de proportionnalité entre la taille des structures de type Kelvin Helmholtz et la hauteur des rugosités et qui apparaît dans la tangente hyperbolique de l'expression donnée par Katul et al. (2002). Sur la figure 4.23, on remarque que plus le changement de courbure autour du point d'inflexion est important, plus le coefficient γ est faible. Ainsi, on peut s'attendre, étant donné le fort gradient observé autour de z/h sur la figure 4.23, à ce que le coefficient γ soit inférieur à 0.4.

4.2.2.3 PROFILS TURBULENTS ET DISPERSIFS

Sur les figures 4.24(a-b), sont représentés les profils doublement moyennés respectivement des écart-types de vitesse $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ et $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ pour les configurations de rugosité $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

On remarque que, dans le cas de $S2$ ($\lambda \approx 0.40$), les valeurs de $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ (Fig. 4.24(a)) et de $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ (Fig. 4.24(b)) sont plus faibles que pour la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$). Cela est certainement lié à la présence d'une recirculation dans l'ensemble de la cavité inter-cubes.

Sur les figures 4.25(a-b), sont représentés les profils doublement moyennés respectivement des tensions de Reynolds $\langle \bar{u}'w' \rangle$ et des tensions dispersives $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$.

On observe que les deux quantités varient avec une densité croissante. Les tensions de Reynolds dans la canopée sont plus faibles dans le cas de $S2$ ($\lambda \approx 0.40$). Sur la figure 4.25(b), on observe que la valeur maximale est atteinte à $z/h = d/h$ dans les deux cas. On observe également que les tensions dispersives sont strictement positives, et très faibles sur la moitié basse de la canopée dans le cas de $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) alors qu'elles voient leur signe inversé dans le cas de $S1$ ($\lambda \approx 0.20$).

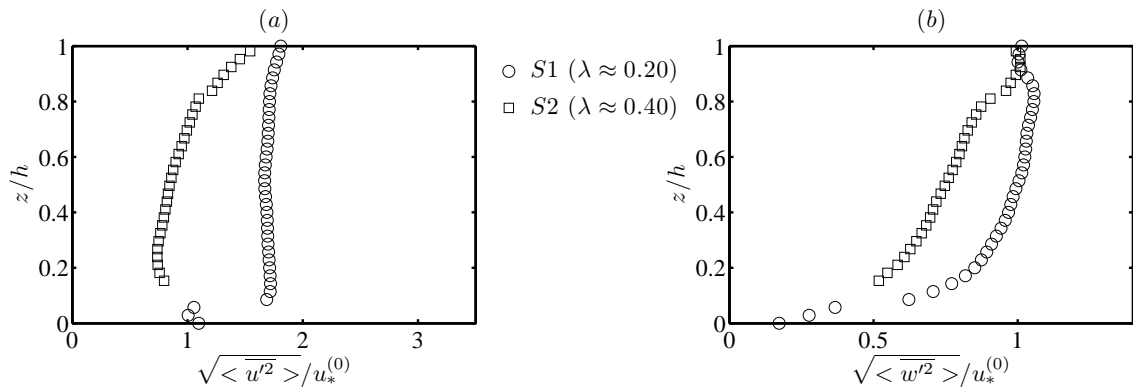


FIG. 4.24 – Profils verticaux dans la canopée de (a) $\sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u_*^{(0)}$ et (b) $\sqrt{\langle w'^2 \rangle} / u_*^{(0)}$ pour S1 ($\lambda \approx 0.20$) et S2 ($\lambda \approx 0.40$)

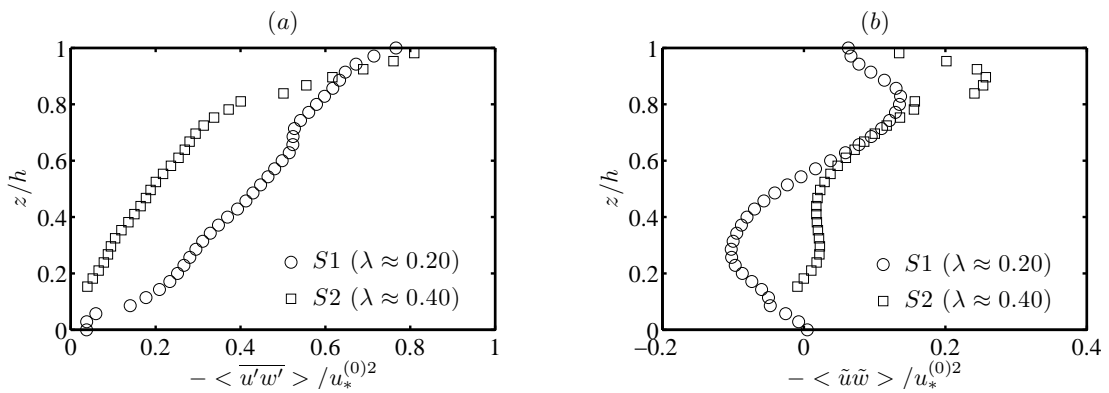


FIG. 4.25 – Profils verticaux dans la canopée de (a) tensions de Reynolds $-\langle \overline{u'w'} \rangle_x / u_*^{(0)2}$ et (b) tensions dispersives $-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle_x / u_*^{(0)2}$ pour S1 ($\lambda \approx 0.20$) et S2 ($\lambda \approx 0.40$)

La densité λ a donc une grande influence sur la turbulence, et la dispersion spatiale dans la canopée.

4.2.2.4 LONGUEUR DE MÉLANGE

Le profil de longueur de mélange est ainsi tracé sur la figure 4.26 pour les deux configuration de rugosités S1 ($\lambda \approx 0.20$) et S2 ($\lambda \approx 0.40$).

On constate que, malgré une densité de rugosités doublée, le profil de longueur de mélange est quasiment inchangé dans la partie supérieure de la canopée. L'écart entre les deux profils se fait à partir de $z/h = 0.5$, zone où l'on peut observer le cœur de la recirculation (voir Fig. 4.21(a-c)). Cela signifie que dans la partie supérieure, les structures sont du même ordre de taille que dans le cas S1 ($\lambda \approx 0.20$), alors que, dans la partie inférieure, la recirculation a un effet sur la taille des structures proches du fond.

En conclusion, on a pu observer tout d'abord que la densité de rugosités n'affectait pas la similarité de l'écoulement. En particulier, la loi logarithmique ainsi que la loi déficitaire ont pu être observées. À l'issue de l'estimation des paramètres de paroi, il s'est avéré que la configuration S2 ($\lambda \approx 0.40$) correspond à la surface la moins rugueuse, avec un

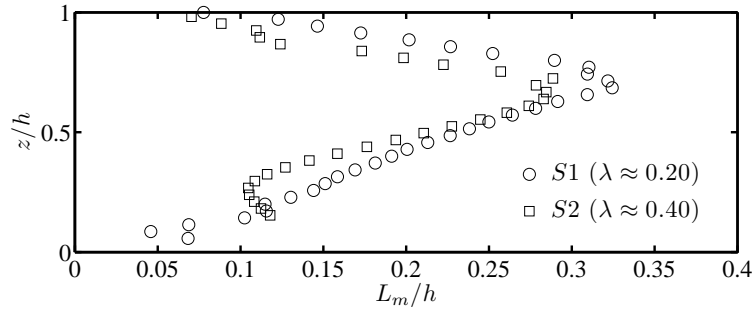


FIG. 4.26 – Profils verticaux de longueur de mélange L_m/h dans la canopée pour $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$)

$k_s^+ = 770$ contre $k_s^+ = 1100$ pour la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$).

Dans la canopée, l'écoulement moyen est très affecté par le changement de densité et de disposition. Il se forme alors, dans le cas de la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$), une recirculation dans toute la cavité inter-cubes. Ainsi, toutes les quantités statistiques, de la moyenne aux écart-types, sont affectées par cette recirculation.

4.3 EFFET DU NOMBRE DE CONFINEMENT α

Dans les sections précédentes, il a été mis en évidence que ni le nombre de Froude Fr ni la densité de rugosités λ n'avaient d'effet sur la structure globale de l'écoulement au dessus de la canopée. Il a été mis également en évidence que la structure de l'écoulement dans la canopée est fortement influencée uniquement par la densité de cubes λ . Il s'agit maintenant de mettre en évidence les effets du confinement sur la couche limite.

Pour cela, l'étude sera menée en deux parties : au dessus des rugosités et dans la canopée.

Pour l'étude de l'écoulement moyen au dessus de la canopée, les mesures effectuées pour la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) dans les champs verticaux situés à $y/h = 0$, $y/h = 0.625$ et $y/h = 1.125$ (voir Fig. 4.14(a)) ainsi que les mesures effectuées pour la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) dans les champs situés à $y/h = 0$ (voir Fig. 4.14(a)) seront utilisées. Il est à noter que les mesures pour la configuration $S2$ sont trois fois moins bien résolues spatialement que celles de la configuration $S1$.

L'ensemble des mesures concerne trois nombres de confinement : $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$ et $\alpha = 0.33$. Comme on peut le voir dans les tableaux 4.9 et 4.10, dans le cas de la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$), les trois régimes étudiés ont sensiblement le même nombre de Froude Fr , alors que dans le cas de la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$), le régime au nombre de confinement $\alpha = 0.15$ a un nombre de Froude $Fr = 0.54$ plus élevé que les autres régimes. Cependant, on a montré que le nombre de Froude n'avait pas d'effet sur la structure de l'écoulement moyen. Si un effet est observé, alors il sera dû au confinement.

Pour l'étude de l'écoulement moyen dans la canopée, ces mêmes régimes seront comparés à l'exception du régime $R2A$ ($\alpha = 0.24$, $Fr = 0.22$) dans le cas de la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$), les mesures pour celui ci n'ayant pas été effectuées. En ce qui concerne les deux autres confinements pour cette même configuration $S2$, les mesures dans la canopée

	Fr	α	D (cm)	U_d (cm.s ⁻¹)	U_{max} (cm.s ⁻¹)
R1A	0.23	0.15	13.5	26.8	38.28
R2A	0.22	0.24	8.4	20.2	31.25
R3A	0.21	0.33	6.1	16.5	26.21

TAB. 4.9 – Paramètres liés à l'écoulement des régimes choisis pour l'étude de l'effet du nombre de confinement α pour la configuration de rugosité S1 ($\lambda \approx 0.20$)

	Fr	α	D (cm)	U_d (cm.s ⁻¹)	U_{max} (cm.s ⁻¹)
R1B	0.54	0.15	13.5	62.2	91.04
R2A	0.22	0.24	8.4	20.2	31.69
R3A	0.21	0.33	6.1	16.5	29.27

TAB. 4.10 – Paramètres liés à l'écoulement des régimes choisis pour l'étude de l'effet du nombre de confinement α pour la configuration de rugosité S2 ($\lambda \approx 0.40$)

ne sont accessibles que jusqu'à $z = h$, comme on a pu le voir lors de l'étude de l'effet de la densité λ (voir Sect. 4.2).

4.3.1 ÉCOULEMENT MOYEN AU DESSUS DE LA CANOPÉE

4.3.1.1 SOUS COUCHE RUGUEUSE

Il a été choisi ici de définir la sous couche rugueuse comme la zone où la dispersion spatiale des profils des différentes quantités statistiques liée à la présence des rugosités est non négligeable, soit $D_{rugo} > 5\% D_{max}$. Dans la littérature, elle est généralement considérée comme uniquement dépendante de la géométrie du fond rugueux, et donc ici indépendante de l'état de confinement de la couche limite à configuration de rugosité fixée. Afin de vérifier cette hypothèse, la méthode basée sur la dispersion spatiale liée à la présence des rugosités (voir Sect. 3.5 Chap. 3) a été employée pour les trois confinements $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$ et $\alpha = 0.33$ pour les deux configurations. Il est à noter que dans le cas de la configuration S2 ($\lambda \approx 0.40$), cette méthode a été employée à partir du seul champ mesuré à $y/h = 0$, alors que dans le cas de S1 ($\lambda \approx 0.20$) l'ensemble des trois champs mesurés a été employé.

Les profils verticaux de dispersion spatiale liée à la présence des rugosités pour la configuration de rugosité S1 ($\lambda \approx 0.20$) sont représentés sur les figures 4.27(a-c) respectivement pour $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$, et $\alpha = 0.33$. Ces mêmes profils sont tracés pour la configuration S2 ($\lambda \approx 0.40$) sur les figures 4.28(a-c) respectivement pour $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$ et $\alpha = 0.33$.

Dans un premier temps, on remarque que le comportement de la dispersion liée à la présence des rugosités est le même quel que soit le nombre de confinement α et la densité λ . Cela renforce donc la pertinence de la méthode employée.

L'estimation de la hauteur de la sous couche rugueuse obtenue pour chaque régime est représentée en pointillés sur la figure 4.27. Les valeurs normalisées par la hauteur des rugosités sont données dans le tableau 4.11 pour la configuration S1 ($\lambda \approx 0.20$) et dans le

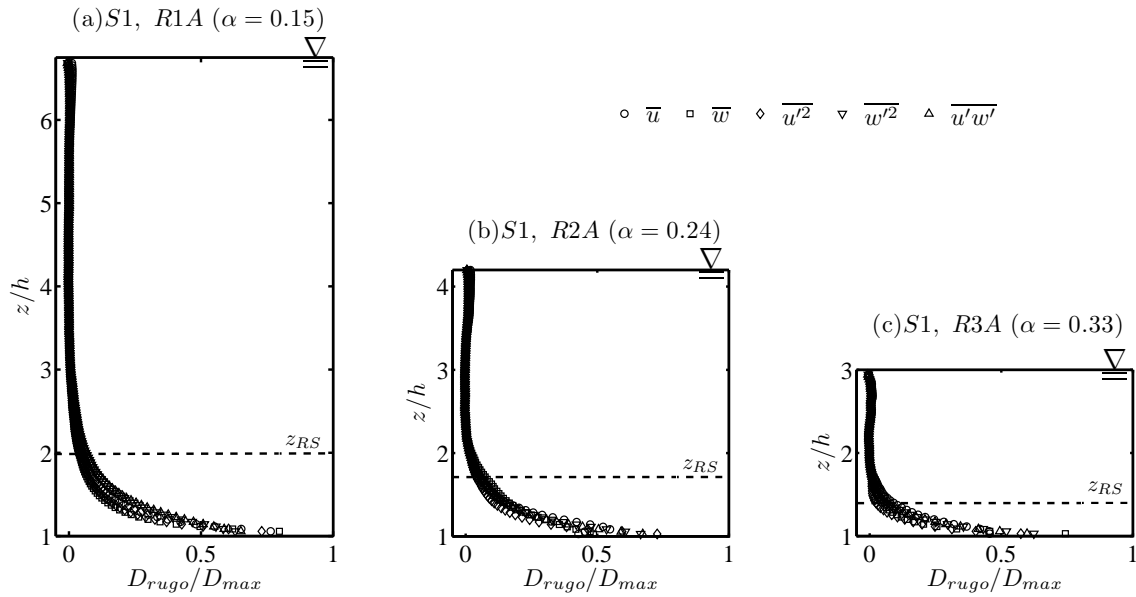


FIG. 4.27 – Dispersion liée à la présence des rugosités calculée à partir de chaque quantité statistique pour les trois régimes : R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$), R3A ($\alpha = 0.33$), dans le cas de la configuration de rugosités S1 ($\lambda \approx 0.20$). En pointillés : hauteur de la sous couche rugueuse z_{RS}

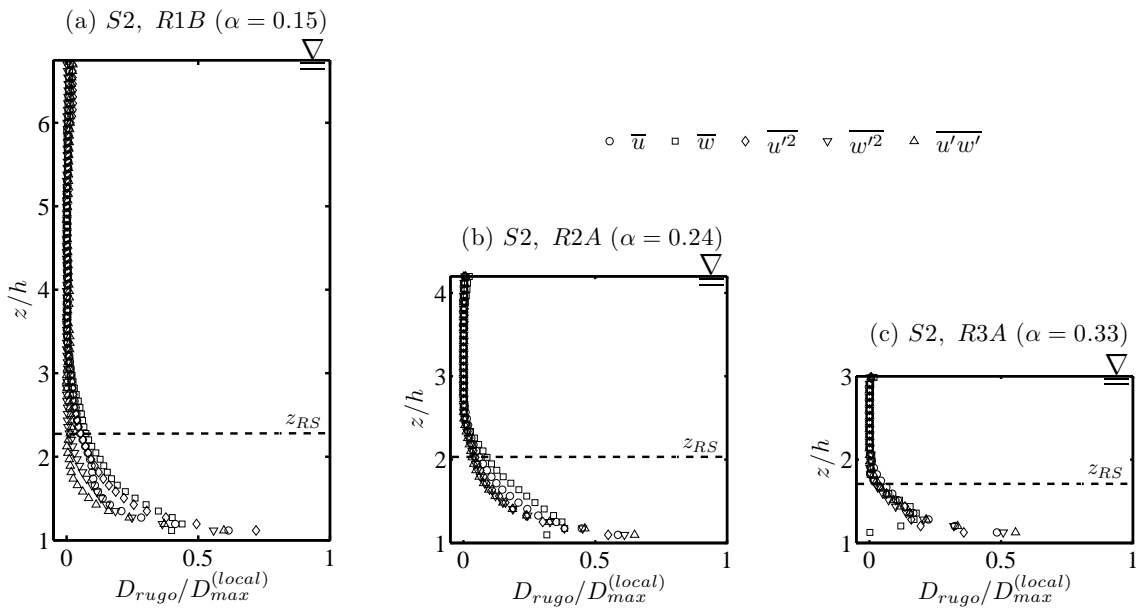


FIG. 4.28 – Dispersion liée à la présence des rugosités calculée à partir de chaque quantité statistique pour les trois régimes : R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$), R3A ($\alpha = 0.33$), dans le cas de la configuration de rugosités S2 ($\lambda \approx 0.40$). En pointillés : hauteur de la sous couche rugueuse z_{RS}

tableau 4.12 pour la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

$S1$	z_{RS}/h
$R1A, \alpha = 0.15$	2 (± 0.12)
$R2A, \alpha = 0.24$	1.7 (± 0.07)
$R3A, \alpha = 0.33$	1.4 (± 0.03)

TAB. 4.11 – Hauteurs de la sous couche rugueuse z_{RS} normalisées par la hauteur des rugosités h pour la configuration de rugosités $S1$ ($\lambda \approx 0.20$).

On constate que la hauteur de la sous couche rugueuse, en comparaison avec la hauteur des rugosités, diminue à mesure que l'on augmente le confinement quelle que soit la densité λ . Cela montre que l'étendue de la sous couche rugueuse ne dépend pas uniquement de la géométrie, ce qui peut expliquer l'intervalle de 2 à $5h$ souvent donné dans la littérature. On remarque également, en comparant à confinement fixé, que la sous couche rugueuse est plus épaisse dans le cas de la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$). Cependant, la méthode n'a pas été employée sur le même type de champs, ce qui peut expliquer cette différence. Elle reste en effet du même ordre.

$S2$	z_{RS}/h
$R1B, \alpha = 0.15$	2.28 (± 0.2)
$R2A, \alpha = 0.24$	2.04 (± 0.05)
$R3A, \alpha = 0.33$	1.68 (± 0.05)

TAB. 4.12 – Hauteurs de la sous couche rugueuse z_{RS} normalisées par la hauteur des rugosités h pour la configuration de rugosités $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

Il apparaît donc que l'étendue de la sous couche rugueuse soit dépendante des paramètres de l'écoulement, en particulier de l'état du confinement de la couche limite. Cela signifie donc que la dispersion spatiale n'est pas uniquement la conséquence de la présence des rugosités, mais également d'effets qui viendraient de l'écoulement au dessus des rugosités.

4.3.1.2 LOI LOGARITHMIQUE ET PARAMÈTRES DE PAROI (u_*, d, z_0)

Dans la section 3.6.1.1 du chapitre 3, il a été démontré que la vitesse de frottement u_* doit être estimée par extrapolation de la loi linéaire de la contrainte totale de cisaillement, observée dans la couche externe, à $z = 0$. Après comparaison avec deux autres méthodes d'estimation de u_* souvent employées dans la littérature, la méthode du maximum et la méthode d'extrapolation à $z = d$, il s'est avéré, pour un confinement faible ($\alpha = 0.15$), que les différentes valeurs de u_* sont proches et permettent un ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesse équivalent. On a pu constater également que la méthode d'extrapolation à $z = 0$ met en évidence une dépendance de $u_*^{(0)}$ au confinement.

Lors de l'application de deux de ces méthodes dans le cadre de l'étude de l'effet de confinement, on a observé que celles ci donnent des résultats très différents, qu'il apparaît important de présenter ici. On présente donc les résultats de l'ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesse longitudinale doublement moyennée pour deux méthodes d'estimation de la vitesse de frottement : l'extrapolation à $z = 0$, notée $u_*^{(0)}$,

et la méthode du maximum, notée $u_*^{(max)}$. En ce qui concerne la méthode du maximum, étant donné que la vitesse de frottement est, par démonstration (voir Sect. 3.6.1.1 Chap. 3), fonction de la contrainte totale de cisaillement, elle sera appliquée à la contrainte totale de cisaillement τ dans le cas de la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$). Dans le cas de la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$), comme les tensions dispersives n'ont pu être calculées à partir de la moyenne spatiale selon x , on prendra la valeur maximale des seules tensions de Reynolds pour estimer u_* . On note la valeur de la vitesse de frottement $u_*^{(max)}$ dans les deux cas.

Sur les figures 4.29(a-b), sont tracés, en représentation semi-logarithmique, les profils verticaux de vitesse longitudinale doublement moyennée ainsi que la pente théorique $1/\kappa$ qui résultent de l'emploi de la méthode d'estimation de u_* par extrapolation de la contrainte totale de cisaillement à $z = 0$, pour les trois nombres de confinement $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$ et $\alpha = 0.33$, respectivement pour les configurations $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

Sur les figures 4.30(a-b), sont tracés ces mêmes profils mais cette fois ci qui résultent de l'emploi de la méthode d'estimation de u_* par le maximum des tensions de Reynolds $\langle \overline{u'w'} \rangle$, pour les trois nombres de confinement $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$ et $\alpha = 0.33$, respectivement pour les configurations $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

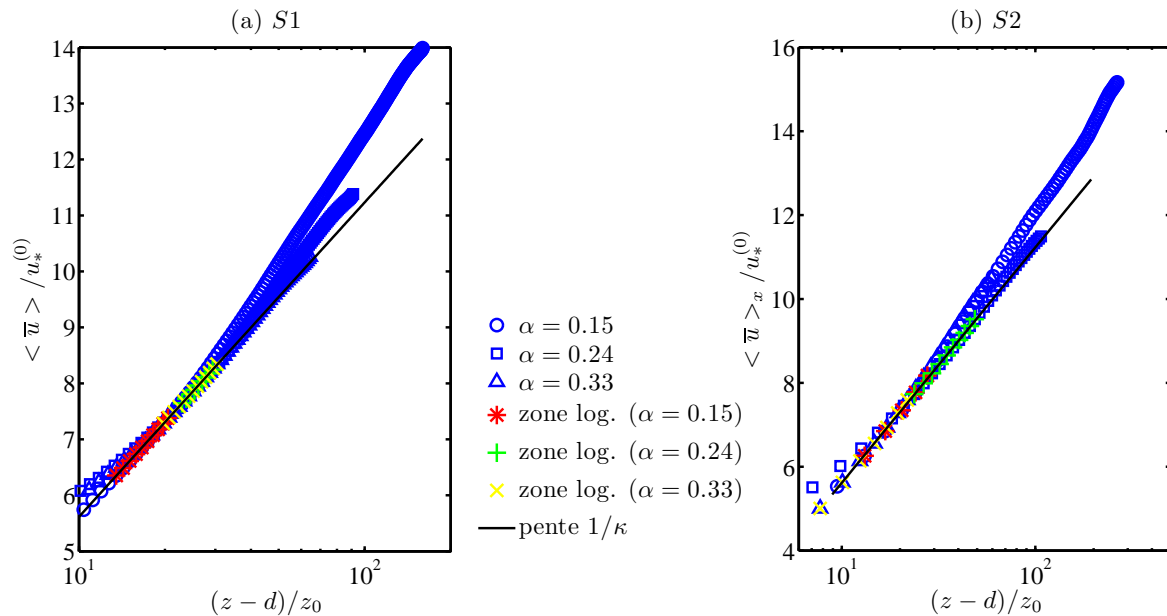


FIG. 4.29 – Profils de vitesse doublement moyennée $\langle \overline{u} \rangle / u_*^{(0)}$ fonction de $(z-d)/z_0$ en échelle semi-logarithmique pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$), R3A ($\alpha = 0.33$). En trait plein, la pente théorique $1/\kappa$, en *, la position de la zone logarithmique.

On observe sur les figures 4.29(a-b) que les profils ne se superposent pas, bien qu'il soit observé, pour l'ensemble des profils, une zone logarithmique. Au contraire, si on observe les figures 4.30(a-b), on remarque les profils se superposent et font également apparaître une zone logarithmique. Il semble donc que la vitesse de frottement $u_*^{(0)}$ ne soit pas celle qui permet d'observer la similarité de l'écoulement.

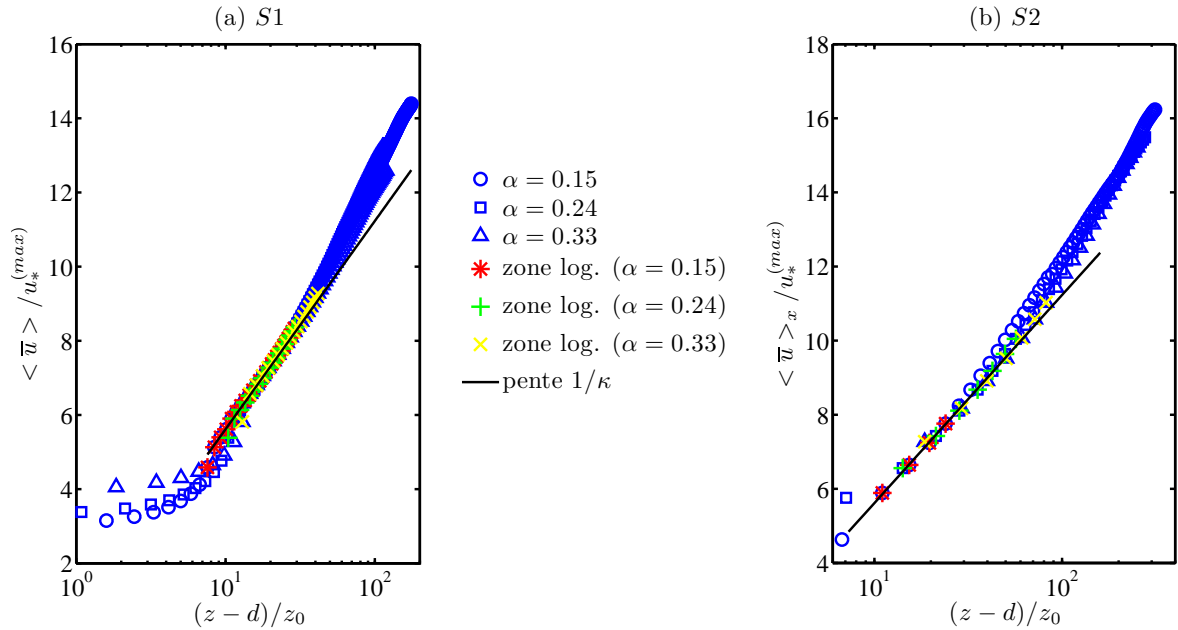


FIG. 4.30 – Profils de vitesse doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle / u_*^{(max)}$ fonction de $(z-d)/z_0$ en échelle semi-logarithmique pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$), R3A ($\alpha = 0.33$). En trait plein, la pente théorique $1/\kappa$, en *, la position de la zone logarithmique.

