THESE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS

(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

Ecole Doctorale : SI-MMEA (Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique)

Secteur de Recherche : Mécanique des Fluides

Présentée par :

Thomas Larrieu

****

ETUDE NUMERIQUE ET EXPERIMENTALE DES STRUCTURES FLEXIBLES AU SEIN D'ECOULEMENTS TURBULENTS

****

Directeurs de Thèse :
Gérard Pineau
Damien Calluaud
Laurent David

****

Soutenue le : 07-06-2022

devant la Commission d'Examen

****

JURY

L. CASSAN	Maître de conférences HDR, ENSEEIHT, IMFT	Rapporteur
R. GODOY-DIANA	Directeur de recherche CNRS, PMMH	Rapporteur
G. BALARAC	Professeur, Université Grenoble Alpes, LEGI	Examinateur
G. PERRET	Maître de conférences, Université Le Havre, LOMC	Examinatrice
G. PINEAU	Professeur, Université de Poitiers, Pprime	Examinateur
D. CALLUAUD	Professeur, Université de Poitiers, Pprime	Examinateur
L. DAVID	Professeur, Université de Poitiers, Pprime	Examinateur

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier tout d'abord l'Université de Poitiers de m'avoir permis de réaliser cette thèse en m'accordant un aménagement de mon service d'enseignement.

Je remercie également l'institut Pprime et son directeur Karl JOULAIN de m'avoir fait confiance et ouvert les portes du laboratoire, et tout particulièrement le département D2, Fluides Thermique et Combustion (FTC) où se sont déroulés ces travaux, ainsi que son directeur Laurent DAVID.

Je remercie tout particulièrement mes directeurs de thèse, Gérard PINEAU, Damien CALLUAUD et Laurent DAVID, pour leur disponibilité, leur soutien, leur écoute, et la pertinence de leurs conseils scientifiques qui m'ont guidé tout au long de ces travaux.

Je tiens à remercier aussi Ludovic CASSAN et Ramiro GODOY-DIANA d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse et également les examinateurs, Gaëlle PERRET et Guillaume BALARAC, président du jury.

Tout ce travail n'aurait pu aboutir sans un appui technique important, que ce soit pour les équipements d'essais, de mesures ou informatiques. C'est pourquoi je remercie Laurent DUPUIS, Romain BELLANGER, Patrick BRAUD, Francis BOISSONNEAU et Pierre-François LAPLACETA. Un immense merci à Anthony BERNARD qui a participé à une partie des essais. Je pense en particulier pour ces remerciements à mes collègues de bureau du laboratoire, doctorants et post-doctorants qui ont su être présents pour des conseils et du soutien. Pour tout cela, je remercie Clément Caplier, Anne-Fleur LEJEUNE, Anthony AUZERAIS, Pierre LECOSTEY et Pablo NIEUTIN-REDON.

Je remercie aussi mes collègues enseignants à l'IUT GMP de Poitiers qui m'ont soutenu et encouragé, je pense en particulier à Mikaël LAVANDIER, Pascal MARTIN et Antoine EON.

Je terminerai par remercier mes proches, tous les membres de ma famille et en particulier ma compagne Émeline et ma fille Chloé, née durant cette aventure.

TABLE DES MATIÈRES

Liste des figures **VII**

Liste des symboles **XVII**

Introduction **1**

1 Étude bibliographique **5**
1.1 Cylindres circulaires rigides dans un écoulement 6
1.1.1 Écoulement autour d'un cylindre rigide 6
1.1.2 Écoulement autour de plusieurs cylindres rigides 13
1.2 Structure flexible dans un écoulement 21
1.2.1 Grandeurs caractéristiques de l'interaction fluide-structure 21
1.2.2 Comportement d'un élément flexible dans un écoulement 24
1.3 Écoulement dans une canopée de structures 31
1.3.1 Les canopées naturelles 31
1.3.2 Écoulement dans une canopée 32
1.4 Conclusion 36

2 Moyens et méthodes de mesure **39**
2.1 Mesures de déplacements et de déformations 40
2.1.1 Ombroscopie 40
2.1.1.1 Principe 40
2.1.1.2 Matériel utilisé 40
2.1.1.3 Traitement des données 41
2.1.1.4 Incertitudes sur la position 42
2.1.2 Mesures de déplacements 43
2.1.2.1 Principe 43
2.1.2.2 Matériel utilisé 43
2.1.2.3 Traitement des données 44
2.2 Mesures de vitesses dans un écoulement 45
2.2.1 ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) 45
2.2.1.1 Principe 46

2.2.1.2 Matériel utilisé . . . 47
2.2.1.3 Traitement des données . . . 48
2.2.1.4 Incertitudes . . . 49
2.2.2 PIV (Vélocimétrie par Images de Particules) . . . 51
2.2.2.1 Principe . . . 51
2.2.2.2 Matériel utilisé . . . 54
2.2.2.3 Traitement des données . . . 55
2.2.2.4 Incertitudes . . . 59
2.3 Mesures de débits . . . 60
2.3.1 débitmètre électromagnétique . . . 60
2.3.1.1 Principe . . . 60
2.3.1.2 Matériel utilisé et incertitudes . . . 60
2.4 Mesures de hauteurs d'eau . . . 61
2.4.1 Mesures avec sondes acoustiques . . . 61
2.4.1.1 Principe . . . 62
2.4.1.2 Matériel utilisé . . . 62
2.4.1.3 Traitement des données . . . 63
2.4.1.4 Incertitudes . . . 65
2.5 Conclusion . . . 66

3 Étude théorique, expérimentale et numérique d'un cylindre flexible soumis à un écoulement 67
3.1 Caractéristiques des structures flexibles . . . 68
3.1.1 Caractéristiques générales . . . 68
3.1.2 Caractéristiques statiques . . . 69
3.1.2.1 Protocole et montage expérimental . . . 69
3.1.2.2 Résultats . . . 70
3.1.3 Caractéristiques dynamiques . . . 72
3.1.3.1 Protocole et montage expérimental . . . 73
3.1.3.2 Résultats . . . 75
3.1.4 Conclusion . . . 77
3.2 Structure flexible en interaction avec l'eau . . . 78
3.2.1 Structure flexible immergée . . . 78
3.2.1.1 Protocole et montage expérimental . . . 78
3.2.1.2 Résultats et modélisation . . . 78
3.2.2 Structure flexible immergée dans un écoulement . . . 85
3.2.2.1 Montage et protocole expérimental . . . 85
3.2.2.2 Résultats . . . 87
3.2.2.3 Dissipations énergétiques . . . 91
3.2.3 Conclusion . . . 92
3.3 Modélisation numérique . . . 94
3.3.1 Modélisation du domaine solide . . . 94
3.3.1.1 Modèle numérique utilisé . . . 94
3.3.1.2 Conditions aux limites . . . 96
3.3.1.3 Conditions initiales . . . 96
3.3.1.4 Maillage . . . 97

3.3.1.5 Grandeurs d'intérêts . . . 97
3.3.1.6 Comparaison avec les résultats expérimentaux . . . 97
3.3.2 Modélisation du domaine fluide . . . 99
3.3.2.1 Modèle numérique utilisé . . . 99
3.3.2.2 Définition du domaine et des conditions aux limites . . . 101
3.3.2.3 Maillage . . . 102
3.3.2.4 Conditions initiales . . . 104
3.3.2.5 Comparaison avec les résultats expérimentaux . . . 105
3.3.3 Modélisation de l'interaction fluide structure . . . 107
3.3.3.1 Modèle numérique utilisé et résultats . . . 107
3.3.3.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux . . . 109
3.3.4 Conclusion sur la modélisation numérique . . . 111
3.4 Conclusion . . . 112

4 Faisceau de structures flexibles placé dans un écoulement turbulent 113
4.1 Démarche expérimentale . . . 114
4.1.1 Introduction . . . 114
4.1.2 Matériel utilisé . . . 116
4.1.3 Protocole expérimental . . . 117
4.1.3.1 Détermination expérimentale des pertes de charge . . . 117
4.1.3.2 Incertitudes de mesures sur les pertes de charge . . . 118
4.1.3.3 Protocole et paramètres de l'étude . . . 118
4.1.4 Conclusion . . . 120
4.2 Résultats . . . 121
4.2.1 Cylindres flexibles . . . 121
4.2.1.1 Comportement des structures . . . 121
4.2.1.2 Pertes de charge . . . 122
4.2.1.3 Coefficient de pertes de charge . . . 123
4.2.2 Comparaison rigides/flexibles . . . 125
4.2.3 Conclusion . . . 127
4.3 Modélisation numérique . . . 128
4.3.1 Domaine . . . 128
4.3.2 Conditions limites et initiales . . . 129
4.3.2.1 Pilotage de la hauteur d'eau amont . . . 129
4.3.3 Résultats numériques . . . 131
4.3.3.1 Profils de vitesse . . . 131
4.3.3.2 Trainée et portance . . . 133
4.3.3.3 Hauteur d'eau . . . 134
4.3.4 Conclusion . . . 135
4.4 Modélisation 1D . . . 137
4.4.1 Construction du modèle . . . 137
4.4.1.1 Étude générale du problème . . . 137
4.4.1.2 Bilan des quantités de mouvement : cylindres rigides . . . 137
4.4.1.3 Ajout de la flexibilité . . . 141
4.4.2 Résultats du modèle . . . 141
4.4.2.1 Résolution du modèle . . . 141

4.4.2.2 Cylindres rigides . . . 142
4.4.2.3 Cylindres flexibles . . . 143
4.4.3 Conclusion sur le modèle 1D . . . 145
4.5 Conclusion . . . 145

5 Effets d'une canopée de structures flexibles sur l'écoulement d'une passe à poissons à fentes verticales 147
5.1 Introduction . . . 148
5.1.1 Présentation générale des passes à poissons . . . 148
5.2 Démarche expérimentale . . . 151
5.2.1 Matériel utilisé . . . 152
5.2.1.1 La passe à poissons . . . 152
5.2.1.2 Structures flexibles . . . 152
5.2.1.3 Mesure de hauteur d'eau . . . 154
5.2.1.4 Mesure ADV . . . 155
5.2.1.5 Mesure PIV . . . 155
5.2.2 Protocole expérimental . . . 156
5.2.3 Conclusion . . . 157
5.3 Coefficient de débit et topologies . . . 158
5.3.1 Coefficient de débit . . . 158
5.3.2 Topologies . . . 160
5.3.3 Modélisation 1D . . . 162
5.3.3.1 Présentation du modèle . . . 162
5.3.3.2 Application du modèle aux configurations expérimentales . 164
5.3.4 Conclusion . . . 165
5.4 Modélisation numérique . . . 166
5.4.1 Définition du domaine . . . 166
5.4.2 Conditions limites et initiales . . . 167
5.4.2.1 Périodique . . . 167
5.4.3 Validation du modèle numérique . . . 169
5.4.3.1 Vitesses moyennes 2D . . . 169
5.4.3.2 Énergie cinétique turbulente 2D . . . 171
5.4.4 Conclusion . . . 173
5.5 Analyse des résultats . . . 174
5.5.1 Résultats de mesures PIV . . . 174
5.5.1.1 Généralités sur les résultats . . . 174
5.5.1.2 Vitesses moyennes . . . 174
5.5.1.3 Énergie cinétique turbulente . . . 178
5.5.2 Résultats numériques . . . 182
5.5.2.1 Champs de vitesse . . . 182
5.5.2.2 Déformations des structures . . . 185
5.5.3 Conclusion . . . 186
5.6 Conclusion . . . 187

Conclusion générale 189

Annexes : Incertitudes 193

Bibliographie **197**

LISTE DES FIGURES

1.1 Croquis de Léonard de Vinci d'un écoulement autour d'un obstacle, extrait de Windsor Castle Library [Predetti, 1987]. 6
1.2 Photographie d'un écoulement en régime rampant autour d'un cylindre circulaire pour Re=0.16, photographie prise par Sadatoshi Taneda, extraite de [Van Dyke, 1982]. 7
1.3 Photographies d'un écoulement en régime stationnaire décollé autour d'un cylindre circulaire pour Re=13.1 à gauche et Re=26 à droite, photographies prises par Sadatoshi Taneda, extraites de [Van Dyke, 1982]. 8
1.4 Photographies d'un écoulement en régime laminaire instationnaire décollé autour d'un cylindre circulaire pour Re=140. a) Photographie prise par Sadatoshi Taneda, extraite de [Van Dyke, 1982] b) Photographie extraite de [Coutanceau et Defaye, 1991]. 8
1.5 Photographies de l'apparition de la turbulence dans le sillage d'un cylindre circulaire pour $Re = 152$ à gauche et $Re = 260$ à droite, photographies prises par C. H. K Williamson, extraites de [Williamson, 1996a]. 9
1.6 Photographies d'un écoulement autour d'un cylindre. a) $Re = 550$, image extraite de [Bouard et Coutanceau, 1980]. b) $Re = 10000$, photographie prise par Thomas Corke et Hassan Nagib, extraite de [Van Dyke, 1982]. . 9
1.7 Exemple d'allées de Von Kármán à grandes échelles. Photographie des iles Juan Fernández, prise le 2 février 2019 par le satellite Aqua de la NASA. . 10
1.8 Nombre de Strouhal exprimé en fonction du nombre de Reynolds, résultats issus de [Williamson, 1989], [Roshko, 1961] et [Schewe, 1983], extrait de [Sumer et Fredsoe, 2006]. 11
1.9 Variations de portance et de trainée, provenant de l'étude de [Drescher, 1956] et extrait de [Sumer et Fredsoe, 2006], avec dans la figure, l'indice L (Lift) correspondant à la portance (direction transversale) et D (Drag) correspondant à la trainée (direction longitudinale). 12
1.10 Coefficient de trainée d'un cylindre, extrait de [Schlichting et Gersten, 2016]. 13
1.11 Distribution des pressions pariétales moyennes pour un cylindre, $Re = 2.6.10^5$, extrait de [Achenbach, 1968]. 13

1.12 Dispositions des cylindres parallèles de même diamètre dans un écoulement transverse, avec L, T et M les notations d'entre-axes typiquement utilisées dans la littérature. 14
1.13 Zones d'interférence entre deux cylindres, extrait de [Zdravkovich, 1987]. . 14
1.14 Visualisation des trois régimes principaux de deux cylindres en tandem pour $Re = 1.10^4$. a) $L/D = 1.25$. b) $L/D = 2$. c) $L/D = 4$, extrait de [Ljungkrona et Sundén, 1993]. 15
1.15 À gauche est représenté l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du rapport L/D. ▽ $Re = 1.2.10^3$; ⊠ $Re = 2.9.10^3$; ○ $Re = 7.10^3$; ■ $Re = 4.2.10^4$; trait plein $Re = 2.2.10^4$, issus de [Xu et Zhou, 2004] et [Igarashi, 1981]. À droite est représenté l'évolution du nombre de Strouhal du cylindre amont et aval en fonction du rapport L/D-1, provenant de [Alam *et al.*, 2003b]. 16
1.16 Pression pariétale pour le cylindre amont à gauche et aval à droite, résultats provenant de [Ljungkrona et Sundén, 1993]. 16
1.17 Écoulement autour de deux cylindres en côte à côte pour $Re = 200$. a) visualisation du mode fondamental pour $Re = 200$ et $T/D = 1.85$. b) double allée tourbillonnaire en phase $T/D = 3.4$. c) double allée tourbillonnaire déphasée $T/D = 3.4$, image provenant de [Williamson, 1985]. 17
1.18 Nombre de Strouhal pour deux cylindres en côte à côte, $Re = 5.5.10^4$, résultats provenant de [Alam *et al.*, 2003a]. 18
1.19 Coefficient de portance et de trainée pour $Re = 5.5.10^4$. Résultats issus de : $Re = 8.10^3$, ▲ [Hori, 1959] ; $Re = 6.10^4$, △ [Zdravkovich et Pridden, 1977] ; et $Re = 5.5.10^4$, ○ [Alam *et al.*, 2003a], dans le cas d'un régime dévié NW signifie sillage court et WW signifie sillage long. 18
1.20 Agencement d'un faisceau de cylindres dans un écoulement transverse, à gauche, disposition en ligne, à droite, disposition alternée, extrait de [Žukauskas, 1987] 19
1.21 Coefficient de friction pour un faisceau de cylindres dans une conduite en position alternée, avec dans le graphique, Δp la perte de charge, ρ la masse volumique du fluide, U_m la vitesse maximale entre les cylindres et N le nombre de rangées de cylindres, extrait de [Blevins, 2003]. 21
1.22 Reconfiguration d'une feuille de *Liriodendron tulipifera*. L'augmentation de la vitesse de l'air modifie la forme de la feuille, à 20m/s, la feuille s'est repliée et a une forme de cône avec une trainée fortement réduite, extrait de [Vogel, 1989]. 25
1.23 Différence de trainée entre une structure flexible (en rouge) et une structure rigide (en vert), extrait de [Shelley *et al.*, 2002]. 26
1.24 Courbes schématiques. (a) Représentation de la trainée en fonction du nombre de Cauchy C_Y. (b) Représentation de la reconfiguration en fonction de C_Y (c) Représentation de l'exposant de Vogel en fonction de C_Y, extrait de [Leclercq et de Langre, 2016]. 27
1.25 Flexion d'une lame flexible pour plusieurs valeurs du nombre de Cauchy. a) $C_Y = 0.53$. b) $C_Y = 59$. c) $C_Y = 620$. d) $C_Y = 2200$, extrait de [Lei et Nepf, 2016]. 27
1.26 Forces appliquées sur une structure flexible dans un écoulement uniforme. . 28

1.27 Modes vibratoires pour une poutre encastrée libre. 30
1.28 Image de l'évolution de l'amplitude vibratoire en fonction de la vitesse réduite, extrait de [Bearman, 1984]. 31
1.29 Images de canopées émergentes à gauche et immergées à droite, photographie de Gary Kendrick. 32
1.30 Profil de vitesse dans une canopée a) de faible densité ($\lambda << 0.1$) ; b) de moyenne densité ($\lambda \simeq 0.1$) ; c) de forte densité ($\lambda >> 0.1$), extrait de [Nepf, 2012]. 33
1.31 Illustration des principales structures d'écoulement dans une canopée, extrait de [Nepf et Ghisalberti, 2008]. 34
1.32 Instabilités de Kelvin-Helmholtz au-dessus d'une canopée de cylindres rigides, extrait de [Ghisalberti et Nepf, 2005]. 35
1.33 Schéma illustrant la formation des structures cohérentes à la surface d'une canopée végétale et le fléchissement des structures qui en résulte (*monami*), extrait de [Ghisalberti et Nepf, 2002]. 36

2.1 Mesure par ombroscopie. a) Vue du montage lors d'une acquisition. b) Vue générale du montage, avec panneau LED, structure flexible et caméra rapide. 41
2.2 Illustration des principales étapes du traitement des images obtenues par ombroscopie. 42
2.3 Image de calibration pour évaluer la déformation de la structure flexible. Positionnement du réglet dans le plan de mesure au-dessus de la structure. 43
2.4 Illustration du procédé de mesure utilisant un marqueur prolongeant la structure flexible hors de l'eau. 44
2.5 Illustration de la détection de la sphère du marqueur se trouvant au-dessus de la surface libre. 44
2.6 En rouge, le marqueur placé au sommet du cylindre permettant de mesurer la flèche longitudinale et transversale. 45
2.7 Mesures avec sonde ADV. a) Vue 3D de la sonde ADV (www.sontek.com). b) Schéma simplifié à une direction de l'effet Doppler causé par le renvoi d'une onde sonore. 46
2.8 Évolution des ondes émises par la sonde ADV. 47
2.9 Convergence des vitesses moyennes et fluctuantes mesurées par la sonde ADV. 48
2.10 Incertitudes sur les 3 composantes de la vitesse. Profils de vitesses mesurées avec sonde ADV dans le sillage d'un cylindre rigide en acier inoxydable (pour $U_\infty = 1m/s$). 50
2.11 Schéma de principe d'un montage PIV. 51
2.12 a) Principales interactions entre la lumière et un traceur (schéma inspiré de [Boutier et Elena, 2012]). b) Diagramme polaire de diffusion, extrait de [Kleitz et Boulaud, 1995]. 52
2.13 Diagramme de diffusion pour une lumière incidente de longueur d'onde $0.632\mu m$, avec pour ce diagramme, d le diamètre des particules, extrait de [Kleitz et Boulaud, 1995]. 53

2.14 Exemple de spectres d'absorption et d'émission de la rhodamine B, extrait de [Sakakibara *et al.*, 1993]. 53
2.15 Schéma de principe d'une source laser. 54
2.16 Détection de la mire de calibration placée das la passe à poissons de l'institut Pprime. 55
2.17 Schéma de principe du calcul du champ de vitesse avec une fenêtre d'interrogation de dimension $N \times N$. 56
2.18 Série d'opérations de traitement, de l'image initiale à l'image prête pour le calcul de corrélation. 58
2.19 a) Profil de vitesse pour une fenêtre de $32 \times 32px$ et un overlap de 75%. b) Profil de vitesse pour une fenêtre de $16 \times 16px$ et un overlap de 50% . . . 59
2.20 a) Champ de vitesse avant filtrage. b) Champ de vitesse après filtrage et remplacement par interpolation. 59
2.21 Champs d'incertitude d'une mesure de vitesses par PIV basée sur la méthode de [Wieneke, 2015]. 60
2.22 a) Schéma d'une section droite du débitmètre électromagnétique, avec dans cette figure, B le champ électromagnétique et u la tension mesurée dans l'écoulement. b) Photographie d'un débitmètre utilisé sur le canal hydrodynamique. 61
2.23 Illustration des mesures par sondes acoustiques. a) Photographie d'un montage réalisé sur la passe à poissons à fentes verticales de l'institut Pprime. b) Schéma de la phase de prise de référence des sondes acoustiques. 62
2.24 Caractéristiques de la zone de mesure du capteur acoustique MIC+35 de Microsonic. Image extraite de www.microsonic.de. 63
2.25 Illustration d'un signal temporel brut enregistré par une sonde acoustique Microsonic MIC+35 avant et après filtrage. 64
2.26 Convergences des mesures de hauteurs d'eau. a) Convergence de la valeur moyenne. b) Convergence de l'écart-type. 64

3.1 Photographie des cylindres utilisés et les matériaux associés. 68
3.2 a) Schéma du mode de maintien d'une structure sur la plaque de fixation. b) Photographie du montage. 69
3.3 a) Schéma des essais statiques en flexion. b) Photographie du montage. c) Exemple d'image acquise. 70
3.4 Flèche x en fonction de l'effort F appliqué sur la structure pour les quatre cylindres en polyuréthane. 71
3.5 a) Position initiale x_0 du cylindre flexible avant le lâcher. b) Lâcher à $t_0 = 0s$. c) Lâcher à $t_l = 0.002s$. 73
3.6 Comparaison des évolutions temporelles de la flèche x des cylindres entre le cylindre de plus haute fréquence ($RIM - 876$) et celui de plus basse fréquence ($UR - 3558$), résultats expérimentaux obtenus pour une déformation initiale x_0 identique de $8D$. 75
3.7 FFT des réponses fréquentielles expérimentales pour les essais de lâcher libre. 76
3.8 Position initiale du cylindre pour les hauteurs d'eau étudiées. 78

3.9 Résultats expérimentaux. Signaux temporels de la flèche de la structure en polymère $PRC-120$ en fonction du temps pour plusieurs hauteurs d'eau. 79
3.10 Décomposition FFT des signaux temporels expérimentaux. 79
3.11 Coefficient de trainée pour un cylindre rigide dans un écoulement en fonction du nombre de Reynolds, extrait de [Schlichting et Gersten, 2016]. . . . 80
3.12 Résultats numériques de la résolution de l'équation 3.23, signaux temporels de la flèche de la structure en polymère $PRC-120$ en fonction du temps pour plusieurs hauteurs d'eau. Comparaison avec les résultats expérimentaux pour $h=0$ et $h=H/4$. 83
3.13 Résultats numériques de la résolution de l'équation 3.23, signaux temporels de la flèche de la structure en polymère $PRC-120$ en fonction du temps pour plusieurs hauteurs d'eau. Comparaison avec les résultats expérimentaux pour $h=H/2$, $h=3H/4$ et $h=H$. 84
3.14 a) Photographie du canal hydrodynamique à surface libre de l'institut Pprime. b) Schéma descriptif du canal mesurant 12m de long, 1m de large et 1m de hauteur. 86
3.15 Localisation des points de mesures de vitesses par sonde ADV dans le sillage du cylindre. a) Vue longitudinale. b) Vue horizontale. c) Photographie du montage expérimental. 86
3.16 Visualisation de la déformation moyenne d'un cylindre ($UR-3558$) pour une vitesse de $1m/s$. 87
3.17 Déplacements longitudinaux d'un cylindre ($UR-3558$) pour trois vitesses d'écoulement et leurs FFT ($U_\infty = 0.50m/s - 0.75m/s - 1.00m/s$). 88
3.18 Déplacements transversaux d'un cylindre ($UR-3558$) pour trois vitesses d'écoulement et leurs FFT ($U_\infty = 0.50m/s - 0.75m/s - 1.00m/s$). 88
3.19 Résultats de mesures ADV dans le sillage d'un cylindre. Avec $\overline{u}$ la vitesse longitudinale moyenne, U_∞ la vitesse débitante et f^* le rapport entre la fréquence propre de la structure et la fréquence du lâcher tourbillonnaire. . 89
3.20 a) Conditions aux limites. b) Maillage (80 couches). c) Déformée statique longitudinale (conditions initiales pour le cas dynamique). 96
3.21 Convergence du maillage du cylindre suivant la flèche x du cylindre. . . . 97
3.22 Comparaisons des résultats numériques expérimentaux des flèches des cylindres dans le cas de l'étude statique. 98
3.23 Comparaisons numériques - expériences des flèches dans l'étude dynamique pour les matériaux $RIM-876$ et $UR-3558$. 100
3.24 Profil de vitesse longitudinal correspondant aux conditions d'entrées de la simulation numérique, construit à partir d'une simulation de l'écoulement sur l'ensemble du canal, ayant permis le développement de la couche limite. 102
3.25 Dimensions du domaine fluide modélisé et conditions aux limites. 103
3.26 Valeur de y^+ à la surface du cylindre ($y^+ \leq 1$) et sur le fond du domaine ($y^+ \geq 30$). 104
3.27 a) Longueurs turbulentes intégrales estimées à partir d'une simulation RANS. b) Maillage du domaine. 105
3.28 À gauche le coefficient de portance C_y en fonction du temps et à droite sa FFT associée. 106

3.29 Coefficient de pression pariétale moyenne C_p issue de la simulation (Re = 16000), comparée avec les résultats expérimentaux (Re = 8000 et Re = 20000), extraits de [Norberg, 1992]. 106
3.30 Vitesses moyennes longitudinales pour un cylindre indéformable pour $U_\infty = 1m/s$. a) Simulations numériques. b) Résultats expérimentaux. 107
3.31 Résultats de simulation LES - VOF - 3D pour $U_\infty = 1m/s$. Champs de vitesse instantanée pour trois plans horizontaux pour le matériau $UR-3569$. a) $z = H/4$. b) $z = H/2$. c) $z = 3H/4$. Un plan vertical d) $y = 0$. . . 108
3.32 Résultats de simulation LES - VOF - 3D pour $U_\infty = 1m/s$. Champs de vitesse moyenne longitudinale pour trois plans horizontaux pour le matériau $UR-3569$. a) $z = H/4$. b) $z = H/2$. c) $z = 3H/4$. Un plan vertical d) $y = 0$. 108
3.33 Résultats de simulation numériques à gauche. Résultats expérimentaux à droite. Pour une vitesse $U_\infty = 1m/s$ classés du plus rigide au plus flexible. 110
3.34 Comparaisons des résultats numériques et expérimentaux des déplacements longitudinaux et transversaux de l'extrémité de la structure $UR-3558$. . 111

4.1 Schéma d'un écoulement à surface libre au travers d'un obstacle, avec en rouge, une ligne de courant quelconque. 116
4.2 a) Photographie des structures flexibles placées dans le canal hydrodynamique (configuration S/D =6 et $N = 3$). b) Photographie des structures rigides placées dans le canal hydrodynamique (configuration $S/D = 6$ et $N = 4$). 117
4.3 Schéma du canal hydrodynamique sur lequel on peut voir l'emplacement des capteurs de hauteur et l'emplacement des structures. 118
4.4 a) Schéma d'implantation des structures dans l'écoulement suivant un triangle équilatéral de côté S, avec S_l la distance entre les rangées de cylindres. b) Schéma d'implantation de trois rangées de structures dans le canal hydrodynamique. 119
4.5 Photographies des structures flexibles en écoulement (configuration S/D = 9 ; $N = 3$). a) $u_0 = 0.5m/s$. b) $u_0 = 0.75m/s$. c) $u_0 = 1.0m/s$. d) u_0 = $1.25m/s$. 121
4.6 Pertes de charge tracées en fonction de u_0^2 pour l'ensemble des configurations expérimentales pour les structures flexibles. 123
4.7 a) Coefficient de pertes de charge en fonction du nombre de rangées N. b) Coefficient de pertes de charge en fonction de l'implantation S/D. 124
4.8 Représentations graphiques des pertes de charge générées par des structures flexibles en fonction des pertes de charge générées par des structures rigides pour toutes les vitesses imposées. En rouge, la droite d'équation $x = y$, en pointillé la définition de la zone d'incertitude. a) Pour chaque valeur de S/D quel que soit N. b) Pour chaque valeur de N quel que soit S/D. . . . 125
4.9 Représentations graphiques des pertes de charge générées par des structures flexibles en fonction des pertes de charge générées par des structures rigides. Exprimées pour les quatre vitesses expérimentales. En rouge, la droite d'équation $x = y$, en pointillé la définition de la zone d'incertitude. 126
4.10 Domaine numérique dans le cas d'une modélisation avec quatre rangées de cylindres dans le cas $S/D = 6$. 128

4.11 Maillage du domaine. 129
4.12 Schéma de la boucle d'asservissement du modèle numérique, avec $H_c(p)$ la hauteur de consigne, $H_s(p)$ la hauteur en sortie, $H(p)$ la hauteur réelle, $A(p)$ la fonction de transfert du modèle numérique, $B(p)$ la fonction de transfert de la chaîne de retour (unitaire) et $C(p)$ le correcteur proportionnel intégral. 130
4.13 Résultats numériques de l'asservissement de la hauteur d'eau amont en fonction du temps, pour une vitesse d'écoulement de $0.5m/s$, 4 rangées de structures rigides et $S/D = 6$. Avec h_0 la hauteur d'eau amont et h_1 la hauteur d'eau aval. 131
4.14 Profils de vitesse longitudinales moyennes dans le sillage des cylindres rigides pour une vitesse d'entrée u_0 de $0.5m/s$ et $1m/s$ et $z = H/2$. 132
4.15 Champs de vitesse pour $u_0 = 1m/s$ et trois hauteurs, $z = H/4$, $H/2$ et $3H/4$, à gauche iso norme de la vitesse instantanée, à droite, vitesse longitudinale moyenne. 133
4.16 Trainée F_x et portance F_y des cylindres rigides dans le cas $S/D = 6$ pour une vitesse de $1m/s$ avec N la position du cylindre dans le faisceau. . . . 134
4.17 Fraction d'eau pour un faisceau de structures rigides avec $N = 4$ rangées et $S/D = 6$. En haut pour une vitesse $u_0 = 0.5m/s$, en bas pour une vitesse $u_0 = 1.0m/s$. 135
4.18 Bilan des actions mécaniques sur le volume de contrôle V_c. 138
4.19 Évolution des pertes de charge pour les trois hauteurs d'eau théoriques solutions du modèle en fonction de la vitesse amont au carrée, données ici pour deux configurations des structures rigides. 142
4.20 Résultats du modèle en fonction des résultats expérimentaux pour les structures rigides. a) Avec $\alpha = 0$. b) Avec $\alpha = -0.66$. 143
4.21 Résultats du modèle en fonction des résultats expérimentaux pour les structures flexibles, avec $K = 0.90$ et $\nu = -0.29$. 144
4.22 Résultats du modèle (en pointillés) superposés aux résultats expérimentaux pour les structures flexibles, avec $K = 0.90$ et $\nu = -0.29$. 144

5.1 a) Passe à poissons à fentes verticales Artix stp (photographie provenant de l'institut Pprime). b) Passe à poissons naturelle (photographie provenant du site www.fithydro.wiki/index.php/Upstream_fish_migration). 149
5.2 Paramètres d'un bassin de passe à poissons, avec b la largeur de la fente, B la largeur du bassin, L la longueur du bassin et le point d'origine de coordonnées (x_0, y_0). 150
5.3 Topologies de l'écoulement visualisée à partir d'un champ moyen obtenu par PIV, extrait de [Tarrade, 2007]. a) Topologie 1 (FP1), avec deux zones de recirculation. b) Topologie 2 (FP2), avec une seule zone de recirculation. 152
5.4 Photographies de la passe à poissons de l'institut Pprime. a) Vue générale de la passe. b) Vue de la guillotine en sortie de passe. 153
5.5 Implantation des structures. a) Macro-rugosités rigides avec une densité d'implantation $d_r = 15\%$. [Ballu *et al.*, 2017]. b) Structures flexibles. 154
5.6 Schéma en coupe transversale et photographie du montage PIV. 156

5.7 a) Évolution du coefficient de débit en fonction de la largeur B/b. b) Coefficient de débit tracé en fonction du pourcentage de vitesses positives, avec $FP1$ la topologie 1, T la transition et $FP2$ la topologie 2. 158

5.8 Coefficients de débits pour quatre largeurs de bassin $B/b = 6.67$, 7.00, 7.33 et 7.67. 159

5.9 Comparaison des coefficients de débit pour quatre valeurs de densité de rugosité. $\lambda = 0$ (radier lisse), $\lambda = 0.16$ (structures flexibles), $\lambda = 0.18$ (macro-rugosité $d_r = 10\%$) et $\lambda = 0.28$ (macro-rugosité $d_r = 15\%$). 160

5.10 Topologies. a) Évolution des topologies dans le cas d'une passe à poissons avec radier lisse ($\lambda = 0$), cas de référence [Wang *et al.*, 2010]. b) Évolution des topologies dans le cas de l'implantation d'une canopée de structures flexibles. 161

5.11 Comparaison des zones de transition entre les résultats obtenus avec des macro-rugosités [Ballu *et al.*, 2017] et les structures flexibles. Structures flexibles $\lambda = 0.16$. Macro-rugosité $\lambda = 0.18$ et $\lambda = 0.28$. 161

5.12 Représentation des débits adimensionnels prédits en fonction des débits adimensionnels mesurés. a) Modélisation considérant la topologie. b) Modélisation indépendante de la topologie. 164

5.13 Définition du domaine de simulation. 166

5.14 Maillage du modèle numérique de la passe à poissons simulée pour un débit $Q^A = 4.8$, une largeur $B/b = 6.67$ et une pente $s = 7.5\%$. 167

5.15 Représentation 3D des deux bassins. Avec l'isosurface correspondant à une fraction d'eau égale à 0.5 (surface libre) et le champ de vitesse longitudinale moyen. 168

5.16 Comparaison des champs de vitesses moyennes pour une pente $s = 7.5\%$ et $Q^A = 4.8$. À gauche, résultats de simulations LES. À droite, résultats expérimentaux PIV. 169

5.17 Comparaison des résultats de simulation numérique LES avec les résultats de mesures PIV. Profils de vitesses moyennes pour une pente $s = 7.5\%$ et $Q^A = 4.8$. Profils longitudinaux à gauche ($y/b = B/2$) et transversaux à droite ($x/b = L/2$). 170

5.18 Comparaison des champs d'énergie cinétique turbulente 2D pour une pente $s = 7.5\%$ et $Q^A = 4.8$. À gauche, résultats de simulations LES. À droite, résultats expérimentaux PIV. 171

5.19 Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente pour une pente $s = 7.5\%$ et $Q^A = 4.8$. À gauche, les résultats de simulations. À droite, les résultats expérimentaux. 172

5.20 Mesures par PIV, norme de la vitesse moyenne 2D adimensionnée dans le cas de la pente $s = 7.5\%$ et pour les quatre débits. À gauche, mesures obtenues dans la canopée de structures ($z = 3H/4$). À droite, mesures obtenues dans le plan au-dessus des structures ($z = 5H/4$). FP1 : Topologie 1, FP2 : Topologie 2, FPT : Transition. 175

5.21 Mesures par PIV, norme de la vitesse moyenne 2D adimensionnée dans le cas de la pente $s = 10\%$ et pour les quatre débits. À gauche, mesures obtenues dans la canopée de structures ($z = 3H/4$). À droite, mesures obtenues dans le plan au-dessus des structures ($z = 5H/4$). FP1 : Topologie 1, FP2 : Topologie 2, FPT : Transition. 176
5.22 Mesures par PIV. Encadrée en rouge, la zone où une significative baisse des vitesses moyennes dans la canopée pour $Q^A = 4.8$ et $s = 7.5\%$. a) Champ de vitesses moyennes dans la canopée ($z = 3H/4$). b) Champ de vitesses moyennes au-dessus de la canopée ($z = 5H/4$). FP1 : Topologie 1, FP2 : Topologie 2, FPT : Transition. 177
5.23 Comparaison des profils de vitesses moyennes et de l'énergie cinétique turbulente. 178
5.24 Mesures par PIV, énergie cinétique turbulente 2D dans le cas de la pente $s = 7.5\%$ et pour les quatre débits. À gauche, mesures obtenues dans la canopée de structures ($z = 3H/4$). À droite, mesures obtenues dans le plan au-dessus des structures ($z = 5H/4$). FP1 : Topologie 1, FP2 : Topologie 2, FPT : Transition. 179
5.25 Mesures par PIV, énergie cinétique turbulente 2D dans le cas de la pente $s = 10\%$ et pour les quatre débits. À gauche, mesures obtenues dans la canopée de structures ($z = 3H/4$). À droite, mesures obtenues dans le plan au-dessus des structures ($z = 5H/4$). FP1 : Topologie 1, FP2 : Topologie 2, FPT : Transition. 180
5.26 Mesures par PIV. Encadrée en rouge, la zone où une significative baisse de l'énergie cinétique turbulente est observée dans la canopée pour $Q^A = 5.6$ et $s = 10\%$. a) Profil d'énergie cinétique turbulente dans la canopée ($z = 3H/4$). b) Profils d'énergie cinétique turbulente au-dessus de la canopée ($z = 5H/4$). FP1 : Topologie 1, FP2 : Topologie 2, FPT : Transition. . . . 181
5.27 Comparaison des profils de vitesses moyennes et de l'énergie cinétique turbulente. 182
5.28 Champs de vitesse moyens $\|V_{3D}\| / V_d$ pour une largeur $B/b = 6.67$ et une pente $s = 7.5$. À gauche avec radier lisse et à droite avec structures flexibles. a) Plan horizontal, $z = H/4$. b) Plan vertical dans la fente (direction 1). c) Plan vertical longitudinal (direction 2). Résultats de simulations en LES. . 183
5.29 Zones du bassin où les critères d'énergie cinétique turbulente, de vorticité et de vitesse sont supérieurs aux valeurs seuils, pour une largeur $B/b = 6.67$ et une pente $s = 7.5\%$. À gauche avec radier lisse, à droite avec structures flexibles. Résultats de simulations en LES. 184
5.30 Déformations des structures. 185

5.31 a) Répartition de 10000 moyennes calculées sur un signal sinusoïdal d'amplitude $A = 1$, de pulsation $\omega = 1rad/s$ pour une durée d'acquisition de $L = 5.5P$ et un déphasage φ aléatoire. b) Fonction densité de probabilité Arcsinus définie par l'équation 5.18. 195
5.32 En bleu, l'écart-type déterminé sur la valeur moyenne en fonction du temps d'acquisition adimensionné T/P. En rouge la valeur de l'écart-type, estimé à partir de l'équation 5.20. 196

LISTE DES SYMBOLES

Nom	Unité	Description
Symboles relatifs au domaine fluide		
C_s	$[m.s^{-1}]$	Vitesse du son dans l'eau
C_p	$[-]$	Coefficient de pression
C_x	$[-]$	Coefficient de trainée
C_y	$[-]$	Coefficient de portance
F_x	$[Kg.m.s^{-2}]$	Force de trainée
F_y	$[Kg.m.s^{-2}]$	Force de portance
Fr	$[-]$	Nombre de Froude
Q	$[m^3.s^{-1}]$	Débit volumique
Re	$[-]$	Nombre de Reynolds
St	$[-]$	Nombre de Strouhal
U_∞	$[m.s^{-1}]$	Vitesse du fluide loin de l'obstacle
$\|V\|_{2D}$	$[m.s^{-1}]$	Module bidimensionnel de la vitesse de l'écoulement (u, v)
$\|V\|_{3D}$	$[m.s^{-1}]$	Module tridimensionnel de la vitesse de l'écoulement
f_x	$[Kg.s^{-2}]$	Force de trainée élémentaire
f_y	$[Kg.s^{-2}]$	Force de portance élémentaire
f_{St}	$[s^{-1}]$	Fréquence de Strouhal
h	$[m]$	Hauteur d'eau
Tke_{2D}	$[m^2.s^{-2}]$	Énergie cinétique turbulente bidimensionnelle (u, v)
Tke_{3D}	$[m^2.s^{-2}]$	Énergie cinétique turbulente tridimensionnelle
p	$[Kg.m^{-1}.s^{-2}]$	Pression en un point
p_∞	$[Kg.m^{-1}.s^{-2}]$	Pression de référence en un point
u, v, w	$[m.s^{-1}]$	Composantes instantanées de la vitesse de l'écoulement
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	$[m.s^{-1}]$	Composantes de la vitesse moyenne de l'écoulement
$u_{RMS}, v_{RMS}, w_{RMS}$	$[m.s^{-1}]$	Écart-type des composantes de la vitesse de l'écoulement
ρ_f	$[Kg.m^{-3}]$	Masse volumique du fluide
ν_f	$[m^2.s^{-1}]$	Viscosité cinématique du fluide

μ_f	$[Kg.m^{-1}.s^{-1}]$	Viscosité dynamique du fluide

Symboles relatifs au domaine solide

C	$[Kg.m^3.s^{-1}]$	Constante d'amortissement
C_n	$[Kg.s^{-1}]$	Amortissement modal généralisé associé au mode n
D	$[m]$	Diamètre de la structure flexible
D_c	$[-]$	Décrément logarithmique
E	$[Kg.m^{-1}.s^{-2}]$	Module d'Young
E_d	$[Kg.m^2.s^{-2}]$	Énergie dissipée par cycle
E_p	$[Kg.m^2.s^{-2}]$	Énergie potentielle de déformation initiale
F	$[Kg.m.s^{-2}]$	Force ponctuelle appliquée sur la structure flexible
F_n	$[Kg.m.s^{-2}]$	Force généralisée associée au mode n
H	$[m]$	Longueur de la structure flexible
I	$[m^4]$	Moment quadratique
K_n	$[Kg.s^{-2}]$	Raideur modale généralisée associée au mode n
M_n	$[Kg]$	Masse modale généralisée associée au mode n
P_d	$[Kg.m^2.s^{-3}]$	Puissance dissipée par cylindre
S_c	$[m^2]$	Section de la structure flexible
T	$[s]$	Pseudo période
X	$[m]$	Flèche mesurée
a_m	$[Rad]$	Angle de l'extrèmité de la structure
$\overrightarrow{f}$	$[Kg.s^{-2}]$	Vecteur des forces appliquées sur le domaine solide
f_{cal}	$[s^{-1}]$	Fréquence calculée
f_{obs}	$[s^{-1}]$	Fréquence observée
k_{flex}	$[Kg.s^{-2}]$	Raideur de la structure flexible
q_n	$[m]$	Fonction modale associée au mode n
s	$[m]$	Coordonnée le long de la structure flexible
$\overrightarrow{u_s}$	$[m]$	Champ de déplacement du solide
w	$[Kg.s^{-2}]$	Charge uniformément répartie
x	$[m]$	Flèche corrigée de la structure flexible
x_0	$[m]$	Flèche initiale de la structure flexible
τ	$[s]$	Constante de temps
ρ_s	$[Kg.m^{-3}]$	Masse volumique du solide
φ_n	$[-]$	Déformée modale associée au mode n
ξ_s	$[-]$	Coefficient d'amortissement de la structure
ω_n	$[rad.s^{-1}]$	Pulsation propre associée au mode n
λ_n	$[m^{-1}]$	Coefficient de vibration associée au mode n
λ_s	$[-]$	Premier coefficient de Lamé
μ_s	$[-]$	Second coefficient de Lamé
η	$[m^{-1}]$	Facteur de perte d'énergie
σ_s	$[Kg.m^{-1}.s^{-2}]$	Tenseur des contraintes
ε_s	$[-]$	Tenseur des déformations
ν_s	$[-]$	Coefficient de Poisson

Symboles relatifs à l'interaction fluide structure

C_{M_a}	$[-]$	Coefficient de masse ajoutée
C_{m_a}	$[-]$	Coefficient de masse ajoutée en immersion partielle
C_Y	$[-]$	Nombre de Cauchy
R	$[-]$	Paramètre de reconfiguration
m_a	$[Kg.m^{-1}]$	Masse ajoutée par unité de longueur
f^*	$[-]$	Fréquence relative
ν	$[-]$	Exposant de Vogel
λ	$[-]$	Concentration de rugosité pour une canopée

Symboles relatifs aux simulations numériques

CFL	$[-]$	Nombre de courant
C_S	$[-]$	Constante de Smagorinsky
$\mathbf{C}$	$[Kg.s^{-1}]$	Matrice d'amortissement
$\mathbf{K}$	$[Kg.s^{-2}]$	Matrice de raideur
$\mathbf{M}$	$[Kg]$	Matrice de masse
S_{ij}	$[s^{-1}]$	Tenseur de déformations à grande échelle
V_m	$[m^3]$	Volume d'une maille
p	$[-]$	Variable complexe issue de la transformée de Laplace
f_{num}	$[s^{-1}]$	Fréquence de vibration de la structure obtenue numériquement
l_0	$[m]$	Longueur turbulente intégrale
y^+	$[-]$	Distance adimensionnée normale à la paroi
u_τ	$[m.s^{-1}]$	Vitesse de friction
α_R	$[s]$	Premier coefficient du modèle de Rayleigh
β_R	$[s^{-1}]$	Second coefficient du modèle de Rayleigh
Δ	$[m]$	Taille caractéristique du filtre
Δt	$[s]$	Pas de temps
Δh_{sim}	$[m]$	Pertes de charge issues de la simulation numérique
τ_{ij}	$[m^2.s^{-2}]$	Tenseur de sous-maille
ν_t	$[m^2.s^{-1}]$	Viscosité de sous-maille
δ_{ij}	$[-]$	Delta de Kronecker
ε	$[m^2.s^3]$	Taux de dissipation
ω_s	$[-]$	Fonction de déplacement virtuel

Symboles relatifs aux faisceaux de structures

C_F	$[-]$	Coefficient du modèle 1D
F_{tot-x}	$[Kg.m.s^{-2}]$	Trainée totale du faisceau de structures
K	$[-]$	Coefficient de proportionnalité

L_c	$[m]$	Largeur du canal hydrodynamique
N	$[-]$	Nombre de rangées de structures
N_c	$[-]$	Nombre de structures par rangée
N_{cyl}	$[-]$	Nombre total de structures dans l'écoulement
S	$[m]$	Entre-axes transversal des structures flexibles
S_l	$[m]$	Entre-axes longitudinal des structures flexibles
V_c	$[m^3]$	Volume de contrôle
a	$[m^{-1}]$	Aire projetée par unité de volume
a_3	$[-]$	Premier coefficient du polynôme d'ordre 3
b_3	$[-]$	Second coefficient du polynôme d'ordre 3
c_3	$[-]$	Troisième coefficient du polynôme d'ordre 3
d_3	$[-]$	Quatrième coefficient du polynôme d'ordre 3
g	$[m.s^{-2}]$	Constante d'accélération gravitationnelle
n	$[m^{-2}]$	Nombre de structure par unité de surface
h_0	$[m]$	Hauteur d'eau en amont des structures
h_1	$[m]$	Hauteur d'eau en aval des structures
$h^{'}$	$[m]$	Première solution du polynôme d'ordre 3
$h^{''}$	$[m]$	Seconde solution du polynôme d'ordre 3
$h^{'''}$	$[m]$	Troisième solution du polynôme d'ordre 3
p_0	$[Kg.m^{-1}.s^{-2}]$	Pression en amont des structures
p_1	$[Kg.m^{-1}.s^{-2}]$	Pression en aval des structures
p_{atm}	$[Kg.m^{-1}.s^{-2}]$	Pression atmosphérique
u_0	$[m.s^{-1}]$	Vitesse du fluide en amont des structures
u_1	$[m.s^{-1}]$	Vitesse du fluide en aval des structures
u_m	$[m.s^{-1}]$	Vitesse vitesse maximale entre les structures
z_0	$[m]$	Altitude du point de mesure en amont des structures
z_1	$[m]$	Altitude du point de mesure en aval des structures
α	$[-]$	Coefficient d'ajustement du modèle 1D
Δ_3	$[-]$	Discriminant d'un polynôme d'ordre trois
Δh	$[m]$	Pertes de charge
Δh_{mesure}	$[m]$	Pertes de charge mesurées
Δh_{canal}	$[m]$	Pertes de charge du canal
$\Delta h_{obstacle}$	$[m]$	Pertes de charge de l'obstacle
Δh_{vib}	$[m]$	Pertes de charge causée par les vibrations
ξ	$[-]$	Coefficient de pertes de charge

Symboles relatifs à la passe à poissons

B	$[m]$	Largeur d'un bassin
C_d	$[-]$	Coefficient de débit
L	$[m]$	Longueur d'un bassin
P_v	$[Kg.m^{-1}.s^{-3}]$	Puissance du fluide par unité de volume
Q_A	$[-]$	Premier débit adimensionnel
Q^*	$[-]$	Second débit adimensionnel

Q_{Pred}	$[-]$	Débit prédit par le modèle
S_r	$[m^2]$	Surface occupée par les structures
S_t	$[m^2]$	Surface de référence d'implantation des structures
V_d	$[m.s^{-1}]$	Vitesse débitante maximale théorique
Vol	$[m^3]$	Volume d'eau dans un bassin
Z_0	$[m]$	Hauteur d'eau au centre du second bassin
Z^*	$[-]$	Hauteur d'eau normalisée
b	$[m]$	Largeur de la fente
d_r	$[-]$	Densité surfacique d'implantation
h_s	$[m]$	Hauteur des seuils
s	$[\%]$	Angle d'inclinaison de la passe à poissons
x	$[m]$	Coordonnée longitudinale
y	$[m]$	Coordonnée transversale
z	$[m]$	Coordonnée verticale
x_0	$[m]$	Origine longitudinale
y_0	$[m]$	Origine transversale
z_0	$[m]$	Origine verticale
Δh_b	$[m]$	Différence de hauteur entre les bassins

Symboles relatifs aux mesures et aux incertitudes

L_r	$[m]$	Longueur mesurée avec un réglet
P_{flex}	$[m]$	Position de la structure flexible
$R(m,n)$	$[-]$	Coefficient de corrélation normalisé pour le traitement PIV
T_{ADV}	$[s]$	Temps entre deux ondes émises
d_p	$[m]$	Diamètre des particules utilisées en PIV
f_{acqui}	$[s^{-1}]$	Fréquence d'acquisition
$f_{Doppler}$	$[s^{-1}]$	Fréquence de l'onde reçue
$f_{Emetteur}$	$[s^{-1}]$	Fréquence de l'onde émise
$\overline{g}$	$[-]$	Moyenne spatiale du niveau de gris
j_r	$[m]$	Erreur de justesse d'un réglet
k_σ	$[-]$	Coefficient de filtrage
l	$[m]$	Longueur du marqueur
l_p	$[m]$	Distance moyenne entre les particules utilisées en PIV
l_r	$[px]$	Longueur à l'image d'un réglet
u_M	$[Unité\ de\ M]$	Incertitude-type associée à la grandeur M
U_M	$[Unité\ de\ M]$	Incertitude élargie associée à la grandeur M
V	$[m.s^{-1}]$	Vitesse des particules
τ_p	$[s]$	Constante de temps des particules utilisées en PIV
ρ_p	$[Kg.m^{-3}]$	Masse volumique des particules utilisées en PIV
$\lambda_{Emetteur}$	$[m]$	Longueur d'onde issue de l'émetteur
φ	$[Rad]$	Déphasage entre l'onde émise et l'onde reçue

INTRODUCTION

Que ce soit le vent dans les branches ou les courants marins sur des canopées de plantes aquatiques, les phénomènes en jeux font intervenir un fluide et une structure solide. La qualification qui leur est donnée est l'Interaction Fluide Structure, désignée par l'acronyme IFS. Quelques exemples d'IFS peuvent être cités, comme les ponts et les viaducs qui subissent les effets du vent, les vibrations des ailes d'un avion, les oscillations d'un bateau sur l'eau, un câble plongeant dans l'océan, la vibration des cordes vocales ou encore la déformation des artères sous la pression cardiaque. Dans le domaine de l'environnement, l'interaction entre les plantes et le vent (ou l'eau) est un sujet majeur, que cela concerne un élément isolé, avec par exemple les déformations d'une plante soumise à un écoulement ou à l'échelle d'un ensemble d'éléments dans le cas d'une canopée comme une forêt ou un champ de blé. La présence de l'IFS dans les domaines techniques, médicaux et environnementaux en fait un sujet de recherche touchant un vaste champ de disciplines scientifiques et dont la complexité des phénomènes leur est majoritairement propre. L'intérêt porté à l'étude de ces interactions complexes est croissant durant ces dernières décennies. Les connaissances acquises à ce sujet et les nouvelles technologies de mesures expérimentales et de simulations numériques permettent une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu.

Dans la plupart des cas, l'IFS est une contrainte pour le fonctionnement des systèmes puisqu'elle cause des déformations et des vibrations qui peuvent conduire à l'endommagement d'éléments mécaniques. De plus, les émissions sonores causées par les vibrations sont des contraintes conséquentes puisqu'elles rendent les systèmes bruyants et inopérants dans certaines situations. La maitrise de ces phénomènes présente donc un intérêt pour limiter leurs conséquences néfastes, mais pas seulement. L'IFS présente un atout majeur, en particulier lorsqu'il s'agit de récupérer de l'énergie. Dans ce cas, les déformations, vibrations ou déplacements du solide sont utilisés pour récupérer l'énergie du fluide [Zeoli *et al.*, 2020]. Pour que les performances soient optimales, de tels systèmes sont conçus pour que l'IFS soit favorisée.

Un autre point de vue peut être donné avec non pas l'objectif de récupérer l'énergie du fluide, mais celui de la dissiper pour protéger des zones ou ralentir un écoulement. Dans ce cas, des dispositifs composés de structures flexibles artificielles ou naturelles et exploi-

tant l'IFS peuvent être utilisés [Mérigaud *et al.*, 2021]. Les applications de ces systèmes concernent le domaine maritime et fluvial, dans les cas où la circulation de l'eau, la houle ou le passage d'embarcation engendrent l'érosion des cotes ou des berges. Cette érosion a des conséquences directes sur l'entretien et la réalisation des voies fluviales et implique leurs consolidations, dont les principales solutions mises en place actuellement sont des berges artificielles en bétons, palplanches ou par enrochement. Ces constructions constituent un changement environnemental majeur pour la biodiversité. Une autre application concerne les crues, inondations ou tsunamis, avec la mise en place d'éléments naturels ou artificiels ayant pour objectif de ralentir l'eau pour protéger des zones lorsque ces évènements se produisent. Ce sont ces capacités de dissipation énergétique sur un écoulement qui ont été étudiées dans ce travail, en suivant une approche fondamentale basée sur des expériences, de la simulation numérique et des modèles à une dimension.

Dans ce manuscrit, le cas particulier de l'interaction entre l'eau et des structures flexibles (cylindres de section circulaire) en polymère est présenté, et plus particulièrement dans le cas où les structures sont placées dans un écoulement à surface libre. Cela restreint le champ de l'étude qui se rapproche alors de l'interaction entre les plantes aquatiques et un écoulement turbulent de type rivière. Deux objectifs sont visés dans cette étude. Le premier est d'analyser le comportement des structures dans la typologie d'écoulement précédemment citée, sous forme d'un élément isolé et sous forme de faisceau. Le second est d'étudier une application concrète avec l'implantation de structures dans un dispositif hydraulique. Ces résultats pourront conduire à l'utilisation d'éléments flexibles pour améliorer des systèmes hydrauliques ou pour protéger des zones d'érosion par l'implantation de structures ou pour favoriser la circulation des poissons. De plus, le choix fait sur les structures flexibles permettra potentiellement d'extrapoler les résultats à des structures naturelles, ce qui peut permettre le développement de l'utilisation de zones végétalisées à ces mêmes fins.

La démarche générale a consisté, dans chaque cas d'étude, à conduire une série d'expériences, à construire un modèle numérique et un modèle à une dimension. Les expériences ont été conduites au sein de l'institut Pprime de l'Université de Poitiers. Trois équipements de la Plateforme Hydrodynamique Environnementale ont été utilisés, le canal hydrodynamique, le canal hydrosédimentaire et la passe à poissons à fentes verticales. Suivant les cas expérimentaux et les grandeurs observées, plusieurs méthodes de mesures ont été employées parmi lesquelles on retrouve les mesures de vitesse dans l'écoulement par sonde ADV (Vélocimètre Acoustique à effet Doppler) ou PIV (Vélocimétrie par Images de Particules) ou encore les mesures de hauteurs d'eau avec sondes acoustiques. Les expériences ont permis de caractériser et analyser les principaux phénomènes en jeu, que ce soit pour la structure flexible, le fluide et l'IFS. Les résultats expérimentaux ont également été utilisés pour valider les modèles numériques en LES (Large Eddy Simulation) avec IFS par couplage fort qui ont été construits pour chaque configuration expérimentale. Ces simulations numériques ont permis d'explorer les grandeurs physiques qui n'ont pas été mesurées expérimentalement, permettant d'élargir le champ des données obtenues et ainsi de compléter l'analyse physique. Pour finir, les modélisations à une dimension construites ou étudiées dans chaque cas ont permis d'aboutir à des modèles relativement simples, faisant intervenir les principales sources des comportements observés. Pour aboutir à ce

dernier, les expériences ont été menées sous la forme d'études paramétriques ayant permis de découpler l'influence de chaque paramètre sur les grandeurs étudiées.

Dans le premier chapitre, une étude bibliographique est détaillée pour donner au lecteur les éléments généraux issus de la littérature qui traitent du sujet de cette thèse ce qui permettra de positionner les résultats dans le champ de recherche. Ce chapitre est présenté suivant quatre axes. Le premier concerne un seul cylindre circulaire indéformable dans un écoulement transverse avec une description des principaux régimes observables. Le second est relatif à plusieurs cylindres dans un écoulement et les interactions qui peuvent exister entre eux. Le troisième axe concerne les éléments flexibles isolés dans un écoulement et leurs principaux comportements. Enfin la dernière partie est au sujet d'une canopée d'éléments (artificiels ou naturels) et traite de sa caractérisation et des principaux phénomènes engendrés.

Le second chapitre présente les moyens de mesure utilisés. Chaque méthode de mesure y est décrite en tenant compte des contraintes de mises en œuvre. Les méthodes de traitement des données sont également présentées pour chaque type de mesure. Enfin, l'évaluation des incertitudes est détaillée en prenant en considération les conditions expérimentales et les caractéristiques des instruments de mesure. Ce chapitre est décomposé en quatre parties, la première traite des mesures de déplacements et de position, ce qui concerne la structure flexible. La seconde partie concerne les mesures de vitesses dans l'écoulement. La troisième partie développe les méthodes de mesure de débits et enfin la dernière partie est au sujet des mesures de hauteurs d'eau par sondes acoustiques.

Le troisième chapitre présente le cas particulier d'un cylindre isolé. Cette partie est fondamentale pour la suite puisqu'elle permet d'observer le comportement d'une structure soumise à un écoulement transverse dans les conditions expérimentales proches de celles du chapitre suivant. Les essais présentés consistent à caractériser mécaniquement la structure flexible, d'un point de vue statique et dynamique. Dans un second temps, des essais dynamiques de la structure placée dans une eau morte ont été menés, ce qui a permis de mettre en avant les phénomènes d'IFS ayant conduit à une modélisation 1D. Une troisième partie présente les résultats de la structure placée dans un écoulement, avec les mesures de déformation et de vitesses dans le sillage. Enfin, la méthode de modélisation en LES couplée à la déformation de la structure est décrite et les résultats comparés aux résultats expérimentaux.

Dans le quatrième chapitre sont présentés les résultats de l'étude d'un ensemble de cylindres disposés en faisceau. Après une brève présentation bibliographique, les essais menés dans le canal hydrodynamique de l'institut Pprime sont décrits. Ils ont permis d'étudier l'influence de la présence d'un faisceau de structures flexibles sur les pertes de charge. Pour cela, de multiples configurations expérimentales ont été testées suivant quatre paramètres. Les résultats sont présentés en fonction de chaque paramètre de façon à analyser l'influence de chacun d'entre eux. Également, les résultats d'une série d'essais menée dans les mêmes conditions, mais avec des structures rigides ont permis de montrer l'effet de la flexibilité sur les grandeurs étudiées. Dans un second temps, la méthode de construction d'un modèle numérique est décrite et les résultats sont présentés et comparés

aux résultats expérimentaux. Pour finir, la démarche de construction d'une modélisation 1D se basant sur les phénomènes physiques est détaillée et les résultats sont comparés aux résultats expérimentaux.

Le cinquième et dernier chapitre présente l'étude de l'implantation d'une canopée de structures flexibles sur le radier d'une passe à poissons à fentes verticales. La première partie de ce chapitre est constituée d'une étude bibliographique puis d'une description des moyens expérimentaux et des configurations expérimentales étudiées. Les coefficients de débits et les topologies sont analysés puis les résultats sont confrontés aux résultats provenant d'une modélisation 1D issue de la littérature. La seconde partie du chapitre décrit la démarche de construction du modèle numérique de la passe à poissons avec la canopée de structures flexibles. Ce modèle est validé au regard des résultats expérimentaux obtenus par des mesures PIV. Pour finir, les résultats expérimentaux et les résultats du modèle numérique sont analysés pour en déduire l'effet de l'implantation de la canopée sur l'écoulement de la passe à poissons.

CHAPITRE 1

ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Sommaire

1.1 Cylindres circulaires rigides dans un écoulement 6
1.1.1 Écoulement autour d'un cylindre rigide 6
1.1.2 Écoulement autour de plusieurs cylindres rigides 13
1.2 Structure flexible dans un écoulement 21
1.2.1 Grandeurs caractéristiques de l'interaction fluide-structure . . . 21
1.2.2 Comportement d'un élément flexible dans un écoulement . . . 24
1.3 Écoulement dans une canopée de structures 31
1.3.1 Les canopées naturelles 31
1.3.2 Écoulement dans une canopée 32
1.4 Conclusion 36

L'écoulement autour d'obstacles a fait l'objet de nombreuses études et en particulier concernant les cylindres circulaires qui sont bien souvent des cas de références de la littérature. Dans ces travaux, ce sont des cylindres circulaires qui seront utilisés, certains considérés comme indéformables, car constitués d'un matériau de haute rigidité et d'autres considérés comme déformables, car constitués de matériaux plus souples. Ces cylindres ont été disposés suivant plusieurs agencements, seul dans l'écoulement, sous forme de faisceaux et sous forme de canopée. Afin de permettre une analyse et un positionnement des résultats par rapport aux données de la littérature, une analyse bibliographique a été menée dont une synthèse non exhaustive est proposée dans ce chapitre. Il y sera question, tout d'abord de cylindres rigides, isolé et en faisceau puis de canopées d'éléments rigides et flexibles. Les notions d'interactions fluide structures seront décrites ainsi que des résultats remarquables théoriques et pratiques. Cette étude fournit les bases pour l'introduction des configurations expérimentales et des analyses qui seront décrites dans les chapitres suivants.

1.1 Cylindres circulaires rigides dans un écoulement

1.1.1 Écoulement autour d'un cylindre rigide



FIGURE *1.1 – Croquis de Léonard de Vinci d'un écoulement autour d'un obstacle, extrait de Windsor Castle Library [Predetti, 1987].*

L'étude des écoulements autour d'un obstacle fait partie des études fondamentales en mécanique des fluides. Les premiers croquis remontent à la Renaissance et ont été réalisés par Léonard de Vinci dont une image est présentée en figure 1.1. On remarque sur ce dessin la présence de tourbillon et de turbulences, le tout dans un sillage symétrique. Ces phénomènes ont été étudiés bien plus tard, au début du 20e siècle par Bénard et Von Kármán dont les travaux sont à la base des études qui ont suivi.

Les phénomènes observés autour d'un obstacle dépendent du régime d'écoulement, laminaire ou turbulent. Ces régimes peuvent être définis à partir d'une seule grandeur

adimensionnée, le nombre de Reynolds. Ce nombre fut introduit pour la première fois en 1883 par Osborne Reynolds, il est un paramètre majeur dans la caractérisation du régime d'écoulement, il est défini comme le rapport entre les forces d'inertie et les effets visqueux du fluide, il est calculé à partir de l'équation 1.1.

$$Re = \frac{\rho_f U_\infty L_r}{\mu} \tag{1.1}$$

avec ρ_f la masse volumique du fluide, U_∞ la vitesse du fluide, L_r une grandeur caractéristique et μ la viscosité dynamique du fluide. Dans le cadre de cette étude, les obstacles étudiés sont des cylindres circulaires dans un écoulement transverse, dans ce cas particulier, la grandeur caractéristique est le diamètre du cylindre D.

De nombreuses études portent sur les régimes d'écoulement qui peuvent être rencontrés en fonction du nombre de Reynolds. Parmi les principales études menées à ce sujet il y a [Dryden, 1941], [Roshko, 1954], [Bloor, 1964] ou encore [Kourta *et al.*, 1986] qui ont étudié les différents régimes et les transitions entre régime laminaire et turbulent. Des visualisations des écoulements autour de cylindres sont détaillées sur une large plage du nombre de Reynolds par [Coutanceau et Defaye, 1991]. Les principaux régimes vont être détaillés en fonction du nombre de Reynolds :

($Re < 5$) Régime rampant ou de Stokes, (figure 1.2) : dans ce mode d'écoulement, les effets inertiels sont négligeables face aux effets visqueux, il s'observe donc pour des nombres de Reynolds très faibles. Dans ce cas, l'écoulement est laminaire et symétrique entre l'amont et l'aval du cylindre et par rapport à l'axe de l'écoulement.

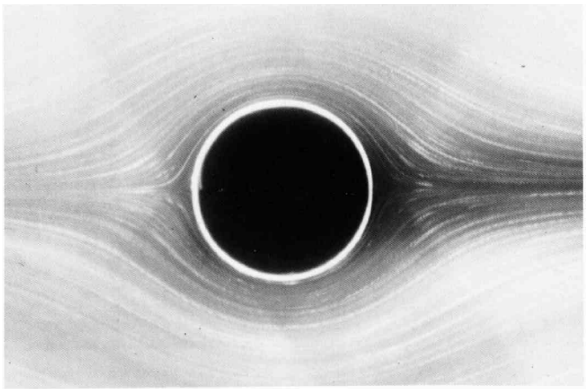


FIGURE *1.2 – Photographie d'un écoulement en régime rampant autour d'un cylindre circulaire pour Re=0.16, photographie prise par Sadatoshi Taneda, extraite de [Van Dyke, 1982].*

($5 < Re < 48$) Régime stationnaire décollé (figure 1.3) : dans ce cas, les effets d'inertie ne sont plus négligeables face aux effets visqueux. Le gradient de pression à la surface du cylindre devient positif (gradient de pression adverse), dans la zone du sillage, il y a alors

décollement de la couche limite. Une zone de recirculation laminaire se crée dans le sillage proche du cylindre avec la formation de deux tourbillons contrarotatifs. Plus le nombre de Reynolds est élevé, plus la longueur longitudinale de cette zone de recirculation augmente. Cependant, conformément au critère de Rayleigh, la présence d'un point d'inflexion de la vitesse rend cette zone de recirculation instable. Elle le devient d'autant plus lorsque le nombre de Reynolds se rapproche de 48.

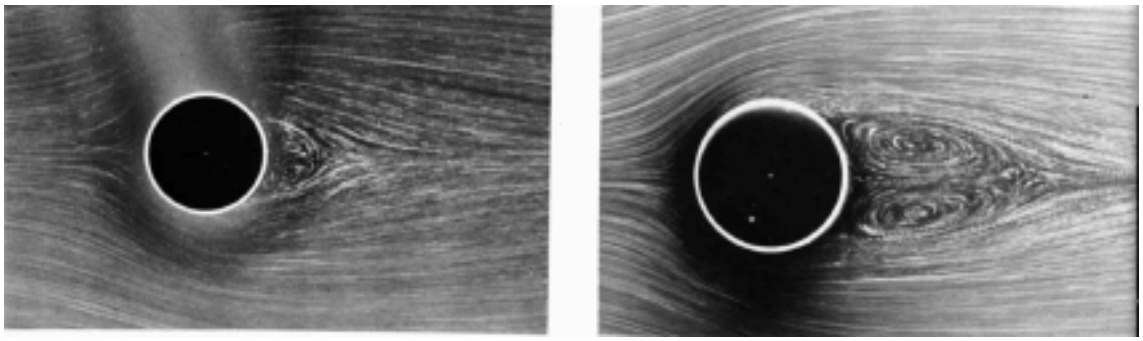


FIGURE *1.3 – Photographies d'un écoulement en régime stationnaire décollé autour d'un cylindre circulaire pour Re=13.1 à gauche et Re=26 à droite, photographies prises par Sadatoshi Taneda, extraites de [Van Dyke, 1982].*

($48 < Re < 160$) Régime laminaire instationnaire périodique [Roshko, 1954] (figure 1.4) : pour cette plage de Reynolds, les tourbillons de la zone de recirculation se détachent successivement de part et d'autre du cylindre dans un plan perpendiculaire à celui-ci. Une allée de tourbillons se forme dans le sillage du cylindre, appelée allée de Von Kármán.

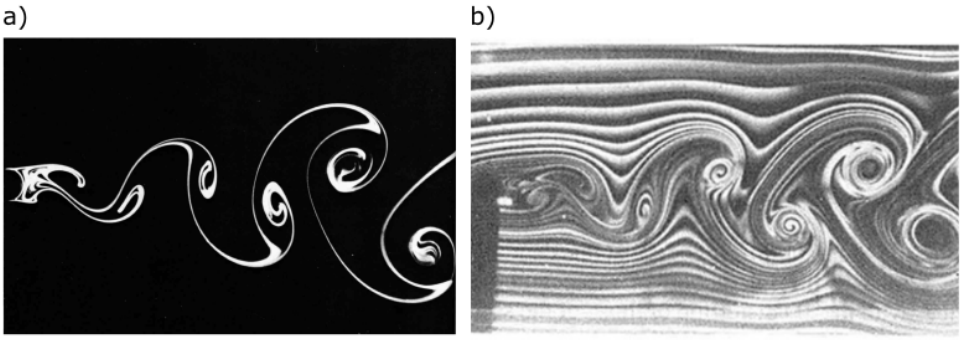


FIGURE *1.4 – Photographies d'un écoulement en régime laminaire instationnaire décollé autour d'un cylindre circulaire pour Re=140. a) Photographie prise par Sadatoshi Taneda, extraite de [Van Dyke, 1982] b) Photographie extraite de [Coutanceau et Defaye, 1991].*

($160 < Re < 300$) Transition vers le régime turbulent dans le sillage (figure 1.5) : La transition vers le régime turbulent apparait dans le sillage et croît avec l'augmentation du nombre de Reynolds. La transition se manifeste par l'apparition de composantes tridimensionnelles dans les rouleaux de Von Kármán, jusqu'ici bidimensionnels. Cette zone a été en particulier étudiée par [Bloor, 1964], [Gerrard, 1966], [Gerrard, 1978] ou plus récemment par [Williamson, 1996a], [Williamson, 1996b] qui montrent que la naissance des instabilités tridimensionnelles du régime instationnaire périodique est à la source de l'apparition de la turbulence dans le sillage.

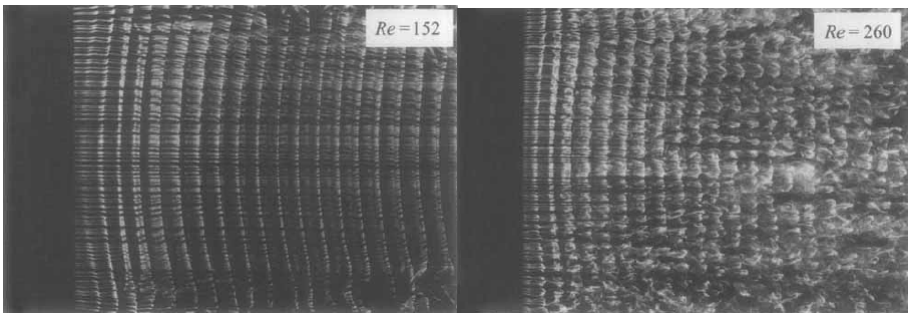


FIGURE *1.5 – Photographies de l'apparition de la turbulence dans le sillage d'un cylindre circulaire pour* $Re = 152$ *à gauche et* $Re = 260$ *à droite, photographies prises par C. H. K Williamson, extraites de [Williamson, 1996a].*

($300 < Re$), le sillage est entièrement turbulent (figure 1.6), plusieurs phénomènes vont alors commencer.

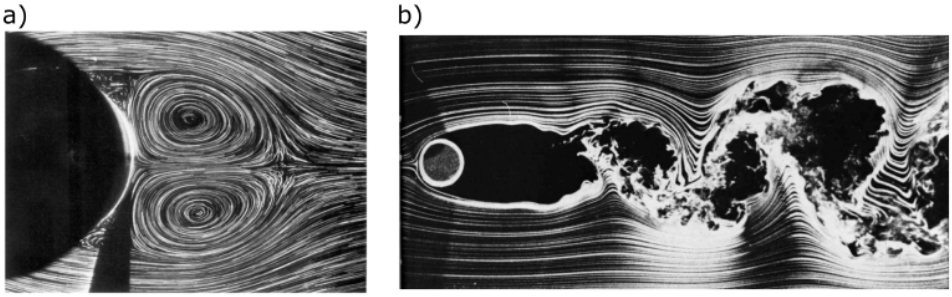


FIGURE *1.6 – Photographies d'un écoulement autour d'un cylindre. a)* $Re = 550$*, image extraite de [Bouard et Coutanceau, 1980]. b)* $Re = 10000$*, photographie prise par Thomas Corke et Hassan Nagib, extraite de [Van Dyke, 1982].*

($300 < Re < 3.10^5$), le régime est dit sous-critique, dans ce cas, la couche limite du cylindre est complètement laminaire et le sillage turbulent.

($3.10^5 < Re < 3.5.10^5$) le régime est critique, une transition turbulente est observée au niveau d'un seul point de la séparation de la couche limite. Il y a une asymétrie des points de séparation avec une couche limite laminaire d'un côté et turbulente de l'autre. Le point de séparation turbulent peut s'inverser avec le point de séparation laminaire de

façon aléatoire.

($3.5.10^5 < Re < 1.5.10^6$), régime super-critique qui est caractérisé par deux points de séparation turbulents de la couche limite. Cependant, la couche limite reste laminaire en partie et la transition turbulente commence à remonter du point de séparation vers le point de stagnation.

Le régime trans-critique est atteint pour les valeurs supérieures de Re. Dans ce cas, la couche limite est entièrement turbulente.

Lorsque le nombre de Reyolds est proche de 40, les tourbillons formés dans le sillage du cylindre sont particulièrement instables et sensibles à la moindre perturbation. Ceci a pour effet de favoriser l'accroissement d'un tourbillon par rapport à l'autre. Ce tourbillon va croitre jusqu'à ce que le second tourbillon le sépare de la couche limite. Il y a ainsi un lâcher tourbillonnaire, et le vortex se propage dans le sillage. L'allée de Von Kármán se forme dans le sillage du cylindre, voir figure 1.4 avec une certaine fréquence du lâcher tourbillonnaire. Ce phénomène s'observe pour de plus grandes échelles (figure 1.7) et pour des géométries quelconques d'obstacles non profilés.

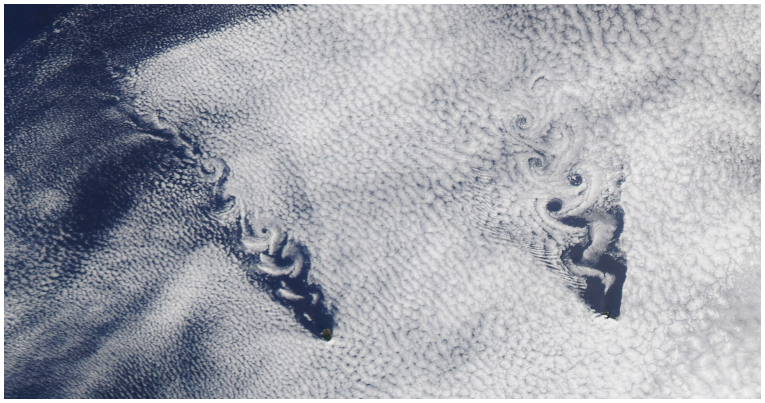


FIGURE *1.7 – Exemple d'allées de Von Kármán à grandes échelles. Photographie des iles Juan Fernández, prise le 2 février 2019 par le satellite Aqua de la NASA.*

La fréquence du lâcher tourbillonnaire a été étudiée pour la première fois à la fin des années 1800, [Strouhal, 1878] a montré qu'elle dépend de la vitesse du fluide et du diamètre du cylindre. Des études menées plus tard en 1896 par Rayleigh ont mis en avant la dépendance de cette fréquence avec le nombre de Reynolds. Ce fut le premier à introduire la définition d'un nombre adimensionnel représentant la fréquence normalisée du lâcher tourbillonnaire, appelée plus tard, nombre de Strouhal et défini en équation 1.2.

$$St = \frac{f_{St} D}{U_\infty} \tag{1.2}$$

avec St le nombre de Strouhal, D le diamètre du cylindre, f_{St} la fréquence du lâcher tourbillonnaire et U_∞ la vitesse du fluide.

De nombreuses études ont suivi sur ce sujet et en particulier celles de [Roshko, 1954], [Roshko, 1961], [Gerrard, 1966], ou encore [Bearman, 1969]. Une cartographie du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds a ainsi pu être établie pour une grande plage du nombre de Reynolds que l'on retrouve en figure 1.8.

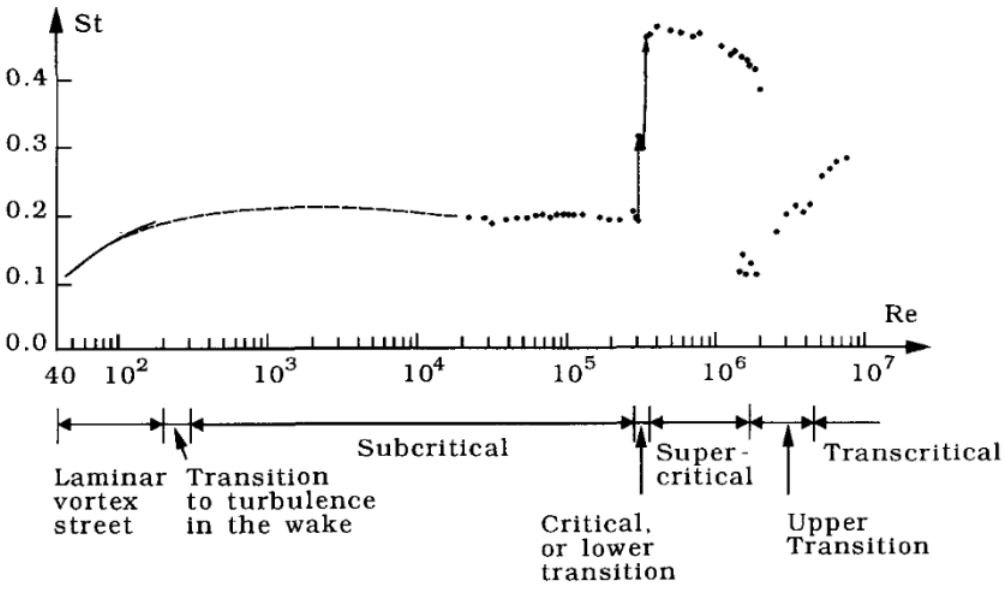


FIGURE *1.8 – Nombre de Strouhal exprimé en fonction du nombre de Reynolds, résultats issus de [Williamson, 1989], [Roshko, 1961] et [Schewe, 1983], extrait de [Sumer et Fredsoe, 2006].*

[Achenbach, 1968] a étudié les pressions et les frottements visqueux à surface d'un cylindre lisse pour les régimes sous-critiques à trans-critiques. L'intégration de ces forces sur la périphérie du cylindre permet d'obtenir la force par unité de longueur appliquée sur le cylindre, défini en équation 1.3.

$$f_p = \int_0^{2\pi} (p.cos(\Phi) + \tau.sin(\Phi))r_0 d\phi \tag{1.3}$$

avec f_p la force appliquée sur le cylindre par unité de longueur, p la pression statique, τ la contrainte de friction et r_0 le rayon du cylindre. Il est possible d'adimensionner cette équation 1.3, en divisant par $\frac{1}{2}\rho_f D U_\infty^2$ ce qui donne :

$$\frac{f_p}{\frac{1}{2}\rho_f D U_\infty^2} = \int_0^{2\pi} (\frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_f U_\infty^2}.cos(\Phi) + \frac{\tau}{\frac{1}{2}\rho_f U_\infty^2}.sin(\Phi))d\phi \tag{1.4}$$

avec ρ_f la masse volumique du fluide, U_∞ la vitesse caractéristique du fluide, p_∞ la pression de référence.

La projection de f_p sur la direction longitudinale et transversale de l'écoulement, nous donne respectivement la force de trainée par unité de longueur f_x et la force de portance par unité de longueur f_y. On peut donc définir deux coefficients présentés en équation

1.5, le coefficient de trainée C_x et le coefficient de portance C_y.

$$C_x = \frac{f_x}{\frac{1}{2}\rho_f D U_\infty^2} \; ; \; C_y = \frac{f_y}{\frac{1}{2}\rho_f D U_\infty^2} \tag{1.5}$$

Le lâcher tourbillonnaire génère des variations de pressions à la surface du cylindre ce qui va faire fluctuer C_x et C_y au cours du temps. Ces phénomènes ont été en particulier étudiés par [Schewe, 1983] qui a mis en avant la synchronisation de la fréquence du lâcher tourbillonnaire et de la portance puisque celle-ci fluctue entre un maximum et un minimum chacun causé par le lâcher de tourbillons. On remarquera également que la fréquence de la trainée est le double de la fréquence de Strouhal puisque les variations vont dépendre du lâcher de chaque tourbillon, cela est illustrée en figure 1.9.

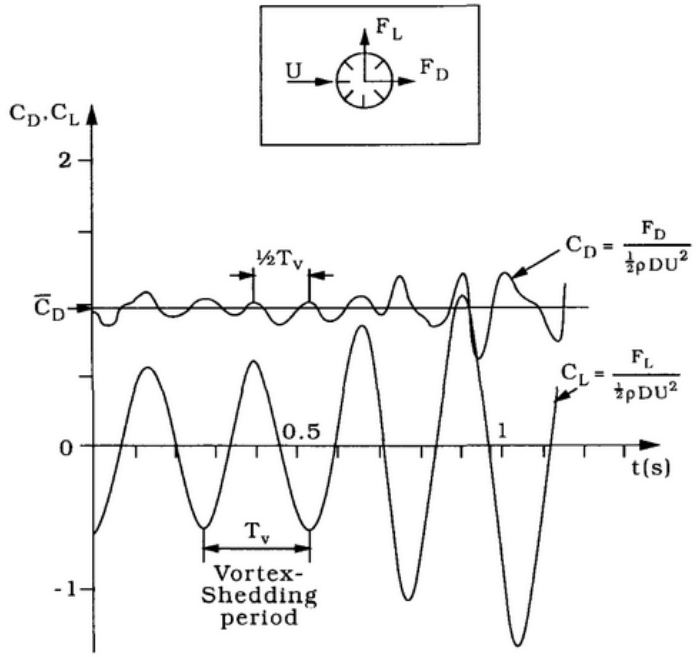


FIGURE *1.9 – Variations de portance et de trainée, provenant de l'étude de [Drescher, 1956] et extrait de [Sumer et Fredsoe, 2006], avec dans la figure, l'indice L (Lift) correspondant à la portance (direction transversale) et D (Drag) correspondant à la trainée (direction longitudinale).*

Sur la figure 1.9, la valeur moyenne du coefficient de portance est nulle, mais pas celle du coefficient de trainée. Ce dernier a fait l'objet de beaucoup d'études pour de nombreuses formes d'obstacle et d'écoulement. On retiendra pour les cylindres circulaires les travaux menés par [Dryden et Hill, 1930], [Roshko, 1961] ou encore [Bearman, 1969]. Une synthèse des coefficients de trainée autour d'un cylindre est présentée en figure 1.10.

On peut ainsi définir la répartition des pressions à la surface du cylindre avec le coefficient C_p, il est extrait de l'équation 1.5 et détaillé en équation 1.6. C'est une fonction

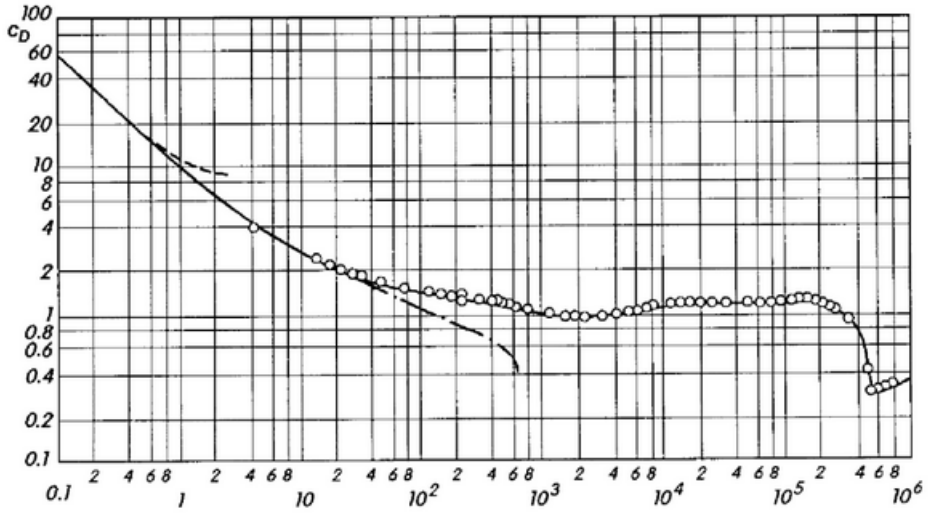


FIGURE *1.10 – Coefficient de trainée d'un cylindre, extrait de [Schlichting et Gersten, 2016].*

de Φ, l'angle entre le point de stagnation et le point de mesure. Un exemple typique de répartition de pression pariétale moyenne est donné en figure 1.11.

