HAL
open science

Etudes des structures spatio-temporelles dans un sillage de mât conditionnées par l'action commune des vagues et des courants.

Hans Gunnoo

To cite this version:

Hans Gunnoo. Etudes des structures spatio-temporelles dans un sillage de mât conditionnées par l'action commune des vagues et des courants.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Normandie Université, 2017. Français. NNT : 2017NORMC264 . tel-01743674

HAL Id: tel-01743674

https://theses.hal.science/tel-01743674v1

Submitted on 26 Mar 2018

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

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

Normandie Université

THESE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité Mécanique des fluides, énergétique, thermique, combustion, acoustique
Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Etude des structures spatio-temporelles dans un sillage de mât conditionnées par l'action commune des vagues et des courants

Présentée et soutenue par
Hans GUNNOO

Thèse soutenue publiquement le 21/12/2017 devant le jury composé de		
Patrice LE GAL	Directeur de recherche CNRS IRPHE – Université d'Aix-Marseille	Rapporteur
Abdellatif OUAHSINE	Professeur des Universités, Université de technologie de Compiègne	Examinateur
Martin SANCHEZ	Maître de conférences, HDR Université de Nantes	Rapporteur
Nizar ABCHA	Maître de conférences, Université de Caen Normandie	Examinateur
Anne-Claire BENNIS	Maître de conférences, HDR Université de Caen Normandie	Co-directeur
Daniel LEVACHER	Professeur des Universités émérite	Directeur de thèse

Thèse dirigée par Daniel LEVACHER et Anne-Claire BENNIS**, Laboratoire M2C UMR CNRS 6143**
Co-encadrée par Nizar ABCHA, **Laboratoire M2C UMR CNRS 6143**

UNIVERSITÉ CAEN NORMANDIE

Résumé

Nos travaux ont porté sur l'étude des structures hydrodynamiques spatio-temporelles présentes dans le sillage d'un mât d'éolienne en mer, assimilé ici à un cylindre, pour une application future au parc éolien de Courseulles-sur-Mer. L'analyse hydrodynamique s'est focalisée sur le phénomène de synchronisation entre des vagues régulières et le sillage généré par le courant derrière deux cylindres verticaux. Un diagramme d'état résumant les différents régimes de synchronisation par rapport aux fréquences des vagues et amplitudes étudiées, a été établi. Pour compléter les résultats obtenus avec les vagues régulières, la synchronisation a aussi été étudiée en présence de vagues irrégulières. Dans le cas de vagues irrégulières, le coefficient de diffusion de la phase, K a été utilisé pour expliquer la synchronisation des fréquences. Après l'étude du phénomène de synchronisation, des essais ont été consacrés au transport sédimentaire (affouillement et rides) autour et dans un environnement proche d'un cylindre vertical sous l'effet de plusieurs types d'écoulement. Parallèlement aux expériences en laboratoire, une étude numérique a été amorcée. Dans un premier temps, une simulation DNS (Direct Numerical Simulation) d'un écoulement d'un courant seul autour d'un cylindre vertical a été effectuée. Un cas d'écoulement plus compliqué (i.e. Comprenant des vagues) et un domaine numérique simulant l'impact hydrodynamique d'un réseau de cylindres (modélisant un réseau de mâts d'éoliennes) soumis à un courant seul ont également été mis en œuvre. Ce réseau comprend 4 cylindres disposés sur 2 rangées. Après l'étude numérique d'un courant seul, le solveur olaFoam a été utilisé pour imposer un écoulement composé d'un courant et de vagues dans un domaine relativement simple : sans obstacle et avec un fond lisse. Les résultats numériques se sont révélés être en assez bon accord avec la littérature au voisinage de la surface libre, montrant la décélération du courant de surface lorsque les vagues et le courant en entrée se propagent dans le même sens.

Abstract

The various experiments carried out have laid emphasis on the study of hydrodynamic spatio-temporal structures found in an offshore wind turbine's mast, coupled to a cylinder, which will later on be used at the Courseulles-sur-Mer wind farm. The hydrodynamic analysis focused on the synchronization phenomenon between regular waves and the Von Karman Street generated by a current, behind two different vertical cylinders. A diagram showing the different synchronization regimes with respect to the frequencies of the waves and the amplitudes studied, has been drawn. In addition to the results obtained with regular waves, the synchronization phenomenon has also been analysed using irregular waves. In the case of irregular waves, the phase diffusion coefficient, K, has been used to explain the different frequency synchronization observed. After having studied the synchronization phenomenon, tests were carried out on the study of sediment transport (scour and ripples) under the effect of different types of flows in an environment close to a vertical cylinder.

In parallel to the laboratory experiments, a numerical study has also been conducted by studying the DNS (Direct Numerical Simulation) of a steady flow of current around a vertical cylinder. In addition to that a more complicated flow of a steady current around a network of cylinders comprising of a series of 4 cylinders arranged in 2 rows (representing a network of wind turbine masts) have also been observed and analysed. After having studied the flow made up by a steady current, the olafoam solver was used to apply a flow made up of both currents and waves in an obstacle free environment with a smooth floor. The numerical results obtained close to the free surface have been found to fairly agree with the findings of other related studies conducted. We observed a reduction in the intensity of the surface current when the waves and the current propagate in the same direction.

Table des matières

Introduction 1
Chapitre I Etude bibliographique 3
I.1) Interaction fluide-structure(s) 3
I.1.1) Généralités 3
I.1.2) L'hydrodynamique 6
I.1.2.1) Caractéristiques des vagues 6
I.1.2.1.1) Le modèle d'Airy 7
I.1.2.2) Méthode spectrale 8
I.1.2.2.1) Spectre de Pierson-Moskowitz 8
I.1.2.2.2) Spectre de Jonswap 9
I.1.3) Ecoulement autour d'un cylindre 10
I.1.3.1) Classification des régimes d'écoulement 11
I.1.3.2) Mécanisme de génération des tourbillons 13
I.1.3.3) Fréquence de sillage 14
I.1.3.4) Efforts sur un cylindre vertical 15
I.1.3.5) Ecoulement avec un cylindre oscillant ou en présence d'un forçage extérieur 17
I.1.3.6) Conclusions et bilan 17
I.2) Synchronisation 18
I.2.1) Dynamique des phases des oscillations 18
I.2.2) Synchronisation par forçage externe 19
I.2.3) Approximation des phases par forçage faible 19
I.2.4) Synchronisation pour les ordres supérieurs 20
I.2.5) Synchronisation dans le cas d'un écoulement autour d'un cylindre 21
I.2.6) Conclusions et bilan 25
I.3) Le transport sédimentaire en zone côtière 26
I.3.1) Mode de transport sédimentaire 27
I.3.2) Transport par charriage 28
I.3.3) Transport sédimentaire par mise en suspension 30
I.3.3.1) Les formules des concentrations instantanées 30
I.3.3.2) Transport moyenné sur une période des vagues 31
I.3.4) Transport sédimentaire autour d'un ou groupe de cylindres 32
I.3.5) Conclusions et bilan 44
Chapitre II Matériel et méthodes 45
II.1) Prototype et modèles utilisés 46

II.2) Mise en place du modèle étudié 47
II.2.1) Dispositif expérimental de l'étude hydrodynamique 47
II.2.2) Dispositif expérimental du transport sédimentaire 47
II.3) Le canal à houle et/ou courant 49
II.4) Matériels de mesure 51
II.4.1) Sondes résistives 51
II.4.2) Etalonnage 52
II.4.3) Vélocimètre Acoustique Doppler (ADV) 53
II.4.4) Mesure des champs de vitesse de l'écoulement 54
II.5) Dispositif de visualisation et traitement d'images 56
II.5.1) Technique PIV 56
II.6) Technique d'enregistrement du transport sédimentaire 58
II.6.1) Traitement des films 59
II.7) Transformation de Fourier 61
II.7.1) Principe de fonctionnement de la Transformation de Fourier 62
II.8) Conclusion 65
Chapitre III Résultats expérimentaux 67
III.1) Introduction 67
III.2) Synchronisation dues aux vagues régulières 68
III.2.1) Dispositif expérimental 68
III.2.2) Synchronisation subharmonique et des phases 70
III.2.3) Etude de l'évolution de la phase 76
III.2.4) Visualisation des champs de vitesses 79
III.2.5) Discussion et conclusion 83
III.3) Synchronisation dues aux vagues irrégulières 84
III.3.1) Vagues irrégulières 84
III.3.2) Discussion et conclusion 95
III.4) Transport sédimentaire dû aux vagues et courant 96
III.4.1) Conditions expérimentales 97
III.4.2) Etude de la morphologie du fond sédimentaire 98
III.4.3) Etude de l'affouillement autour du cylindre vertical 100
III.4.4) Etude de la longueur d'onde des rides 103
Chapitre IV Résultats numériques 107
IV.1) Introduction 107
IV.2) Matériels et méthodes 108
IV.2.1) Modélisation de l'interface air-mer 108

IV.2.1.1) Suivi de l'interface 108
IV.2.1.2) Modèle diphasique 109
IV.2.2) Modélisation de la turbulence 110
IV.2.2.1) Modélisation RANS 110
IV.2.2.1.1) Modèle algébrique ou modèle à zéro équation 111
IV.2.2.1.2) Modèles de fermeture à une équation de transport 112
IV.2.2.1.2.1) Modèle de fermeture basé sur l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente 112
IV.2.2.1.2.2) Modèle de fermeture de Spalart et Allmaras 113
IV.2.2.1.3) Modèles de fermeture à deux équations de transport 114
IV.2.2.1.3.1) Modèle k-epsilon 114
IV.2.2.1.3.2) Modèle k-omega 115
IV.2.2.1.3.3) Le modèle k-omega SST 116
IV.2.3) Modélisation des ondes de gravité de surface 116
IV.2.3.1) Génération des vagues 118
IV.2.3.2) Absorption des ondes 119
IV.2.4) Méthodes numériques 121
IV.2.4.1) Discrétisation des équations 121
IV.2.4.2) Résolution des équations 124
IV.2.4.2.1) Les points bloquants 124
IV.2.4.2.2) L'algorithme PISO 125
IV.2.4.2.3) Algorithme général de résolution 126
IV.2.5) Configurations d'étude 126
IV.2.5.1) Canal numérique à courant 126
IV.2.5.1.1) Cas d'un cylindre 126
IV.2.5.1.1.1) Géométrie et maillage du domaine 126
IV.2.5.1.1.2) Conditions aux limites et initiales 128
IV.2.5.1.2) Cas d'un réseau de cylindres 128
IV.2.5.2) Canal numérique vagues-courant 129
IV.2.5.2.1) Géométrie et maillage du domaine 129
IV.2.5.2.2) Conditions aux limites et initiales 130
IV.3) Résultats numériques 131
IV.3.1) Canal numérique dans le cas d'un courant seul 131
IV.3.1.1) Cas d'un cylindre vertical isolé 131
IV.3.1.1.1) Influence du maillage 131
IV.3.1.1.2) Influence de la modélisation de la turbulence 133

IV.3.1.2) Cas d'un réseau de cylindres 134
IV.3.1.2.1) Influence de la distance entre les cylindres 137
IV.3.1.2.1.1) Comparaison des profils de vitesse pour des espacements de 125 cm et de 250 cm 137
IV.3.1.2.1.2) Comparaison de la fréquence du sillage pour le cas de ΔX=250 cm (62.5d) 140
IV.3.2) Canal numérique avec vagues et courant 141
IV.3.2.1) Influence de la direction entre les vagues et le courant 142
IV.4) Conclusions et bilan 144
Chapitre V Conclusions et perspectives 145
Références 151

