



**HAL**  
open science

# Étude expérimentale et numérique des écoulements à surface libre en présence d'obstacles émergés et faiblement submergés

Marina Oukacine

► **To cite this version:**

Marina Oukacine. Étude expérimentale et numérique des écoulements à surface libre en présence d'obstacles émergés et faiblement submergés. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Paris-Est, 2019. Français. NNT : 2019PESC1019 . tel-02948861

**HAL Id: tel-02948861**

**<https://pastel.hal.science/tel-02948861>**

Submitted on 25 Sep 2020

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

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

## École Doctorale SIE

Laboratoire d'Hydraulique Saint-Venant

### Thèse

Présentée pour l'obtention du grade de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS-EST

par

**Marina OUKACINE**

---

## Étude expérimentale et numérique des écoulements à surface libre en présence d'obstacles émergés et faiblement submergés

---

Spécialité : Mécanique des Fluides

Soutenue le 01.07.2019 devant un jury composé de :

---

Président du jury et rapporteur	<b>Pr. Philippe Gourbesville</b>	(Université de Nice)
Rapporteur	<b>Pr. Jose Vazquez</b>	(ENGEEES Strasbourg)
Examineur	<b>Dr. Frédéric Moulin</b>	(INP Toulouse)
Examineur	<b>Pr. Nicolas Rivière</b>	(INSA Lyon)
Directrice de thèse	<b>Dr. Nicole Goutal</b>	(EDF R&D)
Encadrant de thèse	<b>Dr. Sébastien Proust</b>	(Irstea Lyon-Villeurbanne)
Co-encadrante de thèse	<b>Dr. Frédérique Larrarte</b>	(Ifsttar Nantes)
Invité	<b>Dr. Yann Peltier</b>	(Artelia Lille)



Thèse effectuée au sein du **Laboratoire d'Hydraulique Saint-Venant**

de l'Université Paris-Est

6, quai Watier

BP 49

78401 Chatou cedex

France



ainsi qu'à **Institut de Recherche en Sciences et Technologies pour l'Environnement et l'Agriculture Centre de Lyon-Villeurbanne**

au sein de l'unité de recherche RiverLy

5, rue de la Doua

CS20244

69625 Villeurbanne cedex

France

# Résumé

Selon le Ministère français de la Transition Écologique et Solidaire, les inondations sont le principal risque naturel en France. Du fait du dérèglement climatique, les inondations extrêmes deviendront plus fréquentes. Les personnes et les biens, i.e. habitations, installations industrielles, doivent donc être protégés contre ces crues pour lesquelles les données sont très rares voire inexistantes. Lorsque l'on passe d'une crue faible à une crue extrême, l'extension spatiale de l'inondation en lit majeur varie fortement. La nature des obstacles rencontrés varie : végétation basse, arbres, habitations... Ces obstacles ou macro-rugosités hydrauliques peuvent être émergés, ou faiblement submergés.

Le but de ce travail de thèse est d'analyser les processus physiques dominants associés à des écoulements de crues extrêmes en présence d'obstacles émergés ou faiblement submergés. Cette thèse s'organise en deux parties : une partie expérimentale et une partie numérique.

La partie expérimentale porte sur l'exploration, dans un canal de laboratoire, de la structure verticale du profil de vitesse et des effets géométriques liés à la configuration étudiée représentant une plaine d'inondation urbanisée avec des taux d'immersion de  $D/h = 0,42; 0,93; 0,98$  et  $1,48$  ( $D$  étant la hauteur d'eau et  $h$  la hauteur de l'obstacle). Des mesures ADV et PIV des vitesses moyennes et des fluctuations turbulentes ont montré que les propriétés de l'écoulement changent notablement selon que les écoulements sont émergés ou faiblement submergés. Les interactions entre le détachement tourbillonnaire, la surface libre, les obstacles et la rugosité de fond sont étudiées.

La partie numérique analyse différents types de modélisation classiquement utilisés pour simuler des événements de crue. Le cas expérimental de la première partie de thèse sert de référence. D'abord, un modèle analytique basé sur l'écriture du bilan de quantité de mouvement au niveau d'un volume hydraulique élémentaire permet de considérer différentes modélisations de la résistance globale à l'écoulement d'obstacles en régime uniforme. Un premier modèle simple intègre la résistance à l'écoulement due au frottement de fond et aux obstacles dans un même terme de type « frottement ». Un second modèle décompose en deux parties la résistance à l'écoulement : un frottement de fond et une résistance due aux obstacles représentée par un terme de traînée. L'obstruction à l'écoulement sera alors représentée par un terme de porosité.

L'analyse porte sur la pertinence d'utiliser les coefficients de frottement ou de traînée calibrés pour l'écoulement avec le plus faible débit pour simuler des écoulements à fort débit et en particulier la transition de l'émergence à la submergence des obstacles. Ensuite, les obstacles seront représentés explicitement dans le cadre d'un modèle « Saint-Venant » bidimensionnel. La convergence en maillage est étudiée et une analyse comparative des résultats expérimentaux et simulés est menée. De plus, L'influence de la répartition géométrique des obstacles sur le profil vertical de la vitesse moyenne longitudinale est étudiée avec une modélisation 3D- LES utilisant Code\_Saturne. Les résultats expérimentaux serviront de cas de référence pour la validation.

Au terme de cette seconde partie de thèse, des recommandations seront émises pour modéliser de façon pertinente ces écoulements au regard d'objectifs opérationnels.

## Mots-clé:

Écoulement à surface libre, Inondation, Expériences en laboratoire, Modélisation 2D et 3D, Écoulement avec obstacles émergés à faiblement submergés, Obstacle à base carrée

Experimental and numerical study of  
free surface flows in the presence of  
emergent to slightly submerged  
square cylinder obstacles

# Abstract

According to the French Ministry of Ecological and Solidarity Transition, floods are the main natural risk in France. As a result of climate change, extreme floods will become more frequent. People and property, such as housing and industrial installations, must therefore be protected against these floods for which data are very scarce or even non-existent. When moving from low to extreme flooding, the spatial extent of flooding in the floodplain varies greatly. The nature of the obstacles encountered varies: low vegetation, trees, houses... These hydraulic obstacles or macro-roughnesses can be emerged, or slightly submerged. The purpose of this thesis work is to analyze the dominant physical processes associated with extreme flood flows in the presence of emerged or slightly submerged obstacles. This thesis is organized in two parts: an experimental part and a numerical part. The experimental part concerns the exploration, in a laboratory channel, of the vertical structure of the velocity profile and the geometric effects related to the studied configuration representing an urbanized floodplain with immersion rates of  $D/h = 0.42, 0.93, 0.98$  and  $1.48$  ( $D$  being the water depth and  $h$  the obstacle height). ADV and PIV measurements of mean velocities and turbulent fluctuations have shown that flow properties change significantly depending on whether the obstacles are emerged or slightly submerged. The interactions between vortex detachment, the free surface, obstacles, and bottom roughness are studied.

The numerical part analyses different types of modelling conventionally used to simulate flood events. The experimental case of the thesis serves as a reference. First, an analytical model based on the conservation of momentum of an elementary hydraulic volume allows considering different models of the overall flow resistance to obstacles in a uniform regime. The first simple model integrates the resistance to flow due to bottom friction and obstacles in a single "friction" type term. A second model divides the flow resistance into two parts: a bottom friction term and an obstacle resistance, represented by a drag coefficient. The obstruction to the flow is then represented by a porosity coefficient. The analysis focuses on the ability to use friction or drag coefficients calibrated for the lowest flow rates to simulate high flow rates, and in particular, the transition from emergent to submergent obstacle flows. Then, the obstacles are explicitly represented in a two-dimensional Shallow-Water model. Mesh convergence is studied and a comparative analysis of experimental and simulated results is conducted. Furthermore, the influence of the geometric distribution of obstacles on the vertical profile of the average longitudinal velocity is studied with 3D-LES model using Code\_Saturne. The experimental results serve as a reference case for validation. Recommendations are made for how to model these flows for operational applications.

**Keywords:**

Free surface flow, Flood, Laboratory experiments, 2D and 3D numerical modelling, Flow with emerged to slightly submerged obstacles, Square cylinder obstacle array.



*Plus la critique est hostile, plus l'artiste devrait être  
encouragé.*

Marcel Duchamp

*La barque que l'on retient au port n'apprend pas à naviguer.  
Laissons-la donc prendre le large ...*

Jean Maër/Prends le large



# Remerciements

Ma thèse présente des similitudes certaines avec la course à la voile “Le Vendée Globe” : une aventure en solitaire à vaincre les éléments !

Je remercie ici ceux qui m’ont accompagnée sur le parcours.

Tout d’abord, je remercie les membres du jury. Philippe Gourbesville et Jose Vazquez pour avoir accepté de rapporter mon manuscrit. Frédéric Moulin et Nicolas Rivière qui ont accepté d’examiner mon travail.

Par ailleurs, je remercie mon équipe d’encadrement. Yann Peltier pour son suivi pendant la première année, Frédérique Larrarte pour avoir embarqué dans cette aventure en tout début de troisième année, Sébastien Proust pour m’avoir accordé une très grande autonomie, Nicole Goutal pour son suivi tout au long de cette course et pour tous nos échanges sur le sujet.

Je remercie les membres de mon comité de suivi, Benjamin Dewals et Sofiane Benhamadouche, pour leur conseils avisés.

This thesis is part of the ANR FlowRes project, I thank all the members (the list would be too long) for all the interactions during these three years, especially Rui Ferreira thank you for this exchange at River Flow 2018.

Merci à Minh Hoang Le pour les réflexions sur la partie 2D porosité, Magalie Jodeau pour son aide concernant la partie LSPIV, et pour la partie numérique 3D, Erwan Lecoupanec, Vincent Loizeau et ma stagiaire Rajae Rtimi.

Cette thèse s’est déroulée sur deux sites : au LHSV à EDF Lab Chatou et à Irstea Lyon-Villeurbanne.

A Irstea, site sur lequel j’ai été détachée pendant 16 mois, merci à toutes les personnes avec qui j’ai conversé, tous les membres de l’équipe Riverly, Céline Berni pour son aide notamment lors de l’installation de la PIV, toute l’équipe technique dont Guillaume Dramais, Mickael Lagouy et mes interlocuteurs de prédilection Fabien Thollet et Alexis Buffet pour leur aide et leur disponibilité sur le canal, ainsi qu’à tous les doctorants en particulier Victor, Chen, Moussa, Amel, Emmeline, Adrien, mes trois collègues de bureau Antoine pour un bref mois, Tariq pour toutes ces discussions expe., num. et autres :) et Yassine que j’ai initié aux discussions improbables. Une mention particulière pour Meriem que j’ai formée sur l’installation expérimentale que nous avons partagées.

Je remercie également tous les membres du LHSV et du LNHE, Yoann Audouin pour son aide sur les bugs singuliers sur ma machine, tous les post-docs dont Camille et Coraline, tous les doctorants,

en particulier Rem-Sophia, Ismaïl, Adrien, Florent, Thomas, Daniel et Roberto, mes nombreux collègues de bureau, Lamia pour tous ces conseils au moment de ma prise en main de Telemac, Vaneysia, Rémi, Cécile pour toutes ces discussions, Matt et Noor pour tous ces bons moments, Corentin et surtout Teddy pour m'avoir supportée sur la dernière partie de la course et pour la création de notre éco-système unique.

Notons que durant ces 3 dernières années, sur 2 sites, j'ai remporté le record du plus grand nombre de collègues de bureau : au total 12 !

Je remercie tous ceux que j'ai pu oublier et qui se reconnaîtront.

Je remercie chaleureusement tou.te.s mes ami.e.s pour m'avoir supportée durant cette course de fond et particulièrement Maïté, Gaya, Alberto, Kevin, Jean-Louis ... Merci à vous pour votre écoute, toutes ces conversations dont nous avons le secret et aussi pour tous ces délires peut importe l'endroit sur la planète :). Merci à Amina pour son soutien lors de ma précédente aventure et ses conseils lors celle-ci, merci à Isabelle avec qui j'ai beaucoup appris, gracias a Mercedes y su familia por todo :) you are my spain family. Antoine, ami de très longue date, que te dire hormis : il me semble bien ... que d'autres péripéties marinesquiennes nous attendent!

J'ai hâte d'aborder avec vous nos prochaines aventures !

A ma famille, que je tiens à remercier du fond du coeur pour son soutien et ses encouragements, mes deux soeurs, pour vous aucune explication est nécessaire :), mon beau-frère, dédicace très spéciale à mes neveux, les rares à me permettre de débrancher totalement de la thèse.

Et bien évidemment, mes parents que je remercie pour tout et bien plus encore...

A chacun d'entre vous les mots sont inexistantes ! pour exprimer ma profonde gratitude :) ...

Spoiler alerte : les éléments ont été vaincus !!! ;)

# Nomenclature

## Abréviations

$X_{emg}$  Variable relative à un écoulement émergé

$X_{sub}$  Variable relative à un écoulement submergé

## Lettres grecques

$\alpha$  Taux de submergence ou confinement vertical  $\alpha = h/D$  [-]

$\delta$  Épaisseur de la couche limite [m]

$\sigma$  Écart type

$2\sigma$  Intervalle de confiance

$\varphi_i$  Taux de blocage selon la direction indiquée par l'indice  $i$  sur un motif élémentaire  
 $\varphi_x = (n_x \ell_x)/L_c$   $\varphi_x = 44\%$   $\varphi_y = (n_y \ell_y)/B$   $\varphi_y = 45\%$  [%]

$\varphi$  Densité planaire lorsque les obstacles sont émergés  $\varphi = \varphi_x \varphi_y = 0,20$  [-]

$\Phi$  Porosité  $\Phi = 1 - \varphi(z)$  (cf. Chapitre 3 §3.2) [-]

$\lambda_{f_{emg}}$  Densité frontale par unité de surface écoulement émergé  $\lambda_{f_{emg}} = (D \ell_i)/L^2$  [-]

$\lambda_{f_{sub}}$  Densité frontale par unité de surface écoulement submergé  $\lambda_{f_{sub}} = (h \ell_i)/L^2$  [-]

$\rho$  Masse volumique de l'eau à 20°C  $\rho = 1000$  [kg.m<sup>-3</sup>]

$\theta_z$  Angle de rotation de la sonde ADV dans le plan horizontal  $Ox, Oy$  [°]

$\theta_{incident}$  Angle de rotation d'un obstacle à base carrée autour de l'axe vertical  $Oz$  [°]

$\nu$  Viscosité cinématique pour de l'eau à 20°C  $\nu = 1,007.10^{-6}$  [m<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>]

$\xi$  Position relative au fond  $\xi = \frac{z}{D}$  [-]

$\xi_{dip}$  Position de la vitesse maximale le long d'un profil vertical  $\xi_{dip} = \frac{z_{max}}{D}$  [-]

## Lettres latines

$a$  L'aire frontale par unité de volume des obstacles  $a = N \ell = 3,136$  [m<sup>-1</sup>]

$Ar_x$  Rapport de forme dans la direction longitudinale  $Ar_x = \frac{L_x - \ell_x}{D}$  [-]

$Ar_y$	Rapport de forme standard dans la direction transversale	$Ar_y = \frac{B}{D}$	[-]
$B$	Largeur du canal	$B = 1$	[m]
$C_D$	Coefficient de traînée	$C_D = \frac{2F}{\rho a U_Q^2}$	[-]
$d$	Diamètre d'un cylindre		[m]
$D$	Hauteur d'eau		[m]
$D/h$	Taux d'immersion		[%]
$e$	Nombre de paramètres pour calculer l'incertitude de mesure (cf. eq 2.1)		[-]
$f$	Fréquence des détachements tourbillonnaires		[Hz]
$F$	Force appliquée sur l'obstacle		[N]
$Fr$	Nombre de Froude	$Fr = U/\sqrt{gD}$	[-]
$g$	Accélération de la pesanteur	$g = 9,81$	[m.s <sup>-2</sup> ]
$GR_i$	Taux de vide selon la direction i	$GR_i = (L_i - \ell_i)/\ell_i$	$GR_i = 1,2$ [-]
$h$	Hauteur de l'obstacle		[m]
$h_{moyen}$	Moyenne de h	$h_{moyen} = \frac{1}{115} \sum_{x=1}^{115} \frac{1}{6} \sum_{y=1}^6 h(x, y) = 0,0592$	[m]
$H_{S_{aval}}$	Hauteur du seuil aval du canal		[m]
$i$	Indice indiquant la direction longitudinale $x$ ou transversale $y$	$i = x, y$	[-]
$\ell_i$	Côté de l'obstacle à base carrée	$\ell_i = 0,064$	[m]
$L_i$	Distance centre à centre de deux obstacles à base carrée	$L_i = 0,0143$	[m]
$L_i - \ell_i$	Distance entre deux bords internes d'obstacles à base carrée	$L_i - \ell_i = 0,079$	[m]
$L_c$	Longueur du canal	$L_c = 17,25$	[m]
$n_i$	Nombre d'obstacles dans la direction considérée	$n_x = 119$ $n_y = 7$	[-]
$N$	Nombre d'obstacles par mètre carré	$N = 49$	[-]
$Q$	Débit d'entrée du canal	$Q = U_Q S$	[m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$Re_{U_\infty}(D)$	Nombre de Reynolds dépendant du niveau d'eau $D$	$Re_{U_\infty}(D) = (U_\infty D)/\nu$	[-]
$Re_{U_\infty}(\ell_y)$	Nombre de Reynolds fonction de la largeur $\ell_y$ de l'obstacle	$Re_{U_\infty}(\ell_y) = (U_\infty \ell_y)/\nu$	[-]
$S$	Section mouillée du canal dans une allée sans obstacle	$S = BD$	[m <sup>2</sup> ]
$S_\varphi$	Section transversale élémentaire d'écoulement disponible	$S_{\varphi_{emg}} = DB(1 - \varphi_x \varphi_y)$ $S_{\varphi_{sub}} = B(D - \varphi_x \varphi_y h)$	[m <sup>2</sup> ]

$S_0$	Pente longitudinale du canal	$S_0 = 1,05$	[mm.m <sup>-1</sup> ]
$SR_i$	Taux d'espacement selon la direction i	$SR_i = L_i/\ell_i$	$SR_i = 2,2$ [-]
$St$	Nombre de Strouhal	$St = (f\ell_y)/U_\infty$	[-]
$t$	Temps		[s]
$TI_{2D}$	Intensité Turbulente 2D	$TI_{2D} = (\sqrt{(U'^2 + V'^2)}/2)/(\sqrt{U^2 + V^2})$	[-]
$TI_{3D}$	Intensité Turbulente 3D	$TI_{3D} = (\sqrt{(U'^2 + V'^2 + W'^2)}/3)/(\sqrt{U^2 + V^2 + W^2})$	[-]
$U$	Composante longitudinale de la vitesse moyenne		[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_*$	Vitesse de cisaillement	$U_* = \sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}}$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U'$	Fluctuations longitudinale de la vitesse en décomposition de Reynolds		[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_Q$	Vitesse débitante	$U_Q = Q/S$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_\varphi$	Vitesse effective	$U_\varphi = Q/S_\varphi$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_S$	Vitesse des courants secondaires	$U_S = \sqrt{V^2 + W^2}$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$U_\infty$	Vitesse d'entrée du canal	$U_\infty = U_Q$	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V$	Composante transversale de la vitesse moyenne		[m.s <sup>-1</sup> ]
$V'$	Fluctuations transversale de la vitesse en décomposition de Reynolds		[m.s <sup>-1</sup> ]
$W$	Composante verticale de la vitesse moyenne		[m.s <sup>-1</sup> ]
$W'$	Fluctuations verticale de la vitesse en décomposition de Reynolds		[m.s <sup>-1</sup> ]
$x$	Direction longitudinale du canal		
$X$	Variable		
$y$	Direction transversale du canal		
$y/(L_y/2)$	Adimensionnement de la position transversale		[-]
$z$	Direction verticale du canal		
$z_0$	Origine de la direction verticale	$z_0 = 0$	[-]
$z_b$	Position verticale du fond du canal	$z_b = z_0 = 0$	[-]



# Table des matières

<b>Glossaire</b>	<b>1</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>3</b>
<b>1 État de l'art</b>	<b>5</b>
<b>Etat de l'art</b>	<b>5</b>
1.1 Ecoulement uniforme sans obstacle sur fond pleinement rugueux . . . . .	6
1.1.1 Développement de la couche limite verticale . . . . .	8
1.1.2 Influence du confinement latéral . . . . .	9
1.2 Ecoulements avec un obstacle isolé . . . . .	16
1.2.1 Cylindre isolé à base circulaire . . . . .	16
1.2.2 Prisme isolé à base carrée . . . . .	18
1.3 Ecoulements avec plusieurs obstacles . . . . .	19
1.3.1 La disposition de la configuration . . . . .	22
1.3.2 Le confinement latéral . . . . .	22
1.3.3 Le confinement longitudinal . . . . .	32
1.3.4 Le confinement vertical . . . . .	36
1.4 Conclusions . . . . .	39
<b>I Étude expérimentale</b>	<b>41</b>
<b>2 Matériels et protocole de mesures</b>	<b>43</b>
2.1 Installation expérimentale . . . . .	45
2.1.1 Canal . . . . .	45
2.1.2 Alimentation en eau . . . . .	48
2.1.3 Détermination du débit pour une hauteur d'eau donnée . . . . .	48

2.2	Instruments de mesures . . . . .	52
2.2.1	Mesure de la hauteur d'eau . . . . .	53
2.2.2	Vélocimétrie acoustique doppler (ADV) . . . . .	54
2.2.3	Vélocimétrie par image de particule (PIV) . . . . .	56
2.2.4	Vélocimétrie par image de particule grand champ (LSPIV) . . . . .	60
2.2.5	Particules . . . . .	60
2.3	Protocole de mesure . . . . .	62
2.3.1	Mesure de la hauteur moyenne des maisons . . . . .	62
2.3.2	Protocole de mesure de la vitesse . . . . .	67
2.3.3	Positions des plans de mesures ADV et PIV . . . . .	70
<b>3</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	<b>75</b>
3.1	Paramètres hydrauliques . . . . .	76
3.2	Vitesse caractéristique . . . . .	77
3.3	Maisons émergées . . . . .	80
3.3.1	Maisons émergées à 93% . . . . .	80
3.3.2	Comparaison des 3 écoulements émergés à 42%, 93% et 98% . . . . .	103
3.4	Maisons submergées à 148% . . . . .	114
3.5	Comparaison de l'écoulement émergé 93% avec l'écoulement submergé 148% . . . . .	126
3.6	Discussions des résultats à partir de l'Etat de l'art . . . . .	131
3.6.1	Structure de l'écoulement . . . . .	132
3.6.2	Profils de vitesse verticaux au centre de la veine rapide . . . . .	134
3.7	Conclusions . . . . .	137
<b>II</b>	<b>Étude numérique</b>	<b>139</b>
<b>4</b>	<b>De la description détaillée des écoulements aux préconisations opérationnelles</b>	<b>141</b>
4.1	Modélisation de la résistance à l'écoulement . . . . .	143
4.1.1	Frottement de fond global $K'$ . . . . .	144
4.1.2	Coefficient de traînée $C_D$ . . . . .	144
4.1.3	Résultats . . . . .	146
4.2	Modélisation basée sur les équations de Saint-Venant avec prise en compte explicite des obstacles . . . . .	151
4.2.1	Modélisation explicite des obstacles . . . . .	152
4.2.2	Arbres . . . . .	153

4.2.3	Maisons . . . . .	161
4.2.4	Maisons représentées dans la bathymétrie . . . . .	168
4.3	Conclusions . . . . .	174
<b>5</b>	<b>Modélisation numérique 3D exploratoire de la structure verticale de l'écoulement et influence de la distribution géométrique sur celle-ci</b>	<b>177</b>
5.1	Modélisation numérique 3D . . . . .	178
5.1.1	Hypothèses de modélisation . . . . .	180
5.1.2	Conditions initiales et aux limites . . . . .	180
5.1.3	Maillage . . . . .	181
5.2	Validation de la modélisation LES avec les mesures expérimentales . . . . .	182
5.2.1	Maisons émergées à 93% . . . . .	182
5.2.2	Maisons submergées à 148% . . . . .	189
5.3	Simulations numériques exploratoires : influence de la distribution géométrique horizontale sur la structure verticale de l'écoulement . . . . .	198
5.3.1	Les différentes configurations . . . . .	198
5.3.2	Transition entre un profil vertical de vitesse de type parabolique et logarithmique . . . . .	202
5.4	Conclusions et perspectives . . . . .	203
	<b>Conclusions générales et perspectives</b>	<b>205</b>
<b>A</b>	<b>Données expérimentales complémentaires</b>	<b>209</b>
A.1	Phénomène de battement ou seiche . . . . .	211
<b>B</b>	<b>Présentation de l'expérience de Victor Dupuis (Dupuis, 2016)</b>	<b>213</b>
<b>C</b>	<b>TELEMAC-MASCARET et équations</b>	<b>215</b>
C.1	Equations 3D . . . . .	216
C.2	Equations 2D . . . . .	217
<b>D</b>	<b>Résultats numériques 3D complémentaires</b>	<b>219</b>
D.1	Maisons submergées à 148% . . . . .	220
<b>E</b>	<b>Projet FlowRes</b>	<b>223</b>
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>233</b>



# Liste des figures

1.1	Développement de la couche limite verticale d'épaisseur $\delta$ en canal ouvert sur fond lisse dans le plan de la direction principale d'écoulement (Kirkgöz and Ardiçlioglu, 1997) . . . . .	7
1.2	Structure verticale d'une couche limite turbulente rugueuse : inspiré du cas d'une rivière de (Detert, 2008) . . . . .	8
1.3	Types de courants secondaires (Nezu and Nakagawa, 1993) . . . . .	10
1.4	Représentation schématique du profil vertical de vitesse longitudinale moyen $U$ en présence de courants secondaires dans un canal étroit (Bonakdari et al., 2008) . . .	11
1.5	Courants secondaires en canal (a) totalement rugueux homogène, (b) totalement hydrauliquement lisse, (c) et (d) sur fond homogène (Naot, 1984), ici, $H$ représente la hauteur d'eau . . . . .	12
1.6	Courants secondaires simulés en canal sur fond lisse et comportement du frottement à la paroi qu'ils induisent (Nezu and Nakagawa, 1993), illustration du modèle proposé par (Ikeda, 1981), ici, $h$ représente la hauteur d'eau . . . . .	13
1.7	(a) Champs de vecteurs vitesse représentant les courants secondaires sur variation transverse de rugosités mesurés par (Wang and Cheng, 2006), (b) même champs mesurés par Studerus 1982, ici, sur la figure, $y$ correspond à la position verticale, $z$ la position transversale, $h$ est la hauteur d'eau . . . . .	13
1.8	Position maximale $\xi_{dip}$ du profil vertical de vitesse moyenne longitudinale en fonction du rapport de forme $A_{r_y}$ , l'équation proposée est celle de (Bonakdari et al., 2008) .	15
1.9	Schéma d'un écoulement autour d'un cylindre à base circulaire en régime (Massey and Ward-Smith, 2006) : a) laminaire et b) turbulent avant séparation . . . . .	17
1.10	Représentation schématique des lignes de courant dans l'air autour d'un obstacle à base carrée isolé de 2 cm de côté à $Re_{U_\infty}(\ell) = 2262$ (Yen and Liu, 2011) . . . . .	19
1.11	a) Paire d'obstacles alignés dans la direction transversale, b) Paire d'obstacles amont-aval ou alignés dans la direction longitudinale . . . . .	20
1.12	Schéma des obstacles et leur dimension : a) vue du dessus et b) vue de face . . . .	21
1.13	Type d'écoulement en fonction de la géométrie du canal (Oke, 1988), étude réalisée en soufflerie . . . . .	22

1.14	Distribution des modes d'écoulement du nombre $Re_{U_\infty}(\ell)$ en fonction du taux de vide transversale $GR_y$ pour des obstacles carrés de 2 cm de côté, les traits pointillés surmontés de cercle blanc représente la frontière des modes (Yen and Liu, 2011) et intègrent les incertitudes de mesure au niveau de la frontière . . . . .	24
1.15	Représentation schématique des lignes de courant autour d'un obstacle carré de 2 cm de côté en fonction de son taux de vide $GR_y$ à $Re_{U_\infty}(\ell) = 2262$ et un nombre de Froude $Fr = 0,81$ (Yen and Liu, 2011) . . . . .	26
1.16	Variation du coefficient de traînée $C_D$ en fonction du nombre de Reynolds $Re_{U_\infty}(\ell)$ derrière deux obstacles alignés dans la direction transversale pour des obstacles carré de 2 cm de côté (Yen and Liu, 2011), Cyl. I est l'obstacle amont et Cyl. II est l'obstacle aval . . . . .	27
1.17	Variations du nombre de Strouhal $St$ en fonction du nombre de Reynolds $Re_{U_\infty}(\ell)$ pour des obstacles carrés de 2 cm de côté (Yen and Liu, 2011) . . . . .	27
1.18	Variations du nombre de Strouhal $St$ en fonction du taux de vide $GR_y$ pour différents nombres de Reynolds $Re_{U_\infty}(\ell)$ pour des obstacles carrés de 2 cm de côté (Yen and Liu, 2011) . . . . .	28
1.19	Représentation schématique de 4 cylindres alignés dans la direction transversale . . . . .	29
1.20	Champs de vorticité instantané pour $GR_y = 0,25$ (Alam et al., 2017) . . . . .	29
1.21	Champs de vorticité instantané pour $GR_y = 0,75$ (Alam et al., 2017), $t^*$ repr�ente le temps adimensionel . . . . .	30
1.22	Champs de vorticité instantané pour $GR_y = 1,5$ (Alam et al., 2017), $t^*$ repr�ente le temps adimensionel . . . . .	31
1.23	Champs de vorticité instantané pour $GR_y = 2$ (Alam et al., 2017) . . . . .	32
1.24	Caractéristiques des modes d'écoulement à angle d'incidence nul pour différents nombre de Reynolds $Re_{U_\infty}(\ell)$ en fonction du taux d'espacement $SR = L/\ell$ pour des obstacles carrés de 3 cm de côté, les cercles noirs sur les traits pointillés repr�esentent la séparation entre les modes (Yen et al., 2008) . . . . .	33
1.25	Schéma des vecteurs vitesses et lignes de courant à nombre de Reynolds d'un prisme carré de 3 cm de côté à $Re_{U_\infty}(\ell_i) = 535$ (Yen et al., 2008): a) prisme isolé $L_x/\ell_i = 0$ , b) mode isolé $L_x/\ell_i = 1,5$ , c) mode rattaché $L_x/\ell_i = 3$ d) mode binaire $L_x/\ell_i = 5$ . . . . .	35
1.26	Schéma du confinement vertical pour écoulement émergé et submergé . . . . .	36
<b>2</b>	<b>Matériels et protocole de mesures</b> . . . . .	<b>43</b>
2.1	Schéma du canal en vue du dessus 1 : bassin de tranquillisation, 2 : rampe d'acheminement de l'eau 3 : canal, 4 : seuil réglable . . . . .	45
2.2	Schéma de la section en travers vue de l'aval. La hauteur de la pelouse artificielle recouvrant le fond du canal est de 5 mm. $B$ est la largeur du canal et $D$ la hauteur d'eau . . . . .	45
2.3	Photo du canal : vue depuis l'amont (UR Riverly Irstea Lyon-Villeurbanne) . . . . .	46

2.4	Photo du canal : vu depuis l'aval (UR Riverly Irstea Lyon-Villeurbanne) . . . . .	47
2.5	Aval du canal, 1 représente le seuil vertical réglable. Écoulement à $D/h = 0,98$ . . .	47
2.6	Schéma en vue de côté de l'alimentation en eau du canal, ce schéma n'est pas à l'échelle . . . . .	48
2.7	Vue de l'aval du canal, modèle de maison en disposition alignée . . . . .	50
2.8	Vue du dessus des dimensions et espacement des maisons : $L_x = L_x = 0,143$ m, $\ell_x = \ell_y = 0,064$ m et $L_x - \ell_x = L_y - \ell_y = 0,079$ m . . . . .	51
2.9	Vue de face des dimensions et espacement des maisons : $L_i = 0,143$ m, $h = 0,0592$ m, $\ell_i = 0,064$ m avec $D$ la hauteur d'eau . . . . .	51
2.10	Alignement des maisons dans le canal (vue de l'aval) . . . . .	52
2.11	Modèle de maison vue de l'aval : numérotation dans une rangée transverse . . . . .	52
2.12	Numérotation et position transversale adimensionnelle $y/(L/2)$ des 7 maisons dans la largeur du canal . . . . .	53
2.13	1 : Sonde de vélocimétrie acoustique Doppler ADV ( <a href="http://www.nortekgroup.com">www.nortekgroup.com</a> ), 2 : Liminimètre ultrasonore ( <a href="http://www.baumer.com">www.baumer.com</a> ) . . . . .	53
2.14	Schéma du volume de mesure de la sonde ADV . . . . .	55
2.15	Angle de rotation selon l'axe $Oz$ , $\theta_z$ de la sonde ADV dans le plan $(Ox, Oy)$ qui annule la vitesse transversale moyennée sur la hauteur d'eau . . . . .	55
2.16	Profil vertical de la vitesse longitudinale moyenne $U$ au même point de coordonnées $(x,y)$ , au centre de la veine 6, avec la sonde ADV orientée dans 2 directions différentes : vers la paroi de verre positionnée à $y=0$ et vers la paroi de plexiglas positionnée à $y=1$ ; après la prise en compte de l'angle d'alignement de la sonde (cf. tableau 2.1) . . . . .	56
2.17	Positions latérales $y_1$ , $y_2$ et $y_3$ des fentes laissant le passage à la nappe laser . . . . .	57
2.18	Schéma du système PIV : vue de profil . . . . .	57
2.19	Schéma du système PIV : vue de dessus . . . . .	58
2.20	Photo du dispositif de prise de vue : le cadre rouge délimite le champ visuel de la caméra au travers de la paroi . . . . .	59
2.21	A gauche : photo de la pompe péristaltique et de l'agitateur, à droite : tuyau acheminant les particules proche de la surface libre . . . . .	61
2.22	Schéma du dispositif de la figure 2.21 . . . . .	61
2.23	Hauteur moyenne des maisons dans chaque allée transverse par rapport au haut de la pelouse le long du canal, le trait plein représente la hauteur moyenne $\langle h \rangle_y = 0,0592$ m et les traits pointillés représentent $\pm 2\sigma$ l'intervalle de confiance (deux fois l'écart type) . . . . .	62
2.24	Haut : Positions longitudinales des transects latéraux de mesures au liminimètre ultrasonore, Bas : Zoom d'un tronçon du canal indiquant les 3 positions latérales de mesure dans un transect . . . . .	63

2.25	Hauteur d'eau moyennée dans le temps en fonction du temps de convergence du niveau d'eau pour écoulement $D/h = 0,98$ , $t = 40$ s est le temps retenu (en pointillés l'incertitude de mesure) . . . . .	64
2.26	Valeurs instantanées du niveau d'eau pour écoulement $D/h = 0,98$ , en fonction du temps $t$ . . . . .	64
2.27	$D/h = 0,98$ : trait plein : niveau d'eau moyen, en pointillés : deux fois l'écart-type par rapport au niveau d'eau moyen . . . . .	65
2.28	Niveau d'eau moyen par rapport à un fond moyen, de haut en bas $D/h = 42\%$ , $93\%$ , $148\%$ . Les traits pleins représentent le niveau d'eau moyen, les pointillés représentent l'intervalle de confiance $2\sigma$ par rapport au niveau d'eau moyen . . . . .	66
2.29	Profils verticaux de vitesse longitudinale $U$ en fonction de la position verticale $z/D$ pour différentes positions longitudinales $x$ à $y/(L/2) = 6$ . . . . .	68
2.30	Profils verticaux de vitesse longitudinale $U$ en fonction de la position verticale $z/D$ à $x = 12$ m et $y/(L/2) = 6$ pour les 4 écoulements . . . . .	69
2.31	Schéma de l'emplacement des mesures PIV et ADV réalisées pour les 4 écoulements	70
2.32	Maillage ADV réalisé pour les transverses des écoulements à $93\%$ et à $148\%$ . . . . .	72
2.33	Schéma de l'emplacement des mesures réalisées pour les écoulements $93\%$ et $148\%$	73
2.34	Maillage ADV réalisé pour le motif central $5 \leq y/(L/2) \leq 7$ des écoulements à $93\%$ et à $148\%$ . . . . .	73
<b>3</b>	<b>Analyse de la structure verticale des écoulements</b>	<b>75</b>
3.1	La zone hachurée en bleu représente la section transversale élémentaire d'écoulement disponible $S_\varphi$ dans le plan $(Ox, Oy)$ nécessaire au calcul de la vitesse effective $U_\varphi$	77
3.2	Schéma représentant $\varphi(z)$ . . . . .	78
3.3	Images instantanées de la surface libre de l'écoulement émergé à $93\%$ . . . . .	81
3.4	Schématization de l'écoulement de la figure 3.3 . . . . .	82
3.5	Vue du dessus, injection de permanganate de potassium dans l'écoulement au niveau de $x = 12$ m . . . . .	83
3.6	Vitesse instantanée en surface résultant du calcul LSPIV pour l'écoulement $93\%$ . . . . .	84
3.7	Vitesse moyenne en surface résultant du calcul LSPIV de l'écoulement $93\%$ . . . . .	84
3.8	Déviation standard de la hauteur d'eau instantanée $\sigma'$ normalisée par la hauteur d'eau moyenne $D$ à $t = 0$ h et $5$ h pour l'écoulement $D/h = 0,93$ . . . . .	86
3.9	Profils transversaux des composantes $U$ , $V$ et $W$ de la vitesse moyenne à trois altitudes $z/D$ : $0,2$ ; $0,44$ ; $0,64$ . La ligne en créneau indique la position des maisons sur la largeur du canal . . . . .	88
3.10	Profils transversaux des fluctuations de vitesse $U'$ , $V'$ et $W'$ . . . . .	90
3.11	Profils transversaux des vitesses $U'V'$ , $U'W'$ et $W'V'$ . . . . .	91

3.12	Spectre de densité de puissance de la fluctuation de vitesse transverse $V'$ , $Pyy$ , et de la densité de puissance croisée associée aux fluctuations $U'$ et $V'$ , $Pxy$ en fonction de la fréquence du signal $f$ . Mesures à 3 positions transverses : $y/(L/2) = 1,87$ (centre veine rapide près de l'anti-noeud) ; 6 (centre veine rapide près du noeud) ; et 7 (centre d'une maison) et à la position $x = 12$ m . . . . .	92
3.13	Profils transversaux de l'énergie cinétique turbulente $TKE$ en fonction de $y/(L/2)$	93
3.14	Isocontours de la distribution transverse de l'Intensité Turbulente 3D au niveau du motif central pour l'écoulement à 93%. Les cercles noirs indiquent l'emplacement des points de mesure sur le graphique et le trait pointillé rouge la position dans l'écoulement sur le schéma . . . . .	94
3.15	Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale $U$ dans la veine rapide de l'écoulement à 93%. Mesures à l'ADV à $y/(L/2) = 6$ et $x = 12$ m. Mesures à la PIV à $y/(L/2) = 6$ et $x = 12, 143$ m, moyennage en $x$ entre $12, 1035 \leq x \leq 12, 1825$ m . . . . .	95
3.16	Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale mesurée à la PIV à $x = 12, 143$ m et à l'ADV à $x = 12$ m pour 93% et pour 3 positions latérales $y/(L/2)$ . . . . .	96
3.17	Distribution des composantes de la vitesse moyenne $U$ , $V$ et $W$ dans la section transverse à $x = 12$ m, pour $5 \leq y/(L/2) \leq 7$ . Les cercles vides indiquent la position des points de mesures, les zones grises indiquent les emplacements où la mesure n'était pas possible . . . . .	98
3.18	Vecteur vitesse représentant le sens de la vitesse $U_s$ caractérisant les cellules de courants secondaires à axes longitudinaux, les couleurs représentent l'interpolation linéaire des points de mesures ADV . . . . .	99
3.19	Champs de mesures PIV extraits dans la direction longitudinale aux positions $y_1$ , $y_2$ et $y_3$ , de l'écoulement à 93% a), b), c) : $U$ , et d), e), f) : $W$ . . . . .	100
3.20	Champs de vorticité $\omega_y$ extraits dans la direction longitudinale de l'écoulement à 93% aux positions : a) $y_1$ , b) $y_2$ et c) $y_3$ . . . . .	101
3.21	Schématisation de l'écoulement : les cercles violets indiquent les cellules de courants secondaires, les cercles bleus représentent les tourbillons dans la colonne d'eau, les tubes rouges représentent la vorticité . . . . .	102
3.22	Profils transversaux de vitesses moyennes a) $U$ , b) $V$ et c) $W$ pour les trois écoulements émergés. Mesures à la position verticale $z/D = 0,44$ normalisées par la vitesse effective $U_\varphi$ . . . . .	105
3.23	Profils transversaux des fluctuations de vitesse $U'$ , $V'$ et $W'$ en fonction de $y/(L/2)$ pour les trois écoulements à $D/h < 1$ . Mesures à l'altitude $z/D = 0,44$ . . . . .	106
3.24	Tenseurs de Reynolds transverses $U'V'$ , $U'W'$ , $W'V'$ en fonction de $y/(L/2)$ à $x = 12$ m et à l'altitude $z/D = 0,44$ pour les écoulements 42%, 93% et 98% . . . . .	107
3.25	Energie cinétique turbulente en fonction de la position $y/(L/2)$ pour les trois écoulements émergés à la position verticale $z/D = 0,44$ . . . . .	108

3.26	Champs de mesures PIV extraits dans la direction longitudinale aux positions $y_1$ et $y_2$ de l'écoulement 42% a), b) : $U$ , et c), d) : $W$ . . . . .	108
3.27	Champs de vorticité $\omega_y$ extraits dans la direction longitudinale aux positions $y_1$ et $y_2$ , de l'écoulement 42% . . . . .	109
3.28	Champs de mesures PIV dans la direction longitudinale aux positions $y_1$ , $y_2$ et $y_3$ , de l'écoulement 98% a), b), c) : $U$ , et d), e), f) : $W$ . . . . .	110
3.29	Champs de vorticité $\omega_y$ extraits dans la direction longitudinale aux positions $y_1$ , $y_2$ et $y_3$ , de l'écoulement 98% . . . . .	111
3.30	Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale à $x = 12$ m au milieu de la veine rapide pour les trois écoulements 42%, 93% et 98% . . . . .	112
3.31	Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale $U$ � la position $x = 12$ m au milieu de la veine rapide entre les maisons $H_3$ et $H_4$ pour les trois taux d'immersion. Normalisation des vitesses : � gauche par $U_{max}$ , à droite par $U_\varphi$ . . . . .	112
3.32	Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale à $x = 12$ m normalisée par $U_{max}$ et $U_\Phi$ a), b) : derrière le milieu de la maison $H_4$ , c), d) : derrière l'arête de la maison $H_4$ . . . . .	113
3.33	Profils transversaux des composantes de la vitesse moyenne $U$ , $V$ et $W$ à différentes altitudes $z/h$ pour les maisons submergées à 148% . . . . .	116
3.34	Profils transversaux des fluctuations de vitesse $U'$ , $V'$ et $W'$ pour différentes altitudes $z/h$ pour les maisons submergées à 148% . . . . .	117
3.35	Profils transversaux des tenseurs de Reynolds pour différentes altitudes $z/h$ pour les maisons submergées à 148% . . . . .	118
3.36	Energie cinétique turbulente en fonction de la position $y/(L/2)$ pour différentes altitudes $z/h$ . . . . .	119
3.37	Isocontours de la distribution transverse de l'Intensité Turbulente 3D au niveau du motif central pour l'écoulement à 148%. Les cercles noirs indiquent l'emplacement des points de mesure ADV . . . . .	120
3.38	Distribution transversale des composantes de vitesse moyenne $U$ , $V$ et $W$ , mesurée à l'ADV, au niveau du motif central à la position $x = 12$ m . . . . .	121
3.39	Cartographie des courants secondaires $U_s$ selon $z/h$ en fonction de la position $y/(L/2)$ . . . . .	122
3.40	Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale mesurés à la PIV et à l'ADV. Maisons avec obstacles faiblement submergées � 148% . . . . .	122
3.41	Schématisation de l'écoulement avec obstacles submergés à 148% . . . . .	123
3.42	Champs de vitesse moyenne longitudinale $U$ et verticale $W$ selon l'axe $Oy$ . Mesures dans le plan $(Ox, Oz)$ aux positions $y_1$ , $y_2$ et $y_3$ de l'écoulement à 148% a), b), c) : $U$ , et d), e), f) : $W$ . . . . .	124
3.43	Champs de vorticité $\omega_y$ selon l'axe $Oy$ . Mesures dans le plan $(Ox, Oz)$ aux positions $y_1$ , $y_2$ et $y_3$ de l'écoulement à 148% . . . . .	125

3.44 a) : Vitesse longitudinale moyenne $U/U(z = h)$ , moyennée latéralement : expérimentale versus mesures de (Macdonald, 2000), b) : Vitesse longitudinale moyenne $U(z)_y/U(z = 0, 8h)$ en fonction du rapport $z/h$ en espace et en temps comparée aux mesures de (Macdonald, 2000) . . . . .	126
3.45 Comparaison des profils transversaux de vitesse moyenne $U$ , $V$ et $W$ adimensionnée par la vitesse effective $U_\varphi$ à l'altitude $z/D = 0,42$ pour 93% et à l'altitude $z/D = 0,44$ pour 148% . . . . .	127
3.46 Comparaison des profils transversaux des fluctuations de vitesses longitudinale $U'$ , transversale $V'$ et verticale $W'$ , adimensionnées par la vitesse effective $U_\varphi$ à l'altitude $z/D = 0,42$ pour l'écoulement à 93% et $z/D = 0,44$ pour l'écoulement à 148% . . . . .	129
3.47 Comparaison des profils transversaux du tenseur de Reynolds transverse $U'V'$ , $U'W'$ et $W'V'$ à l'altitude $z/D = 0,42$ pour l'écoulement à 93% et à l'altitude $z/D = 0,44$ pour l'écoulement à 148% . . . . .	130
3.48 Comparaison des profils transversaux d'énergie cinétique turbulente à la position $z/D = 0,42$ pour 93% et $z/D = 0,44$ pour 148% . . . . .	131
3.49 Type d'écoulement en fonction de la géométrie du canal (Oke, 1988) . . . . .	132
3.50 Comparaison du taux de vide $GR_y$ des écoulements à la distribution des modes de (Yen and Liu, 2011) . . . . .	133
3.51 Comparaison du taux d'espacement $SR_x$ des expériences à (Yen and Liu, 2011) . . . . .	133
3.52 Position du maximum de la vitesse moyenne longitudinale $U$ des écoulements émergés ( $D/h < 1$ ) comparée au centre de la veine rapide : mesures expérimentales versus données de la littérature et modélisations, la valeur du maximum de vitesse de l'écoulement à 148% est relevée au niveau du début du profil parabolique . . . . .	135
3.53 Confrontation des expériences à (Yen and Liu, 2011) du nombre de Strouhal $St$ en fonction du nombre de Reynolds $Re_{U_Q}(\ell)$ . . . . .	135
3.54 Confrontation à (Yen and Liu, 2011) du nombre de Strouhal $St$ en fonction du taux de vide $GR_y$ . . . . .	136
4.1 Frottement de fond $f_D$ en fonction du taux d'immersion $D/h$ comparé aux expériences de (Lawrence, 2000) . . . . .	150
4.2 Maillage non structuré représentant : a) les arbres dans l'expérience de (Dupuis, 2016) avec une taille minimale autour de l'arbre de 0,1 cm b) les maisons avec une taille minimale autour de la maison de 1 cm . . . . .	152
4.3 Profil de vitesse dans la veine rapide (VR) pour l'expérience des arbres ( $Q = 7L/s$ ) (Dupuis, 2016) et des maisons ( $Q = 3,3 L/s$ ) à même hauteur d'eau $D = 55$ mm, $U_c$ est la vitesse caractéristique de l'écoulement : $U_Q$ pour les arbres et $U_\Phi$ pour les maisons . . . . .	153
4.4 Convergence en maillage de la hauteur d'eau de l'écoulement avec arbres à $D = 55$ mm et $Q = 7 L/s$ . . . . .	156
4.5 Convergence en maillage des vitesses $U$ et $V$ avec arbres à $D = 55$ mm et $Q = 7 L/s$ . . . . .	157

4.6	Modélisation de l'écoulement avec arbres à $Q = 7$ L/s . . . . .	158
4.7	Vitesse longitudinale moyenne $U$ , la moyenne expérimentale est une moyenne sur la verticale . . . . .	159
4.8	Vitesse transversale moyenne $V$ pour : a) $Q = 7$ L/s et b) $Q = 15$ L/s La moyenne expérimentale est une moyenne sur la verticale . . . . .	160
4.9	Convergence en maillage par rapport à la hauteur d'eau $D$ . . . . .	162
4.10	Différentes modélisations de la vitesse moyenne longitudinale $U$ comparées à l'expérience 93% à l'altitude $z/D = 0,44$ . . . . .	163
4.11	Différentes modélisations de la vitesse moyenne longitudinale $U$ comparées à l'expérience 93% à l'altitude $z/D = 0,64$ . . . . .	163
4.12	Différentes modélisations de la vitesse moyenne transversale $V$ comparées à l'expérience 93% à l'altitude $z/D = 0,44$ . . . . .	164
4.13	Différentes modélisations de la vitesse moyenne transversale $V$ comparées à l'expérience 93% à l'altitude $z/D = 0,44$ . . . . .	164
4.14	Modélisation de la vitesse moyenne transversale $U$ avec une valeur de $\nu = 1.10^{-3}$ m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> comparée à l'expérience 93% aux altitudes $z/D = 0,44$ et $0,64$ . . . . .	165
4.15	Modélisation de la vitesse moyenne transversale $V$ avec une valeur de $\nu = 1.10^{-3}$ m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> comparée à l'expérience 93% aux altitudes $z/D = 0,44$ et $0,64$ . . . . .	166
4.16	Vue de l'écoulement du dessus 93% modélisation avec obstacles exclus du maillage	167
4.17	Maillage représentant les maisons dans la bathymétrie avec une taille minimale autour de la maison de 1 cm . . . . .	168
4.18	Modélisation bathymétrique de la vitesse moyenne longitudinale $U$ comparée à l'expérience 93% aux altitudes $z/D = 0,44$ et $0,64$ . . . . .	169
4.19	Modélisation bathymétrique de la vitesse moyenne transversale $V$ comparée à l'expérience 93% aux altitudes $z/D = 0,44$ et $0,64$ . . . . .	169
4.20	Modélisation bathymétrique de la vitesse moyenne comparée à la vitesse expérimentale de l'écoulement à 42% à l'altitude $z/D = 0,44$ et à la modélisation avec obstacle exclus . . . . .	170
4.21	Modélisation bathymétrique de la vitesse moyenne comparée à la vitesse expérimentale de l'écoulement à 98% à l'altitude $z/D = 0,44$ et à la modélisation avec obstacle exclus . . . . .	171
4.22	Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale mesurés à la PIV et à l'ADV. Maisons avec obstacles faiblement submergées à 148% . . . . .	172
4.23	Modélisation bathymétrique de la vitesse moyenne comparée à la vitesse expérimentale de l'écoulement à 148% aux altitudes $z/h = 0,42; 1$ et $1,34$ . . . . .	173
5.1	Différentes approches des écoulements turbulents (Bertier, 2006) . . . . .	179
5.2	Dimension du motif utilisé . . . . .	181

5.3	Maillage dans le plan $(Ox, Oy)$ . . . . .	182
5.4	Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale $U$ au centre de la veine rapide au point A entre les mesures expérimentales PIV et ADV avec barres d'erreurs et la simulation numérique LES . . . . .	184
5.5	Comparaison des vitesses moyennes $U, V$ et $W$ dans la section $S1$ entre les mesures ADV expérimentales et la simulation numérique LES, le cercle blanc localise le maximum de vitesse . . . . .	185
5.6	Comparaison des profils transverses de vitesse $U, V$ et $W$ à la position $z/D = 44\%$ entre les mesures ADV et la simulation numérique LES . . . . .	186
5.7	Comparaison de la vitesse des courants secondaire $Us$ et des lignes de courant de la vitesse longitudinale $U$ au niveau de la section $S1$ . . . . .	187
5.8	Comparaison de l'écoulement moyen derrière les maisons des profils transverses de vitesse transversale $V$ à la position $z/D = 44\%$ entre la mesure expérimentale ADV et la simulation LES pour trois positions longitudinales $x_0, x_1$ et $x_2$ . . . . .	188
5.9	Comparaison de l'intensité turbulente à l'altitude $z/D = 0,44$ pour l'écoulement avec maisons émergées à $93\%$ . . . . .	189
5.10	Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale $U$ au centre de la veine rapide au point A entre les mesures expérimentales PIV et ADV et la simulation numérique LES . . . . .	190
5.11	Comparaison de la vitesse moyenne $U, V$ et $W$ dans la section $S1$ entre les mesures ADV et les simulations numériques LES . . . . .	191
5.12	Comparaison de la vitesse des courants secondaires $Us$ entre les mesures ADV et la simulation numérique LES . . . . .	192
5.13	Comparaison des profils transverses de vitesse $U, V$ à la position $z/D = 42\%$ entre les mesures ADV et la simulation numérique LES . . . . .	193
5.14	Comparaison des profils transverses de vitesse $W$ à la position $z/D = 42\%$ entre les mesures ADV et la simulation numérique LES . . . . .	194
5.15	Comparaison de l'intensité turbulente au niveau des profils transverses entre l'expérimentale et la LES pour l'écoulement $D/h = 1,48$ . . . . .	194
5.16	Comparaison des fluctuations de vitesses au niveau des profils transverses entre l'expérimentale et la LES pour l'écoulement $D/h = 1,48$ . . . . .	195
5.17	Coupe verticale de la structure tourbillonnaire de l'écoulement au niveau des sections $S1$ et $S3$ . . . . .	196
5.18	Structure tourbillonnaire de l'écoulement au niveau de la section $S5$ . . . . .	197
5.19	Structure tourbillonnaire de l'écoulement au niveau de la section $S2$ . . . . .	197
5.20	Positionnement de la ligne A dans les plans $(Ox, Oy)$ et $(Oy, Oz)$ . . . . .	198
5.21	Au point A : profils verticaux de vitesse longitudinale $U$ au niveau de la veine rapide pour différentes densités de maisons et différentes dimensions de maisons . . . . .	199

5.22	Classification des configurations testées au point $A$ selon les rapports de forme $Ar_x$ et $Ar_y$ pour différentes dimensions de maisons, différents espacements et différents débits pour la même hauteur d'eau $D = 5,5$ cm . . . . .	200
5.23	Classification des configurations testées au point $A$ selon les taux de blocage $\varphi_x$ et $\varphi_y$ pour différentes dimensions de maisons, différents espacements et différents débits pour la même hauteur d'eau $D = 5,5$ cm . . . . .	200
5.24	Classification des configurations pour différents espacements et débits pour la même hauteur d'eau $D = 5,5$ cm et la même taille de maison . . . . .	201
5.25	Classification des configurations pour différentes dimensions de maisons, différents espacements et débits pour la même hauteur d'eau $D = 5,5$ cm à l'altitude $z/D = 0,44$	201
5.26	Courbe du débit $Q$ en fonction du taux d'immersion $D/h$ pour les quatre écoulements étudiés et un écoulement de (Chetibi, 2019) dans le même canal avec la même distribution d'obstacles . . . . .	202
5.27	Recherche de la transition entre un profil logarithmique et parabolique des profils verticaux de vitesse longitudinal au milieu de la veine rapide (point A) pour les écoulements émergés à $D/h = 0,93$ , l'écoulement submergé à $D/h = 1,48$ et deux écoulements complémentaires à $D/h = 1,08$ et $D/h = 1,15$ . . . . .	203
<b>A</b>	<b>Appendix A</b>	<b>209</b>
A.1	Profils de vitesse $U'(z)/U_Q$ en fonction du rapport $z/h$ respectivement au niveau de la maison $H_3$ , de la maison $H_4$ et de la veine rapide de l'écoulement 93% . . . . .	210
A.2	Déviations standard de la hauteur d'eau instantanée $\sigma'$ normalisée par la hauteur d'eau moyenne $D$ à $t = 0$ h et 5 h pour les quatre écoulements à la position $x = 12$ m	211
A.3	Mesure de la hauteur d'eau à la position $x = 12$ m et à la position $y/(L/2) = 13$ derrière la maison $H_7$ . . . . .	212
<b>B</b>	<b>Appendix B</b>	<b>213</b>
B.1	Photo du canal de 18 m de long et 1 m de large situé dans le laboratoire hydraulique d'Irstea-Lyon. Distribution en quinconce des cylindres (1458) de bois émergents de diamètre 1 cm installés sur de la prairie de 5 mm de haut (Dupuis, 2016) . . . . .	213
<b>C</b>	<b>Appendix C</b>	<b>215</b>
<b>D</b>	<b>Appendix D</b>	<b>219</b>
D.1	Comparaison des tenseurs de Reynolds au niveau des profils transverses entre l'expérimentale et la LES pour l'écoulement $D/h = 1,48$ . . . . .	220
<b>E</b>	<b>Appendix E</b>	<b>223</b>

# Liste des tableaux

<b>2</b>	<b>Matériels et protocole de mesures</b>	<b>43</b>
2.1	Récapitulatif des angles de rotation $\theta_z$ de la sonde ADV en fonction de la position longitudinale $x$ . . . . .	56
2.2	Récapitulatif de la fréquence utilisée pour la mesure de vitesse PIV en fonction de la position latérale $y$ pour chaque écoulement . . . . .	59
2.3	Temps de convergence pour la mesure de la hauteur d'eau $D$ . . . . .	65
2.4	Écart de vitesse entre les positions 12 m et 15 m pour les écoulements émergés à affleurant . . . . .	67
2.5	Estimation de la distance longitudinale $x$ à partir de laquelle l'épaisseur de la couche limite $\delta$ est égale à la hauteur d'eau $D$ . . . . .	68
2.6	Récapitulatif des temps de convergence $t$ pour les écoulements à $D/h$ égale à 93% et 148% pour les deux motifs . . . . .	69
2.7	Positions verticales des mesures de vitesses sur la largeur du canal pour les quatre écoulements étudiés : 42%, 93%, 98% et 148% . . . . .	71
<b>3</b>	<b>Analyse de la structure verticale des écoulements</b>	<b>75</b>
3.1	Catégorisation des écoulements en fonction des obstacles . . . . .	76
3.2	Paramètres hydrauliques des écoulements étudiés . . . . .	76
3.3	Paramètres hydrauliques des écoulements étudiés en fonction de la vitesse caractéristique $U_\varphi$ pour la longueur caractéristique choisie . . . . .	79
3.4	Position de la vitesse moyenne longitudinale maximale $U_{max}$ , notée $\xi_{dip}$ , en fonction du rapport de forme transverse $A_{r_y}$ . . . . .	113
3.5	Position de la vitesse maximale $\xi_{dip}$ en fonction du rapport de forme transverse $A_{r_y}$ , avec Er. rel. l'erreur relative . . . . .	134
3.6	Récapitulatif des nombres de Strouhal $St$ des écoulements émergés avec leur fréquences $f$ de détachement tourbillonnaire et leur période $T$ associée . . . . .	136

4.1	Tableau récapitulatif des conditions hydrauliques et erreurs relatives pour l'expérience de la prairie (Dupuis, 2016) . . . . .	146
4.2	Tableau récapitulatif des conditions hydrauliques pour l'expérience des arbres (Dupuis, 2016) . . . . .	147
4.3	Tableau récapitulatif des différentes modélisations du frottement de fond pour l'expérience des arbres (Dupuis, 2016) . . . . .	147
4.4	Tableau récapitulatif de la modélisation du coefficient de traînée pour l'expérience des arbres (Dupuis, 2016) . . . . .	148
4.5	Tableau récapitulatif des conditions hydrauliques pour l'expérience des maisons . . . . .	148
4.6	Tableau récapitulatif des différentes modélisations du frottement de fond pour l'expérience des maisons . . . . .	149
4.7	Tableau récapitulatif de la modélisation du coefficient de traînée pour l'expérience des maisons . . . . .	149
4.8	Arbres : nombre de nœuds pour les différentes tailles de mailles sur le domaine de $18 \text{ m}^2$ . . . . .	153
4.9	Arbres : paramètres numériques des simulations . . . . .	154
4.10	Erreur relative par rapport à la moyenne pour les vitesses moyennes $U$ et $V$ pour les écoulements avec arbres . . . . .	154
4.11	Erreur relative par rapport à la moyenne pour les vitesses moyennes $U$ et $V$ pour les écoulements avec arbres . . . . .	158
4.12	Maisons 93% : Nombre de nœuds pour les différentes tailles de mailles sur le domaine de $17,25 \text{ m}^2$ , Temps CPU et Er. rel. l'erreur relative sur la hauteur d'eau . . . . .	161
4.13	Maisons : Paramètres numériques sur le domaine de $17,25 \text{ m}^2$ pour le calcul avec viscosité turbulente $\nu_T = 1.10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ . . . . .	165
4.14	Paramètres numériques des simulations avec obstacles représentés dans la bathymétrie avec Er. rel. l'erreur relative . . . . .	168
5.1	Caractéristiques du maillage . . . . .	181
5.2	Paramètres temporels . . . . .	182
<b>A</b>	<b>Appendix A</b>	<b>209</b>
<b>B</b>	<b>Appendix B</b>	<b>213</b>
<b>C</b>	<b>Appendix C</b>	<b>215</b>
<b>D</b>	<b>Appendix D</b>	<b>219</b>

D.1	Catégorisation des écoulements en fonction des obstacles . . . . .	221
D.2	Catégorisation des écoulements en fonction des macro-rugosités . . . . .	221
<b>E</b>	<b>Appendix E</b>	<b>223</b>



# Glossaire

Voici quelques définitions du dictionnaire Larousse ([www.larousse.fr/dictionnaire/francais-monolingue](http://www.larousse.fr/dictionnaire/francais-monolingue)) des termes importants employés dans cette thèse.

**Confiner :**

Etre très proche de quelque chose.

**Emerger :**

Sortir d'un milieu liquide et apparaître à la surface.

**Immerger :**

Plonger entièrement quelque chose dans un liquide.

**Obstacle :**

Tout objet qui s'interpose, qui se trouve sur le trajet de quelque chose.

**Submerger :**

Recouvrir quelque chose entièrement, en parlant des eaux.



# Introduction générale

Chaque année, dans le monde, environ 26 millions de personnes quittent leur habitation à la suite d'une catastrophe naturelle brutale. Dans 95% des cas, il s'agit des tempêtes et des inondations (Munier, 2017) qui génèrent d'importants dégâts car de vastes superficies sont affectées (L'Expansion, 2011). En 2050, l'Organisation des Nations Unies prévoit 250 millions de réfugiés climatiques dans le monde ; d'autres rapports évoquent le chiffre d'un milliard (Munier, 2017).

En France, les inondations restent le principal risque naturel. Ainsi, entre 2001 et 2010 en France métropolitaine et dans les Départements d'Outre Mer, 670 catastrophes naturelles ont été enregistrées dont 20% sont imputables aux inondations. Selon le Ministère de la Transition Ecologique et Solidaire (données 2019), 17,1 millions de résidents permanents sont exposés aux inondations par débordement de cours d'eau, dont 16,8 millions en France métropolitaine. De plus, 1,4 millions d'habitants sont exposés au risque de submersion marine.

Du fait du dérèglement climatique, les inondations extrêmes deviendront de plus en plus fréquentes et l'augmentation de leur intensité impliquera que des zones faiblement inondées pour des crues moyennes seraient fortement inondées pour ces crues extrêmes. C'est la raison pour laquelle, les institutions - Autorité de Sûreté Nucléaire, l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire et Electricité de France - ont ré-haussé le niveau de risque (ASN, 2013), afin d'évaluer ces risques pour des crues : faibles, moyennes et extrêmes (Européenne, 2007).

Dans le cas de crues extrêmes, avec des périodes de retour supérieure ou égale à 1000 ans, la difficulté majeure rencontrée par les services concernés par la prévision, la gestion ou l'annonce des risques, demeure la quasi-inexistence de données pour valider les simulations numériques de tels événements. Le recours aux expériences en laboratoire devient donc essentiel.

Cette thèse fait partie du projet FlowRes (2015 – 2018: <https://flowres.irstea.fr/en/>), financé par l'Agence Nationale de la Recherche, dont l'objectif est de prédire les écoulements dans les plaines d'inondations dont l'occupation du sol varie lors de crues extrêmes (cf. annexe E). Lors d'une inondation, les habitations ainsi que la végétation inondées se comportent comme des obstacles qui créent une résistance à l'écoulement.

Des travaux expérimentaux ont déjà été réalisés sur des écoulements avec obstacles immergés parmi lesquels (Bayazit, 1976; Bathurst, 1985; Kironoto and Graf, 1994; Katul et al., 2002; Koll, 2006; Pokrajac et al., 2007; Franca et al., 2008; Rickenmann and Recking, 2011; Nepf, 2012; Cooper et al., 2013; Florens, 2010; Rouzes et al., 2018; Chagot, 2019) et avec obstacles émergés parmi lesquels (Guillén-Ludeña, 2016; Dupuis, 2016; Robertson, 2016).

Dans cette thèse, les cas d'écoulements avec obstacles émergés, pour lesquels des retours d'expérience

tout comme des modélisations bidimensionnelles (2D) (Tran et al., 2016; Cassan et al., 2017; Alam et al., 2017) et tridimensionnelles 3D (Kumar et al., 2008; Saeedi and Wang, 2015; McSherry et al., 2017) existent, seront étudiés ainsi que les cas faiblement immergés, pour lesquels les données de terrain sont rares, afin de mieux comprendre les processus associés à cette phase de transition entre l'émergence et la faible submergence des obstacles qui peut être critique en terme de gestion des secours aux populations.

Le premier objectif de cette thèse sera d'obtenir des données expérimentales relativement exhaustives en laboratoire pour des écoulements dans un lit majeur enherbé couvert de blocs représentant des habitations en se focalisant sur la structure de l'écoulement dont les structures tourbillonnaires pour des taux d'immersion de 42%, 93%, 98% et 148%.

Le second objectif sera de compléter la connaissance des processus associés à de tels écoulements à l'aide de modélisations 1D, 2D et 3D afin d'évaluer leur capacités respectives de prédiction des phénomènes prédominants et de quantifier les erreurs.

La thèse est composée de 5 chapitres.

#### Plan de la thèse :

- **Chapitre 1 : État de l'art** présente les différents aspects de la problématique rencontrée ;
- **Partie I : Étude expérimentale**
  - **Chapitre 2 : Matériel et protocole de mesure** décrit l'installation et les expériences réalisées;
  - **Chapitre 3 : Résultats expérimentaux** analyse la structure hydrodynamique de l'écoulement pour différentes valeurs de taux d'immersion  $h/d$ .
- **Partie II : Étude numérique**
  - **Chapitre 4 : De la description détaillée des écoulements aux préconisations opérationnelles** compare différentes approches plus ou moins complexes de modélisation bidimensionnelle et quantifie les erreurs ;
  - **Chapitre 5 : Modélisation numérique 3D exploratoire de la structure verticale de l'écoulement et influence de la distribution géométrique sur celle-ci.**
- **Conclusions générales et perspectives**

# Chapitre 1

## État de l'art

La configuration étudiée modélise une plaine urbanisée, plus précisément une zone d'habitations. L'eau s'écoule dans le lit majeur et atteint les habitations qui vont freiner son écoulement et entraîner des survitesses ailleurs.

Ce travail de thèse a pour objectif d'analyser les processus physiques dominants dans un écoulement en présence d'obstacles émergés à faiblement submergés et de les modéliser dans un contexte opérationnel. Cette problématique peut s'étudier sous plusieurs angles dans la littérature :

- l'étude de l'effet de sillage sur l'obstacle : une étude du coefficient de traînée évalué avec la hauteur d'eau ([Robertson, 2016](#)) ou la force appliquée sur l'obstacle ([Guillén-Ludeña et al., 2018](#)) ;
- l'étude de la structure hydrodynamique verticale de l'écoulement ([Bayazit, 1976](#); [Rouzes et al., 2018](#); [Chagot, 2019](#)) : couche limite, vitesse, turbulence.

Dans ces travaux de thèse, l'étude de la structure hydrodynamique est choisie dans le but d'étudier l'influence du confinement vertical :

- les profils verticaux de vitesse ;
- l'interaction entre le détachement tourbillonnaire, la surface libre, les obstacles et la rugosité de fond ;
- l'influence de la configuration des obstacles : géométrie, dimension, distribution et espacement ;

Cette étude déterminera les effets prépondérants de l'écoulement et délimitera la zone de transition entre un écoulement en présence d'obstacles émergés et faiblement submergés.

Dans la première partie de ce chapitre, nous rappelons les caractéristiques d'un écoulement sans obstacle sur fond rugueux ([Schlichting, 1979](#)). Puis, dans la seconde partie, la modification de cet écoulement en présence d'un obstacle isolé est analysée. Enfin, la troisième partie explique les particularités et la complexité d'introduire plusieurs obstacles dans l'écoulement.

## Plan du Chapitre :

- 1.1 Écoulement uniforme sans obstacle sur fond pleinement rugueux
  - 1.1.1 Développement de la couche limite verticale
  - 1.1.2 Influence du confinement latéral
- 1.2 Écoulements avec un obstacle isolé
  - 1.2.1 Cylindre isolé à base circulaire
  - 1.2.2 Prisme isolé à base carrée
- 1.3 Écoulements avec plusieurs obstacles
  - 1.3.1 La disposition de la configuration
  - 1.3.2 Le confinement latéral
  - 1.3.3 Le confinement longitudinal
  - 1.3.4 Le confinement vertical
- 4.3 Conclusions

## 1.1 Écoulement uniforme sans obstacle sur fond pleinement rugueux

**Rappel sur fond lisse :** La figure 1.1 présente le développement longitudinal de la distribution verticale de vitesse moyenne longitudinale. La couche limite verticale, définie par son épaisseur  $\delta$ , est la zone de gradient vertical de vitesse. La couche limite est pleinement développée à l'abscisse  $x_L$  (cf. figure 1.1).

Le profil vertical de vitesse moyenne longitudinale est divisé en plusieurs zones : proche du fond la sous couche visqueuse où les effets visqueux sont prépondérants, une région externe dans laquelle les effets turbulents sont majeurs et une zone interne ou de transition située entre les deux (cf. figure 1.1). L'épaisseur de la sous couche visqueuse (Chanson, 2004) est d'environ :

$$\begin{cases} \delta = \frac{10\nu}{U_*} \\ U_* = \sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}} \end{cases} \quad (1.1)$$

avec  $U_*$  la vitesse de cisaillement [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ],  $\rho$  masse volumique du fluide [ $\text{kg}\cdot\text{m}^3$ ],  $\tau_o$  contrainte moyenne de cisaillement au fond [ $\text{Pa}$ ],  $\nu$  viscosité cinématique du fluide [ $\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ ].

Pour un écoulement uniforme en canal à surface libre, la vitesse de cisaillement moyenne est (Chanson, 2004), avec  $D_H$  le diamètre hydraulique [ $\text{m}$ ],  $S_0$  la pente du canal :

$$U_* = \sqrt{g \frac{D_H}{4} \sin S_0} \quad (1.2)$$

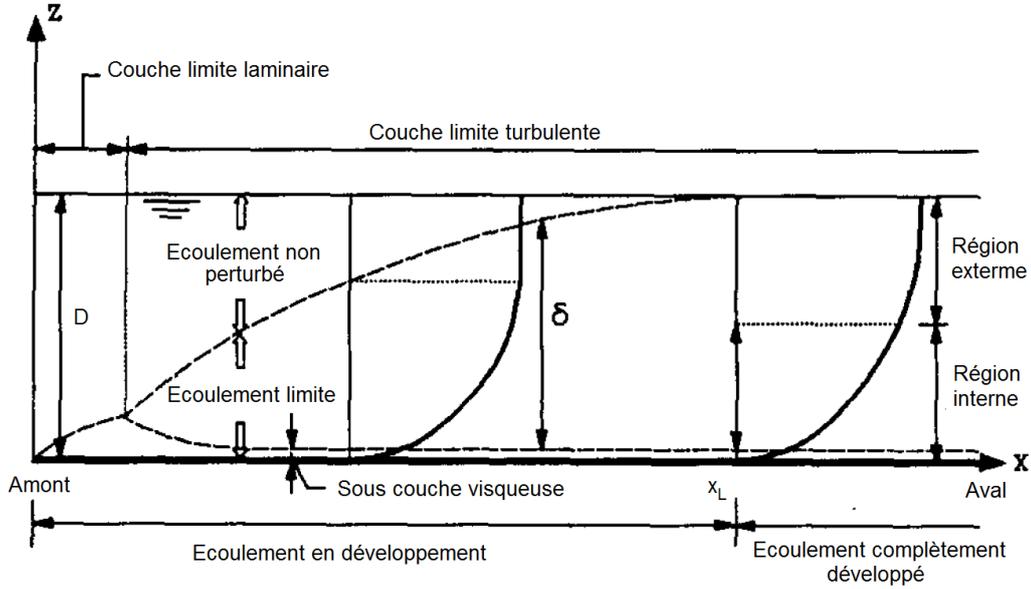


Figure 1.1: Développement de la couche limite verticale d'épaisseur  $\delta$  en canal ouvert sur fond lisse dans le plan de la direction principale d'écoulement (Kirkgöz and Ardiçlioğlu, 1997)

Pour un écoulement turbulent à fond lisse sans gradient de pression, la distribution de la vitesse est définie comme suit (cf. (Schlichting, 1979)) :

- sous couche visqueuse :  $\frac{U_* z}{\nu} < 5$

$$\frac{U(z)}{U_*} = \frac{U_* z}{\nu} \quad (1.3)$$

- région externe :  $30 - 70 < \frac{U_* z}{\nu}$  et  $\frac{z}{\delta} < 0,1 - 0,15$

$$\frac{U(z)}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{U_* z}{\nu} \right) + C_1 \quad (1.4)$$

- région externe :  $\frac{z}{\delta} > 0,1 - 0,15$

$$\frac{U_{max} - U(z)}{U_*} = -\frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{\delta} \right) \quad (1.5)$$

où  $U(z)$  est la vitesse moyenne longitudinale à une distance  $z$  de la paroi [ $\text{m.s}^{-1}$ ],  $U_{max}$  la vitesse maximale située au bord externe de la couche limite [ $\text{m.s}^{-1}$ ],  $\kappa = 0,41$  est la constante de von Karman et  $C_1 = 5,5$  (Schlichting, 1979).

Le profil de la région interne turbulente peut se mettre en équation sous forme logarithmique, appelée profil logarithmique de vitesse, *logarithmic profile* ou *law of the wall*. La mise en équation du profil de la région externe est appelée loi externe ou *velocity defect law* ou *outer law*. Coles en 1956 a étendu le profil logarithmique de la région externe en lui ajoutant une loi de sillage, *wake*

law, à l'équation 1.6, la nouvelle équation s'applique à la région turbulente et externe  $30-70 < \frac{U_* z}{\nu}$ :

$$\begin{cases} \frac{U(z)}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{U_* z}{\nu} \right) + C_1 + \frac{\Pi}{\kappa} Wa \left( \frac{z}{\delta} \right) \\ Wa \left( \frac{z}{\delta} \right) = 2 \sin^2 \left( \frac{\pi z}{2 \delta} \right) \end{cases} \quad (1.6)$$

où  $\Pi$  est le paramètre de sillage et  $Wa$  est la fonction de sillage de Coles estimée par (Coles, 1956).

### 1.1.1 Développement de la couche limite verticale

Pour les écoulements développés, la couche limite turbulente verticale de vitesse moyenne longitudinale sur fond rugueux se décompose en différentes régions (cf. figure 1.2) : la région externe ou *outer layer*, la région logarithmique ou *logarithmic layer* et la sous-couche rugueuse ou *roughness layer*. Notons que la position verticale  $z = 0,2D$  est la borne inférieure de la région logarithmique des écoulements sur fond lisse.

Cela suppose que les éléments de rugosités, de hauteur  $h$ , sont très petits devant la hauteur d'eau  $D$ . Or, lors de crues fortes dans le lit majeur par exemple, la rugosité peut être du même ordre de grandeur que la hauteur d'eau voire plus élevée.

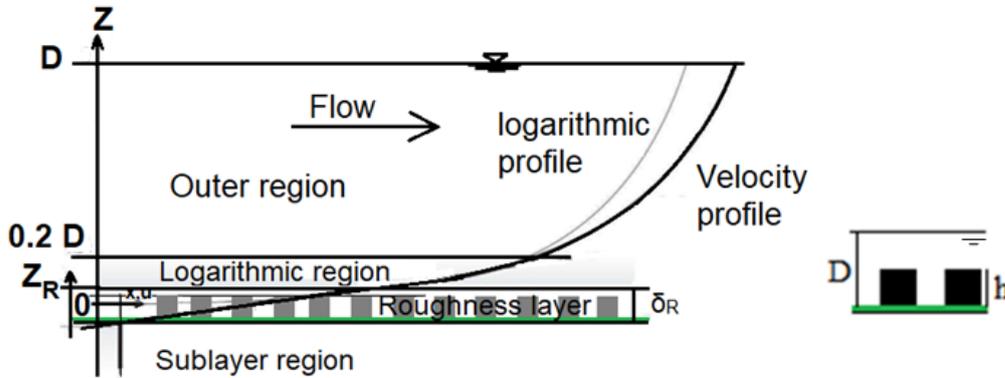


Figure 1.2: Structure verticale d'une couche limite turbulente rugueuse : inspiré du cas d'une rivière de (Detert, 2008)

Les surfaces rugueuses changent l'écoulement au niveau de la région de la sous-couche visqueuse. Dans le cas de rugosité importante, la sous-couche visqueuse disparaît. Dans ce cas, l'écoulement est dit totalement rugueux, *fully rough* et son équation ((Schlichting, 1979) p. 620) s'écrit :

$$\frac{U(z)}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{k_S} \right) + 8,5 \quad (1.7)$$

où  $\kappa = 0,41$  est la constante de von Karman [-] et  $k_S$  est la hauteur de rugosité équivalente [m].

(Nikuradse, 1933) définit la longueur de rugosité équivalente  $k_S$  comme "rugosité équivalente de sable", elle dépend des caractéristiques de l'écoulement et n'est pas égale à la hauteur des rugosités. Lorsque le fond est composé d'un lit de grains compactés, cette longueur est proche du diamètre

des grains. L'état de la rugosité du fond se détermine comme suit :

$$k_S^+ = \frac{k_s U_*}{\nu} \quad (1.8)$$

Avec  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide

La loi logarithmique s'écrit (cf. equation 1.8) :

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{k} \ln \frac{z}{k_S} + F_{k_S^+} \quad (1.9)$$

Lorsque  $k_S^+ > 70$ , le fond est pleinement rugueux. Les effets visqueux sont négligeables. Une nouvelle zone de l'écoulement apparaît, la sous-couche rugueuse. D'après (Raupach et al., 1991), les quantités moyennées temporellement ne dépendent plus uniquement de la direction verticale mais également des directions longitudinales et transversales car l'écoulement va devoir contourner les obstacles. L'écoulement moyen dévie alors de sa direction préférentielle et devient tridimensionnel.

**Dans ces conditions de confinement vertical cette théorie est-t-elle toujours valide ?**

Cette question sera abordée à la section 1.3.4.

Ces travaux de thèse s'étendent d'un écoulement à obstacle émergent à faiblement submergé, zone peu étudiée. Des éléments de réponse seront apportés aux questions suivantes :

- quelles sont les caractéristiques d'un écoulement avec obstacles ?
- les lois qui s'appliquent sur le profil vertical de vitesse longitudinale sont-elles toujours logarithmique dans la sous-couche rugueuse ?
- où se situe la zone de transition ?
- quelle est la vitesse caractéristique de l'écoulement ?
- les confinements longitudinaux, transversaux et verticaux ont-ils un effet sur le profil vertical de la vitesse ?

**1.1.2 Influence du confinement latéral**

Le confinement latéral gouverne les phénomènes physiques majeurs, impactant le profil vertical de vitesse moyenne longitudinale (Nezu and Nakagawa, 1984; Nezu and Nakagawa, 1993). Il est défini par le rapport de forme transverse  $A_{r_y}$ , avec  $B$  la largeur caractéristique du canal [m] et  $D$  la hauteur d'eau [m], l'indice  $y$  indique la direction du confinement :

$$A_{r_y} = \frac{B}{D} \quad (1.10)$$

Ce confinement latéral génère deux recirculations adjacentes plus ou moins importantes appelées courants secondaires (Nezu and Nakagawa, 1984). En première approximation, la largeur totale des deux courants secondaires est égale à deux fois la hauteur d'eau.

### 1.1.2.1 Courants secondaires sur fond lisse ou rugueux homogène

(Prandtl, 1952) a classé les courants secondaires en deux catégories (cf. figure 1.3) :

- les courants secondaires de premier type : création de forces centrifuges et des gradients transverses de pression dans les canaux courbes pour des écoulements laminaires ou turbulents. Ces courants secondaires sont entretenus et révèlent des intensités turbulentes importantes de l'ordre de 20% à 30% de la vitesse longitudinale moyenne (Nezu and Nakagawa, 1993). (Ghanmi et al., 1997) ont montré leur présence dans les méandres de rivières. Ils provoquent l'affouillement du lit, l'érosion des berges et le développement de chenaux ;
- les courants secondaires de deuxième type sont générés par l'anisotropie de la turbulence et se trouvent dans les canaux rectilignes (Prandtl, 1952; Nezu and Nakagawa, 1993). Ils se divisent en trois catégories : les canaux composés (canaux à banquettes), les canaux étroits et les canaux larges. Comme vu précédemment (Hinze, 1967), les canaux composés présentent des courants secondaires de deuxième type de Prandtl dus à la géométrie du canal : rectiligne (selon  $Ox$ ) avec variations latérales du fond (selon  $Oy$ ).

Ces types de courants secondaires sont représentés par (Nezu and Nakagawa, 1993) sur la figure 1.3.

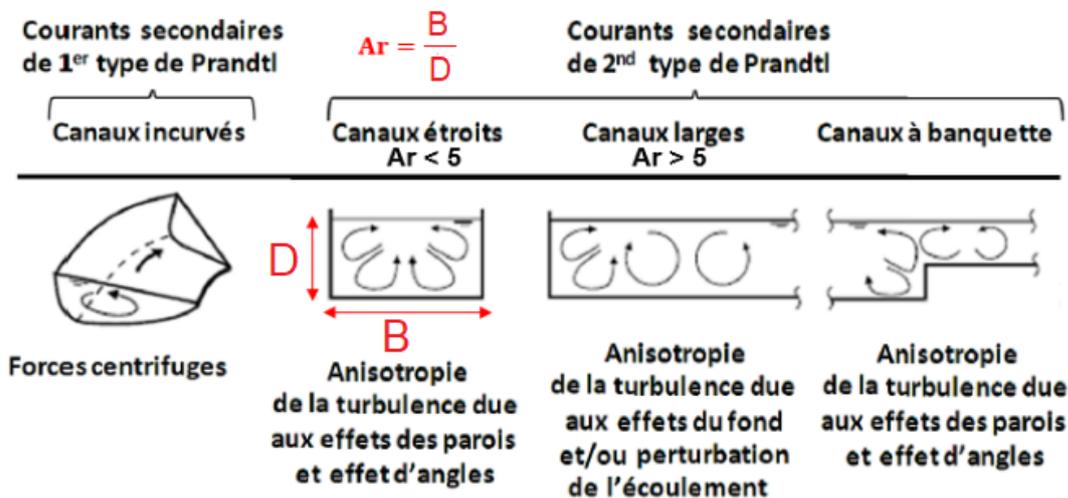


Figure 1.3: Types de courants secondaires (Nezu and Nakagawa, 1993)

(Hinze, 1967) montra que les courants secondaires se créent dans trois cas :

- la condition de paroi le long de la section latérale d'une conduite, rectangulaire ou circulaire, n'est pas uniforme ;
- la géométrie : présence de parois latérales, variations transverses de la géométrie du fond tel que les canaux composés ;
- la non-uniformité de la rugosité de paroi.

Afin de différencier un canal large d'un canal étroit, (Nezu and Rodi, 1985) ont classé à l'aide de mesures expérimentales les courants secondaires de deuxième type de Prandtl avec le rapport de forme transversale  $A_{r_y}$ , *aspect ratio*, en deux types de canaux :

- les canaux étroits : lorsque  $A_{r_y} \leq 5$  (valeur critique estimée expérimentalement), les courants secondaires de coin sont générés et s'étendent sur la totalité de la demi-largeur du canal. Le profil vertical de vitesse moyenne longitudinale se modifie en passant d'un type de loi logarithmique à un type de loi parabolique (cf. figure 1.4). Ce phénomène est appelé phénomène de plongée ou *dip phenomenon*. De plus, si le fond est hétérogène en rugosité (Nezu and Nakagawa, 1984; Wang and Cheng, 2005; Wang and Cheng, 2006) l'ensemble de l'écoulement est tridimensionnel ;

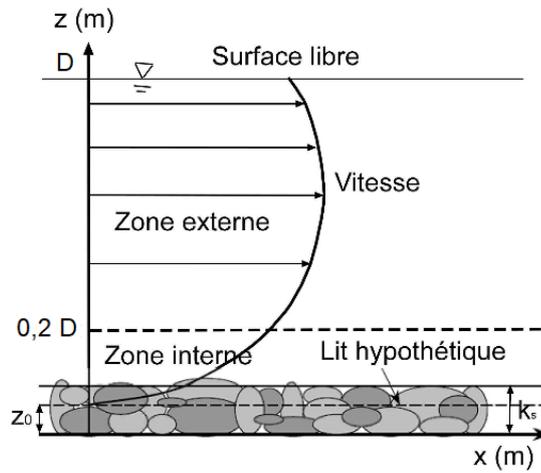


Figure 1.4: Représentation schématique du profil vertical de vitesse longitudinale moyen  $U$  en présence de courants secondaires dans un canal étroit (Bonakdari et al., 2008)

- les canaux larges : lorsque  $A_{r_y} > 5$ , les courants secondaires de coin sont présents et situés de part et d'autre du centre sur une distance :

$$\left| \frac{y}{D} \right| < \frac{B}{D} - 5 \quad (1.11)$$

Le profil vertical de vitesse moyenne longitudinale rencontré reste un profil vertical de type logarithmique excepté aux bords. Ici, l'hypothèse d'invariance de l'écoulement selon la direction transversale  $y$  est vérifiée uniquement dans le cas d'écoulement homogène, lisse ou rugueux.

Dans le cas de couche limite turbulente sur fond homogène, lisse ou rugueux, l'écoulement est considéré bidimensionnel dans le plan vertical  $(Oy, Oz)$ . L'existence de courants secondaires est ainsi négligée. Dans les canaux à surface libre, la présence de parois latérales engendrent une anisotropie de la turbulence et génère des courants secondaires. Or, les courants secondaires formés dans les recoins d'un canal sont présents quel que soit le rapport de forme transverse  $A_{r_y}$  (Nezu and Nakagawa, 1984) et la rugosité de paroi (Naot, 1984) (cf. figure 1.5).

Sur la figure 1.5, les champs de vecteurs vitesse  $(V, W)$  sont représentés pour différents types de

parois rugueuses ou non. On observe deux courants secondaires dans les coins du canal : dans la zone proche du coin les recirculations sont symétriques par rapport à la bissectrice de l'angle droit. Au niveau de la surface libre, le courant le plus à gauche est amplifié sur la quasi totalité de la demi-largeur du canal. Pour (Nezu and Nakagawa, 1984), cette amplification est directement liée à la présence de la surface libre. En réalisant deux expériences identiques une en canal à surface libre et l'autre en soufflerie, (Nezu and Nakagawa, 1984) ont montré que la présence de la surface libre modifie la structure des courants secondaires sans en être une source créatrice. (Calmet and Magnaudet, 2003) expliquent cela par l'atténuation des mouvements verticaux qui redistribuent l'énergie vers les composantes turbulentes  $U'^2$  et  $V'^2$  pour la surface libre.

(Nezu and Rodi, 1985) ont associé à ces courants secondaires une vitesse  $U_S$  définie par la relation :

$$U_S = \sqrt{V^2 + W^2} \quad (1.12)$$

Sur fond homogène, les courants secondaires modifient le frottement à la paroi (cf. figure 1.6) : un comportement sinusoïdal dans la direction transverse est créé. Ce phénomène de battement est appelé sèche, *seiching*.

### Qu'advient-il des courants secondaires dans les écoulements à variation transverse de rugosité ?

Une hétérogénéité de fond étudiée est une succession de bandes lisses et rugueuses. L'écoulement ascendant a lieu au-dessus des bandes lisses et l'écoulement descendant au-dessus des bandes rugueuses (cf. figure 1.7) (Wang and Cheng, 2006).

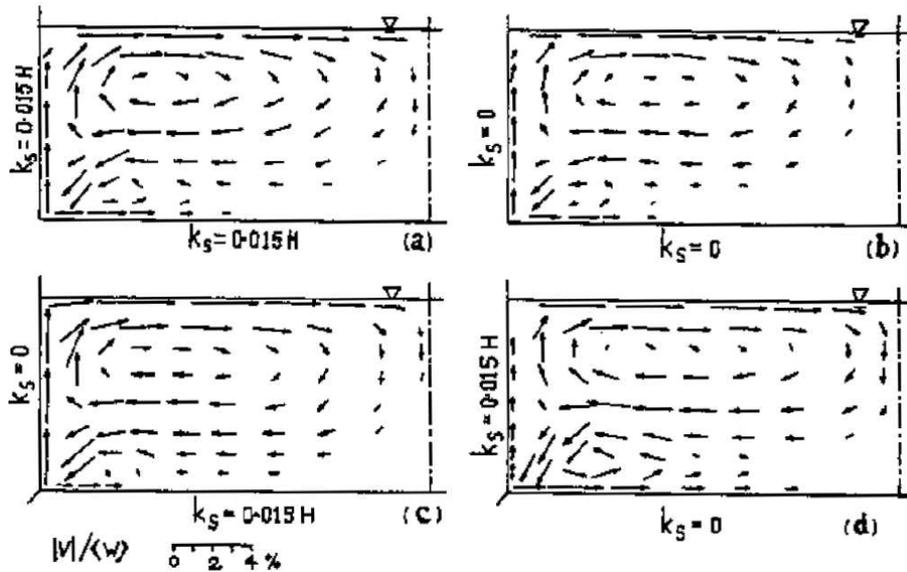


Figure 1.5: Courants secondaires en canal (a) totalement rugueux homogène, (b) totalement hydrauliquement lisse, (c) et (d) sur fond homogène (Naot, 1984), ici,  $H$  représente la hauteur d'eau

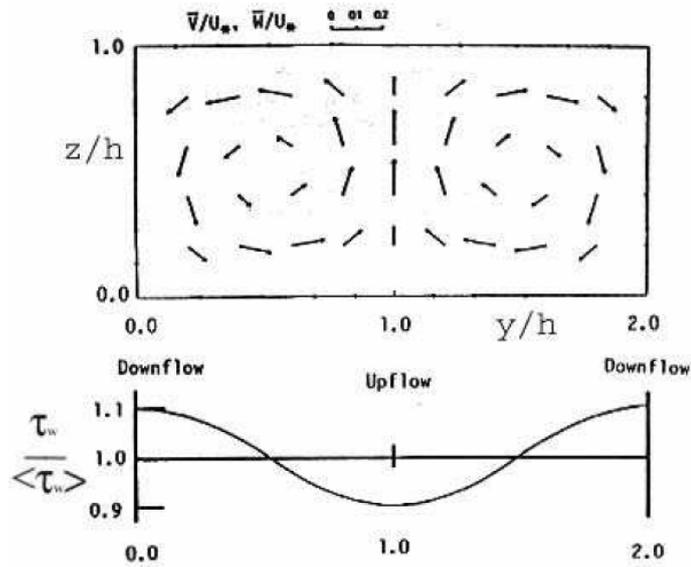


Figure 1.6: Courants secondaires simulés en canal sur fond lisse et comportement du frottement à la paroi qu'ils induisent (Nezu and Nakagawa, 1993), illustration du modèle proposé par (Ikeda, 1981), ici,  $h$  représente la hauteur d'eau

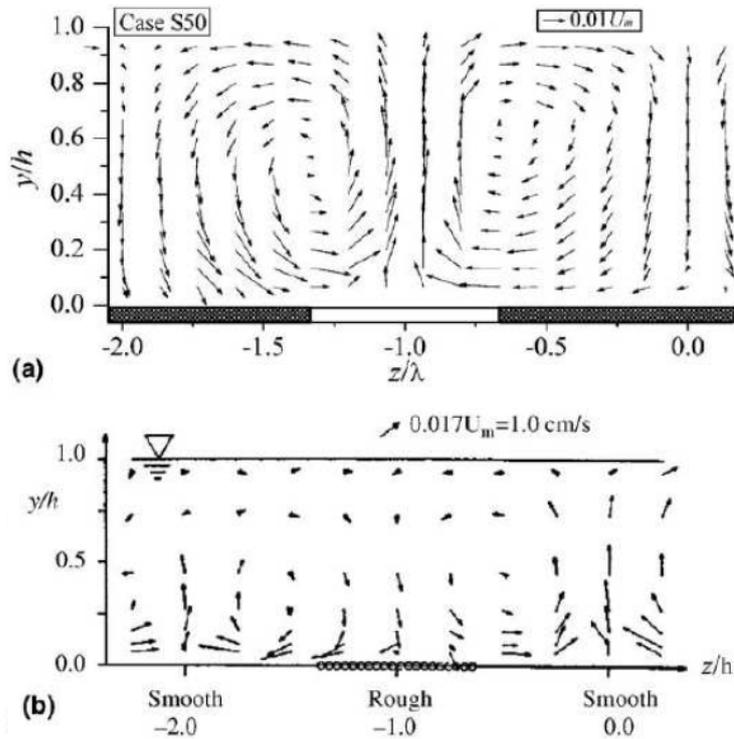


Figure 1.7: (a) Champs de vecteurs vitesse représentant les courants secondaires sur variation transverse de rugosités mesurés par (Wang and Cheng, 2006), (b) même champs mesurés par Studerus 1982, ici, sur la figure,  $y$  correspond à la position verticale,  $z$  la position transversale,  $h$  est la hauteur d'eau

### 1.1.2.2 Position du maximum de vitesse moyenne longitudinale $\xi_{dip}$ sur le profil vertical

(Bonakdari et al., 2008) analysent les équations de Navier-Stokes moyennées et obtiennent une nouvelle formulation de la distribution verticale de la vitesse longitudinale dans la région centrale d'un écoulement turbulent pleinement développé et à surface libre :

$$\frac{U}{U_*} = \frac{gDS_0}{KU_*^2} \frac{1}{(0,5\xi^2 + \xi + C(A))} \left( \frac{1}{4}\xi^2 + \xi + C(A) \ln \frac{\xi}{\xi_0} \right) \quad (1.13)$$

avec  $C(A)$  un paramètre issu de l'intégration dépendant de la surface mouillée.  $\xi$  est défini comme la position relative au fond :

$$\xi = \frac{z}{D} \quad (1.14)$$

L'étude analytique des équations de (Bonakdari et al., 2008) rappelle plusieurs hypothèses pour obtenir l'équation 1.13 :

- au centre de l'écoulement, le gradient vertical  $\left(\frac{\partial \cdot}{\partial z}\right)$  est prépondérant devant le gradient transversal  $\left(\frac{\partial \cdot}{\partial y}\right)$  qui est négligeable (Yang and McCorquodale, 2004) ;
- dans la région externe de la couche limite les effets visqueux sont négligeables ainsi  $\nu \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}$  s'annule ;
- à la surface libre, la vitesse verticale moyenne  $W$ , les fluctuations de la vitesse verticale  $W'$  et la vitesse de cisaillement sont nulles, ainsi, l'intégration sur la verticale devient possible ;
- la structure des courants secondaires dans les canaux à surface libre est transversale ( $V > 0$ ) proche de la surface libre et dirigé des parois vers le milieu du canal. L'écoulement devient vertical descendant ( $W > 0$ ) de la surface vers le fond (Nezu et al., 1989). Donc, au centre du canal seule la composante verticale de vitesse participe aux courants secondaires.

(Bonakdari et al., 2008) ont constaté que dans les canaux étroits, la vitesse verticale suit trois critères :  $W = 0$  au fond et à la surface libre et  $W$  est négative au centre.

Il est possible de calculer la position  $\xi$  pour laquelle la vitesse est maximale sur le profil vertical de la vitesse longitudinale moyenne :

$$\xi_{dip} = \frac{z_{max}}{D} \quad (1.15)$$

Cependant, à la connaissance de l'auteure, aucun lien physique n'a été trouvé entre le rapport de forme  $A_{r_y}$  et  $\xi_{dip}$ . Afin de déterminer la position  $\xi_{dip}$  en fonction du rapport de forme  $A_{r_y}$  calculé au centre d'un canal étroit, (Wang et al., 2001) ont trouvé une relation empirique en lissant des résultats expérimentaux de la littérature avec  $A_{r_y} < 5,2$  :

$$\xi_{dip} = 0,44 + 0,106A_{r_y} + 0,05 \sin \left( \frac{2\pi}{2,6} A_{r_y} \right) \quad (1.16)$$

Lorsque  $A_{r_y}$  est grand,  $\xi_{dip}$  tend vers 1. Ici, les limites du modèle de (Wang et al., 2001) se retrouve sur la figure 1.8, celui-ci ne présente pas d'asymptote à  $\xi_{dip} = 1$ .

Après de nombreuses mesures dans un canal rectangulaire lisse, (Yang et al., 2004) proposent une formule au centre du canal étroit :

$$\xi_{dip} = \frac{1}{1 + 1,2 \exp\left(\frac{-Ar_y}{2}\right)} \quad (1.17)$$

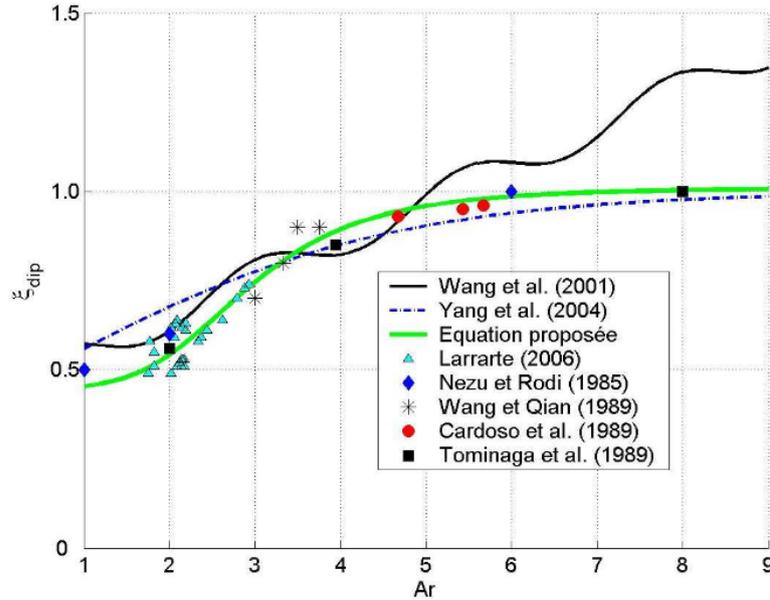


Figure 1.8: Position maximale  $\xi_{dip}$  du profil vertical de vitesse moyenne longitudinale en fonction du rapport de forme  $Ar_y$ , l'équation proposée est celle de (Bonakdari et al., 2008)

(Bonakdari et al., 2008) proposent un modèle correspondant à un lissage de résultats expérimentaux dans un collecteur ovoïde à banquettes :

$$\xi_{dip} = \frac{k_1 + k_2(Ar_y)^{k_3}}{k_4 + (Ar_y)^{k_3}} \quad (1.18)$$

Avec  $k_1 = 42,4$ ,  $k_2 = 1$ ,  $k_3 = 4,2$  et  $k_4 = 94,7$  des constantes.