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_f U_\infty^2} \tag{1.6}$$

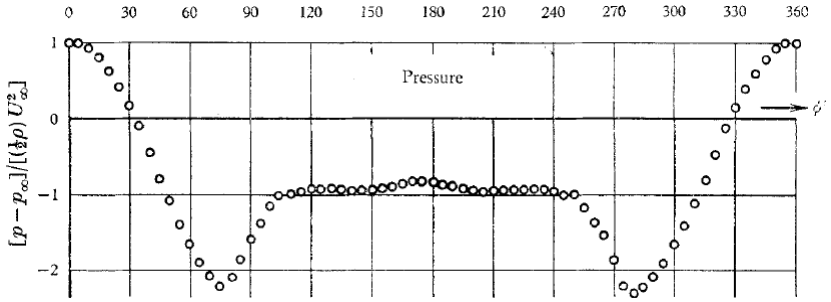


FIGURE *1.11 – Distribution des pressions pariétales moyennes pour un cylindre, $Re = 2.6.10^5$, extrait de [Achenbach, 1968].*

1.1.2 Écoulement autour de plusieurs cylindres rigides

Le placement de plusieurs cylindres dans un écoulement va transformer le comportement du fluide. Des phénomènes complexes d'interactions vont apparaitre entre les couches de mélange, les tourbillons ou encore dans l'allée de Von Kármán. Les dispositions qui peuvent être étudiées sont nombreuses, cependant nous allons voir dans ce chapitre bibliographique les cas de cylindres parallèles, de mêmes diamètres et placés dans un écoulement transverse, ce qui constitue une large partie des études menées sur ce sujet. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser au cas de deux cylindres dans un écoulement transverse. Trois cas d'étude ont été particulièrement explorés, les

dispositions de cylindres en tandem, côte à côte et décalés, qui sont illustrées en figure 1.12.

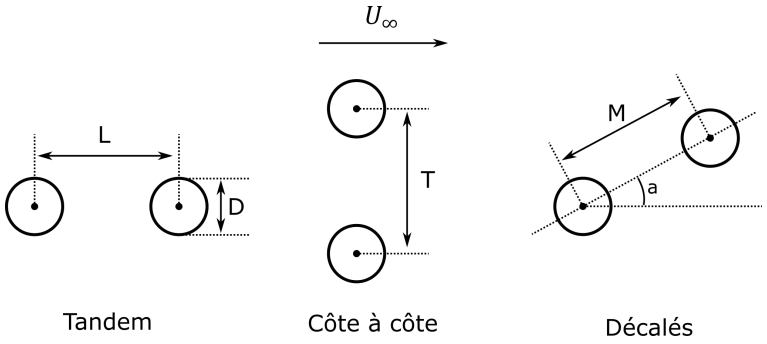


FIGURE *1.12 – Dispositions des cylindres parallèles de même diamètre dans un écoulement transverse, avec L, T et M les notations d'entre-axes typiquement utilisées dans la littérature.*

Les premières études sur ce sujet ont été conduites par [Biermann, 1934] qui a étudié différentes géométries de sections de cylindres et de configuration. D'autres études ont suivi, en particulier sur la caractérisation des phénomènes d'interférences entre deux cylindres par [Zdravkovich, 1987] (figure 1.13). Deux zones d'interférences sont visibles (figure 1.13). L'interférence de sillage qui apparait dans le cas de la position en tandem et l'interférence de proximité qui apparait dans la configuration en côte à côte. Il y a également une zone sans interférence dans laquelle peut se trouver un cylindre dans le cas de la position décalée (figure 1.13). Dans le cadre de cette étude, les deux configurations, en tandem et en côte à côte seront présentées, car elles introduisent les phénomènes apparaissant dans les faisceaux de cylindres.

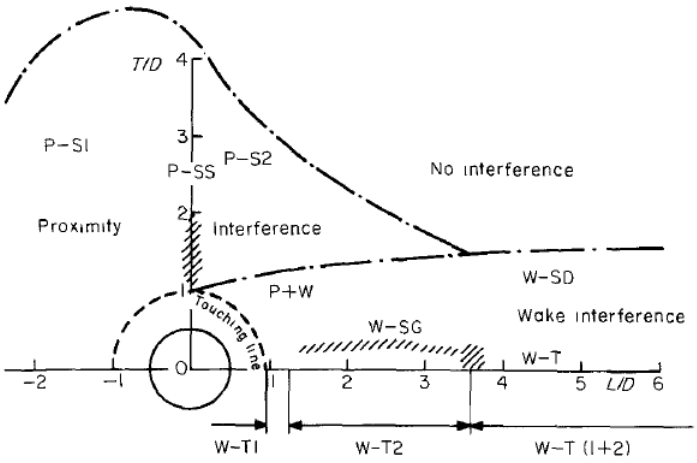


FIGURE *1.13 – Zones d'interférence entre deux cylindres, extrait de [Zdravkovich, 1987].*

Cylindres en tandem

L'étude de l'écoulement menée par [Igarashi, 1981] donne les premières visualisations et la topologie des écoulements en fonction de la distance entre les cylindres et du nombre de Reynolds. Le paramètre d'étude est le rapport L/D, avec L l'entre-axes des cylindres en disposition tandem (figure 1.12) et D le diamètre des cylindres. [Igarashi, 1981] remarque que dans le cas où L/D est faible, le cylindre amont ne génère pas de lâcher tourbillonnaire et les deux cylindres se comportent comme un seul corps dans l'écoulement. Lorsque L/D atteint une valeur critique, alors le lâcher tourbillonnaire apparait après le cylindre amont et le cylindre aval se trouve dans le sillage du premier.

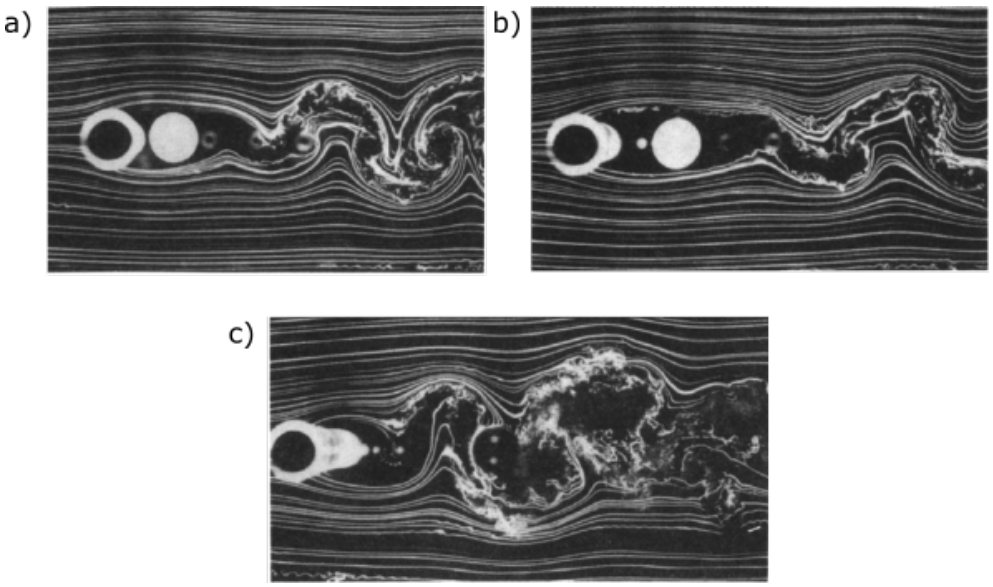


FIGURE *1.14 – Visualisation des trois régimes principaux de deux cylindres en tandem pour* $Re = 1.10^4$. *a)* $L/D = 1.25$. *b)* $L/D = 2$. *c)* $L/D = 4$, *extrait de [Ljungkrona et Sundén, 1993].*

D'après [Zdravkovich, 1987], [Xu et Zhou, 2004] et [Zhou et Yiu, 2006], on remarque ainsi trois cas particuliers pour les cylindres en tandem. Ces études ne donnent pas exactement les mêmes valeurs de transition cependant, lorsque $1 < L/D < 1.8$, les deux cylindres sont très proches l'un de l'autre et se comportent comme un seul corps dans l'écoulement. Lorsque $1.8 < L/D < 3.4$ il y a un régime de rattachement des couches cisaillées et lorsque $3.4 < L/D$ il y a un co-lâcher tourbillonnaire (figure 1.14).

La configuration en tandem a une influence sur le nombre de Strouhal. L'étude menée par [Xu et Zhou, 2004] traite en particulier du nombre de Strouhal dans ce cas. Il donne l'évolution de ce nombre en fonction de rapport L/D. Celui-ci est plus élevé que dans le cas d'un seul cylindre lorsque $L/D < 2$, mais va fortement baisser avec l'augmentation de L/D. Le nombre de Strouhal va continuer de baisser pour $2 < L/D < 5$, et devient inférieur au cas d'un seul cylindre. Lorsque $L/D \approx 5$, il y aura une hausse brutale (ou discontinuité) du nombre de Strouhal avec l'apparition du co-lâcher. Le nombre de Strouhal va alors augmenter avec L/D jusqu'à atteindre la valeur d'un cylindre seul. Cette évolution

est visible sur la figure 1.15. Cependant, les fréquences mesurées des lâchers tourbillonnaires des cylindres amont et aval restent similaires comme le montre [Alam *et al.*, 2003b].

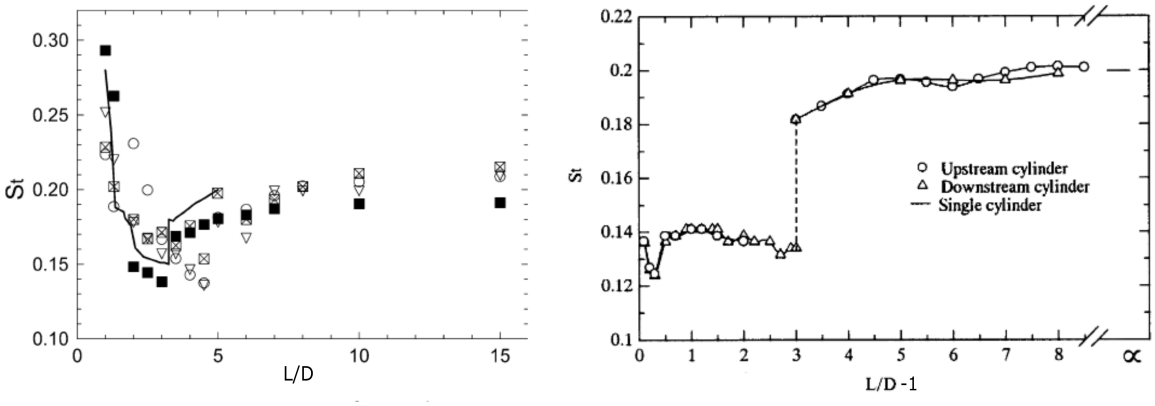


FIGURE *1.15 – À gauche est représenté l'évolution du nombre de Strouhal en fonction du rapport L/D.* ▽ $Re = 1.2.10^3$ *;* ⊠ $Re = 2.9.10^3$ *;* ○ $Re = 7.10^3$ *;* ■ $Re = 4.2.10^4$ *; trait plein* $Re = 2.2.10^4$*, issus de [Xu et Zhou, 2004] et [Igarashi, 1981]. À droite est représenté l'évolution du nombre de Strouhal du cylindre amont et aval en fonction du rapport L/D-1, provenant de [Alam* et al.*, 2003b].*

Le cylindre aval se trouve masqué par le cylindre amont et ne rencontre donc pas le même écoulement. Les champs de pression à la surface du cylindre amont ne seront donc pas les mêmes que ceux du cylindre aval. Cela aura des conséquences sur la pression pariétale moyenne et également sur les coefficients de portance et de trainée. Ces aspects ont été étudiés par [Ljungkrona et Sundén, 1993] dont les résultats de pressions pariétales sont donnés en figure 1.16 pour le cylindre amont et le cylindre aval pour $L/D = 4$. Il y a une nette différence entre les deux mesures, avec des niveaux plus faibles et plus homogènes pour le cylindre aval. Cette différence est également notable pour les coefficients de trainée et de portance comme cela est montré par [Alam *et al.*, 2003b].

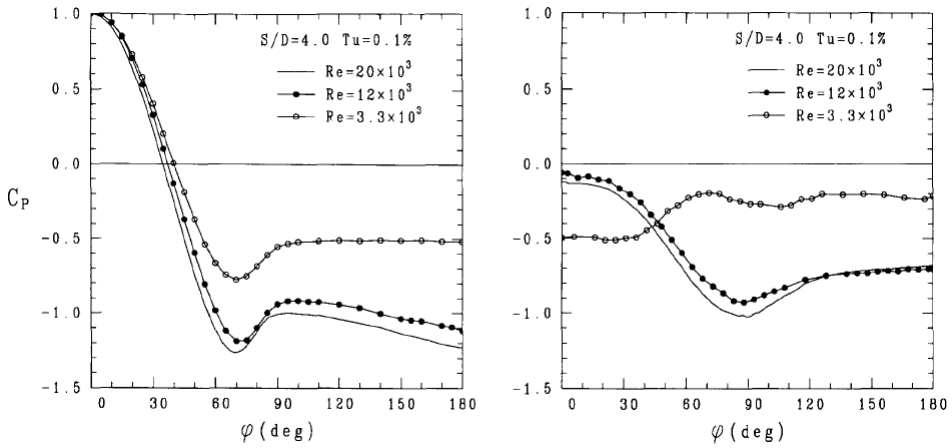


FIGURE *1.16 – Pression pariétale pour le cylindre amont à gauche et aval à droite, résultats provenant de [Ljungkrona et Sundén, 1993].*

Cylindres en côte à côte

Dans la configuration en côte à côte, trois principaux types de régimes d'écoulement sont décrits par [Zdravkovich, 1977] [Williamson, 1985] et [Zdravkovich, 1987]. Le paramètre d'étude est le rapport T/D, avec T l'entre-axes des cylindres en disposition côte-à-côte (figure 1.12) et D le diamètre des cylindres.

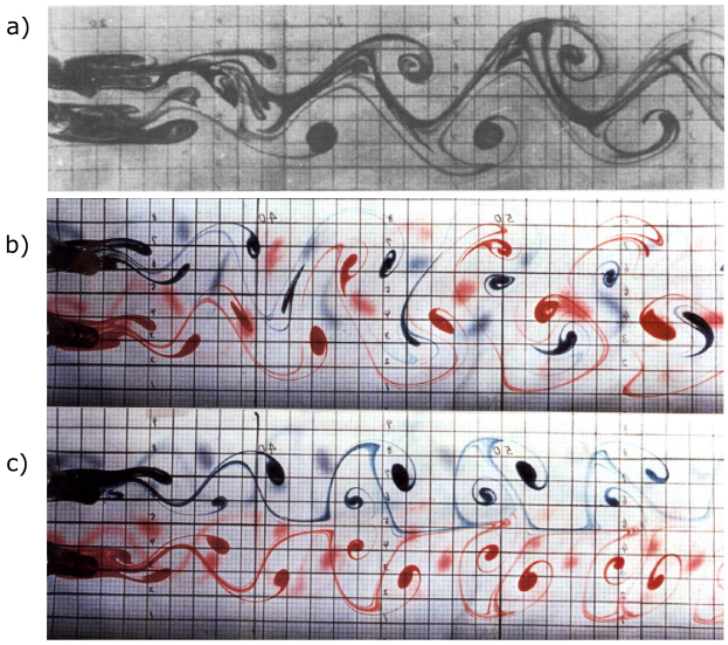


FIGURE *1.17 – Écoulement autour de deux cylindres en côte à côte pour* $Re = 200$. *a) visualisation du mode fondamental pour* $Re = 200$ *et* $T/D = 1.85$. *b) double allée tourbillonnaire en phase* $T/D = 3.4$. *c) double allée tourbillonnaire déphasée* $T/D = 3.4$, *image provenant de [Williamson, 1985].*

Lorsque $1 \leq T/D < 1.2$, les deux cylindres se comportent comme un seul et même élément placé dans l'écoulement. L'espacement entre les cylindres permet à un faible écoulement de passer vers le sillage et une seule allée tourbillonnaire se forme, on parle de mode fondamental.

Lorsque $1.2 < T/D < 2.2$ l'écoulement va être dévié vers un cylindre et devient asymétrique. Le cylindre vers lequel cette déviation a lieu aura, comparativement à l'autre un sillage proche plus petit, un coefficient de trainée plus important et une fréquence de lâcher tourbillonnaire plus importante. [Williamson, 1985] montre dans son étude que plusieurs modes harmoniques peuvent apparaitre dans le sillage entre les tourbillons d'un cylindre avec l'autre pour former une seule allée tourbillonnaire. Un exemple est donné en figure 1.17 extrait de [Williamson, 1985].

Lorsque $2.2 < T/D$, alors deux allées tourbillonnaires se forment, l'écoulement n'est plus dévié et les lâchers tourbillonnaires auront les mêmes fréquences. Les deux allées tourbillonnaires vont interagir entre elles avec des phénomènes complexes et vont trouver

des modes de synchronisation. Deux cas de synchronisation sont observables, la synchronisation en phase, appelée blocage, et la synchronisation en opposition de phase. Ces cas ont été étudiés par [Williamson, 1985] et [Summer *et al.*, 1999].

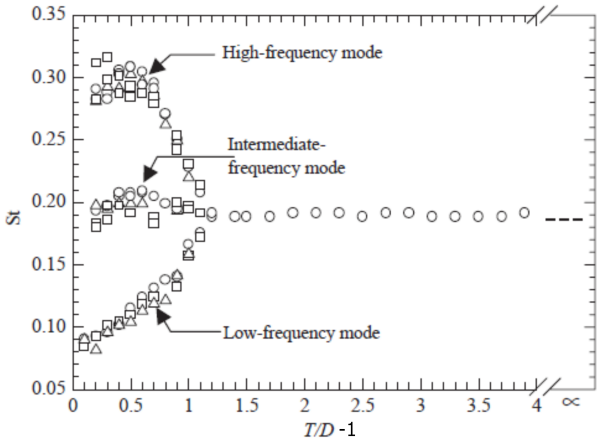


FIGURE *1.18 – Nombre de Strouhal pour deux cylindres en côte à côte,* $Re = 5.5.10^4$*, résultats provenant de [Alam et al., 2003a].*

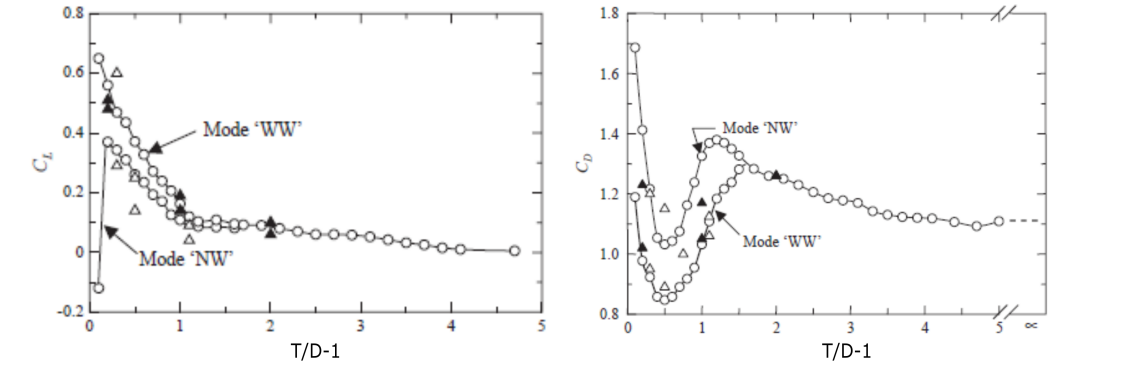


FIGURE *1.19 – Coefficient de portance et de trainée pour* $Re = 5.5.10^4$*. Résultats issus de :* $Re = 8.10^3$ *, ▲ [Hori, 1959] ;* $Re = 6.10^4$*, △ [Zdravkovich et Pridden, 1977] ; et* $Re = 5.5.10^4$*, ○ [Alam et al., 2003a], dans le cas d'un régime dévié NW signifie sillage court et WW signifie sillage long.*

Le nombre de Strouhal a également été évalué pour des cylindres en côte à côte en fonction du l'espacement entre les cylindres. Un résumé des fréquences de lâcher tourbillonnaire en fonction de T/D a été proposé par [Summer *et al.*, 1999] et une étude plus récente a été menée par [Alam *et al.*, 2003a] dont les résultats sont présentés en figure 1.18. Il y a trois nombres de Strouhal lorsque $T/D < 2.2$. Ce qui s'explique par la déviation de l'écoulement sur les cylindres qui engendre des fréquences de lâcher différentes.

On remarquera également les variations des coefficients de portance et de trainée en fonction T/D en figure 1.19. Ces données sont issues de [Zdravkovich et Pridden, 1977], [Hori, 1959] et [Alam *et al.*, 2003a].

Faisceau de cylindres

Un faisceau de cylindres consiste en une disposition de plusieurs rangées de cylindres parallèles entre eux et disposés régulièrement suivant un schéma précis. De multiples configurations de faisceaux de cylindres peuvent exister [Žukauskas, 1987] schématise les configurations les plus classiques. Beaucoup d'études, dont les premières datent de 1937, traitent de ce sujet dans le cadre des échangeurs thermiques. Les lâchers tourbillonnaires engendrés par l'écoulement transverse résonnent avec les tubes et les phénomènes de VIV (Vortex Induced Vibrations) apparaissent. Ces phénomènes génèrent des vibrations qui peuvent avoir des amplitudes importantes et conduire à des ruptures mécaniques par fatigue. Ils ont particulièrement été étudiés dans le domaine nucléaire.

L'écoulement dans le faisceau va fortement dépendre de l'agencement des tubes, on retrouve deux configurations majeures dans la littérature, en ligne ou alternée. Pour l'agencement en ligne, les cylindres sont disposés les uns derrière les autres. Pour l'agencement alterné, les cylindres seront décalés entre chaque ligne (figure 1.20). Dans le cadre de cette thèse, la configuration alternée, appelée aussi agencement triangulaire a été étudiée et en particulier la configuration en triangle équilatéral.

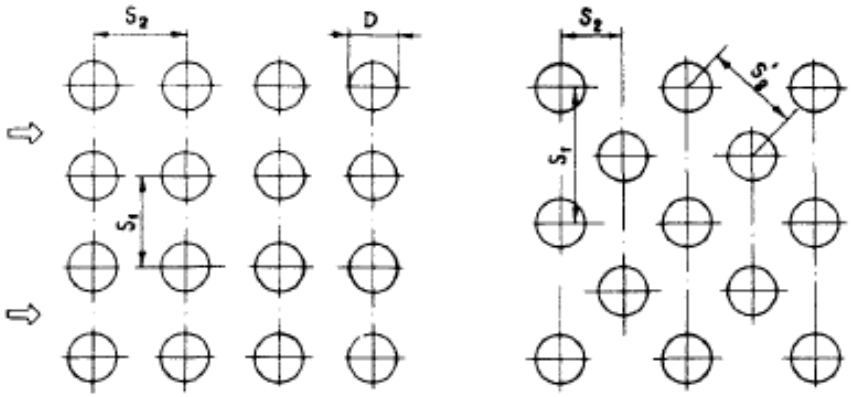


FIGURE *1.20 – Agencement d'un faisceau de cylindres dans un écoulement transverse, à gauche, disposition en ligne, à droite, disposition alternée, extrait de [Žukauskas, 1987]* .

[Balabani et Yianneskis, 1996] ont réalisé des mesures LDA (Laser Doppler Anemometry) dans un faisceau de cylindres. Ils ont pu étudier les profils de vitesse ainsi que l'énergie cinétique turbulente dans différentes zones entre les cylindres. On peut également remarquer dans cette étude les différences importantes qui existent dans l'écoulement entre la configuration en ligne et alternée. Des cartographies de vitesse des écoulements ont également été réalisées par PIV (Particule Image Velocimetry) par [Paul *et al.*, 2007] pour une disposition alternée et l'étude du lâcher tourbillonnaire par [Polak et Weaver, 1995].

Les pressions pariétales des tubes vont être très différentes en fonction de la rangée considérée et vont dépendre de l'espace entre les cylindres. Ceci aura pour conséquence de ralentir l'écoulement et de générer des pertes de charge. Ces pertes sont des dissipations énergétiques résultantes du passage du fluide à travers les obstacles et se décomposent en une composante de pression et une composante de frottement. Elles peuvent être estimées soit localement, soit globalement à partir d'un bilan énergétique sur une même ligne de courant issue de la relation de Bernoulli présentée en équation 1.7.

$$\Delta p = g\rho_f(z_0 - z_1) + \frac{\rho_f}{2}(v_0^2 - v_1^2) + p_0 - p_1 \tag{1.7}$$

avec Δp la perte de charge, z la hauteur, v la vitesse du fluide, p la pression, g la constante gravitationnelle et ρ_f la masse volumique du fluide. Les indices 0 et 1 sont respectivement associés à la grandeur en amont de l'obstacle et à la grandeur en aval de l'obstacle.

Cette équation permet ensuite de déterminer le coefficient de perte de charge ξ qui représente le rapport entre l'énergie dissipée Δh (perte de charge exprimée en hauteur de colonne d'eau) et l'énergie cinétique de référence du fluide $\frac{v_0^2}{2g}$.

$$\xi = \frac{2g.\Delta h}{v_0^2} \tag{1.8}$$

Ce coefficient dépend fortement de l'agencement des cylindres et du nombre de Reynolds. Il a été estimé pour des faisceaux de tubes, entre autres dans [Idel'cik, 1999] qui donne des abaques et des équations empiriques pour déterminer ce coefficient. Les données bibliographiques montrent que la trainée ou les fréquences de lâchers tourbillonnaires dépendent de la vitesse maximale entre les cylindres [Blevins, 2003].

La trainée globale du faisceau de cylindres dans une conduite est donnée par l'équation 1.9.

$$F_D = 2\rho_f v_m^2 D \frac{S_1}{D}\left[\frac{\Delta p}{2\rho_f v_m^2 N}\right] \tag{1.9}$$

avec F_D la trainée totale du faisceau de cylindres, ρ_f la masse volumique du fluide, v_m la vitesse maximale entre les cylindres, D le diamètre des cylindres, S_1 distance transversale entre les cylindres (figure 1.20), Δp la perte de charge et N le nombre de rangées de cylindres. Le terme $\left[\frac{\Delta p}{2\rho_f v_m^2 N}\right]$ est appelé facteur de friction, il dépend de l'agencement des cylindres et il peut être obtenu à partir d'abaques, dont un extrait est présenté en figure 1.21.

La caractérisation des pertes de charge peut être estimée à partir de la trainée d'un cylindre isolé dans le cas où l'espace entre les rangées de cylindres (S_2 en figure 1.20) est suffisamment important ($S_2/D > 3$) [Blevins, 2003].

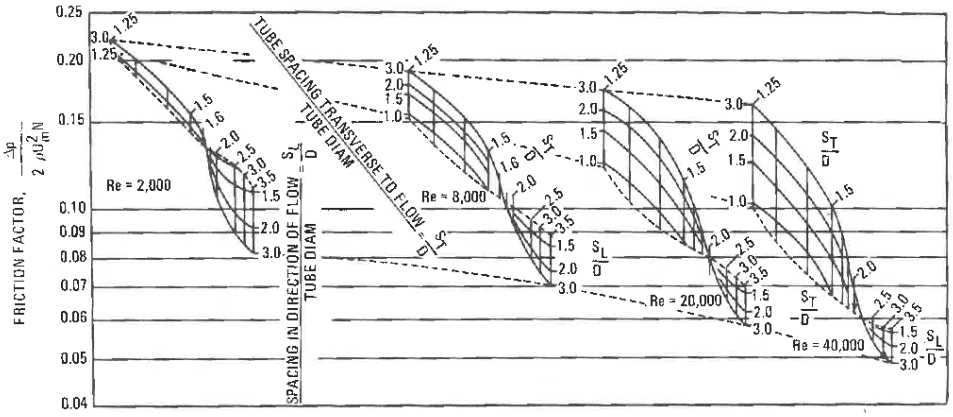


FIGURE *1.21 – Coefficient de friction pour un faisceau de cylindres dans une conduite en position alternée, avec dans le graphique, Δp la perte de charge, ρ la masse volumique du fluide, U_m la vitesse maximale entre les cylindres et N le nombre de rangées de cylindres, extrait de [Blevins, 2003].*

1.2 Structure flexible dans un écoulement

1.2.1 Grandeurs caractéristiques de l'interaction fluide-structure

Dans la majorité des cas, lorsque l'on étudie le comportement d'un fluide autour d'un solide, le solide est modélisé comme un élément rigide indéformable dans lequel le fluide ne peut pénétrer. Dans ce type de cas, les caractéristiques physiques du solide ne sont pas prises en considération. Dans le cas inverse où le solide placé dans un écoulement est étudié, les effets du fluide sur le solide peuvent être modélisés par des actions mécaniques. Ces actions mécaniques feront partie des conditions limites du solide et permettront d'évaluer les déformations de celui-ci. Si ces déformations sont suffisamment faibles, alors les effets des déformations de la structure sur le fluide peuvent être négligés. Ce mode de résolution considérant que les déformations de la structure n'affectent pas le comportement du fluide est appelé couplage faible.

Cette approche traite indépendamment le comportement du fluide et le comportement du solide, pour de nombreux problèmes, ces simplifications sont suffisantes pour obtenir des modélisations représentatives. Cependant, dans certains cas, cela n'est pas suffisant pour modéliser les phénomènes observés et en particulier lors de grandes déformations. Le fluide agit alors sur la structure et la déformation de la structure modifie significativement le comportement du fluide. La modélisation complexe de ces phénomènes est appelée couplage fort. Ces phénomènes faisant intervenir un fluide et un solide sont caractérisés par le terme Interaction Fluide-Structure (IFS).

La compréhension de l'IFS est vite devenue nécessaire suite aux nombreuses problématiques rencontrées, la catastrophe du pont du détroit de Tacoma aux États-Unis peut être citée, célèbre et triste exemple des conséquences de l'IFS. Au-delà de ce cas, ces phénomènes se retrouvent dans des systèmes mécaniques et biologiques, avec par exemple le mouvement des feuilles d'un arbre dans le vent, d'un roseau dans l'eau, la déformation

des artères par la pression sanguine , les vibrations d'une pale d'éolienne ou encore les vibrations d'un instrument à vent.

Le domaine fluide

Le domaine fluide se représente classiquement par l'équation de continuité (équation 1.10) et l'équation de Navier-Stokes obtenue à partir du bilan des quantités de mouvement et présentée (équation 1.11).

$$\nabla . \overrightarrow{u} = 0 \tag{1.10}$$

$$\rho \frac{\partial \overrightarrow{u}}{\partial t} + \rho(\overrightarrow{u} . \nabla)\overrightarrow{u} = -\nabla p + \rho \overrightarrow{f} + \mu \nabla^2 \overrightarrow{u} \tag{1.11}$$

avec ρ la masse volumique du fluide, $\overrightarrow{u}$ le champ de vitesse, p le champ de pression, μ la viscosité dynamique du fluide, $\overrightarrow{f}$ les forces extérieures appliquées au volume de fluide, ∇ l'opérateur mathématique Nabla.

Dans le cadre de cette étude, le fluide utilisé est l'eau à température et pression ambiantes. La compressibilité est donc considérée comme négligeable, ce qui se traduit par une divergence nulle du champ de vitesse (équation 1.10). Pour évaluer le nombre de paramètres nécessaires pour la modélisation, nous pouvons mener une étude dimensionnelle basée sur le théorème de Vaschy-Buckingham, (décrite dans [White, 2016]). Le problème comporte $n = 3$ unités de base ([L] ; [T] et [M]) et $k = 6 + i$ paramètres (ρ_f ; $\overrightarrow{u}$; μ ; L_f ; g ; T_f ; U_∞). Avec L_f l'ensemble des i grandeurs géométriques L_{fi} caractéristiques, g la constante gravitationnelle, T_f un temps caractéristique et U_∞ une vitesse caractéristique . Il faut donc $k - n = 3 + i$ nombres sans dimensions pour représenter intégralement ce problème. Pour $i \geq 1$ il y a :

$$\left(\frac{\rho U_\infty L_{fi}}{\mu}, \frac{U_\infty}{\sqrt{g L_{fi}}}, \frac{T_f U_\infty}{L_{fi}}, \frac{\overrightarrow{u}}{U_\infty}, f(L_f) \right) \tag{1.12}$$

Parmi ces nombres, il y a respectivement des grandeurs associées au nombre de Reynolds, de Froude, de Strouhal, le champ de vitesse adimensionné et les rapports d'aspect caractéristiques de l'étude. Le théorème de Vaschy-Buckingham donne la quantité nécessaire de grandeurs adimensionnées pour modéliser les phénomènes, cependant ces nombres ne sont pas les seuls, d'autres peuvent être définis suivant les phénomènes observés, par exemple le nombre de Stokes.

Le domaine solide

Pour le domaine solide, tout d'abord l'hypothèse de matériaux homogènes et isotropes est faite, ce qui permet l'utilisation des équations de la mécanique des milieux continus des solides. Également, l'hypothèse est faite que le solide reste dans le domaine des déformations élastiques linéaires et que les déformations thermiques sont négligeables. Dans le cas général de la déformation des solides avec l'hypothèse de petites déformations, la loi

de Hooke, présentée en équation 1.13, permet de faire le lien entre les contraintes dans le matériau et les déformations qui en résultent.

$$\sigma_s = 2\mu_s\varepsilon_s + \lambda_s.tr(\varepsilon_s)I_d \tag{1.13}$$

avec σ_s le tenseur des contraintes, ε_s le tenseur des déformations, I_d la matrice identité et λ_s, μ_s les coefficients de Lamé définis en équations 1.14 et 1.15.

$$\lambda_s = \frac{E\nu_s}{(1+\nu_s)(1-2\nu_s)} \tag{1.14}$$

$$\mu_s = \frac{E}{2(1+\nu_s)} \tag{1.15}$$

avec E le module d'Young du matériau et ν_s son coefficient de poisson.

Cependant, les comportements étudiés ne sont pas uniquement statiques, les aspects dynamiques doivent aussi être considérés, ce qui introduit la notion de temps et de masse de la structure.

En appliquant la même démarche que pour le domaine fluide, donc le théorème de Vaschy-Buckingham ce problème possède $n = 3$ unités de base ([L] ; [T] et [M]) et $k = 5+j$ paramètres (ρ_s ; $\overrightarrow{\xi}$; E ; L_s ; g ; T_s). Avec ρ_s la masse volumique du solide, $\overrightarrow{\xi}$ le champ de déplacement, E une grandeur d'élasticité, L_s l'ensemble des grandeurs L_{sj} caractéristiques du solide, g la constante gravitationnelle et T_s un temps caractéristique du solide. Il faut donc $k - n = 2 + j$ nombres sans dimensions pour représenter intégralement ce problème. Pour $j \geq 1$ il y a :

$$\left(\frac{T_s\sqrt{\frac{E}{\rho_s}}}{L_s}; \frac{\rho_s g L_s}{E}; \frac{\overrightarrow{\xi}}{L_s}; f(L_s)\right) \tag{1.16}$$

Parmi ces nombres, on retrouve respectivement des grandeurs associées au temps caractéristique du solide lié à sa dynamique ($\sqrt{\frac{E}{\rho_s}}$, est la vitesse du son dans le solide), le nombre d'élasto-gravité, le champ de déplacement adimensionné et les rapports d'aspect caractéristiques.

Interaction fluide-structure (IFS)

L'utilisation de ces deux formulations, Eulérienne pour le fluide et Lagrangienne pour le solide, rend complexe la modélisation de l'IFS. Cependant, à partir des équations de bases citées précédemment, on peut évaluer la quantité de nombres sans dimension indépendants et nécessaires à la modélisation de l'IFS. Le problème possède $k = 6 + i + 5 + j$ paramètres (auxquels il faut soustraire 1 car le paramètre g est en commun), et $n = 3$ unités de base ([L] ; [T] et [M]). Il y a donc $k - n = 7 - i - j$ nombres sans dimensions qui suffisent à représenter complètement les phénomènes fluides, solides et l'IFS. Sachant que précédemment $5 + j + i$ nombres ont été définis, il reste donc 2 nombres supplémentaires

à définir pour caractériser complètement le problème d'IFS.

Pour définir ces deux nombres, plusieurs grandeurs ont été proposées en fonction des phénomènes qui sont observés. Tout d'abord le nombre de masse, présenté en équation 1.17, est définie comme le rapport des masses volumiques du domaine fluide et du domaine solide.

$$M = \frac{\rho_f}{\rho_s} \tag{1.17}$$

La vitesse réduite qui représente le temps d'advection sur le temps d'oscillations est également un paramètre qui peut être utilisé. Elle est présentée en équation 1.18 et se définit comme le rapport entre la vitesse du fluide U_∞ et la vitesse caractéristique du solide.

$$U_R = \frac{U_\infty}{\sqrt{E/\rho_s}} \tag{1.18}$$

Le nombre de Cauchy C_Y est défini comme le rapport entre les forces fluides et les capacités de déformation de la structure. Ce nombre de Cauchy permet de définir les régimes d'interaction fluide structures qui seront présentés dans la suite. Dans la pratique, le coefficient de trainée est intégré dans le nombre de Cauchy de façon à prendre en considération les effets de la géométrie de l'obstacle [Gosselin *et al.*, 2010]. L'évaluation du nombre de Cauchy pour une structure en flexion dans un écoulement peut être définie à partir de la rigidité en flexion qui tient compte du moment quadratique et de la géométrie de la structure [Gosselin et de Langre, 2011], [Luhar et Nepf, 2011] ou encore [Lei et Nepf, 2016]. Le nombre de Cauchy peut alors être estimé pour une structure de section circulaire de diamètre D et de longueur H (équation 1.19).

$$C_Y = \frac{1}{2}\frac{\rho_f C_x D U_\infty^2 H^3}{EI} \tag{1.19}$$

Dans la suite de ce manuscrit, ces deux nombres sans dimensions seront utilisés. D'abord la vitesse réduite qui représente le rapport entre le temps caractéristique du fluide et le temps caractéristique du solide puis le nombre de Cauchy, permettant de déterminer les régimes d'IFS. Le nombre de masse n'a pas été utilisé puisque les densités des matériaux utilisés sont proches de 1, l'effet de la densité (poussée d'Archimède) est donc supposé négligeable.

1.2.2 Comportement d'un élément flexible dans un écoulement

Les premières études menées sur les systèmes flexibles remontent aux années 1970 avec [Lighthill, 1971] qui développe un modèle dans le cadre de l'étude du mouvement des poissons. Puis plus tard, [Vogel, 1984] , [Vogel, 1989] a étudié le coefficient de trainée pour différentes géométries de feuilles de végétaux et a mis en avant le principe qu'il appelle reconfiguration. Ce phénomène est la capacité d'un élément flexible de réduire sa trainée en se déformant. Cette reconfiguration est définie mathématiquement comme le ratio entre la trainée de l'élément déformable et la trainée pour une même structure indéformable, comme présenté en équation 1.20.

$$R = \frac{F_x}{F_{x-rigide}} \tag{1.20}$$

avec R le paramètre de reconfiguration, F_x la trainée totale de l'élément déformable et $F_{x-rigide}$ la trainée pour une structure indéformable de même géométrie.

[Luhar et Nepf, 2011] propose une autre définition de la reconfiguration. Elle est définie comme le rapport entre la longueur effective de la structure produisant une même trainée que celle observée expérimentalement et la longueur de la structure sans écoulement (équation 1.21).

$$R = \frac{l_e}{l} \tag{1.21}$$

avec l_e la longueur effective produisant une même trainée que celle observée et l la longueur réelle de la structure.

Deux phénomènes sont à la source de la baisse de trainée, la réduction de l'aire projetée en opposition avec le fluide et la forme de la structure qui devient plus profilée dans l'écoulement. Ces phénomènes ont été étudiés par [Shelley *et al.*, 2002] , [Alben *et al.*, 2004] et [Gosselin *et al.*, 2010]. Ces caractéristiques se retrouvent dans l'environnement naturel, en particulier chez les végétaux. Un exemple de reconfiguration est donné en figure 1.22 où il est représenté la géométrie d'une feuille de *Liriodendron tulipifera* qui se modifie avec la vitesse du fluide. La surface projetée et l'aérodynamisme de la feuille sont modifiés et la trainée fortement réduite.

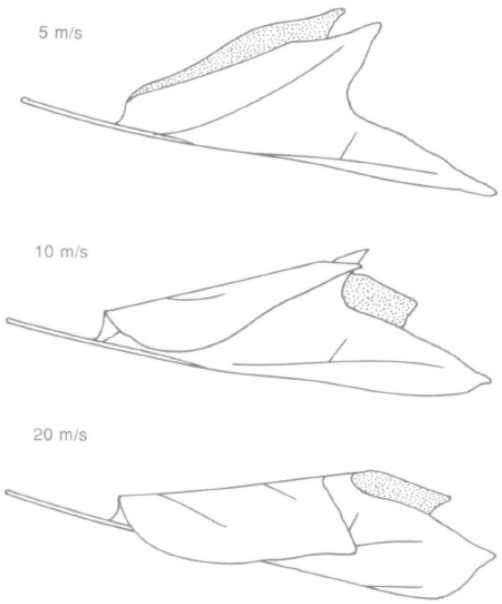


FIGURE *1.22 – Reconfiguration d'une feuille de Liriodendron tulipifera. L'augmentation de la vitesse de l'air modifie la forme de la feuille, à 20m/s, la feuille s'est repliée et a une forme de cône avec une trainée fortement réduite, extrait de [Vogel, 1989].*

Dans la plupart des cas, les études traitant de ce sujet visent à comprendre le comportement des plantes aquatiques ou terrestres dans un écoulement. Les principaux comportements pouvant être observés vont être présentés.

Pour un cas classique d'un solide rigide placé dans un écoulement, la trainée sera proportionnelle au carré de la vitesse. Quand une structure souple se déforme, il y a reconfiguration et un écart est observable sur la force de trainée entre un élément déformable et un même élément indéformable voir figure 1.23. Cette déviation est proportionnelle à une puissance de la vitesse. [Vogel, 1984] propose la relation 1.22 qui marque cet écart et montre sa proportionnalité avec la vitesse à la puissance ν. Cette grandeur adimensionnée est appelée exposant de Vogel.

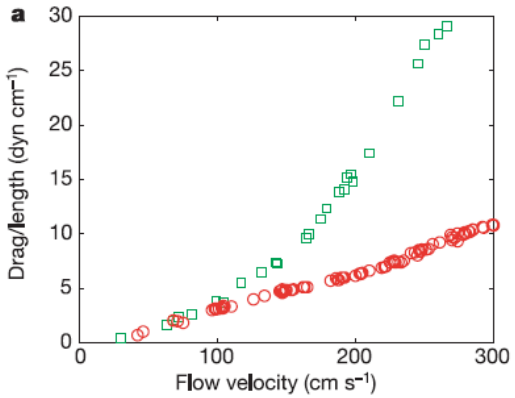


FIGURE *1.23 – Différence de trainée entre une structure flexible (en rouge) et une structure rigide (en vert), extrait de [Shelley et al., 2002].*

$$\frac{F_x}{U_\infty^2} \propto U_\infty^\nu \tag{1.22}$$

avec F_x la force de trainée totale, U_∞ la vitesse du fluide et ν l'exposant de Vogel.

Des études ont été menées par [Shelley *et al.*, 2002], [Alben *et al.*, 2004], [Gosselin, 2009] et encore [Gosselin et de Langre, 2011] et de nombreux exposants de Vogel ont été mesurés pour des végétaux par [Harder *et al.*, 2004]. [de Langre, 2008] et [Gosselin *et al.*, 2010] montrent que plusieurs régimes sont observés pour la trainée lors de la flexion d'un élément et que la reconfiguration peut être exprimée en fonction du nombre de Cauchy. De plus [Gosselin *et al.*, 2010] et [de Langre *et al.*, 2012] donnent des valeurs asymptotiques de ν par des études dimensionnelles. Ces valeurs sont dépendantes de la géométrie de la structure, mais aussi de l'écoulement, voir [Leclercq et de Langre, 2016].

Cette reconfiguration peut être reliée au nombre de Cauchy (équation 1.23), les courbes montrent l'évolution de cet exposant en fonction du nombre de Cauchy (figure 1.24).

$$R \propto C_Y^{\nu/2} \tag{1.23}$$

L'exposant de Vogel se défini comme :

$$\nu = 2\frac{\partial(log(R))}{\partial(log(C_Y))} \tag{1.24}$$

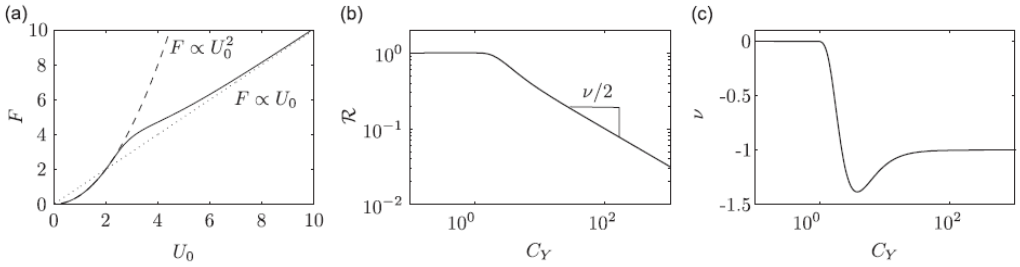


FIGURE *1.24 – Courbes schématiques. (a) Représentation de la trainée en fonction du nombre de Cauchy C_Y. (b) Représentation de la reconfiguration en fonction de C_Y (c) Représentation de l'exposant de Vogel en fonction de C_Y, extrait de [Leclercq et de Langre, 2016].*

Trois principaux régimes peuvent être distingués [Gosselin *et al.*, 2010] et sont visibles en figure 1.25 dans le cadre de la flexion d'une lame flexible. Tout d'abord, lorsque le nombre de Cauchy est très inférieur à 1 (régime rigide). Cela signifie que les forces du fluide sont inférieures à la rigidité de la structure. Dans ce cas, le comportement se rapprochera de celui d'une structure indéformable, le paramètre de reconfiguration sera proche de 1 et l'exposant de Vogel égal à 0. Lorsque le nombre de Cauchy est proche de 1 (régime variable), il y a déformation de la structure et une réduction de la trainée qui commence.

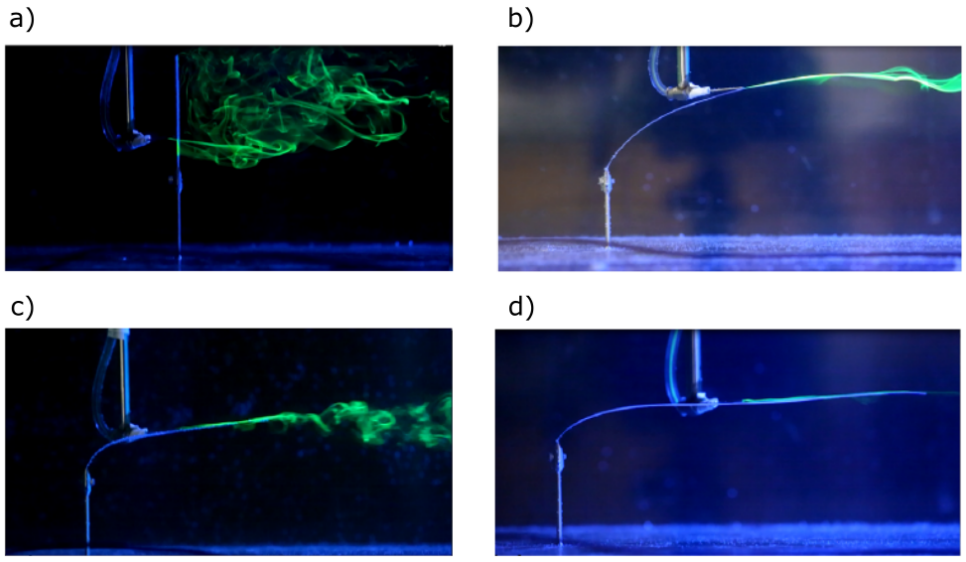


FIGURE *1.25 – Flexion d'une lame flexible pour plusieurs valeurs du nombre de Cauchy. a) $C_Y = 0.53$. b) $C_Y = 59$. c) $C_Y = 620$. d) $C_Y = 2200$, extrait de [Lei et Nepf, 2016].*

La reconfiguration devient inférieure à 1 et l'exposant de Vogel est variable. Dans le cas où le nombre de Cauchy est bien supérieur à 1 (régime de grandes déformations) alors il y

a une prédominance des forces fluides face à la rigidité de la structure. Les déformations sont importantes et la trainée chute. Le paramètre de reconfiguration devient très inférieur à 1, des valeurs asymptotiques de ce coefficient sont proposées par [Shelley *et al.*, 2002] , [Alben *et al.*, 2004] ou encore [Gosselin *et al.*, 2010].

Dans le cadre de cette thèse, les structures souples utilisées sont des cylindres circulaires dont la longueur est bien supérieure au diamètre. La structure peut donc être considérée comme une poutre encastrée libre (cantilever). Les aspects théoriques de telles configurations ont été traités par [Luhar et Nepf, 2011], [Leclercq et de Langre, 2016] et [Leclercq et de Langre, 2018]. Le bilan des forces appliquées sur la structure est présenté en figure 1.26.

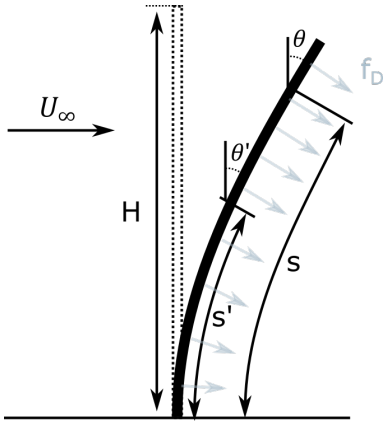


FIGURE *1.26 – Forces appliquées sur une structure flexible dans un écoulement uniforme.*

La structure flexible est considérée ici comme une poutre encastrée sur laquelle les efforts du fluide sont considérés comme une force uniformément répartie. Les hypothèses d'Euler-Bernoulli permettent de simplifier les équations 1.13, en considérant le problème plan et en négligeant les énergies de cisaillement devant l'énergie de flexion. Ces simplifications permettent d'obtenir un modèle à une dimension de la déformation de la poutre.

Dans le cas d'une poutre de section homogène sollicitée en flexion, l'angle θ de la tangente à la coordonnée s et la contrainte de cisaillement T peuvent être liés :

$$EI\frac{\partial^2\theta}{\partial s^2} = -T \tag{1.25}$$

avec E le module d'Young du matériau, I le moment quadratique qui dans le cas d'une section circulaire s'écrit $I = \pi D^4/64$.

Les forces du fluide qui peuvent être prises en considération sont les forces de pression dynamique F et les forces de flottaison. Pour notre étude, ces dernières seront négligées puisque les densités des matériaux utilisés sont proches de un.

La vitesse du fluide par rapport à la section droite de la poutre s'exprime comme $U_\infty cos(\theta)$, avec U_∞ la vitesse du fluide et θ l'angle de la section droite à la coordonnée s.

Elle correspond à la vitesse projetée sur la normale à la fibre neutre. Cela nous permet de déterminer la force de trainée par unité de longueur f_x, détaillée en équation 1.26.

$$f_x = \frac{1}{2}\rho_f C_x D U_\infty^2 cos^2(\theta) \tag{1.26}$$

avec ρ_f la masse volumique du fluide, $C_x$le coefficient de trainée et D le diamètre du cylindre.

On peut alors intégrer les forces appliquées sur le cylindre entre s' et H, pour obtenir la valeur de T en équation 1.27.

$$T' = \frac{1}{2}\rho_f C_x D U_\infty^2 \int_{s'}^{H} cos\left(\theta - \theta'\right) cos^2(\theta) ds \tag{1.27}$$

Le terme $cos\left(\theta - \theta'\right))$ permet ici de projeter l'effort sur la section droite inclinée d'un angle θ'.

En posant l'équilibre statique local, l'équation différentielle suivante peut être établie :

$$-EI\frac{\partial^2\theta}{\partial s^2}\,|_{s'} = \frac{1}{2}\rho_f C_x D U_\infty^2 \int_{s'}^{H} cos\left(\theta - \theta'\right) cos^2(\theta) ds \tag{1.28}$$

Cette équation permet de mettre en relation les forces fluides et de raideur de la poutre. Elle a été utilisée par [Luhar et Nepf, 2011], dont les résultats montrent le comportement caractéristique d'une structure dans un écoulement sous une forme simplifiée. Cette équation est valide dans le cas de l'équilibre statique entre les forces du fluide et les forces de déformation de la poutre or, l'aspect dynamique doit aussi être considéré. La formulation du problème est décrite par l'équation 1.29.

$$M_{dyn}\frac{\partial^2 x(s,t)}{\partial t^2} + C_{dyn}\frac{\partial x(s,t)}{\partial t} + K_{dyn}\frac{\partial^4 x(s,t)}{\partial x^4} = f(s,t) \tag{1.29}$$

avec $x(s,t)$ la déformation de la poutre à la coordonnée s et au temps t, M_{dyn} une constante de masse, C_{dyn} une constante d'amortissement et K_{dyn} une constante de raideur.

En général, ces problèmes sont traités avec des modèles d'oscillateur élémentaire et avec l'utilisation de fonctions de déformée modale $\varphi(s)$. Dans ce cas, on pose $x(s,t) = q(t)\varphi(s)$. Cette approche par mode propre permet de dissocier le problème temporel du problème spatial.

Dans le cas d'une poutre encastrée libre, la position de chaque point de la poutre peut être trouvée en utilisant la relation 1.30. L'étude peut être affinée en étudiant plusieurs modes, on parle alors d'étude multimodale, les quatre premiers modes vibratoires pour une poutre encastrée libre sont présentés en figure 1.27, provenant de l'équation 1.30.

$$\varphi_i(s) = cosh(\lambda_i s) - cos(\lambda_i s) + \sigma_i(sinh(\lambda_i s) - sin(\lambda_i s)) \tag{1.30}$$

avec $\varphi_i(s)$ la $i_{ème}$ déformée modale en fonction de la position s et λ_i et σ_i les coefficients associés à la $i_{ème}$ déformée modale.

Dans ce cas où il y a des vibrations, les forces générées par le volume de fluide déplacé et les effets visqueux à l'interface avec le solide vont modifier le comportement dynamique de la structure en abaissant sa fréquence propre. La vibration se comporte alors comme si la masse de la structure était plus importante. Ce phénomène est connu sous le nom de masse ajoutée qui tient compte de la géométrie de la structure et des propriétés du fluide.

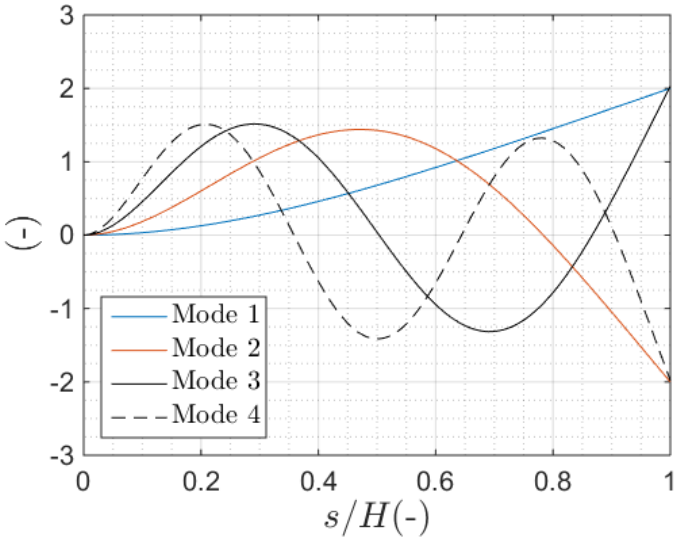


FIGURE *1.27 – Modes vibratoires pour une poutre encastrée libre.*

Un dernier phénomène est en lien avec ces travaux appelé blocage fréquentiel (frequency lock-in). Celui-ci apparait en particulier lorsque les temps caractéristiques du fluide sont du même ordre de grandeur que les temps caractéristiques du solide. Ce qui se traduit par une vitesse réduite, définie en équation 1.18, proche de 1. Dans ce cas, on va observer des phénomènes de résonance de la structure causés par les sources d'excitation du fluide, le lâcher tourbillonnaire. Ce phénomène est appelé dans la littérature Vortex-Induced Vibrations (VIV). Ces effets peuvent être dévastateurs et causer la destruction d'éléments mécaniques, il a été particulièrement étudié dans le cas des échangeurs thermiques, des cheminées, des colonnes ou des immeubles. Des revues sur ce sujet ont été menées par [Williamson et Govardhan, 2004] ou encore [Bearman, 2011].

Le blocage fréquentiel quant à lui, se définit comme la synchronisation de deux fréquences, celle de la structure et celle du lâcher tourbillonnaire. Les fréquences observées vont alors dévier des valeurs normalement attendues. Lorsqu'il y a blocage, la fréquence de la structure et la fréquence du lâcher tourbillonnaire seront synchrones sur une certaine plage de valeurs de la vitesse réduite. Dans ce cas, la fréquence du lâcher tourbillonnaire ne dépend plus du Reynolds, mais de la fréquence de la structure. Lorsque la fréquence de Strouhal est significativement éloignée de la fréquence de résonance de la structure, alors il n'y a plus de blocage. Le lâcher tourbillonnaire sera identique que pour un cylindre fixe

et le cylindre aura des vibrations aléatoires. Une étude basée sur un modèle dynamique a été menée par [de Langre, 2006] qui développe les aspects théoriques de ce problème. Ces phénomènes de blocage apparaissent également dans les canopées de végétaux comme cela a été étudié par [Py *et al.*, 2006].

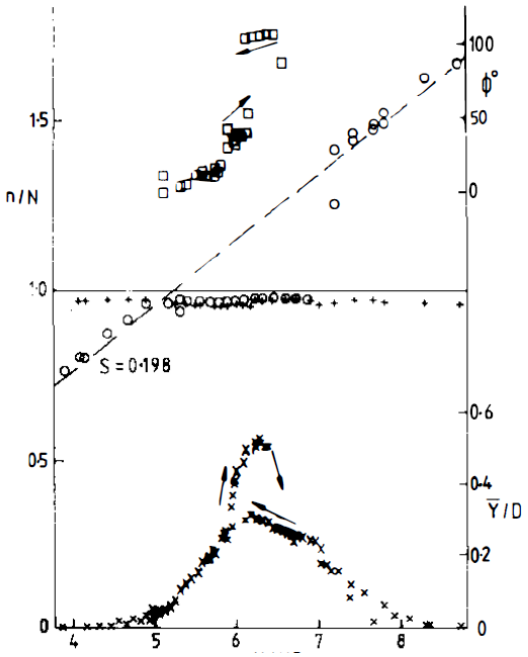


FIGURE *1.28 – Image de l'évolution de l'amplitude vibratoire en fonction de la vitesse réduite, extrait de [Bearman, 1984].*

1.3 Écoulement dans une canopée de structures

1.3.1 Les canopées naturelles

Une canopée est une distribution homogène d'éléments de végétaux. Cela peut être des herbes (champs de blé), des branches (forêt), des racines (mangroves). La distribution de ces éléments est homogène avec une certaine densité caractérisée par une distance moyenne entre eux. Dans le cas des canopées aquatiques, les morphologies des plantes rencontrées sont nombreuses, pour les plantes émergentes, on retrouvera plutôt des structures cylindriques alors que pour les plantes immergées plutôt des structures de lames comme illustrées en figure 1.29.

Les canopées naturelles ont des conséquences significatives sur la morphologie des cours d'eau, elles évitent l'érosion des berges en amortissant les courants et les vagues et en favorisant la sédimentation [Zong et Nepf, 2010]. Ce sont également des habitats assurant la protection des espèces animales et constituant des zones de reproduction que ce soit dans l'eau douce ou dans les océans [Waycott *et al.*, 2005]. Les canopées aquatiques piègent les particules présentes dans l'eau, ce qui a pour conséquence de clarifier l'eau et de favoriser

la pénétration de la lumière. La photosynthèse est améliorée, et donc l'assimilation du carbone [Kennedy *et al.*, 2010] on pourra remarquer que les plantes aquatiques piègent plus de carbone par hectare que les forêts tropicales [Fourqurean *et al.*, 2012]. Pour terminer, les canopées aquatiques ont une influence majeure pour les écosystèmes aquatiques, mais également pour la faune et la flore terrestre environnante [Barbier *et al.*, 2011]. Les canopées aquatiques jouent un rôle majeur pour les écosystèmes, cependant une diminution constante de leur superficie est observée depuis plusieurs décennies, causée, entre autres, par le réchauffement climatique [Waycott *et al.*, 2009].



FIGURE *1.29 – Images de canopées émergentes à gauche et immergées à droite, photographie de Gary Kendrick.*

Les végétaux constituants ces canopées ont de nombreuses géométries différentes et des caractéristiques mécaniques variables. On va pouvoir les classer en canopées de structures rigides comme par exemple les mangroves ou de structures flexibles comme les algues. Suivant leurs géométries, leurs propriétés mécaniques et leurs densités, la végétation va avoir un impact plus ou moins significatif sur les écoulements. Elle va en particulier constituer une rugosité de fond, ce qui va avoir pour conséquence une augmentation du niveau d'eau dans les cours d'eau. Comprendre l'influence de la végétation sur les écoulements fluviaux est un enjeu crucial pour prédire et maitriser les conséquences des crues.

Les études sur les canopées ont été menées à la fois sur les canopées terrestres, mais aussi aquatiques, bien que les similitudes existent entre les deux, nous nous intéresserons dans le cadre de cette thèse aux canopées aquatiques. Les détails à ce sujet seront donnés dans le chapitre dédié avec en particulier les effets de la présence de rugosités de fond. On remarquera que la principale différence entre celles-ci est la flottaison des plantes aquatiques. Certaines d'entre elles possèdent des pneumatocystes qui permettent aux plantes de flotter dans l'eau. Cette flottabilité a été étudiée par [Luhar et Nepf, 2011] qui prend en compte ce paramètre dans l'étude d'une canopée de structures flexibles.

1.3.2 Écoulement dans une canopée

Les études du comportement d'un fluide dans une canopée sont plutôt récentes et ont commencé dans les années 1970, en particulier par [Kouwen et Unny, 1973]. Deux types

de canopées peuvent être distinguées, les canopées émergentes et les canopées immergées, il ne sera pas question dans cette étude des canopées flottantes.

Bien que les canopées présentes dans l'environnement aquatique soient constituées de plantes, une première approche pour étudier les phénomènes dans et au-dessus des canopées et d'utiliser des structures rigides. Certaines études utilisent des cylindres rigides pour jouer le rôle de la végétation. Cela réduit le nombre de paramètres et facilite l'étude des phénomènes élémentaires. Deux cas se distinguent, le cas d'une végétation émergente et le cas d'une végétation immergée.

[Nepf, 1999] et [Tanino et Nepf, 2008] ont étudié une canopée composée de cylindres rigides émergents. La disposition de ces cylindres était aléatoire dans l'écoulement avec une densité moyenne définie comme le nombre de cylindres par unité de surface. Des études ont été conduites avec des dispositions structurées de cylindres comme [Musleh et Cruise, 2006] ou [Stone et Shen, 2002] et des études sur des canopées localisées ont aussi été menées par [Taddei *et al.*, 2016].

Dans le cas des canopées émergées, les lâchers tourbillonnaires vont apparaitre dans le sillage proche des cylindres, comme le montre les mesures réalisées par [Ricardo *et al.*, 2014]. [Nepf, 1999] montre que les sillages des cylindres sont des sources de turbulence importantes dans le cas d'éléments émergents. Les échelles turbulentes que l'on retrouve à l'intérieur de la canopée sont de l'ordre de grandeur des diamètres des structures utilisées et de leur espacement [Nepf et Vivoni, 2000].

Lorsque les structures sont immergées, l'écoulement présent au-dessus de la canopée aura une vitesse moyenne plus élevée que celle dans la canopée, ce qui va modifier significativement les profils de vitesse. Les transitions entre émergée, faiblement immergée et fortement immergée ont été étudiées par [Nepf et Vivoni, 2000] avec des structures flexibles.

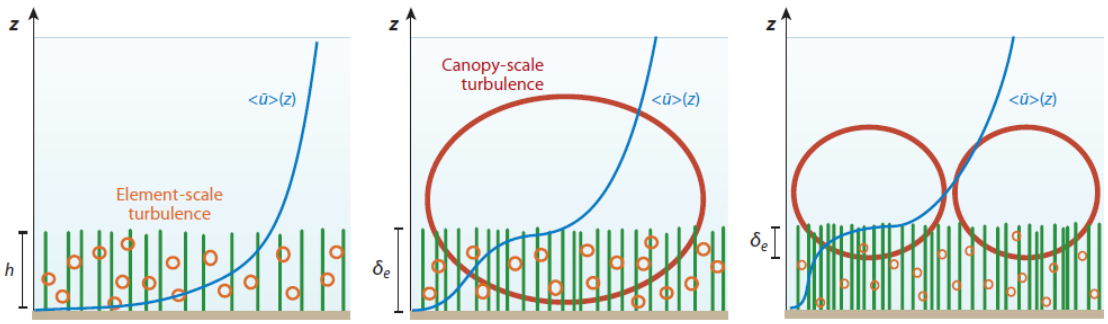


FIGURE *1.30 – Profil de vitesse dans une canopée a) de faible densité ($\lambda << 0.1$) ; b) de moyenne densité ($\lambda \simeq 0.1$) ; c) de forte densité ($\lambda >> 0.1$), extrait de [Nepf, 2012].*

On peut distinguer plusieurs profils de vitesses moyennes dans et au-dessus d'une canopée en fonction du paramètre $\lambda = aH$ utilisé entre autres par [Wooding *et al.*, 1973]. Avec H la hauteur des éléments de la canopée et a l'aire frontale par unité de volume [Nepf, 1999], définie en équation 1.31.

$$a = \frac{D}{\Delta S^2} \tag{1.31}$$

avec le D une grandeur caractéristique des structures (le diamètre pour un cylindre circulaire) et ΔS l'espace moyen entre deux structures.

Trois cas se présentent d'après [Nepf, 2012], illustrés en figure 1.30 :

$\lambda << 0.1$ La densité de la canopée est faible, on retrouve le profil de vitesse d'un écoulement avec couche limite rugueuse logarithmique. De petites échelles turbulentes sont présentes dans la canopée avec un ordre de grandeur proche des largeurs ou des diamètres des structures.

$\lambda \simeq 0.1$ La densité de la canopée est plus importante, le profil de vitesse est modifié et un point d'inflexion apparait. Les petites échelles turbulentes sont plus petites à cause de la densité plus élevée et une grande échelle turbulente apparait de l'ordre de grandeur de la canopée.

$\lambda >> 0.1$ La densité de la canopée est très importante, l'écoulement dans la canopée est fortement ralenti et une couche de mélange apparait proche du sommet des structures. De nouvelles structures turbulentes se développent avec la naissance de la couche de mélange.

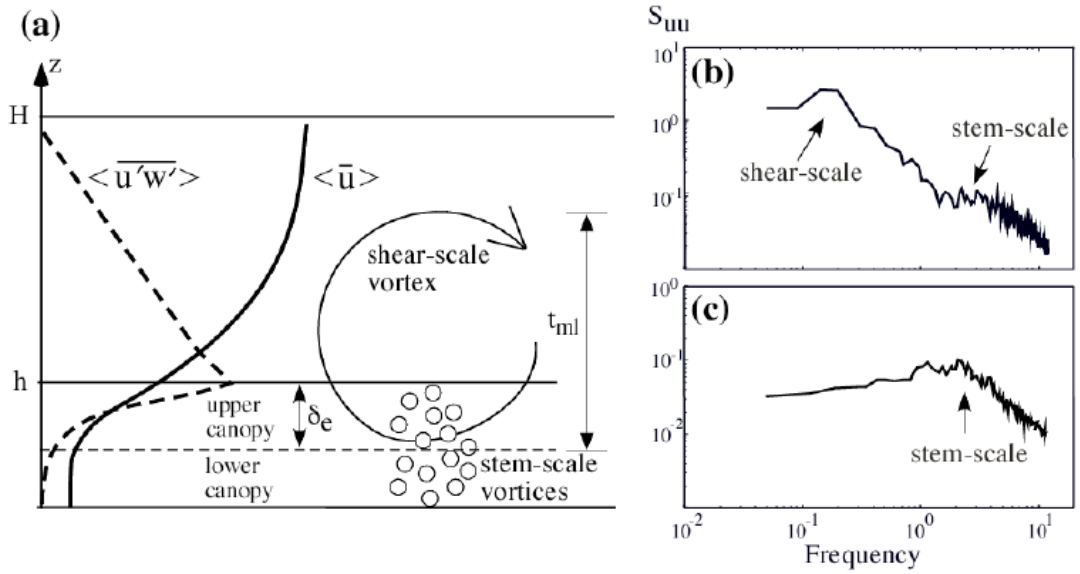


FIGURE *1.31 – Illustration des principales structures d'écoulement dans une canopée, extrait de [Nepf et Ghisalberti, 2008].*

Pour une densité minimale de structures dans la canopée, un point d'inflexion dans le profil de vitesse apparait (figure 1.31), ce qui est suffisant pour déclencher une instabilité de Kelvin-Helmholtz. On retrouve alors une couche de mélange à la surface de la canopée, avec des structures tourbillonnaires horizontales (figure 1.31). Ces structures tourbillonnaires vont pénétrer la canopée d'une profondeur δ_e, ce qui a pour conséquence

de diviser en deux parties l'écoulement dans la canopée. Avec une partie constituée de grandes échelles turbulentes (haut de la canopée) et l'autre partie avec de petites échelles turbulentes.



FIGURE *1.32 – Instabilités de Kelvin-Helmholtz au-dessus d'une canopée de cylindres rigides, extrait de [Ghisalberti et Nepf, 2005].*

Lorsque la canopée n'est pas confinée par la surface libre, alors de grandes échelles de tourbillons apparaissent dans la partie supérieure de l'écoulement en interaction avec les tourbillons de Kelvin-Helmholtz. En revanche, lorsque la canopée est confinée par la surface libre, alors ce sont les tourbillons de Kelvin-Helmholtz qui prévalent dans l'écoulement. On remarque donc trois échelles turbulentes, la plus petite dans la canopée principalement liée à l'allée de Von Kármán, la moyenne causée par les tourbillons de Kelvin-Helmholtz dans la couche de mélange, et la grande par le développement de la couche limite.

Quand les tourbillons passent à la surface d'une canopée de structures flexibles, alors des ondes liées aux déformations des structures apparaissent. Ces ondes sont appelées *monami* et ont fait l'objet d'études, en particulier par [Ghisalberti et Nepf, 2002] ou encore [Ghisalberti et Nepf, 2006] qui ont utilisé des modèles de végétaux avec des propriétés proches de plantes aquatiques. Dans le cas classique d'une couche de mélange, les vortex vont se propager en restant sur le point d'inflexion de la vitesse, ce qui a pour conséquence une vitesse négative lors du passage du tourbillon pour la couche la moins rapide. Dans le cas d'un tourbillon à la surface d'une canopée, celui-ci ne va pas se propager en restant sur son point d'inflexion, mais vas se trouver au-dessus, dans une zone où la vitesse d'écoulement est plus élevée que celle du point d'inflexion. Le tourbillon se propage donc plus vite que la vitesse du fluide à la surface de la canopée. Lors du passage du tourbillon, la végétation subit alors une vitesse plus élevée que la vitesse du point d'inflexion et la végétation fléchie provoquant les *monamis* (figure 1.33).

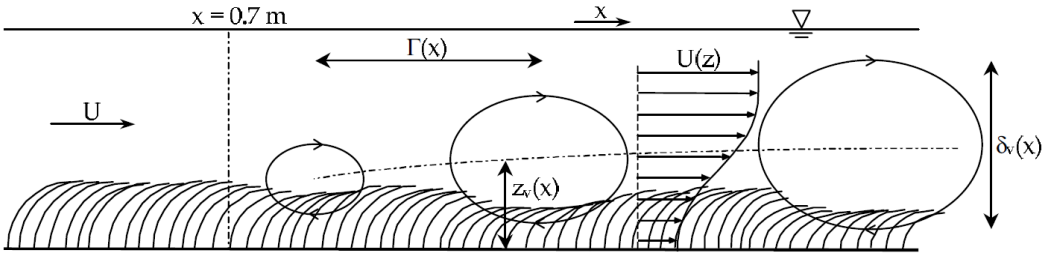


FIGURE *1.33 – Schéma illustrant la formation des structures cohérentes à la surface d'une canopée végétale et le fléchissement des structures qui en résulte (monami), extrait de [Ghisalberti et Nepf, 2002].*

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les notions générales principales utilisées dans ces travaux ont été présentées, avec tout d'abord les cas d'un cylindre indéformable isolé dans un écoulement, pour lequel les principaux phénomènes ont été détaillés. Une description a été faite des lâchers tourbillonnaires avec la formation de l'allée de Von Kármán et de la répartition des pressions moyennes à la surface du cylindre pour les différents régimes d'écoulement .

Les conséquences de l'introduction d'un second cylindre dans l'écoulement ont été détaillées, ainsi que les zones où l'interaction entre eux apparait. Ainsi, les paramètres d'influences ont été décrits comme le régime d'écoulement ou l'entre-axes des cylindres, ce qui a permis de montrer les phénomènes en jeu. Cela a conduit à l'analyse des faisceaux de cylindres, en particulier dans le cas de structures en quinconces qui seront étudiées par la suite.

Lorsque les cylindres utilisés sont suffisamment flexibles, ce qui est le cas dans cette étude, alors il faut tenir compte de l'interaction fluide structure, dont les principes généraux ont été donnés. De plus, les écoulements sur et dans les canopées ont été décrits dans le cas de canopées d'éléments rigides et flexibles. Introduisant ainsi les notions de densité de canopée et de couche limite.

La littérature montre que dans le cas où des éléments flexibles sont placés dans un écoulement transverse, les effets longitudinaux de flexion et de trainée ont été principalement étudiés en s'affranchissant des effets transverses. De plus, le comportement dynamique des structures est mis de côté avec une focalisation sur les valeurs moyennes permettant de déterminer une déformation et une trainée moyenne de la structure avec les phénomènes de reconfiguration. Ensuite, les effets d'une canopée sur un écoulement ont été étudiés, mais le cas intermédiaire d'un faisceau de structures de faible longueur l'est assez peu. C'est pourtant un cas qui permettrait de faciliter les essais sur canopée en travaillant sur des quantités réduites d'éléments. Pour finir, les études sur ces sujets sont majoritairement théoriques et l'utilisation des éléments flexibles sur les équipements hydrauliques reste peu développée.

Ce sont ces points qui sont étudiés dans la suite de ce document. Celui-ci commence

par l'étude d'un cylindre isolé dans un écoulement turbulent qui portera sur un cylindre rigide supposé indéformable, puis sur des cylindres flexibles en polymère avec une étude dynamique des déformations longitudinales et transversales de la structure dans plusieurs conditions expérimentales. Les résultats obtenus serviront de base pour la validation d'un modèle numérique et introduisent le chapitre suivant qui porte sur l'analyse de pertes de charge causées par un faisceau de structures flexibles. Pour finir, le dernier chapitre traite de l'implantation d'une canopée de cylindres flexibles sur le radier d'une passe à poissons à fentes verticales, ce qui constituera une application technique des structures flexibles sur un dispositif hydraulique.

CHAPITRE 2

MOYENS ET MÉTHODES DE MESURE

Sommaire

2.1 Mesures de déplacements et de déformations 40
2.1.1 Ombroscopie 40
2.1.2 Mesures de déplacements 43
2.2 Mesures de vitesses dans un écoulement 45
2.2.1 ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) 45
2.2.2 PIV (Vélocimétrie par Images de Particules) 51
2.3 Mesures de débits 60
2.3.1 débitmètre électromagnétique 60
2.4 Mesures de hauteurs d'eau 61
2.4.1 Mesures avec sondes acoustiques 61
2.5 Conclusion 66

Les mesures mises en place durant ces travaux ont eu pour objectifs de quantifier et de visualiser le comportement des structures flexibles dans un écoulement et les conséquences de leurs présences sur cet écoulement. Ces mesures s'inscrivent dans une démarche scientifique globale visant dans un premier temps à caractériser les propriétés des structures flexibles et leur comportement suivant les sollicitations qu'elles subissent. Les essais menés sur une structure ont conduit à mesurer ses déformations ainsi que les déplacements de son extrémité libre. Ces deux mesures ont été conduites avec des méthodes optiques qui seront tout d'abord présentées. Les conséquences de la présence de structures flexibles dans l'écoulement ont été évaluées par des mesures de vitesses. Tout d'abord dans le sillage d'un seul cylindre placé dans un écoulement turbulent à surface libre, puis dans le cas d'une canopée de cylindres dans une passe à poissons. Ces mesures ont été réalisées avec une sonde à effet Doppler et par PIV (Vélocimétrie par Images de Particules) et seront décrites dans un second temps. De plus, les méthodes d'obtention des débits seront détaillées. Pour finir, les mesures de hauteurs d'eau par sondes acoustiques, qui s'inscrivent dans l'analyse des pertes de charge et des performances de la passe à poissons, seront présentées.

Pour chacune de ces méthodes de mesures, le principe sera détaillé ainsi que le protocole d'exécution. L'analyse et les traitements des données seront décrits avec la démarche d'obtention des incertitudes. Pour reprendre les points précédemment évoqués, trois parties constituent ce chapitre avec les mesures de déplacements et de déformations qui concernent les structures flexibles, les mesures de vitesses et de débit et pour finir les mesures de hauteurs d'eau.

2.1 Mesures de déplacements et de déformations

2.1.1 Ombroscopie

L'ombroscopie a été utilisée pour étudier les déformations d'une structure flexible dans plusieurs configurations, dans l'air, dans l'eau et dans un écoulement. Cette mesure permet d'obtenir les déformées pour des études statiques (indépendante du temps) et également dynamiques (en fonction du temps). Les caractéristiques mécaniques de la structure et son comportement dans ces différentes configurations peuvent être déduits.

2.1.1.1 Principe

La méthode consiste à obtenir le profil de déformation par contraste lumineux. Pour cela, un rétro éclairage est utilisé, complété par un moyen d'acquisition optique, entre les deux est placé l'élément déformable (figure 2.1). L'ombre de l'élément peut alors être détectée sur les images et le profil de déformation déterminé. Pour accentuer les contrastes, la structure flexible a été peinte en noir dans les cas où celle-ci était transparente.

2.1.1.2 Matériel utilisé

Le rétroéclairage a été réalisé avec un panneau LED qui permet d'obtenir une luminosité homogène, ce qui facilite les réglages optiques. L'élément déformable placé devant

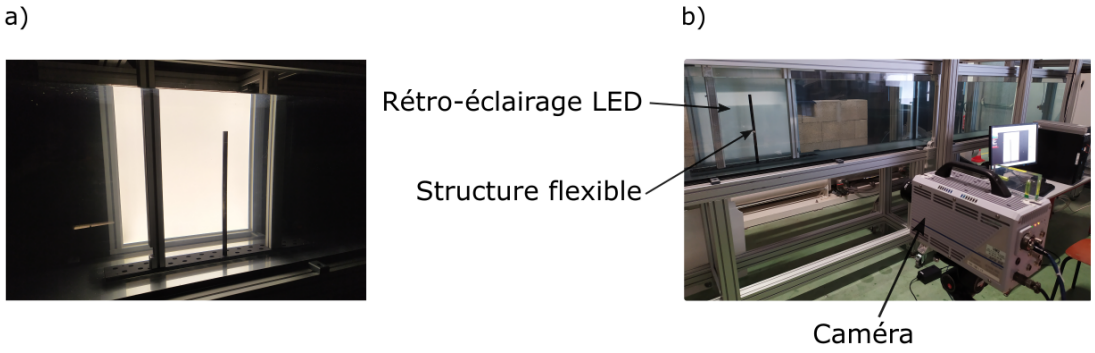


FIGURE *2.1 – Mesure par ombroscopie. a) Vue du montage lors d'une acquisition. b) Vue générale du montage, avec panneau LED, structure flexible et caméra rapide.*

la source lumineuse était un cylindre circulaire de diamètre $16mm$, de longueur $400mm$ et présenté plus en détail dans le chapitre suivant. L'acquisition a été faite avec une caméra rapide de la marque *FASTCAM APX-RS* de $32Go$ de mémoire interne, équipée d'un capteur CMOS d'une définition de 1024×1024 pixels et ayant une fréquence maximale d'acquisition de 3000 images par seconde. Le choix d'un tel instrument est justifié pour les cas d'études dynamiques, puisqu'on souhaite connaitre la déformation au cours du temps de la structure flexible, la caméra rapide permet d'ajuster les paramètres d'acquisition de façon à obtenir des séries d'images nettes, avec des contrastes suffisants et à une fréquence d'acquisition élevée.

Pour ces mesures, les objectifs utilisés ont été choisis en fonction des cas d'études de façon à obtenir un champ de visualisation permettant d'observer les phénomènes de déformation dans leur intégralité. Parmi les paramètres de réglages optiques, l'ouverture du diaphragme qui permet de contrôler l'exposition et la profondeur de champ peut être soulignée. Plus l'ouverture est grande, plus il y a d'exposition et plus la profondeur de champ est réduite. Le temps d'obturation conditionne également la qualité de l'acquisition, plus celui-ci est petit, plus la luminosité sera réduite, mais la netteté de l'image augmentera. Ce paramètre doit en particulier être convenablement ajusté lors de l'étude de phénomènes dynamiques. Pour finir, la fréquence d'acquisition a été choisie de façon à obtenir une résolution temporelle respectant à minima le théorème de Shannon.

2.1.1.3 Traitement des données

Les données obtenues sont sous la forme d'images bitmap au format *tiff* (Tagged Image File Format) 8 bits de résolution 1024×1024 pixels. Ce format non compressé génère des quantités importantes de données, mais assure de ne pas perdre d'informations par compression. Le traitement des données diffère sensiblement d'un cas d'étude à l'autre, les subtilités propres à chaque cas seront évoquées dans les chapitres concernés, cependant le mode de traitement global reste le même.

À l'aide du logiciel *MATLAB*, les images ont été binarisées de façon à conserver les pixels dont la valeur est supérieure à une valeur seuil. Alors une image binaire est obtenue,

sur laquelle il est possible d'identifier plus facilement la structure flexible. Pour éliminer les éléments pouvant perturber le traitement, une érosion et une dilatation de l'image ont pu être pratiquées pour éliminer les points isolés. Pour cela, un élément structurant carré de $3x3px$ a été suffisant. Un zoom est ensuite effectué sur les zones d'intérêt, définissant ainsi la fenêtre morphologique.

La détection du cylindre peut alors être faite par balayage horizontal de l'image. Le changement de niveau de pixel permet de détecter les frontières entre le cylindre et le rétroéclairage, ce qui donne deux points détectés à chaque balayage. Le point de la ligne de déformation centrale est obtenu par moyenne de ces deux points (figure 2.2).

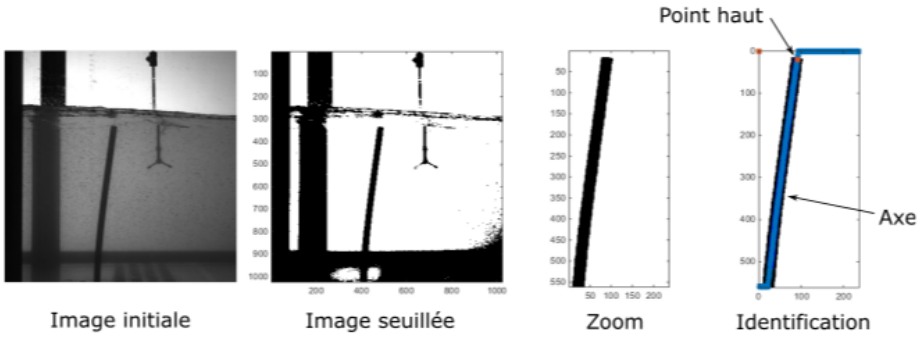


FIGURE *2.2 – Illustration des principales étapes du traitement des images obtenues par ombroscopie.*

2.1.1.4 Incertitudes sur la position

Pour la calibration, un réglet a été placé au-dessus de la structure flexible, dans le plan de mesure (2.3). Cela permet de déterminer le facteur d'échelle et d'en déduire le déplacement de la structure en faisant le ratio entre une longueur sur l'image et la longueur réelle associée. Une analyse d'incertitudes conduit à retenir comme sources, la longueur mesurée avec le réglet $L_r(mm)$, l'erreur de justesse du réglet $j_r(mm)$, le nombre de pixels associé à L_r sur l'image $l_r(px)$, la position de la structure flexible calculée par le programme de traitement $P_{flex}(px)$.

Le lien entre la position $P(mm)$ de la structure flexible et les paramètres de mesure peut être établi :

$$P = \frac{(L_r - j_r)}{l_r} P_{flex} \tag{2.1}$$

L'incertitude maximale peut être évaluée sur le déplacement de la structure en prenant la déformée maximale observée expérimentalement ($P_{flex} = 114px$). L'incertitude est obtenue à partir des résultats de chaque contribution (tableau 2.1). L'incertitude-type est $u_{position} = 1.3mm$ soit une incertitude élargie de $U_{position} = 2.6mm$ dans le cas de la déformation maximale de la structure. L'incertitude obtenue sur les résultats de mesure de position de la structure flexible est inférieure ou égale à $\pm 2.6mm$.

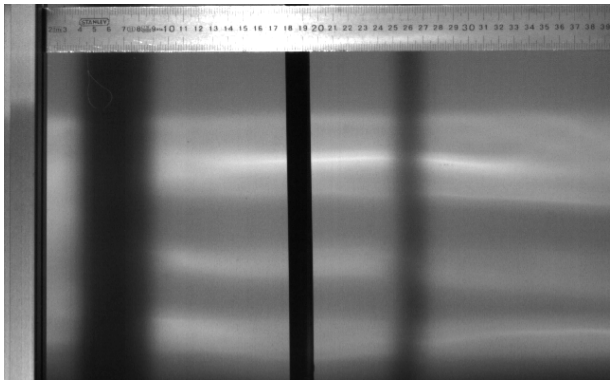


FIGURE *2.3 – Image de calibration pour évaluer la déformation de la structure flexible. Positionnement du réglet dans le plan de mesure au-dessus de la structure.*

Grandeur	Valeur	Détermination	u_{x_i}	$\frac{\partial f}{\partial x_i}$	$\left\|\frac{\partial f}{\partial x_i}\right\| u_{x_i}$
$L_r(mm)$	300	Appréciation 0.25	$\frac{0.25}{2\sqrt{3}} = 0.072$	$\frac{P_{flex}}{l_r}$	0.017
$j_r(mm)$	0	EMT 0.05	$\frac{0.05}{\sqrt{3}} = 0.029$	$\frac{-P_{flex}}{l_r}$	0.007
$l_r(px)$	474	Comptage ±2	2	$-\frac{(L_r-j_r)}{l_r^2}P_{flex}$	0.304
$P_{flex}(px)$	114	Algorithme ±2	2	$\frac{(L_r-j_r)}{l_r}$	1.266

TABLEAU *2.1 – Contribution des incertitudes pour l'analyse de déformation par ombroscopie (EMT : Erreur Maximale Tolérée).*

2.1.2 Mesures de déplacements

Les mesures de déplacements ont été utilisées pour connaitre les déplacements longitudinaux et transversaux de l'extrémité d'un cylindre flexible dans un écoulement.

2.1.2.1 Principe

Pour cela, un marqueur sphérique situé au bout d'une tige en acier inoxydable a été fixé à l'extrémité du cylindre. Pour accentuer les contrastes et faciliter sa détection lors du post-traitement, un traceur blanc a été utilisé avec un éclairage spécifique au cours des mesures.