Liste des figures

Figure I.1: Endommagement et rupture du pont Tacoma (Billah et al. 1991) 4
Figure I.2: Parc d'éoliennes en mer (http://transition.web.unc.edu/) 5
Figure I.3 Représentation spatiale de la surface libre 7
Figure I.4: Spectres de Pierson-Moskowitz-PM et de Jonswap (http://www.wikiwaves.org/Ocean-Wave_Spectra) 9
Figure I.5: Ecoulement autour d'un cylindre fixe (Sumer & Fredsøe, 2006) 10
Figure I.6: Mécanisme de génération de vortex (Sumer et Fredsøe, 2006) 14
Figure I.7: Relation entre le nombre de Strouhal (St) et le nombre de Reynolds (Re) pour un cylindre à surface lisse ou rugueuse (Roshko, 1955 ; Lienhard, 1966 ; Achenbach et Heinecke, 1981) 14
Figure I.8: Points de détachement derrière un cylindre (Sumer & Fredsøe, 2006) 15
Figure I.9: Evolution du coefficient de trainée C_D en fonction du nombre de Reynolds pour un cylindre 16
Figure I.10: Illustration originale de Huygens démontrant son expérience avec les pendules suspendus à une poutre (Rosenblum, 2007) 18
Figure I.11: Schéma représentant la région de synchronisation dénommée Arnold tongue 20
Figure I.12: Schéma de plusieurs régions de synchronisation de type Arnold Tongue pour différentes harmoniques de la fréquence naturelle d'oscillation, (Rosemblum, 2007). 21
Figure I.13: Frontières du régime de synchronisation d'après Konstantinidis et al. (2003) 22
Figure I.14: Schéma représentant la symétrie des écoulements 23
Figure I.15: Différents modes de génération du sillage, (Cetiner et Rockwell, 2001) 24
Figure I.16: Courbes proposées pour la mise en mouvement des sédiments sous l'action conjointe des vagues et des courants (Li et al, 2013) 27
Figure I.17: Modes de transport des sédiments (Pinto, 2008) : charriage, suspension et saltation..... 28
Figure I.18: Morphologie de fond pour différents nombre de Reynolds (Auzerais et al., 2016a) : a) Re=38000, b) Re= 42000, c) Re= 43000, d) Re=37000, e) Re= 39000, f) Re= 40000 33
Figure I.19: Evolution de la longueur d'onde λ des motifs en fonction de la vitesse d'écoulement Ū d'après (Auzerais, 2016a) 33
Figure I.20: Les différentes sections retenues pour l'étude de l'affouillement (Link et al., 2008) 34
Figure I.21: Volume de l'affouillement en fonction de la profondeur d'affouillement pour le plan θ=0° (Link et al., 2008) 34
Figure I.22: Différentes configurations étudiées avec D, le diamètre du cylindre, S, entraxe et α, angle de décalage entre les cylindres (figure retouchée en conformité avec les notations retenues dans cette thèse) (Yi et al. 2016) 35
Figure I.23: Evolution de la profondeur d'affouillement St par rapport au temps t pour différentes configurations (Yi et al., 2016) 35
Figure I.24: Evolution de la profondeur d'affouillement St par rapport au temps t en fonction de l'entraxe G, (Yi et al., 2016) 36
Figure I.25: Différentes configurations « en couple » étudiées (H.S Kim et al., 2014) 37
Figure I.26: Tourbillons générés derrière un cylindre seul par un courant, représentés sous forme d'iso-surfaces Q, (Baykal et al.,2017) 38
Figure I.27: Tourbillons générés derrière un cylindre par des vagues seules représentés sous forme d'iso-surfaces Q, (Baykal et al., 2017) 38
Figure I.28: Evolution de l'affouillement en présence de vagues a) après 10 périodes, b) après 20 périodes, c) après 40 périodes, d) après 120 périodes. 39
Figure I.29: Evolution de l'affouillement dans le temps, D, diamètre utilisé, (Qi et al.,2014). 40

Figure I.30: Facteur de forme Ψ de l'affouillement, (Hartvig et al., 2010)..... 40
Figure I.31: Evolution de l'affouillement et du remplissage, (Hartvig et al., 2010). 41
Figure I.32: Affouillement obtenu expérimentalement autour d'une fondation de type tripode, (Stahlmann, 2013). 42
Figure I.33: Maillage dynamique utilisé, (Stahlmann, 2013)..... 43
Figure I.34: Evolution de l'affouillement dû à un courant de 0.46m/s, (Stahlmann, 2013). 43
Figure I.35: Evolution de l'affouillement autour du tripode, (Stahlmann, 2013) ; en rouge l'affouillement autour du pieu principal ; en vert et bleu, l'affouillement autour des pieux secondaires..... 44
Figure II.1: Dispositif expérimental simplifié pour l'installation du cylindre vertical..... 47
Figure II.2: Schéma du dispositif expérimental dédié à l'étude du transport sédimentaire..... 48
Figure II.3: Courbe granulométrique des sédiments..... 49
Figure II.4: Le canal à houle et/ou courant :a) Vue de côté du canal à houle. b) Vue de côté du batteur à houle de type piston vertical (Edinburgh Designs Ltd). c) Décomposition du mouvement du batteur à houle, entre les positions de recul et d'avancée maximum..... 50
Figure II.5: Pompe à hélice sous le canal..... 50
Figure II.6: La structure en nid d'abeilles. 51
Figure II.7: Moyens de mesures dans le canal : sondes résistives. 52
Figure II.8: Exemple d'un enregistrement de l'évolution de la surface libre. 53
Figure II.9: Le velocimètre ADV immergé à 10cm sous la surface libre. 54
Figure II.10: Tête de capteur du vélocimètre ADV avec émetteur et trois récepteurs acoustiques, (Velasco & Huhta, 2009)..... 54
Figure II.11: Exemple d'un enregistrement de la vitesse de l'écoulement. 55
Figure II.12: Schéma de principe du calcul d'un champ de vecteur de vitesse..... 56
Figure II.13: Dispositif mis en place pour l'observation du sillage. 57
Figure II.14: Type de caméra haute vitesse 'Pike' utilisée. 57
Figure II.15: Dispositif mis en place pour l'étude du transport sédimentaire. 58
Figure II.16: Photo du rail soutenant la caméra et le chariot motorisé. 59
Figure II.17: Trace laissée par la nappe laser sur le fond sableux. 59
Figure II.18: Bloc utilisé pour la conversion des pixels en unité de longueur (mm). 60
Figure II.19: Image du bloc enregistré par la caméra..... 60
Figure II.20: Image de la morphologie obtenue du fond sableux. 61
Figure II.21: Evolution temporelle d'une fonction sinusoïdale. 62
Figure II.22: Représentation fréquentielle d'une fonction de type sinusoïdal. 62
Figure II.23: Représentation temporelle d'une fonction sinusoïdale irrégulière..... 63
Figure II.24: Représentation fréquentielle du deuxième signal..... 63
Figure II.25: Exemple d'un enregistrement de la vitesse de l'écoulement généré derrière le cylindre vertical..... 64
Figure II.26: Représentation fréquentielle du signal..... 64
Figure III.1: Ensemble du dispositif expérimental. 68
Figure III.2: Vue du dessus du canal, zone d'intérêt expérimental. 69
Figure III.3: Courbes montrant le niveau relatif de turbulence et les profils de vitesse moyens 70
Figure III.4: Différents régimes de synchronisation observés. Cas du cylindre vertical de diamètre 4 cm. 72
Figure III.5: Diagramme d'état des différents régimes de synchronisation pour un écoulement de Re = 6.4×10^3. 73
Figure III.6: Différents régimes de synchronisation observés. Cas du cylindre vertical de diamètre de 10cm. 74

Figure III.7: Présence de synchronisation harmonique complète. 75
Figure III.8: Diagramme d'état des différents régimes de synchronisation pour un écoulement de Re = 10000. 75
Figure III.9: Evolution temporelle de la phase. 77
Figure III.10: Evolution du coefficient de diffusion en fonction de l'amplitude pour la fréquence de vagues fv=0.40Hz (a), fv=0.44Hz (b) et fv=0.48 Hz (c). 78
Figure III.11: Schéma du dispositif de visualisation de l'écoulement. 79
Figure III.12: Visualisation en vue de dessus d'un écoulement en présence d'un courant seul, a) Image du sillage, b) Champ de vitesses résultant. 80
Figure III.13: Visualisation en vue de dessus d'un écoulement (courant + vagues régulières) en présence d'un régime synchronisation subharmonique ; fréquence fv : 0.44 Hz et amplitude a : 0.3 cm, a) Image du sillage, b) Champ de vitesses résultant 81
Figure III.14: Visualisation en vue de dessus d'un écoulement (courant + vagues régulières) en présence d'un régime synchronisation harmonique ; fréquence fv : 0.44 Hz et amplitude a : 0.8 cm,: a) Image du sillage, b) Champ de vitesses résultant. 82
Figure III.15: Schéma représentant le spectre de JONSWAP utilisé. 84
Figure III.16: Elévation de la surface libre d'une vague de fréquence 1.20 Hz. 85
Figure III.17: Spectre de fréquence du sillage en l'absence de vagues. 86
Figure III.18: Spectre de Vx sans moyennage. 87
Figure III.19: Comparaison des spectres associé à Vx et son amplitude, avec moyennage. 88
Figure III.20: Spectrogrammes obtenus pour les vagues irrégulières. 90
Figure III.21: DFT moyennée pour fv 1.20Hz. 91
Figure III.22: Evolution de θ adimensionné dans le cas de vagues régulières fv =1.40Hz. 92
Figure III.23: Evolution de θ, pour 3 différentes amplitudes a de vagues irrégulières. 94
Figure III.24: Evolution de θ pour la fréquence 1.40Hz en fonction du niveau de l'amplitude a. 95
Figure III.25: Vue partielle du dispositif expérimental pour l'étude de transport sédimentaire. 96
Figure III.26: Schéma indiquant la profondeur de la fosse d'affouillement et du monticule de sable respectivement, en vue de côté. 97
Figure III.27: Evolution temporelle de la morphologie du fond sableux avec des vagues irrégulières de fv 1.00 Hz. 98
Figure III.28: Evolution temporelle de la morphologie du fond sableux avec des vagues irrégulières de fv 1.20 Hz. 99
Figure III.29: Images utilisées pour l'établissement des tracés en coupe de l'affouillement. 100
Figure III.30: Schéma en coupe d'un affouillement. 101
Figure III.31: Evolution du volume de l'affouillement. 102
Figure III.32: Evolution de la profondeur adimensionnée. 102
Figure III.33: Image utilisée pour l'établissement du tracé en coupe des rides. 103
Figure III.34: Profil en coupe des rides. 104
Figure III.35: Evolution de la longueur d'onde moyenne des rides pour les différents régimes d'écoulement. 104
Figure IV.1: Principe de discrétisation. 121
Figure IV.2: Géométrie du domaine de calcul dans le cas d'un seul cylindre. 126
Figure IV.3: Vue du dessus du maillage pour la simulation de l'hydrodynamique autour du cylindre vertical. 127
Figure IV.4: Vue du maillage en 3 dimensions pour la simulation de l'hydrodynamique au voisinage du cylindre vertical. 127
Figure IV.5: Géométrie du domaine de calcul dans le cas d'un réseau de cylindres. 128
Figure IV.6: Maillage en vue de dessus pour la simulation d'un réseau de cylindres verticaux. 129