#### Synthèse :

Le confinement latéral gouverne la présence de courants secondaires. Ces derniers dépendent du rapport de forme transverse  $Ar_y$  et impactent le profil vertical de vitesse longitudinal moyen selon que :

- $Ar_y > 5$ , le profil de vitesse vertical est de type logarithmique typique des canaux larges avec la vitesse maximale de l'écoulement au niveau de la surface libre ;
- $Ar_y < 5$ , le profil de vitesse vertical est de type parabolique typique des canaux étroits.

Il est possible de calculer la position verticale du maximum de vitesse moyenne longitudinale  $\xi_{dip}$  sur le profil vertical de manière empirique avec les équations 1.16, 1.17, 1.18.

**Comment la présence d'un corps dans l'écoulement va-t-il modifier le profil vertical de la vitesse ?**

Pour modifier un écoulement en y introduisant un corps, il existe plusieurs possibilités :

- naturelles :
  - des sédiments : graviers, blocs rocheux, îles, barres ;
  - de la végétation : artificielle ou non, de différentes hauteurs, rigide ou souple, de plusieurs formes ;
- artificielles :
  - du point de vue de l'urbanisme : des blocs représentant des maisons, des bâtiments, des monuments, des piles de ponts, des véhicules de transports : voitures, camion remorques.

Les différents obstacles rencontrés dans un lit majeur peuvent être, en première approximation modélisés par un cylindre à base circulaire (comme un arbre) ou un prisme quadrangulaire modélisant des maisons, des bâtiments ou des véhicules.

D'abord, explicitons la différence majeure entre un prisme à base carrée et un cylindre à base circulaire isolé. Puis, intéressons-nous à l'influence de la présence de plusieurs obstacles dans l'écoulement en se focalisant sur leur dimension, leur distribution et leur espacement. En fonction de ces caractéristiques géométriques, étudions l'impact de la modification de l'écoulement sur les trois axes de l'écoulement ( $Ox$ ,  $Oy$  et  $Oz$ ).

**Dans tout le document, les termes :**

- **obstacle, maison, habitation ou prisme se référeront à un prisme à base carrée et le terme cylindre à un cylindre à base circulaire ;**
- **écoulements avec obstacles émergés ou submergés seront réduits à écoulement émergé ou submergé.**

## 1.2 Ecoulements avec un obstacle isolé

Étudions l'écoulement autour d'un cylindre isolé à base circulaire et d'un prisme isolé à base carrée. L'étude porte plus particulièrement sur les prismes à base carrée pour représenter des maisons. En effet, dans un premier temps, la symétrie du carré permet d'obtenir un écoulement plus simple que pour le prisme à base rectangulaire, plus proche de la géométrie d'une maison ou d'un immeuble.

### 1.2.1 Cylindre isolé à base circulaire

La figure 1.9 schématise l'écoulement autour d'un cylindre à base circulaire isolé dans les cas d'écoulements laminaire et turbulent. Les cylindres à base circulaire n'ont pas de point de séparation, *separation point*, ou de détachement fixe.

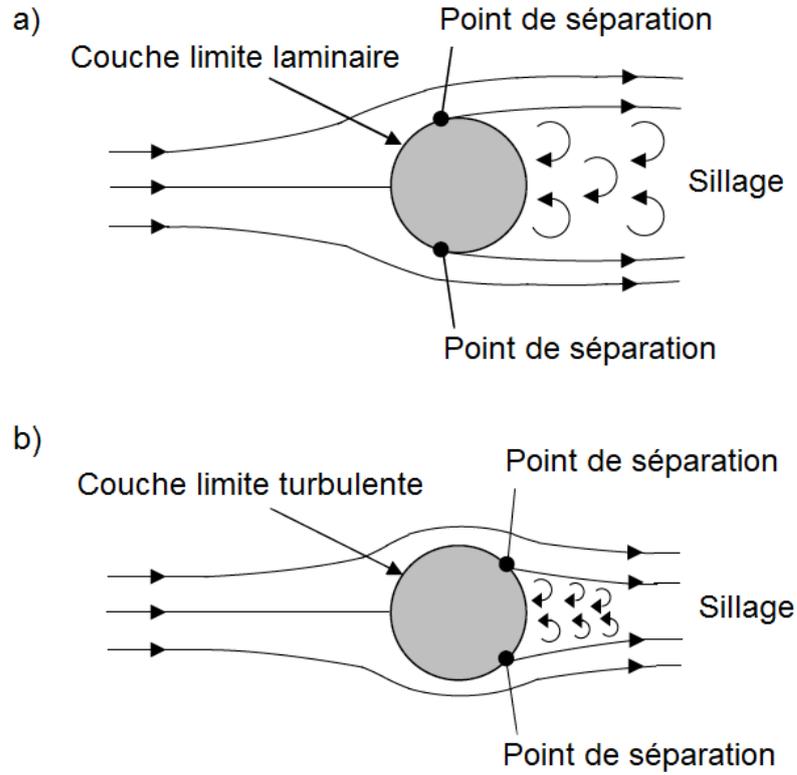


Figure 1.9: Schéma d'un écoulement autour d'un cylindre à base circulaire en régime (Massey and Ward-Smith, 2006) :

a) laminaire et b) turbulent avant séparation

En effet, en fonction du régime de l'écoulement (laminaire ou turbulent), le point de séparation se déplacera (Massey and Ward-Smith, 2006). En introduisant plus de turbulence, l'apparition du point de séparation est retardé ce qui réduit la largeur du sillage et de ce fait la traînée et son coefficient  $C_D$  (cf. équation 1.19) (Massey and Ward-Smith, 2006). Le coefficient de traînée  $C_D$  peut se définir comme :

$$C_D = \frac{2F}{\rho d U_Q^2} \quad (1.19)$$

avec  $F$  la force appliquée sur l'obstacle [N],  $\rho$  la masse volumique de l'eau [ $\text{kg.m}^{-3}$ ],  $d$  est le diamètre du cylindre [m] et  $U_Q$  la vitesse débitante [ $\text{m.s}^{-1}$ ].

La turbulence peut être augmentée de plusieurs manières, par exemple en augmentant : la surface de frottement et le nombre de  $Re$ .

L'intensité turbulente  $TI$  (cf. équations 1.20 et 1.21) est définie :

$$\text{en 2D} \quad TI_{2D} = \frac{\sqrt{\frac{(U'^2 + V'^2)}{2}}}{\sqrt{U^2 + V^2}} \quad (1.20)$$

$$\text{en 3D} \quad TI_{3D} = \frac{\sqrt{\frac{(U'^2 + V'^2 + W'^2)}{3}}}{\sqrt{U^2 + V^2 + W^2}} \quad (1.21)$$

avec  $U, V, W$ , les vitesses moyennes en temps [ $\text{m.s}^{-1}$ ] dans les trois directions de l'espace respec-

tivement  $(Ox, Oy, Oz)$  et  $U', V', W'$ , les moyennes quadratiques des fluctuations des vitesses moyennes  $U, V$  et  $W$  respectivement. La notation choisie ici est :  $u' = u - U$  avec  $u$  la vitesse instantanée,  $U$  la vitesse moyenne,  $u'$  la fluctuation instantanée de la vitesse.

Il est possible de calculer la fréquence  $f$  des détachements tourbillonnaires à l'aide d'une transformation de Fourier. Ensuite, le nombre de Strouhal  $St$  peut être calculé :

$$St = \frac{fd}{U_\infty} \quad (1.22)$$

avec  $f$  la fréquence du détachement tourbillonnaire [Hz],  $d$  le diamètre du cylindre [m] et  $U_\infty$  la vitesse loin de l'obstacle [ $\text{m.s}^{-1}$ ].

De plus, si les tourbillons sont alternés et l'obstacle rigide, le nombre de Strouhal  $St$  est une fonction du nombre de Reynolds du cylindre  $Re_{U_\infty}(d)$  défini comme suit :

$$Re_{U_\infty}(d) = \frac{U_\infty d}{\nu} \quad (1.23)$$

avec  $U_\infty$  la vitesse loin de l'obstacle [ $\text{m.s}^{-1}$ ],  $d$  le diamètre du cylindre [m], et  $\nu$  la viscosité cinématique de l'eau à 20°C [ $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ ].

$$St = \frac{f\nu}{U_\infty^2} Re_{U_\infty}(d) \quad (1.24)$$

Pour un cylindre à base circulaire isolé, la valeur du nombre de Strouhal est :  $St = 0,21$ .

Il existe de nombreuses études portant sur le cylindre à base circulaire isolé ou non dans certaines configurations qu'elle soit alignée, *aligned*, ou en quinconce, *staggered*.

Un peu moins d'études portent sur les prismes rectangles, ou les prismes à base carrée, *square cylinder*.

**Un prisme isolé à base carrée aura-t-il le même comportement ?**

### 1.2.2 Prisme isolé à base carrée

Contrairement au cas du cylindre à base circulaire, le prisme à base quadrangulaire présente la particularité d'avoir un point de séparation fixe toujours au niveau de ses angles droits (Okajima, 1982; Bearman and Trueman, 1972; Yen and Liu, 2011) sauf pour les écoulements à très faible nombre de Reynolds  $Re$  (cf. figure 1.10). Contrairement au cylindre à base circulaire isolé, les points de séparations fixes des prismes à base carrée génèrent un coefficient de traînée  $C_D$  moins dépendant du nombre de Reynolds  $Re$ , de la rugosité de surface et de l'intensité de la turbulence  $TI$  (Massey and Ward-Smith, 2006).

La figure 1.10 présente schématiquement les lignes de courants obtenues (fumée) dans une soufflerie à boucle ouverte, autour d'un prisme à base carrée à nombre de Reynolds

$Re_{U_\infty}(\ell) = 2262$  (cf. equation 1.23) avec un taux de blocage ou *blockage ratio*  $\varphi_y$  de 8% (Yen and

(Liu, 2011). Le taux de blocage  $\varphi_i$  se définit comme suit :

$$\varphi_x = \frac{n_x \ell_x}{L_c}; \varphi_y = \frac{n_y \ell_y}{B} \quad (1.25)$$

avec  $n_i$  le nombre d'obstacles dans la direction  $i$  considérée [-],  $\ell_i$  la dimension caractéristique de l'obstacle selon la direction considérée [m],  $L_c$  ou  $B$  la longueur du canal dans la direction considérée [m].

Le nombre de Strouhal  $St$  pour un prisme à base carrée isolée est égal à 0,132 (Davis and Moore, 1982; Okajima, 1982; Bearman and Trueman, 1972; Yen and Liu, 2011) soit  $\simeq 50\%$  de moins qu'avec un cylindre à base circulaire.

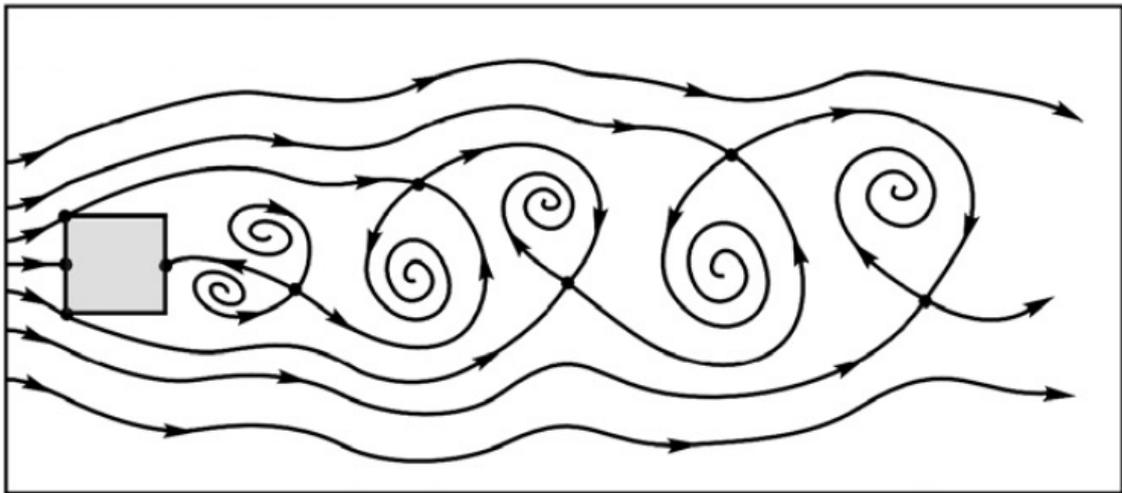


Figure 1.10: Représentation schématique des lignes de courant dans l'air autour d'un obstacle à base carrée isolé de 2 cm de côté à  $Re_{U_\infty}(\ell) = 2262$  (Yen and Liu, 2011)

#### Synthèse :

Le point de séparation d'un prisme quadrangulaire se trouvera au niveau de ses angles sauf à bas nombre de  $Re$  contrairement à un cylindre.

Leurs nombres de Strouhal  $St$  sont différents : 0,21 pour un cylindre isolé à base circulaire et 0,132 pour prisme isolé à base carrée.

**La présence de plusieurs obstacles va-t-elle modifier l'écoulement ?**

### 1.3 Ecoulements avec plusieurs obstacles

Les différentes études des obstacles se portent majoritairement soit :

- sur l'obstacle isolé, *isolated square cylinder* (Roshko, 1954; Lyn et al., 1995; Williamson, 1996; Luo et al., 2003) ...

- sur une paire d'obstacles alignés dans la direction transversale, *side-by-side square cylinder* (cf. figure 1.11a), (Yen and Liu, 2011; Karthik Selva Kumar and Kumaraswamidhas, 2016; Alam et al., 2017) ...
- une paire d'obstacles alignés dans la direction longitudinale ou amont-aval, *tandem square cylinder ou aligned in line square cylinder* (cf. figure 1.11b) (Yen et al., 2008; Lankadasu and Vengadesan, 2008; Chatterjee and Amiroudine, 2010; Bao et al., 2012; Zhao et al., 2016; Islam et al., 2016) ...

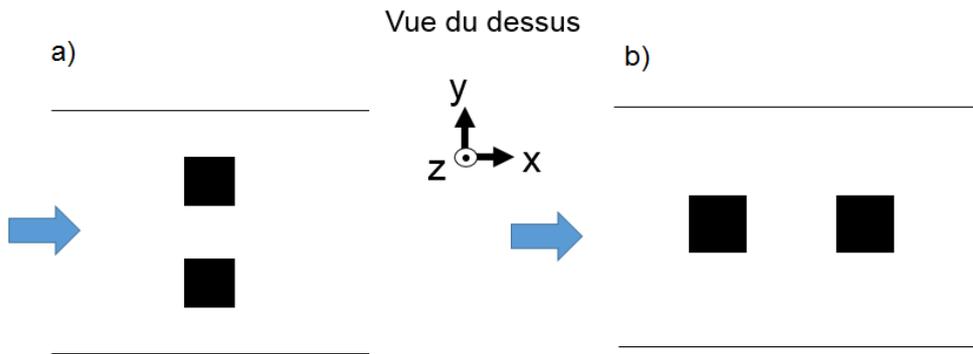


Figure 1.11: a) Paire d'obstacles alignés dans la direction transversale,  
b) Paire d'obstacles amont-aval ou alignés dans la direction longitudinale

La spécificité des phénomènes physiques mis en jeu dans les écoulements avec des obstacles isolés sont moins intéressants pour ces travaux de thèse. En effet, la présence d'autres obstacles dans l'écoulement génère des interactions entraînant des phénomènes physiques plus complexes. Une configuration constituée d'obstacles alignés comprenant autant d'obstacles dans la largeur et la longueur du canal que la configuration étudiée dans ces travaux de thèse et avec un nombre de Reynolds  $Re_{U_\infty}(\ell)$  supérieur à 2000 est rare dans la littérature (Hanna et al., 2002; Coceal et al., 2006; Robertson, 2016).

Selon le nombre d'obstacles dans l'écoulement, leur distribution, leur dimension et leur espacement, de multiples effets sont à prendre en compte. Les figures 1.12a et 1.12b schématisent respectivement les obstacles et leurs dimensions du dessus et de face.

Les effets à prendre en compte pour déterminer les phénomènes physiques prépondérants liés à la configuration dans l'écoulement sont les suivants :

- la disposition de la configuration ;
- le confinement latéral  $y$  ;
  - le taux de blocage  $\varphi_y = \frac{n_y \ell_y}{B}$  ;
  - le taux de vide  $GR_y = \frac{L_y - \ell_y}{\ell_y}$ .

- le confinement longitudinal  $x$  ;
  - le taux d'espacement  $SR_x = \frac{L_x}{l_x}$  ;
  - le taux de blocage  $\varphi_x = \frac{n_x l_x}{L_c}$ .
  
- le confinement vertical  $D/h$  ;
  - les écoulements submergés  $D \geq h$ ;
  - les écoulements émergés  $D \leq h$ .

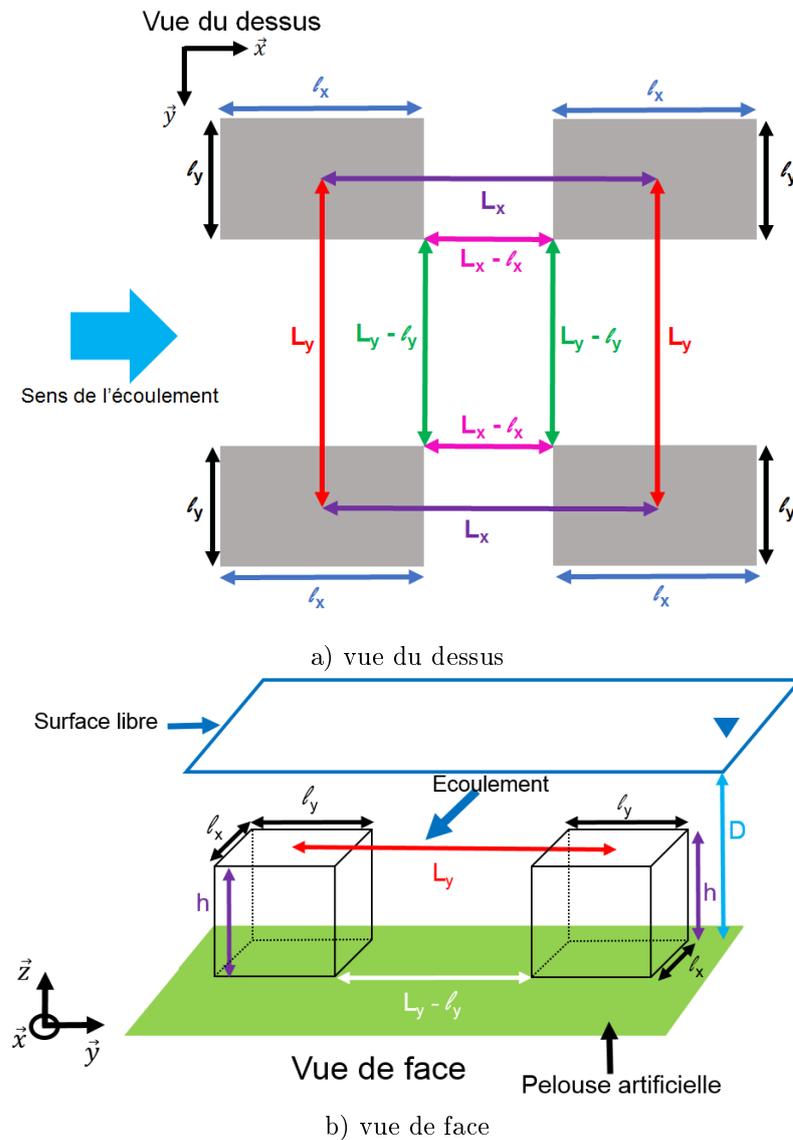


Figure 1.12: Schéma des obstacles et leur dimension : a) vue du dessus et b) vue de face

### 1.3.1 La disposition de la configuration

Les écoulements peuvent être classifiés selon le nombre adimensionnel  $h/(L - \ell)$ . On définit une fonction  $f$  de la forme :

$$f(\ell/h) = h/(L - \ell) \quad (1.26)$$

Elle représente le rapport de la hauteur de l'obstacle  $h$  sur l'espacement entre deux obstacles  $h/(L - \ell)$  en fonction du rapport de sa longueur sur sa hauteur  $\ell/h$  (cf. figure 1.13). Elle définit selon l'espacement et la taille de l'obstacle si il y aura interactions entre obstacles et dans l'affirmative, le type d'interaction (cf. figure 1.13 : à rugosité isolé, à interférence de sillage ou glissant).

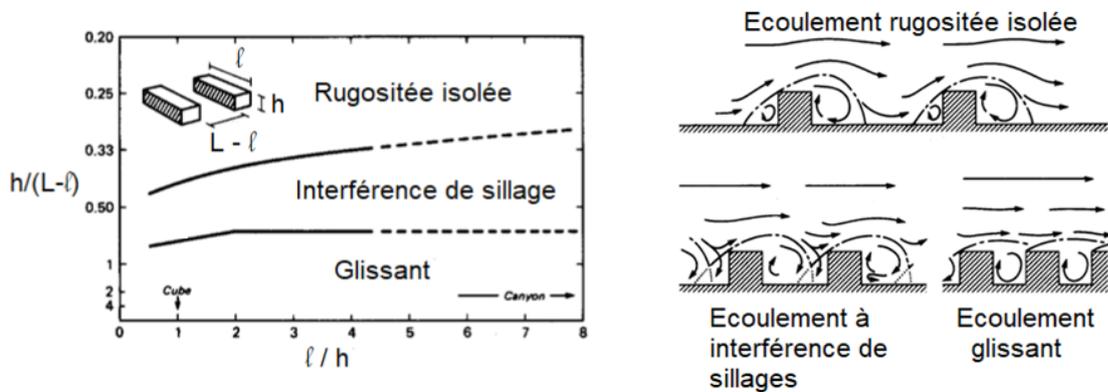


Figure 1.13: Type d'écoulement en fonction de la géométrie du canal (Oke, 1988), étude réalisée en soufflerie

#### Synthèse :

La disposition de la géométrie classe les écoulements en trois catégories :

- un écoulement à rugosité isolé : les obstacles sont suffisamment éloignés les uns des autres pour qu'aucune interaction n'existe entre eux ;
- un écoulement à interférence de sillages : l'espace entre deux obstacles présente des interactions entre le sillage aval et la zone de recirculation amont de l'obstacle suivant ;
- un écoulement glissant : présence d'une recirculation dans l'espace entre les obstacles sans perturbation.

### 1.3.2 Le confinement latéral

#### 1.3.2.1 Le taux de blocage $\varphi_y$

Lorsque des obstacles sont présents dans l'écoulement, il est important de connaître le taux de blocage  $\varphi_y$  ou *blockage ratio*. Il est défini transversalement dans le cas d'un seul obstacle dans l'écoulement comme le rapport de la largeur de l'obstacle  $\ell_y$  sur la largeur du canal  $B$  (Modi and El-Sherbiny, 1971; Farell et al., 1977; West and Apelt, 1982) et pour plusieurs obstacles par

exemple (Turki et al., 2003; Sharify et al., 2013) :

$$\varphi_y = \frac{n_y \ell_y}{B} \quad (1.27)$$

avec  $n_y$  le nombre d'obstacles dans la largeur du canal  $B$ .

Selon le taux de blocage  $\varphi_y$ , l'écoulement sera plus ou moins perturbé, sachant que les écoulements à surface libre en canaux sont plus sensibles à ce taux (Chanson, 2018) que les écoulements d'air en soufflerie pour lesquels plus d'études existent. Cette différence est liée à la présence de la surface libre. Les effets du taux de blocage sont très peu étudiés dans la littérature. Jusqu'à la valeur de  $\varphi_y = 5\%$ , l'écoulement présente peu ou pas d'effet de blocage alors que pour un taux de 10% ou plus, les effets sont majeurs (Chanson, 2018). Par exemple, l'étude numérique des effets de blocage d'un écoulement laminaire ( $62 < Re < 300$ ) en canal avec un prisme à base carrée allant jusqu'à un taux de blocage de 25% (Turki et al., 2003) a notamment montré que la valeur critique du nombre de Reynolds  $Re$  relative à la transition entre un écoulement permanent et un écoulement permanent périodique croît avec le taux de blocage  $\varphi_y$  avec  $\varphi_{y,max} = 25\%$ . De plus, le nombre de Reynolds  $Re$ , correspondant au maximum du nombre de Strouhal  $St$  et au minimum du coefficient de traînée moyen, est différent en fonction du taux de blocage  $\varphi_y$ . Aussi, pour le nombre de Reynolds maximal et le taux de blocage maximal de l'étude, la position transversale du prisme à base carrée est stable dans l'écoulement.

### 1.3.2.2 Le taux de vide $GR_y$

Il est utilisé dans la littérature des obstacles à base carrée alignés dans la direction transversale ou *side-by-side square cylinder* (cf. figure 1.11a).

Le taux de vide  $GR_y$  ou *gap ratio*, (cf. figure 1.12), est défini :

$$GR_y = \frac{L_y - \ell_y}{\ell_y} \quad (1.28)$$

(Yen and Liu, 2011) étudient l'écoulement d'air dans une soufflerie à boucle ouverte autour d'un obstacle isolé et de deux obstacles alignés dans la direction transversale pour un taux de vide  $0 < GR_y < 12$  et un nombre de Reynolds  $2262 < Re_{U_\infty}(\ell) < 28000$ . Ces travaux portent particulièrement sur le coefficient de traînée  $C_D$  *drag coefficient* et les caractéristiques des détachements tourbillonnaires ou *vortex shedding*. Ces études (Yen and Liu, 2011) se focalisent sur le nombre de Reynolds  $Re_{U_\infty}(\ell)$  compris entre 3813 et 7245 et le nombre de Froude  $Fr_D$  compris entre 0,082 et 0,13.

Le nombre de Froude se définit par :

$$Fr = \frac{U_Q}{\sqrt{gD}} \quad (1.29)$$

Il est aussi possible de définir le nombre de Froude  $Fr_\ell$ , avec  $\ell$  le côté de l'obstacle, comme :

$$Fr_\ell = \frac{U_Q}{\sqrt{g\ell}} \quad (1.30)$$

avec  $U_Q$  la vitesse débitante [ $\text{m.s}^{-1}$ ],  $g = 9,81$  [ $\text{m.s}^2$ ] l'accélération de la pesanteur et  $D$  la hauteur d'eau [m].

En fonction de ce taux de vide transversal  $GR_y$ , (Yen and Liu, 2011) définissent trois régimes d'écoulement du sillage (cf. figure 1.14) :

- régime unique (*single mode*) avec  $GR_y \leq 0,1$  ;
- régime d'écoulement espacé (*gap flow mode*) avec  $0,1 \leq GR_y \leq 5,5$ . Ce régime présente des détachements tourbillonnaires non synchronisés causés par les interférences entre les deux cylindres identiques ;
- régime de couplage de détachement tourbillonnaire (*couple vortex-shedding mode*) avec  $GR_y \geq 5,5$ . Dans ce régime, la synchronisation des détachements tourbillonnaires explique l'indépendance de l'écoulement derrière les obstacles. Les obstacles sont plus éloignés, il n'y a plus d'interférence entre leurs sillages.

Les auteurs (Yen and Liu, 2011) indiquent que la séparation des régimes présente des incertitudes de  $\pm 0,02$  [-] pour le taux de vide  $GR_y$  et  $\pm 50$  [-] pour le nombre de Reynolds  $Re_{U_\infty}(\ell)$ .

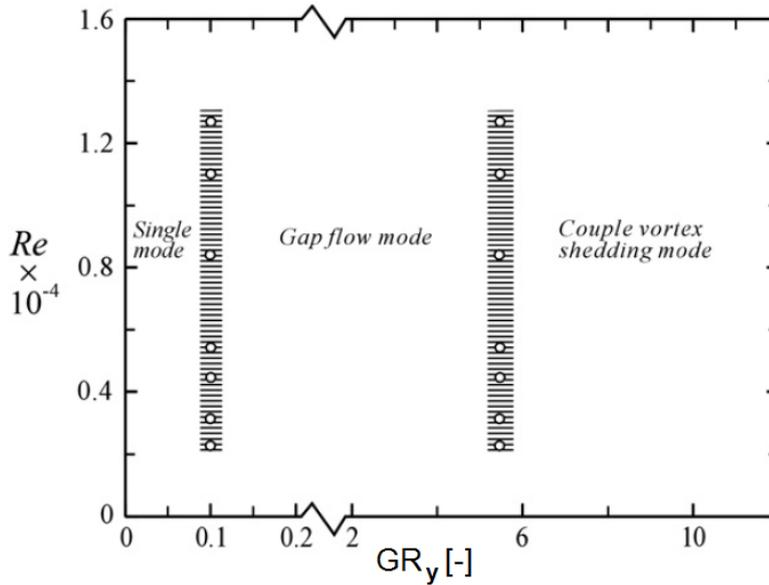


Figure 1.14: Distribution des modes d'écoulement du nombre  $Re_{U_\infty}(\ell)$  en fonction du taux de vide transversale  $GR_y$  pour des obstacles carrés de 2 cm de coté, les traits pointillés surmontés de cercle blanc représente la frontière des modes (Yen and Liu, 2011) et intègrent les incertitudes de mesure au niveau de la frontière

La figure 1.15a correspond à l'obstacle à base carrée isolé. La figure 1.15b représente deux obstacles accolés. Le comportement observé est le même que pour l'obstacle isolé avec un détachement tourbillonnaire derrière l'obstacle sans ré-attachement au niveau latéral de l'obstacle. La figure

1.15c présente un jet se déplaçant au travers des deux obstacles. Aucune séparation n'est présente à l'interface de la surface des obstacles. Le jet ne maintient pas sa trajectoire rectiligne. Il est dévié alternativement par l'effet Coanda <sup>1</sup> (Coanda, 1936; Newman, 1961). De plus, la structure de l'écoulement présente des détachements tourbillonnaires non synchronisés et 4 points selles ou points d'arrêts, *saddle*, sont présents derrière les deux obstacles. La figure 1.15d montre une structure d'écoulement indépendante derrière les obstacles. Dans ce cas, les détachements tourbillonnaires sont en phase. Les écoulements étudiés dans ces travaux de thèse ont tous un taux de vide  $GR_y$  égal à 1,2 donc à priori un comportement entre les figures 1.15c et 1.15d.

(Yen and Liu, 2011) ont également étudié la variation du coefficient de traînée  $C_D$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re_{U_\infty}(\ell)$  (cf. figure 1.16). La figure 1.16 montre que le coefficient de traînée  $C_D$  diffère légèrement entre les obstacles pour chaque régime d'écoulement et taux de vide  $GR_y$  à cause de l'interaction entre les deux obstacles et l'incertitude de mesure. De plus, le coefficient de traînée  $C_D$  est proche d'une courbe asymptotique (cf. équation 1.31) dans chaque régime pour  $Re_{U_\infty}(\ell) > 1,7 \cdot 10^4$  (cf. figure 1.17).

Sur les figures 1.17 et 1.18 sont tracées les variations du nombre de Strouhal  $St$  respectivement en fonction du nombre de Reynolds  $Re_{U_\infty}(\ell)$  et en fonction du taux de vide  $GR_y$ . La figure 1.18a montre que le nombre de Strouhal  $St$  pour un prisme à base carré isolé est proche de 0,132 ce qui correspond aux valeurs obtenues par (Davis and Moore, 1982; Okajima, 1982; Bearman and Trueman, 1972). De plus, la valeur maximale obtenue pour chaque nombre de Reynolds se situe dans le régime unique, et la valeur minimale se situe dans le régime d'écoulement espacé. Une régression linéaire a été trouvée par (Yen and Liu, 2011) pour un écoulement à  $GR_y = 1,5$  sous la forme :

$$St = 0,145 - \frac{0,34}{Re_{U_\infty}(\ell)} \quad (1.31)$$

Aussi, la figure 1.17 montre que l'effet du nombre de Reynolds est faible pour un taux de vide  $GR_y = 0,5$  et fort pour  $GR_y = 1,5$ . Cela est expliqué par le fait que les schémas d'écoulement à haut Reynolds sont indépendants de l'effet Coanda. Par conséquent, le nombre de Strouhal  $St$  s'approche des valeurs trouvées dans le régime de couplage des détachements tourbillonnaires. Les auteurs (Yen and Liu, 2011) mettent en évidence que pour le même taux de vide  $GR_y = 1,5$ , la fréquence de détachement  $f$  croît avec le nombre de Reynolds. En régime de couplage de détachement tourbillonnaire, le nombre de Strouhal  $St$  est proche de la constante  $St \approx 0,13$  à haut Reynolds. Cette valeur est proche de la valeur de  $St$  pour un cylindre isolé. Les courbes de la figure 1.18b montrent l'évolution du nombre de Strouhal  $St$  en fonction du taux de vide  $GR_y$  pour différents nombres de Reynolds  $Re_{U_\infty}(\ell)$ . En régime unique, le nombre de Strouhal  $St$  décroît avec le taux de vide  $GR_y$ , contrairement au mode d'écoulement espacé dans lequel  $St$  croît avec  $GR_y$  et au régime de couplage d'écoulement tourbillonnaire où  $St$  reste constant.

---

<sup>1</sup>L'effet Coanda est l'attraction ou l'attachement d'un jet fluide par une surface convexe sur laquelle il s'écoule. Le fluide suit la surface et subit une déviation avant de s'en détacher avec une trajectoire différente de celle qu'il suivait en amont.

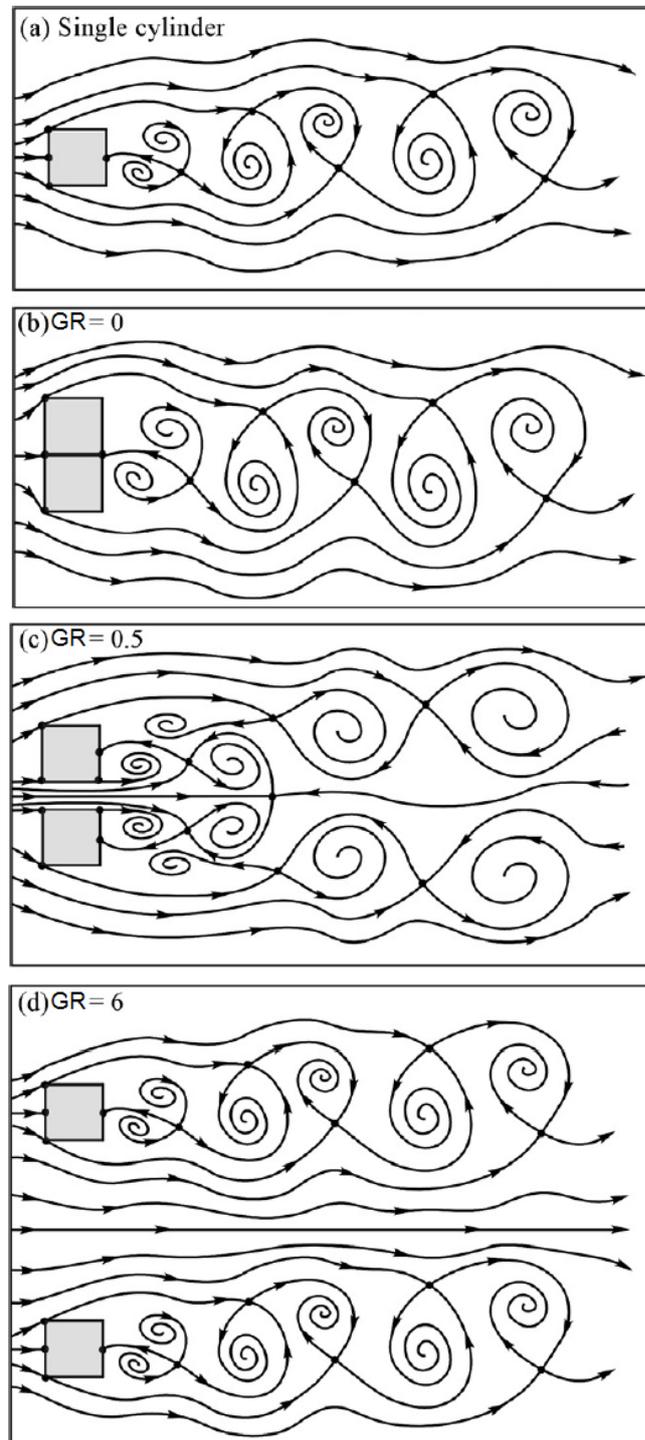


Figure 1.15: Représentation schématique des lignes de courant autour d'un obstacle carré de 2 cm de côté en fonction de son taux de vide  $GR_y$  à  $Re_{U_\infty}(\ell) = 2262$  et un nombre de Froude  $Fr = 0,81$  (Yen and Liu, 2011)

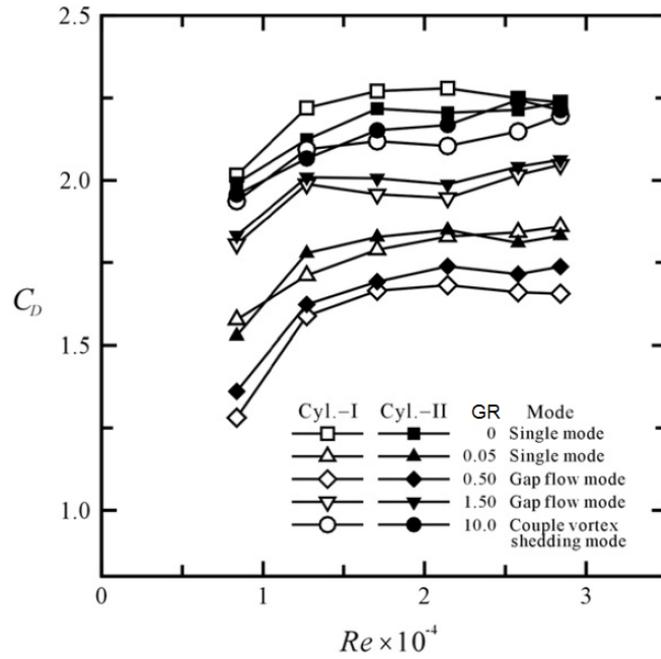


Figure 1.16: Variation du coefficient de traînée  $C_D$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re_{U_\infty}(\ell)$  derrière deux obstacles alignés dans la direction transversale pour des obstacles carré de 2 cm de côté (Yen and Liu, 2011), Cyl. I est l'obstacle amont et Cyl. II est l'obstacle aval

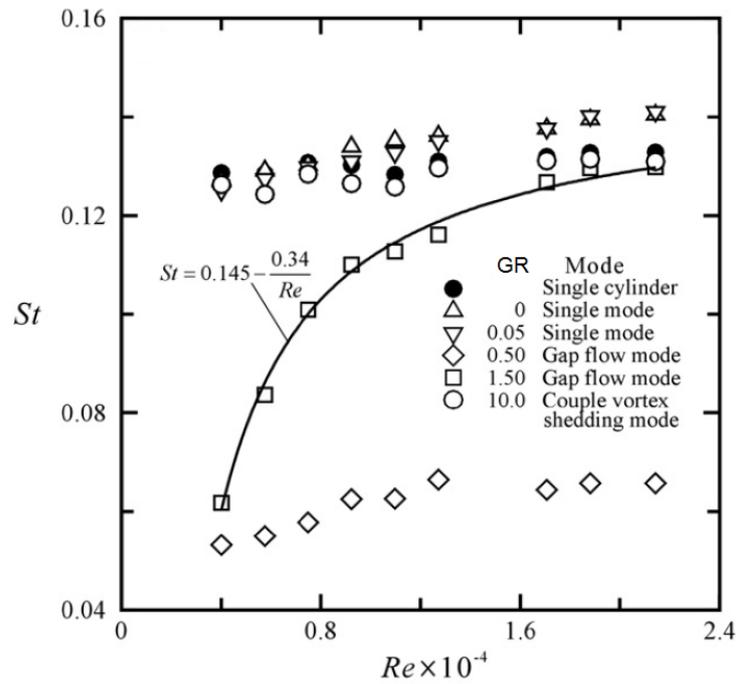


Figure 1.17: Variations du nombre de Strouhal  $St$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re_{U_\infty}(\ell)$  pour des obstacles carrés de 2 cm de côté (Yen and Liu, 2011)

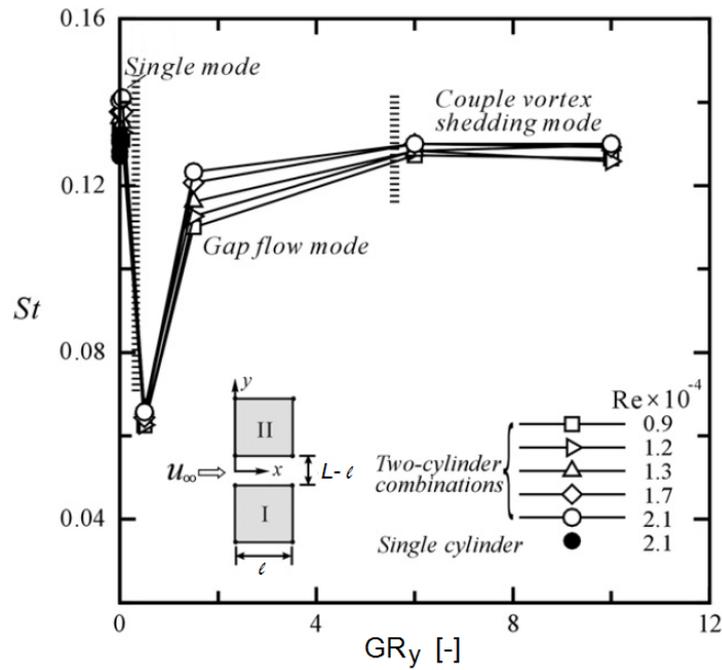


Figure 1.18: Variations du nombre de Strouhal  $St$  en fonction du taux de vide  $GR_y$  pour différents nombres de Reynolds  $Re_{U_\infty}(\ell)$  pour des obstacles carrés de 2 cm de côté (Yen and Liu, 2011)

Les cylindres sont plus étudiés dans la littérature que les prismes à base carrée, cela apportera des éléments de compréhension supplémentaires. L'étude de deux cylindres alignés dans la direction transversale est considérée comme l'étude la plus simple permettant de comprendre la dynamique d'un fluide autour d'un groupe d'obstacles. Cela a fait l'objet de multiples études expérimentales depuis (Schey and Biermann, 1930) parmi lesquelles (Bearman and Wadcock, 1973; Zdravkovich, 1977; Kim and Durbin, 1988; Alam et al., 2003; Alam and Zhou, 2007; Ding et al., 2007; Afgan et al., 2011; Carini et al., 2014; Kim and Alam, 2015).

Le positionnement de plusieurs cylindres amont - aval influence peu le premier cylindre amont contrairement aux configurations de cylindres alignés dans la direction transversale (Alam et al., 2017). En effet, les cylindres côte à côte engendrent un sillage plus complexe lié aux interactions de proximité entre les couches de mélange, les tourbillons et les sillages. Cela rejoint l'étude sur des obstacles à base carrée réalisée par (Bottema, 1996) avec le phénomène de *mutual sheltering*.

**L'introduction de plus de deux obstacles alignés dans la direction transversale de l'écoulement modifie-t-il les phénomènes physiques mis en jeu ?**

#### Plus de deux cylindres alignés dans la direction transversale

Trois cylindres circulaires alignés dans la direction transversale ont été étudiés expérimentalement en soufflerie par (Kumada et al., 1984), cité par (Alam et al., 2017) pour des nombres de Reynolds  $Re$  compris entre  $1.10^4$  et  $3.2.10^4$  avec comme taux de vide  $0,125 < GR_y < 0,35$ . Les sillages sont déviés vers les couches de cisaillement latérales, formant respectivement, un large sillage derrière le

cylindre du milieu et un sillage étroit derrière le troisième cylindre. Bien que la physique de trois cylindres alignés dans la direction transversale soit différentes et complexes, elle a été peu étudiée comparée à deux cylindres alignés dans la direction transversale.

Récemment, (Alam et al., 2017) ont réalisé l'étude numérique à bas nombre de Reynolds  $Re = 100$  de l'écoulement autour de quatre cylindres à base circulaire alignés dans la direction transversale (cf. figure 1.19) avec un taux de vide  $GR_y$  compris entre 0 et 2. La vorticité, la fréquence de détachement tourbillonnaire, la traînée et la portance sont étudiées. Cette modélisation représente dans la réalité une première approximation de l'écoulement autour des quatre doigts d'une main d'un nageur.

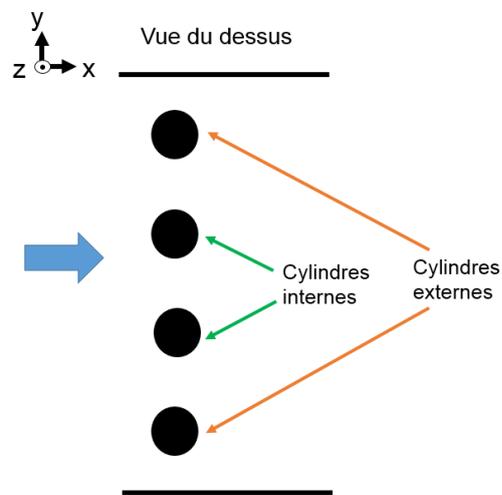


Figure 1.19: Représentation schématique de 4 cylindres alignés dans la direction transversale

(Alam et al., 2017) classent l'écoulement en quatre catégories selon le taux de vide  $GR_y$  :

- $GR_y \leq 0,25$  : cylindre isolé (cf. figure 1.20)

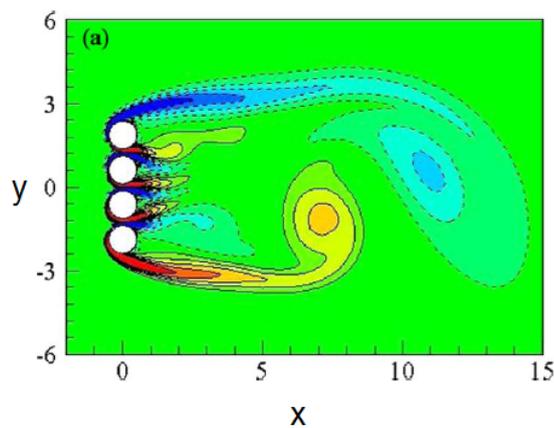


Figure 1.20: Champs de vorticité instantané pour  $GR_y = 0,25$  (Alam et al., 2017)

■  $0,25 < GR_y < 1,0$  : *flip-flopping*

Les sillages formés derrière les quatre cylindres sont plus étroits ou plus larges que pour le cylindre isolé. Le sillage passe d'étroit à large d'un cylindre à l'autre de façon aléatoire d'après les cartes de vorticité et l'étude de la portance pour un taux de vide de 0,75 (cf. figure 1.21). Les deux cylindres externes présentent des sillages larges, une portance plus importante et un détachement tourbillonnaire couplé plus fort, ceux-ci apparaissent alternativement alors que les cylindres internes montrent des caractéristiques opposées avec un sillage étroit, une portance plus faible et un détachement tourbillonnaire plus faible et pas exactement alterné. L'importance de la portance des cylindres externes est lié à l'alternance des détachements tourbillonnaires. La faible portance des cylindres internes s'explique par la presque symétrie des détachements tourbillonnaires.

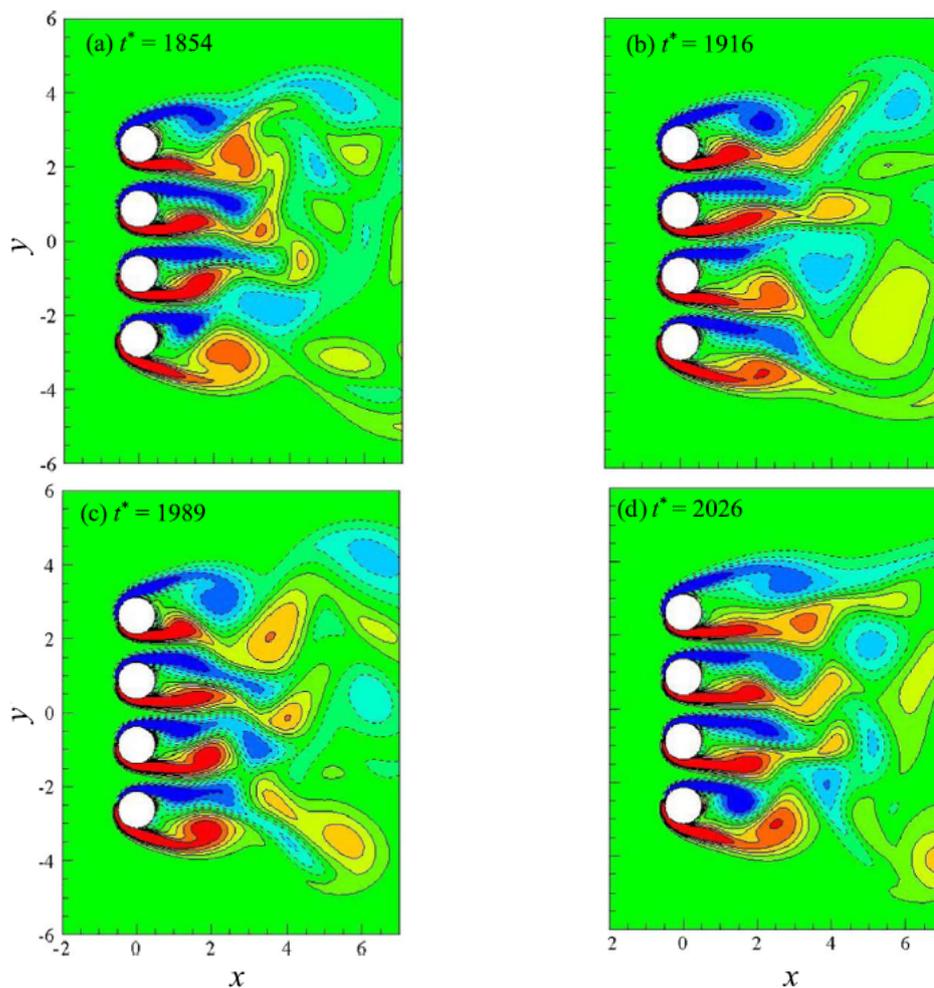


Figure 1.21: Champs de vorticité instantané pour  $GR_y = 0,75$  (Alam et al., 2017),  $t^*$  représente le temps adimensionnel

- $1,0 \leq GR_y < 2,0$  : écoulement quasi-bloqué en phase alterné ou *quasi-interlocked flow* (cf. figure 1.22)

Les contours de vorticité et de coefficient de portance temporelle pour un taux de vide égal à 1,5 montrent que les détachements tourbillonnaires des deux cylindres externes ont une fréquence identique ( $St = 0,20$ ). Par ailleurs, ils sont bloqués et presque en phase alors que les cylindres internes ont une fréquence plus élevée,  $St = 0,234$ , que les cylindres externes qui sont bloqués mais en anti-phase. Les cylindres externes et internes sont bloqués en phase deux à deux. La différence de fréquence des détachements tourbillonnaires entre les cylindres externes et internes peuvent engendrer un décalage de phase instantanée au niveau des détachements tourbillonnaires pour les quatre cylindres, y compris des déphasages synchrones pour les deux cylindres supérieurs et des déphasages asynchrones pour les deux cylindres inférieurs et vice et versa.

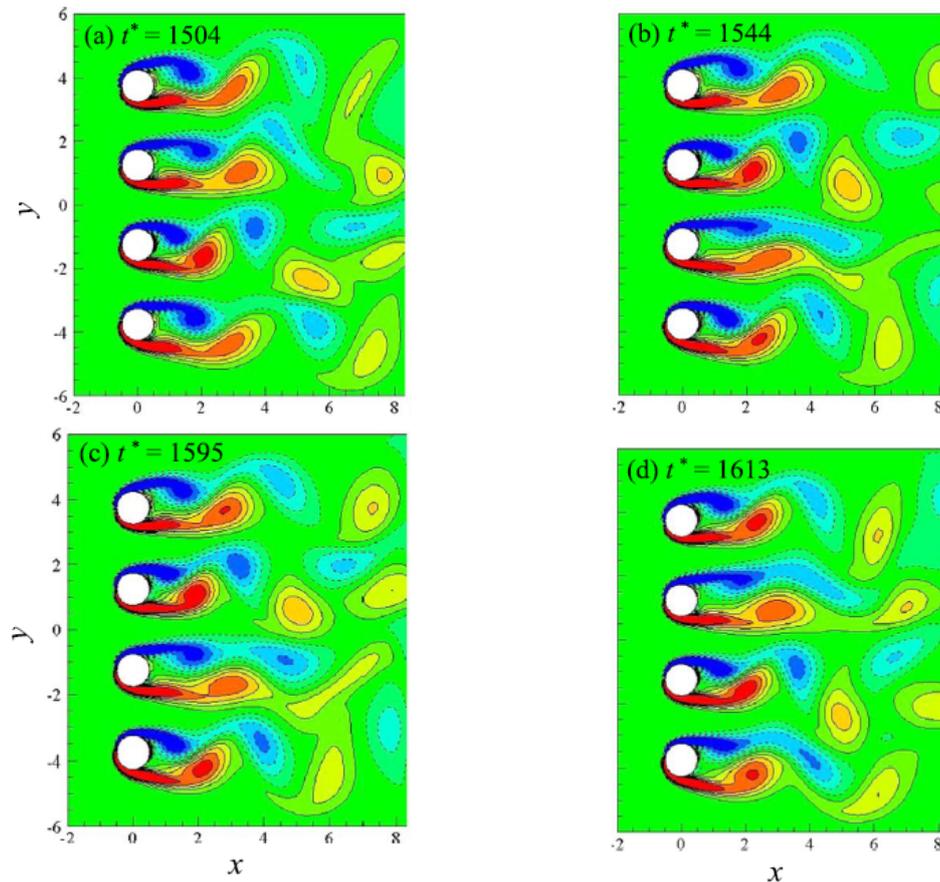


Figure 1.22: Champs de vorticité instantané pour  $GR_y = 1,5$  (Alam et al., 2017),  $t^*$  représente le temps adimensionnel

- $GR_y \geq 2,0$  : écoulement bloqué en phase ou *locked flow*.

Chacun des quatre cylindres génère une allée tourbillonnaire ressemblant à celle d'un cylindre isolé. Les quatre allées sont bloquées et en phase (cf. figure 1.23).

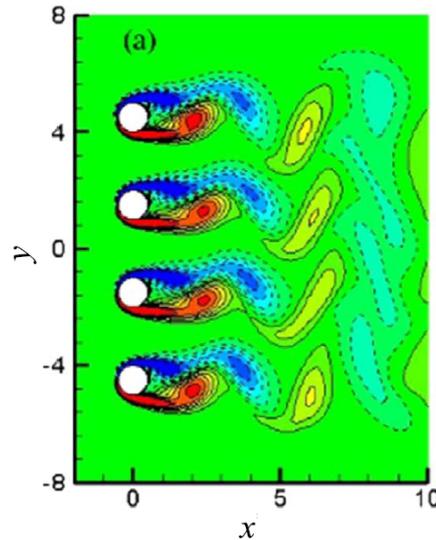


Figure 1.23: Champs de vorticité instantané pour  $GR_y = 2$  (Alam et al., 2017)

#### Synthèse :

Le confinement latéral est r g  géométriquement par deux phénomènes :

- le taux de blocage  $\varphi_y$  : perturbe l'écoulement de façon majeure lorsque  $\varphi_y > 10\%$ .  
A des nombres de Reynolds  $Re > 300$ , les effets du taux de blocage sont très rarement étudiés ;
- le taux de vide  $GR_y$  :
  - pour deux prismes carrés alignés : trois régimes d'écoulement du sillage se distinguent : le régime unique  $GR_y \leq 0,1$ , le régime d'écoulement espacé  $0,1 \leq GR_y \leq 5,5$  et le régime de couplage de détachement tourbillonnaire  $GR_y \geq 5,5$  ;
  - pour quatre cylindres alignés étudiés à  $Re = 100$ , l'écoulement est classé en régime : cylindre isolé  $GR_y \leq 0,25$ , *flip-flopping flow*  $0,25 < GR_y < 1,0$ , quasi-bloqué en phase alterné  $1,0 \leq GR_y < 2,0$  et bloqué en phase  $GR_y \geq 2,0$ .

### 1.3.3 Le confinement longitudinal

#### 1.3.3.1 Le taux d'espacement $SR_x$

Il est utilisé dans la littérature des obstacles à base carrée amont - aval ou *tandem square cylinder* ou encore *align in line square cylinder* (cf. figure 1.11)

Le taux d'espacement  $SR_x$  ou *spacing ratio*, (cf. figure 1.12), se définit comme :

$$SR_x = \frac{L_x}{\ell_x} \quad (1.32)$$

avec  $L_x$  la distance longitudinale centre à centre de deux obstacles [m],  $\ell_x$  la longueur de l'obstacle [m].

Depuis de nombreuses années, (Okajima, 1982; Sakamoto et al., 1987; Lyn et al., 1995; Kolar et al., 1997; Dutta et al., 2003; Luo et al., 2003) se sont intéressés à l'étude d'écoulements avec obstacles à faible nombre de Reynolds  $Re$  pour des applications diverses telles que bâtiments, camions remorques, pile de pont, monuments et échanges thermiques. (Yen et al., 2008) étudient expérimentalement un écoulement avec deux obstacles amont - aval dans un réservoir d'eau vertical. Les effets du nombre de Reynolds  $Re_{U_\infty}(\ell)$ , du taux d'espacement  $SR_x$  et de l'angle de rotation sont étudiés sur le deuxième cylindre en fonction des caractéristiques de l'écoulement, du coefficient de traînée  $C_D$  et du détachement tourbillonnaire. L'intervalle de vitesse étudié est compris entre 0,2 et 10 cm/s avec une intensité turbulente  $TI_{2D} \simeq 0,2\%$  pour des vitesses comprises dans l'intervalle de 1,0 à 10 cm/s.

La figure 1.24 cartographie les caractéristiques de l'écoulement pour différents nombres de Reynolds  $Re_{U_\infty}(\ell)$  en fonction du taux d'espacement  $SR_x$  (Yen et al., 2008).

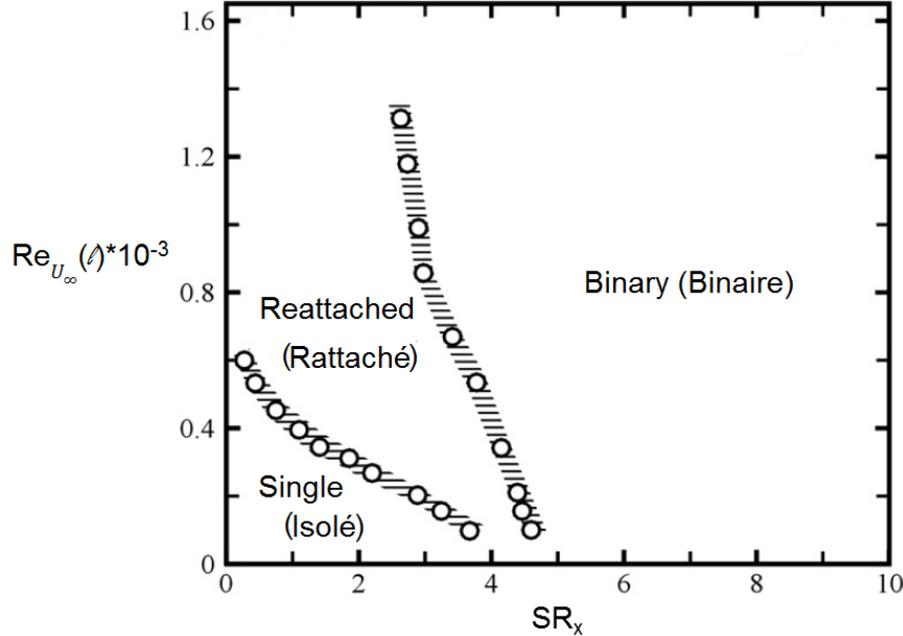


Figure 1.24: Caractéristiques des modes d'écoulement à angle d'incidence nul pour différents nombre de Reynolds  $Re_{U_\infty}(\ell)$  en fonction du taux d'espacement  $SR = L/\ell$  pour des obstacles carrés de 3 cm de côté, les cercles noirs sur les traits pointillés représentent la séparation entre les modes (Yen et al., 2008)

La figure 1.25 montre que pour un écoulement laminaire  $Re_{U_\infty}(\ell) = 535$ , deux obstacles amont - aval se comportent comme un obstacle isolé jusqu'au taux d'espacement égal à  $SR_x = 1,5$ . Puis

pour  $SR_x = 3$ , les lignes de courant se ré-attachent au niveau des bords latéraux du deuxième obstacle. Ce comportement est appelé la feuille tourbillonnaire du mode binaire ou *the vortex sheet of the binary mode*. Sur la figure 1.25d, le taux d'espacement  $SR_x$  est suffisamment grand pour que deux structures d'écoulement similaires se forment dans le sillage du premier et du deuxième cylindre (Yen et al., 2008).

Les résultats des figures 1.25 et 1.24 (Yen et al., 2008) sont confirmés par deux études.

L'une étudie un écoulement autour de deux obstacles amont-aval (Sakamoto et al., 1987). Les résultats indiquent que les détachements tourbillonnaires réguliers derrière le premier obstacle n'existent pas pour  $SR_x < 4$  alors que les détachements tourbillonnaires périodiques se forment à  $SR_x = 4$ . L'autre, explore les problèmes de stabilité dans le cas d'écoulement uniforme autour de deux obstacles identiques (Luo et al., 2003). Les résultats de leur étude sont les suivants : la valeur du coefficient de traînée  $C_D$  à  $SR_x \leq 4$  est plus petite que pour un obstacle isolé pour  $SR_x > 4$ . Pour la condition  $SR_x \leq 4$ , la structure de l'écoulement associée est l'écoulement rattaché et l'obstacle aval est sujet à une traînée négative. De plus, pour  $SR_x > 4$ , les deux obstacles présentent des détachements tourbillonnaires et la structure de l'écoulement associée est appelée écoulement co-détaché ou *co-shedding flow*.

Une succession d'obstacles amont - aval génère un peu moins d'effet sur l'écoulement que des obstacles alignés dans la direction transversale. En effet, selon leur espacement lorsque les obstacles se situent les uns à la suite des autres, la traînée est modifiée par un effet appelé *mutual sheltering* (Bottema, 1996) signifiant que les obstacles amont abritent les obstacles aval de l'écoulement. (Bottema, 1996) estime que cet effet est en lien avec la géométrie du fond et influencera la valeur du coefficient de traînée  $C_D$ . Cet aspect sera développé dans la partie modélisation numérique.

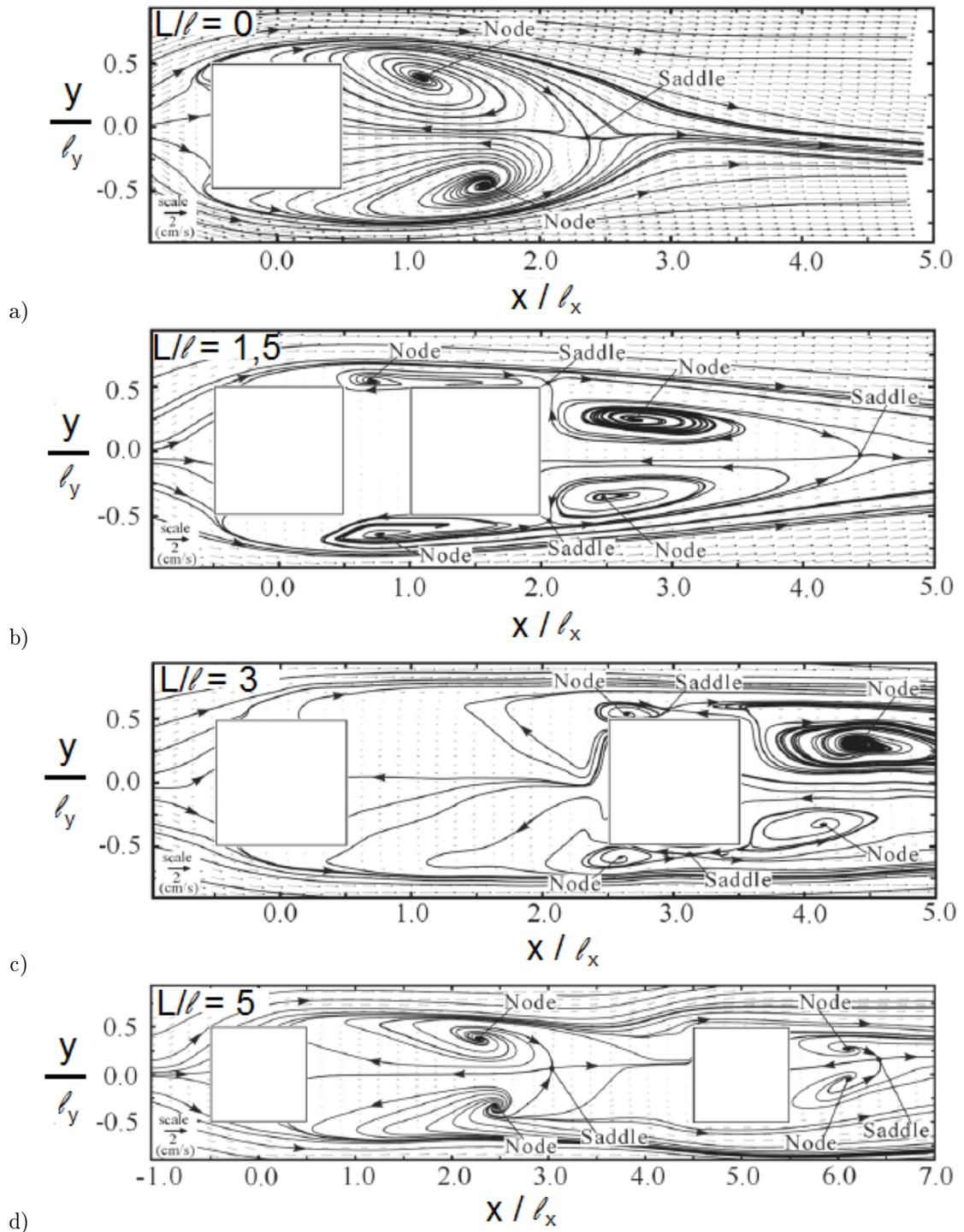


Figure 1.25: Schéma des vecteurs vitesses et lignes de courant à nombre de Reynolds d'un prisme carré de 3 cm de côté à  $Re_{U_\infty}(\ell_i) = 535$  (Yen et al., 2008):

- a) prisme isolé  $L_x/\ell_i = 0$ ,
- b) mode isolé  $L_x/\ell_i = 1,5$ ,
- c) mode rattaché  $L_x/\ell_i = 3$
- d) mode binaire  $L_x/\ell_i = 5$

### 1.3.3.2 Taux de blocage $\varphi_x$

Il est possible de calculer le taux de blocage longitudinal comme défini à l'équation 1.25 :

$$\varphi_x = \frac{n_x \ell_x}{L_c} \quad (1.33)$$

avec  $n_x$  le nombre d'obstacles dans la longueur du canal [-],  $\ell_x$  la longueur de l'obstacle [m],  $L_c$  la longueur du canal [m]. Dans la littérature, à la connaissance de l'auteure,  $\varphi_x$  n'est pas étudié.

Dans ces travaux de thèse, les taux de blocage  $\varphi_x$  et  $\varphi_y$  sont très élevés ( $\varphi_i > 10\%$ ), des effets majeurs sur l'écoulement sont fort probables. Ces taux élevés s'expliquent car la configuration étudiée représente une zone urbaine telle que les centres villes anciens des villes européennes ou les banlieues des villes de l'Amérique de nord.

#### Synthèse :

Le confinement longitudinal est gouverné par les taux :

- d'espacement  $SR_x$  : selon sa valeur la formation des tourbillons sera différentes. Pour deux prismes carrés à bas nombre de Reynolds  $Re$  quatre régimes se distinguent : prisme isolé, mode isolé, mode rattaché et le mode binaire ;
- de blocage  $\varphi_x$  : ce taux est très peu étudié dans la littérature pour des valeurs  $\varphi_x > 10\%$ , cependant, des effets sur l'écoulement sont probables.

### 1.3.4 Le confinement vertical

Le confinement vertical est quantifié par le taux de confinement vertical  $\alpha = h/D$  (cf. figure 1.26):

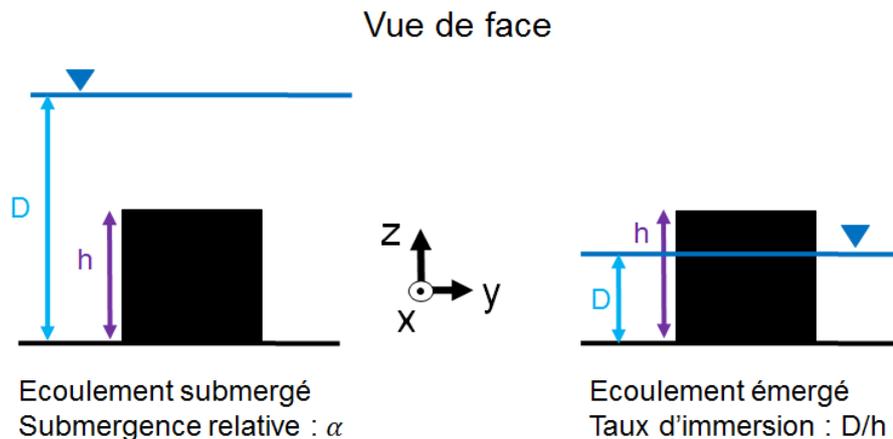


Figure 1.26: Schéma du confinement vertical pour écoulement émergé et submergé

Selon la valeur du taux  $\alpha$  entre la hauteur de l'obstacle  $h$  et la hauteur d'eau  $D$ , l'obstacle de hauteur  $h$  est soit submergé, soit émergé. Cela entraîne des phénomènes physiques prépondérants

différents. Pour les écoulements à surface libre,  $\alpha$  est aussi appelé faible submergence relative, *relative confinement*, (Nepf and Vivoni, 2000).

Lorsque la hauteur de l'obstacle  $h$ , ici les maisons, est une fraction importante de la hauteur  $D$  de la couche limite  $\delta$ , l'obstacle est appelé macro-rugosité et  $\alpha$  s'écrit :

$$\alpha = \frac{h}{\delta} \quad (1.34)$$

Lorsque la hauteur d'eau  $D$  et celle de la macro-rugosité  $h$  sont du même ordre de grandeur, la hauteur de  $\delta$  est associée à celle de la hauteur d'eau  $D$  comme pour toutes les rivières (Chanson, 2004),  $\alpha$  devient :

$$\alpha = \frac{h}{D} \quad (1.35)$$

Les écoulements submergés sont étudiés dans les canopées urbaines qui utilisent  $\alpha$ . Et les écoulements émergés le sont pour les inondations urbaines qui utilisent le taux d'immersion  $1/\alpha$ . Ces deux communautés étudient peu la transition entre l'émergence et la submergence.

#### 1.3.4.1 Les écoulements submergés

Les macro-rugosités submergées sont classées à l'aide du nombre adimensionnel  $\alpha$  (cf. eq. 1.35).  $\alpha$  est plus communément utilisé pour les écoulements submergés (cf. figure 1.26), majoritairement pour les cas d'applications des canopées urbaines, *urban canopy*.

Un écoulement fortement submergé est un écoulement pour lequel  $D/h > 10$  (Katul et al., 2002).

D'après (Katul et al., 2002), les formulations de résistance d'écoulement basées sur la loi logarithmique ne seraient plus valables pour un taux d'immersion  $D/h < 10$ . Lorsque l'écoulement est fortement submergé, les obstacles tels que les prismes sont considérés comme une rugosité de fond. Lorsque la submergence diminue, les obstacles ne sont plus considérés comme une rugosité de fond mais comme un obstacle ou une macro-rugosité donc pour  $D/h < 10$ .

Les études d'écoulements en canal de laboratoire à surface libre qui s'intéressent aux effets de la faible submergence pour un taux  $D/h$  inférieur à 10 sont peu nombreuses (Bathurst, 1985; Rickenmann and Recking, 2011) et sont en désaccord avec l'existence, l'utilisation et la méthode d'évaluation de la loi logarithmique et de ses paramètres (Kironoto and Graf, 1994; Koll, 2006; Pokrajac et al., 2007; Franca et al., 2008; Cooper et al., 2013). Dans les cas à très faible submergence ( $D/h < 3$ ), les études sont rares : (Bayazit, 1976) a trouvé que la loi logarithmique existe sur toute la hauteur d'eau mais que la constante de von Karman décroît. Des études expérimentales plus récentes ont montré que cette loi existe pour des taux allant jusqu'à  $D/h = 3,03$  (Florens, 2010) et même jusqu'à  $D/h = 1,52$  (Rouzès, 2015; Rouzes et al., 2018). Ces études se sont déroulées en canal à surface libre avec des obstacles présents dans l'écoulement. Elles étudiaient particulièrement le profil de vitesse à l'aide de système de mesure optique PIV (Particule Image Velocimetry). En effet, (Florens, 2010) a étudié expérimentalement l'effet du confinement de la couche limite et l'effet de la variation transverse d'éléments rugueux de 2 cm de côté pour des valeurs comprises  $D/h > 3,03$ . Elle a mis en évidence que pour des fonds rugueux homogènes,

la similarité de la couche externe est observée jusqu'à des confinement de  $D/h = 3,03$ . Dans le cas de fort confinement  $D/h > 6,66$ , la vitesse  $U_*$  n'est plus l'échelle caractéristique de vitesse de l'écoulement.

(Rouzès, 2015) a étudié l'influence de la faible submersion des éléments rugueux de 2 cm de côté sur la structure universelle de la couche limite pour des submersions allant de  $1,52 < D/h < 3,03$ . Ses résultats mettent en évidence que l'épaisseur de la sous-couche rugueuse augmente avec la submersion pour occuper toute la colonne d'eau dans le cas de la plus faible submersion ( $D/h = 1,52$ ). Il observe la présence d'une loi logarithmique quelque soit la submersion étudiée.

La définition de la faible submergence est un peu flou. Dans ces travaux de thèse, la faible submergence sera définie avec la hauteur d'eau comprise dans la zone entre un écoulement affleurant et un écoulement pour lequel la hauteur d'eau vaut deux fois la hauteur de l'obstacle  $1 < D/h < 2$  pour la partie supérieure de l'écoulement.

#### 1.3.4.2 Les écoulements émergés

Un écoulement émergé est un écoulement pour lequel  $D/h < 1$ , le cas  $D/h = 1$  est un écoulement affleurant.

Lorsque les obstacles sont émergés, la communauté des inondations urbaines, *urban flood* appréhende cela comme un certain pourcentage de l'obstacle immergé dans l'eau, on parle de taux d'immersion, *relative submergence*, évalué par l'inverse du nombre  $\alpha$  (cf. figure 1.26):

$$\frac{D}{h} = \frac{1}{\alpha} \quad (1.36)$$

Un fort confinement vertical,  $\alpha$  supérieur à un, 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 ;
- par l'effet de la surface libre.

Ces deux effets vont contraindre la couche limite (Nepf, 2012).

Le confinement vertical peut avoir des effets sur les courants secondaires dans un canal large ( $A_{r_y} = 12; 8; 6$ ) comme l'ont étudié (Blanckaert et al., 2010) pour des confinements très faibles  $\alpha = 0,018; 0,013$  et  $0,01$ . Des grains de sable de diamètre 2 mm tapissent le fond de leur canal. Durant l'expérience, ces grains sont mobiles et créent des courants secondaires sur la totalité de la largeur du canal. (Blanckaert et al., 2010) montrent que l'effet majeur du confinement en eau se produit sur la taille des structures. Le diamètre des courants secondaires est toujours de l'ordre de grandeur de la hauteur d'eau. Pour un fond mobile, plus le confinement est grand, plus les structures secondaires vont s'y développer et inversement.

Tous les effets liés à la géométrie de la configuration de l'écoulement ne sont pas indépendants les uns des autres.

Synthèse :

Selon que les obstacles dans l'écoulement sont émergés ou submergés, ils n'impactent pas l'écoulement de la même manière.

Les éléments rugueux sont considérés comme :

- une rugosité de fond pour les écoulements fortement submergés  $D > 10h$  ;
- des macro-rugosités pour les écoulements faiblement submergés  $2h \leq D < 10h$  ;
- des obstacles pour les écoulements émergés et très faiblement submergés  $D < 2h$  .

## 1.4 Conclusions

L'objectif de ce travail de thèse est d'analyser les processus physiques dominants dans un écoulement en présence d'obstacles émergés à très faiblement submergés.

Un écoulement jalonné de plusieurs obstacles sera gouverné par deux principaux phénomènes :

- la géométrie :
  - la dimension des obstacles  $\ell_i$  ;
  - le taux d'espacement  $SR_x$  ;
  - le taux de vide  $GR_y$  ;
  - les taux de blocage  $\varphi_i$  ;
- la combinaison des effets liés à la hauteur d'eau  $D$  et à la géométrie :
  - le taux d'immersion  $D/h$  ;
  - le rapport de forme  $Ar_y$

Ces deux phénomènes combinés et non-indépendants régissent l'écoulement.

Certains sont plus prépondérants que d'autres.

Pour des nombres de  $Re > 1000$  avec des taux de blocage  $\varphi_i > 10\%$  et un taux d'immersion  $D < 2h$ , la littérature ne prédit pas le comportement de l'écoulement.

Ce travail est à la jonction de deux grands champs de recherche en hydrodynamique :

- l'étude de la structure verticale de l'écoulement ;
- l'étude du sillage autour d'obstacles

La partie expérimentale apportera des éléments de réponse sur les phénomènes physiques d'un tel écoulement.



Partie I

Étude expérimentale



## Chapitre 2

# Matériels et protocole de mesures

Les expériences ont été réalisées au laboratoire d'hydraulique et d'hydro-morphologie (HHLAB) de l'Institut national de recherche en sciences et technologies pour l'environnement et l'agriculture (Irstea) à Lyon-Villeurbanne.

Il s'agit d'étudier des écoulements de crues extrêmes au travers d'une plaine d'inondation urbanisée. Celle-ci est modélisée dans le canal à l'échelle 1/100 : les maisons sont représentées par des prismes carrés fixés sur une pelouse artificielle modélisant un sol enherbé.

A échelle réelle, l'espacement entre les maisons  $L_i - \ell_i$  correspond à une voie à double sens avec une voie piétonne de chaque côté et la hauteur  $h$  de la maison correspond à une maison de plein pied d'environ 6 m de haut.

Dans ces expériences, selon le débit, les prismes sont émergés à faiblement submergés de sorte que les modèles traditionnels de rugosité de lit (cf. chapitre 1) ne sont pas applicables.

Quatre écoulements considérés uniformes dans le sens longitudinal (i.e hauteur d'eau moyenne  $D$  constante) sont étudiés :

- un écoulement avec maisons fortement émergées : un taux d'immersion  $D/h$  de 42%. Cela pourrait correspondre à des crues de période de retour de 5 à 20 ans ;
- un écoulement avec maisons faiblement émergées : 93% de la maison est immergée. Lorsqu'une crue de ce type survient, il est possible de se réfugier sur le toit de la maison. Ce sont des crues fortes, cela correspondrait par exemple à la crue de Paris en mars 2001 avec une hauteur d'eau de 5 à 6 m à la gare d'Austerlitz ;
- un écoulement affleurant le haut des maisons : 98% de la maison est immergée. Se réfugier sur le toit dans ce cas de crue devient difficile. Ce sont des crues majeures avec 6 à 7 m d'eau et cela correspondrait à des crues trentennales comme à Paris en juin 2016 avec plus de 6 m d'eau à la gare d'Austerlitz ;
- un écoulement avec maisons faiblement submergées : 148% de submersion, il y a 48% d'eau

au-dessus de la maison. Cela représente trois mètres d'eau au-dessus du toit. Cela pourrait correspondre à des crues centennales comme pour la célèbre crue de Paris en 1910 pendant laquelle la hauteur d'eau a dépassé les 8 m d'eau à la gare d'Austerlitz ou encore à des hauteurs d'eau obtenues lors de rupture de digue par exemple lors de la tempête Xynthia de 2010.

L'objectif de ces expériences en lit simple est de mettre en évidence :

- les phénomènes physiques particuliers des écoulements avec obstacles émergés et faiblement submergés ;
- la transition verticale entre l'émergence et la faible submergence.

Pour étudier ces phénomènes, des mesures de hauteur d'eau et de vitesse sont réalisées. L'installation expérimentale est décrite dans la section 2.1, les instruments de mesure dans la section 2.2 et le protocole expérimental utilisé dans la section 2.3.

#### Plan du chapitre :

- 2.1 Installation expérimentale
  - 2.1.1 Canal
  - 2.1.2 Alimentation en eau
  - 2.1.3 Détermination du débit pour une hauteur d'eau donnée
- 2.2 Instruments de mesure
  - 2.2.1 Mesure de la hauteur d'eau
  - 2.2.2 Vélocimétrie acoustique doppler (ADV)
  - 2.2.3 Vélocimétrie par image de particule (PIV)
  - 2.2.4 Vélocimétrie par image de particule grand champ (LSPIV)
  - 2.2.5 Particules
- 2.3 Protocole de mesure
  - 2.3.1 Mesure de la hauteur moyenne des maisons
  - 2.3.2 Protocole de mesure de la vitesse
  - 2.3.3 Positions des plans de mesures ADV et PIV

## 2.1 Installation expérimentale

### 2.1.1 Canal

Un canal à section rectangulaire mesurant 1 m de large, 0,020 m de haut et 18 m de long est utilisé. La longueur utile des expériences est de 17,25 m (cf. figures 2.1 et 2.2).

On place le canal dans un repère cartésien orthonormé direct. L'axe  $Ox$  représente la direction longitudinale parallèle au fond du canal, l'axe latéral  $Oy$  est défini perpendiculaire au sens de l'écoulement (cf. figure 2.1) et l'axe vertical  $Oz$  représente la direction verticale qui est normale au fond du canal. L'origine de l'axe  $Ox$  est définie au commencement des 17,25 m utiles du canal, l'origine de l'axe  $Oy$  est fixé en bas à gauche du canal de telle sorte que le repère soit direct (cf. figures 2.1 et 2.2). L'origine  $z_0$  de la direction verticale de l'axe  $Oz$  est définie au niveau du haut de la pelouse (cf. figure 2.2).

Cette définition des axes  $Ox$ ,  $Oy$  et  $Oz$  est valable pour tout le document.

A noter que la paroi latérale positionnée à l'ordonnée  $y$  égale à 0 est constituée de verre, alors que la paroi positionnée à l'ordonnée  $y$  égale à 1 est en plexiglas (cf. figure 2.4).

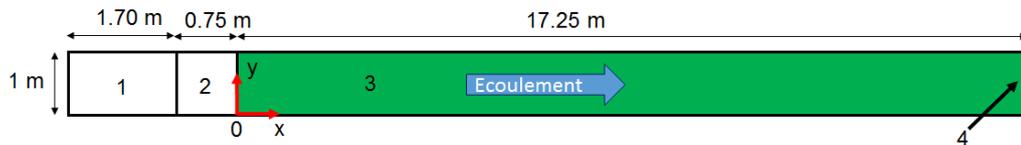


Figure 2.1: Schéma du canal en vue du dessus

- 1 : bassin de tranquillisation, 2 : rampe d'acheminement de l'eau
- 3 : canal, 4 : seuil réglable

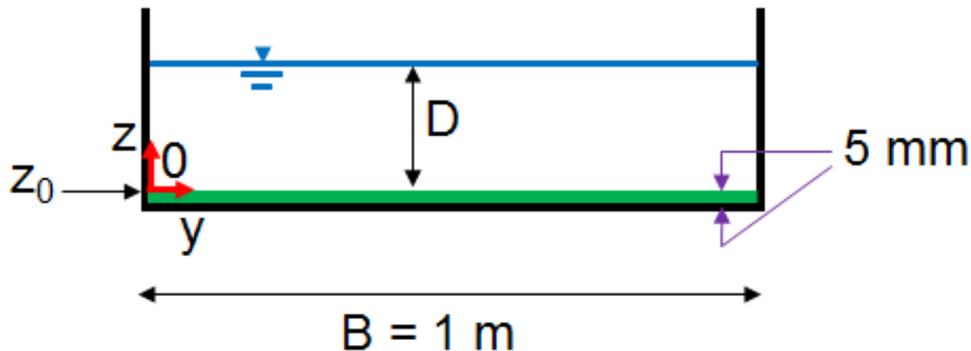


Figure 2.2: Schéma de la section en travers vue de l'aval. La hauteur de la pelouse artificielle recouvrant le fond du canal est de 5 mm.  $B$  est la largeur du canal et  $D$  la hauteur d'eau

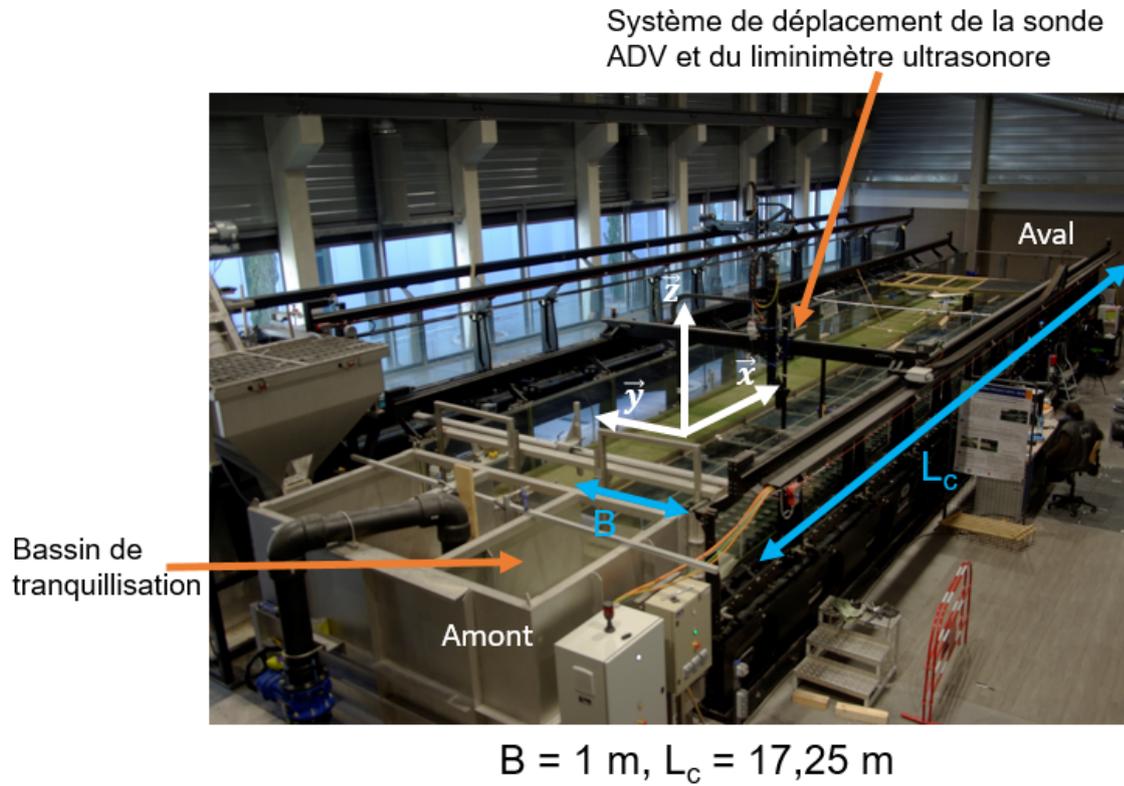


Figure 2.3: Photo du canal : vue depuis l'amont (UR Riverly Irstea Lyon-Villeurbanne)

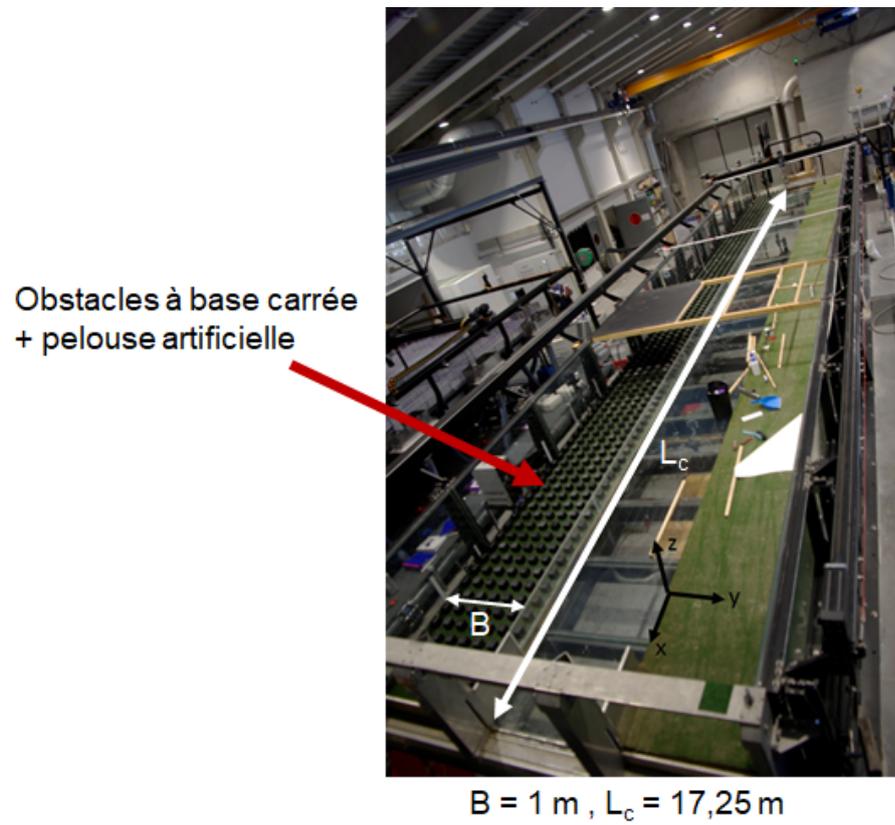


Figure 2.4: Photo du canal : vu depuis l'aval (UR Riverly Irstea Lyon-Villeurbanne)

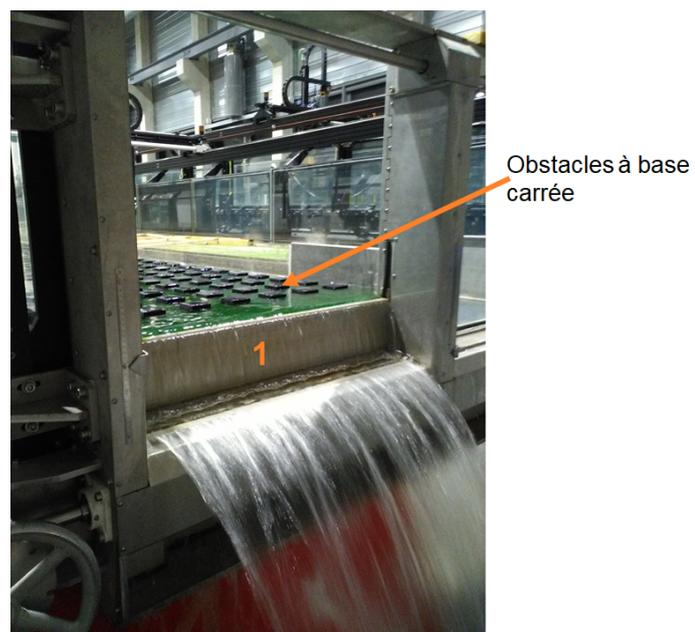


Figure 2.5: Aval du canal, 1 représente le seuil vertical réglable. Écoulement à  $D/h = 0,98$

### 2.1.2 Alimentation en eau

Le canal est alimenté en eau à partir d'un réservoir souterrain, ou bache, d'une capacité de  $130 \text{ m}^3$  (cf. figure 2.6). De l'eau osmosée est utilisée afin d'éviter les dépôts de calcaire sur les parois du canal. Cette eau est une eau de forage provenant de la nappe phréatique qui est d'abord adoucie par un échange d'ions puis osmosée sur des membranes par osmose inverse. Cette eau étant trop peu minéralisée, elle est mélangée avec de l'eau adoucie pour atteindre une conductivité de l'ordre de  $20 \mu\text{S}.\text{cm}^{-1}$  nécessaire au bon fonctionnement des débitmètres électromagnétiques.

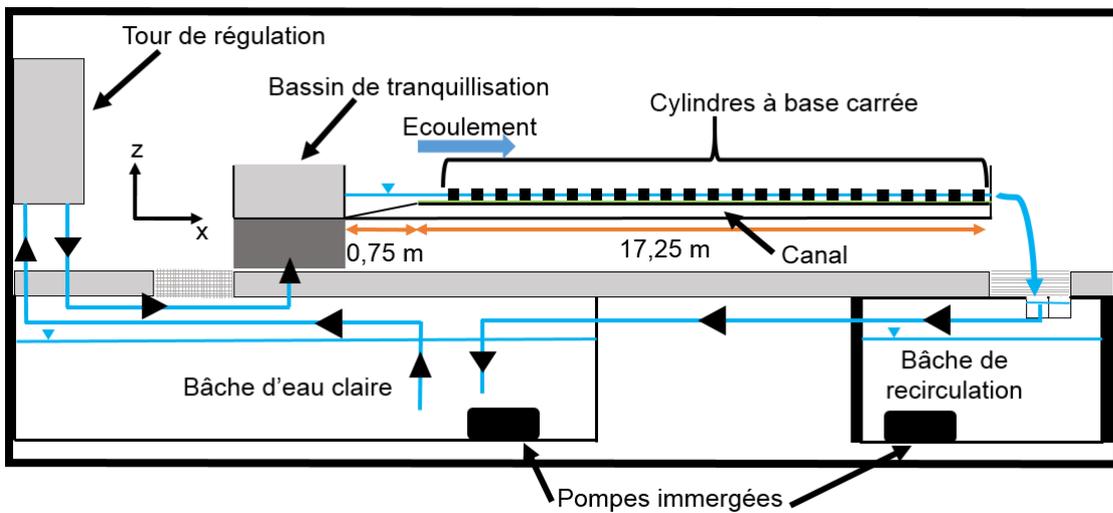


Figure 2.6: Schéma en vue de côté de l'alimentation en eau du canal, ce schéma n'est pas à l'échelle

L'eau circule en circuit fermé (cf. figure 2.6). Elle est acheminée par des pompes depuis la bache d'eau claire située en sous-sol jusqu'à une tour de régulation située au rez de chaussée. Depuis cette tour, l'eau s'écoule par gravité dans un bassin de tranquillisation d'une longueur de 1,70 m (cf. figure 2.1 (1)). Cette installation assure une alimentation à pression et débit constants dans le bassin de tranquillisation. A la sortie de ce bassin, l'eau parcourt une rampe à pente constante de 15% de 0,75 m de long (cf. figure 2.1 (2)). A l'extrémité amont de la pente ( $x = 0$ , cf. figure 2.1(1)), l'eau s'écoule sur le fond rugueux (pelouse artificielle) jusqu'au seuil en aval (cf. figure 2.1 (4)). A la sortie du canal, l'eau via un canal de retour situé en sous-sol est renvoyée dans la bache d'eau claire.

La température de l'air ambiant dans le laboratoire est maintenue par un thermostat entre  $19^\circ\text{C}$  et  $23^\circ\text{C}$ .

### 2.1.3 Détermination du débit pour une hauteur d'eau donnée

Le débit d'entrée est contrôlé par une soupape de régulation (Samson 3310 avec servomoteur PSQ) puis mesuré à l'aide d'un débitmètre électromagnétique (Krohne Waterflux 3000 IFC100).

L'incertitude de mesure du débit est égale à 0,3% de la gamme maximale paramétrée soit ici  $\pm 0,16 \text{ L.s}^{-1}$ , calculée avec les données constructeurs pour un débit maximal de  $50 \text{ L.s}^{-1}$ .

Dans ces travaux de thèse, des hauteurs d'eau précises sont imposées par le projet FlowRes. Cependant, aucune courbe de tarage n'est disponible. Les valeurs de débit  $Q$ , correspondant aux hauteurs d'eau imposées, sont donc des inconnues.

Pour les trois écoulements avec maisons émergées, on s'est appuyé sur les travaux de (Guillén-Ludeña et al., 2018) qui a effectué des expériences avec la même configuration de prismes émergés posés sur la même rugosité de fond. (Guillén-Ludeña et al., 2018) ont mesuré la force appliquée à un obstacle de section carrée. Le débit par unité de largeur  $q$  s'écrit :

$$q = \frac{Q}{B} = D\sqrt{DS_0} \sqrt{\frac{2g(1 - \frac{\ell^2}{L^2})}{C_d\lambda_{f_{emg}} + C_b(1 - \frac{\ell^2}{L^2})}} \quad (2.1)$$

avec  $B$  la largeur du canal [m],  $D$  la hauteur d'eau [m],  $S_0$  la pente du canal [-],  $g$  l'accélération de la pesanteur [ $\text{m.s}^{-2}$ ],  $\ell$  le côté du prisme à section carré [m],  $L$  la distance centre à centre de deux obstacles [m],  $C_d$  le coefficient de traînée [-],  $\lambda_{f_{emg}}$  la densité frontale par unité de surface pour un écoulement émergé [-],  $C_b$  le coefficient de frottement au fond [-].

Pour des obstacles émergés, (Guillén-Ludeña et al., 2018) ont trouvé :

- lorsque  $\lambda_{f_{emg}} > 0,02$  alors  $C_d\lambda_{f_{emg}} \gg C_b \left(1 - \frac{\ell^2}{L^2}\right)$ ,
- une approximation de  $C_d\lambda_{f_{emg}}$  et  $C_b \left(1 - \frac{\ell^2}{L^2}\right)$ :

$$C_d\lambda_{f_{emg}} = 0,4391\lambda_{f_{emg}}^2 + 1,367\lambda_{f_{emg}} \quad (2.2)$$

$$C_b \left(1 - \frac{\ell^2}{L^2}\right) = \frac{f_D}{4} \left(1 - \frac{\ell^2}{L^2}\right) \quad (2.3)$$

$$\lambda_{f_{emg}} = \frac{\ell D}{L_x L_y} \quad (2.4)$$

avec  $f_D$ , le coefficient de Darcy-Weissbach égal à :

$$f_D = \frac{8gR_H S_0}{U_Q^2} \quad (2.5)$$

avec  $R_H$  le rayon hydraulique [m].

Pour les obstacles émergés et pour une hauteur d'eau fixée, l'étude de (Guillén-Ludeña et al., 2018) a été utilisée afin d'obtenir une approximation du débit. Les débits trouvés sont proches de ceux obtenus avec la formule de (Guillén-Ludeña et al., 2018), cependant, le débit a été ajusté expérimentalement.