Dans les tableaux 4.13 et 4.14, sont données les valeurs adimensionnelles des paramètres de paroi ainsi que les bornes inférieures et supérieures de la loi logarithmique. Les erreurs commises sur la pente sont en moyenne de 0.75% et 1% respectivement avec $u_*^{(0)}$ et $u_*^{(max)}$ pour les régimes de la configuration S1 ($\lambda \approx 0.20$) et de 1% et 5% pour les régimes de la configuration S2 ($\lambda \approx 0.40$). Étant données les erreurs de convergence temporelle pour le profil de vitesse longitudinale dans cette zone, on considère que la loi logarithmique est observée pour l'ensemble des régimes.

avec $u_* = u_*^{(0)}$		$u_*^{(0)}/U_{max}$ ± 0.003	d/h ± 0.003	z_0/h ± 0.003	z_{min}/h ± 0.025	η_{max} –	z_{max}/h ± 0.025
$\lambda \approx 0.20$	$\alpha = 0.15$	0.071	0.76	0.037	1.23	0.13 (± 0.005)	1.54
	$\alpha = 0.24$	0.088	0.92	0.036	1.71	0.32 (± 0.005)	1.97
	$\alpha = 0.33$	0.097	0.80	0.037	1.14	0.45 (± 0.010)	1.80
		± 0.004	± 0.01	± 0.005	± 0.075	–	± 0.075
$\lambda \approx 0.40$	$\alpha = 0.15$	0.065	0.91	0.021	1.11	0.11 (± 0.010)	1.54
	$\alpha = 0.24$	0.086	0.99	0.028	1.58	0.42 (± 0.015)	2.36
	$\alpha = 0.33$	0.094	0.86	0.033	1.04	0.34 (± 0.025)	1.58

TAB. 4.13 – Valeurs adimensionnelles des paramètres de paroi (u_* , d , z_0) pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$) et R3A ($\alpha = 0.33$) estimées par la méthode de l'extrapolation à $z = 0$.

Dans le tableau 4.13, on observe que les vitesses de frottement augmentent, relativement à la vitesse maximale, pour un confinement croissant. En ce qui concerne les autres paramètres, aucune tendance n'est observée pour un confinement croissant. Étant donné qu'il a été observé que la valeur $u_*^{(0)}$ ne semble pas être l'échelle de vitesse universelle de l'écoulement, il est plus judicieux de se pencher sur les valeurs des paramètres de paroi

estimées par ajustement à partir de la vitesse de frottement $u_*^{(max)}$.

On s'intéresse dans un premier temps aux valeurs normalisées de z_{min} et z_{max} . On observe que, normalisées par la hauteur des rugosités, les bornes de la loi logarithmique restent globalement les mêmes. Cela indique que la loi logarithmique se trouve systématiquement dans la même zone quel que soit l'écoulement. La zone logarithmique est par ailleurs toujours située dans la sous couche rugueuse, pour des valeurs de dispersions liées à la présence des rugosités allant d'environ 5% au minimum à 70% au maximum. Le fait que la loi logarithmique se retrouve systématiquement dans la même zone explique les valeurs croissantes de η_{max} , *i.e.* pour une hauteur d'eau décroissante, si la zone logarithmique reste la même, alors sa borne supérieure est située de plus en plus haut dans la couche limite.

avec $u_* = u_*^{(max)}$		$u_*^{(max)}/U_{max}$ ± 0.003	d/h ± 0.003	z_0/h ± 0.003	z_{min}/h ± 0.025	η_{max} —	z_{max}/h ± 0.025
$\lambda \approx 0.20$	$\alpha = 0.15$	0.069	0.79	0.032	1.08	0.16 (± 0.005)	1.8
	$\alpha = 0.24$	0.073	0.78	0.026	1.08	0.23 (± 0.005)	1.6
	$\alpha = 0.33$	0.077	0.80	0.018	1.05	0.34 (± 0.01)	1.5
		± 0.004	± 0.01	± 0.005	± 0.075	—	± 0.075
$\lambda \approx 0.40$	$\alpha = 0.15$	0.061	0.92	0.018	1.04	0.07 (± 0.010)	1.35
	$\alpha = 0.24$	0.064	0.96	0.011	1.04	0.19 (± 0.015)	1.58
	$\alpha = 0.33$	0.065	0.98	0.007	1.04	0.30 (± 0.025)	1.58

TAB. 4.14 – Valeurs adimensionnelles des paramètres de paroi (u_* , d , z_0) pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$) et R3A ($\alpha = 0.33$) estimées par la méthode du maximum

Dans le tableau 4.14, on observe que la valeur de $u_*^{(max)}$, relativement à la vitesse maximale, n'est pas sensible au confinement croissant. Par contre, sa valeur est diminuée, quel que soit α fixé, pour une densité λ croissante, ce qui est en accord avec les résultats de la section 4.2 sur l'effet de λ .

En ce qui concerne la hauteur de déplacement d , elle est globalement augmentée pour une densité λ croissante, comme on a pu l'observer dans la section 4.2. Par contre, on observe qu'elle n'est globalement pas sensible au confinement. Ce résultat est en accord avec Macdonald et al. (1998), puisqu'il est souvent considéré que seule la géométrie influe sur la position du fond virtuel. Par contre, ce résultat contredit celui de Nepf & Vivoni (2000). Dans leurs expériences sur canopée végétale aquatique pour des confinements plus grands que ceux présentés ici, ils trouvent une augmentation de la hauteur de déplacement avec le confinement. Cette différence de comportement de d avec le confinement s'explique par la méthode employée dans le cas de Nepf & Vivoni (2000). Ils emploient la méthode proposée par Jackson (1981), qui consiste à prendre comme hauteur de déplacement la position du plan d'application du frottement. Ils calculent la valeur de d en supposant que seul le gradient de tensions de Reynolds s'équilibre avec la traînée totale dans la canopée. À titre d'exemple, on emploie donc cette même méthode, mais cette fois ci, en prenant en compte les gradients de tensions dispersives et de pression (voir Sect. 3.6.1.3 Chap. 3) pour la configuration S1 ($\lambda \approx 0.20$). Sur la figure 4.31, on trace les profils verticaux de la traînée totale, normalisés par u_*^2/h , pour les régimes R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$) et R3A ($\alpha = 0.33$). Malgré l'aspect bruité des profils, lié à une estimation difficile du gradient, on remarque que les profils sont très similaires dans la partie supérieure de la canopée. Au niveau de la paroi, pour tous les profils, on observe une inversion de la traînée,

à environ $z/h = 0.15$. Après intégration du profil de traînée sur la hauteur des cubes, on trouve, pour un confinement croissant, de $\alpha = 0.15$ à 0.24 , respectivement $d/h = 0,79$ et $0,85$, le profil de $\alpha = 0.33$ étant trop bruité pour estimer la valeur de d par cette méthode. Ces résultats sont en accord avec ceux de Nepf & Vivoni (2000). L'interprétation physique proposée par Jackson (1981) donne une estimation indépendante de la loi logarithmique qui semble ici dépendre du confinement. Or, on a montré que ce n'est pas le cas (voir Tab. 4.14). Il apparaît donc que la hauteur de déplacement ne concorde pas avec la position du plan d'application du frottement. La hauteur de déplacement est avant tout un paramètre directement défini par la loi logarithmique.

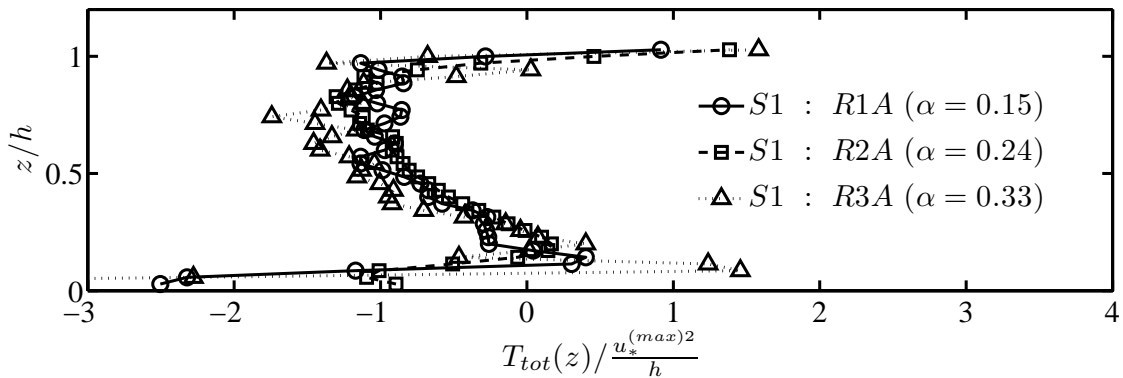


FIG. 4.31 – Profils de traînée totale dans la canopée pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$) et R3A ($\alpha = 0.33$) dans le cas de la configuration S1.

La longueur de rugosité z_0 , à confinement fixé, diminue lorsque la densité est multipliée par deux, comme observé dans la section 4.2. Cependant, contrairement aux autres paramètres $u_*^{(max)}$ et d , elle est également sensible au confinement. On observe que sa valeur diminue pour un confinement croissant, indépendamment de la densité. Ces résultats ne vont pas dans le sens de Bottema (1996) et Macdonald et al. (1998) qui proposent des paramétrisations de z_0 uniquement fonctions de la géométrie de fond.

Dans le tableau 4.15, sont données les valeurs de k_s^+ pour les nombres de confinement $\alpha = 0.24$ et $\alpha = 0.33$ pour une densité λ croissante ainsi que le rapport k_s/D pour les trois confinements. On observe que la configuration de rugosités S2 ($\lambda \approx 0.40$) reste bien la moins rugueuse malgré le confinement croissant, et une baisse significative de la valeur de k_s^+ est observée à confinement fixé, comme observé pour le régime R1B dans la section 4.2. En ce qui concerne k_s/D , on constate que le confinement lié à la rugosité relative semble rester constant quel que soit le nombre de confinement $\alpha = h/D$, mais également relativement faible. Cela explique pourquoi la loi logarithmique est toujours observée, quel que soit α , les valeurs de k_s/D restant faibles, *i.e.* inférieures à 0.2, on se trouve toujours sous l'hypothèse de séparations des échelles caractéristiques de longueurs du fond et de la couche externe (voir Sect. 1.1.1 Chap. 1). Cela renforce également l'erreur de Jiménez (2004) dans son raisonnement. On montre ici que la sous couche rugueuse, telle qu'on la définit, ne ronge pas la zone logarithmique, et on valide également que l'échelle caractéristique de longueur qu'il faut prendre pour une paroi rugueuse est bien k_s et non pas h comme Jiménez (2004) l'a fait dans son raisonnement.

	k_s^+		k_s/D		
	$\alpha = 0.24$	$\alpha = 0.33$	$\alpha = 0.15$	$\alpha = 0.24$	$\alpha = 0.33$
$\lambda \approx 0.20$	360	220	0.14	0.19	0.18
$\lambda \approx 0.40$	130	80	0.08	0.08	0.07

TAB. 4.15 – Valeurs adimensionnelles de la longueur équivalente de rugosité k_s , pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$) et R3A ($\alpha = 0.33$) dans le cas des configurations de rugosités S1 ($\lambda \approx 0.20$) et S2 ($\lambda \approx 0.40$).

4.3.1.3 LOI DE VITESSE DÉFICITAIRE ET PARAMÈTRE DE COLES Π

On s'intéresse maintenant à la loi déficitaire du profil de vitesse longitudinale doublement moyennée. Pour l'ensemble des profils, l'ajustement de la loi déficitaire se fait entre le haut de la zone logarithmique et la surface libre. Comme pour la loi logarithmique, on effectue l'ajustement à partir des deux valeurs de u_* : $u_*^{(0)}$ et $u_*^{(max)}$.

Sur les figures 4.32(a-b), sont tracés les profils de vitesse doublement moyennée ainsi que le résultat des ajustements pour les trois confinements $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$ et $\alpha = 0.33$ respectivement pour la configuration S1 ($\lambda \approx 0.20$) et la configuration S2 ($\lambda \approx 0.40$), à partir de la vitesse de frottement $u_*^{(0)}$. Sur les figures 4.33(a-b), sont tracés les mêmes profils et le résultat des ajustements pour les trois confinements $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$ et $\alpha = 0.33$ respectivement pour la configuration S1 ($\lambda \approx 0.20$) et la configuration S2 ($\lambda \approx 0.40$), à partir de la vitesse de frottement $u_*^{(max)}$.

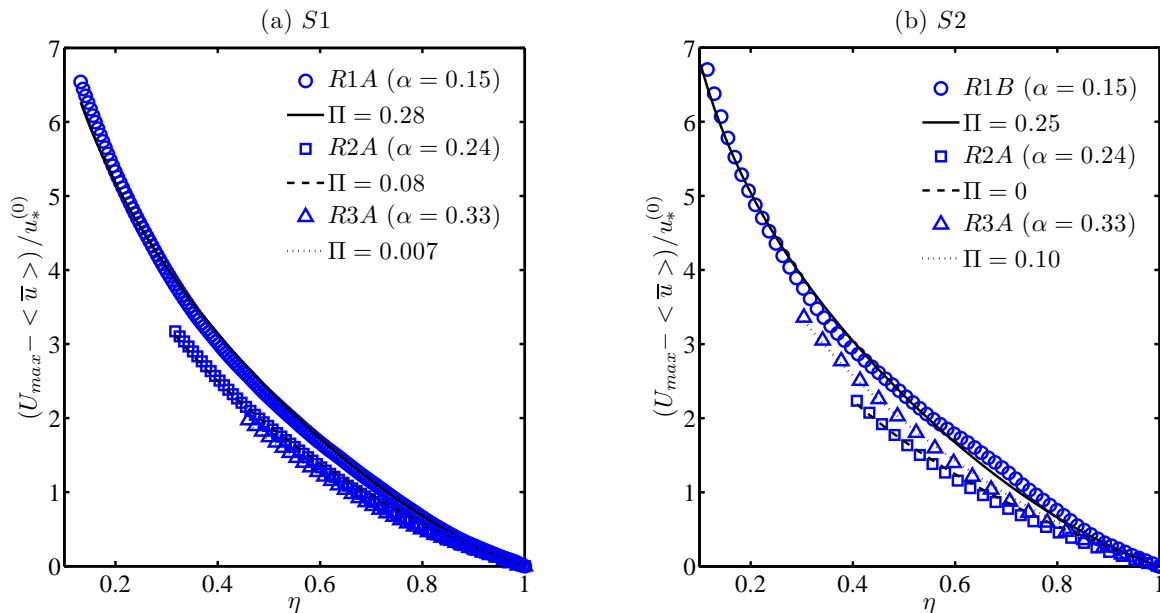


FIG. 4.32 – Profils de vitesse $(U_{max} - \langle \bar{u} \rangle) / u_*^{(0)}$ et ajustement de la loi déficitaire selon l'équation 3.28 pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$) et R3A ($\alpha = 0.33$)

On observe, comme pour la loi logarithmique, que la vitesse de frottement $u_*^{(max)}$ est l'échelle de vitesse universelle à tous les régimes. Non seulement elle permet aux profils de se superposer sur tout l'intervalle d'ajustement mais elle permet également d'obtenir des

valeurs de Π très proches.

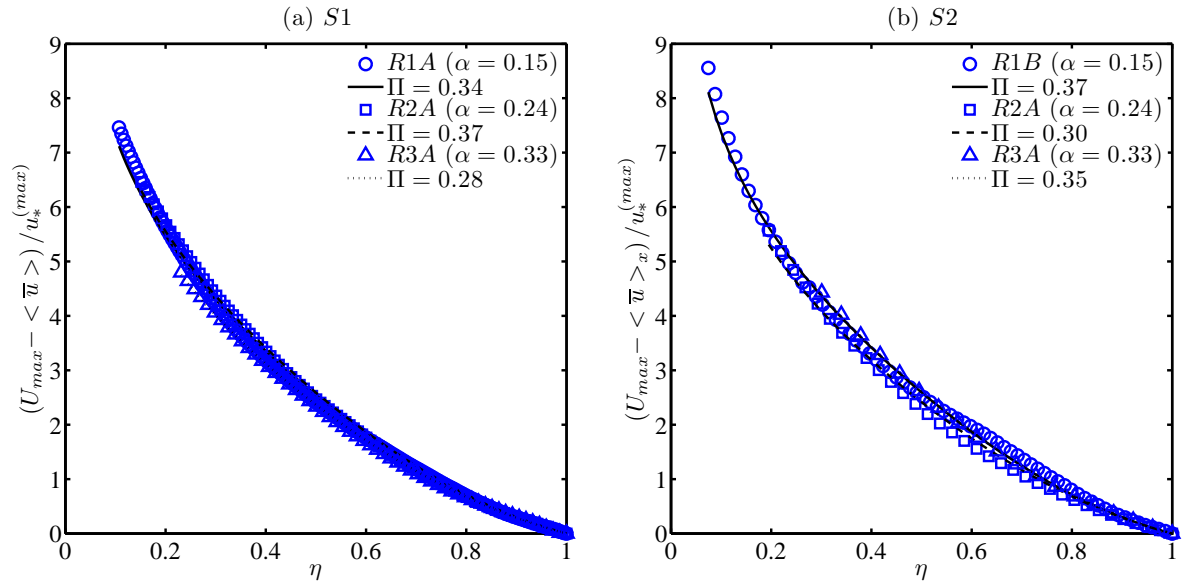


FIG. 4.33 – Profils de vitesse $(U_{max} - \langle \bar{u} \rangle) / u_*^{(max)}$ et ajustement de la loi déficitaire selon l'équation 3.28 pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$) et R3A ($\alpha = 0.33$)

Bien que les profils se superposent, le paramètre de Coles estimé n'est pas le même et varie entre 0.28 et 0.37. Cependant, d'après Castro (2007), le paramètre de Coles est très sensible à l'ajustement de la loi déficitaire sur le profil de vitesse doublement moyennée. On peut donc considérer que le paramètre de Coles ici reste relativement constant quels que soient le confinement et la densité. Cela valide non seulement l'idée selon laquelle la couche externe n'est pas directement affectée par les rugosités mais également que l'écoulement moyen est ici similaire si l'on estime u_* à partir de la valeur maximale de la contrainte totale.

En conclusion, bien qu'il ait été démontré que la valeur de u_* estimée par extrapolation de la contrainte totale de cisaillement à $z = 0$ quantifie le mieux le frottement effectif généré par la paroi sur l'écoulement, il apparaît que la valeur de u_* estimée via la valeur maximale de la contrainte totale de cisaillement soit l'échelle caractéristique de vitesse de l'écoulement.

Lors de la démonstration, il a été mis en évidence que le frottement généré par la paroi s'écrit $(1/(1-\alpha)) < \tau >_{max}$, or, comme on a pu le constater sur la figure 3.24 (Sect. 3.6.1.1 Chap. 3), la contrainte est maximale pour $z = h$. Le fait que $u_*^{(max)}$ soit l'échelle caractéristique de vitesse vient sans doute du fait que $u_*^{(0)}$ est quasi-proportionnelle à $u_*^{(max)}$.

La valeur $u_*^{(max)}$ sera donc désormais employée comme échelle caractéristique de vitesse.

4.3.1.4 PROFILS TURBULENTS ET DISPERSIFS

Sur les figures 4.34(a-b), on trace les profils verticaux des tensions de Reynolds doublement moyennées $\langle \bar{u}'w' \rangle$ et les tensions dispersives $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ en fonction de η pour chaque confinement α et densité λ .

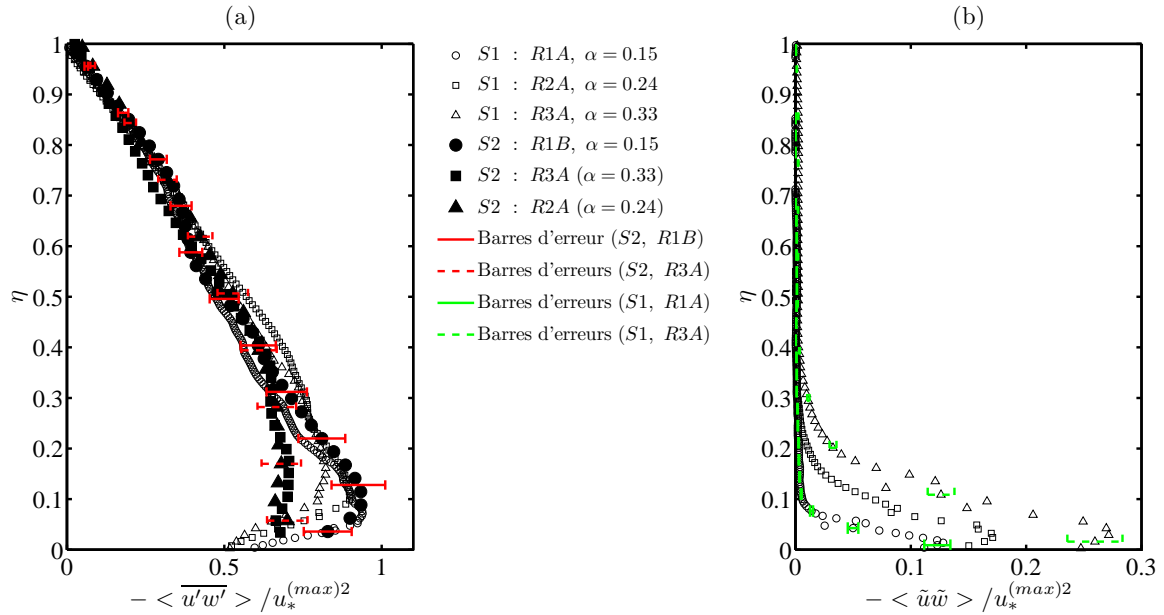


FIG. 4.34 – Profils verticaux issue de la double moyenne (a) des tensions de Reynolds $\overline{u'w'}$, (b) des tensions dispersives $\tilde{u}\tilde{w}$, (c) des tensions visqueuses $\nu\partial\langle\bar{u}\rangle/\partial z$ et (d) de la contrainte totale τ/ρ , normalisées par u_*^2 (estimée par la méthode du maximum), pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$) et R3A ($\alpha = 0.33$), en fonction de la hauteur η

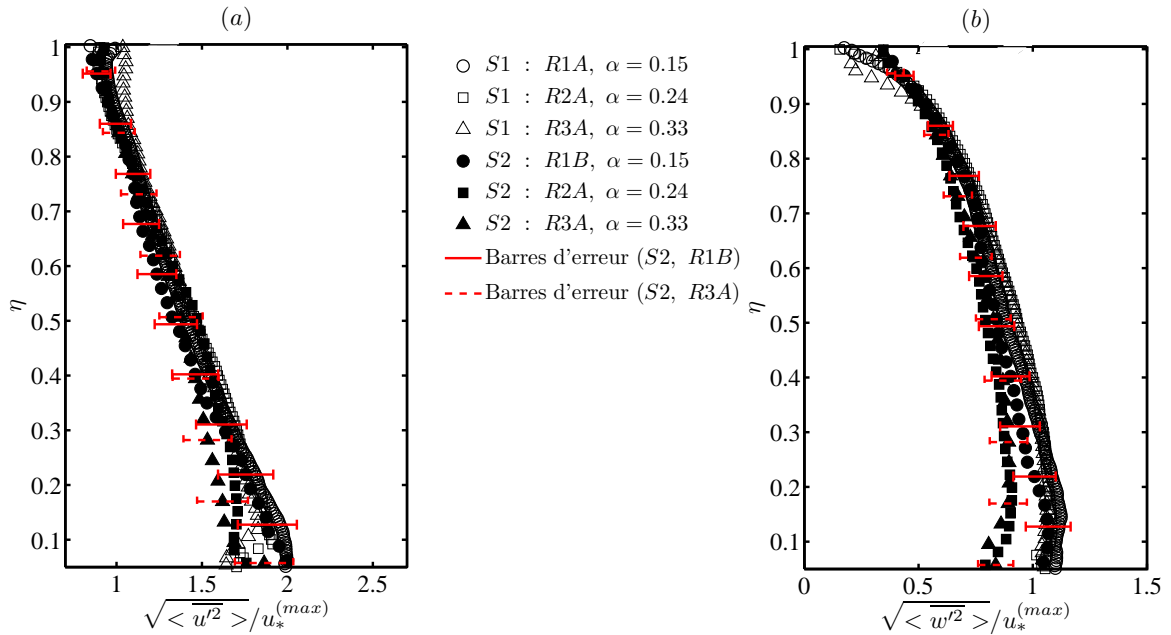


FIG. 4.35 – Profils verticaux de (a) $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}/u_*^{(max)}$ et (b) $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}/u_*^{(max)}$ pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$) et R3A ($\alpha = 0.33$)

Sur la figure 4.34(a), on observe que les profils de tensions de Reynolds se superposent à l'erreur de convergence temporelle près.

À l'inverse, les tensions dispersives (Fig. 4.34(b)) augmentent avec un confinement croissant. Étant donné qu'elles représentent la corrélation entre les fluctuations spatiales autour de la double moyenne des vitesses longitudinales et verticales, fluctuations liées à la présence des rugosités, et que la zone de forte dispersion spatiale liée à la présence des rugosités, *i.e.* la sous couche rugueuse, dépend du confinement (voir Sect. 4.3.1.1), il n'est pas étonnant que les tensions dispersives ne se superposent pas juste au dessus des rugosités.