Une caméra a été positionnée au-dessus du marqueur ce qui, contrairement à la méthode précédente, permet d'obtenir les déplacements de l'extrémité du cylindre dans deux dimensions. L'extrémité du cylindre étant immergée, l'intérêt d'un tel procédé est d'avoir un marqueur se trouvant au-dessus de la surface libre (figure 2.4), ainsi les effets de réfraction qui rendraient l'analyse des données trop complexe et les résultats incertains sont éliminés.

2.1.2.2 Matériel utilisé

Pour ces mesures, une caméra rapide *PHOTRON APX-RS* de définition 1024×1024 pixels a été placée à la verticale au-dessus de la structure flexible. Les réglages de la caméra ont été choisis de façon à assurer une profondeur de champ et une exposition suffisante pour visualiser le marqueur. Le marqueur utilisé est une sphère de $5.3mm$ de diamètre

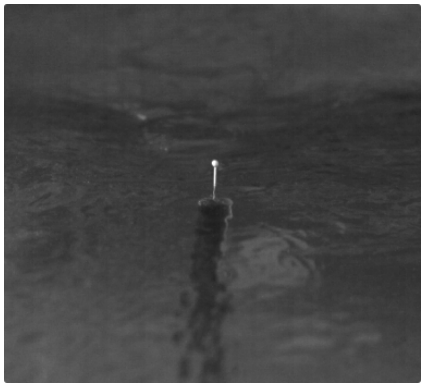


FIGURE *2.4 – Illustration du procédé de mesure utilisant un marqueur prolongeant la structure flexible hors de l'eau.*

dont le centre est situé à $28mm$ de l'extrémité du cylindre. L'éclairage a été fait avec un projecteur d'intensité variable et orienté pour limiter les reflets sur la surface libre qui pourraient gêner lors du traitement des données.

2.1.2.3 Traitement des données

Les données ont été traitées avec le logiciel *MATLAB*. Les images ont été binarisées, puis fermées (dilatation suivie d'une érosion) pour réduire les bruits sur l'image. Afin d'éliminer les reflets de la source lumineuse sur la surface libre, un filtre top-hat est appliqué avec un élément structurant circulaire de dimension $12pixels$. Cela permet d'isoler les éléments plus petits que l'élément structurant et ainsi séparer les reflets de surface libre (figure 2.5). Cette image est soustraite à l'image binaire, ce qui laisse apparaitre plus clairement le marqueur (figure 2.5). La détection de celui-ci a été faite à l'aide de la fonction de détection de cercle (*imfindcircle()*) de *MATLAB*, qui détecte les éléments pseudo-circulaire d'une certaine taille dans l'image et donne les coordonnées de son centre. Une fois les coordonnées connues, la conversion de pixel en mm a été réalisée sur la base de la dimension caractéristique du marqueur. La position initiale du marqueur étant connue suite à une acquisition sans eau, le déplacement relatif de l'extrémité du cylindre par rapport à sa position d'origine peut être déduit. Pour l'évaluation des incertitudes, la même méthode que celle proposée au paragraphe 2.1.1.4 a été utilisée.

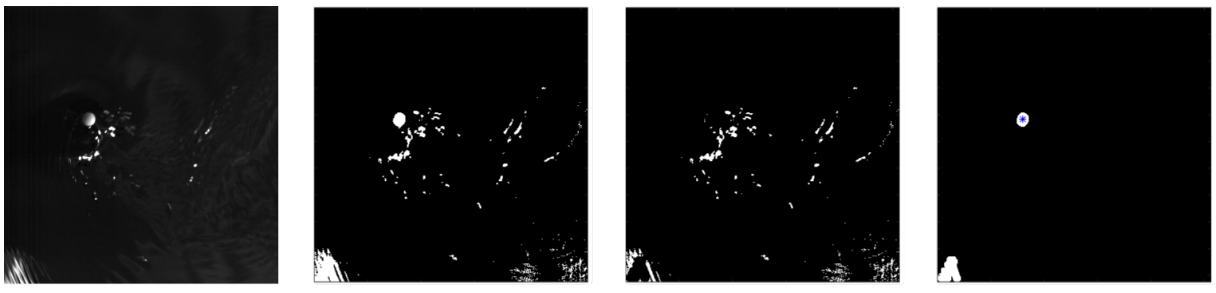


FIGURE *2.5 – Illustration de la détection de la sphère du marqueur se trouvant au-dessus de la surface libre.*

Pour déterminer la flèche de la structure flexible (assimilée à une poutre en flexion) et la rotation de la section libre, les hypothèses d'Euler-Bernoulli ont été appliquées dans le cas d'une poutre encastrée libre avec un chargement uniformément répartie (2.2).

$$x = \frac{wH^4}{8EI}; a_m = \frac{wH^3}{6EI} \tag{2.2}$$

avec x la flèche corrigée, a_m l'angle entre le marqueur et l'axe de la poutre, w la charge uniformément répartie, H la hauteur du cylindre, E le module d'Young et I le moment quadratique.

Le paramétrage défini en figure 2.6 et les équations 2.2 permettent de poser le système d'équations 2.3.

$$\begin{cases} x = X - lsin(a_m) \\ a_m = \frac{4}{3}\frac{x}{H} \end{cases} ; \tag{2.3}$$

Étant donné que l'angle maximum observé lors des essais est de moins de 30°, il est possible de linéariser le terme $sin(a_n)$ en commettant une erreur inférieure à 5% pour ce terme. Le lien entre la valeur mesurée X et la flèche peut être réalisé (équation 2.4).

$$x = \frac{X}{1 + \frac{4l}{3H}} \tag{2.4}$$

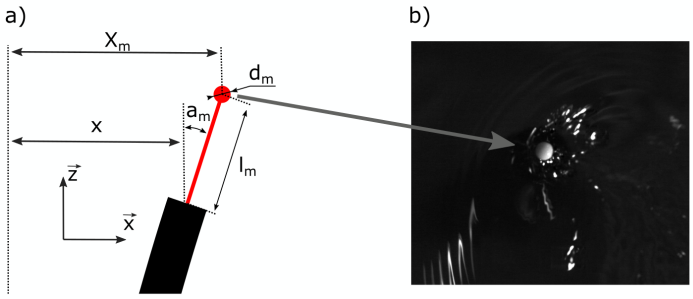


FIGURE *2.6 – En rouge, le marqueur placé au sommet du cylindre permettant de mesurer la flèche longitudinale et transversale.*

2.2 Mesures de vitesses dans un écoulement

2.2.1 ADV (Acoustic Doppler Velocimeter)

Les mesures ADV permettent de mesurer les trois composantes de la vitesse d'un fluide passant au travers d'un volume de mesure. Ces mesures ont permis d'obtenir des profils de vitesse dans un écoulement, en particulier dans le sillage des structures flexibles et pour la caractérisation hydraulique de la passe à poissons.

2.2.1.1 Principe

Lors d'une mesure, la sonde ADV émet des séries de train d'ondes acoustiques. Les ondes émises sont réfléchies par les particules et bulles se trouvant dans l'eau. L'onde qui est réfléchie est renvoyée avec une fréquence différente de l'onde émise (figure 2.7), c'est le principe de l'effet Doppler (équation 2.5).

$$f_{Doppler} = f_{Emetteur} - f_{Emetteur}\left(\frac{V}{C_s}\right) \tag{2.5}$$

avec $f_{Doppler}$ la fréquence de l'onde reçue par le récepteur, $f_{Emetteur}$ la fréquence de l'onde émise, V la vitesse des particules dans le volume de mesure par rapport au récepteur, C_s la vitesse du son dans le milieu (environ $1480m/s$ dans l'eau douce à $20°C$).

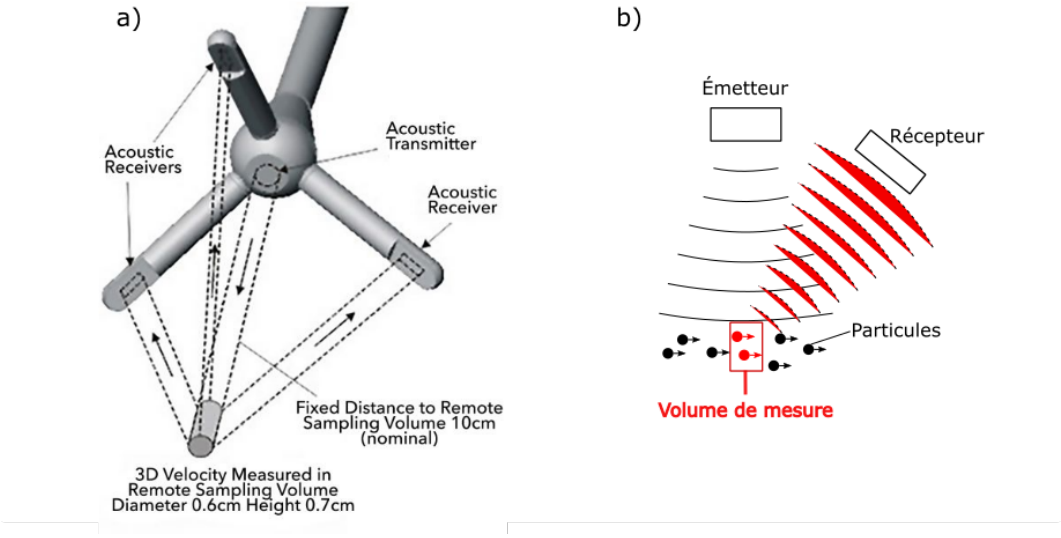


FIGURE *2.7 – Mesures avec sonde ADV. a) Vue 3D de la sonde ADV (www.sontek.com). b) Schéma simplifié à une direction de l'effet Doppler causé par le renvoi d'une onde sonore.*

Il est possible d'estimer la vitesse des particules dans le volume de mesure par analyse de fréquence. C'est le cas de la mesure single-pulse. Dans ce cas, les fréquences de l'onde réceptionnée et la fréquence de l'onde émise sont comparées. Les différences fréquentielles sont faibles entre $f_{Doppler}$ et $f_{Emetteur}$ puisque V/C_s est de l'ordre de 10^{-4}, cette méthode a pour conséquence une résolution spatiale de l'ordre de $1m$ ce qui n'est pas acceptable pour nos mesures. La méthode par impulsions cohérentes permet de réduire considérablement la résolution spatiale. Elle consiste à analyser le déphasage qui apparait au cours du temps entre deux ondes qui ont des fréquences différentes (figure 2.8).

Pour une mesure, l'ADV va émettre deux impulsions d'ondes cohérentes avec un décalage temporel connu T_{ADV}. Lorsque les récepteurs captent le signal réfléchi, le déphasage φ par rapport au signal de référence peut être déterminé (figure 2.8). La vitesse peut alors être calculée (équation 2.6) à partir des déphasages sur les deux trains d'ondes ([Lacy et Sherwood, 2004]).

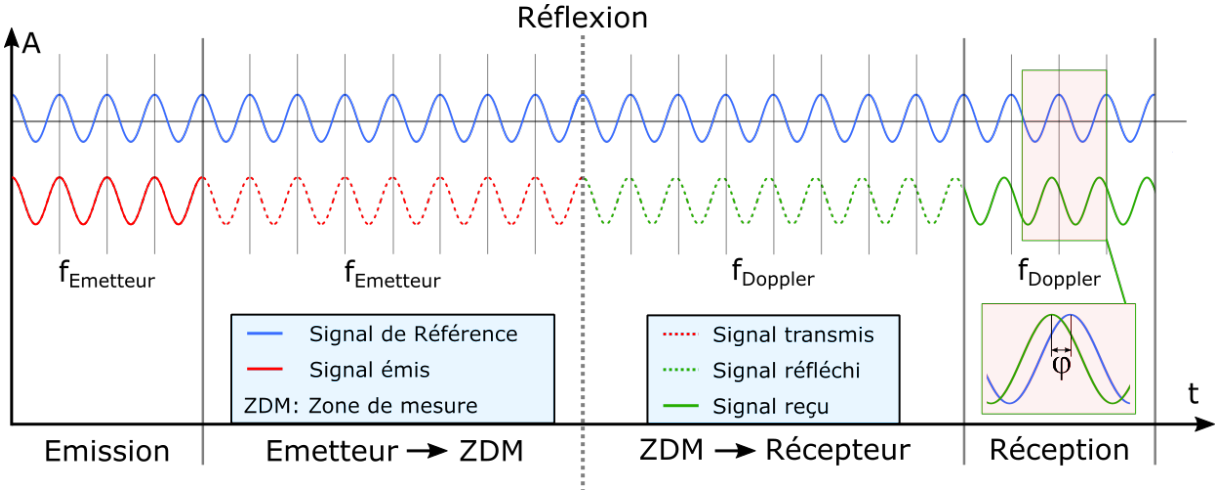


FIGURE *2.8 – Évolution des ondes émises par la sonde ADV.*

$$V = \frac{\lambda_{Emetteur}(\varphi_2 - \varphi_1)}{4\pi T_{ADV}} \tag{2.6}$$

avec $\lambda_{Emetteur}$ la longueur d'onde de l'onde émise, φ_1 et φ_2 respectivement les déphasages de la première impulsion et de la seconde impulsion et T_{ADV} le décalage temporel entre les deux impulsions. Ce mode de fonctionnement permet de mesurer des déphasages dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$, il est possible que des déphasages franchissent ces limites, ce qui a pour conséquences des incohérences dans les mesures qui se manifestent par des variations de vitesse brusques sur les résultats de mesure.

Trois capteurs disposés à 120° (figure 2.7) vont réceptionner le signal réfléchi, connaissant les caractéristiques géométriques du capteur, les trois composantes de la vitesse peuvent être reconstruites. Pour s'assurer de la qualité du résultat de mesure, la corrélation entre les 3 signaux reçus par les capteurs est faite : plus le niveau de corrélation est élevé, meilleure est la qualité de la mesure.

2.2.1.2 Matériel utilisé

La sonde utilisée durant ces travaux est une sonde *ADV SonTek MicroADV 16MHz*. Elle est constituée du capteur *ADV* se trouvant au bout d'une tige en acier inoxydable de $40cm$ de long et d'une partie étanche contenant l'électronique pour gérer les signaux émis et réceptionnés par les capteurs. L'envoi d'informations vers le système d'acquisition est fait avec une fréquence maximale de $50Hz$, via une connectique étanche. Le signal réceptionné est conditionné par un boitier constructeur et passe par une carte d'acquisition (*National Instruments BNC-2111*). Une interface Labview assure l'enregistrement du signal dans un fichier de données binaire au format DAT.

Le volume de mesure se situe à $5cm$ de l'émetteur avec une forme pseudo-cylindrique avec un volume d'environ $0.1cm^3$ (figure 2.7). Pour ces mesures, il n'a pas été nécessaire d'ensemencer les écoulements avec des particules, les micro-impuretés et les micro-bulles

contenues dans l'eau étaient suffisantes pour obtenir un signal de bonne qualité.

Pour faciliter les mesures de profils de vitesse, qui nécessitent des mesures successives sur des points de coordonnées multiples, la sonde ADV a été fixée sur trois tables de déplacement (*ISEL*) d'une résolution de $0.01mm$, permettant d'atteindre des positions de mesures dans un volume maximal de $2m^3$. Les coordonnées des points sur lesquels les mesures ont été effectuées furent définies dans un fichier lu par une application *Labview* dédiée qui pilote les tables de déplacement de façon à parcourir successivement l'ensemble des points de mesure.

2.2.1.3 Traitement des données

D'après les recommandations constructeur, seules les données dont le niveau de corrélation est supérieur à 70% et dont le rapport signal sur bruit est supérieur à 15 ont été retenues. Les données ont ensuite été filtrées de façon à éliminer les pics qui peuvent apparaitre dans les résultats de mesures. Le critère de filtrage utilisé est le filtre de phase spatiale qui permet de limiter l'introduction de paramètre de filtrage par l'utilisateur. Différents types de signaux peuvent être traités avec le même filtre [Goring et Nikora, 2002] sans modifications de paramètres.

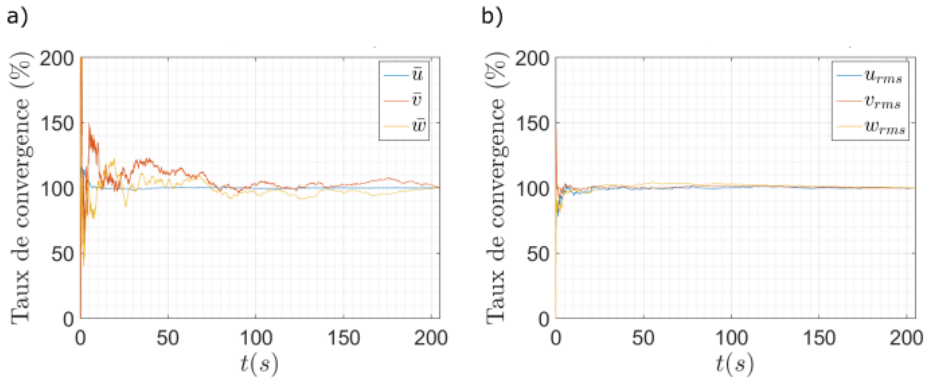


FIGURE *2.9 – Convergence des vitesses moyennes et fluctuantes mesurées par la sonde ADV.*

Le temps d'acquisition a été déterminé de façon à obtenir la convergence des vitesses moyennes et fluctuantes (2.9). Ces valeurs moyennes ont été calculées à partir des N_e échantillons issus de la mesure ADV en un point (équation 2.7, 2.8 et 2.9).

Valeurs moyennes de la vitesse :

$$\overline{u}_{(x,y,z)} = \frac{1}{N_e}\sum_{i=1}^{N_e} u_{i(x,y,z,t_i)} \tag{2.7}$$

$$\overline{v}_{(x,y,z)} = \frac{1}{N_e}\sum_{i=1}^{N_e} v_{i(x,y,z,t_i)} \tag{2.8}$$

$$\overline{w}_{(x,y,z)} = \frac{1}{N_e}\sum_{i=1}^{N_e} w_{i(x,y,z,t_i)} \tag{2.9}$$

avec $u_{i(x,y,z,t_i)}$, $v_{i(x,y,z,t_i)}$ et $w_{i(x,y,z,t_i)}$ les trois composantes de la vitesse à l'instant t_i à la coordonnée (x, y, z).

Le module tridimensionnel de la vitesse peut alors être déduit (équation 2.11) ainsi que les vitesses fluctuantes (équations 2.12, 2.13 et 2.14).

$$\|V\|_{2D} = \sqrt{\overline{u}^2_{(x,y,z)} + \overline{v}^2_{(x,y,z)}} \tag{2.10}$$

$$\|V\|_{3D} = \sqrt{\overline{u}^2_{(x,y,z)} + \overline{v}^2_{(x,y,z)} + \overline{w}^2_{(x,y,z)}} \tag{2.11}$$

Valeurs fluctuantes de la vitesse :

$$u_{RMS(x,y,z)} = \sqrt{\overline{u'^2}} = \sqrt{\frac{1}{N_e - 1} \sum_{i=1}^{N_e} \left(u_{i(x,y,z,t_i)} - \overline{u}_{(x,y,z)} \right)^2} \tag{2.12}$$

$$v_{RMS(x,y,z)} = \sqrt{\overline{v'^2}} = \sqrt{\frac{1}{N_e - 1} \sum_{i=1}^{N_e} \left(v_{i(x,y,z,t_i)} - \overline{v}_{(x,y,z)} \right)^2} \tag{2.13}$$

$$w_{RMS(x,y,z)} = \sqrt{\overline{w'^2}} = \sqrt{\frac{1}{N_e - 1} \sum_{i=1}^{N_e} \left(w_{i(x,y,z,t_i)} - \overline{w}_{(x,y,z)} \right)^2} \tag{2.14}$$

À partir de ces valeurs, les énergies cinétiques turbulentes bidimensionnelle et tridimensionnelle peuvent être calculées (équations 2.15 et 2.16).

$$Tke_{2D} = \frac{1}{2} \left(u^2_{RMS(x,y,z)} + v^2_{RMS(x,y,z)} \right) \tag{2.15}$$

$$Tke_{3D} = \frac{1}{2} \left(u^2_{RMS(x,y,z)} + v^2_{RMS(x,y,z)} + w^2_{RMS(x,y,z)} \right) \tag{2.16}$$

2.2.1.4 Incertitudes

L'incertitude sur la valeur moyenne peut être déterminée suivant la même façon que dans le paragraphe 2.4.1.4.

Dans le cas du signal présenté sur la figure 2.9, donc pour un temps d'acquisition de $200s$, l'incertitude-type u_{moy} maximale obtenue est de $0.5mm/s$. Certains points ont été mesurés avec un temps d'acquisition de $40s$ (suffisant pour obtenir une moyenne convergée) ce qui conduit à une incertitude-type u_{mesure} maximale de $2mm/s$.

Cependant, le calcul de la moyenne n'affranchit pas le résultat de l'erreur systématique de l'instrument de mesure, en particulier causé par une incertitude sur l'orientation de la sonde $u_{orientation}$. Cette incertitude peut être estimée à partir de mesures avec un inclinomètre et d'une équerre. Elle peut être raisonnablement estimée à $\pm 5°$, soit une erreur sur les composantes de l'ordre 1%. De plus, les caractéristiques métrologiques de l'instrument indiquent que l'incertitude sur la vitesse est de 1% de la gamme de mesure choisie u_{gamme}, ici $\pm 250cm/s$ soit une incertitude élargie de $0.025m/s$. N'ayant pas la possibilité d'estimer s'il s'agit d'une source aléatoire ou systématique sur les mesures, elle a été prise en considération comme source systématique dans les calculs. L'incertitude-type

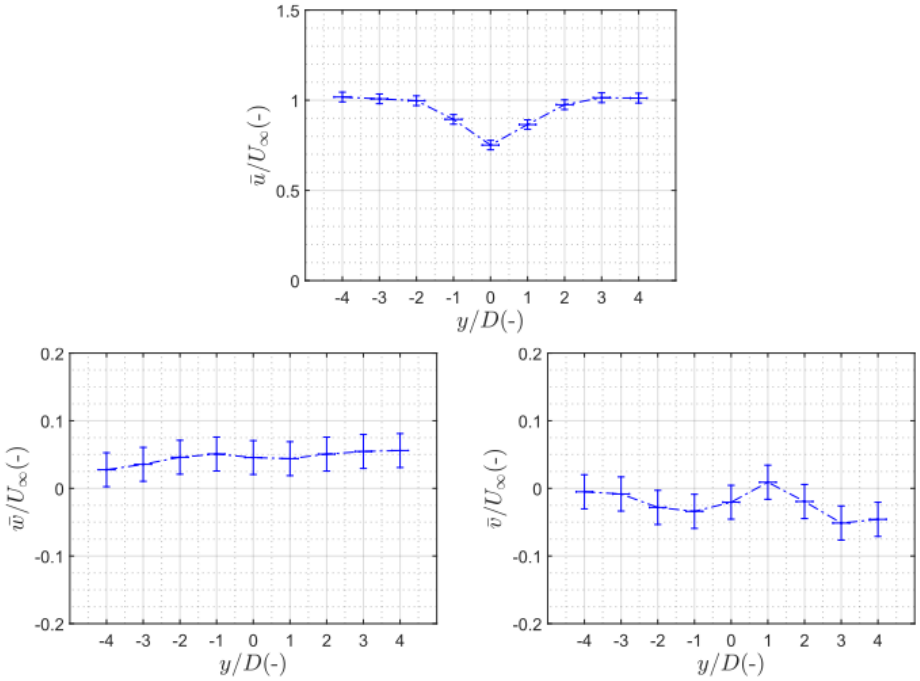


FIGURE *2.10 – Incertitudes sur les 3 composantes de la vitesse. Profils de vitesses mesurées avec sonde ADV dans le sillage d'un cylindre rigide en acier inoxydable (pour* $U_\infty = 1m/s$*).*

de la vitesse a alors pu être estimée (équation 2.17).

$$u_{\bar{u}} = \sqrt{u^2_{mesure} + u^2_{orientation} + u^2_{gamme}} \tag{2.17}$$

Il peut être remarqué également que la sonde ADV fournit des résultats de mesure pour des vitesses qui sont comprises dans un volume de mesure. Il y a alors également une incertitude spatiale sur la position du point où est mesurée la vitesse. Il est donc essentiel de définir l'incertitude sur le positionnement causé par ce volume de mesure qui peut être représenté par un cylindre de $3mm$ de rayon, qui sera associé à l'incertitude élargie du volume, soit une incertitude-type de $u_{vol} = 1.5mm$. De plus, la référence en position de la sonde est réalisée à partir d'un réglet par rapport à une paroi du canal avec une incertitude-type estimée à $u_{réf} = 1mm$, causée par la résolution de l'instrument et les conditions de mesure. La sonde est positionnée à l'aide d'une table de déplacement de résolution $r = 0.01mm$, soit une incertitude-type estimée à $u_{res} = \frac{r}{2\sqrt{3}} = 0.003mm$. L'incertitude-type de positionnement u_{pos} devient donc :

$$u_{pos} = \sqrt{u^2_{vol} + u^2_{réf} + u^2_{rés}} = 1.8mm \tag{2.18}$$

La figure 2.10 montre les résultats de vitesses moyennes avec les incertitudes associées pour les trois composantes de la vitesse u, v et w. Dans cette thèse, les vitesses mesurées sont comprises entre $0.5m/s$ et $1.5m/s$.

2.2.2 PIV (Vélocimétrie par Images de Particules)

Les mesures PIV ont été utilisées pour mesurer les champs de vitesse dans l'écoulement de la passe à poissons de l'institut Pprime. Cela a permis de visualiser les profils de vitesses suivant les conditions expérimentales étudiées. Ces résultats et le montage expérimental sont présentés dans le chapitre 5 de ce document.

2.2.2.1 Principe

La mesure PIV (Particule Image Velocimetry) est une méthode optique de détermination des champs des vitesses d'un écoulement, Il s'agit d'une méthode non intrusive qui donne classiquement les composantes des vecteurs vitesse dans un plan de mesure. On parle alors de mesures en deux dimensions avec deux composantes.

La méthode consiste à éclairer avec une source laser un écoulement ensemencé de particules (appelées traceurs). La source laser permet de créer un plan lumineux (nappe laser) qui éclaire l'écoulement suivant la section d'intérêt. Seuls les traceurs qui traversent la nappe laser sont visibles. Deux enregistrements successifs du passage des traceurs dans la nappe laser vont permettre de déterminer les distances parcourues par les particules pendant un temps connu, puis d'en déduire les vitesses (figure 2.11).

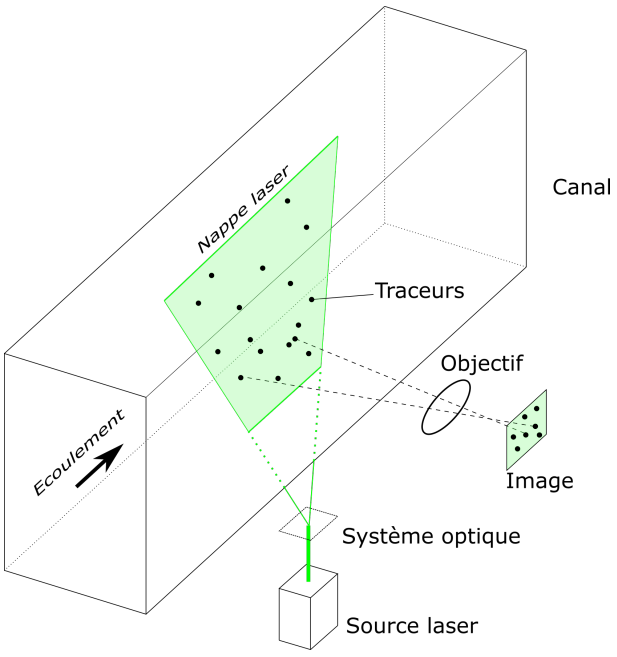


FIGURE *2.11 – Schéma de principe d'un montage PIV.*

Ensemencement

Pour le choix des traceurs, il peut être souligné dans un premier temps les propriétés optiques des particules, avec cinq phénomènes optiques, l'absorption, la transmission, la diffusion avant, la diffraction et la rétrodiffusion (figure 2.12). La diffusion, principale propriété optique utile en PIV, est la quantité de lumière émise dans toutes les directions

de l'espace. Les phénomènes optiques en jeu dans la diffusion sont directement dépendants de la taille des particules. Les domaines physiques de diffusion sont caractérisés par $\alpha = \pi d_p/\lambda$, avec d_p le diamètre de la particule et λ la longueur d'onde lumineuse. Trois domaines de diffusion se distinguent [Kleitz et Boulaud, 1995], le domaine de Rayleigh, ($\alpha < 0.3$) le domaine de Mie ($0.3 < \alpha < 30$) et le domaine de l'optique géométrique ($30 < \alpha$). En somme, plus une particule est grosse, plus la diffusion sera importante (figure 2.13).

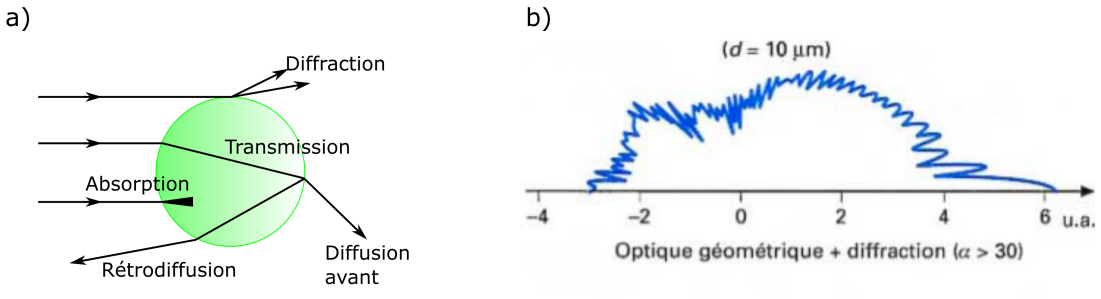


FIGURE *2.12 – a) Principales interactions entre la lumière et un traceur (schéma inspiré de [Boutier et Elena, 2012]). b) Diagramme polaire de diffusion, extrait de [Kleitz et Boulaud, 1995].*

Outre ces phénomènes optiques, la taille des particules a une influence sur les trajectoires qu'elles vont suivre. Plus une particule est massive et surtout son diamètre est important, moins elle suivra les accélérations locales de l'écoulement, la taille de particule agit donc comme un filtre passe-bas en éliminant de la mesure réalisée les hautes fréquences du fluide, ce phénomène est qualifié de traînage des particules. La constante de temps τ_p peut être déterminée (équation 2.19) à partir d'un écoulement de Stokes [Boutier et Elena, 2012], [Raffel *et al.*, 2018].

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_f} \tag{2.19}$$

avec ρ_p la masse volumique de la particule, d_p le diamètre de la particule et μ_f la viscosité dynamique du fluide.

On choisira donc des particules dont les diamètres sont suffisamment petits pour suivre convenablement les structures tourbillonnaires, mais suffisamment grands pour diffuser assez de lumière.

De plus, la concentration de traceurs dans l'eau doit être choisie de façon à limiter les chocs entre particules et les effets de sillage d'une particule sur l'autre. Le rapport entre le diamètre caractéristique des traceurs et les distances moyennes l_p entre eux doit être très inférieur à 1 (équation 2.20).

$$\frac{d_p}{l_p} << 1 \tag{2.20}$$

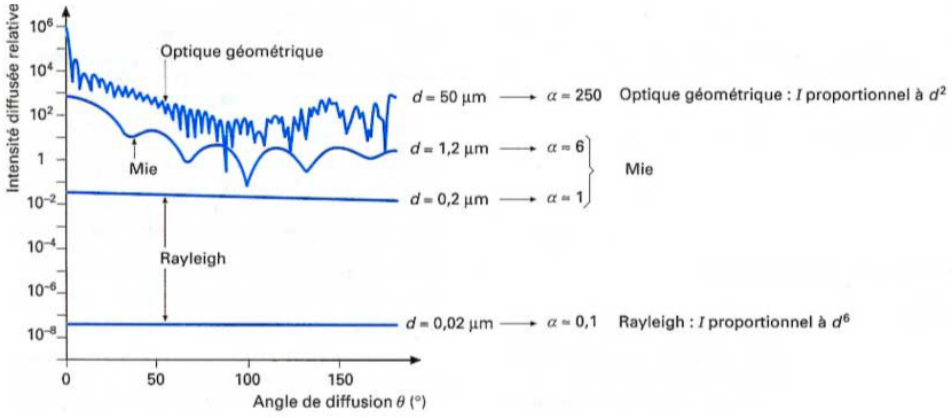


FIGURE *2.13 – Diagramme de diffusion pour une lumière incidente de longueur d'onde* $0.632\mu m$*, avec pour ce diagramme, d le diamètre des particules, extrait de [Kleitz et Boulaud, 1995].*

Enfin, les particules choisies ont une densité proche de celle du fluide. Cela présente l'intérêt de s'affranchir des effets gravitaires, avec un temps de sédimentation très important et d'avoir des particules qui restent en suspension au cours des mesures.

Fluorescence

Lorsqu'un composé fluorescent est éclairé par une longueur d'onde spécifique d'excitation (spectre d'absorption), alors il va émettre une lumière d'une longueur d'onde différente (spectre d'émission) et supérieure à celle de l'excitation (figure 2.14). L'utilisation de ce principe dans les mesures PIV présente l'intérêt de discriminer la lumière du laser de la lumière diffusée par les particules. Un filtre lumineux passe-bande est placé devant l'objectif de la caméra de façon à laisser passer uniquement la longueur d'onde d'émission. Les risques de détérioration des caméras causés par les reflets du laser sur les surfaces environnantes ou les bulles sont réduits ainsi que les bruits de mesure sur les images enregistrées.

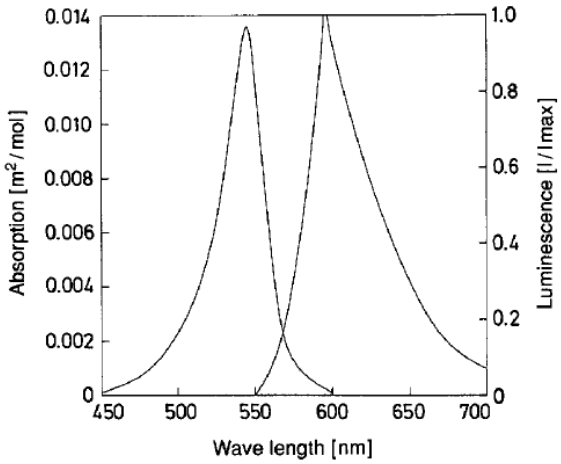


FIGURE *2.14 – Exemple de spectres d'absorption et d'émission de la rhodamine B, extrait de [Sakakibara* et al.*, 1993].*

Source laser

Pour émettre un rayonnement laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), un milieu actif est utilisé. Ce milieu est constitué de composés chimiques qui suivant les technologies peuvent être gazeux, liquides ou solides. Ce milieu actif est excité par pompage, il s'agit d'une source lumineuse extérieure qui va exciter les atomes du milieu actif et ayant pour conséquence un changement de niveau d'énergie de ceux-ci. On parle d'absorption lumineuse lorsqu'un atome passe d'un niveau d'énergie bas à un niveau d'énergie plus élevé, et d'émission lumineuse lorsqu'un atome passe d'un niveau d'énergie élevé à un niveau d'énergie plus faible. Le milieu excité par pompage favorise les émissions stimulées, c'est-à-dire les émissions de photons causées par d'autres photons. Si la lumière émise est dirigée suivant une direction au travers du milieu actif avec un système de miroirs (résonateur), alors il y a une amplification de l'intensité lumineuse (réaction en chaîne) pour une longueur d'onde donnée (figure2.15). Une partie de la lumière qui en résulte passe par un miroir à réflexion partielle, et se propage à l'extérieur du milieu actif dans une direction, il s'agit d'une lumière cohérente temporellement et spatialement.

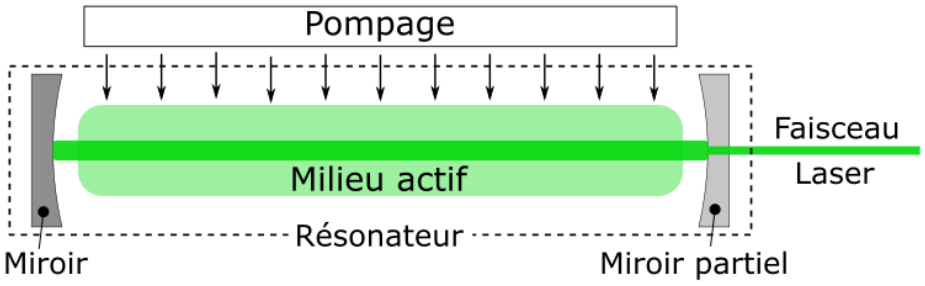


FIGURE *2.15 – Schéma de principe d'une source laser.*

2.2.2.2 Matériel utilisé

PIV double image

La PIV double image consiste à prendre deux images successives avec une différence de temps dt suffisamment court pour pouvoir faire le calcul des vitesses par corrélation. Cette méthode de mesure a été utilisée pour déterminer le champ de vitesse de l'écoulement au travers des structures flexibles dans la passe à poissons (le montage expérimental est détaillé dans le chapitre 5).

La caméra utilisée est une *LaVision Imager LX 16M Camlink* possédant un Capteur CCD de définition 4920×3280 pixels soit 16 méga pixels. La vitesse d'acquisition maximale à pleine définition est de 8.8 images par seconde. Cette caméra ne possède pas de mémoire interne, les données sont transférées au cours de l'acquisition sur un disque dur SSD via un câble Ethernet. Un filtre passe-haut de longueur d'onde de coupure de $540nm$ a été placé sur l'objectif.

Une telle caméra permet d'obtenir un champ de vision complet d'un bassin de la passe à poissons (figure 2.18) avec une résolution suffisante pour déterminer le champ de vitesse.

La source lumineuse utilisée est un laser *Nd-YAG* (Neodymium-Doped Yttrium Arséniure de Gallium) de la marque *Quantel (Big Sky Laser) Twins CFR* de longueur d'onde $532nm$. L'énergie nominale fournie est de $2 \times 191mJ$ pour $152\mu s$ avec une fréquence maximale de $15Hz$. Pour faciliter le réglage, le laser a été posé sur une table élévatrice *Bishamon*. Le laser et la caméra sont synchronisés avec un poste informatique et le logiciel *LaVision*.

Les traceurs employés sont des particules de polyamide de diamètre $20\mu m$, imprégnées d'un élément fluorescent (*sulfo-rhodamine B*) dont le spectre d'absorption est de $532nm$ et le spectre d'émission d'environ $560nm$. La densité des particules est de 1.02 et la concentration utilisée est de $10g/m^3$.

2.2.2.3 Traitement des données

Calibration

La calibration consiste à placer un élément de caractéristiques géométriques et dimensionnelles connues dans le champ de vision de la caméra afin d'en déduire un rapport d'échelle entre les pixels de l'image et les dimensions des éléments filmés (figure 2.16). Suivant les conditions expérimentales, la calibration peut permettre de corriger les phénomènes de distorsion causés par les éléments se trouvant sur le trajet optique (changement de milieu ou présence d'éléments déformants, imperfections des lentilles). Dans ces conditions, il serait nécessaire d'utiliser un modèle de caméra polynomial ou non linéarisé pour corriger convenablement les images.

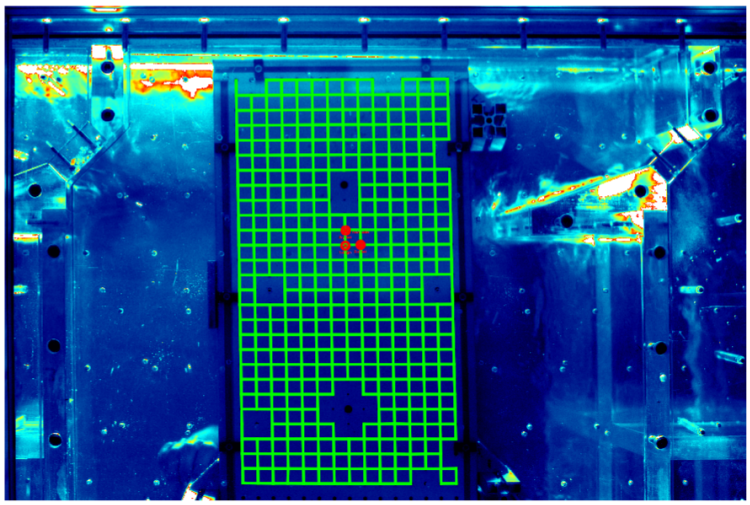


FIGURE *2.16 – Détection de la mire de calibration placée das la passe à poissons de l'institut Pprime.*

Pour les mesures PIV réalisées dans ces travaux, les phénomènes de distorsion n'étaient pas significatifs. Le modèle alors utilisé pour la calibration est le modèle sténopé aussi appelé PinHole. Ce modèle consiste à considérer que les rayons lumineux passent parfaitement par un seul point, le point focal. À partir des caractéristiques de la caméra

(intrinsèques) et des paramètres extérieurs à la caméra (extrinsèque) le lien entre l'élément réel et l'image peut être établi via la détermination des coefficients d'un modèle linéaire [Calluaud, 2003, Riethmuller *et al.*, 2012].

Il est important de souligner la nécessité de l'alignement entre la nappe laser et la mire de calibration durant cette opération. Un mauvais alignement signifierait que la calibration réalisée (dans le plan de la mire) ne serait pas valable dans le plan de mesure (le plan laser).

Calcul du champ de vitesse

Dans le cas de la PIV double frame, deux images de l'écoulement seront successivement prises avec un intervalle de temps très court entre elles (dt). A partir de ce doublet d'images, il est possible de déterminer le champ de vitesse de l'écoulement. L'intervalle de temps dt est évalué lors des réglages expérimentaux et est défini de façon à obtenir un signal de corrélation optimal, en général on essai de limiter la distance parcourue par une particule à 8 pixels.

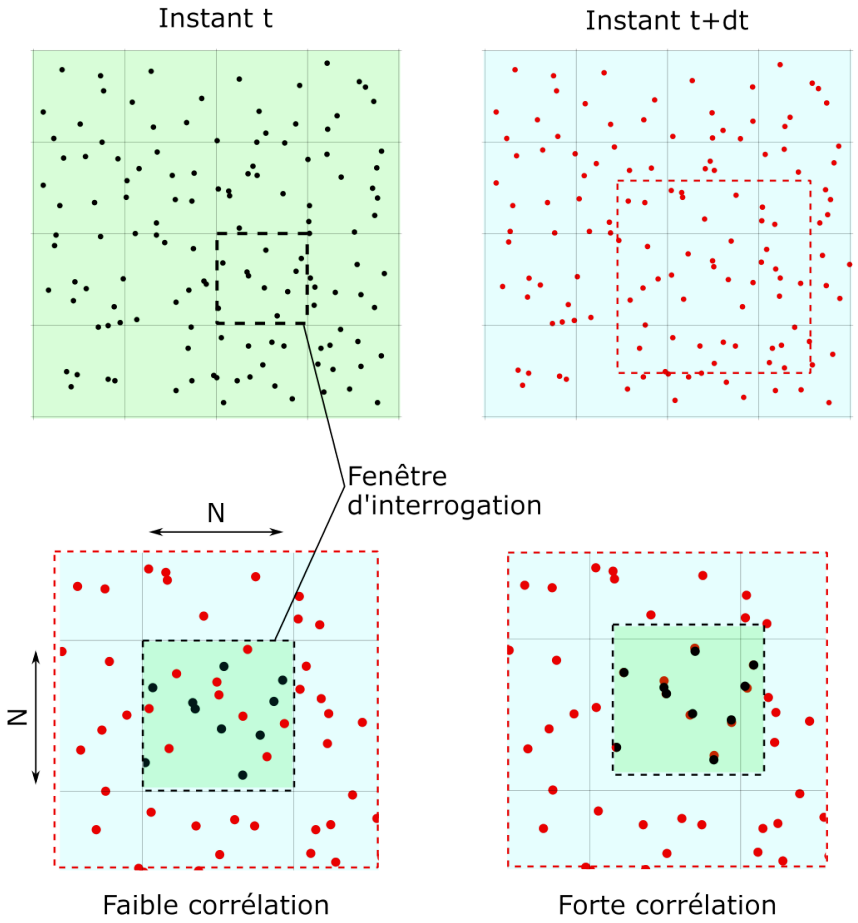


FIGURE *2.17 – Schéma de principe du calcul du champ de vitesse avec une fenêtre d'interrogation de dimension $N \times N$.*

La détermination des champs de vitesse peut être réalisée par de multiples méthodes d'analyse, ici l'intercorrélation a été utilisée. Cette méthode consiste dans un premier temps à découper la première image (instant t) en sous-images appelées fenêtres d'interrogation de dimension $(2M+1) \times (2N+1)$ [Riethmuller *et al.*, 2012]. Le niveau de corrélation entre chacune de ces fenêtres et l'image suivante (instant $t+dt$) peut être estimé avec plusieurs coefficients de corrélation, ici le coefficient de corrélation normalisé est présenté (équation 2.21). La zone où le niveau de corrélation est le plus élevé est l'endroit où il y a statistiquement le plus de chance que se trouvent les particules de la fenêtre d'interrogation à l'instant $t+dt$ (figure2.17). Le vecteur vitesse peut alors être calculé.

$$R(m,n) = \frac{\sum_{i=-M}^{M}\sum_{j=-N}^{N}\left(g_1(i,j)\right).\left(g_2(i+m,j+n)\right)}{\sqrt{\sum_{i=-M}^{M}\sum_{j=-N}^{N}\left(g_1(i,j)-\overline{g_1}\right)^2 . \sum_{i=-M}^{M}\sum_{j=-N}^{N}\left(g_2(i,j)-\overline{g_2}\right)^2}} \tag{2.21}$$

avec $R(m,n)$ le coefficient de corrélation normalisé au point de coordonnées (m,n), $g_1(i,j)$ et $g_2(i,j)$ respectivement les niveaux de gris à la coordonnée (i,j) de limage initiale et finale, $\overline{g_1}$ et $\overline{g_2}$ respectivement les moyennes spatiales de niveaux de gris dans la fenêtre initiale et finale.

Ce mode d'estimation des vitesses du premier ordre sous-entend que les gradients de vitesses au sein de la fenêtre d'interrogation sont suffisamment faibles pour être négligés, d'où le choix de fenêtres petites vis-à-vis des gradients observés. Cependant, les possibilités de réductions de la taille des fenêtres sont limitées. En effet, plus la fenêtre est petite, moins il y aura de particules visibles à l'intérieur, il en résulte un signal de corrélation plus faible, donc des probabilités d'erreurs de calcul plus importantes ainsi que des temps de calcul qui augmentent significativement. Pour des estimations d'ordre supérieur, qui tiennent compte des gradients, la fenêtre d'interrogation peut être déformée à partir du champ précédent.

Pour gagner du temps calcul, il est possible de faire le calcul de corrélation dans l'espace de Fourrier, l'estimation de la corrélation se réduit alors à une simple multiplication. En conséquence, les fenêtres d'interrogation doivent être carrées et de dimension 2^n, avec n un entier positif. À titre de comparaison, l'inter-corrélation d'une fenêtre de taille $N \times N$ dans l'espace de Fourrier nécessite $N^2 ln(N)$ opérations de calcul contre N^4 en calcul standard [Riethmuller *et al.*, 2012].

Traitement des images

Pour améliorer les calculs des champs de vitesse, les images peuvent être traitées avant les calculs de corrélation. Parmi de nombreuses méthodes de traitement, celles retenues ici sont la soustraction de l'image moyenne et la création de masques. La soustraction de l'image moyenne permet d'homogénéiser la luminosité et de supprimer le bruit statistique de l'image à traiter (figure 2.18). Les différences de luminosités entre les zones d'ombres et le reste de l'image sont ainsi atténuées, ce qui réduit les erreurs de calcul de corrélation. Le calcul de l'image moyenne est fait à partir de l'ensemble des images d'une série de données.

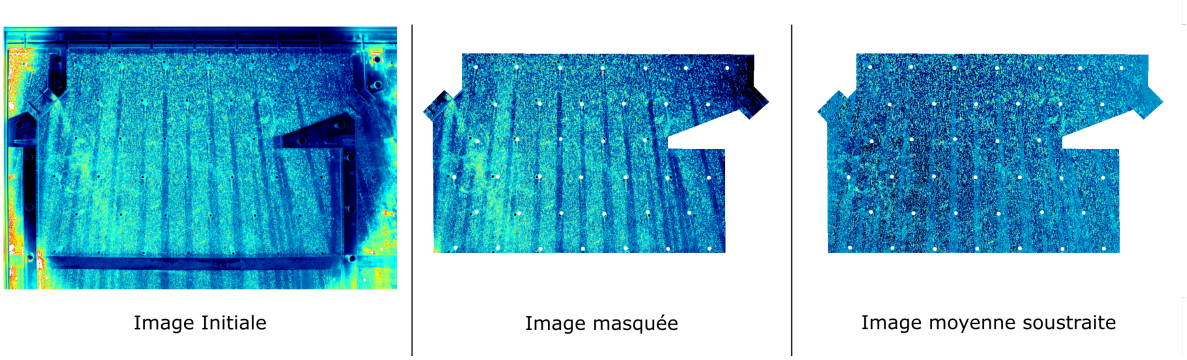


FIGURE *2.18 – Série d'opérations de traitement, de l'image initiale à l'image prête pour le calcul de corrélation.*

Choix des paramètres de calcul

Les calculs de champs de vitesse ont été réalisés avec le logiciel *LaVision V10*. Parmi les paramètres de calculs, ceux retenus concernent les dimensions de la fenêtre d'interrogation, le nombre de passes et l'overlapping. Le choix des paramètres a été fait de façon à optimiser les temps de calcul tout en conservant une qualité de résultats satisfaisante.

Le logiciel va dans un premier temps faire un calcul grossier de façon à déterminer un premier champ de vitesse de faible résolution spatiale. Ces informations permettent d'optimiser le calcul de corrélation pour des fenêtres de plus en plus petites en cherchant le pic de corrélation sur la base de la vitesse locale précédemment calculée. Pour la dernière fenêtre, plusieurs passes sont faites de façon à accroitre la qualité des résultats. L'overlapping, qui consiste à chevaucher les fenêtres d'interrogation, augmente la résolution spatiale. Finalement, plus la fenêtre d'interrogation est grande, meilleure est la corrélation si les particules se déplacent de façon identique, mais moins bonne est la résolution spatiale.

Pour la première passe, une fenêtre de $64 \times 64px$ a été choisie. Le choix de la fenêtre finale et de l'overlap a été fait en s'appuyant sur les résultats expérimentaux (figure 2.19). D'après les résultats obtenus, l'utilisation d'une fenêtre de $16 \times 16px$ n'apporte pas d'information supplémentaire, mais principalement du bruit (figure 2.19). Une fenêtre de $32 \times 32px$ avec un overlap de 75% ont été retenus, ainsi une résolution spatiale élevée est conservée grâce à l'overlap avec une réduction du bruit et du nombre de vecteurs faux. Ces choix ont conduit à un nombre de vecteurs calculés d'environ 139000 dans le cas des mesures réalisées dans la passe à poissons.

Lorsque les vitesses ont été calculées, les vecteurs faux peuvent être identifiés pour les éliminer du champ de vecteurs. Parmi les critères discriminants, celui retenu est le critère de ratio de corrélation. Les vecteurs qui ont été calculés avec un ratio de corrélation inférieur au seuil défini par le filtre sont identifiés. Ces vecteurs sont supprimés puis remplacés par interpolation (figure 2.20). À titre d'exemple, dans le cas présenté en figure 2.20, moins de 0.5% des valeurs ont été supprimées et remplacées par l'application du filtre.

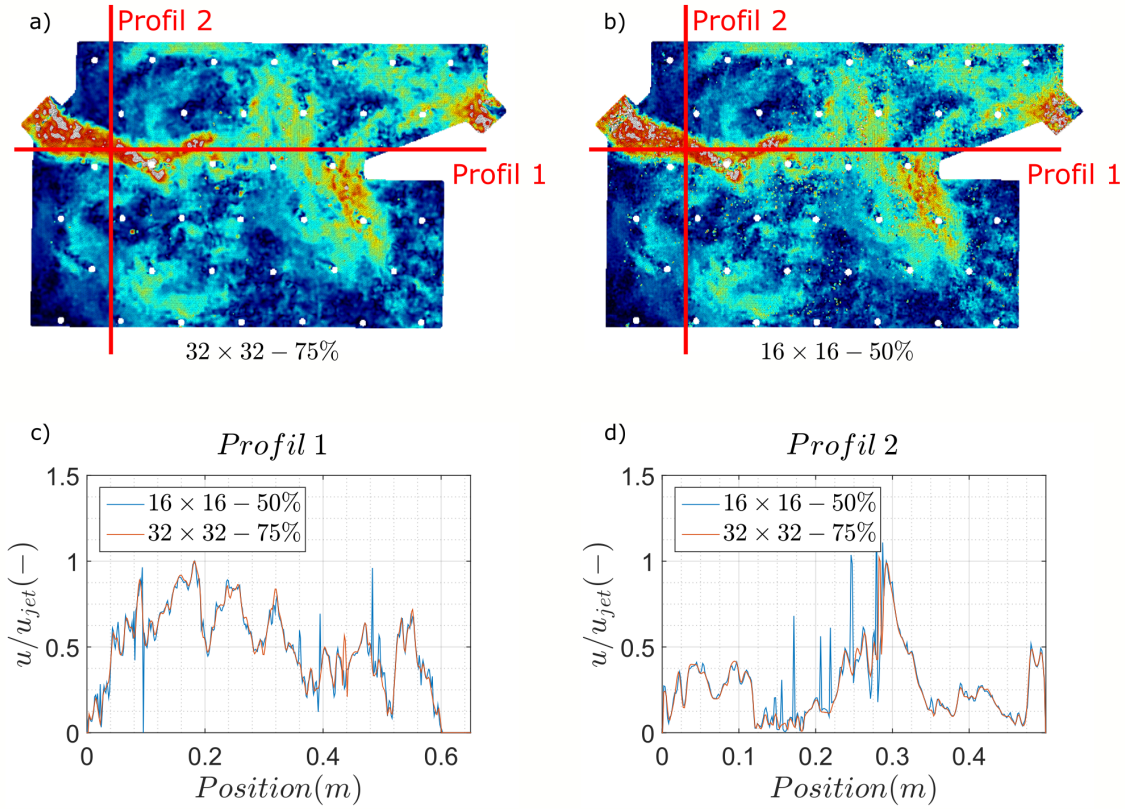


FIGURE *2.19 – a) Profil de vitesse pour une fenêtre de* $32 \times 32px$ *et un overlap de* 75%. *b) Profil de vitesse pour une fenêtre de* $16 \times 16px$ *et un overlap de* 50%

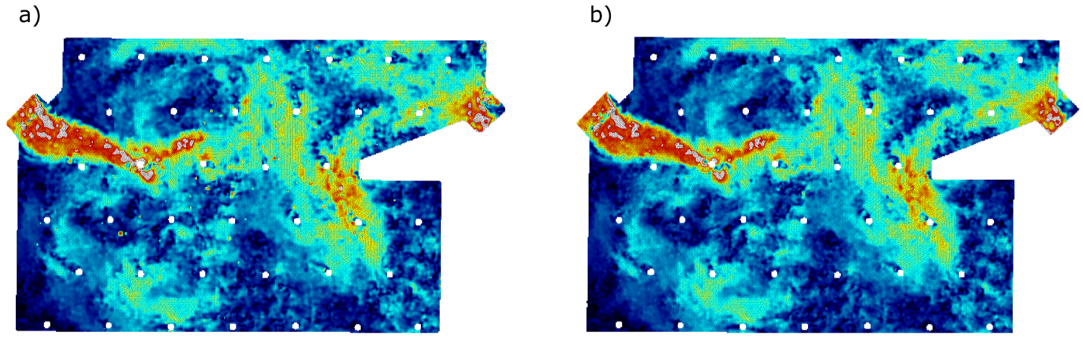


FIGURE *2.20 – a) Champ de vitesse avant filtrage. b) Champ de vitesse après filtrage et remplacement par interpolation.*

2.2.2.4 Incertitudes

Les sources d'incertitudes sont nombreuses, il y a en particulier la résolution de la caméra, la qualité dimensionnelle de la mire, le positionnement de la caméra par rapport à la nappe laser ou encore la justesse du chronomètre. Ces éléments peuvent être pris en considération de la même façon qu'au paragraphe 2.1.1.4. Il faut également tenir compte de l'algorithme de traitement des images dont l'incertitude peut en être déduite

[Wieneke, 2015]. Dans ce cas, dans chaque fenêtre, l'incertitude est évaluée en calculant les écarts de vitesse entre chaque particule et le vecteur vitesse le plus probable. Ensuite, le champ d'incertitude sur les vitesses peut être estimé en tenant compte des autres sources d'incertitude suivant la méthode proposée par [Gomit *et al.*, 2018] (figure 2.21).

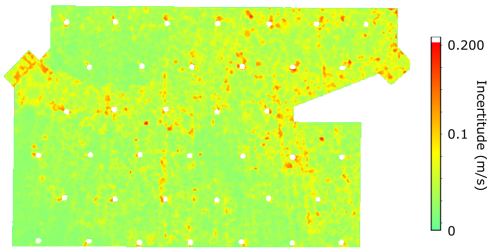


FIGURE *2.21 – Champs d'incertitude d'une mesure de vitesses par PIV basée sur la méthode de [Wieneke, 2015].*

2.3 Mesures de débits

2.3.1 débitmètre électromagnétique

Les débits ont été mesurés sur deux équipements expérimentaux utilisés pour ces travaux, le canal hydrodynamique et la passe à poissons avec des débitmètres électromagnétiques.

2.3.1.1 Principe

Le principe de mesure consiste à faire passer le fluide au travers d'un champ magnétique. Lorsque le fluide entre en mouvement alors les effets magnétodynamiques vont induire une tension qui sera proportionnelle à la vitesse du fluide. Avec une section de passage connue, il est alors possible de connaitre le débit (figure 2.22). Il est à remarquer que ces capteurs sont particulièrement sensibles à la présence de bulles dans les conduites.

2.3.1.2 Matériel utilisé et incertitudes

Sur le canal hydrodynamique, le débit volumique Q a été mesuré par 2 débitmètres *KROHNE Optiflux 2000* disposés en parallèle sur l'écoulement (figure 2.22). Ces débitmètres ont une erreur maximale tolérée (EMT) de $\pm 2\%$ sur la plage d'utilisation nominale. De plus, un convertisseur *KROHNE IFC 100* convertit chaque signal avec une EMT de 0.3% de la valeur mesurée. La régulation du débit est réalisée par un automate programmable de marque *Schneider Electric* avec une EMT de $\pm 20 m^3/h$ soit $\delta_{régul} = 0.0056 m^3/s$.

À partir de ces données, l'incertitude-type peut être obtenue de la façon suivante :

$$u_Q = \sqrt{2u^2_{débit} + 2u^2_{conv} + u^2_{régul}} \tag{2.22}$$

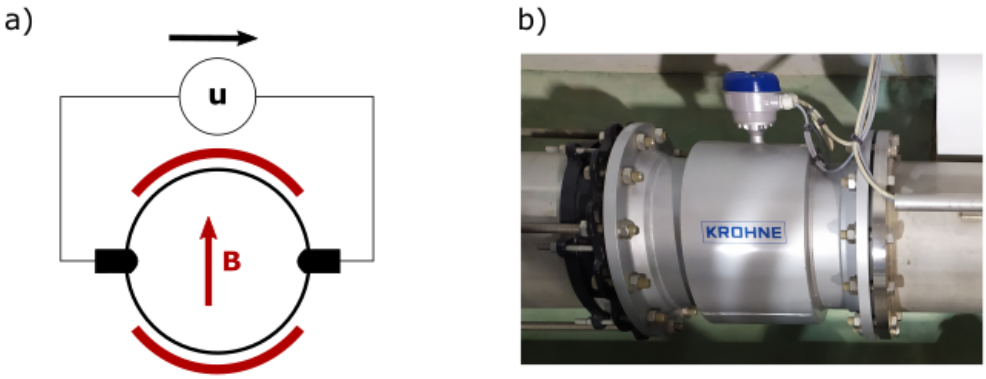


FIGURE *2.22 – a) Schéma d'une section droite du débitmètre électromagnétique, avec dans cette figure, B le champ électromagnétique et u la tension mesurée dans l'écoulement. b) Photographie d'un débitmètre utilisé sur le canal hydrodynamique.*

Les données des EMT des équipements de mesure permettent de déterminer l'incertitude élargie U_Q qui est égale à $2.u_Q$.

$$u_Q = \sqrt{2\left(\frac{Q}{2} \times \frac{0.02}{\sqrt{3}}\right)^2 + 2\left(\frac{Q}{2} \times \frac{0.003}{\sqrt{3}}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{régul}}{\sqrt{3}}\right)^2} \tag{2.23}$$

Le débit Q est divisé par deux pour considérer uniquement le débit passant dans chaque débitmètre, soit la moitié du débit total. Les EMT sont supposés suivre une loi de répartition uniforme, donc l'écart-type est obtenu en divisant par $\sqrt{3}$.

L'incertitude peut être déduite sur la plage de débits utilisés (tableau 2.2).

Débit (m^3/h)	720	1080	1440	1800
Incertitude-type $u_Q(m^3/h)$	13.07	14.66	16.64	18.88
Incertitude-type relative (%	1.8	1.4	1.2	1.0

TABLEAU *2.2 – Incertitudes des débits étudiés dans ces travaux sur le canal hydrodynamique.*

Sur la passe à poissons, un débitmètre *ENDRESS-HAUSER PROMAG 10* a été utilisé avec une incertitude-type de 0.29% ([Beaulieu *et al.*, 2015]).

2.4 Mesures de hauteurs d'eau

2.4.1 Mesures avec sondes acoustiques

Les mesures avec sondes acoustiques permettent de mesurer des distances entre la sonde et l'élément dont on souhaite connaitre la position. Il s'agit de mesures non intrusives puisqu'il n'y a pas de contact entre l'élément mesuré et le capteur. Dans le contexte de ces travaux, l'élément mesuré est systématiquement une surface libre d'un fluide en mouvement, la hauteur d'eau dans la zone de mesure peut ainsi être déterminée.

2.4.1.1 Principe

Le principe de la mesure consiste à déterminer le temps mis par une onde ultrasonore à parcourir une distance. Le capteur émet des ultra-sons à une fréquence de $400KHz$ qui sont réfléchis sur la surface libre et détecte les ondes réfléchies ce qui permet de connaitre le temps mis par l'onde pour faire un aller-retour. Connaissant la vitesse du son, la distance entre le capteur et la surface libre peut être déduite.

Pour pouvoir déduire la hauteur d'eau, il est nécessaire de connaitre la position du capteur par rapport au fond de la zone immergée. Une prise de référence doit être faite avant la mise en eau de la zone et le début des mesures. Cette phase consiste à positionner une cale-étalon de dimensions connues sur le fond de la zone de mesure et de positionner le capteur au-dessus (figure 2.23). La valeur mesurée par le capteur peut alors être corrigée sur la base des résultats de la prise de référence pour obtenir la hauteur mesurée par rapport au fond du canal. Pour faciliter les changements de position du capteur au cours des essais, celui-ci est fixé sur un guide de réglage vertical.

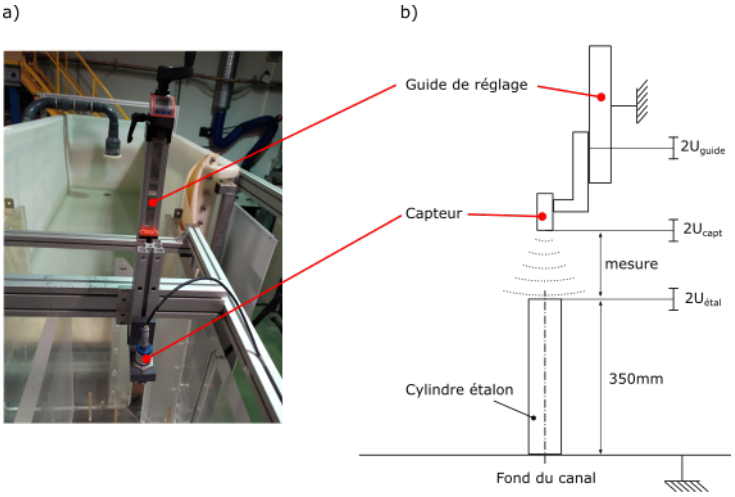


FIGURE *2.23 – Illustration des mesures par sondes acoustiques. a) Photographie d'un montage réalisé sur la passe à poissons à fentes verticales de l'institut Pprime. b) Schéma de la phase de prise de référence des sondes acoustiques.*

2.4.1.2 Matériel utilisé

Au cours de ces travaux, deux modèles de sondes acoustiques ont été utilisés, toutes deux de la marque *Microsonic*. Le modèle *MIC+25* avec une gamme de mesure de $30mm$ à $250mm$ et le modèle *MIC+35* avec une gamme de mesure de $65mm$ à $350mm$ (figure 2.24) et une fréquence d'acquisition de $200Hz$ pour les deux. Les choix des capteurs ont été faits en fonction des conditions expérimentales, ils seront explicitement nommés dans les chapitres concernés. Ces capteurs sont alimentés avec une tension de $24V$ et délivrent une intensité variable en fonction de la distance mesurée de $4mA$ à $20mA$. Un boitier électronique convertit le courant en tension puis le signal est transmis à un boitier de conversion analogique/numérique via un câble *BNC*. Le signal numérique est alors enre-

gistré par un ordinateur avec le logiciel *Labview* et une interface dédiée.

Avant d'être utilisés, les capteurs ont été étalonnés in situ. La phase d'étalonnage consiste à placer le capteur à une multitude de distances connues par rapport à une cible sur l'ensemble de la plage de mesure. Pour chaque position du capteur, une série d'acquisitions est réalisée. Alors l'association par une fonction affine entre les valeurs mesurées par le capteur et ses positions réelles peut être faite. Les coefficients d'étalonnage obtenus sont un coefficient directeur (mm/V) et une ordonnée à l'origine (mm).

L'application *Labview* dédiée permet de prendre en considération la position du capteur par rapport au fond de la zone immergée, cette prise de référence est réalisée avec un cylindre de référence de longueur $350mm$. Au cours des essais, la position verticale du capteur peut être modifiée avec un guide sur lequel est fixé le capteur (figure 2.23). Ces guides ont une résolution de $0.01mm$ et une plage de variation de $300mm$ pour les courts et de $500mm$ pour les longs. Il est parfois nécessaire de modifier la position du capteur entre deux essais, dans ce cas, le fichier de référence est corrigé de la valeur correspondante de façon à corriger le changement de position.

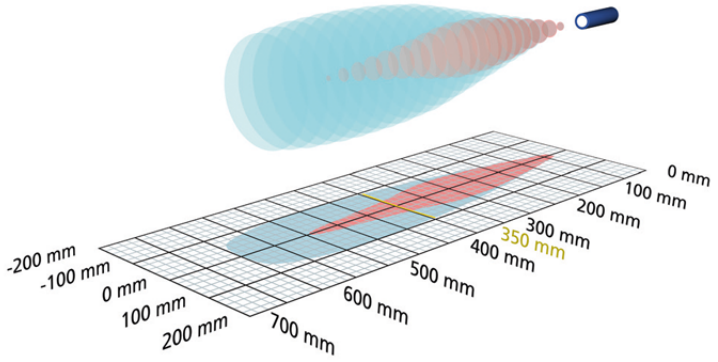


FIGURE *2.24 – Caractéristiques de la zone de mesure du capteur acoustique MIC+35 de Microsonic. Image extraite de www.microsonic.de.*

2.4.1.3 Traitement des données

Un signal typique issu d'une mesure par sonde acoustique comporte des pics qui correspondent à des pertes de signal (figure 2.25). Cela se produit lorsque la surface libre mesurée est très agitée avec des projections de gouttelettes. Dans ces conditions le signal acoustique réfléchi sur la surface libre n'est pas renvoyé avec suffisamment d'intensité dans la direction du capteur. Celui-ci ne détectant plus le signal renvoie une valeur incohérente ce qui forme un pic dans le signal d'acquisition (figure 2.25).

Pour éliminer ces valeurs erronées, le signal a été filtré. Le filtrage se déroule en deux phases, identifications des valeurs et remplacement. Pour l'identification, deux critères ont été utilisés, un critère de vitesse et un critère d'écart-type. Le critère de vitesse permet d'identifier les variations importantes du signal. Un tel critère permet de détecter les variations de signal incohérentes du point de vue de la physique des phénomènes étudiés.

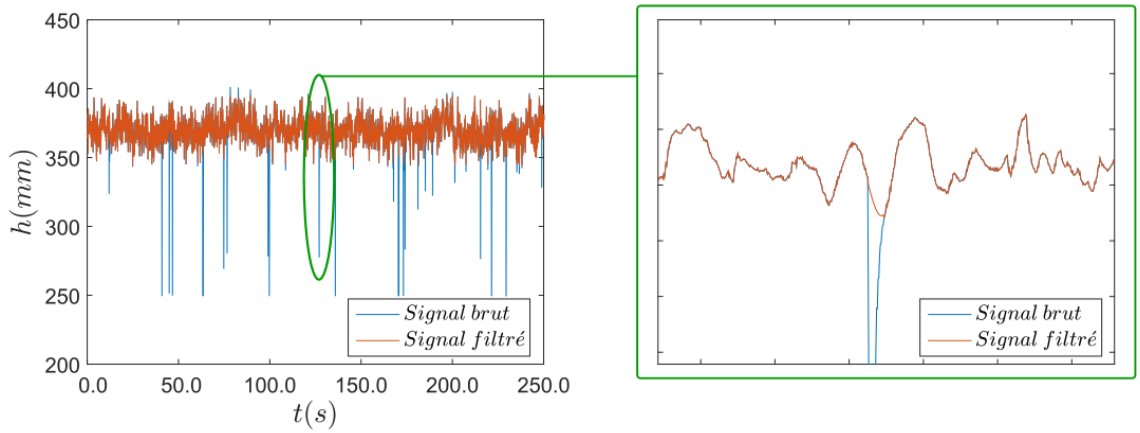


FIGURE *2.25 – Illustration d'un signal temporel brut enregistré par une sonde acoustique Microsonic MIC+35 avant et après filtrage.*

La vitesse est définie comme $v_i = |h_i - h_{i-1}|f_{acqui}$, avec i l'indice correspondant à la *ième* valeur mesurée, v la vitesse du point mesuré, h la hauteur mesurée et f_{acqui} la fréquence d'acquisition. Les valeurs dont $v_i > k_v$ peuvent être identifiées, avec k_v la valeur seuil qui a été définie pour supprimer les pics sans atténuer le signal. Le second critère d'identification est basé sur l'écart-type, les valeurs répondant au cas suivant, $h_i < \overline{h} - k_\sigma\sigma$ et $h_i > \overline{h} + k_\sigma\sigma$ seront remplacées. σ est l'écart-type du signal et k_σ une constante égale à 3 ce qui permet de conserver statistiquement 99.73% des valeurs avec l'hypothèse d'une répartition normale. Ainsi les points trop éloignés sont supposés erronés. Les valeurs identifiées avec les critères précédents sont remplacées par une interpolation d'ordre 3, pour cela 4 points sont nécessaires, les données en amont et en aval de la série de points supprimés sont utilisées pour faire cette reconstruction (figure 2.25).

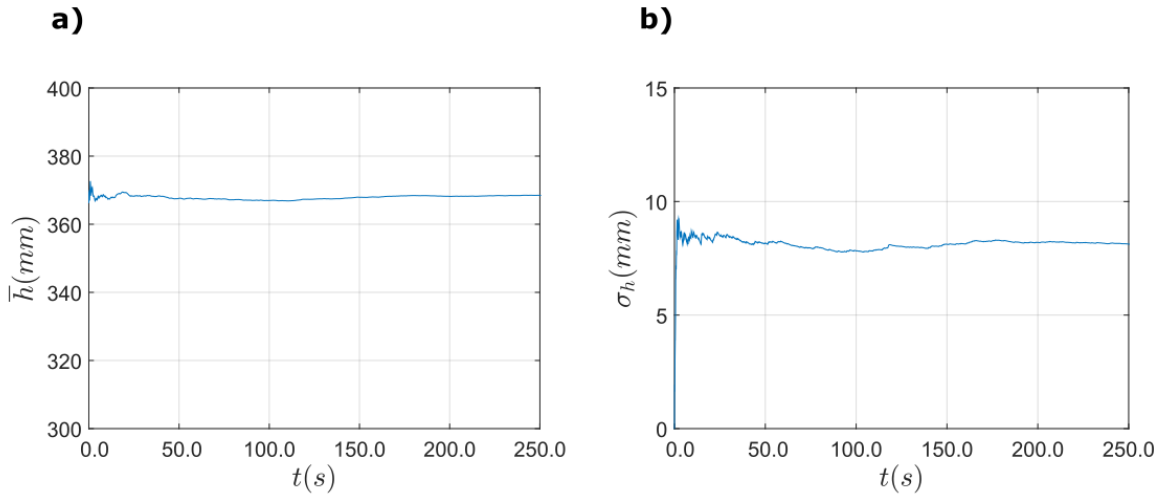


FIGURE *2.26 – Convergences des mesures de hauteurs d'eau. a) Convergence de la valeur moyenne. b) Convergence de l'écart-type.*

Ces capteurs ont été utilisés pour obtenir une hauteur d'eau moyenne dans plusieurs

configurations expérimentales qui seront détaillées dans les chapitres suivants. L'utilisation de la moyenne temporelle permet d'obtenir un résultat de mesure statistiquement indépendant du temps. Pour s'assurer de cette indépendance, les convergences des moyennes et des valeurs fluctuantes ont été observées pour chaque configuration expérimentale (figure 2.26).

2.4.1.4 Incertitudes

Les mesures de hauteurs par sondes acoustiques vont permettre de déterminer des paramètres d'études comme des pertes de charge ou des coefficients de débit pour lesquels les incertitudes peuvent être déterminées par propagation, les détails seront donnés dans les chapitres concernés.

Parmi les principales sources d'incertitudes liées aux moyens il y a, u_{etal} l'incertitude-type liée à la phase d'étalonnage du capteur, u_{moy} l'incertitude-type de la valeur moyenne calculée, u_{guide} l'incertitude-type provenant du changement de position du guide (figure 2.23) et u_{cap} l'incertitude-type associé au capteur. La méthode proposée par le guide sur les incertitudes de mesures [GUM, 2008] permet de déduire la valeur de l'incertitude totale d'une mesure de hauteur d'eau u_h (équation 2.24).

$$u_h = \sqrt{u_{etal}^2 + u_{guide}^2 + u_{moy}^2 + u_{cap}^2} \tag{2.24}$$

u_{etal} a été évalué à partir des défauts géométriques de l'élément ayant servi de référence (cylindre de longueur $350mm$), ces défauts ont été déterminés par une mesure sur machine à mesurer tridimensionnelle dont l'incertitude sera négligée ici (résolution inférieure au micro-mètre). Suite à cette mesure, il est remarqué un défaut de parallélisme de $0.3mm$ et dimensionnel de $0.8mm$ (localisation). De plus, dans certains cas, le fond du canal est protégé par un faux fond (protection contre les rayures et les impacts). Ce faux fond est constitué de plaques ayant des défauts de planéité et d'horizontalité s'ajoutant à l'incertitude u_{etal} puisque le cylindre est posé sur ces plaques.

Les capteurs acoustiques ont été montés sur des guides pour ajuster leurs positions après étalonnage en fonction des configurations expérimentales. Ils comportent un afficheur numérique de résolution $r = 0.1mm$. Il est possible de raisonnablement convenir que la loi de probabilité de cette grandeur est rectangulaire. Cela conduit à une incertitude-type de $u_{guide} = \frac{r}{2\sqrt{3}} = 0.029mm$ [GUM, 2008].

Pour s'assurer d'obtenir une valeur suffisamment représentative de la hauteur d'eau moyenne, le temps d'acquisition est choisi de sorte que la valeur moyenne soit convenablement convergé (figure 2.26). Cependant, la convergence de la valeur moyenne ne n'affranchit pas de l'incertitude sur le résultat obtenu même s'il est possible de supposer que plus le temps d'acquisition est important et plus cette incertitude sera réduite.

Pour le signal caractéristique de hauteurs d'eau (figure 2.25), la démarche proposée en annexe donne une incertitude-type de la valeur moyenne de $u_{moy} = 0.150mm$. Ce calcul a été fait sur plusieurs séries de mesures et cette valeur sera considérée comme représentative des mesures de hauteurs d'eau. Le temps d'acquisition T qui a été choisi permet

d'avoir une incertitude sur la valeur moyenne acceptable.

D'après les données constructeur du capteur, l'erreur de reproductibilité est de $\pm 0.15\%$. Sachant que ces capteurs ont une distance maximale de mesure de $600mm$, l'incertitude-type peut être maximisée avec cette valeur, ce qui conduit à une incertitude-type maximale sur la mesure de hauteur d'eau de $u_h = 1.35mm$.

2.5 Conclusion

Ce chapitre passe donc en revue les méthodes de mesures employés dans ces travaux ainsi que le matériel de mesure utilisé. Dans la suite de ce document, chaque chapitre apportera un niveau de détail supplémentaire afin de décrire les montages expérimentaux, les outils et le matériel expérimental spécifique répondant aux objectifs des essais. Cela concerne les deux équipements de l'institut Pprime indispensables pour la conduite des expériences, le canal hydrodynamique et la passe à poissons à fentes verticales.

CHAPITRE 3

ÉTUDE THÉORIQUE, EXPÉRIMENTALE ET NUMÉRIQUE D'UN CYLINDRE FLEXIBLE SOUMIS À UN ÉCOULEMENT

Sommaire

3.1 Caractéristiques des structures flexibles 68
3.1.1 Caractéristiques générales 68
3.1.2 Caractéristiques statiques 69
3.1.3 Caractéristiques dynamiques 72
3.1.4 Conclusion 77
3.2 Structure flexible en interaction avec l'eau 78
3.2.1 Structure flexible immergée 78
3.2.2 Structure flexible immergée dans un écoulement 85
3.2.3 Conclusion 92
3.3 Modélisation numérique 94
3.3.1 Modélisation du domaine solide 94
3.3.2 Modélisation du domaine fluide 99
3.3.3 Modélisation de l'interaction fluide structure 107
3.3.4 Conclusion sur la modélisation numérique 111
3.4 Conclusion 112

Afin de mener les études sur les cas d'applications précédemment évoqués, il est nécessaire de caractériser les structures flexibles qui seront utilisées. Cette caractérisation a été faite à plusieurs niveaux. Tout d'abord, par une analyse géométrique et statique, qui ont permis d'obtenir les modules d'Young des matériaux utilisés. Ensuite, une analyse dynamique a été conduite pour évaluer les fréquences propres et les coefficients d'amortissements des structures. Cette même analyse dynamique a été menée dans une eau morte pour observer les effets du fluide sur le comportement du cylindre et évaluer les phénomènes d'amortissement et de masse ajoutée, déterminant dans l'étude de l'interaction fluide structure. Ces premiers résultats ont été utilisés pour justifier les choix faits pour la construction des modèles numériques qui sont présentés dans cette thèse. Un premier modèle, décrit dans ce chapitre servira de référence pour les cas d'applications des chapitres suivants. L'analyse des résultats numériques présentés dans ce chapitre consiste à comparer les grandeurs d'intérêts dans le cas d'un cylindre isolé soumis à un écoulement turbulent, à savoir son comportement dynamique et celui du fluide.

3.1 Caractéristiques des structures flexibles

3.1.1 Caractéristiques générales

Les structures flexibles utilisées sont des cylindres circulaires de diamètre D de $16mm$ et d'une longueur H de $400mm$. Pour ces expériences, des cylindres souples en polyuréthane et un cylindre en acier inoxydable ont été utilisés. Ce dernier, en acier, est considéré comme indéformable par rapport aux autres matériaux utilisés avec une rigidité d'environ $200000MPa$ contre plusieurs centaines de MPa pour les polyuréthanes utilisés. Une distinction sera faite par la suite concernant les cylindres souples en polyuréthane et les cylindres rigides en acier inoxydable. Quatre polyuréthanes ont été utilisés, $UR-3558$, $UR-3569$, $RIM-876$ et le $PRC-120$, et sont présentés en figure 3.1.

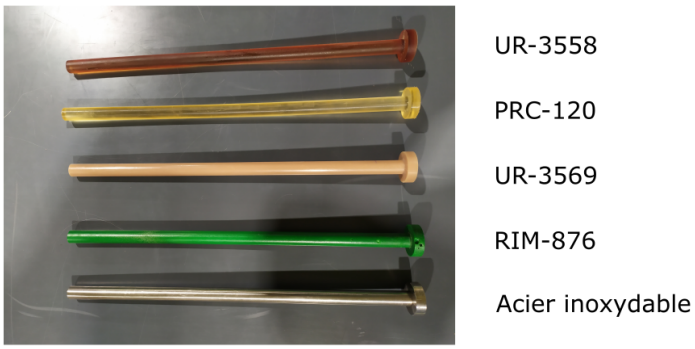


FIGURE *3.1 – Photographie des cylindres utilisés et les matériaux associés.*

La fixation de ces structures a été réalisée par un épaulement qui se trouve à la base des cylindres et qui s'insère dans un lamage sur une plaque de fixation (figure 3.2). Ce montage nécessite un jeu entre le cylindre et le perçage pour permettre le passage du cylindre. Ce jeu ainsi que l'épaulement ne suffisent pas pour considérer la liaison entre la

plaque et la structure comme un encastrement. La liaison est une source de souplesse qui sera prise en compte dans la suite de l'étude.

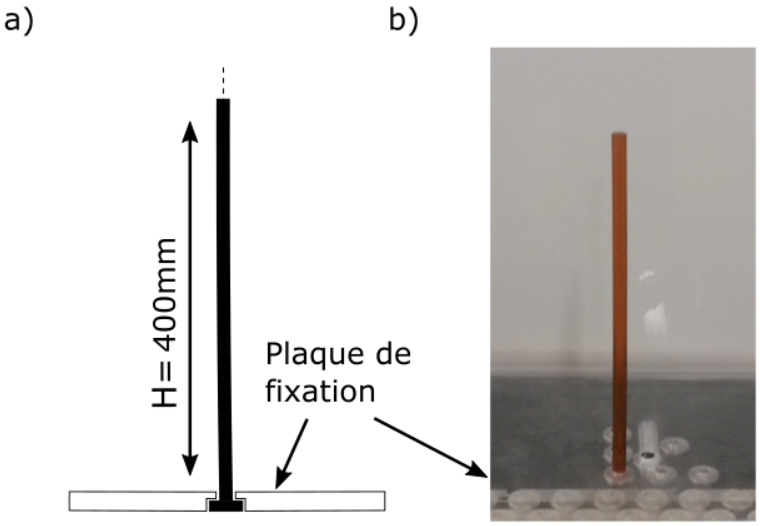


FIGURE *3.2 – a) Schéma du mode de maintien d'une structure sur la plaque de fixation. b) Photographie du montage.*

Les caractéristiques des cylindres comportent plusieurs sources d'incertitudes, avec tout d'abord celles concernant les aspects géométriques. Ces cylindres ayant été réalisés par moulage, des bavures sont présentes par endroit. De plus, les contraintes de polymérisation ont causé des déformations de l'ordre de plusieurs millimètres sur la rectitude des cylindres. À partir d'une série de mesures, les incertitudes élargies sur le diamètre D et la longueur H ont pu être respectivement évaluées à $0.1mm$ et à $0.5mm$. Pour finir, il arrive que des bulles soient restées prisonnières du polyuréthane lors de la coulée, ce qui peut causer des variations sur les caractéristiques mécaniques des cylindres. Ces phénomènes restent visiblement modérés et leurs influences négligeables puisque les résultats expérimentaux qui seront présentés dans la suite sont proches de résultats théoriques estimés à partir de l'hypothèse d'un matériau homogène et isotrope.

3.1.2 Caractéristiques statiques

La détermination des caractéristiques statiques (module d'Young) a été faite par une série d'expériences. Elle a consisté à appliquer des contraintes de flexion sur chaque structure flexible. Le choix de ce mode de sollicitation a été conditionné par la sollicitation que subit la structure dans un écoulement transverse. En s'appuyant sur les hypothèses d'Euler-Bernoulli, il est possible d'en déduire le module d'Young du matériau.

3.1.2.1 Protocole et montage expérimental

La démarche expérimentale consiste à appliquer un effort transverse à l'extrémité du cylindre qui est maintenu à l'autre extrémité par la plaque de fixation qui sera utilisée

pour les travaux présentés dans les chapitres suivants. Ici, utiliser la plaque de fixation qui servira pour les prochains essais permet de prendre en considération, dans le module d'Young qui sera calculé, à la fois l'élasticité du matériau et l'élasticité de la liaison entre la plaque et le cylindre. Le module d'Young global équivalent peut ainsi être obtenu, dont la finalité est de simplifier la modélisation numérique de ce montage en le représentant dans le modèle par une poutre encastrée libre. Durant les essais, l'effort a été appliqué avec un dynamomètre *AMETEC ACCUFORCE* dont l'incertitude a été évaluée par une série de mesure à $0.02N$. Le dynamomètre a été relié à l'extrémité du cylindre avec un fil en nylon, ce qui a permis de maitriser la direction d'application de l'effort pour une plage d'effort de 0 à $5N$ par pas de $0.5N$.

La grandeur mesurée est la déformation de la structure et en particulier sa flèche x (figure 3.3), mesurée par ombroscopie (Chapitre 2). Une image est enregistrée pour chaque effort appliqué dont un exemple est donné en figure 3.3.

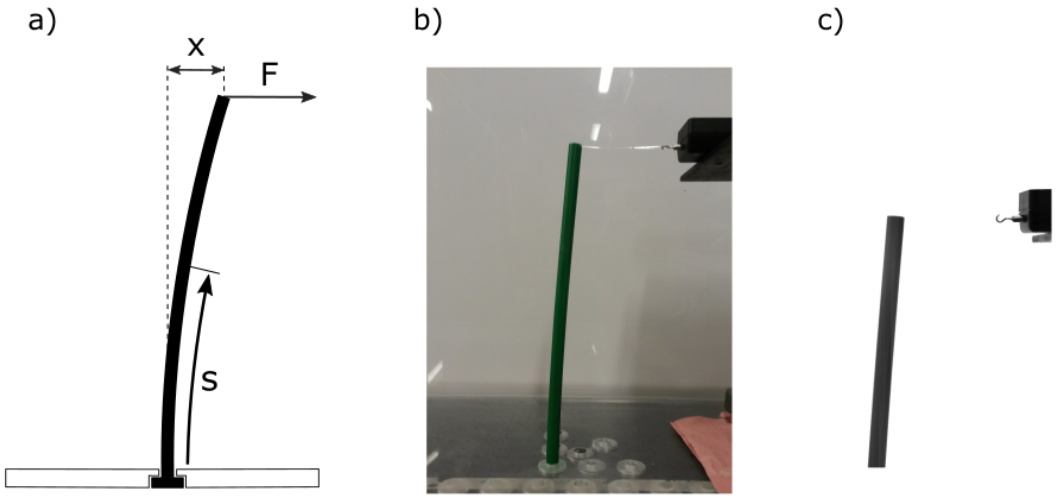


FIGURE *3.3 – a) Schéma des essais statiques en flexion. b) Photographie du montage. c) Exemple d'image acquise.*

3.1.2.2 Résultats

Étant donné le faible nombre d'images obtenues, l'identification de la flèche a pu être réalisée sur chaque image. L'incertitude élargie peut être estimée à partir de l'erreur commise sur l'identification de la position du cylindre à $1mm$. La flèche x peut être tracée en fonction de la force appliquée (figure 3.4).