Pour des obstacles submergés, et pour une hauteur d'eau fixée, le débit a été trouvé par itérations successives du couple débit-hauteur du seuil aval.

Le détail des caractéristiques hydrauliques des expériences réalisées dans ces travaux de thèse sont présentés à la section 3.1.

### 2.1.3.1 Fond rugueux et modèles de maison

Le fond du canal est recouvert d'une pelouse artificielle collée sur des plaques de polychlorure de vinyle (PVC) expansé d'une épaisseur de 0,01 m, elles-mêmes collées sur le fond en verre du canal. La hauteur moyenne des poils en plastique de la pelouse artificielle est de  $5.10^{-3}$  m, avec un affaissement estimé à  $2.10^{-4}$  m durant la campagne de mesure. La pelouse comprend 91350 points au mètre carré (cf. ref. 80127292 Leroy Merlin). Cette valeur permet d'estimer que la pelouse est distribuée densément (Dupuis, 2016). C'est pourquoi, ici, la vitesse de l'écoulement à l'intérieur de la pelouse est supposée négligeable. En effet, à l'échelle réelle, cela correspond à une prairie dense de 0,50 m de haut.

Sur les plaques de PVC expansé recouvertes de pelouse artificielle, des cubes de largeur  $\ell$  égale à 0,064 m de côté, en polyéthylène haute densité (PE-HD) sont vissés et répartis uniformément suivant une distribution alignée, *square distribution*, (cf. figure 2.7).

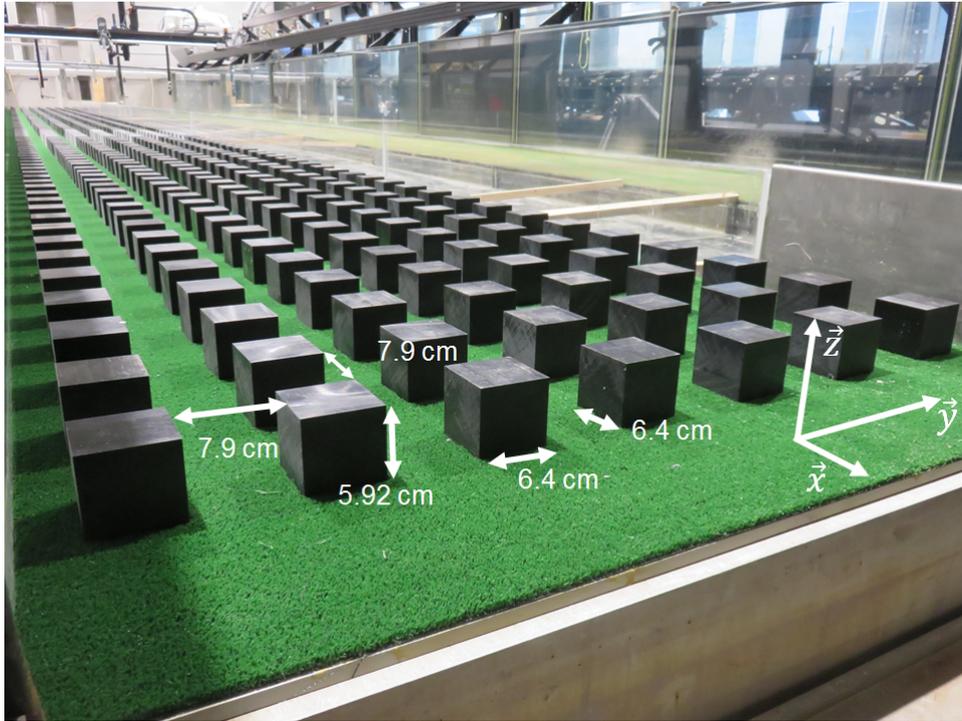


Figure 2.7: Vue de l'aval du canal, modèle de maison en disposition alignée

La largeur du canal contient  $n = 7$  maisons. La configuration est constituée de 119 rangées de 7 maisons (cf. figure 2.7), soit 833 maisons sur la surface totale du canal. Deux maisons adjacentes sont espacées d'une distance centre à centre de  $L_i$  de 0,0143 m dans les deux directions de l'espace, ce qui correspond à un espacement inter-maison de  $L_i - \ell_i = 0,079$  m dans les deux directions de l'espace, (cf. figures 2.8 et 2.9). La première rangée de maisons commence à la position  $x = 0,17$  m et la dernière rangée à  $x = 17,1$  m.

Chaque rangée latérale et longitudinale de maisons occupent respectivement  $\varphi_y = 45\%$  de la largeur du canal et  $\varphi_x = 44\%$  de la longueur du canal. L'occupation au sol des maisons représente 20% de la surface totale du canal.

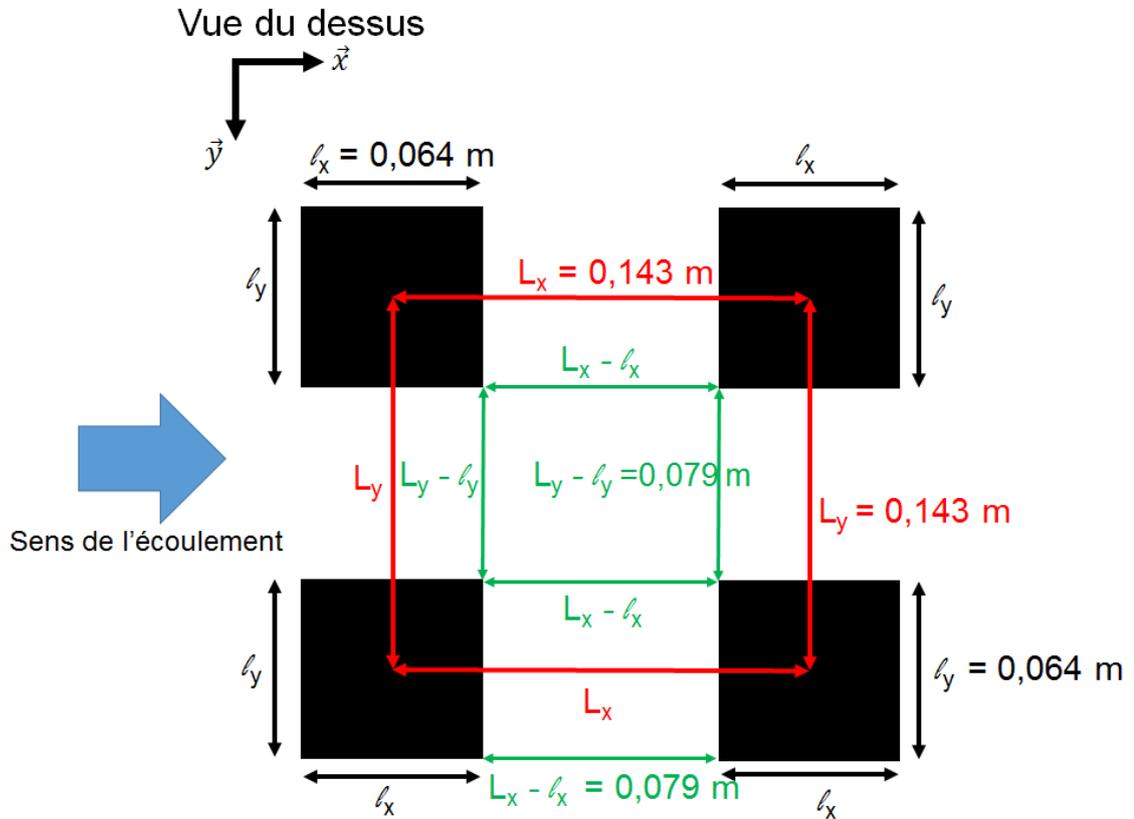


Figure 2.8: Vue du dessus des dimensions et espacement des maisons :  $L_x = L_x = 0,143 \text{ m}$ ,  $l_x = l_y = 0,064 \text{ m}$  et  $L_x - l_x = L_y - l_y = 0,079 \text{ m}$

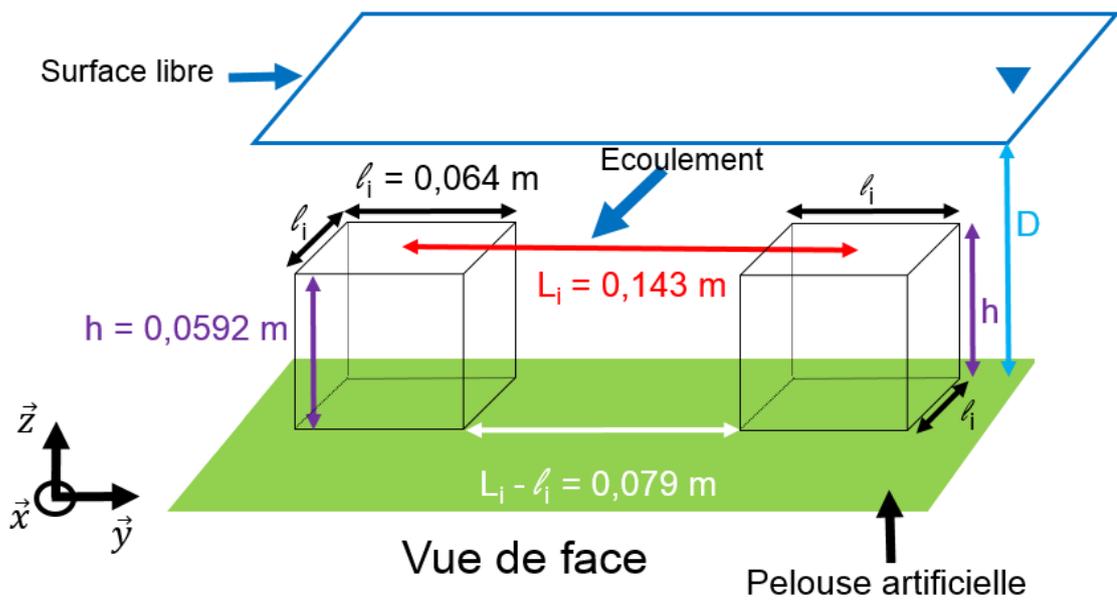


Figure 2.9: Vue de face des dimensions et espacement des maisons :  $L_i = 0,143 \text{ m}$ ,  $h = 0,0592 \text{ m}$ ,  $l_i = 0,064 \text{ m}$  avec  $D$  la hauteur d'eau

Comme le montre la figure 2.10, l'alignement des maisons n'est pas exact. On estime un décalage maximum de 0,005 m dans les sens latéral et longitudinal, représentant 8% de la largeur d'un prisme à base rectangle ( $\ell_y = 0,064$  m).

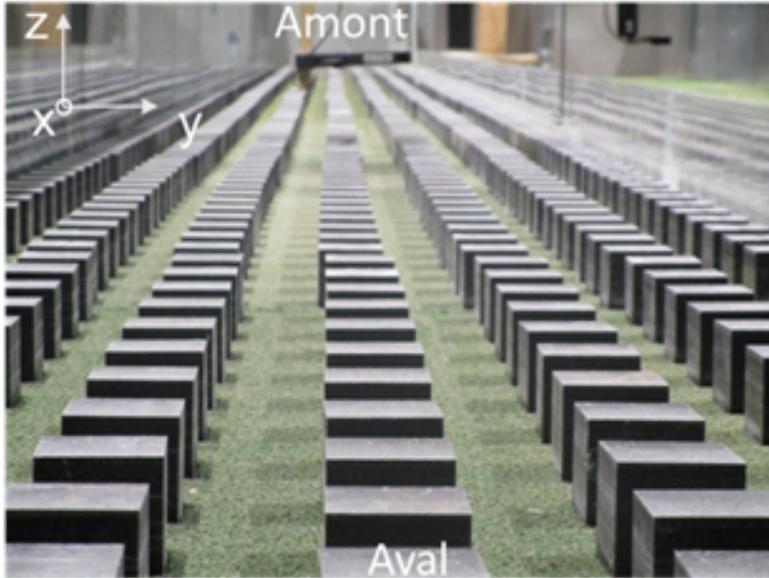


Figure 2.10: Alignement des maisons dans le canal (vue de l'aval)

Les maisons sont alignées selon les axes  $Ox$  et  $Oy$ , l'espace entre deux rangées longitudinales est une zone d'écoulement plus rapide que nous appellerons "veine rapide".

Dans la suite, la position latérale  $y$  est adimensionnée par la distance  $L/2$  (cf. figures , 2.12), de telle sorte que, le milieu des veines rapides est défini par une position latérale  $y/(L/2)$  paire et le centre des maisons par une position latérale  $y/(L/2)$  impaire.

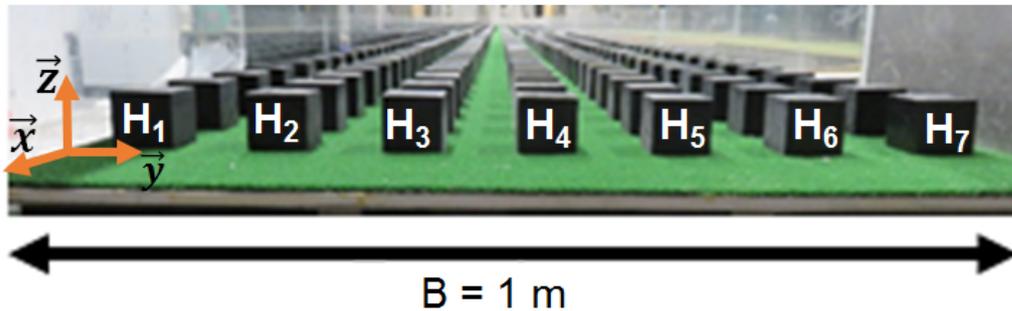


Figure 2.11: Modèle de maison vue de l'aval : numérotation dans une rangée transverse

## 2.2 Instruments de mesures

Le canal dispose d'un système de déplacement motorisé, Siemens S7-1200, d'une précision de 0,0001 mm dans les trois directions de l'espace. Sur ce système sont fixés deux instruments

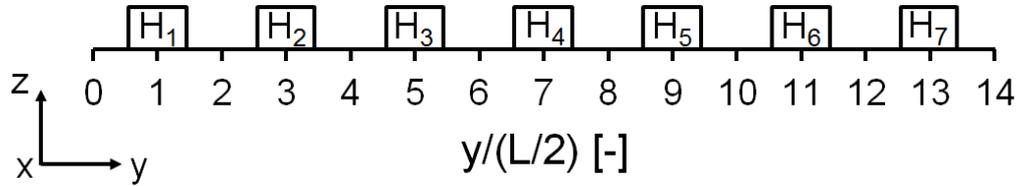


Figure 2.12: Numérotation et position transversale adimensionnelle  $y/(L/2)$  des 7 maisons dans la largeur du canal

de mesure acoustique : un liminimètre ultrasonore à temps de transit et une sonde de vitesse acoustique doppler (Acoustic Doppler Velocimeter) dont la tête est orientée latéralement, *side looking*, parallèle à l'axe  $Oy$  soit avec une émission ultrasonore perpendiculaire à l'écoulement (cf. figure 2.13).

Des mesures de vitesse ont également été effectuées avec un système laser PIV (Particule Image Velocimeter).

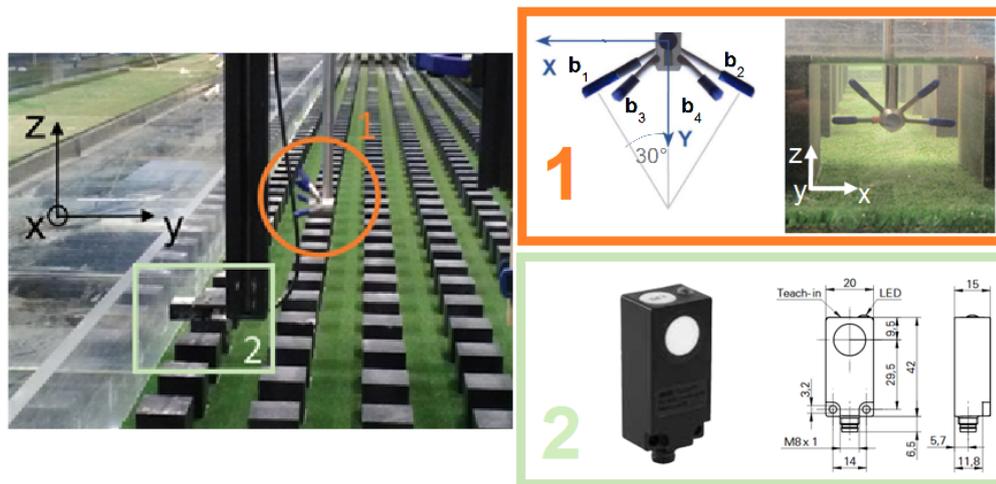


Figure 2.13: 1 : Sonde de vélocimétrie acoustique Doppler ADV ([www.nortekgroup.com](http://www.nortekgroup.com)), 2 : Liminimètre ultrasonore ([www.baumer.com](http://www.baumer.com))

### 2.2.1 Mesure de la hauteur d'eau

Le liminimètre ultrasonore à temps de transit (cf. figure 2.131) mesure le tirant d'air, entre l'émetteur et la surface libre ou le fond du canal sans eau. Il mesure donc indirectement la hauteur d'eau. Ce liminimètre est un Baumer UNDK 20I6903/S35A, dont la résolution est inférieure à 0,0003 m et la reproductibilité inférieure à 0,0005 m d'après le constructeur. Selon la loi de Student, l'incertitude de mesure est la valeur précisant la dispersion des valeurs étant attribuées à la grandeur mesurée. Elle peut se définir comme :

$$\sqrt{\frac{1}{e-1} \sum_{i=1}^e (X_i - \bar{X})^2} \quad (2.6)$$

avec  $e$  le nombre de paramètre et  $X$  une variable. En réalisant l'application numérique de l'équation 2.6, on obtient :

$$\sqrt{0,5^2 + 0,3^2 + 0,1^4} = 0,58 \text{ mm} \quad (2.7)$$

La fréquence d'acquisition utilisée est de 50 Hz pendant une durée d'acquisition donnée.

### 2.2.2 Vélométrie acoustique doppler (ADV)

La sonde acoustique ADV mesure les trois composantes de la vitesse instantanée dans un volume de mesure cylindrique (cf. figure 2.13(2)). Le volume de mesure utilisé est un cylindre de 6 mm de diamètre et de 7 mm de long (cf. figure 2.14). La fréquence d'acquisition choisie est de 100 Hz pendant une durée d'acquisition donnée. L'incertitude de mesure est de  $\pm 0,5\%$  de la valeur mesurée  $\pm 1 \text{ mm.s}^{-1}$  (données constructeur). Le centre de ce volume de mesure se situe à 5 cm de l'émetteur de la sonde. La vitesse est mesurée grâce aux particules présentes dans l'écoulement et traversant ce volume de mesure. Les vitesses sont post-traitées avec le logiciel WinADV qui utilise le filtre de *de-spiking* de (Goring and Nikora, 2002) limitant les erreurs.

L'évaluation de l'incertitude de mesure est très compliquée. En effet, il faut pouvoir lister toutes les sources d'erreur (agence de l'eau RM, 2016). Les sources principales d'erreurs sont (Muste et al., 2012): l'inclinaison possible du volume de mesure, sa position, la variation de température liée au calcul de la célérité des ondes dans l'eau et l'incertitude de mesure constructeur. On estime à  $\pm 5\%$  l'incertitude de mesure liée à la sonde ADV (Peltier et al., 2013).

Pour tous les écoulements étudiés, les volumes de mesures sont indépendants, le pas d'espace vertical est  $\Delta z = 6 \text{ mm}$ . On a respectivement 4, 8, 9 et 14 mesures sur la verticale pour les écoulements à  $D/h = 0,42; 0,93; 0,98$  et  $1,48$ .

Lors des expériences, la tête de la sonde ADV est orientée soit vers la paroi de plexiglas soit vers la paroi de verre. Il est indispensable de s'assurer que la sonde est orthogonale aux plans de l'espace. La verticalité de la sonde est obtenue grâce à un fil à plomb. L'axe  $Oz$  perpendiculaire au fond du canal est donc confondu avec la verticale. L'alignement de la sonde ADV avec l'axe transverse n'étant jamais exact (Peltier et al., 2013), un premier test consiste à placer le volume de mesure à proximité de la paroi et à tourner la sonde selon l'axe  $Oz$  de telle sorte à annuler la composante de vitesse moyenne transversale  $V$ . Dans un second temps, un post-traitement des mesures de vitesses est réalisé. Elles sont obtenues en faisant l'hypothèse suivante : la moyenne verticale de la composante transverse de la vitesse moyenne  $V$  est nulle à la paroi. On en déduit un angle de rotation  $\theta_z$  qui assure que la vitesse transversale moyennée sur la hauteur d'eau est nulle (cf. figure 2.15).

Cet angle de rotation  $\theta_z$  est appliqué à toutes les valeurs de vitesse moyenne latérale et longitudinale des graphes de ce document en fonction de la position longitudinale  $x$ , car cet angle dépend aussi de la verticalité de la paroi. Le tableau 2.1 récapitule la variation de l'angle  $\theta_z$  en fonction de la position  $x$  utilisée dans ce document. La position longitudinale  $x = 12 \text{ m}$  possède 3 angles différents car la sonde a été démontée à deux reprises.

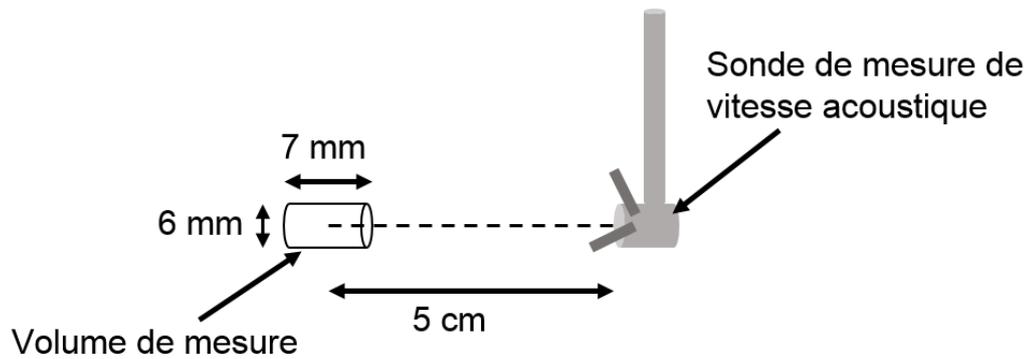
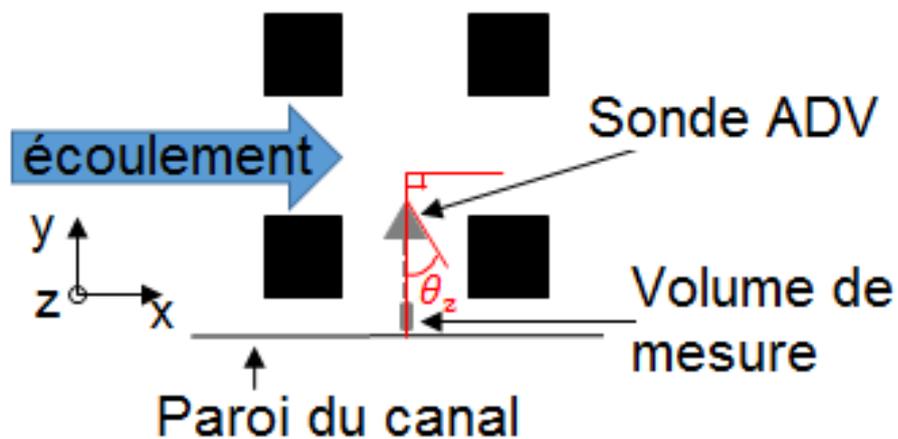


Figure 2.14: Schéma du volume de mesure de la sonde ADV

Figure 2.15: Angle de rotation selon l'axe  $Oz$ ,  $\theta_z$  de la sonde ADV dans le plan  $(Ox, Oy)$  qui annule la vitesse transversale moyennée sur la hauteur d'eau

Position $x$ [m]	Angle $\theta_z$ [°C]
4	0,073
8	-0,078
12	-0,627;0,230;-0,220
15	-0,715

Tableau 2.1: Récapitulatif des angles de rotation  $\theta_z$  de la sonde ADV en fonction de la position longitudinal  $x$

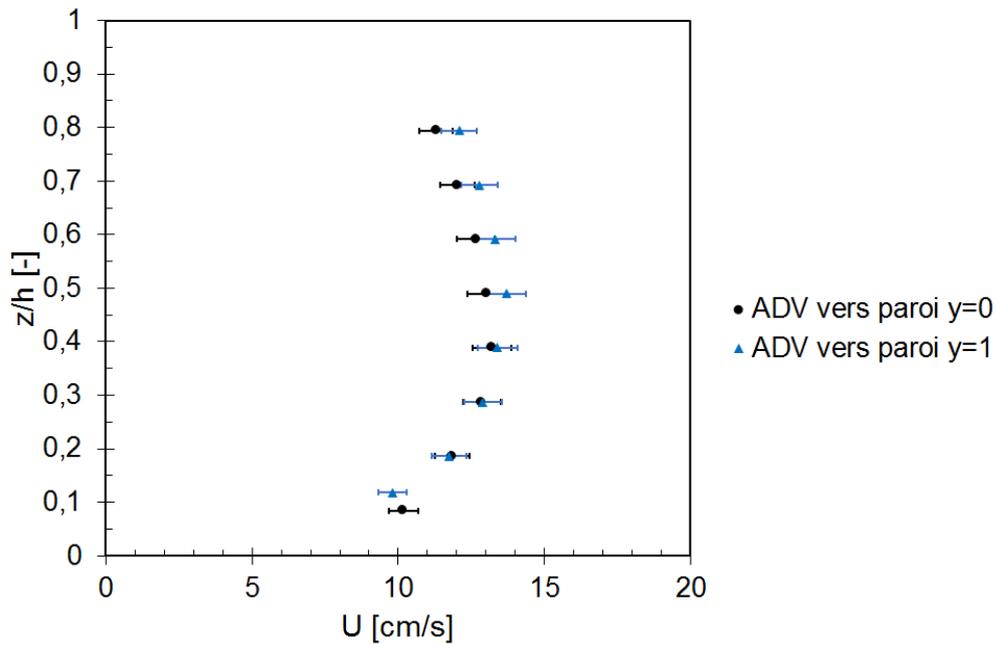


Figure 2.16: Profil vertical de la vitesse longitudinale moyenne  $U$  au même point de coordonnée  $(x,y)$ , au centre de la veine 6, avec la sonde ADV orientée dans 2 directions différentes : vers la paroi de verre positionnée à  $y=0$  et vers la paroi de plexiglas positionnée à  $y=1$ ; après la prise en compte de l'angle d'alignement de la sonde (cf. tableau 2.1)

La figure 2.16 montre qu'avec une correction d'angle de rotation  $\theta_z$  différente (cf. tableau 2.1) et inférieur à  $1^\circ$  (Peltier et al., 2013), il est possible au même point d'obtenir à l'incertitude de mesure près le même profil de vitesse quel que soit la direction de la sonde (vers  $y = 1$  ou  $y = 0$ ).

### 2.2.3 Vélocimétrie par image de particule (PIV)

Les mesures ADV précédentes ayant été réalisées uniquement dans des plans transversaux ( $Oy, Oz$ ), elles ont été complétées par des mesures PIV (vélocimétrie par image de particule) dans des plans longitudinaux ( $Ox, Oz$ ) (cf. figure 2.17). De plus, ce système de mesure est non intrusif, contrairement à la vélocimétrie ADV. Le matériel de mesure optique utilisé est un système de mesure

de vitesse par image de particules (PIV 2D-2C) permettant la mesure de deux composantes de la vitesse (2C) dans le plan 2D choisi ici ( $Ox, Oz$ ). Ce matériel mesure un champ vitesse dans toute la colonne d'eau y compris à la surface libre. Ce système PIV est composé de plusieurs éléments (cf. figures 2.18 et 2.19) : un laser, un générateur de nappe laser, un bras laser, une caméra munie d'un objectif de 50 mm et un système qui synchronise le laser et la caméra reliée à un ordinateur.

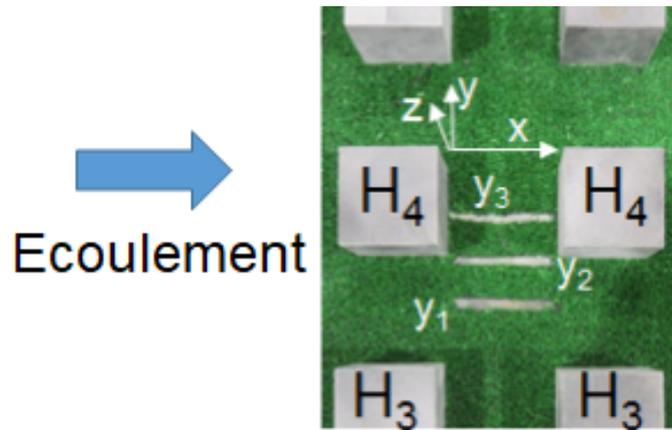


Figure 2.17: Positions latérales  $y_1$ ,  $y_2$  et  $y_3$  des fentes laissant le passage à la nappe laser

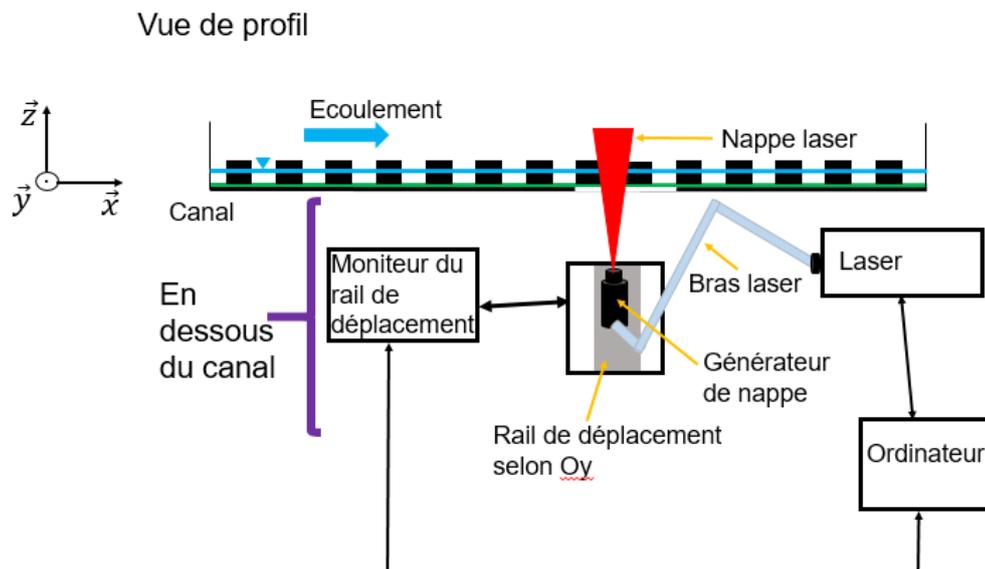


Figure 2.18: Schéma du système PIV : vue de profil

## Vue du dessus

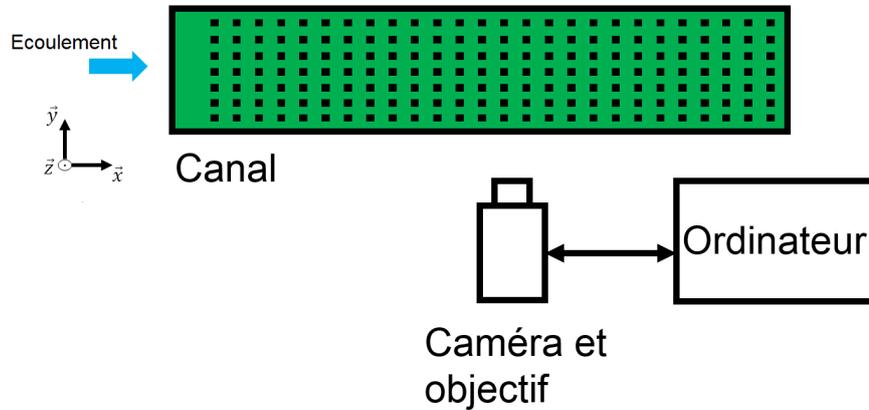


Figure 2.19: Schéma du système PIV : vue de dessus

Le laser utilisé est un laser de classe 4, YAG double cavités (i.e doublement pulsés), modèle NANO L200 – 15, avec une énergie de 200 mJ pour une longueur d’onde de 532 nm. Il peut être utilisé pour des fréquences allant de 0 à 15 Hz. Le générateur de nappe laser (lentille cylindrique) éclate le faisceau laser. Il est positionné sous le canal. Pour que le faisceau traverse la pelouse, la pelouse a été découpée à la position longitudinale  $x = 12$  m et à trois positions latérales  $y$  différentes (cf. figure 2.17) :  $y_1$  est positionnée au milieu de la veine rapide entre la maison  $H_3$  et la maison  $H_4$ ,  $y_2$  est positionnée au niveau de l’arête de la maison  $H_4$  et  $y_3$  est positionnée au milieu de la maison  $H_4$ .

Le laser émet deux pulses consécutifs séparés par un intervalle de temps  $\Delta t$ . Les particules réfléchissent la lumière lorsqu’elles traversent la nappe laser. L’image des particules est enregistrée par la caméra. Les vitesses instantanées longitudinale  $u$  et verticale  $w$  se calculent grâce au déplacement des particules durant l’intervalle de temps ( $\Delta t$  :  $u = \frac{\Delta x}{\Delta t}$  et  $w = \frac{\Delta z}{\Delta t}$ ). Cet intervalle de temps est défini en fonction du déplacement des particules dans l’espace image. La vitesse est correctement estimée lorsque les particules se déplacent de 5 à 7 pixels dans tout le champ considéré. Mille doublets d’images ont été enregistrés avec une fréquence et un intervalle de temps donnés.

Les champs de vitesse PIV sont mesurés à l’aide d’une fréquence d’acquisition laser. Cette fréquence est choisie à l’aide d’une fonction d’auto-corrélation basée sur les mesures ADV réalisées au préalable. Cette fonction évalue la cohérence de l’écoulement afin que les tourbillons qui traversent le champ de mesure correspondent à un échantillon indépendant avec un nombre de passage de la structure suffisant. Ces fréquences basses sont récapitulées dans le tableau 2.2.

La caméra utilisée est une caméra rapide Imager SX, avec objectif Canon motorisé de 50 mm. Elle est positionnée à 47 cm de la paroi extérieure en verre du canal (cf. figure 2.20). Le plan de l’objectif doit être positionné parallèlement à la paroi du canal. Afin d’éviter des angles de rotation générateur d’erreurs dans le calcul de la vitesse, il faut calibrer la caméra à l’aide d’une mire de calibration. La calibration consiste à établir un lien entre espace image et espace réel. La distance de la caméra au canal, ainsi que son objectif ne permettent d’obtenir que des champs moyens de vitesses. Pour calculer des champs de fluctuations de vitesse, un objectif de 100 mm aurait été

nécessaire. La caméra est positionnée un peu plus bas que le fond du canal, c'est-à-dire que la zone de mesure est observée par en dessous, afin d'éviter les réflexions laser au niveau de la surface libre. Cet angle de la caméra est pris en compte lors de la calibration. Les mesures de vitesses sont traitées avec le logiciel DAVIS fourni par la société LaVision.

Ce matériel est potentiellement dangereux si il n'est pas manipulé avec précaution : port de lunette de protection adaptée au laser obligatoire et tests réalisés à basse puissance d'abord avec lumière allumée puis dans le noir pour éviter tous risques d'accident.

$D/h$ [%]	Fréquences [Hz]		
	$y_1$ Veine rapide $H_3 - H_4$	$y_2$ Arête $H_4$	$y_3$ Milieu maison $H_4$
42	4	3	3,5
93	5	3	3,5
98	5	3	3,5
148	2,5	3	4

$D/h$ [%]	Temps entre deux doublets d'images [ $\mu$ s]		
	$y_1$ Veine rapide $H_3 - H_4$	$y_2$ Arête $H_4$	$y_3$ Milieu maison $H_4$
42	4000	8000	-
93	1000	20000	16500
98	1000	8000	16500
148	1000	6000	9000

Tableau 2.2: Récapitulatif de la fréquence utilisée pour la mesure de vitesse PIV en fonction de la position latérale  $y$  pour chaque écoulement



Figure 2.20: Photo du dispositif de prise de vue : le cadre rouge délimite le champ visuel de la caméra au travers de la paroi

### 2.2.4 Vélométrie par image de particule grand champ (LSPIV)

Une autre technique de mesure de la vitesse est utilisée : la mesure de vitesse par image grand champ ou Large Scale Particule Image Velocimetry (LSPIV). Cette méthode, comme la PIV, est non intrusive et mesure le champ 2D de vitesse à la surface d'un écoulement. Cette technique est dérivée de la PIV. Il faut, tout d'abord enregistrer des images horodatées à la surface de l'écoulement, puis effectuer une ortho-rectification c'est-à-dire corriger ces images des effets de perspectives et les mettre à l'échelle. Enfin, comme pour la PIV, le déplacement des particules ou du traceur de l'écoulement en surface est calculé. Cela signifie qu'un motif est repéré dans une zone d'interrogation et sur l'image suivante, on essaye de repérer le même motif. Un déplacement de pixel en pixel et un calcul de corrélation sont effectués donnant ainsi la position de la meilleure corrélation obtenue grâce au déplacement le plus probable. Connaissant l'intervalle de temps entre deux images et la résolution (m/pix), la vitesse de surface est calculée. Il est aussi possible de calculer le débit en connaissant la bathymétrie à l'endroit filmé (Hauet, 2006; Le Coz et al., 2014). Les images sont traitées avec le logiciel Fudaa-LSPIV (Le Coz et al., 2014).

### 2.2.5 Particules

Les trois techniques de vélocimétrie (ADV, PIV et LSPIV) nécessitent un ensemencement de l'écoulement en particules. Les particules employées sont de quatre types :

- de la poudre polyamide de 50  $\mu\text{m}$  de diamètre médian, Evonik Vestosint 1164 white, pour la majorité des mesures de vitesse ADV. La vitesse de chute de la particule est égale à  $81,7 * 10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$ . La force de traînée de la particule  $F_d$  ( $F_d = 2,82.10^{-8} \text{ N}$ ) est supérieure à son poids  $P$  ( $P = 3,85.10^{-11} \text{ N}$ ). Donc, d'après la loi de Stokes (Stokes, 1851), la vitesse de chute de la particule est négligeable ;
- des particules de verre creuses (Hologlass sphere) de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre, utilisées pour les mesures PIV. Ici aussi, d'après la loi de Stokes (Stokes, 1851), la vitesse de chute de la particule est négligeable ;
- un mélange des deux particules précédentes pour des mesures complémentaires ADV ;
- de la sciure de bois qui aide à visualiser la vitesse de l'écoulement à la surface libre sur un film exploité à l'aide de la LSPIV.

A l'exception de la sciure de bois, les particules sont mélangées à de l'eau osmosée à l'aide d'un agitateur, puis injectées via un tuyau souple dans le canal à l'aide d'une pompe péristaltique (cf. figures 2.21 et 2.22). L'extrémité du tuyau se situe à environ 1,5 m en amont de la zone de mesure, et à proximité de la surface libre, afin d'éviter les perturbations de cette dernière. La distance de 1,5 m entre l'ensemencement et le point de mesure en amont est le résultat de tests préliminaires. Elle représente 10 rangées de maisons, et permet une concentration homogène en particules (prélèvements en aval du canal) dans l'écoulement au niveau du point de mesure. Le tuyau est déplacé manuellement au fur et à mesure du déplacement de la sonde ADV.

L'injection de permanganate de potassium dans l'écoulement a également permis de visualiser le transfert de fluide entre rangées transverses de maisons. Ces transferts s'effectuent entre 2 à 3 rangées de maisons contiguës.

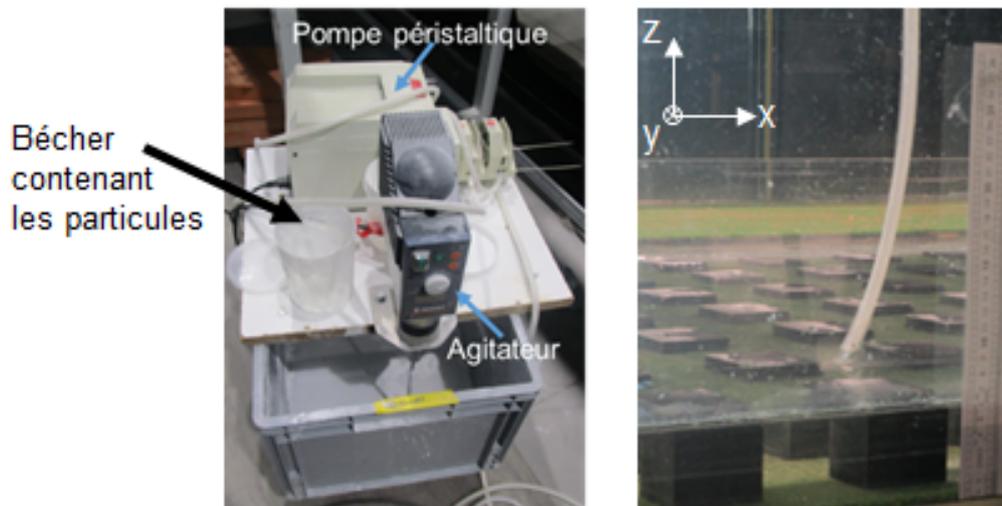


Figure 2.21: A gauche : photo de la pompe péristaltique et de l'agitateur, à droite : tuyau acheminant les particules proche de la surface libre

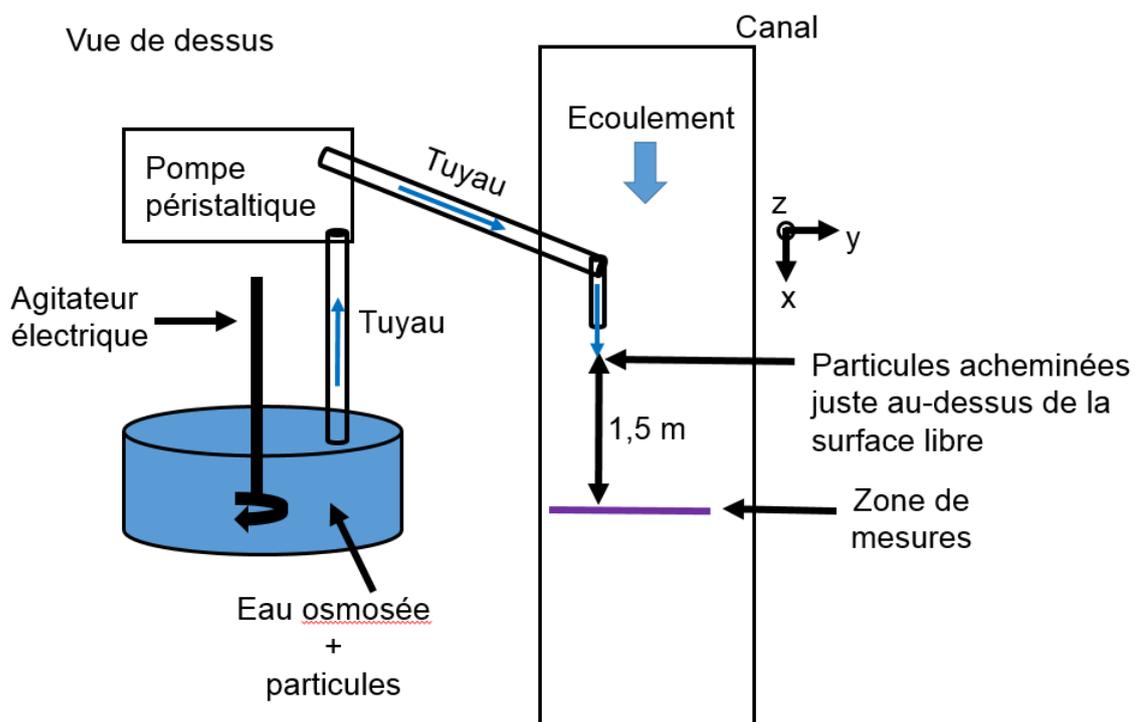


Figure 2.22: Schéma du dispositif de la figure 2.21

## 2.3 Protocole de mesure

### 2.3.1 Mesure de la hauteur moyenne des maisons

Lorsque les prismes sont vissés aux plaques de PVC, ils s'enfoncent en partie dans la prairie. En considérant que l'écoulement au sein de la pelouse artificielle est négligeable, la hauteur du prisme à considérer (i.e. celle vue par l'écoulement) doit donc tenir compte de cet enfoncement. Pour ce faire, des mesures ont été réalisées à 6 positions  $y$  différentes pour 230 positions  $x$ , soit 1380 positions. Les 115 premières positions  $x$  correspondent aux 115 premières rangées de maisons sur les 119 rangées au total car 4 rangées ne sont pas atteignables par l'appareil de mesure. Les 115 autres positions correspondent aux rangées sans maison afin de mesurer la hauteur de la prairie. Par différence entre les mesures effectuées sur le haut des prismes et celles sur la pelouse dense, on obtient une hauteur moyenne de maison  $h_{moyen} = 0,0592$  m comme exposé sur la figure 2.23. Cette valeur est obtenue à l'aide de l'équation suivante :

$$h_{moyen} = \frac{1}{115} \sum_{x=1}^{115} \frac{1}{6} \sum_{y=1}^6 h_{x,y} \quad (2.8)$$

$$h_{moyen} = 0,0592 \text{ m} \quad (2.9)$$

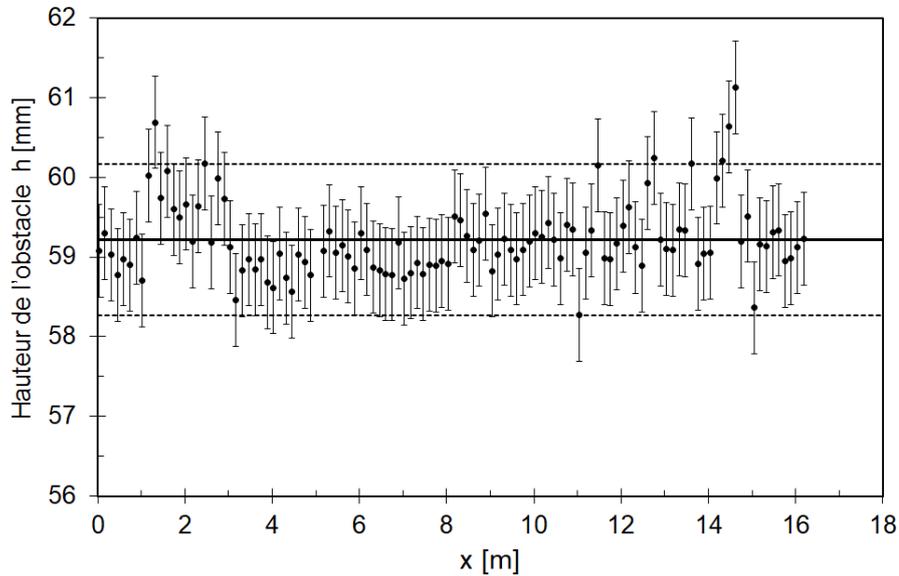


Figure 2.23: Hauteur moyenne des maisons dans chaque allée transverse par rapport au haut de la pelouse le long du canal, le trait plein représente la hauteur moyenne  $\langle h \rangle_y = 0,0592$  m et les traits pointillés représentent  $\pm 2\sigma$  l'intervalle de confiance (deux fois l'écart type)

Dans la suite,  $h$  sera assimilée à la valeur moyenne  $h_{moyen}$ .

2.3.1.1 Mesure de la hauteur d'eau  $D$ 

La hauteur d'eau  $D(x, y)$  est mesurée à 24 positions différentes le long de l'axe  $Ox$  et à 3 positions latérales  $y/(L/2) = 4, 8$  et  $12$ , soit 72 points de mesures (cf. figure 2.24). La moyenne spatiale de la hauteur d'eau  $\langle D(x, y) \rangle_{x,y}$  sera par la suite notée  $D$ . Une moyenne des mesures de ces 3 positions latérales est effectuée selon l'équation suivante :

$$D = \frac{1}{24} \sum_{x=1}^{24} \frac{1}{3} \sum_{y=1}^3 D_{yx} \quad (2.10)$$

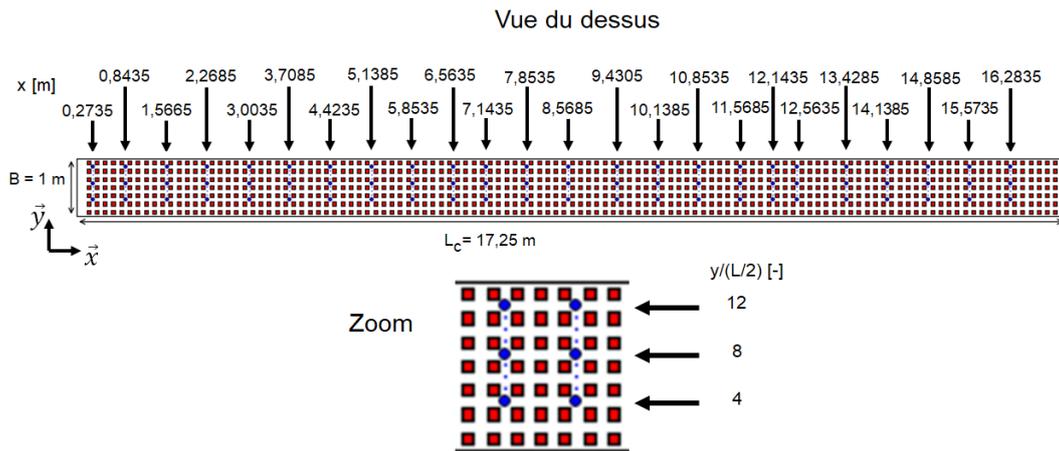


Figure 2.24: Haut : Positions longitudinales des transects latéraux de mesures au liminimètre ultrasonore, Bas : Zoom d'un tronçon du canal indiquant les 3 positions latérales de mesure dans un transect

La convergence temporelle de la hauteur d'eau moyennée dans le temps a été évaluée à deux positions différentes : a) dans une veine rapide, b) derrière une maison (position  $10 \text{ m} < x < 12 \text{ m}$ ), là où l'écoulement est établi (cf. §2.3.2). Sur la figure 2.25, la hauteur d'eau est mesurée pendant une durée  $t = 100 \text{ s}$ , chaque point représente une mesure indépendante. Les traits pointillés représentent l'incertitude de mesure du liminimètre ultrasonore :  $\pm 0,58 \text{ mm}$ . La figure 2.26 représente la mesure à  $t = 100 \text{ s}$  avec  $t = 0$  représentant le début de la prise de mesure. Le temps de convergence retenu ici est  $t = 40 \text{ s}$ , correspondant au temps à partir duquel le niveau d'eau est constant (cf. figure 2.26).

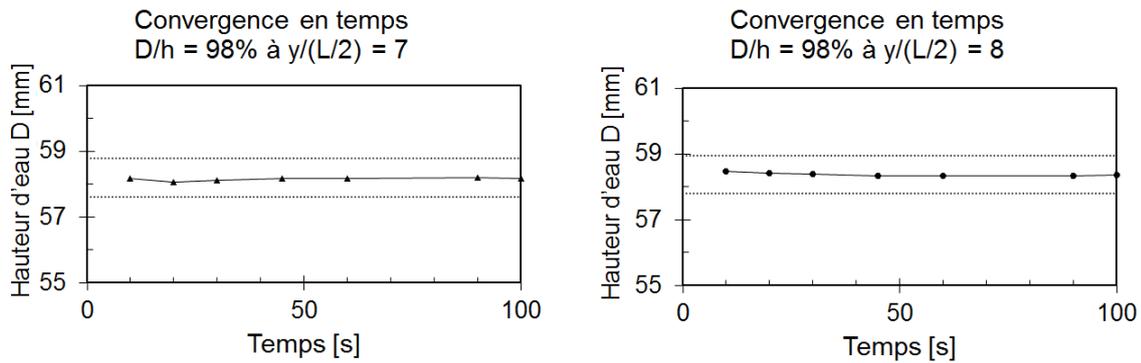


Figure 2.25: Hauteur d'eau moyennée dans le temps en fonction du temps de convergence du niveau d'eau pour écoulement  $D/h = 0,98$ ,  
 $t = 40$  s est le temps retenu (en pointillés l'incertitude de mesure)

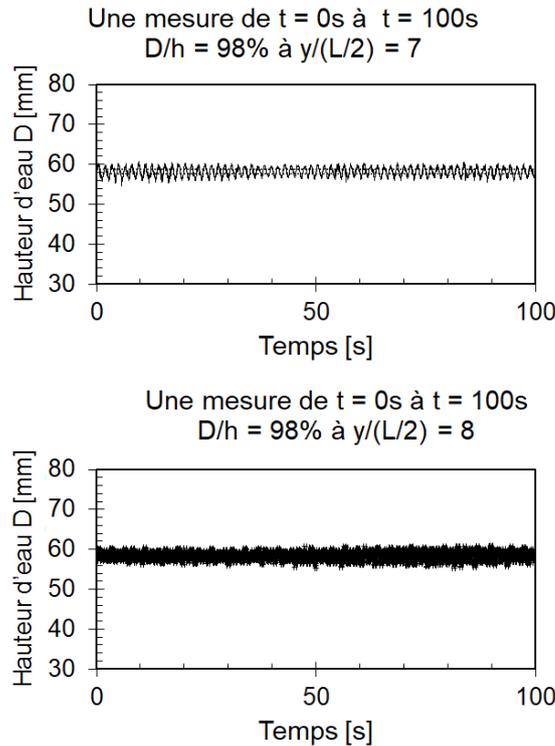


Figure 2.26: Valeurs instantanées du niveau d'eau pour écoulement  $D/h = 0,98$ , en fonction du temps  $t$

Une fois le temps de convergence établie, la mesure est ensuite réalisée (cf. figure 2.27), toutes les valeurs sont comprises dans l'intervalle de confiance défini comme  $2\sigma = 0,69$  mm avec  $\sigma$  l'écart-type de la valeur moyenne, représenté en pointillés sur la figure, par rapport à la valeur moyenne des mesures égale à 58,3 mm. Obtenir un écoulement à hauteur d'eau constante affleurant la hauteur des maisons est très compliquée du fait des hauteurs différentes  $h$  des maisons. Le niveau d'eau moyen trouvé dans la zone de mesure privilégiée à  $x = 12$  m est  $D = 58,3$  mm pour un débit moyen de 3,8 L/s. La décroissance du niveau d'eau à partir de  $x = 13$  m sur la figure 2.27 montre

que le seuil aval affecte la ligne d'eau, cependant les valeurs sont comprises dans l'intervalle de confiance.

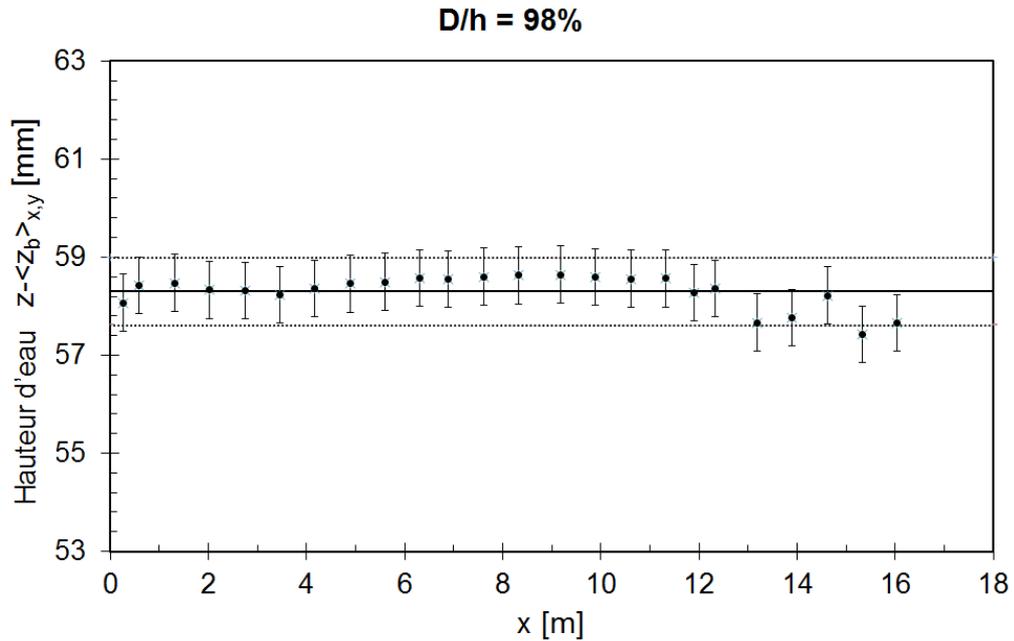


Figure 2.27:  $D/h = 0,98$  : trait plein : niveau d'eau moyen, en pointillés : deux fois l'écart-type par rapport au niveau d'eau moyen

N°	$D/h$ [-]	$D$ [m]	Temps de convergence $t$ de $D$ [s]	Intervalle de confiance $2\sigma$ pour $D$
1	0,42	0,025	40	1,40
2	0,93	0,055	40	1,04
3	0,98	0,058	40	0,69
4	1,48	0,088	40	0,34

Tableau 2.3: Temps de convergence pour la mesure de la hauteur d'eau  $D$

Le protocole de détermination du temps de convergence est appliqué aux trois autres écoulements. Le temps de convergence des autres écoulements sont récapitulés dans le tableau 2.3 ci-dessus. Les courbes de niveau d'eau moyen des autres écoulements sont présentées ci-dessous (cf. la figure 2.28).

On observe sur la figure 2.28 qu'une montée constante de l'eau s'établit sur les cinq premiers mètres de l'écoulement. L'écoulement à macro-rugosité submergée est le plus stable. Les deux autres écoulements fluctuent mais restent dans l'intervalle de confiance  $2\sigma$ . Dans la suite, on considérera les quatre écoulements étudiés comme des écoulements à hauteur d'eau  $D$  constante.

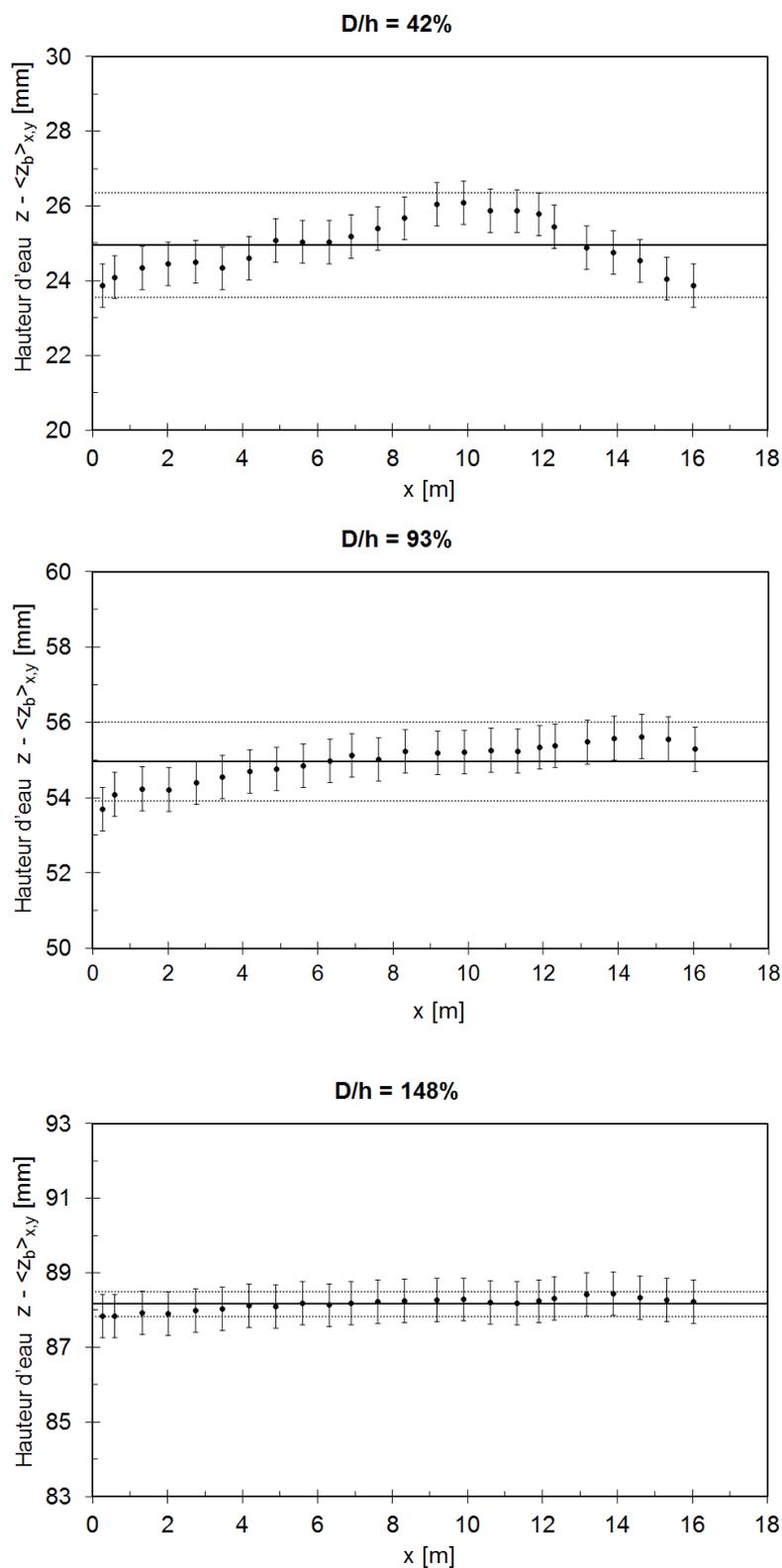


Figure 2.28: Niveau d'eau moyen par rapport à un fond moyen, de haut en bas  $D/h = 42\%$ ,  $93\%$ ,  $148\%$ . Les traits pleins représentent le niveau d'eau moyen, les pointillés représentent l'intervalle de confiance  $2\sigma$  par rapport au niveau d'eau moyen

### 2.3.2 Protocole de mesure de la vitesse

Avant de mesurer les vitesses dans le canal, il faut s'assurer que la mesure est effectuée à un endroit où l'écoulement est développé (cf. chapitre 1 §1.1 figure 1.1). Des mesures de profils verticaux de vitesses longitudinales sont réalisées dans la veine rapide,  $y/(L/2) = 6$ , de l'écoulement pour différentes positions longitudinales  $x$  permettant d'observer le développement de la couche limite. Sur la figure 2.29, uniquement l'écoulement submergé (148%) présente une superposition des profils de vitesse à partir de la position  $x = 8$  m. Cet écoulement est développé au niveau de la zone de mesure à 12 m. Les trois autres écoulements émergés ne sont pas pleinement développés à partir de 8 m (cf. 2.29). Les écarts de vitesse entre les positions  $x = 12$  m et  $x = 15$  m sont récapitulés dans le tableau suivant (cf. 2.4) :

$D/h$ [-]	Écart de vitesse entre les positions $x = 12$ m et $x = 15$ m [%]
0,42	1,9 – 2,2
0,93	0,7 – 1
0,98	0,3 – 2

Tableau 2.4: Écart de vitesse entre les positions 12 m et 15 m pour les écoulements émergés à affleurant

Ces écoulements ne sont pas complètement établis, cependant les écarts sont faibles et les incertitudes de mesures permettent de conclure que les écoulements à 93% et 98% sont établis contrairement à celui de 42%.

Concernant ces écoulements, rappelons que l'alignement des maisons ainsi que l'alignement des plaques sur lesquelles sont vissées les maisons n'est pas suffisamment précis dans le canal (cf. figure 2.10). Sur la figure 2.29 de l'écoulement à 98%, une décélération de l'écoulement est présente à 8 m par rapport à 4 m, cependant, l'alignement non-exact et la faible différence entre les vitesses à 4 et 8 m reste du même ordre de grandeur. Donc, les quatre écoulements sont considérés établis. Pour un écoulement turbulent à fond lisse, il est possible de calculer l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  par la formule suivante (Cousteix, 1989) :

$$x = \delta(x) \sqrt{Re_{U_\infty}(D)} \quad (2.11)$$

L'équation 2.11 calcule la distance longitudinale  $x$  à partir de laquelle la couche limite aura la même épaisseur que la hauteur d'eau.

	$D/h$ [%]			
	42	93	98	148
$x$ [m]	0,99	3,15	3,56	8,84

Tableau 2.5: Estimation de la distance longitudinale  $x$  à partir de laquelle l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  est égale à la hauteur d'eau  $D$

A  $x = 12$  m, position des mesures de vitesse, l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  est égale au niveau d'eau  $D$  (cf. tableau 2.5). Ici, la hauteur des obstacles  $h$  est une hauteur importante de la couche limite pour les écoulements 42%, 93%, 98%, 148%. Donc, les obstacles sont considérés comme des macro-rugosités.

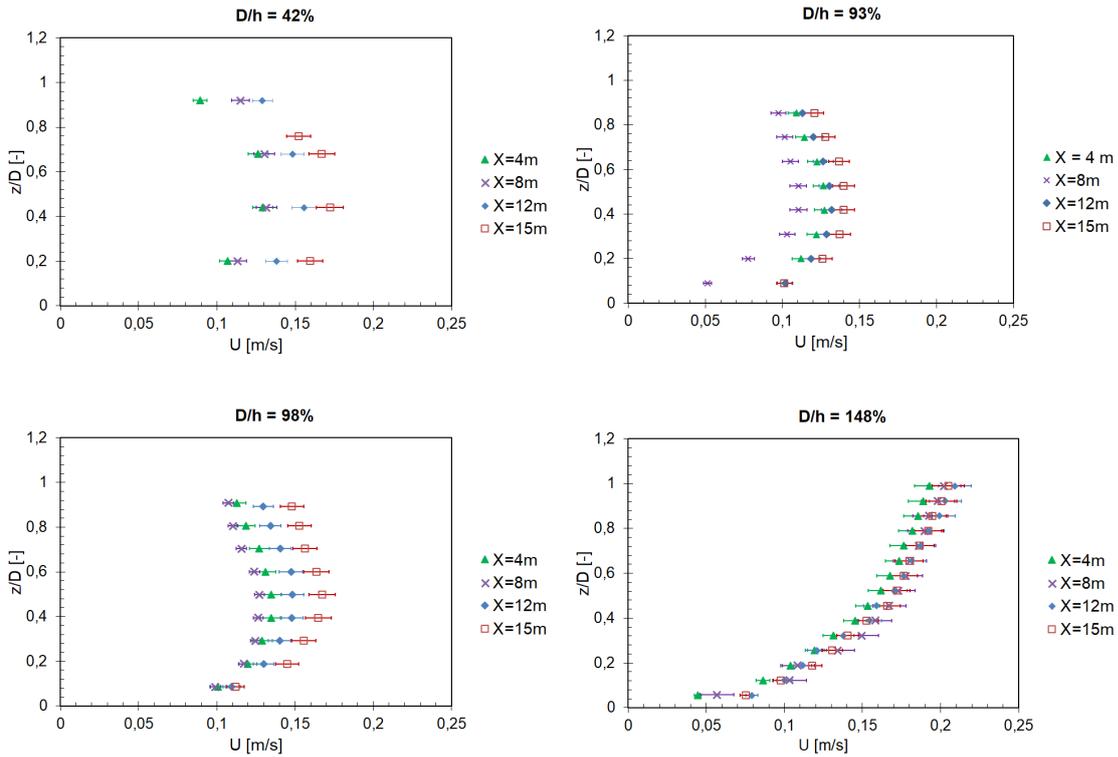


Figure 2.29: Profils verticaux de vitesse longitudinale  $U$  en fonction de la position verticale  $z/D$  pour différentes positions longitudinales  $x$  à  $y/(L/2) = 6$

Pour tous les écoulements, la zone de mesure des profils de vitesses est effectuée à l'ADV à  $x = 12$  m, abscisse comprise entre 11 et 14 m ce qui coïncide avec la position longitudinale où les mesures PIV sont également réalisées afin de pouvoir les comparer et apporter des champs de vitesse dans un autre plan de l'espace pour une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu. La figure 2.30 représente le profil vertical de vitesse longitudinale mesurer à l'ADV à la position  $y/(L/2) = 6$  pour les quatre écoulements étudiés.

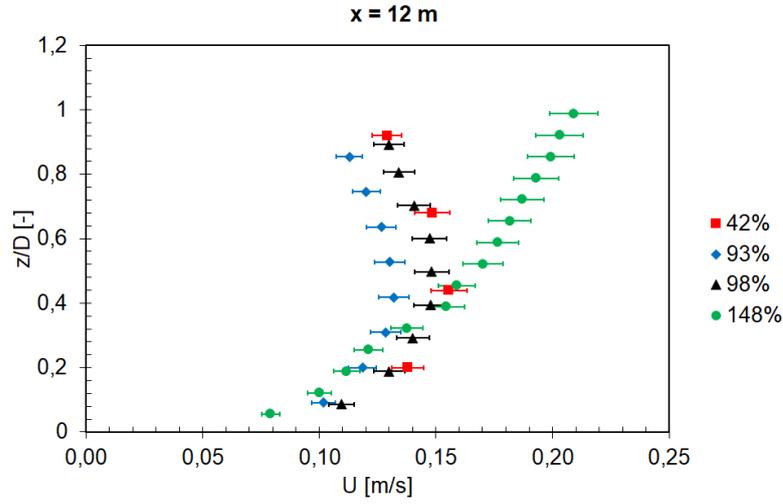


Figure 2.30: Profils verticaux de vitesse longitudinale  $U$  en fonction de la position verticale  $z/D$  à  $x = 12$  m et  $y/(L/2) = 6$  pour les 4 écoulements

De même que pour la mesure du niveau d'eau, des temps de convergence pour les vitesses ont été testées avec la sonde ADV. Des tests aux positions  $y/(L/2) = 6; 6,5; 7; 12; 12,5$  et  $13$  pour 3 positions verticales  $z$  au niveau du fond, à  $z/D = 0,40$  et proche de la surface libre ont été réalisés. Le temps de convergence choisi est toujours le temps le plus discriminant donc le plus long. Le récapitulatif des temps de convergence est présenté dans le tableau 2.6.

$D/h$ [%]	Temps de convergence $t$ [s]		
	Arête	Veine rapide	Milieu maison
	Motif 1 : central		
93	400	400	300
148	300	300	300
	Motif 2 : proche paroi		
93	3600	3600	3600
148	500	500	500

Tableau 2.6: Récapitulatif des temps de convergence  $t$  pour les écoulements à  $D/h$  égale à 93% et 148% pour les deux motifs

Le tableau 2.6 présente des temps de convergence très longs. Sur le même canal, avec uniquement de la pelouse plastifiée et aucune maison et des débits plus élevés, les travaux expérimentaux de (Dupuis, 2016) ont montré des temps de convergence autour de 120 s.

Le motif 1 s'étend du milieu de la maison  $H_3$  au milieu de la maison  $H_4$ , motif central situé entre les abscisses  $5 \leq y/(L/2) \leq 7$ . Cela correspond à deux motifs dans la littérature. Ici, le motif standard de la littérature qui comprend une demie maison et une demie veine rapide a été doublé afin de vérifier la symétrie supposée habituellement dans les veines rapides. De plus, le fait qu'une rangée longitudinale de maisons soit présente au milieu du canal donc dans sa veine rapide privilégiée empêche la certitude sur l'hypothèse de symétrie.

Le motif 2 est un motif proche paroi comprenant uniquement trois positions  $y/(L/2) = 12; 12,5$  et

13 compte tenu des temps de convergence. Ces trois positions sont les positions primordiales : le milieu de la veine rapide  $H_6 - H_7$ , l'arête  $H_7$  et derrière le milieu de la maison  $H_7$ , respectivement. Ce motif a été choisi afin d'estimer la vitesse de l'écoulement en proche paroi.

### 2.3.3 Positions des plans de mesures ADV et PIV

Les différentes mesures de vitesse à différentes positions avec deux techniques de mesure différentes sont résumés dans les schémas ci-dessous (cf. figures 2.31 et 2.33).

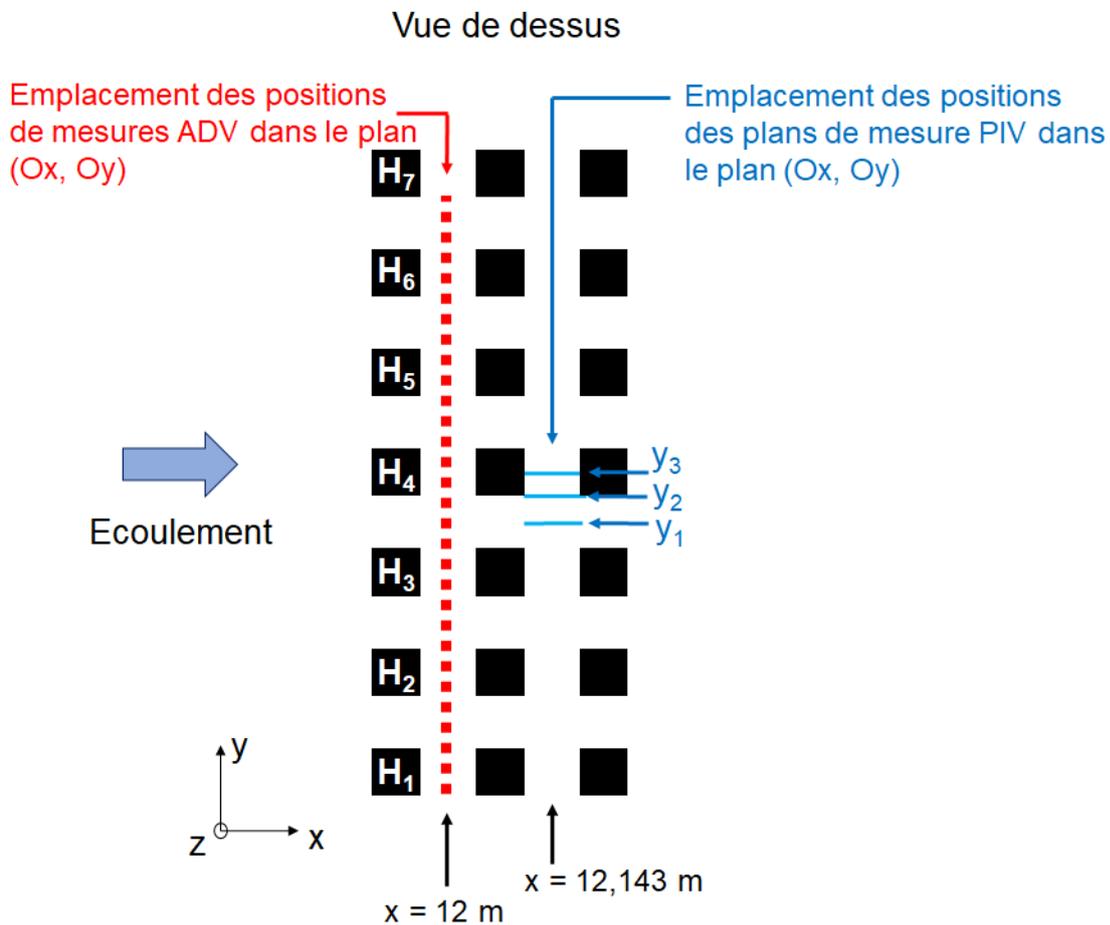


Figure 2.31: Schéma de l'emplacement des mesures PIV et ADV réalisées pour les 4 écoulements

Les vitesses mesurées par PIV sont mesurées pour tous les écoulements au niveau des plans  $y_1$ ,  $y_2$  et  $y_3$  à la position  $x$  égale à 12,143 m (cf. figure 2.31).

A la position,  $x$  égale à 12 m, la vitesse ponctuelle est mesurée à l'ADV environ tous les centimètres pour les 4 écoulements à différentes positions verticales sur presque toute la largeur du canal récapitulées dans le tableau 2.7 et détaillée sur la figure 2.32 pour les écoulements à 93% et à 148%.

<b>Positions verticales des mesures ADV dans le plan transverse (<math>Oy, Oz</math>) à <math>x = 12</math> m</b>		
<b>42% d'immersion</b>		
$z$ [mm]	$z/D$ [-]	$z/h$ [-]
11	0,44	0,186
<b>93% d'immersion</b>		
$z$ [mm]	$z/D$ [-]	$z/h$ [-]
11	0,2	0,186
24,2	0,44	0,41
35,2	0,64	0,60
<b>98% d'immersion</b>		
$z$ [mm]	$z/D$ [-]	$z/h$ [-]
11	0,19	0,186
25,6	0,44	0,43
<b>148% d'immersion</b>		
$z$ [mm]	$z/D$ [-]	$z/h$ [-]
11	0,125	0,186
36,96	0,42	0,62
58,96	0,67	1
79,33	0,90	1,34

Tableau 2.7: Positions verticales des mesures de vitesses sur la largeur du canal pour les quatre écoulements étudiés : 42%, 93%, 98% et 148%

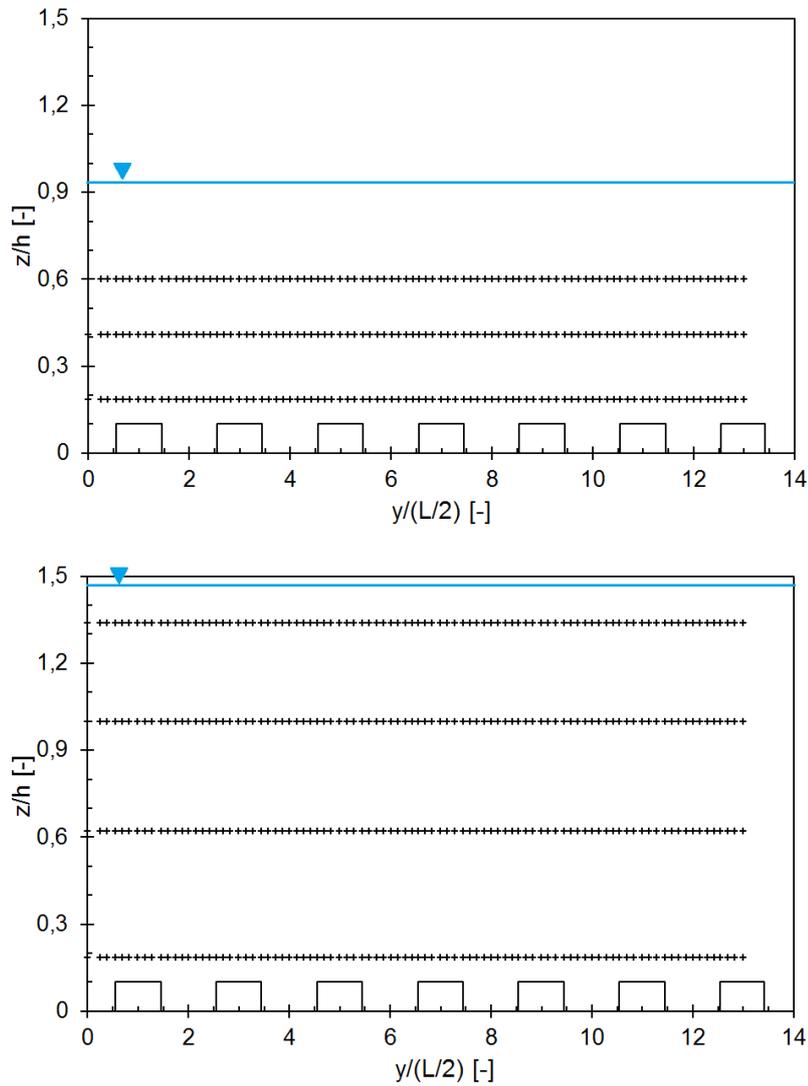


Figure 2.32: Maillage ADV réalisé pour les transverses des écoulements à 93% et à 148%

La figure 2.34 montre le détail des maillages du motif central et de la transverse pour les écoulements à 93% et à 148%. A la position,  $x = 12$  m, une mesure de vitesse ponctuelle à l'ADV est réalisée environ tous les centimètres pour 15 positions  $y$  entre le milieu de la maison  $H_3$  et le milieu de la maison  $H_4$  aux positions  $5 \leq y/(L/2) \leq 7$ , avec 8 positions verticales  $z$  pour 93% et 15 positions verticales  $z$  pour le 148%.

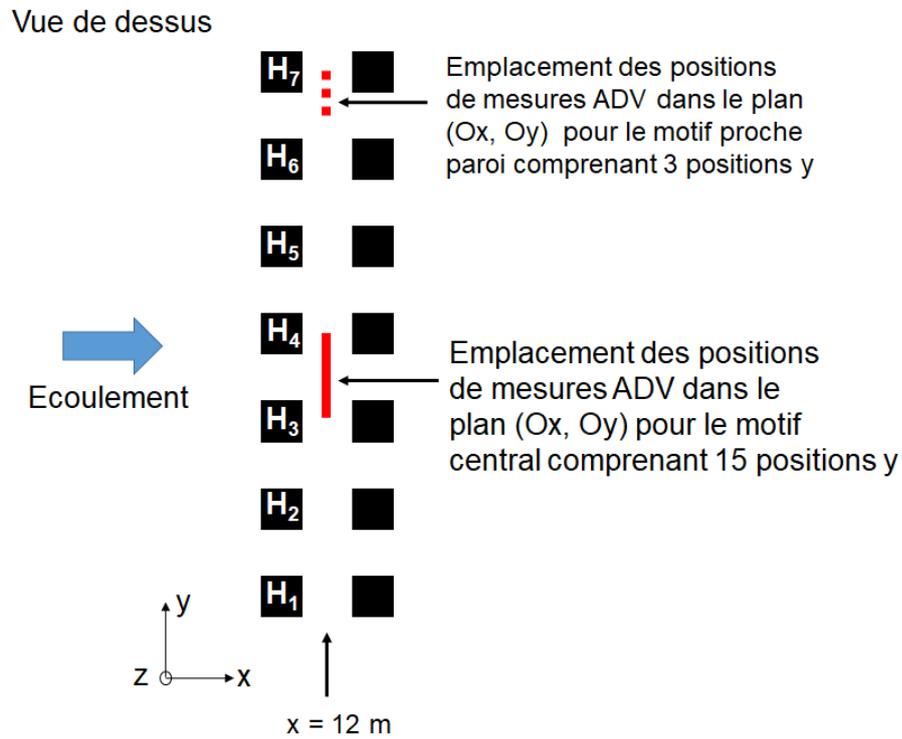


Figure 2.33: Schéma de l'emplacement des mesures réalisées pour les écoulements 93% et 148%

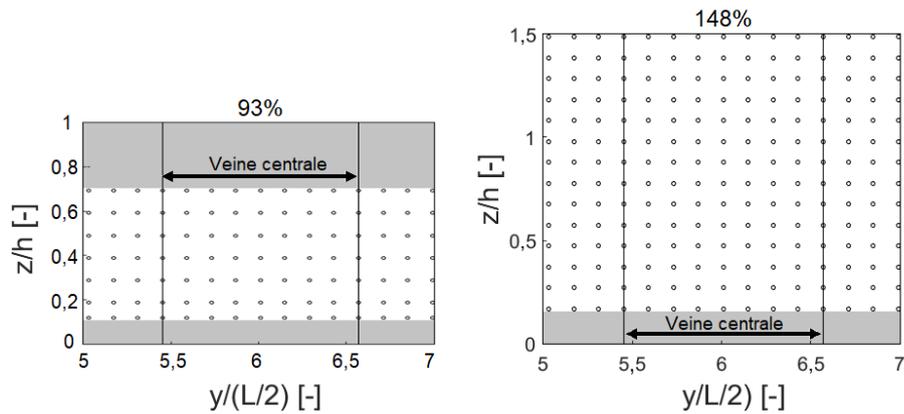


Figure 2.34: Maillage ADV réalisé pour le motif central  $5 \leq y/(L/2) \leq 7$  des écoulements à 93% et à 148%

La configuration expérimentale et ses dispositifs de mesure viennent d'être décrit.

L'analyse des résultats de mesures est présentée dans le Chapitre 3 **Résultats expérimentaux**.



## Chapitre 3

# Résultats expérimentaux

Ce chapitre présente les résultats relatifs aux expériences conduites dans le laboratoire d'hydraulique et d'hydro-morphologie (HHLab) d'Irstea Lyon-Villeurbanne. Quatre écoulements en présence d'obstacles sont analysés. Il s'agit d'écoulements macroscopiquement uniformes dans le sens longitudinale, avec un taux d'immersion  $D/h = 0,42; 0,93; 0,98$  et  $1,48$ . Des mesures plus détaillées ont été effectuées pour les écoulements à 93% et 148% (cf. chapitre 2 §2.3.3). Les objectifs de ces expériences sont :

- l'étude de l'influence du taux d'immersion  $D/h$  sur la structure verticale de l'écoulement. L'étude se focalise sur le profil vertical de la vitesse moyenne longitudinale, les statistiques de la turbulence, l'effet du sillage et du détachement tourbillonnaire derrière les obstacles sur l'écoulement ainsi que l'interaction de la surface libre avec les tourbillons dans le plan horizontal ( $Ox, Oy$ ) ;
- l'étude de l'influence des paramètres géométriques, de la distribution, de l'espacement et des dimensions des obstacles, sur le profil vertical de la vitesse moyenne longitudinale ;
- la détermination des caractéristiques d'un écoulement émergé et d'un écoulement faiblement submergé ( $D/h < 2$ ) ;
- de déterminer si la transition verticale décrite dans la littérature avec le seuil bas de la loi logarithmique égale à deux ou trois fois la hauteur  $h$  de l'obstacle est toujours valable ;
- délimiter la zone de transition entre un écoulement avec obstacles émergés et un écoulement avec obstacles faiblement submergés.

Tout d'abord, un récapitulatif des écoulements étudiés est réalisé et la vitesse caractéristique de l'écoulement est déterminée. Ensuite, l'écoulement à 93% sera analysé en détail, et comparé aux autres écoulements émergés à 42% et 98%. Puis, l'écoulement avec obstacles submergé à 148% est analysé en détail et il sera comparé avec l'écoulement à 93%. Enfin, les résultats de la littérature sont discutés par rapport aux analyses précédentes des écoulements.

Plan du chapitre :

- 3.1 Paramètres hydrauliques
- 3.2 Vitesse caractéristique
- 3.3 Maisons émergées
  - 3.3.1 Maisons émergées à 93%
  - 3.3.2 Comparaison des 3 écoulements émergés à 42%, 93% et 98%
- 3.4 Maisons submergées à 148%
- 3.5 Comparaison des maisons émergées à 93% avec les maisons submergées à 148%
- 3.6 Discussions des résultats avec le Chapitre 1 État de l'art
- 3.7 Conclusions

### 3.1 Paramètres hydrauliques

Récapitulons dans le tableau 3.1 pour les quatre écoulements uniformes, les hauteurs d'eau  $D$ , correspondant aux taux d'immersion  $D/h$ , qui sont comprises entre 25 et 88 mm.

N°	$D/h$ [-]	$D$ [m]	Maisons
1	0,42	0,025	Fortement émergées
2	0,93	0,055	Faiblement émergées
3	0,98	0,058	Affleurant $h$
4	1,48	0,088	Faiblement submergées

Tableau 3.1: Catégorisation des écoulements en fonction des obstacles

Les couples ' $Q - H_{S_{aval}}$ ' associés aux quatre écoulements étudiés sont présentés dans le tableau 3.2. C'est la hauteur d'eau  $D$  qui a été imposée par le projet FlowRes, tous les autres paramètres visent à respecter cette hauteur.

$D/h$ [-]	$D$ [m]	$Q$ [m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> ]	$U_Q$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$\lambda_f$ [-]	$H_{S_{aval}}$ [m]	$Fr_{U_Q}(D)$ [-]	$Re_{U_Q}(D)$ [-]	$Fr_{U_Q}(\ell)$ [-]	$Re_{U_Q}(\ell)$ [-]
0,42	0,025	0,0016	0,064	0,08	0,013	0,130	1590	0,080	4067
0,93	0,055	0,0033	0,060	0,17	0,037	0,082	3280	0,075	3813
0,98	0,058	0,0038	0,065	0,18	0,038	0,086	3770	0,082	4131
1,48	0,088	0,0103	0,117	0,185	0,059	0,120	10100	0,144	7245

Tableau 3.2: Paramètres hydrauliques des écoulements étudiés

Les nombres de Froude  $Fr_{U_Q}(D)$  indiquent que les quatre écoulements sont très fluviaux,  $0,06 < U_Q < 0,117$  avec de faibles valeurs de  $Fr_{U_Q}$  de l'ordre de 0,1. Lorsque les obstacles sont émergés  $D/h < 1$ , la vitesse débitante varie peu avec  $U_Q \simeq 0,06$  m.s<sup>-1</sup>. L'écoulement n°1 est laminaire, et les trois autres sont turbulents, si l'on s'appuie sur les valeurs du nombre de Reynolds

construit sur la hauteur d'eau et la vitesse débitante,  $Re_{U_Q}(D) > 2000$ . Dans la littérature pour les écoulements avec un ou plusieurs obstacles, c'est le côté de l'obstacle  $\ell$  qui est utilisé pour construire le nombre de Reynolds.

### 3.2 Vitesse caractéristique

La configuration étudiée ici possède une densité de maisons très forte (49 maisons/m<sup>2</sup>), et les valeurs de densité frontale  $\lambda_f$  sont significatives (cf. tableau 3.2) avec une surface au sol occupée de 20%. De plus, chaque rangée latérale de maison obstrue 45% de la largeur du canal et chaque rangée longitudinale obstrue 44% de la longueur du canal.

La vitesse débitante  $U_Q = \frac{Q}{BD}$  est donc peu représentative de l'écoulement. La vitesse caractéristique de l'écoulement est en fait la vitesse que "voit" l'écoulement sur la surface élémentaire disponible  $S_\varphi$  (cf. figure 3.1). La vitesse effective  $U_\varphi$  construite sur  $S_\varphi$  sera différente selon que  $D/h \leq 1$  notée  $U_{\varphi(z \leq h)}$  ou  $D/h \geq 1$  notée  $U_{\varphi(z \geq h)}$ .

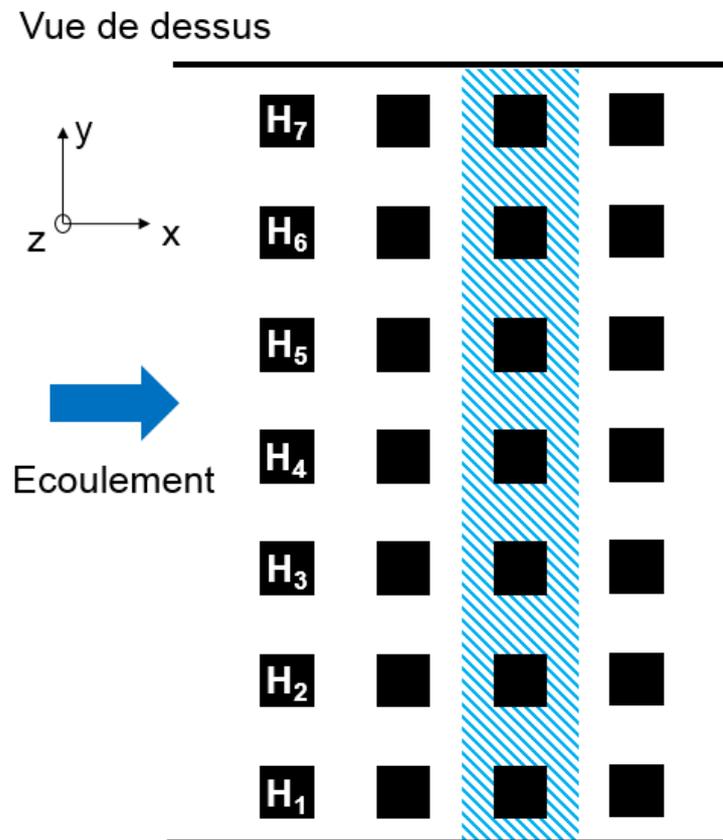


Figure 3.1: La zone hachurée en bleu représente la section transversale élémentaire d'écoulement disponible  $S_\varphi$  dans le plan  $(Ox, Oy)$  nécessaire au calcul de la vitesse effective  $U_\varphi$

Cette vitesse va dépendre de la densité planaire  $\varphi$  qui se définit comme :

$$\varphi = \frac{\ell_x \ell_y}{L_x L_y} = \varphi_x \varphi_y \quad (3.1)$$

Dans la configuration alignée étudiée ici,  $\ell_x = \ell_y$  et  $L_x = L_y$  et  $\varphi = 0,20$ . Lorsque les obstacles sont submergés, la densité planaire  $\varphi$  va dépendre de la verticale  $z$  et devient  $\varphi(z)$  (cf. figure 3.2) :

$$\varphi(z) = \begin{cases} \text{Si } z \leq h : \text{Constante} = \varphi \\ \text{Si } z \geq h : \alpha \varphi + \left(\frac{z-h}{z}\right) \varphi(z > h) = \alpha \varphi + (1-\alpha) \varphi(z > h) \end{cases} \quad (3.2)$$

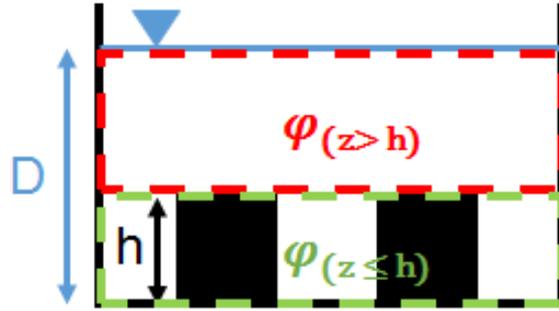


Figure 3.2: Schéma représentant  $\varphi(z)$

Pour les écoulements avec obstacles émergés,  $\varphi(z)$  est une constante et vaut :

$$\varphi(z \leq h) = 0,20 \quad (3.3)$$

Pour l'écoulement avec obstacles submergés,  $\varphi(z)$  dépend de  $z$  et vaut :

$$\varphi(z/h = 1,48) = 0,13 \quad (3.4)$$

Afin de calculer la vitesse  $U_\varphi$ , il faut calculer les sections  $S_{\varphi(z)}$  (cf. figure 3.1) pondérées selon les axes  $O_x$  et  $O_y$  pour un écoulement :

- émergé  $S_{\varphi(z \leq h)}$  :

$$S_{\varphi(z \leq h)} = DB \left(1 - \frac{n_x \ell_x}{L_c} \frac{n_y \ell_y}{B}\right) \quad (3.5)$$

$$S_{\varphi(z \leq h)} = DB(1 - \varphi_x \varphi_y) \quad (3.6)$$

$$S_{\varphi(z \leq h)} = DB(1 - \varphi(z \leq h)) \quad (3.7)$$

- submergé  $S_{\varphi(z \geq h)}$  :

$$S_{\varphi(z \geq h)} = DB - Bh \left(\frac{n_x \ell_x}{L_c} \frac{n_y \ell_y}{B}\right) \quad (3.8)$$

$$S_{\varphi(z \geq h)} = B(D - \varphi_x \varphi_y h) \quad (3.9)$$

$$S_{\varphi(z \geq h)} = B(D - \varphi h) \quad (3.10)$$

La porosité  $\Phi$  est définie comme le rapport du volume des espaces au sol non occupés par des éléments solides au volume total du sol. Elle est comprise entre  $0 < \Phi < 1$  et s'exprime comme :

$$\Phi(z) = 1 - \varphi(z) \quad (3.11)$$

Lorsqu'il n'y a pas d'obstacles dans l'écoulement, la porosité vaut 1.

On s'aperçoit donc que la vitesse effective  $U_\varphi$  et la vitesse de porosité  $U_\Phi$  représente le même phénomène :

$$U_{\varphi(z)} = U_{\Phi(z)} = \frac{U_Q}{\Phi(z)} \quad (3.12)$$

La vitesse caractéristique  $U_{\varphi(z)}$  se définit comme :

$$U_{\varphi(z)} = U_{\Phi(z)} \begin{cases} \text{Si } z \leq h : \frac{Q}{S_{\varphi(z \leq h)}} = \frac{Q}{BD(1 - \varphi(z \leq h))} = \frac{Q}{BD\Phi(z \leq h)} \\ \text{Si } z \geq h : \frac{Q}{S_{\varphi(z \geq h)}} = \frac{Q}{B(D - \varphi h)} = \frac{Q}{BD(1 - \alpha \varphi h)} \end{cases} \quad (3.13)$$

Il est aussi possible de calculer le nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement avec la vitesse effective de l'écoulement  $U_{\varphi(z)}$ . La section étant plus petite, les vitesses  $U_\varphi$  (cf. tableau 3.3) sont plus grandes avec des nombres de Reynolds plus élevé mais du même ordre de grandeur que ceux calculés avec la vitesse débitante  $U_Q$ .

$D/h$ [-]	$D$ [m]	$Q$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$U_Q$ [m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup> ]	$U_\varphi$ [m.s <sup>-1</sup> ]	$Fr_{U_\varphi}(\ell)$ [-]	$Re_{U_\varphi}(\ell)$ [-]	$Fr_{U_\varphi}(D)$ [-]	$Re_{U_\varphi}(D)$ [-]
0,42	0,025	0,0016	0,064	0,080	0,010	5084	0,161	1986
0,93	0,055	0,0033	0,060	0,075	0,095	4766	0,102	4096
0,98	0,058	0,0038	0,065	0,082	0,103	5211	0,108	4747
1,48	0,088	0,0103	0,117	0,135	0,170	8580	0,145	11797

Tableau 3.3: Paramètres hydrauliques des écoulements étudiés en fonction de la vitesse caractéristique  $U_\varphi$  pour la longueur caractéristique choisie

Pour  $D/h < 1$ , la vitesse effective  $U_\varphi$  est supérieure d'environ +25% à la vitesse débitante  $U_Q$ . Pour  $D/h > 1$ ,  $U_\varphi$  est supérieure d'environ +15% à  $U_Q$ .

Ces différences étant conséquentes, il est important de choisir la vitesse caractéristique pertinente dans le cas de densité forte d'obstacles.

#### Synthèse :

La vitesse caractéristique de l'écoulement est la vitesse de porosité ou vitesse effective  $U_{\varphi(z)} = U_{\Phi(z)}$  (cf. eq. 3.13). La longueur caractéristique de l'écoulement est le côté de l'obstacle  $\ell$ .

### 3.3 Maisons émergées

Plan de la section :

- 3.3.1 Maisons émergées à 93%
  - 3.3.1.1 Vitesses en surface
  - 3.3.1.2 Ondes stationnaires à la surface libre
  - 3.3.1.3 Vitesses dans la colonne d'eau
  - 3.3.1.4 Effet du rapport de forme  $B/D$
  - 3.3.1.5 Distribution de vitesse ADV au travers du motif central
- 3.3.2 Comparaison des 3 écoulements émergés à 42%, 93% et 98%

#### 3.3.1 Maisons émergées à 93%

L'étude porte sur les fluctuations de la hauteur d'eau, les vitesses en surface à l'aide de la LSPIV et les vitesses dans la colonne d'eau. La formation des tourbillons derrière les maisons et les statistiques turbulentes sont également étudiées.