Sur les figures 4.35(a-b), sont représentés respectivement les termes $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ et $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ pour les trois confinements $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$ et $\alpha = 0.33$ pour les densités $\lambda \approx 0.20$ et $\lambda \approx 0.40$. On observe que l'ensemble des profils, autant pour $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ que pour $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$, se superposent sur la quasi totalité de la hauteur d'eau. Les écarts les plus importants sont visibles près de la canopée, mais ne sont pas significatifs étant donnée l'erreur de convergence temporelle. En effet, on a montré dans la section 3.2 du chapitre 3 que les formulations statistiques employées pour estimer l'erreur de convergence temporelle avaient tendance à sous estimer l'erreur réelle. Ainsi, bien que l'écart semble à la limite d'être significatif, on considère ici que les profils sont semblables à l'erreur de convergence près.

4.3.1.5 COEFFICIENT DE CORRÉLATION R_{uw}

On a pu voir que la similarité de l'écoulement dépendait fortement de la valeur de u_* prise pour normaliser les profils. Ainsi, pour appuyer la similarité de l'écoulement quel que soit le confinement, on trace sur la figure 4.36 le coefficient de corrélation des tensions de Reynolds qui, d'après Nezu & Nakagawa (1993), constitue une marque de similarité lorsque sa valeur est de l'ordre de 0.4 et qui a pour avantage de ne pas nécessiter de normalisation par u_* .

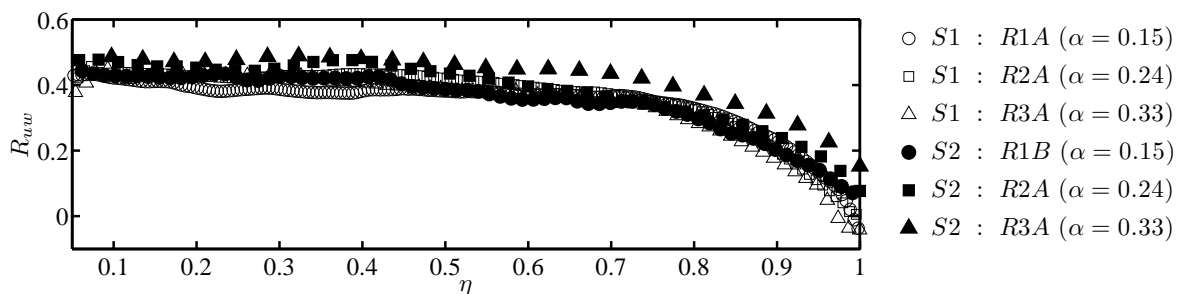


FIG. 4.36 – Coefficient de corrélation des tensions de Reynolds R_{uw} fonction de η pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$), R3A ($\alpha = 0.33$)

L'ensemble des profils sont constants entre $\eta = 0.05$ et $\eta = 0.7$, autour de 0.45. L'ensemble des écoulements moyens sont donc bien similaires, et la valeur $u_*^{(max)}$ est bien l'échelle caractéristique de vitesse.

4.3.1.6 LONGUEUR DE MÉLANGE

Tout comme le coefficient de corrélation des tensions de Reynolds R_{uw} , la longueur de mélange peut permettre d'observer la similarité de l'écoulement indépendamment de la valeur de u_* .

Sur la figure 4.37, sont tracés les profils de longueur de mélange pour les trois confinements $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$ et $\alpha = 0.33$ et les deux densités $\lambda \approx 0.20$ et $\lambda \approx 0.40$.

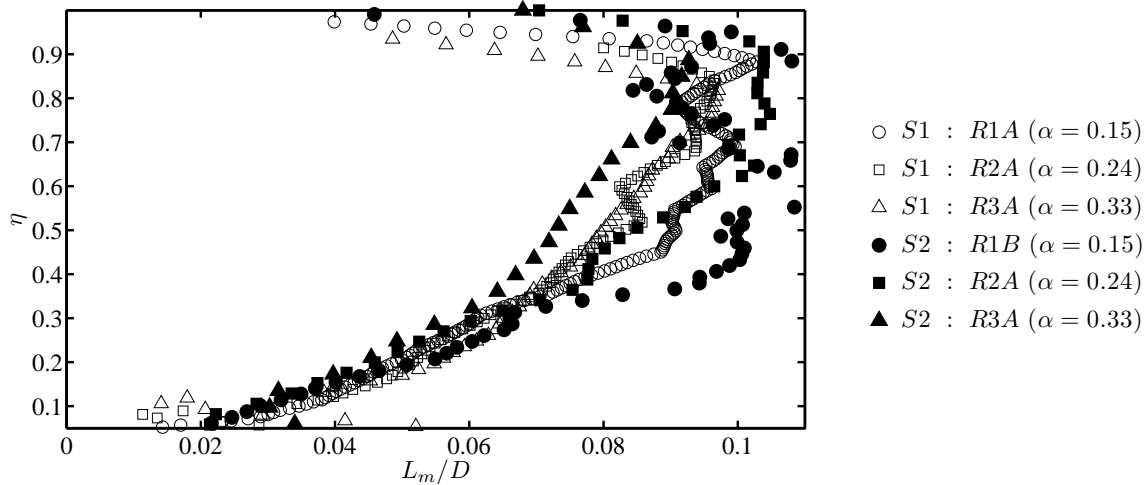


FIG. 4.37 – Profils de longueur de mélange L_m/D au-dessus de la canopée pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$) et R3A ($\alpha = 0.33$)

On observe tout d'abord que l'ensemble des profils est très bruité entre $\eta = 0.4$ et $\eta = 0.9$. Néanmoins, la tendance suggère que les longueurs de mélange sont similaires.

En conclusion, on a montré que l'échelle caractéristique de vitesse est donnée par la valeur maximale de la contrainte totale de cisaillement et non pas par la valeur extrapolée à $z = 0$, bien que cette dernière soit une meilleure estimation du frottement généré par la paroi. En utilisant la valeur $u_*^{(max)}$ pour normaliser l'ensemble des quantités statistiques, il a été observé que la turbulence au-dessus de la canopée est similaire quels que soient le confinement et la densité de rugosité. Seules les tensions dispersives et la hauteur de la sous couche rugueuse font exception et varient avec un confinement croissant. Il apparaît donc que la limite de confinement de 0.2 donnée par Castro (2007) pour laquelle la similarité est encore observable soit au moins de 0.33.

4.3.2 ÉCOULEMENT MOYEN DANS LA CANOPÉE

La caractéristique principale de l'écoulement moyen sont les écoulements de type recirculation observés entre deux cubes d'une même rangée. On peut se demander si cette recirculation va être affectée par le confinement.

Sur les figures 4.38(a-c), sont représentés les champs vectoriels (\bar{u}, \bar{w}) dans le champ

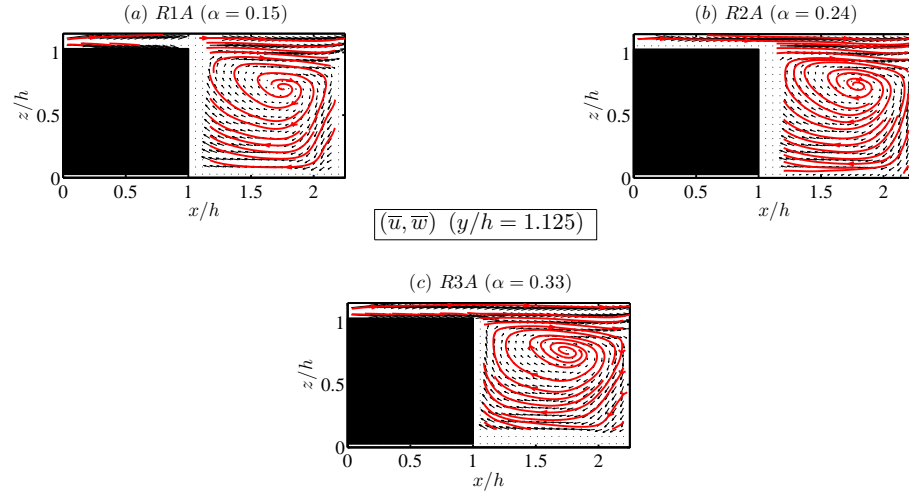


FIG. 4.38 – Champs de vecteur vitesse (\bar{u}, \bar{w}) et lignes de courant (en rouge) à $y/h = 1.125$ (au milieu d'une rangée de cubes) pour (a) R1A ($\alpha = 0.15$), (b) R2A ($\alpha = 0.24$) et R3A ($\alpha = 0.33$)

situé à $y/h = 1.125$ (au milieu d'un rangée de cubes) respectivement pour $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$ et $\alpha = 0.33$, ainsi que les lignes de courant associées.

On observe que la recirculation se fait au même endroit, *i.e.* à $(1.75, 0.75)$, quel que soit le confinement. La recirculation dans le champ vertical ne semble pas subir d'effet venant du confinement de la couche limite.

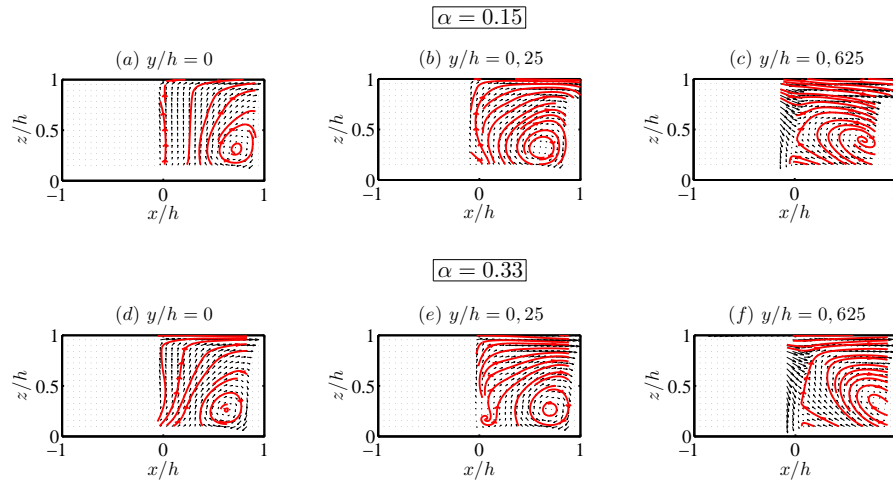


FIG. 4.39 – Champs de vecteurs (\bar{u}, \bar{w}) et lignes de courant (en rouge) entre $z/h = 0$ et $z/h = 1$ pour R1B ($\alpha = 0.15$) situés à (a) $y/h = 0$, (b) $y/h = 0.25$ et (c) $y/h = 0.625$, mêmes champs pour R3A ($\alpha = 0.33$) situés à (d) $y/h = 0$, (e) $y/h = 0.25$ et (f) $y/h = 0.625$

Sur la figure 4.39(a-f), sont représentés les champs de vecteurs vitesse (\bar{u}, \bar{w}) respectivement à $y/h = 0$, $y/h = 0.25$ et $y/h = 0.625$ pour $\alpha = 0.15$ (a-c), et pour $\alpha = 0.33$ (d-f)¹.

À première vue, la zone de recirculation ne semble pas affectée par le confinement en terme de position et de forme. On note de légères différences dans les champs vers $x/h = 0$. Lors de l'étude de la configuration S1 ($\lambda \approx 0.20$), un bulbe de recirculation était

¹Pour le régime R2A ($\alpha = 0.24$) sur cette configuration, les mesures n'ont pas été effectuées dans la canopée

visible à l'arrière du cube dans un champ horizontal dans la canopée. Le fort écoulement parallèle dans les allées sans cubes est à l'origine de ce bulbe. Par simulation DNS d'écoulement sur une canopée de cubes en décalé ($\alpha = 0.25$, $\lambda = 0.25$), Coceal et al. (2006) observe également un bulbe de recirculation à l'arrière des cubes. Dans leur cas, la zone de recirculation s'étend sur $0.25h$ en aval des cubes. Il se pourrait que dans le cas ici présent, les différences observées proviennent d'une modification de ces recirculations à l'arrière des cubes. En effet, la zone où apparaissent ces différences s'étend sur à peu près $0.25h$.

4.3.2.1 LOI EXPONENTIELLE DE CANOPÉE ET LOI DE COUCHE DE MÉLANGE

Comme lors de la section précédente, sur l'effet de la densité λ , l'ajustement du profil exponentiel proposé par Macdonald (2000) ne sera fait que sur les profils de vitesse longitudinale de la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$), la densité de la configuration $S2$ étant trop élevée (voir Sect. 4.2.2.2).

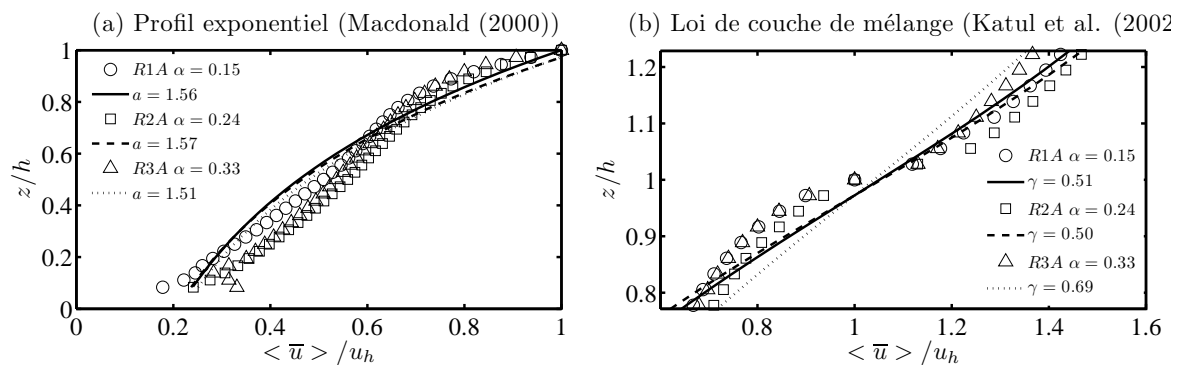


FIG. 4.40 – (a) Profils de vitesse $\langle \bar{u} \rangle / u_h$, en traits : résultats de l'ajustement par l'expression exponentielle proposée par Macdonald (2000) (Eq. 1.48) pour R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$), R3A ($Fr = 0.22$, $\alpha = 0.24$) et R3A ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) (b) Profils de vitesse $\langle \bar{u} \rangle / u_h$, en traits : résultats de l'ajustement par l'expression en tangente hyperbolique inspirée des couches de mélange proposée par Katul et al. (2002) (Eq. 1.50) pour R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$), R3A ($Fr = 0.22$, $\alpha = 0.24$) et R3A ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$)

Sur la figure 4.40(a), on observe tout d'abord que les trois profils se superposent. Le coefficient a quant à lui varie peu avec le confinement. Étant donné qu'il n'y a aucune tendance avec un confinement croissant, les écarts sont certainement liés à la sensibilité de l'ajustement.

Les valeurs du coefficient d'atténuation a vont de 1.51 à 1.57 sans aucune tendance. Ces valeurs de a sont inférieures à celle de 1.8 estimée par Macdonald (2000). Cependant, si on les reporte sur la figure 4.41 avec les données de Macdonald (2000), on constate qu'elles sont très proches, étant donnée la dispersion des valeurs. Le profil de vitesse longitudinale n'est donc pas affecté par le confinement dans la canopée.

Sur la figure 4.40(b), est représenté le résultat de l'ajustement par l'expression en tangente hyperbolique proposée par Katul et al. (2002) (voir Sect. 3.8 Chap. 3) autour du point d'inflexion sur les profils de vitesse doublement moyennée des trois confinements pour la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$). L'intervalle d'ajustement est quasiment le même pour les trois confinements : $0.25h$ de part et d'autre de $z/h = 1$ pour $\alpha = 0.15$ et $\alpha = 0.33$

et 0.15 pour $\alpha = 0.24$. On remarque que les valeurs sont proches malgré la sensibilité de l'ajustement et donnent en moyenne $\gamma = 0.5$. D'après Katul et al. (2002), cela signifie que la taille des tourbillons de Kelvin-Helmoltz présents au sommet des cubes est de $h/2$ environ dans le cas de la configuration de rugosité $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) quel que soit le confinement.

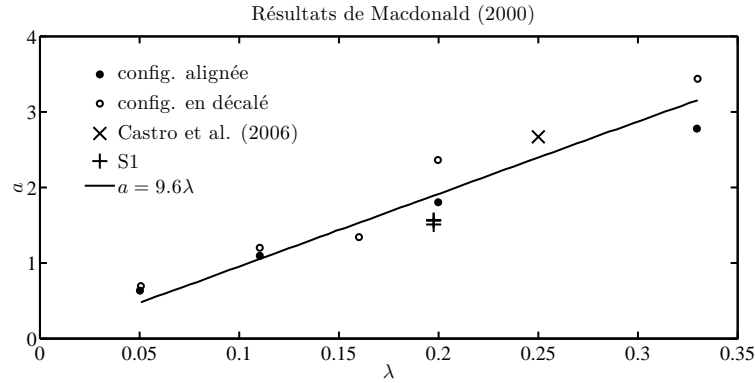


FIG. 4.41 – Résultats de l'ajustement du profil exponentiel pour des écoulements sur différents types de rugosité. En +, sont reportées les valeurs pour les régimes présentés ici, les autres points sont issus de l'article de Macdonald (2000)

Le profil de vitesse longitudinale doublement moyennée n'est donc pas affecté par le confinement sur toute l'épaisseur de la couche limite, dans le cas de la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$).

On trace maintenant les profils de vitesse doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle$ pour $\alpha = 0.15$ et $\alpha = 0.33$ dans le cas de la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) sur la figure 4.42.

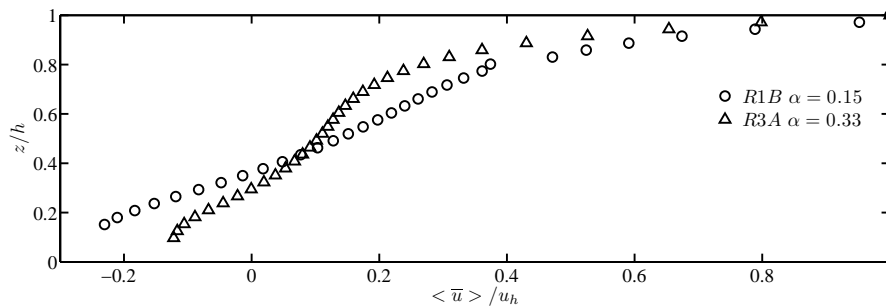


FIG. 4.42 – Profils de vitesse doublement moyennée $\langle \bar{u} \rangle / u_h$ dans la canopée pour $\alpha = 0.15$ et $\alpha = 0.33$

Même si les différences entre les champs des figures 4.39(a-f) semblaient légères, les profils de vitesse ne se superposent pas entre $z/h = 0$ et $z/h = 0.8$ lorsque le confinement augmente. Ce résultat est très différent de celui obtenu dans le cas de la configuration de rugosité $S1$ ($\lambda \approx 0.20$). On observe que la vitesse longitudinale est plus faible pour le confinement le plus important, *i.e.* $\alpha = 0.33$. Cela vient du fait que l'écoulement moyen dans la canopée dans ce cas correspond quasiment à celui d'un fluide entraîné dans une cavité. La différence n'est pas liée ici au confinement mais à l'écart entre les vitesses d'advection pour les deux régimes $R1B$ et $R3A$. La cavité, sous l'effet de l'écoulement au dessus, est en moyenne entraînée plus vite pour le régime $R1B$ dont la vitesse d'advection est la plus importante. C'est pourquoi les profils diffèrent dans la

canopée. On observe cependant que les deux profils coïncident entre $z/h = 0.8$ et $z/h = 1$.

Dans le cas de la densité $\lambda \approx 0.40$, le profil de vitesse longitudinale n'est pas affecté par le confinement entre $z/h = 0.8$ et la surface libre. Dans la canopée, on note des différences mais qui ne sont liées qu'à une différence de vitesse d'advection au dessus de la canopée.

4.3.2.2 PROFILS TURBULENTS ET DISPERSIFS

Sur les figures 4.43(a-b), sont représentés respectivement les profils de tensions de Reynolds $\langle u'w' \rangle$ et de tensions dispersives $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ dans la canopée.

On observe que les profils de tensions de Reynolds se superposent sur toute la hauteur de la canopée pour la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et jusqu'à $z/h = 0.8$ pour la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$). Dans le cas de la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$), on observe un écart significatif pour un confinement croissant. Cet écart est étonnant, étant donné que la tendance inverse est observée sur la figure 4.34(a). La mesure d'un profil vertical de tensions de Reynolds doublement moyennées sur toute la hauteur d'eau serait nécessaire pour éclaircir ce point.

Contrairement aux tensions de Reynolds, les tensions dispersives (Fig. 4.43(b)) augmentent, en valeur absolue, lorsque le confinement augmente pour une densité de $\lambda \approx 0.20$. Pour une densité $\lambda \approx 0.40$, on observe la même tendance autour de $z/h = 0.9$, par contre les profils ont un comportement très différent proche du fond. Cela est certainement à relier aux différences observées entre les profils de vitesse doublement moyennée de la figure 4.42. Les écarts observés ici sont identiques à ceux observés sur la figure 4.34(b), et ne sont pas surprenants étant donnée la nature des tensions dispersives (*cf.* commentaires de la figure 4.34(b)).

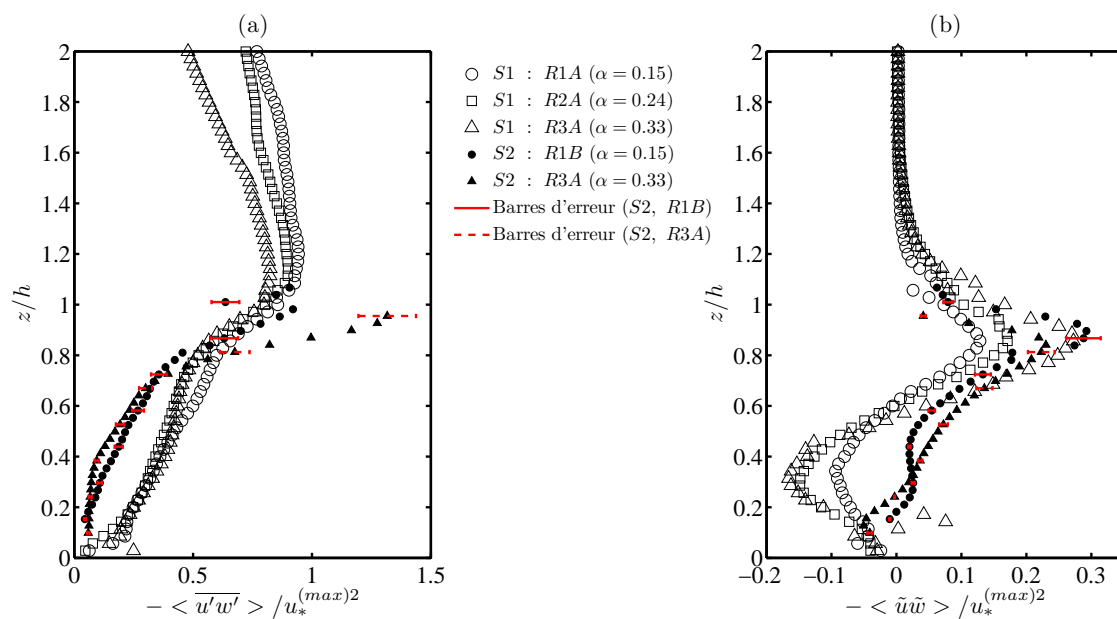


FIG. 4.43 – Profils verticaux de (a) $-\langle u'w' \rangle / u_*^{(max)2}$ et (b) $-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle / u_*^{(max)2}$ pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$) et R3A ($\alpha = 0.33$) dans la canopée

Sur les figures 4.44(a-b), sont tracés les profils d'écart-types respectivement de vitesse

longitudinale $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ et verticale $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$ dans la canopée pour les confinements $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$ et $\alpha = 0.33$ dans le cas de la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $\alpha = 0.15$ et $\alpha = 0.33$ dans le cas de la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

On observe, dans le cas des écart-types de vitesse longitudinale $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}$ (Fig. 4.44(a)), que les profils se superposent à l'erreur de convergence près dans la canopée, quel que soit le confinement, à densité λ fixée. En ce qui concerne les écart-types de vitesse $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}$, les profils se superposent également dans le cas de la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$). Pour la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) on remarque, comme sur la figure 4.35(b), que l'écart est à la limite d'être significatif. Encore une fois, on a montré que les formulations employées pour estimer l'erreur de convergence ont tendance à sous estimer l'erreur des écart-types. On peut donc considérer que les profils se superposent à l'erreur de convergence temporelle près.

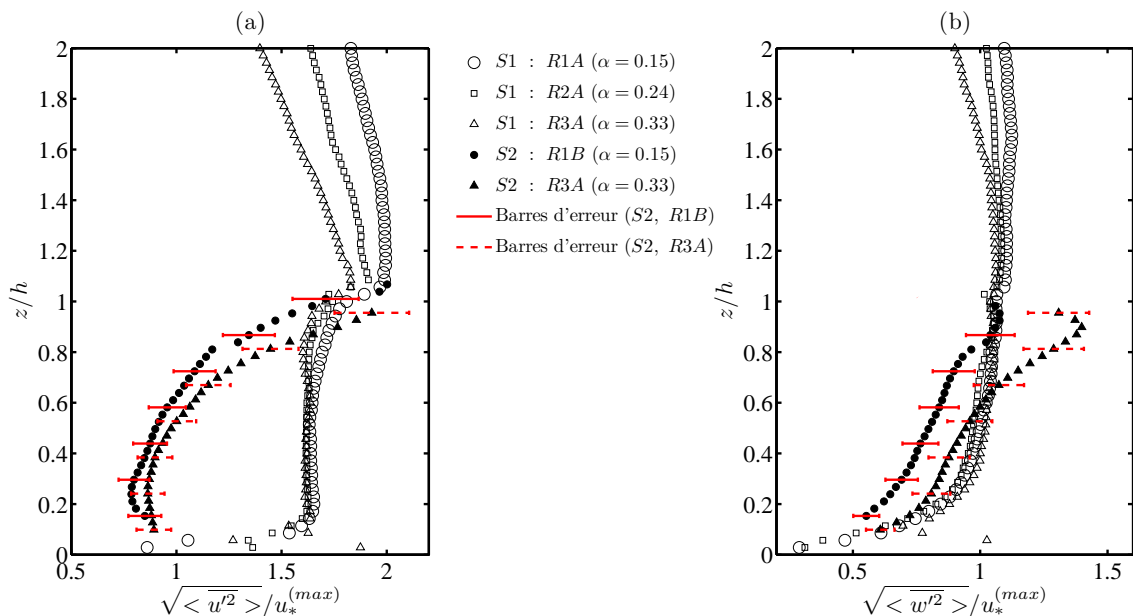


FIG. 4.44 – Profils verticaux de (a) $\sqrt{\langle u'^2 \rangle}/u_*$ et (b) $\sqrt{\langle w'^2 \rangle}/u_*$ pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.24$), R3A ($\alpha = 0.33$) dans la canopée

4.3.2.3 LONGUEUR DE MÉLANGE

Sur la figure 4.45, sont tracés les profils de longueur de mélange dans la canopée pour $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$, et $\alpha = 0.33$ pour la configuration $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et pour $\alpha = 0.15$ et $\alpha = 0.33$ pour la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

On observe que l'ensemble des profils ont un comportement semblable. Cela signifie que les structures dans la canopée ont une taille définie par la hauteur des cubes, donc pas par le confinement ou la densité.