Figure IV.7: Représentation schématique du domaine pour le cas vagues et courant. 129
Figure IV.8: Maillage considéré pour l'étude d'un écoulement composé de vagues et de courant. . 130
Figure IV.9: Fraction volumique à l'instant initial pour l'étude vagues et courant. L'eau est représentée en rouge et l'air est en bleu. 131
Figure IV.10: Profils verticaux de la vitesse longitudinale (Ux) pour des cellules de 1.66cm (a) et de 0.33 cm (b) à 8cm derrière le cylindre. 131
Figure IV.11: (a) Comparaison des profils verticaux de vitesse : numérique (en vert) et expérimental (en bleu) (b) Pourcentage d'erreur relative entre le profil numérique et expérimental. 132
Figure IV.12: Spectre fréquentiel de la vitesse longitudinale. 133
Figure IV.13: Amplitude de la vorticité simulée avec le modèle RANS k-omega SST (vue de dessus).134
Figure IV.14: Amplitude de la vorticité simulée avec le modèle DNS (vue de dessus). 134
Figure IV.15: Schéma du domaine de calcul dans le cas d'un réseau de cylindres, soumis à différentes incidences d'un courant en entrée. 135
Figure IV.16: Amplitude de la vorticité à la surface pour ΔX=125 cm et θ=0°. 135
Figure IV.17: Amplitude de la vorticité à la surface pour ΔX=125 cm et θ=20°. 135
Figure IV.18: Profils de vitesse longitudinale à plusieurs distances derrière le cylindre 1, pour un courant seul et avec θ=0°. 136
Figure IV.19: Schéma du domaine de calcul dans le cas d'un réseau de cylindres : localisation des points d'extraction des profils verticaux (points rouges). 137
Figure IV.20: Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale à 2 diamètres (2d) derrière le cylindre 1 (en bleu) et 2 (en rouge), pour un ΔX=125 cm. 138
Figure IV.21: Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale à 6 diamètres (6d) soit à 24cm des cylindres 1 (en bleu) et 2 (en rouge)pour un ΔX=125 cm. 138
Figure IV.22: Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale à 2d (8cm) derrière les cylindres 1 (en bleu) et 2 (en rouge), pour un ΔX=250 cm. 139
Figure IV.23: Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale à 6d (24cm) derrière les cylindres 1 (en bleu) et 2 (en rouge) pour un ΔX=250 cm. 139
Figure IV.24: Spectre de vitesse obtenu à 2d (8cm) derrière le premier cylindre. 140
Figure IV.25: Spectre de vitesse obtenu à 2d (8cm) derrière le deuxième cylindre. 141
Figure IV.26: Profils numériques des 3 configurations d'écoulement étudiées. 142
Figure IV.27: Profils expérimentaux de Klopman (1994) pour les 3 configurations étudiées (courant seul, courant et vagues de même sens, courant et vagues de sens opposés). 143

Liste des tableaux

Tableau I.1 : Régimes d'écoulement en fonction du nombre de Reynolds (Re) pour un cylindre vertical dans un écoulement uniforme…….12

Tableau II.1 : Conditions d'écoulement pour le cylindre vertical de 10 cm…….46

Tableau II.2 : Conditions d'écoulement pour le cylindre vertical de 4 cm……..46

Tableau III.1 : Données relatives aux essais avec vagues régulières……69

Tableau III.2 : Caractéristiques des vagues irrégulières……86

Tableau III.3 : Données hydrodynamiques pour le transport sédimentaire……..97

Hommage à Alexander…

We mortals are but shadows and dust…

Without wax,

Hans

Introduction

Les énergies marines renouvelables sont en plein essor depuis plus d'une décennie. Un des objectifs de l'Union Européenne est d'atteindre d'ici 2020, 20% de la production électrique issue des énergies renouvelables et 4% venant des énergies marines renouvelables. Dans ce contexte, le site de la Manche contient des atouts exceptionnels pour le développement de tout type d'énergies marines renouvelables.

Plusieurs fermes éoliennes offshores sont planifiées dans les années à venir des deux côtés de la Manche. Leur implantation nécessite une bonne connaissance des conditions hydrodynamiques locales mais aussi du fond marin pour le choix des fondations. Notre intérêt s'est porté sur le parc de Courseulles-sur-Mer. Ce projet de parc de 75 éoliennes aura une puissance de 450 MW et une production de 1500 GWh; une puissance équivalente aux besoins énergétiques de presque 2 millions de foyers Français.

Il est important de préciser que chaque éolienne du parc de Courseulles-sur-Mer sera fondée sur un pieu isolé de grand diamètre ouvert à sa base. Le pieu sera installé soit par fonçage ou soit par battage jusqu'à la fiche requise. Il s'agit d'une fondation dite monopieu tubulaire ouvert. Ce monopieu supportera la structure de l'éolienne hors de l'eau, en partie émergée. La partie de ce monopieu dans l'eau et en partie enfouie, constitue le « mât » de l'éolienne. Son diamètre est peu variable, il sera considéré constant dans nos travaux. De par l'importance du diamètre à l'interface fond marin/eau de mer, il est important de comprendre les impacts environnementaux de ce type de fondation. L'interaction de fondations de type monopieu, seules ou disposées en réseau avec l'environnement marin affectera de fait l'intensité des courants, la houle, la morphologie du fond marin et le transport sédimentaire. Il est donc très important d'étudier et de comprendre l'effet de différents régimes d'écoulement sur les conditions hydrodynamiques générées autour d'un monopieu isolé ou en groupe.

Force est de constater à ce jour, que les processus hydrodynamiques induits par les courants et les vagues aux alentours des mâts d'éolienne en mer sont encore mal compris du fait de leur complexité. Ces interactions génèrent au niveau sédimentaire, des tourbillons en forme de fer à cheval qui ont pour effet de déplacer les sédiments autour du mât. L'affouillement et la morphologie des rides autour du mât ont certes été étudiés sous l'effet de courants ou de vagues mais très peu de recherches ont porté sur l'effet combiné de vagues et de courant sur le transport sédimentaire.

De plus, d'autres tourbillons sont produits sur toute la partie immergée de la fondation. Ces tourbillons se détachent et sont emportés par le courant en aval du monopieu. Cela crée un sillage qui peut se propager sur plusieurs centaines de mètres et donc affecter les fondations voisines et/ou l'environnement autour des mâts d'éoliennes. Il est important d'ajouter que l'évolution des structures spatio-temporelles présentes dans ce sillage par rapport à un écoulement de vagues et de courants est à ce jour un aspect très peu maitrisé.

Les instabilités hydrodynamiques créées autour du monopieu ont des échelles différentes. L'affouillement autour de la fondation sera de dimension métrique avec un ordre de grandeur d'environ 10m. Quant aux sillages, ils se propagent beaucoup plus loin sur des distances de l'ordre de km (Rivier et al. 2016). Dans les phases d'études d'un projet de construction d'un parc éolien offshore, une phase d'étude préliminaire est dédiée à la quantification des effets hydrodynamiques afin de limiter les dommages sur le parc et sur l'environnement. C'est aussi assurer une production d'électricité du parc offshore optimale.

L'interaction du sillage avec les vagues comme le transport sédimentaire autour d'un monopieu constituent des impacts localisés. Ils peuvent être reproduits en utilisant une échelle de longueur et être étudiés dans des canaux à houle et à courant. Le modèle de mât d'une éolienne, sera assimilé à un cylindre vertical. Ces études en laboratoire peuvent être complétées et s'appuyer sur la confrontation des résultats issus de la modélisation numérique. L'outil numérique ou *canal numérique* permet de comprendre les impacts globaux dans le cas de l'étude d'écoulements autour d'un monopieu isolé et d'un réseau de monopieux dans le cas du transport sédimentaire à l'échelle du parc d'éoliennes.

L'objectif principal de cette thèse est de modéliser et de reproduire les conditions offshores afin de mieux comprendre et cerner les mécanismes en jeu et d'en situer les conséquences sur l'implantation d'un parc d'éoliennes en haute mer. Les résultats obtenus viendront compléter les aspects déjà maitrisés comme l'écoulement d'un courant ou de vagues autour d'un mât mais aussi de mieux prédire et limiter les effets contraignants de ce type de construction en mer que représente un parc d'éoliennes. Ils serviront de références dans la définition de l'implantation des éoliennes au sein du parc. Ils permettront d'assurer un développement de ce type de structures tout en respectant l'environnement dans lequel elle seront implantées pour assurer un développement durable.

Chapitre I Etude bibliographique

L'étude des structures spatio-temporelles dans un sillage de mât d'éolienne en mer passe nécessairement par une revue bibliographique sur l'interaction fluide structure(s). Le cas particulier de l'écoulement autour d'un cylindre, représentant le mât d'une éolienne en mer, est discuté. Le phénomène de synchronisation hydrodynamique s'y rapportant est documenté tout comme le transport sédimentaire se manifestant dans l'environnement proche.

Les travaux expérimentaux menés dans le cadre de cette thèse sont à distinguer. Ils portent d'une part sur les conditions hydrodynamiques établies dans l'environnement d'un cylindre et d'autre part sur le transport sédimentaire autour du même cylindre. Tout d'abord sont détaillés les différents cas d'interaction fluide-structure(s) dans plusieurs domaines. Puis sont décrites les conditions hydrodynamiques autour d'un cylindre pour différents régimes d'écoulement. L'intérêt pour la suite, est porté sur l'origine et la description mathématique du phénomène de synchronisation tout en décrivant ce phénomène dans le cas d'un écoulement dans l'environnement proche à un cylindre. En fin de chapitre, le transport sédimentaire en zone côtière, principalement sous l'effet de vagues et de courants associés est abordé. Plus approprié à notre sujet, plusieurs travaux sur le transport sédimentaire autour d'un cylindre sont rapportés.

I.1) Interaction fluide-structure(s)

I.1.1) Généralités

L'interaction fluide-structure(s) intéresse le comportement d'un système mécanique couplé : une structure fixe ou mobile, rigide ou déformable et, un fluide en écoulement ou au repos, autour ou à l'intérieur de ladite structure. Comme, l'évolution de chaque domaine, fluide ou structure dépend de l'un et de l'autre, un système de couplage apparaît entre les deux. Plus précisément, l'écoulement du fluide influence le mouvement de la structure à travers les efforts que le fluide transmet à ce dernier à l'interface. Inversement, l'écoulement du fluide est influencé par le mouvement de la structure selon les déplacements de l'interface qui entraîne le fluide dans son mouvement.

L'étude du phénomène de couplage fluide-structure(s) est important ; ce dernier est un système dynamique non-conservatif, avec un échange d'énergie entre le fluide et la structure qui dépend de la vitesse de l'écoulement moyen. Or, dans certaines conditions, au-delà d'une certaine vitesse d'écoulement, le fluide transfère à la structure plus d'énergie que ce dernier ne peut en dissiper. La configuration devient alors instable et, la structure se met à osciller fortement et peut éventuellement impacter les structures avoisinantes. En effet, il se peut, qu'à partir d'un seuil de vitesse du fluide, des mécanismes de couplage instables apparaissent, et une partie de l'énergie cinétique du fluide se transforme en énergie vibratoire de la structure. Cette instabilité peut être particulièrement dangereuse pour la structure comme dans le cas des éoliennes ou bien dans le domaine aéronautique, nucléaire entre autres.

En ingénierie nucléaire, les lignes de tuyauteries de réfrigération dans les réacteurs représentent une configuration fluide-structure et doivent être maitrisées pour la sureté des centrales. En aéronautique, l'accident du chasseur F117 lors d'une rencontre aérienne en 1997 aux Etats Unis peut être cité. L'origine de cet accident a été attribué au flottement d'un aileron de l'avion. Dans le secteur des énergies renouvelables, en mars 2017, quatre éoliennes ont été détruites en Allemagne. Le système de régulation aérodynamique permettant de faire varier l'angle de calage des pales ne fonctionnant pas correctement, n'a pas limité assez rapidement la rotation des pales. La structure des éoliennes a donc été endommagée.

Il existe une grande variété de phénomènes d'interaction fluide-structure(s). Quelques domaines où le couplage fluide-structure(s) est visible, sont évoqués ci-après.

- **Génie civil**

C'est un des premiers grands secteurs industriels où l'interaction fluide-structure(s) a été étudiée en s'appuyant sur les simulations numérique et expérimentale, notamment pour des structures très élancées comme les ponts suspendus et faisceaux de câbles. De nombreuses études sont toujours réalisées de nos jours sur les ouvrages pour éviter tout endommagement. L'effondrement du pont de Tacoma Narrows en est l'illustration même. Le pont s'effondra suite à une instabilité aéroélastique de torsion. Même si le vent n'était pas fort, le déplacement angulaire du pont par rapport à son axe augmentait de plus en plus, tordant le tablier et les câbles, voir Figure I.1.