##### 3.3.1.1 Vitesses en surface

Observons l'écoulement en utilisant deux vidéos en vue de dessus de la surface libre, une première vidéo dans laquelle des particules de sciure de bois ont été introduites en surface et une seconde vidéo dans laquelle du permanganate de potassium a été injecté à l'aide d'une seringue derrière la maison  $H_4$  au niveau de la zone de mesure, i.e,  $x \approx 12$  m.

Les figures 3.3a et 3.3b représentent deux images instantanées séparées par un temps  $dt$ . La figure 3.3a est prise lorsque les particules s'introduisent dans la zone de mesure, la figure 3.4a montre que dans la veine rapide les particules ont un mouvement privilégié selon l'axe  $Ox$ , mais qu'elles ont également un mouvement oscillant selon l'axe  $Oy$ . Une fois que les particules sont présentes dans toute la zone de visualisation (cf. figure 3.3b), des tourbillons à axes verticaux se détachent derrière les maisons. La figure 3.4b montre qu'au même instant les tourbillons ne sont pas identiques. On observe la formation de deux petits tourbillons l'un à côté de l'autre dans le carré jaune du bas et de deux tourbillons l'un derrière l'autre dans le carré jaune du haut. De plus, des gros tourbillons de la taille de la maison sont également formés et au niveau du rectangle rouge, un tourbillon est en cours de formation. Ce rectangle rouge désigne une zone de fort gradient de vitesse moyenne et de vitesse instantannée.

Les images instantanées extraites de l'expérience avec injection de permanganate de potassium (cf. figure 3.5) montrent que derrière les maisons, le tourbillon se déplace alternativement à droite (cf. figure 3.5b) puis à gauche (cf. figure 3.5c), comme dans le cas de l'allée de von Karman classique avec un obstacle isolé. Ce tracage au permanganate permet de visualiser les transferts de masse. Ils ont lieu majoritairement entre 3 cavités consécutives dans la direction longitudinale, et s'étalent

latéralement majoritairement entre deux centres de veines rapides contigues. Tous les tourbillons se comportent ainsi et cela qualifie cet écoulement comme un écoulement à interférence de sillage (Oke, 1988).

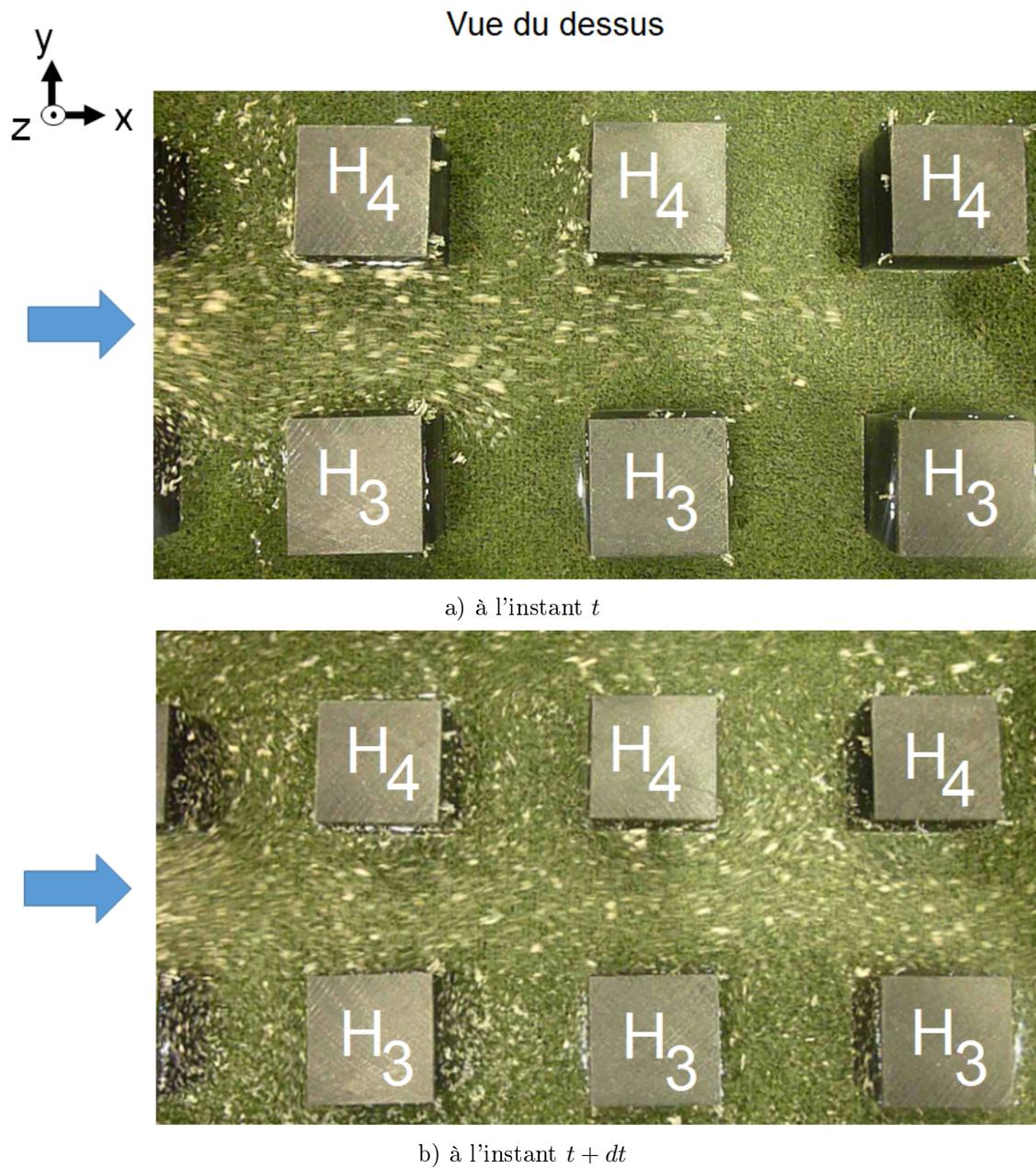


Figure 3.3: Images instantanées de la surface libre de l'écoulement émergé à 93%

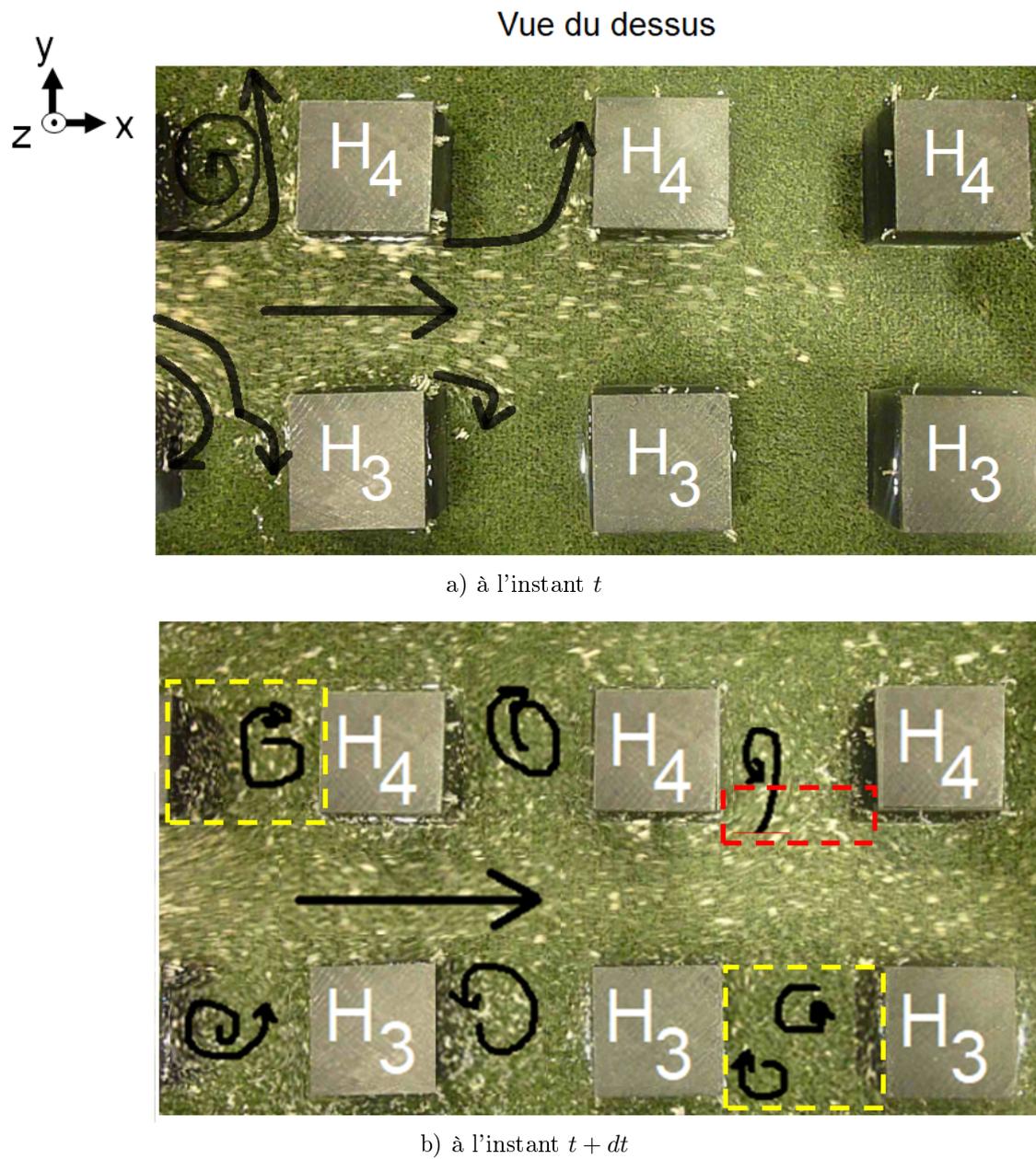


Figure 3.4: Schématisation de l'écoulement de la figure 3.3

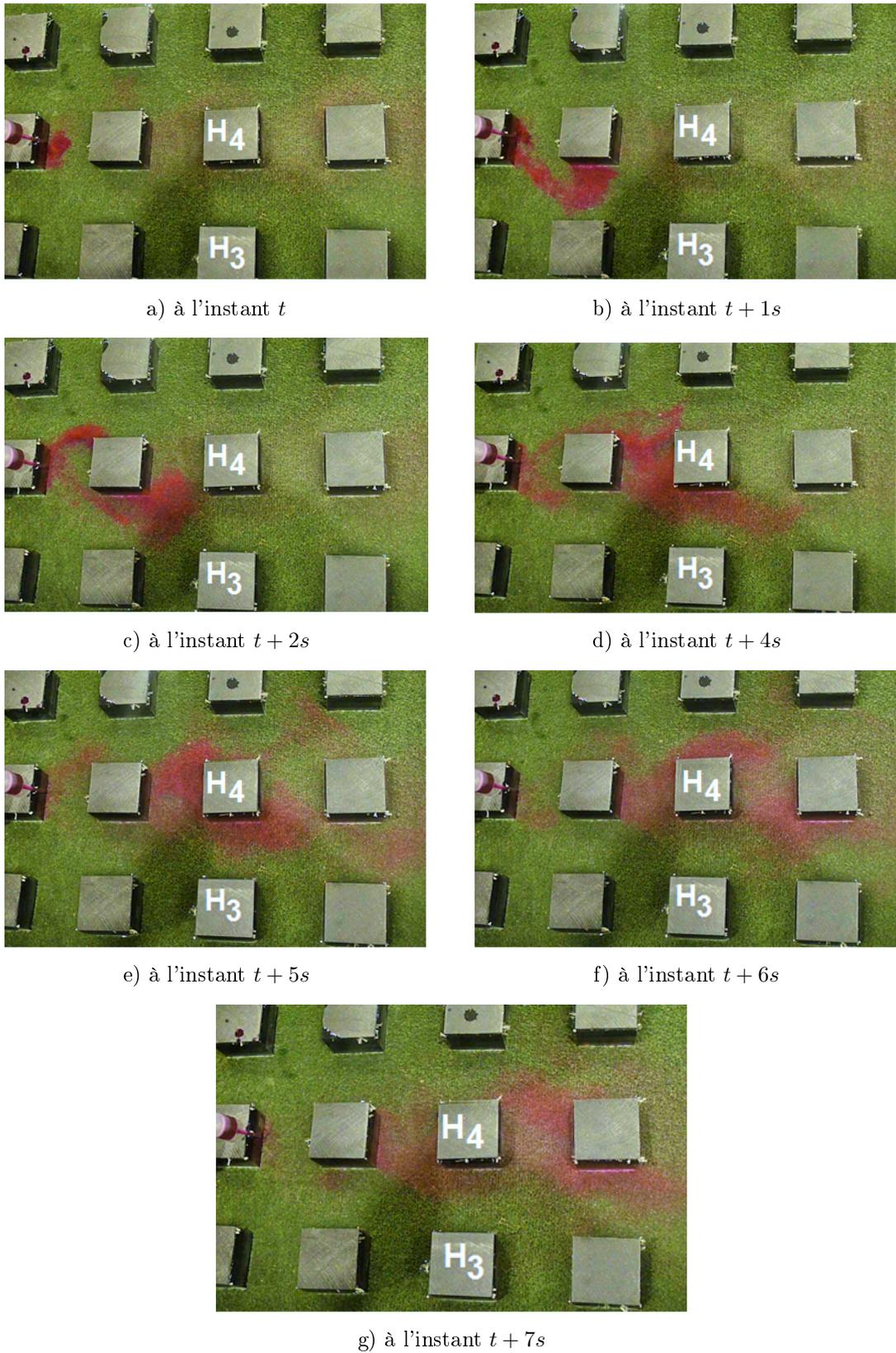


Figure 3.5: Vue du dessus, injection de permanganate de potassium dans l'écoulement au niveau de  $x = 12$  m

Un calcul de vitesse instantanée à l'aide de la LSPIV (cf. figure 3.6) évalue la vitesse maximale (0,20 m/s) au milieu de la veine rapide, et la vitesse moyenne de surface (0,14 m/s). Sur la figure 3.6, le mouvement oscillant selon l'axe  $Oy$  observé sur la figure 3.3 est retrouvé. Aucune symétrie n'est observée selon l'axe  $CD$  (cf. figure 3.6) dans la formation des tourbillons de part et d'autre de la veine rapide. Une symétrie existe selon l'axe  $AB$ .

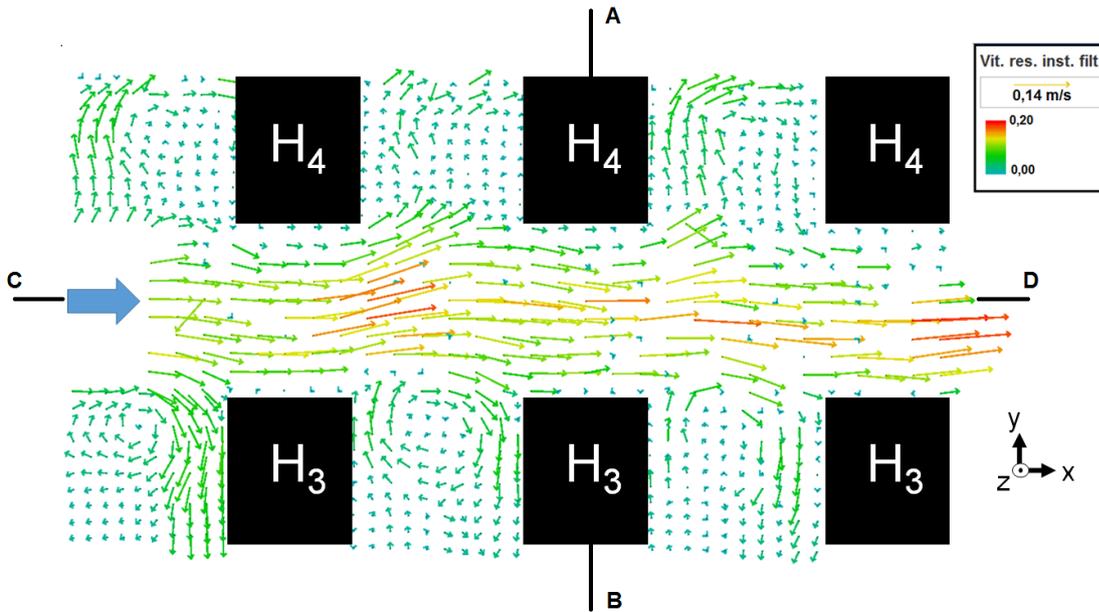


Figure 3.6: Vitesse instantanée en surface résultant du calcul LSPIV pour l'écoulement 93%

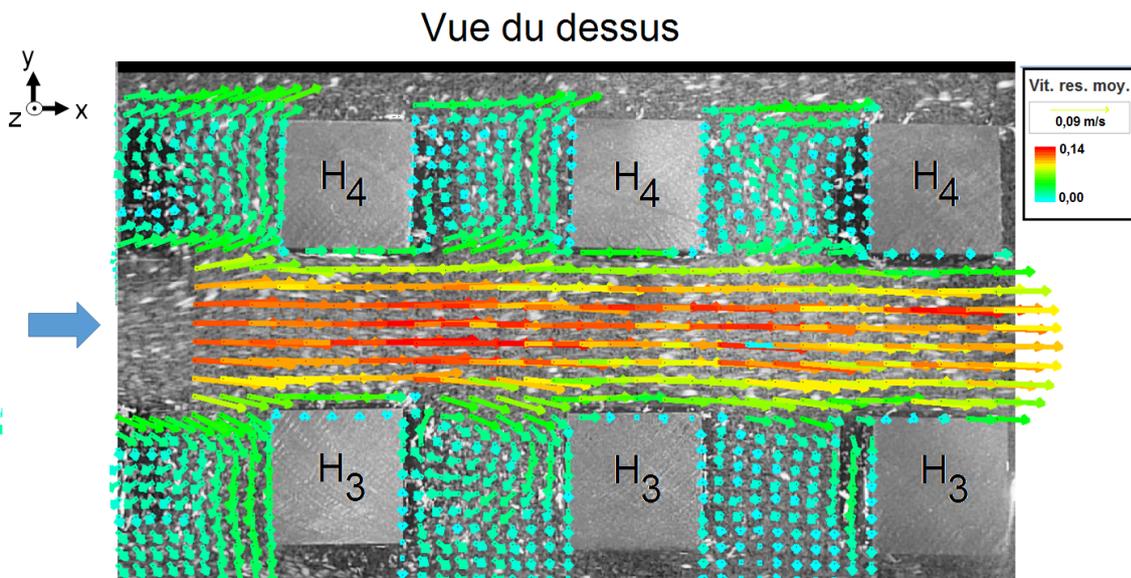


Figure 3.7: Vitesse moyenne en surface résultant du calcul LSPIV de l'écoulement 93%

Un calcul des vitesses surfaciques moyennes est présenté sur la figure 3.7. Ces vitesses sont moyennées sur 50 secondes. Une convergence en temps a permis de montrer que 50s est représentatif de

l'écoulement moyen uniquement dans la veine rapide. Le maximum de vitesse est retrouvé dans la zone centrale de la veine rapide. Le moyennage temporel (cf. figure 3.7) fait disparaître le mouvement oscillant selon l'axe  $Oy$  visible sur la figure 3.6.

### 3.3.1.2 Ondes stationnaires à la surface libre

Des oscillations transverses de la surface libre ont été observées. Pour l'écoulement à 93%, leur amplitude est de 2 mm. Ces oscillations de la surface libre sont en fait des ondes stationnaires, également appelées onde de seiche ou *seiching*, que l'on peut observer dans des plans d'eau fermés ou semi-fermés tels qu'un port, un bassin, un lac ou une baie (Chen et al., 2013; Wang et al., 2014). Ces ondes de seiches ont également été observées dans des écoulements uniformes avec obstacles en canal (confinement latéral), pour des cylindres émergés (Zima and Ackermann, 2002; Ghomeshi et al., 2007; Jafari et al., 2010; Viero et al., 2016; Dupuis et al., 2016) ou des cylindres submergés (Jafari et al., 2010; Sarkar, 2012). Dans un bassin maritime semi-fermé, les seiches sont dues à la pénétration de grandes longueurs d'ondes provenant du large. Leur période est généralement comprise entre deux et quelques dizaines de minutes. Si la fréquence principale des ondes provenant du large coïncide avec une fréquence naturelle du bassin (mode d'oscillation), elle peut être amplifiée par phénomène de résonance à l'intérieur du bassin. En canal, cette fréquence dépend de la largeur du canal  $B$ , de la hauteur d'eau  $D$  et du mode d'oscillation (Dean and Dalrymple, 1991). En présence d'obstacles, les ondes de seiche sont générées par le détachement tourbillonnaire derrière les obstacles. Et, à la résonance, une égalité est observée entre la fréquence d'oscillation de la surface libre, la fréquence d'oscillation des vitesses, et la fréquence de détachement des tourbillons : c'est le processus de verrouillage, *lock in process*. La seiche peut se poursuivre pendant quelques minutes, quelques heures voire plusieurs jours même lorsque le phénomène initiateur a disparu (ASN, 2013). A noter qu'en canal, l'amplitude peut atteindre jusqu'à 40% de la profondeur d'eau au cours du temps (Jafari et al., 2010). Enfin, le phénomène de seiche peut être influencé par les courants secondaires (cf. chapitre 1 §1.1.2).

La figure 3.8 présente la déviation standard des hauteurs d'eau instantanées, notée  $\sigma'$ , adimensionnée par la hauteur d'eau  $D$  en fonction de la coordonnée latérale, à la position  $x = 12$  m, et à deux instants  $t = 0$  h, et 5 h après le lancement de la pompe alimentant le canal. Les positions  $0 < y/(L/2) < 4$  ne sont pas mesurées car le système de déplacement du limnimètre ultrasonore n'atteignait pas ces positions. La déviation standard est maximale près de la paroi latérale gauche du canal. Après 5 h, les oscillations sont minimales au centre du canal. Les minima sont des points fixes caractéristiques appelés nœuds et les anti-nœuds se situent là où la fluctuation est maximale. On observe ici un mode d'oscillation 1 (nombre de nœuds). A noter que, la fluctuation entre  $t = 0$  h et  $t = 5$  h est de +21,4% au centre du canal. D'autres mesures effectuées à  $t = 9$  h et  $t = 15$  h ont montré que la seiche se stabilise à partir de 5 h.

Ces ondes de seiche ont également été observées par (Lawrence, 2000) pour des écoulements avec des demi-sphères émergées à faiblement submergées avec des taux de blocages de 10%, 18% et 39%.

Notons, que ces oscillations de la surface libre ont aussi été observée dans ce même canal sur la même distribution de maisons pour deux écoulements uniformes et quatre écoulements non-

uniformes accélérés (Chetibi et al., 2019). Les résultats montrent notamment que l'amplitude de la seiche rapportée à la hauteur d'eau est contrôlée par  $D/h$  pour  $D/h > 1$  et par le nombre de Froude et le mode d'oscillation pour  $D/h < 1$ . De plus, la seiche affecte les vitesses moyennes longitudinales (plus faible aux noeuds qu'aux anti-noeuds).

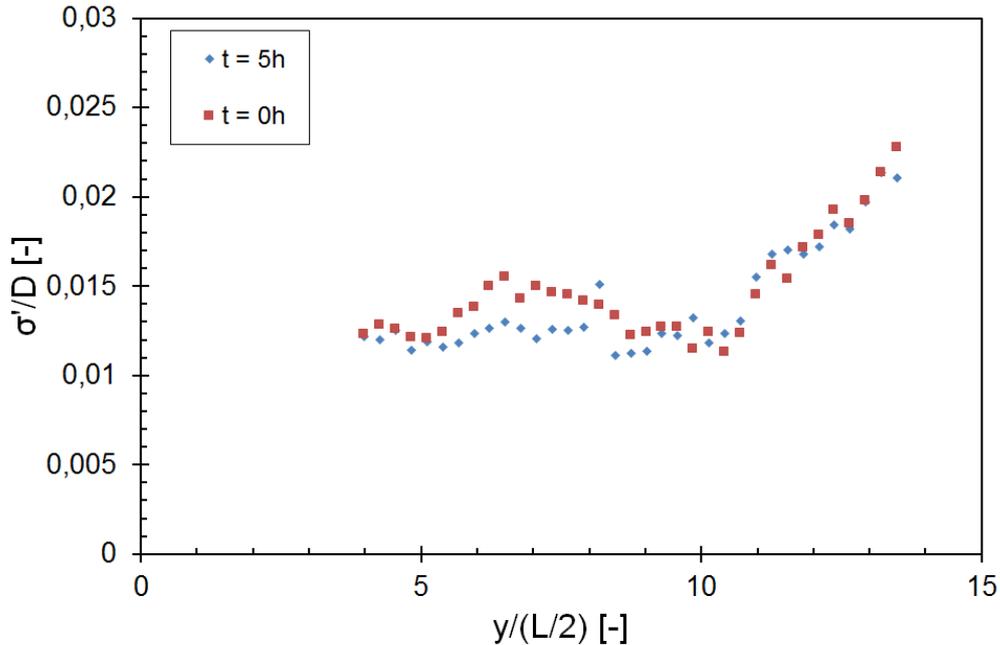


Figure 3.8: Déviation standard de la hauteur d'eau instantanée  $\sigma'$  normalisée par la hauteur d'eau moyenne  $D$  à  $t = 0$  h et  $5$  h pour l'écoulement  $D/h = 0,93$

Les résultats concernant le phénomène de seiche n'ont pas été approfondis lors de cette thèse puisque ce phénomène était le sujet principal des expériences de Mériem Chetibi à Irstea Lyon-Villeurbanne (Chetibi et al., 2019).

### 3.3.1.3 Vitesses dans la colonne d'eau

Les vitesses dans la colonne d'eau ont été mesurées à l'ADV et à la PIV.

D'abord, les mesures ADV sont analysées. Toutes ces mesures sont des mesures discrètes dans l'espace, comme l'illustre la figure 3.9. Pour aider la lecture, ces mesures discrètes sont reliées par une ligne pointillée. Les trois composantes de la vitesse moyenne sont présentées sur la figure 3.9. La distribution transversale de vitesse longitudinale moyenne  $U$  varie peu avec  $z/D$ . La vitesse est maximale dans les veines rapides et minimale (et négative) derrière les maisons dans les zones de recirculation. De plus, une sur-accélération est présente au niveau des veines 2 et 12, qui sont toutes les deux situées proches des anti-noeuds et en dehors de la couche limite pariétale (Chetibi et al., 2019). Donc, comme observé par (Chetibi et al., 2019), la seiche impacte les vitesses moyennes longitudinales sur toute la colonne d'eau lorsque  $D/h < 1$ . La position verticale  $z/D = 0,44$  présente une vitesse plus élevée que proche de la surface libre à  $z/D = 0,64$ .

La vitesse moyenne transverse  $V$  se comportent identiquement aux trois altitudes  $z/D$  (cf. fig-

ure 3.9). La vitesse est maximale en valeur absolue au niveau des arêtes longitudinales des maisons. La vitesse alterne entre un maximum de vitesse autour de  $1 \text{ cm.s}^{-1}$  et un minimum de vitesse au niveau de l'autre coin des maisons autour de  $-1 \text{ cm.s}^{-1}$ . Cela correspond à l'endroit des détachements tourbillonnaires (Yen and Liu, 2011). Un tourbillon de la taille d'une maison est formé derrière les maisons  $H_2, H_3, H_4, H_5$  et  $H_6$ . Derrière la maison  $H_1$  deux plus petits tourbillons sont formés. Au milieu de chaque veine rapide située entre les maisons ( $y/(L/2) = 2 ; 4 ; 6 ; 8 ; 10 ; 12$ ) la vitesse moyenne transversale  $V$  s'annule, là où le gradient transversal de vitesse longitudinale est nulle  $\frac{dU}{dy} \approx 0$  : c'est un point d'inflexion du profil de vitesse. Cela traduit une instabilité du profil de vitesse (instabilité de Rayleigh Bénard).

La vitesse verticale  $W$  (cf. figure 3.9) est majoritairement positive pour  $z/D = 0,20$  et  $0,44$ . Lorsqu'on s'approche de la surface libre, les oscillations de  $W$  sont centrées sur 0, et l'écoulement est plan, en moyenne sur la longueur.

Notons qu'à partir de la position  $y/(L/2) = 5$  un décalage des profils est observé pour toutes les vitesses moyennes. Une des explications possibles est le fait que les maisons ne sont pas alignées correctement dans cette partie du canal.

En conclusion, la figure 3.9 montre que la vitesse moyenne longitudinale  $U$  est dominante.

En effet, les ratios  $V/U$  et  $W/U$  sont de l'ordre de 12% pour les trois positions verticales  $z/D$ . Au centre des veines rapides, les vitesses  $V$  et  $W$  tendent vers 0, l'écoulement observé est un écoulement parfaitement unidimensionnel. Globalement, l'écoulement semble se comporter comme une juxtaposition latérale discontinus de canaux longitudinaux.

Dans toute la suite du document, on appelle fluctuation “'” la racine carrée de la moyenne quadratique de la valeur ou *Root Mean Square* par exemple pour  $U'$  :

$$U' = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{j=1}^M (\overline{U_j^2} - U_j^2)} \quad (3.14)$$

avec  $M$  le nombre d'échantillons et  $U_j$  la vitesse instantanée et  $\overline{U_j}$  la vitesse moyenne au sens de Reynolds.

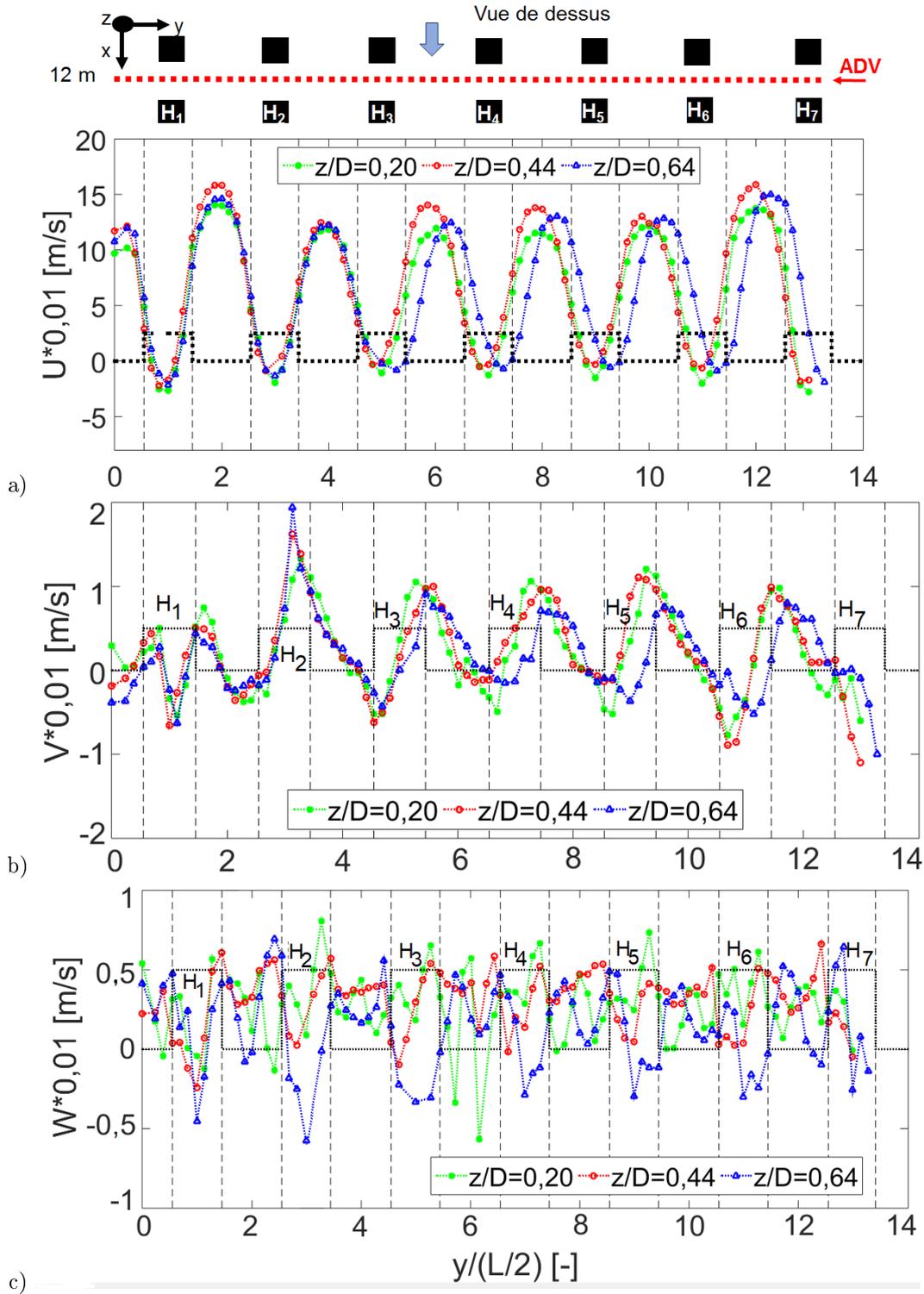
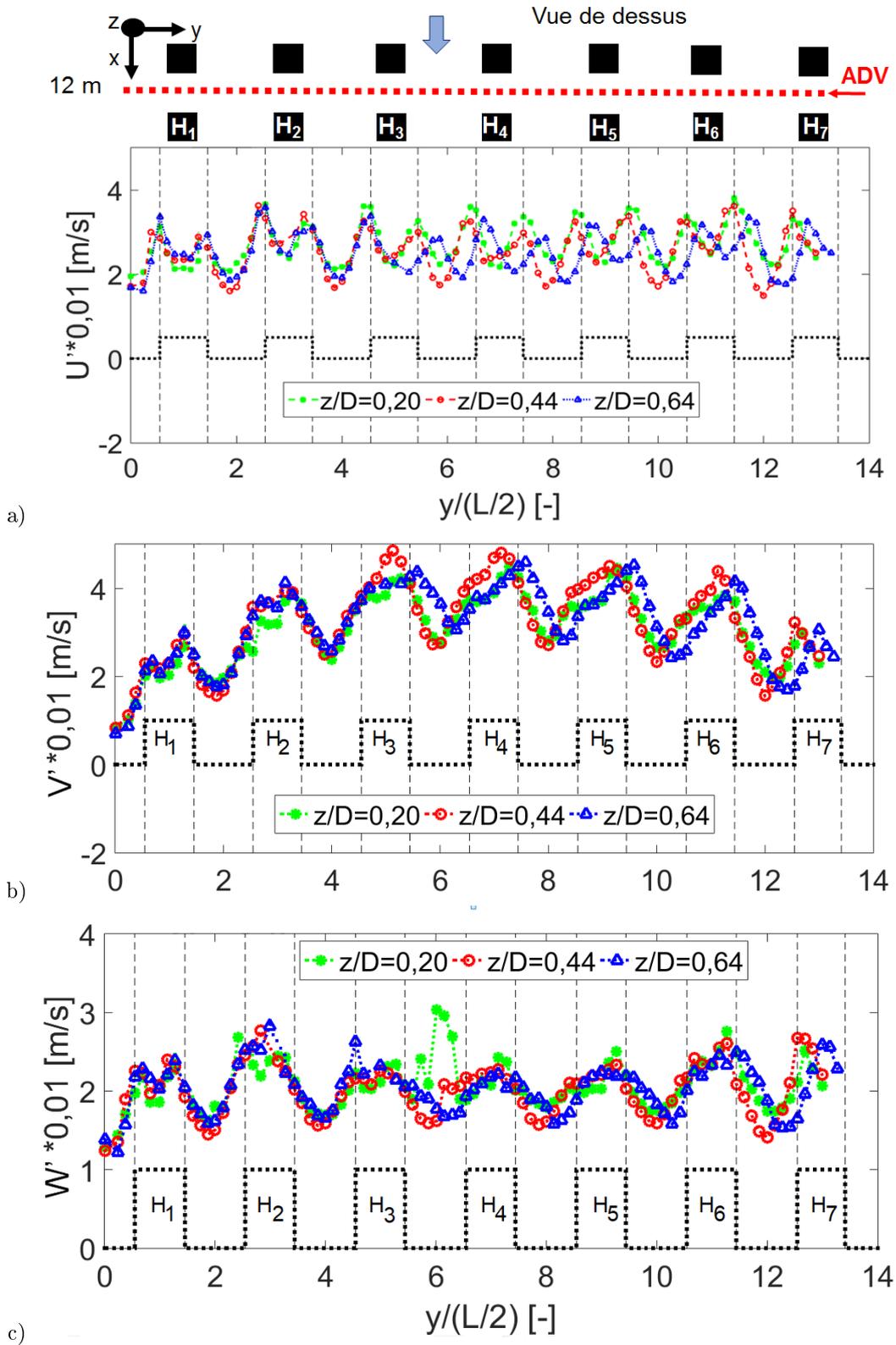


Figure 3.9: Profils transversaux des composantes  $U$ ,  $V$  et  $W$  de la vitesse moyenne à trois altitudes  $z/D$  : 0,2 ; 0,44 ; 0,64. La ligne en créneau indique la position des maisons sur la largeur du canal

En ce qui concerne les statistiques de la turbulence, les figures 3.10 et 3.11 présentent respective-

ment, les fluctuations de vitesses  $U'$ ,  $V'$ ,  $W'$  et le tenseur de Reynolds transverse,  $U'V'$ ,  $U'W'$  et  $W'V'$ . La forme de la distribution des fluctuations  $U'$  est la même que la forme de la distribution de  $W$  (cf. figure 3.9a). Au centre des veines rapides,  $U'$  est minimale, comme  $V'$  et  $W$ , ainsi que  $U'V'$  (cf. figure 3.11). La turbulence est faible dans la zone de gradient  $\frac{dU}{dy}$  faible voire nulle. Au niveau des arêtes longitudinales des maisons, la turbulence est en revanche maximale (maximum de  $U'$  sur la figure 3.10, maximum de  $U'V'$  sur la figure 3.11), en raison des très forts gradients de vitesse  $\frac{dU}{dx}$  (cf. figure 3.9). Remarquons que le point d'inflexion dans le profil  $U$  se situe exactement au niveau de ces arêtes, là où sont générées les structures tourbillonnaires. La distribution du tenseur de Reynolds  $U'V'$ , en valeur absolue, est en revanche, totalement contrôlée par celle du gradient latéral de  $U$ , comme déjà vu, avec maximum de  $U'V'$  aux arêtes longitudinales des maisons et valeurs nulles au centre des maisons et au centre de la veine rapide avec en plus un point d'inflexion du profil de vitesse.

Le phénomène de seiche est très visible sur la figure 3.10. D'une part, un maximum de fluctuation transverse  $V'$  est retrouvé au centre du canal, i.e. au niveau du noeud (cf. figure 3.8) et un minimum de  $V'$  proches des parois latérales au niveaux des deux anti-noeuds. D'autre part, dans cette configuration, la seiche a un mouvement purement transverse car elle n'affecte pas les composantes  $U'$  et  $W'$ . Enfin, derrière chaque maison, au centre de celle-ci, l'activité turbulente est importante (cf. figure 3.10) mais elle est moindre qu'aux arêtes longitudinales. Cela est dû au fait que  $\frac{dU}{dy} \simeq 0$  à cet endroit, i.e. au centre du sillage (cf. figure 3.9). Le minimum local de  $U$  derrière les maisons, conduit à une annulation du cisaillement, et donc à des tenseurs de Reynolds transverse  $U'V'$  nuls à cet endroit (cf. figure 3.11).

Figure 3.10: Profils transversaux des fluctuations de vitesse  $U'$ ,  $V'$  et  $W'$

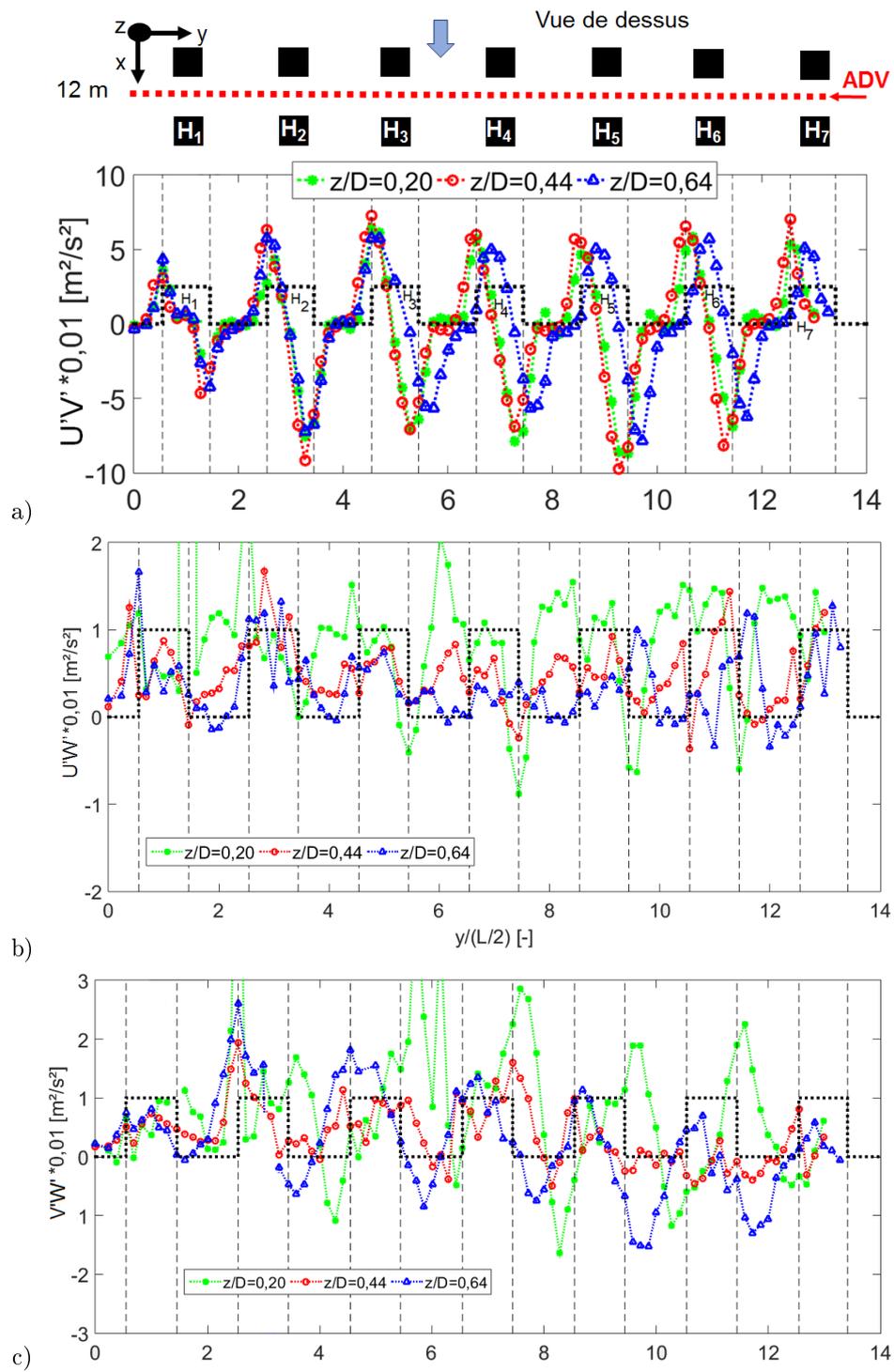


Figure 3.11: Profils transversaux des vitesses  $U'V'$ ,  $U'W'$  et  $V'W'$

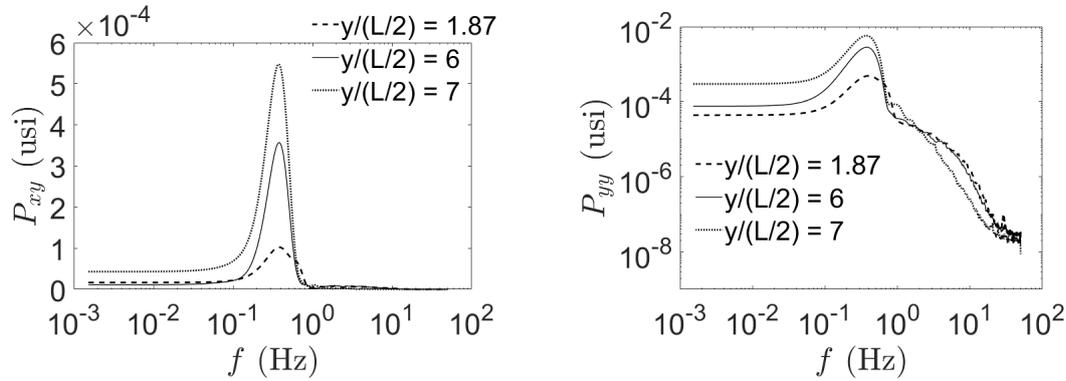


Figure 3.12: Spectre de densité de puissance de la fluctuation de vitesse transverse  $V'$ ,  $P_{yy}$ , et de la densité de puissance croisée associée aux fluctuations  $U'$  et  $V'$ ,  $P_{xy}$  en fonction de la fréquence du signal  $f$ . Mesures à 3 positions transverses :  $y/(L/2) = 1,87$  (centre veine rapide près de l'anti-noeud) ; 6 (centre veine rapide près du noeud) ; et 7 (centre d'une maison) et à la position  $x = 12$  m

La figure 3.12 présente le spectre de densité de puissance  $P_{yy}$  de la fluctuation transverse  $V'$  à  $x = 12$  m et aux trois positions latérales :

- $y/(L/2) = 1,87$  est proche du centre d'une veine rapide à proximité de l'anti-noeud (cf. figure 3.8) ;
- $y/(L/2) = 6$  est situé au centre d'une veine rapide au centre du canal, i.e. au niveau du noeud de fluctuation de hauteur d'eau ;
- $y/(L/2) = 7$  se situe derrière le centre d'une maison proche du noeud.

Pour les deux spectres, les densités de puissance sont maximales entre 0,3 et 0,4 Hz. Le spectre de  $P_{xy}$ , avec des pics plus aigus, permet même de dire que la fréquence principale de fluctuation des vitesses est plus proche de 0,4 que de 0,3. La fréquence de détachement des tourbillons qui a été calculée à partir de la vidéo du traçage en surface à la sciure sur une cinquantaine de périodes et qui conduit à une valeur de 0,375 Hz est retrouvée. Sur le spectre de  $P_{yy}$ , on retrouve une intensité plus importante près du noeud ( $y/(L/2) = 6$  et 7) que de l'anti-noeud ( $y/(L/2) = 1,87$ ) en accord avec la distribution de  $V'$  (cf. figure 3.10b). Lorsque l'on compare la veine rapide au noeud ( $y/(L/2) = 6$ ) et celle à l'anti-noeud ( $y/(L/2) = 1,87$ ), on voit également l'influence du seiching, l'intensité étant plus forte au noeud. Sur le spectre de puissance  $P_{xy}$ , il est intéressant de noter qu'à  $y/(L/2) = 6$  (veine rapide au noeud), alors que le tenseur de Reynolds  $U'V'$  - qui est une moyenne temporelle est nul - (cf. figure 3.11). L'intensité de la densité de puissance est loin d'être négligeable en raison de l'influence du seiching à cet endroit. Derrière le centre de la maison ( $y/(L/2) = 7$ ), là où  $U'V'$  est nul également (cf. figure 3.11), la densité  $P_{xy}$  est très significative, en raison du détachement tourbillonnaire et du seiching (verrouillage entre les fréquences respectives). L'information donnée par les spectres associés à  $V'$  et  $U'V'$  est donc complémentaire de celle donnée par les distributions spatiales des fluctuations  $V'$  et du tenseur de Reynolds  $U'V'$ .

L'énergie cinétique turbulente  $TKE$  est présentée sur la figure 3.13. Une activité turbulente très

forte est présente derrière les maisons en raison du détachement tourbillonnaire qui est maximale aux arêtes longitudinales. A la position  $y/(L/2) = 0$ , l'effet de la couche pariétale est observé, les intensités turbulentes tendent vers 0 en s'approchant de la paroi. Rappelons ici que l'intensité turbulente (cf. eq. 3.15) en présence d'une distribution d'obstacles peut être supérieure de 30% à la valeur de  $TI$  pour un écoulement sans obstacles. Ici,  $40\% < TI_{moyen3D} < 80\%$  ce qui est très élevé pour un écoulement fluvial.

$$TI_{3D} = \frac{\sqrt{(U'^2 + V'^2 + W'^2)/3}}{U_\varphi} \quad (3.15)$$

Deux maxima sont présents au niveau de l'arête de la maison  $H_3$  et deux minima existent, le plus faible au milieu des veines rapides et l'autre au milieu des maisons (cf. figure 3.14). L'intensité turbulente est maximale au niveau des zones de détachements tourbillonnaires. L'écoulement n'est pas symétrique. Cela justifie le fait d'avoir mesuré sur l'équivalent de deux motifs élémentaires de la littérature.

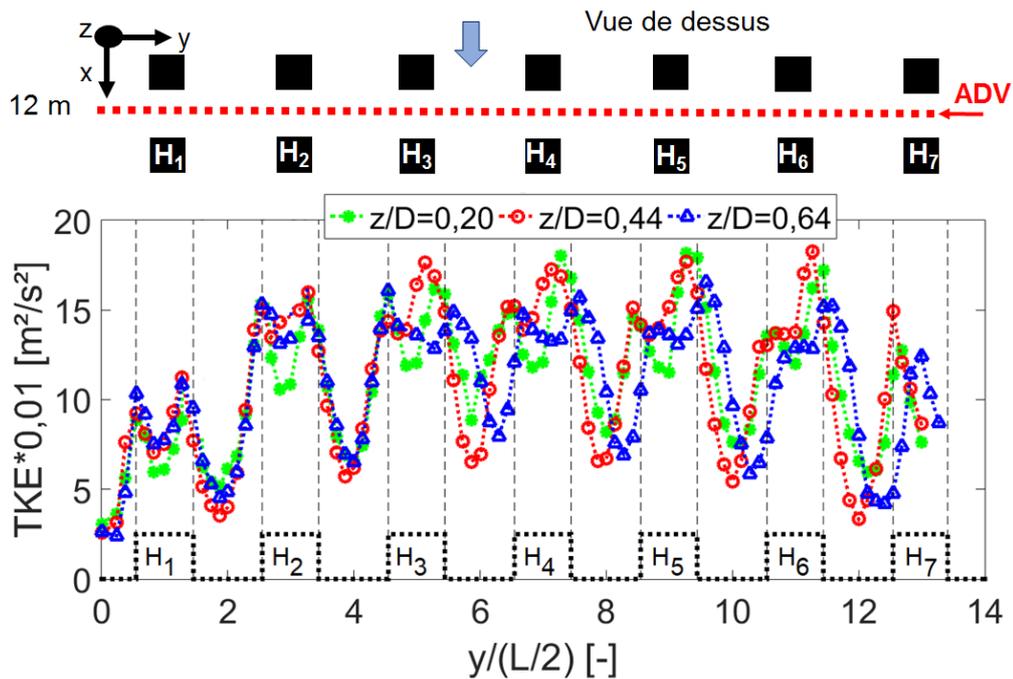


Figure 3.13: Profils transversaux de l'énergie cinétique turbulente  $TKE$  en fonction de  $y/(L/2)$

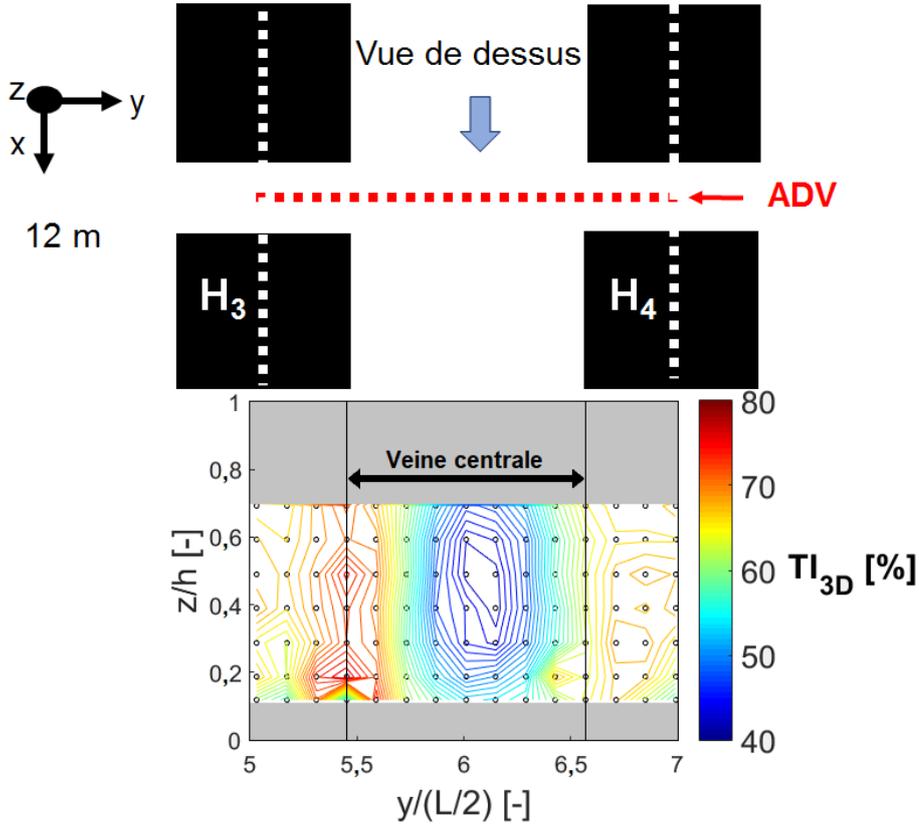


Figure 3.14: Isocontours de la distribution transverse de l'Intensité Turbulente 3D au niveau du motif central pour l'écoulement à 93%. Les cercles noirs indiquent l'emplacement des points de mesure sur le graphique et le trait pointillé rouge la position dans l'écoulement sur le schéma

### 3.3.1.4 Effet du rapport de forme $B/D$

D'après la figure 3.9a, la vitesse moyenne longitudinale  $U$  est maximale au milieu de la colonne d'eau (à  $z/D = 0,44$ ). Or, comme expliqué au chapitre 1 §1.1.2, c'est le marqueur de la présence de courants secondaires à axe longitudinal. Ces courants secondaires peuvent être contrôlés par le rapport de forme transverse  $Ar_y = B/D$  soit :

$$Ar_y = \frac{1}{0,055} = 18,20 \quad \Rightarrow \quad Ar_y \gg 5 \quad (3.16)$$

Le canal utilisé entre dans la gamme des canaux larges définie par (Nezu and Nakagawa, 1984).

Une autre largeur caractéristique est l'espacement entre les maisons  $L_y - \ell_y$  :

$$Ar_y = \frac{L_y - \ell_y}{D} = \frac{0,079}{0,055} = 1,43 \quad \Rightarrow \quad Ar_y \ll 5 \quad (3.17)$$

Le canal utilisé entre dans la gamme des canaux étroits définie par (Nezu and Nakagawa, 1984).

Afin, de savoir quelle est la largeur caractéristique du rapport de forme transverse  $Ar_y$  à considérer, traçons le profil vertical de vitesse moyenne longitudinale  $U$  au milieu de la veine rapide sur toute

la colonne d'eau mesurée à l'ADV et à la PIV pour l'écoulement à 93% (cf. figure 3.15).

Notons que dans la veine rapide, réaliser une moyenne longitudinale du profil vertical de vitesse  $U$  entre  $12,1035 \leq x \leq 12,1825$  ou réaliser une mesure à  $x = 12,143$  au centre du plan PIV ( $Ox, Oy$ ) revient au même car l'écoulement est homogène au centre de la veine rapide (cf. figure 3.15).

La figure 3.15 présente un profil parabolique de vitesse longitudinale typique des canaux étroits avec une décélération de la vitesse à l'approche de la surface libre. Donc, le rapport de forme qui contrôle l'écoulement est bien  $Ar_y = (L_y - \ell_y)/D = 1,44$ . Le phénomène de plongée se situe à la position  $z = 0,024$  m (cf. figure 3.15) donc le maximum de vitesse  $U$  se situe à la position  $\xi_{dip_{exp.}} = 0,42$ . Rappelons que la norme NF-EN-ISO748 stipule qu'autour de la position  $z/D = 0,40$  se situe la vitesse moyenne dans un écoulement en canal infiniment large, ce qui n'est évidemment pas le cas ici. En s'appuyant sur différentes équations de la littérature (cf. chapitre 1 §1.1.2.2) permettant le calcul de  $\xi_{dip_{exp.}}$ , on trouve :

- $\xi_{dip} = 0,68$  d'après la formule 1.17 de (Yang et al., 2004), soit +62% d'erreur relative par rapport à la valeur expérimentale  $\xi_{dip_{exp.}}$  ;
- $\xi_{dip} = 0,47$  d'après la formule 1.18 de (Bonakdari et al., 2008), soit +12% d'erreur relative par rapport à  $\xi_{dip_{exp.}}$ .

$\xi_{dip_{exp.}}$  à 93% est proche de la valeur calculée par l'équation de (Bonakdari et al., 2008). Or, ces formules sont des formules empiriques que les auteurs ont construites sur leur expériences respectives.

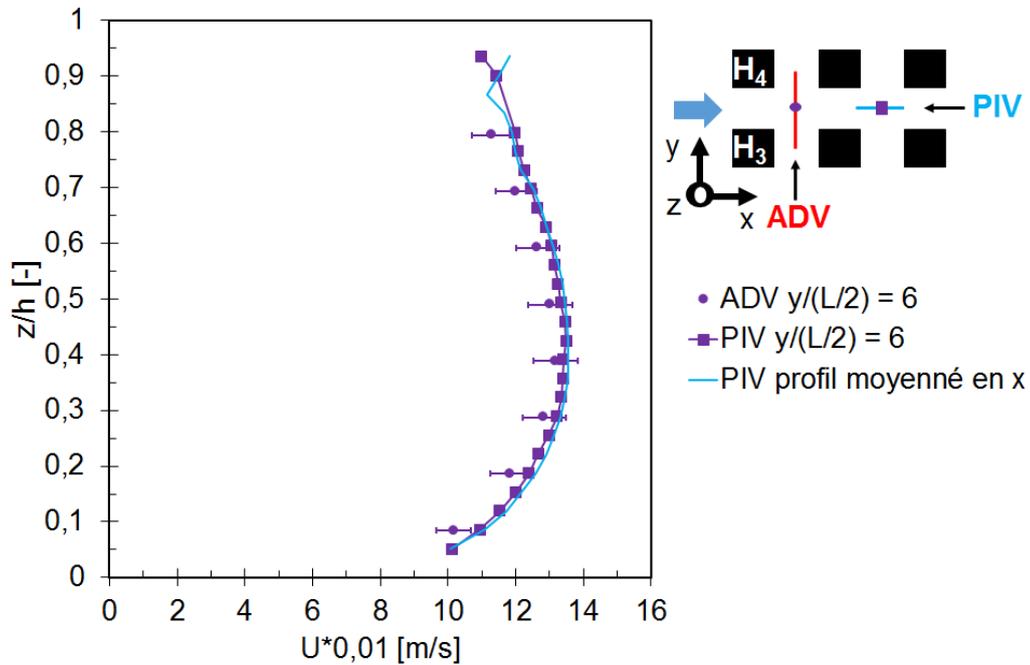


Figure 3.15: Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale  $U$  dans la veine rapide de l'écoulement à 93%.

Mesures à l'ADV à  $y/(L/2) = 6$  et  $x = 12$  m. Mesures à la PIV à  $y/(L/2) = 6$  et  $x = 12,143$  m, moyennage en  $x$  entre  $12,1035 \leq x \leq 12,1825$  m

La comparaison des profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale  $U$  (cf. figure 3.16) entre les mesures PIV et ADV montre qu'avec les deux techniques de mesure, nous obtenons des résultats comparables au centre de la veine rapide à  $y/(L/2) = 6$  et au centre de la maison à  $y/(L/2) = 7$ . Derrière la maison, à la position  $y/(L/2) = 7$ , les profils de vitesse se superposent, alors qu'au milieu de la veine rapide, à la position  $y/(L/2) = 6$ , les profils se superposent pour  $z/D \geq 0,6$  mais les mesures PIV sont plus élevées que les mesures ADV pour  $z/D \leq 0,6$ . L'écart de vitesse maximal est de 25% à  $z/D$  égale 0,1. Cet écart peut s'expliquer par une différence de discrétisation spatiale entre les deux méthodes et aussi par le fait que la mesure PIV est réalisée à 14,3 cm plus loin que la mesure ADV. Concernant les profils de vitesse au niveau de l'arête, le profil le plus fiable est le profil ADV car lors de la mesure PIV, l'ensemencement à cet endroit était très difficile à cause des forts gradients de vitesse présent au niveau de l'arête. De plus, il y a une rangée d'écart entre les deux profils de vitesse dans une zone de forts gradients entraînant :

- pour l'ADV, un volume de mesure de forme cylindrique de 7 mm de long, la mesure est très sensible à la position latérale  $y$  du centre du cylindre dans cette zone à fort gradient. S'il y a un décalage de 1 à 2 mm vers la zone rapide cela conduit à une surestimation des vitesses ;
- pour la PIV, l'épaisseur du plan est d'environ 2 mm, et si il y a un décalage de la nappe laser par rapport à la verticale vers la maison cela engendrera une sous-estimation des vitesses.

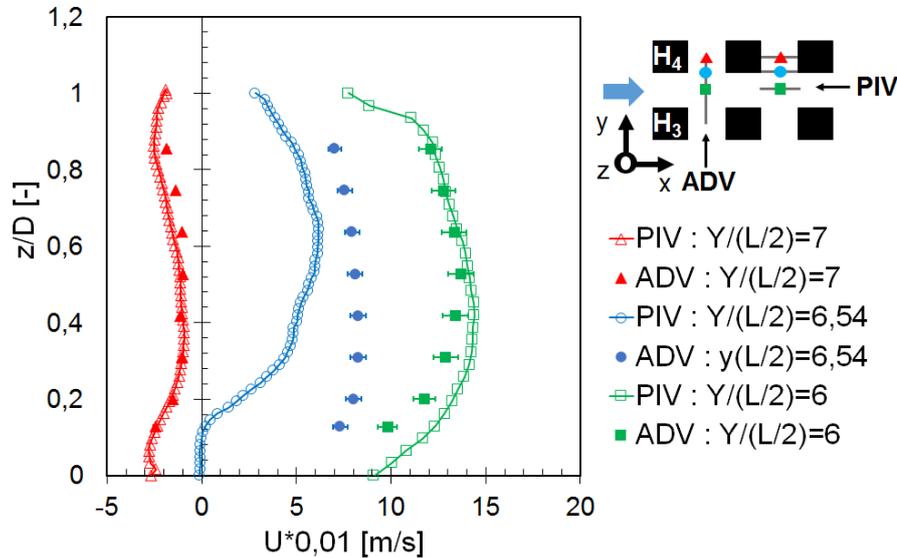


Figure 3.16: Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale mesurée à la PIV à  $x = 12, 143$  m et à l'ADV à  $x = 12$  m pour 93% et pour 3 positions latérales  $y/(L/2)$

### 3.3.1.5 Distribution de vitesse ADV au travers du motif central

La distribution dans une section transversale entre  $5 \leq y/(L/2) \leq 7$  des vitesses  $U, V$  et  $W$  pour 15 positions  $y$  sont représentées sur la figure 3.17.

La distribution de  $U$  est caractéristique des canaux étroits, le maximum de vitesse est situé au centre de la section mouillée ( $z/D = 0,54$ ). Sur la cartographie de la vitesse moyenne transversale

$V$ , deux tourbillons dans le plan  $(Oy, Oz)$  apparaissent sur la totalité de la verticale (cf. figure 3.17). Chaque cellule de courant secondaire à axes longitudinaux mesure environ la largeur d'une demi-veine rapide et d'une moitié de maison, donc d'un demi-motif. Ils ne sont pas totalement symétriques. Cela peut s'expliquer par la présence de plusieurs veines rapides les unes à côtés des autres entraînant des interactions entre elles. L'ordre de grandeur de la largeur totale des courants secondaires est d'environ deux fois la hauteur d'eau d'après (Nezu and Nakagawa, 1984), ici,  $2D = 11$  cm. Or, la largeur totale est de 14,3 cm. Cela correspond à l'ordre de grandeur indiqué.

La vitesse verticale moyenne  $W$  oscille autour de la valeur zéro (cf. figure 3.17). Au centre de la veine rapide, la vitesse  $W$  est négative excepté au fond où elle tend vers zéro, ceci est un comportement typique des écoulements en canaux étroits.

Regardons la cartographie de la vitesse caractéristique des courants secondaires  $Us$  (cf. figure 3.18). Deux zones se distinguent : une zone positive allant de la moitié de la veine rapide au milieu de la maison  $H_4$  et une zone négative allant du milieu de la veine rapide au milieu de la maison  $H_3$ . Ces deux zones représentent les deux cellules des courants secondaires. Notons que l'écoulement n'est pas totalement symétrique.

Il existe également dans la veine rapide un maximum de vitesse au niveau du milieu de la colonne d'eau pour toutes les positions  $x/(L/2)$  (cf. figure 3.19 à  $y/(L/2) = 6$ ). La vitesse de la veine rapide dans le sens longitudinal est homogène. Les mesures à  $y_2$  furent délicates à effectuer à cause des forts gradients de vitesse au niveau de l'arête (cf. figure 3.19). En effet, l'ensemencement de l'écoulement à cet endroit fut difficile. Le résultat du calcul est de ce fait moins précis. Un large tourbillon vertical est observé à cet endroit.

Le figure 3.18 présente des zones de recirculation proche de la surface libre et proche du fond.

Sur la figure 3.18, la vitesse est positive avec un maximum de vitesse au niveau du milieu de la colonne d'eau pour toutes les positions  $x$  du champ de vitesse. Le profil parabolique est donc présent sur toute cette zone.

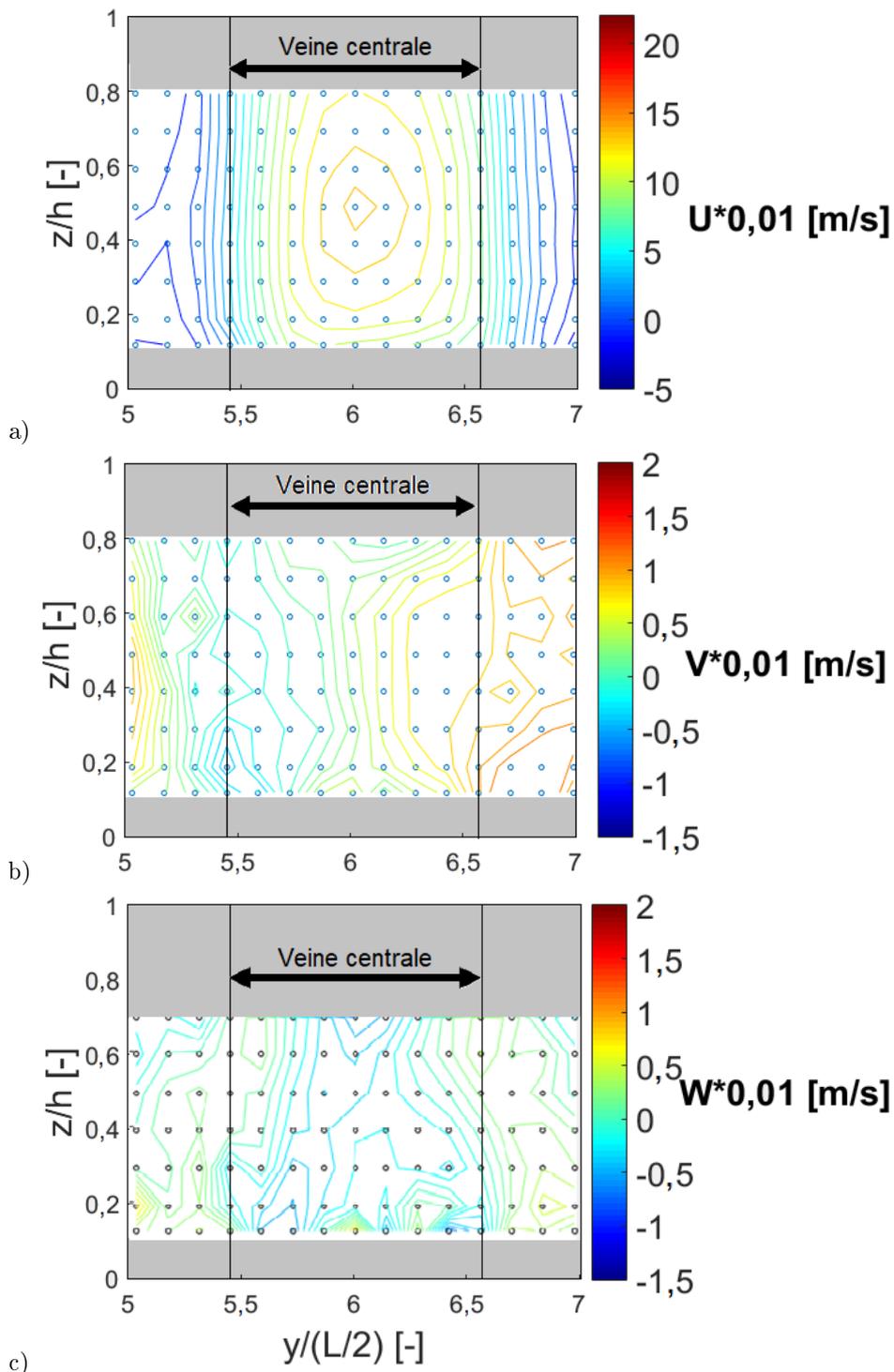


Figure 3.17: Distribution des composantes de la vitesse moyenne  $U$ ,  $V$  et  $W$  dans la section transverse à  $x = 12$  m, pour  $5 \leq y/(L/2) \leq 7$ . Les cercles vides indiquent la position des points de mesures, les zones grises indiquent les emplacements où la mesure n'était pas possible

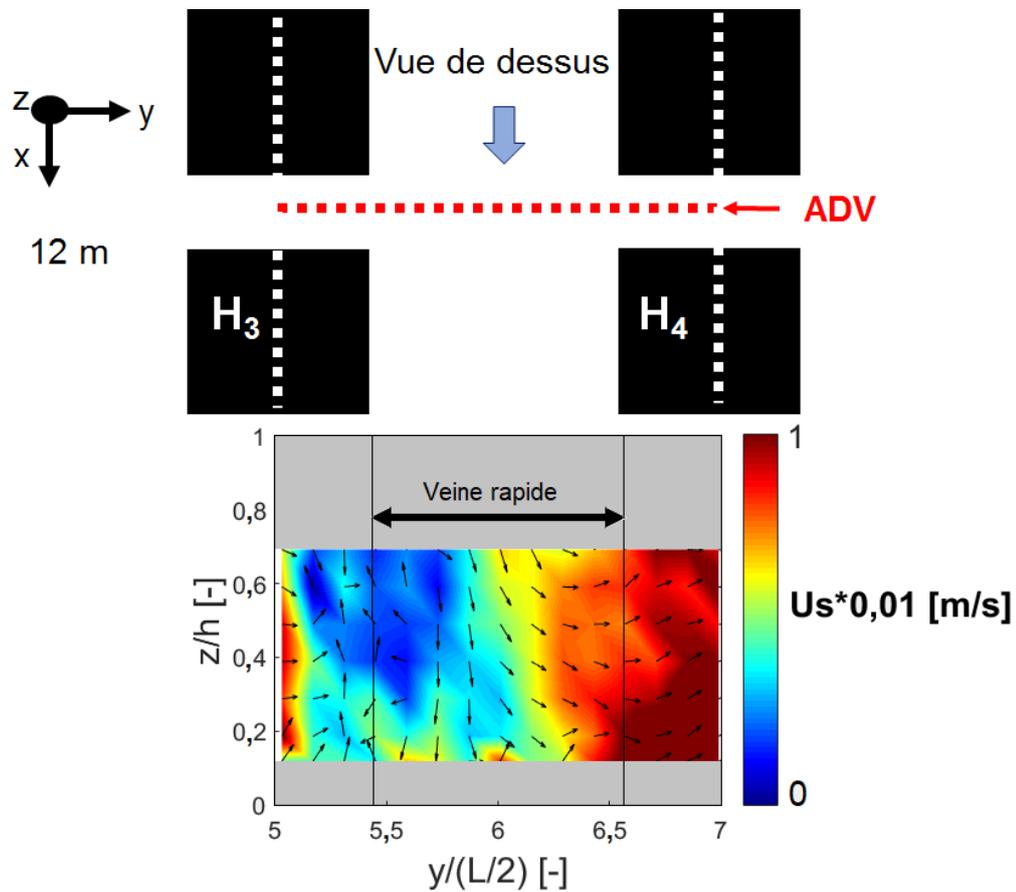


Figure 3.18: Vecteur vitesse représentant le sens de la vitesse  $U_s$  caractérisant les cellules de courants secondaires à axes longitudinaux, les couleurs représentent l'interpolation linéaire des points de mesures ADV

La figure 3.19b montre au niveau de l'arête une zone de forte vitesse et sur les bords une vitesse nulle au niveau des parois des maisons (adhérence aux parois). La figure 3.19c présente un champ de vitesse négatif au fond et à la surface libre. Le tourbillon de surface est toujours présent dans la colonne d'eau avec un léger rétrécissement au milieu de la colonne d'eau. Les figures 3.19a, 3.19b, 3.19c montrent respectivement, une vitesse négative sur la colonne d'eau cela est cohérent avec la présence de courant secondaire à cet endroit ; on retrouve la vitesse moyenne  $W$  nulle en surface derrière la maison, cela est logique car en surface ce sont des tourbillons 2D dans le plan  $(Ox, Oy)$  qui se forment. De plus, derrière la maison plusieurs tourbillons sont présents.

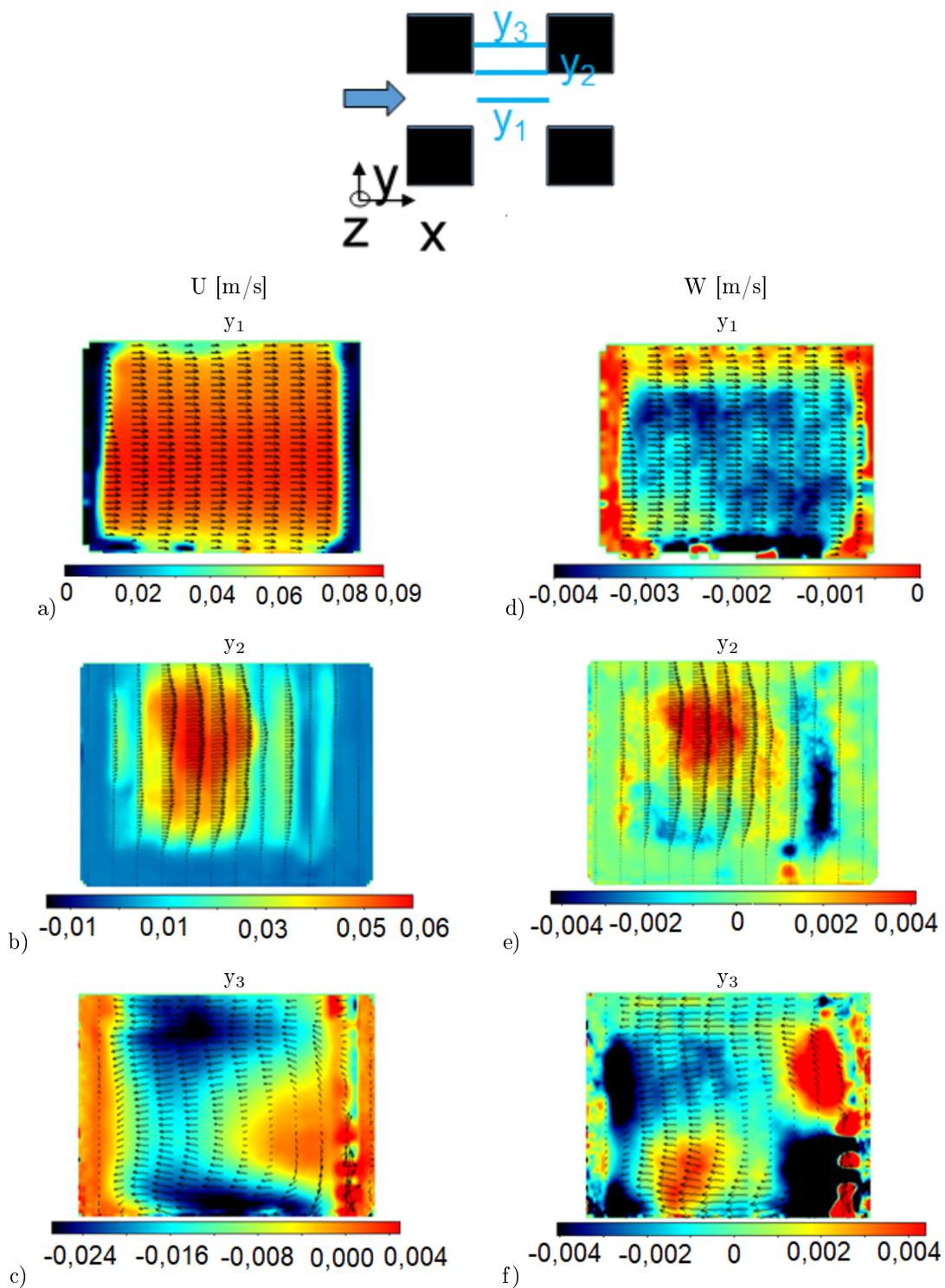


Figure 3.19: Champs de mesures PIV extraits dans la direction longitudinale aux positions  $y_1$ ,  $y_2$  et  $y_3$ , de l'écoulement à 93%  
a), b), c) :  $U$ , et d), e), f) :  $W$

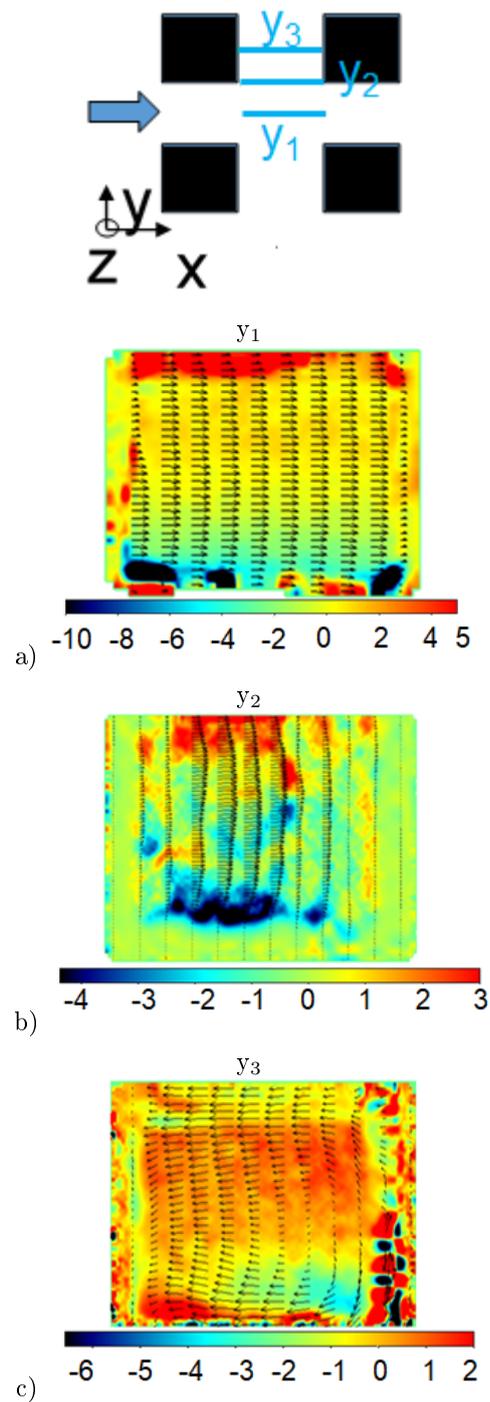


Figure 3.20: Champs de vorticité  $\omega_y$  extraits dans la direction longitudinale de l'écoulement à 93% aux positions :a)  $y_1$ , b)  $y_2$  et c)  $y_3$

La figure 3.20 montre la présence d'un rouleau de vorticité qui s'étend sur le demi-motif. L'écoulement est schématisé sur la figure 3.21.

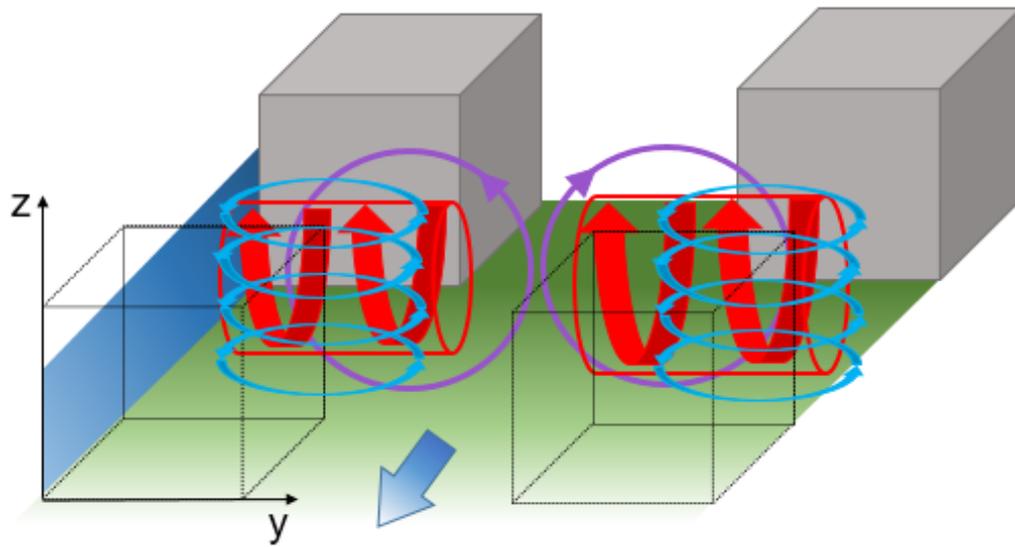


Figure 3.21: Schématisation de l'écoulement : les cercles violets indiquent les cellules de courants secondaires, les cercles bleus représentent les tourbillons dans la colonne d'eau, les tubes rouges représentent la vorticité

Synthèse :

Cet écoulement émergé à 93% est un écoulement complexe :

- principalement unidirectionnel dans la direction longitudinale.  
De plus, la structure verticale de son profil de vitesse est typique des canaux étroits avec un phénomène de plongée à hauteur de la position  $\xi_{dip} = 0,42$  ;
- une turbulence bidimensionnelle au niveau du plan horizontal surfacique (Ox, Oy) est cohérente avec les régimes d'écoulements trouvés et les fréquences de détachement tourbillonnaire : interférence de sillage, gap flow mode, quasi-interlocked flow et mode binaire ;
- tridimensionnel dans la colonne d'eau lié à la présence des recirculations et des tourbillons : courants secondaires et tourbillons derrière les maisons, en effet, l'intensité turbulente 3D est supérieur à 30% .

Ce canal est un canal large dans lequel des obstacles de forme prismatique à base carrée sont introduit en configuration alignée carré. Le côté du carré  $\ell$  est de 6,4 cm. L'espacement entre les obstacles  $L_i - \ell_i = 7,9$  cm dans les deux directions de l'espace. Donc, l'espacement et la longueur caractéristique du carré sont du même ordre de grandeur. Cela entraîne des taux de blocages  $\varphi_i$  dans les deux directions de l'espace très élevés :  $\varphi_x = 44\%$  et  $\varphi_y = 45\%$ . C'est l'espacement réduit entre les obstacles qui permet l'obtention d'un rapport de forme transverse  $A_{r_y} < 5$  avec un profil de vitesse typique des écoulements en canaux étroits avec présence de courants secondaires dans toute la largeur du canal. Cependant, le profil de vitesse reste parabolique car dans la direction longitudinale, les espacements sont suffisamment petits, avec un rapport de forme longitudinal  $A_{r_x}$  dans une certaine gamme de valeur, pour que le profil de vitesse ne se transforme pas en profil logarithmique.

C'est pourquoi, il est possible de considérer cette configuration comme une juxtaposition de canaux étroits sans oublier que ces canaux sont discontinus dans le sens longitudinal.

Nous approfondirons plus en détail cette piste dans la partie analyse numérique 3D des écoulements.

Comparons l'écoulement émergé à 93% aux deux autres écoulements émergés à 42% et à 98% afin de comprendre leur similitudes et leur différences.

### 3.3.2 Comparaison des 3 écoulements émergés à 42%, 93% et 98%

Des profils transversaux des vitesses moyennes  $U, V$  et  $W$  normalisées par la vitesse de porosité  $U_\Phi$  sont présentés sur la figure 3.22. Si l'on compare à la figure 3.9 (vitesses  $U, V$  et  $W$  non normalisées), on s'aperçoit que le champ de vitesse moyen est contrôlé par la vitesse  $U_\Phi$ . Les distributions semblent peu sensibles au confinement  $D/h$ .

La figure 3.22 montre que les vitesses latérales moyennes  $V$  ont le même comportement avec un maxima et minima alterné au niveau des arêtes des maisons. Le comportement de la vitesse verticale  $W$  (cf. figure 3.22) est le même pour les écoulements à 93% et à 98% : courbes superposées et proche de zéro.

L'alternance de vitesse positive et négative avec un passage nul au milieu de la veine rapide montre

qu'en moyenne un seul tourbillon est formé derrière les maisons et qu'il tend à s'extraire par une veine rapide d'un côté ou de l'autre.

Il était difficile de mesurer la vitesse verticale de l'écoulement à 42% car les pattes de la sonde sortaient de l'eau à la position  $z/D = 0,44$ .

Les trois écoulements ont une vitesse verticale autour de zéro, corroborant la présence de courants secondaires (Nezu and Nakagawa, 1984).

Les trois écoulements émergés ont le même comportement. Les champs de vitesses moyens sont donc peu sensibles au taux d'immersion  $D/h$  lorsque les vitesses sont normalisées par  $U_\Phi$ . Regardons ce qu'il en est de la structure verticale des champs de vitesse.

La valeur moyenne du tenseur de Reynolds  $U'V'$  (cf. figure 3.23) à la position  $z/D = 0,44$  montre que les trois écoulements émergés sont des écoulements similaires, c'est-à-dire que les phénomènes physiques prépondérants sont identiques. Le maximum et le minimum de la vitesse se situent au niveau des arêtes des maisons. Le maximum et le minimum de vitesse s'alternent d'une arête à l'autre. La vitesse s'annule au milieu des veines rapides. Cela signifie que le détachement tourbillonnaire se situe effectivement au niveau des arêtes et qu'il n'y a pas de détachement au niveau du milieu des veines rapides. Ceci est un résultat attendu pour des obstacles à base carré.

Les figures 3.26, 3.28 montrent le même type d'écoulement que la figure 3.19 avec une vitesse  $U$  positive, homogène et avec un maximum de vitesse au milieu de la colonne d'eau. La vitesse  $W$  dans la veine rapide est négative cela est en cohérence avec les cellules de courants secondaires. Au niveau de l'arête, la vitesse  $U$  ralentit au niveau de maison. La vitesse  $W$  présente une zone positive et une zone négative pour les écoulements 93% et 42%, cela renvoie aux figures 3.27 et 3.20 qui montre un rouleau de vorticité schématisé sur la figure 3.21. La vitesse  $W$    l'arête de l'écoulement 98% se partage en 4 zones et sur la figure 3.29, on distingue deux rouleaux de vorticité derrière la maison et un seul au niveau de l'arête.

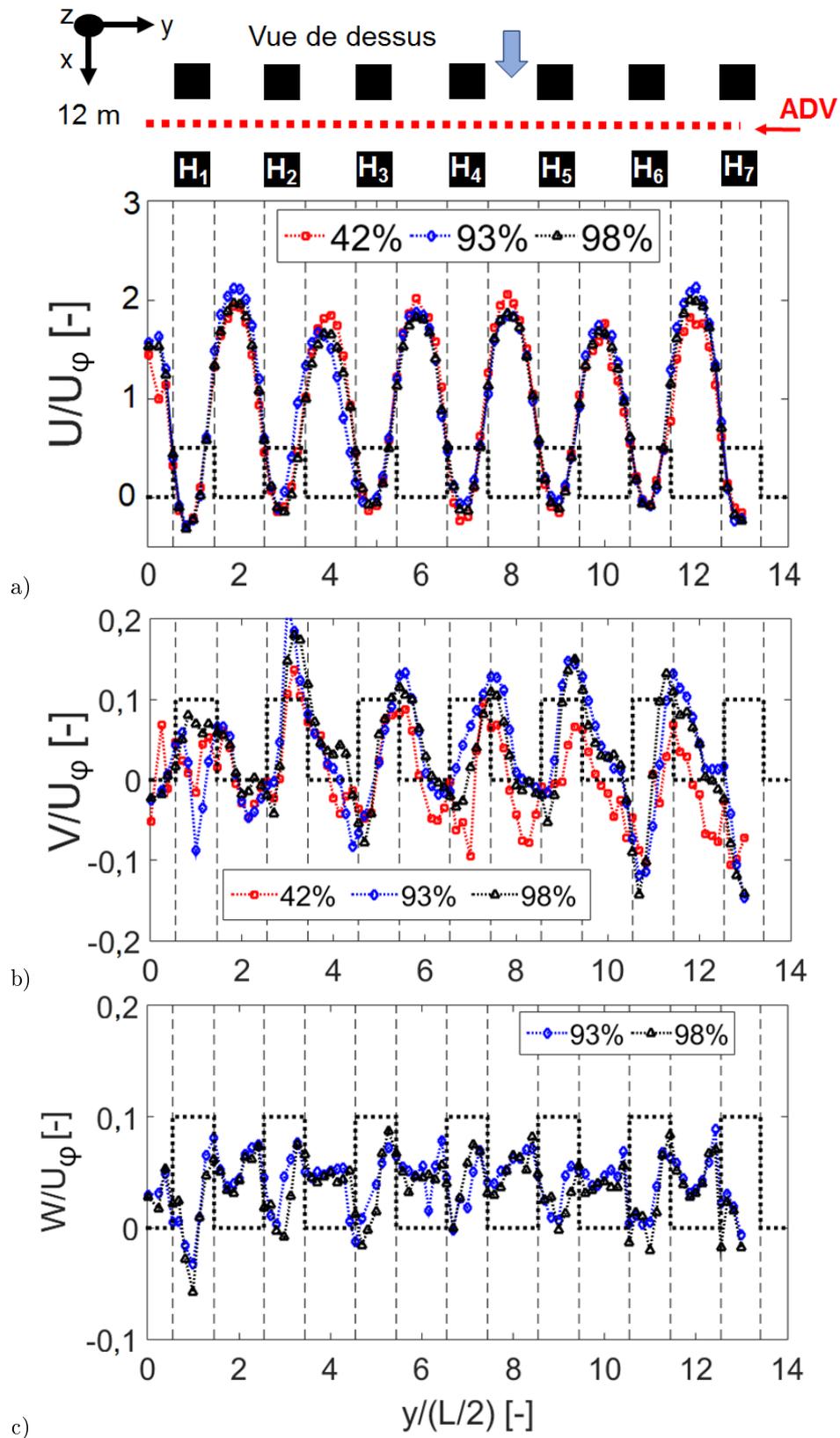


Figure 3.22: Profils transversaux de vitesses moyennes a)  $U$ , b)  $V$  et c)  $W$  pour les trois écoulements émergés. Mesures à la position verticale  $z/D = 0,44$  normalisées par la vitesse effective  $U_\phi$

Les résultats sont comparables pour les fluctuations de vitesses  $U'$ ,  $V'$  et  $W'$  (cf. figure 3.23) et pour les tenseurs de Reynolds (cf. figure 3.24). L'activité turbulente semble donc peu dépendante du taux d'immersion  $D/h$  lorsque l'on normalise les fluctuations de vitesse par la vitesse de porosité  $U_\Phi$ .