En conclusion, les profils moyens et turbulents dans la canopée ne sont globalement pas affectés par le confinement. Les seules quantités étant affectées sont les termes dispersifs, liés aux fluctuations spatiales de l'écoulement. Dans la section 4.3.1.1, où l'on a constaté que la hauteur de sous couche rugueuse est affectée par un confinement croissant, l'hypothèse d'un effet venant du haut de la couche limite a été faite pour expliquer cet

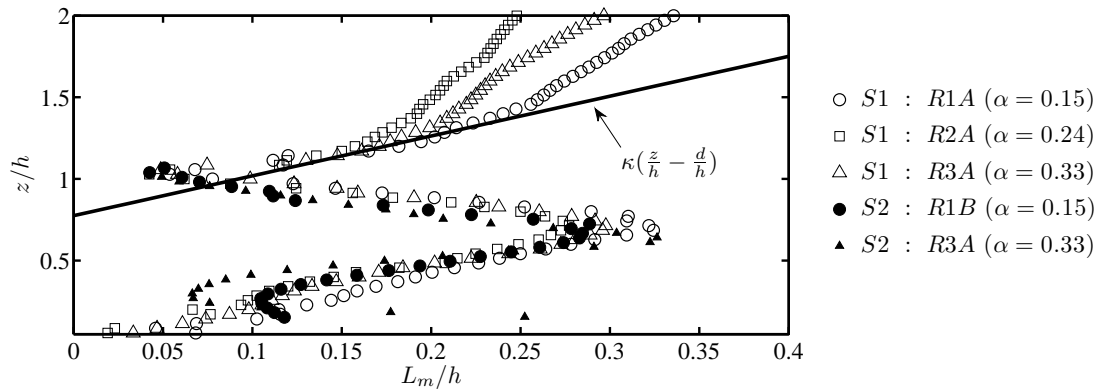


FIG. 4.45 – Profils de longueur de mélange dans la canopée (L_m/h) pour R1A ($\alpha = 0.15$), R2A ($\alpha = 0.15$) et R3A ($\alpha = 0.33$) dans le cas de la configuration S1 ($\lambda \approx 0.20$) et pour R1B ($\alpha = 0.15$) et R3A ($\alpha = 0.33$) dans le cas de la configuration S2 ($\lambda \approx 0.40$)

effet de confinement sur la sous couche rugueuse et de ce fait sur les tensions dispersives. Aucun indice permettant d'en identifier la cause n'a pu être observé lors de cette section. Peut être faudrait-il faire une analyse poussée des structures cohérentes présentes dans les champs instantanés pour en savoir plus.

CONCLUSION DU CHAPITRE

Dans ce chapitre, la persistance de la similarité de l'écoulement moyen au dessus, mais également dans la canopée, a été éprouvée en faisant varier différents paramètres de l'écoulement : le nombre de Froude Fr , la densité de rugosité λ et le nombre de confinement α .

Pour l'étude de l'effet du nombre de Froude, le confinement a été fixé à une valeur faible ($\alpha = 0.15$), la densité à $\lambda \approx 0.20$. Les nombres de Froude choisis ont été pris à 0.23 et 0.54, soit des nombres de Froude fluviaux mais fortement contrastés.

Après analyse des différents profils moyens, turbulents et dispersifs, il est apparu que le nombre de Froude n'a pas d'effet sur la similarité de l'écoulement au dessus et dans la canopée.

En ce qui concerne l'effet de la densité λ , l'étude a été menée à confinement fixé, toujours à une valeur faible ($\alpha = 0.15$) et à nombre de Froude fixé, les contraintes liées aux mesures effectuées l'imposant à 0.54. Deux densités de rugosités ont servi à la comparaison : $\lambda \approx 0.20$, soit la configuration $S1$, et $\lambda \approx 0.40$, soit la configuration $S2$. Encore une fois, les valeurs de densités ont été choisies fortement contrastées entre elles.

Il s'est avéré que l'écoulement moyen au dessus de la canopée est similaire quelle que soit la densité. Ce résultat est en accord avec l'idée commune selon laquelle l'écoulement moyen dans la couche externe n'est pas affecté par la présence des rugosités. Cependant, cette similarité a également été observée dans le haut de la sous couche rugueuse, là où la loi logarithmique est observée.

Lors de l'estimation des paramètres de paroi (u_* , d , z_0), il est apparu que la configuration $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) est la moins hydrauliquement rugueuse des deux, en conservant malgré tout une valeur de $k_s^+ > 100$, ce qui garantit le régime pleinement rugueux. La hauteur de déplacement est également significativement augmentée lorsque la densité augmente.

La zone de l'écoulement la plus affectée par la densité est la canopée. C'est à cet endroit que les écarts entre les différents profils moyens, turbulents et dispersifs sont les plus importants. On a pu y observer, pour la densité la plus élevée $\lambda \approx 0.40$, une recirculation s'étendant sur l'ensemble de la cavité inter-cubes. Malgré les différences de profils moyens et turbulents, il a été observé que le profil vertical de longueur de mélange, pouvant être interprété comme un profil vertical de taille caractéristique des structures, s'est avéré être inchangé pour une densité croissante. Cela indique que la taille des structures, dans la canopée, est fonction uniquement de la taille des rugosités et non de leur arrangement, jusqu'à des densités d'au moins 0.40.

L'étude de l'effet du confinement a été effectuée au dessus de la canopée pour des confinements $\alpha = 0.15$, $\alpha = 0.24$ et $\alpha = 0.33$. L'effet du nombre de Froude et de la densité étant nul sur la similarité de l'écoulement moyen dans cette zone, il a été possible d'utiliser un régime dont le nombre de Froude était supérieur à celui fixé, soit 0.54 pour un nombre de Froude moyen pour les autres régimes de 0.22.

L'étude de l'effet du confinement a permis de mettre en évidence que la valeur de la vitesse de frottement $u_*^{(0)}$ estimée par extrapolation de la contrainte totale de cisaillement à $z = 0$ n'est pas l'échelle caractéristique de vitesse de l'écoulement. En effet, bien qu'il ait été démontré qu'elle quantifie le frottement généré par la paroi, c'est la valeur maximale de la contrainte totale de cisaillement, située à $z \approx h$, qui permet de mettre en évidence la similarité de l'écoulement moyen au dessus de la canopée. Cette valeur $u_*^{(max)}$ a donc été employée pour normaliser les différents profils turbulents et dispersifs, mais également

pour l'ajustement de la loi logarithmique et de la loi déficitaire du profil de vitesse longitudinale doublement moyennée.

À l'issue de l'ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesse longitudinale, l'effet du confinement sur les paramètres de paroi a pu être mis en évidence. La vitesse de frottement ainsi que la hauteur de déplacement ne sont pas affectées par un confinement croissant. Cela rejoint, concernant d , l'idée de Macdonald et al. (1998) et Bottema (1996) selon laquelle la hauteur de déplacement n'est fonction que de la géométrie et de l'arrangement des rugosités. Les bornes de la loi logarithmique restent, elles aussi, inchangées malgré un confinement croissant.

La longueur de rugosité est le seul paramètre affecté par le confinement. En effet, il a été observé que la valeur de z_0 diminue avec un confinement croissant. Cela implique que le nombre de Reynolds rugueux k_s^+ diminue de façon significative. Il a été observé cependant que le rapport k_s/D reste constant pour un confinement croissant, à densité fixée, et ce à des valeurs assez faibles, *i.e.* $k_s/D < 0.2$. L'existence de la loi logarithmique, comme on a pu le voir dans la section 1.1.2 du chapitre 1, dépend de ce rapport, puisque, dans la limite où il reste faible, le recouvrement entre sous couche rugueuse et couche externe est possible. Ainsi, on peut conclure ici que, pour des confinements $\alpha = h/D$ allant jusqu'à 0.33, la loi logarithmique est observée sur le profil de vitesse longitudinale doublement moyennée.

À travers l'analyse des profils turbulents et dispersifs, il est apparu que la couche limite conserve bien sa similarité au dessus de la canopée, quels que soient la densité et le confinement.

En observant les profils moyens de vitesse longitudinale dans la canopée, il a été également observé une concordance des profils, décrits, dans le cas de la configuration S1 ($\lambda \approx 0.20$) par un profil exponentiel (Macdonald (2000)) dont le coefficient d'atténuation a reste constant avec un confinement croissant. La même concordance a été observée au dessus de la canopée, et, à travers l'ajustement du profil en tangente hyperbolique proposé par Katul et al. (2002), il s'est avéré que le coefficient γ est insensible au confinement.

L'observation des profils turbulents et dispersifs dans la canopée a permis d'appuyer la similarité de l'écoulement dans cette zone, quel que soit le confinement, à densité fixée. Les profils verticaux de longueur de mélange ont pu mettre également en évidence que la taille des structures reste inchangée quels que soient le confinement et la densité de rugosités.

IMPACT DE LA VARIATION TRANSVERSALE DE RUGOSITÉ

ON a pu voir précédemment, qu'en présence d'un fond rugueux homogène, de nombreux paramètres pouvaient avoir un impact sur la structure verticale de l'écoulement. Dans le chapitre 1, lors de l'état de l'art, on a pu également constater que l'apparition de structures tridimensionnelles dans l'écoulement moyen affectait cette structure verticale. Lorsque la turbulence est inhomogène en moyenne dans l'espace, soit par la présence de parois latérales, ou par non-uniformité de la morphologie du fond, des courants secondaires sont créés, ce qui induit que la similarité de la couche externe, présente dans le cas homogène (voir Chap. 4), n'est plus observée.

Ce dernier chapitre est une étude préliminaire de l'effet d'une variation transversale de rugosité sur la structure verticale de l'écoulement. Comme on a pu le voir dans la section 4.2.1.1 du chapitre 4, le contraste de Reynolds rugueux k_s^+ est important entre les configurations $S1$ et $S2$. En les combinant pour former la configuration $S12$, il a été possible de générer une variation transverse des différentes quantités statistiques. Il s'agit maintenant d'arriver à identifier les courants secondaires par l'étude de champs horizontaux à grande résolution spatiale, pour ensuite pouvoir en observer les effets sur la structure verticale de l'écoulement moyen. Il a été choisi ici de faire varier le nombre de confinement α . En effet, d'après la littérature (Nezu & Nakagawa (1984), Blanckaert et al. (2010)), le diamètre de ces structures tridimensionnelles, ainsi que leur nombre dans la largeur du canal, sont fortement dépendants de la hauteur d'eau. On s'attend ici à ce que un confinement important modifie la disposition des courants secondaires.

Pour cela, on choisit d'étudier les régimes $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$).

5.1 OBSERVATIONS DANS LES CHAMPS HORIZONTAUX ET IDENTIFICATION DES COURANTS SECONDAIRES

Dans la section 2.7.2 du chapitre 2, des mesures effectuées dans des plans horizontaux larges ont permis d'observer une variation transverse des quantités statistiques. Cette variation transversale est l'effet de la présence de courants secondaires. Afin d'en déterminer leur position mais également leurs effets, on s'intéresse dans un premier temps aux profils transverses issus de la moyenne selon x des différentes quantités mesurées dans les champs horizontaux. En les combinant à l'observation de profils verticaux de vitesse verticale, on pourra déterminer où sont ces courants secondaires.

5.1.1 PROFILS TRANSVERSES DANS LES CHAMPS HORIZONTAUX

Sur les figures 5.1 à 5.6(a-e), sont tracés respectivement les profils de vitesse longitudinale moyenne $\langle \bar{u} \rangle_x$, de vitesse transverse moyenne $\langle \bar{v} \rangle_x$, de variance de vitesse longitudinale moyenne $\langle \bar{u}'^2 \rangle_x$, de variance de vitesse transverse moyenne $\langle \bar{v}'^2 \rangle_x$ et de tensions de Reynolds transverses moyennes $-\langle \bar{u}'v' \rangle_x$, normalisés par la vitesse longitudinale maximale U_{max} locale, *i.e.* prise dans chaque champ horizontal, dans les champs situés à $z/D = 0.19$, $z/D = 0.58$ et $z/D = 0.87$ pour le régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et à $z/D = 0.41$, $z/D = 0.61$ et $z/D = 0.77$ pour le régime *R3A* ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$). L'analyse des profils se fera à chaque fois pour les deux régimes, dans deux plans situés à une hauteur équivalente.

Sur les figures 5.1(a-e) et 5.6(a-e), on présente des profils situés à $z/h = 4/3$, soit $z/D = 0.19$ pour *R1A* et $z/D = 0.41$ pour *R3A*, les profils présentés ici ont donc été mesurés très près de la canopée.

Sur les figures 5.1 et 5.2(a), on observe une forte non-homogénéité de la vitesse longitudinale dans la direction transverse. On y observe une succession de zones de vitesses importantes et de vitesses plus faibles. Entre $y/B = 0.15$ et $y/B = 0.35$ pour *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) (Fig. 5.1(a)), et entre $y/B = 0.2$ et $y/B = 0.47$ pour *R3A* ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) (Fig. 5.2(a)), cette succession concorde avec la distribution de cubes sur le fond. En effet, la vitesse longitudinale est minimale au dessus d'une rangée de cubes et maximale au dessus d'une allée. Ceci est en rapport avec la position du champ mesuré. En effet, dans la section 4.3.1.1 du chapitre 4, la hauteur de la sous couche rugueuse, zone de forte dispersion spatiale, a été estimée à $2h$ pour *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et à $1.4h$ pour *R3A* ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$). Entre $y/B = -0.05$ et $y/B = 0.15$, on observe pour chacun des régimes des comportements très différents. Dans le cas du régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) (Fig. 5.1(a)), on observe une ondulation du profil de vitesse longitudinale avec une longueur d'onde supérieure au motif de rugosités. Dans le cas de *R3A* ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$), on observe une forte chute de l'intensité de la vitesse longitudinale autour $y/B = 0.15$, comme dans le sillage d'un obstacle. Le profil au dessus de la zone correspondant à la configuration de rugosité *S2* ($\lambda \approx 0.40$) est quant à lui relativement invariant dans la direction transverse. Cette chute de vitesse longitudinale est également observée sur le profil du régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) mais sur une zone beaucoup plus étendue et de façon beaucoup moins abrupte. Si on compare les étendues de la zone sur laquelle a lieu cette chute de vitesse longitudinale, soit $0.1B$ pour le régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et $0.03B$ pour le régime *R3A* ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$), on se rend compte qu'elles correspondent à la hauteur de la lame d'eau, *i.e.* $D - h$. Dans la section 1.7 du chapitre 1, on a pu voir que de nombreuses études montrent que la taille des courants secondaires est de l'ordre de la hauteur d'eau. Cela est certainement la marque de courants secondaires.

Sur les figures 5.1 et 5.2(b), on observe que la variation transverse du profil de vitesse transverse est également très importante. En particulier, on note que les pics de vitesse longitudinale coïncident avec un changement de signe de la vitesse transverse. Cela indique bel et bien la présence de courants secondaires. On peut en distinguer trois sortes.

Les premiers sont des courants secondaires générés par les arêtes des cubes et sont observés entre $y/B = 0.15$ et $y/B = 0.43$ dans le cas du régime *R1A* ($Fr = 0.15$, $\alpha = 0.15$) et de $y/B = -0.05$ à $y/B = 0.1$ et de $y/B = 0.16$ à $y/B = 0.47$ dans le cas du régime

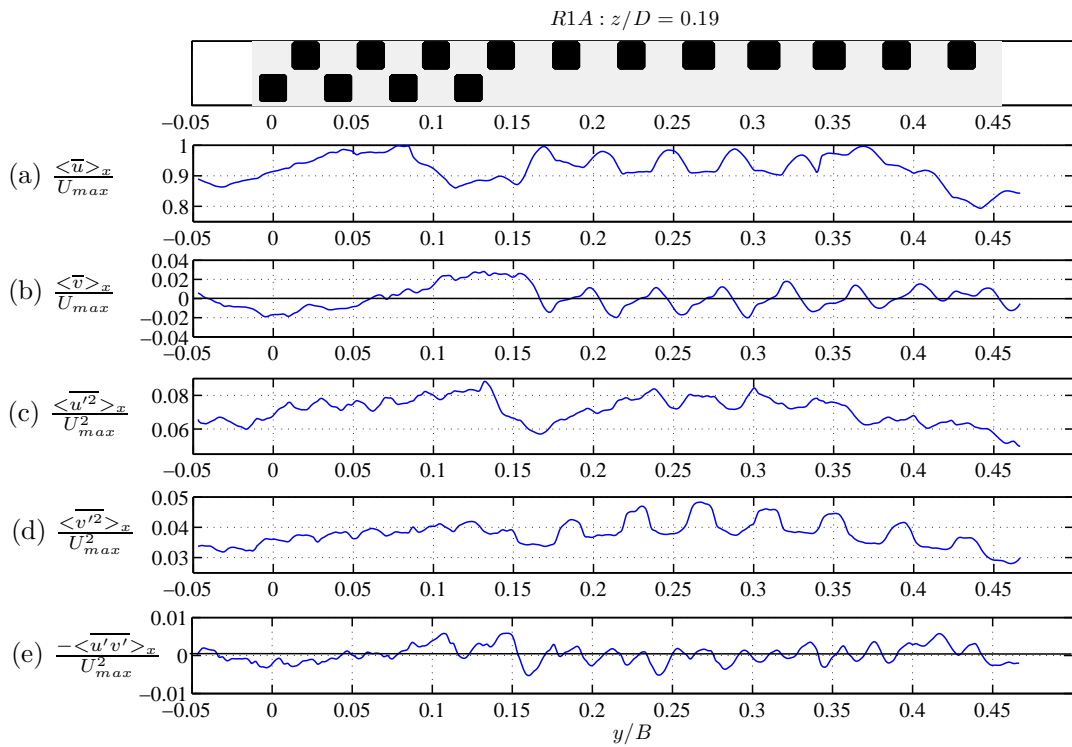


FIG. 5.1 – Profils (a) de vitesse longitudinale moyenne $\langle \bar{u} \rangle_x$, (b) de vitesse transverse moyenne $\langle \bar{v} \rangle_x$, (c) de variance de vitesse longitudinale moyenne $\langle \bar{u}'^2 \rangle_x$, (d) de variance de vitesse transverse moyenne $\langle \bar{v}'^2 \rangle_x$ et (e) de tensions de Reynolds transverses moyennes $-\langle \bar{u}'v' \rangle_x$, normalisé par la vitesse longitudinale maximale U_{max} locale dans le champ situé à $z/D = 0.19$ pour le régime R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$)

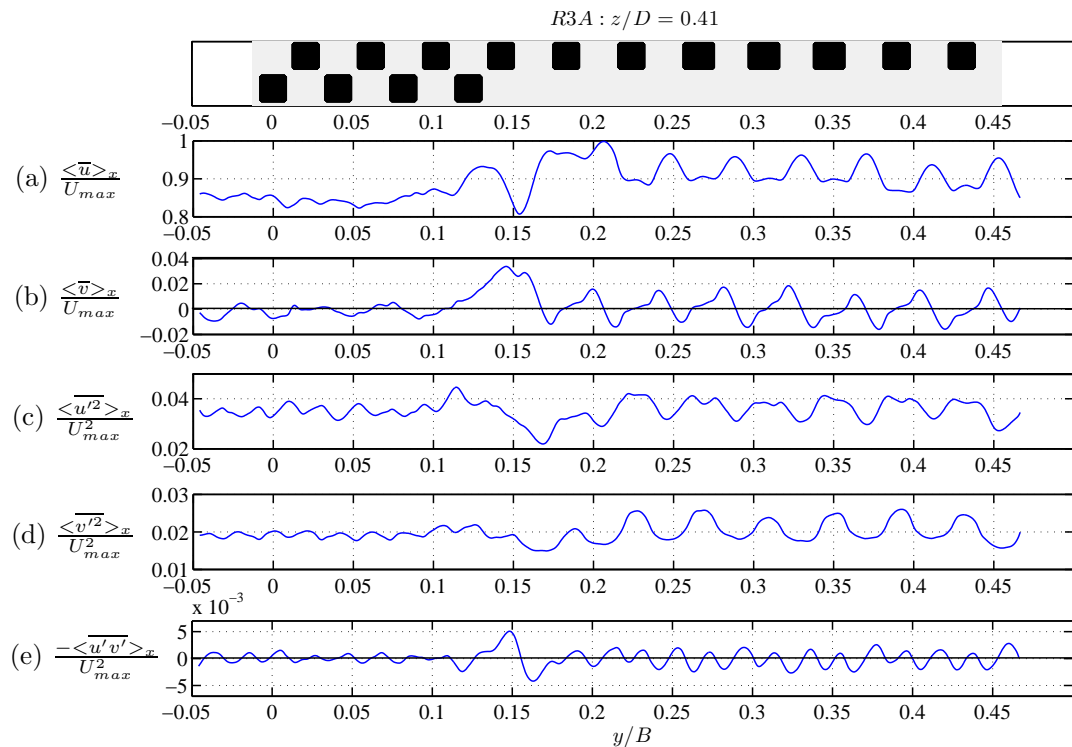


FIG. 5.2 – Profils (a) de vitesse longitudinale moyenne $\langle \bar{u} \rangle_x$, (b) de vitesse transverse moyenne $\langle \bar{v} \rangle_x$, (c) de variance de vitesse longitudinale moyenne $\langle \bar{u}'^2 \rangle_x$, (d) de variance de vitesse transverse moyenne $\langle \bar{v}'^2 \rangle_x$ et (e) de tensions de Reynolds transverses moyennes $-\langle \bar{u}'v' \rangle_x$, normalisé par la vitesse longitudinale maximale U_{max} locale dans le champ situé à $z/D = 0.41$ pour le régime R3A ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$)

R3A ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) grâce aux successions de vitesses transverses positives et négatives. Ils se forment donc deux courants secondaires au dessus de chaque rangée de cubes au dessus de la rugosité de type *S1* ($\lambda \approx 0.20$, à droite) pour les deux régimes. Le courant secondaire situé à gauche tourne dans le sens négatif et le second à droite dans le sens positif, ce qui induit des zones de courant descendant au dessus des rangées de cubes. La largeur des cubes n'étant pas suffisante, seuls deux courants secondaires contra-rotatifs sont générés, comme pour les résultats de Wang & Cheng (2006) dans le cas de leurs barres longitudinales de section rectangulaire de faible rapport d'aspect. L'écoulement moyen ne voit donc pas une succession de cubes mais des barres longitudinales de section carrée.

Le deuxième type de courants secondaires pouvant être observé correspond à ceux situés aux abords du changement de rugosité. Dans le cas du régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$), on en distingue deux : un premier centré à environ $y/B = 0.1$ et un second centré autour de $y/B = 0$. Ce dernier paraît surprenant de par sa position. En effet, comme on a pu le voir dans la section 1.7.1 du chapitre 1, les courants secondaires allant par paire, leur disposition ne peut être que symétrique par rapport au centre du canal. Les profils mesurés dans les champs situés plus haut donneront certainement un élément de réponse à la présence ou non de ce courant. Dans le cas du régime *R3A*, on n'en distingue qu'un seul à cette hauteur, $z/D = 0.41$, tournant dans le sens positif, centré autour de $y/B = 0.15$. Ces courants sont générés par la différence existant entre le frottement généré par le fond de type *S1* ($\lambda \approx 0.20$, à droite) et de type *S2* ($\lambda \approx 0.40$, à gauche). Il apparaît que ces courants secondaires ont une taille de l'ordre de la hauteur de la lame d'eau, comme on a pu le voir également dans la littérature (Nezu & Nakagawa (1984), Blanckaert et al. (2010)).

Le dernier type de courants secondaires n'est observable que dans le cas du régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$). En effet, dans la zone située entre $y/B = 0.42$ et $y/B = 0.45$, on observe que le changement de signe de la vitesse transverse, lié à la présence des courants secondaires générés par les arêtes des cubes, semble interrompu. La vitesse transverse est alors positive jusqu'à $y/B = 0.45$ puis de nouveau négative. C'est la marque de courants secondaires générés dans le coin du canal, *i.e.* à $y/B = 0.5$. Le champ mesuré passe ici à la fois au travers de ces deux courants secondaires, le premier tournant dans le sens négatif et le second dans le sens positif. Ces courants ne peuvent être observés dans le cas du régime *R3A* ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) car le rapport $B/D = 18$ est trop grand (Nezu & Rodi (1985)) et oblige ce type de courants à rester cantonnés proche des parois latérales. En observant les profils dans un champ situé plus haut, il est possible d'en observer les effets sur les profils.

Maintenant que les courants secondaires sont identifiés grâce à l'observation des profils de vitesse transverse, on peut observer comment ils agissent localement sur les profils turbulents.

Sur les figures 5.1 et 5.2(c-d), on observe que, dans les zones de courants descendants, les écart-types de vitesse voient leurs valeurs augmenter, alors qu'elles diminuent dans les zones de courants ascendants.

En ce qui concerne les tensions de Reynolds transverses (Fig. 5.1 et 5.2(e)), qui représentent le cisaillement turbulent dans le plan horizontal, on observe qu'elles changent de signe, positif puis négatif, dans la zone sur laquelle s'étend un courant secondaire.