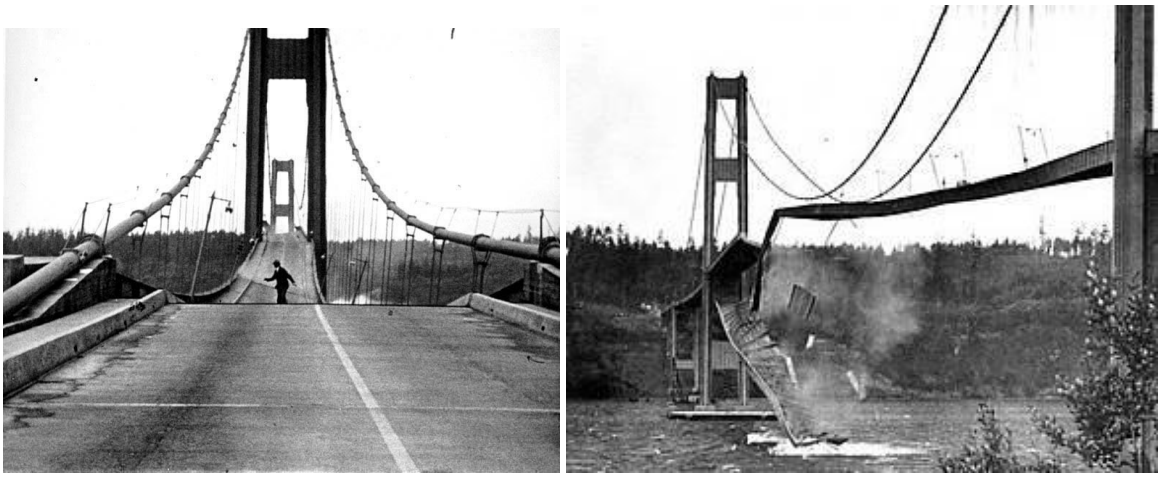


Figure I.1: Endommagement et rupture du pont Tacoma (Billah et al. 1991)

- **Industrie biomédicale**

Dans cet autre domaine, l'interaction entre des tissus biologiques est étudiée. Dans de nombreux cas, les différents fluides présents dans le corps humain tels que le sang, les liquides oculaires, etc, peuvent interférer avec leur environnement. Ces derniers, pouvant se déformer, de véritables interactions fluide-structure peuvent être observées générant des dommages comme dans le cas de veines collabées, de ruptures d'anévrisme, etc.

- **Génie industriel**

De nombreuses recherches sur plusieurs types de structures fines et élancées ont été menées dans ce domaine. Des structures comme les câbles, les panneaux, les coques minces ou les réservoirs ont fait l'objet d'études relatives à l'interaction fluide-structure. On peut citer par exemple, l'interaction des lignes haute tension avec le vent, avec un chargement de neige ou de glace.

- **Industrie maritime et navale**

Il existe de nombreux exemples d'interaction de fluide–structure(s) dans ce domaine. L'industrie pétrolière a entrainé le développement des structures offshores comme : les barges flottantes fixées par des câbles, les pipelines verticaux utilisés dans la remontée du pétrole en surface et le mouvement de liquides dans les tankers. Depuis le début des années 2000, avec la transition énergétique, l'installation des parcs d'éoliennes offshores est en constante croissance, voir Figure I.2. La plupart des structures mentionnées doivent donc résister aux vagues près de la surface mais aussi aux courants présents sur toute la colonne d'eau. De nombreuses recherches ont concerné les études relatives à l'impact des conditions offshores sur ces structures de manière à pouvoir minimiser les risques sur les structures. Toujours en ingénierie pétrolière, les risers sont également excités par les mouvements des supports flottants de production, imposés à leur extrémité supérieure. En hydrodynamique navale, des recherches ont pour but d'optimiser les coques et les formes des navires afin d'augmenter leur résistance face à la houle et au déferlement. L'amélioration du comportement des navires face aux conditions marines reste un défi de taille dans le domaine naval et, l'étude de l'interaction fluide-structure dans ce domaine revêt une importance primordiale.

Figure I.2: Parc d'éoliennes en mer (http://transition.web.unc.edu/)

I.1.2) L'hydrodynamique

Dans le cadre de cette thèse, nous nous concentrons principalement sur l'interaction fluide-structure(s) dans le domaine maritime. Plus précisément, nous étudions l'écoulement autour d'une structure cylindrique verticale représentant le mat d'une éolienne offshore. Concernant ce type de structures, il est important de prédire au mieux les conditions marines notamment, les types de vagues présents afin de maitriser l'interaction fluide-structure de l'éolienne offshore. Pour rappel, nous définissons les vagues comme l'agitation désordonnée de la surface d'une étendue d'eau sous l'effet du vent tandis que la houle est un mouvement ondulatoire de la surface de la mer qui est formé par un champ de vent éloigné de la zone d'observation. C'est donc un cas particulier de vague non déferlante. Quelques formules utilisées pour la prédiction et la mesure des conditions offshores sont maintenant décrites et rappelées.

I.1.2.1) Caractéristiques des vagues

Comprendre l'évolution des caractéristiques des vagues lors de leur propagation est primordiale pour étudier leur effet sur une éolienne offshore. Les principaux paramètres utilisés pour caractériser la dynamique des vagues, voir Figure I.3, sont les suivants:

- L'amplitude, H (m).
- La longueur d'onde, L (m).
- La période des vagues, T (s).
- La profondeur d'eau, h (m).
- La vitesse angulaire, ω ($2\pi/T$), ($rad.s^{-1}$).
- Le nombre d'onde, k ($2\pi/L$), ($rad.m^{-1}$).

La vitesse moyenne de propagation de l'onde, C (ms^{-1}) est définie par :

$$C=\frac{L}{T} \tag{1.1}$$

La propagation des vagues peut être exprimée en adimensionnant plusieurs termes : H/L, H/h, h/L. Ces nouveaux termes obtenus correspondent à:

$$\varepsilon=\frac{H}{L}\text{, la cambrure de la vague,} \tag{1.2}$$

$$\Upsilon=\frac{H}{h}\text{, la hauteur relative de la vague,} \tag{1.3}$$

$$\mu=\frac{h}{L}\text{, la profondeur relative.} \tag{1.4}$$

Il existe différents modèles de houle pour exprimer les caractéristiques des vagues régulières, on a ainsi :

- Le modèle de Gerstner (1802).
- Le modèle d'Airy (1845).
- Le modèle de Miche (1944).
- Les modèles de Stokes (1847).
- La théorie cnoïdale (1895).
- Les ondes solitaires (1844).

Seul le modèle le plus fondamental, c'est-à-dire, celui d'Airy est présenté.

I.1.2.1.1)Le modèle d'Airy

Le modèle Airy (1845) de la théorie linéaire, s'applique pour le cas de vagues ayant une petite amplitude (H<<h) et se propageant sur un fond plat, Figure I.3. Dans le modèle d'Airy, la propagation des vagues peut être exprimée en utilisant des fonctions sinusoïdales. L'approximation d'Airy au premier ordre peut ainsi être remplacée par une approximation périodique d'ordre supérieur.

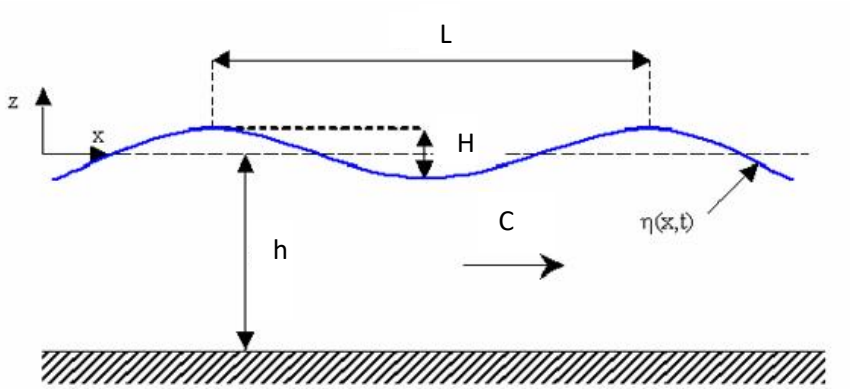


Figure I.3 Représentation spatiale de la surface libre

Les hypothèses sous lesquelles le modèle de houle d'Airy a été établi sont les suivantes :

- Le fluide est parfait, incompressible et pesant.
- L'écoulement est irrotationnel dans le champ de pesanteur terrestre.
- La profondeur d'eau est constante.
- La pression atmosphérique au-dessus de la surface libre est constante.
- L'amplitude et la cambrure de la houle sont suffisamment faibles pour que les termes d'ordres supérieurs à l'unité soient négligeables.

Avec ces différentes hypothèses rappelées ci-avant, les expressions de la surface libre η et du potentiel ϕ prennent la forme suivante :

$$\eta=\frac{H}{2}\cos 2\pi\left(\frac{x}{L}-\frac{t}{T}\right) \tag{1.5}$$

$$\phi=\frac{gH}{2\sigma}\frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh}\sin(kx-\omega t) \tag{1.6}$$

Concernant la trajectoire des particules d'eau, elles sont circulaires près de la surface libre et elliptiques à la forme de plus en plus aplatie près du fond. Ces trajectoires circulaires peuvent être décrites en utilisant les composantes de la vitesse orbitale (u et w) des particules d'eau et par la pression (p) :

$$u=\frac{\partial\phi}{\partial x}=\frac{\pi H}{T}\frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh}\cos(kx-\omega t) \tag{1.7}$$

$$w=\frac{\partial\phi}{\partial z}=\frac{\pi H}{T}\frac{\sinh k(h+z)}{\cosh kh}\sin(kx-\omega t) \tag{1.8}$$

$$p=-\rho gz+\frac{\rho gH}{2}\frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh}\cos(kx-\omega t) \tag{1.9}$$

I.1.2.2) Méthode spectrale

Dans le domaine côtier, les vagues observées ne sont pas monochromatiques ; elles ne peuvent donc pas être décrites par une seule amplitude et une seule période. Il faut donc recourir une autre méthode afin de décrire correctement les vagues présentes en mer. Deux différentes approches peuvent être utilisées :

- L'analyse vague par vague.

Cette méthode consiste à faire une étude statistique des vagues, c'est-à-dire analyser les caractéristiques individuelles des vagues se succédant, dans un intervalle de temps T.

- L'analyse spectrale.

L'analyse spectrale considère la houle comme la superposition d'un grand nombre d'ondes sinusoïdales dont les caractéristiques sont connues pour déduire la densité spectrale d'énergie de la houle E (f). E(f) dans notre cas, représente la répartition de l'énergie des vagues sur un ensemble de fréquences. Globalement, l'analyse spectrale utilise la transformée de Fourier pour passer du domaine physique au domaine fréquentiel.

Dans le cadre de nos travaux, la deuxième méthode est utilisée pour traiter les vagues pluri-chromatiques (*i.e.* irrégulières). Dans la littérature, plusieurs formulations sont disponibles pour représenter les spectres de ces vagues. Les spectres de Pierson-Moskowitz (Pierson et Moskowitz,1964) et de JONSWAP (Hasselmann et al.,1973) sont les plus connus. Ces 2 types de spectre sont issus d'observations.

I.1.2.2.1) Spectre de Pierson-Moskowitz

Développé par Pierson et Moskowitz en observant la mer Nord-Atlantique en 1964, le spectre de Pierson-Moskowitz est parmi le plus simple à utiliser pour obtenir la distribution de l'énergie des vagues. Il est cependant uniquement applicable si les états de mer sont complètement développés, c'est-à-dire, les vents générant les vagues, doivent souffler suffisamment longtemps sur une distance adéquate afin de créer un état de mer pleinement établi. Il peut être décrit par la formulation suivante :

$$E_{PM}(f)=\alpha\frac{g^2}{(2\pi)^4}f^{-5}\exp\left[-1.25\left(\frac{f}{f_p}\right)^{-4}\right] \quad (1.10)$$

où α est la constante de Philips =0.0081, $f_p=\frac{g\nu_{19.5}^{PM}}{U_{19.5}}$ et $\nu_{19.5}^{PM}$ = 0.14, f_p est la fréquence du pic adimensionnelle et $U_{19.5}$ est la vitesse du vent à une hauteur de 19.5m, au-dessus de la mer.