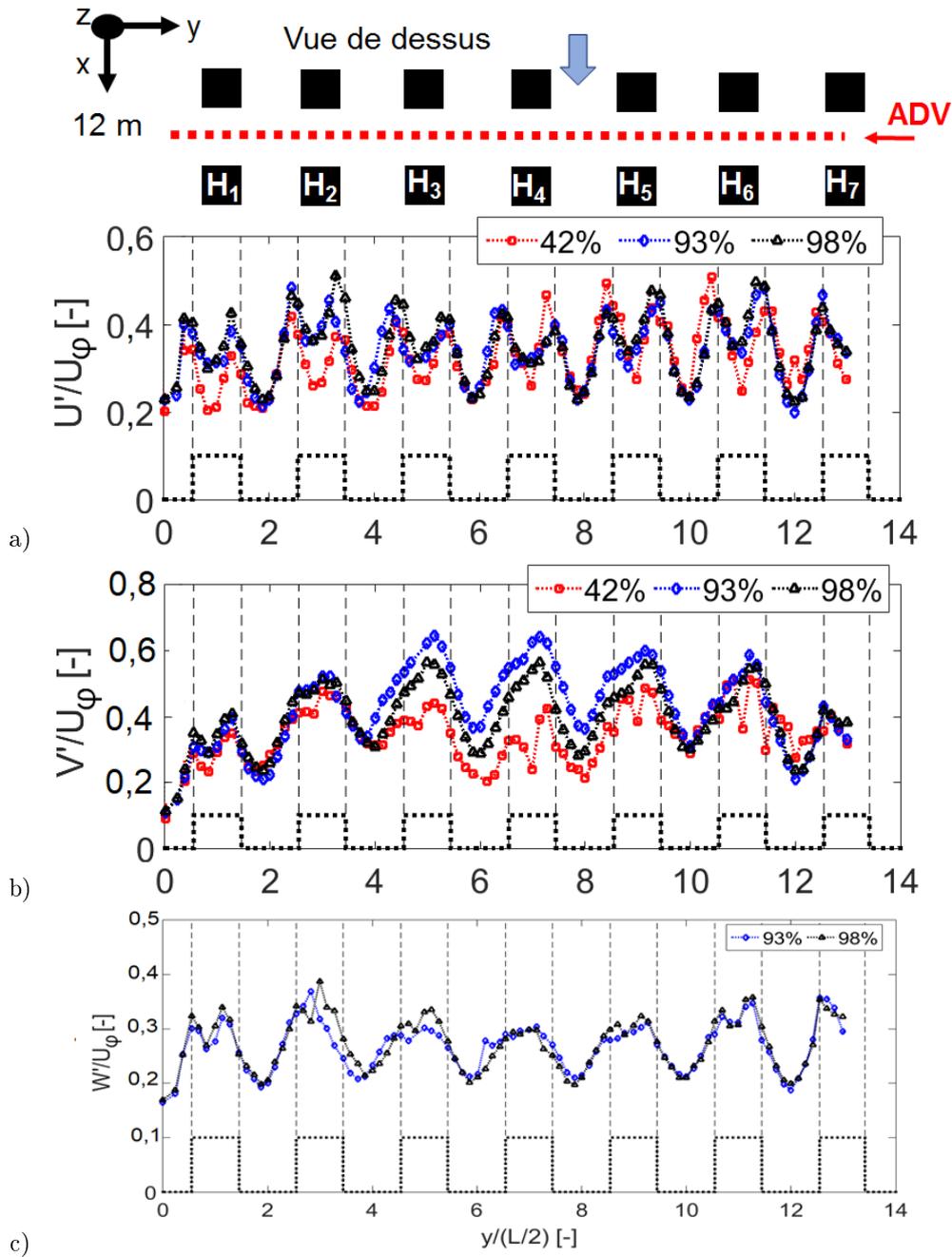


Figure 3.23: Profils transversaux des fluctuations de vitesse  $U'$ ,  $V'$  et  $W'$  en fonction de  $y/(L/2)$  pour les trois écoulements à  $D/h < 1$ . Mesures à l'altitude  $z/D = 0,44$

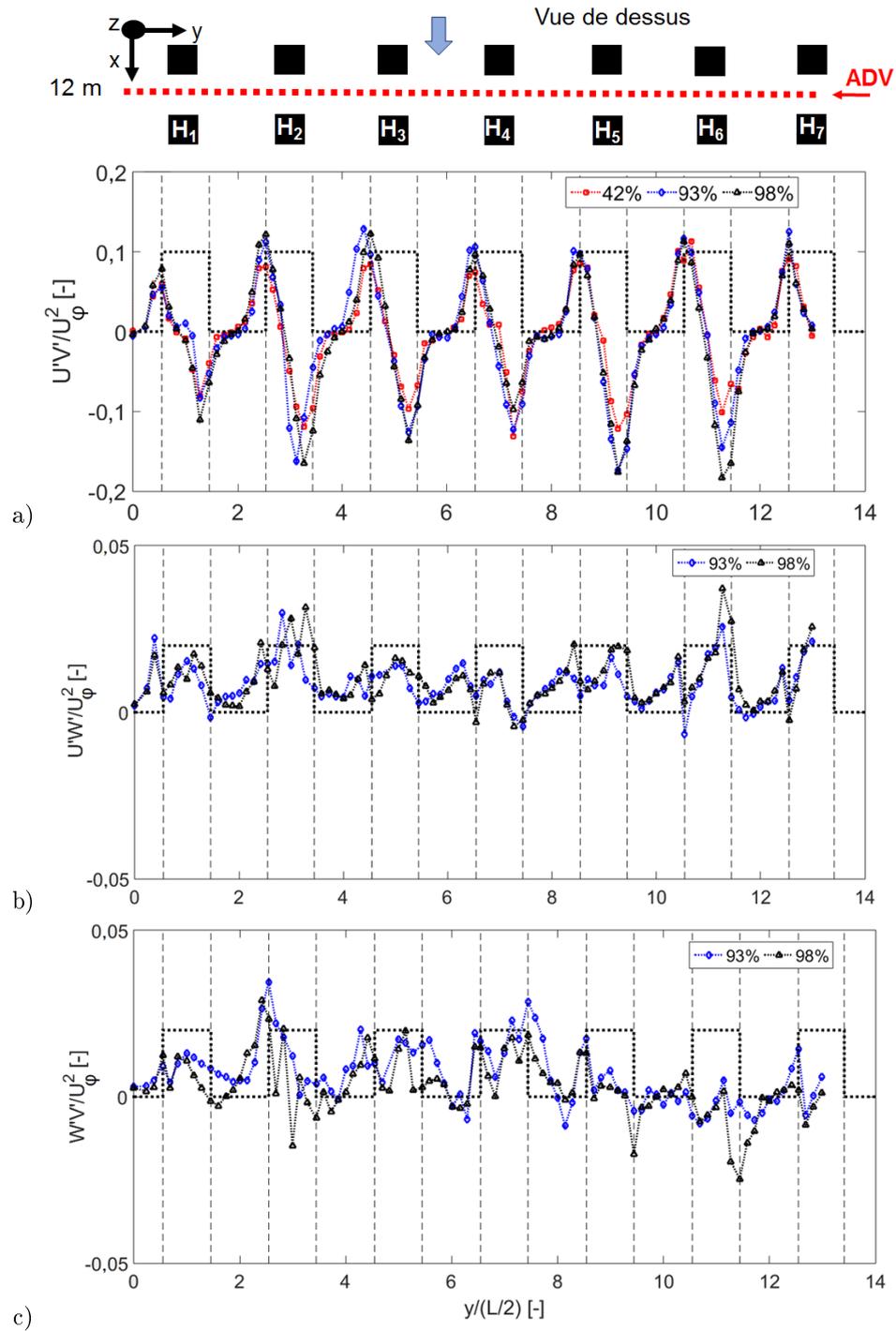


Figure 3.24: Tenseurs de Reynolds transverses  $U'V'$ ,  $U'W'$ ,  $W'V'$  en fonction de  $y/(L/2)$  à  $x = 12$  m et à l'altitude  $z/D = 0,44$  pour les écoulements 42%, 93% et 98%

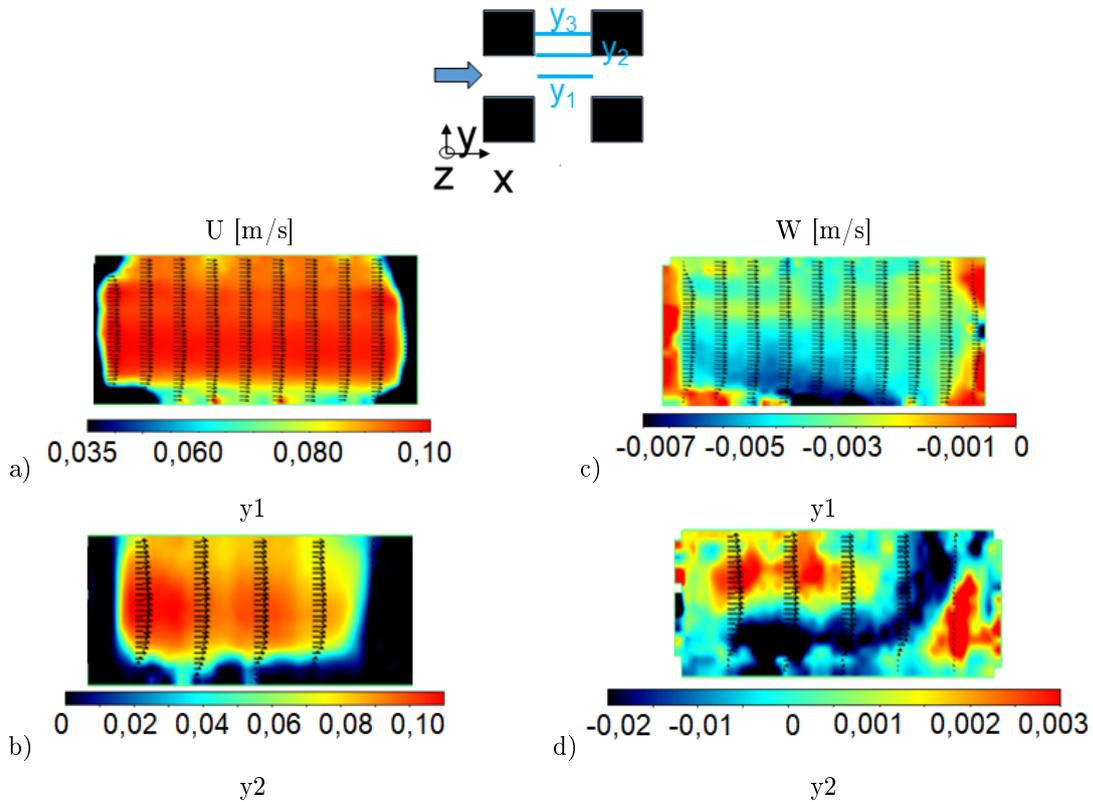
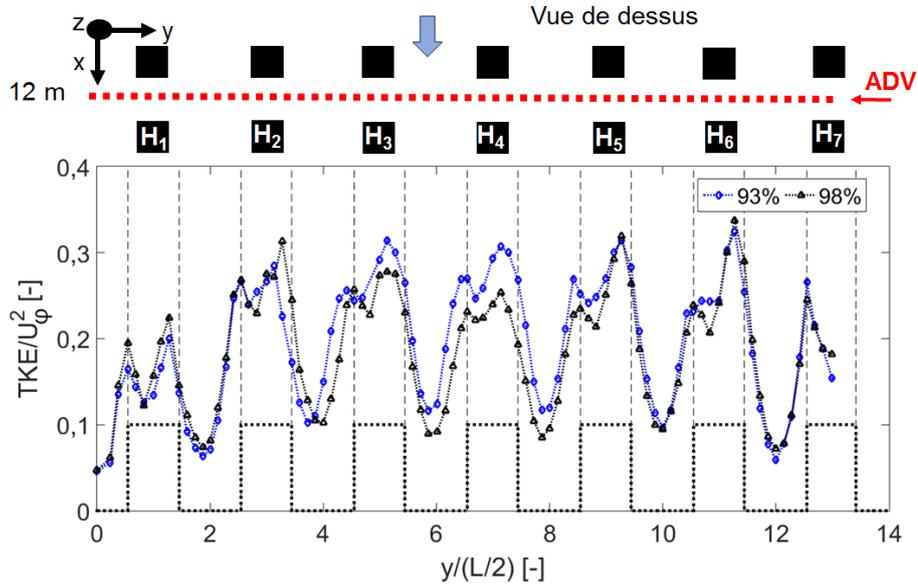


Figure 3.26: Champs de mesures PIV extraits dans la direction longitudinale aux positions  $y_1$  et  $y_2$  de l'écoulement 42%

a), b) :  $U$ , et c), d) :  $W$

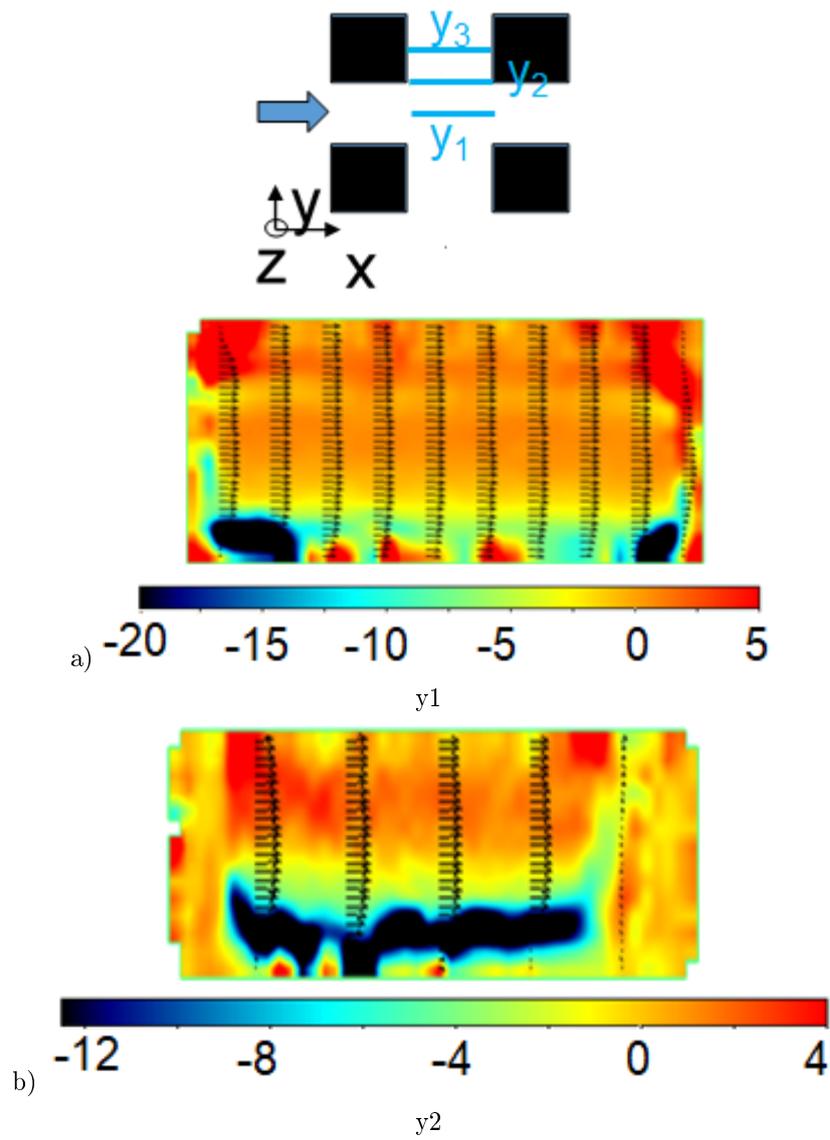


Figure 3.27: Champs de vorticité  $\omega_y$  extraits dans la direction longitudinale aux positions  $y_1$  et  $y_2$ , de l'écoulement 42%

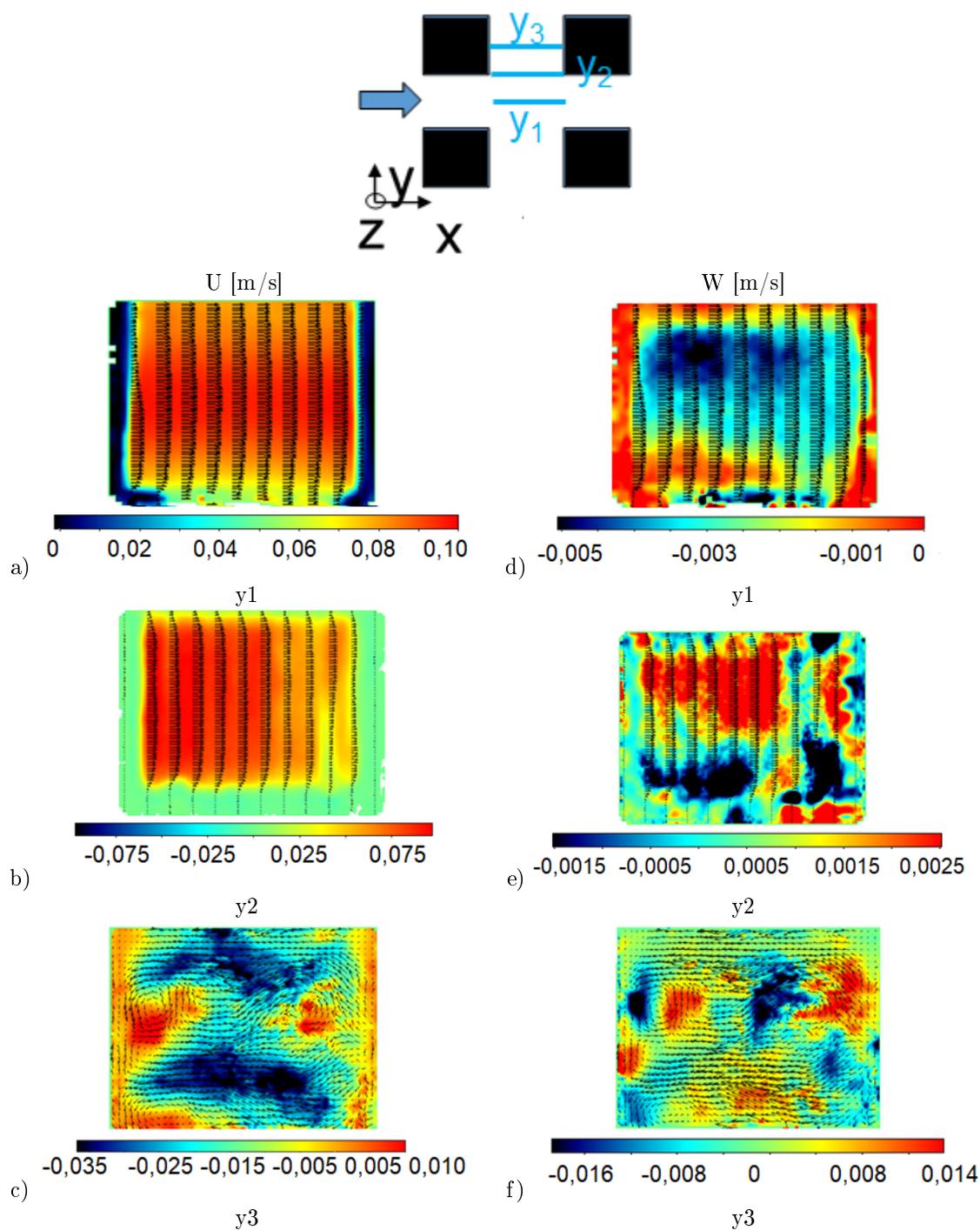


Figure 3.28: Champs de mesures PIV dans la direction longitudinale aux positions  $y_1$ ,  $y_2$  et  $y_3$ , de l'écoulement 98%  
a), b), c) :  $U$ , et d), e), f) :  $W$

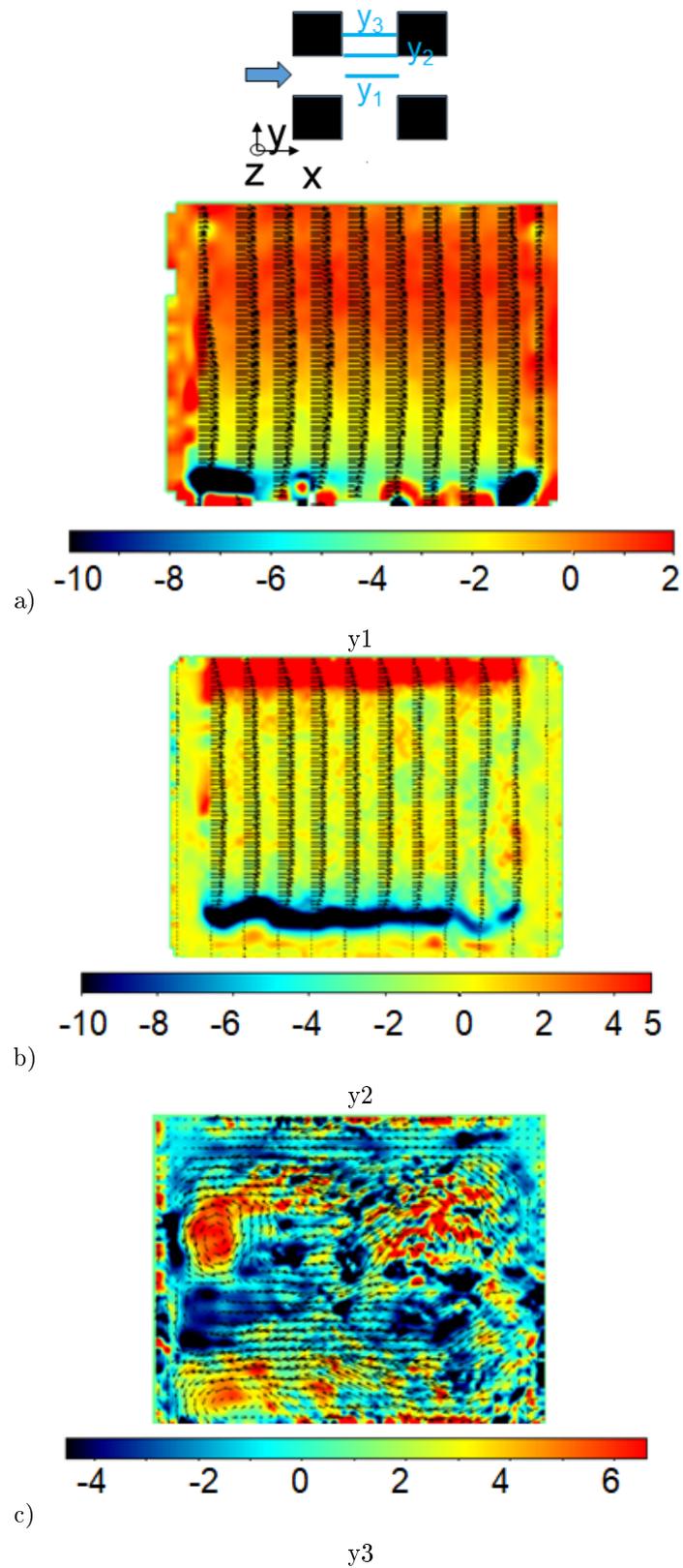


Figure 3.29: Champs de vorticité  $\omega_y$  extraits dans la direction longitudinale aux positions  $y_1$ ,  $y_2$  et  $y_3$ , de l'écoulement 98%

Traçons les 3 profils verticaux de la vitesse moyenne  $U$  à la position  $x = 12$  m au milieu de la veine rapide en fonction de la position verticale  $z$  (cf. figure 3.30). Bien que les valeurs de vitesse soient différentes, la forme du profil parabolique est conservée.

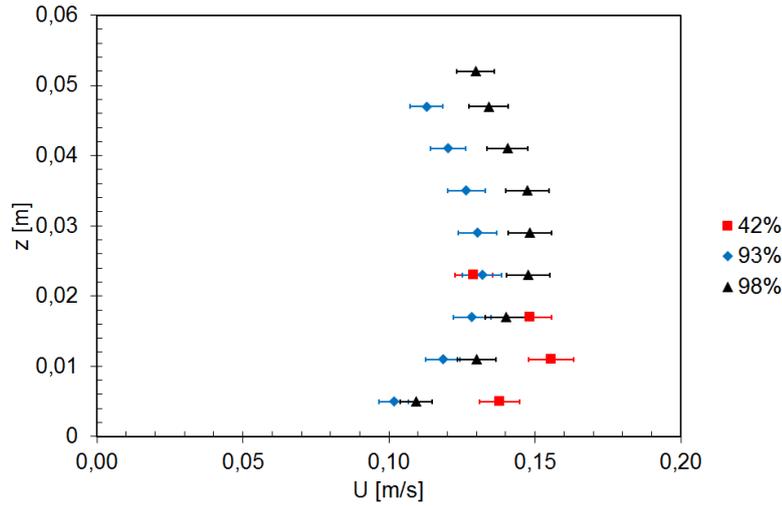


Figure 3.30: Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale à  $x = 12$  m au milieu de la veine rapide pour les trois écoulements 42%, 93% et 98%

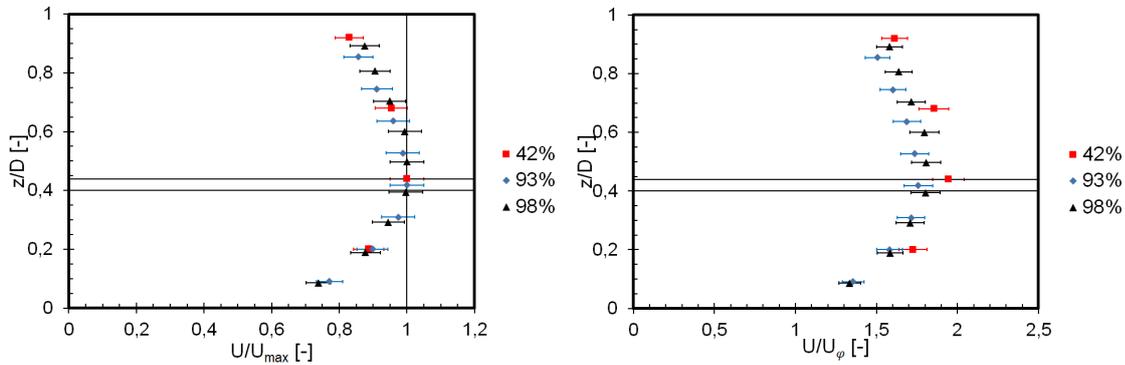


Figure 3.31: Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale  $U$  à la position  $x = 12$  m au milieu de la veine rapide entre les maisons  $H_3$  et  $H_4$  pour les trois taux d'immersion. Normalisation des vitesses : à gauche par  $U_{max}$ , à droite par  $U_\varphi$

En adimensionnant le profil vertical de la vitesse moyenne longitudinale  $U$  sur la figure 3.30 par la vitesse maximale locale  $U_{max}$  (cf. figure 3.31) de chaque écoulement, les 3 profils se superposent. La position de  $U_{max}$  se situe autour de  $0,4D$ . Ce profil est typique des écoulements en canaux étroits dont le rapport de forme transverse est inférieur à 5 :  $A_{ry} < 5$ .

Observons si derrière le milieu de la maison  $H_4$  et au niveau de l'arête de la maison  $H_4$ , les profils de vitesse normalisés se superposent.

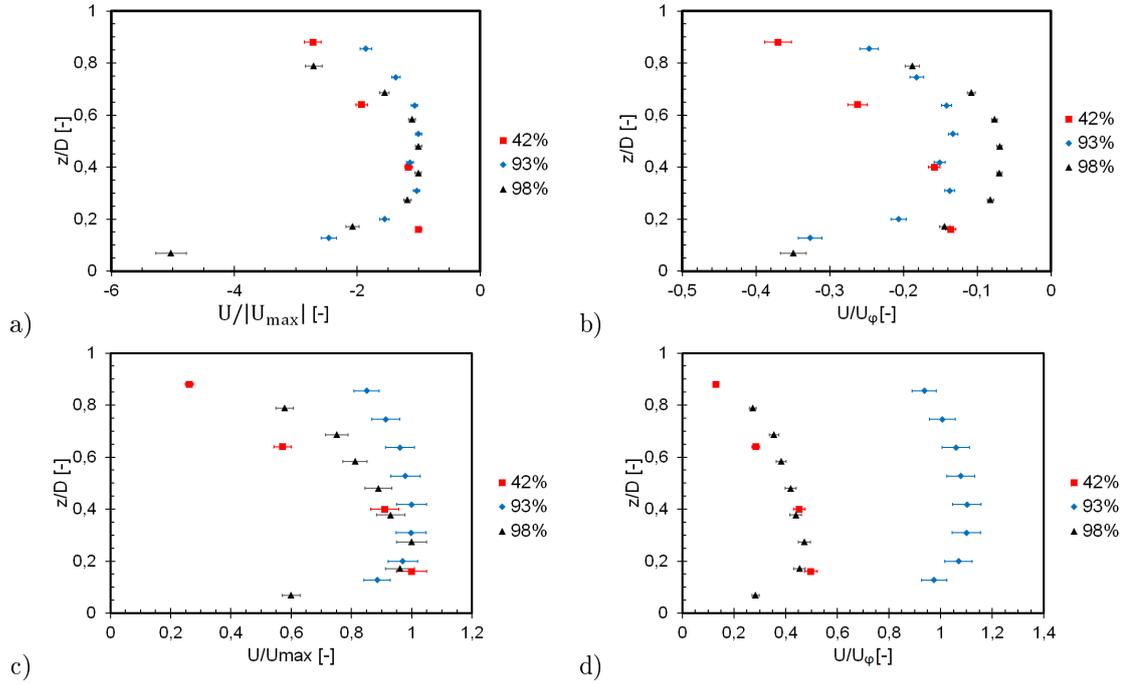


Figure 3.32: Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale à  $x = 12$  m normalisée par  $U_{max}$  et  $U_{\Phi}$   
a), b) : derrière le milieu de la maison  $H_4$ ,  
c), d) : derrière l'arête de la maison  $H_4$

La figure 3.32 présente des maxima de vitesse à des positions différentes : à  $z/D = 0,3$  pour les écoulements à 93% et 98% d'immersion et pour l'écoulement à 42% d'immersion, la position verticale  $z$  du maximum de vitesse est comprise entre 0,1 et 0,4 compte tenu du peu de mesure à cet endroit. La figure 3.32a a été normalisée par la valeur absolue de la vitesse  $U_{max}$  car la vitesse étant négative, le rapport des vitesses deviendra positif.

La figure 3.32 ne montre pas une superposition des courbes de vitesses des 3 écoulements (42%, 93% et 98%). Cependant, les courbes ont la même forme compte tenu du fait qu'au niveau de l'arête de la maison une zone de fort gradient de vitesse est présente et que derrière la maison des tourbillons sont créés. Le profil de vitesse adimensionné par  $U_{\varphi}$  du 93% se différencie au niveau de la maison  $H_4$  car sa vitesse effective est plus basse de 6% par rapport aux deux autres écoulements qui ont la même vitesse effective. De plus, le rapport de forme transverse  $A_{r_y}$  de ces trois écoulements au niveau de la veine rapide sont récapitulés dans le tableau 3.4.

$D/h$ [%]	$A_{r_y}$ [-]	$\xi_{dip_{exp}}$ [-]	$\xi_{dip}$ [-]	$\xi_{dip}$ [-]
			(Yang et al., 2004)	(Bonakdari et al., 2008)
42	3,16	0,44	0,80	0,76
93	1,36	0,42	0,68	0,47
98	1,43	0,40	0,62	0,47

Tableau 3.4: Position de la vitesse moyenne longitudinale maximale  $U_{max}$ , notée  $\xi_{dip}$ , en fonction du rapport de forme transverse  $A_{r_y}$

## Synthèse :

Les trois écoulements avec obstacles émergés (42%, 93% et 98%) présentent des profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale de forme parabolique, des valeurs de vitesses du même ordre de grandeur et un même mode d'oscillation de la surface libre. L'étude détaillée des trois écoulements à 42%, 93% et 98% montre que ces trois écoulements ont le même comportement, ils sont indépendants du taux d'immersion  $D/h$  une fois normalisée par la vitesse de porosité  $U_\Phi$ . Ils sont caractérisés par :

- un écoulement privilégié dans la direction longitudinale selon l'axe  $Ox$  ;
- un profil vertical de vitesse moyenne longitudinale  $U$  de forme parabolique typique des écoulements en canaux étroits avec présence de courants secondaires ;
- une intensité turbulente moyenne  $TI_{moyen3D}$  élevée : supérieure à 30% ;
- une vitesse verticale moyenne quasi-nulle et une fluctuation verticale deux fois plus grande ;
- les écoulements se classent comme l'écoulement à 93% dans les régimes d'écoulement à interférence de sillage, gap flow mode, quasi interlocked flow, mode binaire ;
- une même oscillation de la surface libre avec le même mode d'oscillation.

Ces écoulements sont complexes : des tourbillons créés en surface dans le plan  $(Ox, Oy)$  avec des détachements tourbillonnaires présent au niveau des arêtes et aussi des tourbillons formés dans la colonne d'eau dans le plan  $(Oy, Oz)$  et également des zones de recirculations formées dans le plan  $(Ox, Oz)$ . La structure des écoulements émergés est schématisée sur la figure 3.21.

Étudions l'écoulement submergé afin de savoir si il possède les mêmes caractéristiques que les écoulements émergés.

### 3.4 Maisons submergées à 148%

Étudions l'écoulement submergé en détail, puis comparons le à l'écoulement émergé à 93% car celui-ci contient plus de données de mesure que les deux autres écoulements émergés.

Des profils transversaux des composantes de la vitesse moyenne  $U, V$  et  $W$  sont présentés sur la figure 3.33. Plus on s'approche de la surface libre et moins il y a de différence de vitesse moyenne longitudinale  $U$  entre la veine rapide et la zone lente derrière les maisons (différence de 15 cm/s au fond à  $z/h = 0,12$  et différence de 3 cm/s à  $z/h = 1,34$  proche de la surface libre). Cela est un résultat attendu compte tenu des profils de vitesse au-dessus d'obstacles ou au-dessus de banquettes que l'on peut trouver dans la littérature (Larrarte and Cottineau, 2008). Pour ces obstacles submergés, le maximum de vitesse moyenne longitudinale  $U$  se situe à la surface libre. La vitesse moyenne  $U$  est dominante.

La vitesse moyenne  $V$  (cf. figure 3.33) présente deux comportements différents :

- à des positions verticales en dessous de l'obstacle à  $z/h = 0,12$  et  $z/h = 0,42$ ; la vitesse

est maximale en valeur absolue au niveau des arêtes longitudinales des maisons, endroits des détachements tourbillonnaires. Au centre des veines rapides, le gradient transversale de vitesse s'annule  $\frac{\partial U}{\partial y} \approx 0$ , le point d'inflexion de la vitesse est présent indiquant un profil de vitesse instable. Ce comportement est le même que pour les écoulements avec maisons émergées ;

- au-dessus de l'obstacle entre  $z/h = 1$  à  $z/h = 1,34$ , la vitesse est toujours positive, il n'y a plus présence de détachements tourbillonnaires car il n'y a plus de maisons.

Ici, la hauteur de l'obstacle est une frontière qui sépare deux types d'écoulements.

Concernant la vitesse verticale  $W$ , pour toutes les positions verticales la même forme et la même valeur de la vitesse sont visibles sur la figure 3.33. La vitesse  $W$  reste proche de zéro.

Les fluctuations de vitesses  $U'$  (cf. figure 3.34) sont pour toutes les positions verticales  $z/h$  du même ordre de grandeur autour de 2,5 cm/s donc divisées par 6 par rapport à la valeur de la vitesse moyenne  $U$ . Le profil de vitesse est plat.

Les fluctuations de vitesses  $V'$  (cf. figure 3.34) oscillent très peu et sont pour toutes les positions  $z/h$  autour de 1,5 cm/s.

Les fluctuations de  $W'$  (cf. figure 3.34) oscillent peu et sont pour toutes les positions verticales du même ordre de grandeur autour de 2,5 cm/s. Les fluctuations de  $W'$  sont deux fois plus importantes que la vitesse moyenne  $W$  qui elle est proche de zéro.

$U'$ ,  $V'$  et  $W'$  sont beaucoup plus faibles à la surface libre. Les tenseurs de Reynolds  $U'V'$  (cf. figure 3.35) sont différents selon la position verticale  $z/h$  :

- pour  $z/h = 0,12$  et  $z/h = 0,42$ , positions verticales situées en-dessous de la hauteur de l'obstacle  $h$ , les fluctuations oscillent entre 2,5 cm/s et -2,5 cm/s avec une alternance de vitesse positive et négative à chaque arête de maison au niveau des détachements tourbillonnaires et un point d'inflexion au milieu des veines rapides indiquant un profil de vitesse instable. Ce comportement est identique aux écoulements avec maisons émergées ;
- pour  $z/h = 1$ , hauteur totale de l'obstacle  $h$ , le comportement est le même que précédemment mais avec une fluctuation plus faible allant de 2 cm/s à 2,5 cm/s ;
- pour  $z/h = 1,34$  proche de la surface libre, la fluctuation oscille entre 1 cm/s et -1 cm/s avec des minima au niveau des arêtes des maisons et des maxima au milieu des veines rapides et du milieu des maisons. Ce changement de comportement est lié au fait que l'écoulement proche de la surface libre est moins impacté par les obstacles.

Les deux autres tenseurs de Reynolds  $U'W'$  et  $V'W'$  sont plus faibles au niveau de la surface libre.

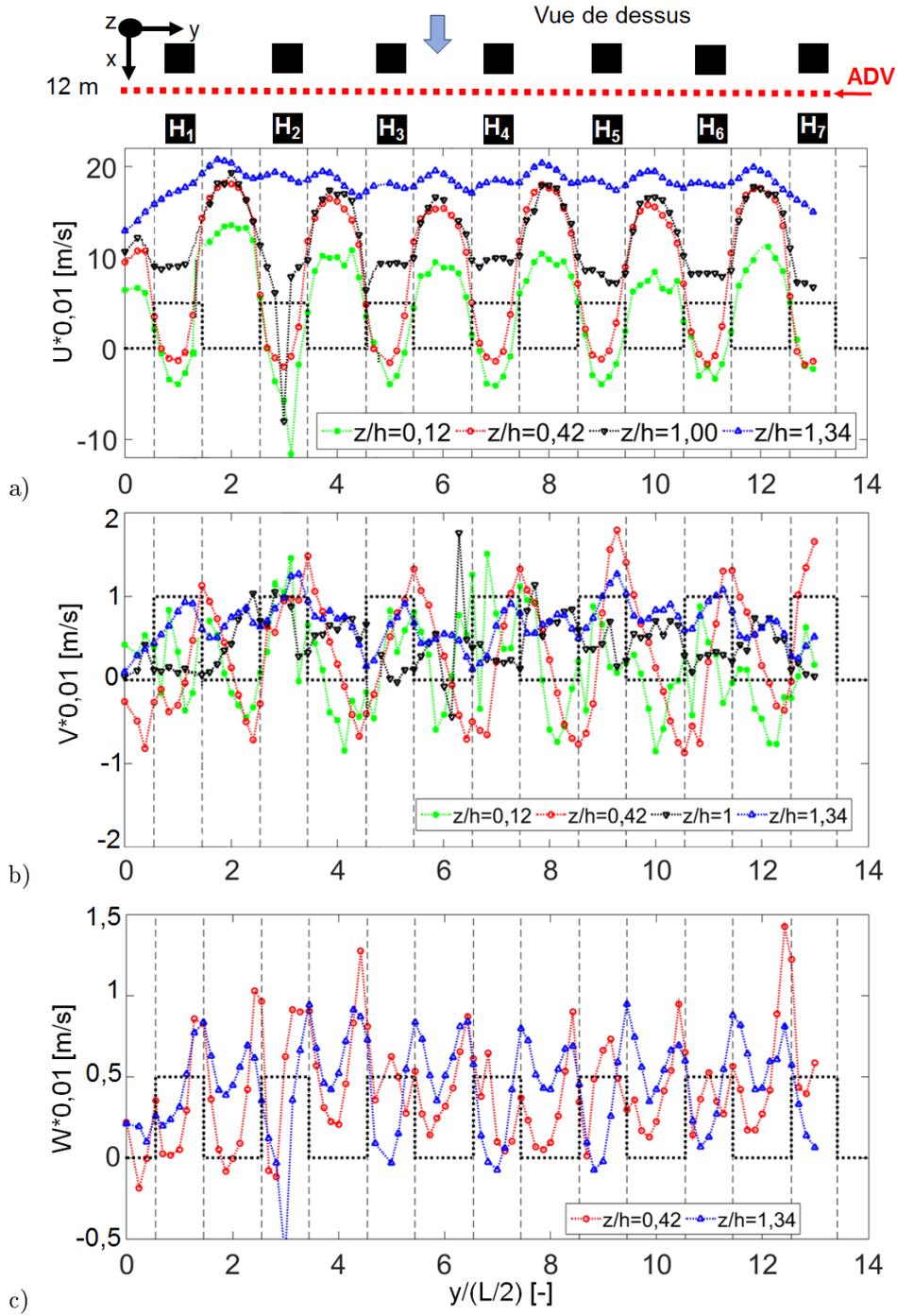


Figure 3.33: Profils transversaux des composantes de la vitesse moyenne  $U$ ,  $V$  et  $W$  à différentes altitudes  $z/h$  pour les maisons submergées à 148%

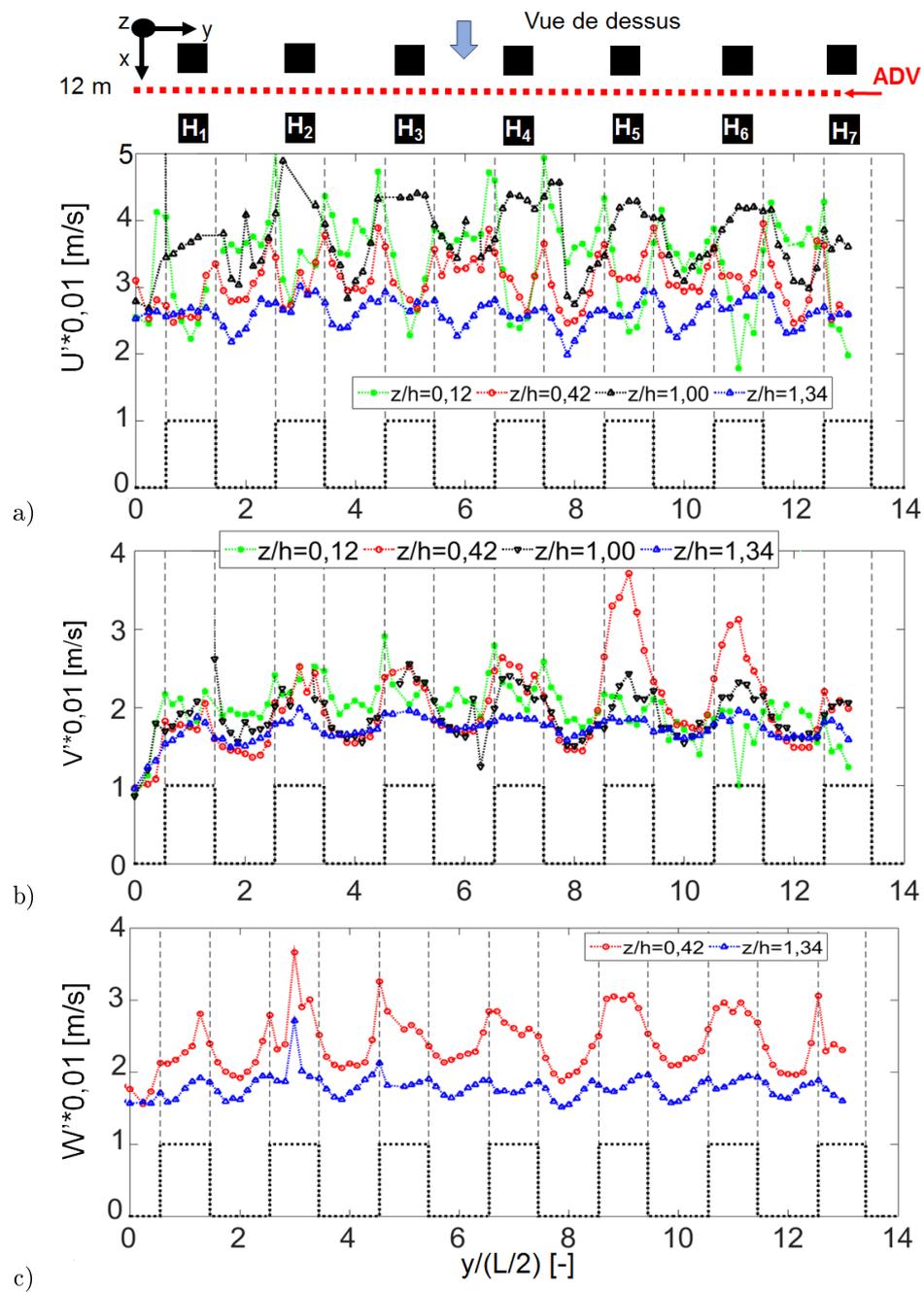


Figure 3.34: Profils transversaux des fluctuations de vitesse  $U'$ ,  $V'$  et  $W'$  pour différentes altitudes  $z/h$  pour les maisons submergées à 148%

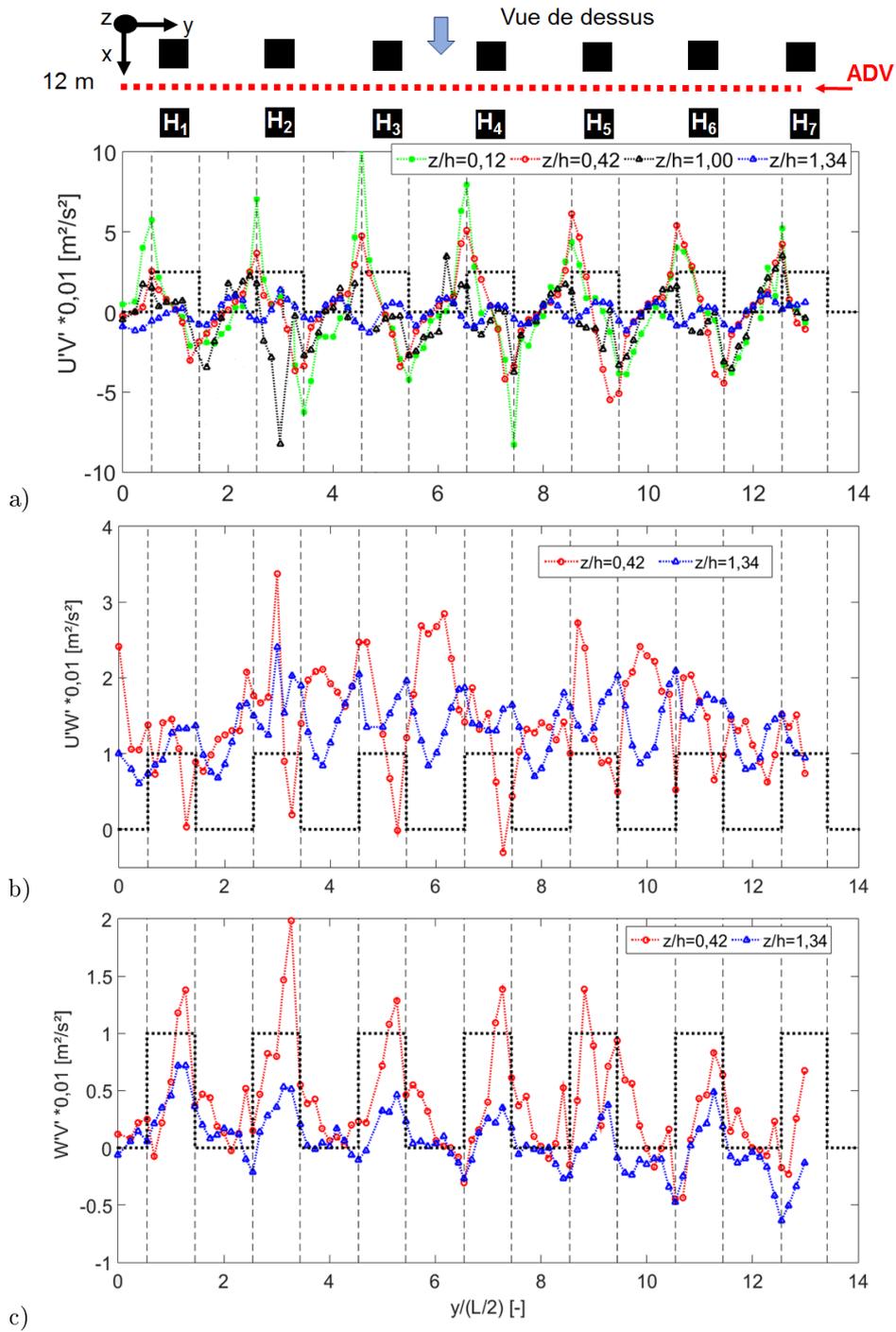


Figure 3.35: Profils transversaux des tenseurs de Reynolds pour différentes altitudes  $z/h$  pour les maisons submergées à 148%

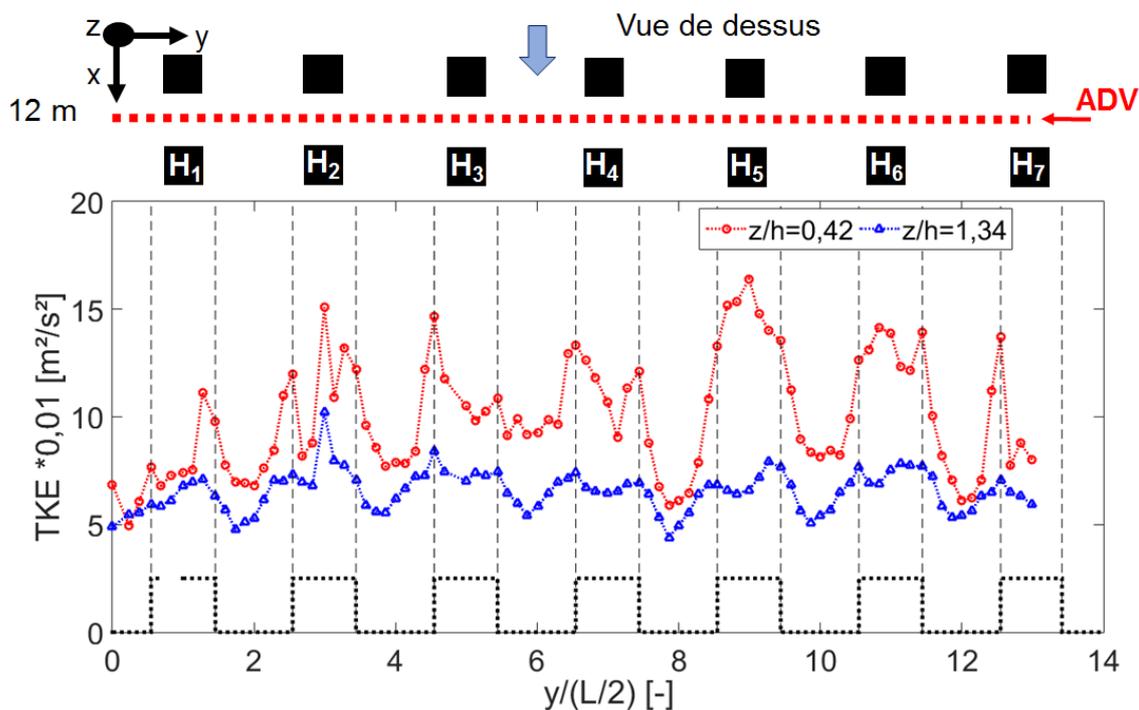


Figure 3.36: Energie cinétique turbulente en fonction de la position  $y/(L/2)$  pour différentes altitudes  $z/h$

L'énergie cinétique turbulente TKE (cf. figure 3.36) est du même ordre de grandeur pour les 2 positions verticales  $z/h$  avec des fluctuations moins marquées de  $\pm 2 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  pour la position proche surface libre contrairement aux autres positions verticales qui oscillent à  $\pm 5 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ .

L'intensité turbulente moyenne  $TI$  est plus faible que pour l'écoulement émergé à 93%, ici,  $30\% < TI_{moyen3D} < 60\%$  (cf. figure 3.37). Les pics de  $TI$  se situent au niveau de l'altitude  $z/h = 1$  au niveau des maisons et autour de l'arête de la maison  $H_3$  ( $y/(L/2) \approx 5,5$ ).

Regardons plus en détail la cartographie des profils de vitesses moyennes  $U, V$  et  $W$  au niveau du motif central. La figure 3.38 montre que même si la vitesse est mesurée à une position  $x$  sans obstacle, la présence des obstacles est visible sur le profil de vitesse avec un ralentissement de  $y/(L/2)$  allant de 5 à 5,4 et de 6,7 à 7. Dans la veine rapide, la vitesse accélère avec un maximum de 21 cm/s au niveau de la surface libre et un maximum de vitesse est présent autour de l'altitude  $z/h = 0,7$ . Le profil de vitesse n'est plus complètement parabolique. De plus, au-dessus de l'obstacle à  $z/h > 1$ , l'écoulement accélère. Ici, il n'y a pas présence de profil de vitesse typique des canaux étroits mais bien un profil de vitesse typique des canaux larges car le profil est une composition d'un début de profil parabolique et d'un profil logarithmique.

La vitesse latérale cartographiée sur la figure 3.38 indique que l'écoulement présente deux comportements : en-dessous de l'obstacle  $z/h < 1$ , on retrouve la présence de courants secondaires et au-dessus de l'obstacle à  $z/h > 1$ , l'écoulement ralentit.

Concernant la vitesse verticale  $W$ , pour toutes les positions verticales la même forme et la même valeur de la vitesse sont visibles sur la figure 3.33. La vitesse  $W$  reste proche de zéro.

La cartographie de la vitesse verticale  $W$  (cf. figure 3.38) indique la présence d'un tourbillon

prenant la totalité de la largeur et hauteur de la veine centrale avec des vitesses faibles et négatives comptées entre -1 cm/s et 1 cm/s. De plus, derrière les maisons un tourbillon se forme et au-dessus et en dessous de la maison deux tourbillons sont visibles.

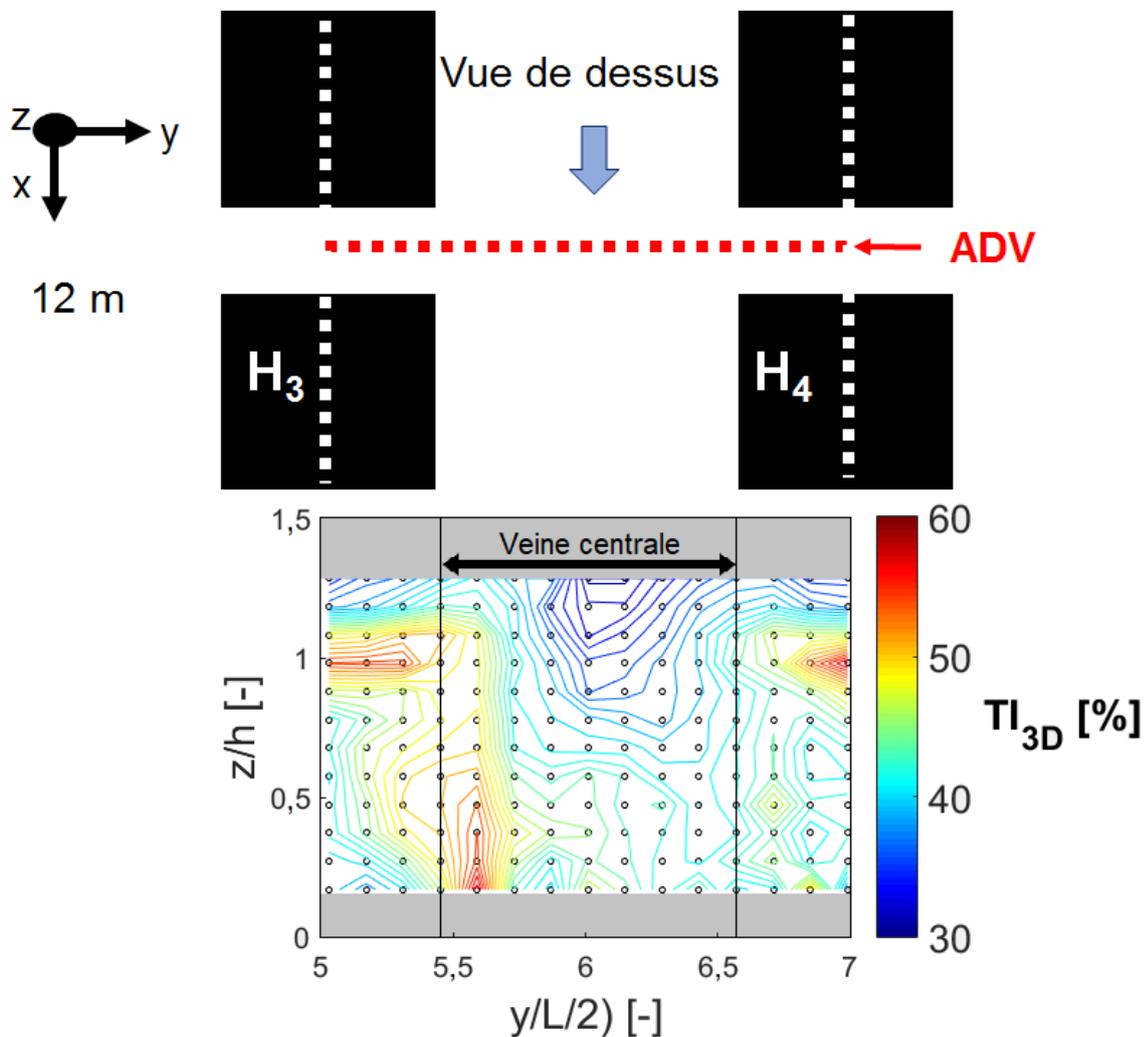


Figure 3.37: Isocontours de la distribution transverse de l'Intensité Turbulente 3D au niveau du motif central pour l'écoulement à 148%. Les cercles noirs indiquent l'emplacement des points de mesure ADV

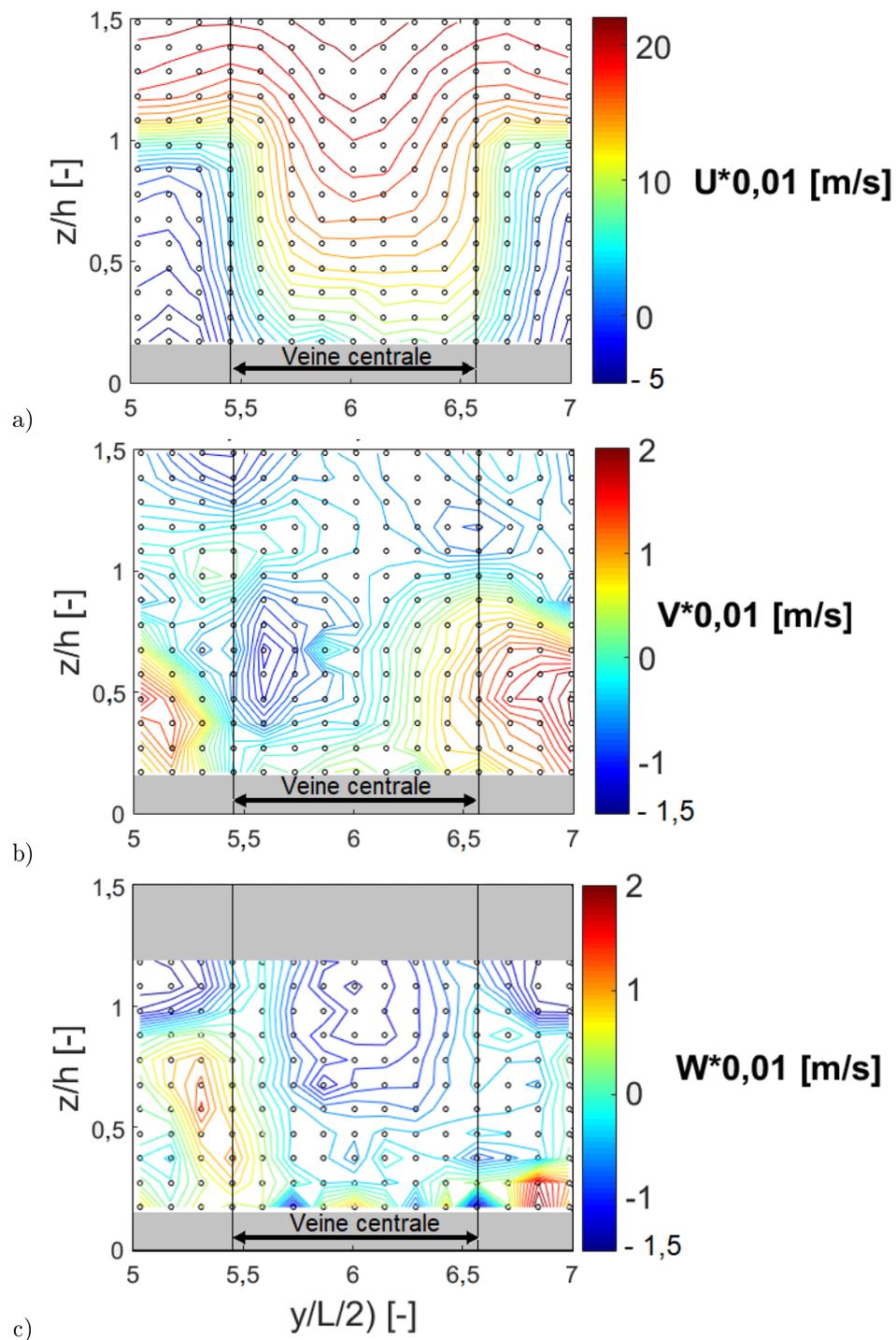


Figure 3.38: Distribution transversale des composantes de vitesse moyenne  $U$ ,  $V$  et  $W$ , mesurée à l'ADV, au niveau du motif central à la position  $x = 12$  m

Les courants secondaires sont typiques des canaux larges. Ils existent mais sont beaucoup moins marqués qu'en canal étroit. Au-dessus des maisons des tourbillons se forment.

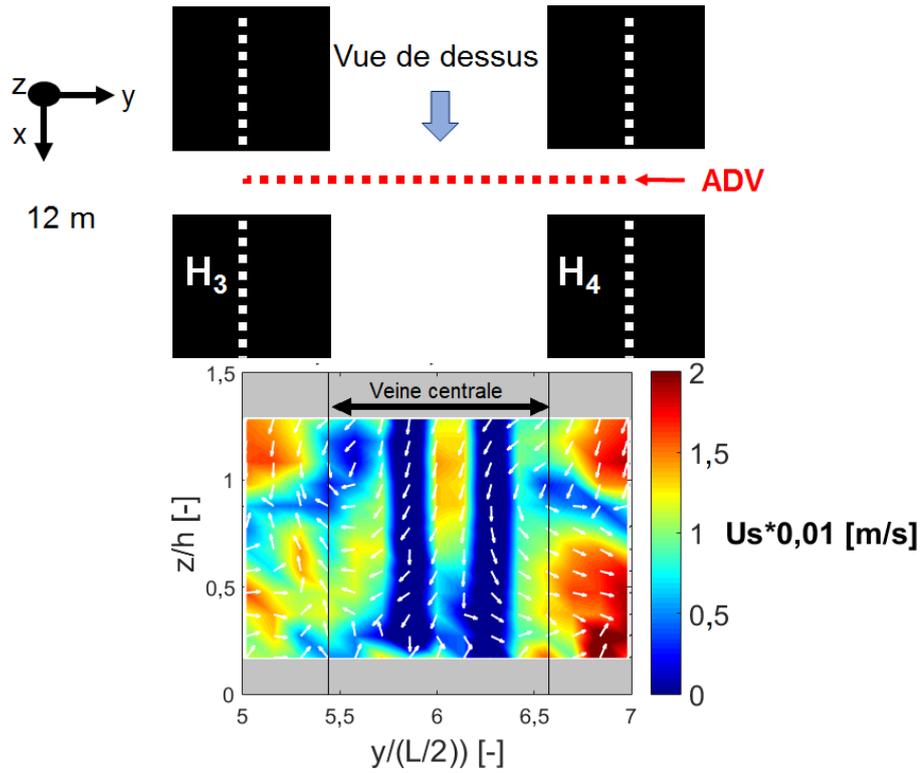


Figure 3.39: Cartographie des courants secondaires  $U_s$  selon  $z/h$  en fonction de la position  $y/(L/2)$

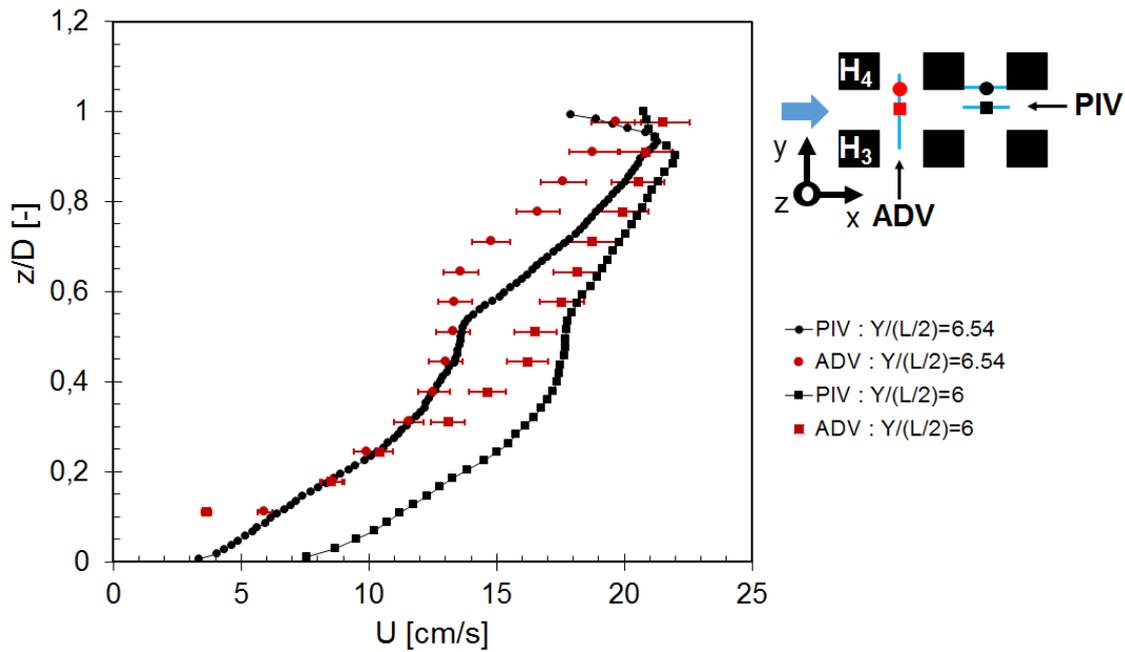


Figure 3.40: Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale mesurés à la PIV et à l'ADV. Maisons avec obstacles faiblement submergées à 148%

La comparaison des profils PIV et ADV (cf. figure 3.40) montre que les deux méthodes de mesure convergent vers le même profil de vitesse à  $y/(L/2) = 6$ . Remarquons qu'en dessous de l'altitude de la maison  $z/D = 0,7$ , un profil vertical de vitesse de forme parabolique se forme, puis le gradient de vitesse au niveau de la maison entraîne un changement du profil de vitesse. Donc, concernant l'écoulement submergé, deux largeurs le caractérisent :  $L_y - \ell_y = 7,9$  cm jusqu'au niveau de la maison  $h$  et  $B = 1$  m au dessus. Son rapport de forme devient alors égale à :

$$L_y - \ell_y/D = 7,9/5,92 = 1,33 \text{ et } B/D = 100/2,88 = 34,7.$$

Une valeur du rapport de forme transverse  $Ar_y$  est inférieure à 5 (canal étroit) et l'autre supérieure (canal large). Cependant, les profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale  $U$  ne montrent pas de forme parabolique au centre de la veine centrale sur toute la colonne d'eau, uniquement un début de forme parabolique dans la zone en dessous de la maison, puis le profil de vitesse change et devient logarithmique. L'écoulement se comporte donc globalement comme un écoulement en canal large, ce qui revient à dire que le rapport de forme  $B/D$  contrôle l'écoulement. Pourtant, les observations ont montré que cet écoulement est plus complexe que cela car il garde certaines caractéristiques des écoulements avec obstacles émergés, notamment la présence de courants secondaires au niveau de l'obstacle comme pour les écoulements émergés. L'écoulement à  $D/h = 1,48$  se définit plutôt comme une superposition verticale de deux écoulements de part et d'autre de  $z/h = 1$  avec une zone de transition qui est une couche de mélange. Une schématisation de cet écoulement est visible sur la figure 3.41.

Les champs moyens de vitesse longitudinale  $U$  (cf. figure 3.42) présentent un maximum de vitesse à la surface libre. La zone de mélange autour de  $z/h = 1$  est visible. Les mesures à la position  $y_3$  étaient difficiles à collecter à cause de la différence de vitesse entre la surface libre et le fond. Le déplacement des particules étaient supérieur à 5 pixels en dessous de l'obstacle.

Les mesures liées au phénomène de seiche se trouve à l'annexe B §A.1.

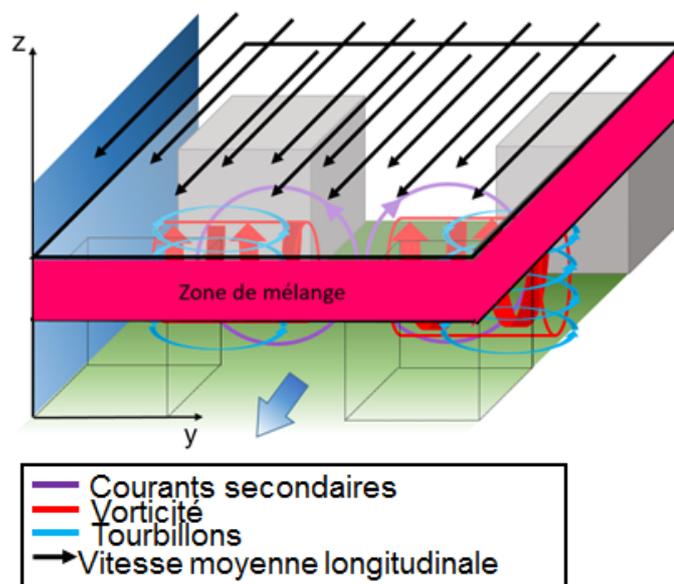


Figure 3.41: Schématisation de l'écoulement avec obstacles submergés à 148%

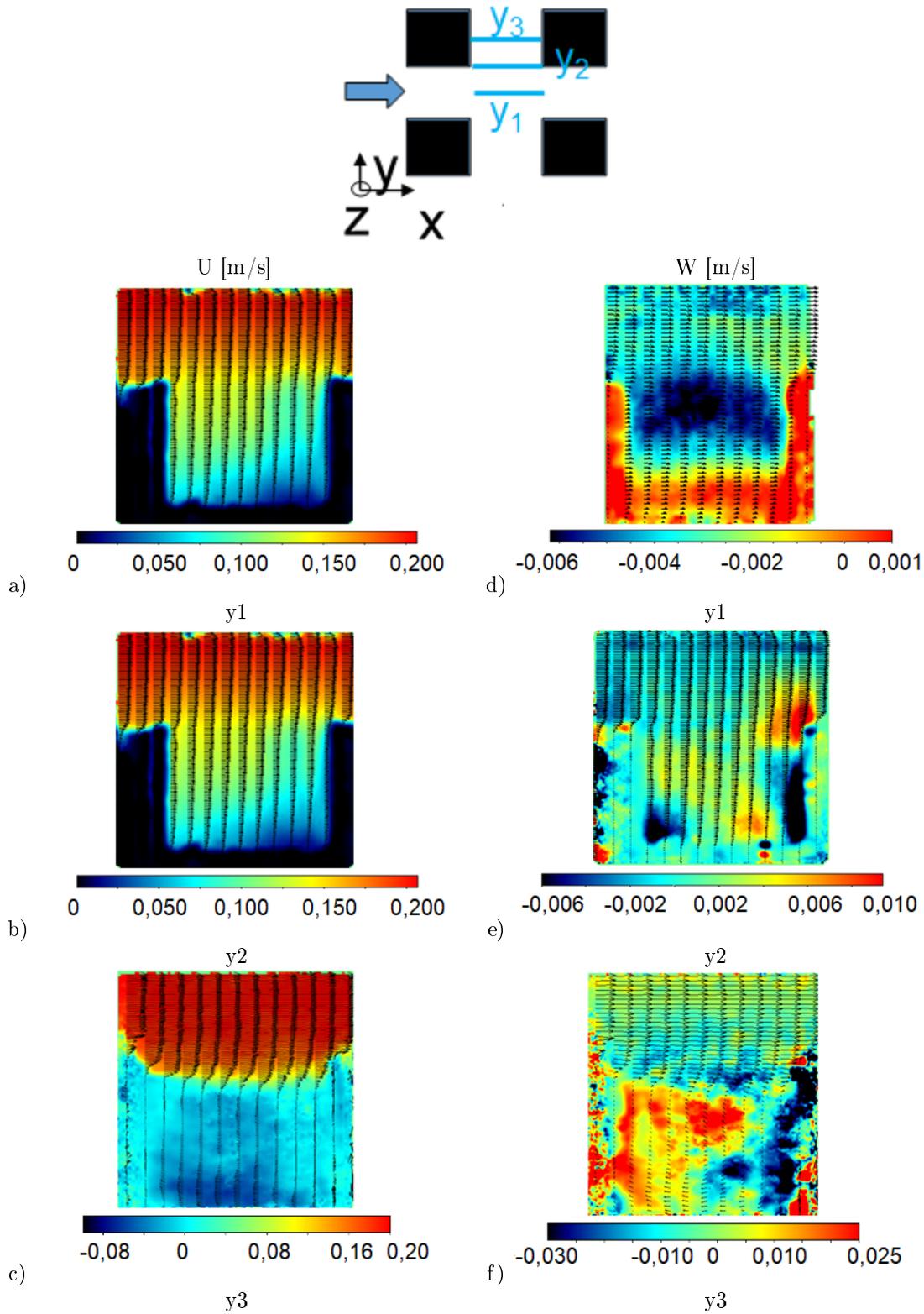


Figure 3.42: Champs de vitesse moyenne longitudinale  $U$  et verticale  $W$  selon l'axe  $Oy$ . Mesures dans le plan  $(Ox, Oz)$  aux positions  $y_1$ ,  $y_2$  et  $y_3$  de l'écoulement à 148%  
a), b), c) :  $U$ , et d), e), f) :  $W$

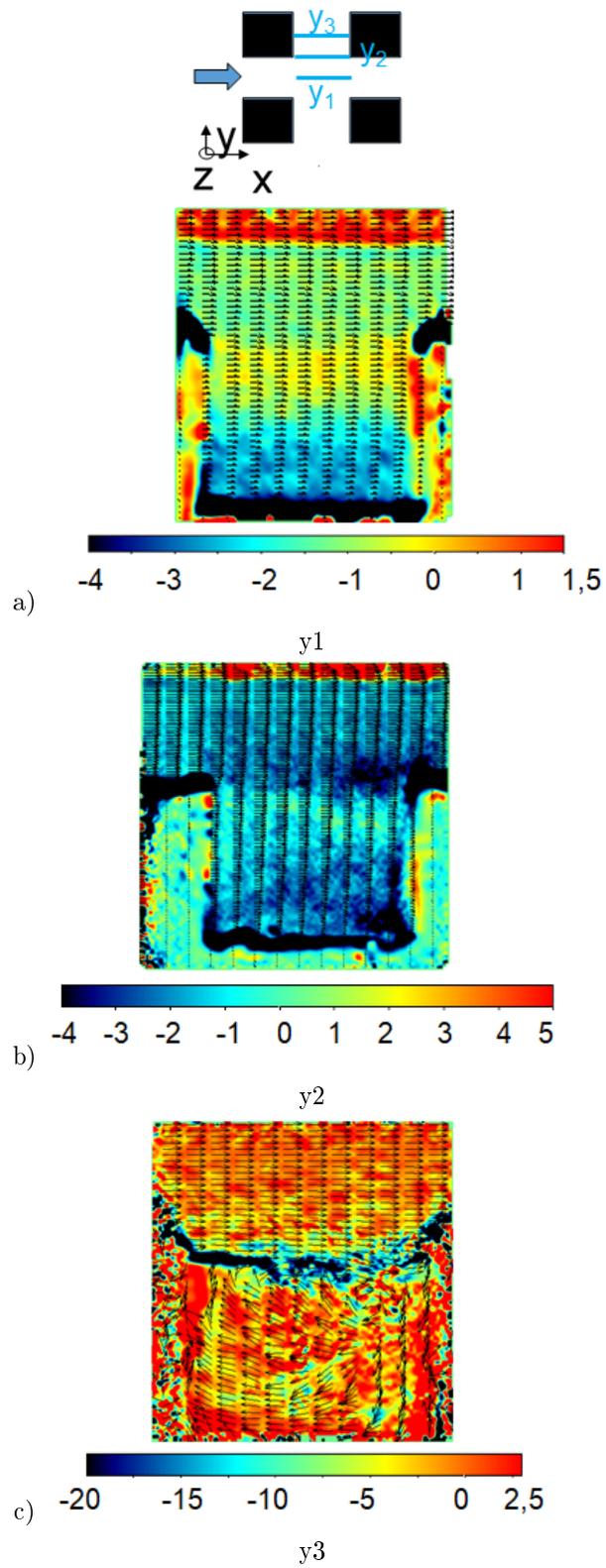


Figure 3.43: Champs de vorticité  $\omega_y$  selon l'axe  $Oy$ . Mesures dans le plan  $(Ox, Oz)$  aux positions  $y_1$ ,  $y_2$  et  $y_3$  de l'écoulement à 148%

## Synthèse :

Les fluctuations de vitesse montrent que la position verticale proche de la surface libre est différente des autres positions verticales. La distribution spatiale est différente :

- autour de la position  $z/h = 1$ , une zone de transition est présente ;
- la structure verticale de la vitesse longitudinale est représentée par un profil logarithmique typique des canaux larges.

### 3.5 Comparaison de l'écoulement émergé 93% avec l'écoulement submergé 148%

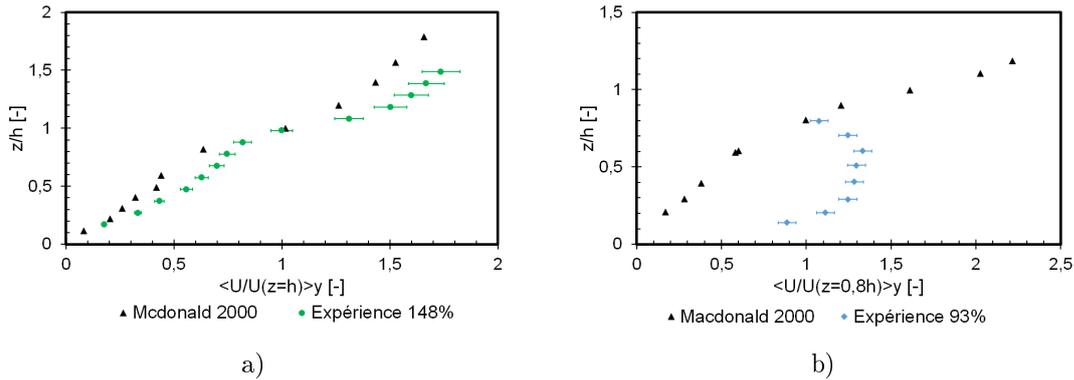


Figure 3.44: a) : Vitesse longitudinale moyenne  $U/U(z = h)$ , moyennée latéralement : expérimentale versus mesures de (Macdonald, 2000),  
 b) : Vitesse longitudinale moyenne  $U(z)_y/U(z = 0,8h)$  en fonction du rapport  $z/h$  en espace et en temps comparée aux mesures de (Macdonald, 2000)

Comparons nos écoulements à un écoulement d'air avec une canopée de cubes alignés de côté  $h = 10$  cm (Macdonald, 2000). Cet écoulement a une densité frontale de  $\lambda_f = 0,2$ . Le rapport  $\alpha = h/D$  est inférieur à 0,33. Macdonald a moyenné les profils mesurés entre le milieu de la maison et le milieu de la veine rapide, la même moyenne a été effectuée sur nos mesures afin de comparer les résultats. Le figure 3.44 montre que les vitesses de l'écoulement de Macdonald sont moins élevées que nos vitesses et que le profil de vitesse suit une loi logarithmique au-dessus de la canopée.

Les quatre figures ci-dessous (3.45, 3.46, 3.47 et 3.48) comparent les profils verticaux de vitesses moyennes  $U, V, W$ , des fluctuations de vitesses  $U', V', W'$ , des tenseurs de Reynolds  $U'V', V'W', U'W'$  et du TKE de l'écoulement émergé à 93% à la position  $z/D = 0,44$  et de l'écoulement submergé à 148% à  $z/D = 0,42$ , donc la comparaison se situe dans la colonne d'eau en-dessous de l'obstacle.

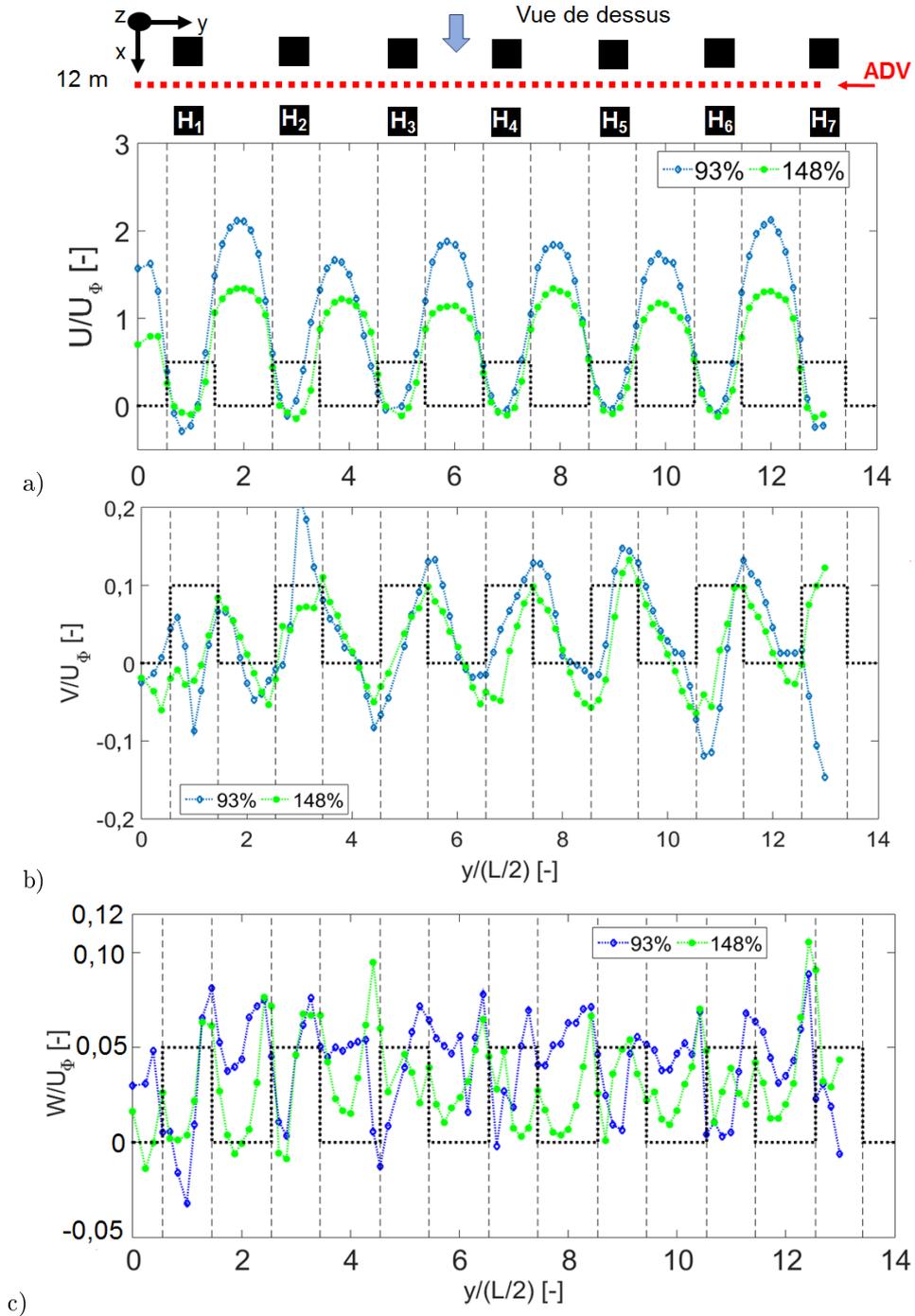


Figure 3.45: Comparaison des profils transversaux de vitesse moyenne  $U$ ,  $V$  et  $W$  adimensionnée par la vitesse effective  $U_\phi$  à l'altitude  $z/D = 0,42$  pour 93% et à l'altitude  $z/D = 0,44$  pour 148%

Pour les deux écoulements (cf. figure 3.45), la même forme du profil de vitesse est présente avec un maximum dans les veines rapides et un minimum derrière les maisons. L'écoulement submergé est plus rapide que l'écoulement émergé dû à l'entraînement de l'écoulement rapide au-dessus de la maison.

La vitesse moyenne latérale  $V$  (cf. figure 3.45) a un comportement identique avec une alternance vitesse positive et négative au niveau des arêtes des maisons et le même ordre de grandeur pour les deux écoulements. Cela indique qu'à cette position verticale, en moyenne une seule zone de recirculation se forme derrière les maisons.

La vitesse moyenne verticale  $W$  (cf. figure 3.45) oscille autour de 0,5 cm/s pour les deux écoulements. La même allure est présente avec des maxima au niveau des arêtes et deux minima : un derrière le milieu des maisons qui est nulle pour les deux écoulements, l'autre minima se situe au niveau du milieu de la veine rapide : il est nul pour l'écoulement submergé et autour de 0,5 cm/s pour l'écoulement émergé. Cela s'explique par le fait que la vitesse maximale de l'écoulement émergé se situe à la surface libre, c'est pourquoi les variations du tenseur de Reynolds  $U'V'$  sont plus faibles que pour l'écoulement émergé qui à cette position est à son maximum de vitesse.

La fluctuation de vitesse  $U'$  (cf. figure 3.46) possède la même allure que la vitesse moyenne verticale  $W$  (cf. figure 3.45), cependant les valeurs de la fluctuation sont comprise entre 2 et 4 cm/s. L'amplitude entre les minima et maxima est plus grande pour l'écoulement émergé que pour l'écoulement submergé. Les fluctuations  $U'$  de l'écoulement submergé sont comprises entre 3 et 4 cm/s alors que pour l'écoulement émergé elles sont comprises entre 2 et 4 cm/s.

La fluctuation de vitesse  $V'$  (cf. figure 3.46) a le même comportement pour les deux écoulements avec une vitesse moyenne oscillant autour de 3 cm/s pour l'écoulement émergé et de 2 cm/s pour l'écoulement submergé. L'amplitude entre les maxima et minima de vitesse de l'écoulement émergé est égale à 2 cm/s pour l'écoulement émergé alors que celle de l'écoulement submergé vaut 1 cm/s.

La fluctuation de vitesse verticale  $W'$  (cf. figure 3.46) a le même comportement pour les deux écoulements :

- 93% : vitesse moyenne autour de 1,5 cm/s avec une amplitude entre minima et maxima de 0,8 cm/s ;
- 148% : vitesse moyenne autour de 2,5 cm/s avec une amplitude entre maxima et minima de 1 cm/s.

La fluctuation de vitesse verticale est légèrement plus élevée pour l'écoulement submergé avec le maxima des vitesses de l'écoulement émergé égale au minima du submergé.

Les tenseurs de Reynolds  $U'V'$  (cf. figure 3.47) ont la même allure avec alternance des maxima et minima au niveau des arêtes et vitesse nulle au milieu de la veine rapide pour les deux écoulements. L'amplitude entre maxima et minima est plus élevée de 5 cm/s pour l'écoulement émergé.

L'énergie cinétique turbulente TKE est du même ordre de grandeur pour les deux écoulements avec un comportement similaire : minima au milieu de la veine rapide et deux maxima à chaque arête. Entre les deux maxima, une décélération est présente au niveau du milieu des maisons. Cette allure est typique de la formation des deux tourbillons derrière les maisons. Comme pour les fluctuations de vitesse, l'amplitude de l'énergie cinétique turbulente est plus importante pour l'écoulement émergé car la position verticale se situe au niveau du maximum du profil de vitesse vertical.

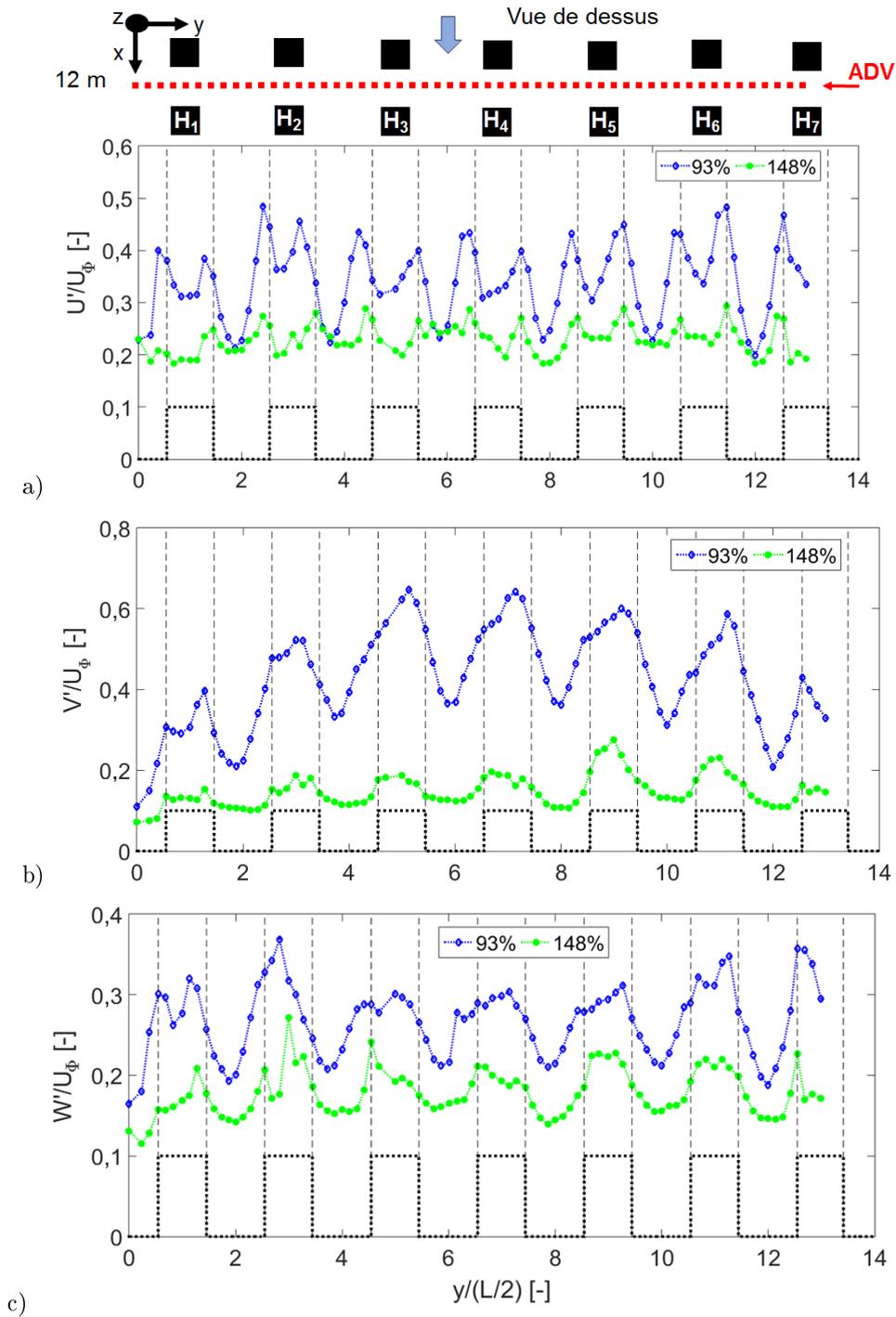


Figure 3.46: Comparaison des profils transversaux des fluctuations de vitesses longitudinale  $U'$ , transversale  $V'$  et verticale  $W'$ , adimensionnées par la vitesse effective  $U_\phi$  à l'altitude  $z/D = 0,42$  pour l'écoulement à 93% et  $z/D = 0,44$  pour l'écoulement à 148%

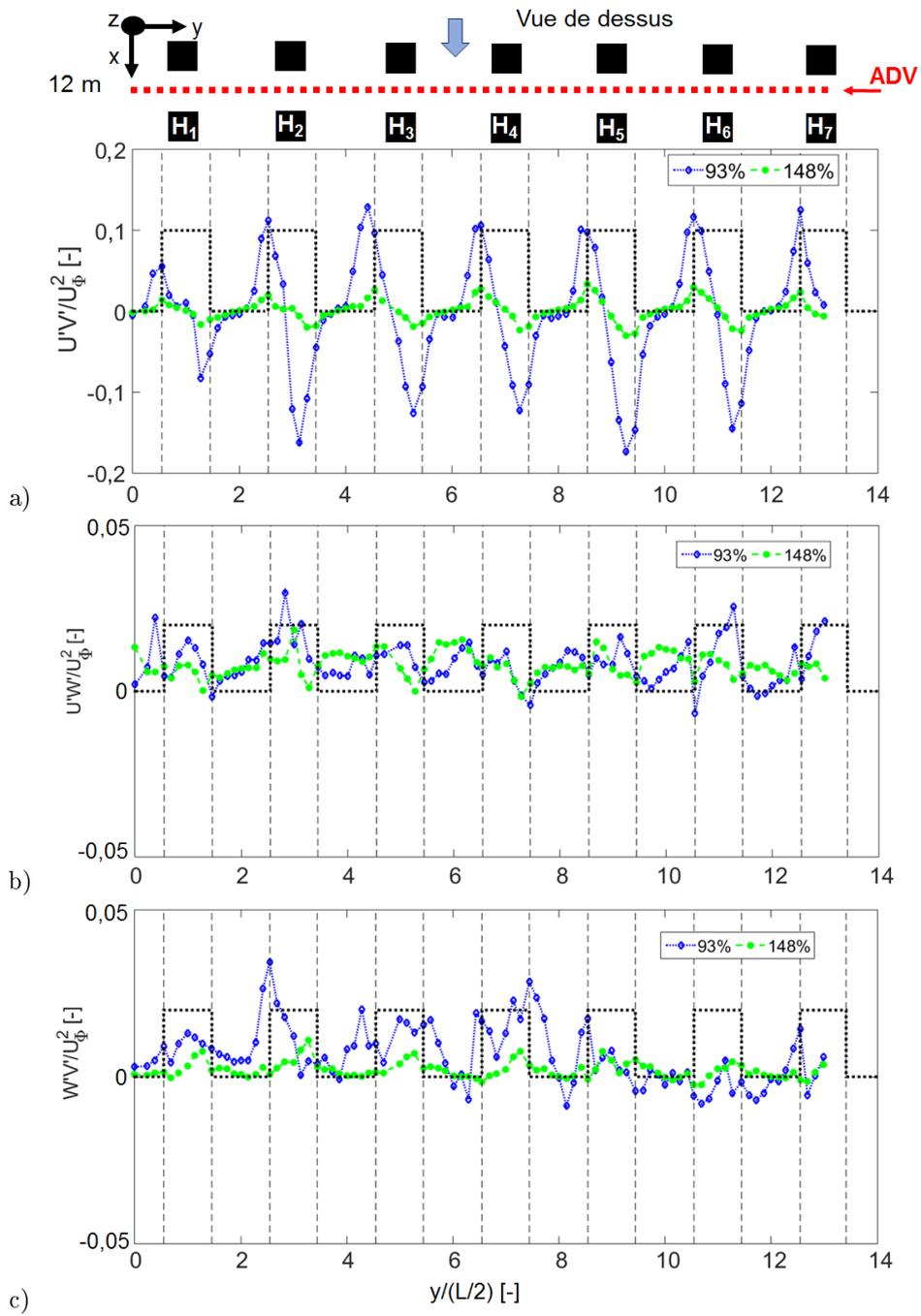


Figure 3.47: Comparaison des profils transversaux du tenseur de Reynolds transverse  $U'V'$ ,  $U'W'$  et  $W'V'$  à l'altitude  $z/D = 0,42$  pour l'écoulement à 93% et à l'altitude  $z/D = 0,44$  pour l'écoulement à 148%

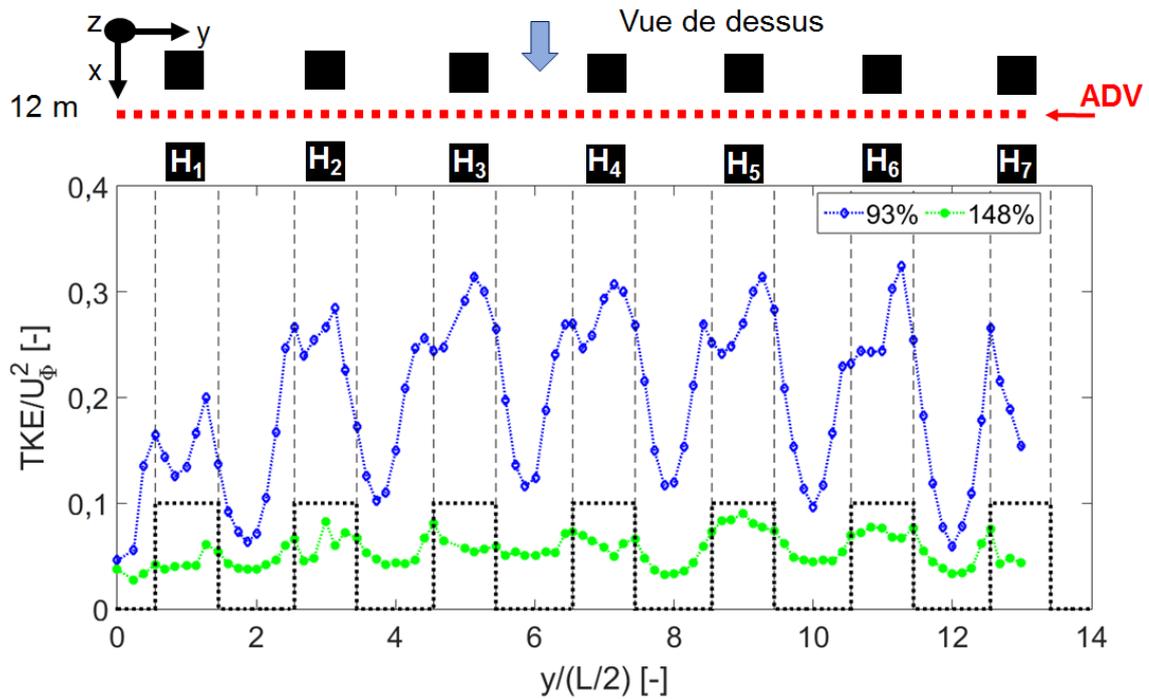


Figure 3.48: Comparaison des profils transversaux d'énergie cinétique turbulente à la position  $z/D = 0,42$  pour 93% et  $z/D = 0,44$  pour 148%

Synthèse :

Les quatre écoulements analysés ci-dessus, montrent que tous les écoulements sont privilégiés dans la direction longitudinale au centre de la veine rapide. Ces quatre écoulements ont les mêmes rapports de formes et font partie des mêmes classifications d'écoulements, cependant, certaines différences notamment en fonction de la position verticale lié à l'obstacle ont été identifiées. Les deux écoulements émergés 42% et 93% ainsi que l'écoulement affleurant à 98% sont des écoulements semblables. Leur profil de vitesse est caractéristique des écoulements en canaux étroits. Cette configuration peut être perçue comme une succession de canaux étroits en série.

L'écoulement submergé à 148% ne présente pas de profils de vitesse complètement parabolique mais une composition d'un profil parabolique typique des canaux étroits et d'un profil logarithmique typique des canaux larges. Il peut se définir comme une superposition de deux écoulements un écoulement caractéristique des écoulements émergés au niveau de la colonne d'eau allant du fond du canal jusqu'à la hauteur de l'obstacle, puis, une zone de mélange autour de  $z/h = 1$  et ensuite une autre zone dans laquelle l'écoulement coule plus rapidement. On note, une forte diminution de l'intensité turbulente et la disparition du phénomène de seiche.

Une modélisation numérique 2D capturera les phénomènes principaux et une modélisation numérique 3D modélisera la formation des tourbillons de façon plus détaillée.

### 3.6 Discussions des résultats à partir de l'Etat de l'art

Le Chapitre 1 a permis de comprendre les interactions au sein de l'écoulement à travers les obstacles. Cependant, ces interactions étaient valables pour deux ou quatre obstacles placés dans un

écoulement. Ici, l'écoulement est composé de 833 obstacles. La littérature étant rare dans le cas de l'étude présente. L'analyse des résultats expérimentaux déterminera si les résultats pour deux ou quatre obstacles sont toujours applicables pour 200 à 400 fois plus d'obstacles.

### 3.6.1 Structure de l'écoulement

Reprenons les graphiques clés du chapitre 1 et plaçons-y les paramètres relatifs à nos quatre écoulements. Cela apportera des éléments d'information sur leur structure.

Le point rouge sur la figure 3.49 représente les quatre écoulements étudiés dans ces travaux de thèse.

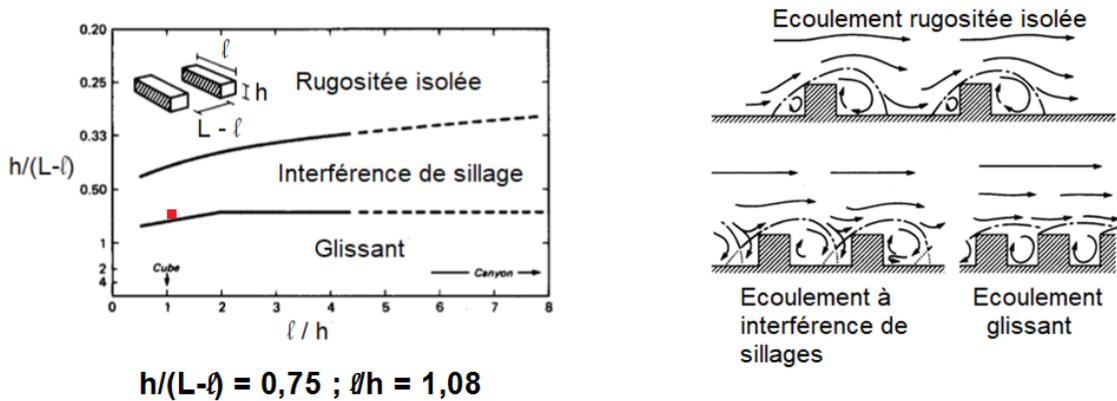


Figure 3.49: Type d'écoulement en fonction de la géométrie du canal (Oke, 1988)

La figure 3.49 indique deux informations sur la géométrie de la configuration étudiée :

- que la configuration étudiée se situe dans la catégorie des écoulements à interférence de sillage ;
- les coordonnées du point rouge,  $l/h = 1,08$  et  $h/L - l$  correspondent à un espacement de bâtiment typique des villes européennes d'après (Oke, 1988).

En s'intéressant plus en détail à la géométrie de l'écoulement, il est possible d'en tirer d'autres conclusions : le taux de vide  $GR_y = 1,2$  et le taux d'espacement  $SR_x = 2,2$ .

D'abord, comparons le taux de vide en fonction du nombre de  $Re_{U_Q}(l)$  à la distribution des modes de (Yen and Liu, 2011) (cf. figures 3.50 et 3.51).