À l'issue de l'observation des profils situés à $z/h = 4/3$, on constate déjà un effet du

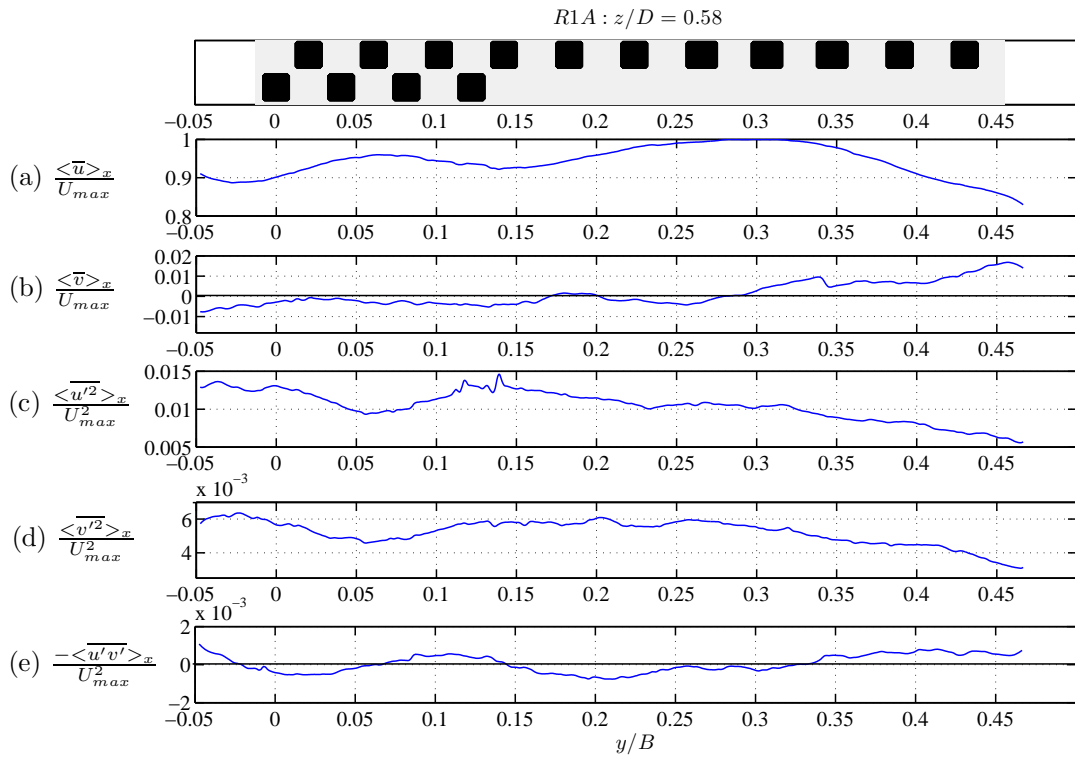


FIG. 5.3 – Profils (a) de vitesse longitudinale moyenne $\langle \bar{u} \rangle_x$, (b) de vitesse transverse moyenne $\langle \bar{v} \rangle_x$, (c) de variance de vitesse longitudinale moyenne $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, (d) de variance de vitesse transverse moyenne $\langle \overline{v'^2} \rangle_x$ et (e) de tensions de Reynolds transverses moyennes $-\langle \overline{u'v'} \rangle_x$, normalisé par la vitesse longitudinale maximale U_{max} locale dans le champ situé à $z/D = 0.58$ pour le régime R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$)

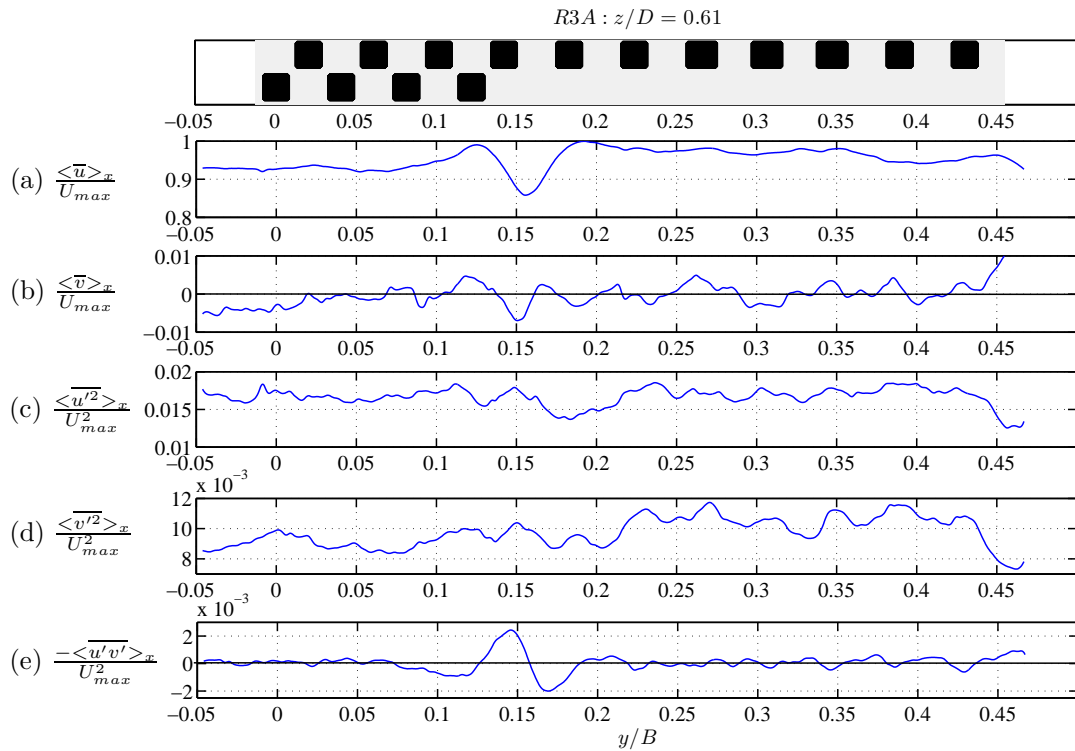


FIG. 5.4 – Profils (a) de vitesse longitudinale moyenne $\langle \bar{u} \rangle_x$, (b) de vitesse transverse moyenne $\langle \bar{v} \rangle_x$, (c) de variance de vitesse longitudinale moyenne $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, (d) de variance de vitesse transverse moyenne $\langle \overline{v'^2} \rangle_x$ et (e) de tensions de Reynolds transverses moyennes $-\langle \overline{u'v'} \rangle_x$, normalisé par la vitesse longitudinale maximale U_{max} locale dans le champ situé à $z/D = 0.61$ pour le régime R3A ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$)

confinement sur les courants secondaires.

On s'intéresse maintenant aux profils situés à $z/D \approx 0.6$ pour les deux régimes. Cette hauteur correspond environ à la mi hauteur de lame d'eau.

Sur les figures 5.3 et 5.4(a), on observe que les profils de vitesse longitudinale ne portent plus la marque des courants secondaires générés par les arêtes des cubes. Ce résultat indique que les courants secondaires générés par les arêtes des cubes ont une taille de l'ordre de la hauteur des rugosités. Cela paraît cohérent avec les hauteurs de sous couches rugueuses estimées dans la section 4.3.1.1 du chapitre 4, car les deux plans se situent, autant pour le régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) que *R3A* ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$), au dessus de la sous couche rugueuse. Le profil de vitesse, dans le cas du régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) (Fig. 5.3(a)), oscille avec une longueur d'onde de $0.1B$ entre $y/B = -0.05$ et $y/B = 0.25$. Cette oscillation est donc très probablement à relier à la présence de plusieurs courants secondaires. Entre $y/B = 0.3$ et $y/B = 0.47$, on observe une forte diminution de la vitesse longitudinale qui est, quant à elle, liée aux courants secondaires générés dans le coin du canal, déjà observés sur le profil situé à $z/D = 0.19$ (Fig. 5.1(a)). Dans le cas du régime *R3A* ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) (Fig. 5.4(a)), le profil de vitesse est constant pour $-0.05 < y/B < 0.1$ et $0.2 < y/B < 0.35$. Cela indique qu'il n'y a pas à ces endroits de courants secondaires d'intensité suffisante pour modifier la vitesse longitudinale. On observe encore la forte chute de vitesse à $y/B = 0.15$ ce qui indique qu'à $z/H = 0.61$, on se situe dans une zone perturbée par des courants secondaires.

Sur la figure 5.3(b), on observe que le profil de vitesse transverse, dans le cas du régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$), ne subit pas de fortes variations dans la direction transverse. Cela indique que le champ a été mesuré au centre des courants secondaires présents, en particulier de ceux générés par la variation transverse de rugosité. L'observation du profil de vitesse transverse ne permet pas ici de conclure quant à la dissymétrie observée précédemment. Entre $y/B = 0.3$ et $y/B = 0.47$, la vitesse transverse est globalement positive, et ce par la présence des courants secondaires générés dans le coin du canal.

Dans le cas du régime *R3A* ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) (Fig. 5.4(b)), on observe encore la marque des courants secondaires générés par les arêtes des cubes sur le profil de vitesse transverse. Cependant ces oscillations sont de moindres amplitudes comparées à celles observées à $z/D = 0.41$ (Fig. 5.2(b)). On distingue encore ici la marque du courant secondaire observé autour de $y/B = 0.15$, mais cette fois la vitesse transverse est négative. Cela indique que dans le cas du régime *R3A* ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$), le champ situé à $z/D = 0.61$ est situé au dessus du centre du courant secondaire.

Afin d'éclaircir la question de la dissymétrie observée sur les profils situés à $z/D = 0.19$ dans le cas du régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$), on se penche sur la figure 5.3(e). On a pu observer sur les profils précédents, *i.e.* situés à $z/D = 0.19$ (Fig. 5.1 et 5.2(e)), que les valeurs de tensions de Reynolds passaient de positives à négatives dans la zone occupée par un courant secondaire. Si on observe le profil de la figure 5.3(e), on observe qu'il existe bien une dissymétrie dans la répartition des courants secondaires sur la largeur du canal. En effet, les variations des tensions de Reynolds, aussi faibles soient elles, indiquent la présence d'un courant secondaire autour de $y/B = -0.03$ et un second autour de $y/B = 0.15$. Cette observation est confirmée par les profils de variances de vitesse longitudinale et transverse (Fig. 5.3(c-d)) entre ces deux zones, *i.e.* à $y/B = 0.05$, puisque leurs valeurs y sont moindres, ce qui signifie que l'on est en présence de zones de courant

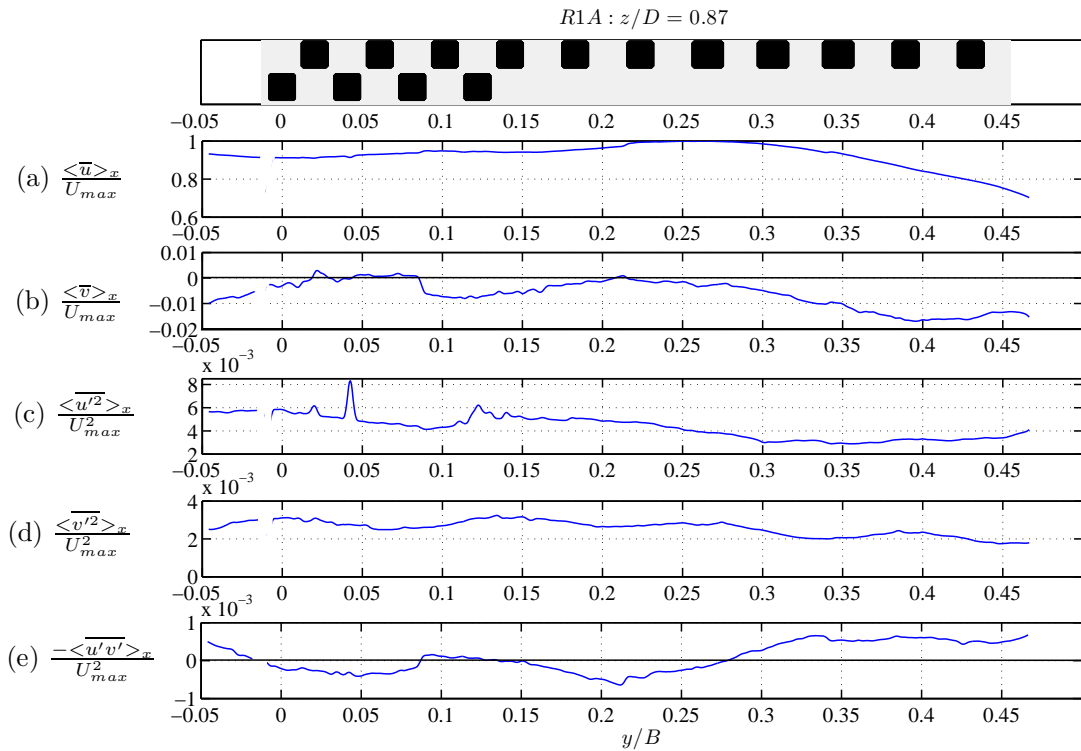


FIG. 5.5 – Profils (a) de vitesse longitudinale moyenne $\langle \bar{u} \rangle_x$, (b) de vitesse transverse moyenne $\langle \bar{v} \rangle_x$, (c) de variance de vitesse longitudinale moyenne $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, (d) de variance de vitesse transverse moyenne $\langle \overline{v'^2} \rangle_x$ et (e) de tensions de Reynolds transverses moyennes $-\langle \overline{u'v'} \rangle_x$, normalisé par la vitesse longitudinale maximale U_{max} locale dans le champ situé à $z/D = 0.87$ pour le régime R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$)

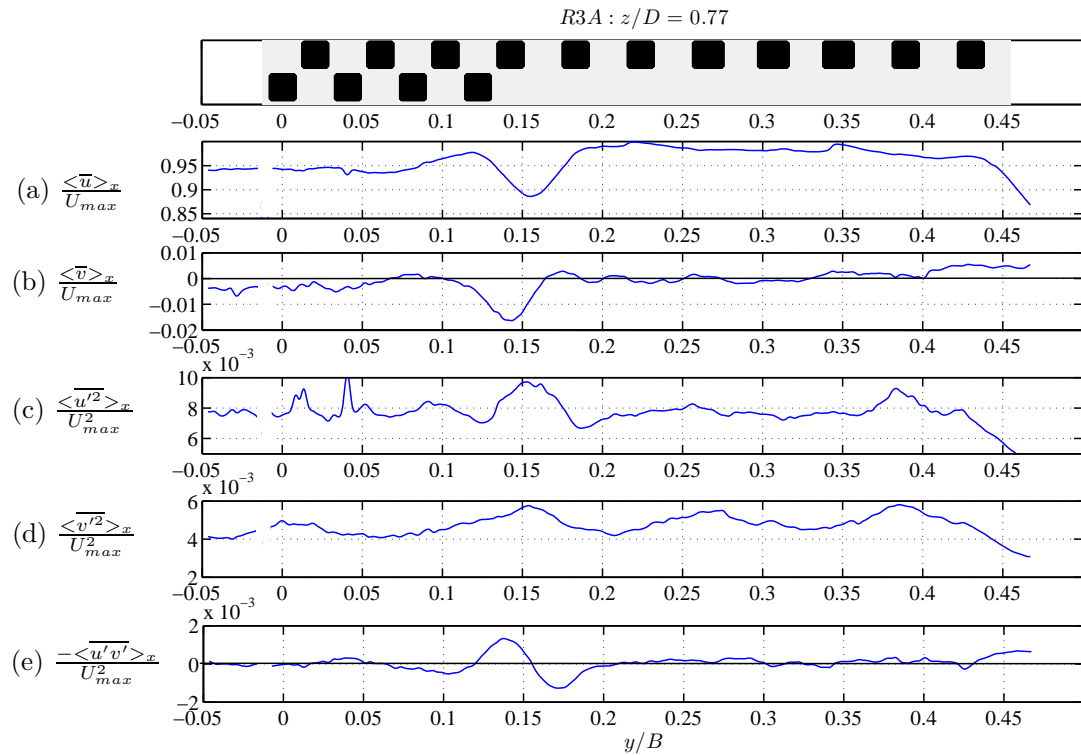


FIG. 5.6 – Profils (a) de vitesse longitudinale moyenne $\langle \bar{u} \rangle_x$, (b) de vitesse transverse moyenne $\langle \bar{v} \rangle_x$, (c) de variance de vitesse longitudinale moyenne $\langle \overline{u'^2} \rangle_x$, (d) de variance de vitesse transverse moyenne $\langle \overline{v'^2} \rangle_x$ et (e) de tensions de Reynolds transverses moyennes $-\langle \overline{u'v'} \rangle_x$, normalisé par la vitesse longitudinale maximale U_{max} locale dans le champ situé à $z/D = 0.77$ pour le régime R3A ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$)

ascendant, donc entre deux courants secondaires. Il y a donc un décalage, relativement au centre du canal, d'environ 4 à 5 cm, soit 3% de la largeur totale du canal, ce qui est relativement faible.

En ce qui concerne le régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$), on n'observe pas globalement de tendance particulière sur les profils de variances de vitesses longitudinale et transverse (Fig. 5.4(c-d)), à l'exception de la zone proche de la paroi latérale, *i.e.* pour $y/B > 0.45$, où l'on remarque une forte diminution des valeurs des deux quantités. Cela est à relier à la présence dans le champ de courants secondaires générés dans le coin du canal, qui n'avaient pas pu être observés sur les profils situés à $z/D = 0.41$ (Fig. 5.2).

Sur la figure 5.4(e), on observe le même changement de signe des tensions de Reynolds que celui observé dans le champ situé à $z/D = 0.41$. Il est situé au même endroit et avec une amplitude moindre. Cependant, il se démarque ici nettement de l'ensemble du profil. Cela indique la présence d'un courant secondaire liée à la variation transverse de rugosité dont l'intensité est relativement importante. Le courant secondaire transporte, de la canopée vers le haut de l'écoulement, très rapidement de la quantité de mouvement de faible intensité sur la droite ($y/B = 0.15$), ce qui diminue les valeurs de la vitesse longitudinale. Le phénomène inverse se produit à gauche du courant secondaire, ce qui fait augmenter brutalement la vitesse longitudinale jusqu'à des valeurs équivalentes à celle située au dessus de la rugosité de type $S1$ ($\lambda \approx 0.20$). Cela explique pourquoi le profil ressemble à celui d'un sillage, mais, dans ce cas, c'est le courant secondaire qui le provoque.

On s'intéresse maintenant aux champs situés proche de la surface libre, soit à $z/D = 0.87$ pour le régime $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$), et $z/D = 0.77$ pour le régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$).

Dans le cas du régime $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) (Fig. 5.5), on observe globalement que les profils sont quasiment plats, exceptés quelques pics de valeurs sur les profils de vitesse longitudinale et de variances (Fig. 5.5(a),(c-d)), mais qui sont également observés sur les mêmes profils du régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$), ce qui signifie qu'il s'agit d'artefacts liés à la mesure, sans signification physique. On observe néanmoins une chute plus importante que précédemment de la vitesse longitudinale sur le bord du canal, *i.e.* pour $y/B > 0.3$. Cette chute de vitesse longitudinale est à relier à une augmentation dans les valeurs négatives de la vitesse transverse, qui est liée à la présence d'un courant secondaire généré par le coin du canal.

Au contraire, dans le cas du régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) (Fig. 5.6), on voit encore à $z/D = 0.77$, la marque du courant secondaire généré par la variation transverse de rugosité sur l'ensemble des profils. On observe également une influence des courants secondaires générés dans le coin du canal sur les profil à partir de $y/B > 0.4$.

5.1.2 PROFILS VERTICAUX DE VITESSE VERTICALE

Sur les figures 5.7(1-8), sont tracés les profils verticaux issus de la moyenne selon x des champs verticaux mesurés à 8 positions y/B pour le régime $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$).

Dans la section précédente, des courants secondaires ont pu être identifiés grâce aux profils de vitesse transverse essentiellement. Ces courants secondaires induisent nécessairement des vitesses verticales non nulles, en particulier dans les zones de courants ascendant

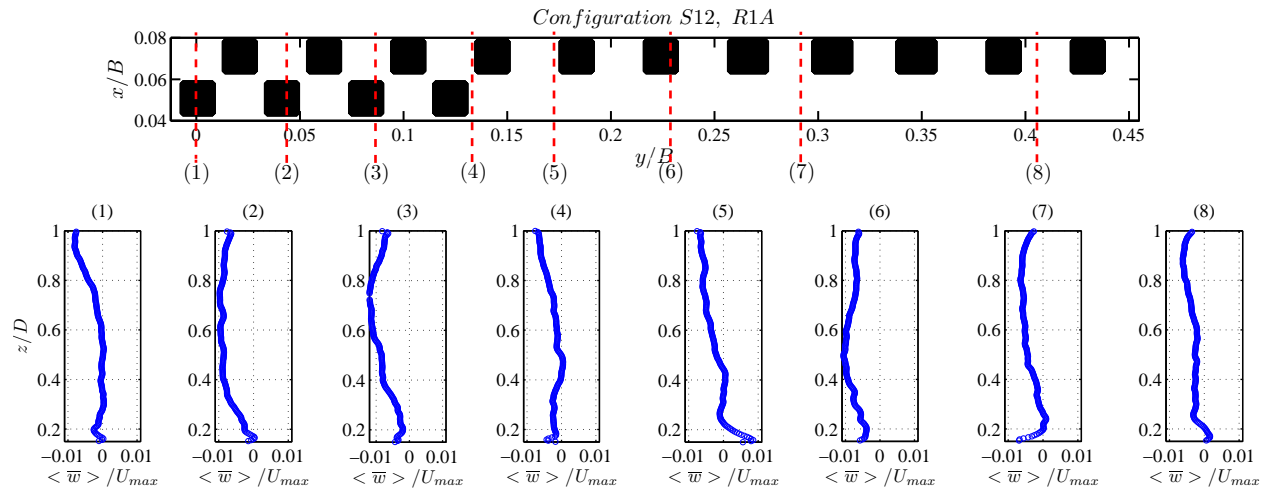


FIG. 5.7 – Profils verticaux issus de la moyenne selon x des champs verticaux mesurés à 8 positions y/B pour le régime R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$)

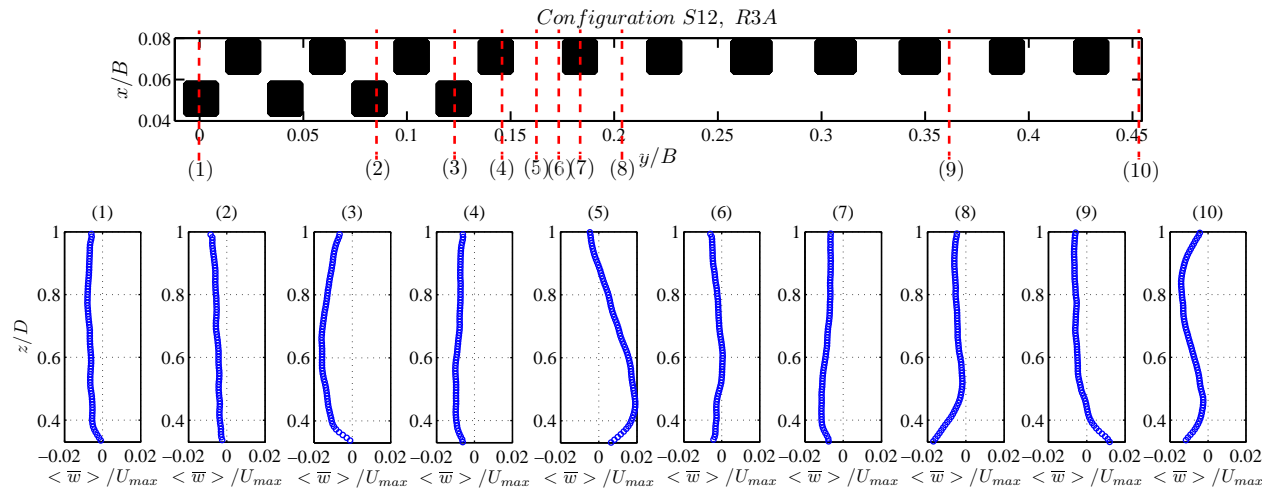


FIG. 5.8 – Profils verticaux issus de la moyenne selon x des champs verticaux mesurés à 10 positions y/B pour le régime R3A ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$)

et descendant. On observe en effet, pour les profils (2) et (3), que la vitesse verticale est descendante, ce qui valide la présence autour de $y/B = 0.1$ d'un courant secondaire tournant dans le sens positif. On observe également, pour l'ensemble des profils, des vitesses verticales en accord avec les observations faites précédemment. Par exemple, si l'on observe le profil (6), situé sur une rangée de cubes, on observe, proche de la canopée, une zone de vitesse verticale négative. Or, on a pu voir plus haut, de par le sens de rotation des courants secondaires générés sur les arêtes des cubes, que l'écoulement est descendant au dessus des rangée de cubes.

Dans le cas du régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$), sont tracés sur les figures 5.8, les profils issus de la moyenne spatiale selon x de champs mesurés à 10 positions y/B .

Dans le cas de ce régime, un fort courant secondaire a été identifié autour de $y/B = 0.15$. On observe sur les profils situés de part et d'autre, *i.e.* les plans (3) et (5), que la vitesse verticale est d'abord négative dans le champ (3) puis positive dans le champ (5). On observe ici aussi un bon accord avec les observations faites précédemment sur les courants secondaires générés par les arêtes des cubes, en particulier sur le profil (8), où, au dessus d'une rangée de cubes, la vitesse est négative proche de la canopée.

5.1.3 SCHÉMAS DES COURANTS SECONDAIRES IDENTIFIÉS

En recoupant toutes les informations issues de l'analyse des profils transverses moyens et turbulents, et verticaux de vitesse verticale, il est possible de représenter schématiquement les différents courants secondaires identifiés pour les deux régimes $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$).

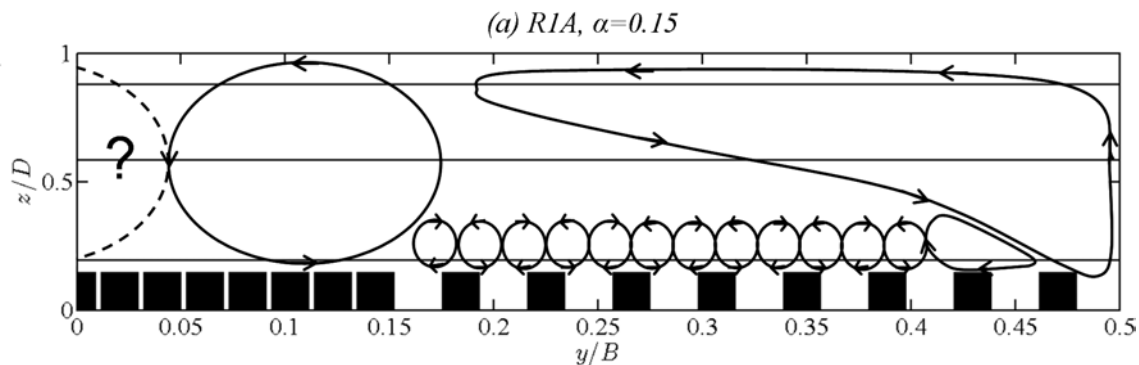


FIG. 5.9 – Schéma représentant les courants secondaires identifiés dans un plan transverse (y, z) du canal, avec en traits pleins la position des champs horizontaux de la section 5.1.1, pour le régime $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$)

Sur la figure 5.9, est représenté schématiquement un plan transverse (y, z) du canal, avec, en traits pleins, la position des champs horizontaux de la section 5.1.1.