Pour exploiter ces données, les hypothèses d'Euler-Bernoulli ont été utilisées. L'hypothèse est faite que la structure est une poutre de section homogène, que les matériaux sont homogènes et isotropes (la présence des impuretés et des bulles n'est pas prise en considération) et que les énergies de déformations par cisaillement sont négligées. Dans

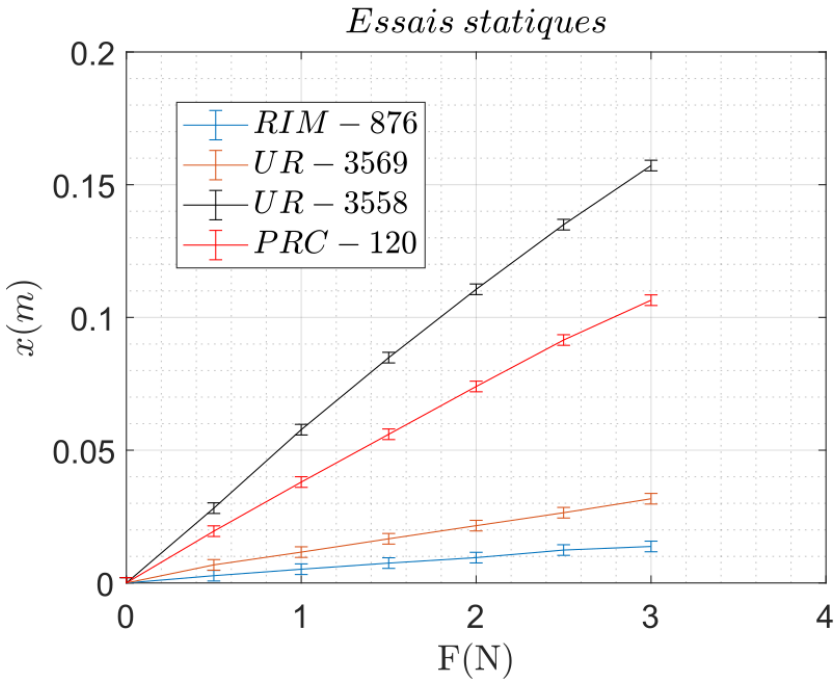


FIGURE *3.4 – Flèche x en fonction de l'effort F appliqué sur la structure pour les quatre cylindres en polyuréthane.*

ces conditions, l'équation donnant la flèche d'une poutre encastrée libre en fonction de ses paramètres géométriques et mécaniques peut être établi (équation 3.1).

$$x = \frac{FH^3}{3EI} \tag{3.1}$$

avec x la flèche, F la force appliquée à l'extrémité, E le module d'Young, H la longueur du cylindre et I le moment quadratique, qui pour une poutre de section circulaire s'écrit $\pi D^4/64$ avec D son diamètre.

Le module d'Young E peut être extrait de cette équation, pour obtenir la formule 3.2.

$$E = \frac{FH^3}{3xI} \tag{3.2}$$

Le rapport x/F a été déterminé à partir des coefficients directeurs des droites de régressions linéaires passants par zéro des courbes présentées en figure 3.4. Alors, l'équation 3.2 peut être résolue puisque les caractéristiques géométriques H et I sont connues.

Les modules d'Young de chaque matériau ont été calculés (tableau 3.1). Les incertitudes présentées ont été évaluées en suivant la méthode GUM ([GUM, 2008]), en particulier la démarche de propagation des incertitudes (équation 3.3), appliquée à l'équation 3.2.

Matériau	$E\,(MPa)$	$u_E\,(MPa)$	Incertitude relative (%)
$RIM-876$	1442	29.7	2.2
$UR-3569$	632	9.1	1.5
$PRC-120$	182	2.4	1.3
$UR-3558$	123	1.6	1.2

TABLEAU *3.1 – Bilan des modules d'Young estimés et de leurs incertitudes, avec E le module d'Young et u_E l'incertitude type.*

$$u_E = \sqrt{\left(\frac{\partial E}{\partial F}u_F\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial H}u_H\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial x}u_x\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial D}u_D\right)^2} \tag{3.3}$$

avec, u_E l'incertitude type du module d'Young E, u_F l'incertitude type de la force appliquée F, u_H l'incertitude type de la longueur H du cylindre, u_x l'incertitude type de la flèche mesurée x et u_D l'incertitude type du diamètre D du cylindre.

Afin de s'assurer de la fiabilité de ces résultats, un essai de traction a été mené sur une éprouvette de polymère $UR-3558$. Le résultat obtenu est un module d'Young de $135MPa$. La proximité de ce résultat avec celui déterminé dans cette étude est à remarquer. Cependant la valeur qui est obtenue est sensiblement plus faible, cet écart peut s'expliquer par la méthode mise en place (donc par l'utilisation d'un modèle avec ses hypothèses) et en particulier par les effets de la liaison plaque-cylindre qui n'est pas un encastrement et ajoute donc une source de souplesse supplémentaire, il y a également les effets de vieillissement du matériau.

Pour finir, les modules d'Young utilisés sont du même ordre de grandeur que les caractéristiques d'élasticité de plantes aquatiques. Afin d'établir une comparaison, la *Thalassi testudinum* a un module d'Young estimé qui varie d'une valeur minimum de $400MPa$ à un maximum de $2400MPa$ [Bradley et Houser, 2009], il est de $260MPa$ pour la *Zostera Marina* [Fonseca *et al.*, 2007] et de $470MPa$ pour la *Posidonia osceanica* [Folkard, 2005]. Malgré les différences géométriques qui existent entre les plantes et les structures utilisées dans cette thèse, les propriétés d'élasticités sont du même ordre de grandeur.

3.1.3 Caractéristiques dynamiques

La détermination des modules d'Young ne suffit pas pour le problème d'interaction fluide structure qui sera abordé par la suite. Même s'il s'agit d'un paramètre essentiel de l'étude, il faut aussi considérer les effets dynamiques de la structure. Ces effets font intervenir deux autres paramètres, la densité du matériau et son amortissement. L'étude qui va suivre a pour objectif de déterminer les modes vibratoires des structures et les coefficients d'amortissement de celles-ci.

3.1.3.1 Protocole et montage expérimental

Les expériences consistent à effectuer un lâcher libre de la structure à partir d'un état de déformation initial imposé et à mesurer les déformations de la structure flexible au cours du temps par ombroscopie (chapitre 2). L'ensemble est maintenu sur une table massive et rigide pour limiter les résonances extérieures éventuelles. Le déplacement x_0, (figure 3.5), imposé pour l'état initial, est choisi de façon à maintenir le cylindre dans sa limite élastique. Enfin, le lâcher (figure 3.5), est effectué avec un temps très court par rapport à la constante de temps des structures. Cette méthode assure ainsi un impact négligeable des conditions initiales de l'expérience. Pour finir, plusieurs mesures ont été faites et permettent de s'assurer de la répétabilité des résultats expérimentaux.

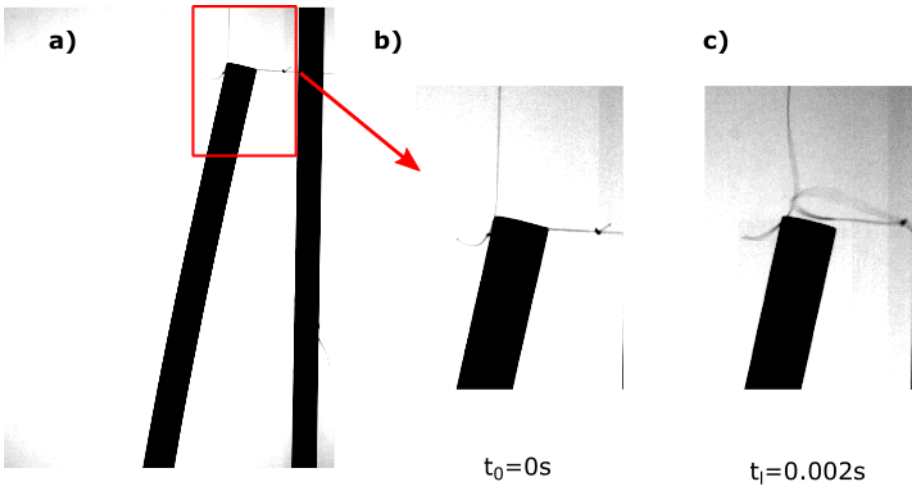


FIGURE *3.5 – a) Position initiale x_0 du cylindre flexible avant le lâcher. b) Lâcher à $t_0 = 0s$. c) Lâcher à $t_l = 0.002s$.*

Environ 2500 images sont prises par expérience, elles ont été traitées avec un algorithme de détection de l'extrémité du cylindre. À partir des données obtenues, il est possible de déterminer la fréquence propre des structures, mais aussi le décrément logarithmique D_c qui est associé à l'amortissement.

$$D_c = ln\left(\frac{x(t)}{x(t+T)}\right) \tag{3.4}$$

avec D_c le décrément logarithmique, $x(t)$ la position de l'extrémité du cylindre à l'instant t, et T la pseudo-période observée.

La constante de temps τ peut alors être calculée (équation 3.5). Elle permettra par la suite d'obtenir les courbes enveloppes (figure 3.6), avec l'équation $x(t) = exp\,(-t/\tau)$.

$$\tau = \frac{T}{D_c} \tag{3.5}$$

Le coefficient d'amortissement ξ_s de la structure peut alors être déduit [Venizelos, 2002] (équation 3.6).

$$\xi_s = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi}{D_c}\right)^2}} \tag{3.6}$$

À partir de ces caractéristiques, il est possible de modéliser le comportement dynamique de la poutre à partir d'une équation différentielle (équation 3.7). Pour cette modélisation , les hypothèses d'Euler-Bernoulli ont été utilisées et aucune force extérieure n'a été considérée pour le moment (la pesanteur est négligée étant donné la disposition verticale de la structure).

$$\rho_s S_c \frac{\partial^2 x(s,t)}{\partial t^2} + C\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^4 x(s,t)}{\partial s^4}\right) + EI\frac{\partial^4 x(s,t)}{\partial s^4} = 0 \tag{3.7}$$

avec $x(s,t)$ le déplacement de la poutre à la coordonnée s à l'instant t, C une constante d'amortissement basée sur l'amortissement structural du matériau souvent représenté par le modèle Kelvin-Voigt, E le module d'Young du matériau, I le moment quadratique de la structure flexible, ρ_s la masse volumique du matériau et S_c la section droite du cylindre.

La solution est envisagée par séparation des variables permettant de déterminer les modes propres de la structure [Le Tallec, 2000] en posant $x(s,t) = \sum_{n=1}^{\infty} q_n(t)\varphi_n(s)$. Avec $\varphi_n(s)$ la déformée modale et $q_n(t)$ la fonction modale avec la contrainte d'orthogonalité entre les modes définies comme $\int_0^H \varphi_n(s)\varphi_m(s)ds = 0$ lorsque $m \neq n$. Il est possible d'exprimer cette équation avec les paramètres généralisés [Le Tallec, 2000], correspondant aux masses, amortissement et raideur propres à chaque mode vibratoire, en particulier lorsque $m = n$ (équations 3.8).

$$M_n = \int_0^H \rho_s S_c \varphi_n^2(s)ds; C_n = \int_0^H C\left(\frac{\partial^4 \varphi_n(s)}{\partial s^4}\right)\varphi_n(s)ds; K_n = \int_0^H EI\left(\frac{\partial^4 \varphi_n(s)}{\partial s^4}\right)\varphi_n(s)ds \tag{3.8}$$

avec, M_n la masse modale généralisée du mode n, C_n l'amortissement modal généralisé du mode n et K_n la raideur modale généralisée du mode n. La relation $M_n\omega_n^2 = K_n$ est ajoutée, avec ω_n la pulsation du mode propre n.

L'équation 3.7 peut être réécrite sous sa forme généralisée pour le mode n (équations 3.9), avec ξ_n l'amortissement modal égal à ξ car $\xi << 1$.

$$M_n\ddot{q}_n(t) + C_n\dot{q}_n(t) + K_n q_n(t) = 0 \Longleftrightarrow \ddot{q}(t) + 2\xi_n\omega_n\dot{q}_n(t) + \omega_n^2 q_n(t) = 0 \tag{3.9}$$

Ici, les observations des images enregistrées (figure 3.6) indiquent que le premier mode est prépondérant, il s'agit donc du mode le plus énergétique. Cette constatation peut également être faite sur les décompositions FFT (figure 3.7) où seules les fréquences du premier mode sont présentes pour chaque matériau. Si les influences des autres modes sont négligées, l'approximation suivante peut être faite : $x(s,t) = q_1(t)\varphi_1(s)$.

3.1.3.2 Résultats

Les résultats indiquent des différences fréquentielles et d'amortissement selon les matériaux (figure 3.6). La fréquence propre est beaucoup plus élevée pour le $RIM-876$ et un temps de vibration plus long pour le $UR-3558$. Les coefficients d'amortissements permettent de dire que le système se trouve en régime hypocritique (car on observe des oscillations de la structure), donc qu'une pseudo-période est observable.

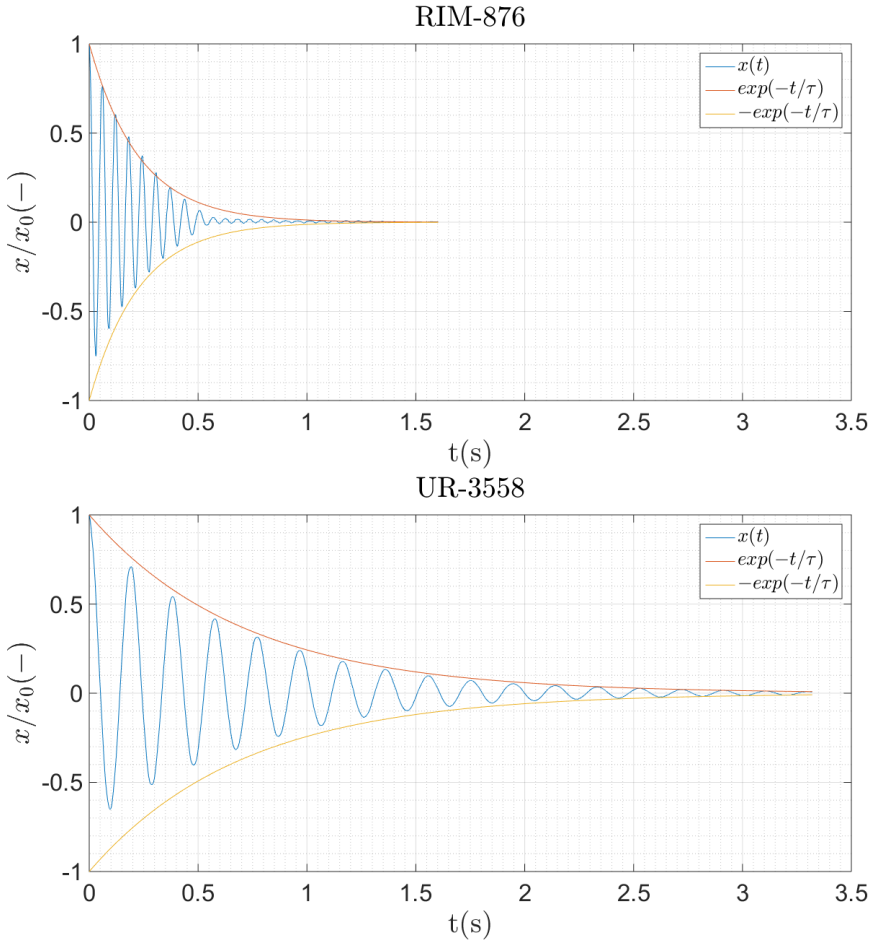


FIGURE *3.6 – Comparaison des évolutions temporelles de la flèche x des cylindres entre le cylindre de plus haute fréquence ($RIM-876$) et celui de plus basse fréquence ($UR-3558$), résultats expérimentaux obtenus pour une déformation initiale x_0 identique de $8D$.*

Les fréquences observées f_{obs} sont identifiées à partir d'un traitement par FFT des données obtenues (figure 3.7), les valeurs relevées sont répertoriées dans le tableau 3.2. Il est possible de comparer ces valeurs avec les valeurs théoriques de la fréquence propre d'une poutre encastrée libre [Destuynder, 2007] (équation 3.10).

$$\omega_n = (\lambda_n H)^2 \sqrt{\frac{EI}{\rho_s S_c H^4}} \tag{3.10}$$

avec ω_n la pulsation propre du mode n, λ_n le coefficient propre au mode vibratoire n et au type de fixation de la poutre, H la longueur de la poutre, E le module d'Young du matériau, S_c la surface de la section droite et ρ_s la masse volumique du matériau.

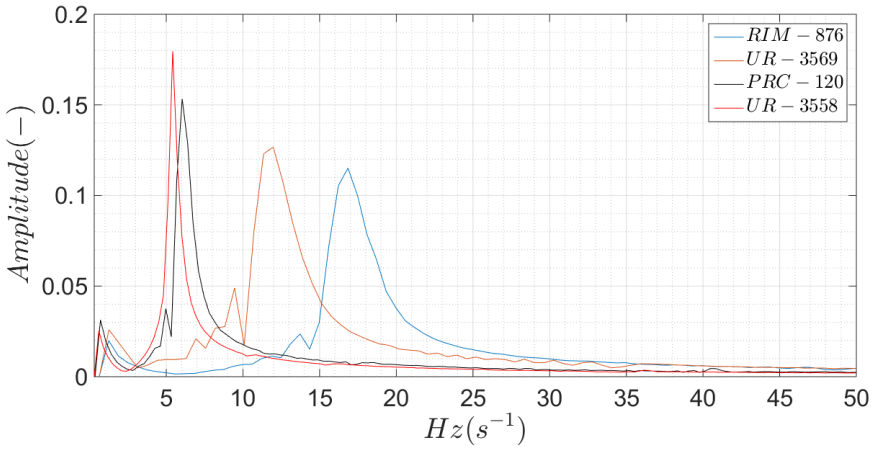


FIGURE *3.7 – FFT des réponses fréquentielles expérimentales pour les essais de lâcher libre.*

En s'appuyant sur les hypothèses de poutre encastrée libre, il est possible d'établir pour le premier mode vibratoire, qui est prépondérant, que $\lambda_1 L = 1.8751$. Ce qui permet de calculer les fréquences f_{cal} issues du modèle (tableau 3.2). Il est à noter que les résultats des essais statiques et dynamiques sont en concordances, en effet les valeurs théoriques des fréquences propres à partir des valeurs de modules d'Young issues de l'étude précédente sont retrouvées (tableau 3.2).

Matériau	$E(MPa)$	$f_{cal}(Hz)$	$f_{obs}(Hz)$	Écart (%)	$D_c(-)$	$\tau(-)$	$\xi(-)$
RIM-876	1442	16.47	16.22	0.2	0.275	0.228	0.044
UR-3569	632	10.9	11.34	4.0	0.282	0.332	0.045
PRC-120	182	5.85	5.65	3.4	0.357	0.496	0.057
UR-3558	123	4.8	5.12	6.7	0.275	0.706	0.044

TABLEAU *3.2 – Bilan des caractéristiques dynamiques des structures flexibles, avec E le module d'Young, f_{cal} la fréquence calculée, f_{obs} la fréquence observée expérimentalement, D_c le décrément logarithmique, τ la constante de temps et ξ le coefficient d'amortissement.*

Le cylindre dissipe son énergie potentielle élastique de la déformation initiale par l'amortissement du matériau. L'énergie initiale apportée à la structure peut être obtenue à partir de l'énergie potentielle élastique (équation 3.11).

$$E_p = \int_0^{x_0} kxdx = \frac{1}{2}kx_0^2 \tag{3.11}$$

avec k la raideur de la structure égale à $3EI/H^3$ lorsqu'une force ponctuelle est appliquée à son extrémité (équation 3.1), x la flèche et x_0 la flèche initiale.

L'énergie dissipée sur un cycle (ou une période) est définie par le ratio entre l'énergie dissipée par cycle E_d et l'énergie potentielle E_p. Ce rapport est lié au coefficient d'amortissement ξ et plus particulièrement au facteur de perte η (équation 3.12). Il permettra par la suite d'évaluer la quantité d'énergie dissipée par une structure vibrant dans un écoulement.

$$\eta = 2\xi_s = \frac{E_d}{2\pi E_p} \tag{3.12}$$

3.1.4 Conclusion

Dans cette partie, les caractéristiques purement mécaniques des structures flexibles ont été identifiées et quantifiées, qui seront utilisées par la suite. Parmi ces caractéristiques, il y a le module d'Young, propriété d'élasticité intrinsèque du matériau et déterminante pour évaluer les régimes d'interaction fluide structure. Il y a également les modes propres, qui donnent le comportement vibratoire de la structure et pour lesquels la prépondérance du premier mode a pu être observée. Enfin, les propriétés d'amortissement du matériau donnent les capacités dissipatives des structures flexibles. La connaissance de ces caractéristiques va permettre de comprendre le comportement de la structure en interaction avec l'eau. Pour finir, ces résultats serviront de cas de référence pour la validation du modèle numérique qui a été développé.

3.2 Structure flexible en interaction avec l'eau

Les études précédentes ont permis de déterminer les caractéristiques des matériaux utilisés. Maintenant l'analyse va être portée sur l'interaction entre ces structures et l'eau. Pour cela, deux campagnes d'essais ont été menées, la première consistant à placer la structure dans un bassin avec un niveau d'eau variable (sans écoulement) et à reproduire les essais dynamiques décrits précédemment. Uniquement la structure en PRC-120 a été utilisée pour ces essais. La seconde en plaçant la structure dans un écoulement transverse avec des vitesses variables.

3.2.1 Structure flexible immergée

3.2.1.1 Protocole et montage expérimental

Pour évaluer le comportement des structures flexibles dans l'eau, une première série d'essais a été menée, ayant consisté à placer une structure dans l'eau sans écoulement. La structure en PRC-120 a été fixée à sa base et le même type d'essais que ceux présentés en section 3.1.3 ont été menés, mais avec une immersion variable du cylindre. Cette immersion a été réalisée dans le canal hydrosédimentaire de l'institut Pprime qui permet d'ajuster le niveau d'eau sans nécessité de courant. Les mesures ont été réalisées par ombroscopie et cinq hauteurs d'eau h ont été étudiées, $H/4$, $H/2$, $3H/4$, H et $5H/4$, avec H la hauteur de la structure. Les conditions initiales sont, la flèche initiale x_0 imposée d'une valeur de $5D$ (figure 3.8).



FIGURE *3.8 – Position initiale du cylindre pour les hauteurs d'eau étudiées.*

3.2.1.2 Résultats et modélisation

Les données ont été traitées avec la même méthode que celle évoquée en section 3.1.3.

Il est à noter sur ces courbes plusieurs phénomènes caractéristiques de l'IFS (figure 3.9). Le premier est l'amortissement plus important dans l'eau que dans l'air, en effet plus la hauteur d'eau augmente, plus l'amortissement est important. Ce phénomène ne s'accroit plus lorsque la hauteur d'eau est plus importante que la structure. Cet amortissement est causé par les forces du fluide sur la structure, qui s'opposent systématiquement à son

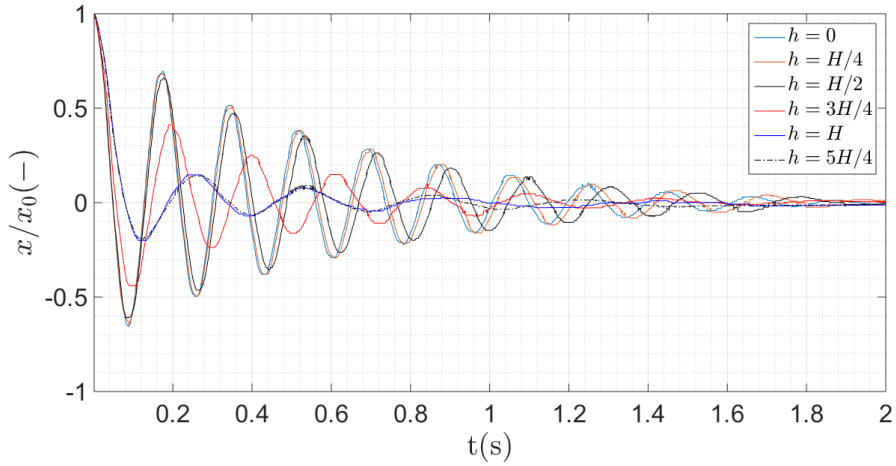


FIGURE *3.9 – Résultats expérimentaux. Signaux temporels de la flèche de la structure en polymère $PRC - 120$ en fonction du temps pour plusieurs hauteurs d'eau.*

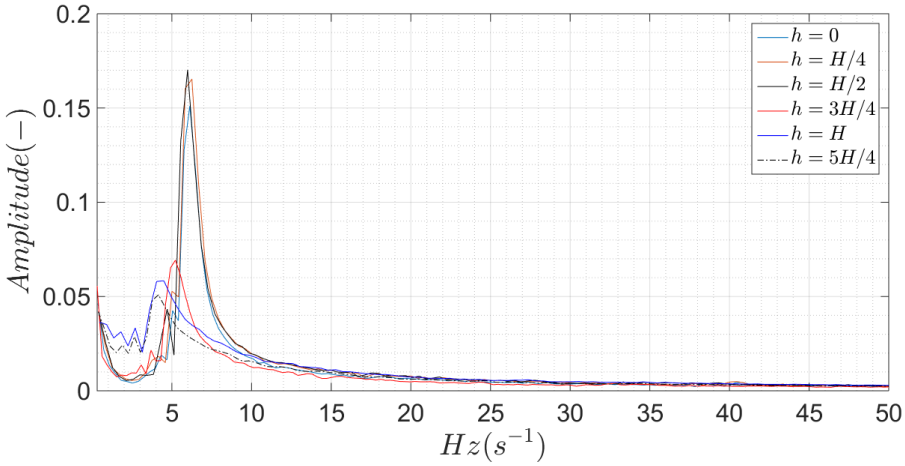


FIGURE *3.10 – Décomposition FFT des signaux temporels expérimentaux.*

déplacement. Il est possible de faire apparaitre ce comportement en faisant une analyse modale d'une poutre en vibration. Si l'énergie de déformation par cisaillement est négligée au regard de l'énergie de déformation par flexion (hypothèse d'Euler-Bernoulli) et en appliquant le principe fondamental de la dynamique, alors il est possible d'écrire l'équation différentielle pour une partie élémentaire de poutre (équation 3.13).

$$\rho_s S_c \frac{\partial^2 x(s,t)}{\partial t^2} + C\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^4 x(s,t)}{\partial s^4}\right) + EI\frac{\partial^4 x(s,t)}{\partial s^4} = f(s,t) \tag{3.13}$$

avec $x(s,t)$ le déplacement de la poutre à la coordonnée s à l'instant t, C la constante d'amortissement du matériau, souvent représentée par le modèle de Kelvin-Voigt, E le module d'Young du matériau, I le moment quadratique de la structure flexible, ρ_s la masse volumique du matériau, S_c la section du cylindre et $f(s,t)$ la force exercée par le fluide.

Cette force $f(s,t)$, dépend de la vitesse relative entre l'eau et la structure. Il ne sera pris en considération dans cette analyse que les forces de trainée, bien que d'autres forces existent, qui sont causées par la surface libre comme la formation d'ondes de surface. Cette force est exprimée à partir de la trainée d'un cylindre de diamètre D et de longueur H dans un écoulement,

$$F_x = \frac{1}{2}\rho_f C_x D H U_\infty^2 \tag{3.14}$$

avec F_x la trainée du cylindre, ρ_f la masse volumique de l'eau, C_x le coefficient de trainée et U_∞ la vitesse relative entre le cylindre et l'eau.

Dans le cas étudié, il n'est pas possible de considérer la trainée sous cette forme, mais sous la forme d'une force élémentaire pour un élément infinitésimal de la structure flexible. Cela se traduit par une réduction de la trainée par la longueur H et par l'expression de la vitesse relative dépendante de l'espace s et du temps t. En faisant l'hypothèse que la composante de la vitesse relative entre l'eau et la structure est toujours normale à la déformée (puisque l'eau est inerte), l'équation suivante peut être posée :

$$f_x(s,t) = -\frac{1}{2}\rho_f C_x D \left(\frac{\partial x(s,t)}{\partial t}\right)^2 \tag{3.15}$$

Il faut remarquer que le coefficient de trainée dépend du nombre de Reynolds (figure 3.11). Ici ce nombre de Reynolds n'est pas constant temporellement puisque la structure vibre (donc avec des variations de vitesse importantes) et spatialement puisqu'elle se déforme. Cependant, le choix s'est porté sur un coefficient de trainée constant de 1.2, ce qui correspond la valeur relativement stable de ce coefficient sur une large plage du nombre de Reynolds [Schlichting et Gersten, 2016].

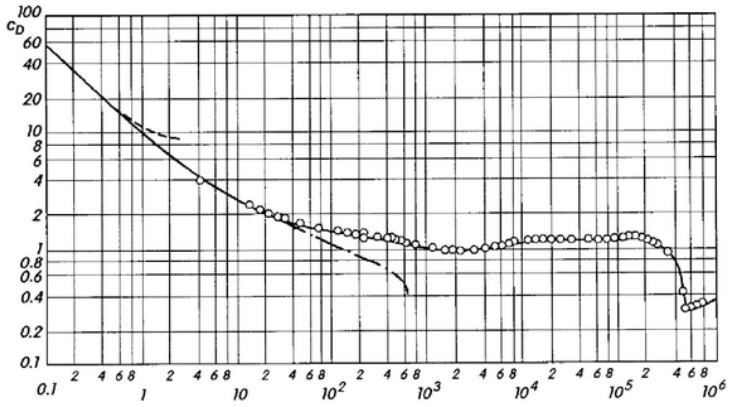


FIGURE *3.11 – Coefficient de trainée pour un cylindre rigide dans un écoulement en fonction du nombre de Reynolds, extrait de [Schlichting et Gersten, 2016].*

L'équation peut être reformulée 3.13.

$$\frac{\partial^2 x(s,t)}{\partial t^2} + C\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial^4 x(s,t)}{\partial s^4}\right) + \frac{EI}{\rho_s S_c}\frac{\partial^4 x(s,t)}{\partial s^4} = -\frac{1}{2}\frac{\rho_f C_x D}{\rho_s S_c}\left(\frac{\partial x(s,t)}{\partial t}\right)^2 \tag{3.16}$$

Les forces du fluide sont dépendantes de la vitesse de la structure, elles favorisent donc l'amortissement de la structure.

Pour résoudre cette équation non linéaire, l'hypothèse a été faite que la déformée modale est indépendante du mode de chargement, ce qui s'observe expérimentalement.

Dans le cas où la forme généralisée de l'équation est utilisée, alors la force généralisée F_n du mode n peut être exprimée (équation 3.17). L'intégration de ce terme peut être limiter de 0 à h (hauteur d'eau) puisque l'action de l'eau est limitée à cette zone, donc $\int_h^H f_x(s,t)\varphi(s)ds = 0$. Puisque $\frac{\partial x(s,t)}{\partial t} = \dot{q}(t)\varphi(s)$ dans le cadre de l'analyse modale, l'équation suivante peut être écrite :

$$F_n = \int_0^H f(s,t)\varphi(s)ds = \int_0^h f_x(s,t)\varphi(s)ds = -\frac{1}{2}\rho_f C_x D\dot{q}(t)^2 \int_0^h (\varphi(s))^3\, ds \tag{3.17}$$

F_n est introduit dans l'équation généralisée (équation 3.9), ce qui donne l'équation différentielle généralisée du mode propre n (équation 3.18). Il faut également prendre en considération le changement de signe de cette force de trainée qui s'oppose toujours au sens de la vitesse, puisque $\dot{q}(t)^2$ est toujours positif (donc sans changement de signe), il est nécessaire d'exprimer ce terme sous la forme $\dot{q}(t)^2 = \dot{q}(t)\,|\dot{q}(t)|$.

$$\ddot{q}(t) + 2\xi_n\omega_n\dot{q}_n(t) + \omega_n^2 q_n(t) = \frac{F_n}{M_n} = -\frac{1}{2}\frac{\rho_f C_x D}{\rho_s S_c}\frac{\int_0^h (\varphi(s))^3\, ds}{\int_0^H (\varphi(s))^2\, ds}\dot{q}(t).\,|\dot{q}(t)| \tag{3.18}$$

Les résultats expérimentaux montrent l'influence significative de la hauteur d'eau sur le changement de fréquence (figures 3.9 et 3.10) causé par le phénomène de masse ajoutée. Afin d'être complet dans la modélisation, il faut tenir compte de ce phénomène. Celui-ci est dû au déplacement relatif du fluide autour de la structure lorsqu'elle se déplace. Dans le cas d'un cylindre, la masse ajoutée par unité de longueur m_a est définie par :

$$m_a = C_{Ma}\rho_f S_c \tag{3.19}$$

avec C_{Ma} le coefficient de masse ajoutée (1 pour une section cylindrique [de Langre, 2006]), ρ_f la masse volumique du fluide et S_c la section droite du cylindre.

Si le terme m_a est ajoutée à l'équation de masse généralisée (équation 3.8), alors la masse ajoutée de la structure apparait dans l'équation (équation 3.20).

$$M_n = \int_0^H (\rho_s S_c + C_{Ma}\rho_f S_c)\,(\varphi(s))^2\, ds \tag{3.20}$$

La masse ajoutée ne se trouvant pas nécessairement sur toute la hauteur de la structure flexible, l'intégration pour son calcul est faite uniquement jusqu'à la hauteur d'eau h, ce qui conduit à une reformulation de l'équation 3.8 pour donner l'équation 3.21.

$$M_n = \rho_s S_c \int_0^H (\varphi(s))^2\, ds + C_{Ma}\rho_f S_c \int_0^h (\varphi(s))^2\, ds \tag{3.21}$$

L'équation précédente peut être reformulée de la façon suivante :

$$M_n = S_c \left(\rho_s + C_{Ma} \rho_f \frac{\int_0^h (\varphi(s))^2 \, ds}{\int_0^H (\varphi(s))^2 \, ds} \right) \int_0^H (\varphi(s))^2 \, ds \tag{3.22}$$

Une nouvelle expression de la masse généralisée qui intègre la masse ajoutée peut être déterminée. Il apparait alors le terme $\int_0^h (\varphi(s))^2 \, ds / \int_0^H (\varphi(s))^2 \, ds$ qui correspond à la proportion du volume d'eau déplacé par la structure. Ce rapport est dépendant de h et indique que plus la hauteur d'eau est importante, plus la masse ajoutée le sera, ce qui se confirme expérimentalement. Pour plus de clarté, une nouvelle variable est introduite $C_{ma} = C_{Ma} \int_0^h (\varphi(s))^2 \, ds / \int_0^H (\varphi(s))^2 \, ds$.

Sur la base de ces résultats,la pulsation propre ω_n est calculée en tenant compte de la masse ajoutée (équation 3.10). L'équation généralisée suivante est alors obtenue :

$$\ddot{q}(t) + 2\xi_s \omega_n \dot{q}(t) + \omega_n^2 q(t) = -\frac{1}{2} \frac{\rho_f C_x D}{(\rho_s + \rho_f C_{ma}) S_c} \frac{\int_0^h (\varphi(s))^3 \, ds}{\int_0^H (\varphi(s))^2 \, ds} \dot{q}(t). |\dot{q}(t)| \tag{3.23}$$

La résolution a été faite numériquement avec la fonction de résolution d'équations différentielles *ode*45 du logiciel $MATLAB$. Les résultats de modélisation (figures 3.12 et 3.13) présentent des phénomènes comparables aux résultats expérimentaux, en particulier les décalages en fréquence avec l'augmentation de la hauteur d'eau, directement lié à la masse ajoutée. Également un amortissement beaucoup plus important lorsque la structure est complètement immergée est visible. Cependant, cette modélisation ne fait pas intervenir les phénomènes causés par la surface libre. En effet, lorsque la structure se déplace, des ondes de surface sont générées, il y a donc un transfert énergétique entre l'énergie potentielle de déformation de la structure et les ondes gravitaires. Cela induit un amortissement plus important qu'avec la simple trainée considérée dans cette étude. Cela est observable sur les résultats, puisque l'amortissement expérimental est plus important que celui des résultats de simulation. Il y a également sur les résultats expérimentaux un sensible changement de fréquence entre l'immersion $h = H$ et $h = 5H/4$, cela signifie que le niveau d'immersion de la structure a aussi une influence sur son comportement dynamique, le modèle proposé ne prend pas en compte ce phénomène.

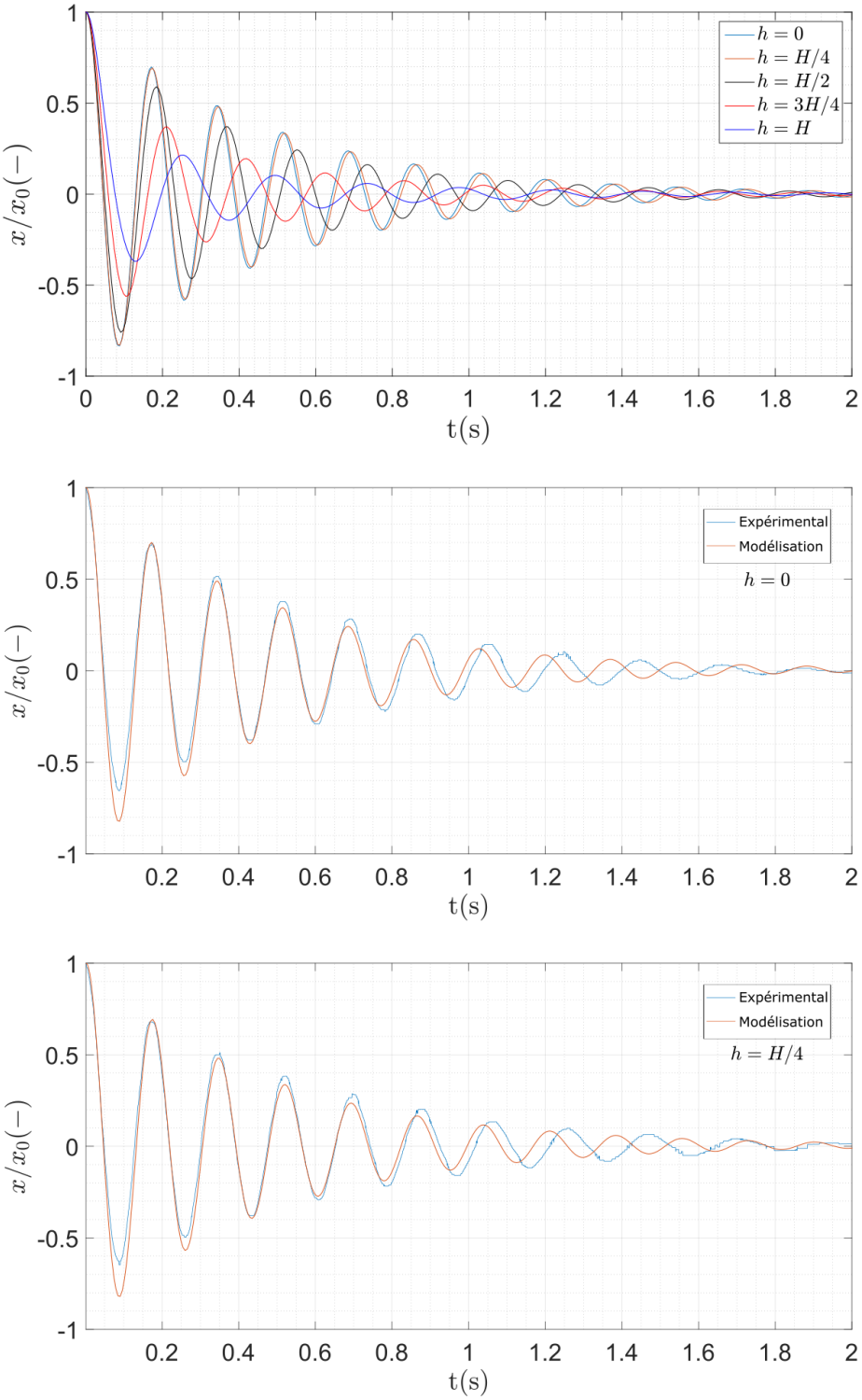


FIGURE *3.12 – Résultats numériques de la résolution de l'équation 3.23, signaux temporels de la flèche de la structure en polymère PRC − 120 en fonction du temps pour plusieurs hauteurs d'eau. Comparaison avec les résultats expérimentaux pour* $h = 0$ *et* $h = H/4$.

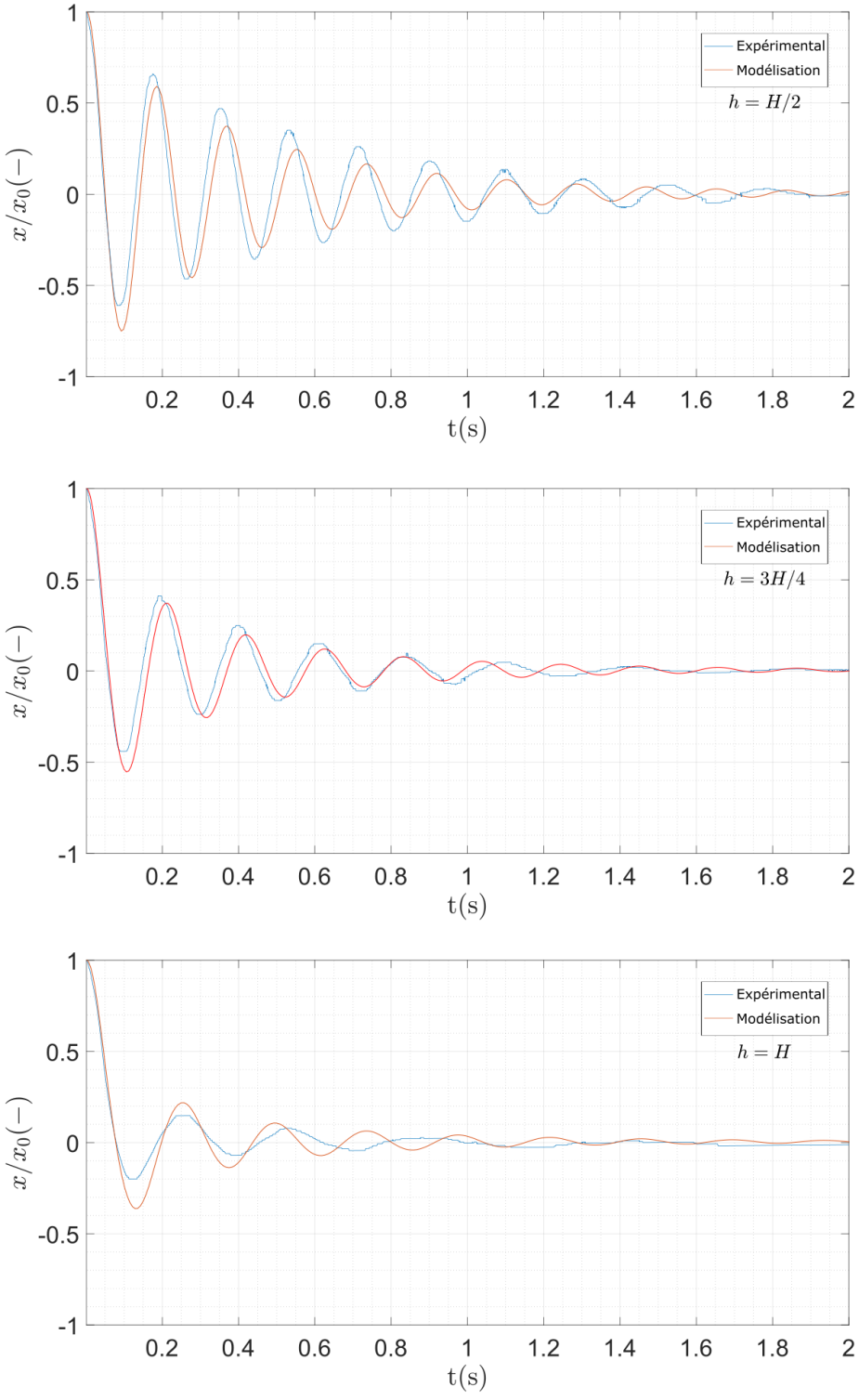


FIGURE *3.13 – Résultats numériques de la résolution de l'équation 3.23, signaux temporels de la flèche de la structure en polymère* $PRC - 120$ *en fonction du temps pour plusieurs hauteurs d'eau. Comparaison avec les résultats expérimentaux pour* $h = H/2$, $h = 3H/4$ *et* $h = H$.

L'élaboration de ce modèle a permis de mieux appréhender les phénomènes majeurs qui entrent en ligne de compte dans le cas de l'interaction fluide structure. Cependant, pour caractériser avec plus de finesse les comportements du fluide et de la structure, l'introduction d'autres paramètres serait nécessaire. L'effet de la variation du nombre de Reynolds sur le coefficient de trainée pourra être cité ou encore la création d'ondes sur la surface libre.

3.2.2 Structure flexible immergée dans un écoulement

Dans cette dernière étude expérimentale concernant une structure flexible, celles-ci ont été placées dans un écoulement turbulent. Ce cas expérimental va permettre de fiabiliser le modèle numérique par comparaison des résultats aux mesures expérimentales. Cette étude permettra également d'analyser et de comprendre le comportement des cylindres en interaction avec un écoulement et ainsi d'introduire les essais qui suivront.

3.2.2.1 Montage et protocole expérimental

Les expériences ont consisté à placer un cylindre dans un écoulement pour étudier son comportement et celui du fluide autour de lui. Les paramètres qui ont été étudiés sont, le matériau du cylindre et la vitesse d'écoulement. L'influence de ces facteurs est caractérisée par le nombre de Cauchy introduit dans le chapitre 1 et redonné en équation 3.24. Pour ces essais, les cylindres présentés au chapitre 3.1.1 ont été utilisés, en particulier ($RIM-876$, $UR-3558$ et $UR-3569$). Ils ont été placés dans un écoulement turbulent avec des vitesses débitantes de $0.5m/s$, $0.75m/s$ et $1m/s$ ce qui correspond respectivement à des valeurs de Reynolds de 8000, 12000 et 16000. Ces vitesses ont été choisies pour respecter les limites du canal hydrodynamique et obtenir la plus grande plage de variation possible de vitesse. La hauteur d'eau h a été fixée égale à H la hauteur des cylindres. Ces essais ont été réalisés dans le canal hydrodynamique à surface libre de l'Institut Pprime, (figure 3.14) dans lequel les déformations du cylindre et les profils de vitesses dans son sillage ont été mesurés.

Ce canal, en circuit fermé, mesure $12m$ de long, $1m$ de large et $1m$ de hauteur. Les parois et le fond du canal sont vitrés de façon à pouvoir faire des mesures par visualisation verticale ou horizontale. L'entrée du canal est constituée d'un convergent et d'un nid d'abeille de façon à régulariser l'écoulement. La sortie possède une guillotine permettant de régler la hauteur d'eau. Un système anti-bulles, placé en sortie de guillotine limite la formation de bulles causée par chute d'eau, l'eau s'écoule ensuite dans un réservoir souterrain de $80m^3$ d'où elle est pompée. Le débit admissible peut aller jusqu'à $1800m^3/h$ grâce à deux pompes centrifuges montées en parallèle. La régulation du débit est réalisée par un automate programmable de marque *Schneider Electric*.

Le cylindre a été placé au centre du canal ($6.0m$ dans la longueur, $0.5m$ dans la largeur), son maintien respecte le mode de fixation présenté précédemment (figure 3.2). Les vitesses dans le sillage du cylindre immergé ont été mesurées avec une sonde *ADV SonTeck* (décrite dans le chapitre 2, §1.2.1). Les mesures ont été réalisées sur 9 points transversaux à 3 hauteurs différentes et à une distance de 10 diamètres dans le sillage (figure 3.15).

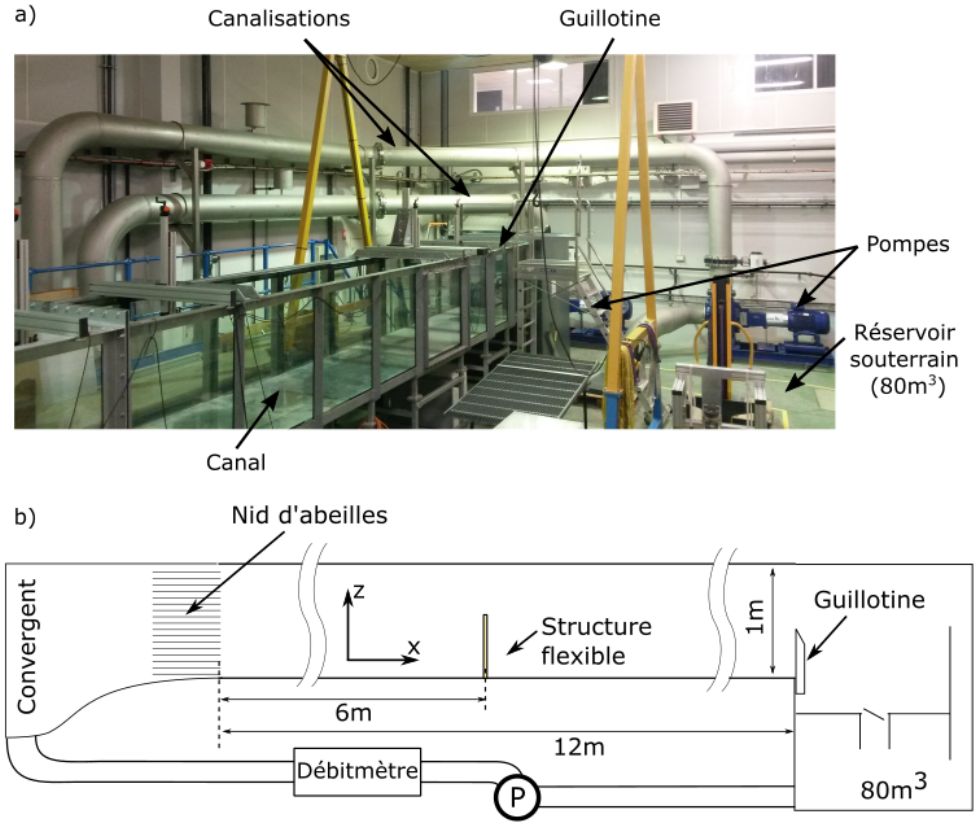


FIGURE *3.14 – a) Photographie du canal hydrodynamique à surface libre de l'institut Pprime. b) Schéma descriptif du canal mesurant 12m de long, 1m de large et 1m de hauteur.*

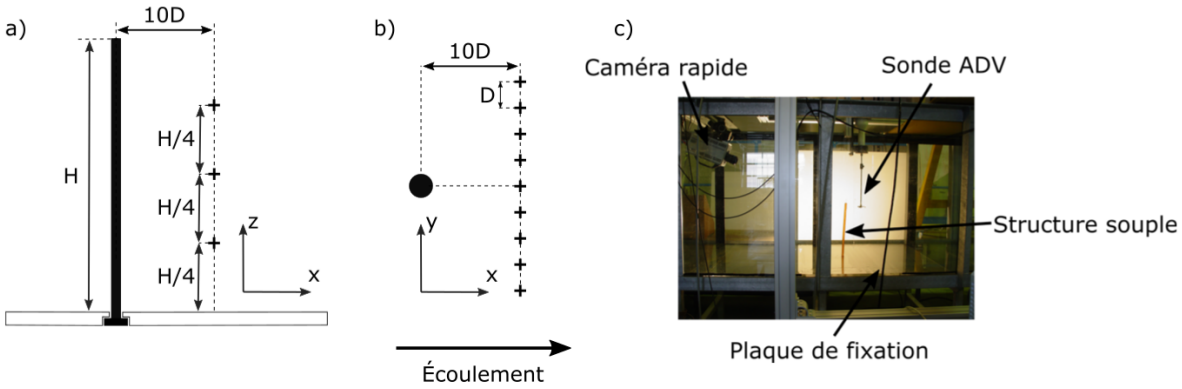


FIGURE *3.15 – Localisation des points de mesures de vitesses par sonde ADV dans le sillage du cylindre. a) Vue longitudinale. b) Vue horizontale. c) Photographie du montage expérimental.*

En plus des mesures de vitesses, les déformations du cylindre ont été acquises suivant l'axe longitudinal x et transversal y. La détection de la flèche du cylindre dans la direction longitudinale a été faite par la méthode d'ombroscopie et par l'utilisation d'un marqueur placé à l'extrémité du cylindre (décrites dans le chapitre 2, §1.1.1).

Pour caractériser le rapport des forces fluides avec les forces de la structure, le nombre de Cauchy C_Y est introduit (équation 3.24) [Gosselin et de Langre, 2011]. Concernant les structures flexibles, cinq valeurs du nombre de Cauchy sont étudiées, variant de 0.13 à 1.55. Les configurations étudiées passent donc d'un régime où les forces de pressions dynamiques sont inférieures à la flexibilité de la structure ($C_Y < 1$) à un régime où les forces dynamiques y sont supérieures ($C_Y > 1$).

$$C_Y = \frac{\frac{1}{2}\rho_f H^3 D C_x U_\infty^2}{EI} \tag{3.24}$$

avec C_x le coefficient de trainée du cylindre, ρ_f la masse volumique du fluide, H la hauteur du cylindre, U_∞ la vitesse débitante, D le diamètre du cylindre, E le module d'Young du matériau et I le moment quadratique égal à $\pi D^4/64$.

3.2.2.2 Résultats

Comportement de la structure flexible

La poutre subit une charge régulière causée par l'écoulement, cette charge est due principalement à la pression dynamique du fluide sur le cylindre (les effets visqueux étant négligeables). La déformée moyenne observée par ombroscopie est comparable au profil de déformation d'une poutre encastrée subissant une charge uniformément répartie (figure 3.16). Cela s'explique par la faible déformation de la poutre, ce qui conduit à une force de trainée globalement uniforme sur la structure. Lorsque la vitesse augmente, la flèche de la structure est plus importante (figure 3.17), cette évolution est directement causée par l'augmentation de la pression dynamique.

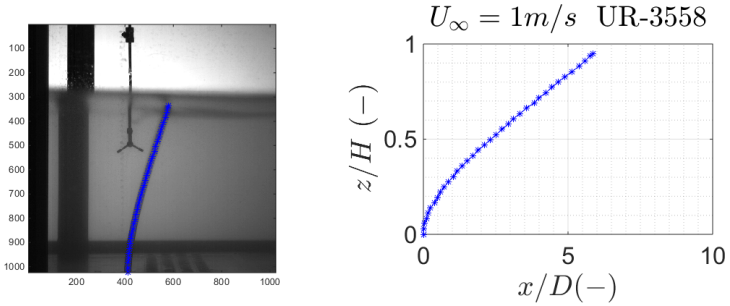


FIGURE *3.16 – Visualisation de la déformation moyenne d'un cylindre ($UR-3558$) pour une vitesse de $1m/s$.*

Lorsque le cylindre se trouve dans l'écoulement, il fléchit avec des oscillations longitudinales (direction x) et transversales (direction y). Ces vibrations sont corrélées entres-elles, les fréquences transversales sont le double des fréquences longitudinales. Les vibrations longitudinales montrent une instabilité de la poutre dans l'écoulement. Les vibrations transversales sont dues au lâcher tourbillonnaire. Ce lâcher tourbillonnaire est une source d'excitation pour le cylindre se traduisant par des variations de pression à sa surface, la poutre va vibrer en conséquence. La fréquence d'excitation est la fréquence du lâcher tourbillonnaire qui peut être calculée à partir du nombre de Strouhal (équation 3.25).

$$St = \frac{f_{St} D}{U_\infty} \tag{3.25}$$

avec St le nombre de Strouhal, D le diamètre du cylindre, f_{St} la fréquence du lâcher tourbillonnaire et U_∞ la vitesse du fluide.

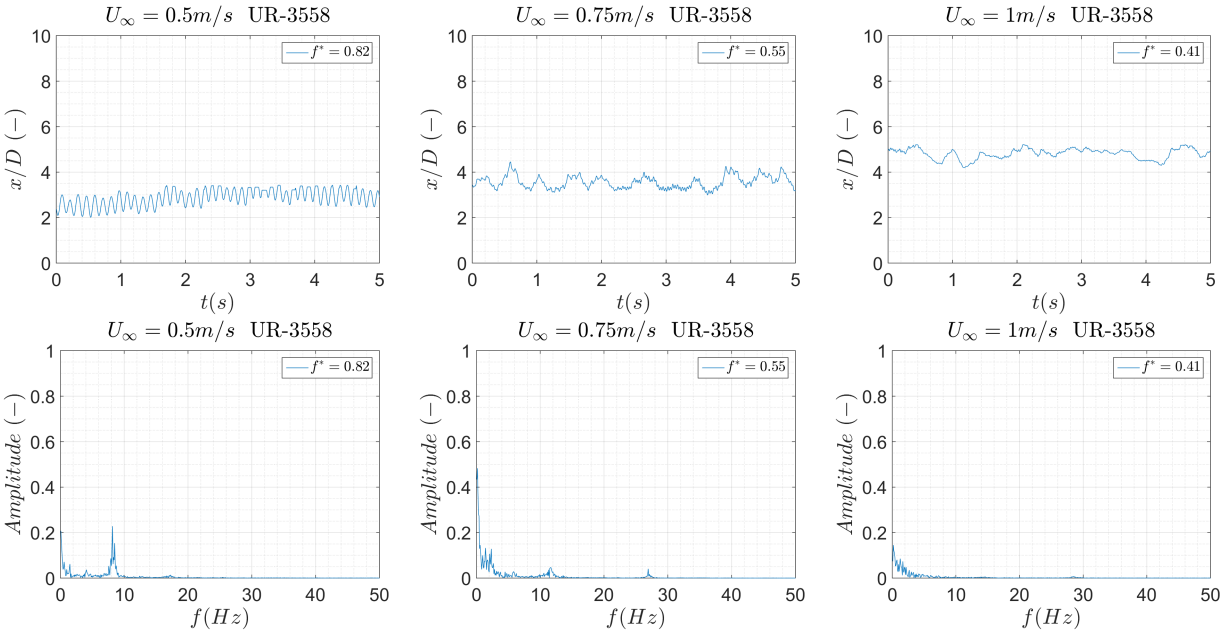


FIGURE *3.17 – Déplacements longitudinaux d'un cylindre ($UR - 3558$) pour trois vitesses d'écoulement et leurs FFT ($U_\infty = 0.50m/s - 0.75m/s - 1.00m/s$).*

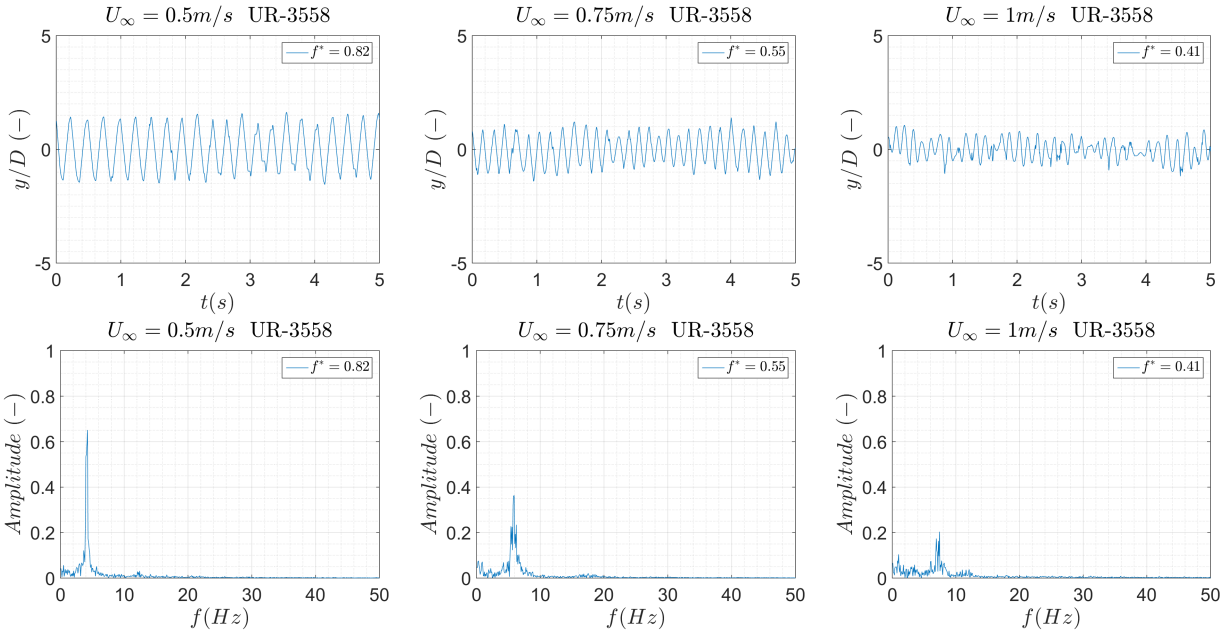


FIGURE *3.18 – Déplacements transversaux d'un cylindre ($UR - 3558$) pour trois vitesses d'écoulement et leurs FFT ($U_\infty = 0.50m/s - 0.75m/s - 1.00m/s$).*

Le calcul de ces fréquences dans notre cas donne respectivement pour les trois vitesses ($0.5m/s$, $0.75m/s$ et $1.0m/s$), $6.25Hz$, $9.38Hz$ et $12.50Hz$. Le rapport f^* entre la fréquence propre du premier mode de vibration de la structure mesurée f_{obs} et la fréquence du lâcher tourbillonnaire f_{St} peut être calculée. Cette grandeur adimensionnée permet de visualiser l'effet de la proximité de la fréquence propre et de la fréquence de Strouhal sur le comportement de la structure et de l'écoulement.

Il est à noter que la fréquence des oscillations longitudinales a tendance à disparaitre quand augmente la vitesse (figure 3.17) avec cependant des oscillations transversales qui restent présentes, mais qui diminuent en amplitude (figure 3.18). Les fréquences de vibration vont avoir tendance à augmenter avec l'augmentation de la vitesse (tableau 3.3).

Comportement de l'écoulement

Les profils de vitesses longitudinales moyennes obtenus dans le sillage du cylindre montrent la baisse de vitesse significative dans le sillage (figure 3.19) en fonction de f^* et de la hauteur. Il est à noter tout d'abord pour le cas du cylindre indéformable que cette baisse de vitesse est indépendante de la hauteur de mesure. Ceci tend à laisser penser que les phénomènes mis en jeux sont peu influencés par la surface libre et le fond du canal sur les zones d'acquisition. De plus, cette baisse de vitesse moyenne est maximale dans l'axe du cylindre, quelle que soit la vitesse de l'écoulement pour le cylindre rigide.

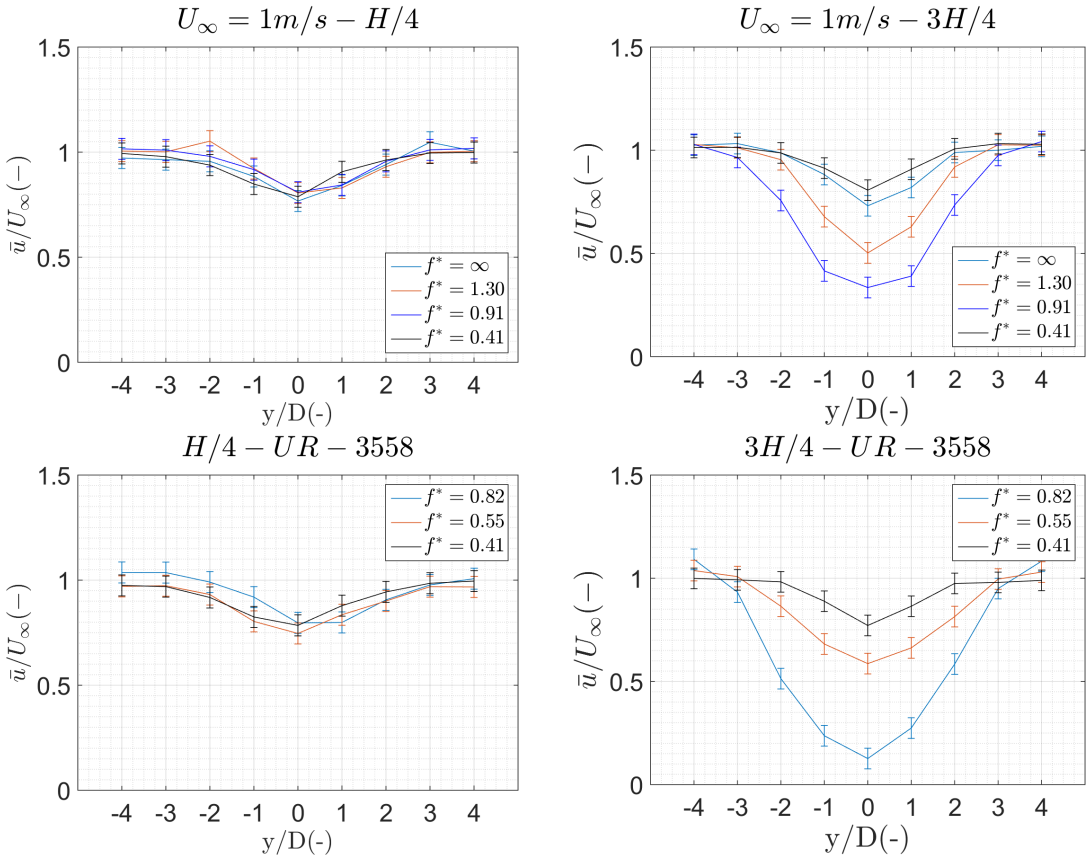


FIGURE *3.19 – Résultats de mesures ADV dans le sillage d'un cylindre. Avec $\overline{u}$ la vitesse longitudinale moyenne, U_∞ la vitesse débitante et f^* le rapport entre la fréquence propre de la structure et la fréquence du lâcher tourbillonnaire.*

Pour les cylindres flexibles, il y a un changement de comportement en fonction de la hauteur de mesure. Les mesures réalisées à la hauteur $H/4$ sont identiques à celles d'un cylindre rigide. À cette hauteur, le cylindre se déforme peu : obtenir un sillage identique à celui d'un cylindre indéformable semble donc cohérent. Les profils de vitesses mesurés à la hauteur $3H/4$ sont en revanche différents de ceux d'un cylindre rigide. Il y a une baisse importante de vitesse et un élargissement de la zone affectée par cette réduction en fonction du cylindre utilisé (figure 3.19).

Lorsque la vitesse d'écoulement augmente, il y a un changement de comportement visible sur les profils de vitesse mesurés dans le sillage du cylindre. Les différences entre les profils de vitesses dans le sillage du cylindre rigide et du cylindre flexible disparaissent (figure 3.19 dans le cas $f^* = 0.41$), créant des profils de vitesses semblables. Cela suggère un changement de régime d'IFS, l'augmentation de la vitesse éloigne la fréquence propre de la structure de la fréquence du lâcher tourbillonnaire et l'effet de la déformation de la structure sur l'écoulement ne semble plus significatif.

Interaction entre la structure et l'écoulement

Les résultats montrent que le type de matériau influe sur les fréquences de vibration des structures. Plus le matériau a un module d'Young élevé, plus la fréquence d'oscillation va augmenter. Cela indique que les fréquences observées de vibration des structures ne sont pas uniquement dépendantes des fréquences du lâcher tourbillonnaire, mais dépendent également des caractéristiques du matériau. Ce phénomène est en particulier connu sous le nom de blocage fréquentiel, il apparait lorsque les fréquences de lâcher tourbillonnaire et les fréquences propres des structures sont proches. Il y a alors synchronisation des fréquences avec un potentiel glissement fréquentiel autour des fréquences de résonances [Bearman, 2011].

Lorsque les fréquences de Strouhal et de la structure sont proches, alors il y une augmentation de l'amplitude des phénomènes vibratoires longitudinaux et transversaux. La structure va vibrer suivant son mode propre qui sera excité, elle va résonner. Cela engendre une vibration transversale et longitudinale synchrone avec de grandes amplitudes.

En revanche, lorsque la fréquence de Strouhal devient trop éloignée de celle de la structure, il n'y a plus d'excitation du mode de résonance, cela laisse place à des oscillations transversales d'amplitude réduites, mais toujours influencées par les variations de portance du lâcher tourbillonnaire (figure 3.17). Les oscillations longitudinales disparaissent dans ces conditions et laissent place à des déplacements erratiques sans cohérences avec le lâcher tourbillonnaire ou les vibrations transversales, la résonance de la structure a disparu. C'est dans ces conditions que l'on constate des profils de vitesse dans le sillage proche de ceux d'une structure rigide.

Cela laisse penser que la proximité des fréquences entre celle de la structure flexible et celle du lâcher tourbillonnaire favorise la formation des tourbillons, ce qui va réduire significativement la vitesse moyenne dans le sillage. Cette hypothèse est également corroborée par le fait qu'on observe des baisses de vitesse importantes dans le sillage de la partie de la structure qui se déforme beaucoup ($3H/4$) par rapport à la zone où elle se déforme

le moins ($H/4$) (figure 3.19). Lorsque la fréquence du lâcher tourbillonnaire est proche de la fréquence propre de la structure alors la structure va résonner. Cette résonance va conduire à une synchronisation des déplacements transversaux et longitudinaux avec des amplitudes de déplacement élevées. Cela a pour conséquence de favoriser la création de tourbillons de grandes tailles dans le sillage et donc à réduire significativement la vitesse moyenne longitudinale dans les sillages des zones qui se déforment le plus.

On notera aussi que les mesures de vitesses par ADV réalisées dans le sillage des structures mettent en évidence que les fréquences de lâcher tourbillonnaire f_{ADV} et de vibration des structures f_y sont systématiquement proches (tableau 3.3).

Matériau	$U_\infty(m/s)$	$E(MPa)$	C_Y	$f_{obs}(Hz)$	$f_{St}(Hz)$	f^*	$f_{ADV}(Hz)$	$f_y(Hz)$	$f_x(Hz)$
$INOX$	1	200000	0	/	12.50	∞	12.5	/	/
$RIM-876$	1	1442	0.13	16.22	12.50	1.30	9.1	8.95	18.07
$UR-3569$	1	632	0.30	11.34	12.50	0.91	8.2	8.14	16.19
$UR-3558$	0.5	123	0.39	5.12	6.25	0.82	4.1	4.25	8.17
$UR-3558$	0.75	123	0.87	5.12	9.38	0.55	5.5	5.84	0
$UR-3558$	1	123	1.55	5.12	12.50	0.41	7.3	7.42	0

TABLEAU *3.3 – Tableau récapitulatif des résultats des essais réalisés sur cylindre seul.*

3.2.2.3 Dissipations énergétiques

En vibrant, la structure flexible va dissiper de l'énergie grâce aux propriétés d'amortissement du matériau. L'évaluation du taux de dissipation d'un cycle (une période) est possible à partir du facteur de perte (équation 3.12). Ce facteur de perte est une propriété du matériau, même si il a été vu qu'une structure placée dans l'eau a un amortissement plus important (section 3.2.1). Ces phénomènes ne seront pas pris en considération, mais seulement les dissipations causées par la structure flexible. Puisque l'amortissement plus important dans l'eau résulte d'une transmission de l'énergie de déformation de la structure au fluide, il ne s'agit donc pas d'une énergie dissipée, mais d'une énergie transmise. Le point d'intérêt est uniquement la dissipation de l'énergie causée par le matériau, donc l'énergie du fluide dissipée par la structure flexible.

Pour obtenir le niveau de dissipation, il faut dans un premier temps connaitre l'énergie de déformation de la structure. Pour évaluer cette énergie, il faut connaitre la déformation de la structure qui dépend du mode de chargement. La déformation longitudinale a été obtenue expérimentalement par ombroscopie, mais pas la déformation transversale, or ces deux composantes sont nécessaires pour avoir une évaluation au plus juste de cette énergie.

L'hypothèse a été faite d'un chargement uniforme causé par les pressions de l'eau sur la structure aussi bien transversalement que longitudinalement. Cela signifie que la poutre se déforme suivant une poutre en flexion soumise à un chargement uniforme. Dans ce cas, la

raideur en flexion de la poutre dans les hypothèses d'Euler-Bernoulli est $k_{flex} = 8EI/H^3$. Pour une flèche maximale x_{max} observée expérimentalement, l'énergie potentielle élastique maximale peut être estimée et l'énergie dissipée E_d déduite (équations 3.11 et 3.12) à partir de l'ensemble des caractéristiques du matériau (tableau 3.2) et de la géométrie de la structure (équation 3.26). Les termes E_{dx}et E_{dy} désignent les énergies dissipées par cycle, respectivement pour l'axe longitudinal x et l'axe transversal y.

$$E_d = \frac{16\xi_s \pi EI x_{max}^2}{H^3} \tag{3.26}$$

L'équation précédente peut être appliquée directement dans le cas des déplacements transversaux puisque le cylindre oscille autour d'une position de déformée nulle. En revanche, pour les déformations longitudinales, il faut prendre en considération la déformée moyenne de la structure, cela change le calcul de l'énergie potentielle élastique (équation 3.27).

$$E_{px} = \int_{\overline{x}}^{x_{max}} k_{flex} x dx = \frac{1}{2} k_{flex} \left(x_{max}^2 - \overline{x}^2 \right) \tag{3.27}$$

avec E_{px} l'énergie potentielle longitudinale, k_{flex} la raideur de la structure en flexion pour une charge uniformément répartie, x_{max} la flèche maximale et $\overline{x}$ la flèche moyenne.

L'énergie dissipée par cycle permet de calculer la puissance dissipée en prenant en considération les fréquences de vibration des structures (tableau 3.4).

$U_\infty(m/s)$	Matériau	$E_{dx}(J)$	$E_{dy}(J)$	$E_d(J)$	$E_{dx}/E_d(\%)$	$P_{dx}(W)$	$P_{dy}(W)$	$P_d(W)$
1	$RIM-876$	0.0607	0.0008	0.0615	98.7	1.0964	0.0072	1.1035
1	$UR-3569$	0.0785	0.0004	0.0789	99.5	1.2711	0.0034	1.2745
0.5	$UR-3558$	0.0047	0.0015	0.0062	75.8	0.0387	0.0063	0.0450
0.75	$UR-3558$	0	0.0005	0.0005	0	0	0.0027	0.0027
1	$UR-3558$	0	0.0001	0.0001	0	0	0.0010	0.0010

TABLEAU *3.4 – Tableau récapitulatif des énergies et des puissances dissipées lors des essais réalisés sur cylindre seul.*

3.2.3 Conclusion

Dans cette partie, le comportement d'une structure flexible en interaction avec un fluide a été étudié. Les principaux phénomènes qui entrent en jeu dans l'interaction fluide structure ont été mis en avant, en particulier la masse ajoutée, qui se traduit par un changement de fréquence de la structure et également l'amortissement plus important dans le fluide causé par la trainée. Lorsque la structure est placée dans un écoulement, alors deux régimes différents peuvent être distingués dépendants du rapport entre la fréquence de résonance de la structure et la fréquence du lâcher tourbillonnaire f^*. Le nombre de Cauchy variant peut ici et restant inférieur ou proche de 1 ne permet pas de conclure sur son influence. En revanche, lorsque f^* est significativement éloigné de 1, alors les vibrations

transversales de la structure sont de faibles amplitudes et avec aucune vibration cohérente longitudinale, il n'y a pas de résonance. Dans ces conditions, les vitesses longitudinales moyennes mesurées dans le sillage semblent peu affectées par les propriétés de flexion, car elles sont proches de celles d'une structure indéformable, quelle que soit la hauteur de mesure. En revanche, lorsque f^* est proche de 1, alors les vibrations transversales et longitudinales vont être synchrones et cohérentes avec de grandes amplitudes, la structure résonne. Dans ces conditions, les vitesses dans le sillage chutent significativement et la zone affectée par cette baisse est élargie. Cette baisse peut être imputée aux capacités de flexion de la structure, car elle est uniquement observée dans le sillage de la partie du cylindre qui se déforme le plus et aucun changement dans la zone qui ne se déforme pas. Pour finir, l'énergie dissipée par la structure flexible a été évaluée à partir des propriétés du matériau. La puissance dissipée qui a été calculée dépend des déformations de la structure donc de la valeur de f^* et également de la fréquence de vibration de la structure.

3.3 Modélisation numérique

Les essais précédents ont permis de mettre en avant les propriétés statiques et dynamique des structures avec ou sans interaction avec un fluide. Le développement du modèle numérique qui va suivre pourra être validé par comparaison avec ces résultats expérimentaux. Cette validation se fera en trois étapes, tout d'abord par la modélisation de la structure flexible soumise à un effort statique et par reproduction des essais dynamiques avec les essais de lâchers libres. Ensuite, la modélisation du domaine fluide a été réalisée en prenant en considération un cylindre indéformable et dont les résultats numériques ont été comparés avec les mesures réalisées sur cylindre rigide. Pour finir, l'IFS a été introduite dans les modèles et les résultats de modélisation ont été comparés aux résultats d'essais sur cylindres flexibles. Toutes ces modélisations ont été réalisées avec le logiciel STARCCM+.

3.3.1 Modélisation du domaine solide

La modélisation du domaine solide a consisté à reproduire numériquement la géométrie des structures flexibles utilisées expérimentalement. Les sollicitations expérimentales ont été reproduites numériquement et les propriétés du matériau réutilisées (module d'Young et coefficient d'amortissement). Deux expériences numériques ont été menées, une consistant à appliquer une force ponctuelle et horizontale à l'extrémité libre du cylindre et une seconde consistant à lâcher le cylindre depuis un état de déformation imposé pour étudier sa réponse dynamique. Les résultats numériques sont alors comparés aux résultats expérimentaux pour évaluer le niveau de pertinence des choix de modélisations.

3.3.1.1 Modèle numérique utilisé

Jusqu'à présent, le problème de déformation de la structure flexible a été formulé suivant les hypothèses d'Euler-Bernoulli, avec les simplifications que cela engendre. Si l'on se place sous la forme générale de la mécanique des milieux continus, les contraintes dans un solide sont représentées sous la forme d'un tenseur des contraintes σ_s. Ce tenseur représente les contraintes internes au matériau soumis à une sollicitation. Il dépend du mode sollicitation, mais également de la température, qui ne sera pas prise en considération dans cette étude.

Un solide subissant des contraintes se déforme, ces déformations sont définies par le tenseur de déformation ε_s. Chaque terme de ce tenseur représente la proportion d'élongation d'un élément du solide, soit le rapport entre la longueur entre deux points après déformation sur la longueur avant déformation. Ce tenseur de déformation est, dans la limite de petites déformations, lié au gradient du champ de déplacement (équation 3.28), avec $\overrightarrow{u_s}$ le champ de déplacement.

$$\varepsilon_{sij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_{si}}{\partial x_j} + \frac{\partial u_{sj}}{\partial x_i}\right) \tag{3.28}$$

Le lien entre le tenseur de déformation et le tenseur des contraintes est donné par la loi de Hooke faisant intervenir les coefficients de Lamé (λ_s et μ_s), dépendants uniquement

des propriétés du matériau. Cette loi de comportement permet de faire le lien entre l'état de contrainte dans le matériau σ_s et le tenseur de déformation ε_s.

$$\sigma_s = 2\mu_s\varepsilon_s + \lambda_s tr(\varepsilon_s)I \tag{3.29}$$

$$\lambda_s = \frac{E\nu_s}{(1+\nu_s)(1-2\nu_s)} \; ; \; \mu_s = \frac{E}{2(1+\nu_s)} \tag{3.30}$$

avec E le module d'Young et ν_s le coefficient de Poisson et I la matrice identité de dimension 3.

Pour résoudre ce problème, le logiciel STARCCM+ utilise la méthode des éléments finis. Cette méthode consiste, dans un premier temps, à discrétiser spatialement le solide en un nombre fini d'éléments convexes qui occupent tout l'espace du solide et ne se superposent pas.

Pour un élément du solide, l'équation du bilan des actions mécaniques peut être écrite (équation 3.31), cette forme d'équation différentielle est appelée formulation forte [Bathe, 2014].

$$\rho_s \frac{\partial^2 \overrightarrow{u_s}}{\partial t^2} = \nabla . \left[\mu_s \nabla \overrightarrow{u_s} + \mu \left(\nabla \overrightarrow{u_s}\right)^T + \lambda_s tr\left(\nabla \overrightarrow{u_s}\right) I\right] + \rho_s \overrightarrow{f} \tag{3.31}$$

avec ρ_s la densité du solide, u_s le vecteur déplacement, f le vecteur des forces extérieures.

Le champ de déplacement peut être calculé avec le principe des travaux virtuels qui consiste à multiplier l'équation du bilan des actions mécaniques (équation 3.31) par une fonction de déplacement virtuel ω, appelée fonction test. L'équation variationnelle obtenue (équation 3.32) est alors appelée formulation faible [Bathe, 2014].

$$\int_V \omega_s . \left\{\nabla . \left[\mu_s \nabla \overrightarrow{u_s} + \mu_s \left(\nabla \overrightarrow{u_s}\right)^T + \lambda_s tr\left(\nabla \overrightarrow{u_s}\right) I\right] + \rho_s \overrightarrow{f}\right\} dV = 0 \tag{3.32}$$

Le champ de déplacement est approximé par une fonction de forme, généralement une fonction polynôme de Lagrange. La résolution consiste alors à trouver le champ de déplacement qui minimise l'énergie totale de déformation [Cazenave, 2013].

Si le problème est traité de façon dynamique, alors il est indispensable de prendre en considération le coefficient d'amortissement dans la formulation du problème. L'amortissement est pris en compte dans STARCCM+ suivant le modèle de Rayleigh (équation 3.33). Ce modèle permet de considérer l'amortissement structural par une matrice $\mathbf{C}$ construite comme une combinaison linéaire de la matrice de raideur et de la matrice de masse. Ce modèle comprend deux paramètres, α_R et β_R associés respectivement à la matrice de raideur $\mathbf{K}$ et à la matrice de masse $\mathbf{M}$.

$$\mathbf{C} = \alpha_R \mathbf{K} + \beta_R \mathbf{M} \tag{3.33}$$

3.3.1.2 Conditions aux limites

Dans les conditions expérimentales, le cylindre a été fixé à la plaque support par l'intermédiaire d'un épaulement sur le cylindre et à un lamage sur la plaque (figure 3.2). Simuler numériquement une telle liaison rendrait complexe le modèle numérique sans apporter de réels bénéfices sur les résultats. Tout d'abord, car des jeux nécessaires au montage existent entre le cylindre et la plaque. Ils sont difficilement quantifiables et leur présence peut générer des non-linéarités dans la modélisation puisqu'en vibrant, la structure va entrer en contact ou perdre le contact avec la plaque. Cela peut causer des singularités dans la résolution numérique et rendre instable le calcul. Pour éviter cela, la nature de la fixation de la structure a été définie comme un encastrement, soit pour la section une rotation nulle ($\theta(0) = 0$) et un déplacement nul ($u(0) = 0$) (figure 3.20). Cela est dans la continuité de l'étude menée jusqu'à présent qui a consisté à considérer le cylindre comme encastré. Il y a donc dans les paramètres estimés du matériau la prise en considération de l'encastrement du cylindre qui est caractérisé par un déplacement nul et une rotation nulle de la section de la base du cylindre (figure 3.20).

Pour reproduire les cas expérimentaux, une force ponctuelle a été appliquée à l'extrémité libre du cylindre. Cette force a été définie horizontale et d'intensité variable avec pour valeurs les valeurs choisies lors des expériences (paragraphe 3.1.2.1).

3.3.1.3 Conditions initiales

Pour le cas statique, le cylindre a été défini sans déformation initiale. Pour le cas dynamique, un état de déformations initiales a été imposé par l'application d'une force à l'extrémité du cylindre. L'intensité de cette force a été choisie conforme à celle appliquée expérimentalement. L'étude dynamique a consisté à faire préalablement un calcul pour obtenir l'état initial de déformation causé par l'application de la force à l'extrémité du cylindre. Cet état initial a été repris dans une seconde simulation résolue temporellement, mais sans application d'une force, le lâcher libre de la structure est donc reproduit numériquement.

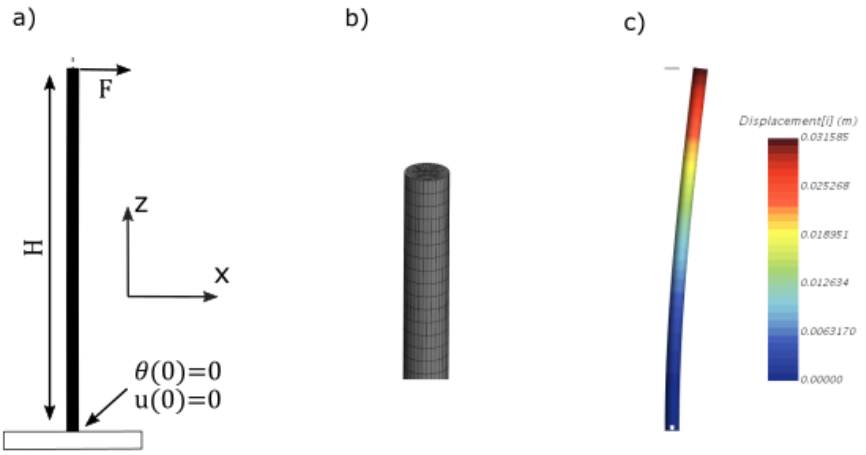


FIGURE *3.20 – a) Conditions aux limites. b) Maillage (80 couches). c) Déformée statique longitudinale (conditions initiales pour le cas dynamique).*

3.3.1.4 Maillage

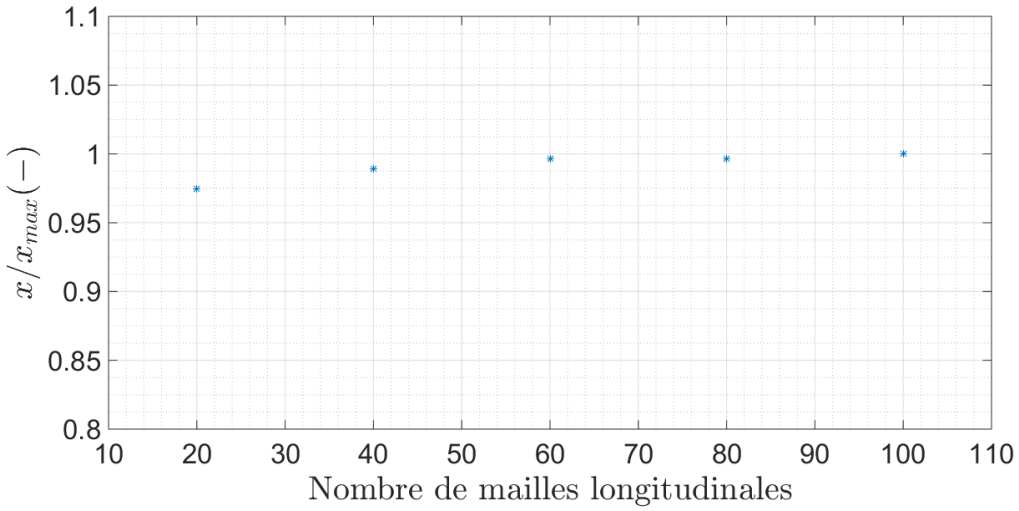


FIGURE *3.21 – Convergence du maillage du cylindre suivant la flèche x du cylindre.*

La résolution par éléments finis de type 3D linéaire limite le type de maillage pouvant être utilisé, en l'occurrence Hexahedral, Tetrahedral, Wedge et Pyramidal. Afin de limiter le temps de calcul, le choix d'éléments linéaires est à privilégier plutôt que des éléments quadratiques. Ce choix permet de conserver une bonne exactitude des résultats puisque les éléments quadratiques présentent un intérêt dans les zones où il y a une forte variation des contraintes, ce qui n'est pas le cas ici. Le maillage choisi est de type hexahedral construit suivant la méthode d'un maillage dirigé (figure 3.20). Ce maillage est ensuite prolongé dans la direction longitudinale du cylindre sur plusieurs couches. La détermination du nombre de couches, ou de mailles longitudinales, est réalisée par une étude de convergence sur la flèche x du cylindre (figure 3.21).