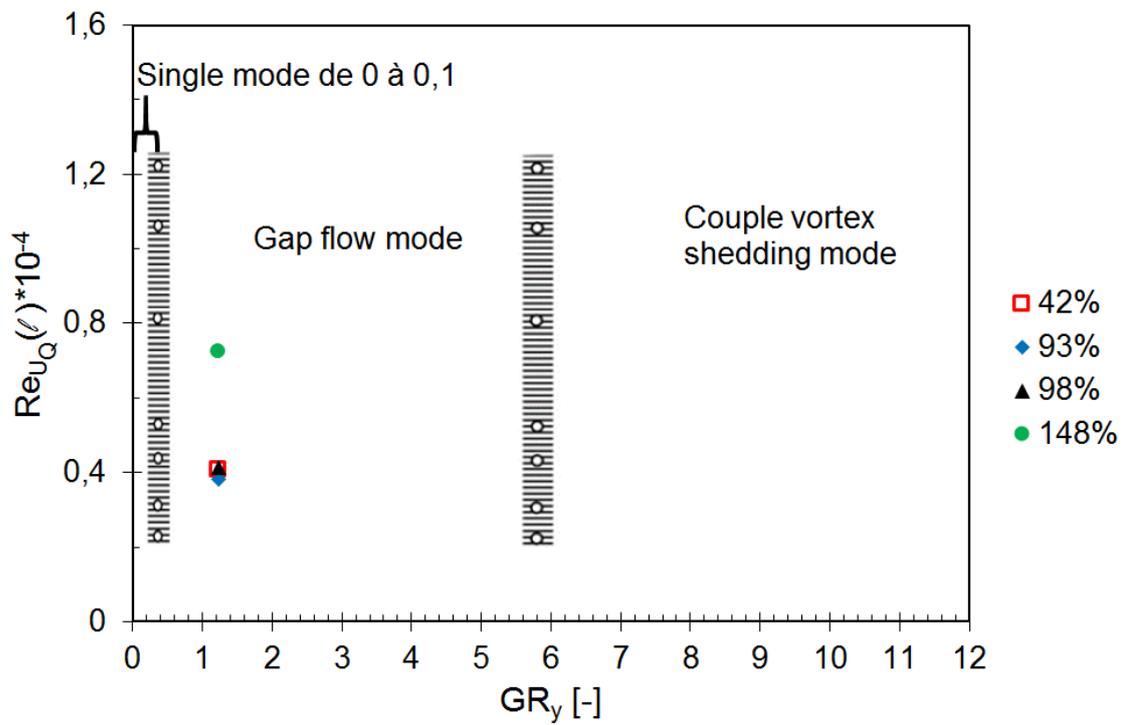


Figure 3.50: Comparaison du taux de vide  $GR_y$  des écoulements à la distribution des modes de (Yen and Liu, 2011)

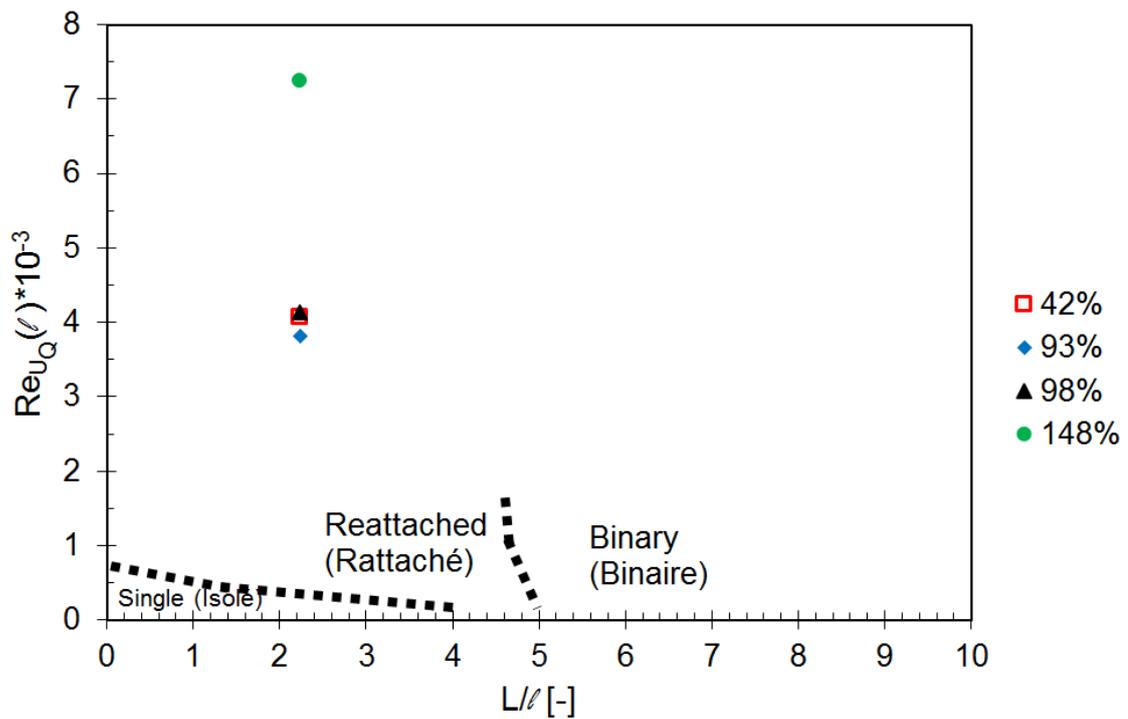


Figure 3.51: Comparaison du taux d'espacement  $SR_x$  des expériences à (Yen and Liu, 2011)

Les quatre écoulements se situent dans la distribution de *Gap flow mode*. Cette distribution a la particularité d'entraîner un détachement tourbillonnaire non synchronisé causé par les interférences entre les deux obstacles et le *quasi interlocked flow* génère un décalage de phase instantanée au niveau des détachements tourbillonnaires (cf. figure 3.50). Cette conclusion est à modérer si l'on tient compte du phénomène de seiche, alors les écoulements passent *en couple vortex shedding mode*.

Ensuite, comparons le nombre de  $Re_{U_Q}(\ell)$  en fonction du taux d'espacement  $SR_x = 2,2$ . La figure 3.51 indique que les écoulements se situent au-dessus de la zone d'écoulement rattachée. Ce mode ne se vérifie pas pour les quatre écoulements étudiés (cf. section 3.3.1). Deux structures d'écoulement similaire se forment dans le sillage du premier et du deuxième obstacle. C'est le mode binaire. Ce mode binaire a été observé par (Yen and Liu, 2011) à  $SR_x = 5$ . Cependant, le nombre de Reynolds  $Re(\ell)$  était beaucoup plus bas  $Re = 535$  pour un régime laminaire. Or, ici, le régime est turbulent  $3813 < Re_{U_Q}(\ell) < 7245$ . Le seuil critique pour passer d'un mode à un autre a lieu plus rapidement.

### 3.6.2 Profils de vitesse verticaux au centre de la veine rapide

Les caractéristiques des vitesses moyennes  $V$  et  $W$  se rapprochent des caractéristiques des canaux étroits présentés dans le Chapitre 1, c'est-à-dire avec une vitesse verticale moyenne nulle à la surface libre et une vitesse verticale et transversale oscillante autour de zéro.

Rappelons que la configuration étudiée n'est pas un canal étroit mais il peut être considéré comme un canal étroit discontinu dans le sens longitudinal.

La figure 3.52 montre que l'écoulement à 42% est éloigné des autres points car la hauteur d'eau étant plus faible pour un même espacement, le rapport de forme transverse est plus élevé.

La position de  $\xi_{dip}$  de l'écoulement à 148% est prise au maximum de la vitesse comprise entre  $0 < D < h$  afin de pouvoir comparer aux écoulements émergés. Cette position est proche de l'équation proposé par (Bonakdari et al., 2008). De plus, le rapport de forme transverse  $A_{r_y}$  de ces trois écoulements au niveau de la veine rapide sont récapitulés dans le tableau 3.5.

$D/h$	$A_{r_y}$	$\xi_{dip_{exp.}}$	$\xi_{dip}$ [-]	Er. rel.	$\xi_{dip}$ [-]	Er. rel.
[%]	[-]	[-]	(Yang et al., 2004)	[%]	(Bonakdari et al., 2008)	[%]
42	3,16	0,44	0,80	+82	0,76	+72
93	1,36	0,42	0,68	+62	0,47	+12
98	1,43	0,40	0,63	+58	0,47	+17,5
148	1,33	0,50	0,62	+24	0,46	-8

Tableau 3.5: Position de la vitesse maximale  $\xi_{dip}$  en fonction du rapport de forme transverse  $A_{r_y}$ , avec Er. rel. l'erreur relative

Le nombre de Strouhal  $St$  est calculé au niveau de l'arête à la position  $\xi_{dip}$ , caractérisant les mécanismes oscillants, ici, les détachements tourbillonnaires (cf. figure 3.53 et 3.54).

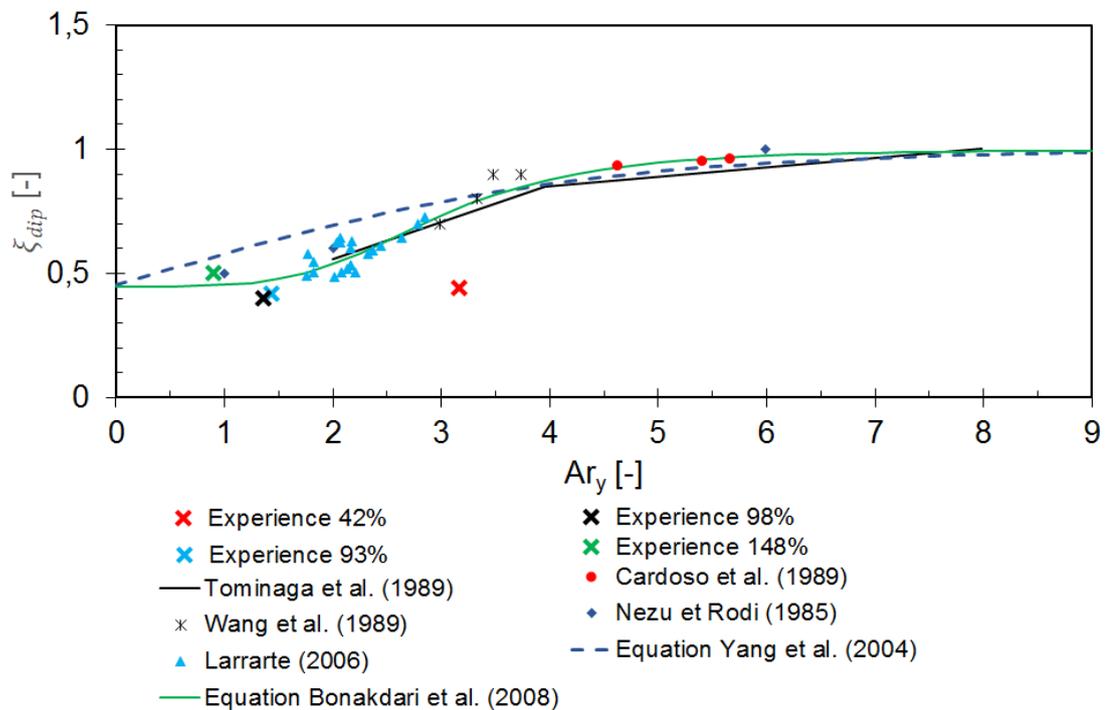


Figure 3.52: Position du maximum de la vitesse moyenne longitudinale  $U$  des écoulements émergés ( $D/h < 1$ ) comparée au centre de la veine rapide : mesures expérimentales versus données de la littérature et modélisations, la valeur du maximum de vitesse de l'écoulement à 148% est relevée au niveau du début du profil parabolique

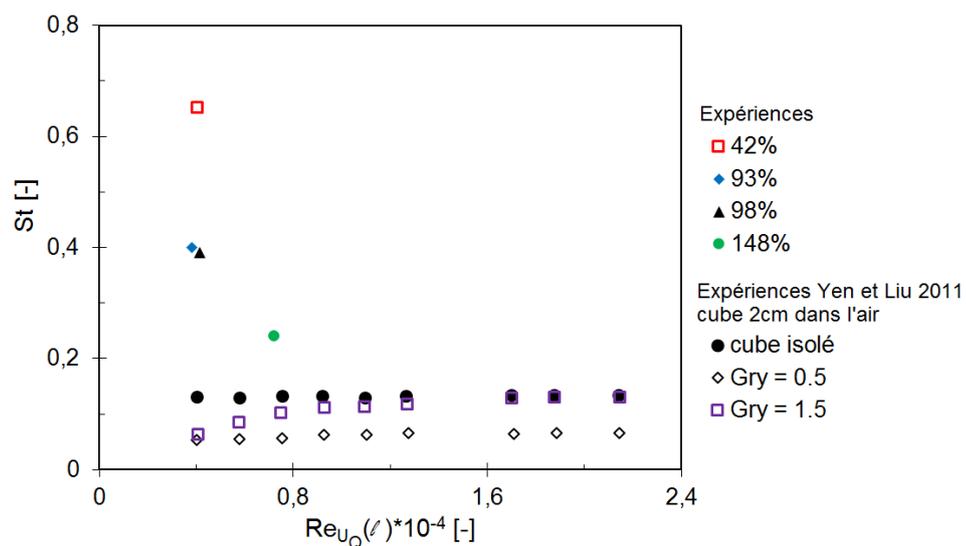


Figure 3.53: Confrontation des expériences à (Yen and Liu, 2011) du nombre de Strouhal  $St$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re_{U_Q}(\ell)$

Sur la figure 3.53, le nombre de Strouhal  $St$  de l'expérience est plus élevé que les résultats de (Yen and Liu, 2011) qui eux sont des résultats dans l'air avec deux cubes de 2 cm de côté. Plusieurs

facteurs peuvent expliquer cette différence :

- la différence de viscosité entre air et eau ;
- le fait que c'est une étude sur 2 cubes et non pas 7 cubes dans la largeur et plus de 60 dans la longueur au niveau de la mesure. Or, les résultats montrent qu'un tourbillon impacte plusieurs rangées de cubes aussi bien longitudinalement que latéralement (cf. figure 3.5).

Le nombre de Strouhal obtenu est élevé par rapport à la valeur de 0,132 d'un cube isolé. Cependant, la période de détachement tourbillonnaire tirée du nombre de Strouhal de l'écoulement 93% est égale à 2s et est cohérente avec la visualisation de l'écoulement aussi bien par l'observation de l'expérimentateur qu'avec la LSPIV (cf. section 3.3.1).

Les nombres de Strouhal  $St$  des écoulements à 93% et 98% valent respectivement 0,40 et 0,39 alors que l'écoulement fortement émergé à 42% a une valeur plus élevée de 0,65 (cf. tableau 3.6). Cet écoulement a une vitesse maximale plus rapide que les autres écoulements, c'est pourquoi sa fréquence de détachement tourbillonnaire est plus haute.

$D/h$ [%]	$St$ [-]	$f$ [Hz]	$T$ [s]
42	0,65	0,650	1,54
93	0,40	0,375	2,67
98	0,39	0,396	2,52

Tableau 3.6: Récapitulatif des nombres de Strouhal  $St$  des écoulements émergés avec leur fréquences  $f$  de détachement tourbillonnaire et leur période  $T$  associée

Le nombre de Strouhal trouvé confirme bien que l'écoulement est un écoulement de type *gap flow mode* (cf. figure 3.54).

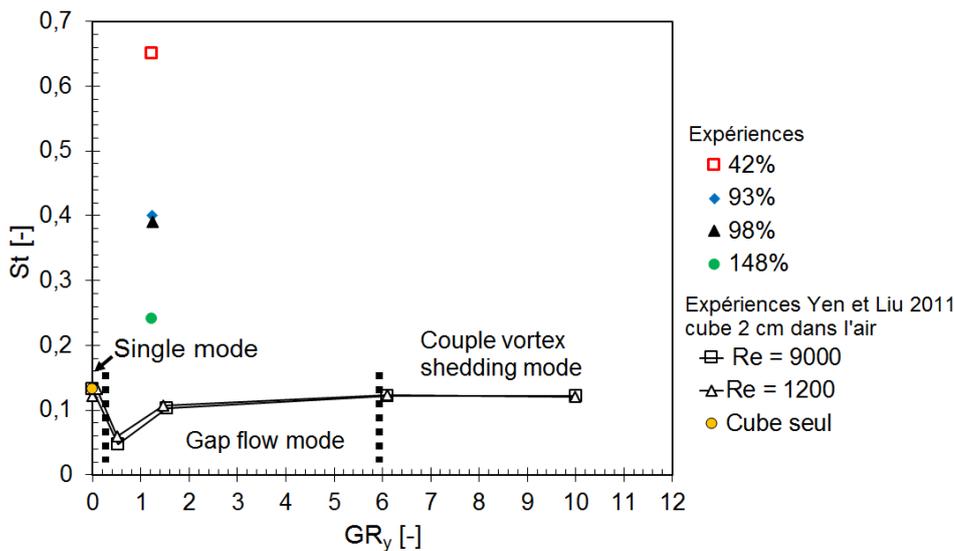


Figure 3.54: Confrontation à (Yen and Liu, 2011) du nombre de Strouhal  $St$  en fonction du taux de vide  $GR_y$

Globalement grâce à la géométrie de la configuration, il est possible d'anticiper une partie du comportement de l'écoulement.

### 3.7 Conclusions

Dans les écoulements émergés à faiblement submergés, le rapport de forme transversale  $Ar_y$  gouverne la forme du profil vertical de la vitesse moyenne longitudinale. En effet, en fonction de ce rapport le canal aura les caractéristiques d'un canal étroit ou d'un canal large.

Les quatre écoulements se comportent identiquement autour de la position verticale  $z/D \approx 0,4$  concernant la vitesse moyenne longitudinale  $U$ . Les écoulements émergés dans cette configuration peuvent être considérés comme une juxtaposition de canaux étroits discontinus dans le sens longitudinal.

L'écoulement faiblement submergé peut être décomposé en deux couches dans la colonne d'eau : une couche supérieure s'établissant au-dessus des obstacles avec une vitesse moyenne longitudinale plus rapide et une couche inférieure dans laquelle l'écoulement est similaire à un écoulement émergé, ces deux couches sont séparées par une zone de transition située au niveau du toit de la maison. Ces écoulements sont de type canopée urbaine (Macdonald, 2000).

La comparaison des profils verticaux de la vitesse moyenne longitudinale  $U$  mesurés à l'ADV et de la moyenne de tous les profils verticaux de vitesse longitudinale dans le champ PIV a montré une adéquation uniquement dans la veine rapide à l'endroit où le phénomène de plongée ou *dip phenomena* est présent.

Bien que la vitesse longitudinale est prépondérante et unidimensionnel, les quatre écoulements étudiés sont complexes :

- effets tridimensionnels liés à la présence des courants secondaires entraînant une structure du profil vertical de vitesse qui est fonction des rapports de forme et des effets de blocages ;
- les détachements tourbillonnaires génèrent des tourbillons et des zones de recirculations bidimensionnelles dans le plan horizontal  $(Ox, Oy)$  et sont couplés aux effets d'ondes de surface libre, la turbulence est majoritairement 2D ;
- les trois écoulements avec maisons émergées ont les mêmes caractéristiques ;
- très forte diminution de la turbulence pour l'écoulement avec maisons submergées ;
- phénomène de seiche présent pour les écoulements avec maisons émergées et non présent pour l'écoulement avec maisons submergées ;
- le profil vertical de vitesse moyenne longitudinale  $U$  de l'écoulement avec maisons submergées est une composition :
  - d'un profil de vitesse parabolique jusqu'à l'altitude  $z/h < 1$  ;
  - d'une zone de mélange autour de l'altitude  $z/h = 1$  ;
  - d'un profil de vitesse logarithmique lorsque l'altitude  $z/h > 1$ .



## Partie II

# Étude numérique



## Chapitre 4

# De la description détaillée des écoulements aux préconisations opérationnelles

L'une des difficultés de la modélisation des inondations est le manque de données pour les événements les plus extrêmes jamais ou rarement observés (Proust et al., 2016). Pour de tels débits, l'occupation du sol dans les plaines inondables a une forte incidence sur les processus d'écoulement (Brito et al., 2016; Stoesser et al., 2010).

Généralement, les modélisations numériques sont réalisées sur des crues déjà connues pour lesquelles la calibration est possible. Or, avec le dérèglement climatique, les crues sont de plus en plus différentes et de ce fait plus difficiles à prédire car les données pour les calibrations n'existent pas. Néanmoins, la modélisation de ces événements extrêmes est primordiale pour évaluer les risques, par exemple : à proximité des autoroutes, des barrages et des centrales nucléaires...

Il est donc nécessaire de modéliser de manière à être moins dépendant de la calibration tout en conservant des simulations abordables en temps de calcul. De plus, le modélisateur doit être averti du degré d'incertitude introduit afin de quantifier l'incertitude sur la zone d'intérêt. La plupart des modèles s'appuient sur les équations de Saint-Venant (cf. annexe C) qui font référence pour la simulation des inondations (suite TELEMAC-MASCARET (Hervouet, 2007), Mike 21 (DHI, 007b), Hec-RAS, etc). Même dans le cadre des équations de Saint-Venant, plusieurs approches sont possibles pour modéliser des obstacles fortement émergents à faiblement submergés.

L'objectif de ce chapitre est de proposer et d'analyser différentes méthodes de modélisation de la résistance à l'écoulement induite par les obstacles lors de crues extrêmes dans le cadre d'applications opérationnelles. Deux grands types d'approches se distinguent.

La première approche consiste à intégrer l'effet des obstacles dans un terme de résistance globale à l'écoulement. Elle est largement employée compte tenu de l'étendue du domaine et des contraintes sur le temps de calcul. Dans les écoulements à surface libre, sans obstacle, la résistance à l'écoulement dépend de la viscosité, de la rugosité (Rouse, 1965; Yen, 2002), de la forme des sections hydrauliques et de la non-uniformité de divers paramètres. La modélisation classique

largement utilisée consiste à relier empiriquement la résistance à l'écoulement à la vitesse moyenne de cet écoulement à l'aide des coefficients de résistance tels que Manning, Strickler, Chezy et Darcy (Carlier, 1972).

En présence d'obstacles émergents et faiblement submergés, la validité de ces formules empiriques est remise en cause. De nombreux auteurs se sont intéressés à ce problème en proposant d'introduire une force de traînée induite par les obstacles dans la résistance à l'écoulement (Parsons et al., 1994; Lawrence, 1997; Nepf and Vivoni, 2000; Lawrence, 2000; Nikora et al., 2007; Nepf, 2012; Cassan et al., 2017).

La deuxième approche modélise explicitement les obstacles dans les équations de Saint-Venant. Le développement des moyens d'acquisition actuels (LIDHR, etc) permettent d'envisager ces méthodes de façon opérationnelles. En effet, ces méthodes sont plus précises mais plus coûteuse en temps de calcul et permettent d'obtenir la hauteur d'eau  $D$  ainsi que les vitesses moyennes : longitudinale  $U$  et transversale  $V$ . Dans ce cadre, deux possibilités sont envisagées :

- exclusion des obstacles du domaine de calcul ;
- inclusion des obstacles dans le domaine de calcul à l'aide de la bathymétrie.

Dans ce chapitre, ces différentes approches sont analysées par rapport à deux études expérimentales : celle de (Dupuis, 2016) mesurant un écoulement avec des arbres sur de la prairie et celle du chapitre 3. De plus, l'effet d'obstruction des obstacles dans l'écoulement sera analysé en particulier pour l'évaluation de la résistance à l'écoulement.

On se limitera à des écoulements uniformes, avec deux types d'obstacles rigides classiques : circulaires modélisant des arbres et prismatiques modélisant des habitations. Les arbres sont modélisés par de la végétation rigide structurée en quinconce. Ces deux types d'obstacles ont été choisis pour plusieurs raisons :

- les arbres et les maisons représentés respectivement par des cylindres et des prismes sont les obstacles les plus fréquemment rencontrés lors d'inondation ;
- les arbres sont uniquement étudiés dans un écoulement où l'arbre est émergé, ce qui est une situation plus simple que celle des maisons où l'on passe d'un écoulement à obstacle émergé à un écoulement à obstacle submergé ;
- la différence de densité entre les arbres et les maisons dans l'écoulement ;
- les deux expériences ont été réalisées dans le même canal hydraulique avec la même rugosité de fond (la prairie) ce qui permet une comparaison plus simple.

#### Plan du chapitre :

- 4.1 Modélisation de la résistance à l'écoulement
  - 4.1.1 Frottement de fond global  $K'$
  - 4.1.2 Coefficient de traînée  $C_D$ 
    - ◇ 4.1.2.1 Association du frottement de fond mesuré expérimentalement  $K$  avec le coefficient de traînée  $C_D$

- ◇ 4.1.2.2 Prise en compte de la porosité  $\Phi$  globale
- 4.1.3 Résultats
  - ◇ 4.1.3.1 Arbres
  - ◇ 4.1.3.2 Maisons
- 4.2 Modélisation basée sur les équations de Saint-Venant avec prise en compte explicite des obstacles
  - 4.2.1 Modélisation explicite des obstacles
    - ◇ 4.2.2 Arbres
      - 4.2.2.1 Convergence en maillage
      - 4.2.2.2 Résultats de la modélisation explicite des arbres
    - ◇ 4.2.3 Maisons
      - 4.2.3.1 Convergence en maillage des maisons
      - 4.2.3.2 Résultats de la modélisation explicite des maisons
  - 4.2.4 Maisons représentées dans la bathymétrie
- 4.3 Conclusions

## 4.1 Modélisation de la résistance à l'écoulement

La résistance à l'écoulement se modélise par une perte de charge qui représente une perte d'énergie due aux divers frottements. Ici, cette perte de charge est causée par la résistance à l'écoulement des obstacles qui s'opposent au mouvement du fluide. (Rouse, 1965) classe la résistance à l'écoulement en quatre catégories :

- le frottement de surface ou de fond ;
- la formation de résistance ou de traînée ;
- la résistance due à la déformation de la surface libre ;
- la résistance associée à l'accélération locale ou l'instabilité de l'écoulement.

En régime uniforme, l'écoulement résulte d'un équilibre (cf. équation 4.1) entre la force de gravité motrice et la résistance à l'écoulement modélisée par la force de frottement de fond et la force de traînée liée aux obstacles (cf. équation 4.1). Ces coefficients sont obtenus en appliquant un équilibre de force unidimensionnel (cf. équation 4.2) entre la force de gravité motrice, la force de frottement du fond et la force de résistance à l'écoulement liée aux obstacles.

$$\rho g D S_0 = \frac{\rho g U_c^2}{K^2 R_H^{1/3}} + \frac{1}{2} \rho a C_D D U_c^2 \quad (4.1)$$

avec  $\rho$  la masse volumique de l'eau [ $\text{kg.m}^{-3}$ ],  $g = 9,81$  l'accélération de la pesanteur [ $\text{m.s}^{-1}$ ],  $D$  la hauteur d'eau [m],  $S_0$  la pente longitudinale du canal [m],  $U_c$  la vitesse caractéristique en

fonction de l'écoulement soit  $U_Q$  soit  $U_\Phi$  selon le degré d'obstruction [ $\text{m.s}^{-1}$ ],  $K$  le coefficient de Strickler [ $\text{m}^{-1/3}.\text{s}^{-1}$ ],  $a = 3,136$  l'aire frontale par unité de volume des obstacles [ $\text{m}^{-1}$ ] et  $C_D$  le coefficient de traînée [-],  $R_H$  le rayon hydraulique [ $\text{m}$ ].

Or, ici, le frottement sur les parois du canal est négligeable, donc ici, uniquement le frottement sur le fond est considéré. Cela entraîne l'approximation du rayon hydraulique par la hauteur d'eau  $R_H \simeq D$ . L'équation 4.1 devient :

$$\rho g D S_0 = \frac{\rho g U_c^2}{K^2 D^{1/3}} + \frac{1}{2} \rho a C_D D U_c^2 \quad (4.2)$$

Le coefficient de traînée  $C_D$  des arbres a été défini à l'équation 1.19, celui des maisons s'écrit :

$$C_D = \frac{2F}{\rho \ell U_\Phi^2} \quad (4.3)$$

avec  $F$  la force appliquée sur l'obstacle [ $\text{N}$ ],  $\ell$  le côté de l'obstacle [ $\text{m}$ ] et  $U_\Phi$  la vitesse de porosité [ $\text{m.s}^{-1}$ ] définie au chapitre 3 §3.2.

#### 4.1.1 Frottement de fond global $K'$

La modélisation implicite la plus simple de la résistance à l'écoulement induite par les obstacles est de prendre en compte cette résistance dans un coefficient de frottement global. Notons que cette modélisation est fréquemment utilisée dans les études opérationnelles. Toute la physique est modélisée dans le coefficient de frottement de fond global  $K'$  lorsque la traînée est négligée.

En utilisant la formule empirique de Manning-Strickler, la plus classiquement utilisée pour les écoulements en rivière, l'équation 4.2 devient :

$$\rho g D S_0 = \frac{\rho g U_c^2}{K'^2 D^{1/3}} \quad (4.4)$$

avec  $U_c$  la vitesse caractéristique de l'écoulement.

D'où :

$$K' = \sqrt{\frac{U_c^2}{S_0 D^{4/3}}} \quad (4.5)$$

Il est également possible d'utiliser le coefficient de Darcy-Weissbach  $f_D$  :

$$f_D = \frac{8g D S_0}{U_c^2} \quad (4.6)$$

#### 4.1.2 Coefficient de traînée $C_D$

Dans ce cas, l'équation complète 4.2, dans laquelle les deux termes composant la résistance à l'écoulement apparaissent explicitement, est considérée.

#### 4.1.2.1 Association du frottement de fond mesuré expérimentalement $K$ avec le coefficient de traînée $C_D$

A la fois, le coefficient de traînée  $C_D$  et de frottement de fond  $K$  représente la résistance à l'écoulement. Ici, l'inconnue est le coefficient de traînée  $C_D$ . En effet, le coefficient de frottement de fond  $K = 60 \text{ m}^{-1/3} \cdot \text{s}^{-1}$ , a été déterminé expérimentalement par (Dupuis, 2016). D'après, l'équation 4.2,  $C_D$  s'écrit :

$$C_D = \frac{2g}{a} \left( \frac{S_0}{U_c^2} - \frac{1}{D^{4/3}K^2} \right) \quad (4.7)$$

avec  $U_c$  la vitesse caractéristique de l'écoulement.

#### 4.1.2.2 Prise en compte de la porosité $\Phi$ globale

Pour rappel, la porosité se définit par  $\Phi(z) = 1 - \varphi(z)$  avec cette relation  $U_\Phi = U_Q/\Phi(z)$  qui traduit la conservation de la masse (cf. chapitre 3 §3.2). Ici, la porosité est associée au coefficient de traînée  $C_D$  et de frottement de fond  $K$  et l'équation 4.2 devient :

$$\rho g D S_0 = \frac{\rho g U_Q^2}{K^2 D^{1/3} \Phi^2} + \frac{1}{2\Phi^2} \rho a C_D D U_Q^2 \quad (4.8)$$

Les coefficients de traînée  $C_D$  s'écrivent, avec  $h$  la hauteur de l'obstacle :

$$\begin{cases} \text{en cas d'obstacles émergés} & C_{D_{emg}} = \frac{2g}{a} \left( \frac{S_0 \Phi^2 D^2}{Q^2} - \frac{1}{D^{4/3} K^2} \right) \\ \text{en cas d'obstacles submergés} & C_{D_{sub}} = \frac{2g}{a} \left( \frac{S_0 D \Phi^2 D^2}{Q^2 h} - \frac{1}{D^{1/3} h K^2} \right) \end{cases} \quad (4.9)$$

A l'aide de  $\varphi(z)$  calculée pour les maisons au chapitre 3 §3.2, la porosité  $\Phi$  vaut :

- Maisons émergées :

$$\begin{cases} \varphi(z \leq h) = 0,20 \\ \Phi(z \leq h) = 0,80 \end{cases} \quad (4.10)$$

- Maisons submergées pour l'écoulement à 148% :

$$\begin{cases} \varphi(z/h = 1,48) = 0,13 \\ \Phi(z/h = 1,48) = 0,87 \end{cases} \quad (4.11)$$

- Arbres, la description de l'expérience de (Dupuis, 2016) est décrite à l'annexe C :

$$\begin{cases} \varphi(Arbre) = 0,006 \\ \Phi(Arbre) = 0,994 \end{cases} \quad (4.12)$$

Pour les arbres,  $\Phi \approx 1$ , l'obstruction de l'écoulement est quasi inexistante. La porosité ne va pas impacter l'écoulement, même si il y a presque deux fois plus d'arbres - 1458 - que de maisons - 833 - dans l'écoulement. Donc, la vitesse caractéristique de l'écoulement avec arbres est la vitesse débitante  $U_Q$ .

### 4.1.3 Résultats

Dans cette section, les modélisations de la résistance à l'écoulement telles que décrites dans les paragraphes précédents sont analysées par rapports aux expériences. La méthodologie est la suivante : les coefficients de frottement et de traînées sont calibrés pour les différents écoulements uniformes des expériences avec arbres et maisons. Un intérêt est porté à la variation de ces coefficients en fonction des conditions hydrauliques (cf. tableaux 4.1, 4.2 et 4.5). L'erreur sur la hauteur d'eau et la vitesse  $U$  est alors analysée. Puis, les coefficients obtenus avec le plus faible débit sont utilisés pour les calculs de hauteur à haut débit. Les modélisations de la résistance à l'écoulement sont récapitulées dans les tableaux 4.3 et 4.4 pour les arbres et les tableaux 4.6 et 4.7 pour les maisons.

En préambule, le tableau 4.1 rappelle les conditions hydrauliques expérimentales pour l'expérience de référence avec prairie sans obstacles (Dupuis, 2016) et indique les erreurs relatives obtenues pour la hauteur d'eau  $D$  et la vitesse débitante  $U_Q$ .

L'erreur relative est calculée avec la formule suivante :

$$\text{Erreur relative} = \frac{\text{Valeur analytique} - \text{Valeur expérimentale}}{\text{Valeur expérimentale}} \times 100 \quad (4.13)$$

Le coefficient de Strickler  $K'$  calibré pour le plus faible débit reste pertinent pour les hauts débits. En effet, que ce soit pour  $Q = 15$  L/s ou pour  $Q = 50$  L/s, l'erreur sur la hauteur d'eau et la vitesse est la même en valeur absolue, pour  $Q = 15$  L/s, elles sont surestimées et pour  $Q = 50$  L/s, elles sont sous-estimées.

Prairie	$Q = 7$ L/s	$Q = 15$ L/s	$Q = 50$ L/s
$K$ [ $\text{m}^{-1/3} \cdot \text{s}^{-1}$ ]	60	62	64
$D_{exp}$ [mm]	35	55	116,5
$U_Q$ [cm/s]	20,3	27,3	42,9
$Re_{U_Q}(D)$ [-]	7055	14910	49631
$Fr_{U_Q}(D)$ [-]	0,34	0,37	0,40
$K$ de 7 L/s	60	60	60
Erreur relative $D$ [%]	-	+2,1	-2,2
Erreur relative $U_Q$ [%]	-	+3,7	-3,6

Tableau 4.1: Tableau récapitulatif des conditions hydrauliques et erreurs relatives pour l'expérience de la prairie (Dupuis, 2016)

#### 4.1.3.1 Arbres

Le tableau 4.2 rappelle les conditions hydrauliques expérimentales pour l'expérience des arbres pour trois débits :  $Q = 7, 15$  et  $21$  L/s. Les coefficients de frottement de fond  $K$  et  $f_D$  sont calculés, puis les erreurs relatives de la hauteur d'eau et de la vitesse sont obtenues à l'aide des

coefficients de frottement de fond calés sur le plus faible débit.

Arbres	$Q = 7 \text{ L/s}$	$Q = 15 \text{ L/s}$	$Q = 21 \text{ L/s}$
$K \text{ [m}^{-1/3}\cdot\text{s}^{-1}\text{]}$	60	60	60
$D_{exp} \text{ [mm]}$	55	113	152
$U_Q \text{ [cm/s]}$	12,7	13,3	13,8
$Re_{U_Q}(D) \text{ [-]}$	6936	14924	20830
$Fr_{U_Q}(D) \text{ [-]}$	0,17	0,13	0,11

Tableau 4.2: Tableau récapitulatif des conditions hydrauliques pour l'expérience des arbres (Dupuis, 2016)

Arbres	$Q = 7 \text{ L/s}$	$Q = 15 \text{ L/s}$	$Q = 21 \text{ L/s}$
$K \text{ [m}^{-1/3}\cdot\text{s}^{-1}\text{]}$	27	17	15
$K'$ de 7 L/s	27	27	27
Erreur relative $D$ [%]	-	-23	-30
Erreur relative $U_Q$ [%]	-	-42	-48
$f_D$	0,25	0,43	0,50
$f_D$ de 7 L/s	0,25	0,25	0,25
Erreur relative $D$ [%]	-	-22	-27
Erreur relative $U_Q$ [%]	-	+45	+62

Tableau 4.3: Tableau récapitulatif des différentes modélisations du frottement de fond pour l'expérience des arbres (Dupuis, 2016)

L'examen des résultats de calibration du tableau 4.3 montre une grande variabilité des coefficients de frottement : une différence de 12 unités entre le coefficient de Strickler calibré pour 7 L/s et celui calibré pour 21 L/s et une multiplication par 2 du coefficient de Darcy pour  $Q = 21 \text{ L/s}$ . Le coefficient de Strickler calibré pour le débit le plus faible utilisé pour les autres débits sous-estime la hauteur d'eau  $D$  de  $-23\%$  à  $-30\%$  et la vitesse débitante  $U_Q$  de  $-42\%$  à  $-48\%$  en passant de  $Q = 15 \text{ L/s}$  à  $21 \text{ L/s}$ . En passant de  $Q = 15 \text{ L/s}$  à  $21 \text{ L/s}$ , le coefficient de Darcy  $f_D$  sous-estime la hauteur d'eau  $D$  de  $-23$  à  $-30\%$  et sur-estime la vitesse débitante  $U_Q$  de  $+45$  à  $+62\%$ .

Le tableau 4.4 résume l'analyse sur les coefficients de traînées. La variabilité est très peu importante  $C_D = 1,32$  à  $Q = 15 \text{ L/s}$  et  $1,25$  à  $Q = 21 \text{ L/s}$  et très proche de la valeur du coefficient de traînée pour un cylindre isolé qui est de  $1,20$ , respectivement  $+10\%$  et  $+4\%$ . Pour  $Q = 15 \text{ L/s}$ , la hauteur d'eau  $D$  est sous-estimée de  $-6,9\%$  et la vitesse débitante est sur-estimée de  $2,3\%$ . Pour  $Q = 21 \text{ L/s}$ , il n'y a pas d'erreur car le coefficient de traînée à faible débit est identique à celui à fort débit. Le rapport frottement sur traînée indique que plus le débit est faible et plus le frottement est important  $+25,7\%$  à faible débit contre  $+6,1\%$  à fort débit. A faible débit, le frottement est très important. En revanche, à fort débit, le frottement a très peu de poids.

Arbres	$Q = 7 \text{ L/s}$	$Q = 15 \text{ L/s}$	$Q = 21 \text{ L/s}$
$C_D$	1,25	1,32	1,25
$\frac{\text{Frottement}}{\text{Traînée}} [\%]$	+25,7	+9,5	+6,1
$C_D$ de 7 L/s	1,25	1,25	1,25
Erreur relative $D$ [%]	-	-6,9	0
Erreur relative $U_Q$ [%]	-	+2,3	0

Tableau 4.4: Tableau récapitulatif de la modélisation du coefficient de traînée pour l'expérience des arbres (Dupuis, 2016)

Concernant l'expérience des arbres sur de la prairie, la modélisation avec les erreurs les plus basses sur la hauteur d'eau et la vitesse débitante est la modélisation de l'équation 4.2 avec le coefficient de Strickler expérimental de la prairie  $K = 60 \text{ m}^{-1/3} \cdot \text{s}^{-1}$  et le coefficient de traînée  $C_D$  calibré à faible débit ou celui de l'obstacle isolé. Ceci s'explique par le fait qu'il n'y a quasiment pas d'interaction entre les sillages et peu d'effet d'obstruction.

#### 4.1.3.2 Maisons

Le tableau 4.5 rappelle les conditions hydrauliques expérimentales pour l'expérience des maisons (cf. chapitre 3 §3.1 et §3.2).

Maisons	42%	93%	98%	148%
$K [\text{m}^{-1/3} \cdot \text{s}^{-1}]$	60	60	60	60
$D_{exp} [\text{mm}]$	25	55	58	88
$U_Q [\text{cm/s}]$	6,4	6,0	6,5	11,7
$Re_{U_Q}(\ell) [-]$	4067	3813	4131	7245
$Fr_{U_Q}(\ell) [-]$	0,080	0,075	0,082	0,144
$U_{\Phi} [\text{cm/s}]$	8,0	7,5	8,2	13,5
$Re_{U_{\Phi}}(\ell) [-]$	5084	4766	5211	8580
$Fr_{U_{\Phi}}(\ell) [-]$	0,010	0,095	0,103	0,170

Tableau 4.5: Tableau récapitulatif des conditions hydrauliques pour l'expérience des maisons

Vu le taux d'obstruction, la vitesse caractéristique est  $U_{\Phi}$ . Le coefficient de Strickler  $K$  varie de 13 unités (cf. tableau 4.6).

Le coefficient de traînée  $C_D$  d'un cube isolé est compris entre 1,45 et 2.

Maisons	42%	93%	98%	148%
$K_{U_\Phi}$	29	16	17	21
$K'_{U_\Phi}$ de 42%	29	29	29	29
Erreur relative $D$ [%]	-	-29	-27	-17
Erreur relative $U_\Phi$ [%]	-	+43	+36	+9
$f_{D_{U_\Phi}}$	0,32	0,80	0,71	0,40
$f_{D_{U_\Phi}}$ de 42%	0,32	0,32	0,32	0,32
Erreur relative $D$ [%]	-	-36,7	-34	-20
Erreur relative $U_\Phi$ [%]	-	+58	+49	+11,5

Tableau 4.6: Tableau récapitulatif des différentes modélisations du frottement de fond pour l'expérience des maisons

Maisons	42%	93%	98%	148%
$C_D$	1,45	1,45	1,45	1,45
$\frac{\text{Frottement}}{\text{Trainée}}$ [%]	+16,3	+5,7	+5,2	+3
Erreur relative $D$ [%]	+19	+11,8	+22	+118
Erreur relative $U_\Phi$ [%]	-22	-13	-20	-51
$C_{D_\Phi}$	0,79	1,09	0,92	0,47
$\frac{\text{Frottement}}{\text{Trainée}}$ [%]	+29,8	+7,5	+8,35	9,4
$C_{D_\Phi}$ de 42%	0,79	0,79	0,79	0,79
Erreur relative $D$ [%]	-	-18	-10	+47
Erreur relative $U_\Phi$ [%]	-	+26	+20	-29
en négligeant le frottement de fond				
Erreur relative $U_\Phi$ [%]	-	-3	-11	-46

Tableau 4.7: Tableau récapitulatif de la modélisation du coefficient de traînée pour l'expérience des maisons

(Lawrence, 2000) a réalisé des expériences dans un canal avec des taux d'occupation du sol variable allant de 10% à 39%. Des demi-sphères de 2 cm de diamètre et de 1 cm de haut sont disposées en hexagone dans l'écoulement. Deux coefficients de Darcy sont utilisés sur la figure 4.1,  $f_D$  et  $f_D(\Delta z)$  calculés avec la déformation de la surface libre. (Lawrence, 2000) emploie une approche qui consiste à utiliser un modèle avec le coefficient de frottement de fond couplé au coefficient de traînée. En plaçant les expériences réalisées ici, en rouge et bleu sur la figure 4.1 avec des prismes à base carré dans une configuration alignée avec un taux d'occupation du sol de 20%, elles se situent dans le nuage de point des expériences de (Lawrence, 2000). A noter que la pente du coefficient de frottement en fonction du confinement vertical est du même ordre de grandeur.

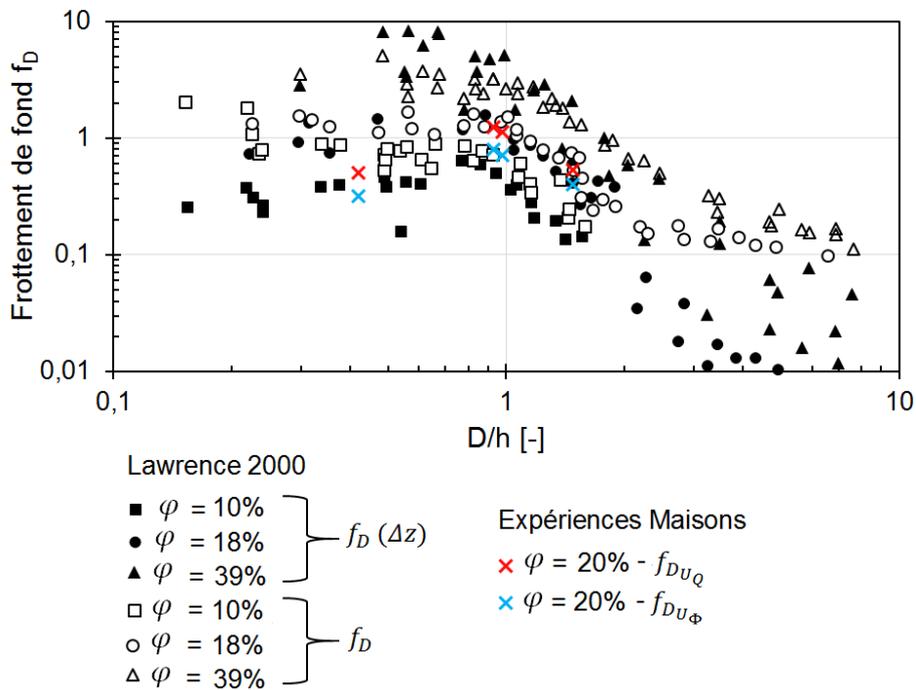


Figure 4.1: Frottement de fond  $f_D$  en fonction du taux d'immersion  $D/h$  comparé aux expériences de (Lawrence, 2000)

#### Synthèse :

La modélisation de la résistance à l'écoulement due à des obstacles émergés à faiblement submergés par un terme de frottement équivalent doit être considérée avec une grande prudence. En effet, sur les quatre expériences utilisées dans ce travail, des variations importantes du coefficient de frottement calibré (environ 12 unités sur le coefficient de Strickler) sont mises en évidence pour chaque taux d'immersion.

A noter, qu'une modélisation à fort débit avec un coefficient de Strickler issue d'une calibration à faible débit conduit à des erreurs de 25%. En revanche, cette gamme de variation peut être utilisée pour réaliser des analyses de sensibilité sur les résultats d'une étude en fonction du taux d'immersion.

L'introduction d'un terme de traînée dans la modélisation de la résistance à l'écoulement permet de mieux représenter les processus physiques. Dans le cas d'un écoulement où il y a peu d'interaction entre les sillages dus aux obstacles (expériences des arbres), le coefficient de traînée calibré à faible débit ou celui issu de la littérature apporte des erreurs inférieures à 10% sur les hauteurs d'eau. En revanche, dans le cas de l'expérience avec les maisons où les interactions de sillages sont fortes, cette conclusion est à modérer. Néanmoins, les erreurs obtenues avec un coefficient de traînée calibré au faible débit sont inférieures à 20% pour les obstacles émergés mais atteignent 50% pour les obstacles submergés.

Il est également important de noter que dans le cas d'un écoulement avec forte obstruction, la vitesse caractéristique à considérer sera une vitesse dite de porosité et non la vitesse débitante au sens classique du terme.

Les résultats obtenus sur les coefficients de frottements calibrés pour les différents écoulements

de l'expérience avec maisons ont été comparés avec ceux obtenus par (Lawrence, 2000) et sont cohérents. Ce qui implique que les abaques de Lawrence peuvent être utilisées pour quantifier le coefficient de frottement d'un écoulement en fonction du taux d'immersion à partir d'un coefficient de frottement calibré à faible débit.

En conclusion, on recommande d'utiliser une modélisation de la résistance à l'écoulement comprenant un terme de traînée qui représente mieux les processus physiques en présence d'obstacles.

## 4.2 Modélisation basée sur les équations de Saint-Venant avec prise en compte explicite des obstacles

La deuxième approche consiste à modéliser explicitement dans le domaine de calcul les obstacles :

- exclusion des obstacles du maillage ;
- inclusion des obstacles dans la bathymétrie. Cette méthode est la plus largement utilisée. Cela permet de pouvoir modéliser également les écoulements avec obstacles submergés. De nombreuses études peuvent être citées parmi laquelle (Abily, 2015).

Tous les résultats de calcul de la modélisation explicite des obstacles et de la bathymétrie sont obtenus avec TELEMAC 2D qui résout les équations de Saint-Venant dont les hypothèses principales sont une vitesse moyennée selon la verticale constante et une pression hydrostatique (cf. Annexe C). La modélisation numérique de TELEMAC 2D (Hervouet, 2007) est une modélisation implicite en éléments finis qui ne nécessite pas de contrainte de type CFL sur le pas de temps. Les conditions de modélisation valables pour les deux modélisations avec arbres et avec maisons sont les suivantes :

- frottement sur le fond  $K_{exp} = 60 \text{ m}^{-1/3} \cdot \text{s}^{-1}$
- condition de glissement sur les parois des obstacles et du canal compte tenu de la taille de maille utilisée (Tran et al., 2016)
- condition d'entrée : débit imposé  $Q$
- condition de sortie : la hauteur d'eau obtenue avec la hauteur de seuil aval  $H_{S_{aval}}$
- condition initiale : la hauteur d'eau expérimentale  $D$
- la pente du canal est modélisée  $S_0 = 0,00105$
- diffusion des vitesses  $\nu = \nu_\mu = 1.10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

Une convergence en maillage et en temps a été réalisée pour toutes les modélisations, afin d'indiquer des recommandations de modélisation.

### 4.2.1 Modélisation explicite des obstacles

Cela signifie que les obstacles ne font pas partie du maillage, les mailles contournent les obstacles sur le domaine (cf. figures 4.2a pour les arbres, 4.2b pour les maisons).

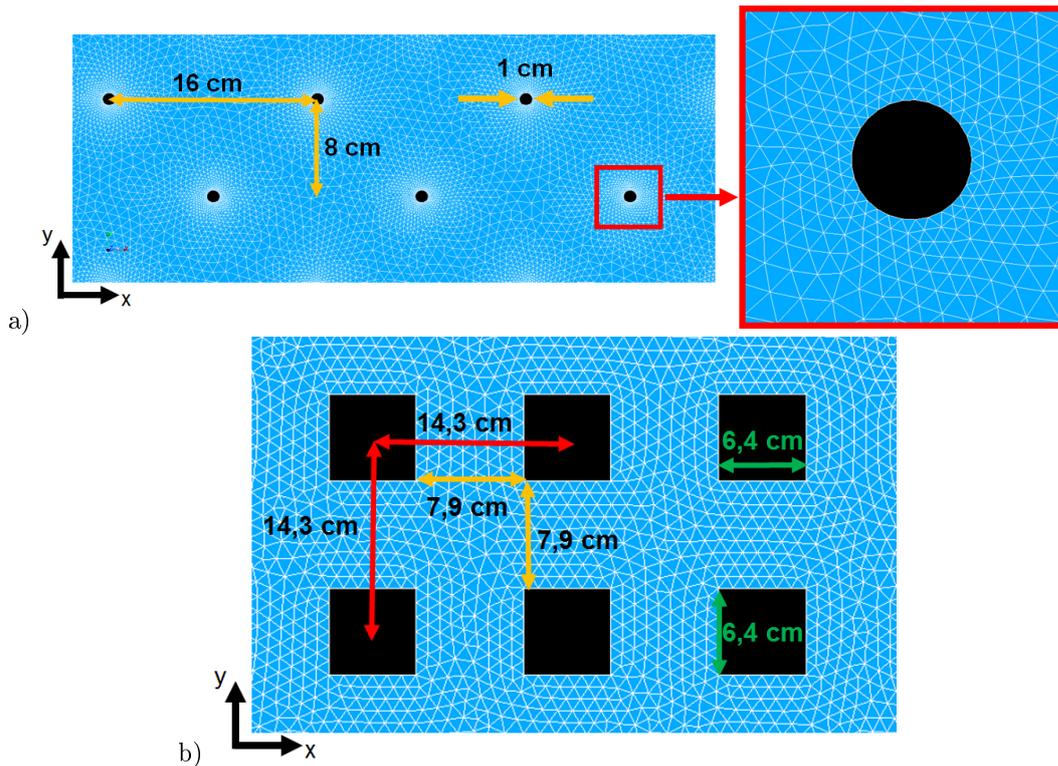


Figure 4.2: Maillage non structuré représentant :  
 a) les arbres dans l'expérience de (Dupuis, 2016) avec une taille minimale autour de l'arbre de 0,1 cm  
 b) les maisons avec une taille minimale autour de la maison de 1 cm

Il est possible de comparer les deux profils verticaux de vitesse des écoulements avec arbres à  $Q = 7 \text{ L/s}$  et avec maisons à 93% d'immersion car ces deux écoulements ont la même hauteur d'eau  $D = 55 \text{ mm}$  (cf figure 4.3). La différence entre les deux profils verticaux de vitesse est liée à la forte interaction des sillages dans le cas des maisons et la faible interaction des sillages dans le cas des arbres. De plus, l'écoulement avec arbres est typique des canaux larges avec un profil vertical de vitesse qui entre dans les hypothèses de Saint-Venant avec une moyenne verticale sur la vitesse qui est pertinente au vu de son profil de vitesse. L'écoulement avec maisons est un écoulement qui est une juxtaposition de canaux étroits avec un profil vertical de vitesse moyenne longitudinale dans la veine rapide de forme parabolique. Ce profil est assez loin de l'hypothèse de vitesse moyenne constante sur la verticale dans la résolution des équations de Saint-Venant sur la vitesse verticale, c'est pourquoi, la vitesse obtenue numériquement sera comparée à la vitesse expérimentale à deux altitudes  $z/D = 0,44$  et  $z/D = 0,64$ .

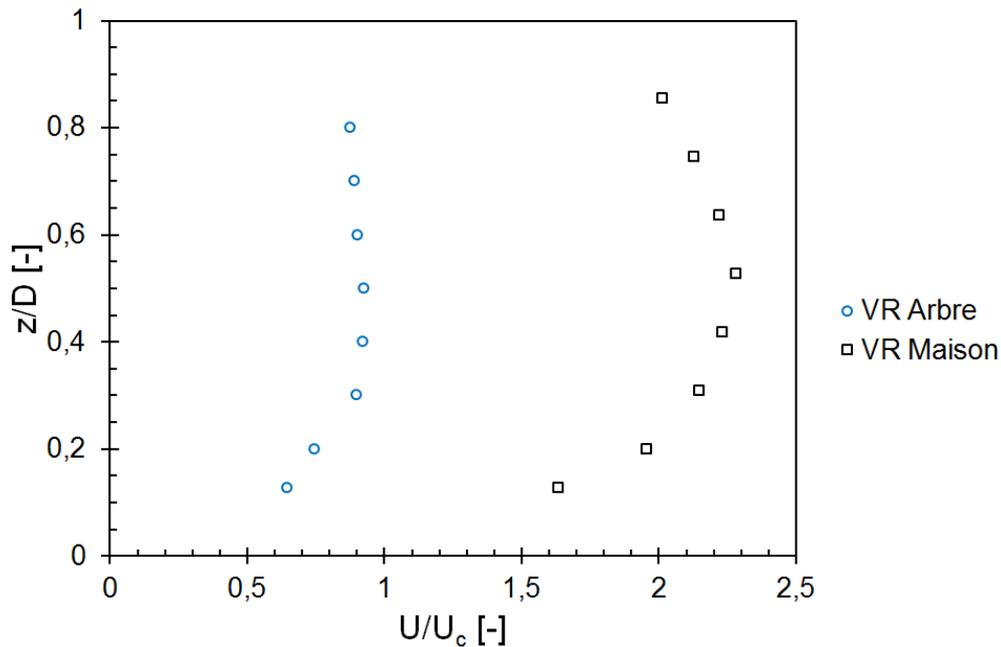


Figure 4.3: Profil de vitesse dans la veine rapide (VR) pour l'expérience des arbres ( $Q = 7\text{L/s}$ ) (Dupuis, 2016) et des maisons ( $Q = 3,3\text{ L/s}$ ) à même hauteur d'eau  $D = 55\text{ mm}$ ,  $U_c$  est la vitesse caractéristique de l'écoulement :  $U_Q$  pour les arbres et  $U_\Phi$  pour les maisons

## 4.2.2 Arbres

D'abord, la convergence en maillage est présentée, puis les résultats de simulations des arbres exclus du maillage sont exposés et comparés aux modélisations implicites du §4.1.3.1.

### 4.2.2.1 Convergence en maillage des arbres

Un maillage non structuré est utilisé (cf. figure 4.2a et b). La figure 4.2a montre un fort raffinement autour des arbres. La convergence en maillage a été effectuée sur l'écoulement de plus faible débit  $Q = 7\text{ L/s}$ . Trois tailles de mailles ont été testées avec un maillage non structuré triangulaire pour représenter les arbres, donnant trois formes aux arbres (cf. tableau 4.10). Pour rappel, dans l'expérience de (Dupuis, 2016), la vitesse a été mesurée avec le même ADV ponctuel dans une transverse entre deux rangées d'arbres à la position  $x = 14\text{ m}$  et aux positions  $y$  allant de  $0,39\text{ m}$  à  $0,52\text{ m}$ . C'est ce transect de vitesse qui sera comparé aux simulations numériques.

Forme de l'arbre	$\Delta x$ (max-min) [mm]	Nombre de nœuds [-]
Triangle	20 - 10	86498
Hexagone	10 - 05	106808
Cercle	10 - 01	969773

Tableau 4.8: Arbres : nombre de nœuds pour les différentes tailles de mailles sur le domaine de  $18\text{ m}^2$

Forme de l'arbre	$\Delta t$ [s]	CFL [-]	Nombre de pas de temps [-]	Temps CPU pour 4 coeurs
Triangle	$5 \cdot 10^{-3}$	0,43 - 0,21	$1 \cdot 10^4$	8 mn
Hexagone	$5 \cdot 10^{-3}$	0,86 - 0,43	$1 \cdot 10^4$	30 mn
Cercle	$5 \cdot 10^{-3}$	4,3 - 0,43	$1 \cdot 10^4$	2h30

Tableau 4.9: Arbres : paramètres numériques des simulations

Le tableau 4.10 récapitule les erreurs relatives moyennes liées à la convergence en maillage, avec :

- pour la hauteur d'eau, la valeur numérique retenue est la valeur à l'amont du canal, la plus discriminante puisque c'est la côte aval qui est imposée :

$$\text{Erreur relative} = \frac{\text{Valeur numérique amont} - \text{Valeur expérimentale}}{\text{Valeur expérimentale}} \times 100 \quad (4.14)$$

- pour les vitesses moyennes  $U$  et  $V$ , c'est la moyenne des valeurs sur le transect étudié qui est comparé à la valeur moyenne expérimentale sur le transect :

$$\text{Err. relative} = \frac{\text{Moy. val. num. du transect} - \text{Moy. des val. exp. du transect}}{\text{Moy. des val. exp. du transect}} \times 100 \quad (4.15)$$

Dans les trois cas, la hauteur d'eau est surestimée de 12,7% à 0,9%. L'erreur de 0,9% est acceptable car comme la figure 4.4 le montre, les valeurs de hauteur d'eau trouvées se situent dans l'incertitude de mesure expérimentale. L'utilisation du maillage à 1 cm réduit l'erreur sur la hauteur d'eau et les vitesses (cf. figures 4.4 et 4.5).

Erreur relative moyenne [%]	Vitesses $Q = 7 \text{ L/s}$		
	D	U	V
Triangles	+12,7	+6	-103
Hexagones	+3,6	+2,75	-114
Cercles	+0,9	+3,86	-82

Tableau 4.10: Erreur relative par rapport à la moyenne pour les vitesses moyennes  $U$  et  $V$  pour les écoulements avec arbres

Le tableau 4.10 montre que quelque soit la taille de maille utilisée, les hauteurs d'eau  $D$  et les vitesses moyennes longitudinales  $U$  sont représentées respectivement avec des erreurs relatives inférieures à 13% et inférieures à 6% alors que les vitesses moyennes transversales sont très mal représentées de -82% à -114%.

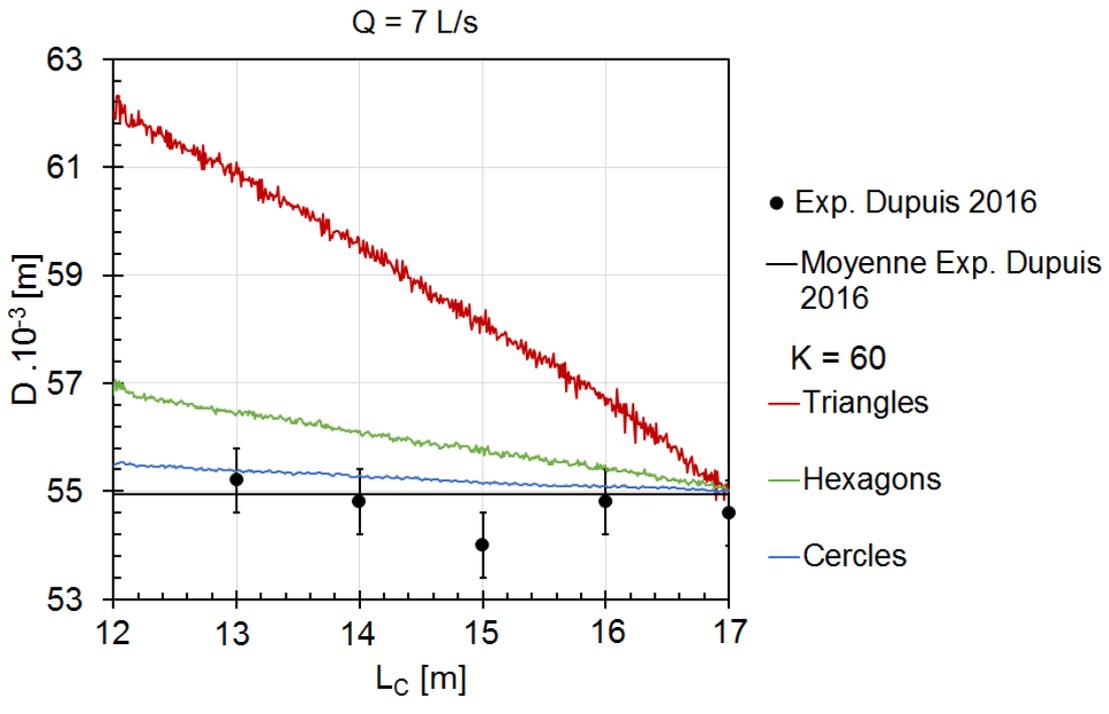
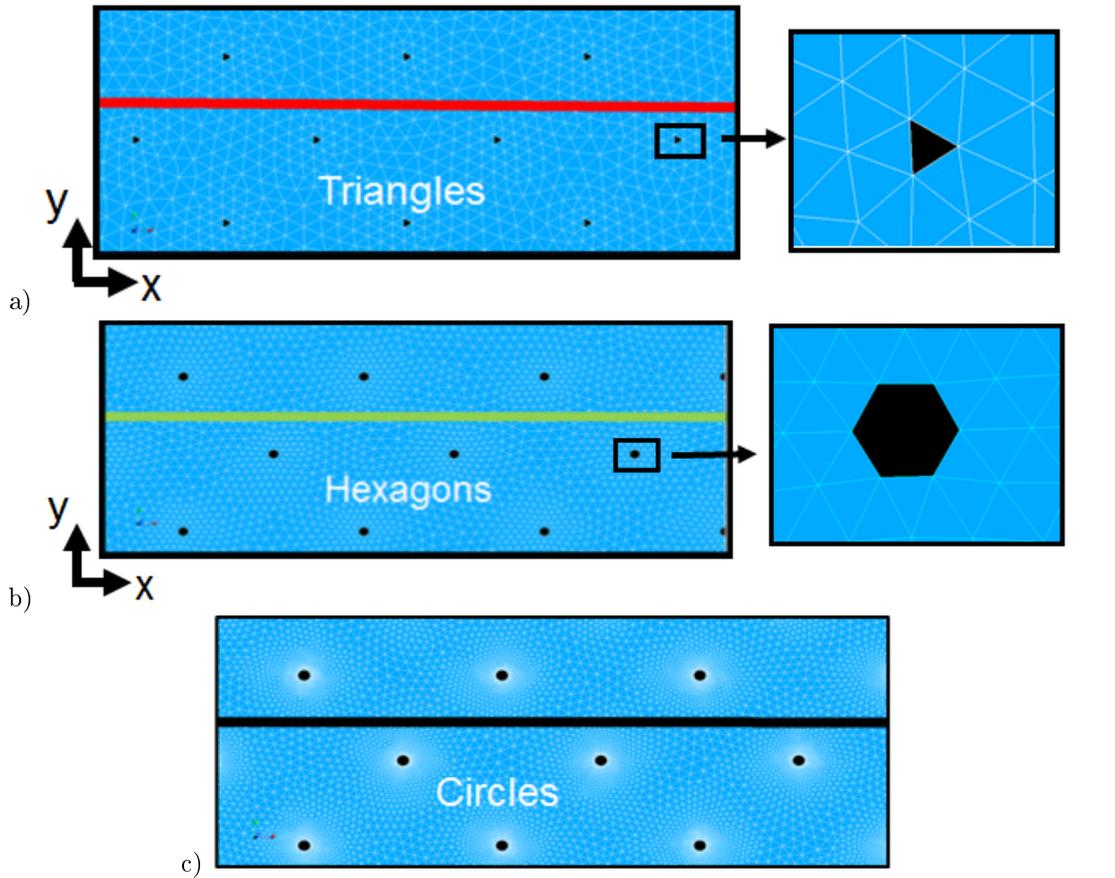
La convergence en maillage est représentée sur la figure 4.4 pour la hauteur d'eau  $D$  et la figure 4.5 pour les vitesses  $U$  et  $V$ . Lorsque l'arbre est approximé par un cercle, la hauteur d'eau simulée est comprise dans l'incertitude de mesure expérimentale (cf. figure 4.4). Concernant les vitesses, la modélisation la plus fine, le cercle, approche mieux le pic de vitesse  $U$  à la position  $y = 0,42$  (cf.

figure 4.5a) et il modélise un peu moins bien les pics de vitesses  $V$  que les hexagones (cf. figure 4.5b) mais globalement, il modélise mieux l'écoulement que les hexagones et les triangles.

C'est pourquoi, dans la suite, toutes les modélisations numériques des écoulements avec arbres sont effectuées avec un maillage de 1 cm (cf. figures 4.4 et 4.5).

Les figures 4.5a et 4.5b, montrent que la forme de la vitesse est retrouvée avec la modélisation des arbres exclus du maillage aussi bien pour la vitesse moyenne longitudinale  $U$  que la vitesse transversale  $V$  dont les extrema sont sous-estimés.

Une fois la convergence en temps et en maillage obtenues, la modélisation avec arbres exclus du maillage est simulée pour  $Q = 7$  L/s et  $Q = 15$  L/s. Puis, ces simulations sont comparées aux modélisations implicites de frottement de fond global  $K'$  et  $f_D$  calculées pour le plus faible débit  $Q = 7$  L/s pour les deux débits.



d)

Figure 4.4: Convergence en maillage de la hauteur d'eau de l'écoulement avec arbres à  $D = 55 \text{ mm}$  et  $Q = 7 \text{ L/s}$

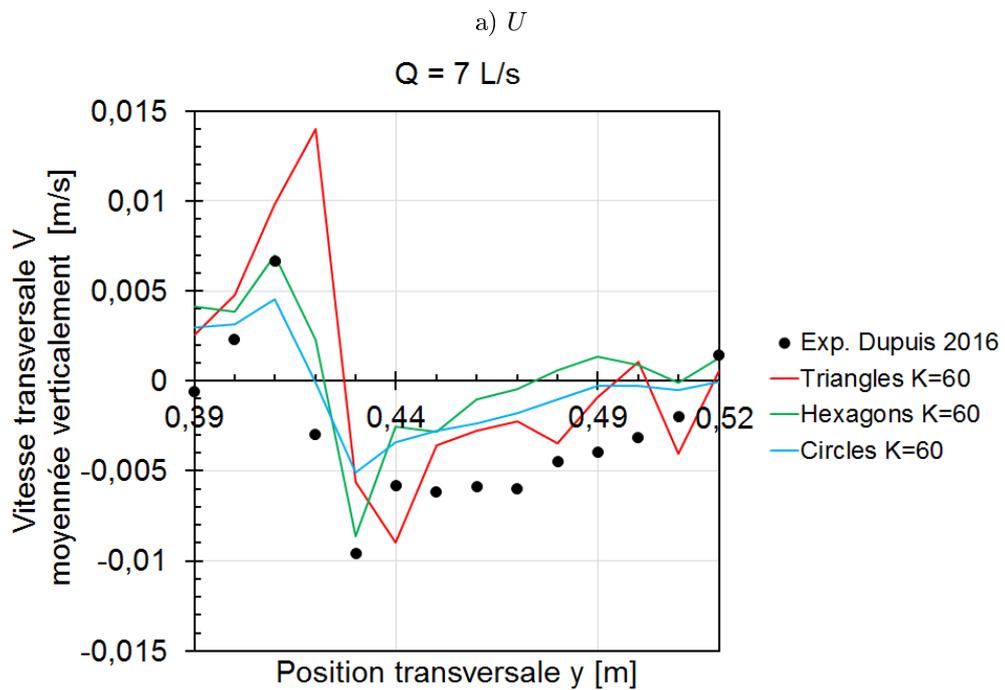
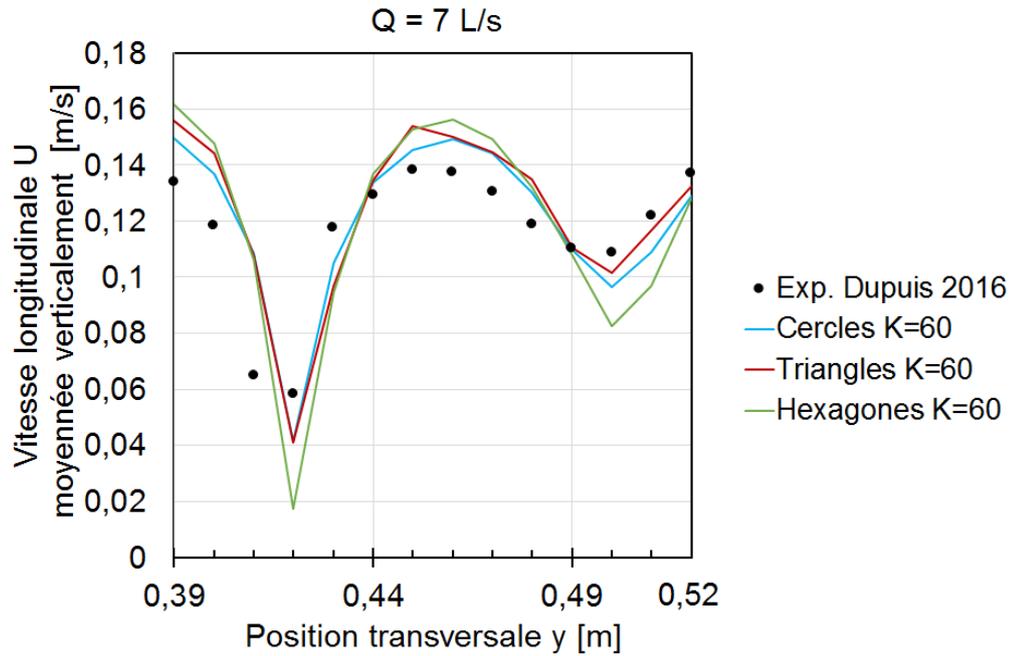


Figure 4.5: Convergence en maillage des vitesses  $U$  et  $V$  avec arbres à  $D = 55$  mm et  $Q = 7$  L/s

#### 4.2.2.2 Résultats de la modélisation des arbres

Dans le tableau 4.11, les erreurs obtenues avec la modélisation de la résistance à l'écoulement présentées précédemment §4.1 sont comparées avec la modélisation explicite des arbres et ceci pour

les débits de  $Q = 7 \text{ L/s}$  et  $Q = 15 \text{ L/s}$ . A  $Q = 7 \text{ L/s}$ , le coefficient de Strickler équivalent  $K'Q7$  modélise très bien la hauteur d'eau moyenne et la vitesse moyenne  $U$  comparé au coefficient de traînée qui lui sous-estime la hauteur d'eau de  $-10\%$ . Ce comportement est le même à  $Q = 15 \text{ L/s}$ . Lorsque l'on utilise ces mêmes coefficients et qu'on les applique à un débit plus élevé, c'est le coefficient de traînée qui modélise avec moins d'erreur la hauteur d'eau  $D$  et la vitesse moyenne  $U$ . La modélisation explicite permet de fournir une erreur du même ordre de grandeur quelle que soit le confinement vertical ce qui n'est pas le cas pour les modélisations implicites. L'utilisation d'un coefficient de traînée permet de modérer cette conclusion. La modélisation explicite permet une information sur les vitesses.

Erreur relative par rapport à la valeur moyenne [%]	$K_{exp} = 60 \text{ [m}^{-1/3} \cdot \text{s}^{-1}]$		
	D	U	V
$Q = 7 \text{ L/s}$			
Obstacles exclus Q7	+0,89	+3,86	-82
$K' Q7 = 27$	0	+1,6	x
$C_D Q7 = 1,25$	0	+0,16	x
$Q = 15 \text{ L/s}$			
Obstacles exclus Q15	+0,80	-1,6	-58
$K' = 27$	-22,8	+53,8	x
$C_D = 1,25$	-6,9	+2,33	x

Tableau 4.11: Erreur relative par rapport à la moyenne pour les vitesses moyennes  $U$  et  $V$  pour les écoulements avec arbres

Les valeurs de la vitesse transversale  $V$  n'apparaissent pas, sur les figures 4.8a et b, pour les coefficients de Strickler équivalent  $K'$  car la vitesse est nulle.

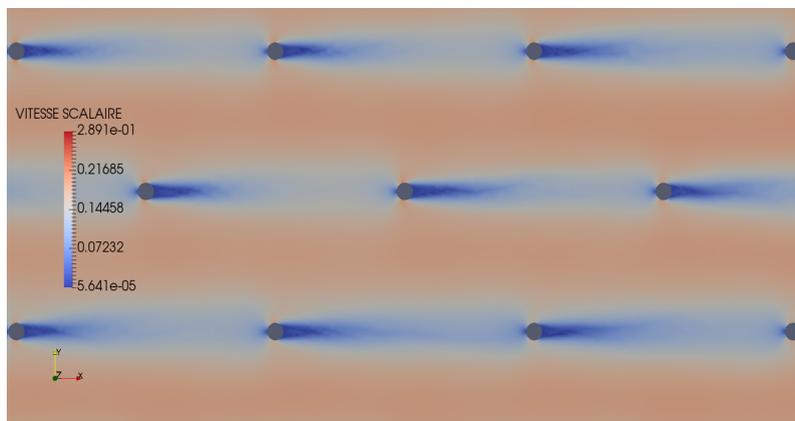


Figure 4.6: Modélisation de l'écoulement avec arbres à  $Q = 7 \text{ L/s}$

Une très faible interaction entre les sillages des arbres est présentée sur la figure 4.6.

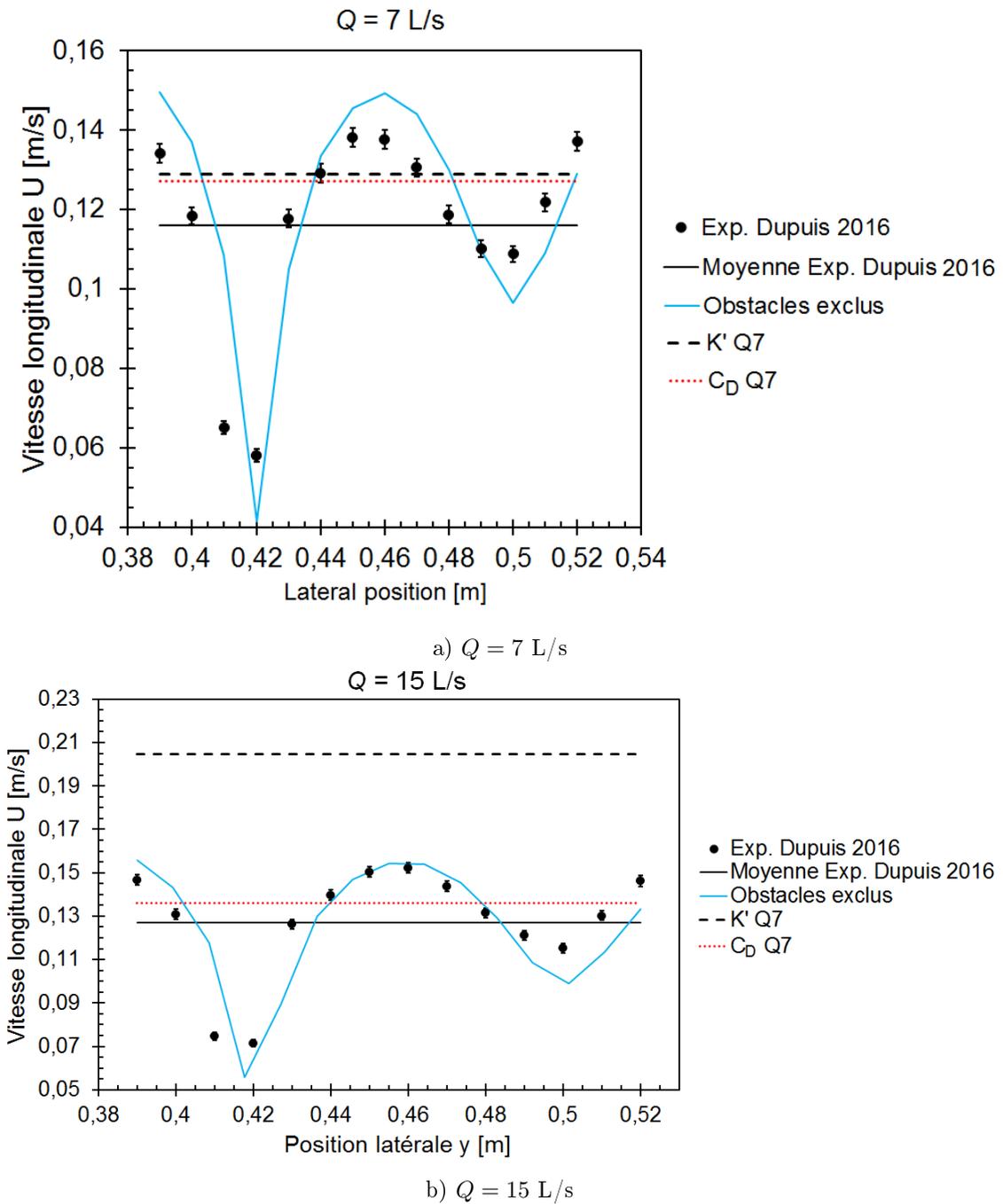


Figure 4.7: Vitesse longitudinale moyenne  $U$ , la moyenne expérimentale est une moyenne sur la verticale

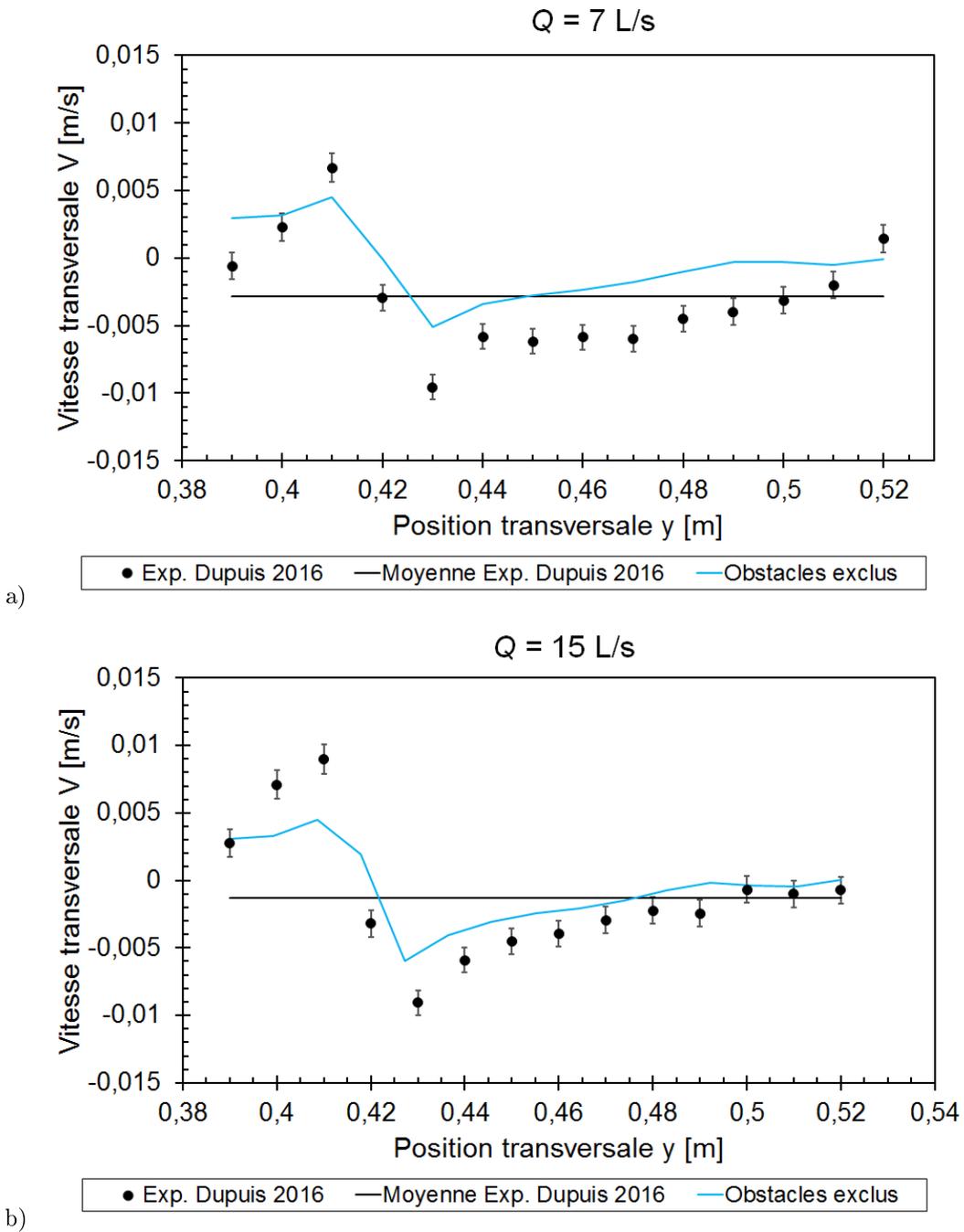


Figure 4.8: Vitesse transversale moyenne  $V$  pour : a)  $Q = 7 \text{ L/s}$  et b)  $Q = 15 \text{ L/s}$   
La moyenne expérimentale est une moyenne sur la verticale

Synthèse :

La modélisation explicite avec les obstacles exclus du maillage permet de retrouver la hauteur d'eau et aussi la forme des vitesses longitudinale et transversale avec plus d'erreur sur les extrema de la vitesse transversale et ceci pour tout confinement vertical.

Une modélisation implicite avec un coefficient de traînée permet de retrouver des résultats similaires mais dans une moindre mesure. Un autre avantage de la modélisation explicite est d'obtenir les profils de vitesse  $U$  et  $V$  contrairement à la modélisation implicite.

### 4.2.3 Maisons

La même démarche que pour l'étude des arbres est appliquée. D'abord, la convergence en maillage, puis la comparaison des simulations avec les modélisations implicites (cf. §4.1.3.2).

#### 4.2.3.1 Convergence en maillage des maisons

Une convergence en maillage a été réalisée sur l'écoulement modélisant les maisons avec les obstacles émergés à 93% avec des conditions de glissement sur les parois des maisons et les parois du canal. Plusieurs tailles de mailles ont été testées (cf. tableau 4.12). Dans ce tableau, la taille de maille a été diminuée à CFL constant puis à maillage donné, le CFL a été diminué.

Maille [cm]	Nœuds [-]	K [m <sup>-1/3</sup> .s <sup>-1</sup> ]	$\Delta t$ [s]	CFL [-]	Temps CPU	Er. rel. $D$ [%]
5	5754	60	0,5	7,94	2mn pour 4 coeurs	+41
3	13662	60	0,3	7,94	5mn pour 4 coeurs	+14,5
2	30742	60	0,01	0,39	24mn pour 4 coeurs	+15,5
1	124262	60	0,1	7,94	24mn pour 7 coeurs	+5,5
1	124262	60	0,005	0,39	24mn pour 7 coeurs	+3,6
1	124262	60	1.10 <sup>-4</sup>	8.10 <sup>-3</sup>	24mn pour 7 coeurs	+2,7

Tableau 4.12: Maisons 93% : Nombre de nœuds pour les différentes tailles de mailles sur le domaine de 17,25 m<sup>2</sup>, Temps CPU et Er. rel. l'erreur relative sur la hauteur d'eau

La taille de maille a été choisie en fonction de l'erreur relative sur la hauteur d'eau  $D$ . A partir de la taille de maille de 3 cm, l'erreur obtenue sur la hauteur d'eau est inférieure à celle obtenue pour le coefficient de traînée. La taille de maille choisie est 1 cm (cf. figure 4.9 et tableau 4.12). Cela équivaut à 6 mailles autour de la maison et 8 mailles dans la veine rapide. C'est le nombre de mailles minimum pour assurer la bonne débitance dans les veines rapides. Ensuite, les trois simulations à 1 cm vont être comparées dans la transverse du canal aux données expérimentales.

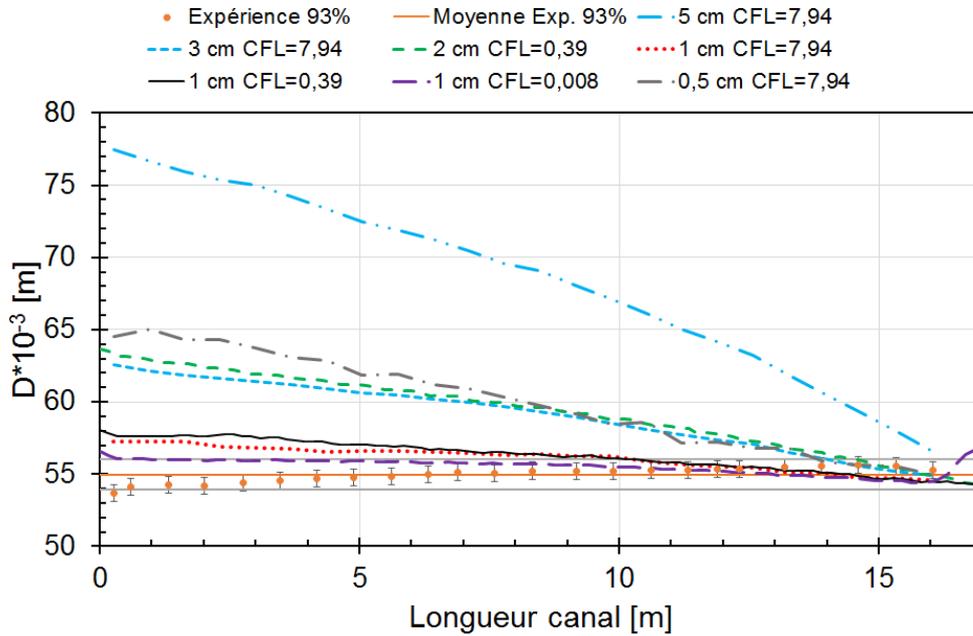


Figure 4.9: Convergence en maillage par rapport à la hauteur d'eau  $D$

#### 4.2.3.2 Résultats de la modélisation explicite des maisons

Les figures 4.10 et 4.11 présentent les différentes modélisations de la vitesse moyenne longitudinale  $U$  de l'écoulement à 93% au niveau de la transverse du canal aux altitudes  $z/D = 0,44$  et  $0,64$  respectivement.

La condition de glissement sur les parois surestime la vitesse aux bords pour toutes les simulations. La simulation 1 cm avec CFL = 7,94 est décalée au niveau des pics de vitesse dans la veine rapide et l'amplitude de la vitesse n'est pas atteinte pour les deux altitudes.

La simulation 1 cm avec CFL = 0,39 est plus proche de la vitesse mesurée à l'altitude  $z/D = 0,44$  au centre du canal et sous-estime de 20% la vitesse au niveau des positions  $y/(L/2) = 2$  et 12. A l'altitude  $z/D = 0,64$ , cette simulation est la plus proche de la vitesse expérimentale.

Les simulations à 1 cm avec CFL = 0,008 est intéressante car un mouvement de battement est visible sur la figure 4.16a, cependant, le maximum de vitesse n'est pas atteint et le maximum de vitesse est décalée par rapport à la vitesse expérimentale pour les positions  $y/(L/2) = 4;6$  et 8 aux deux altitudes  $z/D = 0,44$  et  $0,64$ .

Pour la vitesse moyenne longitudinale, c'est la simulation à 1 cm avec CFL = 0,39 qui approche le mieux la vitesse. Pour rappel, la vitesse moyenne longitudinale maximale  $U$  est atteinte expérimentalement à la position  $z/D = 0,42$ .

Les figures 4.12 et 4.13 présentent les différentes modélisations de la vitesse moyenne transversale  $V$  de l'écoulement à 93% au niveau de la transverse du canal aux altitudes  $z/D = 0,44$  et  $0,64$  respectivement. Aucune des modélisations testées ne permet de retrouver la vitesse transversale. Cela peut s'expliquer par le fait que cette vitesse a un point d'inflexion là où le profil de vitesse transversale expérimentale présente des fluctuations importantes, les effets 3D (cf. chapitre 3).

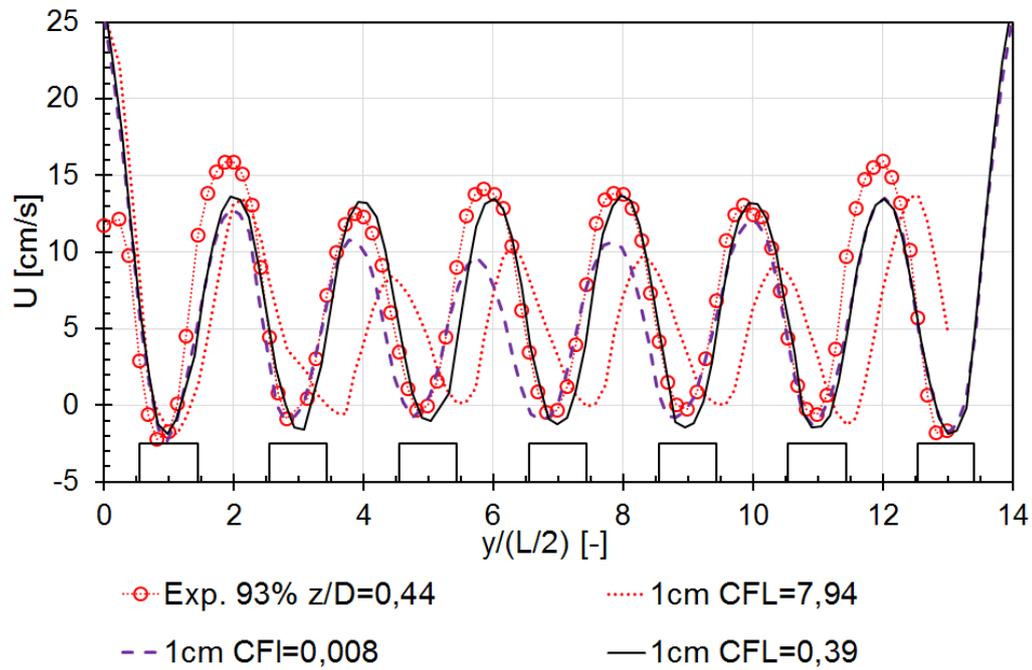


Figure 4.10: Différentes modélisations de la vitesse moyenne longitudinale  $U$  comparées à l'expérience 93% à l'altitude  $z/D = 0,44$

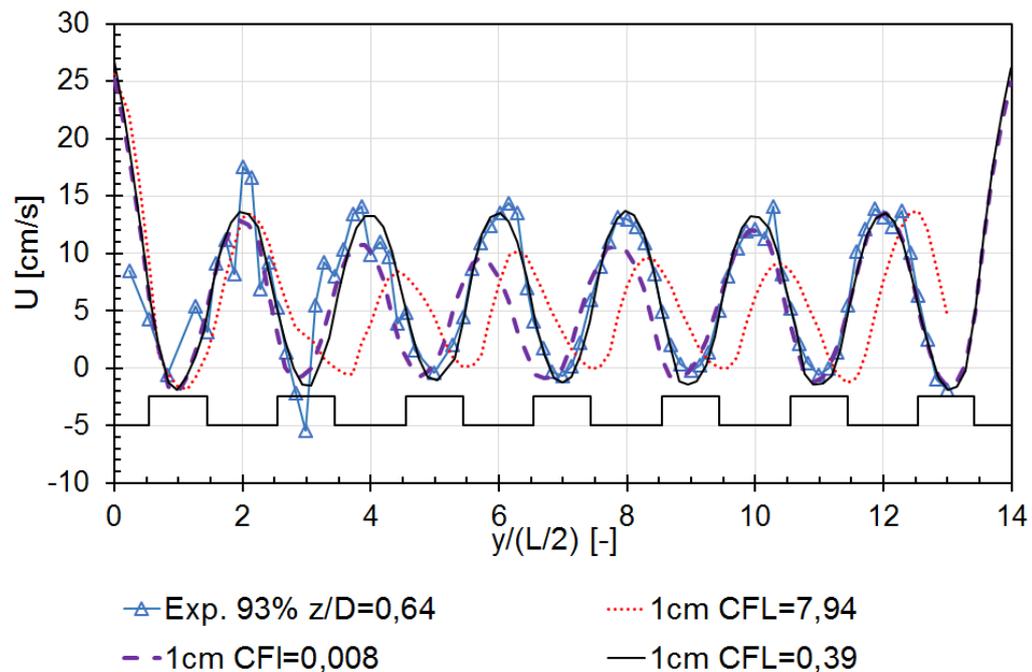


Figure 4.11: Différentes modélisations de la vitesse moyenne longitudinale  $U$  comparées à l'expérience 93% à l'altitude  $z/D = 0,64$

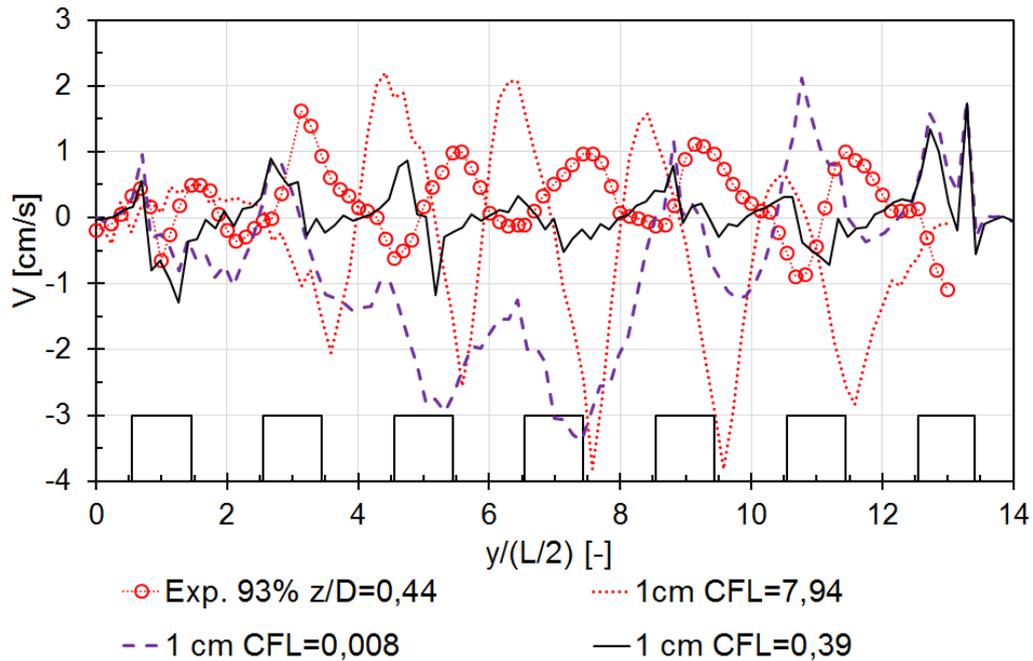


Figure 4.12: Différentes modélisations de la vitesse moyenne transversale  $V$  comparées à l'expérience 93% à l'altitude  $z/D = 0,44$

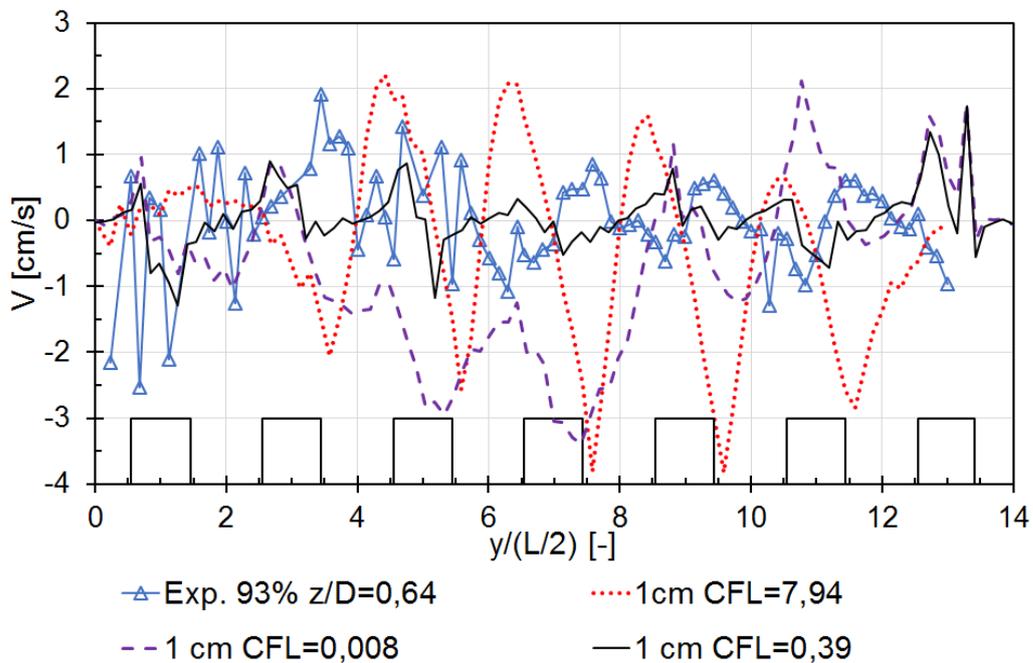


Figure 4.13: Différentes modélisations de la vitesse moyenne transversale  $V$  comparées à l'expérience 93% à l'altitude  $z/D = 0,44$

Le maillage à 1 cm avec  $CFL = 0,39$ , présente une vitesse transversale simulée quasi-nulle dans les veines rapides comme pour l'expérience. De plus, le gradient transversale de vitesse est retrouvé et inversé par rapport à l'expérience avec les 2 pics de vitesse transversale simulés derrière les maisons,

notamment, derrière la maison 3 qui représentent la signature de deux recirculations derrière la maison (cf. figure 4.16b). Ces remarques sont valables pour les deux altitudes.

Un premier calcul exploratoire introduisant de la turbulence au niveau zéro avec une viscosité turbulente  $\nu_T = 1.10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  conduit a une viscosité globale  $\nu = 1.10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  est réalisée avec une maille de 1 cm et un CFL = 0,39. Le tableau 4.13 récapitule les paramètres de la simulation numérique. La hauteur d'eau est sur-estimée de 118% comparée aux trois autres simulations à 1 cm qui aux maximum sur-estime la hauteur d'eau à 5%.

Maille [cm]	Nœuds [-]	K [ $\text{m}^{-1/3}.\text{s}^{-1}$ ]	$\Delta t$ [s]	CFL [-]	Temps CPU	Erreur relative $D$ [%]
1	124262	60	0,005	0,39	50h pour 6 coeurs	+118

Tableau 4.13: Maisons : Paramètres numériques sur le domaine de  $17,25 \text{ m}^2$  pour le calcul avec viscosité turbulente  $\nu_T = 1.10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$

La simulation à CFL = 0,39 et  $\nu = 1.10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  sous-estime la vitesse moyenne transverse  $V$  (cf. figure 4.12), la vitesse maximale atteinte est proche de la vitesse de porosité de l'écoulement  $U_\Phi$ .

La vitesse moyenne transversale  $V$  n'est pas atteinte comme pour les autres simulations, cependant, la vitesse est très proche de zéro (cf. figure 4.15).