On peut y observer deux courants secondaires, avec une légère dissymétrie, au dessus de la rugosité de type $S2$ ($\lambda \approx 0.40$), qui sont générés par la variation transversale de rugosité. Ensuite, on peut observer la succession de courants secondaires générés sur les arêtes des cubes de la rugosité de type $S1$ ($\lambda \approx 0.20$). La taille de ces courants secondaires a été

estimée à partir des observations faites pour le régime $R3A$ ($\alpha = 0.33$), où ces courants n'apparaissent plus dans le champ situé à $z/D = 0.41$. On fait donc l'hypothèse que la hauteur d'eau n'influe pas sur la taille de ces courants secondaires. Ils ne semblent pas ici propres à la configuration à variation transversale de rugosité $S12$, ils sont certainement également présents lorsque la configuration est homogène, ce qui explique la dispersion spatiale des profils dans la sous couche rugueuse. On peut observer enfin le courant secondaire généré par le coin du canal, qui est ici particulièrement amplifié par la présence de la surface libre, comme l'ont montré Nezu & Nakagawa (1984). La séparation entre les effets de bord et les effets de variation transverse de rugosité n'est pas nette dans ce cas.

On présente le même schéma pour le régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) sur la figure 5.10, avec la position des champs horizontaux en traits pleins.

Contrairement au régime $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$), on ne peut observer qu'un courant secondaire qui s'étend sur la hauteur de lame d'eau, et deux courants secondaires de part et d'autre qui sont un peu plus étendus verticalement que ceux générés par les arêtes des cubes. Enfin, on observe que, comme le prédit Nezu & Rodi (1985), les courants secondaires générés dans les coins du canal restent ici cantonnés dans une petite zone proche des parois latérales.

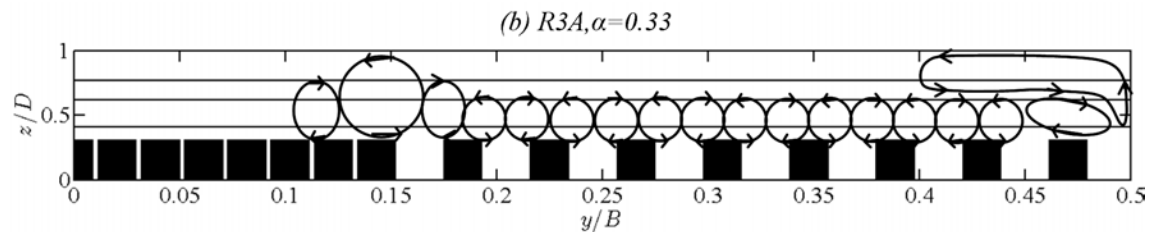


FIG. 5.10 – Schéma représentant les courants secondaires identifiés dans un plan transverse (y, z) du canal, avec en traits pleins la position des champs horizontaux de la section 5.1.1, pour le régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$)

5.2 EFFETS SUR LA STRUCTURE VERTICALE DE L'ÉCOULEMENT

Il a été mis en évidence la présence de courants secondaires liés à la variation transverse de rugosité autant pour le régime $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) que pour le régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$). Ces courants secondaires, d'après la littérature (Nezu & Nakagawa (1984), Wang & Cheng (2005)), ont des effets sur la structure verticale de la couche limite.

On souhaite observer si la similarité de l'écoulement est conservée malgré la présence de courants secondaires, et, si non, quels sont les effets des courants secondaires sur la structure de la couche limite. Pour cela, on compare des profils verticaux issus de la moyenne spatiale selon x de champs mesurés à différents y/B au dessus de la configuration à variation transverse de rugosité $S12$, pour les régimes $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$). Les profils étant locaux à l'écoulement, on choisit de les normaliser par la vitesse maximale longitudinale locale à chaque champ verticaux. On reporte également pour l'ensemble des profils présentés ci-après les profils issus de la double moyenne équivalents sur rugosité homogène $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.20$). Les profils sont tous tracés en fonction de $\eta = (z - d) / (D - d)$, où la valeur de d est

celle estimée lors de la section 4.3.1.2 du chapitre 4. Lorsque la hauteur de déplacement correspond à celle de la configuration $S2$, on note $\eta^{(S2)}$, de même pour $S1$. En ce qui concerne le profil équivalent pour la zone correspondant à $S2$, on utilisera celui du régime $R1B$ ($Fr = 0.54$, $\alpha = 0.15$) sur la configuration homogène $S2$ puisqu'il a été montré dans la section 4.1 du chapitre 4 que le nombre de Froude n'a pas d'effet sur la structure de la couche limite.

5.2.1 EFFETS DE BORDS

Sur les figures 5.11(a-d), sont tracés les profils verticaux respectivement de vitesse longitudinale moyenne $\langle \bar{u} \rangle_x$, d'écart-type de vitesse longitudinale moyen $\sqrt{\langle \bar{u}'^2 \rangle_x}$, d'écart-type de vitesse verticale moyen $\sqrt{\langle \bar{w}'^2 \rangle_x}$ et des tensions de Reynolds moyennes $-\langle \bar{u}'w' \rangle_x$ en fonction de η pour les régimes $R1A$ ($\alpha = 0.15$) et $R3A$ ($\alpha = 0.33$) mesurés respectivement à $y/B = 0.40$ et $y/B = 0.45$, soit près du bord du canal. Sont reportés également les profils équivalents sur rugosités homogènes $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

Comme attendu, on observe que les courants secondaires générés sur les bords du canal modifient le comportement des quantités statistiques. Sur la figure 5.11(a), on observe, autant pour $R1A$ ($\alpha = 0.15$) que pour $R3A$ ($\alpha = 0.33$), que le maximum de vitesse est atteint sous la surface libre à environ $\eta = 0.7$. C'est ce qu'on appelle le phénomène de plongée, observé généralement en canal étroit (Bonakdari et al. (2008)). Ceci semble indiquer que ce phénomène, dans les canaux étroits, est à relier à des courants secondaires générés dans les coins d'un canal et qui s'étendent sur toute la section transversale du canal. Le profil du régime $R1A$ ($\alpha = 0.15$) est le plus atteint, car, dans ce cas, le profil est mesuré beaucoup plus proche du centre du courant secondaire, là où il est le plus intense.

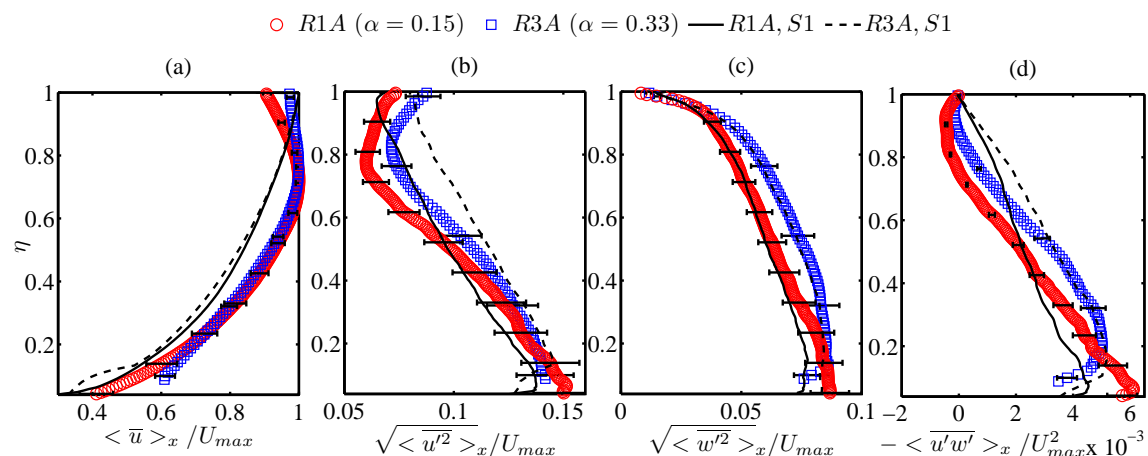


FIG. 5.11 – Profils verticaux (a) de vitesse longitudinale moyenne $\langle \bar{u} \rangle_x$, (b) d'écart-type de vitesse longitudinale moyen $\sqrt{\langle \bar{u}'^2 \rangle_x}$, (c) d'écart-type de vitesse verticale moyen $\sqrt{\langle \bar{w}'^2 \rangle_x}$ et (d) des tensions de Reynolds moyennes $-\langle \bar{u}'w' \rangle_x$ en fonction de η pour les régimes $R1A$ ($\alpha = 0.15$) et $R3A$ ($\alpha = 0.33$) mesurés respectivement à $y/B = 0.40$ et $y/B = 0.45$. En trait plein et pointillés : Profils équivalents sur rugosités homogènes $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$)

Sur la figure 5.11(b), on observe que les profils d'écart-type de vitesse longitudinale ont un comportement très proche de la vitesse $\langle \bar{u} \rangle_x$, puisqu'ils atteignent une valeur

minimale bien en dessous de la surface libre, à une hauteur comparable à celle du maximum de vitesse longitudinale. Au contraire, les profils d'écart-type de vitesse verticale sont peu affectés par les effets de bords. Cela indique que le transfert d'énergie proche de la surface libre se fait des fluctuations $\overline{v'^2}$ vers les fluctuations $\overline{u'^2}$, contrairement au cas homogène sans effet de bords, où le transfert se faisait à partir de $\overline{w'^2}$ (voir Sect. 4.1.1.3 Chap. 4).

Les profils de tensions de Reynolds sont particulièrement sensibles aux effets de bords (Fig. 5.11(d)). En effet, on observe qu'ils perdent leur caractère linéaire, observé dans le cas homogène sans effet de bords, et vont même jusqu'à changer de signe autour de la hauteur à laquelle la vitesse longitudinale est maximale.

Ces effets ne sont pas ceux que l'on souhaite étudier dans ce chapitre. C'est pourquoi les profils proches du bord sont présentés à part. Dans la suite, il sera bon de garder en tête, dans le cas du régime *R1A*, qu'il n'y a pas de séparation nette entre ces effets de bords et l'effet de la variation transverse de rugosité.

5.2.2 VARIATION TRANSVERSE DE RUGOSITÉ

Sur les figures 5.12(a-b), sont représentés les profils de vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle_x / U_{max}$ en fonction de η respectivement pour les profils situés au dessus de la rugosité de type *S2* ($\lambda \approx 0.40$) et ceux situés au dessus de la rugosité de type *S1* ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$).

Sur la figure 5.12(a), on observe que les profils (1) et (4) sont très proches de l'équivalent sur rugosité homogène *S2* ($\lambda \approx 0.40$), alors que les profils (2) et (3) ont des valeurs globalement plus fortes. Cela est lié au fait qu'ils se situent dans une zone de courants descendants, qui ramènent de la quantité de mouvement de forte intensité vers le centre de l'écoulement.

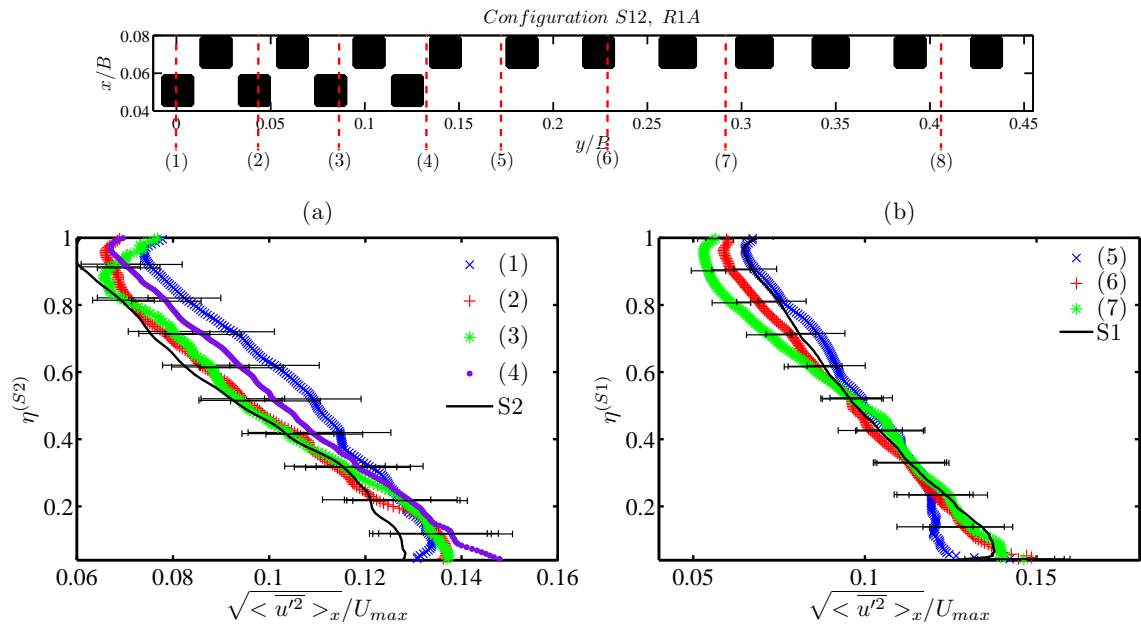
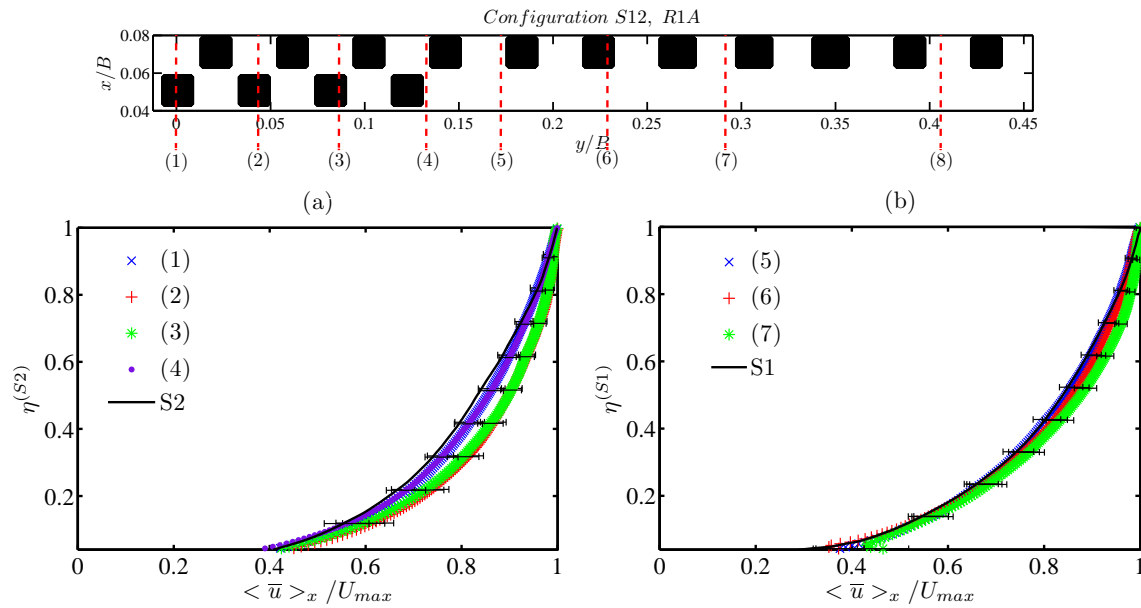
Sur la figure 5.12(b), les profils (5) et (6) sont très proches de l'équivalent sur rugosité homogène *S1* ($\lambda \approx 0.20$). Le profil (7), quant à lui, est affecté par les courants secondaires générés dans le coin du canal. Cela rejoint ce qui a été dit à la fin de la section précédente. Dans le cas du régime *R1A* ($\alpha = 0.15$), le confinement n'est pas suffisant pour séparer les effets de bords et de variation transverse de rugosité.

Sur les figures 5.13(a-b), sont représentés les profils verticaux d'écart-type de vitesse longitudinale $\sqrt{\langle \overline{u'^2} \rangle_x} / U_{max}$ en fonction de η respectivement pour les profils situés au dessus de la rugosité de type *S2* ($\lambda \approx 0.40$) et ceux situés au dessus de la rugosité de type *S1* ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$).

Sur la figure 5.13(a), on observe que les profils (1) et (4) sont supérieurs à celui correspondant à la configuration homogène *S2* ($\lambda \approx 0.40$). C'est la marque de courants descendants. Les profils (2) et (3) sont quant à eux identiques à celui correspondant à la configuration homogène *S2* ($\lambda \approx 0.40$).

Sur la figure 5.13(b), les profils (5) et (6) sont très proches du profil correspondant à l'équivalent sur fond homogène, mais on observe cependant que le profil (5) a des valeurs légèrement supérieures, car situé dans un courant descendant, et le profil (6) des valeurs légèrement inférieures, parce que situé dans un courant ascendant. Le profil (7) est ici également perturbé par les effets de bords.

Sur les figures 5.14(a-b), sont représentés les profils verticaux d'écart-type de vitesse



verticale $\sqrt{\langle w'^2 \rangle_x} / U_{max}$ en fonction de $\eta = (z - d) / (D - d)$ respectivement pour les profils situés au dessus de la rugosité de type *S2* ($\lambda \approx 0.40$) et ceux situés au dessus de la rugosité de type *S1* ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$).

On observe, pour les profils (1) et (4), des valeurs un peu plus élevées que pour les autres profils, car ils sont situés dans des zones de courants descendants. Cependant, globalement, on n'observe pas d'effets liés à la présence des courants secondaires, que ce soient ceux générés par la variation transverse, ou ceux générés dans les coins du canal. Bien qu'ils aient un effet sur la vitesse verticale moyenne (voir Fig. 5.7), ils n'affectent pas les écart-types de vitesse verticlae.

Sur les figures 5.15(a-b), sont représentés les profils verticaux de tensions de Reynolds $-\langle \overline{u'w'} \rangle_x / u_*^2$ en fonction de $\eta = (z - d) / (D - d)$ respectivement pour les profils situés au dessus de la rugosité de type *S2* ($\lambda \approx 0.40$) et ceux situés au dessus de la rugosité de type *S1* ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$).

Sur la figure 5.15(a), les profils (1) et (4), et (2) et (3) ont des comportements différents : les deux premiers suivent la loi linéaire du profil équivalent sur une rugosité homogène *S2* ($\lambda \approx 0.40$) et les deux suivants ont une distribution concave, car situés dans des zones de courants descendants. Wang & Cheng (2005) ont fait exactement le même type d'observations pour des successions de bandes lisses et rugueuses. L'ensemble des profils ont des valeurs un peu plus élevées juste au dessus de la canopée comparativement au profil équivalent sur fond homogène *S2* ($\lambda \approx 0.40$), mais ces écarts restent dans l'erreur de convergence temporelle.

Sur la figure 5.15(b), les profils (5), (6) et (7) ont des comportements légèrement incurvés également. Cela renforce le fait que la séparation entre les effets de bords et de variation de rugosité n'est pas faite pour ce confinement $\alpha = 0.15$.

En résumé, on peut dire que les courants secondaires, dans le cas du régime *R1A* ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$), générés par la variation transverse ont un impact sur la structure verticale de la couche limite. On a également pu observer que la seule quantité qui ne semble pas affectée par la présence de courants secondaires est l'écart-type de vitesse verticale.

On a vu dans la section 5.1.3 que le confinement modifie énormément la répartition des courants secondaires, comme l'avait observé Blanckaert et al. (2010) pour des canaux peu profonds à fond sablonneux. En particulier, on a pu observer une forte chute de vitesse longitudinale au cœur du courant secondaire le plus intense. Il s'agit maintenant d'observer les éventuels effets de cette circulation secondaire sur la structure verticale de la couche limite.

Sur les figures 5.16(a-b), sont représentés les profils de vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle_x / U_{max}$ en fonction de η respectivement pour les profils situés au dessus de la rugosité de type *S2* ($\lambda \approx 0.40$) et ceux situés au dessus de la rugosité de type *S1* ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime *R3A* ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$).

Sur la figure 5.16(a), on observe que les profils (1) et (2) sont identiques au profil équivalent sur rugosité homogène *S2* ($\lambda \approx 0.40$). Ce résultat est en accord avec les observations faites sur les profils transverses. En effet, on a pu observer aux hauteurs $z/D = 0.61$ (Fig. 5.4(a)) et $z/D = 0.77$ (Fig. 5.6(a)) que la vitesse longitudinale ne subit aucune variation transverse au centre du canal. En ce qui concerne les profils (3) et (4), se situant dans une zone de courants descendants, ils voient leurs valeurs augmenter par rapport aux autres profils.

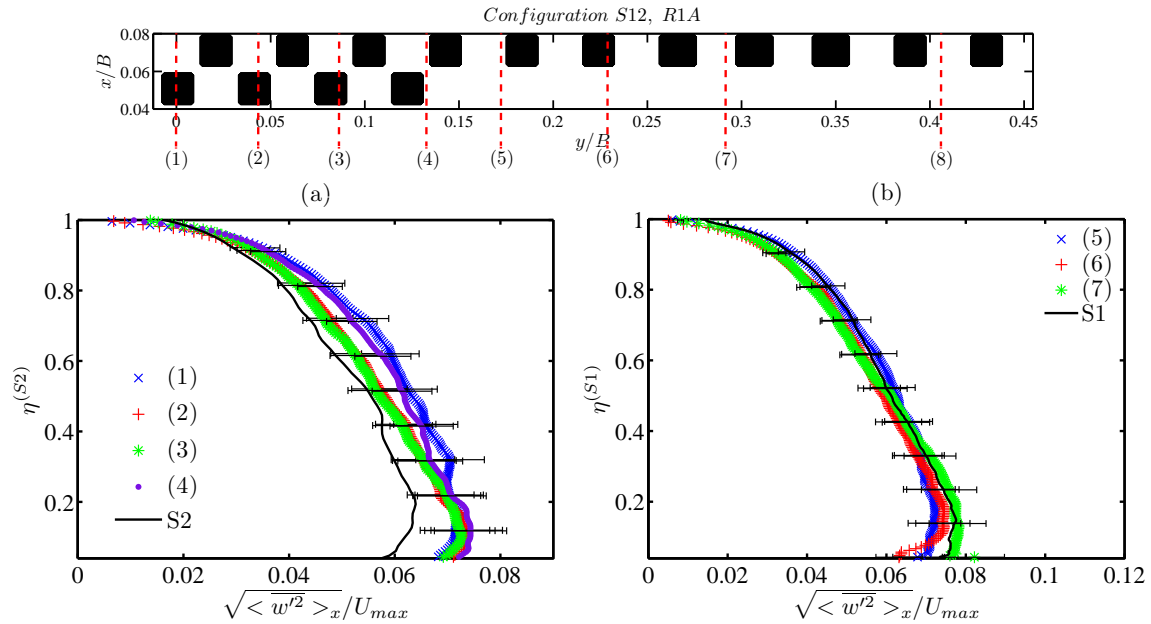


FIG. 5.14 – Profils verticaux d'écart-type de vitesse verticale $\sqrt{\langle w'^2 \rangle_x} / U_{max}$ en fonction de $\eta = (z - d) / (D - d)$ pour (a) les profils situés au dessus de la rugosité de type S2 ($\lambda \approx 0.40$) et (b) ceux situés au dessus de la rugosité de type S1 ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) (Profil (8), voir Fig. 5.11(c))

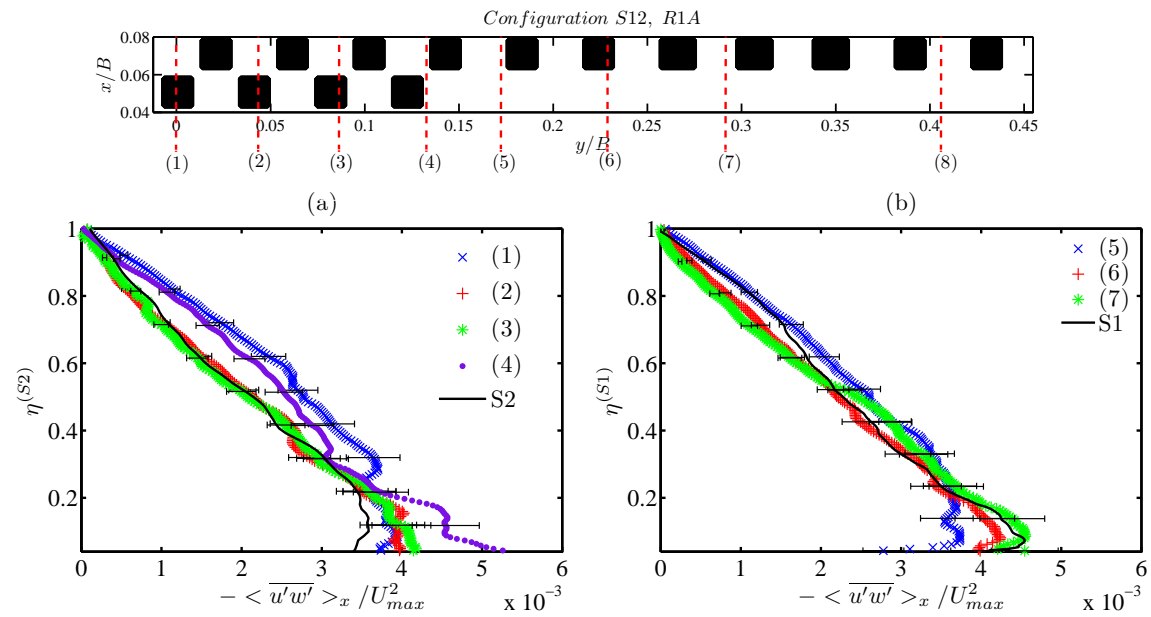


FIG. 5.15 – Profils verticaux de tensions de Reynolds $-\langle u'w' \rangle_x / u_*^2$ en fonction de $\eta = (z - d) / (D - d)$ pour (a) les profils situés au dessus de la rugosité de type S2 ($\lambda \approx 0.40$) et (b) ceux situés au dessus de la rugosité de type S1 ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime R1A ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) (Profil (8), voir Fig. 5.11(d))

Sur la figure 5.16(b), les profils (6), (7), (8) et (9) se superposent au profil équivalent sur rugosité homogène $S1$ ($\lambda \approx 0.20$), à l'erreur de convergence temporelle près. Par contre, sur le profil (5), se situant dans une zone de forts courants ascendants, on observe des vitesses plus faibles.