La figure 3.21 montre que le maillage est convenablement convergé pour 60 mailles longitudinales. Cependant, si l'étude d'IFS qui suivra est prise en compte, il est préférable de prendre un maillage suffisamment fin, car les pressions du fluide sont interpolées sur les mailles de la structure flexible. Plus ces mailles sont fines, plus justes seront les interpolations. Le choix s'est porté dans cette étude à un nombre de mailles longitudinales de 80, ce qui permet d'obtenir des dimensions de mailles (5mm suivant la hauteur) dans l'ordre de grandeur du maillage de couche limite qui sera défini pour le domaine fluide.

3.3.1.5 Grandeurs d'intérêts

Les grandeurs qui vont être observées dans ces simulations sont les déformations maximales du cylindre (la flèche) au cours de temps pour le cas dynamique et indépendamment du temps pour le cas statique. Le comportement dynamique observé permettra de fixer les paramètres d'amortissement structurel.

3.3.1.6 Comparaison avec les résultats expérimentaux

La première vérification qui est faite concerne le niveau de concordance des déformations numériques avec les résultats des essais statiques réalisés dans de mêmes conditions.

Il y a une représentation correcte des déformations entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux avec des coefficients de corrélation supérieur à 0.99 (figure 3.22). Cela permet de conforter l'utilisation des hypothèses d'Euler-Bernoulli pour l'évaluation du module d'Young précédemment décrit (équation 3.2). De plus, ces résultats montrent que le coefficient de Poisson, qui n'a pas été déterminé expérimentalement et dont la valeur a été fixée à 0.45 (coefficient communément employé pour les polymères) permet d'obtenir des niveaux de déformation très proches des valeurs mesurées. Le pas de temps Δt qui a été utilisé a été choisi de façon à s'assurer qu'il soit suffisamment petit pour ne pas influencer les résultats ($\Delta t = 1.10^{-3} s$).

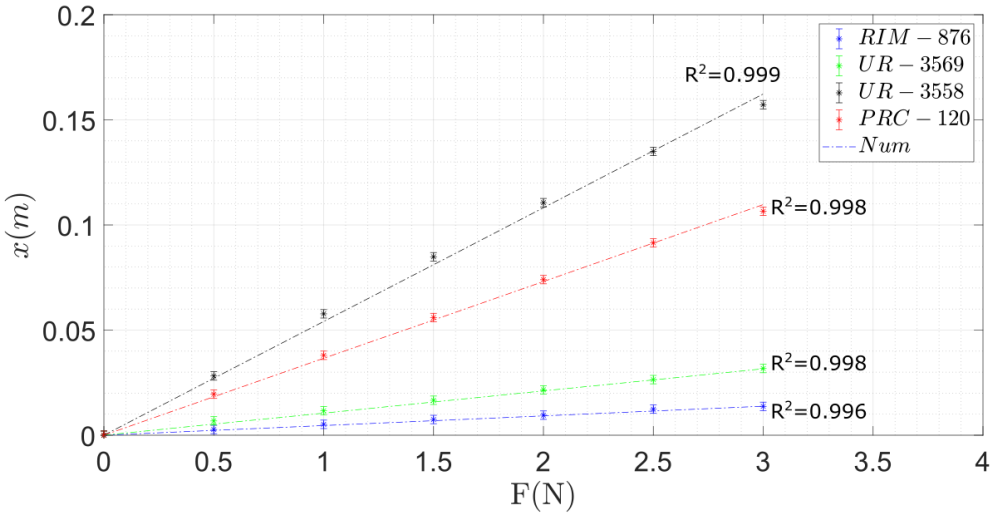


FIGURE *3.22 – Comparaisons des résultats numériques expérimentaux des flèches des cylindres dans le cas de l'étude statique.*

Les résultats dynamiques ont permis d'ajuster les paramètres de l'amortissement de Rayleigh de façon à retrouver un même niveau d'amortissement que celui observé expérimentalement. Il est à remarquer que les fréquences propres sont sensiblement différentes par rapport aux résultats expérimentaux (figure 3.23). Pour l'ensemble des matériaux, les écarts maxima de fréquence observés sont, de 4% par rapport aux résultats expérimentaux et de 2.5% par rapport aux résultats théoriques (tableau 3.2).

L'amortissement est convenablement modélisé puisque les oscillations sont encadrées par les courbes enveloppes expérimentales. Une symétrie des amplitudes par rapport à l'axe des abscisses est observable sur les résultats numériques contrairement aux résultats expérimentaux. Cela s'explique par la liaison parfaite d'encastrement entre le cylindre et la référence, ce qui n'est pas le cas expérimentalement.

Les résultats numériques du domaine solide permettent de retrouver les comportements observés expérimentalement. Malgré des différences sur les fréquences de vibrations, en particulier pour le matériau $UR - 3558$, l'effet reste mineur. Puisque ce décalage en fréquence reste acceptable et qu'il rapproche de la fréquence propre théorique du premier mode de la structure, ce paramétrage sera conservé par la suite.

Matériau	$E(MPa)$	$f_{obs}(Hz)$	$f_{num}(Hz)$
$RIM-876$	1442	16.22	16.18
$UR-3569$	632	11.34	10.92
$PRC-120$	182	5.65	5.57
$UR-3558$	123	5.12	4.93

TABLEAU *3.5 – Récapitulatif des résultats numériques dynamique concernant le domaine solide. Avec f_{obs}la fréquence propre observée expérimentalement et f_{num} la fréquence obtenue à partir des résultats numériques.*

3.3.2 Modélisation du domaine fluide

Le domaine fluide a été étudié tout d'abord en comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus dans les configurations avec un cylindre indéformable. Le problème est ainsi découplé des phénomènes d'IFS en ne considérant que les phénomènes fluides. La simulation numérique a été construite en LES (Large Eddy Simulation) avec surface libre VOF (Volume Of Fluid).

3.3.2.1 Modèle numérique utilisé

La modélisation numérique consiste à discrétiser le domaine fluide en une série de volumes élémentaires, on parle de méthode des volumes finis. Dans l'étude réalisée ici, il est essentiel que les effets instationnaires du fluide soient convenablement pris en compte puisque l'interaction avec la structure flexible en est directement dépendante. L'approche LES a donc été choisie, car la représentation des phénomènes instationnaires est de meilleure concordance que les modèles URANS qui ont tendance à éliminer les effets tridimensionnels et comporte donc un manque d'information sur les phénomènes instationnaires.

Cette méthode consiste à calculer les grandes échelles turbulentes de l'écoulement et à modéliser les plus petites. La taille des échelles résolues est directement dépendante de la taille de mailles, plus les mailles sont petites, plus les échelles résolues seront petites. Si le maillage est raffiné jusqu'aux plus petites échelles turbulentes alors l'intégralité des échelles turbulentes seront résolues, le calcul est alors équivalent à la DNS (Direct Numerical Simulation). Dans ce cas, le temps de calcul est considérable et non-envisageable. La taille des mailles doit donc être choisie judicieusement de façon à résoudre les échelles turbulentes les plus énergétiques, qui sont qualifiées d'échelles intégrales. Ce maillage joue le rôle de filtre spatial passe-bas définissant ainsi les échelles résolues et les échelles modélisées.

Dans le cas d'un écoulement incompressible, les équations de Navier-Stokes peuvent s'écrire à partir des grandeurs filtrées (équation 3.34). Dans ce développement, pour une grandeur quelconque x, la grandeur résolue associée est représentée par $\overline{x}$.

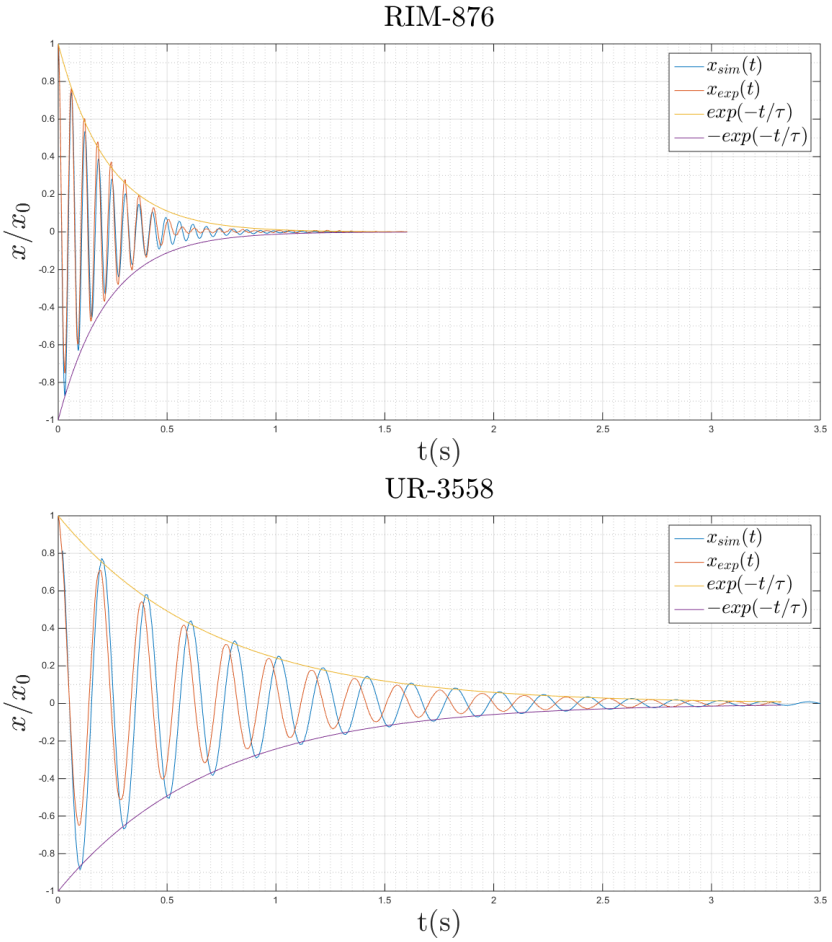


FIGURE *3.23 – Comparaisons numériques - expériences des flèches dans l'étude dynamique pour les matériaux* $RIM-876$ *et* $UR-3558$.

$$\begin{gathered}\frac{\partial \bar{u_i}}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \bar{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{u_i u_j}) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu\left(\frac{\partial \bar{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u_j}}{\partial x_i}\right)\right)\end{gathered} \tag{3.34}$$

Cette équation peut être ré-écrite de façon à faire apparaitre le tenseur de sous maille $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u_i}\bar{u_j}$ [Germano *et al.*, 1991]. Ce tenseur peut être ré-exprimé en décomposant la vitesse en un champ résolu et un champ de sous-maille ($u_i = \bar{u_i} + u_i'$). Dans ces conditions, seules les composantes propres au tenseur de Reynolds de sous-maille sont non nulles, donc $\tau_{ij} = \overline{u_i' u_j'}$. Pour résoudre ce terme, l'approximation de Bousinesq est utilisée, celle-ci consiste à considérer les composantes du tenseur de Reynolds proportionnelles au gradient de vitesse moyenne [Smagorinsky, 1963]. L'introduction de cette approximation nécessite d'ajouter dans les équations un coefficient ν_t appelé viscosité de sous-maille.

$$Tke_{3D} = \frac{1}{2}(\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}) \neq -\nu_t\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z}\right) \tag{3.35}$$

Cependant, cette hypothèse soulève un problème si l'énergie cinétique turbulente k est exprimée (équation 3.35), puisque l'équation de continuité impose $\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z}\right) = 0$, donc une énergie cinétique turbulente nulle, ce qui n'est pas cohérent. D'après le mo-

dèle de Smagorinsky, les expressions des composantes normales du tenseur de Reynolds sont modifiées (exprimée pour une composante en équation 3.36). Avec cette expression, la somme des trois composantes des vitesses fluctuantes normales donne bien l'énergie cinétique turbulente.

$$-\overline{u'u'} = 2\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{1}{3}\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \right) - \frac{1}{3}(2k) \tag{3.36}$$

Le tenseur de sous-maille peut être exprimé sous la forme la plus commune (équation 3.37), faisant intervenir le tenseur de déformations à grandes échelles $\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$

$$\tau_{ij} = -2\nu_t \overline{S_{ij}} + \frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} \tag{3.37}$$

avec, ν_t la viscosité de sous-maille et δ_{ij} le delta de Kronecker (si $i = j$ alors $\delta_{ij} = 1$; si $i \neq j$ alors $\delta_{ij} = 0$).

L'application de ce modèle de sous-maille nécessite le calcul de la constante de Smagorinsky C_S (équation 3.38), dont la valeur dépend des cas étudiés, ce qui limite l'utilisation de ce modèle et le rend difficile à appliquer. Le modèle de Smagorinsky dynamique WALE (Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity) a été utilisé, il consiste à une auto-détermiation de la valeur de la constante de Smagorinsky au cours de la simulation [Lilly, 1992, Germano *et al.*, 1991].

$$\nu_t = (C_S \Delta)^2 \left| \overline{S_{ij}} \right| \tag{3.38}$$

avec C_S la constante de Smagorinsky et Δ la taille du filtre, qui dans le cas d'un maillage non-structuré est donné par $\Delta = \sqrt[3]{V_m}$ avec V_m le volume de la maille.

La surface libre a été modélisée par la méthode VOF qui s'appuie sur une fonction qui permet de définir la proportion de deux fluides dans des phases différentes dans le domaine. Ici, les deux fluides en question sont l'eau et l'air, avec une surface libre définie à une hauteur égale à la hauteur H du cylindre.

3.3.2.2 Définition du domaine et des conditions aux limites

Dans un souci d'optimisation des temps de calcul, le domaine fluide a été défini comme une portion du canal hydrodynamique dans lequel les essais ont été menés (figure 3.25). Les parois du canal n'ont pas été représentées sur le modèle numérique. Étant donné leurs distances par rapport au cylindre, leurs effets ont été considérés comme négligeables sur le comportement du cylindre et son sillage. Cela se confirme expérimentalement puisque les vitesses mesurées à la position $y = 4D$ indiquent que la vitesse d'écoulement est semblable à la vitesse débitante (figure 3.19). Les frontières latérales du domaine ont pour conditions limites une symétrie, cela signifie qu'il n'y aura pas de couche limite sur ces parois ce qui aura également pour conséquences de réduire les temps de calcul. Ces parois se situent chacune à une distance de $10D$ par rapport à l'axe du cylindre. Cette condition de symétrie a également été imposée en haut du domaine (pour le domaine air) qui se trouve à $5H/4$ par rapport au fond pour les mêmes raisons.

Le cylindre a une longueur de $400mm$ avec un diamètre de $16mm$, il a été placé au milieu de la largeur du domaine, sur le fond du canal (figure 3.25). Ces deux éléments (cylindre et fond du canal) ont été définis en tant que parois, donc avec la condition de vitesses nulles pour le fluide.

Les conditions d'entrées ont été calculées à partir d'une simulation RANS de façon à obtenir une couche limite développée sur le fond du canal. Cette simulation a consisté à modéliser une longueur de canal de $5m$, et a récupérer les données de vitesse, de pression et de hauteur d'eau en sortie. Le niveau de turbulence est retrouvé ainsi qu'un profil de vitesse avec une couche limite développée (figure 3.24). L'entrée a été positionnée à une distance de $10D$ par rapport à l'axe du cylindre, ordre de grandeur commun dans la littérature, [Sidebottom *et al.*, 2015], [Yong Cao, 2016], [Alemi *et al.*, 2017], ou encore [Ageorges *et al.*, 2021]. Enfin, la hauteur d'eau imposée h à l'entrée a été fixée à $0.4m$.

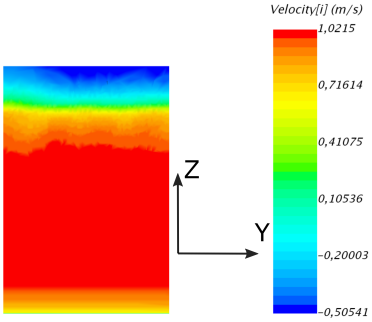


FIGURE *3.24 – Profil de vitesse longitudinal correspondant aux conditions d'entrées de la simulation numérique, construit à partir d'une simulation de l'écoulement sur l'ensemble du canal, ayant permis le développement de la couche limite.*

La sortie a été définie par une pression hydrostatique, elle se situe à une distance de $x = 30D$ par rapport à l'axe du cylindre. Après plusieurs géométries testées, une telle distance a été retenue pour limiter l'influence des conditions de sortie sur les résultats de calculs dans le sillage du cylindre.

3.3.2.3 Maillage

Trois contraintes principales ont été retenues pour la création du maillage, elles concernent principalement les couches limites, l'utilisation de la LES et l'interaction fluide structure. Le choix s'est porté sur un maillage non structuré avec des mailles de forme polyédrique. Ce type de maillage non structuré présente un avantage dans notre cas, puisqu'il s'adapte à tout type de géométrie [Traoré et Amiroudine, 2020]. Bien que la géométrie d'un cylindre ne soit pas une géométrie complexe, il faut prendre, dès à présent, en considération les déformations de celui-ci dans l'étude de l'IFS à venir. L'intérêt a été d'opter pour ce type de maillage qui sera plus à même de s'adapter aux déformations de la structure flexible.

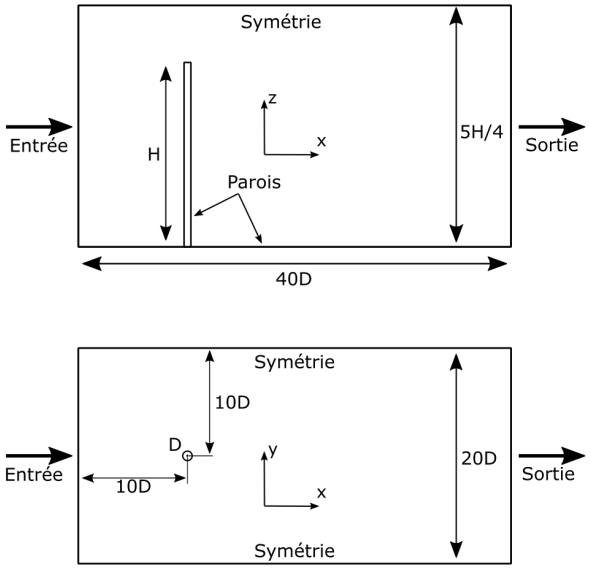


FIGURE *3.25 – Dimensions du domaine fluide modélisé et conditions aux limites.*

Couches limites

La construction du domaine fluide a été réalisée de façon à limiter la présence de couches limites, dont la résolution est couteuse en temps de calcul avec la méthode LES. Deux maillages distincts de couches limites ont été réalisés, celui du fond du domaine et celui du cylindre (murs du domaine, figure 3.25). Le maillage du cylindre a été paramétré de façon a obtenir une valeur de y^+ (équation 3.39) égale ou inférieure à 1 (figure 3.26). L'objectif ici est de résoudre l'intégralité des échelles turbulentes à proximité de la paroi du cylindre afin de retrouver numériquement les variations de pressions pariétales sans introduire de loi de paroi. Les sources d'approximation causées par une modélisation qui pourrait altérer la qualité de l'IFS par la suite sont évitées.

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu_f} \tag{3.39}$$

avec y^+ la distance adimensionnée normale à la paroi, u_τ la vitesse de friction et ν_f la viscosité cinématique du fluide.

Pour le fond du canal, il n'y a pas d'intérêt à résoudre l'intégralité de la couche limite puisque l'étude des phénomènes qui s'y produisent n'est pas souhaitée, mais seulement obtenir une couche limite suffisamment représentative. Le choix se porte donc sur l'utilisation d'une loi de paroi afin de réduire les temps de calcul. Pour cela, le maillage prismatique a été paramétré de façon à obtenir une valeur de y^+ supérieure à 30. Cette stratégie permet donc de concentrer la puissance de calcul sur la zone d'intérêt à savoir, la paroi du cylindre.

Simulation numérique en LES

Dans le cas de l'utilisation d'un modèle numérique en LES, la taille de maille conditionne

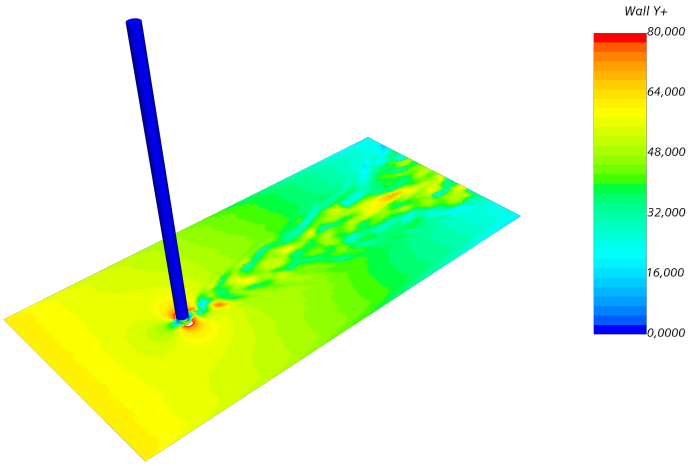


FIGURE *3.26 – Valeur de y^+ à la surface du cylindre ($y^+ \leq 1$) et sur le fond du domaine ($y^+ \geq 30$).*

le niveau de résolution des échelles turbulentes. Pour obtenir une résolution représentative des phénomènes étudiés, la taille des mailles doit être judicieusement ajustée. Pour cela, les échelles turbulentes ont été évaluées dans l'ensemble du domaine. La caractéristique choisie est l'échelle turbulente intégrale l_0 (m), qui représente l'échelle turbulente de plus haute énergie. Pour l'obtenir, une simulation RANS $k-\varepsilon$ a été réalisée de façon à connaitre l'énergie cinétique turbulente Tke_{3D} en tout point du domaine ainsi que le taux de dissipation ε. Connaissant ces deux paramètres, la longueur turbulente intégrale peut être obtenue (équation 3.40).

$$l_0 = \frac{Tke_{3D}^{3/2}}{\varepsilon} \tag{3.40}$$

Il y a de grandes disparités dans les échelles de turbulence (figure 3.27). Cependant, dans ce cas d'étude deux éléments sont à considérer en priorité. L'interaction entre le fluide et le cylindre pour une représentation suffisante des phénomènes et le sillage du cylindre puisque les études numériques qui suivront feront intervenir plusieurs cylindres dans le sillage. Toutes les informations n'étant pas nécessaires dans cette simulation hormis celles évoquées le choix a été fait d'apporter un niveau de résolution important à ces zones d'intérêt. Cela signifie que seuls les résultats obtenus dans certaines zones du domaine (proche de la structure et dans son sillage) seront pertinents et exploitables. Les tailles de mailles dans le sillage du cylindre sont inférieures à $3mm$ et elles sont de $5mm$ dans le reste du domaine.

Le maillage de la surface libre n'a pas été raffiné ici, puisque la simulation en LES a nécessité une taille de maille suffisamment fine pour assurer une résolution convenable et une stabilité de la surface libre.

3.3.2.4 Conditions initiales

Pour ces simulations, les conditions initiales ont été obtenues par une première simulation d'une durée de 2.56 secondes, soit 4 fois le temps de transit du fluide à travers le

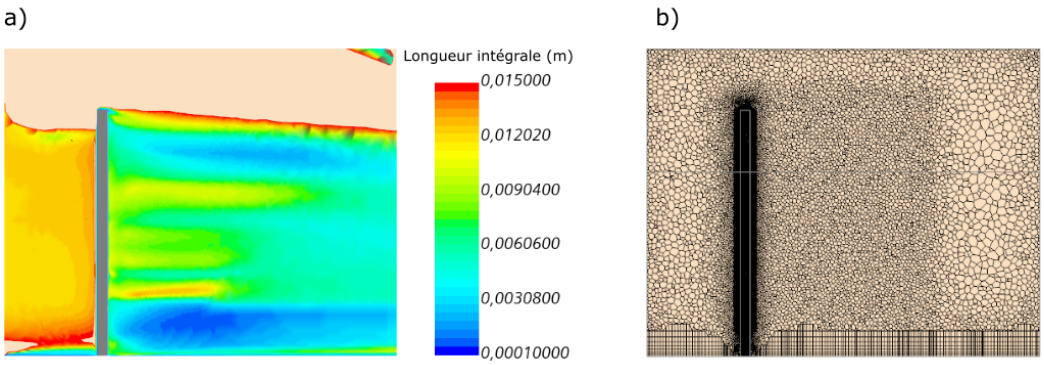


FIGURE *3.27 – a) Longueurs turbulentes intégrales estimées à partir d'une simulation RANS. b) Maillage du domaine.*

domaine. Cela a permis d'établir l'écoulement dans le domaine de simulation. Les simulations ont été exécutées à partir de cet état, que ce soit pour l'étude de la structure rigide ou l'étude des structures flexibles pendant un temps de 16 fois le temps de transit du fluide à travers le domaine soit 10.24 secondes. Le pas de temps choisi respecte un nombre de courant CFL inférieur à 1 sur l'ensemble du domaine.

$$CFL = \frac{u_i.\Delta t}{\Delta x_i} \tag{3.41}$$

avec, u la vitesse, Δt le pas de temps et Δx la taille caractéristique de maille.

3.3.2.5 Comparaison avec les résultats expérimentaux

La vitesse imposée au fluide a été de $1m/s$, soit une valeur du nombre de Reynolds de 16000, basé sur le diamètre du cylindre. Dans ces conditions, la fréquence du lâcher tourbillonnaire est de $12.5Hz$ d'après la littérature, ce qui est conforme avec les résultats de mesure (tableau 3.3). Pour évaluer cette fréquence, l'étude s'est portée sur le coefficient de portance du cylindre C_y (équation 3.42). Ce coefficient est obtenu par intégration des forces de pressions et de viscosité du fluide sur le cylindre, projetées sur l'axe transversal F_y.

$$C_y = \frac{F_y}{\frac{1}{2}\rho_f U_\infty^2 HD} \tag{3.42}$$

avec, F_y la portance (force transversale), ρ_f la masse volumique du fluide, U_∞ la vitesse débitante, H la longueur du cylindre et D son diamètre.

On remarque que les résultats sont concordants avec les données expérimentales et les données bibliographiques [Sumer et Fredsoe, 2006] puisqu'on obtient une fréquence de $12.49Hz$ par analyse des données temporelles (figure 3.28) et $12.5Hz$ en théorie.

Le coefficient de pression C_p a été déterminé sur une portion du cylindre. La zone de mesure a été définie par le cercle correspondant à la périphérie de la section droite du cylindre à $z = H/2$. Les pressions ont été enregistrées au cours du temps et moyennées.

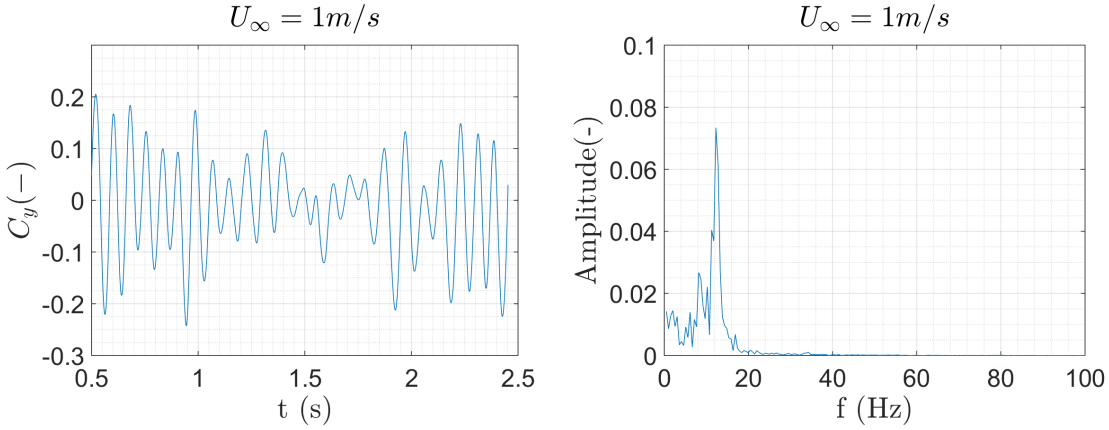


FIGURE *3.28 – À gauche le coefficient de portance C_y en fonction du temps et à droite sa FFT associée.*

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_f U_\infty^2} \tag{3.43}$$

avec p la pression mesurée, p_∞ une pression de référence, ρ_f la masse volumique du fluide et U_∞ la vitesse débitante.

Ce coefficient de pression sur une portion du cylindre a une concordance convenable avec les résultats expérimentaux en figure 3.29 présentés par [Norberg, 1992]. Une différence significative est observée pour un angle compris entre 120° et 180° avec des écarts pouvant atteindre environ 10%. Cependant, les niveaux de pression dans le reste de la zone de mesure sont très proches des résultats expérimentaux, en particulier pour ce qui est du minimum observé. La tendance est également concordante ce qui permet de juger suffisant ces résultats pour la suite de cette étude sachant que les valeurs du nombre de Reynolds pour les données expérimentales utilisées ne sont pas identiques à celles simulées.

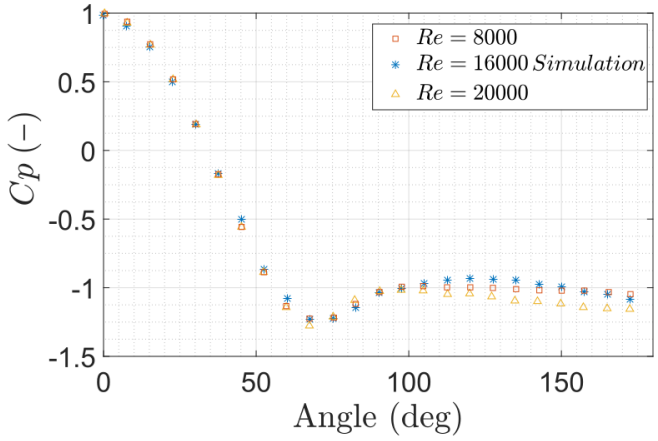


FIGURE *3.29 – Coefficient de pression pariétale moyenne C_p issue de la simulation ($Re = 16000$), comparée avec les résultats expérimentaux ($Re = 8000$ et $Re = 20000$), extraits de [Norberg, 1992].*

Le coefficient de trainée est inférieur aux données expérimentales, il doit se trouver proche de 1.2 (chapitre 1), or les résultats de simulation donnent un coefficient moyen d'environ 0.95. Cet écart peut s'expliquer par la présence de la couche limite et de la surface libre. Le cylindre ne se trouve pas dans des conditions identiques à celles ayant permis de déterminer les coefficients de trainée de la littérature (en canal fermé sans surface libre). De plus, le coefficient de trainée pour un cylindre partiellement immergé (fixé par le haut) dans un écoulement transverse avec surface libre est inférieur à 1 [Ageorges *et al.*, 2019]. Donc même si la différence de 20% est importante entre les deux coefficients, la validité des résultats numériques ne peut pas être exclue, puisque la trainée n'a pas été mesurée expérimentalement dans ces conditions.

Les profils de vitesses dans le sillage du cylindre ont été mesurés numériquement à une distance et des hauteurs identiques aux mesures expérimentales (figure 3.15). Un comportement similaire est constaté, avec une vitesse minimale atteinte dans l'axe du cylindre. L'évolution du profil de vitesse transversal montre que les tendances suivies sont similaires (figure 3.30). La vitesse relative minimale moyenne constatée est d'environ 0.75 pour les résultats expérimentaux contre 0.80, soit un écart de 6.7%. Les résultats numériques étant compris dans l'incertitude des valeurs moyennes mesurées, on peut donc conclure sur un niveau de modélisation satisfaisant.

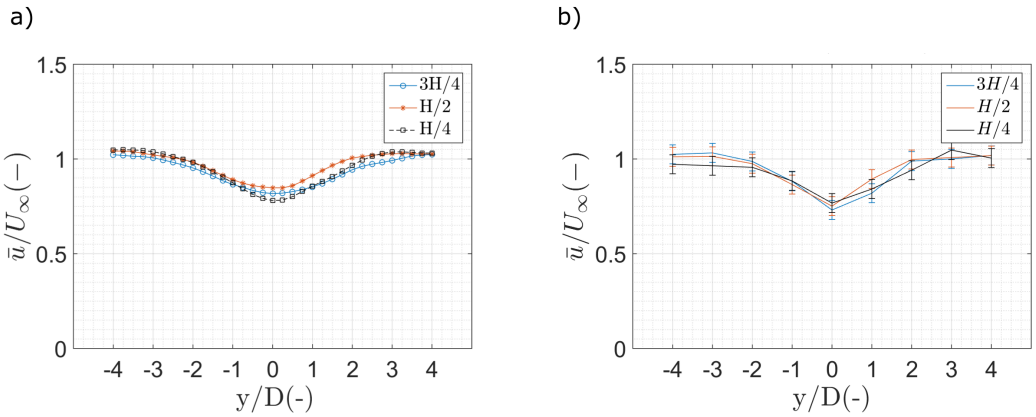


FIGURE *3.30 – Vitesses moyennes longitudinales pour un cylindre indéformable pour $U_\infty = 1m/s$. a) Simulations numériques. b) Résultats expérimentaux.*

3.3.3 Modélisation de l'interaction fluide structure

3.3.3.1 Modèle numérique utilisé et résultats

L'interaction fluide structure peut être modélisée de deux façons, par couplage faible et par couplage fort. Le couplage faible consiste à calculer les déformations de la structure à partir des forces fluides qui s'exercent sur elle. Les conséquences des déformations de la structure sur le fluide ne sont pas prises en considération. Ce type de couplage simplifié peut être utilisé en particulier lorsque la structure se déforme peu, donc lorsque les déformations de la structure ont peu d'influence sur le fluide. Le couplage fort consiste à calculer les déformations de la structure et prend en considération cet état de déformation

dans le calcul de l'écoulement. Ce type de modélisation est plus représentatif des phénomènes d'IFS, mais nécessite plus de ressources de calcul puisque le maillage du domaine fluide se déforme et doit donc être recalculé pour chaque pas de temps, contrairement au couplage faible.

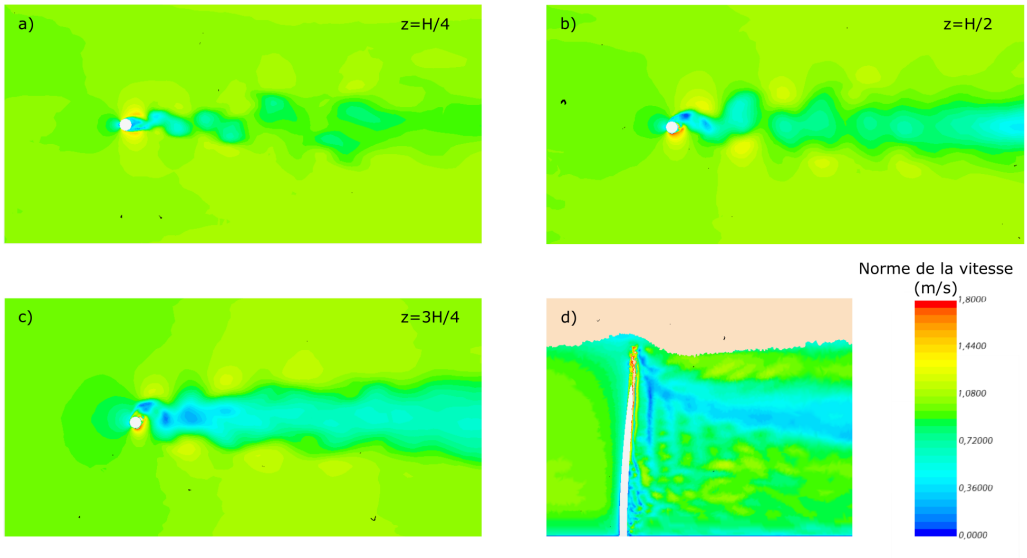


FIGURE *3.31 – Résultats de simulation LES - VOF - 3D pour $U_\infty = 1m/s$. Champs de vitesse instantanée pour trois plans horizontaux pour le matériau $UR - 3569$. a) $z = H/4$. b) $z = H/2$. c) $z = 3H/4$. Un plan vertical d) $y = 0$.*

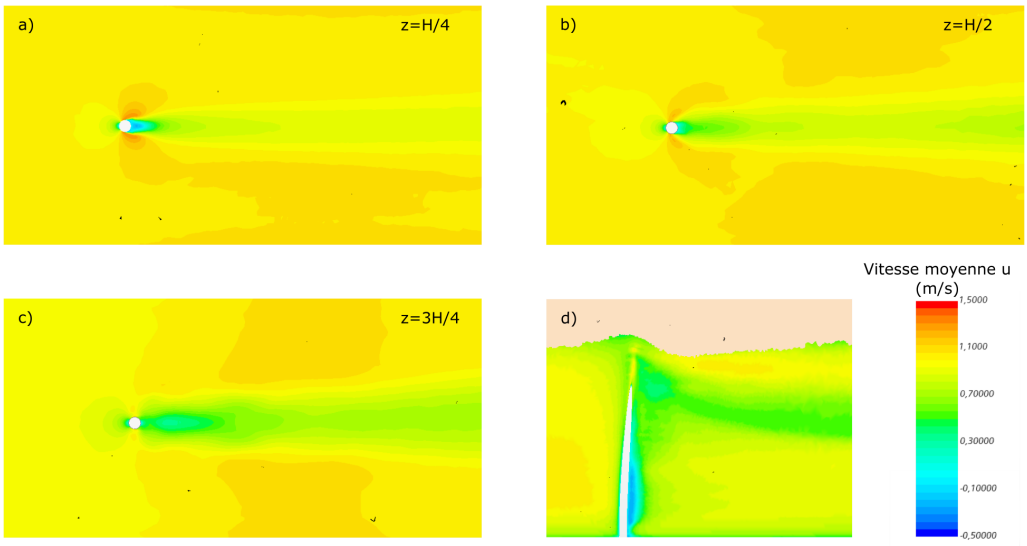


FIGURE *3.32 – Résultats de simulation LES - VOF - 3D pour $U_\infty = 1m/s$. Champs de vitesse moyenne longitudinale pour trois plans horizontaux pour le matériau $UR - 3569$. a) $z = H/4$. b) $z = H/2$. c) $z = 3H/4$. Un plan vertical d) $y = 0$.*

Les phénomènes observés (déformation de grandes amplitudes, blocage fréquentiel, résonance) ne permettent pas d'utiliser le couplage faible. En effet, une influence du fluide sur la structure est observée, avec entre autres la fréquence du lâcher tourbillonnaire, mais aussi une influence de la structure sur le fluide avec par exemple la réduction des vitesses dans le sillage qui dépendent du type de matériau. Le mode de résolution par couplage fort (two-way coupling) a donc été utilisé dans le logiciel *STARCCM+*.

Les résultats numériques obtenus avec cette méthode montrent un net changement des vitesses dans l'écoulement en fonction des hauteurs observées (figures 3.31 et 3.32). Le sillage a tendance à s'élargir avec l'augmentation de la hauteur. Dans la zone où le cylindre se déforme peu ($z = H/4$), la baisse de vitesse dans le sillage est moindre en comparaison avec la zone où le cylindre se déforme significativement ($z = 3H/4$) (figures 3.31 et 3.32). Le plan vertical montre que la zone du sillage affectée par la déformation présente des niveaux de vitesses bien plus faibles que dans le reste du domaine fluide (figures 3.31 d et 3.32 d). Les résultats montrent également la formation d'une bosse au-dessus de l'extrémité libre du cylindre, cela indique la formation d'une perte de charge locale.

3.3.3.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Les profils de vitesse dans le sillage de la structure montrent des comportements similaires avec les observations expérimentales avec des niveaux de vitesses comparables. Cependant, il est à remarquer que les vitesses à la hauteur $H/2$ ne chutent pas au niveau des mesures expérimentales. Cela signifie que les effets de flexion qui ont une influence non négligeable sur les vitesses ne sont pas suffisamment représentés ici (figure 3.33).

En revanche, l'effet de baisse de vitesse moyenne pour les cylindres $RIM - 876$ et $UR-3558$ apparait ainsi que la disparition du phénomène pour le plus flexible $UR-3558$. L'interaction liée au rapport de fréquences de la structure et la fréquence du lâcher tourbillonnaire se retrouve donc (figure 3.33).

Tout d'abord, il faut remarquer qu'un temps d'environ 1.5s est nécessaire pour se trouver dans un régime de déformation établi, le temps que la structure se déforme depuis sa position initiale. Les déplacements longitudinaux issus des résultats de simulation sont systématiquement inférieurs aux déplacements mesurés expérimentalement (figures 3.34). Cette différence peut être liée à la trainée obtenue sur le cylindre rigide également inférieure aux données expérimentales. Cependant, les comportements de la structure sont comparables, en effet l'apparition d'oscillations longitudinales stables est remarquée pour les basses vitesses et une disparition de celles-ci avec l'augmentation de la vitesse. De plus, l'augmentation du niveau de déformation lorsque la vitesse augmente est en concordance avec les résultats expérimentaux.

Les déplacements transversaux ont des amplitudes moins importantes que dans le cas expérimental pour une vitesse basse ($0.5m/s$), en revanche ces amplitudes sont identiques dans les vitesses supérieures. Les fréquences de ces oscillations augmentent avec la vitesse dont les niveaux sont comparables.

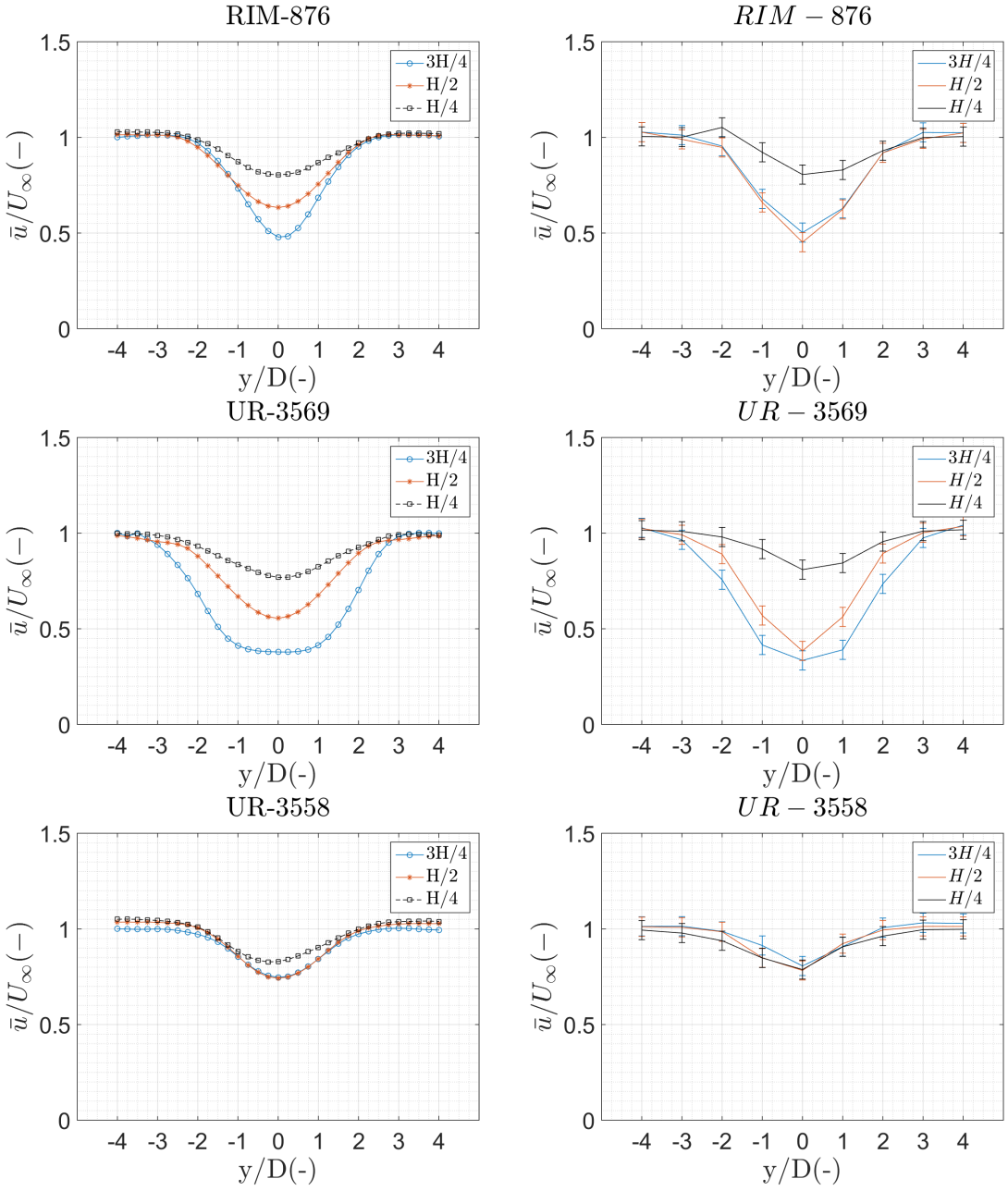


FIGURE *3.33 – Résultats de simulation numériques à gauche. Résultats expérimentaux à droite. Pour une vitesse* $U_\infty = 1m/s$ *classés du plus rigide au plus flexible.*

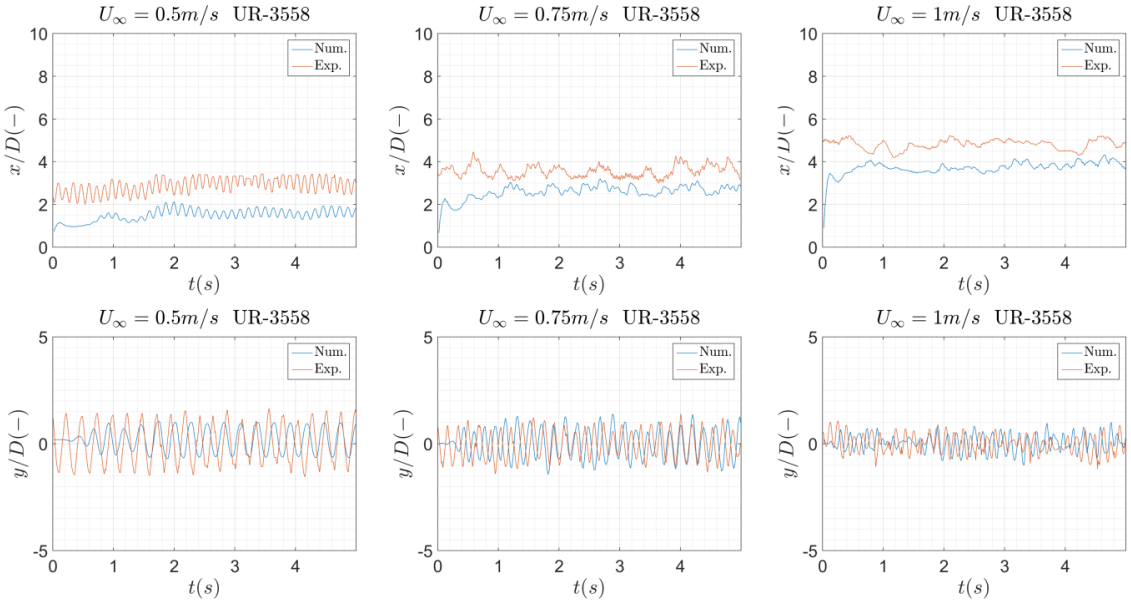


FIGURE *3.34 – Comparaisons des résultats numériques et expérimentaux des déplacements longitudinaux et transversaux de l'extrémité de la structure* $UR-3558$.

3.3.4 Conclusion sur la modélisation numérique

Dans cette partie, la construction du modèle numérique avec le logiciel *STARCCM+* a été développée. Elle a été structurée en trois étapes principales. Dans un premier temps, le domaine solide a été construit en introduisant les caractéristiques des matériaux et en vérifiant la concordance des résultats statiques et dynamiques au regard des résultats expérimentaux. Le paramétrage de l'amortissement de Rayleigh a pu être ajusté de façon à retrouver numériquement l'amortissement structural. Sur les résultats, il y a une forte adéquation entre les déformations issues des résultats numériques et expérimentaux pour les essais statiques. En revanche, des différences en fréquence propre avec un écart maximal de 4% avec les données expérimentales ont été notées. La seconde étape a consisté à construire le domaine fluide avec surface libre pour un cylindre indéformable. La modélisation en LES a été utilisé avec un maillage non-structuré dont les dimensions caractéristiques ont été déterminées sur la base des longueurs turbulentes intégrales. Pour établir le niveau de justesse du modèle, les vitesses moyennes dans le sillage du cylindre ont été étudiées, ainsi que les coefficients de pression, de portance et de trainée. Ceci a permis de s'assurer que ces paramètres soient en accord avec les résultats expérimentaux, en particulier la fréquence du lâcher tourbillonnaire (source d'excitation de la structure). Cependant, la trainée obtenue est inférieure aux données théoriques, bien que la particularité de la configuration expérimentale ne permette pas d'exclure la pertinence des résultats. Pour finir, l'IFS a été modélisée sur la base des résultats précédemment obtenus. Cela a permis de mettre en avant la similarité des comportements de la structure flexible et de l'écoulement. Cependant, le niveau de déformation longitudinale de la structure reste inférieur aux résultats expérimentaux.

3.4 Conclusion

Les résultats évoqués dans ce chapitre ont tout d'abord permis de déterminer les propriétés des structures flexibles qui seront utilisées dans la suite de ces travaux. Cette caractérisation a été statique et dynamique, principales propriétés intervenant dans les phénomènes d'IFS. Cela a permis de construire un modèle 1D en suivant une approche théorique par déformée modale. Les études en écoulement ont montré l'effet de la vitesse débitante sur le comportement de la structure. Une augmentation de la vitesse tend à augmenter les déformations longitudinales par l'augmentation des forces de trainée. Les déformations transversales en revanche sont dépendantes du rapport entre fréquence d'excitation et fréquence de résonance. Les mesures de vitesses longitudinales dans le sillage de la structure ont montré la similarité des fréquences relevées avec celles des déplacements transversaux de la structure. Ces résultats ont ensuite permis la validation du modèle numérique en LES à surface libre. Les comportements expérimentaux se retrouvent sur les résultats numériques avec cependant des déformations longitudinales moins importantes pour les résultats du modèle numérique. Ces résultats permettent d'introduire les chapitres suivants qui feront intervenir les propriétés des structures et également les paramètres du modèle numérique définis dans ce chapitre. Deux études sont présentées dans les chapitres suivants. La première faisant intervenir un faisceau de structures flexibles placé dans un écoulement turbulent et la seconde qui vise à étudier l'effet d'une canopée de structures flexibles placée dans une passe à poissons à fentes verticales.

CHAPITRE 4

FAISCEAU DE STRUCTURES FLEXIBLES PLACÉ DANS UN ÉCOULEMENT TURBULENT

Sommaire

4.1 Démarche expérimentale 114
4.1.1 Introduction 114
4.1.2 Matériel utilisé 116
4.1.3 Protocole expérimental 117
4.1.4 Conclusion 120
4.2 Résultats 121
4.2.1 Cylindres flexibles 121
4.2.2 Comparaison rigides/flexibles 125
4.2.3 Conclusion 127
4.3 Modélisation numérique 128
4.3.1 Domaine 128
4.3.2 Conditions limites et initiales 129
4.3.3 Résultats numériques 131
4.3.4 Conclusion 135
4.4 Modélisation 1D 137
4.4.1 Construction du modèle 137
4.4.2 Résultats du modèle 141
4.4.3 Conclusion sur le modèle 1D 145
4.5 Conclusion 145

Dans ce chapitre, après une brève étude bibliographique sur les écoulements autour de structures flexibles, seront présentés la démarche et les résultats expérimentaux visant à caractériser les pertes énergétiques causées par un faisceau de structures flexibles placé dans un écoulement turbulent à surface libre. Les expériences qui ont été conduites ont eu pour objectif la caractérisation des pertes de charge et la modélisation $1D$ faisant intervenir les paramètres de l'étude.

Pour cela, les expériences ont été menées suivant une étude paramétrique durant laquelle plusieurs implantations de structures ont été testées, ainsi que plusieurs vitesses d'écoulement. Afin d'isoler les conséquences de la flexibilité sur les pertes énergétiques, les configurations expérimentales ont été reproduites avec des structures rigides, servant de cas de référence

.

Un modèle numérique a été construit pour obtenir des informations complémentaires aux résultats expérimentaux comme la trainée, la portance ou encore les profils de vitesses dans le faisceau de structures. Ces résultats ont permis d'apporter des informations complémentaires pour la construction du modèle $1D$.

4.1 Démarche expérimentale

La démarche expérimentale consiste à étudier les pertes de charge causées par un faisceau de structures placées dans un écoulement. Ce faisceau est constitué de plusieurs rangées de cylindres circulaires de hauteur $H = 0.4m$ et de diamètre $D = 0.016m$, disposés en quinconce. Dans un premier temps, les aspects théoriques et bibliographiques de la démarche seront présentés. Dans un second temps, le protocole expérimental ainsi que le matériel utilisé seront présentés.

4.1.1 Introduction

L'étude des pertes énergétiques causées par une végétation comporte un intérêt croissant, en particulier dans l'étude des conséquences des phénomènes naturels. En effet, la présence de végétation dans les cours d'eau engendre une augmentation des rugosités de fond, ce qui a des conséquences significatives lors de crues [Kouwen et Unny, 1973]. Une augmentation de la rugosité de fond, donc du coefficient de Manning aura pour conséquence des hauteurs d'eau plus importantes dans les cours d'eau. Des études portant sur les écoulements dans et au-dessus des canopées menées dans un canal ont été conduites avec des plantes réelles [Järvelä, 2002] , [Carollo *et al.*, 2002, Carollo *et al.*, 2005], ou des plantes artificielles [Kouwen et Unny, 1973], [Ghisalberti et Nepf, 2002], [Wilson, 2007] et également in situ [Sukhodolova et Sukhodolov, 2012] ou [Cassan *et al.*, 2015].

Cependant, la végétalisation des cours d'eau est un atout essentiel pour les organismes aquatiques puisque la présence de zones végétalisées est favorable à la biodiversité [Kemp *et al.*, 2000]. Les canopées végétales offrent des habitats et des lieux de reproduction pour de nombreuses espèces de vertébrés ou invertébrées. Ces espèces trouvent également protection et alimentation dans ces canopées végétales. Il est également essentiel

de souligner l'importance de ces canopées dans la santé et l'équilibre des milieux aquatiques, puisqu'elles vont participer à l'éclaircissement des eaux en piégeant les sédiments [Barko et James, 1998], [de Boer, 2007] ce qui limite l'érosion et favorise le développement des organismes photo-dépendants.

La présence de végétation joue le rôle d'obstacle qui atténue l'énergie apportée par le fluide. Cela suscite un intérêt particulier, par exemple dans le cas d'évènements comme des Tsunamis [Rashedunnabi et Tanaka, 2020], [Ahmed *et al.*, 2021] puisque la création d'une canopée (artificielle ou naturelle) derrière une digue peut contribuer à l'atténuation de l'énergie transportée par l'eau et donc diminuer les dégâts pouvant être causés. Ces aspects dissipatifs sont également intéressants pour la stabilisation des canaux et rivières par l'accentuation de la sédimentation et la limitation de l'érosion des berges par les ondes de batillage ou des vagues. L'effet des ondes sur les structures flexible a été étudié [Nové-Josserand, 2018], [Mérigaud *et al.*, 2021] et tout particulièrement le cas de l'amortissement des ondes [Lei et Nepf, 2019].

On remarque l'ambivalence des zones végétales puisque d'une part elles contribuent aux crues et aux inondations par la rugosité qu'elles engendrent. D'autre part, elles ont un rôle central pour la biodiversité en offrant protection, nourriture et zones de reproduction. De plus, leurs capacités à ralentir l'écoulement peuvent avoir un effet significatif pour limiter les conséquences des catastrophes naturelles.

C'est dans ce contexte que l'étude présentée dans ce chapitre a été conduite, pour mieux comprendre les effets que peuvent avoir des canopées de structures végétales sur un écoulement. Cela permettra de construire un modèle fondé sur une série de paramètres caractérisant l'implantation des structures et faisant le lien avec les dissipations énergétiques. La méthode développée consiste à déterminer les pertes énergétiques causées par un obstacle placé dans un canal hydrodynamique à surface libre. Pour cela, les hauteurs d'eau en amont h_0 et en aval h_1 de l'obstacle ont été mesurées et conduisent à la détermination des pertes de charge [Raynal, 2013], [Tsikata *et al.*, 2014] et [Lemkecher, 2020].

Si le théorème de Bernoulli est mis en application sur une même ligne de courant quelconque (figure 4.1), cela donne l'équation suivante :

$$\frac{u_0^2}{2g} + \frac{p_0}{\rho_f g} + z_0 = \frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho_f g} + z_1 + \Delta h \tag{4.1}$$

avec les indices 0 et 1 correspondants respectivement aux paramètres amont et aval, u_i la vitesse longitudinale, ρ_f la masse volumique du fluide, g la constante gravitationnelle, p_i la pression au point i sur une ligne de courant, z_i la position verticale du point i sur la ligne de courant (figure 4.1) et Δh les pertes énergétiques exprimées en mètre.

L'équation 4.1 peut être reformulée en fonction des hauteurs d'eau puisque $p_i = (h_i - z_i)\,\rho_f g + p_{atm}$ avec h_i la hauteur d'eau au-dessus du point i où est exprimée la pression p_i et p_{atm} la pression atmosphérique. L'équation de Bernoulli peut alors être exprimée en fonction des hauteurs d'eau à la surface libre (équation 4.2).

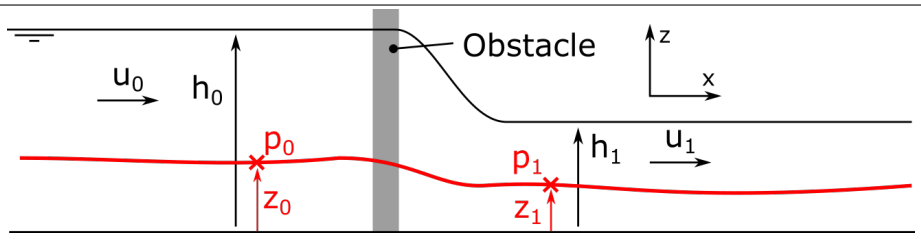


FIGURE *4.1 – Schéma d'un écoulement à surface libre au travers d'un obstacle, avec en rouge, une ligne de courant quelconque.*

$$\frac{u_0^2}{2g} + h_0 = \frac{u_1^2}{2g} + h_1 + \Delta h \tag{4.2}$$

Sachant que l'étude est conduite dans un canal de section rectangulaire constante de largeur L_c et qu'il y a conservation du débit, alors les vitesses amont et aval peuvent s'exprimer en fonction du débit Q (grandeur maitrisée au cours des essais), $u_i = Q/(L_c h_i)$.

$$\frac{Q^2}{2gL^2}\left(\frac{1}{h_0^2} - \frac{1}{h_1^2}\right) + h_0 - h_1 = \Delta h \tag{4.3}$$

On constate alors que les pertes de charge sont fonction, pour un débit donné, des mesures de hauteurs d'eau en amont et en aval de l'obstacle. Ce sont ces deux grandeurs qui ont été mesurées pour les essais et qui sont à la source des résultats présentés dans la suite.

4.1.2 Matériel utilisé

Les essais ont été réalisés dans le canal hydrodynamique *CANHYDEE* de l'institut Pprime, présenté au chapitre 3. Deux types de structures ont été utilisés, des structures flexibles, cylindres circulaires de diamètre $D = 0.016m$ et de longueur $H = 0.4m$ réalisées en polyuréthane $UR - 3558$ (caractéristiques mécaniques étudiées dans le chapitre 3), et des structures rigides de mêmes dimensions en acier inoxydable (figure 4.2). Ces structures ont été fixées sur une plaque en PVC avec le mode de fixation épaulement/lamage décrit au chapitre 3.

La mesure des hauteurs d'eau a été réalisée avec des sondes acoustiques *Microsonic MIC+35* ayant une gamme de mesure de $65mm$ à $350mm$. Ces sondes ont été fixées au-dessus de la surface libre et alignées au milieu de la largeur du canal. Elles sont supportées par un rail de guidage qui permet d'ajuster la position verticale de la sonde de façon à placer la surface libre au centre de la plage de mesure. Les capteurs ont été étalonnés in situ et l'acquisition a été faite avec une carte électronique et une interface Labview, avec un temps d'acquisition assurant la convergence des valeurs moyennes (chapitre 2).

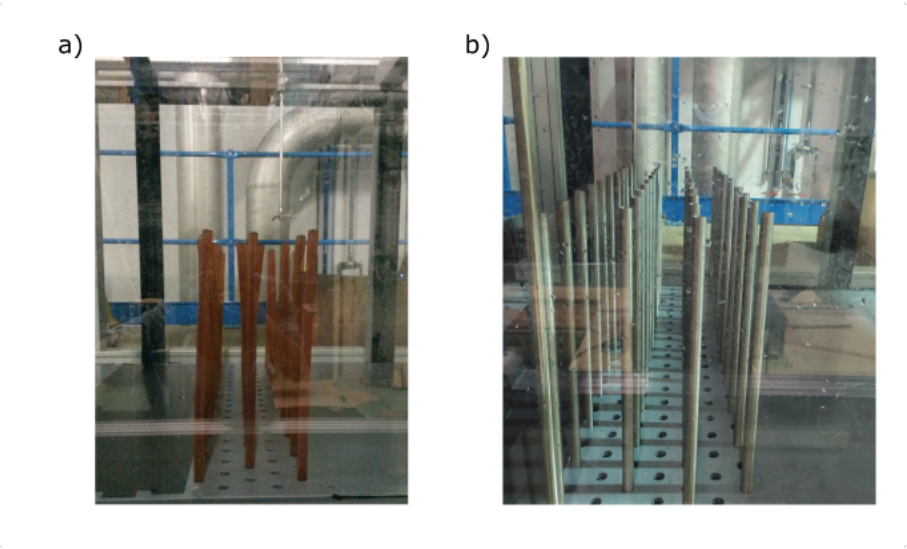


FIGURE *4.2 – a) Photographie des structures flexibles placées dans le canal hydrodynamique (configuration S/D =6 et $N = 3$). b) Photographie des structures rigides placées dans le canal hydrodynamique (configuration $S/D = 6$ et $N = 4$).*

4.1.3 Protocole expérimental

4.1.3.1 Détermination expérimentale des pertes de charge

Expérimentalement, les pertes de charge mesurées sont une composition de l'effet de l'obstacle dans l'écoulement, mais aussi des pertes régulières du canal causées par les parois. Si l'équation 4.3 est appliquée sous sa forme brute, alors les pertes mesurées Δh_{mesure} ne seront pas uniquement celles de l'obstacle, mais celles de l'obstacle $\Delta h_{obstacle}$ et du canal Δh_{canal} (équation 4.4). Pour remédier à ce problème, les pertes de charge propres au canal ont été évaluées par des mesures de hauteurs d'eau sans obstacle et ont été soustraites aux résultats expérimentaux. Les résultats qui seront présentés dans la suite de ce mémoire seront donc les pertes de charge causées uniquement par l'obstacle placé dans le canal.

$$\Delta h_{mesure} = \Delta h_{obstacle} + \Delta h_{canal} \tag{4.4}$$

Cinq sondes acoustiques ont été utilisées, deux ont été placées en amont de l'obstacle et trois en aval (figure 4.3). Les deux capteurs amont permettent de s'assurer que la hauteur mesurée est identique sur les deux capteurs, ainsi on s'assure que la hauteur amont mesurée n'est pas influencée par la présence de l'obstacle qui tend à faire augmenter la hauteur d'eau dans la zone amont à proximité de celui-ci. Les trois capteurs en aval permettent d'obtenir trois mesures de hauteur d'eau dans une zone où la surface libre est particulièrement agitée. Ces trois mesures permettent d'assurer la répétabilité des résultats. Le faisceau de cylindres a été disposé au centre du canal ($6m$) et les capteurs sont positionnés par rapport à la dernière rangée de cylindres (figure 4.3). Ainsi les hauteurs d'eau sont toujours mesurées à une même distance en aval des structures et la hauteur d'eau amont est supposée constante.

La plaque de fixation utilisée pour les essais comporte des perçages pour le passage des structures. Des essais comparatifs avec la plaque percée (sans structure) et avec une plaque sans perçage ont montré que la différence mesurée sur les pertes de charge n'est pas significative. Les essais ont donc été menés sans tenir compte de la présence de ces perçages.

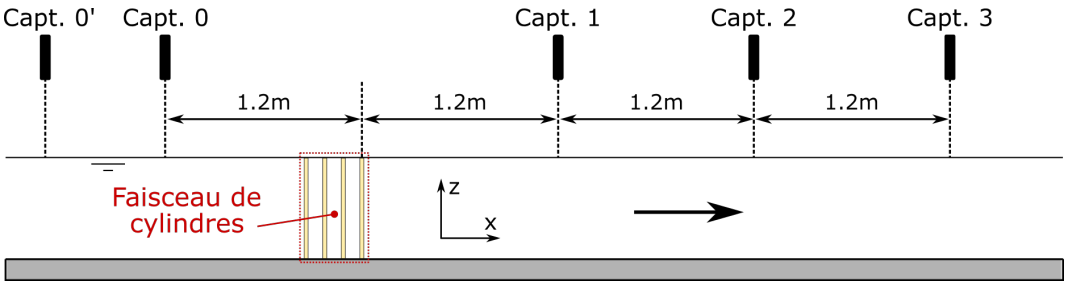


FIGURE *4.3 – Schéma du canal hydrodynamique sur lequel on peut voir l'emplacement des capteurs de hauteur et l'emplacement des structures.*

4.1.3.2 Incertitudes de mesures sur les pertes de charge

L'incertitude de mesures sur la perte de charge peut être évaluée par propagation des incertitudes [GUM, 2008] dont une description de la démarche et des notations est donnée dans le chapitre 2. L'application de ce principe avec l'équation 4.3 permet d'obtenir les incertitudes sur les pertes de charge mesurée qui est :

$$u_{\Delta h} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta h}{\partial h_0} u_{h_0}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta h}{\partial h_1} u_{h_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta h}{\partial Q} u_Q\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta h}{\partial g} u_g\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta h}{\partial L_c} u_{L_c}\right)^2} \quad (4.5)$$

En tenant compte de la méthode d'obtention de la perte de charge de l'obstacle, qui consiste à soustraire les pertes de charge du canal, l'incertitude-type sur la perte de charge est la racine de la somme des carrés des incertitudes types (équation 4.6).

$$u_{\Delta h_{obstacle}} = \sqrt{u^2_{\Delta h_{mesure}} + u^2_{\Delta h_{canal}}} \quad (4.6)$$

Les incertitudes élargies sur les pertes de charge sont évaluées sur la base des incertitudes types calculées (équations 4.5 et 4.6) avec un facteur d'élargissement de 2, conformément aux préconisations du guide sur les incertitudes de mesures [GUM, 2008] et du travail mené par [Beaulieu *et al.*, 2015].

4.1.3.3 Protocole et paramètres de l'étude

Les structures ont été placées dans l'écoulement sur toute la largeur du canal, avec une disposition alternée suivant un schéma en triangle équilatéral de côté S (figure 4.4). Le paramètre S_l est la distance entre les rangées de structures ($S_l = S\sqrt{3}/2$). Quatre paramètres ont été étudiés, la distance entre les cylindres, le nombre de rangées de cylindres, la vitesse de l'écoulement et le type de cylindre.

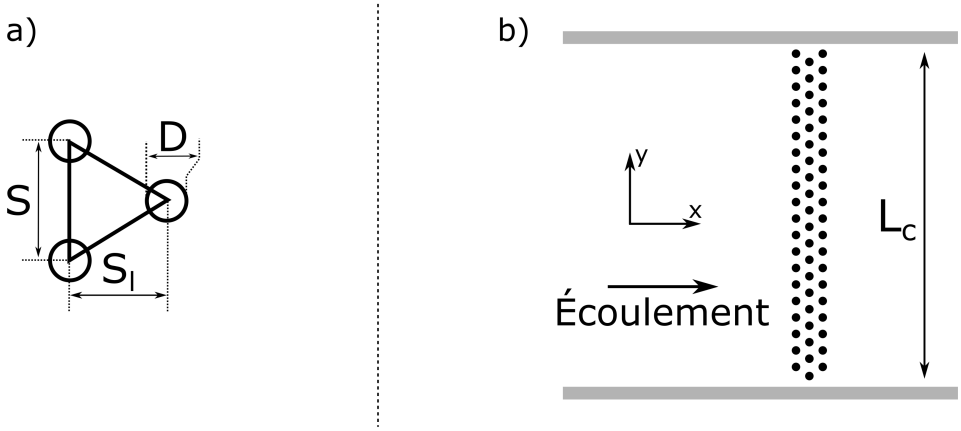


FIGURE *4.4 – a) Schéma d'implantation des structures dans l'écoulement suivant un triangle équilatéral de côté S, avec S_l la distance entre les rangées de cylindres. b) Schéma d'implantation de trois rangées de structures dans le canal hydrodynamique.*

Le paramètre S/D défini l'implantation des cylindres, il a été entre autres utilisé dans [Idel'cik, 1999] ou [Blevins, 2003]. Ce paramètre est une représentation de l'espacement relatif des structures, il peut être lié à une densité d'implantations ou à un taux de blocage (taux de blocage D/S). Dans ces travaux, quatre valeurs de S/D ont été utilisées, $S/D = 3\,;\,6\,;\,9$ et 12. Ce paramètre de densité permet de déterminer le paramètre $a = 8; 2; 0.9$ et 0.5, correspondant à l'aire des structures projetée par unité de volume [Nepf, 1999]. Ce paramètre est couramment utilisé dans la caractérisation des canopées végétales, il est dépendant du nombre d'éléments par unité de surface n et de la dimension caractéristique de l'élément, ici le diamètre D.

$$a = nD = \frac{2}{\sqrt{3}}\frac{D}{S^2} \tag{4.7}$$

Le nombre de rangées N a varié de 1 à 4, et quatre valeurs de vitesse ont été expérimentées, 0.5, 0.75, 1 et $1.25m/s$. Les structures flexibles utilisées sont en polymère $UR-3558$, dont les caractéristiques mécaniques sont données en chapitre 3. Pour évaluer l'effet de la flexibilité sur les pertes de charge, les essais ont été réalisés avec des structures rigides en acier inoxydable. La comparaison entre les résultats de ces deux configurations (flexible et rigide) va permettre d'étudier l'effet de la flexibilité sur les pertes de charge.

Soixante-quatre configurations ont été définies pour les structures souples et la même quantité pour les structures rigides, soit un total de 128 configurations expérimentales. Nous constaterons dans les résultats qui seront présentés qu'une partie des résultats n'a pas pu être obtenue, car les régimes d'écoulement ne le permettaient pas (la hauteur d'eau amont n'a pas pu être obtenue).

La démarche expérimentale pour chaque configuration a consisté à imposer une hauteur h_0 de $400mm$ en amont des structures (capteur 0, figure 4.3). Le réglage de cette hauteur d'eau amont est réalisé par la guillotine qui se trouve en sortie de canal. Lorsque les hauteurs d'eau sont stabilisées en amont et en aval alors les mesures h_0, h_1, h_2 et h_3 sont réalisées.

$a(-)$	$S/D(-)$	$N(-)$	$u_0(m/s)$	$Re(-)$	Fr	C_Y
$8-0.5$	$3-12$	$1-4$	0.50	8000	0.25	0.39
$8-0.5$	$3-12$	$1-4$	0.75	12000	0.38	0.87
$8-0.5$	$3-12$	$1-4$	1.00	16000	0.51	1.55
$8-0.5$	$3-12$	$1-4$	1.25	20000	0.63	2.43

TABLEAU *4.1 – Récapitulatif des conditions expérimentales. Nombre de Reynolds Re calculée sur la base du diamètre du cylindre et la vitesse u_0. Nombre de Froude Fr calculé sur la base de la hauteur d'eau amont h_0 et de la vitesse u_0. Nombre de Cauchy C_Y calculée sur la base des caractéristiques géométriques et mécaniques des cylindres et la vitesse u_0.*

4.1.4 Conclusion

La démarche d'évaluation des pertes de charge a été décrite en s'appuyant sur des bases bibliographiques et théoriques. Les méthodes et moyens expérimentaux ont permis d'évaluer les incertitudes de mesures par propagation des incertitudes. La disposition des structures a été décrite ainsi que les quatre paramètres expérimentaux, la densité des structures, le nombre de rangées, la vitesse d'écoulement et la flexibilité.

Dans la suite, les résultats expérimentaux vont être présentés pour étudier l'influence des paramètres d'étude sur les pertes de charge.

4.2 Résultats

Les résultats présentés correspondent aux essais réalisés avec des structures flexibles. Ces résultats vont être présentés et analysés en fonctions des paramètres de l'étude. Ils seront ensuite comparés avec les résultats des essais menés avec des structures rigides.

4.2.1 Cylindres flexibles

4.2.1.1 Comportement des structures

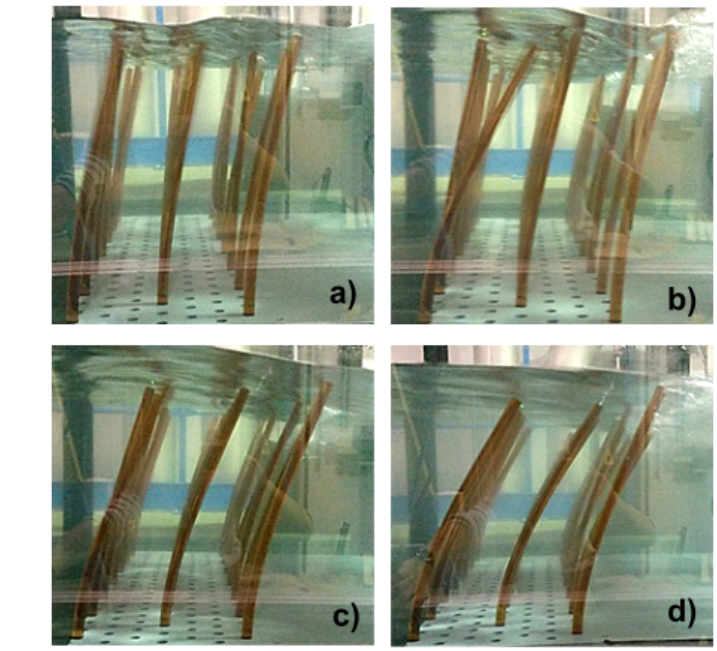


FIGURE *4.5 – Photographies des structures flexibles en écoulement (configuration $S/D = 9$; $N = 3$). a) $u_0 = 0.5m/s$. b) $u_0 = 0.75m/s$. c) $u_0 = 1.0m/s$. d) $u_0 = 1.25m/s$.*

Dans l'écoulement, les structures vont avoir un comportement proche de celui d'un cylindre isolé décrit au chapitre 3, même pour le cas où elles sont les plus proches ($S/D = 3$). Pour la plus petite vitesse ($0.5m/s$) les structures vibrent transversalement et longitudinalement de façon cohérente avec des amplitudes importantes. On remarque des phénomènes de résonances des cylindres, ils vibrent de façon synchrone, cependant ce phénomène n'est pas permanent et fait intervenir des groupes de 3 à 4 cylindres côte à côte.

Lorsque la vitesse augmente, les vibrations transversales se réduisent significativement, les cylindres fléchissent davantage dans le sens de l'écoulement (figure 4.5) et les résonances entre cylindres disparaissent. Dans le cas où la vitesse est la plus importante ($1.25m/s$), la flexion est significative ce qui réduit la surface en opposition avec le fluide. On constate alors qu'une partie de l'écoulement passe au-dessus des structures et sera donc peu influencée par celles-ci.

4.2.1.2 Pertes de charge

Durant cette campagne d'essais, certaines configurations expérimentales n'ont pas pu être testées car, la hauteur d'eau amont $h_0 = 0.4m$ n'a pas pu être obtenue. La présence de l'obstacle dans l'écoulement génère, dans certaines conditions, une résistance à l'écoulement importante. La guillotine placée en aval servant à piloter la hauteur d'eau n'assure plus son rôle et dans ces conditions, la hauteur d'eau amont est supérieure à $0.4m$, avec la guillotine baissée au maximum. Pour ces conditions expérimentales non contrôlées, les résultats n'étant pas valides, ils ne seront pas pris en considération ici. L'ensemble des configurations sont présentées dans le tableau 4.2, les cases grisées représentent les configurations n'ayant pas pu être testées.

		S/D			
		3	**6**	**9**	**12**
N	**1**	$0.50m/s$	$0.50m/s$	$0.50m/s$	$0.50m/s$
		$0.75m/s$	$0.75m/s$	$0.75m/s$	$0.75m/s$
		$1.00m/s$	$1.00m/s$	$1.00m/s$	$1.00m/s$
		$1.25m/s$	$1.25m/s$	$1.25m/s$	$1.25m/s$
	2	$0.50m/s$	$0.50m/s$	$0.50m/s$	$0.50m/s$
		$0.75m/s$	$0.75m/s$	$0.75m/s$	$0.75m/s$
		$1.00m/s$	$1.00m/s$	$1.00m/s$	$1.00m/s$
		$1.25m/s$	$1.25m/s$	$1.25m/s$	$1.25m/s$
	3	$0.50m/s$	$0.50m/s$	$0.50m/s$	$0.50m/s$
		$0.75m/s$	$0.75m/s$	$0.75m/s$	$0.75m/s$
		$1.00m/s$	$1.00m/s$	$1.00m/s$	$1.00m/s$
		$1.25m/s$	$1.25m/s$	$1.25m/s$	$1.25m/s$
	4	$0.50m/s$	$0.50m/s$	$0.50m/s$	$0.50m/s$
		$0.75m/s$	$0.75m/s$	$0.75m/s$	$0.75m/s$
		$1.00m/s$	$1.00m/s$	$1.00m/s$	$1.00m/s$
		$1.25m/s$	$1.25m/s$	$1.25m/s$	$1.25m/s$

TABLEAU *4.2 – Configurations expérimentales. En grisé, les configurations qui n'ont pas pu être testées pour les structures flexibles.*

Les pertes de charge obtenues indiquent que les trois paramètres de l'étude ont une influence sur les pertes de charge (figure 4.6). Lorsque le nombre de rangées augmente alors la perte de charge associée augmente. Cette augmentation est causée par l'augmentation de la résistance à l'écoulement par l'augmentation du nombre de cylindres dans l'écoulement.

Lorsque S/D diminue alors la perte de charge augmente. La réduction de S/D implique une diminution de la distance entre les cylindres, donc une réduction de la surface de passage pour l'eau. La valeur minimale pour ce paramètre est 1. Dans ce cas, la section de passage pour le fluide est nulle, donc une perte de charge infinie. On peut donc supposer que la perte de charge augmentera suivant une allure exponentielle, tendant vers l'infinie lorsque S/D tend vers 1 et tendant vers 0 lorsque S/D tend vers l'infini. Ces tendances

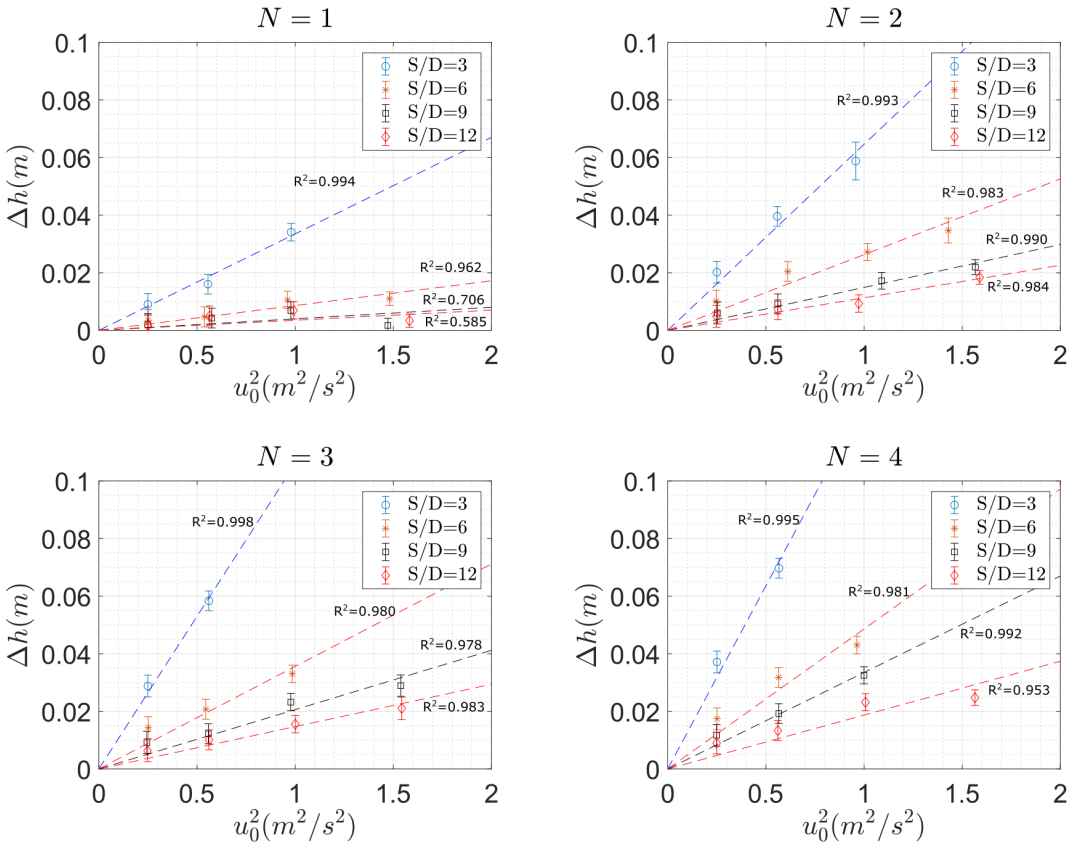


FIGURE *4.6 – Pertes de charge tracées en fonction de u_0^2 pour l'ensemble des configurations expérimentales pour les structures flexibles.*

s'observent dans l'analyse du coefficient de perte de charge qui sera présenté dans la suite.

Pour finir, les pertes de charge sont dépendantes de la vitesse, elles augmentent lorsque la vitesse augmente. Cette dépendance semble être en fonction de la vitesse au carrée (figure 4.6). Malgré la flexibilité des structures, on constate que l'évolution des pertes de charge est peu influencée par la vitesse. Les effets de la flexibilité seront présentés par la comparaison des résultats entre les essais menés avec les structures flexibles et rigides. Les coefficients de corrélation R^2 pour ces régressions linéaire sont supérieurs à 0.95, sauf pour deux d'entre elles. Cela concerne les configurations, $N = 1$ pour $S/D = 12$ et $S/D = 9$. La mauvaise qualité des régressions dans ces configurations s'explique par la faible perte de charge qu'elles induisent, la part des incertitudes de mesures devient importante vis-à-vis des résultats.

4.2.1.3 Coefficient de pertes de charge

Le coefficient de perte de charge ξ est défini comme le lien entre la perte de charge et le carré de la vitesse (équation 4.8).

$$\Delta h = \xi \frac{u_0^2}{2g} \tag{4.8}$$

Les résultats présentés précédemment permettent d'évaluer ce terme par détermination du coefficient directeur des droites de régressions linéaires des pertes de charge en fonction de u_0^2 ([Raynal, 2013], [Lemkecher, 2020]). Les coefficients ont donc été estimés à partir des droites de régression des résultats présentés précédemment (figure 4.6). Cette méthode suppose que les pertes de charge sont linéairement dépendantes du carré de la vitesse, ce qui semble être raisonnablement admissible ici, bien que cela ne soit pas tout à fait le cas. En effet, contrairement au cas d'obstacles dans une conduite pour lesquels on peut montrer la dépendance directe avec u_0^2, ici les effets de surface libre rendent les comportements plus complexes, comme le montre la construction du modèle 1D (section 4.4). De plus, les déformations des structures dépendent de la vitesse et vont avoir un effet sur les pertes de charge. Cependant la faible valeur du nombre de Cauchy laisse supposer que ces effets sont relativement faibles pour la plupart des configurations expérimentales ce qui permet d'étudier les paramètres N et S/D indépendamment de la vitesse. Les effets de la flexibilité seront étudiés dans les sections suivantes.

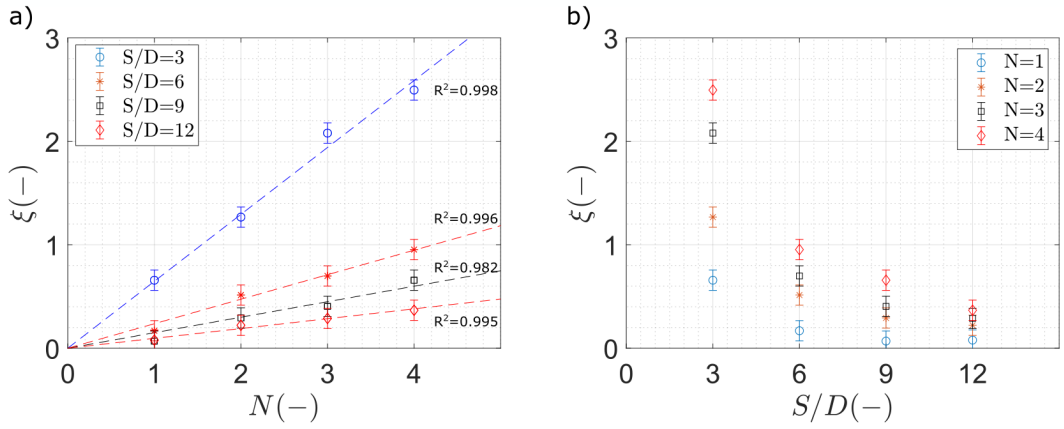


FIGURE *4.7 – a) Coefficient de pertes de charge en fonction du nombre de rangées N. b) Coefficient de pertes de charge en fonction de l'implantation S/D.*

Les résultats des coefficients de pertes de charge (figure 4.7 a) montrent une évolution avec une tendance linéaire en fonction du nombre de rangées. On ne relève pas de changement significatif de tendance entre les premières et les dernières rangées. Ce résultat indique donc que les dernières rangées de cylindres ont une influence sur le coefficient proche de celle de la première rangée. Ce résultat semble contre-intuitif puisque les dernières rangées de cylindres (3ème et 4ème) se trouvent dans le sillage direct des premières (1ère et 2ème), elles ne sont donc pas soumises aux mêmes conditions d'écoulement ce qui devrait altérer leur effet sur les pertes de charge.