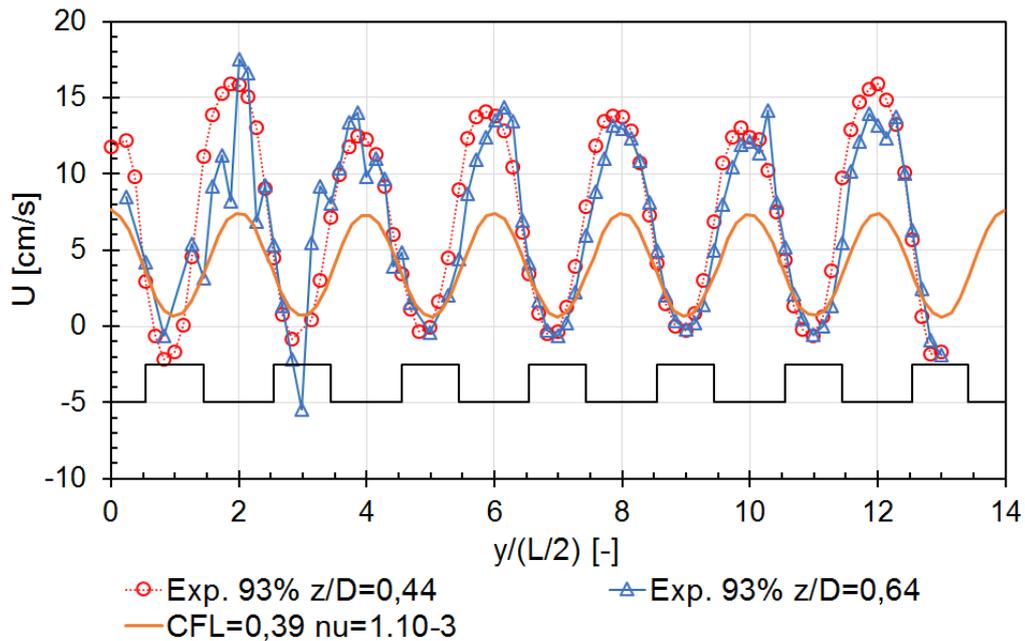


Figure 4.14: Modélisation de la vitesse moyenne transverse  $U$  avec une valeur de  $\nu = 1.10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  comparée à l'expérience 93% aux altitudes  $z/D = 0,44$  et  $0,64$

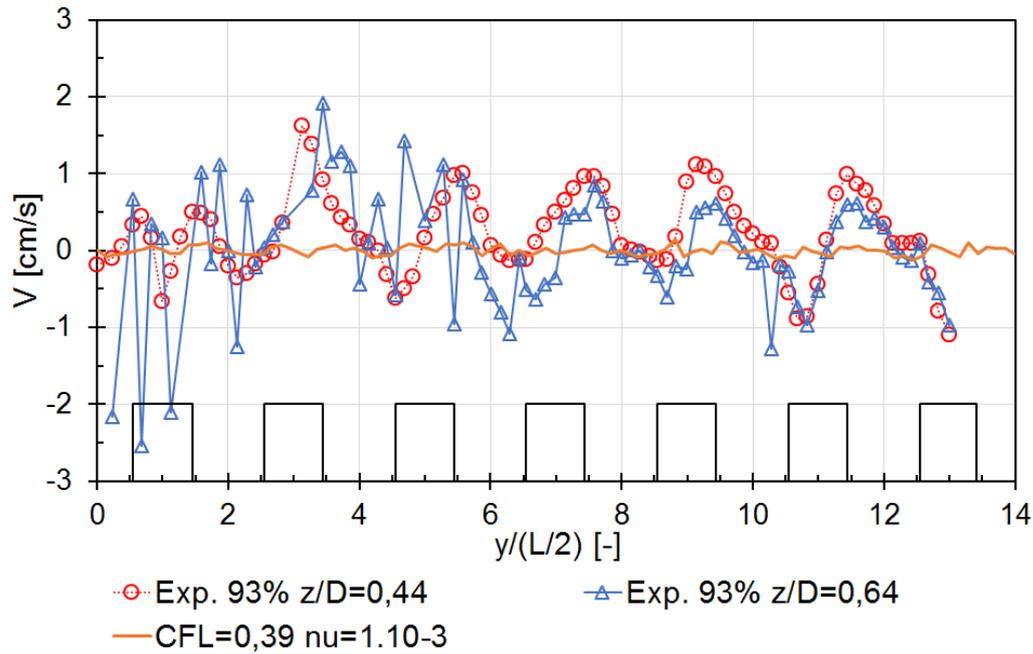
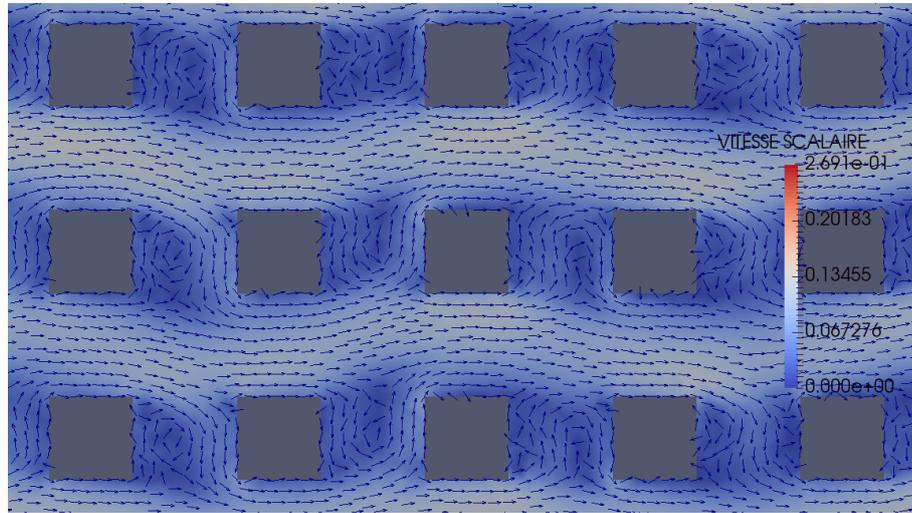


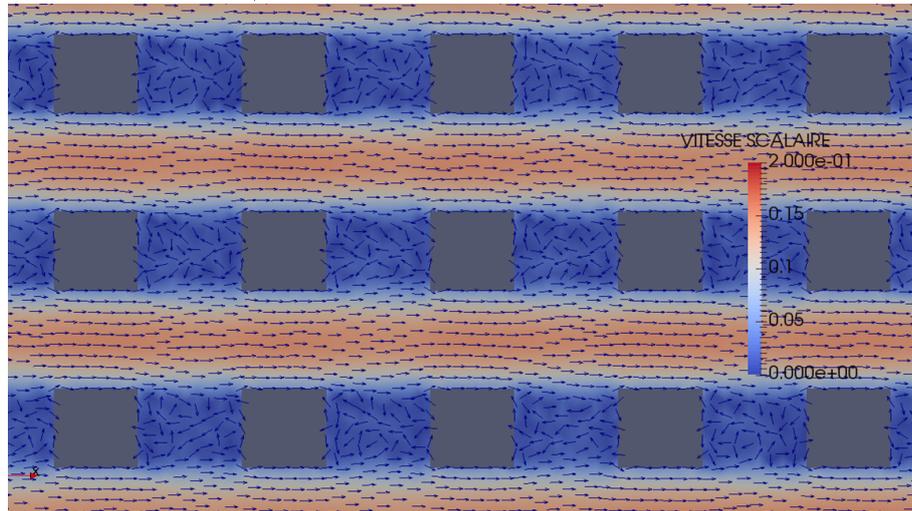
Figure 4.15: Modélisation de la vitesse moyenne transversale  $V$  avec une valeur de  $\nu = 1.10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  comparée à l'expérience 93% aux altitudes  $z/D = 0,44$  et  $0,64$

Les résultats ne sont pas probants. La modélisation de la turbulence fait partie des perspectives de ce travail.

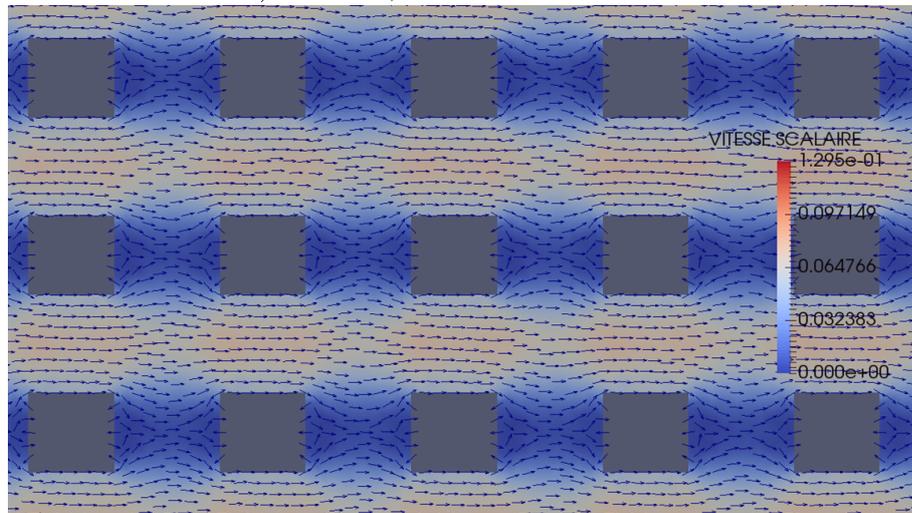
Les vitesses moyennes simulées dans le plan horizontal de l'écoulement pour 3 simulations différentes montrent les vecteurs vitesses dans l'écoulement et la formation des zones de recirculations (cf. figure 4.16). La formation des zones de recirculations qui sont le plus proche de l'expérience sont les simulations avec  $CFL = 0,008$  sans turbulence et  $CFL = 0,39$  avec turbulence (cf. figure 4.16 a et c). Sur la figure 4.16 a, le mouvement de la surface libre est visible et cela correspond plus au mouvement de seiche observé expérimentalement. En ajoutant de la turbulence, le mouvement de surface n'est plus mais la simulation est plus précise au niveau des veines centrales de l'écoulement. Il est possible que la diffusion numérique plus importante à très faible  $CFL$  et sans turbulence avec un maillage suffisamment fin, aide la résolution des équations de Saint-Venant 2D. Lorsque l'on passe à un  $CFL = 0,39$  plus standard, l'écoulement n'est pas bien résolu en terme de recirculation (cf. figure 4.16b). A la fois, la turbulence dans le plan  $(Ox, Oy)$  est majoritairement 2D et en même temps le profil parabolique de vitesse ne vérifie pas l'hypothèse de profil vertical moyenné des équations de Saint-Venant. C'est pourquoi, il est difficile de modéliser cette écoulement en 2D.



a)  $CFL = 0,008$  et  $\nu = 1.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$



b)  $CFL = 0,39$  et  $\nu = 1.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$



c)  $CFL = 0,39$  et  $\nu = 1.10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$

Figure 4.16: Vue de l'écoulement du dessus 93% modélisation avec obstacles exclus du maillage

#### 4.2.4 Maisons représentées dans la bathymétrie

L'obstacle est inclus dans le maillage structuré (cf. figure 4.17). Ceci signifie que lorsque l'obstacle est émergent, le schéma numérique doit être suffisamment robuste pour prendre en compte des zones sèches et des parois verticales.

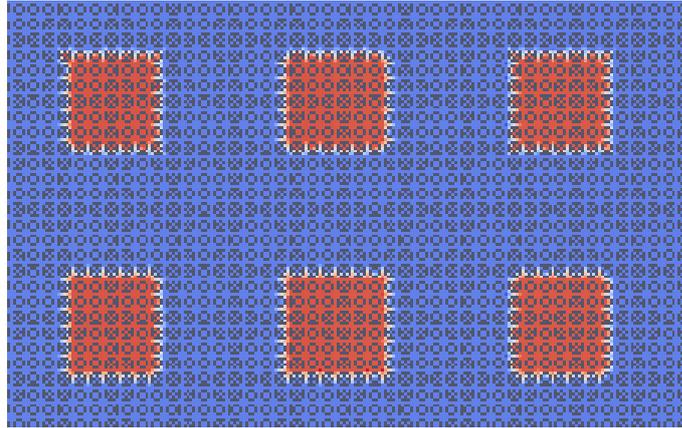


Figure 4.17: Maillage représentant les maisons dans la bathymétrie avec une taille minimale autour de la maison de 1 cm

Suite aux simulations précédentes, la taille de maille retenue pour cette modélisation est aussi égale à 1 cm. Les paramètres numériques des simulations avec obstacles représentés dans la bathymétrie sont récapitulés dans le tableau 4.14.

$D/h$ [%]	$K$ [ $m^{-1/3}.s^{-1}$ ]	$\Delta t$ [s]	CFL [-]	Nombre de pas de temps [-]	Temps CPU	Er. rel. D [%]
42	60	0,1	5,59	16000	7h sur 6 coeurs	+6,4
93	60	0,1	7,94	500	24mn sur 4 coeurs	-4
98	60	0,1	8,19	6000	6h sur 8 coeurs	+4
148	60	0,1	10,46	8000	6h sur 8 coeurs	+17

Tableau 4.14: Paramètres numériques des simulations avec obstacles représentés dans la bathymétrie avec Er. rel. l'erreur relative

Les modélisations utilisant la bathymétrie pour les écoulements émergés sont représentées sur les figures 4.18 et 4.19 pour l'écoulement à 93%, puis, sur les figures 4.20 et 4.21 respectivement pour les écoulements à 42% et 98%. Concernant les écoulements avec maisons émergés, le maximum de vitesse moyenne longitudinale  $U$  est décalée au niveau des veines rapides. La vitesse moyenne transversale  $V$  n'est pas retrouvée. La bathymétrie modélise le moins bien l'écoulement. Une des explications possible est que le coefficient de frottement de Strickler a été appliqué sur tout le fond même sur les maisons. La prochaine étape serait d'appliquer deux coefficients de Strickler un pour la prairie et un pour les maisons, ce qui permettrait de recalculer le pic de vitesse longitudinale et d'améliorer la vitesse transversale.

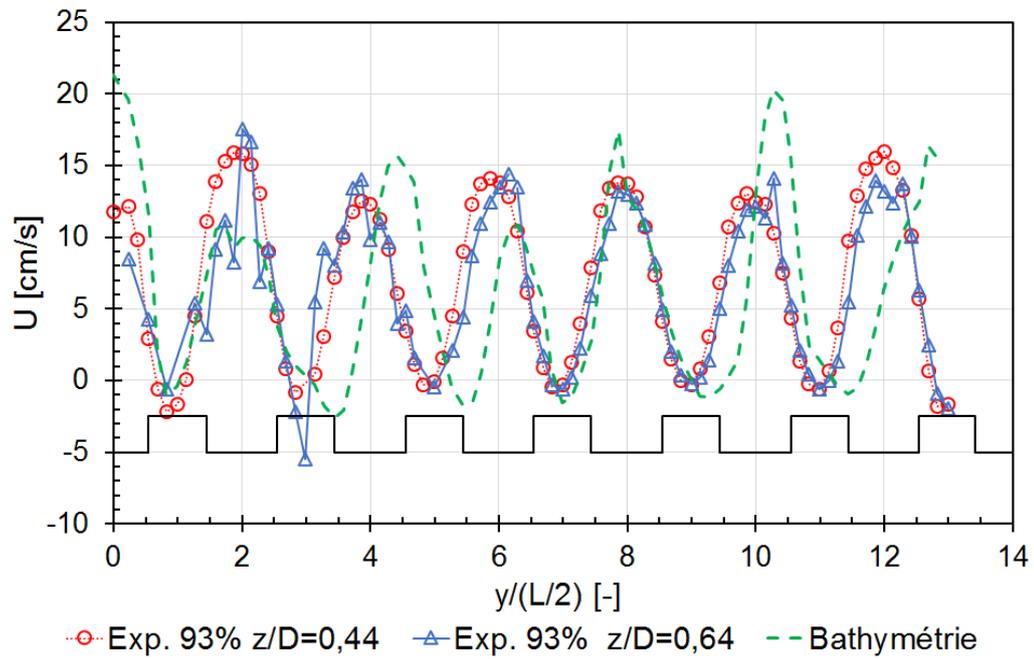


Figure 4.18: Modélisation bathymétrique de la vitesse moyenne longitudinale  $U$  comparée à l'expérience 93% aux altitudes  $z/D = 0,44$  et  $0,64$

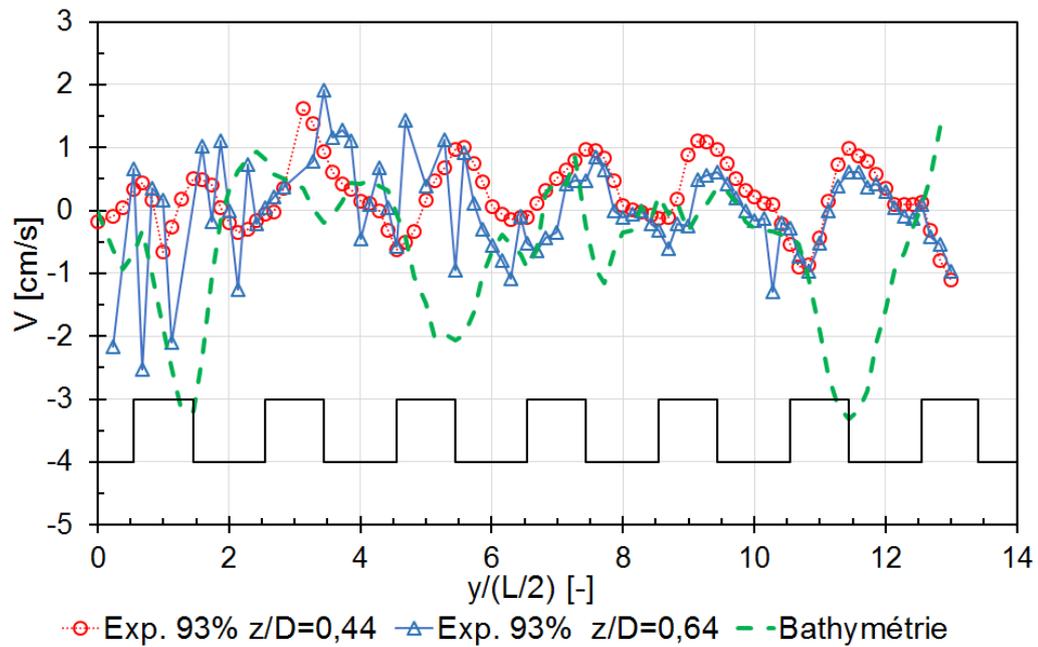
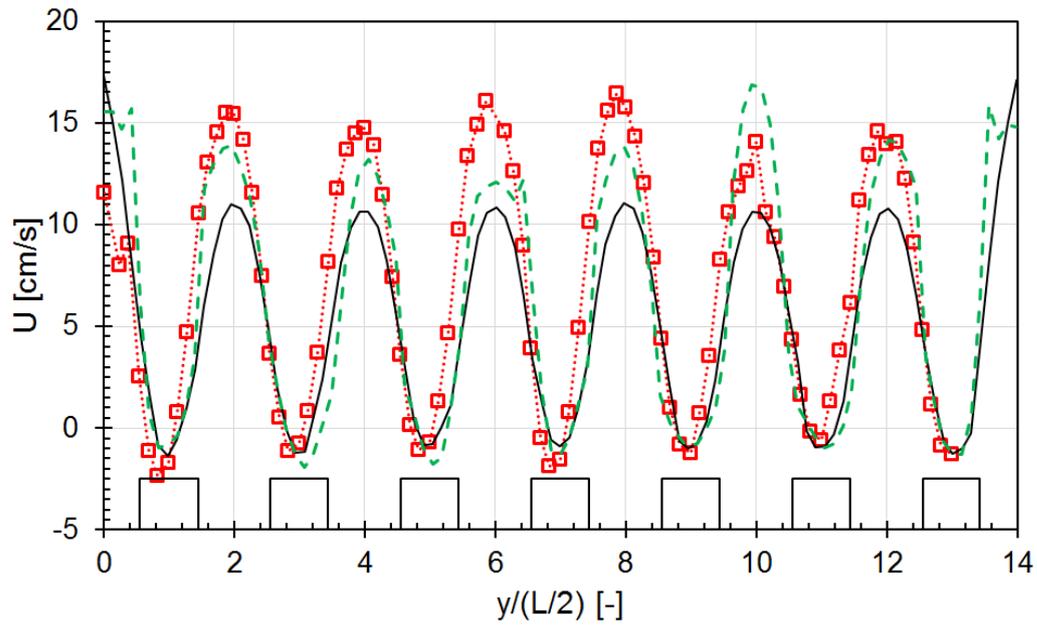
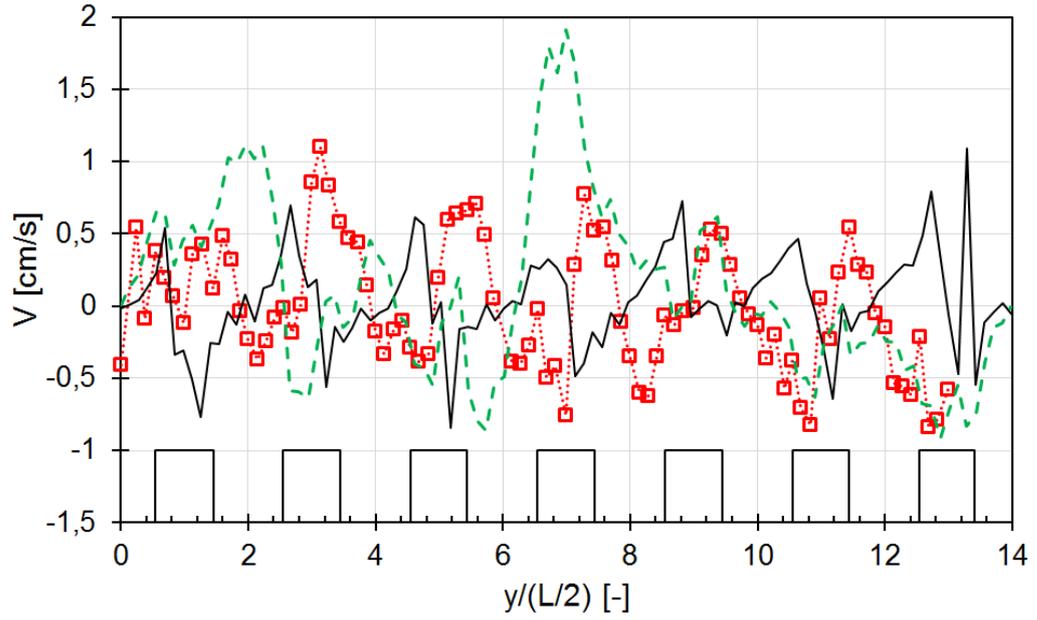


Figure 4.19: Modélisation bathymétrique de la vitesse moyenne transversale  $V$  comparée à l'expérience 93% aux altitudes  $z/D = 0,44$  et  $0,64$



Expériences 42%  $z/D=0,44$  — Obstacles exclus - - Bathymétrie

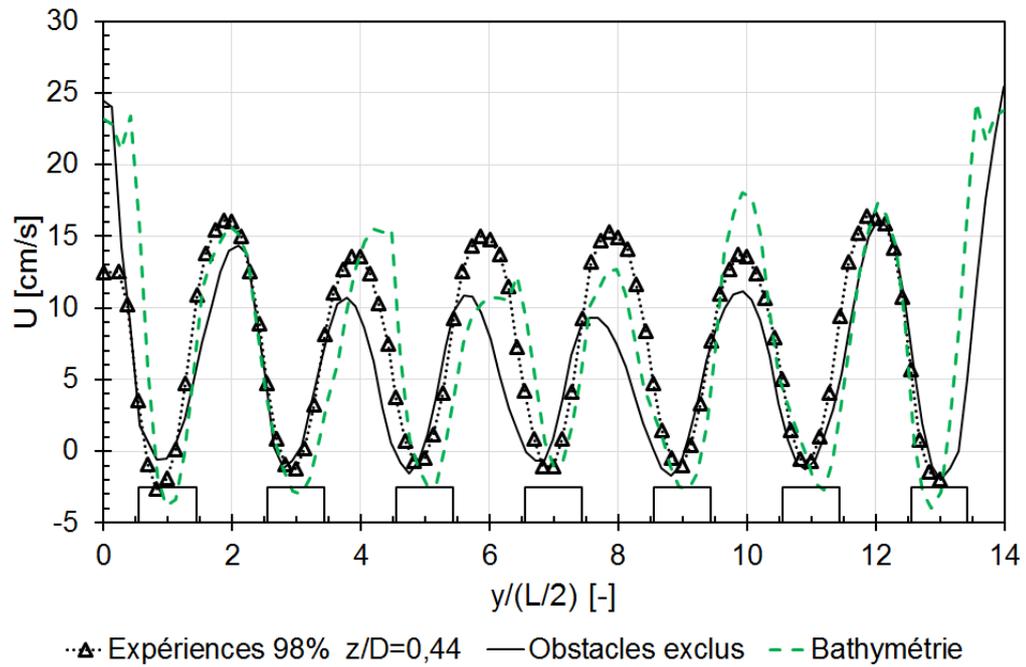
a) Vitesse moyenne longitudinale  $U$



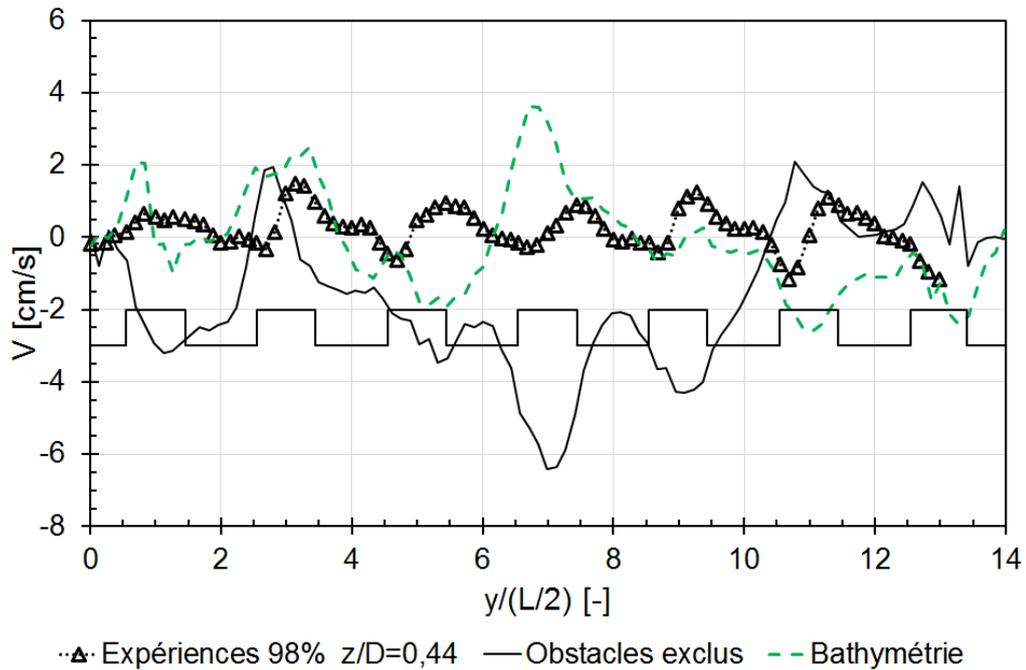
Expériences 42%  $z/D=0,44$  — Obstacles exclus - - Bathymétrie

b) Vitesse moyenne transversale  $V$

Figure 4.20: Modélisation bathymétrique de la vitesse moyenne comparée à la vitesse expérimentale de l'écoulement à 42% à l'altitude  $z/D = 0,44$  et à la modélisation avec obstacle exclus



a) Vitesse moyenne longitudinale  $U$



b) Vitesse moyenne transversale  $V$

Figure 4.21: Modélisation bathymétrique de la vitesse moyenne comparée à la vitesse expérimentale de l'écoulement à 98% à l'altitude  $z/D = 0,44$  et à la modélisation avec obstacle exclus

Rappelons le profil vertical de vitesse longitudinale de l'écoulement à 148% présenté sur la figure 4.22. Ce profil de vitesse se décompose en trois zones, comme montré au chapitre 3 §3.4, jusqu'à  $D = h$ , un profil de vitesse parabolique, puis, autour de  $D = h$ , une zone de mélange et ensuite, pour  $D > h$ , un profil de vitesse logarithmique. Comme observé sur la figure 4.23, la moyenne vertical de la vitesse n'est pas trivial. C'est pourquoi, la modélisation utilisant la bathymétrie (cf. figures 4.23a et 4.23b) ne modélise pas correctement la hauteur d'eau surestimée de 20% et les vitesses. En effet, la valeur maximale de vitesse moyenne longitudinale  $U$  est atteinte mais son pic est décalé et la vitesse moyenne transversale  $V$  n'est pas du tout retrouvée. Ce type d'écoulement submergé serait peut-être mieux modélisé avec un modèle bi-couche.

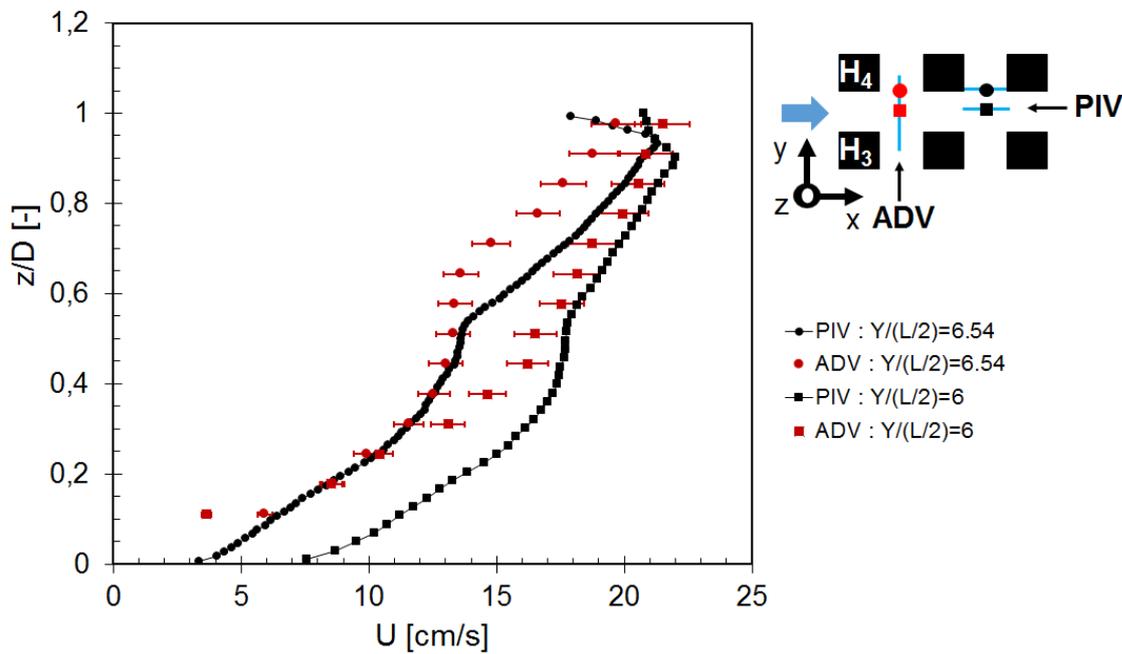
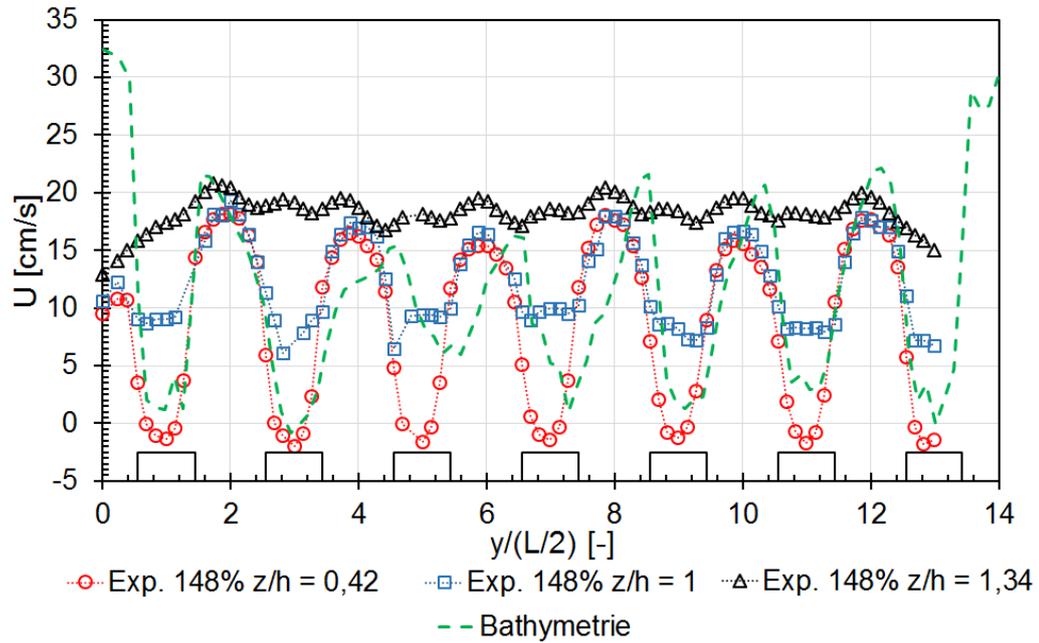
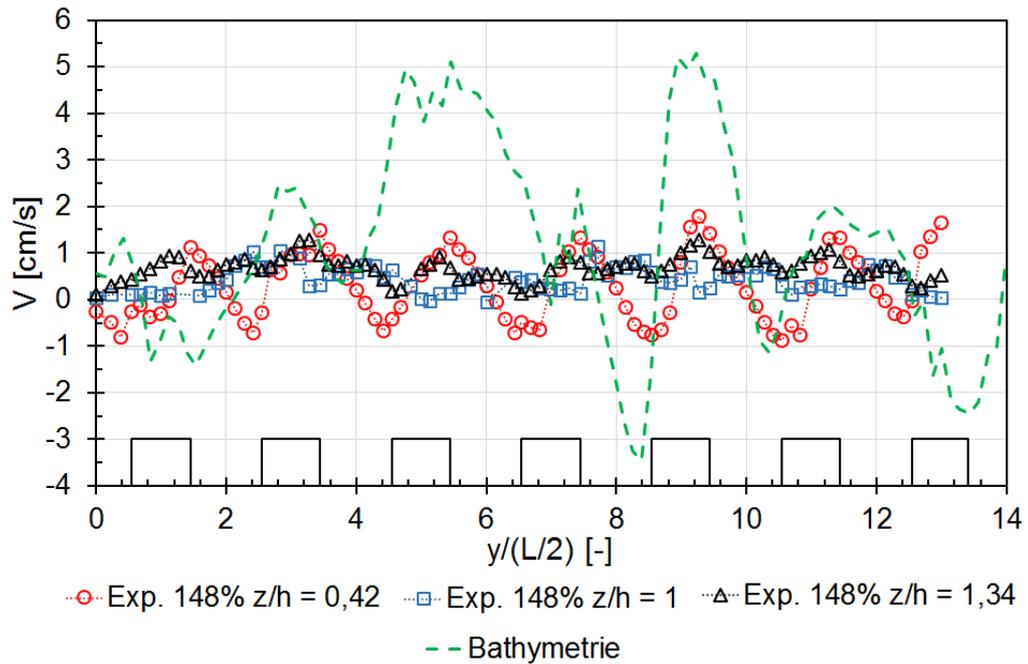


Figure 4.22: Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale mesurés à la PIV et à l'ADV. Maisons avec obstacles faiblement submergées à 148%



a) Vitesse moyenne longitudinale  $U$



b) Vitesse moyenne transversale  $V$

Figure 4.23: Modélisation bathymétrique de la vitesse moyenne comparée à la vitesse expérimentale de l'écoulement à 148% aux altitudes  $z/h = 0,42; 1$  et  $1,34$

### 4.3 Conclusions

Quels choix effectuer pour réaliser une modélisation numérique de prévision d'inondations extrêmes ?

L'occupation du sol de la plaine inondable est représentée par des obstacles émergents à faiblement submergés (cylindres de bois uniquement émergents représentant des arbres, prismes représentant des maisons).

Selon les objectifs souhaités, à savoir représenter uniquement la perte de charge induite par les obstacles ou représenter finement l'écoulement au niveau des obstacles, les modélisations vont être différentes. L'objectif de ces modélisations est de proposer une modélisation de la résistance à l'écoulement des obstacles à différentes échelles. La résistance globale à l'écoulement peut être obtenue avec des modélisations implicite du terme de résistance à l'écoulement :

- l'utilisation du frottement équivalent, calé sur un faible débit, présente une grande variation, sous-estime les hauteurs d'eau et sur-estime la vitesse aussi bien dans le cas des arbres (angles non saillant) que des maisons. Les erreurs sont conséquentes, c'est pourquoi une analyse de sensibilité plus poussée devrait être réalisée afin de connaître les variations des variables d'intérêt par rapport aux coefficients de frottement ;
- un coefficient de traînée avec éventuellement la prise en compte de l'obstruction : cette modélisation est celle qui permet d'obtenir la perte de charge la plus précise et la moins dépendante de la hauteur d'eau de l'écoulement considéré. La modélisation avec porosité s'avérera nécessaire si le taux d'obstruction des obstacles est important. La faible interaction des sillages dans l'écoulement implique de meilleurs résultats pour la modélisation des arbres comparée aux maisons.

La modélisation explicite des obstacles, basée sur les équations de Saint-Venant a montré que :

- la modélisation avec obstacles exclus du maillage apporte des erreurs plus faibles que la modélisation implicite sur la hauteur d'eau et les vitesses sous réserve que le maillage soit adapté à la géométrie de l'obstacle pour le cas des arbres ou qu'une débitance suffisante soit reproduite pour le cas des maisons. Les résultats obtenus sont meilleurs dans le cas des arbres car l'obstruction est moins importante avec une intensité turbulente plus faible et le profil vertical de vitesse longitudinale entre dans le cadre des hypothèses de Saint-Venant contrairement aux maisons. En effet, le profil de vitesse verticale des écoulements avec maisons est un profil parabolique et se trouve à la limite du cadre des hypothèses de Saint-Venant. De plus, une turbulence beaucoup plus élevée est présente dans le cas d'écoulement avec maisons, c'est pourquoi le profil transversale de vitesse n'est pas reproduit ;
- la modélisation incluant les obstacles dans la bathymétrie permet de modéliser simplement un écoulement submergé. Les hauteurs sont bien modélisée contrairement aux vitesses cela s'explique par le profil vertical de cet écoulement qui se décompose en un profil parabolique et un profil logarithmique séparé par une couche de mélange.

Les erreurs ont été quantifiées permettant à un modélisateur dans un cadre opérationnel de connaître les marges de sécurité dont il a besoin selon le choix de modélisation utilisée.

La validation avec une modélisation fine de ces écoulements permet de disposer d'un « canal numérique » pour étudier d'autres configurations.

Les différents types de modélisations étudiées ici pourraient être étendues par exemple à de la végétation souples ou des crues éclairées.

Néanmoins, si les effets 3D sont importants (structure verticale non homogène de la vitesse « dip phenomena ») un modèle 3D à surface libre sera nécessaire.



## Chapitre 5

# Modélisation numérique 3D exploratoire de la structure verticale de l'écoulement et influence de la distribution géométrique sur celle-ci

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés à une modélisation “grande échelle” des écoulements. Les modélisations alors proposées apportent une réponse appropriée si l'on ne s'intéresse qu'à l'emprise de la zone inondée et à la vitesse moyennée selon la verticale.

Cependant, si l'objectif de la modélisation concerne la dispersion de polluants ou le transport sédimentaire, alors le profil vertical de la vitesse moyenne et l'intensité turbulente sont nécessaires.

L'analyse des résultats expérimentaux, dans le *Chapitre 3 : Résultats Expérimentaux*, a montré que l'écoulement est complexe. Il est à la fois majoritairement unidimensionnel (1D) dans les veines rapides, bidimensionnel (2D) dans le plan de horizontal ( $Ox$ ,  $Oy$ ) au niveau des tourbillons et zones de recirculations derrière les maisons, et tridimensionnel (3D) avec les courants secondaires et la vorticité. En particulier, le profil vertical de la vitesse moyenne longitudinale est parabolique et ceci est dû à la répartition géométrique des obstacles dans le canal. Dans ce dernier chapitre, une modélisation 3D de l'écoulement va être réalisée afin d'analyser l'influence de la répartition géométrique des obstacles (confinement vertical, taux de blocage) sur le profil vertical de vitesse longitudinale. D'abord, la modélisation 3D réalisée sera validée par rapport à l'expérience. Ensuite, différentes configurations géométriques seront analysées par rapport au profil vertical de la vitesse longitudinale.

Ces premières simulations doivent être considérées comme un premier travail exploratoire<sup>1</sup>.

Le travail présenté ici est donc préliminaire et demande à être consolidé et enrichi.

---

<sup>1</sup>Ce travail a fait l'objet d'un stage de Master 2, effectué par Rajae RTIMI, intitulé : Simulation numérique 3D des écoulements turbulents en présence de macro-rugosités émergées/submergées, que j'ai encadré

Dans la littérature, des modélisations 3D ont déjà été réalisées (Kumar et al., 2008; McSherry et al., 2017; Saeedi and Wang, 2015), cependant, les écoulements modélisés étaient des écoulements très submergés dont les obstacles pouvaient être considérés comme des rugosités de fond contrairement aux écoulements étudiés ici.

Uniquement l'écoulement avec obstacles émergés à 93% et l'écoulement avec obstacles faiblement submergés à 148% seront modélisés avec Code\_Saturne, qui est basée sur les équations de Navier-Stokes, car les données expérimentales sont plus nombreuses pour ces deux écoulements au niveau du motif central  $5 \leq y/(L/2) \leq 7$ .

### Plan du chapitre:

- 5.1 Modélisation numérique 3D
  - 5.1.1 Hypothèses de modélisation
  - 5.1.2 Conditions initiales et aux limites
  - 5.1.3 Maillage
- 5.2 Validation de la modélisation LES avec les mesures expérimentales
  - 5.2.1 Maisons émergées à 93%
  - 5.2.2 Maisons submergées à 148%
- 5.3 Simulations numériques exploratoires : influence de la distribution géométrique horizontale sur la structure verticale de l'écoulement
  - 5.3.1 Les différentes configurations
  - 5.3.2 Transition entre un profil vertical de vitesse de type parabolique et logarithmique
- 5.4 Conclusions et perspectives

## 5.1 Modélisation numérique 3D

Une modélisation 3D du canal expérimental est effectuée à l'aide d'un code basée sur les équations de Navier-Stokes : Code\_Saturne (cf. Annexe A). Code\_Saturne est un logiciel open-source développé et diffusé par EDF pour résoudre des problèmes de dynamiques des fluides (CFD). Il résout les équations en volumes finis pour les flux 2D, 2D-axisymétrique et 3D, stables ou instables, laminaires ou turbulents, incompressibles ou faiblement dilatables, isothermes ou non, avec transport scalaire si nécessaire. Plusieurs modèles de turbulence sont disponibles : des modèles à moyenne de Reynolds (RANS) aux modèles de simulations aux grandes échelles (LES).

Un écoulement turbulent est caractérisé par une large gamme d'échelles allant de la longueur caractéristique de la configuration étudiée à l'échelle de Kolmogorov. Donc, la simulation d'un écoulement turbulent oblige à disposer d'une résolution spatiale et temporelle suffisante afin de représenter tous les phénomènes mis en jeu. Il existe trois grands types d'approches prenant en compte la turbulence en simulation numérique (cf. figure 5.1).

L'approche Reynolds Average Navier-Stokes (RANS) est la plus répandue dans l'industrie. Tout le spectre est modélisé et le plus souvent résolu à l'aide d'équations supplémentaires. Les échelles de longueur considérées dans l'approche RANS sont celles des grandeurs moyennes associées à des grandes échelles tourbillonnaires ce qui permet d'utiliser un maillage plus grossier que pour les approches DNS ou LES et de réduire les coûts de calculs.

L'approche Direct Navier Stokes (DNS), les équations de Navier-Stokes sont résolues sur tout le spectre sans modèle de turbulence supplémentaire. Cette approche est très coûteuse et limitée à l'étude de cas académiques à très faibles nombre de Reynolds ou lorsque l'on étudie finement certains phénomènes physiques dans le but de les modéliser.

L'approche Large Eddy Simulation (LES) se définit d'un point de vue spectral. Soit  $k_c$  le nombre d'onde de coupure, situé dans la zone inertielle du spectre : à sa gauche se situe les "grandes échelles" contenant la plus grande partie de l'énergie cinétique turbulente, correspondant aux petits nombres d'onde qui seront calculés. À sa droite se trouve les "petites échelles" ou échelles de sous-maille supposées isotropes, jouant le rôle de captation et de dissipation de l'énergie, qui seront modélisées. Cette approche permet de s'affranchir de la simulation d'échelles extrêmement petites et relativement simples à modéliser d'un point de vue moyen en gardant une solution de bonne qualité.

Les approches de type LES proposent généralement des résultats plus prédictifs que l'approche RANS et à un coût moins élevé que l'approche DNS.

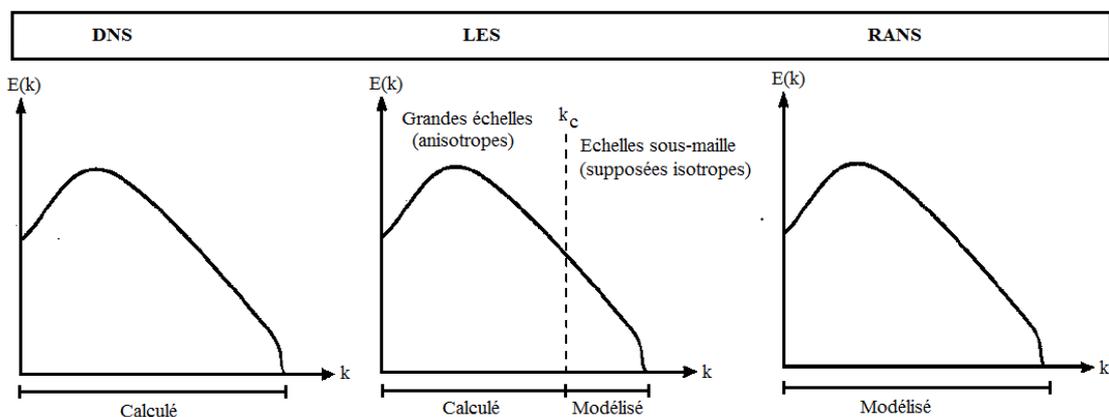


Figure 5.1: Différentes approches des écoulements turbulents (Bertier, 2006)

La LES permet la résolution des équations de Navier-Stokes jusqu'à un modèle de sous-maille dans lequel, un modèle de fermeture est appliqué afin de résoudre les équations de façon approchée. En effet, la littérature, entre autre, (Bonakdari et al., 2008; Larrarte and Cottineau, 2008) ... ont montrés que l'influence du toit fixe sur l'écoulement et que les modèles RANS isotrope de 1<sup>er</sup> ordre ne permettent pas de retrouver le profil vertical de vitesse parabolique typique des écoulements en canaux étroits. Les modèles RANS anisotropes de deuxième ordre permettent de retrouver le profil vertical de vitesse (Bonakdari et al., 2008).

Plusieurs hypothèses sont réalisées pour simplifier la modélisation de ces écoulements complexes.

### 5.1.1 Hypothèses de modélisation

Trois hypothèses de modélisation sont réalisées.

Les deux hypothèses suivantes a priori influenceront peu les phénomènes physiques prépondérants :

- la non prise en compte de la pente du canal. La pente du canal est  $S_0 = 1,05 \text{ mm/m}$ . Cette pente est faible et incompatible avec la condition aux limites bi-périodique. Cependant, la vitesse débitante est suffisante pour entraîner l'écoulement. En effet, l'eau s'écoule dans le canal à l'aide de la modélisation d'un terme source;
- la rugosité de fond : la prairie, n'est pas prise en compte. En effet, le modèle mis en place dans Code\_Saturne pour les fonds rugueux n'est pas encore validé pour les simulations LES. En effet, les phénomènes physiques prépondérants générant de la turbulence sont liés aux obstacles dans l'écoulement. Ici, le canal modélisé sera un canal à fond lisse.

La troisième hypothèse de modélisation est une hypothèse forte : la surface libre est considérée comme une surface fixe. Cela va influencer certains phénomènes physiques de l'écoulement, discuter au chapitre précédent, *Chapitre 4 : De la description détaillée des écoulements aux préconisations opérationnelles*, telles que l'interaction des détachements tourbillonnaires de surface avec la surface libre. Ici, on cherche à mettre en évidence : la structure verticale de l'écoulement.

Les résultats obtenus permettront de savoir si la surface fixe influence la structure verticale de l'écoulement.

### 5.1.2 Conditions initiales et aux limites

Plusieurs tests préliminaires visant à réduire la géométrie du canal ont été testés :

- trois rangées de sept maisons (3x7) avec une condition de périodicité dans la direction longitudinale  $Ox$  et des parois dans la direction transversale  $Oy$ . Il a été montré que les parois du canal n'impactent pas le motif central. Cela permet de réduire encore ce motif en ajoutant une condition de périodicité dans la direction transversale  $Oy$  ;
- trois rangées de 3 maisons (3x3), un calcul de corrélation sur les composantes de vitesse moyenne ( $U$ ,  $V$  et  $W$ ) entre des points particuliers a montré qu'il est possible de réduire encore le motif ;
- deux rangées de deux maisons (2x2).

Le motif retenu est celui avec deux rangées de deux maisons (2x2) : zone en magenta sur la figure 5.2. Des conditions de périodicité sont appliquées dans les directions longitudinale et transversale. Le régime établi de l'expérience justifie la condition de périodicité longitudinale. La condition de périodicité transversale s'explique par les tests préliminaires qui ont montré que les parois n'affectaient pas le motif central. De plus, la condition de surface fixe empêchera l'écoulement d'avoir des interactions avec la surface libre. Cela entraînera que le phénomène de seiche ne sera pas présent et que les détachements tourbillonnaires en interaction avec la surface libre n'existeront pas et que à priori tous les motifs seront identiques.

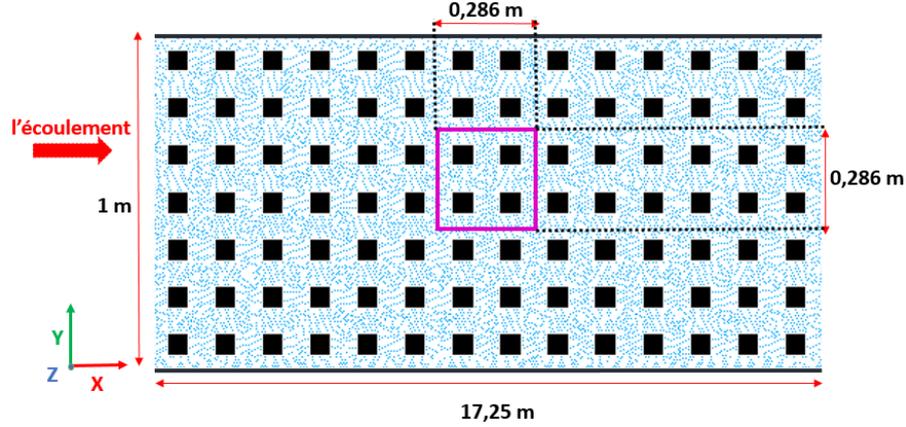


Figure 5.2: Dimension du motif utilisé

Les conditions aux limites choisies pour la configuration étudiée sont les suivantes :

- périodicité dans les directions longitudinale et transversale ;
- condition d'adhérence ( $U, V$  et  $W = 0$ ) pour le fond du canal et les maisons ;
- la prairie n'est pas modélisée sur le fond du canal, celui-ci reste lisse ;
- symétrie pour la surface libre ( $W = 0$ ).

### 5.1.3 Maillage

Un modèle LES de type WALE (Wall-Adapting Local Eddy-viscosity) (Nicoud and Ducros, 1999) est utilisé. Les mailles sont de forme tétraédriques afin de ne pas privilégier un sens à l'écoulement. Le maillage utilisé est un maillage très raffiné en proche paroi, avec un  $\Delta y^+ \approx 1$  :

$$\Delta y^+ = \frac{\Delta y U_*}{\nu} \quad (5.1)$$

avec  $U_*$  la vitesse de frottement au fond,  $\Delta y$  la distance à la paroi, et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide. Puis, le maillage se dé-raffine suivant une progression géométrique de raison  $q = 1,1$ . Ainsi, un maillage uniforme est obtenu loin des parois avec une valeur de  $y^+$  comprise entre 5 et 10 (cf. figure 5.3). Cela permet de gagner en temps de calcul et en mémoire. Les caractéristiques des maillages utilisés sont présentées dans les tableaux ci-dessous :

	Dimensions d'une cellule (mm)
$x^+_{min} = y^+_{min} = z^+_{min} \approx 1$	$\Delta x_{min} = \Delta y_{min} = \Delta z_{min} = 0,15$
$x^+_{max} = y^+_{max} = z^+_{max} \approx 10$	$\Delta x_{max} = \Delta y_{max} = \Delta z_{max} = 1,7$

Tableau 5.1: Caractéristiques du maillage

Ces caractéristiques correspondent aux valeurs recommandées pour les simulations LES de (Piomelli and Chasnov, 1996).

Le domaine de calcul comporte environ 7 millions de mailles pour l'écoulement à 148% et 6,5 millions de mailles pour l'écoulement à 93%.

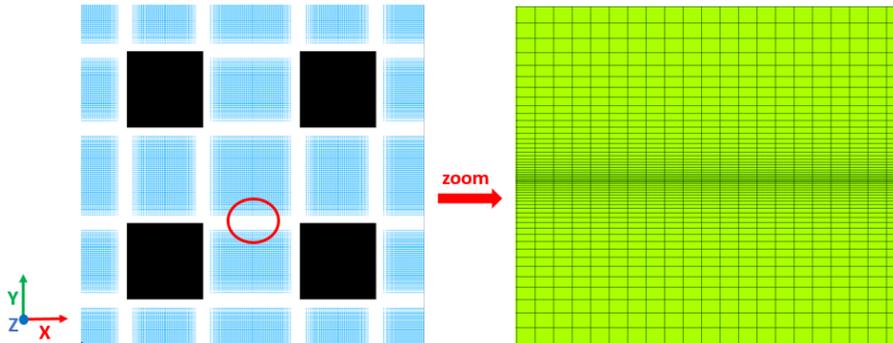


Figure 5.3: Maillage dans le plan ( $Ox, Oy$ )

Le pas de temps est choisi en fonction du CFL fixé à  $CFL = 1$  pour des raisons de stabilité. Le pas de temps  $\Delta t$  est égal à 2,5 ms pour l'écoulement à 93% et de 1,3 ms pour l'écoulement à 148%. Le régime établi est supposé atteint après 10 temps de passage. Ensuite, 10 temps de passage supplémentaires sont nécessaires pour que les moyennes statistiques des variables convergent vers une valeur constante. Le temps physique total équivaut à 50 temps de passage.

Temps	93%	148%
Physique total	96 s	48 s
CPU sur 672 cœurs	6 heures	7 heures

Tableau 5.2: Paramètres temporels

## 5.2 Validation de la modélisation LES avec les mesures expérimentales

Les résultats de la simulation LES sont comparés aux données expérimentales afin de valider le profil vertical de la vitesse longitudinale.

En effet, les hypothèses réalisées ne permettront pas de valider tous les aspects de l'écoulement.

### 5.2.1 Maisons émergées à 93%

Explorons d'abord les champs de vitesse moyen au niveau de la section  $S1$  (cf. figure 5.5). La figure 5.5 montre que les champs de vitesse moyenne  $U$ ,  $V$  et  $W$  ont globalement le même comportement.

- Vitesse moyenne longitudinale  $U$  :

La comparaison entre la simulation et l'expérience de la vitesse  $U$  sur la figure 5.5 montre que la vitesse est positive au niveau de la veine centrale et négative derrière les maisons. Un maximum de vitesse apparaît autour de la position latérale  $y/(L/2) = 6$  et au milieu de la colonne d'eau. La forme parabolique du profil vertical de vitesse  $U$  expérimentale est retrouvée, mais le maximum n'est pas atteint à la même position  $z/h$  : 0,44 pour l'expérimental et 0,55 pour la LES (cf. figure 5.4). La simulation surestime de 25% la position du maximum de vitesse moyenne longitudinale  $U$ .

Si l'on se place à la position transversale  $z/h = 0,44$  sur la figure 5.6 au centre du canal, la vitesse moyenne longitudinale  $U$  est en accord avec la vitesse expérimentale au niveau de la veine rapide. Pour les veines lentes, la simulation sous-estime la vitesse. A la position  $y/(L/2) = 4$ , on note un écart entre la simulation et l'expérience. Ceci s'explique par le fait que dans l'expérience le phénomène de seiche est présent alors qu'il ne l'est pas dans la simulation à cause de l'hypothèse de toit fixe.

Les lignes de courants de la vitesse moyenne longitudinale  $U$  sur la figure 5.7, montre que la simulation numérique présente 4 cellules de courants secondaires dans la veine rapide et un rouleau tourbillonnaire derrière chaque maison. Ce type de comportement est typique des écoulements cavitaires.

- Vitesse moyenne transversale  $V$  :

Sur la figure 5.5, la différence majeure entre les deux champs de vitesse se situe derrière la maison  $H_3$ , celui de l'expérience est à la fois positif et négatif alors qu'il est majoritairement négatif pour la simulation. Cela s'explique par le fait que le toit est fixe et que les détachements tourbillonnaires sont différents entre l'expérience et la simulation numérique. En effet, derrière les maisons sur la figure 5.8, l'expérience montre la formation d'un seul tourbillon alors que la simulation numérique génère deux tourbillons symétriques par rapport au centre de la maison. Dans cette configuration, on se retrouve dans un écoulement de type cavité entraînée. Selon, la localisation longitudinale de la mesure, la forme de la vitesse est liée à la forme du tourbillon. En effet, si l'on se situe au milieu de la veine ou plus proche d'une maison en amont ou en aval, la forme du tourbillon étant différente, la vitesse est différente (cf. figure 5.8).

Concernant la vitesse moyenne transversale  $V$ , la formation des tourbillons n'étant pas la même, on ne récupère pas la même forme de vitesse (cf. figure 5.6). On retrouve bien la formation d'un gros tourbillon de la taille de la maison environ 6 cm de diamètre pour l'expérience et deux tourbillons de diamètre 3,2 cm pour la simulation.

- Vitesse moyenne verticale  $W$  :

Sur la figure 5.5, la comparaison de la vitesse  $W$  montre qu'au centre de la veine centrale la vitesse est négative ou nulle. En se positionnant à  $z/h = 44\%$  sur la figure 5.6, la forme de la vitesse est la même. Cependant, l'amplitude de la vitesse verticale de la simulation LES est beaucoup plus faible que celle de la vitesse expérimentale. La simulation sous-estime la vitesse  $W$  de 60%.

■ Vitesse des courants secondaires  $U_S$  :

Sur la figure 5.7, les courants secondaires sont totalement différents : l'expérience montre deux cellules de recirculation partant du milieu de la veine rapide et finissant au niveau du centre des maisons alors que la simulation présente deux zones distinctes derrière les maisons et au centre de la veine rapide.

Malgré les hypothèses de modélisation sur la surface libre modélisée par un toit fixe, le profil vertical de la vitesse moyenne longitudinale est bien approché. Cela conforte le fait que la surface libre influence peu celui-ci.

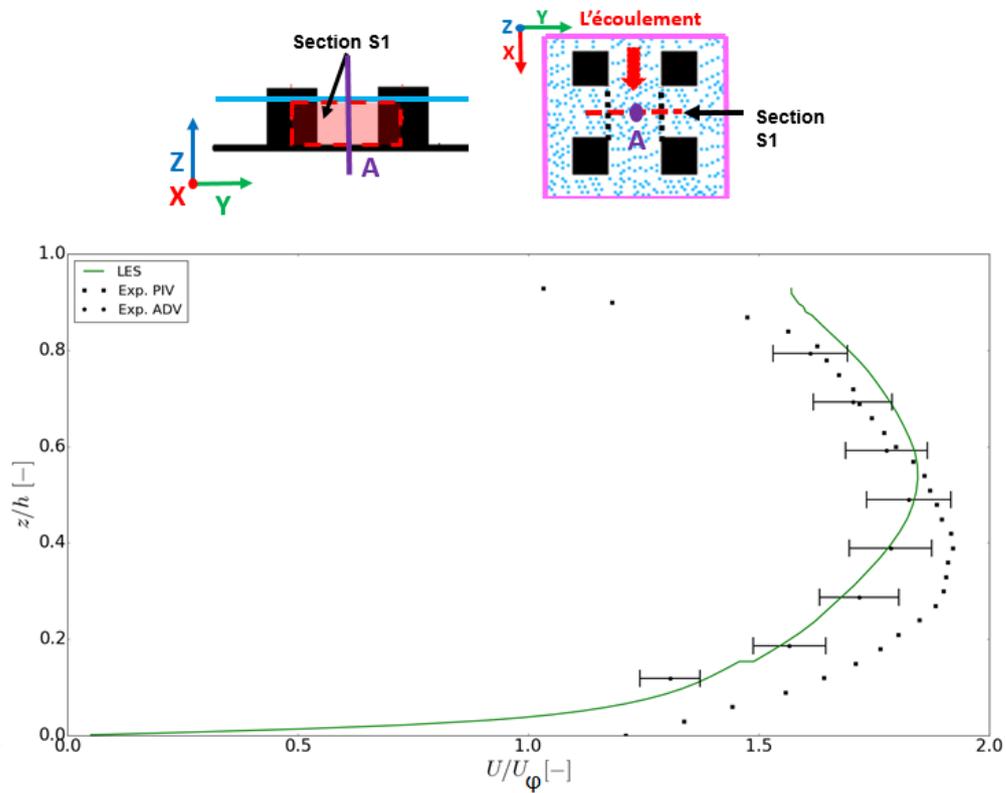


Figure 5.4: Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale  $U$  au centre de la veine rapide au point A entre les mesures expérimentales PIV et ADV avec barres d'erreurs et la simulation numérique LES

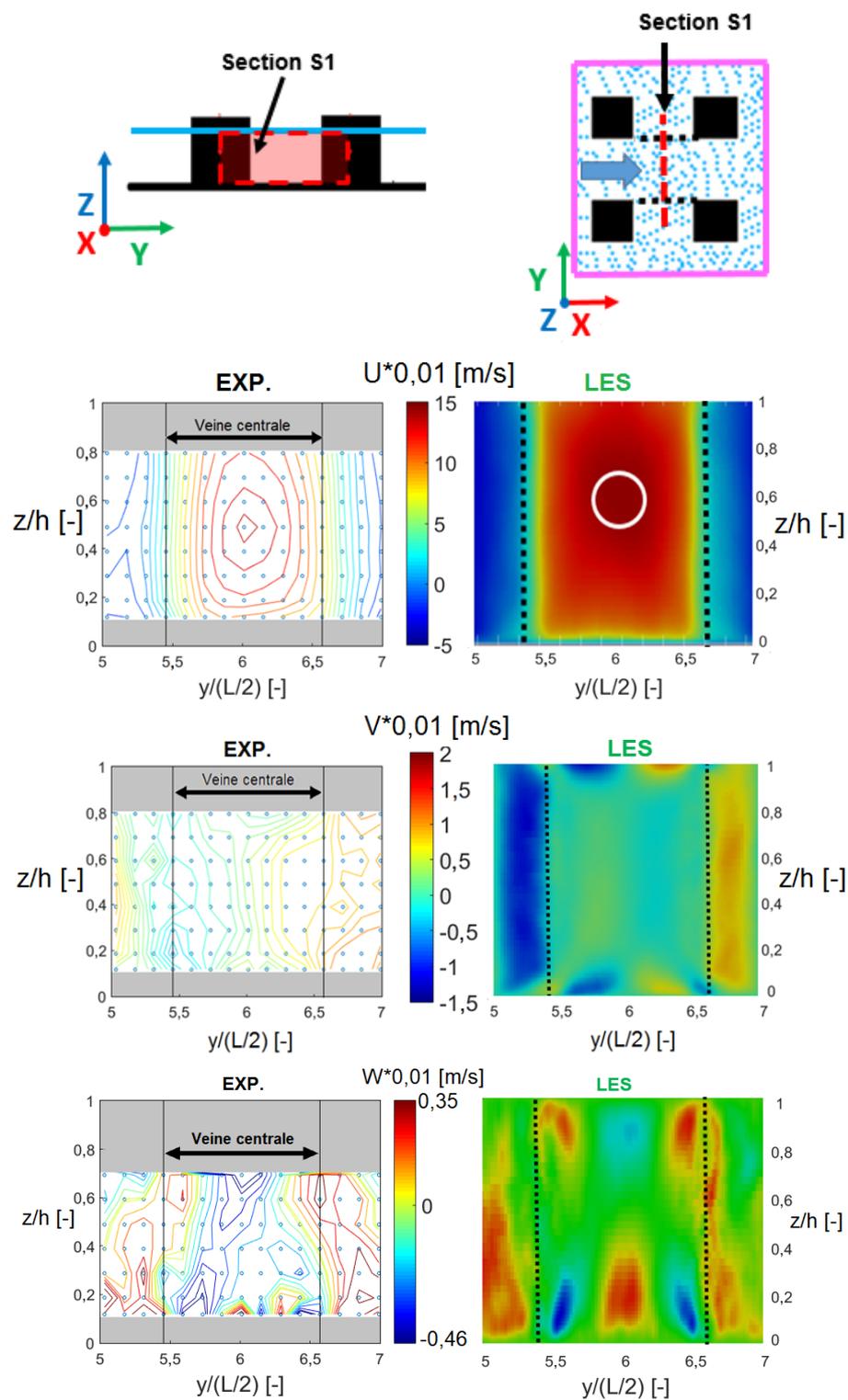


Figure 5.5: Comparaison des vitesses moyennes  $U$ ,  $V$  et  $W$  dans la section  $S1$  entre les mesures ADV expérimentales et la simulation numérique LES, le cercle blanc localise le maximum de vitesse

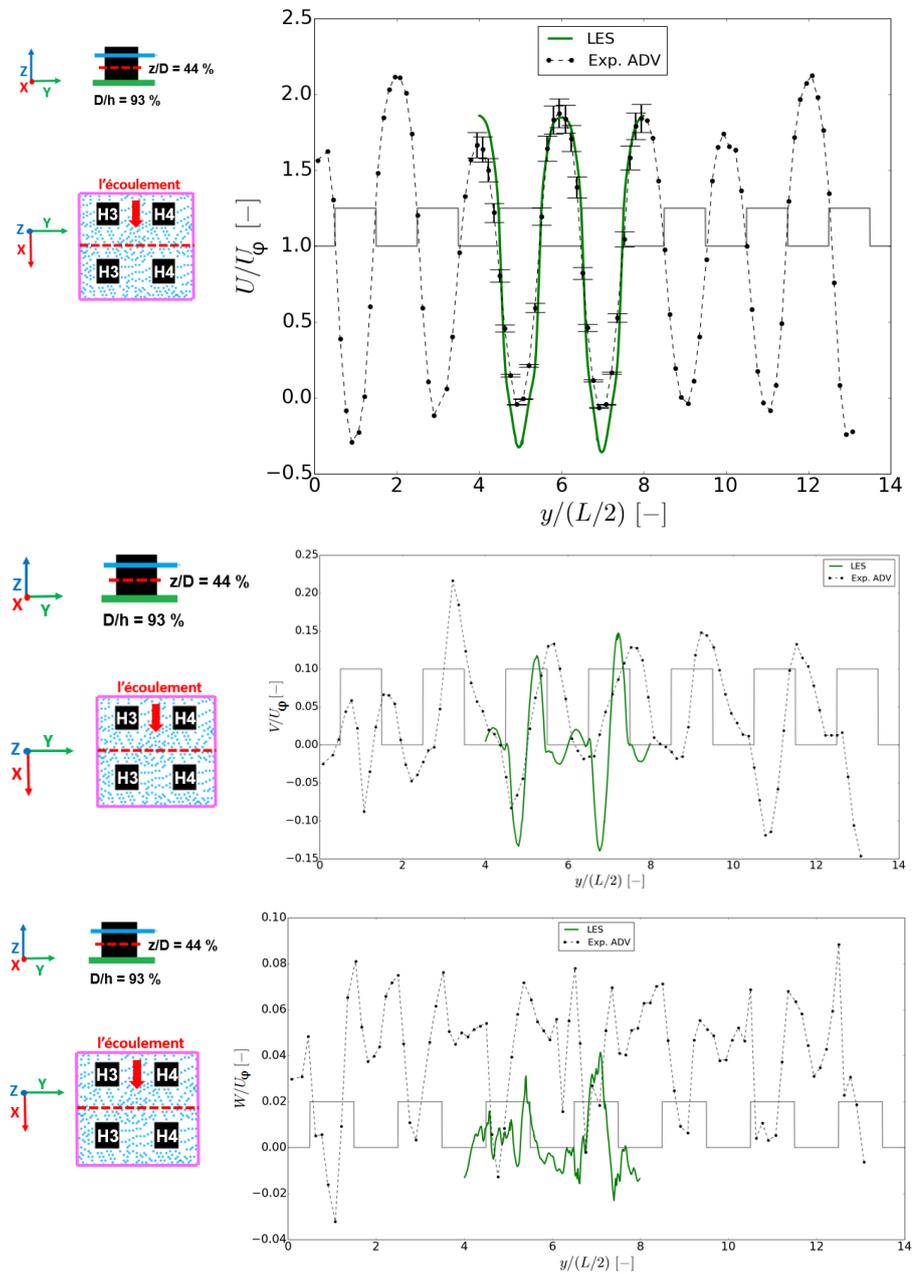


Figure 5.6: Comparaison des profils transverses de vitesse  $U$ ,  $V$  et  $W$  à la position  $z/D = 44\%$  entre les mesures ADV et la simulation numérique LES

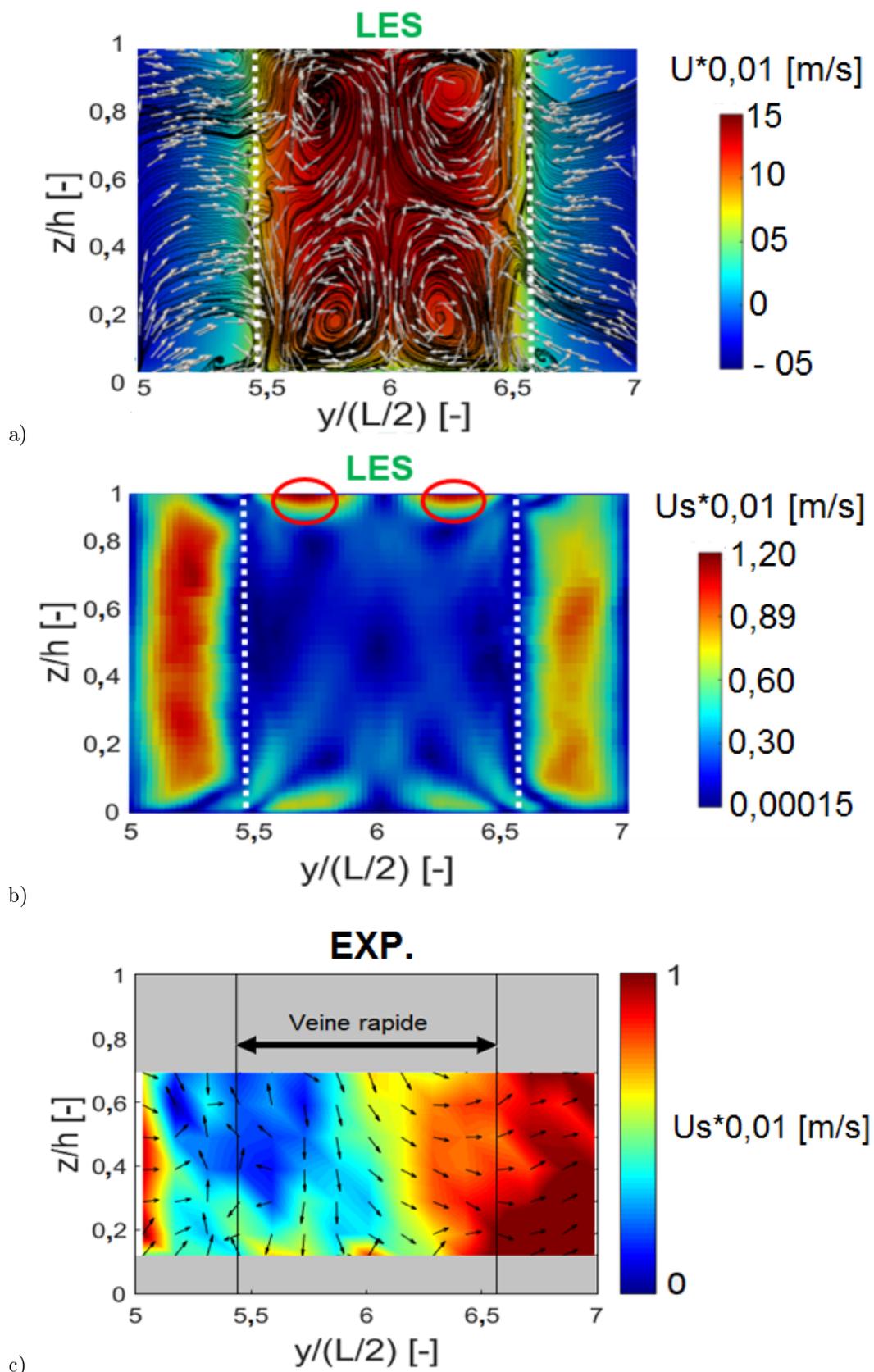


Figure 5.7: Comparaison de la vitesse des courants secondaire  $U_s$  et des lignes de courant de la vitesse longitudinale  $U$  au niveau de la section S1

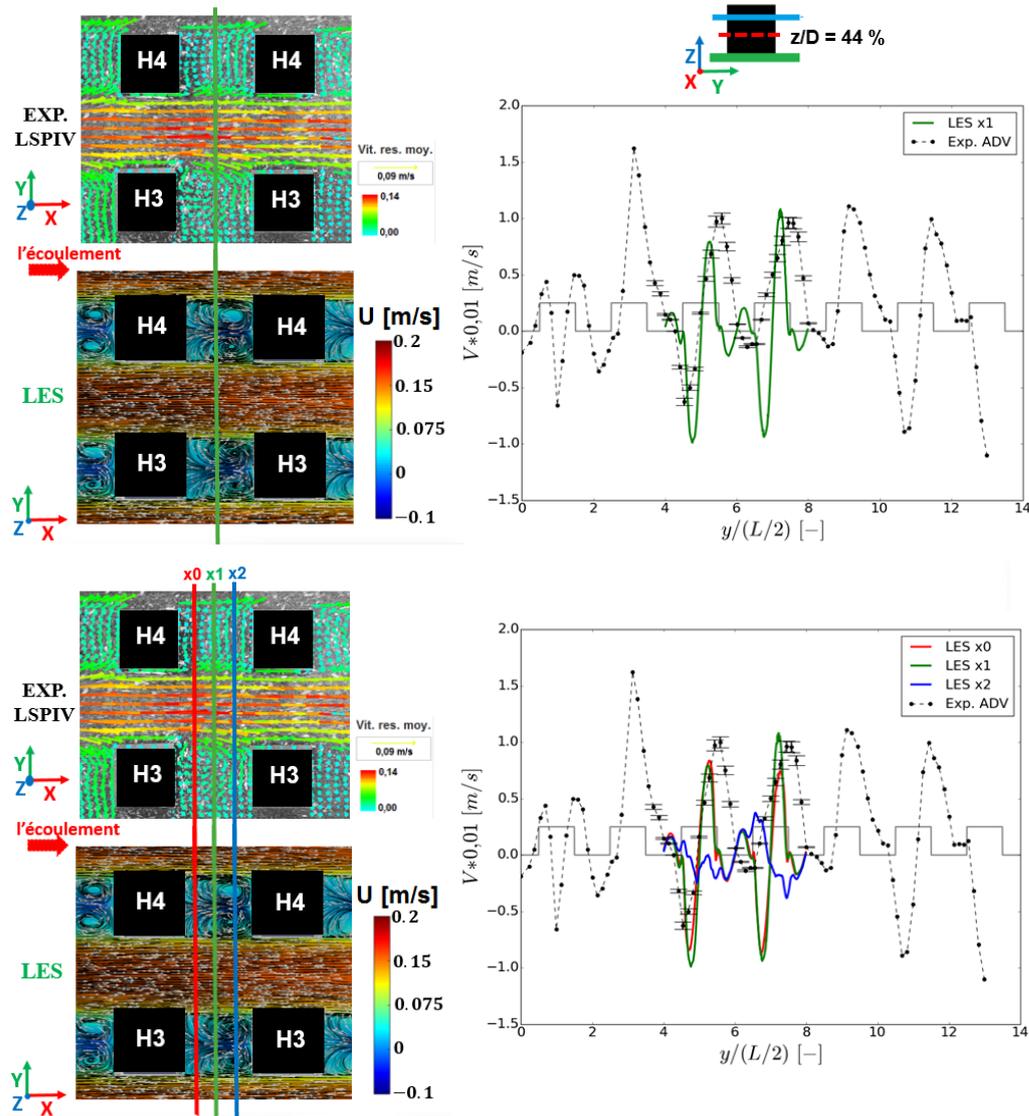


Figure 5.8: Comparaison de l'écoulement moyen derrière les maisons des profils transverses de vitesse transversale  $V$  à la position  $z/D = 44\%$  entre la mesure expérimentale ADV et la simulation LES pour trois positions longitudinales  $x_0$ ,  $x_1$  et  $x_2$

Les figures 5.6 et 5.8 comparant la vitesse moyenne transversale  $V$  montre que derrière les maisons la LES présente deux tourbillons alors que l'expérience montre un seul tourbillon. La vitesse transversale est l'indicateur des zones de recirculations.

La simulation LES sous-estime de presque 50% l'intensité turbulente (cf. figure 5.9). Cela est cohérent avec le fait que la vitesse moyenne verticale  $W$  et donc sa fluctuation  $W'$  sont sous-estimé à cause de l'hypothèse de toit fixe.

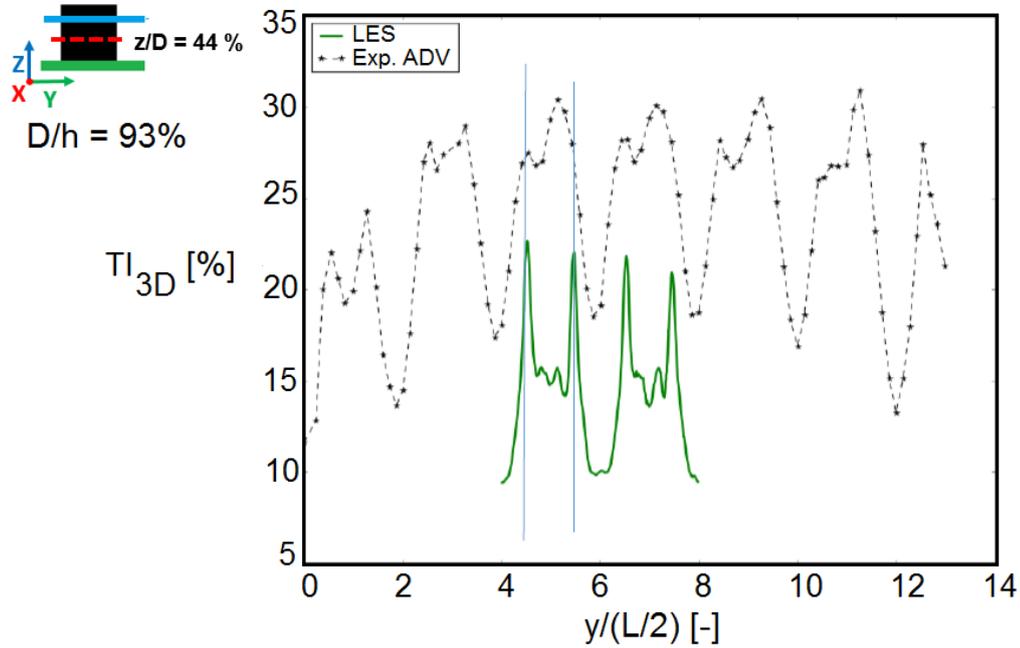


Figure 5.9: Comparaison de l'intensité turbulente à l'altitude  $z/D = 0,44$  pour l'écoulement avec maisons émergées à 93%

### 5.2.2 Maisons submergées à 148%

Explorons d'abord les champs de vitesse moyens au niveau de la section  $S1$  (cf. figure 5.11). La figure 5.11 montre les champs de vitesse moyens  $U, V$  et  $W$  à la fois pour la simulation et l'expérience.

- Vitesse moyenne longitudinale  $U$  :

Le maximum de la vitesse verticale est atteint au niveau de la surface libre aussi bien pour l'expérimentale et que pour la simulation (cf. figure 5.10). A la position transversale  $z/h = 44\%$ , l'on observe sur la figure 5.13 qu'au centre du canal, la vitesse moyenne longitudinale  $U$  de la veine rapide  $y/(L/2) = 6$  est surestimée par la simulation de 8%.

- Vitesse moyenne transversale  $V$  :

Le champ de vitesse transversale moyen numérique  $V$  est très proche de l'expérience (cf. figure 5.11) avec des tourbillons au niveau de la position  $z/h = 0,6$  et une vitesse négative au-dessus de la position  $z/h = 1$ . Cela s'explique par le fait que la surface libre se situe au dessus du toit des maisons. En revanche à la position  $z/h = 42\%$ , l'expérience et la simulation numérique sont déphasées et le numérique surestime l'amplitude de la vitesse de 25% (cf. figure 5.13).

- Vitesse moyenne verticale  $W$  :

Sur la figure 5.11, au niveau de la veine centrale la LES présente une zone nulle entre les position  $z/h$  comprise entre 0,6 et 1,5. Sur le graphe expérimental, cette zone est négative. En se positionnant à  $z/h = 42\%$  sur la figure 5.14, la forme de la vitesse est la même cependant l'amplitude de la vitesse verticale de la simulation LES est sous-estimé à hauteur

de 400% au centre des maisons que celle de la vitesse expérimentale et plus importante au niveau des arêtes avec une surestimation de 50%.

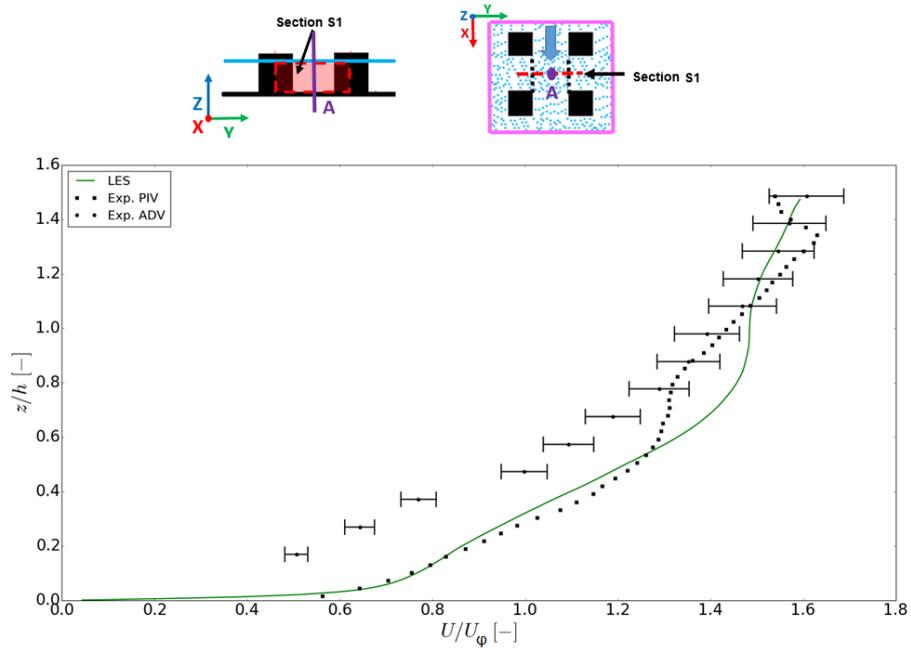


Figure 5.10: Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale  $U$  au centre de la veine rapide au point A entre les mesures expérimentales PIV et ADV et la simulation numérique LES

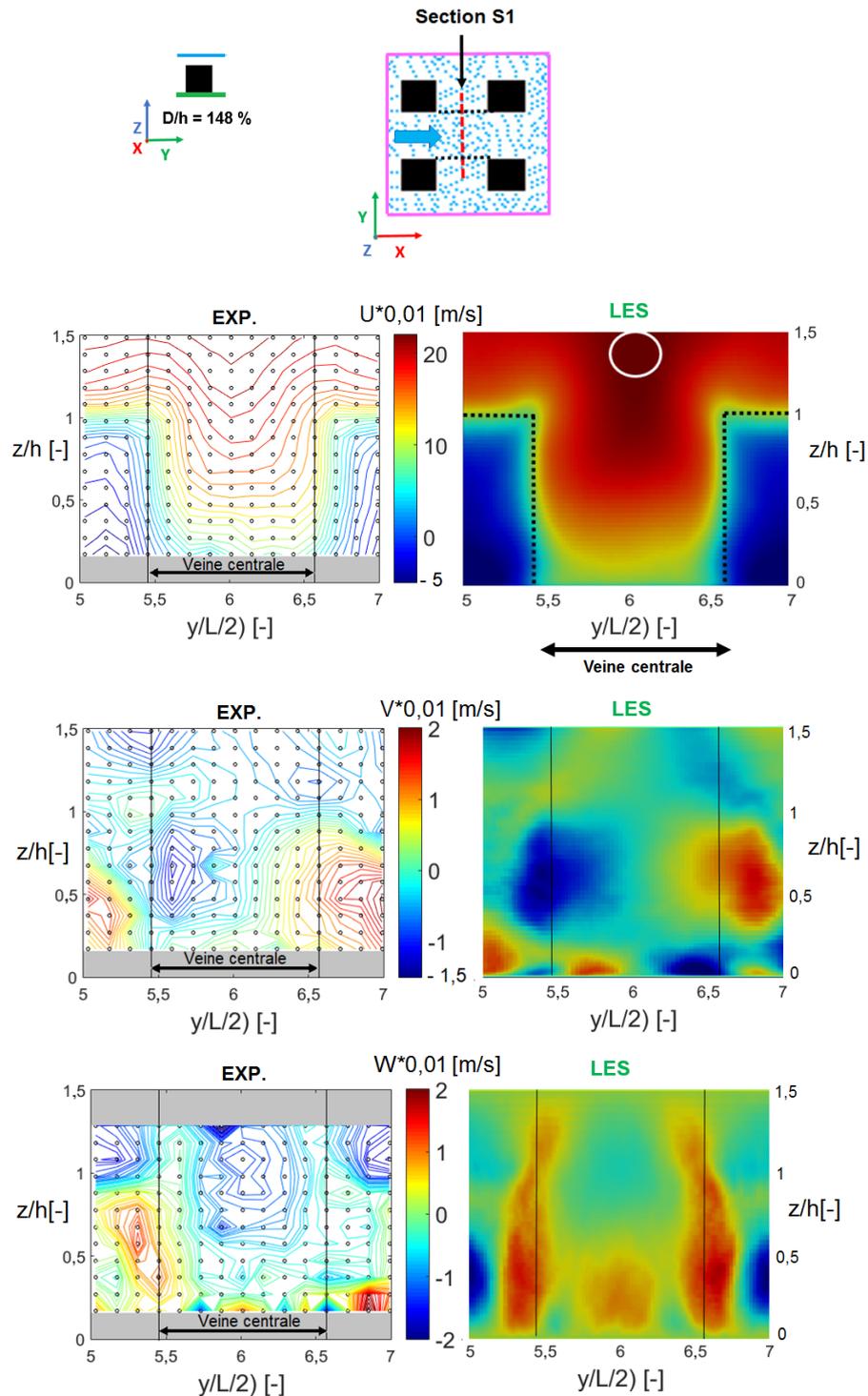


Figure 5.11: Comparaison de la vitesse moyenne  $U$ ,  $V$  et  $W$  dans la section S1 entre les mesures ADV et les simulations numériques LES

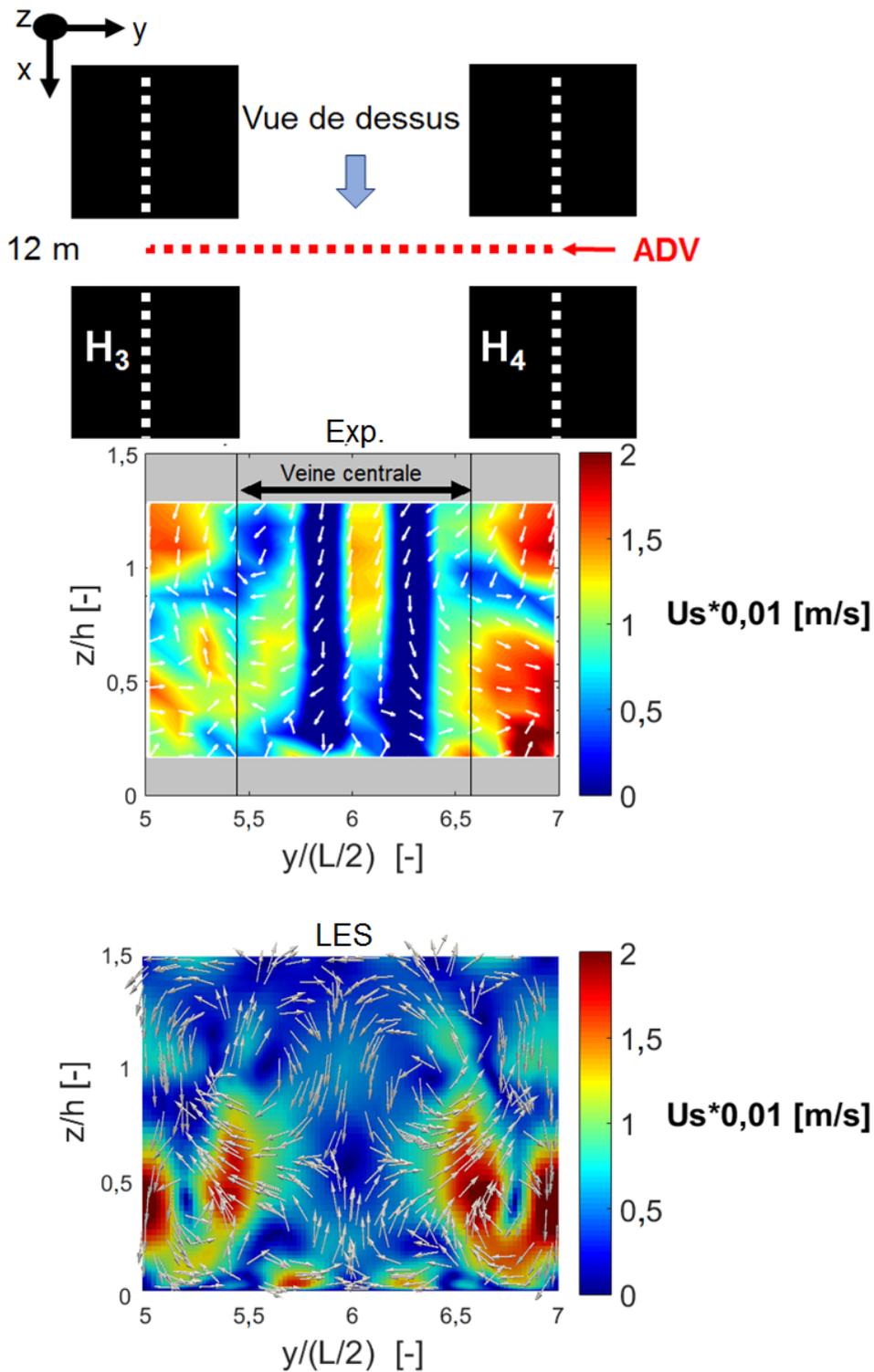


Figure 5.12: Comparaison de la vitesse des courants secondaires  $U_s$  entre les mesures ADV et la simulation numérique LES

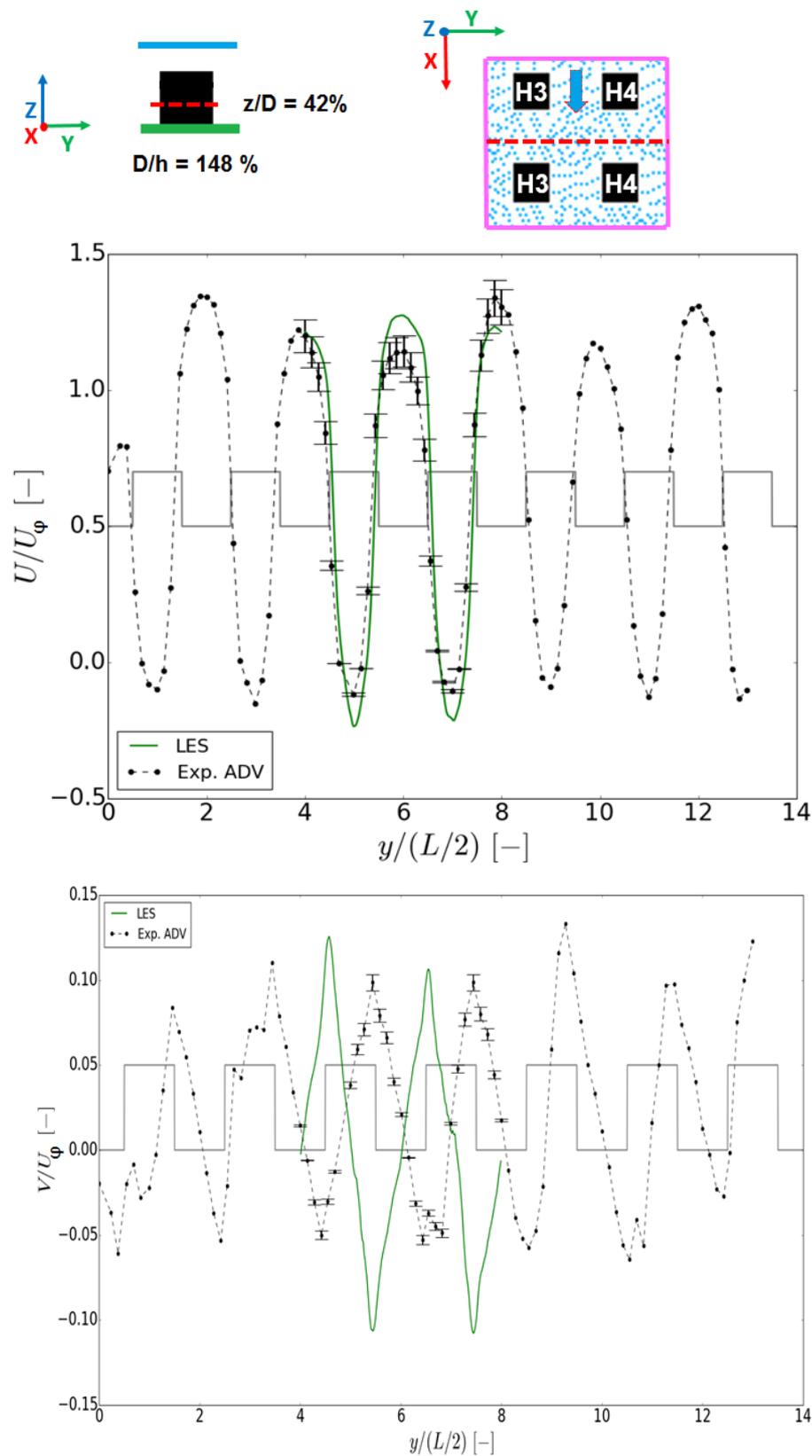


Figure 5.13: Comparaison des profils transverses de vitesse  $U$ ,  $V$  à la position  $z/D = 42\%$  entre les mesures ADV et la simulation numérique LES

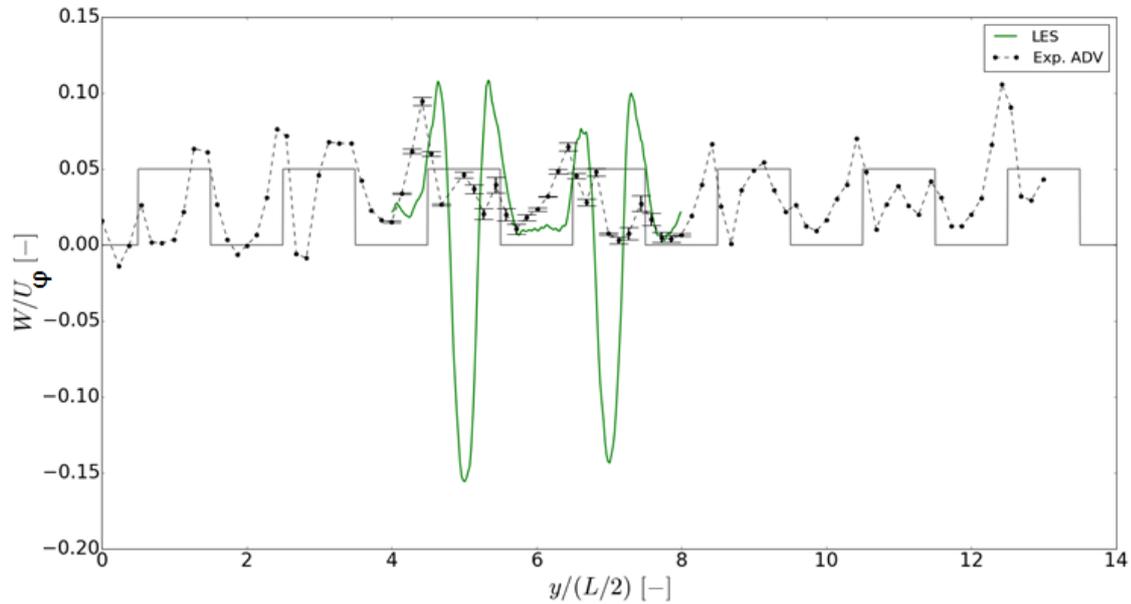


Figure 5.14: Comparaison des profils transverse de vitesse  $W$  à la position  $z/D = 42\%$  entre les mesures ADV et la simulation numérique LES

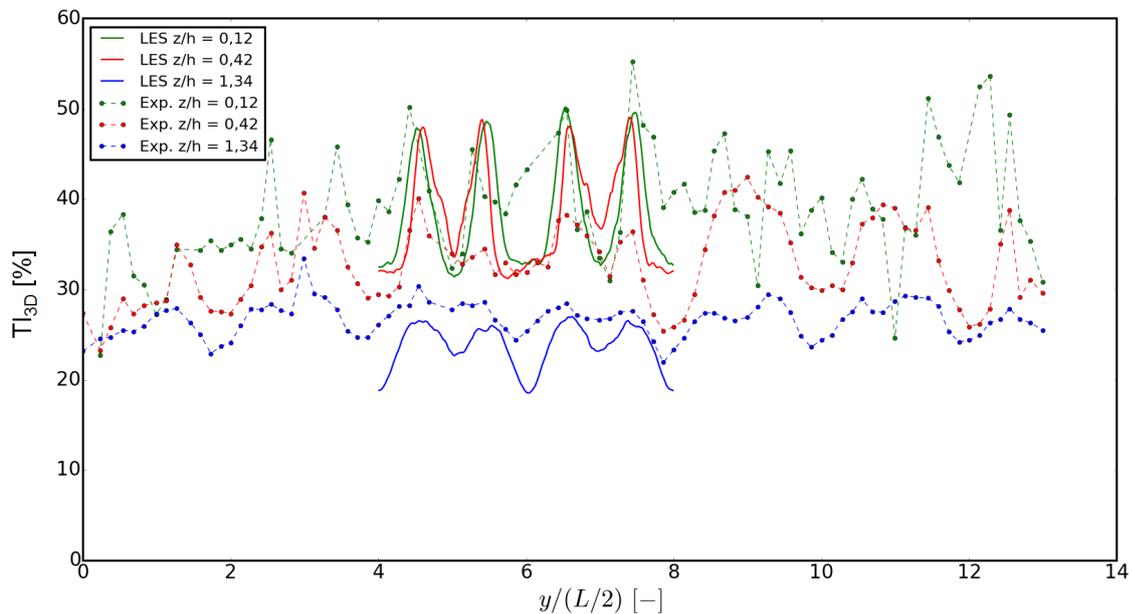


Figure 5.15: Comparaison de l'intensité turbulente au niveau des profils transverse entre l'expérimentale et la LES pour l'écoulement  $D/h = 1,48$

L'intensité turbulente sur le motif considéré et aux altitudes comparées est très proche de l'expérience (cf. figure D.1) contrairement à la modélisation pour l'écoulement avec maisons émergés à 93%.