I.1.2.2.2) Spectre de Jonswap

Après avoir analysé les données du « JOint North Sea WAve observation Project », JONSWAP, Hasselman et al (1973), ont découvert que le spectre des vagues n'est jamais pleinement développé. Les interactions non-linéaires entre les vagues continuent à se propager sur des longues distances pendant longtemps. Un facteur de correction γ a ensuite été ajouté au spectre de Pierson-Moskowitz pour améliorer la prédiction de la densité spectrale d'énergie des états de mer. Le spectre de Jonswap est défini par la formulation suivante :

$$E_J(f)=\alpha\frac{g^2}{(2\pi)^4}f^{-5}\exp\left[-1.25\left(\frac{f}{f_p}\right)^{-4}\right]\gamma^{\delta} \quad (1.11)$$

où $\alpha=0.076\left(\frac{gF}{U_{10}^2}\right)^{-0.22}$; $f_p=3.5\frac{g}{U_{10}}\left(\frac{gF}{U_{10}^2}\right)^{-0.33}$; $\delta=\exp\left(\frac{(f/f_p-1)^2}{2\sigma^2}\right)$ et σ =0.07 si $f \le f_p$ et 0.09 si $f > f_p$

La hauteur du pic du spectre de JONSWAP est proportionnelle à la valeur de γ, voir Figure I.4. En pratique, le paramètre γ est limité entre la valeur 1 qui équivaut au spectre de Pierson-Moskowitz et la valeur 7 ; avec une valeur moyenne de 3.3.

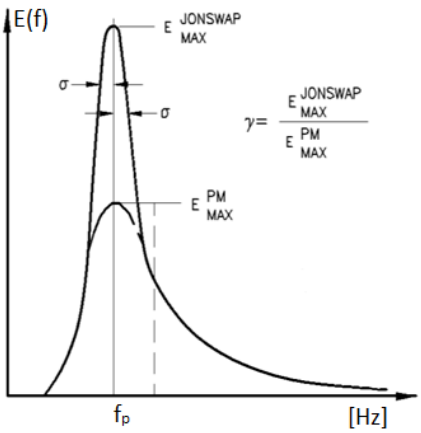


Figure I.4: Spectres de Pierson-Moskowitz-PM et de Jonswap (http://www.wikiwaves.org/Ocean-Wave_Spectra)

I.1.3) Ecoulement autour d'un cylindre

Le problème d'un écoulement uniforme autour d'un cylindre vertical fixe donne une bonne opportunité d'étudier la dynamique des tourbillons présents dans le sillage. La compréhension de la dynamique du sillage est la clé pour comprendre des phénomènes plus compliqués comme la résonance entre les vagues et le sillage ou d'autres phénomènes comme l'apparition de vibrations induites par les tourbillons.

Il y a une multitude d'études sur l'écoulement uniforme autour d'un cylindre vertical fixe (Roshko, 1961, Sumer et Fredsøe, 2006). Il est acquis que, les caractéristiques relatives à un écoulement dans la région d'un sillage sont complexes. Elles impliquent des interactions entre la couche limite, le point de décollement de la couche limite et le sillage. Ces aspects de l'écoulement sont schématisés sur la Figure I.5.

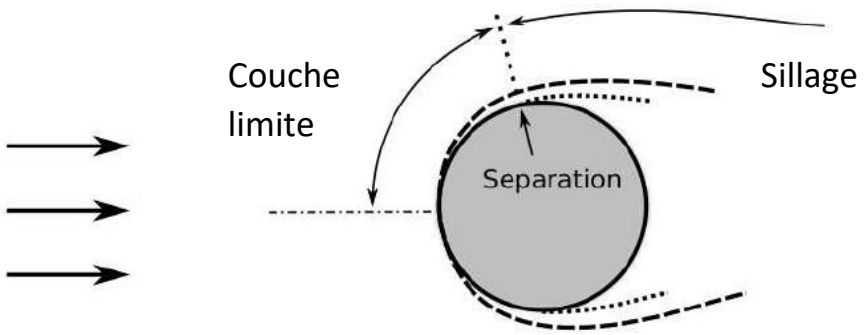


Figure I.5: Ecoulement autour d'un cylindre fixe (Sumer & Fredsøe, 2006)

On a constaté qu'un écoulement uniforme autour d'un cylindre fixe peut-être caractérisé par le nombre de Reynolds de l'écoulement, traduisant le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

$$Re=\frac{UD}{\nu} \tag{1.12}$$

où U est la vitesse de l'écoulement, D, le diamètre du cylindre et ν, la viscosité cinématique du fluide.

Lorsque le nombre de Reynolds augmente de 0 à 10^7, les caractéristiques de l'écoulement évoluent dans une séquence qui peut être classée en plusieurs régimes d'écoulement. Dans ce qui suit, nous allons examiner brièvement plusieurs aspects de ces caractéristiques par rapport aux différents régimes d'écoulement. Les mécanismes de génération des tourbillons dans le sillage, la fréquence des tourbillons dans le sillage et, les forces dues à l'écoulement sur un cylindre fixe sont discutés.

I.1.3.1) Classification des régimes d'écoulement

Les descriptions des régimes d'écoulement, et les gammes associées au nombre de Reynolds, ont fait l'objet de nombreuses études. Ici, nous nous référons aux travaux de Roshko (1961), Schewe (1983) et Sumer et Fredsøe (2006).

Quand le nombre de Reynolds Re est inférieur à 5 (Re<5), nous n'avons pas de séparation du sillage autour du cylindre.

Dans le cas où le nombre de Reynolds est compris entre 5 et 40 ($5 < Re < 40$), nous obtenons une paire de tourbillons symétriques dans le sillage du cylindre. Une augmentation du nombre de Reynolds a pour effet d'augmenter la largeur de ces tourbillons.

Dans le cas où le nombre de Reynolds est supérieur à 40 (Re > 40), le sillage devient instable avec la présence de tourbillons alternés. Le groupe de tourbillons est communément appelé l'allée de Von Karman, (Sumer et Fredsøe, 2006).

Dans le cas où l'on a $40 < Re < 200$, l'allée de Von Karman reste laminaire et se retrouve principalement dans un domaine bidimensionnel (2D horizontal). Williamson (1996) a observé que les caractéristiques tridimensionnelles apparaissent à partir de $Re \approx 190$.

Dès que le nombre *Re* est supérieur à 200, la transition vers la turbulence commence à se produire. Cette transition apparaît d'abord dans la région du sillage. Ensuite, l'interface entre les régions laminaire et turbulente se propage progressivement en amont vers le cylindre jusqu'au point de décollement. Le point de décollement devient ensuite turbulent. Et finalement, la couche limite autour du cylindre devient elle-même turbulente, puis la couche limite au voisinage du cylindre devient turbulente.

Lorsque $200 < Re < 300$, la présence de turbulence dans le sillage est observée et l'allée de Von Karman devient tridimensionnelle.

Pour le cas où Re > 300, le sillage est complètement turbulent. Cependant, la séparation des couches limites supérieures et inférieures (du cylindre vertical) restent laminaires. L'intervalle $300 < Re < 3 \times 10^5$ est appelé régime d'écoulement subcritique.

Ces différents régimes d'écoulement sont listés dans le Tableau I.1.

	Pas de séparation de sillage	Re < 5
	Une paire de tourbillons symétriques	5 < Re < 40
	Une allée de Von Karman laminaire	40 < Re < 200
	Transition vers un régime turbulent dans le sillage	200 < Re < 300
A A	Sillage complètement turbulent A : points de décollement de la couche limite	300 < Re < 3×10^5
A B	A : Séparation laminaire de la couche limite B : Séparation turbulente de la couche limite	3×10^5 < Re < 3.5×10^5
C C	C : Séparation turbulente de la couche limite. Elle est partiellement turbulente et partiellement laminaire	3.5×10^5 < Re < 1.5×10^6
D	D : La couche limite est complètement turbulente (1 seul côté)	1.5×10^6 < Re < 4×10^6
D D	D : La couche limite est turbulente sur les 2 côtés	4×10^6 < Re

Tableau I.1: Régimes d'écoulement en fonction du nombre de Reynolds (Re) pour un cylindre vertical dans un écoulement uniforme (Sumer et Fredsøe, 2006)

Dans le cas où le nombre de Reynolds est dans l'intervalle $3.0 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^5$, la séparation de la couche limite est laminaire d'un côté du cylindre mais turbulente de l'autre, ce qui produit un effet de dérive non nul sur le cylindre vertical. Ce régime d'écoulement est appelé régime critique. Schewe (1983) a indiqué que le côté montrant des conditions turbulentes peut occasionnellement changer pour aller de l'autre côté en fonction des conditions hydrodynamiques.

Le régime d'écoulement supercritique se produit lorsque $3.5 \times 10^5 < Re < 1.5 \times 10^6$. Dans ce cas, la séparation de la couche limite est turbulente des 2 côtés du cylindre. Pour $1.5 \times 10^6 < Re < 4.5 \times 10^6$, la couche limite d'un côté du cylindre est complètement turbulente ; de l'autre côté, la couche limite montre des caractéristiques à la fois laminaire et aussi turbulente. Pour un nombre de Reynolds supérieur à 4.5×10^6, la couche limite autour du cylindre devient complètement turbulente. Ce régime d'écoulement est appelé régime transcritique.

I.1.3.2) Mécanisme de génération des tourbillons

Le mécanisme de base de détachement des tourbillons expliquant leur génération derrière un cylindre vertical proposé par Gerrard (1966) est maintenant décrit. Dans le Tableau I.1, nous pouvons constater que les tourbillons dans le sillage sont présents dans tous les régimes d'écoulement, à l'exception de Re <5. Il faut aussi noter que dans tous les différents régimes d'écoulement, la séparation de la couche limite se produit aux alentours de la partie la plus large de la section du cylindre, *i.e au niveau d'un diamètre*. Cette séparation de couche limite est due au fait de la pression croissante dans la direction de l'écoulement. Aux points de séparation de la couche limite, des couches de cisaillement sont formées. Comme la vitesse d'écoulement autour des couches de cisaillement est plus élevée que celle près du cylindre, les couches de cisaillement se cambrent vers l'intérieur et forment des tourbillons (Blevins, 2000). Pour $Re < 40$, le sillage est stable et une paire de tourbillons symétriques est formée.

La génération des tourbillons commence à partir de $Re = 40$. A partir de ce moment, le sillage devient instable et la paire de tourbillons symétriques le devient, de telle sorte qu'un tourbillon peut devenir plus grand que l'autre (Sumer et Fredsøe, 2006). En faisant référence à la figure I.6a, le plus grand tourbillon (I) finit par devenir assez puissant pour tirer le plus petit tourbillon (II) à traverser le sillage en direction de lui-même. On note que les deux tourbillons tournent dans des directions opposées: le tourbillon supérieur tourne dans le sens des aiguilles d'une montre alors que le tourbillon inférieur tourne dans le sens inverse.

Le plus petit tourbillon (II) s'approche graduellement de la base du grand tourbillon (I) et coupe éventuellement la source de vorticité du plus grand tourbillon de sa couche limite. A ce moment, le grand tourbillon (I) se détache du cylindre et est porté en aval de ce dernier par l'écoulement. Le tourbillon initialement plus petit (II) devient maintenant le plus grand et comme illustré dans la figure I.6b, il attire à son tour le petit tourbillon (III). La génération des tourbillons est alternée des deux côtés du cylindre.