De plus, dans certaines conditions expérimentales les dernières rangées sont parfois partiellement immergées à cause de la chute d'eau qui apparait dans le faisceau. La longueur non immergée peut atteindre 5% de la hauteur du cylindre, mais ne semble pas

avoir une influence significative ici. L'effet de ces deux phénomènes sur le coefficient de perte de charge semble donc se trouver dans l'incertitude de mesure et ne peut pas être mis en évidence ici.

Le coefficient de pertes de charge a tendance à décroitre de façon exponentielle en fonction du paramètre S/D (figure 4.7 b). Le coefficient tend vers 0 lorsque la densité de structures baisse (lorsque S/D augmente). Ce comportement est physiquement cohérent puisque si S/D tend vers l'infini alors la quantité de cylindres dans l'écoulement tend vers 0 donc vers une perte de charge nulle. À l'inverse, si S/D tend vers 1 alors le blocage de l'écoulement est total, la perte de charge est infinie. Nous avons donc une tendance cohérente des résultats. Il reste l'évolution entre ces deux valeurs asymptotiques qui va dépendre d'autres phénomènes et que les résultats expérimentaux permettront de caractériser pour la modélisation (section 4.4).

4.2.2 Comparaison rigides/flexibles

Pour étudier l'effet de la flexibilité sur les pertes de charge, des essais avec les mêmes configurations expérimentales que celles présentées précédemment ont été conduits, mais avec des structures rigides en acier inoxydable. Il est ainsi possible d'extraire le paramètre de flexibilité des résultats par comparaison des résultats.

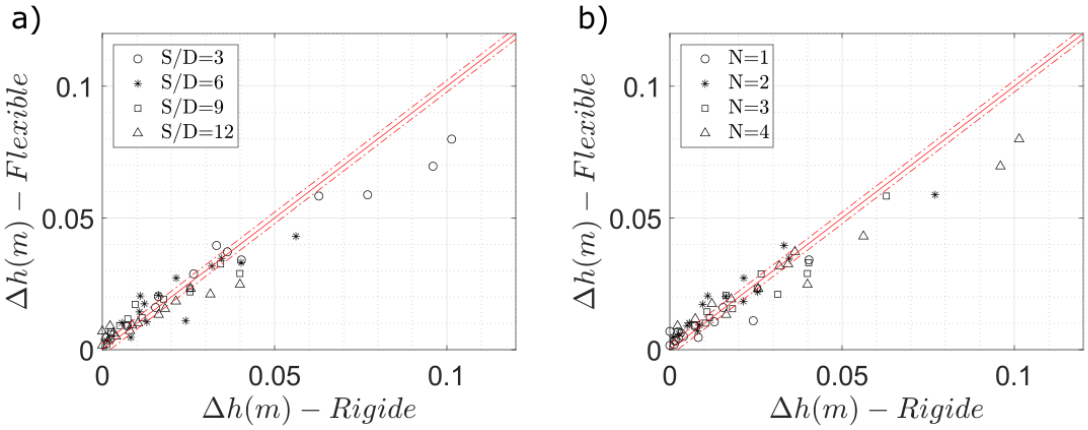


FIGURE *4.8 – Représentations graphiques des pertes de charge générées par des structures flexibles en fonction des pertes de charge générées par des structures rigides pour toutes les vitesses imposées. En rouge, la droite d'équation $x = y$, en pointillé la définition de la zone d'incertitude. a) Pour chaque valeur de S/D quel que soit N. b) Pour chaque valeur de N quel que soit S/D.*

Les pertes de charge causées par les structures rigides ont le même comportement et un niveau proche de ceux des structures flexibles pour les conditions expérimentales présentées ici (figure 4.8). Cependant, les pertes de charge les plus élevées sont plus faibles pour les structures flexibles que pour les structures rigides. Plus les conditions sont favorables à une perte de charge élevée, plus l'effet de la flexibilité sera important et réduira la perte énergétique.

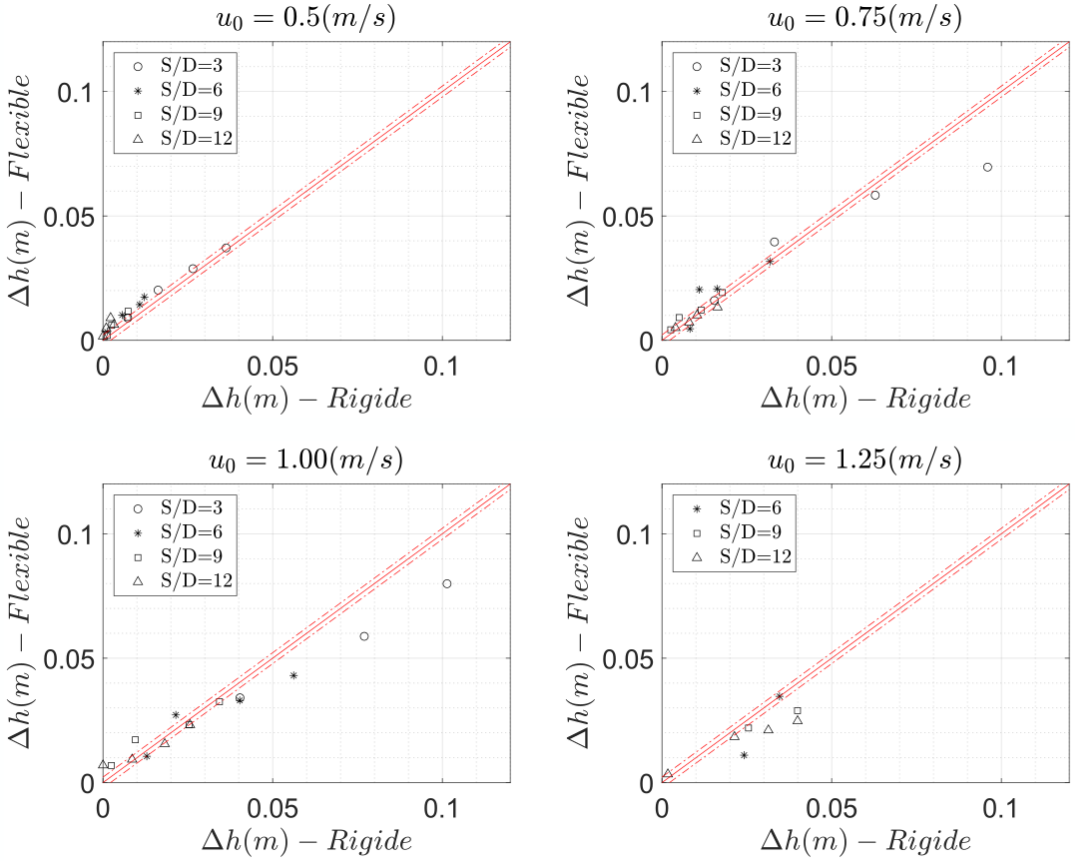


FIGURE *4.9 – Représentations graphiques des pertes de charge générées par des structures flexibles en fonction des pertes de charge générées par des structures rigides. Exprimées pour les quatre vitesses expérimentales. En rouge, la droite d'équation $x = y$, en pointillé la définition de la zone d'incertitude.*

Lorsque la vitesse est faible, la structure flexible fléchie peu, donc la surface en opposition avec le fluide est très proche de celle des structures rigides. On remarque cependant une dissipation énergétique sensiblement plus élevée pour les structures flexibles (figure 4.9). Cela s'explique par la vibration avec de grandes amplitudes des structures dans l'écoulement. En transposant les résultats obtenus sur un cylindre flexible isolé (chapitre 3), l'énergie dissipée par le matériau au cours de la vibration peut être estimée. En totalisant le nombre de cylindres dans l'écoulement et en tenant compte de l'énergie dissipée par cylindre, l'énergie dissipée par vibration peut être retranchée aux pertes de charge. Cela suppose que les cylindres se comportent dans le faisceau de la même façon qu'isolé dans un écoulement, ce que les observations expérimentales laissent admettre. Le lien entre l'énergie dissipée et la perte de charge mesurée peut alors être établi (équation 4.9).

$$\Delta H_{vib} = \frac{N_{cyl} P_d}{Q g \rho_f} \tag{4.9}$$

avec ΔH_{vib} la perte de charge exprimée en mètre, N_{cyl} le nombre total de cylindres dans l'écoulement, P_d la puissance dissipée par la vibration transversale de chaque cy-

lindre, Q le débit, g l'accélération de pesanteur et ρ_f la masse volumique du fluide.

L'application de cette hypothèse montre que la part d'énergie dissipée par vibration représente en moyenne 5% de l'énergie dissipée pour une vitesse de $0.5m/s$, 1% pour une vitesse de $0.75m/s$ et moins de 1% pour les autres vitesses. Le comportement observé s'explique donc en partie, car ces pourcentages sont trop faibles pour expliquer certains écarts observés.

Dans le cas des configurations impliquant des pertes de charge élevées, la perte énergétique pour les structures flexibles chute significativement. Cela est le cas, même pour les vitesses relativement faibles (figure 4.9, $u_0 = 0.75m/s$). Lorsque les vitesses débitantes augmentent, les pertes de charge deviennent plus faibles pour les structures flexibles que pour les structures rigides. La flexion des structures augmentant avec l'augmentation de la vitesse, la surface résistante est réduite et également la trainée des cylindres comme cela a été constaté par [Shelley *et al.*, 2002] ou [Leclercq et de Langre, 2016]. Cela est dû à la reconfiguration de la structure dont l'évolution est dépendante du nombre de Cauchy et de l'exposant de Vogel.

4.2.3 Conclusion

Les résultats expérimentaux montrent que les pertes de charge sont dépendantes du nombre de rangées de structures dans l'écoulement et de la densité d'implantation. L'évolution des pertes de charge en fonction du carré de la vitesse montre une tendance linéaire confirmée par un coefficient de corrélation élevé. Les coefficients de pertes de charge ont alors été estimés sur la base des coefficients directeurs des droites de régression. Les évolutions de ces coefficients montrent une certaine linéarité en fonction du nombre de rangées N et une décroissance exponentielle en fonction de S/D.

Les résultats obtenus dans les mêmes configurations, mais avec des structures rigides ont permis de mettre en évidence que les pertes de charge liées aux structures flexibles ont tendance à diminuer, en particulier lorsque les vitesses sont élevées. Les pertes de charge importantes impliquent une résistance importante à l'écoulement, donc une part des pertes de charge réduites par la flexion globale. Lorsque la vitesse est élevée, les structures vont fléchir, la reconfiguration va causer une réduction de la résistance et donc de la perte de charge.

4.3 Modélisation numérique

La modélisation numérique a consisté à reproduire les conditions expérimentales pour analyser le comportement du fluide au travers du faisceau de cylindres, pour obtenir les effets du fluide sur les obstacles et pour observer les pertes de charge. Ce modèle a été construit en s'appuyant sur le modèle numérique développé dans le chapitre 3 pour un cylindre isolé (LES - 3D avec surface libre). Dans un premier temps, la construction du domaine sera décrite ainsi que les conditions initiales, limites et le maillage. Dans un second temps, les résultats obtenus seront présentés et analysés.

4.3.1 Domaine

Afin de réduire les temps de calcul, le domaine numérique a été construit comme une représentation partielle du canal hydrodynamique dans lequel les essais ont été réalisés. La largeur du canal a été choisie pour permettre de représenter trois cylindres transversalement. L'implantation étudiée a été pour une valeur $S/D = 6$ (figure 4.10).

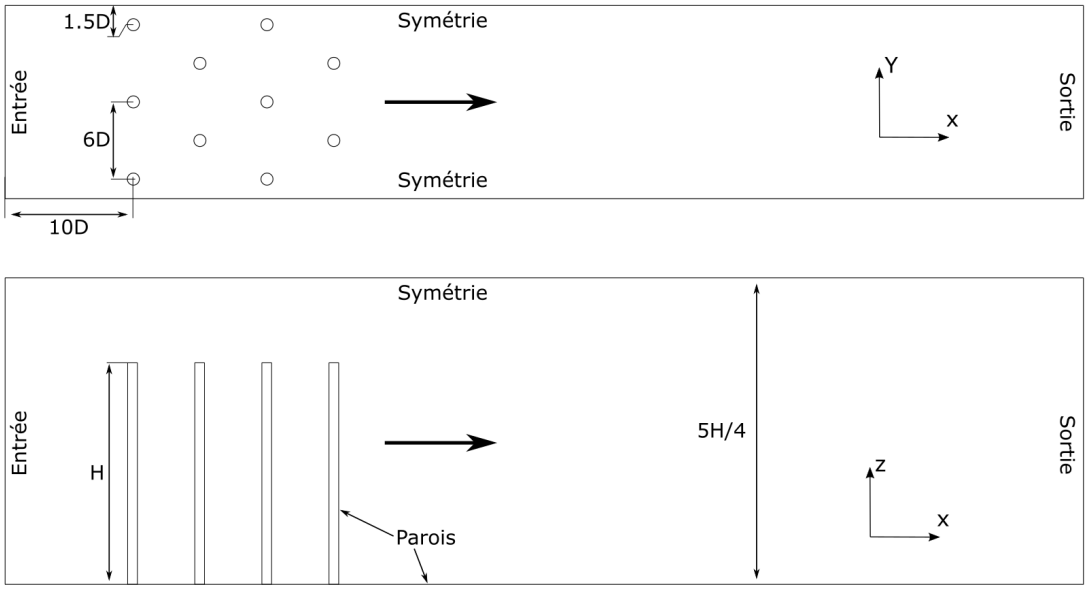


FIGURE *4.10 – Domaine numérique dans le cas d'une modélisation avec quatre rangées de cylindres dans le cas* $S/D = 6$.

La longueur du domaine a été choisie pour permettre aux phénomènes de sillage de s'établir sans que les conditions de sortie interfèrent. De plus, pour piloter convenablement la hauteur d'eau en amont des structures, une boucle d'asservissement a été mise en place (section 4.3.2.1), une partie de la longueur se trouvant dans le sillage contribue à la stabilisation de cette boucle d'asservissement.

Le maillage du domaine (figure 4.11) a été construit en s'appuyant sur les résultats du modèle numérique du cylindre isolé dans un écoulement (chapitre 3). Les mêmes conditions de maillage ont été utilisées pour les tailles de mailles et le maillage de couche limite et une dimension caractéristique dans le sillage de l'ordre de $3mm$. Cependant, dans le

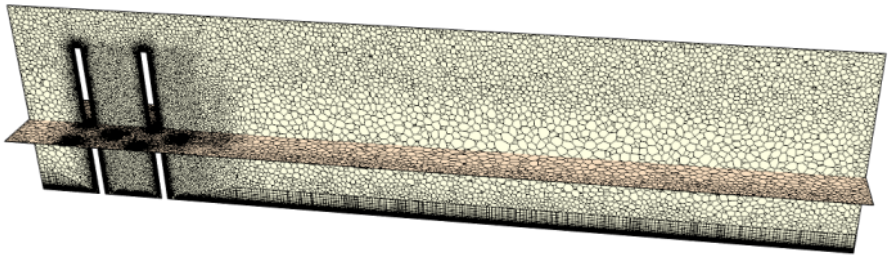


FIGURE *4.11 – Maillage du domaine.*

sillage lointain, une taille de maille relativement grossière a été paramétrée. Cette zone de l'écoulement se trouve loin de l'obstacle et le comportement de l'écoulement dans cette zone ne présente que peu d'intérêt pour l'étude. Cette partie étant destinée à assurer l'établissement des phénomènes dans le sillage, elle a été définie avec une taille de maille plus importante pour limiter le temps de calcul.

4.3.2 Conditions limites et initiales

Les conditions initiales imposées dans le domaine sont une hauteur d'eau uniforme de $0.4m$ en amont et en aval des structures. La vitesse initiale a été définie par une vitesse uniforme correspondant à la vitesse expérimentale (0.5, 0.75, 1.00 et $1.25m/s$).

Les parois latérales du domaine ainsi que le haut ont été définis par des symétries de façon à réduire le domaine, donc le temps de calcul. Le fond du canal a été défini comme une paroi avec un écoulement de couche limite.

La condition limite à l'entrée du domaine a été définie par une vitesse uniforme correspondant aux conditions expérimentales avec une hauteur d'eau de $0.4m$. Ces conditions d'entrées n'assurent cependant pas une hauteur d'eau de $0.4m$ au niveau des structures, car le blocage qu'elles génèrent nécessite un ajustement des conditions de sortie du domaine. Ces conditions de sortie ont été définies par une pression hydrostatique et une hauteur d'eau ajustée par une boucle d'asservissement de façon à piloter la hauteur d'eau amont pour respecter les conditions d'entrées $h_0 = 0.4m$. Cette méthode est détaillée dans la suite.

4.3.2.1 Pilotage de la hauteur d'eau amont

Lorsque les expériences ont été réalisées, la hauteur d'eau en amont des structures ($h_0 = 0.4m$) a été obtenue en ajustant la guillotine se trouvant en aval du canal. La hauteur de la guillotine a donc été réglée au cours des essais pour chaque configuration expérimentale de façon à atteindre la hauteur d'eau amont souhaitée.

Deux approches peuvent être menées pour reproduire numériquement cette démarche expérimentale. La première consiste à faire une simulation, constater la hauteur d'eau h_0,

ajuster la hauteur d'eau en sortie et recommencer. Une telle démarche est couteuse en temps, car la simulation doit avoir convenablement convergé pour faire l'ajustement. Une fois l'ajustement réalisé, le calcul doit être relancé et l'opération recommence. En plus d'être longue et fastidieuse, cette méthode reste incertaine puisque la hauteur d'eau h_0 retenue sera une hauteur proche de celle souhaitée, mais il n'y a aucune certitude que l'optimum soit atteint.

La seconde méthode, développée ici, consiste à implémenter une boucle de régulation au sein du modèle numérique. Cette boucle de régulation consiste à ajuster la hauteur d'eau en sortie du domaine numérique en fonction de la hauteur en amont des structures. Ainsi, lors de la simulation, le modèle numérique ajustera la hauteur d'eau en sortie de façon à atteindre la hauteur d'eau souhaitée en amont. Cette automatisation permet un gain de temps, car un seul calcul est nécessaire pour une configuration donnée, elle assure également d'atteindre la hauteur d'eau amont de façon optimale.

La boucle de régulation consiste à mesurer en amont des structures l'écart entre la consigne ($h_c = 0.4m$) et la hauteur réelle $h_0(t)$. La hauteur d'eau en sortie peut alors pilotée en considérant le comportement du système et le correcteur de régulation. Pour facilité l'étude de l'asservissement, on effectue un changement de variable par transformée de Laplace, qui permet de passer d'une variable temporelle à une variable complexe p. Ceci permet de construire le schéma de la boucle d'asservissement (figure 4.12).

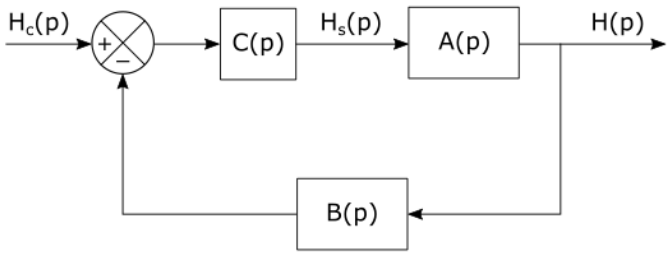


FIGURE *4.12 – Schéma de la boucle d'asservissement du modèle numérique, avec $H_c(p)$ la hauteur de consigne, $H_s(p)$ la hauteur en sortie, $H(p)$ la hauteur réelle, $A(p)$ la fonction de transfert du modèle numérique, $B(p)$ la fonction de transfert de la chaîne de retour (unitaire) et $C(p)$ le correcteur proportionnel intégral.*

$A(p)$ est la fonction de transfert du modèle numérique, elle représente l'effet de la hauteur d'eau aval sur la hauteur d'eau amont. La fonction de transfert $B(p)$ sur la boucle de retour est une fonction unitaire, car la hauteur d'eau mesurée numériquement $H(p)$ est directement réutilisée dans le calcul de la différence. Dans ces conditions, le système d'asservissement est instable et ne converge pas, cela signifie que $A(p)$ est une fonction d'ordre deux au minimum ([Granjon, 2010]), cette divergence est causée par le temps de latence entre le réglage de la hauteur aval et l'effet sur la hauteur d'eau amont. Cette inertie dépend des caractéristiques de l'écoulement et de la longueur du domaine numérique.

Pour permettre au système de converger, un correcteur proportionnel avec un gain de valeur K_p est ajouté. L'erreur de position est corrigée par un correcteur intégral de la forme $1/p$ ([Granjon, 2010]) qui permet de tendre vers une erreur de position nulle. Le correcteur $C(p)$ introduit (figure 4.12) est un correcteur proportionnel intégral de fonction de transfert K_p/p.

La fonction de transfert $A(p)$ n'a pas été déterminée ici, en revanche la valeur de gain K_p a été choisi de façon à stabiliser le système. Pour cela, une série d'essais a été réalisée de façon à trouver une valeur de K_p assurant la convergence de la hauteur d'eau amont (figure 4.13). L'intégrateur a été construit en utilisant la fonction de STARCCM+ permettant de faire une somme temporelle de l'écart entre la hauteur d'eau h_0 et la consigne $h_c = 0.4m$.

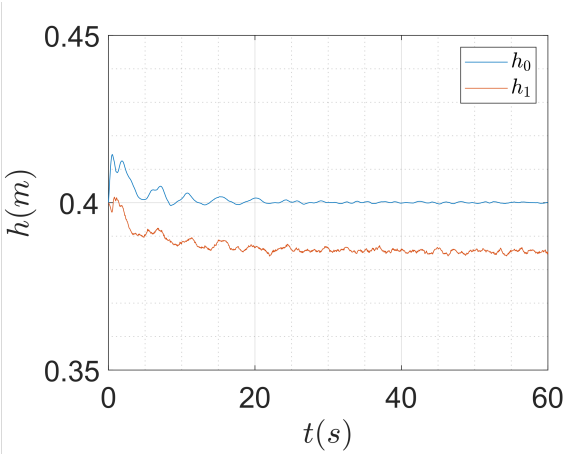


FIGURE *4.13 – Résultats numériques de l'asservissement de la hauteur d'eau amont en fonction du temps, pour une vitesse d'écoulement de* $0.5m/s$*, 4 rangées de structures rigides et* $S/D = 6$*. Avec* h_0 *la hauteur d'eau amont et* h_1 *la hauteur d'eau aval.*

4.3.3 Résultats numériques

Les résultats numériques ont été principalement obtenus pour les configurations avec structures rigides. L'utilisation de la flexibilité dans le modèle a été à la source d'instabilités dans le code de calcul, causé par le maillage recalculé à chaque pas de temps. Il arrive que des cylindres se rapprochent l'un de l'autre, ce qui cause des erreurs dans le calcul du maillage. Le calcul est alors interrompu et ne peut être relancé. C'est pourquoi il sera présenté des résultats avec des cylindres indéformables, car la convergence des quantités étudiées a été assurée.

Une seule configuration sera présentée ici, composée de quatre rangées de structures avec un entre-axes $S/D = 6$ et deux vitesses, $0.5m/s$ et $1m/s$.

4.3.3.1 Profils de vitesse

Les profils de vitesses moyennes acquis à une hauteur $z = H/2$ et au milieu de chaque rangée de cylindres montrent une réduction significative des vitesses dans le sillage des

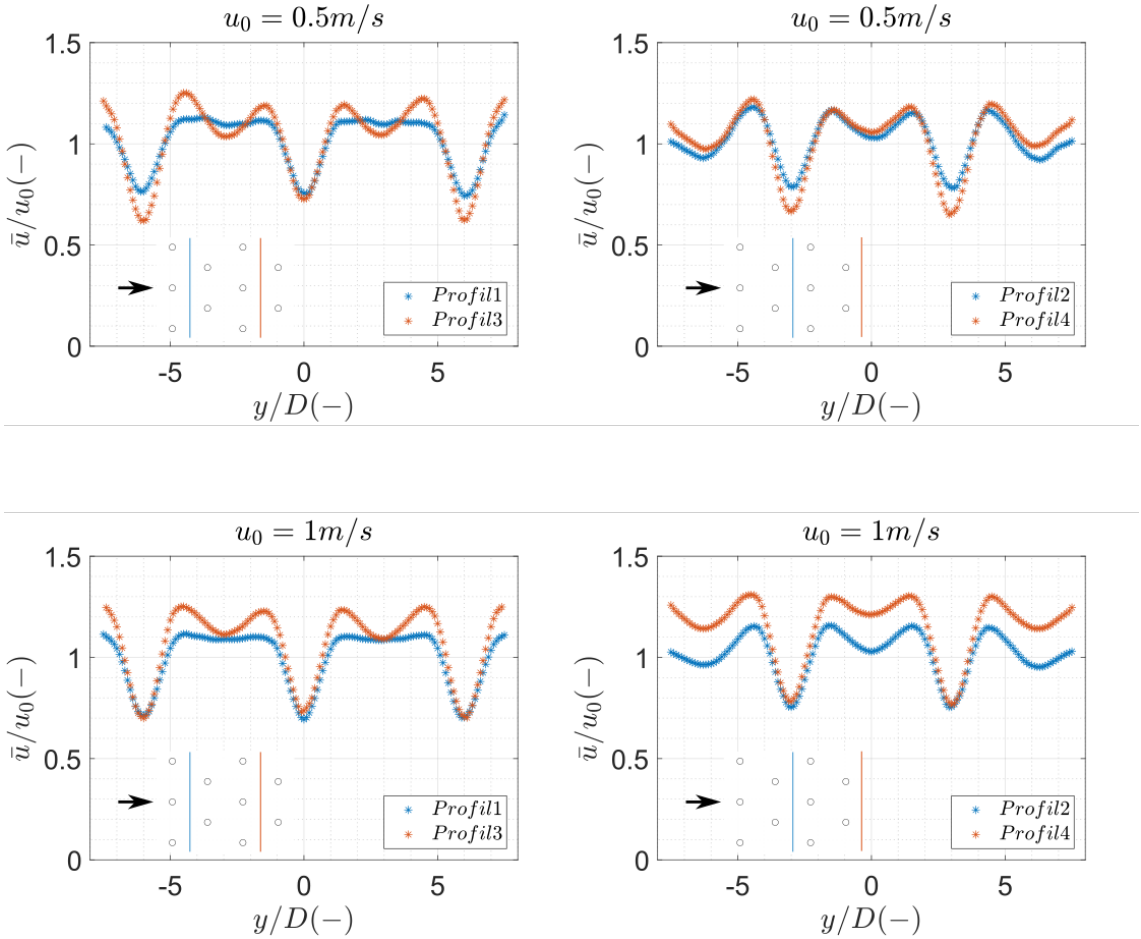


FIGURE *4.14 – Profils de vitesse longitudinales moyennes dans le sillage des cylindres rigides pour une vitesse d'entrée* u_0 *de* $0.5m/s$ *et* $1m/s$ *et* $z = H/2$.

structures. Cette réduction implique des vitesses plus élevées à l'extérieur des sillages (figure 4.14). Pour le cas où la vitesse en amont du faisceau est de $u_0 = 1m/s$, les vitesses dans les sillages sont réduites au maximum de 30%. En revanche, les vitesses augmentent au maximum d'environ 20% à l'extérieur des sillages. Cela est le cas pour les deux vitesses d'entrée.

La vitesse maximale dans le sillage peut être estimée à partir de la réduction de section de passage pour le fluide. Cela cause une vitesse plus importante pour le fluide que l'on peut estimer (équation 4.10). L'application de cette équation donne une augmentation de vitesse du même ordre que celle observée.

$$\frac{u_m}{u_0} = \frac{S}{S-D} = \frac{1}{1-\frac{D}{S}} \tag{4.10}$$

avec u_m la vitesse maximale, u_0 la vitesse d'entrée, S l'entre-axes des cylindres et D le diamètre des cylindres.

Cependant, les vitesses des profils 3 et 4 à $1m/s$ ont subi une accélération alors que ce n'est pas le cas pour $0.5m/s$. Cette accélération est causée par la baisse de hauteur

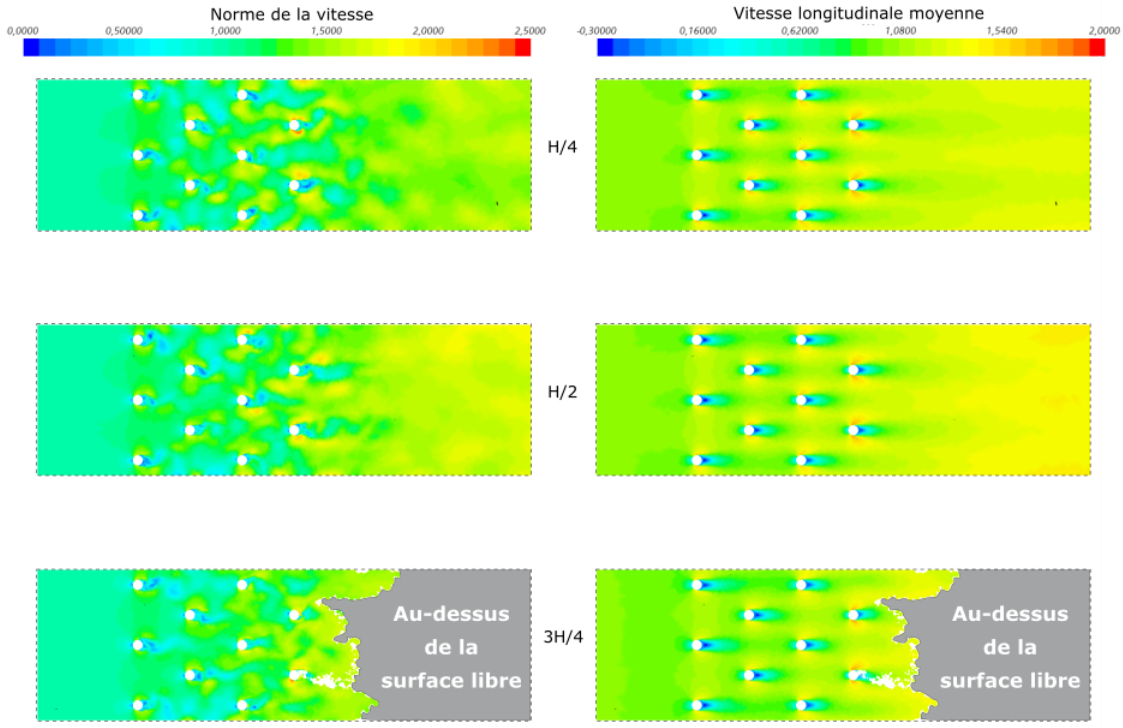


FIGURE *4.15 – Champs de vitesse pour $u_0 = 1m/s$ et trois hauteurs, $z = H/4$, $H/2$ et $3H/4$, à gauche iso norme de la vitesse instantanée, à droite, vitesse longitudinale moyenne.*

d'eau importante dans le cas de la vitesse de $1m/s$ et donc à la réduction de section qui en résulte. Dans le cas de $0.5m/s$, cette baisse n'étant pas si importante, l'accélération du fluide est moins visible.

4.3.3.2 Trainée et portance

Les résultats de simulation montrent que la trainée d'un cylindre de la première rangée de cylindres est moins importante que celles des cylindres des rangées suivantes (figure 4.16). Les trainées moyennes estimées sont respectivement pour les cylindres des rangées une à quatre de 3.4, 4.1, 4.4 et $4.9N$. Le cylindre de la première rangée a une trainée qui correspond à la trainée d'un cylindre isolée dans un écoulement de $1m/s$, estimée à $3.84N$ pour un coefficient de trainée théorique $C_x = 1.2$. En revanche, les cylindres des deux rangées suivantes ont une trainée plus importante. Il semble que ces trainées plus importantes sont causées par l'accélération du fluide entre les cylindres de la première rangée (section 4.3.3.1). En effet, les vitesses moyennes dans le sillage des cylindres sont significativement réduites, alors le fluide qui se trouve hors des sillages et qui impacte la rangée suivante a une vitesse plus importante que la vitesse du fluide en entrée (figure 4.14). Si la trainée est calculée avec la vitesse de l'écoulement entre les structures (équation 4.15), alors la trainée théorique obtenue est de $4.6N$, qui se trouve être dans le même ordre de grandeur que les résultats des rangées deux et trois.

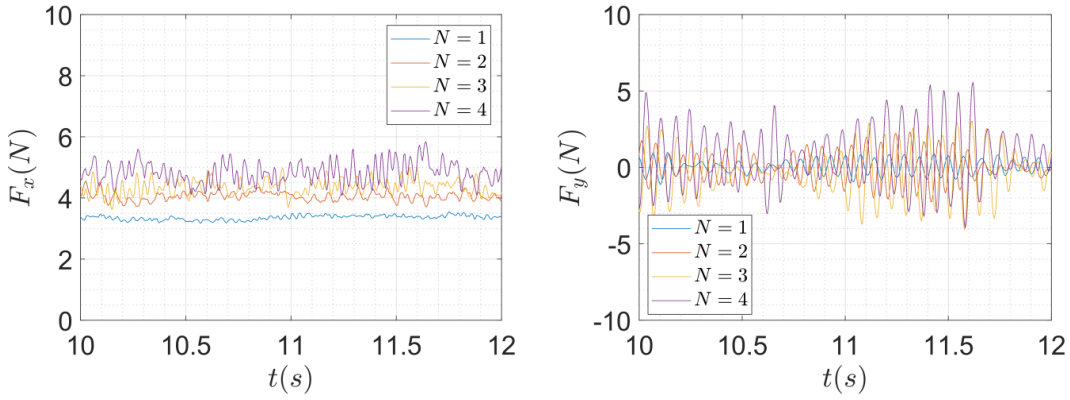


FIGURE *4.16 – Trainée F_x et portance F_y des cylindres rigides dans le cas $S/D = 6$ pour une vitesse de $1m/s$ avec N la position du cylindre dans le faisceau.*

Pour la dernière rangée, l'augmentation de la trainée est significative par rapport aux rangées précédentes. Cette augmentation peut être causée par l'absence de rangées en aval de celle-ci. Le fluide dans le sillage ne sera donc pas affecté par la présence de cylindres, le lâcher tourbillonnaire pourra s'établir, comme le laisse supposer l'apparition des oscillations, moins présente sur les rangées précédentes.

Les variations de portances subies par les cylindres ont des fréquences d'environ $14.5Hz$ pour tous les cylindres. Cependant, les amplitudes de portance sont beaucoup plus élevées pour le cylindre de la dernière rangée que pour la première. L'amplitude maximale pour la première rangée est de $3.3N$, pour la seconde rangée, $5.5N$, pour la troisième $8.7N$ et pour la dernière $10.9N$. Pour un cylindre isolé, la fréquence de Strouhal pour une même vitesse ($1m/s$) est de $f_{St} = 12.5Hz$, qui a bien été retrouvée sur les résultats numériques (chapitre 3). Ici, la fréquence obtenue est plus élevée, si le calcul de la fréquence de Strouhal est refait en tenant compte de la vitesse du fluide entre les cylindres (équation 4.15), $f_{St} = 14Hz$, ce qui est plus proche des valeurs observées.

Ces résultats montrent que l'utilisation de la vitesse maximale entre les structures semble être pertinente pour représenter les phénomènes qui y apparaissent, que ce soit pour la trainée ou la portance. Cette vitesse sera donc utilisée pour la modélisation 1D des pertes de charge.

4.3.3.3 Hauteur d'eau

Les différences de hauteurs entre l'amont et l'aval des structures ont pu être déterminées, donc la perte de charge a pu être estimée pour les deux vitesses d'écoulement (figure 4.17).

Pour $u_0 = 0.5m/s$, la hauteur d'eau en aval est de $h_1 = 0.385m$ (figures 4.13 et 4.17), soit une perte de charge de $\Delta h_{sim} = 0.0140m$. Les résultats expérimentaux pour une même configuration ont donné $\Delta h = 0.0122 \pm 0.0045m$. Les pertes de charge estimées à partir du modèle numérique sont supérieures de 15% par rapport aux résultats expérimen-



FIGURE *4.17 – Fraction d'eau pour un faisceau de structures rigides avec $N = 4$ rangées et $S/D = 6$. En haut pour une vitesse $u_0 = 0.5m/s$, en bas pour une vitesse $u_0 = 1.0m/s$.*

taux. Cependant, le résultat numérique reste dans le domaine d'incertitude des mesures expérimentales.

Pour $u_0 = 1m/s$, la hauteur d'eau en aval est de $h_1 = 0.256m$, soit une perte de charge de $\Delta h_{sim} = 0.0705m$. Les résultats expérimentaux pour une même configuration ont donné $\Delta h = 0.0562 \pm 0.0064mm$. Les pertes de charge estimées à partir du modèle numérique sont supérieures de 25% par rapport aux résultats expérimentaux. Pour cette configuration, les résultats numériques sont en dehors du domaine d'incertitude.

Pour finir, dans ces calculs de pertes de charge avec le modèle numérique, les pertes causées par la friction sur le fond du canal n'ont pas été soustraites comme cela a été fait dans les cas expérimentaux. Cela peut expliquer une partie des écarts entre ces résultats.

4.3.4 Conclusion

Le modèle numérique qui a été construit a permis de visualiser l'écoulement dans le faisceau de cylindres. C'est écoulement subit des changements dès le franchissement de la première rangée. Les vitesses sont significativement modifiées ce qui entraine une augmentation de la trainée pour les rangées suivantes. La baisse de hauteur d'eau au travers du faisceau contribue également à l'augmentation de trainée puisque cela se traduit par une augmentation de la vitesse du fluide. De plus, les lâchers tourbillonnaires ont tendance à avoir des fréquences plus élevées que dans le cas de cylindres isolés dans les mêmes conditions hydrodynamiques.

Ces résultats permettent de définir comme vitesse caractéristique dans le faisceau de structures la vitesse maximale entre les barreaux pour la trainée comme pour le compor-

tement dynamique.

Le modèle numérique a permis de déterminer les pertes de charge dans les deux cas simulés. Les résultats montrent que dans le cas de la vitesse la plus basse ($0.5m/s$), la perte de charge obtenue se trouve dans la zone d'incertitude élargie expérimentale. En revanche, pour la vitesse la plus élevée ($1.0m/s$), le résultat numérique de perte de charge est surestimé et se trouve en dehors de la plage d'incertitude. Cependant, les effets de friction n'ont pas été soustraits des résultats et peuvent en partie expliquer ces résultats.

Ce modèle particulièrement instable avec l'ajout de la flexibilité n'a pas donné de résultats suffisamment fiables pour présenter les phénomènes d'IFS. Cependant, il fournit de bonnes bases pour mener de futures simulations intégrant ces phénomènes. Les problèmes de collisions des structures entre elles ou avec les bords du domaine sont une des difficultés à analyser et a éviter lors des calculs.

4.4 Modélisation 1D

Dans cette section est présentée la démarche suivie pour la construction d'un modèle permettant d'estimer les pertes de charge en fonction de la configuration expérimentale. Les paramètres étudiés précédemment seront introduits dans la modélisation, le nombre de rangées N, l'espace entre les cylindres S/D et la vitesse d'écoulement u_0.

La première partie du travail a consisté à mettre en application de théorème de Vaschy-Buckingham pour quantifier le nombre de paramètres adimensionnels du modèle. La construction du modèle qui a suivi est basée sur l'analyse des quantités de mouvement. L'application de cette méthode a tout d'abord été mise en place pour les structures rigides, puis la flexibilité des structures a été introduite dans un second temps.

4.4.1 Construction du modèle

4.4.1.1 Étude générale du problème

Une façon générale d'aborder une modélisation est de déterminer le nombre de paramètres nécessaires pour caractériser le problème. Ces paramètres sont définis par des nombres adimensionnels dont la quantité doit être suffisante pour représenter l'intégralité des comportements observés. Cette estimation est faite par l'application du théorème de Vaschy-Buckingham, (aussi connu sous le nom de théorème de Pi) [White, 2016].

Le problème des structures rigides dépend de $p = 8$ paramètres (équation 4.11).

$$\Delta h = f(u_0, h_0, \rho_f, \mu, D, S, H, N) \tag{4.11}$$

avec Δh la perte de charge, f la fonction définissant le modèle, u_0 la vitesse en amont des structures, h_0 la hauteur en amont des structures, ρ_f la masse volumique du fluide,μ la viscosité dynamique du fluide, D le diamètre des structures, S l'entre-axes des structures, H la hauteur des structures et N le nombre de rangée de structures.

Ces paramètres sont définis par $d = 3$ dimensions fondamentales, $[M]$, $[L]$ et $[T]$. Le théorème de Vaschy-Buckingham dit que $p - d = 5$ nombres sans dimensions sont nécessaire pour caractériser complètement ce problème.

L'ajout de la flexibilité au problème conduit à prendre en considération le module d'Young E dans l'étude. Le nombre de paramètres passe alors à 9, mais le nombre de grandeurs fondamentales reste identique, ce qui conduit à définir 6 nombres sans dimension.

La sélection de ces nombres sans dimension sera faite par identification après avoir mené l'étude de la conservation des quantités de mouvement pour construire le modèle.

4.4.1.2 Bilan des quantités de mouvement : cylindres rigides

La construction du modèle est faite à partir de la conservation de la quantité de mouvement (équation 4.12) sur un volume de contrôle (figure 4.18). Pour cette étude, l'écoulement est supposé stationnaire, uniforme en amont et en aval de l'obstacle (figure

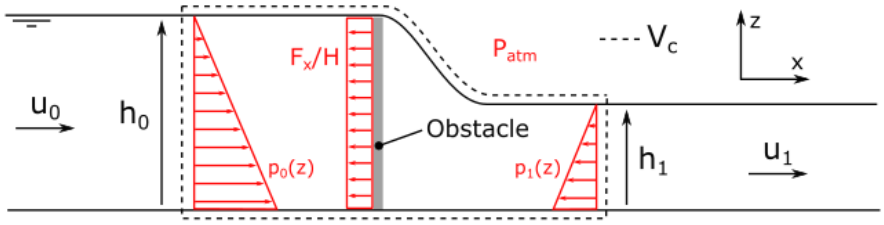


FIGURE *4.18 – Bilan des actions mécaniques sur le volume de contrôle V_c.*

4.18). De plus, les frottements du canal ne sont pas pris en considération puisqu'ils ont été retranchés des résultats expérimentaux et la vitesse est supposée uniforme et égale à la vitesse débitante (les effets de couche limite sont négligés), seules les résistances causées par l'obstacle seront étudiées. L'équation 4.12 peut alors être simplifiée en éliminant le terme propre à l'accélération et aux forces de frottement.

$$\sum \overrightarrow{F_{ext}} = \int\int\int_{V_c} \frac{d\rho_f \overrightarrow{u}}{dt} dV_c + \int\int_{S_c} \rho_f \overrightarrow{u}(\overrightarrow{u}.\overrightarrow{n}) dS_c \tag{4.12}$$

avec $\sum \overrightarrow{F_{ext}}$ le bilan des actions mécaniques qui s'appliquent sur le volume de contrôle, ρ_f la masse volumique du fluide, $\overrightarrow{u}$ le vecteur vitesse, $\overrightarrow{n}$ le vecteur normal au volume de contrôle orienté vers l'extérieur, V_c le volume de contrôle et S_c la surface délimitant la frontière du volume de contrôle.

Trois actions mécaniques sont considérées ici, les pressions hydrostatiques amont et aval, la pression atmosphérique p_{atm} et la trainée de l'obstacle, le tout projeté suivant l'axe x (figure 4.18). Les actions de pesanteur étant suivant l'axe vertical, elles ne sont pas considérées dans la suite. Les pressions hydrostatiques dépendent directement des hauteurs d'eau amont et aval, avec l'expression de la pression suivante $p_i(z) = \rho_f g(h_i - z) + p_{atm}$. Les intégrations des pressions sur les sections de passage amont et aval peuvent être faites (équations 4.13).

$$L_c \int_0^{h_0} p_0(z)dz = \frac{1}{2} L_c \rho_f g h_0^2 + L_c h_0 p_{atm} \; ; \; L_c \int_0^{h_1} p_1(z)dz = -\frac{1}{2} L_c \rho_f g h_1^2 - L_c h_1 p_{atm} \tag{4.13}$$

avec, les pressions $p_0(z)$ et $p_1(z)$ respectivement les pressions en amont et en aval de l'obstacle (figure 4.18), ρ_f la masse volumique du fluide, g la constante gravitationnelle, h_0 et h_1 respectivement les hauteurs d'eau amont et aval et L_c la largeur du canal ($L_c = N_c S$). Avec N_c le nombre de cylindres par rangée et S l'entre-axes des cylindres. La prise en considération de la pression atmosphérique conduit à définir une équation supplémentaire (équation 4.14). La somme de l'ensemble des pressions (équations 4.13 et 4.14) conduit à la disparition de la pression atmosphérique pour la suite.

$$L_c \int_{h_1}^{h_0} p_{atm} dz = -L_c p_{atm}(h_0 - h_1) \tag{4.14}$$

La trainée globale de l'obstacle est définie à partir de la trainée d'un cylindre isolé dans un écoulement transverse $\left(\frac{1}{2}\rho_f H D C_x u^2\right)$. Cette trainée est estimée à partir du coefficient de trainée $C_x = 1.2$, obtenu pour un cylindre isolé [Blevins, 2003] pour un nombre de Reynolds équivalent. Il est supposé ici que la trainée totale dépend du nombre de cylindres dans l'écoulement, donc que chaque cylindre a la même trainée, qu'il se trouve sur la première ou la dernière rangée. De plus, les données de la littérature montrent également que pour des rangées de cylindres suffisamment espacées avec peu de rangées, la perte de charge peut être estimée à partir d'un cylindre isolé [Blevins, 2003]. La trainée d'un seul cylindre est donc multipliée par $N_c N$, respectivement le nombre de cylindres par rangées et le nombre de rangées, ce qui donne le nombre total de cylindres.

La trainée de l'ensemble du faisceau dépend de la vitesse maximale entre les barreaux u_m, [Blevins, 2003]. Cette vitesse est estimée à partir de la réduction de la section de passage du fluide au travers d'une rangée de cylindres. La distance minimale entre les cylindres est utilisée, $S - D$, pour calculer la vitesse maximale (équation 4.15).

$$u_m = \left(\frac{S}{S-D}\right) u_0 = \left(\frac{1}{1-\frac{D}{S}}\right) u_0 \tag{4.15}$$

La trainée totale F_{tot-x} peut alors être exprimée pour l'ensemble du faisceau dans l'écoulement (équation 4.16).

$$F_{tot-x} = -N_c N \left(\frac{1}{2}\rho_f H D C_x \left(\frac{1}{1-\frac{D}{S}}\right)^2 u_0^2\right) \tag{4.16}$$

À partir des équations 4.12, 4.13 et 4.16, l'équation du bilan des quantités de mouvement peut être exprimée selon x :

$$\frac{1}{2}L_c\rho_f g h_0^2 - \frac{1}{2}L_c\rho_f g h_1^2 - N_c N \left(\frac{1}{2}\rho_f H D C_x \left(\frac{1}{1-\frac{D}{S}}\right)^2 u_0^2\right) = \rho_f h_1 L_c u_1^2 - \rho_f h_0 L_c u_0^2 \tag{4.17}$$

Sachant que $L_c = N_c S$, que $u_1 = u_0 h_0 / h_1$ (conservation du débit) il est possible de simplifier l'équation précédente :

$$h_0^2 - h_1^2 - N\frac{HD}{S\left(1-\frac{D}{S}\right)^2} C_x \frac{u_0^2}{g} = \frac{2h_0^2 u_0^2}{g h_1} - \frac{2h_0 u_0^2}{g} \tag{4.18}$$

L'équation 4.18 est transformée pour trouver la hauteur d'eau aval h_1 et pour faire apparaitre les grandeurs adimentionnées du théorème de Pi :

$$\frac{h_1^3}{h_0^3} + \frac{h_1}{h_0}\left(N\frac{D}{S}\frac{H}{h_0}\frac{C_x}{\left(1-\frac{D}{S}\right)^2}\frac{u_0^2}{g h_0} - \frac{2u_0^2}{g h_0} - 1\right) + \frac{2u_0^2}{g h_0} = 0 \tag{4.19}$$

Cette équation est un polynôme d'ordre trois qui permet de trouver la hauteur d'eau relative h_1/h_0 en fonction de la configuration expérimentale. Cette équation dépend de 5 grandeurs adimensionnées, le nombre de rangées N_r, la configuration d'implantation S/D, le nombre de Reynolds $C_x(Re)$, du nombre de Froude $u_0^2/(g h_0)$ et de la hauteur

d'eau relative à la hauteur des structures.

Le résultat de cette équation peut être réintroduit dans l'équation du calcul des pertes de charge relative exprimée en fonction de la hauteur d'eau relative h_1/h_0 (équation 4.20). Il est alors possible de connaitre la perte de charge théorique en fonction de la configuration expérimentale.

$$\frac{u_0^2}{2gh_0}\left(1-\frac{h_0^2}{h_1^2}\right)+\left(1-\frac{h_1}{h_0}\right)=\frac{\Delta h}{h_0} \tag{4.20}$$

La mise en application de ce modèle montre qu'un écart significatif subsiste avec les données expérimentales pour les faibles valeurs S/D (figure 4.20 pour $\alpha = 0$). Cela est cohérent avec la théorie sur les pertes de charge pour des implantations alternées comme dans cette étude. En effet, lorsque le $S_l/D > 3$ (avec S_l la distance entre deux rangées, ici $S_l = S\sqrt{3}/2$), l'utilisation d'une trainée basée sur un cylindre seul est pertinente, en revanche elle ne l'est plus lorsque $S_l/D < 3$. Dans ce dernier cas, un facteur correctif est introduit [Blevins, 2003] qui permet de tenir compte des effets du confinement du fluide entre les cylindres. Cette condition se produit lorsque $S/D = 3$ et le cas $S/D = 6$ en est proche.

Pour compléter ce modèle en tenant compte de ces phénomènes, le coefficient C_F est introduit. Dans la littérature, ce coefficient est estimés à partir d'abaques, cependant l'approche suivie dans ce développement consiste à le construire différemment de façon à l'intégrer au modèle. Il est défini par le ratio entre la surface transversale de fluide sans les cylindres et la surface de passage au travers des cylindres (équation 4.21). Afin que ce paramètre adimensionnel tienne compte de l'évolution observée expérimentalement et des effets de confinement du fluide au travers des cylindres, il est ajusté par la puissance α qui sera déterminée sur la base des données expérimentales.

$$C_F=\left(\frac{S}{S-D}\right)^{\alpha}=\left(\frac{1}{1-\frac{D}{S}}\right)^{\alpha} \tag{4.21}$$

L'évolution asymptotique de ce paramètre montre que lorsque $H = h_0$, si S tend vers D, alors C_F tend vers l'infini, donc un blocage total du fluide. À l'inverse, lorsque S tend vers l'infini, alors C_F tend vers 1, donc aucun effet de confinement. Pour finir, il est possible de modifier le terme ND/S pour introduire le paramètre a (équation 4.7) classiquement utilisé dans la littérature pour définir des canopées. Dans ce cas, $ND/S = aNS\sqrt{3}/2 = aNS_l$. L'équation finale peut alors être exprimée (équation 4.22). Il peut être remarqué que NS_l correspond à la longueur de référence longitudinale d'implantation des structures.

$$\frac{h_1^3}{h_0^3}+\frac{h_1}{h_0}\left(NS_la\frac{H}{h_0}\frac{C_x}{\left(1-\frac{D}{S}\right)^{2+\alpha}}\frac{u_0^2}{gh_0}-\frac{2u_0^2}{gh_0}-1\right)+\frac{2u_0^2}{gh_0}=0 \tag{4.22}$$

4.4.1.3 Ajout de la flexibilité

Le modèle évoqué précédemment a été construit en supposant la hauteur de l'obstacle comme constante, ce qui est le cas pour les essais avec les structures rigides. En revanche, la notion de flexibilité doit être introduite pour le cas des structures déformables. Il a été présenté les deux phénomènes engendrant de la dissipation énergétique, la vibration des structures et l'opposition à l'écoulement. Pour le premier point, les résultats de pertes de charge obtenus pour de faibles vitesses montrent que la dissipation par vibration est négligeable par rapport aux autres phénomènes. La résistance causée par la présence des cylindres a un effet prépondérant sur les pertes énergétiques.

La flexibilité des structures a pour conséquence de réduire la surface projetée en opposition avec le fluide. Cette réduction de trainée appelée reconfiguration R est causée par la flexion de la structure. Elle est directement proportionnelle au nombre de Cauchy C_Y à la puissance ν, appelé exposant de Vogel, nous avons $R \propto C_Y^{\nu}$. Le paramètre de reconfiguration R est ajouté au modèle, il est défini comme $R = KC_Y^{\nu}$. Les termes K et ν ont été déterminés à partir des résultats expérimentaux de façon à limiter l'écart entre le modèle et les résultats. L'équation 4.22 devient donc en introduisant le nombre de Cauchy :

$$\frac{h_1^3}{h_0^3} + \frac{h_1}{h_0}\left(NS_l a \frac{RH}{h_0} \frac{C_x}{\left(1-\frac{D}{S}\right)^{2+\alpha}} \frac{u_0^2}{gh_0} - \frac{2u_0^2}{gh_0} - 1\right) + \frac{2u_0^2}{gh_0} = 0 \tag{4.23}$$

Il a donc été ajouté au modèle une nouvelle grandeur, la flexibilité avec le nombre de Cauchy, dépendant du module d'Young du matériau. Le problème est donc défini par 6 nombres adimensionnés conformément aux résultats du théorème de Pi.

4.4.2 Résultats du modèle

4.4.2.1 Résolution du modèle

La résolution du système d'équations (équation 4.24) permet de calculer la perte de charge Δh en fonction des conditions expérimentales, h_0, u_0, N et S_l.

$$\begin{cases} \frac{h_1^3}{h_0^3} + \frac{h_1}{h_0}\left(NS_l a \frac{RH}{h_0} \frac{C_x}{\left(1-\frac{D}{S}\right)^{2+\alpha}} \frac{u_0^2}{gh_0} - \frac{2u_0^2}{gh_0} - 1\right) + \frac{2u_0^2}{gh_0} = 0 \\ \frac{u_0^2}{2gh_0}\left(1 - \frac{h_0^2}{h_1^2}\right) + \left(1 - \frac{h_1}{h_0}\right) = \frac{\Delta h}{h_0} \end{cases} \tag{4.24}$$

Sa résolution a été réalisée avec la fonction de résolution de polynôme du logiciel *MATLAB*. Étant donné que le premier terme est un polynôme d'ordre trois ($a_3\left(\frac{h_1}{h_0}\right)^3 + b_3\left(\frac{h_1}{h_0}\right)^2 + c_3\frac{h_1}{h_0} + d_3 = 0$), une, deux ou trois solutions réelles peuvent exister. Lorsque le discriminant Δ_3 du polynôme ($\Delta_3 = d_3^2 + \frac{4c_3^3}{27}$) est négatif, alors trois solutions réelles existent, h_1', h_1'' et h_1'''. Parmi ces trois solutions, la première h_1', donne systématiquement un nombre réel négatif, ce qui permet de déterminer une perte de charge élevée (figure 4.19), mais qui n'a pas de sens physique. La troisième solution h_1''', donne des valeurs réelles tant que le discriminant est négatif. Cependant, la perte de charge calculée avec ces valeurs réelles n'a pas de sens puisqu'elles tendent vers $-\infty$ lorsque la vitesse tend

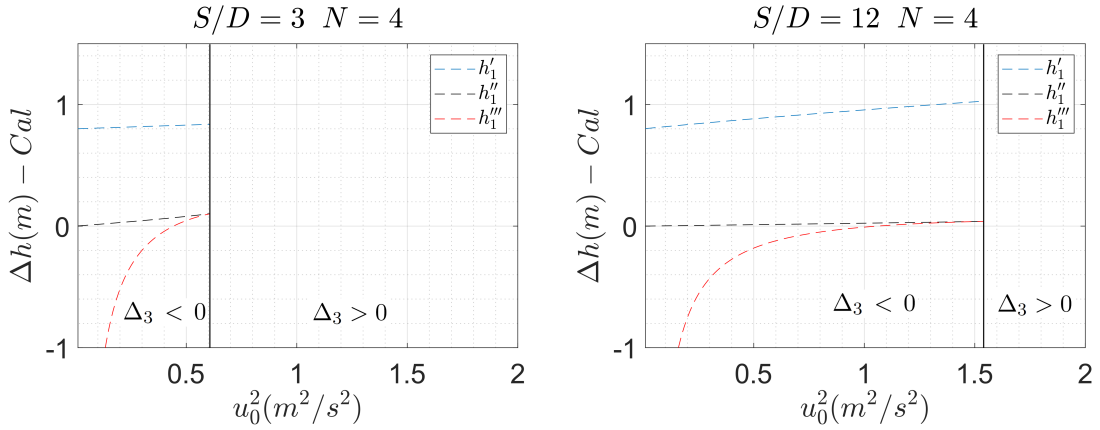


FIGURE *4.19 – Évolution des pertes de charge pour les trois hauteurs d'eau théoriques solutions du modèle en fonction de la vitesse amont au carrée, données ici pour deux configurations des structures rigides.*

vers $0m/s$ (figure 4.19). Ce comportement n'est pas représentatif de la physique, ni des résultats expérimentaux. La seconde solution h_1'', donne des hauteurs d'eau théoriques réelles, positives et inférieures à la hauteur d'eau amont. De plus, les pertes de charge calculées avec cette solution donnent un résultat nul lorsque la vitesse est nulle (figure 4.19). Cette solution sera celle conservée pour estimer la hauteur d'eau aval.

Lorsque ce modèle est résolu, il peut être mis en évidence que les cas pour lesquels $\Delta_3 > 0$ correspondent à des configurations théoriquement impossibles à réaliser expérimentalement puisque la solution retenue h_1'' est un nombre complexe. C'est-à-dire que la hauteur d'eau amont imposée ainsi que la vitesse ne peuvent pas offrir de solutions réelles à l'équation 4.24. Si les configurations expérimentales choisies (tableau 4.2) sont introduites dans le modèle, alors les configurations qui n'ont pas pu être réalisées expérimentalement ont systématiquement un discriminant Δ_3 positif. En revanche, dans certaines configurations, dont la vitesse maximale admissible a été déterminée expérimentalement, la valeur du discriminant est parfois positive alors que les conditions expérimentales ont pu être respectées.

L'analyse de ce discriminant peut donc être un bon indicateur sur la faisabilité d'une configuration expérimentale. Cependant, lorsque la configuration est proche de la limite de faisabilité, alors les résultats qu'il apporte restent incertains.

4.4.2.2 Cylindres rigides

Dans le cas des structures rigides, l'exposant de Vogel ν a été fixé à 0 et K à 1 pour ne pas prendre en considération la flexibilité dans le modèle. Si on ne prend pas en considération le paramètre de confinement ($\alpha = 0$), alors on constate que le modèle apporte un niveau convenable de fidélité hormis pour les valeurs faibles de S/D avec des pertes de charge importantes (figure 4.20). L'introduction du paramètre α permet d'ajuster le modèle. Celui-ci a été fixé à -0.66, ce qui permet de resserrer les données calculées sur

les données expérimentales (figure 4.20).

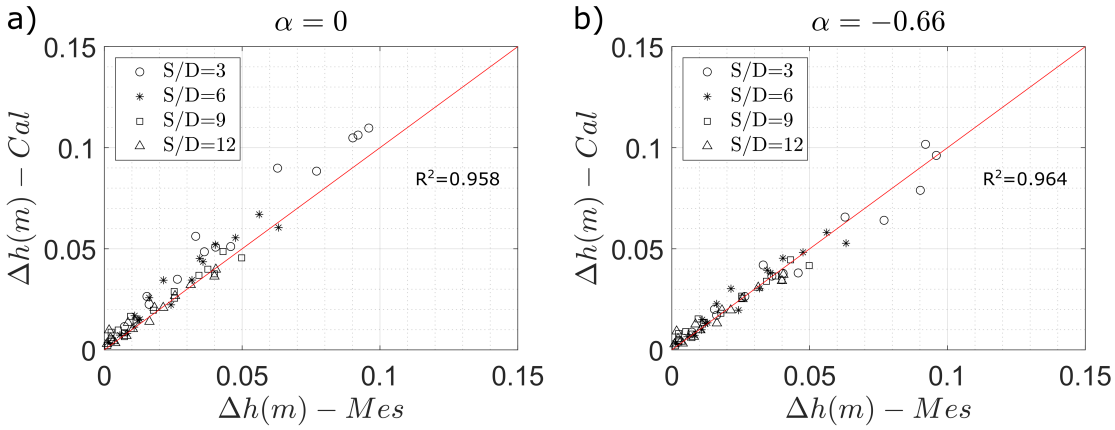


FIGURE *4.20 – Résultats du modèle en fonction des résultats expérimentaux pour les structures rigides. a) Avec* $\alpha = 0$*. b) Avec* $\alpha = -0.66$*.*

Globalement, les résultats sont surestimés avec le modèle lorsque $\alpha = 0$, la compensation par $\alpha = -0.66$ assure une meilleure fidélité des résultats. Cependant, on constate des écarts qui sont significatifs pour les cas de pertes de charges élevées. Ces écarts ont plusieurs sources probables d'explications. Les expériences montrent que les hauteurs immergées des cylindres ne sont pas constantes lorsque la hauteur d'eau chute. La hauteur d'eau commence à baisser à l'intérieur du faisceau de structures, alors les dernières rangées de cylindres sont partiellement immergées. On peut estimer à 5% la hauteur non immergée maximale observée. La longueur en opposition avec le fluide est donc plus faible que celle proposée dans le modèle. Le second point est la présence de bulles dans la zone proche de la surface libre, dans le sillage de la première rangée de cylindres. L'écoulement est donc en partie diphasique, la trainée des cylindres se trouvant dans cette zone sera donc réduite puisque la masse volumique moyenne sera plus basse.

4.4.2.3 Cylindres flexibles

Le modèle flexible a été résolu par l'ajout du paramètre de reconfiguration R dans l'équation de trainée en conservant $\alpha = -0.66$. Ce nombre permet de prendre en considération la réduction de trainée causée par la flexion des structures flexibles. Les paramètres K et ν ont été déterminés et semble atteindre un optimum pour $K = 0.90$ et $\nu = -0.29$.

Les pertes de charge déterminées par le modèle offrent un niveau de corrélation qui semble satisfaisant. Un écart important entre les résultats du modèle et les résultats expérimentaux apparait pour le point de pertes de charge la plus importante. De plus, certains points expérimentaux n'ont pas été pris en considération puisque le modèle n'a pas permis de les estimer. Ces points correspondent à des solutions complexes du modèle d'ordre trois, donc correspondant à des valeurs de Δ_3 positives. Cela correspond aux cas où les conditions d'écoulement n'étaient pas contrôlées, donc aux résultats expérimentaux n'ayant pas pu être exploités.

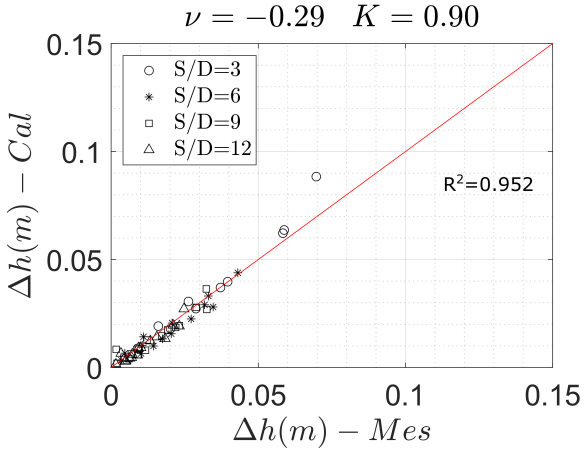


FIGURE *4.21 – Résultats du modèle en fonction des résultats expérimentaux pour les structures flexibles, avec* $K = 0.90$ *et* $\nu = -0.29$.

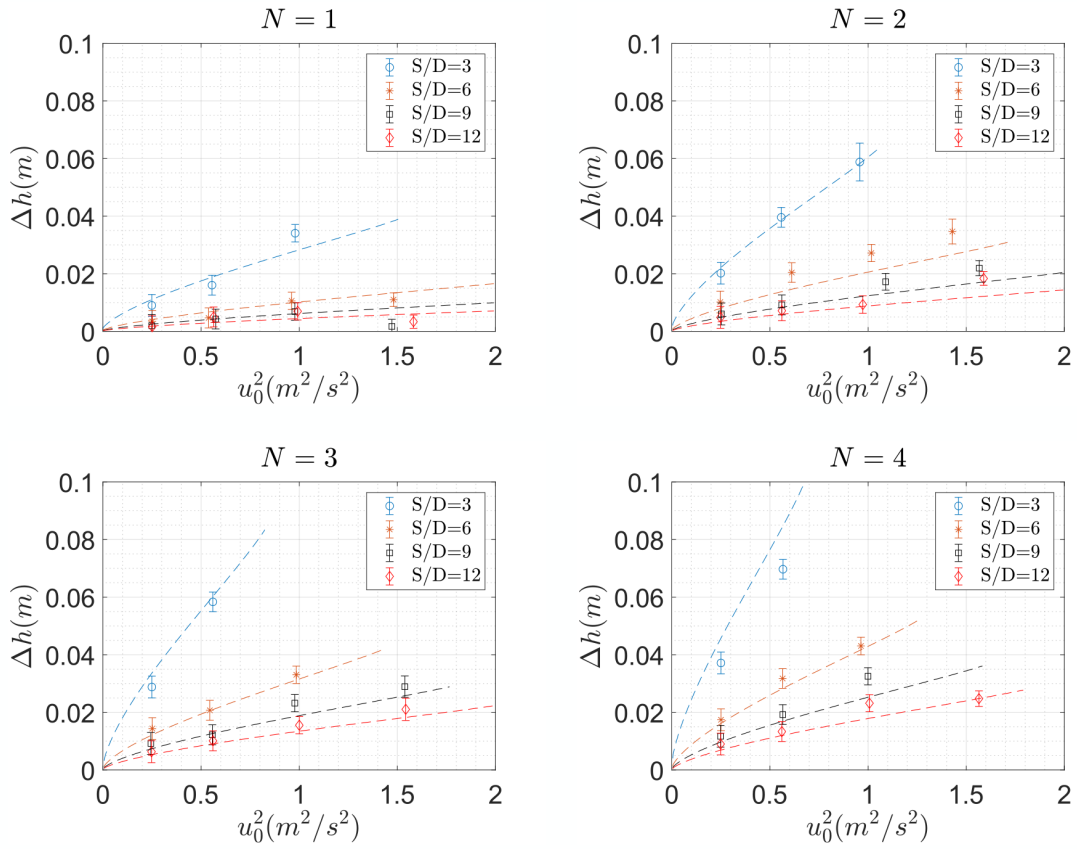


FIGURE *4.22 – Résultats du modèle (en pointillés) superposés aux résultats expérimentaux pour les structures flexibles, avec* $K = 0.90$ *et* $\nu = -0.29$.

Les écarts qui subsistent entre le modèle et les résultats expérimentaux (figure 4.22) s'expliquent par les mêmes raisons que pour le cas des structures rigides. Cependant, les phénomènes de reconfiguration modélisés sous la forme d'une fonction dépendant du

ombre de Cauchy peut être discuté puisque celui-ci est très proche de 1, donc les effets de la rigidité sont significatifs par rapport aux effets des forces du fluide. La dépendance avec le nombre de Cauchy serait donc à analyser plus particulièrement puisque les cas étudiés sont dans la transition entre deux régimes.

4.4.3 Conclusion sur le modèle 1D

La démarche de construction du modèle a été développée, celle-ci est basée sur l'analyse de la quantité de mouvement dans le cas d'un écoulement à surface libre. Le volume de contrôle qui a été défini intègre une portion du volume d'eau en amont et en aval de l'obstacle. Cet obstacle a été modélisé en considérant la trainée d'un seul élément extrapolé à un ensemble. Dans ces conditions, les résultats de la modélisation comportent un écart significatif avec les résultats expérimentaux puisque des effets de confinement existent. Pour compenser ces écarts, un paramètre supplémentaire a été introduit permettant de prendre en compte dans le modèle ces effets lorsque l'espace entre les cylindres est faible. Ce paramètre a été introduit en se basant sur les données de la littérature ([Blevins, 2003]).

La flexibilité a été ajoutée au modèle par ajout du paramètre de reconfiguration qui caractérise le ratio de la trainée d'un élément flexible sur la trainée d'un élément rigide. Cette reconfiguration étant proportionnelle au nombre de Cauchy à la puissance ν, elle a été introduite sous cette forme. Ainsi le modèle tient compte de la réduction de trainée des structures lorsque la vitesse de l'écoulement augmente (lorsque les structures fléchissent).

Les résultats du modèle existent seulement pour une partie des configurations expérimentales réalisée, ces résultats montrent un niveau de corrélation satisfaisant pour les structures rigides et flexibles.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, les pertes de charge causées par la présence d'un faisceau de structures flexibles ont été étudiées. Les essais ont impliqués l'étude de 3 paramètres, la vitesse d'écoulement, le nombre de rangées implantées et la densité d'implantation. Les résultats expérimentaux ont mené à l'analyse des pertes de charge et du coefficient de pertes de charge en fonction de ces paramètres.

On remarque que les coefficients de pertes de charge ont tendance à évoluer linéairement par rapport au nombre de rangées. En revanche, ce coefficient tend vers 0 lorsque la densité de structures implantées diminue, et vers l'infini lorsque la densité augmente.

La comparaison des résultats obtenus avec des structures flexibles et ceux obtenus dans de mêmes conditions, mais avec des structures rigides, montrent que la flexibilité a un effet significatif lorsque les vitesses d'écoulement sont élevées ou lorsque les pertes de charge sont importantes. Il est cependant à remarquer que dans la majorité des résultats obtenus, les effets de la flexibilité sont négligeables, cela s'explique par un nombre de Cauchy

proche de un. Cela confirme que les phénomènes rigides sont significatifs dans cette étude.

Le modèle numérique développé a permis de quantifier les forces de trainée et de portance que subissent les structures en fonction de leurs positions. Les cylindres de la première rangée subissent une trainée équivalente à celle d'un cylindre seul dans un écoulement avec les mêmes conditions. En revanche, les structures des rangées suivantes vont subir des trainées plus importantes. Cela est dû à l'accélération du fluide entre les cylindres, comme le montrent les profils de vitesses moyennes dans le faisceau. Il est alors mis en avant qu'il est préférable d'utiliser la vitesse maximale entre les structures pour déterminer la trainée de chacune d'entre elles.

Ces résultats ont permis d'aboutir à la construction d'un modèle à une dimension pour calculer les pertes de charge à partir des configurations expérimentales. Ce modèle a été construit en suivant une analyse du bilan des quantités de mouvement. Cela à conduit à l'établissement d'un polynôme d'ordre trois, défini par six nombres sans dimensions. Les résultats montrent un niveau de concordance tout à fait satisfaisant entre les résultats expérimentaux et les résultats du modèle.

CHAPITRE 5

EFFETS D'UNE CANOPÉE DE STRUCTURES FLEXIBLES SUR L'ÉCOULEMENT D'UNE PASSE À POISSONS À FENTES VERTICALES

Sommaire

5.1 Introduction 148
5.1.1 Présentation générale des passes à poissons 148
5.2 Démarche expérimentale 151
5.2.1 Matériel utilisé 152
5.2.2 Protocole expérimental 156
5.2.3 Conclusion 157
5.3 Coefficient de débit et topologies 158
5.3.1 Coefficient de débit 158
5.3.2 Topologies 160
5.3.3 Modélisation 1D 162
5.3.4 Conclusion 165
5.4 Modélisation numérique 166
5.4.1 Définition du domaine 166
5.4.2 Conditions limites et initiales 167
5.4.3 Validation du modèle numérique 169
5.4.4 Conclusion 173
5.5 Analyse des résultats 174
5.5.1 Résultats de mesures PIV 174
5.5.2 Résultats numériques 182
5.5.3 Conclusion 186
5.6 Conclusion 187

Dans ce chapitre, l'étude porte sur l'introduction d'une canopée de structures flexibles sur le radier d'une passe à poissons à fentes verticales. Deux approches ont été suivies, une consistant à la réalisation d'essais sur un modèle de passe à poissons expérimentale, une seconde visant à développer un modèle numérique.

L'objectif de l'implantation de la canopée a été de créer dans le fond de la passe à poissons un ralentissement de l'écoulement, créant ainsi une zone aux vitesses faibles pouvant être favorable aux espèces de poissons à faibles capacités de nage.

Il sera tout d'abord présenté ici une brève étude bibliographique traitant des passes à poissons à fentes verticales avec leurs caractéristiques et les propriétés de leurs écoulements. Les principales grandeurs caractéristiques seront définies comme le coefficient de débit ou la notion de topologie de l'écoulement au sein de ces dispositifs. Ensuite, les résultats expérimentaux des coefficients de débit et des topologies seront présentés après avoir donné les configurations expérimentales étudiées. L'application d'un modèle 1D issu de la littérature sera présenté et appliqué aux cas spécifiques étudiés ici pour évaluer son niveau de pertinence. Un modèle numérique a également était développé et sera présenté avec la définition du domaine, ainsi que les caractéristiques générales de la simulation numérique. Les résultats numériques seront détaillés et comparés aux résultats expérimentaux. Pour finir, dans la dernière partie, les résultats expérimentaux de mesures PIV seront analysés ainsi que les résultats issus du modèle numérique pour comprendre les modifications de l'écoulement par la canopée.

5.1 Introduction

5.1.1 Présentation générale des passes à poissons

Les passes à poissons sont des dispositifs de franchissement d'obstacles pour les poissons. Elles sont en particulier utilisées pour permettre aux poissons de remonter ou descendre un cours d'eau lorsqu'un barrage se trouve sur celui-ci. Parmi les obstacles les plus fréquents, il y a par exemple les centrales hydroélectriques ou les seuils. Assurer la liberté de franchissement pour les poissons est un enjeu essentiel pour assurer la continuité écologique des fleuves, rivières et canaux [Silva *et al.*, 2018]. Les espèces migratrices peuvent ainsi atteindre leurs lieux de reproduction.

Pour permettre cela, de nombreux systèmes ont été expérimentés à travers le monde, dont les premiers remontent aux années 1920 [Clay, 2017]. Deux grandes catégories de passes à poissons peuvent être définies, les passes artificielles, dont les principales technologies sont les passes à fentes verticales (figure 5.1 a), les passes à ralentisseurs ou les ascenseurs à poissons. La seconde catégorie concerne les passes naturelles 'nature-like fishway' comme les passes à enrochements (figure 5.1 b).

Dans ce chapitre, l'étude porte sur les passes à poissons à fentes verticales. Ces passes sont constituées d'une succession de bassins séparés par un grand et un petit déflecteur [Rajaratnam *et al.*, 1986]. La communication entre chaque bassin est faite par une fente verticale par laquelle s'écoule l'eau (figure 5.1). Les détails géométriques seront donnés

par la suite.

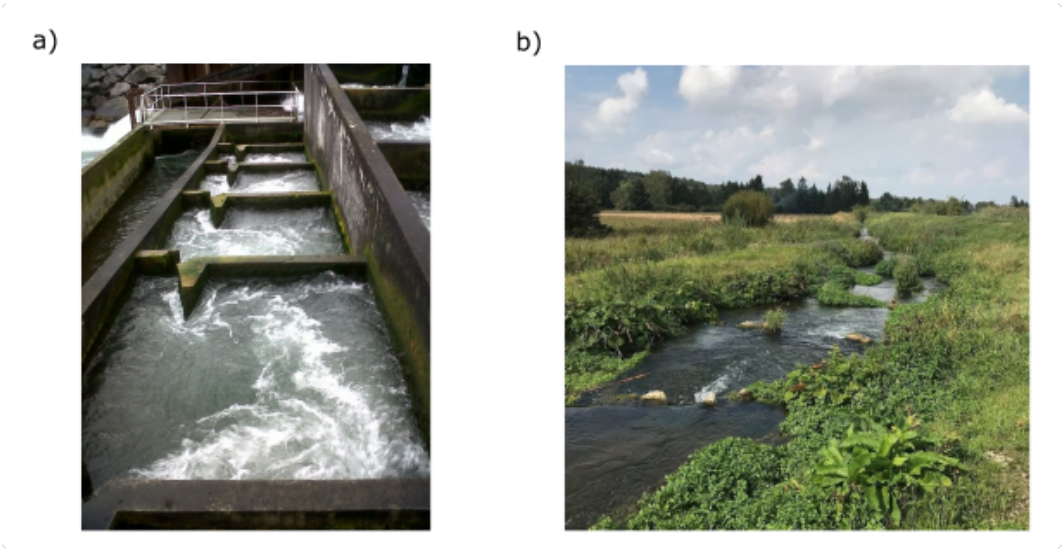


FIGURE *5.1 – a) Passe à poissons à fentes verticales Artix stp (photographie provenant de l'institut Pprime). b) Passe à poissons naturelle (photographie provenant du site www.fithydro.wiki/index.php/Upstream_fish_migration).*

Les performances de ces passes montrent des niveaux différents d'efficacité suivant les technologies utilisées [Bunt *et al.*, 2012]. Deux caractéristiques permettent de définir les performances des passes à poissons, le taux d'attractivité et le taux de franchissement. L'attractivité est la faculté d'une passe à attirer les poissons qui se trouvent en aval et le franchissement est la capacité d'une passe à permettre le franchissement des poissons. Ces deux capacités des passes sont directement affectées par la technologie utilisée, en outre les passes à fentes verticales ont une meilleure attractivité que les passes naturelles, en revanche les passes naturelles ont un meilleur taux de franchissement que les passes à fentes verticales [Bunt *et al.*, 2012].

Ces performances relativement faibles des passes à fentes verticales peuvent être expliquées par les vitesses élevées du jet dans la fente. Plus la vitesse est élevée, plus la passe sera difficile à franchir pour certaines espèces. Cela est en particulier vrai pour les espèces à faible capacité de nage et les petits poissons de façon générale. Plus un poisson est petit, plus ses capacités à franchir des écoulements à vitesses élevées sont faibles [Cano-Barbacil *et al.*, 2020]. En d'autres termes, la passe à poissons est sélective.

Pour améliorer les performances en réduisant la sélectivité, des modifications ont été proposées. Une solution a consisté à briser le jet et ainsi réduire sa vitesse par l'adjonction d'un cylindre [Calluaud *et al.*, 2014]. L'ajout de seuils au bas de la fente a également été exploré, ainsi une zone tranquillisée est créée au bas du jet pour favoriser le repos des poissons [Ballu *et al.*, 2015]. Une autre étude a consisté à ajouter des macro-rugosités au fond de la passe pour créer une zone de vitesse réduite [Ballu *et al.*, 2017]. Ces solutions sont basées sur l'ajout d'éléments rigides dans le dispositif (sur le radier), cela peut avoir

pour conséquence un colmatage causé par le blocage de débris et d'algues.

La solution étudiée ici s'inspire d'une combinaison de solutions issues des passes à poissons à fentes verticales avec des rugosités de fond et des passes naturelles. Pour cela, des structures flexibles ont été introduites dans la passe, comme cela a déjà été expérimenté dans certaines passes naturelles [Kucukali et Hassinger, 2016], et aussi dans des passes à fentes verticales sous forme de patch [Ballu *et al.*, 2017]. Dans l'étude présentée ici, les structures ont été implantées sous forme de canopée au fond des bassins se rapprochant ainsi de certaines études menées avec des macro-rugosités [Cassan *et al.*, 2014], [Ballu *et al.*, 2017]. L'intérêt des structures flexibles est de limiter le colmatage des débris grâce à la déformation des éléments contrairement aux éléments rigides. De plus, l'écoulement est modifié par la présence des structures de façon à créer une couche limite dans la canopée ayant des vitesses réduites pouvant favoriser le franchissement des petites espèces tout en limitant l'encombrement.

Les caractéristiques géométriques générales d'une passe à poissons à fentes verticales sont, la largeur de la fente b, la longueur du bassin L et la largeur du bassin B. Ces deux derniers paramètres sont adimensionnés par rapport à la largeur de fente, donnant les coordonnées x/b (position longitudinale) et y/b (position transversale). Le repère a pour origine le point de coordonnées x_0 et y_0 (figure 5.2). La dernière caractéristique géométrique majeure est la pente s des bassins. Celle-ci est généralement exprimée en pourcentage et a une valeur comprise entre 5% et 15% [Wang *et al.*, 2010].

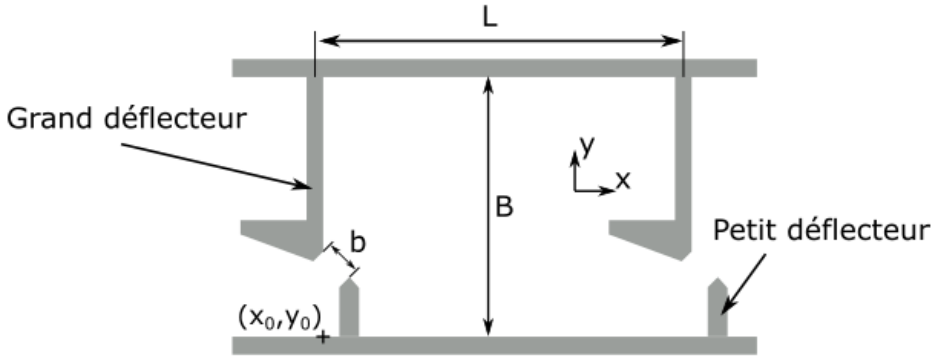


FIGURE *5.2 – Paramètres d'un bassin de passe à poissons, avec b la largeur de la fente, B la largeur du bassin, L la longueur du bassin et le point d'origine de coordonnées* (x_0, y_0).

La conception des passes est faite en suivant deux critères. Dans un premier temps la puissance dissipée par mètre cube P_v est utilisée comme indicateur du niveau d'agitation dans les bassins [Bell, 1986]. Cette puissance volumique dépend des caractéristiques du fluide et de la différence de hauteur d'eau entre chaque bassin de la passe (équation 5.1). Elle est choisie de façon à permettre aux espèces de poissons ciblées de franchir convenablement la passe.

$$P_v = \frac{\rho_f g Q \Delta h_b}{V_{ol}} \tag{5.1}$$

avec, ρ_f la masse volumique du fluide, g la constante gravitationnelle, Q le débit, Δh_b la différence de hauteur entre les bassins et V_{ol} le volume d'eau dans un bassin.

Le second paramètre permettant de concevoir une passe à poissons est le coefficient de débit C_d. Ce coefficient est couramment utilisé pour prédire le débit en fonction des caractéristiques de la passe à poissons [Larinier, 1992, Tarrade, 2007, Wang *et al.*, 2010, Ballu, 2017]. Il tient compte des caractéristiques géométriques des bassins et de la différence de hauteur d'eau entre les bassins (équation 5.2). Ces deux paramètres permettent d'établir une démarche de conception des passes à poissons à fentes verticales [Ballu *et al.*, 2019].

$$C_d = \frac{Q}{b(Z_0 + \frac{\Delta h}{2})\sqrt{2g\Delta h}} \tag{5.2}$$

avec, b la largeur de la fente (figure 5.2), Z_0 la hauteur d'eau au milieu du second bassin.

Pour finir, une caractéristique importante des passes à poissons à fentes verticales est la topologie de l'écoulement. Deux topologies peuvent être distinguées [Tarrade, 2007]. La topologie 1, constituée de deux zones de recirculation et la topologie 2, constituée d'une seule zone de recirculation (figure 5.3). La topologie 1 est favorable aux franchissements des poissons contrairement à la topologie 2 [Wang *et al.*, 2010].

De façon générale, la topologie 1 a tendance à apparaitre pour des bassins de grandes largeurs, lorsque la largeur diminue, alors la topologie de l'écoulement sera en transition (alternance entre topologie 1 et topologie 2). Si la largeur continue à être réduite, alors la topologie deux apparaitra. Dans le cas où la topologie 1 est atteinte, alors un élargissement des bassins ne changera pas la topologie. Si la topologie 2 est atteinte, alors une réduction de la largeur ne changera pas la topologie [Wang *et al.*, 2010]. Cependant l'apparition de ces topologies dépend d'autres facteurs comme la pente de la passe ou le débit.

5.2 Démarche expérimentale

Il a été présenté précédemment les principales caractéristiques d'une passe à poissons à fentes verticales, en particulier le coefficient de débit, caractéristique majeure de dimensionnement et la topologie, essentielle pour l'évaluation des performances de franchissement. Ces deux points seront particulièrement étudiés par la suite dans le cas de l'implantation d'une canopée de structures flexibles sur le radier de la passe à poissons expérimentale de l'institut Pprime.

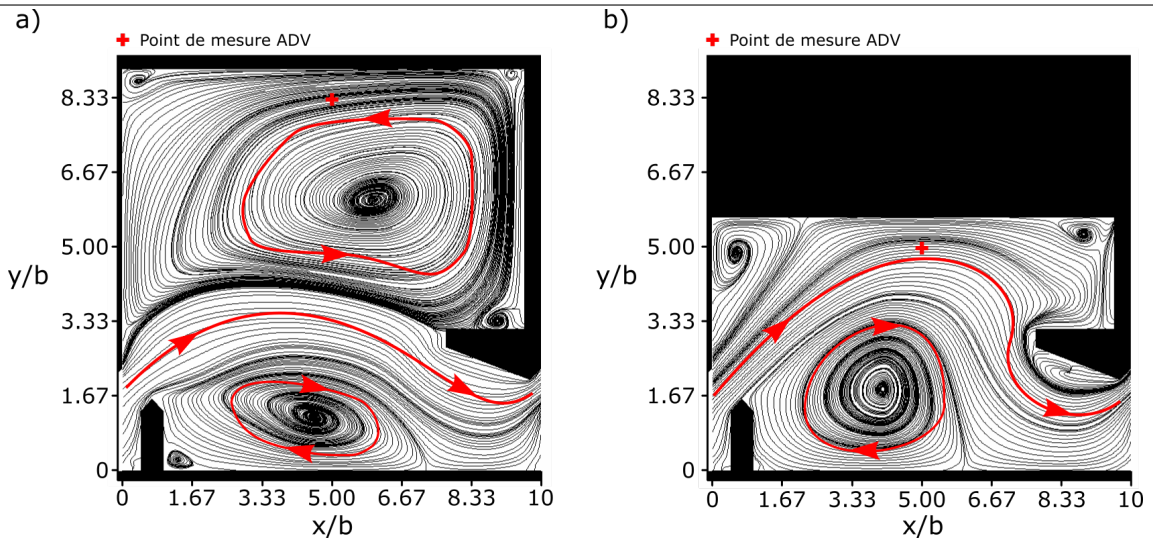


FIGURE *5.3 – Topologies de l'écoulement visualisée à partir d'un champ moyen obtenu par PIV, extrait de [Tarrade, 2007]. a) Topologie 1 (FP1), avec deux zones de recirculation. b) Topologie 2 (FP2), avec une seule zone de recirculation.*

5.2.1 Matériel utilisé

5.2.1.1 La passe à poissons

Pour ces essais, la passe à poissons de l'institut Pprime a été utilisée (figure 5.4). Elle est constituée de cinq bassins en parois transparentes, avec une fente de largeur fixe $b = 0.075m$. La longueur de chaque bassin, fixe également, est de $L/b = 10$. Les parois latérales de la passe du côté du grand déflecteur sont mobiles, cela permet de changer le rapport d'aspect des bassins, durant cette campagne d'essais, la largeur a varié de $B/b = 5$ à $B/b = 8.33$. La pente s de la passe est variable, cinq valeurs sont possibles, 5%, 7.5%, 10%, 12.5% et 15%.