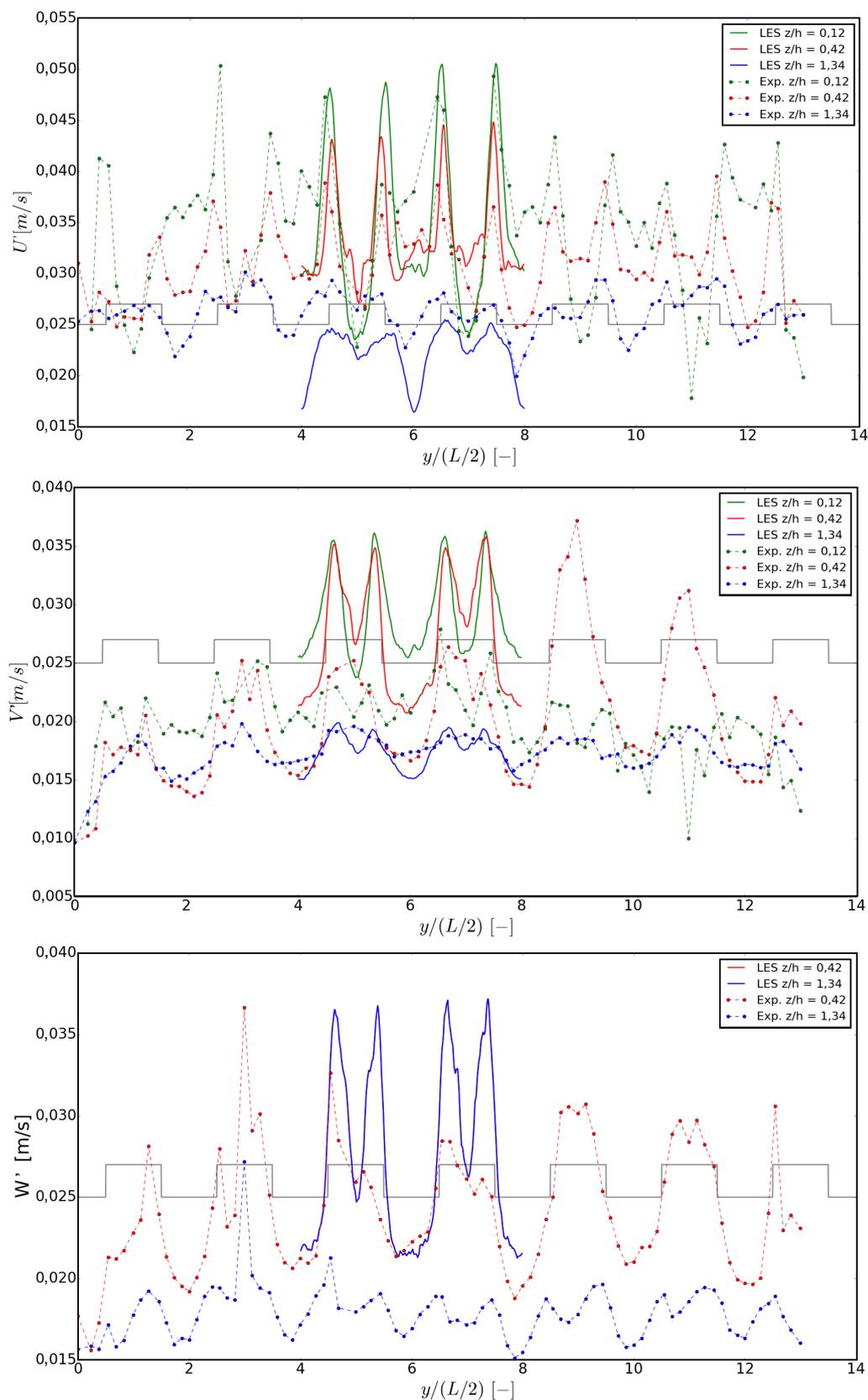


Figure 5.16: Comparaison des fluctuations de vitesses au niveau des profils transverses entre l'expérimentale et la LES pour l'écoulement  $D/h = 1,48$

La figure 5.16 présente les fluctuations de vitesses comparées au niveau de la transverse de l'écoulement. La fluctuation  $U'$  modélisée avec la LES est comparable à l'expérimentale sauf au niveau de la surface libre où celle-ci sous-estime les valeurs expérimentales. En ce qui concerne les fluctuations  $V'$  et  $W'$  elles sont sur-estimée par la simulation LES quelle que soit l'altitude.

Le profil verticale de vitesse moyenne longitudinale  $U$  est donc validé. Il est donc possible de s'intéresser à une autre section de l'écoulement au champ de vitesse moyenne longitudinale  $U$  notamment où les mesures n'étaient pas possibles expérimentalement.

Au niveau de la section  $S3$  (cf. figure 5.17), on retrouve à nouveau les caractéristiques typiques d'un écoulement cavitairé constitué de quatre cellules.

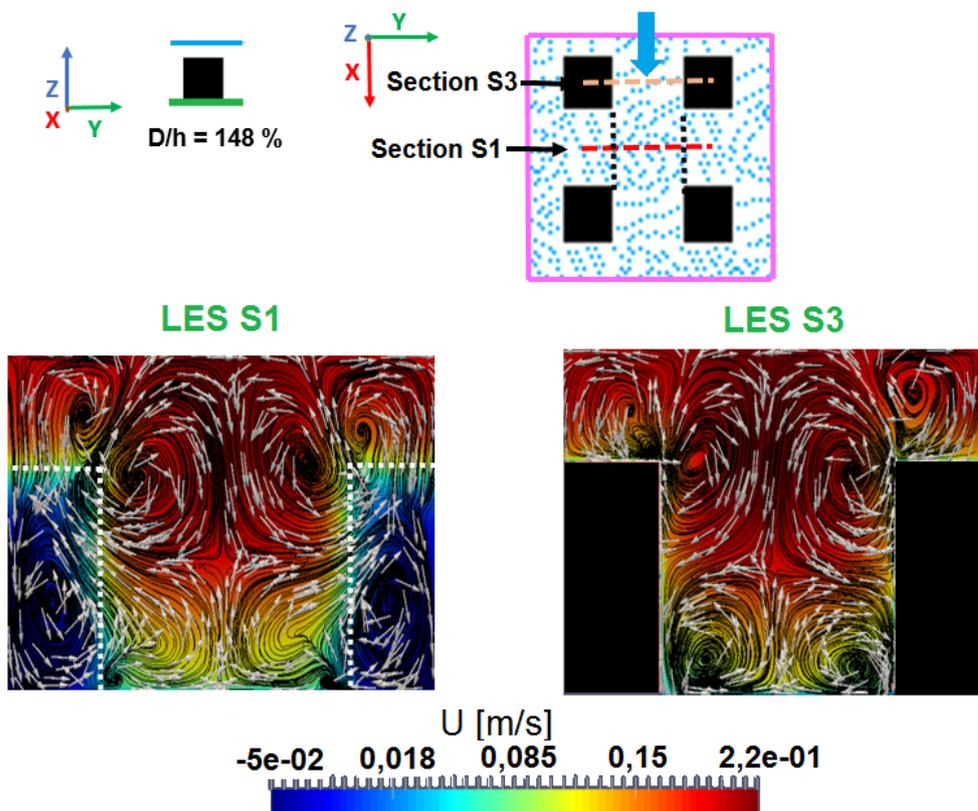


Figure 5.17: Coupe verticale de la structure tourbillonnaire de l'écoulement au niveau des sections S1 et S3

Au niveau de la section  $S5$  (cf. figure 5.18), la vitesse est rapide au-dessus des maisons et un tourbillon se forme au niveau de la maison, un comportement identique est retrouvé dans l'expérience avec une zone de transition à l'altitude  $z = h$ .

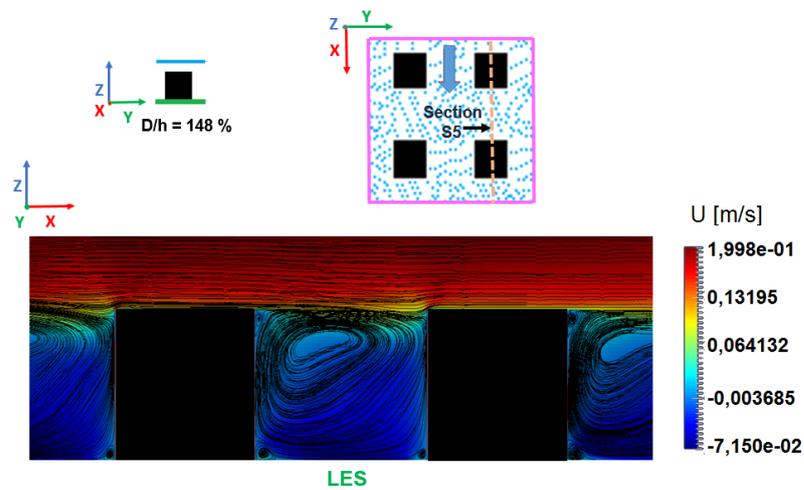


Figure 5.18: Structure tourbillonnaire de l'écoulement au niveau de la section S5

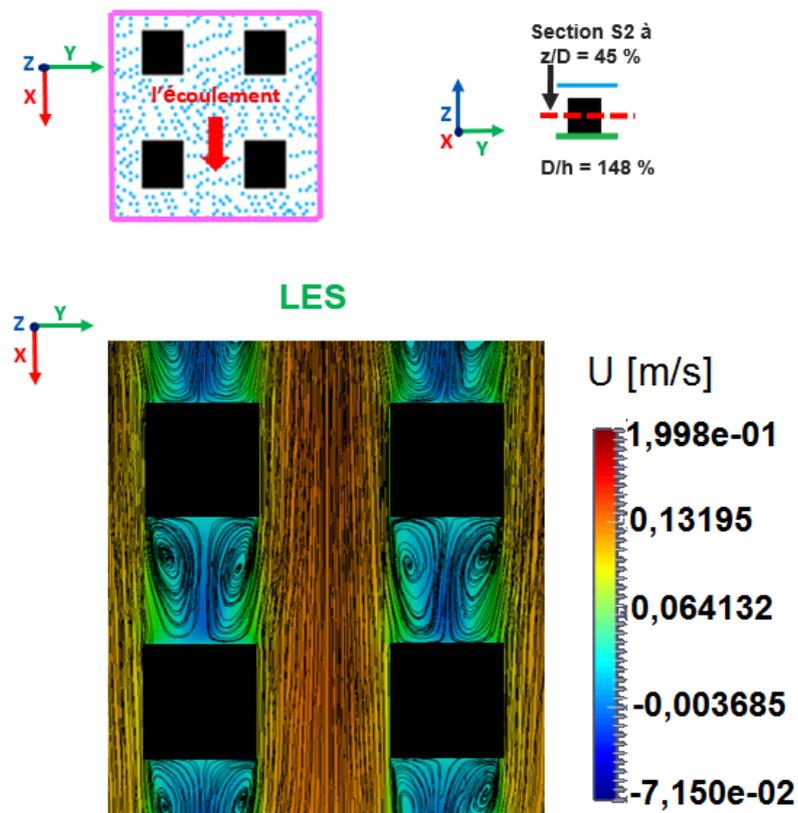


Figure 5.19: Structure tourbillonnaire de l'écoulement au niveau de la section S2

Au niveau de la section  $S2$  (cf. figure 5.19), cette coupe est comparable à la figure 5.8. Que ce soit expérimentalement ou numériquement, pour un écoulement submergé, dans la colonne d'eau au niveau des maisons ( $z/h = 44\%$ ), l'écoulement est le même qu'un écoulement émergé.

### 5.3 Simulations numériques exploratoires : influence de la distribution géométrique horizontale sur la structure verticale de l'écoulement

La configuration expérimental étudiée possède une très forte densité d'habitations. Une des conclusions des résultats expérimentaux est que l'on peut considérer le canal comme une juxtaposition de canaux étroits discontinus. Il est possible de considérer les canaux comme étroits car le profil type des canaux étroits est présent au milieu de la veine sans habitation. La définition des canaux étroits est basée sur le rapport de forme transverse  $Ar_y$ . Si l'on garde ce même rapport de forme en changeant le rapport de forme longitudinal  $Ar_x$ , comment le comportement du profil de vitesse va-t-il évoluer ?

#### 5.3.1 Les différentes configurations

Toutes les configurations ci-dessous sont des simulations numériques LES respectant les mêmes hypothèses de modélisations que précédemment avec les mêmes conditions initiales et aux limites et les mêmes conditions pour le maillage.

La densité d'habitation va être modifiée sur l'écoulement à obstacles émergés à 93%. 17 configurations ont été testées avec des tailles de maisons différentes et toujours avec la même hauteur d'eau que l'écoulement à 93%, soit 55 mm. Ici, la hauteur d'eau reste inchangée toujours égal à 0,055 m, mais le débit varie avec la configuration. Les débits ont été calculés à l'aide de la formule de (Guillén-Ludeña et al., 2018). Les configurations sont récapitulées dans les tableaux D.1 et D.2 de l'annexe D.

Une approche quantitative du profil de vitesse pris au centre de la veine centrale au point A (cf. figure 5.20) est réalisée.

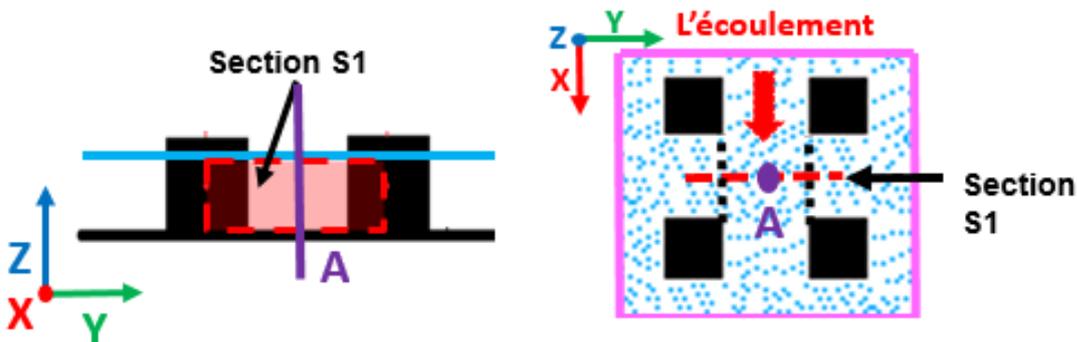


Figure 5.20: Positionnement de la ligne A dans les plans  $(Ox, Oy)$  et  $(Oy, Oz)$

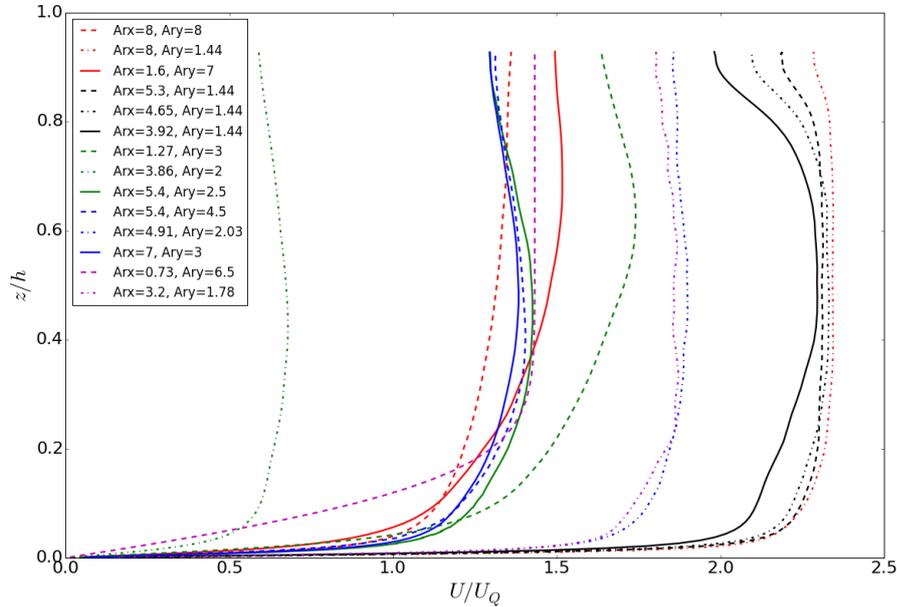


Figure 5.21: Au point A : profils verticaux de vitesse longitudinale  $U$  au niveau de la veine rapide pour différentes densités de maisons et différentes dimensions de maisons

La figure 5.21 montre les profils verticaux de la vitesse moyenne longitudinale  $U$  entre les deux maisons au niveau du point A. Certains profils sont des profils de type canaux étroits avec la présence d'un phénomène de plongée et d'autres non.

Pour rappel, dans la littérature c'est le rapport de forme transverse  $Ar_y$  qui définit si le canal est étroit ou large (cf. chapitre 1 §1.1.2). Est-ce que la valeur expérimentale inférieure à 5 de  $Ar_y$  est toujours valable pour les canaux discontinus et quelque soit le rapport de forme longitudinale  $Ar_x$ ?

Pour cela, traçons le graphique 5.22, de  $Ar_y$  en fonction de  $Ar_x$ . Les différents tests sont numérotés de 1 à 16. Le point 0 représente la configuration expérimentale. Dans l'éventail restreint de configurations étudiées, lorsque  $Ar_y$  est supérieur à 6 quelque soit  $Ar_x$ , le phénomène de plongée n'est pas présent.

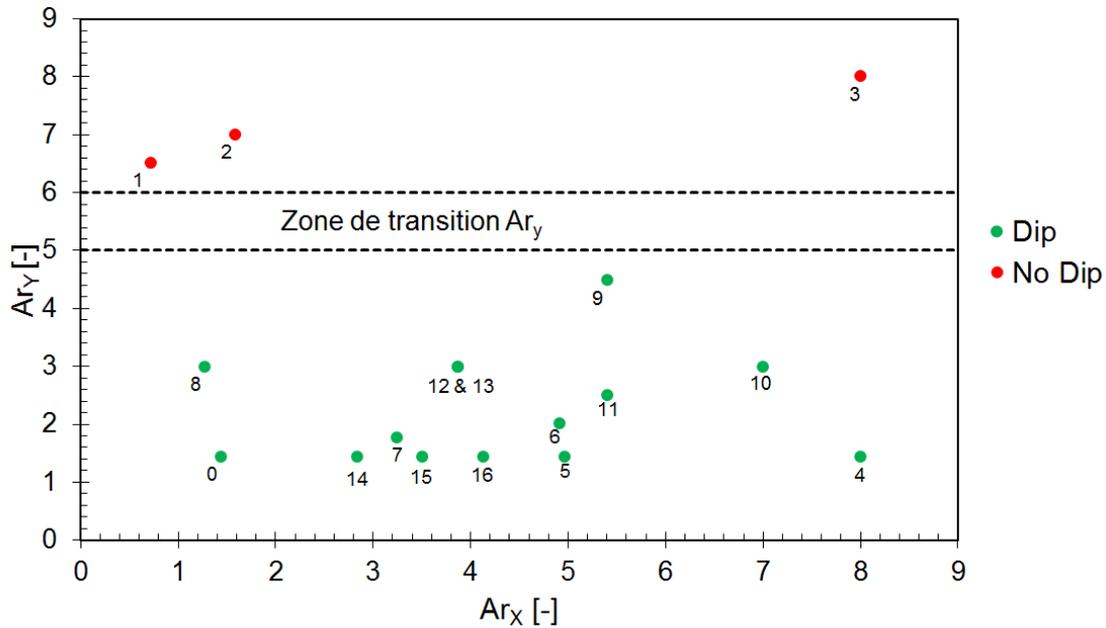


Figure 5.22: Classification des configurations testées au point  $A$  selon les rapports de forme  $Ar_x$  et  $Ar_y$  pour différentes dimensions de maisons, différents espacements et différents débits pour la même hauteur d'eau  $D = 5,5$  cm

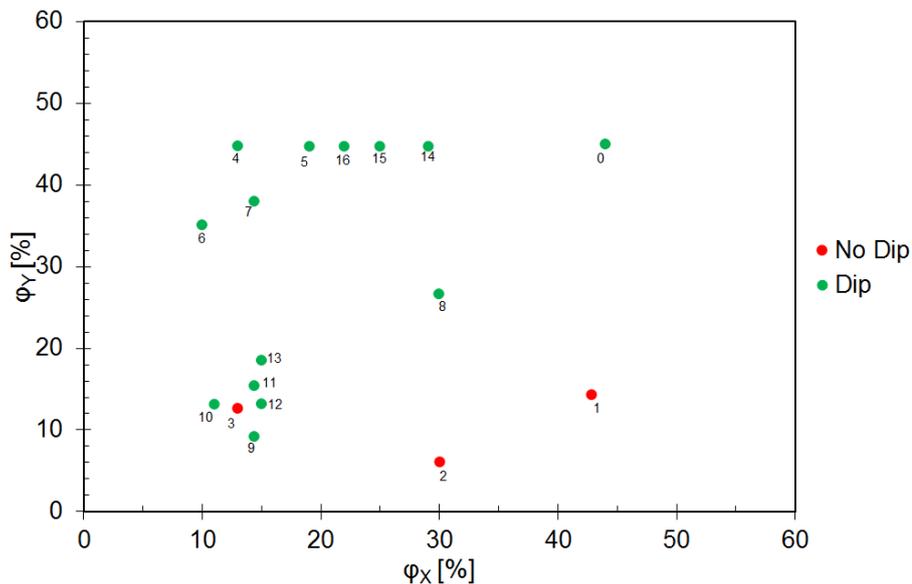


Figure 5.23: Classification des configurations testées au point  $A$  selon les taux de blocage  $\phi_x$  et  $\phi_y$  pour différentes dimensions de maisons, différents espacements et différents débits pour la même hauteur d'eau  $D = 5,5$  cm

La figure 5.23 indique qu'il faut un certain ratio  $\Phi_y$  et  $\Phi_x$  pour entrer dans le type d'écoulement canaux étroits ou dans le type d'écoulement canaux larges. D'autres configurations doivent être testés afin de définir plus précisément ce ratio.

Une des pistes est de tracer le rapport des taux de blocages en fonction du rapport des rapports

de forme (cf. figure 5.24). Un très fort rapport de taux de blocage entraîne un profil de type non parabolique. Ces conclusions doivent être modérées car d'autres tests restent à faire afin de les préciser. Le trait pointillés violet représente une loi de puissance.

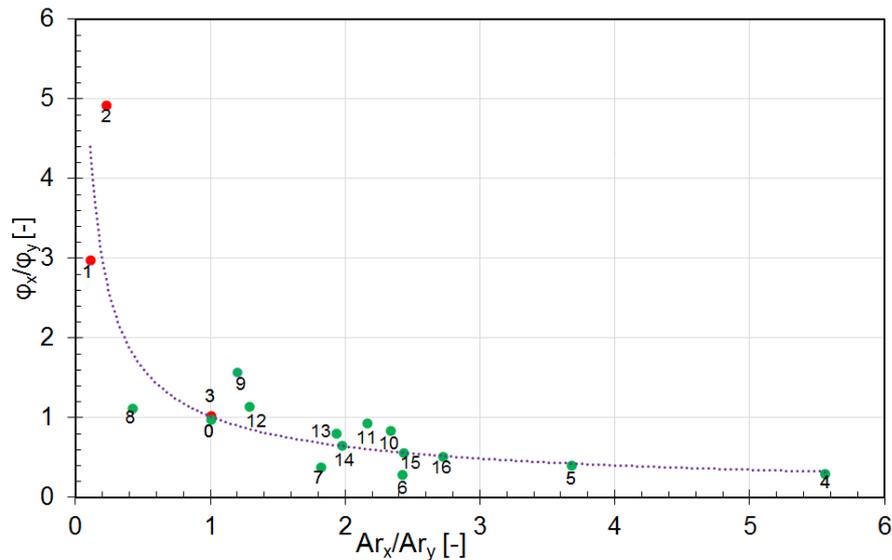


Figure 5.24: Classification des configurations pour différents espacements et débits pour la même hauteur d'eau  $D = 5,5$  cm et la même taille de maison

La figure 5.25 présente des coupes dans le plan  $(Ox, Oy)$  à l'altitude  $z/D = 0,44$  pour trois écoulements : la configuration 0 configuration expérimentale, les configurations 3 et 4 (cf. annexe D). Ces trois configurations ont la même taille de maison, c'est l'espacement entre les maisons qui est modifié. Les configurations 0 et 4 présentent un profil vertical parabolique contrairement à la configuration 3.

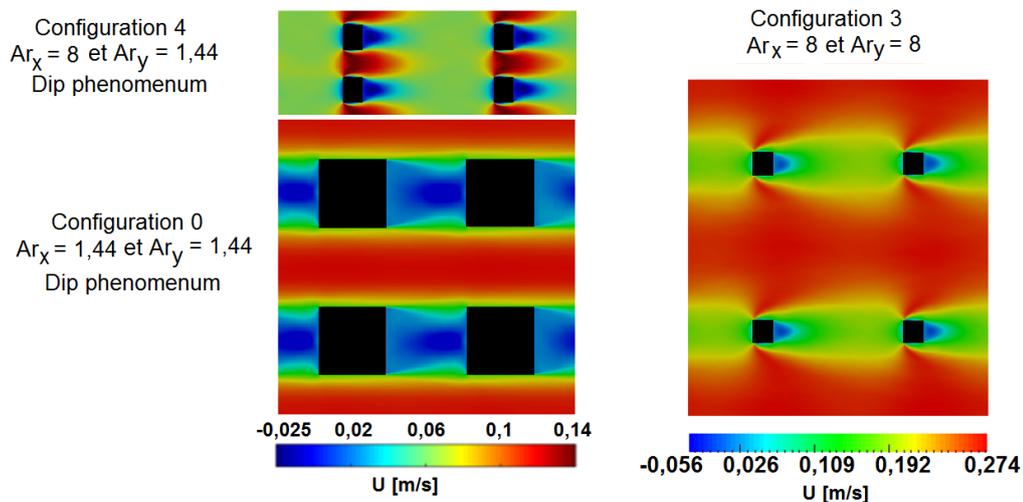


Figure 5.25: Classification des configurations pour différentes dimensions de maisons, différents espacements et débits pour la même hauteur d'eau  $D = 5,5$  cm à l'altitude  $z/D = 0,44$

### 5.3.2 Transition entre un profil vertical de vitesse de type parabolique et logarithmique

En traçant le débit  $Q$  en fonction du taux d'immersion  $D/h$  sur la figure 5.26, cela met en évidence le comportement jusqu'à l'émergence, la zone de transition et le comportement lié à la faible submergence. Donc, la transition entre un profil parabolique et un profil logarithmique se situe dans la zone comprise entre  $0,98 < D/h < 1,20$ . En effet, d'après les mesures de (Chetibi, 2019), son écoulement à  $D/h = 1,2$  présente un profil de vitesse longitudinal qui est encore logarithmique. En première approximation, si l'on trace deux droites, l'équation empirique trouvée avec ces trois écoulements 148%, 120% et 100% est :

$$Q_{submerg} = 14,38D/h - 11,5 \quad (5.2)$$

L'intersection de ces droites se situent autour de  $D/h = 1,08$ . Est-ce que la transition verticale pour passer d'un profil de vitesse logarithmique à un profil parabolique se trouve autour de  $D/h = 1,08$  ?

Pour le confirmer, il faudrait réaliser une expérience supplémentaire ou encore modéliser numériquement les quatre écoulements avec un paramétrage optimal et réaliser une modélisation 3D autour de  $D/h = 1,08$ .

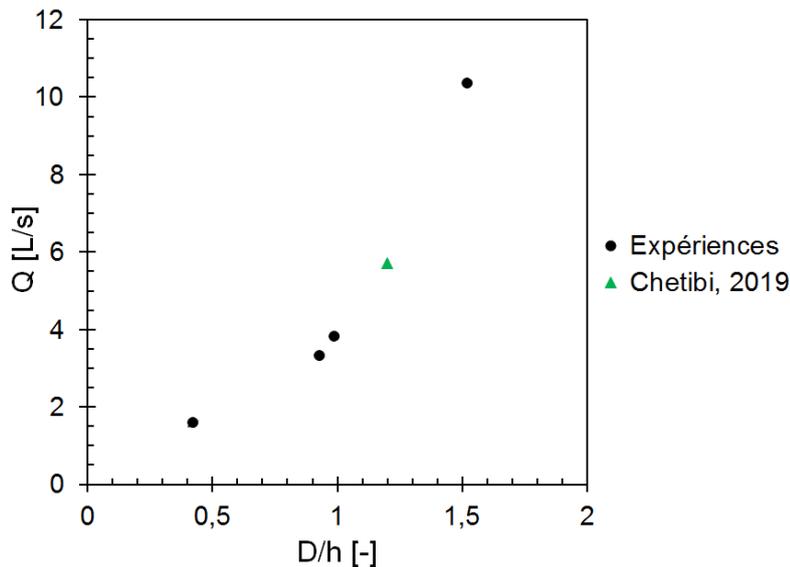


Figure 5.26: Courbe du débit  $Q$  en fonction du taux d'immersion  $D/h$  pour les quatre écoulements étudiés et un écoulement de (Chetibi, 2019) dans le même canal avec la même distribution d'obstacles

Un début d'exploration de cette transition a été testée sur la figure 5.27. Deux simulations ont été testées à  $D/h = 1,08$  et  $1,15$ , ces deux profils ne sont pas des profils de type logarithmique et ne sont pas catégoriquement des profils de type parabolique.

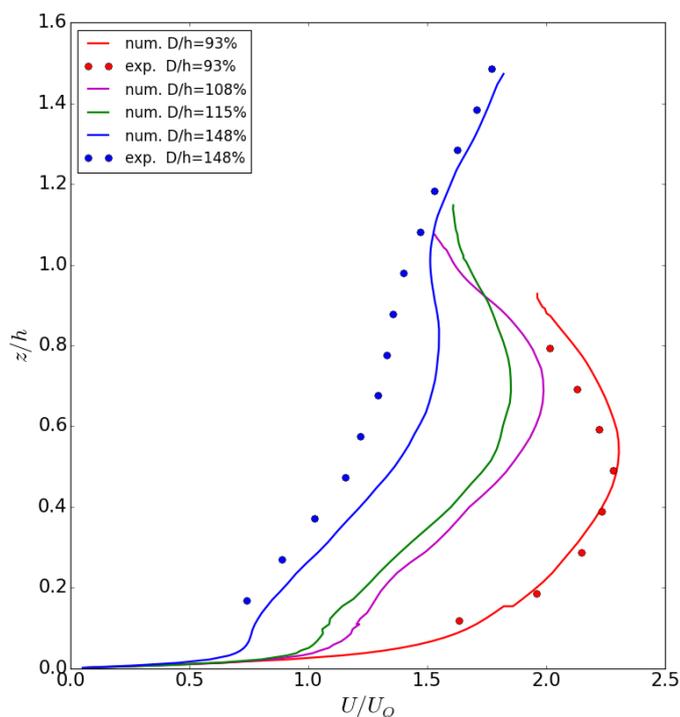


Figure 5.27: Recherche de la transition entre un profil logarithmique et parabolique des profils verticaux de vitesse longitudinale au milieu de la veine rapide (point A) pour les écoulements émergés à  $D/h = 0,93$ , l'écoulement submergé à  $D/h = 1,48$  et deux écoulements complémentaires à  $D/h = 1,08$  et  $D/h = 1,15$

## 5.4 Conclusions et perspectives

La modélisation numérique 3D est validée au niveau du profil vertical de la vitesse moyenne longitudinale  $U$  pour les deux écoulements. Cela montre que l'hypothèse forte de toit fixe influence peu la structure verticale du profil de vitesse longitudinale. Cependant, on peut supposer que cette même hypothèse entraîne des différences au niveau de la formation des tourbillons : deux tourbillons symétriques se forment derrière une seule maison avec la modélisation numérique.

Que ce soit, expérimentalement ou numériquement, l'écoulement faiblement submergé montre les mêmes profils de vitesse que l'écoulement émergé en-dessous du niveau de la maison pour les 3 composantes moyennes de la vitesse.

Afin de mieux modéliser les interactions de la surface libre avec les détachements tourbillonnaires, des simulations LES avec prise en compte de la surface libre serait plus adaptée.

Néanmoins, il est donc possible d'explorer d'autres configurations géométriques qui n'ont pas pu être réalisées expérimentalement.

Les différentes configurations testées ont mis en évidence que la relation établie par (Nezu and Nakagawa, 1984) concernant le rapport de forme transverse  $Ar_y$  fonctionne toujours pour les canaux étroits discontinus.

Les résultats tendent à montrer qu'un seuil critique existe pour les taux de blocages  $\varphi_y$  et  $\varphi_x$ , cependant, il faudrait tester plus de configurations pour pouvoir définir plus précisément ce ratio.

Ici, il a été montré que la frontière basse des profils logarithmique de vitesse existe encore plus bas que  $2h$  comme établi récemment par (Rouzès, 2015) et (Rouzes et al., 2018) ainsi que très récemment par (Chagot, 2019), (Chetibi, 2019) et mes travaux de thèse.

A ce jour, la transition se situe bien entre  $0,98 < D/h < 1,20$ . Il serait nécessaire d'effectuer d'autres simulations 3D avec un code qui prend en compte la surface libre afin de pouvoir encadrer plus précisément la transition.

# Conclusion générale et perspectives

En 2050, l'Organisation des Nations Unies prévoit 250 millions de réfugiés climatiques dans le monde ; d'autres rapports évoquent le chiffre d'un milliard (Munier, 2017). Dans 95% des cas, cela est dû aux tempêtes et inondations (Munier, 2017) qui génèrent d'importants dégâts car de vastes superficies sont affectées (L'Expansion, 2011). Du fait du dérèglement climatique, les inondations extrêmes deviendront de plus en plus fréquentes et l'augmentation de leur intensité impliquera que des zones faiblement inondées pour des crues moyennes seraient fortement inondées pour ces crues extrêmes. Lors d'une inondation, les habitations ainsi que la végétation inondées se comportent comme des obstacles qui créent une résistance à l'écoulement.

Cette thèse fait partie du projet FlowRes (2015 – 2018: <https://flowres.irstea.fr/en/>), financé par l'Agence Nationale de la Recherche, dont l'objectif est de prédire les écoulements dans les plaines d'inondations dont l'occupation du sol varie lors de crues extrêmes.

Dans cette thèse, les cas d'écoulements avec obstacles émergés ont été étudiés, mais aussi les cas faiblement immergés pour lesquels les données de terrain sont rares, afin de mieux comprendre les processus associés à cette phase de transition entre l'émergence et la faible submergence des obstacles qui peut être critique en terme de gestion des secours aux populations.

Le premier objectif de cette thèse a été d'obtenir des données expérimentales relativement exhaustives en laboratoire d'écoulement en un lit majeur enherbé couvert de blocs représentant des habitations en se focalisant sur la structure de l'écoulement dont les structures tourbillonnaires pour des taux d'immersion de 42%, 93%, 98% et 148%.

Le second objectif a été de compléter la connaissance des processus associés à de tels écoulements à l'aide de modélisations 1D, 2D et 3D afin d'évaluer leur capacités respectives de prédiction des phénomènes prédominants et de quantifier les erreurs.

L'originalité de cette thèse a été de mener un travail d'analyse des écoulements avec obstacles émergés à faiblement submergés d'une part à l'aide de moyens expérimentaux et d'autre part, de confronter les différentes méthodes classiques de modélisation d'inondations aux résultats expérimentaux en vue de recommandations opérationnelles pour la simulation des inondations extrêmes.

## **Conclusions de la partie expérimentale**

Des mesures expérimentales ont été réalisées dans un canal simple de 1 m de large et 17,25 m de long. Ce canal est tapissé d'une pelouse artificielle modélisant de la prairie et recouvert de

prismes à base carrée représentant des habitations alignées. Une des caractéristiques originale de la configuration étudiée réside dans le taux de blocages  $\varphi_i$  très élevés dans les deux directions de l'espace  $\varphi_x = 44\%$  et  $\varphi_y = 45\%$  et peu étudié dans la littérature.

Quatre écoulements ont été étudiés, trois écoulements avec habitations émergées avec des taux d'immersion de 42%;93% et 98% et un écoulement avec habitations submergées dont le taux d'immersion est de 148%.

L'analyse s'appuie sur des mesures de hauteurs d'eau, obtenues à l'aide d'un limnimètre acoustique, et de vitesses effectuées à l'aide d'instruments de mesures optiques non intrusives (Particule Image Velocimetry, Large Scale Particule Image Velocimetry) et acoustiques plus intrusives (Acoustic Doppler Velocimeter).

Les expériences se sont focalisées sur l'influence du taux d'immersion  $D/h$  ( $D$  hauteur d'eau et  $h$  hauteur de l'habitation) sur la structure verticale de l'écoulement, notamment sur le profil vertical de la vitesse moyenne longitudinale et celui des grandeurs turbulentes. Le sillage des obstacles, les détachements tourbillonnaires, l'interaction de la surface libre avec les tourbillons dans le plan parallèle au fond ont été également analysés.

L'analyse expérimentale fine des écoulements avec des maisons alignées a montré que :

- l'obstruction créée par les obstacles entraîne la présence de veine lente derrière les maisons et de veines rapides entre celles-ci dans le sens longitudinal. La présence des obstacles, caractérisée par un taux de blocage, impliquent que la vitesse caractéristique de l'écoulement n'est pas la vitesse débitante mais la vitesse de porosité ou vitesse effective  $U_{\Phi(z)}$  qui prend en compte l'obstruction des obstacles ;
- les écoulements sont principalement unidirectionnels dans la direction longitudinale dans les veines rapides ;
- concernant les écoulements avec obstacles émergés, la structure verticale des profils verticaux de vitesse présente un phénomène de plongée avec une vitesse maximale à 40% de la hauteur d'eau à hauteur de la position  $\xi_{dip} \approx 0,4$ , montrant ainsi que ces écoulements peuvent donc être considérés comme une juxtaposition de canaux étroits longitudinaux dont la largeur caractéristique est donc la distance entre les maisons. Les résultats ont d'ailleurs montré la présence de courants secondaires dans l'écoulement. De plus, on peut noter une interaction entre les fréquences de détachement tourbillonnaires et la surface libre, d'où un phénomène de seiche, ainsi qu'un transfert de masse entre des rangées transverses de maisons. De plus, l'intensité turbulente 3D est supérieure à 30% avec présence de tourbillons et zone de recirculations derrière les maisons ;
- la comparaison des écoulements avec les maisons émergées a mis en évidence que le taux d'immersion n'influence pas les caractéristiques de l'écoulement jusqu'à  $D = h$  ;
- cette structure se retrouve dans les cas immergés pour la partie de l'écoulement située jusqu'à la hauteur de l'obstacle. Au dessus, on observe une zone de mélange autour de  $z/h = 1$  et ensuite une autre zone dans lequel l'écoulement coule plus rapidement et la distribution des vitesses présente un profil logarithmique typique des canaux larges. On note une forte diminution de l'intensité turbulente ;

- pour les quatre écoulements, une turbulence bidimensionnelle dans le plan horizontal ( $Ox$ ,  $Oy$ ) est cohérente avec les régimes d'écoulements trouvés (interférence de sillage, gap flow mode, quasi-interlocked flow et mode binaire).

### Conclusions de la partie numérique

Dans cette partie, des modélisations numériques 2D, basées sur les équations de Saint-Venant, ont représenté l'écoulement en présence d'habitations et une des expériences de (Dupuis, 2016) pour des arbres émergés.

Deux types de modélisation des obstacles a été proposés : d'une part une modélisation implicite par une perte de charge induite par les obstacles et d'autre part une modélisation explicite des obstacles dans le maillage ou la bathymétrie.

Les résultats montrent que, dans le cadre d'une modélisation implicite, une modélisation avec un coefficient de traînée, calibré sur le plus faible débit ou celui d'un obstacle isolé, permet d'obtenir une erreur sur la vitesse inférieure à 3% pour les arbres et 26% pour les maisons émergées et une erreur sur la hauteur d'eau inférieure à 7% pour les arbres et 18% pour les maisons émergées. En revanche, si la modélisation avec coefficient de frottement est utilisée, une analyse de sensibilité est absolument nécessaire pour être appliquée dans un cadre opérationnel car la variation du coefficient de frottement est importante entre un faible et un fort débit.

La modélisation explicite a permis d'obtenir des hauteurs d'eau avec des erreurs inférieures à 1% pour les arbres et 4% pour les maisons, sous conditions que le maillage soit suffisamment raffiné pour prendre en compte d'une part la géométrie des obstacles, notamment celle sans angles vifs telles que les arbres, et d'autre part la débitance correcte dans les veines rapides qui se créent pour les forts taux d'obstruction comme pour les habitations. La vitesse moyenne longitudinale a été correctement modélisée contrairement à la vitesse moyenne transversale qui est fortement influencée par la turbulence de l'écoulement considéré.

De si faibles erreurs permettent à un modélisateur, travaillant dans un cadre opérationnel, de quantifier les marges de sécurité requises en fonction du choix de la modélisation utilisée.

Des simulations numériques exploratoires 3D LES, basées sur les équations de Navier-Stokes, ont été réalisées et validées au niveau du profil vertical de la vitesse moyenne longitudinale  $U$  pour l'écoulement avec maisons émergées à 93% et maisons submergées à 148%. L'hypothèse forte de toit fixe influence peu la structure verticale du profil de vitesse longitudinale alors même qu'elle entraîne des différences au niveau de la formation et la position des tourbillons.

La représentation des interactions de la surface libre avec les détachements tourbillonnaires nécessiterait des simulations LES avec prise en compte de la surface libre.

La validation des distributions verticales de vitesse longitudinale a permis de générer un "canal numérique" afin d'explorer d'autres configurations géométriques qui n'ont pas pu être réalisées expérimentalement et d'observer leur influence sur le profil vertical de vitesse moyenne longitudinale. Les différentes configurations testées ont montré que, quelque soit le rapport de forme longitudinal  $Ar_x$ , c'est le rapport de forme transversale  $Ar_y$  qui est prédominant. Donc, la relation trouvée par (Nezu and Nakagawa, 1984) reste valide pour les canaux étroits discontinus. Des travaux complémentaires permettraient d'étudier les situations transitoires.

## Perspectives

Ce travail peut être approfondi selon divers axes qui consistent à :

- compléter les mesures expérimentales sur cette configuration afin d'obtenir une cartographie plus précise des hauteurs d'eau, de mesurer les pressions afin de quantifier le coefficient de traînée  $C_D$  dû aux obstacles ;
- étudier des écoulements complémentaires afin d'étudier la phénoménologie des distributions de vitesse pour des taux d'immersion compris entre  $98\% < D/h < 120\%$ . Une extension serait d'effectuer une configuration non uniforme avec une variation de rugosité soit longitudinale soit transversale ;
- approfondir les modélisations numériques 2D : d'une part en introduisant de la turbulence avec des modèles d'ordre zéro : longueur de mélange, puis d'ordre un avec une modélisation utilisant le modèle  $k-\omega$ , d'autre part en modélisant localement la porosité autour de chaque maison ;
- utiliser une modélisation 3D avec surface libre dans différentes configurations et notamment les formes et dimensions des maisons mais aussi l'agencement des divers bâtiments entre eux donc les autres configurations expérimentales du projet FlowRes.

Ces résultats permettront à terme d'anticiper le comportement des écoulements en zone habitée lors d'inondations et ainsi de donner des préconisations aux populations et aux services de secours.

Annexe A

# Données expérimentales complémentaires

*Mesures expérimentales ADV supplémentaires*

La figure A.1 montrent de fortes fluctuations de vitesse au niveau des arêtes aux positions  $y/(L/2)$  : 5, 45 et 6, 54 avec présence de profil de vitesse plat contrairement à la veine rapide où l'on retrouve un profil de vitesse de type parabolique.

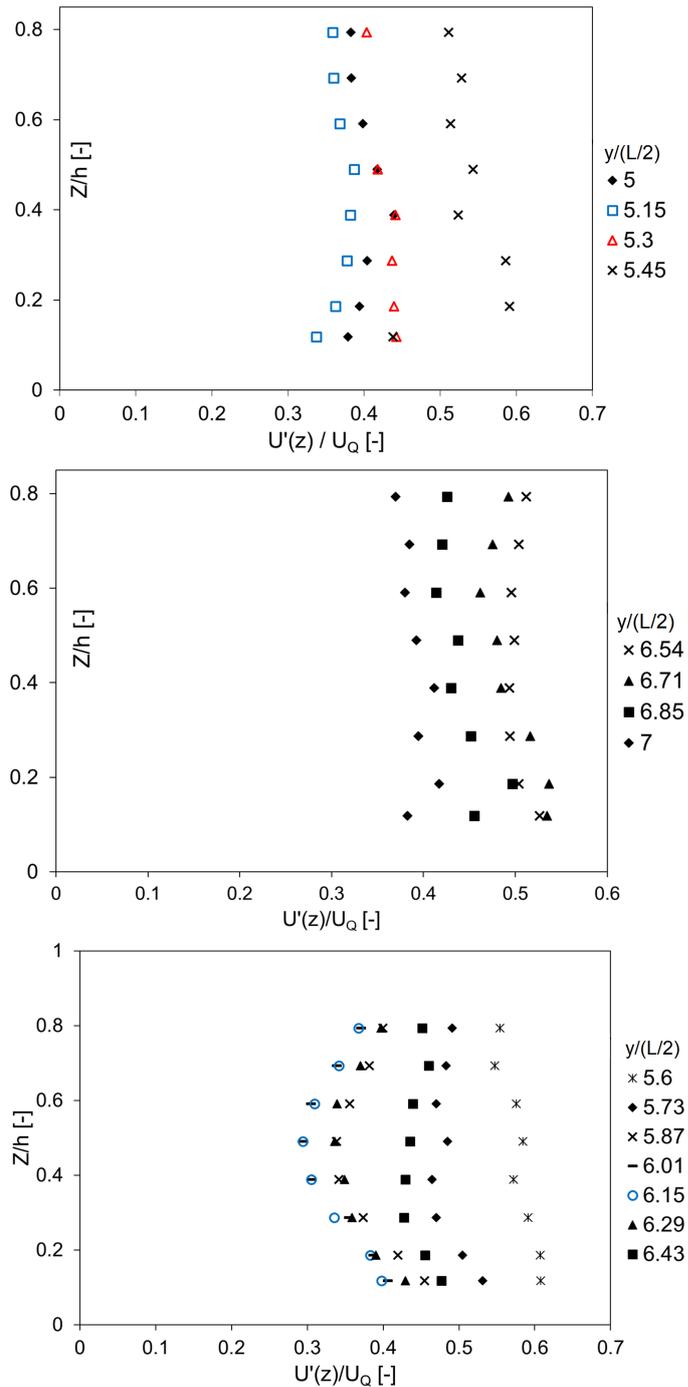


Figure A.1: Profils de vitesse  $U'(z)/U_Q$  en fonction du rapport  $z/h$  respectivement au niveau de la maison  $H_3$ , de la maison  $H_4$  et de la veine rapide de l'écoulement 93%

## A.1 Phénomène de battement ou seiche

Des mesures d'oscillations de la surface libre ont été réalisées (cf. figures A.2 et A.3). La figure A.2 montre que la seiche la plus importante est présente au niveau de l'écoulement  $D/h = 0,42$ . Tous les écoulements présentent le même mode d'oscillation mais plus la hauteur d'eau augmente et plus l'oscillation est faible. La figure A.3 montre que la hauteur d'eau se stabilise à des temps différents selon l'écoulement, après 4 heures pour  $D/h = 0,42$ ; après 1 heure pour les écoulements  $D/h = 0,93$  et  $0,98$  et après 3 heures pour  $D/h = 1,48$ .

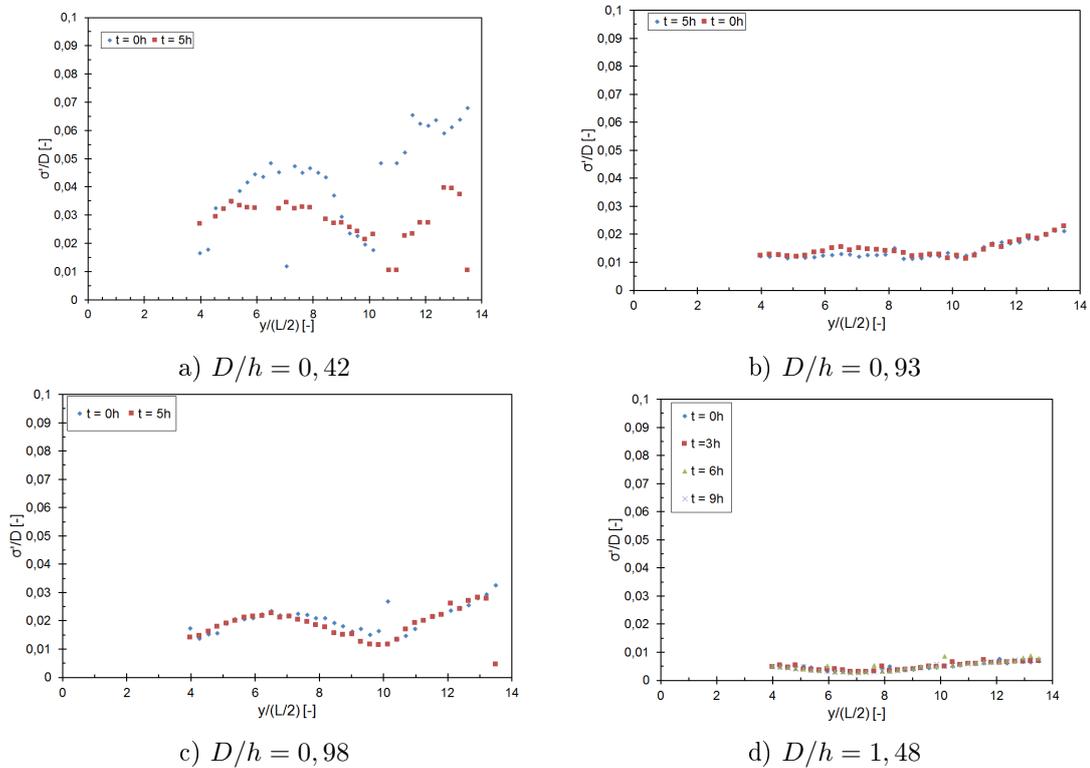


Figure A.2: Déviation standard de la hauteur d'eau instantanée  $\sigma'$  normalisée par la hauteur d'eau moyenne  $D$  à  $t = 0$  h et 5 h pour les quatre écoulements à la position  $x = 12$  m

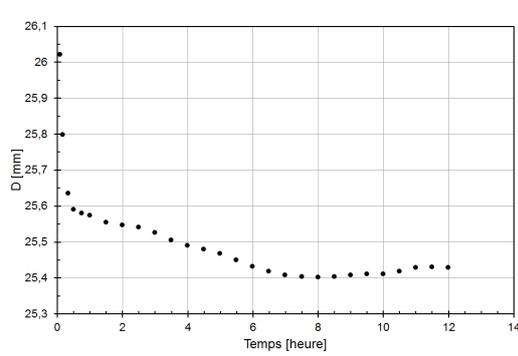
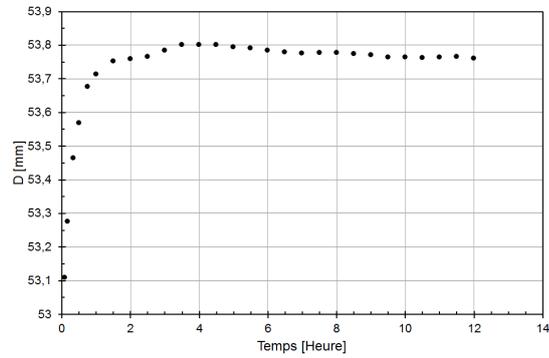
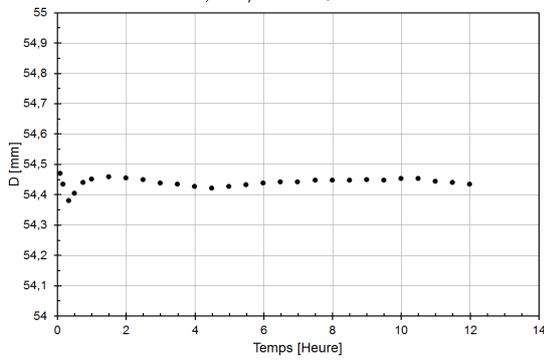
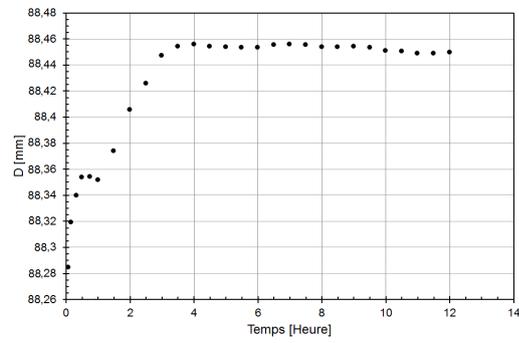
a)  $D/h = 0,42$ b)  $D/h = 0,93$ c)  $D/h = 0,98$ d)  $D/h = 1,48$ 

Figure A.3: Mesure de la hauteur d'eau à la position  $x = 12$  m et à la position  $y/(L/2) = 13$  derrière la maison  $H_7$

## Annexe B

# Présentation de l'expérience de Victor Dupuis (Dupuis, 2016)

Les expériences avec les arbres ont été étudiées expérimentalement par (Dupuis, 2016) au HHLAB à Irstea Lyon-Villeurbanne. Le canal de laboratoire mesure 18 m de long et 1 m de large avec deux types de rugosités hydrauliques :

- une rugosité de fond correspondant à une prairie dense très submergée, la même prairie que celle utilisée pour les expériences avec habitations ;
- des cylindres en bois rigide, en quinconce, de 1 cm de diamètre émergents correspondant à une forêt comme le montre la figure B.1.



Figure B.1: Photo du canal de 18 m de long et 1 m de large situé dans le laboratoire hydraulique d'Irstea-Lyon. Distribution en quinconce des cylindres (1458) de bois émergents de diamètre 1 cm installés sur de la prairie de 5 mm de haut (Dupuis, 2016)

Parmi toutes les expériences de Dupuis, deux cas de débit uniforme ont été modélisés avec des débits  $Q = 7 \text{ L/s}$  et  $15 \text{ L/s}$ . Le cas d'écoulement avec  $Q = 7 \text{ L/s}$  représente une inondation en conditions de faible débit pour laquelle des données sont disponibles, tandis que le cas d'écoulement

## **ANNEXE B: PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE DE VICTOR DUPUIS (?)**

---

avec  $Q = 15$  L/s représente une inondation extrême sans données.

Les principaux résultats concernant les expériences de (Dupuis, 2016) mentionnées sont :

- la colonne d'eau dans un réseau de cylindre peut se subdiviser en une région à vitesse constante dans la colonne d'eau supérieure et une couche limite dans la région proche du fond ;
- la hauteur de la couche limite est indépendante de la profondeur de l'eau et de l'état de surface du fond (lisse ou rugueux) ;
- inversement, la forme de la couche limite dépend de la rugosité du fond. Une augmentation locale de la vitesse longitudinale a été observée près du fond, aligné avec une rangée longitudinale de cylindres. Cette augmentation peut être liée à l'effet de turbulence induite par le fond, désorganisant l'allée de von Kármán, ce qui réduit les forces de traînée et la perte de vitesse dans le sillage du cylindre. La perte d'énergie supplémentaire est due au frottement du fond dans la région proche du fond. Le frottement est plus élevé pour un fond rugueux que pour un fond lisse, donc la vitesse près du fond est plus faible et l'accélération de vitesse est plus faible dans le cas d'un lit rugueux.

## Annexe C

# TELEMAC-MASCARET et équations

*Les simulations ont toutes été réalisées avec le système open-source TELEMAC-MASCARET (Hervouet, 2007) ([www.opentelemac.org](http://www.opentelemac.org)). Le système TELEMAC-MASCARET contient plusieurs code de calcul, allant du 1D au 3D, développé par le Laboratoire National d'Hydraulique et d'Environnement de la direction R&D de EDF. Les domaines d'applications de ce système sont les domaines maritimes et fluvial. Il est possible de le couplé à des modules supplémentaires pour résoudre le transport sédimentaire (SISYPHE) ou les effets de houle (TOMAWAC).*

## C.1 Equations 3D

La dynamique des fluides se décrit par les équations différentielles partielles non linéaires de Navier–Stokes. La solution générale de ces équations est encore inconnue, c’est pourquoi une ou des simplifications sont nécessaires.

Les équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement s’écrivent (cf. eq. C.1) :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \operatorname{div}(\vec{v}) = 0 \\ \rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v \right) = -\nabla P + \mu \nabla^2 v + F_{ext} \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

Avec :  $\rho$  la masse volumique du fluide,  $t$  le temps,  $v = (U, V, W)$  le champ de vitesse,  $p$  la pression du fluide,  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide et  $\nu = \mu/\rho$  la viscosité cinématique du fluide et  $F_{ext}$  les forces extérieures appliquées sur le fluide

Afin de simplifier les équations C.1, établissons les hypothèses suivantes :

- fluide Newtonien incompressible ici de l’eau ;
- écoulement stationnaire en moyenne temporelle ;
- écoulement uniforme ;
- la seule force s’appliquant sur le fluide est la force de gravité  $g$ . En considérant que la pente du canal  $S_0$  est très faible avec  $S_0 \ll 1$ ,  $\sin(\arctan S_0)$  devient  $S_0$  et  $\cos(S_0)$  devient 1, de ce fait les forces extérieures exercées sur le fluide appliqué aux différents axes deviennent :  $F_{extO_x} = \rho g S_0$ ,  $F_{extO_y} = 0$  et  $F_{extO_z} = \rho g$ .

Introduisons la décomposition de Reynolds qui permet aux champs de pression et de vitesse de se séparer en deux parties : la valeur moyennée temporellement et la fluctuation. Par exemple, pour chaque variable  $a$ , la valeur moyennée temporellement est  $\bar{a}$  et la fluctuation temporelle  $a'$  :  $a = \bar{a} + a'$ . Utilisons les notations suivantes :  $U = \bar{u}$ ,  $V = \bar{v}$ ,  $W = \bar{w}$  et  $P = \bar{p}$  et appliquons les aux équations C.1, on obtient les équations de Navier–Stokes moyennées selon la décomposition de Reynolds ou *Reynolds Averaged Navier–Stokes (RANS)* :

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial U^2}{\partial x} + \frac{\partial UV}{\partial y} + \frac{\partial UW}{\partial z} = \frac{-1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial \bar{u}'u'}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y} - \frac{\partial \bar{u}'w'}{\partial z} + gS_0 \\ \frac{\partial UV}{\partial x} + \frac{\partial V^2}{\partial y} + \frac{\partial VW}{\partial z} = \frac{-1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial x} - \frac{\partial \bar{v}'v'}{\partial y} - \frac{\partial \bar{v}'w'}{\partial z} \\ \frac{\partial UW}{\partial x} + \frac{\partial VW}{\partial y} + \frac{\partial W^2}{\partial z} = \frac{-1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial \bar{u}'w'}{\partial x} - \frac{\partial \bar{v}'w'}{\partial y} - \frac{\partial \bar{w}'w'}{\partial z} + g \end{cases} \quad (\text{C.2})$$

Dans la partie numérique, les équations C.2 seront utilisées ainsi qu’un modèle aux grandes échelles (*Large Eddy Simulations*).

Essayons de simplifier encore ces équations.

## C.2 Equations 2D

L'étude présentée ici concerne les écoulements à surface libre en canal ouvert. En hydraulique fluviale, les équations de transport les plus utilisées sont les équations aux dérivées partielles de Barré de Saint-Venant ou *Shallow water equations* que l'on peut traduire par équations en eaux peu profondes. Cela reflète bien l'hypothèse fondamentale de ces équations qui est que les échelles spatiales longitudinales et transverses sont très grandes devant l'échelle verticale. De plus, ce sont les équations de Saint-Venant moyennée sur la verticale qui sont très utilisées. Le respect des hypothèses suivantes permet d'obtenir ces équations moyennées sur la verticale :

- la distribution de la pression sur la verticale est hydrostatique, dans l'équation ?? tous les termes sont négligeables devant les termes de pression et de gravité. L'équation moyennée devient :  $P = \rho g(Z_s - z) + p_a$  avec  $Z_s$  la composante verticale de la surface libre et  $p_a$  la pression atmosphérique ;
- la vitesse verticale est négligeable  $W = 0$  ;
- la diffusion causée par la viscosité est négligeable devant la diffusion turbulente. La contrainte totale de l'écoulement devient égale au tenseur de Reynolds  $\tau$  ;
- la contrainte tangentielle à la surface libre est négligeable devant les autres contraintes de l'écoulement.

Le code utilisé ici, est TELEMAC-2D qui est un code à surface libre résolvant les équations de Saint-Venant avec la méthode des éléments finis ou volumes finis sur maillage structuré ou non. Les hypothèses utilisées pour résoudre les équations sont les suivantes :

- fluide incompressible,
- pression hydrostatique,
- approximation de Boussinesq.

TELEMAC-2D résout simultanément les quatre équations hydrodynamiques des équations de Saint-Venant (cf. eq. C.3). Les différents termes sources de ces équations sont résolus en une ou plusieurs étapes et la partie convective est résolue préalablement via la méthode des caractéristiques. La prise en compte des phénomènes de turbulence est imposée par l'utilisateur via une viscosité turbulente constante ou des modèles de types RANS tel que  $k - \epsilon$ .

Les simulations réalisées ici ne prennent pas en compte la turbulence, elles ont toutes été réalisées sans modèle de turbulence où la viscosité turbulente  $\nu_T$  est égale à zéro.

Donc,  $\nu = \nu_\mu + \nu_T = 1.10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , la viscosité moléculaire de l'eau. Les équations de Saint-Venant

2D peuvent s'écrire sous la forme où les inconnues sont  $D, u, v$  et  $Tr$  :

$$\begin{cases} \frac{\partial D}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} D + D \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = S_D \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} u = -g \frac{\partial Z}{\partial x} + S_x + \frac{1}{D} \vec{\nabla} \cdot (D \nu_T \vec{\nabla} u) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} v = -g \frac{\partial Z}{\partial y} + S_y + \frac{1}{D} \vec{\nabla} \cdot (D \nu_T \vec{\nabla} v) \\ \frac{\partial Tr}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} Tr = S_{Tr} + \frac{1}{D} \vec{\nabla} \cdot (D \nu_T \vec{\nabla} Tr) \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

avec  $D$  la hauteur d'eau [m],  $u, v$  les composantes de la vitesse [m/s],  $Tr$  le traceur passif [g/l] ou [c],  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $\nu, \nu_T$  coefficient de diffusion de vitesse et du traceur [m<sup>2</sup>/s],  $Z$  cote de la surface libre [m],  $t$  le temps [s],  $x, y$  composante d'espace horizontale [m],  $S_D$  source ou puit de fluide [m/s],  $S_x, S_y$  terme source ou puit des équations dynamiques [m/s<sup>2</sup>],  $S_{Tr}$  source et puits de traceur [g/L/s].

Les équations de Saint-Venant (cf. eq. C.3) avec porosité  $\Phi$  sous forme conservative deviennent :

$$\begin{cases} \frac{\partial \Phi D}{\partial t} + \text{div}(\Phi \vec{u}) = 0 \\ \frac{\partial \Phi D u}{\partial t} + \text{div}(\Phi D u \vec{u}) = -g \Phi D \frac{\partial Z}{\partial x} + \Phi D F_x + \text{div}(\Phi D \nu_T \vec{\nabla} u) \\ \frac{\partial \Phi D v}{\partial t} + \text{div}(\Phi D v \vec{u}) = -g \Phi D \frac{\partial Z}{\partial y} + \Phi D F_y + \text{div}(\Phi D \nu_T \vec{\nabla} v) \end{cases} \quad (\text{C.4})$$

L'écoulement est stationnaire et uniforme. Lorsque la porosité vaut 1, on retrouve les équations de Saint-Venant standard.

Annexe D

Résultats numériques 3D  
complémentaires

## D.1 Maisons submergées à 148%

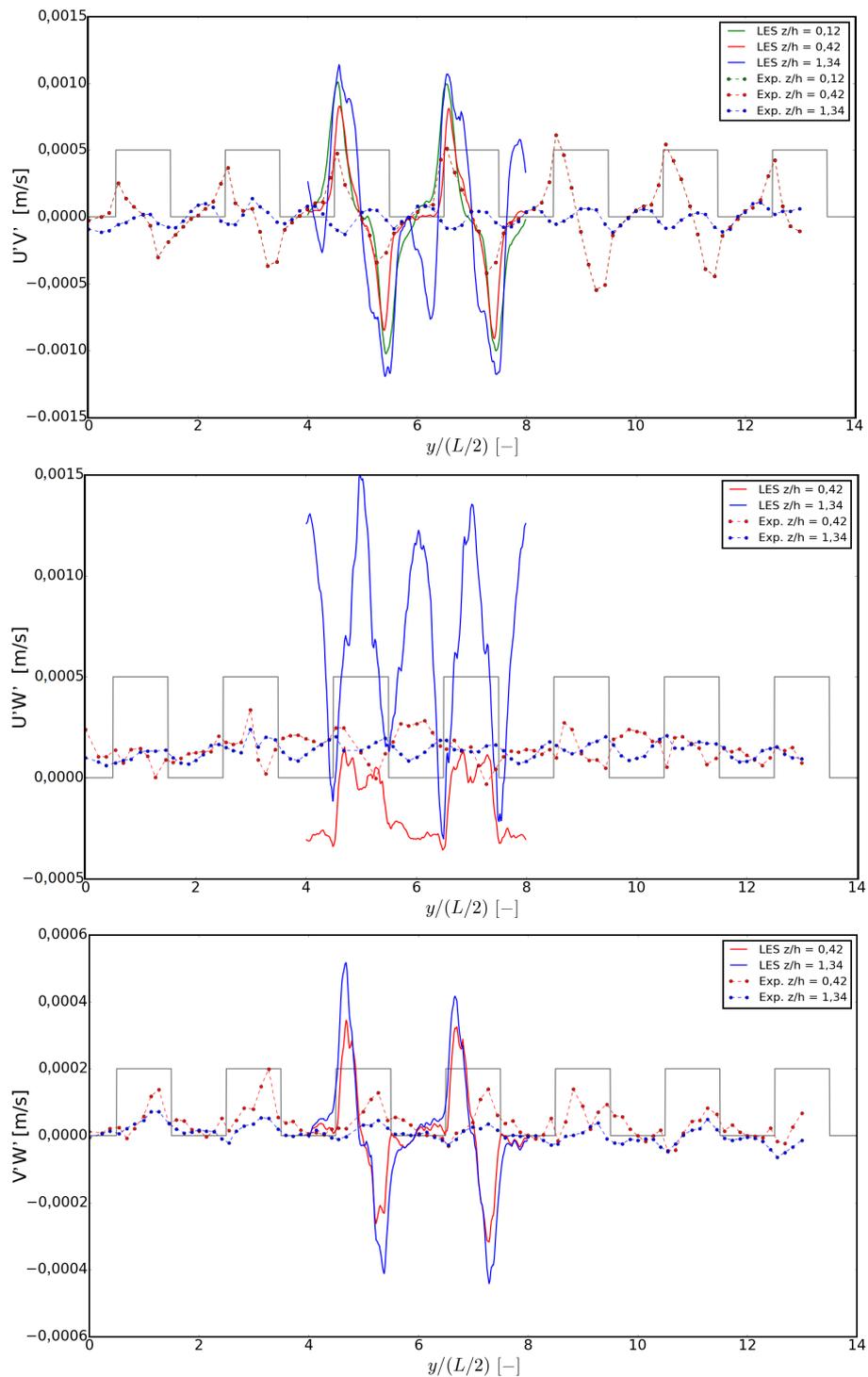


Figure D.1: Comparaison des tenseurs de Reynolds au niveau des profils transverses entre l'expérimentale et la LES pour l'écoulement  $D/h = 1,48$

La figure D.1 présente la comparaison des tenseurs de Reynolds au niveau des profils transverses entre l'expérimentale et la LES. Le tenseur  $U'V'$  montre que la simulation LES sur-estime en valeur absolue les valeurs expérimentales et qu'un comportement différent à lieu à l'altitude  $z/h = 1,34$  proche de la surface libre, au milieu de la veine rapide, le tenseur n'est plus nul.

La LES sur-estime le tenseur  $U'W'$  proche de la surface libre et le sous estime dans la colonne d'eau à l'altitude  $z/h = 0,42$ .

La LES sur-estime en valeur absolue le tenseur  $V'W'$  avec présence de deux pics derrière les maisons et un déphasage par rapport à l'expérience, lorsque le tenseur mesuré expérimentalement est maximale celui de la LES est minimale et vis et versa.

Les tableaux D.1 et D.2 récapitulent les paramètres des 16 configurations testées.

N°	0	1	2	3	4	5	6	7	8
$Ar_x$ [-]	1,44	0,72	1,59	8	8	4,96	4,9	3,24	1,27
$Ar_y$ [-]	1,44	6,5	7	8	1,44	1,44	2,02	1,78	3
$\varphi_x$ [%]	44	42,85	30	13	13	19	10	14,4	30
$\varphi_y$ [%]	45	14,36	6,97	12,69	44,75	44,69	35	37,97	26,66
$Ar_x/Ar_y$ [-]	1	0,11	0,28	1	5,55	3,44	2,42	1,819	0,42
$\varphi_x/\varphi_y$ [-]	0,980	2,98	4,30	1,024	0,29	0,425	0,285	0,379	1,128
$L_x$ [m]	0,143	0,07	0,125	0,504	0,504	0,3368	0,3	0,2083	0,1
$L_y$ [m]	0,143	0,4176	0,41	0,504	0,143	0,1432	0,1714	0,158	0,225
$\ell_x$ [m]	0,064	0,03	0,0375	0,064	0,064	0,064	0,03	0,03	0,03
$\ell_y$ [m]	0,064	0,06	0,025	0,064	0,064	0,064	0,06	0,06	0,06
$B$ [m]	0,286	0,8352	0,82	1,008	1,008	0,2864	0,34248	0,316	0,45
$L_c$ [m]	0,286	0,14	0,25	1,008	0,286	0,6736	0,6	0,4166	0,2
$Q$ [L/s]	3,330	4,4	8,72	11,27	6,57	3,33	5,85	4,67	3,81
Dip/No dip	Dip	No Dip	No Dip	No Dip	Dip	Dip	Dip	Dip	Dip

Tableau D.1: Catégorisation des écoulements en fonction des obstacles

N°	9	10	11	12	13	14	15	16
$Ar_x$	5,4	7	5,4	3,86	3,86	2,84	3,5	4,13
$Ar_y$	4,5	3	2,5	3	3	1,44	1,44	1,44
$\varphi_x$	14,4	11	14,4	15	15	29,06	24,95	21,98
$\varphi_y$	9,17	13,15	15,38	13,15	18,51	44,69	44,69	44,69
$Ar_x/Ar_y$	1,2	2,33	2,16	1,28	1,28	1,97	2,87	2,86
$\varphi_x/\varphi_y$	0,637	0,836	0,936	1,14	0,81	0,65	0,56	0,49
$L_x$	0,347	0,435	0,347	0,25	0,25	0,22	0,2565	0,29115
$L_y$	0,2725	0,19	0,1625	0,19	0,2025	0,14	0,1432	0,1432
$\ell_x$	0,05	0,05	0,05	0,0375	0,0375	0,064	0,064	0,064
$\ell_y$	0,025	0,025	0,025	0,025	0,0375	0,064	0,064	0,064
$B$	0,545	0,38	0,325	0,38	0,405	0,2864	0,2864	0,2864
$L_c$	0,694	0,87	0,694	0,5	0,5	0,4404	0,513	0,5823
$Q$ [L/s]	11,13	10,6	9,06	8,44	7,236	3,33	3,33	3,33
Dip/No dip	Dip	Dip	Dip	Dip	Dip	Dip	Dip	Dip

Tableau D.2: Catégorisation des écoulements en fonction des macro-rugosités



# Annexe E

## Projet FlowRes

*Le projet ANR FlowRes (2015-2018) <https://flowres.irstea.fr/en/>), financé par l'Agence Nationale de la Recherche, dont l'objectif est de prédire les écoulements dans les plaines d'inondations dont l'occupation du sol varie lors de crues extrêmes.*

*Ce projet a deux objectifs :*

- 1. Améliorer l'évaluation des hauteurs et vitesses de l'eau dans les plaines d'inondation en analysant en laboratoire la structure hydrodynamique (hauteur et vitesse),*
- 2. Evaluer si les modélisations numériques existantes pour les périodes de retour T 100 ans sont extrapolable à T 1000 ans ou T 10000 ans.*

Ce projet est divisé en deux parties : une partie expérimentale et une partie de modélisation numériques, elles mêmes divisées en sous-taches. Cette classification est tirée de la restitution du projet.

## 1. Partie expérimentale :

### 1.1. Transition verticale de rugosité hydraulique

Le projet s'est focalisé sur la transition émergence / faible submersion, l'analyse portant sur la structure de l'écoulement à petite échelle (rugosité) et grande échelle (bief) et sur l'étude des ondes à la surface de l'eau induites par le détachement tourbillonnaire derrière les éléments.

### 1.2. Transition longitudinale de rugosité hydraulique

Le projet s'est focalisé sur des transitions entre rugosité de fond (type prairie) et éléments de rugosités émergents (zone boisée), en lit majeur isolé ou communicant avec le lit mineur. L'analyse a porté sur la résistance à l'écoulement, les courbes de remous, et la structure de l'écoulement, à l'amont et à l'aval des transitions de rugosité, ainsi que sur les ondes de surface créées par les rugosités.

### 1.3 Transition latérale de rugosité hydraulique:

Le projet s'est focalisé sur des variations (i) entre rugosités de fond (prairie ou fond lisse) et zones d'éléments de rugosités émergées ou submergées (maisons), (ii) entre deux zones d'éléments de rugosités émergées ou submergées (maisons) dont l'arrangement et/ou la densité différent.

### 1.4 : Rugosité hydraulique

Le projet s'est intéressé à des écoulements présentant conjointement plusieurs types de résistance, en l'occurrence à la fois un fond rugueux et des bâtiments. Le travail a porté principalement (i) sur les rôles respectifs du frottement sur le lit et de la force de traînée exercée sur les obstacles dans la résistance à l'écoulement d'inondation, et (ii) sur la manière de les modéliser au sein de simulations numériques.

## 2. Partie modélisation numérique

### 2.1. Modélisations numériques versus données expérimentales

Pour évaluer les pratiques de modélisation, la première étape a consisté à comparer les données expérimentales à différents types de simulations (1D, 1D+, 2D, et 3D) et méthodes de modélisation de la résistance à l'écoulement (rugosités de fond, forces de traînée exercées sur les éléments de rugosité, effets combinés des deux). La seconde étape a consisté à améliorer certaines méthodes de modélisation de la résistance à l'écoulement.

### 2.2 : Modélisation numérique des inondations à Besançon

A travers un exemple de territoire inondé fortement, il s'agit de montrer le caractère applicable des méthodes développées et de comparer l'incertitude apportée par le calcul hydraulique (variable selon les méthodes et localisations) avec l'incertitude souvent jugée comme principale en matière d'inondation extrême, à savoir celle liée à l'hydrogramme de crue.

Mes travaux de thèse s'intègre dans la partie expérimentale au niveau de la tache 1.1 concernant la transition verticale, et dans la partie numérique au niveau de la tache 2.1 concernant les modélisations numériques comparées aux données expérimentales, à savoir que uniquement mes travaux ont été traité numériquement à la fois en 1D, 2D et 3D.

# Références bibliographiques

- Abily, M. (2015). *High-resolution modelling with bi-dimensional shallow water equations based codes - High-resolution topographic data use for flood hazard assessment over urban and industrial environments*. PhD thesis, Université Nice-Sophia Antipolis.
- Afgan, I., Kahil, Y., Benhamadouche, S., and Sagaut, P. (2011). Large eddy simulation of the flow around single and two side-by-side cylinders at subcritical reynolds numbers. *Phys. Fluids*, 23:075–101.
- agence de l'eau RM (2016). *Guide Pratique : Mise en place de l'autosurveillance des réseaux d'assainissement*. Etablissement public du ministère en charge du développement durable.
- Alam, M. M., Moriya, M., and Sakamoto, H. (2003). Aerodynamic characteristics of two side-by-side circular cylinders and application of wavelet analysis on the switching phenomenon. *J. Fluids Struct.*, 18:325–346.
- Alam, M. M., Zheng, Q., and Hourigan, K. (2017). The wake and thrust by four side-by-side cylinders at a low re. *Journal of Fluids and Structures*, 70:131–144.
- Alam, M. M. and Zhou, Y. (2007). Flow around two side-by-side closely spaced circular cylinders. *J. Fluid Struct.*, 23:799–805.
- ASN (2013). Guide de l'a.s.n. numéro 13 : Protection des installations nucléaires de base contre les inondations extrêmes. Technical Report 13, Autorité de Sûreté Nucléaire.
- Bao, Y., Wu, Q., and Zhou, D. (2012). Numerical investigation of flow around an inline square cylinder array with different spacing ratios. *Computers & Fluids*, 55:118–131.
- Bathurst, J. (1985). Flow resistance estimation in mountain rivers. *Journal of Hydraulic Engineering*, 111(4):625–643.
- Bayazit, M. (1976). Free surface flow in a channel of large relative roughness. *Journal of Hydraulics Research*, 14(2):115–126.
- Bearman, P. W. and Trueman, D. M. (1972). An investigation of the flow around rectangular cylinders. *The Aeronautical Quarterly*, 23:229–237.
- Bearman, P. W. and Wadcock, A. J. (1973). The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream. *J. Fluid Mech.*, 61:499–511.

- Bertier, N. (2006). *Simulations des grandes échelles en aérothermique sur des maillages non-structures généraux*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI).
- Blanckaert, K., Duarte, A., and 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., and 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. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 64(2-3):249–265.
- Brito, M., Fernander, J., and Leal, J. (2016). Porous media approach for rans simulation of compound open-channel flows with submerged vegetated floodplains. *Environ. Fluid Mech., Springer Nature*.
- Calmet, I. and 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.
- Carini, M., Gianetti, F., and Auteri, F. (2014). On the origin of the flip-flop instability of two side-by-side cylinder wakes. *J. Fluid Mech.*, 742:552–576.
- Carrier, M. (1972). *Hydraulique générale et appliquée*. Technical report, Eyrolles.
- Cassan, L., Roux, H., and Garambois, P.-A. (2017). A semi-analytical model for the hydraulic resistance due to macro-roughnesses of varying shapes and densities. *Water Resources and Environmental Fluid Mechanics: From the Glacier to the Lake/Ocean*, 9(637):18.
- Chagot, L. (2019). *Struture de la couche limite turbulente dans une canopée : effets de confinement*. *Thèse de Doctorat, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), UMR*.
- Chanson, H. (2004). *Hydraulics of open channel flow*. Number ISBN : 97800880472973. Elsevier, 2nd edition.
- Chanson, H. (2018). Communication personnelle.
- Chatterjee, D. and Amiroudine, S. (2010). Two-dimensional mixed convection heat transfer from confined tandem square cylinders in cross-flow at low reynolds numbers. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 37(1):7–16.
- Chen, J.-T., Lee, J.-W., Wu, C.-F., and Lee, Y.-T. (2013). Study on harbor resonance and focusing by using the null-field biem. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 37(7-8):1107–1116.
- Chetibi, M. (2019). Communication personnelle, modélisation des écoulements turbulents dans des canaux non prismatiques. *Thèse de Doctorat en cours, Ecole Polytechnique d'Alger*.
- Chetibi, M., Proust, S., and Benmamar, S. (2019). Transverse surface waves in steady uniform and non-uniform flows through an array of emergent and slightly submerged square cylinders. *To appear in the Journal of Hydraulic Research*, pages 1–14.

- Coanda, H. (1936). Device for deflecting a stream of elastic fluid projected into an elastic fluid. *U.S. Patent No. 2.052.869*.
- Coccal, O., Thomas, T., Castro, I., and Belcher, S. (2006). Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles. *Boundary-Layer Meteorology*, 121(3):491–519.
- Coles, D. (1956). The law of the wake in the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mec.*, 1(2):191–226.
- Cooper, J., Aberle, J., Koll, K., Koll, K., and Tait, S. (2013). Influence of relative submergence on spatial variance and form-induced stress of gravel-bed flows. *Water Resources*, 49(9):5765–5777.
- Cousteix, J. (1989). *Aérodynamique : turbulence et couche limite*. Number ISBN13 : 978-2-85428-210-8. Cépaduès-éditions.
- Davis, R. W. and Moore, E. F. (1982). A numerical study of vortex shedding from rectangles. *Journal of Fluid Mechanics*, 116:475–506.
- Dean, R. and Dalrymple, R. (1991). *Water wave mechanics for engineers and scientists*. World scientific publishing co. pte. ltd.
- Detert, M. (2008). Hydrodynamic processes at water-sediment interface of streambeds. *PhD thesis, University Fridericiana, Karlsruhe (Germany)*.
- DHI (2007b). Mike 21 and mike 3 flow model fm, hydrodynamic and transport module, scientific documentation. *Danish Hydraulics Institute*.
- Ding, H., Shu, C., Yeo, Y., and Xu, D. (2007). Numerical simulation of flows around two circular cylinders by mesh-free least square base finite methods. *Int. J. Numer. Method Fl.*, 53:305–332.
- Dupuis, V. (2016). Experimental investigation of flows subjected to a longitudinal transition in hydraulic roughness in single and compound channels. *Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1*.
- Dupuis, V., Proust, S., Berni, C., and Paquier, A. (2016). Combined effects of bed friction and emergent cylinder drag in open channel flow. *Environ. Fluid Mech., Springer Nature*.
- Dutta, S., Muralidhar, K., and Panigrahi, P. (2003). Influence of the orientation of a square cylinder on the wake properties. *Experiments in Fluids*, 34:16–23.
- Européenne, U. (2007). Directive 2007/60/ce du parlement européen et du conseil, du 23 octobre 2007, relative à l'évaluation et à la gestion des risques d'inondation. *Journal officile de l'Union Européenne*, pages 27–34.
- Farell, C., Carrasquel, S., Guven, O., and Patel, O. (1977). Effect of wind-tunnel walls on the flow past circular cylinders and cooling tower models. *Journal of Fluids Engineering*, 99(3):470–479.

- Florens, E. (2010). Couche limite turbulente dans les écoulements à surface libre : étude expérimentale d'effets de macro-rugosités. *Thèse de Doctorat, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), UMR 5502*.
- Franca, M., Ferreira, R., and Lemmin, U. (2008). Parametrization of the logarithmic layer of double-averaged streamwise velocity profiles in gravel-bed river flows. *Advances in Water Resources*, 31(6):915–925.
- Ghanmi, A., Robert, J., and Khelifi, M. (1997). Three-dimensional finite element model to simulate secondary flows : development and validation. *J. Hydr. Res.*, 14(3):291–300.
- Ghomeshi, M., Mortazavi-Dortazavi, S.-A., and Falconer, R. (2007). Amplitude of wave formation by vortex shedding in open channels velocimeter data. *Journal of Applied sciences*, 7(24):3927–3934.
- Goring, D.-G. and Nikora, V.-I. (2002). Despiking acoustic doppler velocimeter data. *Journal of Hydraulic Engineering-Asce*, 128(1):117–126.
- Guillén-Ludeña, S., e. a. (2016). Characterization of flow resistance in a floodplain for varying building density. In *Sustainable Hydraulics in the Era of Global Change : Proceedings of the 4th IAHR Europe Congress*, Liege, Belgium. CRC Press.
- Guillén-Ludeña, S., Lopez, D., Mignot, E., and Rivière, N. (2018). Flow resistance for varying density of obstacles on smooth and rough bed. *Journal of Hydraulic Engineering*, en cours de publication.
- Hanna, S., Tehranian, S., Carissimo, B., Macdonald, R., and Lohner, R. (2002). Comparisons of model simulations with observations of mean flow and turbulence within simple obstacle arrays. *Atmospheric Environment*, 36(32):5067–5079.
- Hauet, A. (2006). *Estimation de débit et mesure de vitesse en rivière par Large-Scale Particle Image Velocimetry, Discharge estimates and velocity measurements using Large-Scale Particle Image Velocimetry (in French)*. PhD thesis, INP Grenoble, France.
- Hervouet, J.-M. (2007). *Hydrodynamics of free surface flows*. Wiley, Chichester.
- Hinze, J. (1967). Secondary currents in wall turbulence. *J. Phys. Fluids*, pages Supplement, S122–S125.
- Ikeda, S. (1981). Self-forced straight channels in sandy beds. *J. Hydr. Div.*, 107:389–406.
- Islam, S. U., Abbasi, W. S., and Ying, Z. C. (2016). Transitions in the unsteady wakes and aerodynamic characteristics of the flow past three square cylinders aligned inline. *Aerospace Science and Technology*, 50:96–111.
- Jafari, A., Ghomeshi, M., Bina, M., and Kashefipour, S.-M. (2010). Experimental study on ten modes of transverse waves due to vertical cylinders in open channels. *Journal of Foof Agriculture and Environment*, 8(2):949–955.

- Karthik Selva Kumar, K. and Kumaraswamidhas, L. (2016). Investigation on cross flow characteristics over side-by-side square cylinders at different spacing conditions. *Alexandria Engineering Journal*, 55:1053–1062.
- Katul, G., Wiberg, P., Albertson, J., and Hornerger, G. (2002). A mixing layer theory for flow resistance in shallow streams. *Water Resources Research*, 38(11).
- Kim, H. J. and Durbin, P. A. (1988). Investigation of the flow between a pair of circular cylinders in the flopping regime. *J. Fluid Mech.* Z1+Z, 196:431–448.
- Kim, S. and Alam, M. M. (2015). Characteristics and suppression of flow induced vibrations of two side-by-side circular cylinders. *J. Fluid Struct.*
- Kirkgöz, M. S. and Ardiçlioğlu, M. ((1997)). Velocity profiles of developing and developed open channel flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 123(12):1099–1105.
- Kironoto, B. and Graf, W. (1994). Turbulence characteristics in rough non-uniform open-channel flow. *In Proceedings of the Institution of civil engineers-water maritime and energy*, 112(4):336–348.
- Kolar, V., Lyn, D., and Rodi, W. (1997). Ensemble-average measurements in the turbulent near-wake of the two side-by-side square cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 346:201–237.
- Koll, K. (2006). Parametrisation of the vertical velocity in the wall region over rough surfaces. *In R.M.L. Ferreira, E.C.T.L Alves, J.C.A.B. Leal, A.H. Cardoso (Eds) River Flow 2006 Proceedings of the International Conference on Fluvial Hydraulics, Lisbon, Portugal*, 1:163–172.
- Kumada, M., Hiwada, M., Ito, M., and Mabuchi, I. (1984). Wake interference between three circular cylinders arranged side by side normal to a flow. *Trans. JSME* 50, pages 1699–1707, (in Japanese).
- Kumar, S., Sharma, A., and Agrawal, A. (2008). Simulation of flow around a row of square cylinders. *J. Fluid Mech.*, 606:369–397.
- Lankadasu, A. and Vengadesan, S. (2008). Interference effect of two equal-sized square cylinders in tandem arrangement: With planar shear flow. *International journal for numerical methods in fluids*, 57(8):1005–1021.
- Larrarte, F. and Cottineau, L. M. (2008). The hydre project: 2d sampling of velocities and concentrations in sewer channels. *BLPC*, 272:21–32.
- Lawrence, D. S. L. (1997). Macroscale surface roughness and frictional resistance in overland flow. *Earth Surface processes and landforms, The Journal of the British Geomorphological Group*, 22(4):365–382.
- Lawrence, D. S. L. (2000). Hydraulic resistance in overland flow during partial and marginal surface inundation : Experimental observations and modeling. *Water Resources Research*, 36(8):2381–2393.

- Le Coz, J., le Boursicaud, R., Jodeau, M., Hauet, A., and Marchand, B. (2014). Image-based velocity and discharge measurements in field and laboratory river engineering studies using the free fudaa-ispiv software. In *In Proceedings of the International Conference on Fluvial Hydraulics, RIVER FLOW* (pp. 1961-1967).
- L'Expansion (2011). 10 ans de catastrophes naturelles en france. *L'Express* 24/04/2011. ([https://l'expansion.leexpress.fr/actualite-economique/10-ans-de-catastrophes-naturelles-en-france\\_1361140.html](https://l'expansion.leexpress.fr/actualite-economique/10-ans-de-catastrophes-naturelles-en-france_1361140.html)).
- Luo, S., Chew, Y., and Ng, Y. (2003). Characteristics of square cylinder wake transition flows. *Physics of Fluids*, 15(9):2549–2559.
- Lyn, D., Einav, S., Rodi, W., and Park, J.-H. (1995). A laser-doppler velocimetry study of ensemble-averaged characteristics of the turbulent near wake of a square cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 304:285–319.
- Macdonald, R. (2000). Modelling the mean velocity profile in the urban canopy layer. *Boundary-Layer Meteorology*, 97(1):25–45.
- Massey, B. S. and Ward-Smith, J. (2006). *Mechanics of Fluids*, volume 1. Crc Press, 8th edition edition.
- McSherry, R., Chua, K., and Stoesser, T. (2017). Large eddy simulation of free-surface flows. *Journal of Hydrodynamics*, 29(1):1–12.
- Modi, V. J. and El-Sherbiny, S. (1971). Effect of wall confinement on aerodynamics of stationary circular cylinders. In *3rd Conf. Wind Effects*, pages 365–375.
- Munier, J. (2017). Les réfugiés climatiques. France culture (<https://www.franceculture.fr/emissions/le-journal-des-idees/les-refugies-climatiques>).
- Muste, M., Lee, K., and Bertrand-Krajewski, J.-L. (2012). Standardized uncertainty analysis for hydrometry: a review of relevant approaches and implementation examples. *Hydrological Sciences Journal*, 57(4):643–667.
- Naot, D. (1984). Response of channel flow to roughness heterogeneity. *J. Hydr. Eng.*, 110(11):1568–1587.
- Nepf, H. and Vivoni, E. (2000). Flow structure in depth-limited, vegetated flow. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 105(C12):28547–28557.
- Nepf, H. M. (2012). Flow and transport in regions with aquatic vegetation. *Annual review of fluid mechanics*, 44:123–142.
- Newman, B. G. (1961). The deflection of plane jets by adjacent boundaries-coanda effect. *Boundary layer and flow control*.
- Nezu, I. and Nakagawa, H. (1984). Cellular secondary currents in straight conduit. *J. Hydr. Eng.*, 110((2)):173–19.

- Nezu, I. and Nakagawa, H. (1993). Turbulence in open-channel flows. In A.A., *Balkema, Rotterdam, The Netherlands : IAHR Monograph series*.
- Nezu, I., Nakagawa, H., and Rodi, W. (1989). Significant difference between secondary currents in closed channels and narrow open channels. In *Proc. 23rd IAHR Congress Delft The Netherland*, volume A, pages 125–132.
- Nezu, I. and Rodi, W. (1985). Experimental study on secondary currents in open channel flow. In *Proc. 21st Congress of IAHR, Melbourne*, volume 2, pages 115–119.
- Nicoud, F. and Ducros, F. (1999). Subgrid-scale stress modelling base on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 62(3):183–200.
- Nikora, V., McLean, S., Coleman, S., Pokrajac, D., McEwan, I., Campbell, L., Aberle, J., Clunie, D., and Koll, K. (2007). Double-average concept for rough-bed open-channel and overland flows : Applications. *Journal of Hydraulic Engineering*, 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*.
- Okajima, A. (1982). Strouhal numbers of rectangular cylinders. *J. Fluid Mech.*, 123:379–398.
- Oke, T. R. (1988). Street design and urban canopy layer climate. *Energy and buildings*, 11(1-3):103–113.
- Parsons, A., Abrahams, A., and Wainwright, J. (1994). On determining resistance to interrill overland flow. *Water Resources Research*, 30(12):3515–3521.
- Peltier, Y., Rivière, N., Proust, S., Mignot, E., Paquier, A., and Shiono, K. (2013). Estimation of the error on the mean velocity and on the reynolds stress due to a misoriented adv probe in the horizontal plane: Case of experiments in a compound open-channel. *Flow Measurement and Instrumentation*, 34:34–41.
- Piomelli, U. and Chasnov, J. (1996). Large-eddy simulations: theory and applications. In *Turbulence and transition modelling*, pages 269–336. Springer.
- Pokrajac, D., Campbell, L., Nikora, V., Manes, C., and McE (2007). Quadrant analysis of persistent spatial velocity perturbations over square-bar roughness. *Experiments in Fluids*, 42(3):413–423.
- Prandtl, L. (1952). Essentials of fluids dynamics. *London : Blackie*.
- Proust, S., Berni, C., Boudou, M., Chiaverini, A., Dupuis, V., Faure, J.-B., Paquier, A., Lang, M., Guillén-Ludeña, S., Lopez, D., Mignot, E., Rivière, N., Chagot, L., Rouzes, M., Moulin, F., Goutal, N., Oukacine, M., Peltier, Y., Ferreira, R. M., Brito, M., Alves, E., Miltiadis, G., Leal, J., Mathurin, B., Soares-Frazao, S., Bousmar, D., Fernandes, J., and Eiff, O. (2016). Predicting the flow on the floodplains with evolving land occupations during extrême flood events (flowres anr project). In *FLOODrisk 2016 - 3rd European Conference on Flood Risk Management, E3S Web of Conferences*.

- Raupach, M., Antonia, R., and Rajagopalan, S. (1991). Rough-wall turbulent boundary layers. *Appl. Mech. Rev.*, 44((1)):1–25.
- Rickenmann, D. and Recking, A. (2011). Evaluation of flow resistance in gravel-bed rivers through a large field data set. *Water Resources Research*, 47(7).
- Robertson, F. (2016). *An experimental investigation of the drag on idealised rigid, emergent vegetation and other obstacle in turbulent free-surface flows*. PhD thesis, School of Mechanical, Aerospace and Civil Engineering.
- Roshko, A. (1954). On the development of turbulent wakes from vortex streets. *National Advisory Committee for Aeronautics*, 1191:1–28.
- Rouse, H. (1965). Critical analysis of open-channel resistance. *Journal of Hydraulics Division ASCE* 91 (HY4), 91(4):1–23.
- Rouzès, M. (2015). *Étude expérimentale de l'hydrodynamique d'un écoulement turbulent sur fond rugueux en situation naturelle et/ou à faible submersion*. PhD thesis, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) UMR 5502.
- Rouzes, M., Moulin, F. Y., Florens, E., and Eiff, O. (2018). Low relative-submergence effects in a rough-bed open-channel flow. *Journal of Hydraulic Research*, pages 1–28.
- Saeedi, M. and Wang, B.-C. (2015). Large-eddy simulation of turbulent flow and dispersion over a matrix of wall-mounted cubes. *Physics of Fluids*, 27(115104):34.
- Sakamoto, H., Haniu, H., and Obata, Y. (1987). Fluctuating forces acting on two square prisms in a tandem arrangement. *Journal of Wind Engineering and Industrial*, 26:85–105.
- Sarkar, A. (2012). Vortex-excited transverse surface waves in an array of randomly placed circular cylinders. *Journal of Hydraulic Engineering*, 138(7):610–618.
- Schey, O. and Biermann, A. (1930). The effect of cowling on cylinder temperatures and performances of a wright j-5 engine. Technical Report 332, NASA.
- Schlichting, H. (1979). *Boundary-Layer Theory*. Mc Graw Hill.
- Sharify, E., Saito, H., Harasawa, H., Takahashi, S., and Arai, N. (2013). Experimental and numerical study of blockage effect on flow characteristics around a square cylinder. *Journal of JSEM*, 13:s7–s12.
- Stoesser, T., Kim, S., and Diplas, P. (2010). Turbulent flow through idealized emergent vegetation. *Journal of Hydraulic*, 136(12):1003–1017.
- Stokes, G. (1851). On the effect of internal friction of fluids on the motion of pendulums. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, IX:8–106.
- Tran, T., Chorda, J., Laurens, P., and Cassan, L. (2016). Modelling nature-like fishway flow around unsubmerged obstacles using a 2d shallow water model. *Environmental Fluid Mechanics*, 16(2):413–428.

- Turki, S., Abbassi, H., and Nasrallah, S. (2003). Effect of the blockage ratio on the flow in a channel with a built-in square cylinder. *Computational Mechanics*, 33:22–29.
- Viero, D. P., Pradella, I., and Defina, A. (2016). Free surface waves induced by vortex shedding in cylinder arrays. *Journal of Hydraulic Research*, 55(1):16–26.
- Wang, G., Zheng, J., Liang, Q., and Zheng, Y. (2014). Analytical solutions for oscillations in a harbor with a hyperbolic-cosine squared bottom. *Ocean Engineering*, 83:16–23.
- Wang, X., Wang, Z., Yu, M., and Li, D. (2001). Velocity profile of sediment suspensions and comparison of log law and wake law. *Journal of Hydraulic Research*, 39(2):211–217.
- Wang, Z. and Cheng, N. (2005). Secondary flows over artificial bed strips. *Adv. Water Resour.*, 28:441–450.
- Wang, Z. and Cheng, N. (2006). Time-mean structure of secondary flows in open channel with longitudinal bedforms. *Adv. Water Resour.*, 29:1634–1649.
- West, G. and Apelt, C. (1982). The effects of tunnel blockage and aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with reynolds numbers between  $10^4$  and  $10^5$ . *Journal of Fluid Mec*, 114:361–377.
- Williamson, C. H. (1996). Vortex dynamics in the cylinder wake. *Annual review of fluid mechanics*, 28(1):477–539.
- Yang, S. and McCorquodale, J. (2004). Determination of boundary shear stress and reynolds shear stress in smooth rectangular channel flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(5):456–462.
- Yang, S., Tan, S., and Lim, S. (2004). Velocity distribution and dip phenomenon in smooth uniform open channel flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(12):1179–1186.
- Yen, B. C. (2002). Open channel flow resistance. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(1):20–39.
- Yen, S., San, K., and Chuang, T. (2008). Interactions of tandem square cylinders at low reynolds numbers. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32(4):927–938.
- Yen, S. C. and Liu, J. H. (2011). Wake flow behind two side-by-side square cylinders. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 32(1):41–51.
- Zdravkovich, M. M. (1977). Review of flow interference between two circular cylinders in various arrangements. *ASME J. Fluids Eng.*, 99:618–633.
- Zhao, X., Cheng, D., Zhang, D., and Hu, Z. (2016). Numerical study of low-reynolds-number flow past two tandem square cylinders with varying incident angles of the downstream one using a cip-based model. *Ocean Engineering*, 121:414–421.
- Zima, L. and Ackermann, N. L. (2002). Wave generation in open channels by vortex shedding from channel obstructions. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(6):596–603.