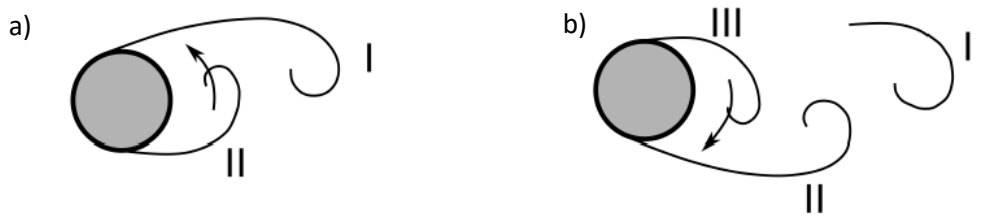


Figure I.6: Mécanisme de génération de vortex (Sumer et Fredsøe, 2006)

I.1.3.3) Fréquence de sillage

La fréquence du sillage représente la fréquence de détachements des tourbillons derrière un obstacle. Elle peut être adimensionnée en utilisant le nombre de Strouhal (*St)* ; ce nombre est le rapport entre le temps d'advection et le temps d'instationnarité. Il décrit le mécanisme de circulation oscillatoire derrière un obstacle pour une large gamme de *Re*.

$$St = \frac{fd}{U} \tag{1.13}$$

où f est la fréquence du sillage, U est la vitesse d'écoulement et d le diamètre de l'obstacle (ici le cylindre). Comme observé sur la Figure I.7, le nombre, *St* varie fortement en fonction du nombre de Reynolds, *Re.* Le nombre de Strouhal varie faiblement sur un large intervalle du nombre de Reynolds, *Re.* Il augmente graduellement de 0.1 à 0.2 quand le nombre de Reynolds passe de 40 à 300. Puis le nombre de Strouhal reste constant autour de 0.2 durant l'intervalle où l'écoulement est en régime subcritique. Quand le nombre de Reynolds augmente passant d'un régime critique à un régime supercritique, le nombre de Strouhal croît de 0.2 à 0.4. Si les valeurs de *Re* continuent à augmenter, il en résulte une diminution de *St.*

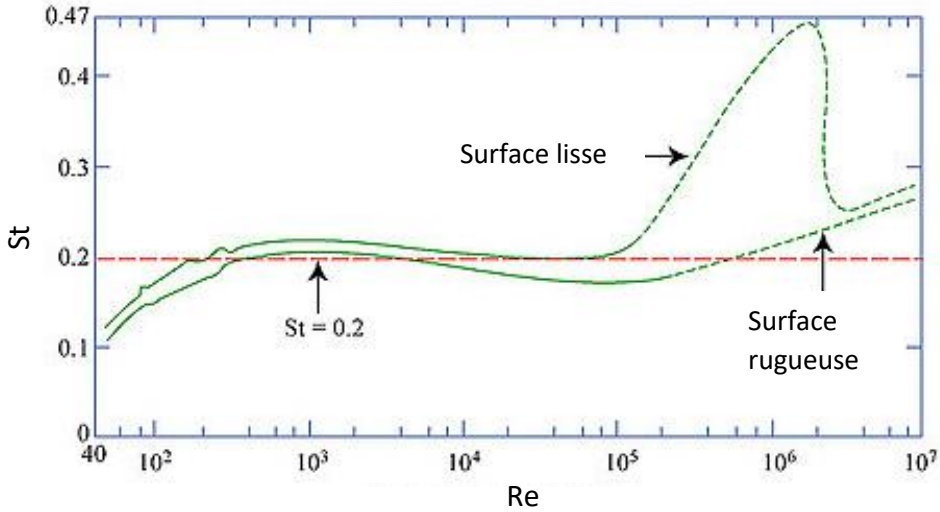


Figure I.7: Relation entre le nombre de Strouhal (St) et le nombre de Reynolds (Re) pour un cylindre à surface lisse ou rugueuse (Roshko, 1955 ; Lienhard, 1966 ; Achenbach et Heinecke, 1981)

Pour un régime d'écoulement supercritique, la séparation de la couche limite autour du cylindre devient turbulente. Les points de décollement de la couche limite turbulente sont plus en aval du cylindre que ceux observés dans d'un régime subcritique. Ceci est montré sur la Figure I.8.

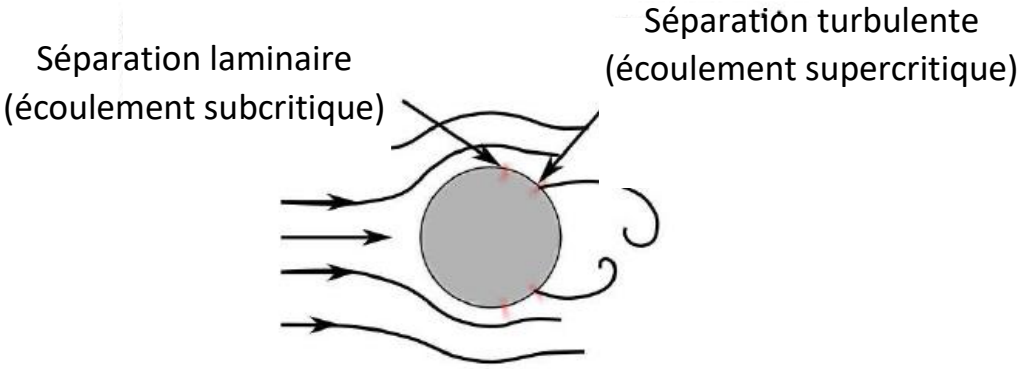


Figure I.8: Points de détachement derrière un cylindre (Sumer & Fredsøe, 2006)

Les 2 points de décollement sont donc plus proches, il y a donc plus d'interaction entre les 2 groupes de tourbillons. Ceci explique pourquoi le nombre de *St* augmente dans un régime supercritique.

I.1.3.4) Efforts sur un cylindre vertical

L'écoulement autour du cylindre vertical exerce des forces hydrodynamiques sur le cylindre. La principale contribution à ces efforts est la force exercée par la pression du fluide. La force résultante est généralement décomposée en 2 composantes : une force de traînée et une force de dérive : ces forces agissent respectivement dans la direction de l'écoulement (trainée) et perpendiculairement à celui-ci pour la dérive.

Pour *Re* > 40, l'écoulement est oscillatoire et la génération des tourbillons se produit. Le champ de pression autour du cylindre subit alors des variations périodiques et donc, les composantes de la force deviennent périodiques.

Pour un cylindre, la force de traînée moyenne a une valeur définie. La force de traînée fluctue autour de sa valeur moyenne. La force de dérive quant à elle fluctue autour d'une valeur nulle.

La fréquence de fluctuation des composantes de la force est directement liée à la fréquence du sillage. La génération des tourbillons s'opère de façon alternée de chaque côté du cylindre. On constate que la fréquence de fluctuation de la force de dérive est généralement identique à la fréquence du sillage. Concernant la fluctuation de la force de traînée, elle est généralement observée être le double de celle de la fréquence du sillage.

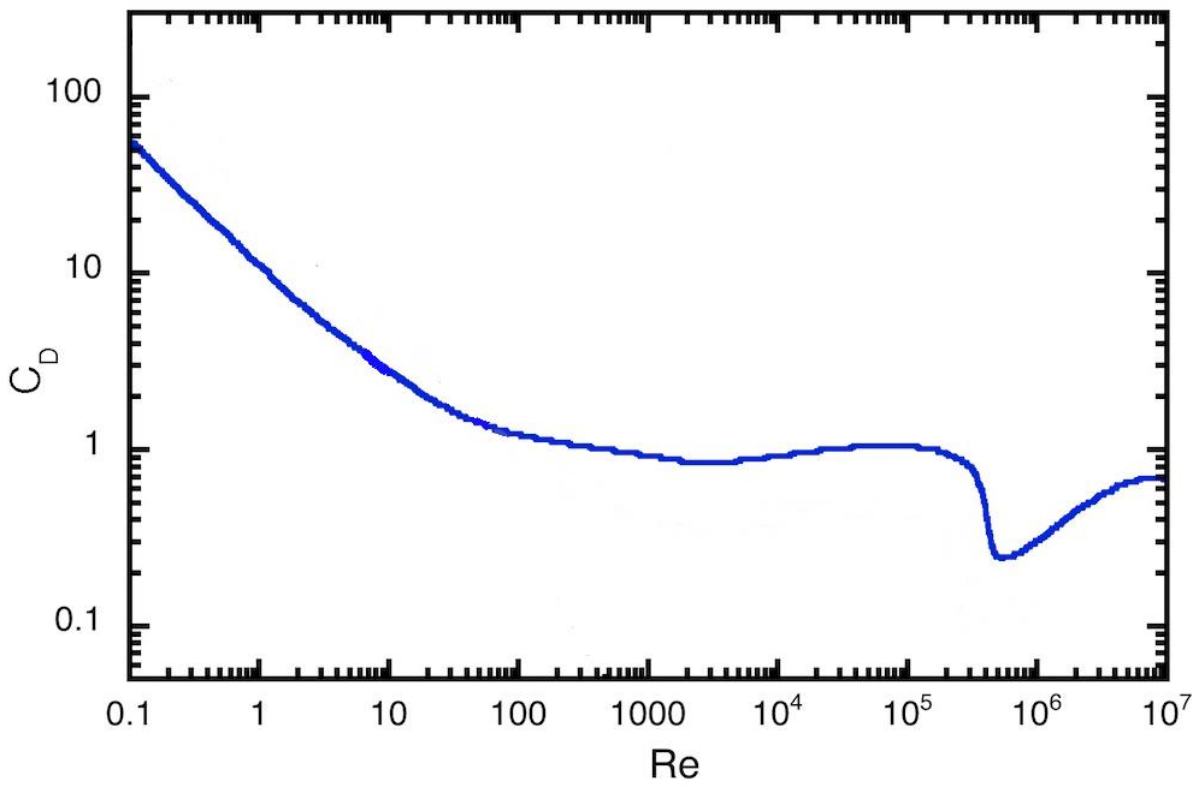


Figure I.9: Evolution du coefficient de trainée C_D en fonction du nombre de Reynolds pour un cylindre

Comme le montre la Figure I.9, le coefficient de trainée moyen C_D est fonction du nombre de Reynolds *Re* (Sumer & Fredsøe, 2006). Le coefficient C_D diminue constamment avec le nombre *Re* jusqu'à une valeur de 300. Ensuite, le coefficient C_D devient presque constant, voisin de 1.2 dans l'intervalle *Re* = 300 et *Re* = 3×10^5. Au-delà de *Re* = 3×10^5, C_D diminue drastiquement pour atteindre la plus faible valeur de 0,25. Le coefficient de traînée moyen reste autour de cette valeur faible tout au long du régime d'écoulement supercritique. Il augmente ensuite très lentement pour une valeur de *Re* supérieure à $1{,}25 \times 10^6$.

Cette diminution de C_D peut être expliquée par le passage du régime d'écoulement de subcritique à supercritique. Lors de ce changement de régime, les points de décollement de la couche limite se décalent vers l'aval du cylindre et vers le sillage. Ceci est montré sur la Figure I.8. Ce décalage des points de décollement a pour effet de produire un sillage plus étroit qui crée une plus petite pression qu'en amont du cylindre. On obtient ainsi une baisse du gradient de pression ayant pour effet la diminution de la force de trainée.

Les variations des forces induites par le fluide sur le cylindre peuvent être étudiées en examinant les valeurs quadratiques moyennes de la vitesse. Les mesures expérimentales recueillies par Hallam et al. (1977) montrent que les forces fluctuantes, en particulier la force de dérive, diminuent quand le régime d'écoulement passe du régime sous-critique au régime supercritique. La principale raison est que, dans le régime d'écoulement supercritique, l'interaction entre les tourbillons dans la région de sillage devient plus faible. Comme discuté ci-avant, les points de séparation sont maintenant beaucoup plus proches les uns des autres et les tourbillons n'ont pas la possibilité de se développer.

I.1.3.5) Ecoulement avec un cylindre oscillant ou en présence d'un forçage extérieur

Quand le cylindre est libre de se déplacer, les forces générées par les tourbillons présents dans le sillage, provoquent une oscillation du cylindre. Le mouvement du cylindre va à son tour influencer les tourbillons dans le sillage. Cela est particulièrement vrai lorsque le cylindre oscille à une fréquence proche de la fréquence de sillage. Blevins (2000) a résumé les effets induits comme suit:

- Augmentation en intensité des tourbillons ;
- Augmentation de la largeur du sillage ;
- Synchronisation de la fréquence du sillage par rapport au forçage extérieur ;
- Augmentation de la force de trainée ;
- Changement de la phase et de la structure des tourbillons dans le sillage.