La circulation d'eau est faite par une pompe centrifuge qui pompe l'eau dans un réservoir aval de $5.5m^3$ et alimente un réservoir amont de $2.5m^3$. L'eau s'écoule ensuite dans la passe par gravité. Le débit est ajusté en pilotant la vitesse de rotation du moteur de la pompe à l'aide d'un contrôleur de vitesse et un débitmètre *ENDRESS-HAUSER PROMAG 10* a été utilisé (avec une incertitude-type de 0.29%) pour la mesure du débit. L'ajustement de la hauteur d'eau dans les bassins a été réalisé avec une guillotine placée en sortie dont la hauteur a été ajustée au cours des essais (figure 5.4b) pour assurer l'équilibre des hauteurs d'eau entre les bassins.

5.2.1.2 Structures flexibles

Les structures flexibles utilisées sont des cylindres circulaires de diamètres $D = 0.01m$ et de longueur $H = 0.15m$ (soit une longueur égale à $2b$, avec b la largeur de la fente) constitué de polyuréthane $PRC - 120$ dont les caractéristiques sont décrites dans le chapitre 3. Elles ont été fixées sur le radier de la passe avec des vis de fixation en acier inoxydable. Le calcul du nombre de Cauchy avec ces caractéristiques et en tenant compte de la vitesse maximale dans le jet donne un résultat très inférieur à 1. Il peut en être

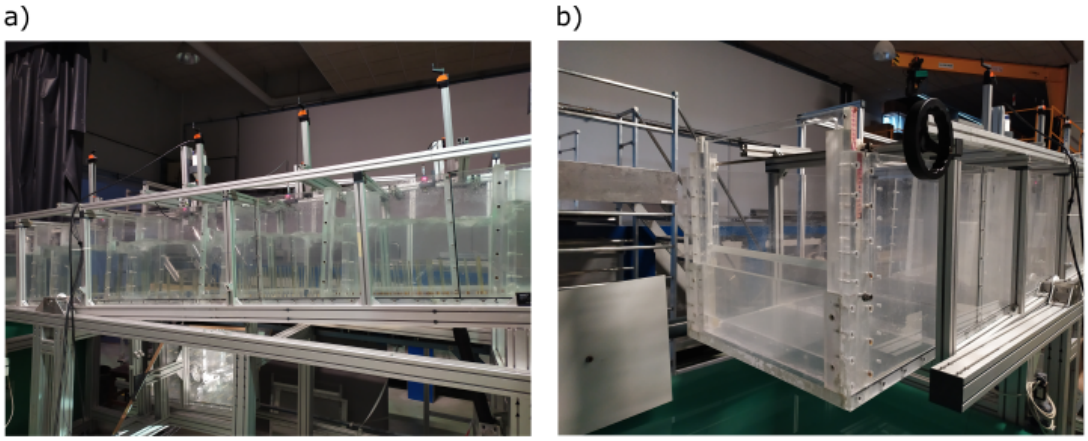


FIGURE 5.4 – *Photographies de la passe à poissons de l'institut Pprime. a) Vue générale de la passe. b) Vue de la guillotine en sortie de passe.*

déduit que les forces fluides sont significativement plus faibles que les forces du solide.

Ces structures ont été disposées en quinconce sur le radier de la passe suivant le schéma d'implantation des macro-rugosités ayant déjà été expérimenté [Ballu *et al.*, 2017]. Cette implantation est de la forme d'un triangle équilatéral de longueur $0.105m$. Dans le cas des macro-rugosités, la caractérisation de l'implantation des structures est faite par le ratio entre la surface occupée par les structures S_r et la surface de référence S_t [Ballu *et al.*, 2017]. Le paramètre obtenu est la densité d'implantation d_r (équation 5.3), dont deux valeurs ont été étudiées, 10% et 15%, pour des macro-rugosités de diamètre $0.035m$ et une hauteur de $0.05m$.

$$d_r = \frac{S_r}{S_t} \tag{5.3}$$

Ce paramètre d_r ne semble pas suffisant ici pour définir le problème puisqu'il ne tient pas compte de la hauteur des éléments. L'introduction de ce paramètre est faite à partir de l'évaluation du paramètre $a\,[L^{-1}]$ qui caractérise une implantation de canopée [Nepf, 1999]. Ce paramètre est défini comme le nombre d'éléments n d'une canopée par unité de surface, multiplié par le diamètre D des éléments. D'après le type d'implantation utilisé ici, ce paramètre peut être évalué (équation 5.4).

$$a = nD = \frac{2D}{S_t} \tag{5.4}$$

Il est à remarquer que les densités d'implantation d_r utilisées dans la littérature peuvent être liées géométriquement à ce paramètre a (équation 5.5).

$$d_r = \frac{\pi D^2}{2S_t} = a\frac{\pi D}{4} \tag{5.5}$$

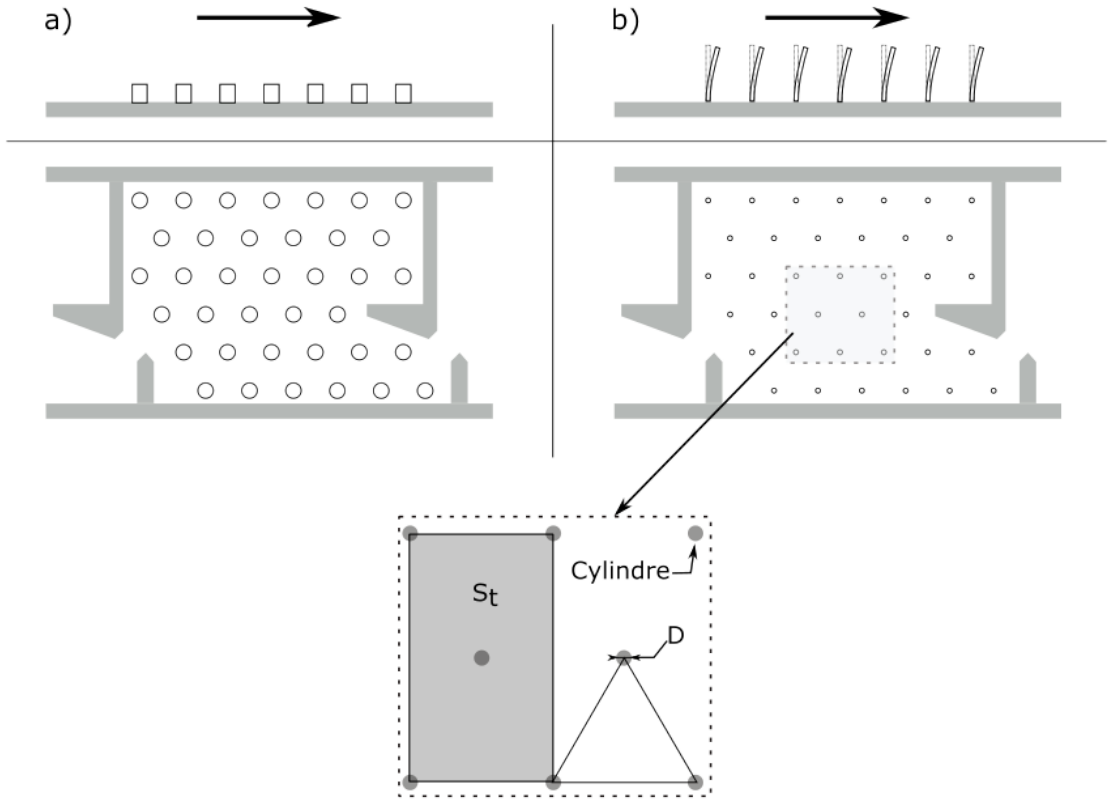


FIGURE *5.5 – Implantation des structures. a) Macro-rugosités rigides avec une densité d'implantation* $d_r = 15\%$. *[Ballu et al., 2017]. b) Structures flexibles.*

La hauteur H des structures peut être introduite pour former le paramètre de concentration de rugosité λ [Wooding *et al.*, 1973]. Ce paramètre intègre l'implantation des structures et leurs caractéristiques géométriques (équation 5.6).

$$\lambda = aH \tag{5.6}$$

L'évaluation de ce paramètre dans le cas des macro-rugosités donne $\lambda = 0.18$ et $\lambda = 0.28$, respectivement pour les densités d'implantation $d_r = 10\%$ et $d_r = 15\%$. Dans le cas des structures flexibles étudiées ici, $\lambda = 0.16$. Cette densité est supérieure à la valeur seuil de $\lambda = 0.1$ permettant d'obtenir une couche limite de canopée [Belcher *et al.*, 2003], et assure un espace suffisant entre les cylindres pour permettre le passage des poissons. Le rapport S/D, avec S l'entre-axes des structures et D le leur diamètre, est ici de 10.5, cela place cette implantation dans un même ordre de grandeur que les cas étudiés dans le chapitre 4, avec un rapport S/D compris entre 3 et 12.

5.2.1.3 Mesure de hauteur d'eau

La mesure des hauteurs d'eau a été faite au centre des bassins conformément aux études relatives à l'évaluation du coefficient de débit. Pour cela, une sonde acoustique a été placée au-dessus de chaque bassin de la passe. Les mesures utilisées pour la détermination du coefficient de débit ont été celles des bassins 2 et 3 de la passe à poissons, bassins dans lesquels les influences de l'entrée et de la sortie de la passe sont les plus

faibles [Ballu, 2017, Tarrade, 2007].

Le coefficient de débit (équation 5.2) a été calculé sur la base des mesures de hauteur d'eau moyenne convenablement convergées et filtrées. Les incertitudes sur cette quantité ont été estimées à partir de la méthode de propagation des incertitudes appliquée à ces configurations expérimentales [GUM, 2008, Beaulieu *et al.*, 2015].

5.2.1.4 Mesure ADV

L'évaluation de topologie de l'écoulement a été faite à partir de mesures de vitesses avec une sonde ADV. Le point de mesure est situé aux coordonnées $x = L/2m$, $y = B - 0.05m$ et $z = 0.15m$ dans le repère de la passe (figure 5.3). Cette coordonnée correspond à la position classiquement utilisée dans la littérature pour évaluer la topologie de l'écoulement [Ballu, 2017]. En effet, cette position est caractérisée par des vitesses de sens différents pour les topologies 1 ou 2. La sonde ADV utilisée est celle décrite au chapitre 2 §2.2.1. La fréquence d'émission des ondes est de $16MHz$ avec une fréquence d'acquisition de $50Hz$, chaque enregistrement a été réalisé de façon à s'assurer de la convergence de la vitesse moyenne.

Si 80% des vitesses longitudinales mesurées sont négatives, alors l'écoulement sera défini comme de topologie 1. Si 80% de ces vitesses sont positives alors l'écoulement sera défini comme de topologie 2. Dans le cas où ces deux conditions ne sont pas respectées, alors l'écoulement est défini comme étant en transition. Ces trois états sont respectivement notés FP1, FP2 et FPT, avec FP l'acronyme du terme Flow Pattern.

5.2.1.5 Mesure PIV

La technique de mesure PIV a permis de mesurer les vitesses dans le troisième bassin de la passe à poissons. Le matériel utilisé ainsi que les méthodes de traitement, de calibration, de choix des particules et d'ensemencement sont décrits dans le chapitre 2 §2.2.2. La mesure de ces champs de vitesse a été faite dans un plan parallèle au radier (figure 5.6). Pour cela, un plan laser a été créé, passant au travers des parois du bassin. Deux hauteurs de mesures ont été définies, une au-dessus ($z = 5H/4$) de la canopée de structures flexibles et une au travers de la canopée ($z = 3H/4$). Les structures étant suffisamment transparentes pour la longueur d'onde laser utilisée, les données ont pu être traitées, même dans la canopée. Le mode de traitement de ces données est décrit dans le chapitre 2 §2.2.2.

La caméra (*LaVision Imager LX 16M Camlink)* et le miroir ont été fixés à la passe à poisson, ce qui a permis de faciliter le changement de configuration en évitant de refaire les réglages. Ce miroir incliné à 45° permet d'avoir une distance importante entre le plan laser et la caméra, ce qui ne serait pas possible si la caméra était placée sous la passe à poissons. Ainsi, l'utilisation d'un objectif grand-angle n'est pas nécessaire, ce qui évite les distorsions de l'image. Le laser (*Nd-YAG)* a été disposé sur une table élévatrice de façon a permettre son changement de position suivant les plans laser souhaités et l'inclinaison des bassins. Pour chaque configuration expérimentale, 1000 doublets d'images ont été réalisés

ayant conduit à 1000 champs de vitesse traités suivant la méthode décrite dans le chapitre 2 §2.2.2.

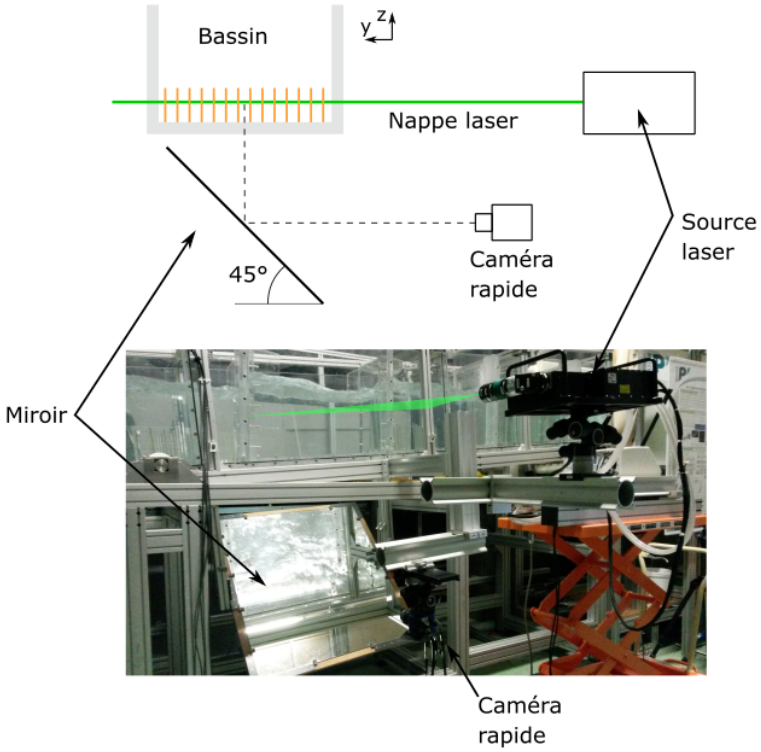


FIGURE 5.6 – *Schéma en coupe transversale et photographie du montage PIV.*

5.2.2 Protocole expérimental

Au cours de ces essais, trois paramètres ont été étudiés. La pente s, le débit Q et la largeur des bassins B/b. Trois angles de pente ont été étudiés ayant pour valeurs 5%, 7.5% et 10% et quatre débits, $0.018m^3/s$, $0.023m^3/s$ $0.027m^3/s$ et $0.032m^3/s$. La largeur des bassins a été modifiée de façon à trouver les topologies 1 et 2 pour chaque configuration, la plage de variation a été de $B/b = 5$ à 8.33.

Les débits étudiés peuvent être adimensionnés pour obtenir le débit adimensionnel Q^A défini par [Puertas J. *et al.*, 2004] et utilisé par [Wang *et al.*, 2010, Ballu *et al.*, 2017] (équation 5.7). Si on transpose les débits exprimés précédemment on obtient respectivement, 3.8, 4.8, 5.6, et 6.7.

$$Q^A = \frac{Q}{\sqrt{gb^5}} \tag{5.7}$$

Lorsqu'une configuration expérimentale est établie, l'inclinaison, le débit et la largeur des bassins sont réglés. La guillotine est ensuite ajustée de façon à obtenir un même niveau

d'eau dans les bassins avec un écart toléré de ±5%, donc un équilibre des hauteurs d'eau dans les bassins. Une fois les hauteurs d'eau stabilisées, l'acquisition est faite, que ce soit pour les hauteurs d'eau, la topologie ou les champs de vitesses, ce protocole reste le même.

5.2.3 Conclusion

Dans cette partie, les généralités inhérentes aux passes à poissons ont été évoquées et les caractéristiques des passes à fentes verticales détaillées. On remarquera en particulier les caractéristiques géométriques des bassins, longueur, largeur et largeur de la fente. Les grandeurs caractéristiques ont été décrites, dont le coefficient de débit qui sera étudié par la suite.

Parmi les paramètres d'étude, il y a le débit adimensionnel Q^A variant de 3.8 à 6.7, la pente s variant de 5% à 10% et la largeur B/b des bassins de 5 à 8.33. Ces paramètres ont été étudiés avec une implantation de structures flexibles sur le radier de la passe à poissons. Ces structures ont été implantées sous la forme d'une canopée de cylindres en quinconces avec une densité de rugosité $\lambda = 0.16$. Cette valeur a été choisie supérieure à 0.1 de façon à favoriser la création d'une couche limite de canopée, donc une atténuation des vitesses dans la zone proche du radier.

5.3 Coefficient de débit et topologies

5.3.1 Coefficient de débit

Le coefficient de débit a été calculé pour chaque cas expérimental, les résultats montrent que le coefficient de débit a tendance à chuter lorsque la largeur des bassins augmente (figure 5.7). Cette baisse apparait clairement lorsque la largeur B/b est supérieure à 6.33. Avant cette valeur les coefficients sont tous strictement supérieurs à 0.8 et sont globalement uniformes en fonction de la largeur. En revanche, au-delà de $B/b = 7$, les coefficients baissent et deviennent inférieurs à 0.8. Cette tendance est clairement visible dans le cas où les coefficients de débit sont tracés en fonction du débit (figure 5.8a). Pour une configuration donnée (débit et pente fixe), C_d baisse significativement lorsque la largeur B/b augmente.

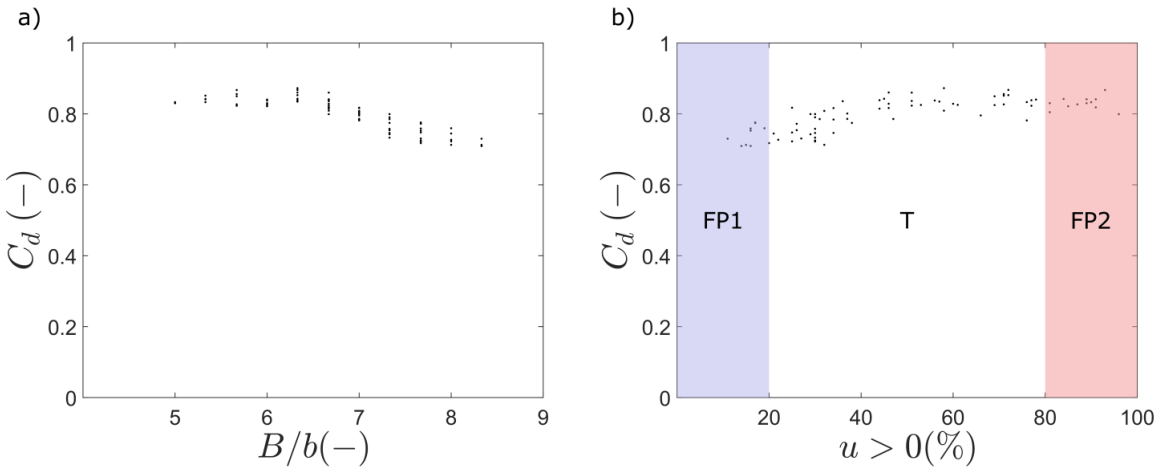
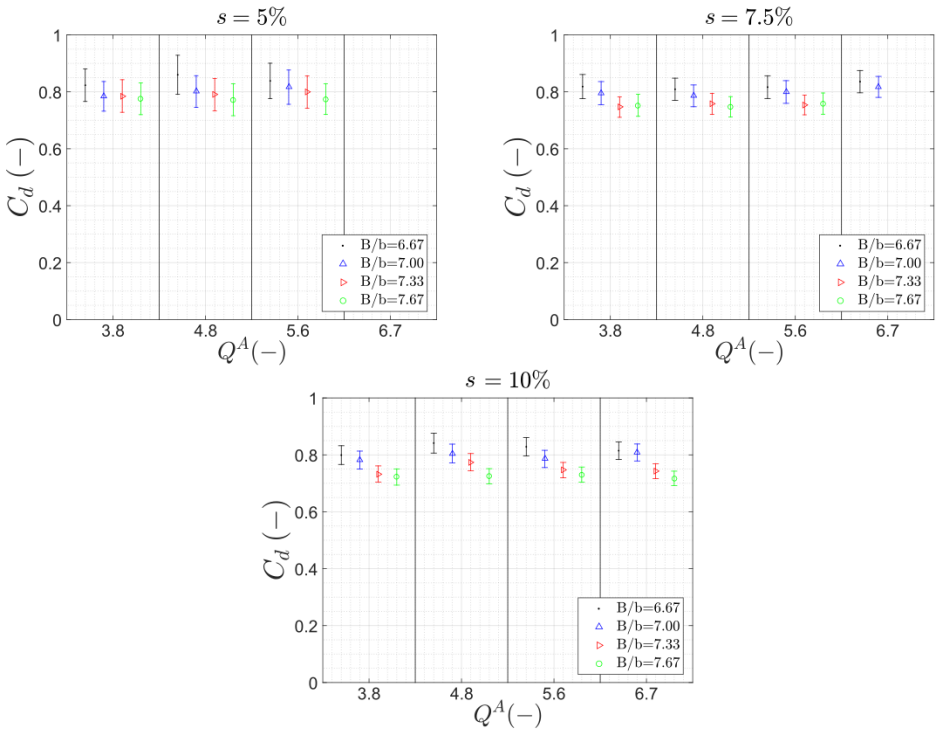


FIGURE *5.7 – a) Évolution du coefficient de débit en fonction de la largeur B/b. b) Coefficient de débit tracé en fonction du pourcentage de vitesses positives, avec $FP1$ la topologie 1, T la transition et $FP2$ la topologie 2.*

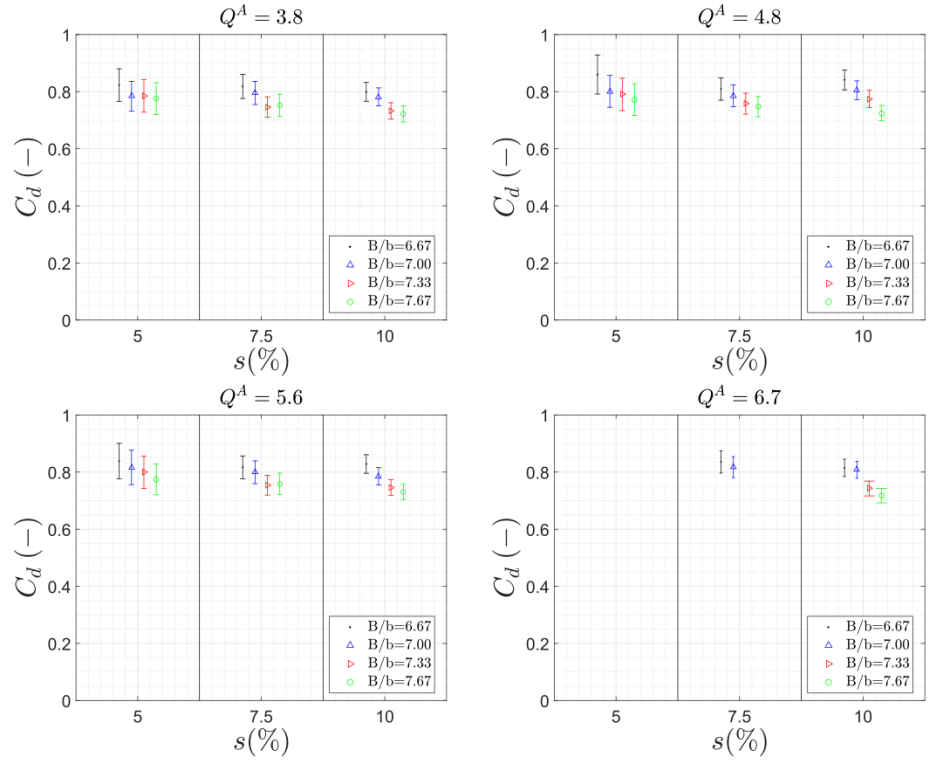
La baisse du coefficient de débit est liée à l'apparition des topologies. La figure 5.7 b montre que le coefficient de débit a tendance à baisser tout comme le pourcentage de vitesses positives chute. Toutes les valeurs de C_d associées à la topologie 1 sont inférieures à 0.8, alors que toutes les valeurs associées à la topologie 2 sont supérieures à 0.8.

Les coefficients de décharges exprimés en fonction du débit Q^A montrent que les variations sur cette quantité restent à l'intérieur de la zone d'incertitude (figure 5.8 a). On ne peut donc pas conclure sur une influence du débit sur le coefficient de débit.

La pente a tendance à réduire sensiblement la valeur de C_d (figure 5.8b). La baisse observée a un ordre de grandeur qui varie de 1% à 5%. Même si cette tendance est déjà observée dans le cas radier lisse [Wang *et al.*, 2010], elle ne permet pas d'émettre de conclusion ici puisque l'on se trouve dans la zone d'incertitudes.



(a) Coefficients de débits exprimés en fonction du débit adimensionné Q_A.



(b) Coefficients de débits exprimés en fonction de la pente s.

FIGURE *5.8 – Coefficients de débits pour quatre largeurs de bassin* $B/b = 6.67$, 7.00, 7.33 *et* 7.67.

Pour conclure, le débit ne semble pas avoir d'influence significative sur le coefficient C_d. La pente de la passe à poissons semble avoir un effet sensible tout comme dans le cas radier lisse, mais la tendance observée ne permet pas de l'affirmer. La largeur B/b en revanche a une influence significative sur le coefficient de débit, une augmentation de celle-ci conduit à une chute de C_d et inversement.

La comparaison avec les données de la littérature [Ballu *et al.*, 2017] pour des valeurs de densité de rugosité de $\lambda = 0$ (radier lisse), $\lambda = 0.16$ (structures flexibles), $\lambda = 0.18$ (macro-rugosité $d_r = 10\%$) et $\lambda = 0.28$ (macro-rugosité $d_r = 15\%$), montre que les résultats se trouvent dans un même ordre de grandeur (figure 5.9). De plus, l'utilisation de rugosités fait diminuer le coefficient C_d. Les structures flexibles s'insèrent dans cette tendance avec cependant un effet sur la baisse du coefficient C_d plus important lorsque le débit augmente.

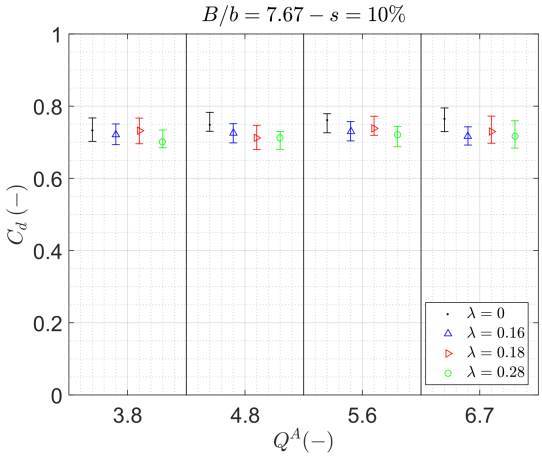


FIGURE *5.9 – Comparaison des coefficients de débit pour quatre valeurs de densité de rugosité.* $\lambda = 0$ *(radier lisse),* $\lambda = 0.16$ *(structures flexibles),* $\lambda = 0.18$ *(macro-rugosité* $d_r = 10\%$*) et* $\lambda = 0.28$ *(macro-rugosité* $d_r = 15\%$*).*

5.3.2 Topologies

Les topologies obtenues montrent que le comportement général se rapproche du cas radier lisse, en effet lorsque la largeur des bassins diminue, la topologie 2 apparait, et lorsque la largeur des bassins augmente, la topologie 1 apparait (figure 5.10). Cependant, la zone de transition présente un élargissement significatif par rapport au cas de référence avec radier lisse.

La topologie 1 a tendance à apparaitre pour une largeur plus grande que dans le cas de référence. Pour une pense de 5% la topologie 1 apparait pour une largeur $B/b = 7.67$ et 8 contre une largeur de 7.33 dans le cas radier lisse. Le même comportement est observé pour les autres pentes 7.5% et 10% pour lesquelles les topologies apparaitront pour des largeurs supérieures ou égales au cas de référence (figure 5.10).

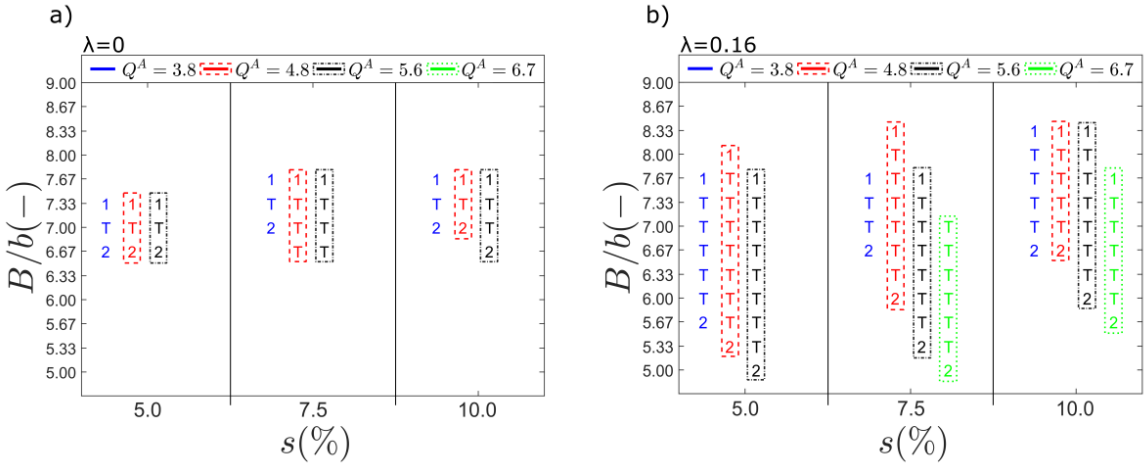


FIGURE *5.10 – Topologies. a) Évolution des topologies dans le cas d'une passe à poissons avec radier lisse ($\lambda = 0$), cas de référence [Wang et al., 2010]. b) Évolution des topologies dans le cas de l'implantation d'une canopée de structures flexibles.*

La topologie 2 apparait pour des largeurs bien inférieures au cas de référence. Dans le cas d'une pente à 5%, la topologie 2 apparait pour des largeurs de 5.67, 5.33 et 5, respectivement pour les débits $Q^A = 3.8$, 4.8 et 5.6 contre $B/b = 6.67$ pour ces mêmes débits. Dans tous les autres cas, cette tendance est observée, la topologie 2 se manifeste systématiquement pour des largeurs inférieures au cas de référence.

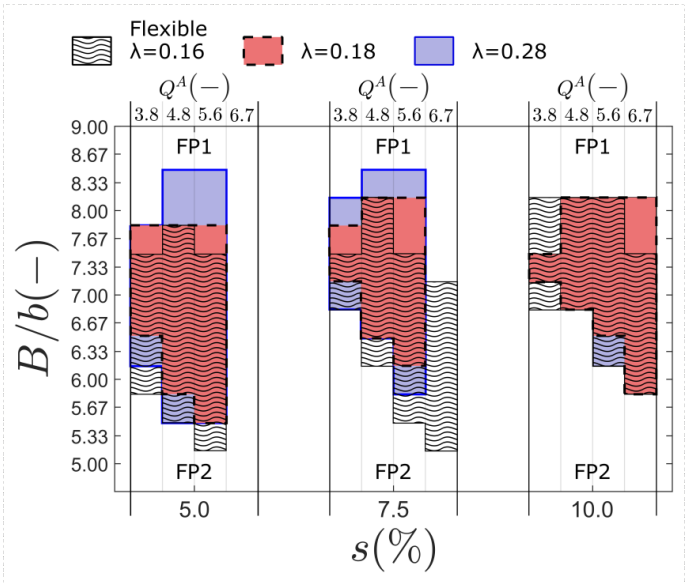


FIGURE *5.11 – Comparaison des zones de transition entre les résultats obtenus avec des macro-rugosités [Ballu et al., 2017] et les structures flexibles. Structures flexibles* $\lambda = 0.16$. *Macro-rugosité* $\lambda = 0.18$ *et* $\lambda = 0.28$.

Par rapport au cas radier lisse, l'ajout des structures flexibles a tendance à élargir significativement la zone de transition. La topologie 1 apparait pour des largeurs plus

grandes que dans le cas de référence, avec un écart maximal de $0.67B/b$ et un écart minimal nul. La topologie 1 apparait donc pour une largeur égale ou sensiblement supérieure au cas de référence. Dans le cas de la topologie 2, la réduction de largeur doit être beaucoup plus importante pour faire apparaitre cette topologie. L'écart maximal observé est de $1.67B/b$ et l'écart minimal $0.33B/b$. D'après ces observations, la présence de structures affecte peu la création de la topologie 1, mais affecte significativement l'apparition de la topologie 2. La topologie 2 est défavorisée par la présence de la canopée.

L'élargissement de la zone de transition a été également observé dans le cas de l'ajout de macro-rugosités [Ballu *et al.*, 2017]. Cependant, l'apparition de la topologie 1 se fait pour une largeur inférieure ou égale au cas des macro-rugosités. Cela n'est pas vérifié dans un seul cas, pour un débit de 3.8 et une pente de 10% (figure 5.11). La tendance générale des zones de transition montre que plus la densité de rugosité est importante, plus la topologie 1 apparaitra pour des largeurs importantes.

Par rapport au cas des macro-rugosités, la topologie 2 apparait pour des largeurs inférieures ou égales pour l'ensemble des cas d'études (figure 5.11). Il est possible d'en déduire que la présence des structures flexibles, dans les conditions expérimentales présentes, favorise l'apparition de la topologie 1 par rapport aux macro-rugosités. La topologie 2, apparaitra pour des largeurs de bassins plus petites que dans le cas des macro-rugosités. La configuration expérimentale semble donc bénéfique pour la remontée des poissons, puisque la topologie 1 et la transition qui sont favorisées sont préférables pour le franchissement de la passe par les poissons par rapport à la topologie 2.

5.3.3 Modélisation 1D

La conception des passes à poissons nécessite l'utilisation de modèle pour définir ses dimensions caractéristiques en fonction des contraintes d'implantation et des espèces cibles. Une méthode de conception a été proposée, qui tient compte des contraintes de conception. Cette méthode fait intervenir un modèle 1D construit sur la base de résultats expérimentaux dans les configurations avec radier lisse, macro-rugosités et seuils.

Ce modèle va être présenté et appliqué aux résultats obtenus avec les structures flexibles afin d'évaluer son niveau de pertinence pour les configurations testées dans cette étude.

5.3.3.1 Présentation du modèle

Le modèle s'insère dans une démarche de conception des passes à poissons à fentes verticales [Ballu *et al.*, 2019]. Ce modèle permet de prendre en considération la présence de macro-rugosités ou de seuil. L'approche itérative consiste à comparer le débit adimensionnel Q^* (équation 5.8) obtenu expérimentalement [Rajaratnam *et al.*, 1986] avec le débit prédit par le modèle Q^*_{Pred}.

$$Q^* = \frac{Q}{\sqrt{g.s.b^5}} \tag{5.8}$$

avec, Q le débit, g la constante gravitationnelle, s la pente et b la largeur de la fente.

Dans le cadre de cette démarche, le dimensionnement est valide lorsque $Q^* \approx Q^*_{Pred}$. La démarche expérimentale suivie ici permet de connaitre la valeur de Q^* ainsi que la configuration expérimentale associée. L'estimation de la pertinence du modèle sera donc faite sur le niveau de corrélation existant entre les données expérimentales et les données prédites par le modèle dans les mêmes conditions.

Le débit adimensionné prédit Q^*_{Pred} peut être exprimé sous la forme d'une fonction linéaire dépendante de la hauteur d'eau normalisée Z^* (équation 5.9).

$$Q^*_{Pred} = c.Z^* + d \tag{5.9}$$

avec c et d les paramètres du modèles estimés à partir des résultats expérimentaux.

La hauteur d'eau normalisée Z^* dépendant des paramètres géométriques de la passe à poissons (équation 5.10).

$$Z^* = Z_0 \left(\frac{1}{B} + \frac{1}{b}\right) - \left[\left(\frac{h_s}{B}\right)^{\alpha} + \left(\frac{h_s}{b}\right)^{\beta}\right] - \left[\left(\frac{d_r.H}{B}\right)^{\gamma} + \left(\frac{d_r.H}{b}\right)^{\delta}\right] \tag{5.10}$$

avec Z_0 la hauteur d'eau dans au centre du bassin, B la largeur du bassin, b la largeur de la fente, h_s la hauteur des seuils (dans cette étude, aucun seuil n'a été utilisé, donc $h_s = 0.$), H la hauteur des éléments placés sur le radier, d_r la densité surfacique de ces éléments (ici, la densité surfacique de la canopée a été utilisée, équation 5.3) et $\alpha; \beta; \gamma; \delta$ les coefficients d'ajustement estimés à partir des résultats expérimentaux.

Le modèle propose deux approches, une tenant compte des topologies d'écoulement et une seconde n'en tenant pas compte. Ces deux approches vont être testées ici. Dans le cas où les topologies sont prises en considération, elles sont déterminées à partir de l'estimation d'une largeur B/b seuil [Ballu *et al.*, 2019]. Cette valeur est donnée par une modélisation tenant compte de la configuration de la passe à poisson (équation 5.11).

$$(B/b)_{FP1-FP2} = C_1 Q^{*C_2} s^{C_3} C_4^{h_s/b} C_5^{d_r} \tag{5.11}$$

avec C_1, C_2, C_3, C_4 et C_5 les paramètres du modèle.

Suivant la topologie déterminée, les coefficients de l'équation 5.9 ne seront pas les mêmes. Dans le cas où la topologie n'est pas prise en considération, une autre série de coefficients doit être utilisée. Les valeurs utilisées dans cette étude se trouvent dans le tableau 5.1.

Coefficients	Topologie 1	Transition	Topologie 2	Indifférent
α	0.18	0.05	0.47	0.53
β	1.6	1.68	1.05	0.98
γ	1.05	3.12	1.35	0.68
δ	0.61	0.13	0.92	0.69
c	3.13	3.16	3.32	3.14
d	0.56	2.16	0.45	1

TABLEAU *5.1 – Coefficients du modèle estimés à partir d'une régression linéaire, extraits de [Ballu et al., 2019].*

5.3.3.2 Application du modèle aux configurations expérimentales

L'application du modèle présenté précédemment dans le cas de l'implantation d'une canopée de structures flexibles implique d'utiliser les résultats expérimentaux. Les deux approches sont étudiées, une tenant compte des topologies et l'autre n'en tenant pas compte.

Tout d'abord, en considérant les topologies, le modèle donne un niveau de correspondance entre les topologies prédites et les topologies observées de 62%. La présence des structures modifie significativement l'apparition des topologies dans la passe, ce phénomène est sous-considéré par le modèle.

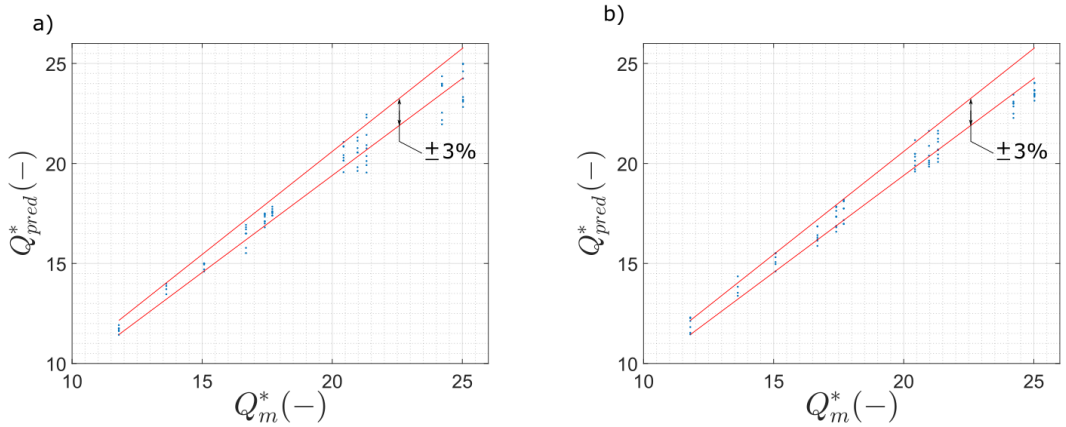


FIGURE *5.12 – Représentation des débits adimensionnels prédits en fonction des débits adimensionnels mesurés. a) Modélisation considérant la topologie. b) Modélisation indépendante de la topologie.*

Malgré ce niveau d'évaluation des topologies relativement faible, la démarche d'évaluation du débit prédit peut être suivie. Dans ce cas, le coefficient de corrélation linéaire est de $R^2 = 97\%$ et 70% des valeurs obtenues sont dans un intervalle de $\pm 3\%$ et 80% dans un intervalle de $\pm 5\%$ (figure 5.12).

Dans le cas où la topologie n'est pas prise en considération, le coefficient de corrélation linéaire est de $R^2 = 98\%$, mais avec 51% des valeurs qui se trouvent dans un intervalle

de ±3% et 81% dans un intervalle de ±5%. Cependant, lorsque Q^* est supérieur à 24, l'ensemble des valeurs prédites par le modèle se trouvent en dehors de l'intervalle ±3% (figure 5.12).

5.3.4 Conclusion

Les coefficients de débit montrent une évolution qui est semblable à celle observée dans le cas des passes avec radier lisse. Cependant, la présence des structures flexibles modifie significativement les valeurs de celui-ci. La valeur de ce coefficient peut être vue comme une perte de charge qui varie avec la largeur du bassin, plus le bassin est grand et plus le nombre de structures est important. Les topologies sont significativement affectées par la présence de la canopée avec en particulier un important élargissement de la zone de transition ce qui est favorable pour le franchissement des poissons.

Le modèle 1D offre un niveau de corrélation intéressant pour estimer le débit Q^*. Cependant, lorsque l'on tient compte de la topologie de l'écoulement, des écarts apparaissent entre les prédictions et les résultats expérimentaux. Ces écarts peuvent expliquer les différences observées entre les débits modélisés et ceux obtenus expérimentalement. Malgré cela, 80% des résultats se trouvent dans un intervalle de ±5%. Dans le cas où la topologie n'est pas prise en considération, l'estimation reste satisfaisante sauf lorsque Q^* est supérieur à 24.

L'utilisation de la méthodologie pour le dimensionnement des passes à poissons à fentes verticales semble donc s'appliquer, que ce soit en tenant compte ou non de la topologie. En revanche, l'utilisateur doit rester vigilant lorsque les débits sont importants.

5.4 Modélisation numérique

Les simulations numériques ont consisté à reproduire numériquement une configuration expérimentale. Le cas retenu correspond à un débit $Q^A = 4.8$, une largeur $B/b = 6.67$ et une pente $s = 7.5\%$, cela correspond à une configuration typique de la littérature [Tarrade, 2007, Wang *et al.*, 2010, Ballu, 2017]. De plus, ce cas a été testé dans cette étude et les résultats de mesures par PIV peuvent y être directement comparés pour valider les résultats. La démarche suivie s'appuie sur les résultats numériques étudiés précédemment (chapitre 3) puisqu'il s'agit d'une simulation en LES avec surface libre et interaction fluide structures.

5.4.1 Définition du domaine

Le domaine a été défini par deux bassins successifs (figure 5.13) et non par une modélisation de l'intégralité de la passe comme cela a déjà été réalisé dans d'autres études [Ballu, 2017]. La réduction du domaine a permis de réduire le temps de calcul par deux effets, la réduction du nombre de mailles du domaine et la convergence plus rapide des grandeurs étudiées puisque l'écoulement s'établit plus rapidement sur deux bassins bouclé en périodique que sur une série de 5 bassins. Cette approche présente cependant un certain nombre de contraintes qui sont présentées en section 5.4.2.1.

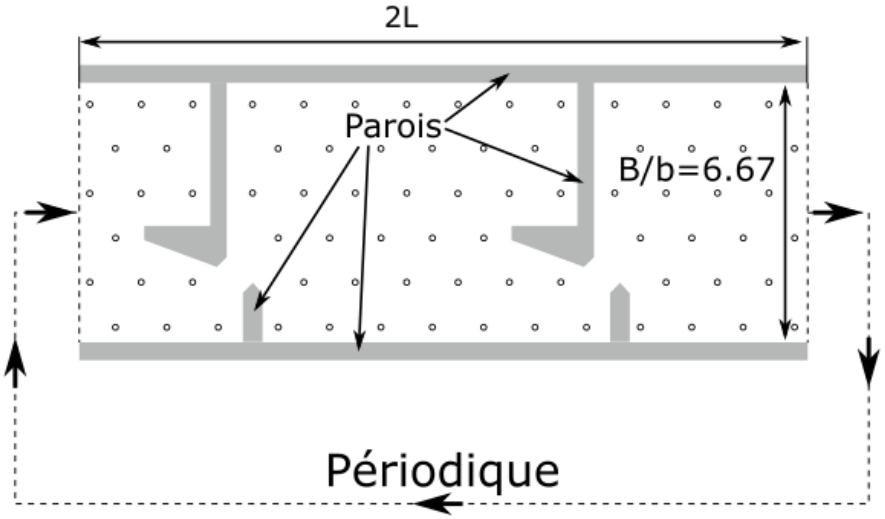


FIGURE *5.13 – Définition du domaine de simulation.*

Le maillage a été défini de façon à obtenir une valeur de y^+ supérieure à 30 sur l'ensemble des parois et une valeur inférieure à 1 sur les cylindres. La conformité du maillage entre la sortie et l'entrée a été assurée en créant un contact numérique entre ces deux surfaces pour pouvoir construire le périodique entre ces deux éléments. Pour la partie du domaine se trouvant au-dessus de l'écoulement, un maillage grossier a été défini pour limiter le temps de calcul de ce volume qui ne présente pas d'intérêt dans les résultats, mais seulement une nécessité pour simuler la présence de la surface libre. Ces choix ont conduit

à un maillage comprenant 9.5 millions de cellules dans l'ensemble du domaine (figure 5.14).

Les structures se trouvant proches de la paroi opposée à la fente ont été positionnées sensiblement plus éloignées de celle-ci que dans le cas expérimental pour éviter l'apparition de singularités numériques lors du calcul. En effet, des structures flexibles proches d'une paroi peuvent entrer en collision avec elle lorsqu'elles se déforment et ainsi conduire à un arrêt du calcul. Ce risque est limité par ce choix.

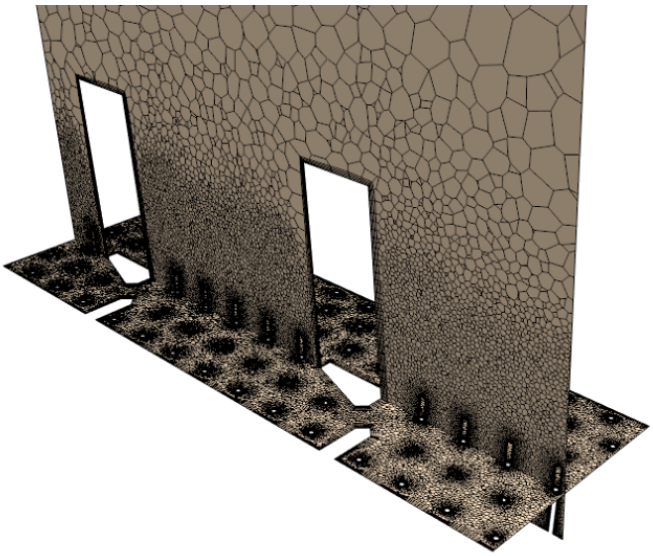


FIGURE *5.14 – Maillage du modèle numérique de la passe à poissons simulée pour un débit* $Q^A = 4.8$*, une largeur* $B/b = 6.67$ *et une pente* $s = 7.5\%$*.*

5.4.2 Conditions limites et initiales

Des conditions de paroi ont été définies sur l'ensemble des surfaces de la passe à poissons, comprenant les parois latérales, les déflecteurs et le radier. Le haut de la passe a été défini en symétrie pour éviter de construire un maillage de couche limite. Le pas de temps a été choisi de façon à répondre aux contraintes du nombre de courant inférieur à 1.

Les conditions initiales du modèle ont été obtenues par une fonction définissant la hauteur d'eau dans les deux bassins et dont la valeur a été fixée à la hauteur d'équilibre observée expérimentalement. Ainsi la hauteur d'eau dans les bassins est supposée stable et permettra d'obtenir le débit associé à cette hauteur d'eau.

5.4.2.1 Périodique

La succession de bassins de la passe à poissons et l'établissement des conditions d'écoulement dans les bassins a conduit à l'utilisation d'une fonction périodique pour définir les conditions d'entrées et de sorties du domaine (figure 5.13).

Le périodique a été défini par une translation, calculée par STARCCM+, des conditions de sortie sur les conditions d'entrée définie par la direction longitudinale de l'écoulement. La surface maitre qui a été définie est la sortie du domaine et la surface esclave est l'entrée, ainsi les conditions de sortie du domaine seront les conditions d'entrées.

Le bassin sur lequel l'entrée et la sortie ont été définies a été séparé en deux parties de longueurs approximativement égales (la présence des structures flexibles a contraint à couper le bassin à une longueur sensiblement différente de $L/2$, avec L la longueur d'un bassin). Cette coupe transversale a été choisie pour des questions de simplicité de construction numérique. D'autres choix étaient envisageables, par exemple de construire deux bassins successifs, de définir la sortie dans la fente du second bassin et l'entrée dans une fente du premier. Cette solution retenue pose de nombreuses contraintes dans la construction du modèle, en particulier dans le volume situé au-dessus de l'eau et des parois, avec des surfaces multiples à construire et des conditions limites à définir susceptibles de générer des singularités de calculs. Pour finir, le choix fait ici permet d'avoir un bassin au centre du domaine, qui n'est pas directement en contact avec les limites amont et aval du domaine. Cela laisse penser que les conditions d'écoulement dans ce bassin seront peu affectées par le périodique. Une représentation des deux bassins est donnée en figure 5.15.

Les paramètres de calculs ont été choisis de façon à respecter un nombre de courant inférieur à 1 sur l'ensemble du domaine. Le temps simulé a été de 20s ayant nécessité un temps de calcul d'environ 30 jours. Les résultats obtenus sont des grandeurs temporelles de l'écoulement et également des valeurs moyennes.

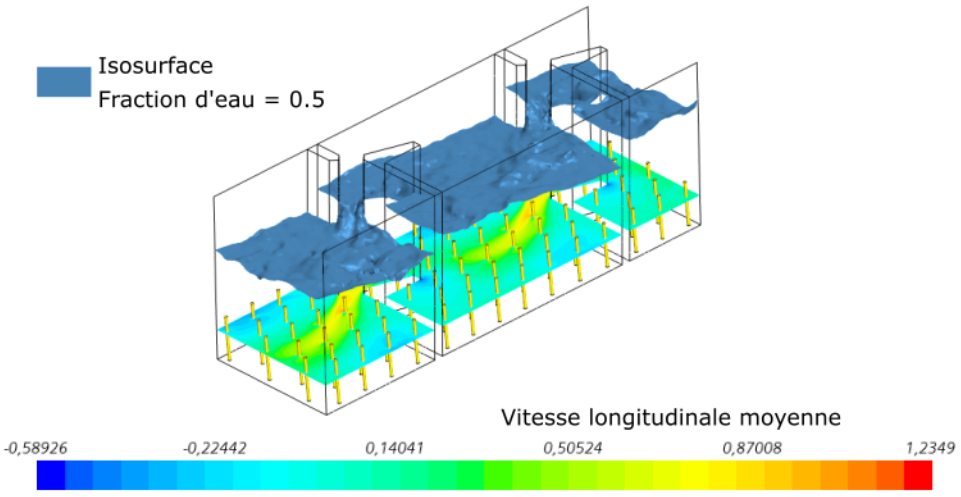


FIGURE *5.15 – Représentation 3D des deux bassins. Avec l'isosurface correspondant à une fraction d'eau égale à 0.5 (surface libre) et le champ de vitesse longitudinale moyen.*

5.4.3 Validation du modèle numérique

5.4.3.1 Vitesses moyennes 2D

Les champs de vitesses moyens obtenus dans la canopée de structures flexibles ($z = 3H/4$) montrent des similarités avec les résultats expérimentaux, autant dans l'aspect de l'écoulement que dans les niveaux de vitesses obtenues (figures 5.16 et 5.17). La première structure flexible impactée par le jet divise nettement le jet, comme cela est visible sur les résultats expérimentaux et numériques.

Les sillages des structures sont plus fortement marqués dans les résultats numériques. Les niveaux de vitesses moyennes dans le sillage du cylindre impacté par le jet atteignent une valeur très proche de 0, contre environ 0.2 pour les résultats expérimentaux. Ce constat est valable pour l'ensemble des structures se trouvant dans la zone où les vitesses, adimensionnées par la vitesse débitante, sont supérieures à 0.5.

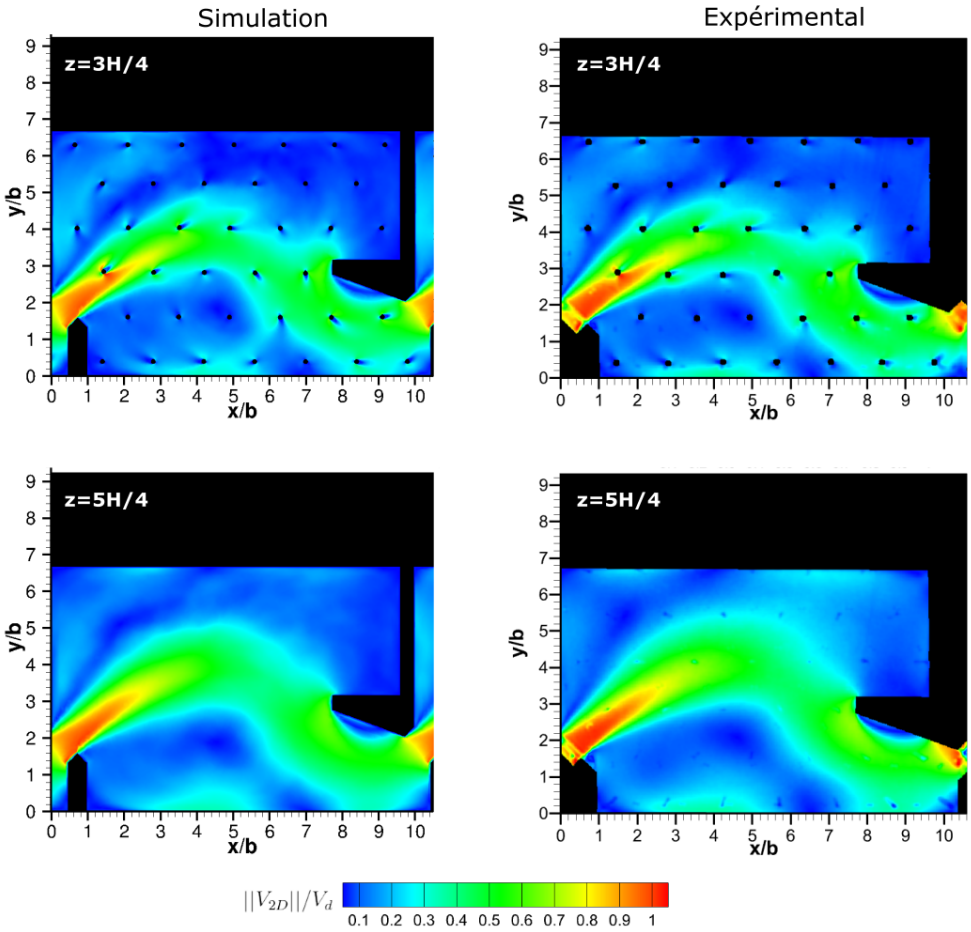


FIGURE *5.16 – Comparaison des champs de vitesses moyennes pour une pente* $s = 7.5\%$ *et* $Q^A = 4.8$. *À gauche, résultats de simulations LES. À droite, résultats expérimentaux PIV.*

Les résultats expérimentaux montrent une vitesse dans le jet plus élevée que dans les résultats numériques (figures 5.16 et 5.17). Les profils de vitesses moyennes (figure 5.17) montrent que les vitesses obtenues avec la simulation numérique sont majoritairement inférieures aux résultats expérimentaux. Les profils de vitesses obtenus pour $z = 3H/4$ (figure 5.17) indiquent que les résultats numériques se trouvent dans la zone d'incertitude entre $x/b = 1$ et$x/b = 1.5$, $x/b = 3$ et x/b=6 puis entre $x/b = 8$ et $x/b = 9.5$. Trois zones présentent des écarts entre les résultats de simulation et les résultats expérimentaux. L'ordre de grandeur des écarts pour les vitesses les plus élevées est de 10%. Pour le profil transversal, l'écart majeur entre les résultats de simulation et les résultats expérimentaux est entre $y/b = 5$ et $y/b = 6$. Pour le reste, les résultats se trouvent principalement dans la zone d'incertitude.

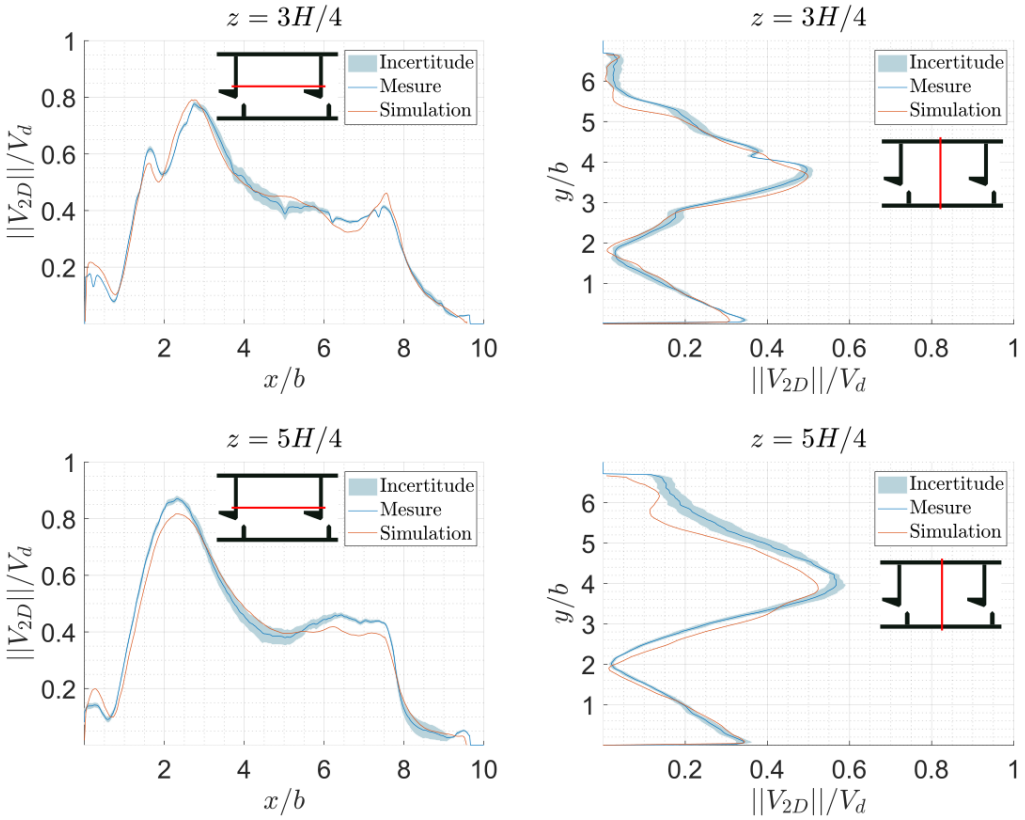


FIGURE *5.17 – Comparaison des résultats de simulation numérique LES avec les résultats de mesures PIV. Profils de vitesses moyennes pour une pente* $s = 7.5\%$ *et* $Q^A = 4.8$. *Profils longitudinaux à gauche* $(y/b = B/2)$ *et transversaux à droite* $(x/b = L/2)$.

Pour le profil longitudinal dans le cas $z = 5H/4$ (figure 5.17) cette baisse est d'environ 6% pour la vitesse maximale et subsiste entre $x/b = 1$ jusqu'à $x/b = 3$. Sur ce même profil, des valeurs inférieures sont visibles entre $x/b = 6$ et $x/b = 7.5$, avec une baisse ayant un ordre de grandeur de 10%. Hormis la partie entre $x/b = 0$ et $x/b = 0.5$ pour laquelle les résultats numériques sont supérieurs aux résultats expérimentaux, les résultats numériques sont dans l'incertitude des résultats expérimentaux pour ce profil. Les écarts sur le profil transversal sont plus marqués que dans le cas $z = 3H/4$. Les vitesses issues

de la simulation sont inférieures aux résultats expérimentaux entre $y/b = 4$ et $y/b = 6.67$. L'écart entre la vitesse maximale moyenne issue de la simulation et expérimentale est d'environ 9%. Un écart est notable dans la zone comprise entre $y/b = 2$ et $y/b = 3.5$ où les vitesses issues de la simulation sont supérieures aux résultats expérimentaux.

5.4.3.2 Énergie cinétique turbulente 2D

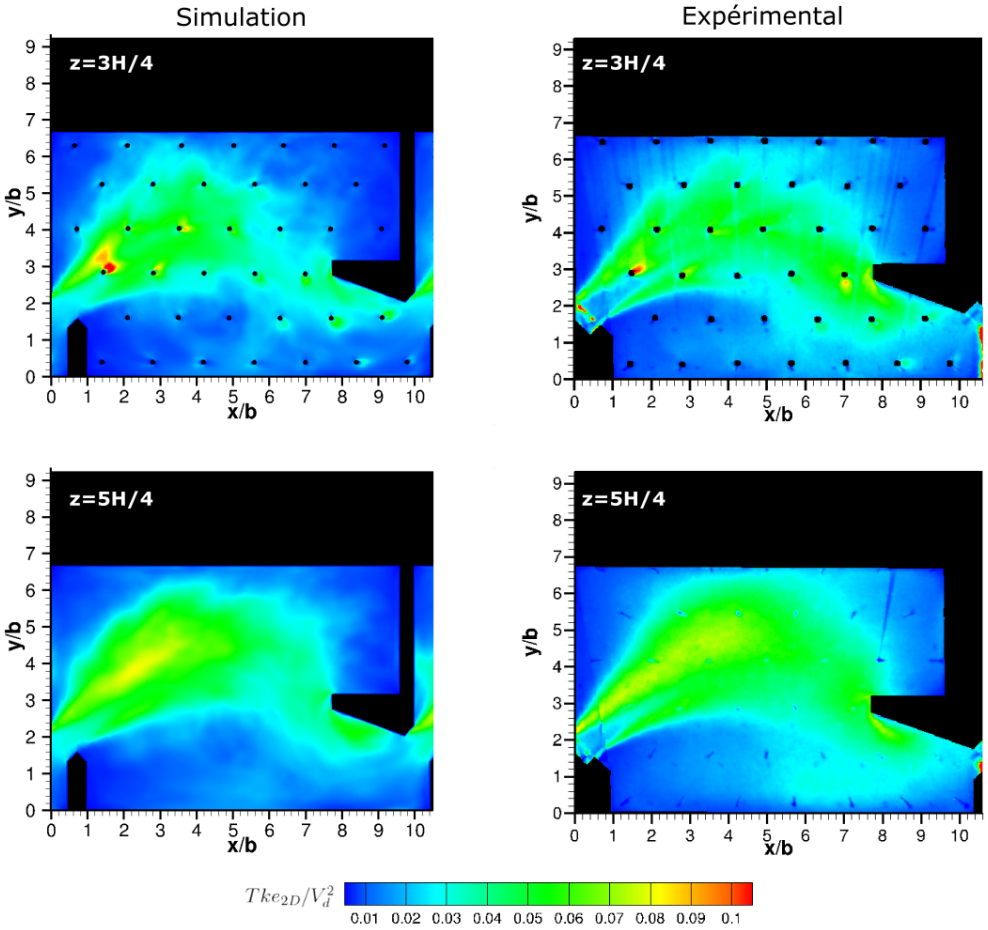


FIGURE *5.18 – Comparaison des champs d'énergie cinétique turbulente 2D pour une pente $s = 7.5\%$ et $Q^A = 4.8$. À gauche, résultats de simulations LES. À droite, résultats expérimentaux PIV.*

La distribution de l'énergie cinétique turbulente 2D dans le bassin a une distribution comparable aux résultats expérimentaux (figure 5.18). Il y a une zone où l'écoulement présente des niveaux d'énergie élevée, là où se trouvent le jet et les vitesses moyennes les plus élevées. Cependant, pour la hauteur de mesure $z = 3H/4$, l'étendue de la zone de plus haute énergie se trouve atténuée dans les résultats du modèle en comparaison avec les résultats expérimentaux. Cela est particulièrement prononcé à proximité du grand déflecteur (figure 5.18). Toujours à cette même hauteur de mesure, l'énergie cinétique turbulente

issue de la simulation a des niveaux plus élevés à proximité du premier cylindre impacté par le jet. En revanche, l'inverse se produit à proximité du grand déflecteur aval où les niveaux de turbulence dans les sillages sont plus élevés dans les résultats de mesures que dans les résultats de simulation.

Les résultats de simulation dans le plan au-dessus de la canopée présentent également des écarts avec les résultats expérimentaux, en particulier dans la zone à proximité du grand déflecteur aval. Il y est observé un niveau d'énergie cinétique turbulente moins important dans les résultats de simulation que dans les résultats expérimentaux. Cependant, les niveaux observés dans le jet ont des ordres de grandeur comparables, avec un niveau maximal de l'ordre de 0.8 dans le jet.

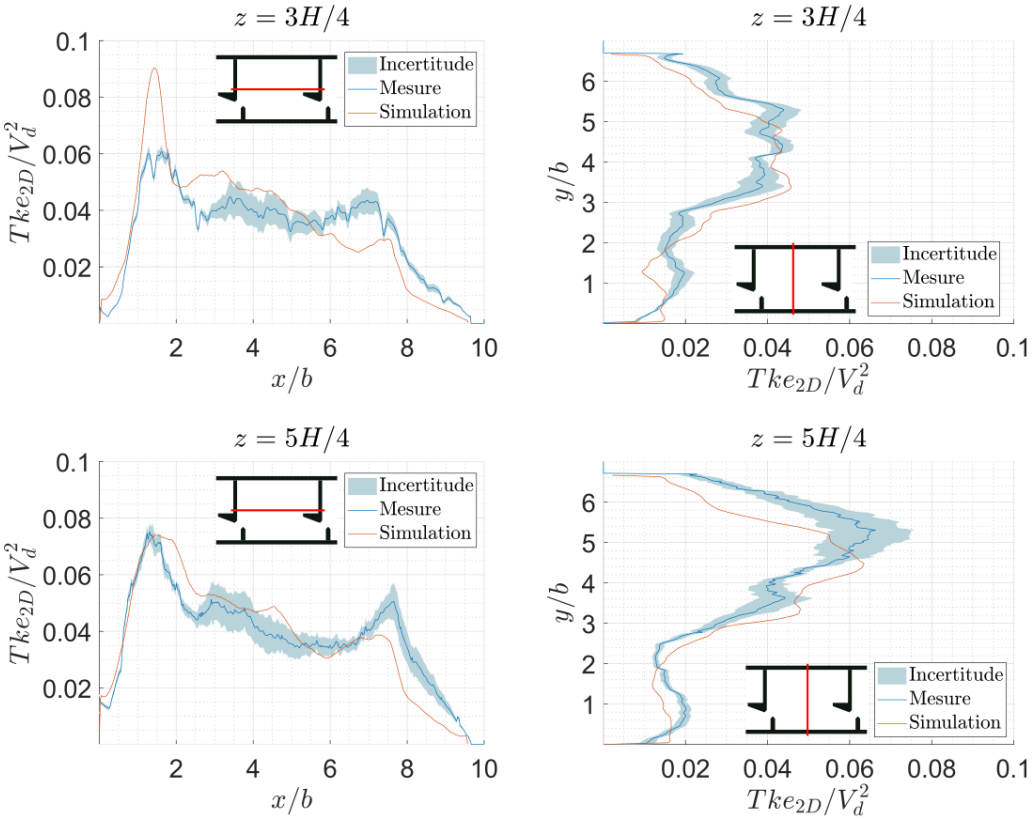


FIGURE *5.19 – Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente pour une pente* $s = 7.5\%$ *et* $Q^A = 4.8$*. À gauche, les résultats de simulations. À droite, les résultats expérimentaux.*

Les différences entre les résultats numériques et expérimentaux sont visibles sur les profils longitudinaux et transversaux (figure 5.19). Les valeurs obtenues dans la canopée ($z = 3H/4$) montrent une différence significative pour le profil longitudinal. En particulier pour le pic observé sur les valeurs numériques pour $x/b = 1.5$. L'estimation numérique est environ 50% plus élevée que les résultats expérimentaux. En revanche, une sous-estimation significative est visible entre $x/b = 6$ et $x/b = 9.5$. Le profil transversal présente une même tendance avec quelques écarts entre les résultats, mais qui restent proches.

Les profils mesurés à une hauteur $z = 5H/4$ suivent une tendance similaire que ce soit en transversal ou longitudinal. Pour ce dernier, deux écarts majeurs sont visibles, le premier entre $x/b = 1.5$ et $x/b = 3$ où les résultats numériques sont supérieurs aux résultats expérimentaux. L'inverse est observé entre $x/b = 7$ et $x/b = 9.5$. Pour le profil transversal, l'écart le plus important se trouve entre $y/b = 5$ et $y/b = 6.67$, où les résultats numériques sont significativement inférieurs aux résultats expérimentaux. Même si sur ce profil les tendances générales sont proches, la valeur la plus importante se trouve pour $y/b = 4.4$ contre $y/b = 5.4$ dans les résultats expérimentaux. L'emplacement de la valeur la plus élevée ne se trouve donc pas au même endroit, ce qui constitue une erreur lors de l'estimation de la répartition des niveaux de turbulence dans le domaine.

5.4.4 Conclusion

Dans cette partie, la construction du modèle numérique a été décrite avec en particulier la nécessité d'utiliser un bouclage périodique pour réduire la taille du domaine modélisé. Ainsi, le nombre de structures flexibles représentées dans la simulation a été significativement réduit en comparaison à une simulation de l'intégralité de la passe à poissons.

Les vitesses moyennes obtenues dans la simulation numérique montrent un niveau de représentation important de l'écoulement mesuré, que ce soit sur les niveaux des vitesses ou leurs répartitions. En revanche, l'énergie cinétique turbulente se trouve plus éloignée des résultats expérimentaux, que ce soit sur la répartition ou sur les niveaux obtenus, mais avec des ordres de grandeur très proches. Ces résultats permettent de valider le modèle numérique, des résultats complémentaires sont présentés dans la section suivante.

5.5 Analyse des résultats

5.5.1 Résultats de mesures PIV

5.5.1.1 Généralités sur les résultats

Les mesures PIV à deux dimensions et deux composantes ont été réalisées dans le cas d'une largeur de bassin constante $B/b = 6.67$. Quatre débits ont été testés, $Q^A = 3.8$, 4.8, 5.6 et 6.7 et deux pentes, $s = 7.5\%$ et 10%. Cela a conduit à huit configurations expérimentales par plan de mesure. Sachant que deux plans ont été étudiés, $z = 3H/4$ (dans la canopée de structures flexibles) et $z = 5H/4$ (au-dessus de la canopée de structures flexibles). Au total, seize plans de mesures ont été réalisés.

Deux masques ont été créés, un définissant le contour de la zone de visualisation, donc le bassin dans lequel les mesures ont été faites. La géométrie des bassins n'est pas intégralement représentée par ce masque puisque des zones ne sont pas exploitables, par manque d'intensité lumineuse ou parce que les effets optiques contraignent à masquer certaines zones, par exemple l'embase du grand déflecteur. Le second masque correspond aux structures flexibles, il a été positionné à l'endroit où les structures coupent le plan laser. La faible amplitude des déplacements des cylindres a permis de définir ce masque comme un élément fixe, ne suivant pas le mouvement des cylindres à partir de la moyenne temporelle des résultats.

Une attention particulière doit être apportée aux résultats sur lesquels certaines zones sont partiellement altérées par la présence des structures flexibles ou d'éléments de fixation. Ces éléments restent modérés et sont visibles sur les résultats, mais n'ont pas été masqués pour conserver la qualité des visualisations. De plus, les résultats sont altérés au niveau de la base du jet où une significative baisse de vitesse peut être observée, cela est causé par la jonction entre les plaques de fonds qui se trouve dans la fente, cette zone ne sera donc pas discutée.

5.5.1.2 Vitesses moyennes

Tout d'abord, le cas de la pente $s = 10\%$ pour un débit $Q^A = 3.8$ présenté est un champ de vitesses particulièrement altéré par les effets de la surface libre (variations de hauteur d'eau, bulles). La mesure de hauteur d'eau moyenne dans ces conditions est de $0.222m$ au centre du bassin. La surface libre est donc à environ 3cm au-dessus du plan laser, dans le cas où $z = 5H/4$. Ce résultat est donc peu exploitable.

Les mesures réalisées à $z = 5H/4$ (au-dessus de la canopée) montrent que plus le débit augmente, plus le jet a tendance à s'orienter dans la direction longitudinale, que ce soit pour $s = 7.5\%$ ou $s = 10\%$ et sa largeur va diminuer. Deux états d'écoulement sont visibles, toujours à cette même hauteur. Le premier cas où le jet impacte la paroi opposée, pour $Q^A = 3.8$ avec $s = 7.5\%$ (figure 5.20) et $Q^A = 4.8$ avec $s = 10\%$ (figure 5.21). Le second cas où le jet communique avec la fente suivante, dans tous les cas, hormis ceux évoqués précédemment (figures 5.20 et 5.21).

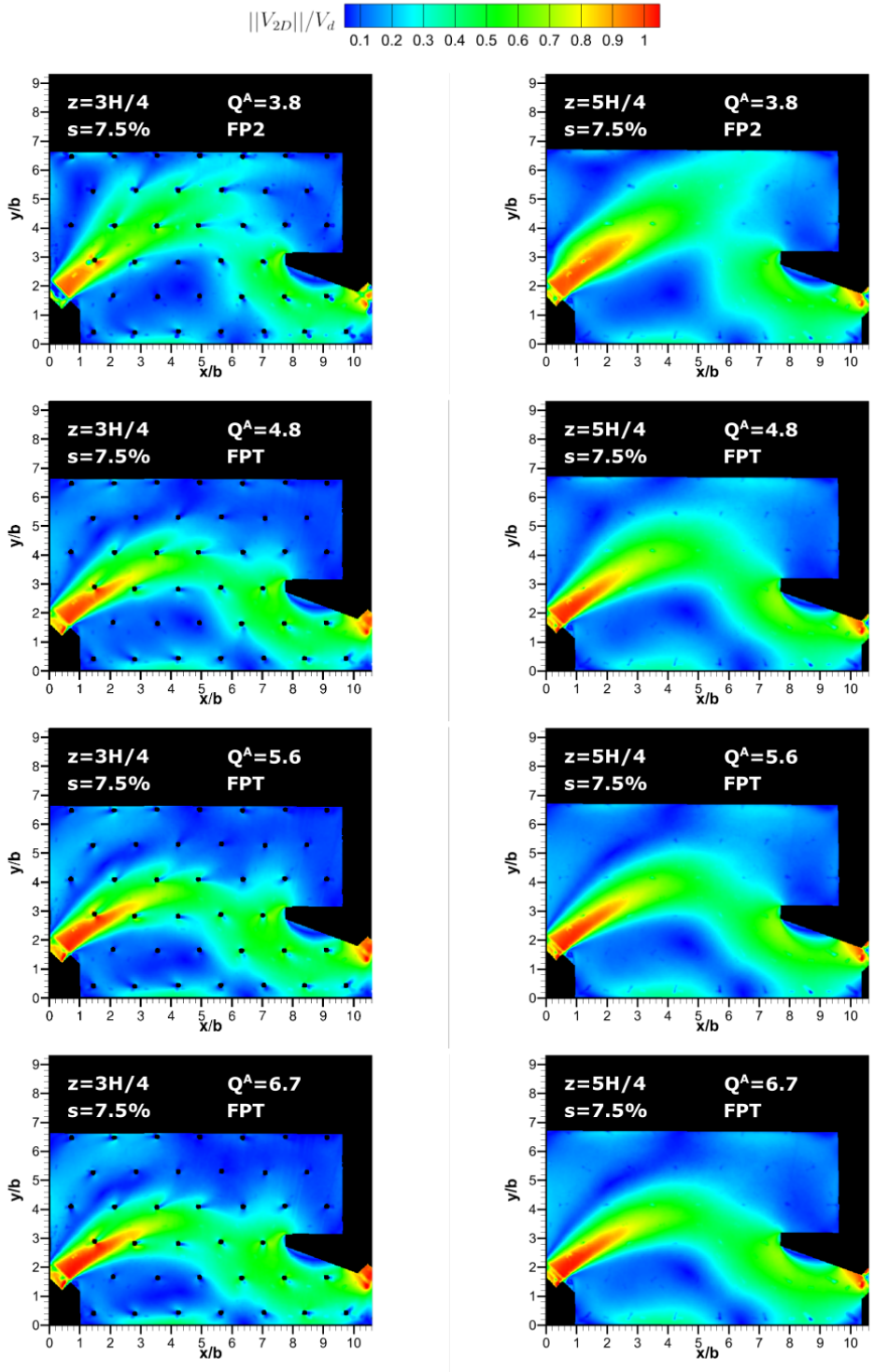


FIGURE *5.20 – Mesures par PIV, norme de la vitesse moyenne 2D adimensionnée dans le cas de la pente $s = 7.5\%$ et pour les quatre débits. À gauche, mesures obtenues dans la canopée de structures ($z = 3H/4$). À droite, mesures obtenues dans le plan au-dessus des structures ($z = 5H/4$). FP1 : Topologie 1, FP2 : Topologie 2, FPT : Transition. .*

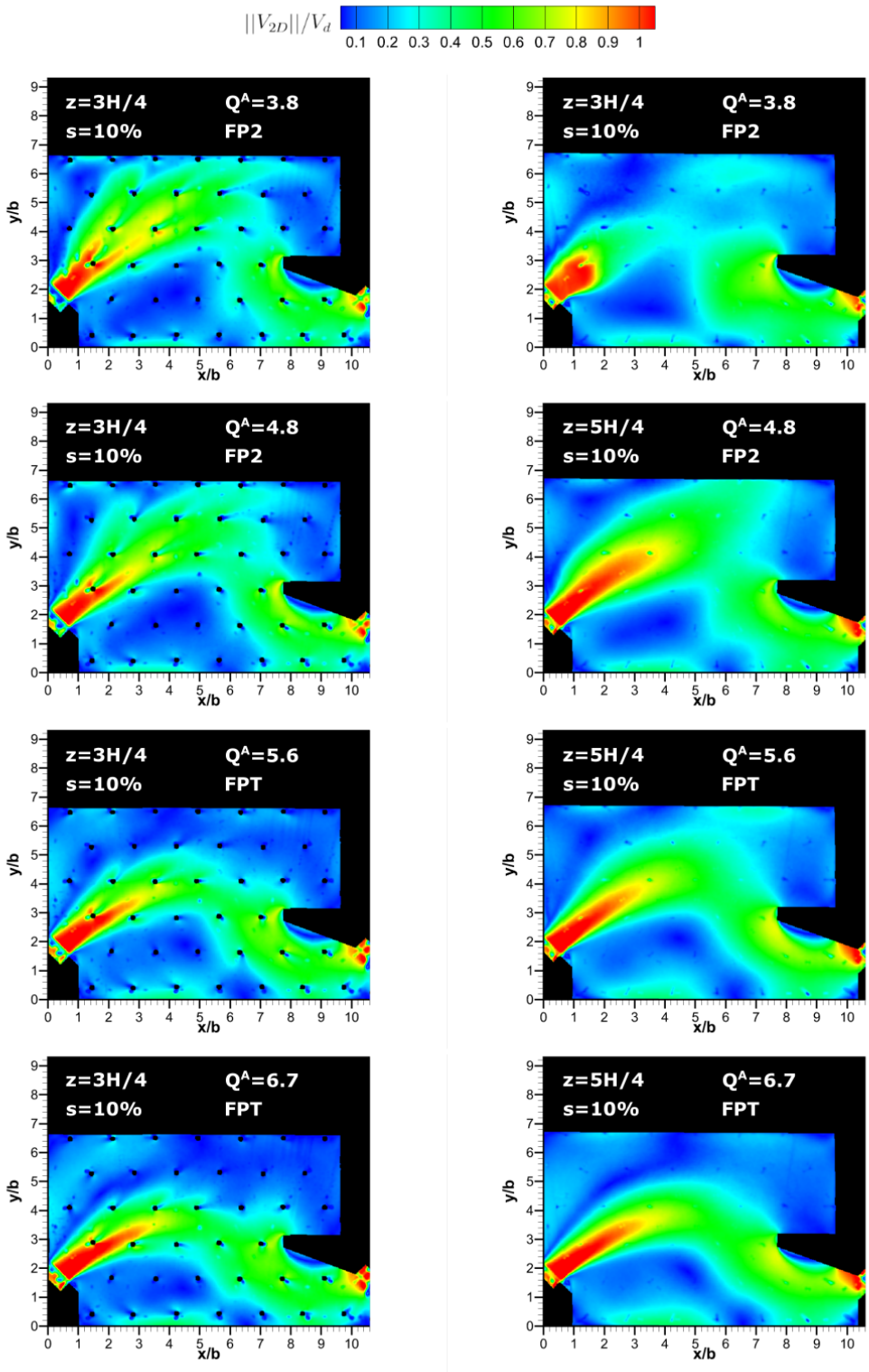


FIGURE *5.21 – Mesures par PIV, norme de la vitesse moyenne 2D adimensionnée dans le cas de la pente $s = 10\%$ et pour les quatre débits. À gauche, mesures obtenues dans la canopée de structures ($z = 3H/4$). À droite, mesures obtenues dans le plan au-dessus des structures ($z = 5H/4$). FP1 : Topologie 1, FP2 : Topologie 2, FPT : Transition.*

Dans le premier cas, il s'agit de la topologie 2, en accord avec les résultats obtenus par mesures ADV (figure 5.10). Les autres cas correspondent à des topologies de transition, aucune topologie 1 n'est visible sur les résultats de mesures. Les structures caractéristiques de l'écoulement dans une telle passe se retrouvent donc au-dessus de la canopée de structures flexibles.

Les résultats des mesures menées dans la canopée montrent que le jet est brisé par la présence des structures flexibles pour l'ensemble des cas étudiés (figures 5.20 et 5.21). Lorsque le jet est orienté directement vers les structures, alors l'atténuation des vitesses maximales dans le jet est significative, c'est particulièrement visible pour $Q^A = 3.8$. La zone de vitesses d'écoulement maximales est réduite. La présence de ces structures semble particulièrement efficace dans le cas des topologies 2, il s'agit des cas pour lesquels le jet est orienté de façon à se briser, puisqu'il entre en contact direct avec les cylindres.

Si l'orientation du jet se rapproche de la direction longitudinale, alors il a tendance à passer entre les structures sans les impacter, $Q^A = 4.8$ à 6.7 avec $s = 7.5\%$ (figure 5.20). Dans ce cas, même si un abaissement global des vitesses est observé, le jet principal semble peu affecté par la présence des structures flexibles. En dehors du jet, la présence des structures favorise la réduction des vitesses moyennes, en particulier dans la zone à proximité du grand déflecteur (figure 5.22). Cette réduction des vitesses montre que l'écoulement est significativement modifié par la présence des cylindres.

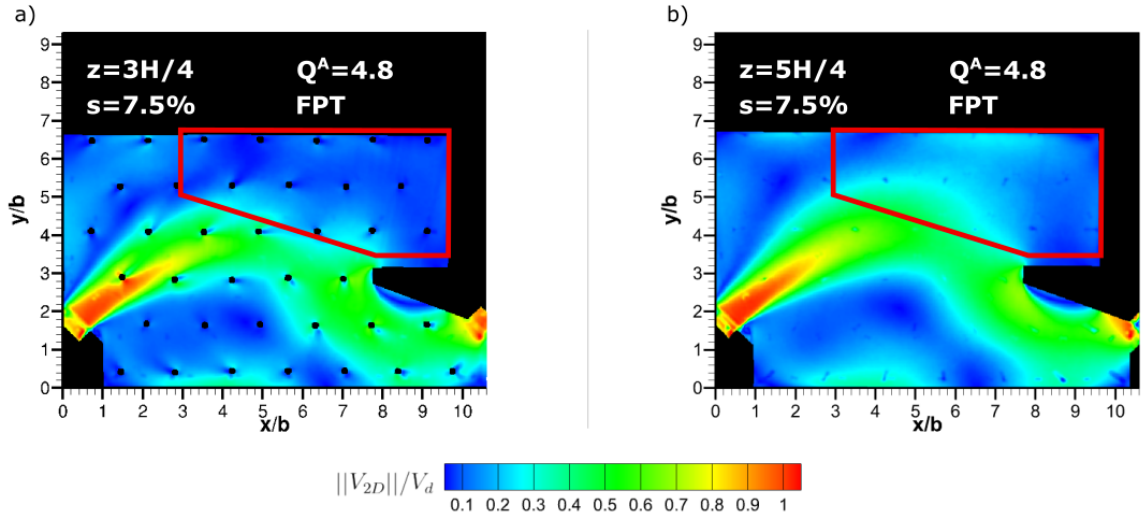


FIGURE *5.22 – Mesures par PIV. Encadrée en rouge, la zone où une significative baisse des vitesses moyennes dans la canopée pour $Q^A = 4.8$ et $s = 7.5\%$. a) Champ de vitesses moyennes dans la canopée ($z = 3H/4$). b) Champ de vitesses moyennes au-dessus de la canopée ($z = 5H/4$). FP1 : Topologie 1, FP2 : Topologie 2, FPT : Transition.*

La réduction des vitesses moyennes est visible sur les profils transversaux et longitudinaux (figure 5.23).Pour le profil transversal, la vitesse moyenne maximale dans la canopée est de 0.49 contre 0.56 au-dessus de la canopée, soit une réduction de la vitesse maximale de plus de 12%. L'évolution de la vitesse moyenne entre $y/b = 0$ et $y/b = 4$ est relati-

vement semblable entre la canopée et au-dessus. En revanche, une différence est visible entre $y/b = 4$ et $y/b = 6.67$, où une baisse de vitesse est significative dans la canopée pour toute cette zone (figure 5.23).

Le profil de vitesse moyenne longitudinal montre une réduction de la vitesse moyenne maximale (figure 5.23). Au-dessus de la canopée, celle-ci est de 0.86 contre 0.77 dans la canopée, soit une réduction de plus de 10% de la vitesse maximale. De façon générale, le profil dans la canopée évolue de façon similaire au profil mesuré au-dessus de la canopée avec cependant une réduction significative de la vitesse entre $x/b = 1.5$ et $x/b = 2.7$, qui est la zone où se trouve le jet.