Sur les figures 5.17(a-b), sont représentés les profils d'écart-type de vitesse longitudinale $\sqrt{\langle \overline{u'^2} \rangle_x} / U_{max}$ en fonction de η respectivement pour les profils situés au dessus de la rugosité de type $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) et ceux situés au dessus de la rugosité de type $S1$ ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$).

Sur la figure 5.17(a), on observe une bonne concordance entre tous les profils pour $0.2 < \eta < 0.8$. On note cependant une augmentation des valeurs d'écart-type de vitesse longitudinale à mesure que l'on approche de la zone où se situe le courant secondaire pour $\eta > 0.8$. Pour le profil (3), ce comportement est certainement relié au fait qu'il se situe dans une zone de courants descendants.

Sur la figure 5.17(b), on observe que les profils (5) et (6) sont affectés par la présence du courant secondaire alors que (7), (8) et (9) sont identiques. Malgré leur concordance, ils sont assez éloignés du profil équivalent sur rugosité homogène $S1$ ($\lambda \approx 0.20$).

Sur les figures 5.18(a-b), sont représentés les profils d'écart-type de vitesse verticale $\sqrt{\langle \overline{w'^2} \rangle_x} / U_{max}$ en fonction de η respectivement pour les profils situés au dessus de la rugosité de type $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) et ceux situés au dessus de la rugosité de type $S1$ ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$).

Sur la figure 5.18(a), on observe que les profils sont assez proches, avec une augmentation des valeurs, pour $0.4 < \eta < 0.9$, à mesure que l'on s'approche du courant secondaire situé au niveau du changement de rugosité. Cela est dû au fait que l'on s'approche progressivement d'une zone de forts courants descendants.

Sur la figure 5.18(b), on observe, bien qu'il soit proche du profil équivalent sur rugosité homogène $S1$ ($\lambda \approx 0.20$), que le profil (5) a un comportement très différent des autres, avec des valeurs nettement supérieures. Le profil (6) semble lui aussi atteint par l'effet du courant secondaire situé à $y/B = 0.17$. Les profils (7), (8) et (9), quant à eux, se superposent jusqu'à $\eta = 0.40$, ce qui correspond à la hauteur de la sous couche rugueuse dans le cas de la configuration $S1$ (voir Sect. 4.3.1.1 Chap. 4). Ici également les profils sont très éloignés du profil équivalent sur rugosité homogène $S1$. Cela semble indiquer, pour un confinement important $\alpha = 0.33$, que la variation transversale a un effet sur l'intensité turbulente en général, *i.e.* même dans les zones non affectées par les courants secondaires.

Sur les figures 5.19(a-b), sont représentés les profils de tensions de Reynolds $\langle \overline{u'w'} \rangle_x / u_*^2$ en fonction de η respectivement pour les profils situés au dessus de la rugosité de type $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) et ceux situés au dessus de la rugosité de type $S1$ ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$).

Sur la figure 5.19(a), on observe que les profils (1) et (2) sont très proches, car situé dans une zone pas affectée par la variation transverse. Le profil (3), se trouvant dans une zone de courants descendants, suit une distribution concave. Le profil (4), placé encore dans une zone de courants descendants du courant secondaire, est légèrement incurvé pour $\eta < 0.7$.

Sur la figure 5.19(b), on remarque que le profil (5), situé en bordure du courant secondaire généré par la variation transverse de rugosité, dans une zone de courants ascendants, est convexe, ce qui a pour conséquence de modifier la pente de la loi linéaire

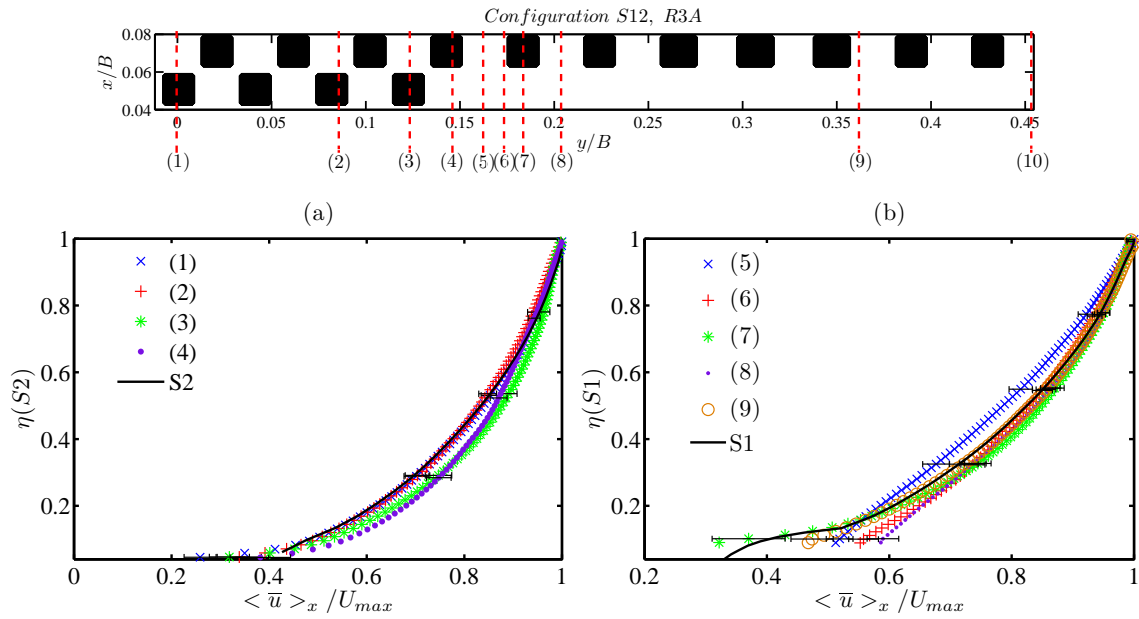


FIG. 5.16 – Profils de vitesse longitudinale $\langle \bar{u} \rangle_x / U_{max}$ en fonction de η pour (a) les profils situés au dessus de la rugosité de type S2 ($\lambda \approx 0.40$) et (b) ceux situés au dessus de la rugosité de type S1 ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime R3A ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) (Profil (10), voir Fig. 5.11(a))

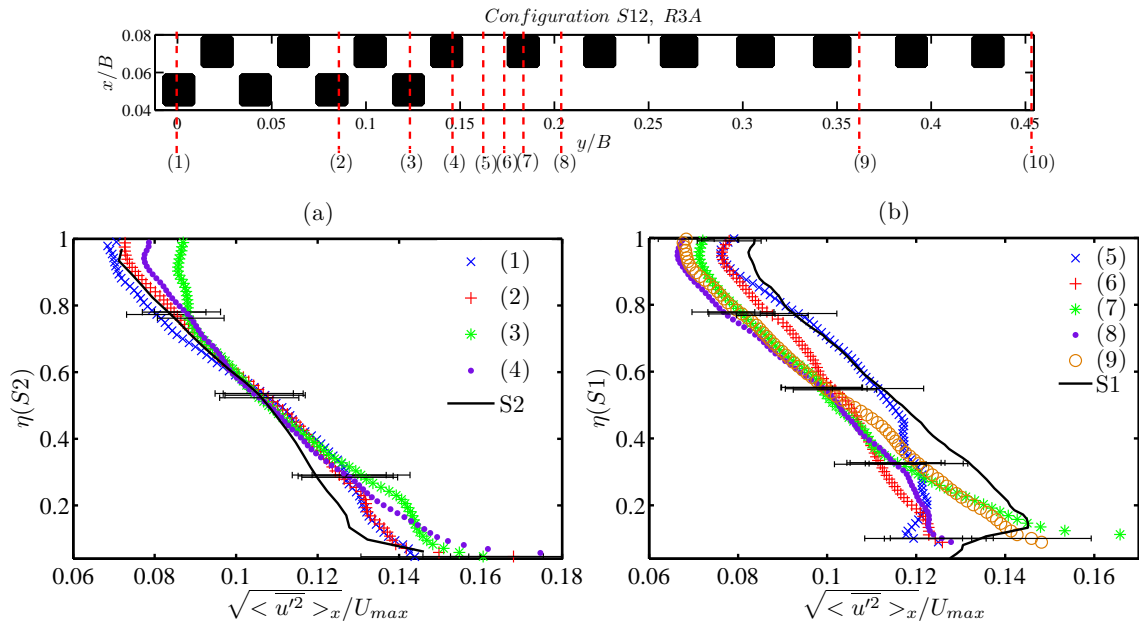


FIG. 5.17 – Profils d'écart-type de vitesse longitudinale $\sqrt{\langle u'^2 \rangle_x} / U_{max}$ en fonction de η pour (a) les profils situés au dessus de la rugosité de type S2 ($\lambda \approx 0.40$) et (b) ceux situés au dessus de la rugosité de type S1 ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime R3A ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) (Profil (10), voir Fig. 5.11(b))

dans la partie supérieure de l'écoulement. L'ensemble des profils (6), (7), (8) et (9) sont relativement semblables, pour $\eta > 0.4$, à l'erreur près, au cas de rugosité homogène. En dessous, on se situe dans la sous couche rugueuse définie à $2h$ pour le régime $R1A$, soit $\eta = 0.45$. Cela explique la forte dispersion des profils.

En résumé, on a pu voir que le confinement ne modifie pas de façon significative l'impact des courants secondaires sur la structure de la couche limite. On a pu observer quel que soit le régime que les courants secondaires affectaient les profils verticaux de la même façon.

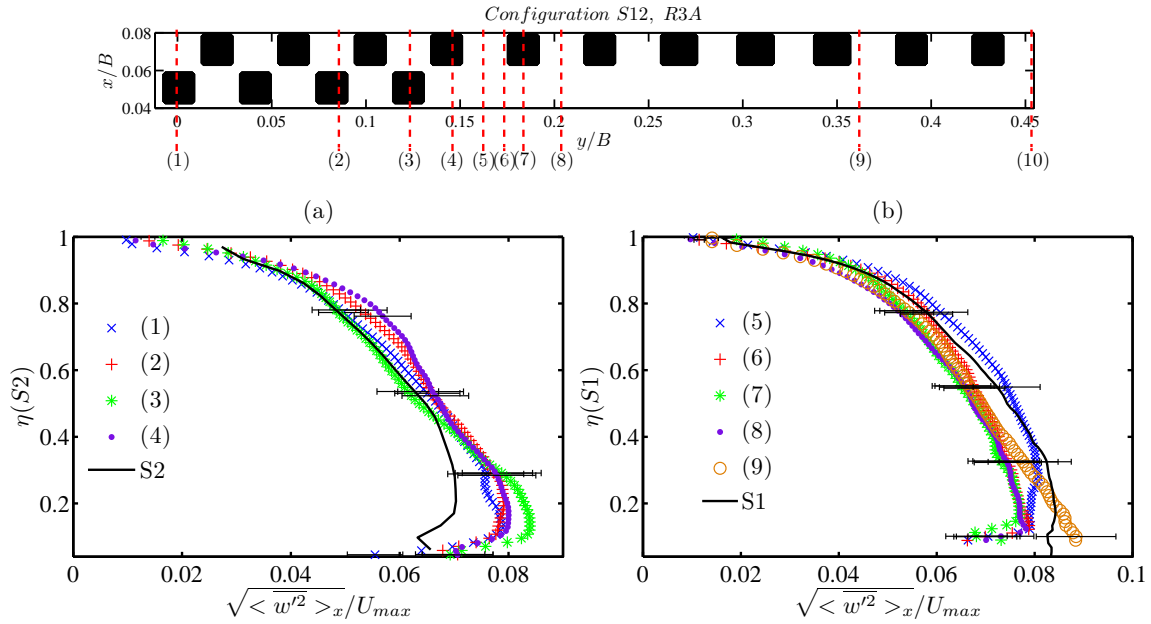


FIG. 5.18 – Profils d'écart-type de vitesse verticale $\sqrt{\langle w'^2 \rangle_x} / U_{max}$ en fonction de η pour (a) les profils situés au dessus de la rugosité de type S2 ($\lambda \approx 0.40$) et (b) ceux situés au dessus de la rugosité de type S1 ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime R3A ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) (Profil (10), voir Fig. 5.11(c))

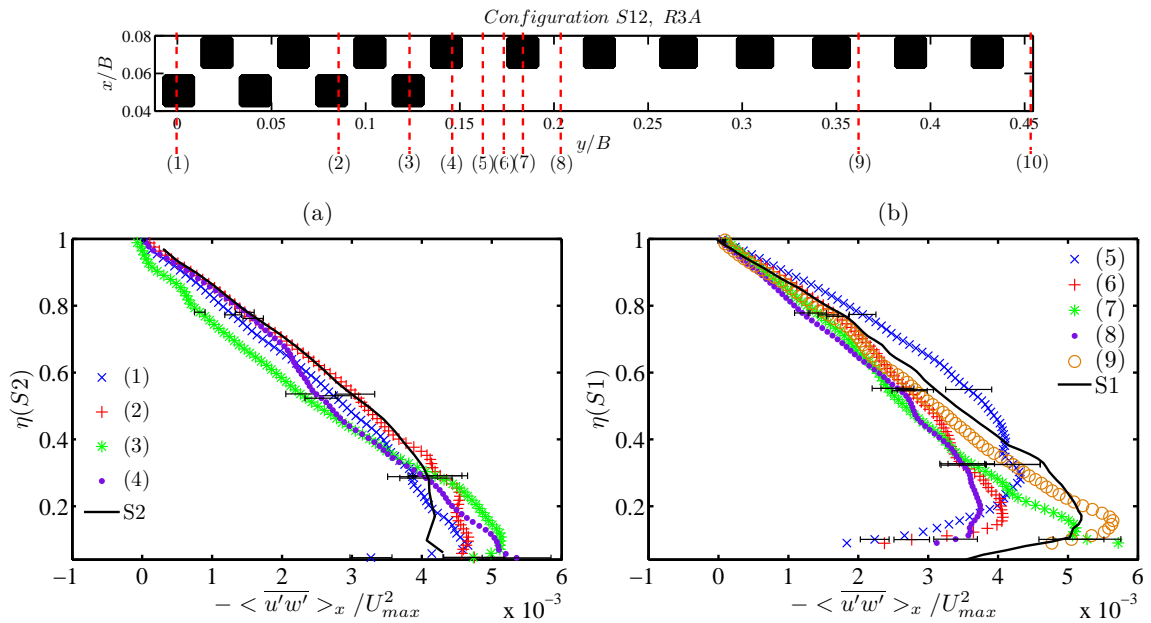


FIG. 5.19 – Profils de tensions de Reynolds $\langle u'w' \rangle_x / u_*^2$ en fonction de η pour (a) les profils situés au dessus de la rugosité de type S2 ($\lambda \approx 0.40$) et (b) ceux situés au dessus de la rugosité de type S1 ($\lambda \approx 0.20$), pour le régime R3A ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$) (Profil (10), voir Fig. 5.11(d))

CONCLUSION DU CHAPITRE

Dans la section 1.7.2 du chapitre 1, il a été mis en évidence que les courants secondaires générés par une variation transverse de rugosité pouvaient avoir un impact non négligeable sur la structure verticale de la couche limite.

Dans la section 4.2 du chapitre 4, il s'est avéré que les deux configurations de rugosités $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) induisent un frottement différent sur l'écoulement, la configuration $S1$ étant la plus rugueuse des deux. La combinaison de ces deux configurations en la configuration $S12$, à variation transverse de rugosité, a permis de générer des courants secondaires dans l'écoulement moyen.

Dans un premier temps, grâce à l'étude de profils transverses des différentes quantités statistiques de l'écoulement, on a pu observer où se situent ces courants secondaires et quels sont leurs effets sur les profils moyens et turbulents transverses.

Il a été observé trois types de courants secondaires :

- des courants secondaires, dont la taille est de l'ordre de la hauteur des rugosités h , qui sont générés le long de arêtes des macro-rugosités. La hauteur sur laquelle ils influencent l'écoulement semble se limiter à la sous couche rugueuse définie comme la zone de forte dispersion spatiale des profils moyens. Ces courants secondaires ne sont pas liés à la présence d'une variation transverse de rugosité, et doivent se retrouver dans la sous couche rugueuse pour des macro-rugosités homogènes.
- des courants secondaires, dont la taille est de l'ordre de la hauteur de la lame d'eau, qui sont générés par la variation transverse de rugosité. Selon le confinement, une paire (cas de $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$)), ou un seul courant secondaire (cas de $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$)) de cette taille est généré. Dans le cas du régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$), on a pu observer qu'à l'endroit du courant secondaire l'écoulement se comporte comme un sillage.
- des courants secondaires, de taille dépendant du rapport B/D , générés par les coins du canal. Dans le cas du régime $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$), on estime leur étendue à $0.3B$, et à $0.1B$ pour le régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$). Ces résultats sont en accord avec ceux de Nezu & Rodi (1985), qui estiment que pour un rapport $B/D > 6$, la zone non touchée par les courants secondaires générés dans les coins s'étend, de part et d'autre du centre du canal sur une distance $y/D < (B/D - 6)/2$, soit $0.13B$ et $0.33B$ contre $0.2B$ et $0.4B$ en réalité respectivement pour les régimes $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) et $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$).

Une fois les courants secondaires identifiés, il a été possible d'observer leur effet sur la structure de la couche limite turbulente.

Les profils verticaux mesurés au dessus de la variation transverse de rugosité ont été comparés à ceux obtenus par double moyenne dans la section 4.3 du chapitre 4 des régimes équivalents à ceux présentés ici mais sur fond rugueux homogène. Autant pour le régime $R1A$ ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) que pour le régime $R3A$ ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$), il a été observé que les courants secondaires générés dans les coins du canal sont ceux qui modifient le plus la structure verticale de la couche limite. Dans cette zone, les gradients d'anisotropie de la turbulence sont particulièrement forts et engendrent d'intenses courants secondaires. On peut donc conclure que dans ce cas, la similarité de la couche externe n'est pas observée. Il paraît donc peu probable que les lois similaires de l'écoulement moyen, que sont les lois logarithmique et déficitaire, soient observées dans ce cas.

En ce qui concerne l'effet des courants secondaires générés par la variation transverse

de rugosité, les profils moyens et turbulents sont peu affectés par leur présence, comparé à celui des courants secondaires de coin. On note cependant dans les zones de courants ascendants et descendants des modifications de comportement. Dans les courants ascendants, de la quantité de mouvement de faible intensité, située au niveau de la canopée, est transportée par les courants secondaires vers le haut de la couche limite, ce qui a pour effet de diminuer les valeurs des quantités moyennes et turbulentes. Dans les courants descendants, il se produit le phénomène inverse : la quantité de mouvement de forte intensité située dans le haut de la couche limite est transportée vers la paroi, ce qui a pour effet d'augmenter les valeurs des quantités moyennes et turbulentes. Dans le cas du régime *R3A* ($Fr = 0.21$, $\alpha = 0.33$), le courant secondaire généré par la variation transverse de rugosité accentue ces phénomènes de transport jusqu'à générer un profil semblable à un sillage dans l'écoulement.

Il n'a pas été possible de découpler nettement les effets de bords de ceux liés à la variation transverse de rugosité dans le cas le moins confiné (*R1A*, $\alpha = 0.15$), la comparaison entre régimes ne s'est donc pas faite dans les mêmes conditions. Cependant, il a été possible de constater que le confinement, pour les régimes étudiés ici, n'influe que sur les courants secondaires, et non sur l'effet qu'ils ont sur la structure verticale de la couche limite.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Ce travail de recherche a pour objectif d'étudier la structure de couches limites turbulentes sur macro-rugosités en canal ouvert. En particulier, la similarité dans la couche externe est au cœur de cette étude.

La couche limite peut être divisée en deux sous couches : la sous couche rugueuse proche des rugosités et la couche externe. La sous couche rugueuse est une zone où l'écoulement moyen est fortement tridimensionnel. À l'inverse, dans la couche externe, l'écoulement varie principalement selon la verticale z .

La similarité de la couche externe est caractérisée par le fait que les quantités moyennes et turbulentes, normalisées par les bonnes échelles caractéristiques, ont toujours le même comportement, quelles que soient les conditions de l'écoulement et les conditions de parois. Cette similarité se démontre au moyen d'un raccordement asymptotique pour les grandeurs moyennées en temps (équations R.A.N.S.). Elle se caractérise dans le cas de l'écoulement moyen par la présence d'une zone où le profil vertical de vitesse longitudinale moyenne suit une loi logarithmique en dessous de la couche externe, mais également une loi déficitaire dans la couche externe. Dans le cas d'un confinement faible $\alpha = h/D$, avec h la hauteur des rugosités et D la hauteur d'eau, il a été montré lors de nombreuses études en canaux ouverts (Nezu & Nakagawa (1993)), que cette similarité est observée et s'étend bien aux profils turbulents moyens dans la couche externe. Dans le cas d'un confinement croissant, Jiménez (2004) avance que la sous couche rugueuse, zone de forte tridimensionnalité de l'écoulement moyen, va peu à peu ronger la zone où la loi logarithmique est observée. Pour des confinements $\alpha > 0.025$, il prédit que la loi logarithmique n'est plus valide, et donc que la similarité dans la couche externe ne peut plus être observée. Ce point de vue est contredit par Castro (2007), qui observe expérimentalement que la similarité de l'écoulement moyen est observée pour des confinements allant jusqu'à $\alpha = 0.2$.

Une des hypothèses fortes faites lors du raccordement asymptotique est l'invariance de l'écoulement moyen selon la direction transverse. Or, les conditions réelles d'écoulement ne permettent pas toujours de satisfaire cette hypothèse. En effet, la présence de parois latérales et la non-uniformité de la rugosité à la paroi sont des conditions suffisantes à la génération, dans l'écoulement moyen, de structures secondaires dans le plan transverse qui induisent nécessairement des variations transverses. La structure verticale est alors modifiée et la similarité de la couche externe, dans certains cas, n'est plus observée.

Dans l'objectif d'observer la similarité de la couche externe sous l'effet de confinement et de variation transverse de rugosité, il a été choisi de mener une étude expérimentale de couches limites développées sur trois types de surface rugueuse : deux configurations homogènes $S1$ et $S2$ avec des densités frontales de rugosités respectivement de $\lambda \approx 0.20$ et de $\lambda \approx 0.40$, et une configuration à variation transverse de rugosité $S12$ qui réunit les deux densités des configuration $S1$ et $S2$, avec une forte densité au centre et une faible densité sur les bords du canal. Parce que la présence de macro-rugosités, à travers la tridimensionnalisation de l'écoulement moyen, requiert l'emploi des équations doublement

moyennées (équations D.A.N.S.), temporellement et spatialement, (Raupach et al. (1991), Nikora et al. (2007a;b)) la mesure nécessite d'avoir le plus d'information possible dans un volume de fluide donné, et ce avec une grande résolution spatiale. La technique de mesure choisie est donc la vélocimétrie par images de particules (PIV). Afin de pouvoir accéder à l'information dans la canopée, des cubes en verre BK7 ainsi que des cubes "espions" ont été conçus et utilisés. Les régimes choisis donnent accès à deux nombres de Froude $Fr = (0.22 \pm 0.01, 0.54)$, et trois nombres de confinement $\alpha = (0.15, 0.24, 0.33)$.

Dans un premier temps, l'étude d'un cas à faibles nombres de Froude et de confinement ($Fr = 0.23$, $\alpha = 0.15$) a permis de donner le détail des différentes méthodes employées par la suite mais également de vérifier la similarité de la couche externe pour ce régime.

Pour l'ajustement de la loi logarithmique, le choix a été fait de ne pas déterminer l'intervalle d'ajustement par des définitions *ad. hoc*. L'ajustement se fait donc en laissant libres les bornes de l'intervalle d'ajustement ainsi que les paramètres de paroi d , la hauteur de déplacement, et z_0 la longueur de rugosité. L'intervalle est alors celui qui minimise l'erreur commise lors de l'ajustement. L'ajustement nécessite au préalable une estimation de la vitesse de frottement u_* , qui est liée au frottement induit par la paroi sur l'écoulement, mais qui est aussi considéré comme l'échelle caractéristique de vitesse de l'ensemble de l'écoulement. Trois méthodes d'estimation, basées sur les profils verticaux de tensions de Reynolds et de contrainte totale de cisaillement doublement moyennées, de la vitesse de frottement u_* ont été comparées, et se sont avérées équivalentes dans le cas d'un confinement faible.

L'ajustement de la loi logarithmique aux profils de vitesse longitudinale doublement moyennée sur un motif ou dans un plan, vertical ou transverse, et à un profil de vitesse longitudinale simplement moyennée en temps a mis en évidence que la loi logarithmique est observée de façon globale et locale dans des zones où la dispersion spatiale liée à la présence des rugosités est comprise entre 5% et 40% de la dispersion totale. La sous couche rugueuse, telle qu'elle a été définie, ne ronge donc pas la zone logarithmique, comme le prédit Jiménez (2004). Cela est lié au fait que la dispersion des profils verticaux issus de la moyenne temporelle sont très peu touchés par la présence des rugosités. Ainsi, la loi déficiente de vitesse longitudinale est également observée.

En comparant les profils turbulents dans la couche externe à ceux accessibles dans la littérature, la similarité de la couche externe a été observée pour un confinement de $\alpha = 0.15$ et un nombre de Froude de $Fr = 0.23$.

Dans un deuxième temps, l'effet des trois paramètres a été étudié : le nombre de Froude Fr , la densité λ et le nombre de confinement α .

Pour un nombre de confinement et une densité fixés ($\alpha = 0.15$ et $\lambda \approx 0.20$), il a été mis en évidence que le nombre de Froude n'avait pas d'effet sur la structure verticale de la couche limite. La similarité de la couche externe et de la sous couche rugueuse a été observée.

Pour un nombre de Froude et un nombre de confinement fixés ($Fr = 0.54$ et $\alpha = 0.15$), il a été vérifié que la similarité de la couche externe est vérifiée quelle que soit la densité de rugosité. Cette similarité s'étend même à la partie supérieure de la sous couche rugueuse, *i.e.* pour $z > h$. Lors de l'estimation des paramètres de parois, la surface $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) s'est avérée être la plus rugueuse des deux avec une longueur de rugosité $k_s = 2.16$ contre 1.30 pour la surface $S2$ ($\lambda \approx 0.40$). L'écoulement dans la canopée est le plus sensible à la densité λ . Alors que l'écoulement est à la fois parallèle dans les allées et de type recirculation entre deux cubes d'une même rangée, dans le cas de $S1$ ($\lambda \approx 0.20$), dans

le cas de $S2$ ($\lambda \approx 0.40$) l'écoulement inter-cubes est uniquement de type recirculation. Cependant, il a été observé que la longueur de mélange est la même quelque soit la densité, indiquant ainsi que les structures dans la canopée ont une taille uniquement conditionnée par la taille des rugosités, non pas par leur espacement.