Nous nous concentrons plus en détails sur les troisièmes et cinquièmes points énoncés, à savoir : synchronisation de la fréquence du sillage et le changement des phases du sillage induit par le forçage extérieur. Il faut noter que le forçage sous la forme d'une oscillation du cylindre peut être remplacé par l'ajout d'une perturbation périodique à l'écoulement selon Leontini et al, (2013).

I.1.3.6) Conclusions et bilan

Dans cette partie, nous avons décrit les différents régimes d'écoulement autour d'un cylindre vertical fixe. Les différents régimes d'écoulement ont été détaillés en se focalisant sur la transition de la couche limite autour du cylindre de laminaire à turbulente. Le mécanisme de la génération des tourbillons et l'évolution de la fréquence de sillage par rapport au nombre de Reynolds ont aussi été expliqués. Une note brève sur les efforts exercés par l'écoulement sur le cylindre a été donnée.

Cette partie est très importante pour les travaux menés dans le cadre de cette thèse. En effet, une attention particulière sera accordée aux structures spatio-temporelles générées derrière le cylindre. Comme plusieurs régimes d'écoulement autour du cylindre seront étudiés, le mécanisme décrivant la génération des tourbillons et la détermination de la fréquence de sillage pour chaque écoulement seront autant d'atouts voire d'outils précieux qui nous aideront à décrire et à mieux comprendre l'environnement hydrodynamique autour du cylindre vertical.

I.2) Synchronisation

Le phénomène de synchronisation a été découvert au 17ème siècle par le scientifique Hollandais Huygens en observant la synchronisation des mouvements de deux des pendules qu'il avait lui-même construits, voir Figure I.10. En suspendant les deux pendules à une même poutre, Huygens a observé que l'oscillation de chaque pendule était tellement en accord qu'ils ne s'éloignaient jamais de l'un de l'autre. De plus, si cette synchronisation entre les deux pendules était perturbée par une interférence extérieure, le régime de synchronisation se rétablissait après peu de temps. Huygens (Huygens, 1673) a finalement conclu que c'était la pulsation de la poutre qui permettait la synchronisation entre les deux pendules.

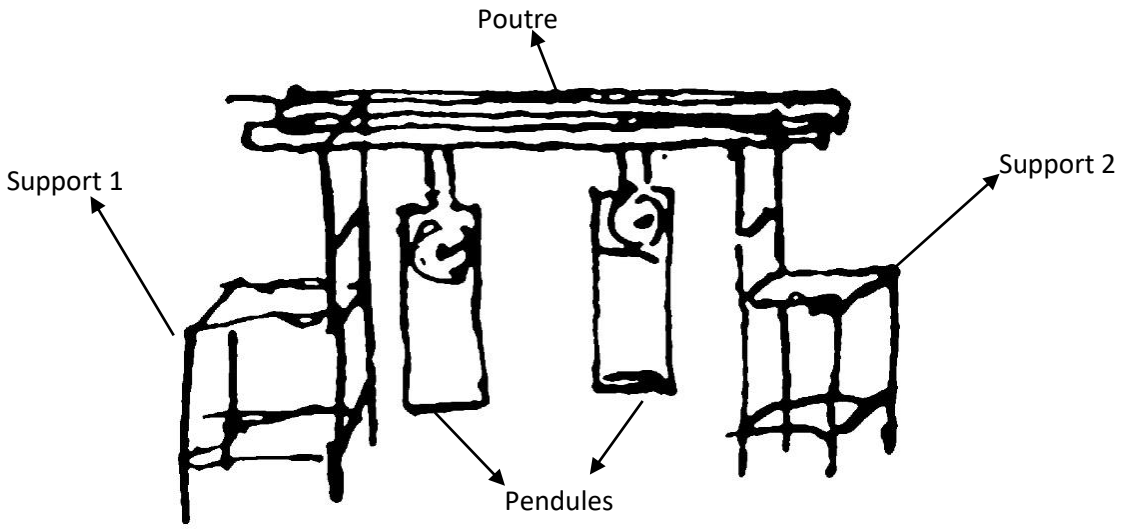


Figure I.10: Illustration originale de Huygens démontrant son expérience avec les pendules suspendus à une poutre (Rosenblum, 2007)

I.2.1) Dynamique des phases des oscillations

Les propriétés de synchronisation des oscillateurs périodiques sont basées sur l'existence de la variable ϕ qui est la phase de l'oscillation. La phase ϕ peut être considérée comme une variable paramétrant l'oscillation le long d'un cycle. La phase peut être choisie de façon à ce qu'elle soit constante dans le temps. On a donc,

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_0 , \tag{1.14}$$

où, ω_0 est la fréquence fondamentale de l'oscillation et t le temps.

Généralement, l'évolution de la phase a une stabilité temporelle ; c'est-à-dire lors de l'évolution en temps, les fluctuations de la phase, par rapport à une valeur moyenne, n'augmentent pas, ni ne diminuent ou atteignent une valeur constante. Cependant, contrairement à la phase, l'amplitude des oscillations est elle une valeur définie.

En raison de la stabilité temporelle de la phase, une petite perturbation, comme par exemple un forçage extérieur périodique ou un couplage avec un autre système, peut provoquer une déviation significative de la phase contrairement à l'amplitude, qui sera elle très légèrement perturbée grâce à la stabilité transversale du cycle. Ainsi, avec un forçage relativement faible on peut ajuster la phase et la fréquence des oscillations sans influencer l'amplitude. Ce constat est la définition fondamentale du phénomène de synchronisation.

I.2.2) Synchronisation par forçage externe

La configuration la plus simple pour observer le phénomène de synchronisation est d'appliquer une force externe à un oscillateur autonome. On peut citer quelques exemples de mise en évidence d'une telle situation à savoir :

- Les horloges radio-contrôlées. Ces horloges relativement précises sont rendues parfaites en étant ajustées par un signal radio périodique.
- Les stimulateurs cardiaques. Les battements du cœur sont stimulés par une séquence d'impulsions d'un générateur électronique.
- Les rythmes circadiens d'un organisme sont verrouillés par le cycle jour-nuit de 24 h.

I.2.3) Approximation des phases par forçage faible

Avec une valeur fixe de l'amplitude et une évolution stable de la phase ϕ, il est nécessaire de décrire l'effet d'un forçage faible dans le cadre de l'approximation des phases où seule la dynamique d'évolution des phases est suivie, (Kuramoto, 1984).

En considérant le cas le plus simple d'un oscillateur, entraîné par une force périodique de fréquence ω et d'amplitude ε, l'équation pour la dynamique de phase perturbée est :

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_0 + \varepsilon Q(\phi, \omega t) \tag{1.15}$$

où ω_0 est la fréquence fondamentale d'oscillation et Q une fonction temporelle ayant pour variables la phase ϕ et ω.

En développant la fonction Q de l'équation en une série de Fourier, on obtient des termes de résonance qui oscillent rapidement tout en étant peu variables. Ces derniers peuvent être écrits de nouveau sous la forme $q(\phi-\omega t)$. Donc, en faisant la moyenne sur les oscillations rapides, on obtient l'équation de la dynamique des différences des phases qui s'écrit :

$$\frac{d\Delta\phi}{dt} = -(\omega - \omega_0) + \varepsilon q(\Delta\phi) \tag{1.16}$$

où $\Delta\phi=\phi-\omega t$, est la différence entre les phases de l'oscillation et le forçage. On peut constater que dans le plan des paramètres du forçage extérieur, c'est-à-dire : le décalage de fréquence ($\omega-\omega_0$) en relation avec l'amplitude ε, il existe une région $\varepsilon q_{min} < \omega-\omega_0 < \varepsilon q_{max}$ où l'équation (17) a une solution stationnaire stable qui correspond exactement au lock-in de la phase. La phase ϕ coïncide avec la phase du forçage extérieur *i.e* $\phi = \omega t$ + constante et la fréquence d'oscillation s'ajuste à la fréquence du forçage. Cette région est appelée la région de synchronisation ou « Arnold tongue », voir Figure I.11 d'après Erzberger et al. (2013).

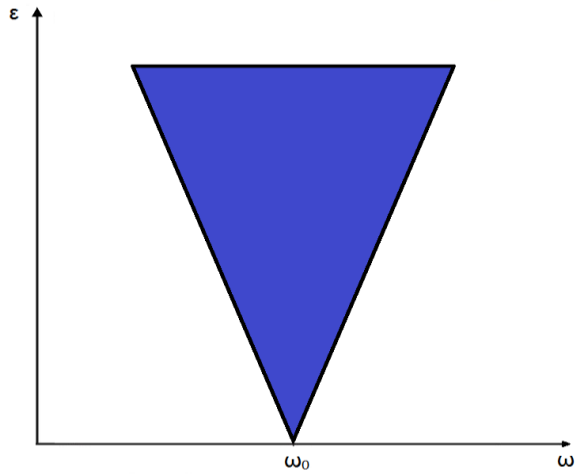


Figure I.11: Schéma représentant la région de synchronisation dénommée Arnold tongue

I.2.4) Synchronisation pour les ordres supérieurs

Si les fréquences de l'oscillation et du forçage respectent $n\omega \approx m\omega_0$ où n,m= 1,2,3.., alors la dynamique de la différence de phase $\Delta\phi = m\phi - n\omega t$, peut être décrite par une l'équation semblable à l'équation (I.16), telle que :

$$\frac{d(\Delta\phi)}{dt} = -(n\omega - m\omega_0) + \varepsilon \tilde{q}(\Delta\phi) \tag{1.17}$$

Le régime de synchronisation signifie alors un entraînement parfait de la fréquence de l'oscillation à un multiple près de la fréquence de forçage :

$$\omega_0 = \frac{n}{m}\omega \quad , \tag{1.18}$$

ainsi que le verrouillage de phase qui devient :

$$m\phi = n\omega t + \text{constante} \tag{1.19}$$

La Figure I.12 d'après Rosenblum (2007) correspond à une image représentant une large gamme de fréquences de forçage pour plusieurs régions de synchronisation en forme

triangulaire touchant l'axe ω aux multiples harmoniques de la fréquence naturelle c'est-à-dire pour : plusieurs valeurs de $\frac{m}{n}\omega_0$.

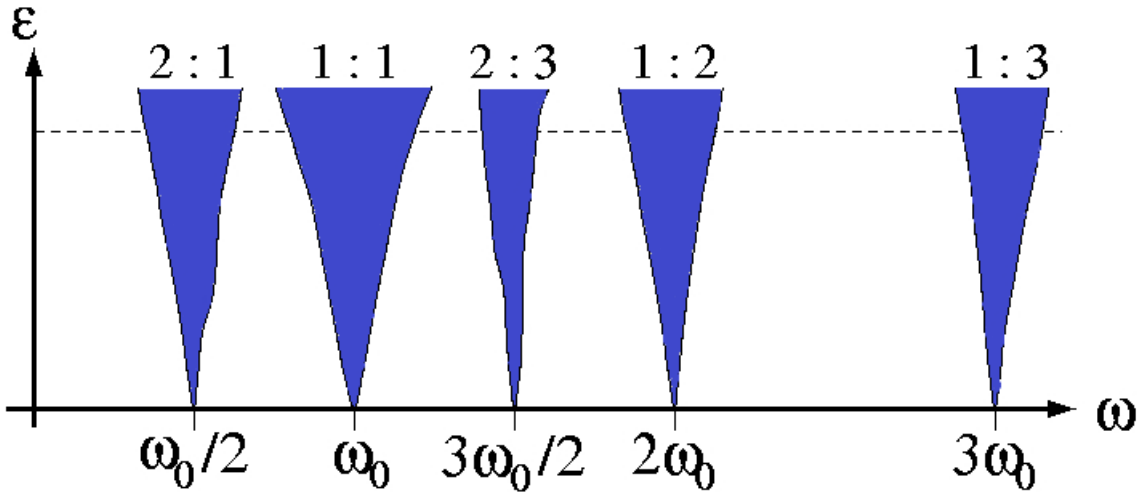


Figure I.12: Schéma de plusieurs régions de synchronisation de type Arnold Tongue pour différentes harmoniques de la fréquence naturelle d'oscillation, (Rosemblum, 2007).