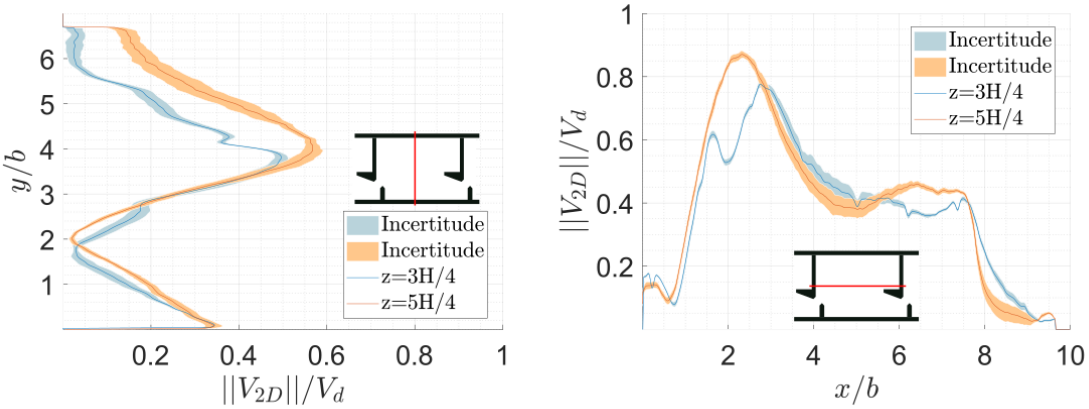


FIGURE *5.23 – Comparaison des profils de vitesses moyennes et de l'énergie cinétique turbulente.*

5.5.1.3 Énergie cinétique turbulente

L'énergie cinétique turbulente adimentionnée Tke_{2D}/V_d^2 est présentée pour les deux hauteurs de mesures $z = 3H/4$ et $z = 5H/4$ (figures 5.24 et 5.25).

Les figures montrent la dépendance entre les topologies et la distribution de l'énergie cinétique turbulente dans le plan de mesure. Dans les cas $Q^A = 3.8$ pour $s = 7.5\%$ puis $Q^A = 3.8$ et 4.8 pour $s = 10\%$, la topologie 2 a été déterminée par les mesures ADV (figures 5.24 et 5.25). Dans ces cas ; l'énergie cinétique turbulente est distribuée en suivant la distribution des vitesses moyennes, avec une orientation en direction de la paroi opposée à la fente.

Lorsque le débit augmente, donc lorsque la topologie 2 sera défavorisée pour laisser place à la topologie de transition, alors la zone où l'énergie turbulente est la plus élevée relie la fente amont à la fente aval. À nouveau, la répartition suit la répartition des vitesses moyennes. Les cas concernés sont $Q^A = 4.8$, 5.6 et 6.7 pour une pente $s = 7.5\%$ puis $Q^A = 5.6$ et 6.7 pour $s = 10\%$ (figures 5.24 et 5.25).

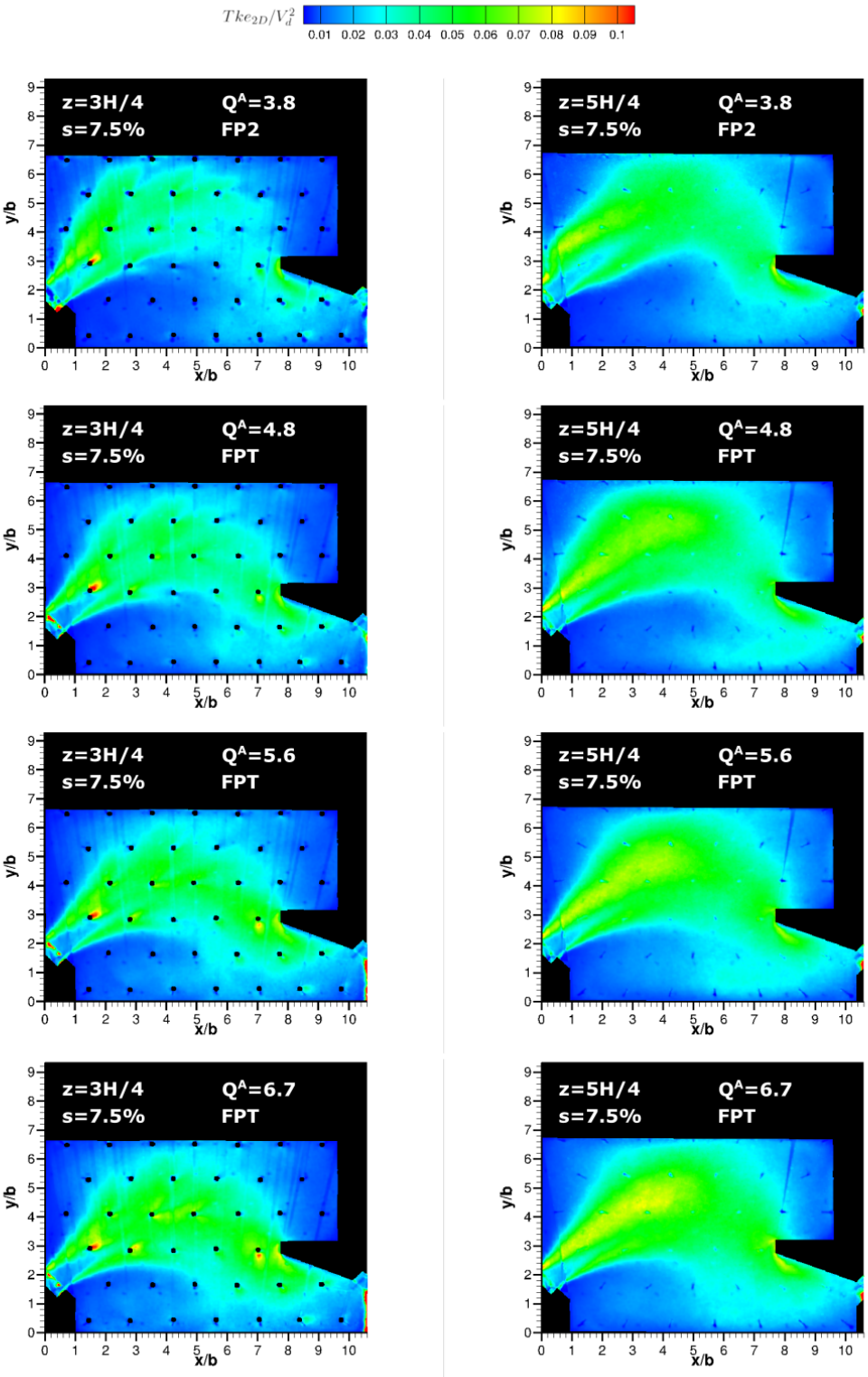


FIGURE *5.24 – Mesures par PIV, énergie cinétique turbulente 2D dans le cas de la pente $s = 7.5\%$ et pour les quatre débits. À gauche, mesures obtenues dans la canopée de structures ($z = 3H/4$). À droite, mesures obtenues dans le plan au-dessus des structures ($z = 5H/4$). FP1 : Topologie 1, FP2 : Topologie 2, FPT : Transition.*

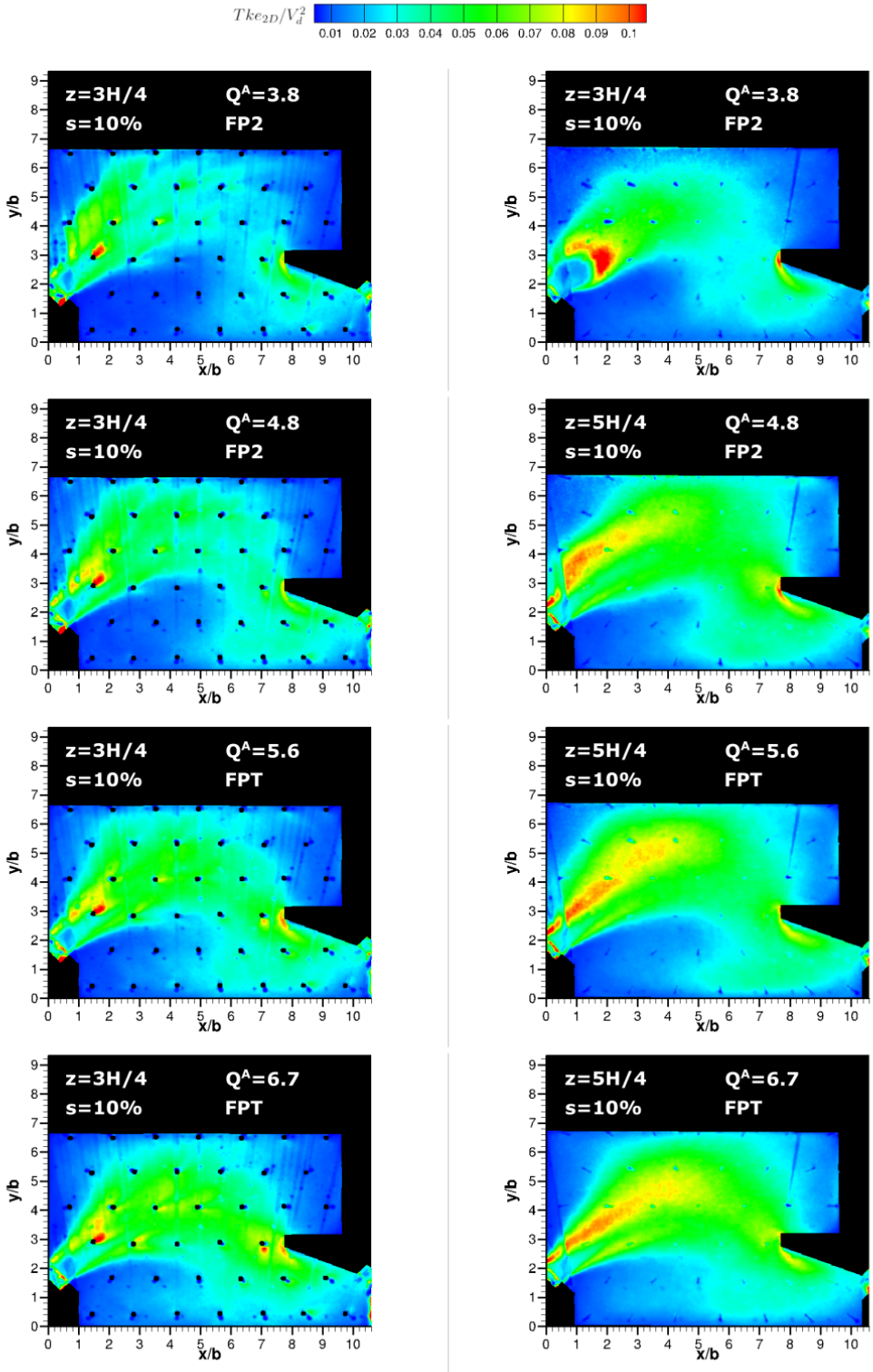


FIGURE *5.25 – Mesures par PIV, énergie cinétique turbulente 2D dans le cas de la pente $s = 10\%$ et pour les quatre débits. À gauche, mesures obtenues dans la canopée de structures ($z = 3H/4$). À droite, mesures obtenues dans le plan au-dessus des structures ($z = 5H/4$). FP1 : Topologie 1, FP2 : Topologie 2, FPT : Transition.*

L'énergie cinétique turbulente du jet est réduite dans la canopée, dans laquelle la zone correspondant à un niveau supérieur à $Tke_{2D} = 0.0875$ est significativement réduite. Cependant, une zone avec un niveau d'énergie plus élevé apparait dans le sillage du premier cylindre impacté par le jet par rapport à la même zone au-dessus de la canopée.

De façon qualitative, l'observation des champs d'énergie cinétique turbulente moyens montre une atténuation de celle-ci dans la canopée par rapport à la zone qui se trouve au-dessus. Cela se manifeste par une atténuation tout au long du jet de la zone de plus haute énergie (figure 5.26).

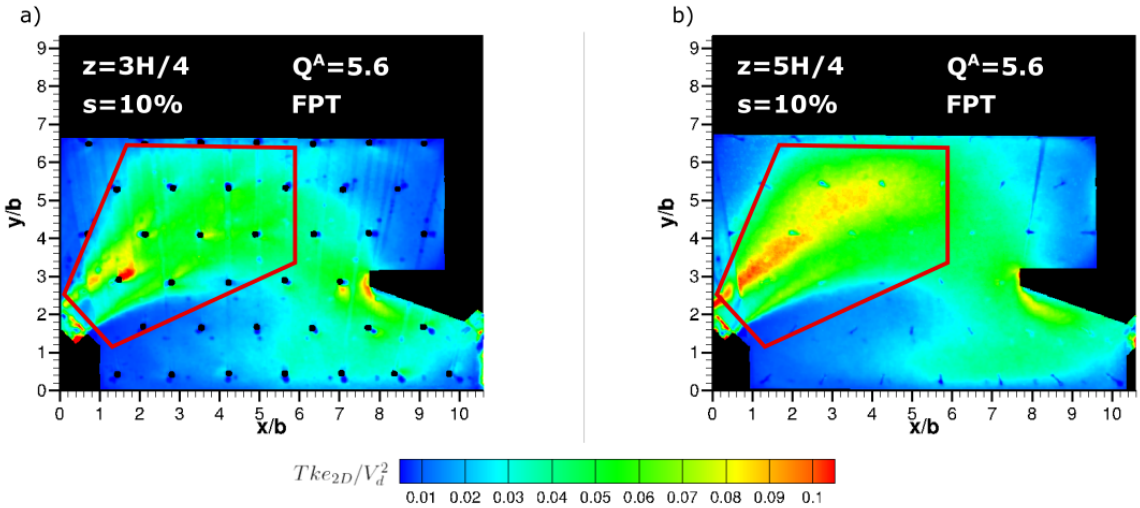


FIGURE *5.26 – Mesures par PIV. Encadrée en rouge, la zone où une significative baisse de l'énergie cinétique turbulente est observée dans la canopée pour $Q^A = 5.6$ et $s = 10\%$. a) Profil d'énergie cinétique turbulente dans la canopée ($z = 3H/4$). b) Profils d'énergie cinétique turbulente au-dessus de la canopée ($z = 5H/4$). FP1 : Topologie 1, FP2 : Topologie 2, FPT : Transition.*

Les profils transversaux d'énergie cinétique turbulente montrent des similarités dans l'évolution générale suivant y/b (figure 5.27). Une baisse notable est observable entre les valeurs au-dessus de la canopée et dans la canopée de structures flexibles entre $y/b = 4$ et $y/b = 6.67$. Cette zone correspond au jet dans le bassin. La réduction sur la valeur maximale de l'énergie est supérieure à 30%, la présence des structures flexibles réduit donc l'énergie cinétique turbulente.

Dans le cas du profil longitudinal, l'énergie cinétique turbulente suit également un même comportement, que ce soit au-dessus, ou dans la canopée. Les niveaux sont identiques dans la zone $x/b = 2.5$ à $x/b = 7$ (figure 5.27). À l'extérieur de ces bornes, une atténuation de l'énergie est visible dans la canopée par rapport aux mesures réalisées au-dessus. La baisse observée entre les valeurs maximales est supérieure à 20%, dans la zone à l'extérieur de ces bornes.

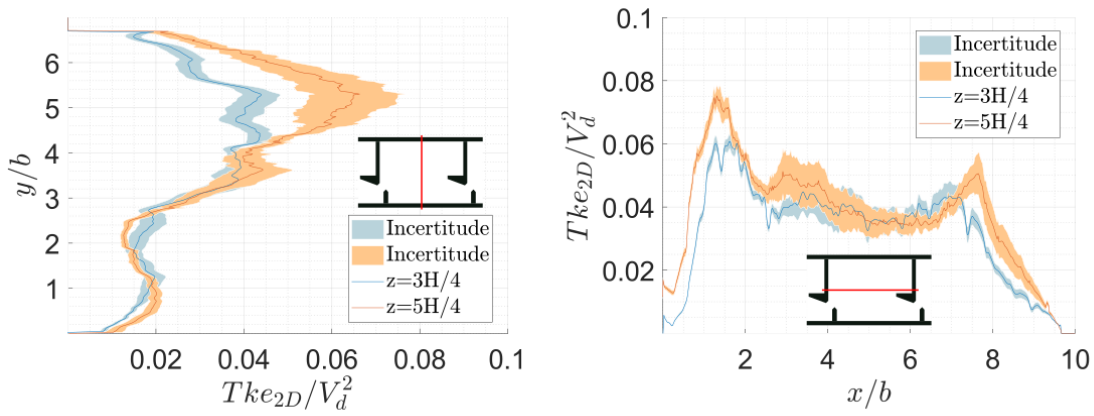


FIGURE *5.27 – Comparaison des profils de vitesses moyennes et de l'énergie cinétique turbulente.*

5.5.2 Résultats numériques

5.5.2.1 Champs de vitesse

Pour évaluer l'effet de la canopée de structures flexibles, une simulation complémentaire a été réalisée dans la configuration radier lisse, pour une même largeur de bassin et une même pente ($B/b = 6.67$, $s = 7.5\%$ et $Q^A = 4.8$). Les résultats montrent deux topologies différentes, avec un jet qui impacte la paroi opposée à la fente dans le cas radier lisse et un jet qui communique avec la fente aval dans le cas avec les structures flexibles (figure 5.28 a). Ce changement est observable dans l'étude des topologies (section 5.3.2), avec une topologie FP1 pour le cas radier lisse dans cette configuration [Wang *et al.*, 2010], et une topologie FPT dans le cas des structures flexibles.

Les plans verticaux dans la fente (direction 1) montrent pour des champs du module tridimensionnel de la vitesse une répartition verticale différente de celle-ci dans la fente (figure 5.28 b). Dans le cas radier lisse, la répartition verticale des vitesses est relativement homogène. En comparaison, le cas avec structures flexibles montre une nette baisse de vitesse dans la zone où se trouve la canopée de structures. La répartition des vitesses au-dessus de la canopée retrouve des niveaux comparables au cas radier lisse.

Les plans verticaux longitudinaux (direction 2), montrent des niveaux de vitesses dans la partie centrale du bassin moins élevés pour le cas radier lisse que dans le cas avec structures flexibles (figure 5.28 c). Cela s'explique par l'orientation du jet, qui dans un cas est hors du plan (radier lisse) et dans l'autre est dans le plan (structures flexibles). Cependant, la répartition verticale des vitesses est plus homogène dans le cas radier lisse que dans le cas avec structures flexible. Il y a en particulier une zone au-dessus de la canopée où les vitesses sont plus élevées que dans la canopée et également plus élevées que dans le cas radier lisse.

Les résultats numériques permettent de déterminer les paramètres favorables pour les poissons, en s'inspirant ici de la démarche suivie par [Ballu, 2017] basée sur les travaux de [Lacey *et al.*, 2012]. Cette démarche s'appuie sur la détermination de trois paramètres

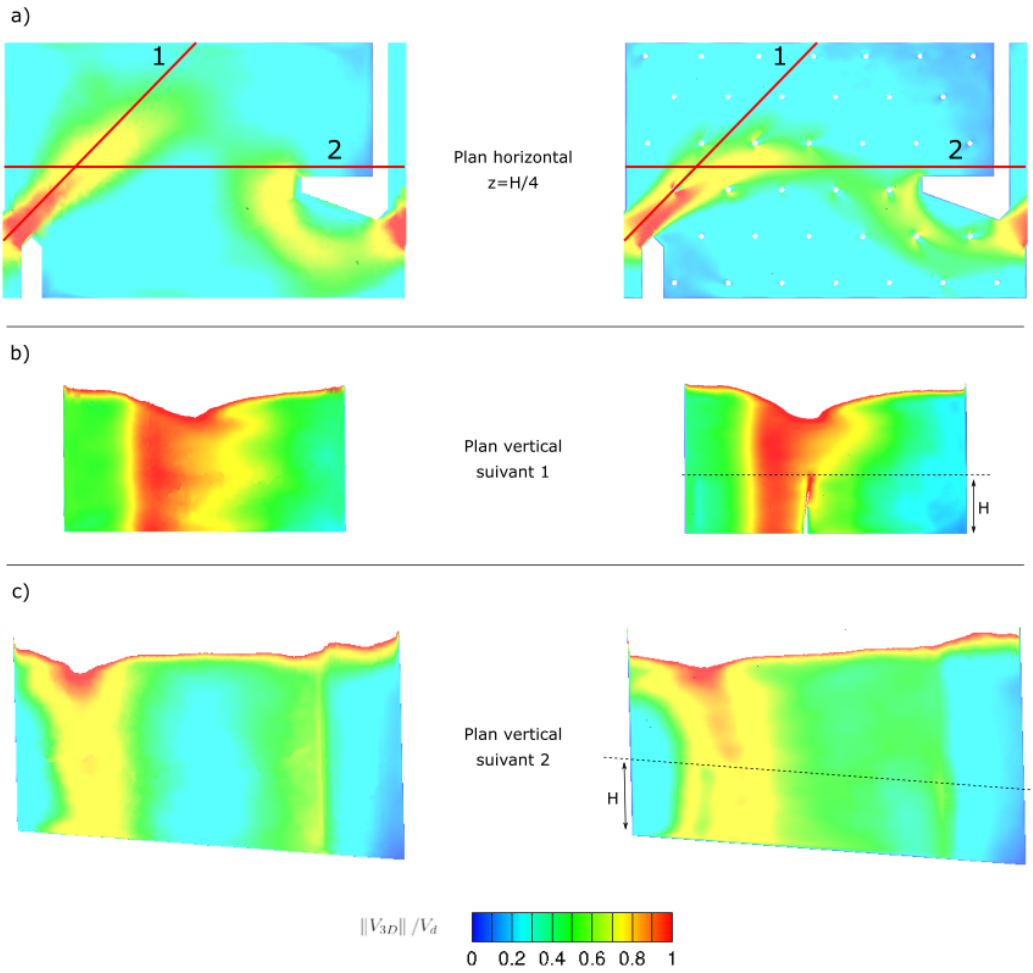


FIGURE *5.28 – Champs de vitesse moyens* $\|V_{3D}\|/V_d$ *pour une largeur* $B/b = 6.67$ *et une pente* $s = 7.5$*. À gauche avec radier lisse et à droite avec structures flexibles. a) Plan horizontal,* $z = H/4$*. b) Plan vertical dans la fente (direction 1). c) Plan vertical longitudinal (direction 2). Résultats de simulations en LES.*

de l'écoulement obtenus par une moyenne réalisée sur le volume d'eau dans un bassin et représentés symboliquement par <>. Ces paramètres sont, le module de la vitesse tridimensionnelle moyenne, la vorticité moyenne et l'énergie cinétique turbulente moyenne. Les valeurs obtenues pour ces trois paramètres sont présentées en figure 5.29. Sur les plans présentés en figure 5.29, dans le cas où les valeurs des paramètres sont supérieures aux valeurs moyennes, alors les zones sont identifiées comme défavorables pour les poissons, en revanche lorsque les trois valeurs sont inférieures aux valeurs moyennes alors la zone est identifiée comme favorable pour le passage des poissons.

Dans la configuration radier lisse, les résultats montrent une faible influence de la hauteur avec quatre zones principales où les critères sont favorables pour les poissons (figure 5.29), ce qui est en accord avec les études menées par [Ballu, 2017].

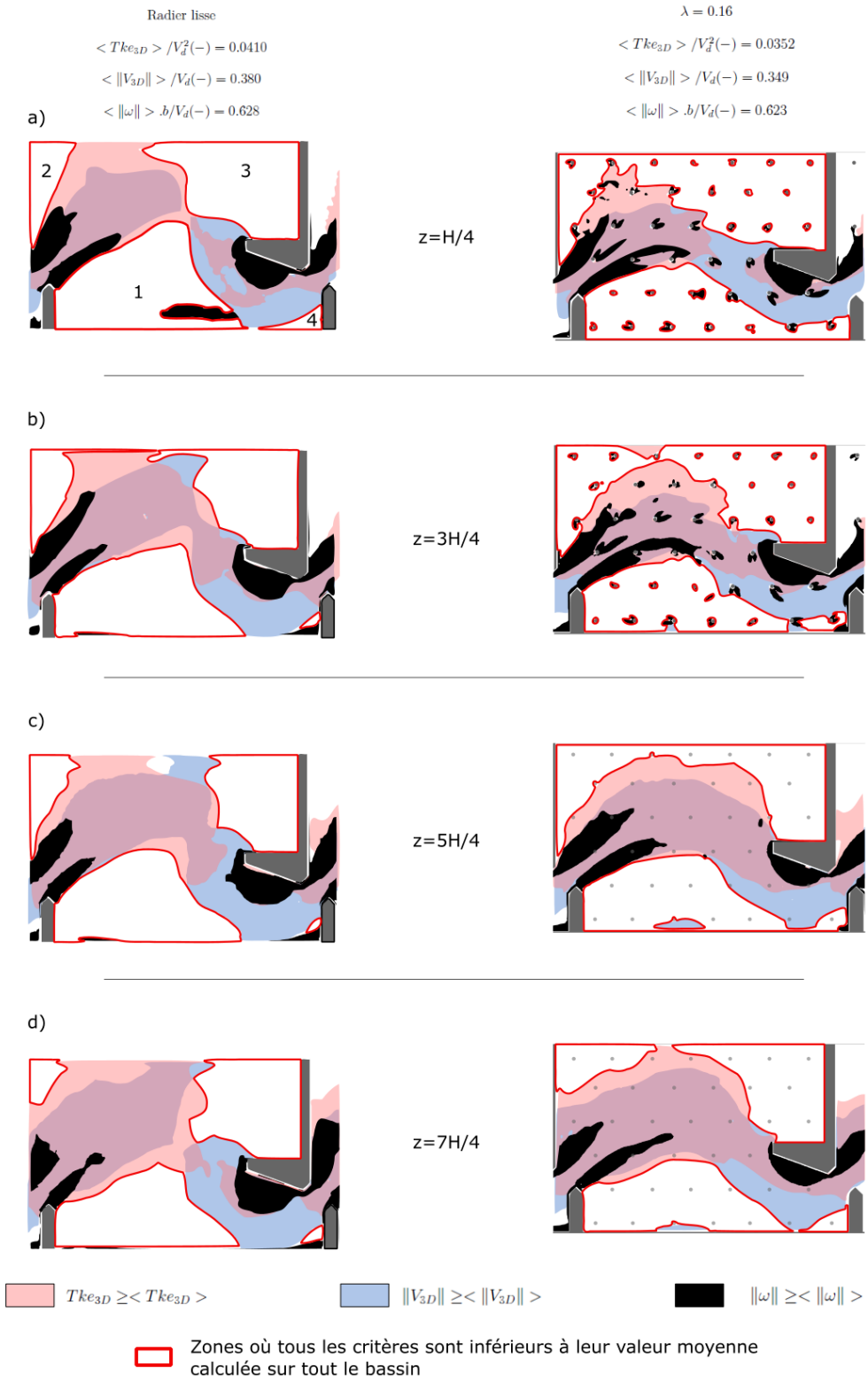


FIGURE *5.29 – Zones du bassin où les critères d'énergie cinétique turbulente, de vorticité et de vitesse sont supérieurs aux valeurs seuils, pour une largeur* $B/b = 6.67$ *et une pente* $s = 7.5\%$*. À gauche avec radier lisse, à droite avec structures flexibles. Résultats de simulations en LES.*

Lorsque $z = H/4$ et $3H/4$ (dans la canopée), l'impact du jet sur la paroi opposée à la fente est moins prononcé ce qui conduit à la création d'une seule zone favorable qui correspond à la réunion des zones 2 et 3 (figures 5.29 a et b). La séparation entre les zones 1 et 4 est également réduite dans la canopée et conduit à la formation d'une seule zone dans la partie inférieure du bassin. L'influence de la canopée se manifeste également dans la partie supérieure du bassin ($z > H$) avec les zones 2 et 3 qui sont également réunies comme dans la canopée lorsque l'on se place à une hauteur proche de celle-ci ($z = 5H/4$). Cette influence de la canopée s'atténue à une hauteur $z = 7H/4$. Dans ce plan, les quatre zones observées dans le cas radier lisse se retrouvent.

La comparaison entre le cas radier lisse et la canopée indique, pour $z = H/4$ que la présence de la canopée a permis d'augmenter la superficie de la zone favorable pour les poissons d'environ 10%, avec la plus forte augmentation pour la zone 3, estimée à plus de 20%. Dans le cas de la canopée, la comparaison entre $z = H/4$ et $z = 5H/4$ montre que la superficie de la zone propice pour les poissons s'est réduite de 11% au-dessus de la canopée par rapport au cas dans la canopée. Il y a donc une augmentation de la superficie des zones favorables pour les poissons dans la canopée par rapport au cas radier lisse et à l'écoulement au-dessus de la canopée.

5.5.2.2 Déformations des structures

Les résultats de simulation montrent des déformations importantes pour la structure qui se trouve impactée par le jet. La norme du déplacement moyen est de l'ordre de $4mm$ (figure 5.30) pour celle-ci. Les autres structures subissent moins de déformations, cependant les structures qui se trouvent dans la zone où la vitesse est la plus élevée subissent davantage de déformations que celles qui se trouvent à l'extérieur. Pour ces structures, l'ordre de grandeur des déplacements est de $1mm$, et proche de 0 pour les autres.

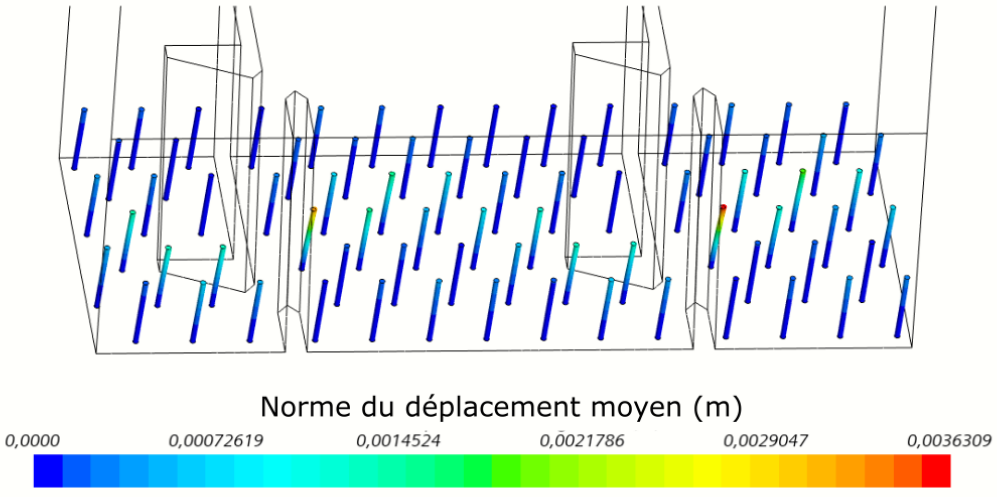


FIGURE *5.30 – Déformations des structures.*

Les déformations des structures n'ont pas été mesurées expérimentalement, cependant l'observation des déformations a montré qu'une estimation raisonnable des déformations est de l'ordre de 5 à $10mm$ pour le cylindre se trouvant dans le jet. Les résultats numériques semblent donc sous-estimer les déformations bien qu'il soit impossible d'en tirer de réelles conclusions. En revanche, la répartition des déformations est semblable aux observations, puisque les structures ayant le plus de déformations sont celles qui se trouvaient dans la zone du jet.

5.5.3 Conclusion

Les résultats de mesures par PIV montrent l'évolution des vitesses moyennes et de l'énergie cinétique turbulente dans un bassin de la passe à poissons, pour quatre débits et deux pentes. Deux plans de mesures ont été définis, un dans la canopée et un au-dessus de la canopée. Ces résultats ont tout d'abord permis de faire le lien entre les topologies déterminées par mesure ADV et le comportement moyen de l'écoulement dans le bassin. L'allure du jet est nettement modifiée suivant les deux topologies observées durant ces mesures, topologie 2 ou topologie de transition.

Les vitesses moyennes sont significativement affectées par la présence de la canopée, et en particulier dans la zone où les vitesses du jet sont les plus élevées. La baisse de vitesse est observable et quantifiable suivant les profils longitudinaux et transversaux. L'énergie cinétique turbulente se trouve également réduite par la présence des structures. La baisse d'énergie est constatée dans le jet, donc dans la zone où les vitesses sont les plus importantes. Cette baisse est observable suivant les profils transversaux et longitudinaux.

Les résultats du modèle numérique ont permis de montrer que les profils verticaux de vitesses sont modifiés par la présence de la canopée de structures flexibles [Nepf, 2012]. Ceci se retrouve expérimentalement dans la littérature pour des écoulements de canopées. L'écoulement a une topologie différente par rapport à une passe avec radier lisse et la superficie des zones favorables pour les poissons est agrandie.

Les déformations des cylindres montrent que les structures les plus affectées par l'écoulement sont celles où les vitesses sont les plus élevées et inversement, puisque ce sont elles qui modifie le plus l'écoulement. Il serait possible d'éliminer du bassin les structures qui se trouvent dans les zones où les vitesses sont les plus faibles, ce qui permettrait de réduire le nombre de structures utilisées tout en ayant une influence comparable sur l'écoulement.

Ces résultats confortent donc l'hypothèse selon laquelle la présence d'une canopée permettrait de réduire les vitesses et l'énergie cinétique turbulente dans les bassins de la passe à poissons. Ces baisses tendent à théoriquement favoriser le passage des poissons et donc à améliorer les performances des passes à poissons.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, une application concrète des structures flexibles a été mise en place dans un dispositif hydraulique, une passe à poissons à fentes verticales. Cette application s'est traduite par l'implantation d'une canopée de structures flexibles sur le radier de la passe à poissons expérimentale de l'institut Pprime.

Pour cela, les configurations expérimentales usuelles ont été reproduites avec trois paramètres, la pente, le débit et la largeur des bassins de façon à pouvoir comparer les résultats obtenus aux données de la littérature sur cette catégorie de passe à poissons.

Trois quantités ont été particulièrement observées ici, le coefficient de débit qui donne une information capitale pour la conception des passes, la topologie de l'écoulement dans les bassins, qui informe sur les performances de franchissement des passes et les champs de vitesse et d'énergie cinétique turbulente moyens qui informent sur la répartition de ces grandeurs dans les bassins et leur intensité.

Les coefficients de débit obtenus ont montré qu'ils étaient principalement dépendants de la largeur des bassins et indépendants du débit. La pente semble faire baisser le coefficient de débit. Ces comportements sont concordants avec les études menées sur les passes à poissons avec radier lisse, cela montre que les structures flexibles n'altèrent pas les effets des facteurs étudiés bien que le niveau de ce coefficient soit plus faible en présence des structures que dans le cas avec radier lisse, ce comportement est identique à celui des macro-rugosités.

Les topologies d'écoulements déterminées à partir de mesures ADV ont montré que les zones de transitions sont beaucoup plus élargies dans le cas où les structures flexibles sont présentes que dans le cas radier lisse ou avec des macro-rugosités. De plus, l'apparition de la topologie 1 est favorisée puisque celle-ci apparait majoritairement pour des largeurs inférieures à celles observées pour la configuration en radier lisse. La topologie 2 apparait également pour des largeurs bien plus faibles que dans le cas radier lisse ou même des macro-rugosités. En somme, la présence de la canopée de structures montre que la topologie 2 est désavantagée au profit de la topologie 1 qui est la plus favorable pour le franchissement des poissons.

Les résultats concernant les coefficients de débit et les topologies d'écoulement ont été comparés à une modélisation 1D utilisée pour le dimensionnement des passes à poissons. L'objectif était d'évaluer la capacité du modèle à prédire les résultats obtenus expérimentalement en y intégrant les conditions d'essais. Deux approches ont été suivies, une intégrant la prédiction des topologies et la seconde n'en tenant pas compte. Les résultats sur le débit prédit par le modèle ont montré un niveau de concordance entre les données expérimentales et les prédictions des topologies relativement faible. Cependant les prédictions faites pour les débits ont montré un niveau de concordance pertinent que ce soit dans le cas des topologies prédites ou non. Cependant, une attention particulière est donnée pour les valeurs élevées de débits adimentionnels pour lesquelles le modèle intégrant la

prédiction des topologies est préférable.

Les champs de vitesses mesurés par PIV dans et au-dessus de la canopée ont montré que le jet issu de la fente se brise sur les structures et se disperse. Cela a pour conséquence une réduction de la vitesse moyenne dans certaines zones du bassin. L'énergie cinétique turbulente est significativement réduite au travers des structures en comparaison avec les conditions d'écoulement au-dessus des structures. Globalement la présence de la canopée de structures flexibles réduit les vitesses moyennes et l'énergie cinétique turbulente.

Les résultats numériques issus d'une modélisation 3D en LES avec surface libre ont montré un bon niveau de concordance entre les champs de vitesses dans et au-dessus de la canopée. Cependant des écarts significatifs ont été relevés, en particulier dans l'analyse de l'énergie cinétique turbulente en quelques points. Les profils verticaux de vitesses ont mis en avant des changements des vitesses moyennes en fonction de la hauteur, avec des vitesses plus élevées au-dessus de canopée, que dans la canopée, ce qui est représentatif des écoulements de canopée.

L'utilisation des structures flexibles semble donc favorable pour le franchissement des poissons puisque d'une part la topologie 1 est favorisée et d'autre part les énergies de l'écoulement dans la canopée sont atténuées, ce qui conduit à une augmentation de la superficie des zones favorables pour les poissons. L'ensemble de ces données laissent penser que les conditions étudiées ici sont favorables au franchissement de la passe par les poissons et devraient être confirmées par des essais biologiques.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Dans cette thèse, le comportement et les conséquences de la présence de structures flexibles placées dans un écoulement turbulent à surface libre ont été étudiés. Ce travail s'inscrit dans une démarche de recherches de solutions pour la protection des berges et l'amélioration des dispositifs de franchissement pour les poissons en s'appuyant sur des solutions inspirées de la nature et en particulier des végétaux. L'objectif a été d'étudier une approche basée sur des rangées ou une canopée de structures flexibles pour réduire l'énergie cinétique d'un écoulement.

Trois cas ont été étudiés, le premier étant celui d'une structure isolée dans un écoulement, avec la caractérisation de son comportement et celui du fluide dans son sillage. Le second a été l'étude des pertes de charge causées par un faisceau de structures. Pour finir, une application des structures flexibles a été proposée avec l'implantation d'une canopée dans une passe à poissons à fentes verticales. Ces situations expérimentales ont permis de développer des modèles numériques instationnaires en LES 3D avec surface libre et interaction fluide structure. Pour finir, dans chacun de ces cas, la construction ou l'analyse d'un modèle à une dimension a été proposée.

Pour répondre à ces objectifs, six campagnes d'essais ont été menées impliquant trois équipements expérimentaux de la Plateforme Hydrodynamique Environnementale de l'institut Pprime de l'Université de Poitiers, à savoir le canal hydrodynamique, le canal hydrosédimentaire et la passe à poissons. Les mesures ont impliqué l'utilisation de matériel expérimental spécifique comme des sondes ADV, des sondes acoustiques, des caméras rapides ou encore des lasers. L'acquisition et le traitement des données expérimentales ont nécessité l'utilisation de multiples logiciels spécifiques ; les modèles numériques ont été construits sur un logiciel dédié à partir d'un couplage fort entre le fluide et la structure et les calculs ont nécessité l'utilisation de clusters locaux de calculs.

L'étude du cylindre flexible a nécessité trois campagnes de mesure, une pour déterminer les propriétés mécaniques des structures flexibles, une seconde pour déterminer les effets de l'immersion de la structure sur son comportement dynamique et une dernière pour observer le comportement de la structure dans un écoulement turbulent à surface libre. Les résultats ont montré que les principaux phénomènes liés à l'IFS étaient présents, en particulier l'effet de la masse ajoutée, qui tend à faire baisser la fréquence propre de la structure lorsqu'elle est immergée et également l'effet de résonance de la structure avec le lâcher tourbillonnaire lorsqu'elle est placée dans un écoulement. Un modèle vibratoire

a été proposé et validé par la mesure des déplacements du cylindre flexible. Les mesures ADV ont montré que les déplacements de la structure dans l'écoulement ont des effets sur les profils de vitesses dans son sillage. Ces observations ont été retrouvées sur les modèles numériques pour des conditions d'écoulement similaires, ce qui a permis de valider la démarche de construction et les choix faits sur le paramétrage du modèle numérique. La plage du nombre de Cauchy a permis d'observer des phénomènes pour lesquels les forces fluides sont du même ordre de grandeur que les forces du solide. Un élargissement de la plage de ce paramètre vers des valeurs plus élevées permettrait de visualiser les déformations transversales plus grandes et les très grandes déformations longitudinales en faisant le lien avec le comportement de l'écoulement dans le sillage du cylindre. De telles configurations pourraient également être implémentées dans un modèle numérique afin d'évaluer les conséquences de très grandes déformations sur la qualité des résultats obtenus par les simulations.

Dans la partie suivante, l'étude des pertes de charge causées par un faisceau de structures flexibles a été menée. Elle a permis de quantifier l'effet des structures flexibles sur les pertes de charges en fonction de 4 paramètres, le nombre de rangées, la vitesse de l'écoulement, l'espacement entre les structures et la flexibilité du matériau. Ces essais ont conduit à caractériser les pertes de charge dans le cas d'un écoulement à surface libre en fonction des paramètres de l'étude. Les résultats numériques ainsi que les résultats expérimentaux ont permis de conduire à la détermination d'un modèle à une dimension basé sur un bilan des quantités de mouvement qui permet d'estimer fidèlement les pertes de charge. L'étude a montré que la flexibilité a tendance à réduire les pertes de charge. Comme évoqué précédemment, la plage du nombre de Cauchy qui a été étudiée est restreinte, l'élargissement de la plage de variation de ce paramètre permettrait d'avoir une meilleure visibilité de l'influence de la flexibilité sur les pertes de charge. Ainsi, le modèle 1D, qui a été proposé, pourrait être fiabilisé ou réévalué en fonction de ces nouveaux résultats. De plus, les pertes de charge ont été évaluées avec un nombre maximal de 4 rangées, 4 densités d'implantations et 4 débits. Le comportement asymptotique des phénomènes n'a donc pas été vu dans les résultats, en particulier lorsque le nombre de rangées de cylindres est important. Il serait donc pertinent de compléter cette étude par des points expérimentaux pour lesquels une réelle implantation de canopée serait expérimentée. La modélisation numérique qui a été proposée pour cette partie n'a pas intégré l'IFS, ce qui serait un point d'amélioration significatif pour cette partie numérique de l'étude et permettrait de mieux comprendre les mouvements des cylindres.

Pour finir, les essais qui ont été conduits dans la passe à poissons ont permis de montrer l'influence des structures flexibles sur le comportement hydraulique et les conséquences de leurs présences sur l'écoulement. L'analyse des coefficients de débit et des topologies a montré l'effet significatif des structures flexibles sur l'écoulement dans le bassin. Ces résultats ont été complétés et confirmés par les mesures PIV et les résultats du modèle numérique. Le ralentissement propre aux canopées ainsi que les survitesses au-dessus ont été mises en évidence. Concernant l'implantation d'une canopée de structures flexibles dans la passe à poissons, bien que les résultats montrent une amélioration des conditions de l'écoulement pour les poissons, une validation par des expériences menées avec des poissons serait un moyen de valider ou non cette solution. En effet, quelles réactions

auront les poissons face à ces éléments flexibles ? Seuls des essais biologiques peuvent répondre à cette question.

ANNEXES : INCERTITUDES

Généralité sur les incertitudes

D'après le vocabulaire international de la métrologie [VIM, 2012], l'incertitude de mesure est définie de la façon suivante : *"Paramètre non négatif qui caractérise la dispersion des valeurs attribuées à un mesurande, à partir des informations utilisées"*. Cette dispersion est appelée incertitude-type, il s'agit d'un terme statistique matérialisant le degré de confiance d'un résultat et se représente sur les graphiques par des barres d'erreurs. Pour évaluer de façon exhaustive les sources d'incertitude, il est recommandé d'utiliser un diagramme Ishikawa qui facilite l'étude.

L'évaluation des incertitudes est essentielle pour pouvoir tirer des conclusions à partir des résultats de mesures. La méthode suivie ici est basée sur celle proposée par le guide pour l'expression de l'incertitude de mesure [GUM, 2008]. On retiendra de cette méthode deux types d'évaluation des incertitudes.

L'incertitude de type A, basé sur l'utilisation de résultats expérimentaux. En général, cette méthode consiste à réaliser des séries de mesures, de préférence dans les conditions expérimentales, et à évaluer la répétabilité et la reproductibilité des résultats. On en déduit alors l'écart-type des résultats de mesure qui correspond à l'incertitude-type.

L'incertitude de type B, consiste à utiliser les informations à disposition pour déterminer l'incertitude. Ces informations sont données par le constructeur de l'instrument de mesure ou par les normes auxquelles se réfère l'instrument (conformité d'étalonnage ou classe de l'instrument par exemple).

L'évaluation des incertitudes faisant appel aux statistiques, il faut définir la loi de distribution de probabilité et son étendue qui doit être utilisée en fonction des contraintes de mesurage et des caractéristiques de l'instrument. Parmi les principales lois statistiques utilisées, on retrouve, la loi normale, la loi uniforme ou la loi arcsinus [GUM, 2008].

Un résultat de mesure est rarement utilisé brut, il va être intégré à des calculs et donc transformé pour en déduire un résultat calculé, spécifique aux études expérimentales menées. Pour connaitre l'incertitude sur ce résultat calculé y, nous suivrons ici la méthode de propagation des incertitudes [GUM, 2008]. La mise en place de cette méthode nécessite de faire un bilan exhaustif des sources d'incertitudes qui interviennent dans le calcul de y. Si y est une fonction de $x_1, x_2, ..., x_n$ indépendantes entre elles, telle que $y = f(x_1, x_2, ..., x_n)$

et ayant respectivement pour incertitude-types $u_{x_1}, u_{x_2}, ..., u_{x_n}$ alors l'incertitude-type de u_y s'écrit :

$$u_y = \sqrt{\sum_1^n \left(\left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right) u_{x_i} \right)^2} \tag{5.12}$$

Une fois l'incertitude-type obtenue, on peut calculer l'incertitude élargie U_y à partir du coefficient k appelé facteur d'élargissement (équation 5.13). Ce coefficient fixe le niveau de confiance que la valeur vraie se trouve dans l'intervalle $[y - ku_y, y + ku_y]$. Pour ces travaux, nous avons classiquement choisi $k = 2$, ce qui fixe le niveau de confiance à 95.44, soit 95.44 de chance que la valeur vraie se trouve dans l'intervalle [GUM, 2008].

$$U_y = k \times u_y \tag{5.13}$$

Incertitude d'une valeur moyenne

Il est proposé ici une méthode d'évaluation de l'incertitude sur la valeur moyenne d'une grandeur temporelle acquise sur une durée T. D'après le théorème de Fourrier, le signal temporel obtenu peut être décomposé en une somme infinie de signaux sinusoïdaux. Il est donc possible d'étudier l'incertitude d'une valeur moyenne pour un signal $s(t)$ sinusoïdal quelconque, de pulsation ω et d'amplitude A, (équation 5.14). Ce signal est enregistré avec un temps d'acquisition T et la fréquence d'acquisition est supposée suffisamment élevée pour représenter convenablement le phénomène physique mesuré, en respectant le théorème de Nyquist-Shannon.

$$s(t) = A.sin(\omega t + \varphi) \tag{5.14}$$

Le déphasage φ est une grandeur aléatoire qui matérialise l'instant à partir duquel commence l'acquisition. Il est apriori impossible de savoir le moment auquel va commencer l'enregistrement. Ce déphasage est défini par une fonction densité de probabilité uniforme entre 0 et 2π. On peut définir la valeur moyenne du signal $s(t)$ sur la base de la définition d'une moyenne temporelle (équation 5.15).

$$\overline{s} = \frac{1}{T} \int_0^T s(t)dt = \frac{A}{\omega T} \left[-cos(\omega t + \varphi) \right]_0^T = \frac{A}{\omega T} \left(cos(\varphi) - cos(\omega T + \varphi) \right) \tag{5.15}$$

En utilisant les propriétés trigonométriques des fonctions sinus et cosinus, l'expression de $\overline{s}$ peut être modifiée (équation 5.15) pour faire apparaitre une dépendance en multiplication de deux fonctions sinus (équation 5.16).

$$\overline{s} = \frac{A}{\omega T} \left(cos(\varphi) - cos(\omega T + \varphi) \right) = \frac{2A}{\omega T} .sin \left(\frac{\omega T}{2} \right) .sin \left(\frac{\omega T}{2} + \varphi \right) \tag{5.16}$$

Dans un premier temps, on remarque que si le temps d'acquisition T est un multiple de la période P alors la moyenne est égale à 0 puisque $\frac{\omega T}{2} = \frac{2\pi T}{2P} = K\pi$ avec K un entier positif. Dans un second temps, il est possible d'analyser la répartition statistique de la valeur moyenne mesurée sur un temps T pour un déphasage φ aléatoire. Sachant que la fonction de densité de probabilité de φ est définie uniforme, la fonction de répartition de

la moyenne dépend uniquement du déphasage qui apparait dans le terme $cos\left(\frac{\omega T}{2}+\varphi\right)$ (équation 5.16). On peut donc prédire statistiquement la répartition des valeurs moyennes sous la forme d'une fonction Arcsinus (équations 5.17 et 5.18) dans le cas où la durée d'acquisition n'est pas un multiple de P.

$$F(x) = P(sin\left(\frac{\omega T}{2}+\varphi\right) \leq x) = P(\frac{\omega T}{2}+\varphi \leq Arcsin(x)) \tag{5.17}$$

La fonction de densité de probabilité Arcsinus s'exprime de la façon suivante :

$$Arcsin(x) = \frac{1}{\pi\sqrt{(x-a)(b-x)}} \tag{5.18}$$

avec a et b les bornes inférieures et supérieures de l'intervalle.

On retrouve numériquement cette répartition lorsque l'on observe 10000 moyennes estimées sur un signal sinusoïdal d'amplitude $A = 1$, de pulsation $\omega = 1rad/s$ pour une durée d'acquisition de $T = 5.5P$, avec P la période $P = 2\pi/\omega$, et un déphasage φ aléatoire (figure 5.31).

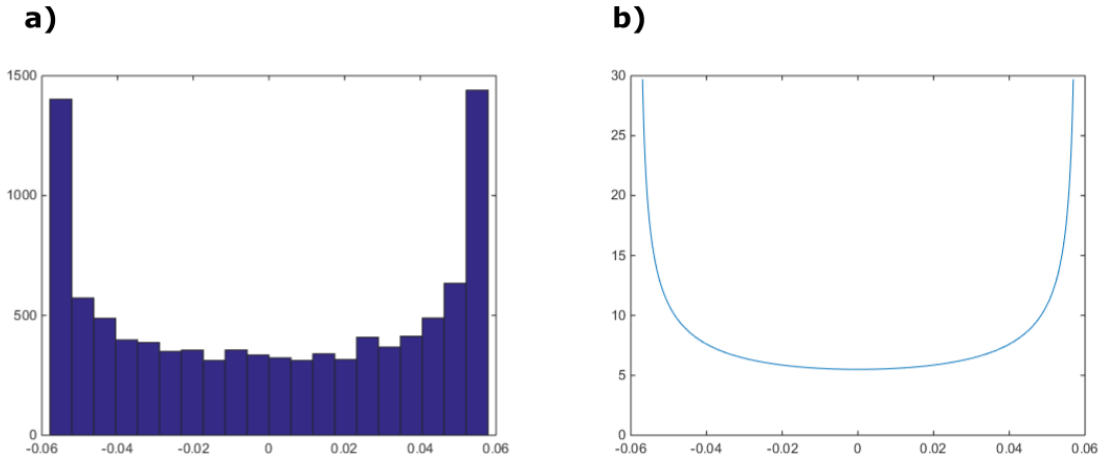


FIGURE *5.31 – a) Répartition de 10000 moyennes calculées sur un signal sinusoïdal d'amplitude $A = 1$, de pulsation $\omega = 1rad/s$ pour une durée d'acquisition de $L = 5.5P$ et un déphasage φ aléatoire. b) Fonction densité de probabilité Arcsinus définie par l'équation 5.18.*

Cette fonction de répartition montre que la valeur vraie a paradoxalement la probabilité la plus faible d'être obtenue. L'écart-type pour une telle répartition, avec $b = -a$ (donc une répartition symétrique) est mathématiquement définie comme :

$$\sigma = \frac{a}{\sqrt{2}} \tag{5.19}$$

On peut donc maximiser l'écart-type des moyennes (équations 5.16 et 5.19) en prenant pour a la valeur maximale possible de l'écart-type, à savoir $\frac{2A}{\omega T}$ (équation 5.16). On obtient alors une majoration de l'écart-type (5.20).

$$\sigma = \frac{\sqrt{2}A}{\omega T} \tag{5.20}$$

Cet écart-type correspond à la variation des valeurs moyennes autour de la valeur vraie en fonction du temps d'acquisition T. Cet écart-type est donc une valeur maximisée de l'incertitude-type de la valeur moyenne du signal étudié. Lorsque l'on trace les variations d'écart-type en fonction du temps d'acquisition (figure 5.20), on constate que celles-ci restent systématiquement en dessous de l'écart-type majoré. De plus, on note que plus le temps d'acquisition est grand par rapport à la période P du phénomène, plus l'incertitude sur la grandeur mesurée tend vers 0.

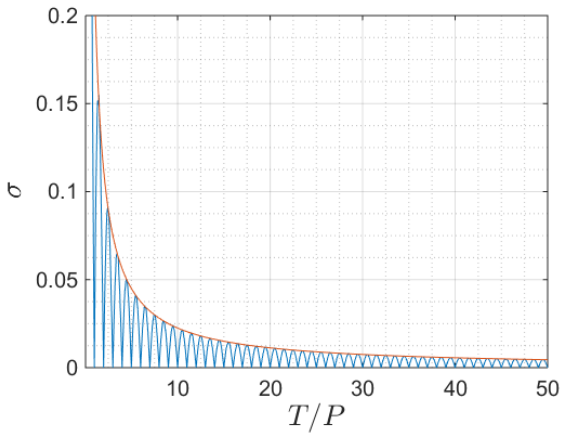


FIGURE *5.32 – En bleu, l'écart-type déterminé sur la valeur moyenne en fonction du temps d'acquisition adimensionné T/P. En rouge la valeur de l'écart-type, estimé à partir de l'équation 5.20.*

En s'appuyant sur cette analyse, il est possible de déterminer l'incertitude de la hauteur d'eau moyenne mesurée avec une sonde acoustique. Sachant que l'analyse précédente est valable pour un signal sinusoïdal pur, on décompose donc le signal temporel avec une transformée de Fourrier. Le signal est donc décomposé en somme de signaux sinusoïdaux, ce qui permet d'utiliser les équations vues précédemment. Sachant que l'incertitude type pour une fréquence a été évaluée (équation 5.20), celle-ci peut être déterminée pour chacune des fréquences du signal. Le signal brut étant la somme des signaux du spectre de fréquence, on peut reconstituer l'incertitude du signal temporel (équation 5.21) en se basant sur le principe de propagation des incertitudes dans le cas d'une somme.

$$u_{cap} = \sqrt{\sum \sigma_i^2} \tag{5.21}$$

avec σ_i l'écart-type maximal pour le signal i de fréquence f_i et u_{cap} l'incertitude totale de la valeur moyenne.

BIBLIOGRAPHIE

[Achenbach, 1968] Achenbach, E. (1968). Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to Re=5000000. *Journal of Fluid Mechanics*, 34(4):625–639. Publisher : Cambridge University Press.

[Ageorges *et al.*, 2019] Ageorges, V., Peixinho, J. et Perret, G. (2019). Flow and air-entrainment around partially submerged vertical cylinders. *Physical Review Fluids*, 4(6):064801.

[Ageorges *et al.*, 2021] Ageorges, V., Peixinho, J., Perret, G., Lartigue, G. et Moureau, V. (2021). Experiments and Simulations of Free-Surface Flow behind a Finite Height Rigid Vertical Cylinder. *Fluids*, 6(10):367.

[Ahmed *et al.*, 2021] Ahmed, A., Valyrakis, M., Ghumman, A., Pasha, G. et Farooq, R. (2021). Experimental investigation of flood energy reduction through vegetation at various angles. *River Research and Applications*, 37.

[Alam *et al.*, 2003a] Alam, M. M., Moriya, M. et Sakamoto, H. (2003a). Aerodynamic characteristics of two side-by-side circular cylinders and application of wavelet analysis on the switching phenomenon. *Journal of Fluids and Structures*, 18(3):325 – 346.

[Alam *et al.*, 2003b] Alam, M. M., Moriya, M., Takai, K. et Sakamoto, H. (2003b). Fluctuating fluid forces acting on two circular cylinders in a tandem arrangement at a subcritical Reynolds number. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 91(1):139 – 154.

[Alben *et al.*, 2004] Alben, S., Shelley, M. et Zhang, J. (2004). How flexibility induces streamlining in a two-dimensional flow. *Physics of Fluids*, 16(5):1694–1713. ISBN : 1070-6631.

[Alemi *et al.*, 2017] Alemi, M., Pêgo, J. P. et Maia, R. (2017). Numerical investigation of the flow behavior around a single cylinder using Large Eddy Simulation model. *Ocean Engineering*, 145:464 – 478.

[Balabani et Yianneskis, 1996] Balabani, S. et Yianneskis, M. (1996). An Experimental Study of the Mean Flow and Turbulence Structure Of Cross-Flow Over Tube Bundles. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science*, 210(4):317–331. _eprint : https ://doi.org/10.1243/PIME_PROC_1996_210_204_02.

[Ballu, 2017] Ballu, A. (2017). *Étude numérique et expérimentale de l'écoulement turbulent au sein des passes à poissons à fentes verticales. Analyse de l'écoulement tridimensionnel et instationnaire.* PhD Thesis, Université de Poitiers.

[Ballu *et al.*, 2015] Ballu, A., Calluaud, D., Pineau, G. et David, L. (2015). Experimental study of the influence of sills on vertical slot fishway flow. The Hague.

[Ballu *et al.*, 2017] Ballu, A., Calluaud, D., Pineau, G. et David, L. (2017). Experimental study of the influence of macro-roughnesses on vertical slot fishway flows. *La Houille Blanche*, 2017(2):9–14. Publisher : Taylor & Francis.

[Ballu *et al.*, 2019] Ballu, A., Pineau, G., Calluaud, D. et David, L. (2019). Experimental-Based Methodology to Improve the Design of Vertical Slot Fishways. *Journal of Hydraulic Engineering*, 145(9):04019031.

[Barbier *et al.*, 2011] Barbier, E. B., Hacker, S. D., Kennedy, C., Koch, E. W., Stier, A. C. et Silliman, B. R. (2011). The value of estuarine and coastal ecosystem services. *Ecological Monographs*, 81(2):169–193. Publisher : Ecological Society of America.

[Barko et James, 1998] Barko, J. W. et James, W. F. (1998). Effects of Submerged Aquatic Macrophytes on Nutrient Dynamics, Sedimentation, and Resuspension. *In* Caldwell, M. M., Heldmaier, G., Lange, O. L., Mooney, H. A., Schulze, E.-D., Sommer, U., Jeppesen, E., Søndergaard, M., Søndergaard, M. et Christoffersen, K., éditeurs : *The Structuring Role of Submerged Macrophytes in Lakes*, volume 131, pages 197–214. Springer New York, New York, NY. Series Title : Ecological Studies.

[Bathe, 2014] Bathe, K.-J., éditeur (2014). *Finite element procedures*. K.J. Bathe, Watertown, MA, 2nd edition édition.

[Bearman, 1969] Bearman, P. W. (1969). On vortex shedding from a circular cylinder in the critical Reynolds number régime. *Journal of Fluid Mechanics*, 37(3):577–585. Publisher : Cambridge University Press.

[Bearman, 1984] Bearman, P. W. (1984). Vortex Shedding from Oscillating Bluff Bodies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 16(1):195–222. _eprint : https ://doi.org/10.1146/annurev.fl.16.010184.001211.

[Bearman, 2011] Bearman, P. W. (2011). Circular cylinder wakes and vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, 27(5):648 – 658.

[Beaulieu *et al.*, 2015] Beaulieu, C., Pineau, G., Ballu, A., Calluaud, D. et David, L. (2015). *Estimation process of uncertainties measurement in a research laboratory : contribution and perspectives - Example of a research laboratory in hydrology for aquatic environments*. 17th International Congress of Metrology (Paris).

[Belcher *et al.*, 2003] Belcher, S. E., Jerram, N. et Hunt, J. C. R. (2003). Adjustment of a turbulent boundary layer to a canopy of roughness elements. *Journal of Fluid Mechanics*, 488:369–398.

[Bell, 1986] Bell, M. C. (1986). *Fisheries handbook of engineering requirements and biological criteria*. Portland, Oregon, u.s. army corps of eng. édition.

[Biermann, 1934] Biermann, David & Herrnstein, W. H. (1934). The interference between struts in various combinations. *NACA Report No. 468*.

[Blevins, 2003] Blevins, R. D. (2003). *Applied fluid dynamics handbook*. Krieger Pub, Malabar, Fla, reprint ed. with corrections édition.

[Bloor, 1964] Bloor, M. S. (1964). The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 19(2):290–304. Publisher : Cambridge University Press.

[Bouard et Coutanceau, 1980] Bouard, R. et Coutanceau, M. (1980). The early stage of development of the wake behind an impulsively started cylinder for $40 < Re < 10^4$. *Journal of Fluid Mechanics*, 101(3):583–607.

[Boutier et Elena, 2012] Boutier, A. et Elena, M. (2012). *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides - Chap. 7*. Lavoisier : Hermes Science publ., Cachan. OCLC : 801036427.

[Bradley et Houser, 2009] Bradley, K. et Houser, C. (2009). Relative velocity of seagrass blades : Implications for wave attenuation in low-energy environments. *Journal of Geophysical Research*, 114.

[Bunt *et al.*, 2012] Bunt, C. M., Castro-Santos, T. et Haro, A. (2012). Performance of fish passage structures at upstream barriers to migration : performance of fish passage structures. *River Research and Applications*, 28(4):457–478.

[Calluaud, 2003] Calluaud, D. (2003). *Développement d'une méthode de mesures tridimensionnelles par PIV stéréoscopique. Application à l'étude de l'écoulement naissant et établi autour d'un parallélépipède*. Thèse de doctorat.

[Calluaud *et al.*, 2014] Calluaud, D., Pineau, G., Texier, A. et David, L. (2014). Modification of vertical slot fishway flow with a supplementary cylinder. *Journal of Hydraulic Research*, 52(5):614–629.

[Cano-Barbacil *et al.*, 2020] Cano-Barbacil, C., Radinger, J., Argudo, M., Rubio-Gracia, F., Vila-Gispert, A. et García-Berthou, E. (2020). Key factors explaining critical swimming speed in freshwater fish : a review and statistical analysis for Iberian species. *Scientific Reports*, 10(1):18947.

[Carollo *et al.*, 2002] Carollo, F., Ferro, V. et Termini, D. (2002). Flow Velocity Measurements in Vegetated Channels. *Journal of Hydraulic Engineering-asce - J HYDRAUL ENG-ASCE*, 128.

[Carollo *et al.*, 2005] Carollo, F. G., Ferro, V. et Termini, D. (2005). Flow Resistance Law in Channels with Flexible Submerged Vegetation. *Journal of hydraulic engineering*.

[Cassan *et al.*, 2015] Cassan, L., Belaud, G., Baume, J. P., Dejean, C. et Moulin, F. (2015). Velocity profiles in a real vegetated channel. *Environmental Fluid Mechanics*, 15(6):1263–1279.

[Cassan *et al.*, 2014] Cassan, L., Tran Dung, T., Courret, D., Laurens, P. et Dartus, D. (2014). Hydraulic Resistance of Emergent Macroroughness at Large Froude Numbers : Design of Nature-Like Fishpasses. *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 140(9):pp. 1–9. Publisher : American Society of Civil Engineers.

[Cazenave, 2013] Cazenave, M. (2013). *Méthode des éléments finis : approche pratique en mécanique des structures*. Technique et ingénierie. "l'Usine nouvelle" Dunod, Paris, 2e éd édition.

[Clay, 2017] Clay, C. H. (2017). *Design of fishways and other fish facilities*. CRC Press.

[Coutanceau et Defaye, 1991] Coutanceau, M. et Defaye, J.-R. (1991). Circular Cylinder Wake Configurations : A Flow Visualization Survey. *Applied Mechanics Reviews*, 44(6):255–305.

[de Boer, 2007] de Boer, W. F. (2007). Seagrass–sediment interactions, positive feedbacks and critical thresholds for occurrence : a review. *Hydrobiologia*, 591(1):5–24.

[de Langre, 2006] de Langre, E. (2006). Frequency lock-in is caused by coupled-mode flutter. *Journal of Fluids and Structures*, 22(6):783 – 791.

[de Langre, 2008] de Langre, E. (2008). Effects of wind on plants. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 40:141–168. Publisher : Annual Reviews.

[de Langre *et al.*, 2012] de Langre, E., Gutierrez, A. et Cossé, J. (2012). On the scaling of drag reduction by reconfiguration in plants. *Comptes rendus - Mécanique*, 340(1):35–40. ISBN : 1631-0721.

[Destuynder, 2007] Destuynder, P. (2007). *Vibrations des structures et des systèmes couplés*. Hermès Science Publications, Paris. OCLC : 636276238.

[Drescher, 1956] Drescher, H. (1956). Measurement of time varying pressure on a cylinder in cross-flow. *Zeitschrift für Flugwissenschaften*.

[Dryden, 1941] Dryden, H. L. (1941). The Role of Transition from Laminar to Turbulent Flow in Fluid Mechanics. *proceedings University of Pennsylvania Bicentennial Conference on Fluid Mechanics and Statistical Methods in Engineering*.

[Dryden et Hill, 1930] Dryden, H. L. et Hill, G. C. (1930). Wind pressure on circular cylinders and chimneys. *Bureau of Standards Journal of Research*, 5(3):653. ISBN : 0091-1801.

[Folkard, 2005] Folkard, A. M. (2005). Hydrodynamics of model *Posidonia oceanica* patches in shallow water. *Limnology and Oceanography*, 50(5):1592–1600.

[Fonseca *et al.*, 2007] Fonseca, M. S., Koehl, M. et Kopp, B. S. (2007). Biomechanical factors contributing to self-organization in seagrass landscapes. *Journal of Experimental Marine Biology and Ecology*, 340(2):227–246.

[Fourqurean *et al.*, 2012] Fourqurean, J. W., Duarte, C. M., Kennedy, H., Marba, N., Holmer, M., Mateo, M. A., Apostolaki, E. T., Kendrick, G. A., Krause-Jensen, D., McGlathery, K. J. et Serrano, O. (2012). Seagrass ecosystems as a globally significant carbon stock. *Nature Geoscience*, 5:505–509. Publisher : Nature Publishing Group.

[Germano *et al.*, 1991] Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. et Cabot, W. H. (1991). A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(7):1760–1765.

[Gerrard, 1966] Gerrard, J. H. (1966). The three-dimensional structure of the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 25(1):143–164. Publisher : Cambridge University Press.

[Gerrard, 1978] Gerrard, J. H. (1978). The Wakes of Cylindrical Bluff Bodies at Low Reynolds Number. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 288(1354):351–382. Publisher : The Royal Society.

[Ghisalberti et Nepf, 2005] Ghisalberti, M. et Nepf, H. (2005). Mass Transport in Vegetated Shear Flows. *Environ. Fluid Mech.*, 5:527–551.

[Ghisalberti et Nepf, 2006] Ghisalberti, M. et Nepf, H. (2006). The Structure of the Shear Layer in Flows over Rigid and Flexible Canopies. *Environmental Fluid Mechanics*, 6(3):277–301.

[Ghisalberti et Nepf, 2002] Ghisalberti, M. et Nepf, H. M. (2002). Mixing layers and coherent structures in vegetated aquatic flows. *Journal of Geophysical Research : Oceans*.

[Gomit *et al.*, 2018] Gomit, G., Beaulieu, C., Braud, P. et David, L. (2018). Démarche d'estimation des incertitudes en PIV basée sur la méthode GUM. Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL 2018, Dourdan.

[Goring et Nikora, 2002] Goring, D. et Nikora, V. (2002). Despiking Acoustic Doppler Velocimeter Data. *Journal of Hydraulic Engineering-asce*, 128.

[Gosselin, 2009] Gosselin, F. (2009). *Mécanismes d'interactions fluide-structure entre écoulements et végétation*. PhD Thesis.

[Gosselin *et al.*, 2010] Gosselin, F., de Langre, E. et Machado-Almeida, B. A. (2010). Drag reduction of flexible plates by reconfiguration. *Journal of Fluid Mechanics*, 650(May):319–341. ISBN : 0022-1120.

[Gosselin et de Langre, 2011] Gosselin, F. P. et de Langre, E. d. (2011). Drag reduction by reconfiguration of a poroelastic system. *Journal of Fluids and Structures*, 27(7):1111 – 1123.

[Granjon, 2010] Granjon, Y. (2010). *Automatique : systèmes linéaires, non linéaires, à temps continu, à temps discret, représentation d'état cours et exercices corrigés*. Sciences sup. Dunod, Paris, 2e éd édition.

[GUM, 2008] GUM (2008). Evaluation of measurement data — Guide to the expression of Uncertainty in Measurement.

[Harder *et al.*, 2004] Harder, D. L., Speck, O., Hurd, C. L. et Speck, T. (2004). Reconfiguration as a Prerequisite for Survival in Highly Unstable Flow-Dominated Habitats. *Journal of Plant Growth Regulation*, 23(2):98–107. ISBN : 0721-7595.

[Hori, 1959] Hori, E. (1959). Experiments on flow around a pair of parallel circular cylinders. *Proc. 9th Japan National Congress for Applied Mech.*, pages 231–234.

[Idel'cik, 1999] Idel'cik, I. (1999). Memento des pertes de charge. Rapport technique, Direction des Etudes et Recherches d'Electricité.

[Igarashi, 1981] Igarashi, T. (1981). Characteristics of the Flow around Two Circular Cylinders Arranged in Tandem : 1st Report. *Bulletin of JSME*, 24(188):323–331.

[Järvelä, 2002] Järvelä, J. (2002). Flow resistance of flexible and stiff vegetation : a flume study with natural plants. *Journal of Hydrology*, 269(1):44 – 54.

[Kemp *et al.*, 2000] Kemp, J. L., Harper, D. M. et Crosa, G. A. (2000). The habitat-scale ecohydraulics of rivers. *Ecological Engineering*, 16(1):17–29.

[Kennedy *et al.*, 2010] Kennedy, H., Beggins, J., Duarte, C., Fourqurean, J., Holmer, M., Marba, N. et Middelburg, J. (2010). Seagrass sediments as a global carbon sink : Isotopic constraints. *Global Biogeochemical Cycles - GLOBAL BIOGEOCHEM CYCLE*, 24:GB4026.

[Kleitz et Boulaud, 1995] Kleitz, A. et Boulaud, D. (1995). *Granulométrie des particules en mouvement et des aérosols*. Techniques de l'Ingénieur.

[Kourta *et al.*, 1986] Kourta, A., Boisson, H. C., Chassaing, P. et Minh, H. H. (1986). Nonlinear interaction and the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of fluid mechanics*.

[Kouwen et Unny, 1973] Kouwen, N. et Unny, T. E. (1973). Flexible Roughness in Open Channels. *Journal of the Hydraulics Division*.

[Kucukali et Hassinger, 2016] Kucukali, S. et Hassinger, R. (2016). Flow and turbulence structure in a baffle–brush fish pass. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers - Water Management*, 171:1–12.

[Lacey *et al.*, 2012] Lacey, R. W. J., Neary, V. S., Liao, J. C., Enders, E. C. et Tritico, H. M. (2012). The ipos framework : linking fish swimming performance in altered flows from laboratory experiments to rivers : ipos framework. *River Research and Applications*, 28(4):429–443.

[Lacy et Sherwood, 2004] Lacy, J. et Sherwood, C. (2004). Accuracy of a Pulse-Coherent Acoustic Doppler Profiler in a Wave-Dominated Flow. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 21.

[Larinier, 1992] Larinier, M. (1992). Les passes à ralentisseurs. *Bulletin Français de la Pêche et de la Pisciculture*, (326-327):73–94.

[Le Tallec, 2000] Le Tallec, P. (2000). *Introduction à la dynamique des structures*. Ellipses, Paris. OCLC : 43850790.

[Leclercq et de Langre, 2016] Leclercq, T. et de Langre, E. (2016). Drag reduction by elastic reconfiguration of non-uniform beams in non-uniform flows. *Journal of Fluids and Structures*, 60:114–129. ISBN : 0889-9746.

[Leclercq et de Langre, 2018] Leclercq, T. et de Langre, E. (2018). Reconfiguration of elastic blades in oscillatory flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 838:606–630. Publisher : Cambridge University Press.

[Lei et Nepf, 2016] Lei, J. et Nepf, H. (2016). Impact of current speed on mass flux to a model flexible seagrass blade. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 121(7):4763–4776. Publisher : American Geophysical Union (AGU).

[Lei et Nepf, 2019] Lei, J. et Nepf, H. (2019). Wave damping by flexible vegetation : Connecting individual blade dynamics to the meadow scale. *Coastal Engineering*, 147: 138 – 148.

[Lemkecher, 2020] Lemkecher, F. (2020). *Étude des grilles de prises d'eau ichtyocompatibles*. Thèse de doctorat, Poitiers.

[Lighthill, 1971] Lighthill, M. J. (1971). Large-Amplitude Elongated-Body Theory of Fish Locomotion. *Proceedings of the Royal Society of London. Series B, Biological Sciences*, 179(1055):125–138. ISBN : 0080-4649.

[Lilly, 1992] Lilly, D. K. (1992). A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 4(3):633–635.

[Ljungkrona et Sundén, 1993] Ljungkrona, L. et Sundén, B. (1993). Flow visualization and surface pressure measurement on two tubes in an inline arrangement. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 6(1):15 – 27.

[Luhar et Nepf, 2011] Luhar, M. et Nepf, H. M. (2011). Flow-induced reconfiguration of buoyant and flexible aquatic vegetation. *Limnology and Oceanography*, 56(6):2003–2017. Publisher : Wiley Online Library.

[Mérigaud *et al.*, 2021] Mérigaud, A., Thiria, B. et Godoy-Diana, R. (2021). A wide-spacing approximation model for the reflection and transmission of water waves over an array of vertical obstacles. *Journal of Fluid Mechanics*, 923:A2.

[Musleh et Cruise, 2006] Musleh, F. et Cruise, J. (2006). Functional Relationships of Resistance in Wide Flood Plains with Rigid Unsubmerged Vegetation. *Journal of Hydraulic Engineering-asce - J HYDRAUL ENG-ASCE*, 132.

[Nepf et Ghisalberti, 2008] Nepf, H. et Ghisalberti, M. (2008). Flow and transport in channels with submerged vegetation. *Acta Geophysica*, 56:753–777.

[Nepf et Vivoni, 2000] Nepf, H. et Vivoni, E. (2000). Flow structure in depth-limited, vegetated flow. *Journal of Geophysical Research*, 105:28547–28558.

[Nepf, 1999] Nepf, H. M. (1999). Drag, turbulence, and diffusion in flow through emergent vegetation. *Water Resources Research*, 35(2):479–489. Publisher : Wiley Online Library.

[Nepf, 2012] Nepf, H. M. (2012). Flow and Transport in Regions with Aquatic Vegetation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 44(1):123–142. _eprint : https ://doi.org/10.1146/annurev-fluid-120710-101048.

[Norberg, 1992] Norberg, C. (1992). Pressure Forces on a Circular Cylinder in Cross Flow. *In IUTAM Symposium on Bluff Body Wakes, Dynamics and Instabilities*.

[Nové-Josserand, 2018] Nové-Josserand, C. (2018). *Converting wave energy from fluid-elasticity interactions*. PhD Thesis, Physique en Île-de-France.

[Paul *et al.*, 2007] Paul, S. S., Tachie, M. F. et Ormiston, S. J. (2007). Experimental study of turbulent cross-flow in a staggered tube bundle using particle image velocimetry. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28(3):441 – 453.

[Polak et Weaver, 1995] Polak, D. R. et Weaver, D. S. (1995). Vortex Shedding in Normal Triangular Tube Arrays. *Journal of Fluids and Structures*, 9(1):1 – 17.

[Predetti, 1987] Predetti, C. (1987). The Drawings and Misc Papers of Leonardo da Vinci in the Collection of HM The Queen at Windsor Castle, Vol. I (1982) : Landscapes, Plants and Water Studies. Vol. II (1987) : Horses and Other Animals [Vols III and IV were not published].

[Puertas J. *et al.*, 2004] Puertas J., Pena L. et Teijeiro T. (2004). Experimental Approach to the Hydraulics of Vertical Slot Fishways. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130(1):10–23. Publisher : American Society of Civil Engineers.

[Py *et al.*, 2006] Py, C., de Langre, E. et Moulia, B. B. (2006). A frequency lock-in mechanism in the interaction between wind and crop canopies. *Journal of Fluid Mechanics*, 568(december):425–449. Publisher : Cambridge University Press (CUP).

[Raffel *et al.*, 2018] Raffel, M., Kähler, C. J., Kompenhans, J., Scarano, F., Wereley, S. T. et Willert, C. E. (2018). *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide*. Springer International Publishing : Imprint : Springer, Cham, 3rd ed. 2018 édition.

[Rajaratnam *et al.*, 1986] Rajaratnam, N., Vinne, G. et Katopodis, C. (1986). Hydraulics of Vertical Slot Fishways. *Journal of Hydraulic Engineering-asce - J HYDRAUL ENG-ASCE*, 112.

[Rashedunnabi et Tanaka, 2020] Rashedunnabi, A. et Tanaka, N. (2020). Effectiveness of double-layer rigid vegetation in reducing the velocity and fluid force of a tsunami inundation behind the vegetation. *Ocean Engineering*, 201:107142.

[Raynal, 2013] Raynal, S. (2013). *Étude expérimentale et numérique des grilles ichtyocompatibles*. Thèse de doctorat, Poitiers.

[Ricardo *et al.*, 2014] Ricardo, A., Koll, K., Franca, M., Schleiss, A. et Ferreira, R. (2014). The terms of turbulent kinetic energy budget within random arrays of emergent cylinders. *Water Resources Research*, 50.

[Riethmuller *et al.*, 2012] Riethmuller, M., David, L. et Lecordier, B. (2012). *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides - Chap. 6.* Lavoisier : Hermes Science publ., Cachan. OCLC : 801036427.

[Roshko, 1954] Roshko, A. (1954). On the Development of Turbulent Wakes from Vortex Streets. *NACA Technical Report 1191.*

[Roshko, 1961] Roshko, A. (1961). Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 10(3):345–356. Publisher : Cambridge University Press.

[Sakakibara *et al.*, 1993] Sakakibara, J., Hishida, K. et Maeda, M. (1993). Measurements of thermally stratified pipe flow using image-processing techniques. *Experiments in Fluids*, 16(2):82–96.

[Schewe, 1983] Schewe, G. (1983). On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 133:265–285. Publisher : Cambridge University Press.

[Schlichting et Gersten, 2016] Schlichting, H. et Gersten, K. (2016). *Boundary-Layer Theory.* Springer Berlin Heidelberg.

[Shelley *et al.*, 2002] Shelley, M., Zhang, J. et Alben, S. (2002). Drag reduction through self-similar bending of a flexible body. *Nature*, 420(6915):479–481. ISBN : 0028-0836.

[Sidebottom *et al.*, 2015] Sidebottom, W., Ooi, A. et Jones, D. (2015). A Parametric Study of Turbulent Flow Past a Circular Cylinder Using Large Eddy Simulation. *Journal of Fluids Engineering.*

[Silva *et al.*, 2018] Silva, A. T., Lucas, M. C., Castro-Santos, T., Katopodis, C., Baumgartner, L. J., Thiem, J. D., Aarestrup, K., Pompeu, P. S., O'Brien, G. C., Braun, D. C., Burnett, N. J., Zhu, D. Z., Fjeldstad, H.-P., Forseth, T., Rajaratnam, N., Williams, J. G. et Cooke, S. J. (2018). The future of fish passage science, engineering, and practice. *Fish and Fisheries*, 19(2):340–362.

[Smagorinsky, 1963] Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations : I. The basic experiment. *Monthly weather review*, 91(3):99–164. Publisher : American Meteorological Society.

[Stone et Shen, 2002] Stone, B. M. et Shen, H. T. (2002). Hydraulic Resistance of Flow in Channels with Cylindrical Roughness. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(5):500–506.

[Strouhal, 1878] Strouhal, V. (1878). Ueber eine besondere Art der Tonerregung. *Annalen der Physik*, 241(10):216–251. _eprint : https ://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/andp.18782411005.

[Sukhodolova et Sukhodolov, 2012] Sukhodolova, T. A. et Sukhodolov, A. N. (2012). Vegetated mixing layer around a finite-size patch of submerged plants : 1. Theory and field experiments. *Water Resources Research*, 48(10):2011WR011804.

[Sumer et Fredsoe, 2006] Sumer, B. et Fredsoe, J. (2006). *Hydrodynamics Around Cylindrical Strucures*. Advanced series on ocean engineering. World Scientific Pub.

[Summer *et al.*, 1999] Summer, D., Wong, S. S. T., Price, S. J. et Païdoussis, M. P. (1999). Fluid behaviour of side-by-side circular cylinders in steady cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, 13(3):309 – 338.

[Taddei *et al.*, 2016] Taddei, S., Manes, C. et Ganapathisubramani, B. (2016). Characterisation of drag and wake properties of canopy patches immersed in turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 798:27–49. Publisher : Cambridge University Press (CUP).

[Tanino et Nepf, 2008] Tanino, Y. et Nepf, H. M. (2008). Laboratory Investigation of Mean Drag in a Random Array of Rigid, Emergent Cylinders. *Journal of Hydraulic Engineering*, 134(1):34 – 41.

[Tarrade, 2007] Tarrade, L. (2007). *Etude des écoulements turbulents dans les passes à poissons à fentes verticales. Adaptation aux petites espèces.* Thèse de doctorat, University of Poitiers. (in French).

[Traoré et Amiroudine, 2020] Traoré, P. et Amiroudine, S. (2020). *Simulation numérique en mécanique des fluides : principes de base et mise en oeuvre de la méthode des volumes finis en CFD.* Cépaduès-éditions, Toulouse.

[Tsikata *et al.*, 2014] Tsikata, J., Tachie, M. et Katopodis, C. (2014). Open-channel turbulent flow through bar racks. *Journal of Hydraulic Research*, 52.

[Žukauskas, 1987] Žukauskas, A. (1987). Heat Transfer from Tubes in Crossflow. volume 18 de *Advances in Heat Transfer*, pages 87 – 159. Elsevier. ISSN : 0065-2717.

[Van Dyke, 1982] Van Dyke, M. (1982). *An album of fluid motion.* Parabolic Press, Stanford (Calif.).

[Venizelos, 2002] Venizelos, G. (2002). *Vibrations des structures : génie mécanique.* Ellipses, Paris. OCLC : 56740378.

[VIM, 2012] VIM (2012). International vocabulary of metrology – Basic and general concepts and associated terms (VIM).

[Vogel, 1984] Vogel, S. (1984). Drag and Flexibility in Sessile Organisms1. *American Zoologist*, 24(1):37–44. _eprint : https ://academic.oup.com/icb/article-pdf/24/1/37/244771/24-1-37.pdf.

[Vogel, 1989] Vogel, S. (1989). Drag and Reconfiguration of Broad Leaves in High Winds. *Journal of Experimental Botany - J EXP BOT*, 40:941–948.

[Wang *et al.*, 2010] Wang, R.-W., David, L. et Larinier, M. (2010). Contribution of experimental fluid mechanics to the design of vertical slot fish passes. *Knowl. Managt. Aquatic Ecosyst.*, 396.

[Waycott *et al.*, 2009] Waycott, M., Duarte, C. M., Carruthers, T. J. B., Orth, R. J., Dennison, W. C., Olyarnik, S., Calladine, A., Fourqurean, J. W., Heck, K. L., Hughes, A. R., Kendrick, G. A., Kenworthy, W. J., Short, F. T. et Williams, S. L. (2009). Accelerating loss of seagrasses across the globe threatens coastal ecosystems. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 106(30):12377–12381. Publisher : National Academy of Sciences _eprint : https ://www.pnas.org/content/106/30/12377.full.pdf.

[Waycott *et al.*, 2005] Waycott, M., Longstaff, B. J. et Mellors, J. (2005). Seagrass population dynamics and water quality in the Great Barrier Reef region : A review and future research directions. *Marine Pollution Bulletin*, 51(1):343 – 350.

[White, 2016] White, F. M. (2016). *Fluid Mechanics*.

[Wieneke, 2015] Wieneke, B. (2015). PIV uncertainty quantification from correlation statistics. *Measurement Science and Technology*, 26(7):074002.

[Williamson et Govardhan, 2004] Williamson, C. et Govardhan, R. (2004). Vortex-induced vibrations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 36(1):413–455. _eprint : https ://doi.org/10.1146/annurev.fluid.36.050802.122128.

[Williamson, 1985] Williamson, C. H. K. (1985). Evolution of a single wake behind a pair of bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, 159:1–18. Publisher : Cambridge University Press.

[Williamson, 1989] Williamson, C. H. K. (1989). Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 206:579–627. ISBN : 0022-1120.

[Williamson, 1996a] Williamson, C. H. K. (1996a). Three-dimensional wake transition. *Journal of Fluid Mechanics*, 328:345–407. Publisher : Cambridge University Press.

[Williamson, 1996b] Williamson, C. H. K. (1996b). Vortex Dynamics in the Cylinder Wake. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 28(1):477–539. _eprint : https ://doi.org/10.1146/annurev.fl.28.010196.002401.

[Wilson, 2007] Wilson, C. (2007). Flow resistance models for flexible submerged vegetation. *Journal of Hydrology*, 342(3-4):213–222.

[Wooding *et al.*, 1973] Wooding, R. A., Bradley, E. F. et Marshall, J. K. (1973). Drag due to regular arrays of roughness elements of varying geometry. *Boundary-layer meteorology*, 5(3):285–308.

[Xu et Zhou, 2004] Xu, G. et Zhou, Y. (2004). Strouhal numbers in the wake of two inline cylinders. *Experiments in Fluids*, 37(2):248–256. ISBN : 0723-4864.

[Yong Cao, 2016] Yong Cao, T. T. (2016). Large-eddy simulations of flow past a sqare cylinder using structured ans unstructured grids. *Computers and Fluids*.

[Zdravkovich, 1977] Zdravkovich, M. M. (1977). Review of Flow Interference Between Two Circular Cylinders in Various Arrangements. *Journal of Fluids Engineering*, 99(4): 618–633. _eprint : https ://asmedigitalcollection.asme.org/fluidsengineering/article-pdf/99/4/618/5899556/618_1.pdf.

[Zdravkovich, 1987] Zdravkovich, M. M. (1987). The effects of interference between circular cylinders in cross flow. *Journal of Fluids and Structures*, 1(2):239 – 261.

[Zdravkovich et Pridden, 1977] Zdravkovich, M. M. et Pridden, D. L. (1977). Interference between two circular cylinders ; Series of unexpected discontinuities. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2(3):255 – 270.

[Zeoli *et al.*, 2020] Zeoli, S., Balarac, G., Bénard, P., Georis, G., Houtin-Mongrolle, F. et Bricteux, L. (2020). Large eddy simulation of wind turbine wakes using adaptative mesh refinement. *Journal of Physics : Conference Series*, 1618(6):062056.

[Zhou et Yiu, 2006] Zhou, Y. et Yiu, M. W. (2006). Flow structure, momentum and heat transport in a two-tandem-cylinder wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 548:17–48. Publisher : Cambridge University Press.

[Zong et Nepf, 2010] Zong, L. et Nepf, H. (2010). Flow and deposition in and around a finite patch of vegetation. *Geomorphology*, 116(3):363 – 372.