Enfin, l'effet du nombre de confinement sur la structure de la couche limite a été étudié pour les deux configurations de rugosité $S1$ ($\lambda \approx 0.20$) et $S2$ ($\lambda \approx 0.40$).

Il s'est avéré lors de la comparaison des profils de vitesse longitudinale doublement moyennée que la vitesse de frottement $u_*^{(0)}$ (estimée par extrapolation de la loi linéaire de la contrainte de cisaillement à $z = 0$), bien qu'il ait été démontré qu'elle quantifie le frottement à la paroi, ne correspond pas à l'échelle caractéristique de vitesse de l'écoulement. La bonne échelle est donnée par la vitesse de frottement estimée par la valeur maximale de la contrainte totale de cisaillement. La bonne échelle de vitesse déterminée, l'effet du confinement sur les paramètres de paroi a pu être étudié. Seule la valeur de la longueur de rugosité est affectée par le confinement. À mesure que le confinement augmente, le nombre de Reynolds rugueux k_s^+ diminue alors que le rapport k_s/D reste quasiment constant et faible. Cela permet donc d'observer la loi logarithmique ainsi que la loi déficitaire sur le profil de vitesse longitudinale doublement moyennée quelque soit le confinement. Après observations de l'ensemble des profils turbulents, la similarité de la couche externe et de la sous couche rugueuse a été observée quel que soit le confinement. Il a également été montré que la valeur de hauteur de déplacement d estimée par ajustement de la loi logarithmique est robuste pour un confinement croissant. On a également vu que les valeurs de d estimées à partir de la définition proposée par Jackson (1981) pour la hauteur de déplacement ne correspondent pas à celles estimées par la loi logarithmique.

En résumé, la similarité de la couche externe est observée quelque soit le nombre de Froude, $0.21 \leq Fr \leq 0.54$, quelque soit la densité $0.20 \leq \lambda \leq 0.40$ et quelque soit le confinement, $\alpha \leq 0.33$.

Dans un troisième temps, l'effet d'une variation transverse de rugosité sur la structure verticale de la couche limite a été mis en évidence. Pour cela, le nombre de Froude a été fixé à 0.23 ± 0.01 et deux confinements ont été comparés $\alpha = (0.15, 0.33)$. Trois types de courants secondaires ont été identifiés :

- des courants secondaires générés par les arêtes de cubes de la surface $S1$ ($\lambda \approx 0.20$)
- des courants secondaires générés par la variation transverse de rugosité
- des courants secondaires générés dans les coins du canal

Pour un confinement faible ($\alpha = 0.15$), la séparation entre courants secondaires de bords et courants secondaires liés à la variation transverse n'est pas nette, et ce à cause du rapport B/D qui n'est pas assez élevé (Nezu & Rodi (1985)). Dans le cas du confinement fort $\alpha = 0.33$, la séparation est nette et il est possible d'observer des zones non affectées par des courants secondaires, où l'écoulement se comporte comme sur une rugosité homogène. Dans ce cas, seul un courant secondaire de grande taille est observé au niveau du changement de rugosité. On a pu observer dans ce cas que le profil transverse de vitesse longitudinale moyenne se comporte comme un sillage dans la zone du courant secondaire. Ceci est dû à de forts transferts de quantités de mouvement de part et d'autre de la structure secondaire.

Les différents courants secondaires identifiés, il a été possible d'observer que, dans les zones de courants ascendants et descendants, les comportements des profils moyens et turbulents sont modifiés. En effet, les courants secondaires induisent des flux de quantités de mouvement de forte intensité vers le bas et de faible intensité vers le haut. Dans le cas où des courants secondaires sont générés dans l'écoulement moyen, la similarité de la

couche externe n'est plus observée. Cela aura nécessairement des conséquences sur la loi logarithmique et l'estimation des paramètres de paroi.

Concernant les estimations du coefficient de frottement f par la formulation de Colebrook, les résultats de cette étude donnent une explication aux écarts observés entre le frottement réel et celui estimé par intégration de la loi logarithmique. En effet, il a été observé que la valeur de la vitesse de frottement qui quantifie le mieux est celle estimée par extrapolation de la contrainte totale de cisaillement à $z = 0$. Pourtant, on a montré que cette valeur n'est pas l'échelle de vitesse caractéristique de l'écoulement, *i.e.* celle qui apparaît dans l'expression de la loi logarithmique. Pour des confinements faibles, on a pu voir que les deux valeurs sont quasiment équivalentes. Par contre, lorsque le confinement est important les deux valeurs sont éloignées. Si l'on prend l'exemple de la surface $S1$ ($\lambda \approx 0.20$), les coefficients de frottement f obtenus par la formulation de Colebrook, basée sur la loi logarithmique, sont de (0.087, 0.095, 0.081) respectivement pour des confinements de (0.15, 0.24, 0.33). Alors que le confinement augmente, on n'observe pas de tendance particulière pour le coefficient de frottement. Par contre, si l'on estime à partir de l'expression $U/u_* = \sqrt{8/f}$, en prenant U la vitesse débitante et $u_* = u_*^{(0)}$, on obtient (0.082, 0.15, 0.19) respectivement pour $\alpha = (0.15, 0.24, 0.33)$. Les écarts observés par Thompson & Campbell (1979) proviennent donc certainement du fait que les deux valeurs de la vitesse de frottement $u_*^{(0)}$ qui quantifie le frottement, et $u_*^{(max)}$ qui est la bonne échelle de vitesse caractéristique de l'écoulement, ne sont pas différenciées.

PERSPECTIVES

Lors de cette étude, il a été observé que la similarité de la couche externe, mais également de la sous couche rugueuse, est présente quel que soit le confinement. Cependant, il n'a pas été possible, de par les dimensions du canal et les limitations de la pompe utilisée, d'obtenir des nombres de confinement supérieurs à 0.33. Il serait intéressant de pousser les valeurs de α jusqu'à 1, *i.e.* à la limite de l'émergence. Des mesures d'écoulements sur canopée végétale aquatique, menées entre autres par Nepf & Vivoni (2000), ont déjà été effectuées. Cependant, ces études ont employé des méthodes d'estimation des paramètres de paroi (u_* , d , z_0) et d'ajustement de la loi logarithmique qui ne semblent pas, d'après les résultats de cette étude, être appropriées. En effet, l'estimation de la vitesse de frottement se fait par la mesure de la pente de la surface libre, ce qui revient à extrapoler la contrainte totale de cisaillement à $z = 0$. Or, il a été observé que cette valeur n'est pas l'échelle caractéristique de vitesse de l'écoulement (voir Sect. 4.3.1.2 Chap. 4). Ils estiment également la hauteur de déplacement d à partir de la définition proposée par Jackson (1981). Or, il a été constaté que la hauteur de déplacement ne correspondait pas au plan d'application de la force de frottement (voir Sect. 4.3.1.2 Chap. 4). En utilisant des méthodes plus appropriées, on pourrait déterminer un nombre de confinement critique au delà duquel la loi logarithmique n'est plus observée.

Pour compléter cette étude, il serait intéressant de se pencher sur le bilan d'énergie cinétique afin de déterminer, dans le cas de confinement important, si la zone logarithmique correspond toujours à une zone d'équilibre entre la production et la dissipation turbulente.

Dans cette étude, l'approche statistique de la turbulence a été choisie pour observer l'effet du confinement sur la turbulence. Grâce à la résolution spatiale offerte par la PIV, il serait intéressant de pousser l'analyse des champs instantanés pour pouvoir caractériser les structures cohérentes et pouvoir observer l'effet du confinement sur celles ci.

Concernant la configuration à variation transversale de rugosité, il n'a pas été possible de séparer les effets de bords de ceux liés au changement de rugosité. De ce fait, l'étude de l'effet de confinement n'a pas pu être effectuée dans des conditions équivalentes. Pour cela, il faudrait effectuer une étude pour des rapports de forme B/D beaucoup plus importants, ce qui permettrait de découpler effets de bords et effets de changement de rugosité. Pour cela, il faudrait au préalable estimer le nombre de confinement critique pour lequel la similarité de la couche externe n'est plus observée.

En ce qui concerne l'étude de la variation transverse de rugosité sur la structure verticale, la discussion présentée ici n'est que préliminaire. Reste à savoir si la loi logarithmique est observée et, si c'est le cas, évaluer les effets de la variation transverse sur les paramètres de paroi. Pour cela, il est nécessaire de trouver une méthode d'estimation de la vitesse de frottement qui soit appropriée à des situations où les variations transverses ont une influence sur les profils de tensions de Reynolds. Comme on a pu le voir, lorsque des courants secondaires sont générés, les tensions de Reynolds ne suivent plus la loi linéaire, observée dans la couche externe lorsque les courants verticaux sont non nuls.

BIBLIOGRAPHIE

- Bathurst, J. (1985). Flow resistance estimation in mountain rivers. *J. Hydr. Eng.*, 111(4), 625–643.
- Bathurst, J. (2002). At-a-site variation and minimum flow resistance for mountain rivers. *J. Hydro.*, 269, 11–26.
- Bayazit, M. (1976). Free surface flow in channel of large relative roughness. *J. Hydr. Res.*, 14(2), 115–125.
- Bendat, J. S. & Piersol, A. (1971). *Random data : Analysis and Measurement procedures*. John Wiley & sons Inc., New York, 2nd (revised and expanded) edition.
- Bennis, S. (2007). *Hydraulique et Hydrologie*. Presses de l'Université du Québec, Québec, second edition.
- Bergstrom, D., Tachie, M., & Kotey, N. (2002). The effects of surface roughness on the mean velocity profile in a turbulent boundary layer. *J. Fluids Eng.*, 124, 664–670.
- Blanckaert, K. & de Vriend, H. (2004). Secondary flow in sharp open-channel bends. *J. Fluid Mech.*, 498, 353–380.
- Blanckaert, K., Duarte, A., & Schleiss, A. (2010). Influence of shallowness, bank inclination and bank roughness on the variability of flow patterns and boundary shear stress due to secondary currents in straight open-channel. *Adv. Water Resour.*, 33, 1062–1074.
- Bonakdari, H., Larrarte, F., Lassabatere, L., & Joannis, C. (2008). Turbulent velocity profile in fully-developed open channel flows. *Environ. Fluid Mech.*, 8, 1–17.
- Bottema, M. (1996). Roughness parameters over regular rough surfaces : Experimental requirements and model validation. *J. Wind Eng. and Ind. Aero.*, 64, 249–265.
- 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.
- 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., Hayden, P., Robins, A., & Castro, I. (2007). Flow over cube arrays of different packing densities. *J. Wind Eng. Indust. Aero.*, 95, 715–740.
- Christensen, K. (2004). The influence of peak-locking errors on turbulence statistics computed from piv ensembles. *Exp. Fluids*, 36, 484–497.
- Coceal, O. & Belcher, S. (2004). A canopy model of mean winds through urban areas. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130, 1349–1372.
- 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 Meteorol.*, 121, 491–519.
- Coleman, S., Nikora, V., McLean, S., & Schlicke, E. (2007). Spatially averaged turbulent flow over square ribs. *J. Eng. Mech.*, 133(2), 194–204.
- Coles, D. (1956). The law of the wake in the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 1, 191–226.
- Colombini, M. (1993). Turbulence-driven secondary flows and formation of sand ridges. *J. Fluids Mech.*, 254, 701–719.
- Cousteix, J. (1989). *Turbulence et couche limite*. Cepadues-editions.
- Detert, M. (2008). *Hydrodynamic Processes at Water-Sediment Interface of Streambeds*. PhD thesis, University Fridericiana, Karlsruhe (Germany).
- Drobinski, P., Carlotti, P., Newsom, R., Foster, R., & Redelsperger, J. (2004). The structure of near-neutral atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, 61, 241–279.
- Dubois, J. (1998). *Comportement hydraulique et modélisation des écoulements de surface*. Communication, Laboratoire de constructions hydrauliques, Ecole Polytechnique de Lausanne.
- Ferro, V. (2003). Flow resistance in gravel-bed channels with large-scale roughness. *Earth Surf. Process Landforms*, 28, 1325–1339.
- Fincham, A. & Delerce, G. (2000). Advanced optimization of correlation imaging velocimetry algorithms. *Exp. Fluids*, suppl., S13–S22.
- Fincham, A. & Spedding, G. (1997). Low cost, high resolution dpiv for measurements of turbulent fluid flow. *Exp. Fluids*, 23, 449–462.
- Finnigan, J. (2000). Turbulence in plant canopies. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 32, 519–571.
- Finnigan, J., Shaw, R., & Patton, E. (2009). Turbulence structure above a vegetation canopy. *J. Fluid Mech.*, 637, 387–424.
- Flack, K., Schultz, M., & Shapiro, T. (2005). Experimental support for townsend’s reynolds number similarity hypothesis on rough walls. *Phys. Fluids*, 17(3), 035102.1–035102.9.

- Franca, M., Ferreira, R., & Lemmin, U. (2008). Parametrization of the logarithmic layer of double-averaged streamwise velocity profiles in gravel-bed river flows. *Adv. Water Res.*, 31, 915–925.
- Frenzen, P. & Vogel, C. (2001). Further studies of atmospheric turbulence in layers near the surface : Scaling the tke budget above the roughness sublayer. *Bound. Layer Meteor.*, (99), 173–206.
- Ghanmi, A., Robert, J., & Khelifi, M. (1997). Three-dimensional finite element model to simulate secondary flows : development and validation. *J. Hydr. Res.*, 14(3), 291–300.
- Ghisalberti, M. & Nepf, H. (2005). Mass transport in vegetated shear flow. *Env. Fluid Mech.*, 5, 527–551.
- Ghisalberti, M. & Nepf, H. (2006). The structure of the shear layer in flows over rigid and flexible canopies. *Env. Fluids Mech.*, 6, 277–301.
- Ghisalberti, M. & Nepf, H. (2009). Shallow flows over a permeable medium : The hydrodynamics of submerged aquatic canopies. *Transp. Porous Med.*, 78, 385–402.
- Guo, J. & Julien, P. (2007). Application of the modified log-wake law in open-channels. *J. of Appl. Fluid Mech.*, 1(2), 17–23.
- Hart, D. (2000). Piv error correction. *Exp. Fluids*, 29, 13–22.
- Hinze, J. (1967). Secondary currents in wall turbulence. *Phys. Fluids*, Supplement, S122–S125.
- Hurther, D., Lemmin, U., & Terray, E. (2007). Turbulent transport in the outer region of rough-wall open-channel flows : the contribution of large coherent shear stress structures (lc3s). *J. Fluid Mech.*, (574), 465–493.
- Ikeda, S. (1981). Self-forced straight channels in sandy beds. *J. Hydr. Div.*, 107, 389–406.
- Jackson, P. (1981). On the displacement height in the logarithmic velocity profile. *J. Fluid Mech.*, 111, 15–25.
- Jiménez, J. (2004). Turbulent flows over rough walls. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 36, 1736196.
- Kastner-Klein, P. & Rotach, M. (2004). Mean flow and turbulence characteristics in an urban roughness sublayer. *Bound. Layer Meteor.*, 111, 55–84.
- Katul, G., Wiberg, P., Albertson, J., & Hornberger, G. (2002). A mixing layer theory for flow resistance in shallow streams. *Wat. Resour. Res.*, 38(11), 1–8.
- Larned, S., Nikora, V., & Walter, R. (2004). Mass-transfert-controlled nitrogen and phosphorus uptake by stream by stream periphyton : a conceptual model and experimental evidence. *Limnol. Oceanol.*, 49(6), 1992–2000.
- Leonardi, S., Orlandi, P., & Antonia, R. (2007). Properties of d- and k- type roughness in turbulent channel flow. *Phys. Fluids*, 19(12), 125101.1–125101.6.
- Macdonald, R. (2000). Modelling the mean velocity profile in the urban canopy layer. *Bound. Layer Meteor.*, 97, 25–45.

- Macdonald, R., Griffiths, R., & Hall, D. (1998). An improved method for the estimation of surface roughness of obstacle arrays. *Atmos. Environ.*, (32), 1857–1894.
- Manes, C., Pokrajac, D., & McEwan, I. (2007). Double-averaged open-channel flows with small relative submergence. *J. Hydr. Eng.*, 133(8), 896–904.
- 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.
- Mohamed, M. & Larue, J. (1990). The decay power law in grid-generated turbulence. *J. Fluid Mech.*, (219), 195–214.
- Monin, A. S., Yaglom, A., & Lumley, J. (1971). *Statistical Fluid Mechanics - vol. I*. M.I.T. Press, Cambridge.
- 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 macroroughnesses. In *8th International Conference on Hydro-science and Engineering, ICHE2008, 8-12 septembre 2008, Nagoya, Japon*.
- Naot, D. (1984). Response of channel flow to roughness heterogeneity. *J. Hydr. Eng.*, 110(11), 1568–1587.
- Nepf, H. & Vivoni, E. (2000). Flow structure in depth-limited, vegetated flow. *J. Geophys. Res.*, (105), 28547–28557.
- Nezu, I. & Nakagawa, H. (1984). Cellular secondary currents in straight conduit. *J. Hydr. Eng.*, 110(2), 173–193.
- Nezu, I. & Nakagawa, H. (1993). *Turbulence in Open-Channel Flows*. A.A., Balkema, Rotterdam, The Netherlands : IAHR Monograph series.
- Nezu, I. & Rodi, W. (1985). Experimental study on secondary currents in open channel flow. *Proc. 21st Congress of IAHR, Melbourne*, 2, 115–119.
- Nezu, i. & Sanjou, M. (2008). Turbulence structure and coherent motion in vegetated canopy open-channel flows. *J. of Hydro-Env. Res.*, (2), 62–90.
- Nezu, I., Tominga, A., & Nakagawa, H. (1993). Field measurements of secondary currents in straight rivers. *J. Hydr. Eng.*, 119(5), 598–614.
- Nikora, V., Goring, D., McEwan, I., & Griffiths, G. (2001). Spatially averaged open-channel flow over rough bed. *J. Hydr. Eng.*, 126(2), 123–133.
- 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., McEwan, I., McLean, S., Coleman, S., Pokrajac, D., & Walters, R. (2007a). Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows : Theoretical background. *J. Hydr. Eng.*, 133(8), 873–883.

- Nikora, V., McLean, S., Coleman, S., Pokrajac, D., McEwan, I., Campbell, L., Aberle, J., Clunie, D., & Koll, K. (2007b). Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows : Applications. *J. Hydr. Eng.*, 133(8), 884–895.
- Nikuradse, J. (1933). *Strömungsgesetze in Rauhen Rohren (Eng. Transl. 1950 : Laws of Flow in Rough Pipes, NACA TM 1292)*. Technical report, VDI-Forsh, 361.
- Perry, A., Schofield, W., & Joubert, P. (1969). Rough wall turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 37, 383–413.
- Petersen, R. (1997). A wind tunnel evaluation of methods for estimating surface roughness length at industrial facilities. *Atmos. Environ.*, 31(1), 45–57.
- Pietri, L., Petroff, A., Amielh, M., & Anselmet, F. (2009). Turbulence characteristics within sparse and dense canopies. *Env. Fluid Mech.*, 9, 297–320.
- Poggi, D., Katul, G., & Albertson, J. (2004a). A note on the contribution of dispersive fluxes to momentum transfer within canopies. *Bound. Layer Meteor.*, 111, 615–621.
- Poggi, D., Porporato, A., Ridolfi, L., Albertson, J., & Katul, G. (2004b). The effect of vegetation density on canopy sub-layer turbulence. *Bound. Layer Meteor.*, 111, 565–587.
- Pokrajac, D., Campbell, L., Nikora, V., Manes, C., & McEwan, I. (2007). Quadrant analysis of persistent spatial velocity perturbations over square-bar roughness. *Exp. Fluids*, (42), 413–423.
- Prandtl, L. (1952). *Essentials of fluids dynamics*. London : Blackie.
- Raupach, M., Antonia, R., & Rajagopalan, S. (1991). Rough-wall turbulent boundary layers. *Appl. Mech. Rev.*, 44(1), 1–25.
- Rotach, M. (1999). On the influence of the urban roughness sublayer on turbulence and dispersion. *Atmos. Environ.*, 29, 4001–4008.
- Rotach, M. (2001). Simulation of urban-scale dispersion using a lagrangian stochastic dispersion model. *Bound. Layer Meteor.*, 99, 379–410.
- Schlichting, H. & Gersten, K. (2000). *Boundary-Layer Theory*. Springer, 8th revised and enlarged edition.
- Shavit, U., Lowe, R., & Steinbuck, J. (2007). Intensity capping : a simple method to improve cross-correlation piv results. *Exp. Fluids*, 42, 225–240.
- Tachie, M., Bergstrom, D., & Balachandar, R. (2000). Rough wall turbulent boundary layers in shallow open channel flow. *J. Fluids Eng.*, 122, 533–541.
- Tennekes, H. & Lumley, J. (1972). *A First Course in Turbulence*. M.I.T. Press, Cambridge.
- Thompson, S. & Campbell, P. (1979). Hydraulics of a large channel paved with boulders. *J. Hydr. Res.*, 17(4), 341–354.
- Thual, O. (2010). *Hydrodynamique de l'environnement*. Éditions de l'école polytechnique.
- Tomas, S. (2007). *Modélisation et étude expérimentale de la turbulence au sein des couches limites atmosphérique*. PhD thesis, Université Paul Sabatier Toulouse III, Toulouse (France).

- Tominaga, A. & Nezu, I. (1992). Velocity profiles in steep open-channel flows. *J. Hydr. Eng.*, 118(1), 73–90.
- Townsend, A. A. (1976). *The structure of turbulent shear flow*. University Press, Cambridge.
- Vigié, F. (2005). *Étude expérimentale d'un Écoulement à Surface Libre au-dessus d'un Obstacle*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse (France).
- Walter, J. (2003). étude expérimentale d'écoulement à surface libre : Adaptation d'une veine hydraulique et mise en œuvre d'une technique de mesure. Master's thesis, Université de Technologie Belfort-Montbéliard (France).
- Walter, J. (2004). Effets de variations transversales de rugosité du fond en écoulement à surface libre. Master's thesis, Université Toulouse III Paul Sabatier (France).
- Wang, Z. & Cheng, N. (2005). Secondary flows over artificial bed strips. *Adv. Water Resour.*, 28, 441–450.
- Wang, Z. & Cheng, N. (2006). Time-mean structure of secondary flows in open channel with longitudinal bedforms. *Adv. Water Resour.*, 29, 1634–1649.
- Willert, C. & Gharib, M. (1991). Digital particule image velocimetry. *Exp. Fluids*, 10, 181–193.
- Yang, S., Tan, S., & Lim, S. (2004). Velocity distribution and dip-phenomenon in smooth uniform open channel flows. *J. Hydr. Eng.*, 130(12), 1179–1186.

RÉSUMÉ

Dans le cas d'écoulements sur fond rugueux, selon la théorie des couches limites sur paroi, la couche limite est composée de trois sous couches : la couche externe, la sous couche rugueuse et une zone de recouvrement entre les deux sous couches. Sous l'hypothèse d'invariance selon la direction transverse, et pour des rapports h/D faible (h hauteur des rugosités, D hauteur d'eau), la théorie prédit que le profil de vitesse longitudinale moyenne suit une loi logarithmique dans la zone de recouvrement. Cette loi permet d'accéder aux paramètres de paroi, comme la longueur de rugosité z_0 , et permet également d'estimer le coefficient de frottement nécessaire à fermer les équations de St Venant intégrées sur la verticale. Cependant, lorsque l'écoulement se fait en présence de macro-rugosités, *i.e.* pour h/D important, ou en présence d'un fond rugueux inhomogène, la question de la validité de la loi logarithmique se pose. Une étude expérimentale de deux effets de macro-rugosités a été ici effectuée : l'effet de confinement de la couche limite et l'effet de la présence d'une variation transverse de macro-rugosités. Les écoulements ont été générés dans une veine hydraulique de grande dimension ($20m \times 1.1m \times 0.5m$), sur des fonds macro rugueux composés de cubes en PVC de 2 cm de côté. La technique de PIV 2D a été employée. Des moyens techniques nouveaux, tel que l'emploi de cubes en verre BK7, ont permis de mesurer le champ de vitesse entre les rugosités avec une grande résolution spatiale. Dans le cas de fonds rugueux homogènes, il a été mis en évidence que la similarité de la couche externe est observée jusqu'à des confinements $h/D = 0.33$. Pour de fort confinement ($h/D > 0.15$), la vitesse de frottement u_* , liée à l'intensité de frottement généré à la paroi, n'est plus l'échelle caractéristique de vitesse de l'écoulement. Dans le cas d'écoulements sur fond rugueux inhomogène, une étude préliminaire a permis d'observer l'effet des courants secondaires générés par le changement de rugosité sur la similarité de la couche externe.

Mots-clé : Couche limite turbulente pleinement rugueuse, macro-rugosités, écoulements à surface libre, loi logarithmique, double moyenne.

ABSTRACT

In the case of turbulent rough flows, according to the wall boundary layers theory, the boundary layer is composed of three sublayers : the outer layer, the roughness sublayer and an overlap between the two sublayers. Under the assumption of invariance under the transverse direction, and for ratios h/D low (h roughness height, D water depth), the theory predicts that the longitudinal mean velocity profile follows a logarithmic law in the overlap layer. This log-law provides access to the wall parameters, as the roughness length z_0 , and can also estimate the coefficient of friction necessary to close the St Venant equations vertically integrated. However, in presence of macro-roughnesses, *i.e.* for h/D important, or in presence of a inhomogeneous rough bed, the question of the logarithmic law validity arises. An experimental study of two macro-roughnesses effects has been made : the confinement effect and the transverse variation of macro-roughnesses effect. The regimen were generated in a large open-channel ($20m \times 1.1m \times 0.5m$), and macro-rough beds were made with 20 mm plastic cubes. 2D PIV technique was used. New measurement technologies, such as BK7 glass cubes, were used to measure the velocity field between the roughness elements with high spatial resolution. In the case of homogeneous rough bed, it was revealed that the similarity of the outer layer is observed for confinement numbers $h/D < 0.33$. For strong confinement ($h/D > 0.15$), the friction velocity u_* , related to the intensity of friction generated at the wall, is no longer the characteristic scale of the flow velocity. In the case of flows over inhomogeneous rough bed, a preliminary study was made to observe the effect of secondary currents generated by the change of roughness on the outer layer similarity.

Keywords : fully-rough turbulent boundary layer, macro-roughness, open-channel flows, logarithmic law, double averaging.