I.2.5) Synchronisation dans le cas d'un écoulement autour d'un cylindre

Comme mentionné ci-avant, le phénomène de synchronisation se produit lors de la présence d'un forçage extérieur sur un système oscillant. Dans le cadre d'un écoulement autour d'un cylindre, ce forçage peut être induit sous la forme d'un cylindre oscillant mais aussi par l'application d'une oscillation extérieure notamment sous la forme de vagues régulières ou irrégulières. L'écoulement autour d'un cylindre en présence d'un forçage extérieur peut donc être décrit en utilisant quatre paramètres :

- Le nombre de Reynolds *Re.*
- La fréquence du forçage extérieur f_d.
- L'amplitude du forçage A.
- La fréquence de sillage f_{st}.

Dans le cadre de l'étude de la synchronisation, le ratio entre la fréquence de forçage f_d et la fréquence de sillage f_{st} est un paramètre primordial. De ce fait, la fréquence de forçage sera donnée sous forme de rapport entre elle-même et la fréquence de sillage f_{st} à savoir : (f_d/f_{st}). L'amplitude du forçage peut être aussi adimensionnée en divisant ce paramètre par le diamètre du cylindre D tel que A*=A/D.

La synchronisation dans notre cas apparait normalement (Gunnoo et al., 2015) quand la fréquence du forçage extérieur est environ deux fois supérieure à la fréquence de sillage pour un écoulement autour d'un cylindre non perturbé, f_{sh}. La synchronisation se produit quand le

rapport f_d/f_{st} est voisin de 2. En régime de synchronisation, la fréquence de sillage passe donc à $f_d/2$. De nombreuses études, Tanida et al. (1973), Barbi et al. (1986), Karniadakis et al. (1989), Konstantinidis et al. (2005) et Konstantinidis et al. (2007) ont porté sur l'étude de cylindres oscillant à des fréquences $f_d/f_{st} \approx 2$.

L'étendue de cette synchronisation, c'est-à-dire la quantité pour laquelle f_d peut etre déviée de $f_d=2f_{st}$ est connue pour être une fonction de l'amplitude du forçage. Konstantinidis et al. (2003) ont déterminé la région de l'emplacement de la synchronisation, voir Figure I.13, à partir de données d'une série de données issues de la littérature dans le plan A* - f_d/f_{st}.

Il est intéressant de noter qu'il y a peu de dépendance avec le nombre *Re*, particulièrement pour des écoulements ayant un *Re* > 350, dans l'établissement l'emplacement de la frontière entre un régime de synchronisation ou pas. Dans les expériences étudiées, le forçage se fait à l'aide d'un cylindre oscillant ou bien sous la forme d'une perturbation comme la génération des vagues en entrée.

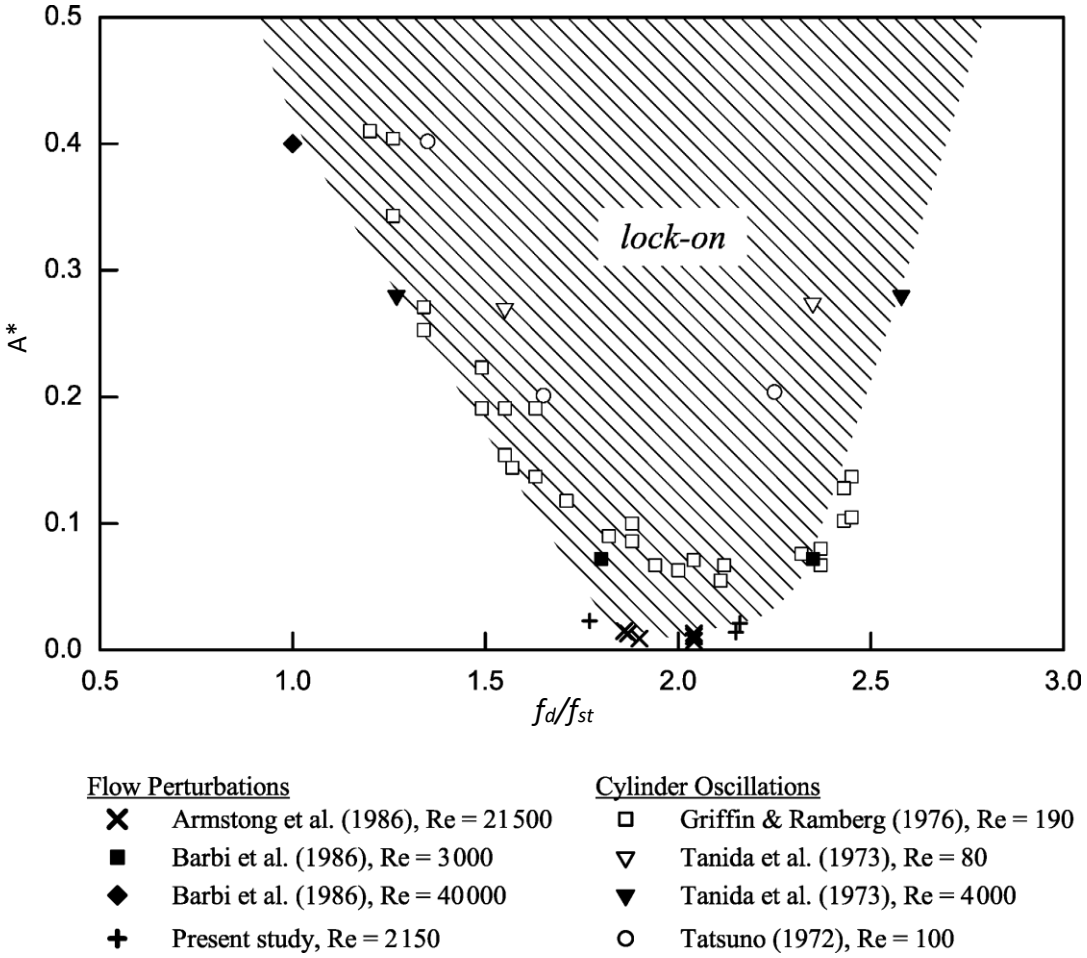


Figure I.13: Frontières du régime de synchronisation d'après Konstantinidis et al. (2003)

La synchronisation à deux fois la fréquence (frequency lock-in) de forçage peut être comprise en considérant la symétrie du forçage. Un écoulement autour d'un cylindre fixe génère un sillage composé de l'allée de Von Karman ; un écoulement essentiellement bidimensionnel comprenant deux rangées décalées de tourbillons. Ce sillage possède une symétrie spatio-temporelle, c'est-à-dire après une évolution d'une demi-période du sillage dans le temps et

une réflexion autour de l'axe du sillage, la même structure de sillage sera obtenue. La symétrie de l'allée de Von Karman en terme du champ de vitesse *U* donne:

$$U(x,y,t)=U(x,-y,t+T_{st}/2) \tag{1.20}$$

où x,y,t sont les coordonnées cartésiennes pour indiquer la position d'un point dans le plan de la surface libre. T_{st} est la période de génération de tourbillons dans le sillage.

Le forçage, par contre, ne possède pas cette symétrie spatio-temporelle. Il possède une symétrie spatiale et aussi une symétrie temporelle (périodicité).En terme de champ de vitesse *U*, la symétrie spatiale peut est décrite par:

$$U(x,y,t)=U(x,-y,t) \tag{1.21}$$

et la symétrie temporelle par :

$$U(x,y,t)=U(x,y,t+T) \tag{1.22}$$

Quand le forçage atteint l'allée de Von Karman, cela entraîne une rupture dans la symétrie de l'écoulement. Le forçage supprime donc la symétrie spatio-temporelle du sillage. Lorsque la fréquence de forçage est telle que $f_d/f_{st}=2$ et $T=T_{st}/2$, alors dans ce cas, le forçage a la même symétrie spatio-temporelle que le sillage (Figure I.14) et, aucune symétrie n'est rompue. Ces conditions hydrodynamiques permettent à l'écoulement de bien se synchroniser avec le forçage extérieur.

Ce même argument peut être utilisé pour expliquer pourquoi le forçage transversal, quand le cylindre oscille perpendiculairement à l'écoulement, se synchronise quand $f_d \approx f_{st}$ (Williamson et Roshko 1988; Meneghini et Bearman 1995; et al. 2006). Le forçage transversal partage la symétrie spatio-temporelle de l'écoulement non perturbé, et ainsi ne provoque pas de rupture de symétrie. Un point important est à noter. Pour que cette synchronisation se produise, le forçage doit posséder une symétrie spatio-temporelle sur la même échelle de temps que le sillage. S'il existe un mécanisme pour lequel cette échelle de temps peut être modifiée, la fréquence du forçage à partir de laquelle la synchronisation se produira, sera différente de $f_d/f_{st} = 2$. Comme indiqué dans l'étude de Konstantinidis et al. (2003), si l'amplitude A* du forçage est augmentée, la synchronisation peut se produire à des fréquences de forçage pour lesquelles le rapport f_d/f_{st} est différent de 2. Cela peut s'interpréter comme le fait que l'amplitude de l'oscillation puisse induire une modification de l'échelle de temps de l'écoulement.

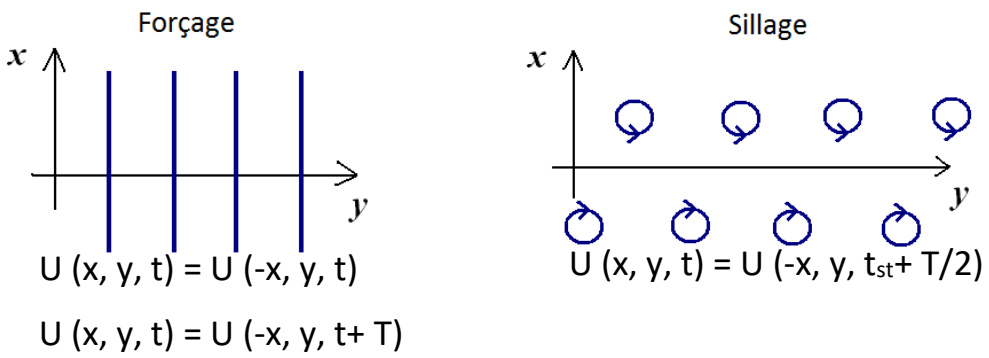


Figure I.14: Schéma représentant la symétrie des écoulements

Dans le cas de f_d/f_{st} =1, Mureithi et Rodriguez (2005) et Rodriguez et Mureithi (2006) ont observé une diminution dans la fréquence de sillage en augmentant l'amplitude lorsque l'écoulement n'est pas synchronisé au forçage. Ce travail, avec celui de Mureithi et al. (2010), donne un modèle basé sur les symétries de l'allée de Von Karman et du forçage afin d'identifier l'évolution des tourbillons dans le sillage. Le modèle prédit quand l'amplitude du forçage est faible, l'écoulement est quasi-périodique. Ceci est une conséquence directe de l'interaction des deux fréquences: celle du forçage et la nouvelle fréquence de sillage, (ou nouvelle échelle de temps) dictée par l'amplitude du forçage. A des amplitudes plus élevées, le modèle prédit que la fréquence de sillage sera synchronisée à la moitié de la fréquence du forçage. Ces résultats montrent clairement l'impact de la symétrie du forçage sur l'écoulement, un point également observé par Ongoren et Rockwell (1988).

La prédiction de la quasi-périodicité dans l'écoulement quand il n'est pas synchronisé au forçage est cohérente avec les observations, à la fois expérimentales et numériques. Les résultats expérimentaux de Cetiner et Rockwell (2001) le montrent sur une large gamme de fréquences d'oscillation, $0.37 < f_d/f_{st} < 2.27$, ainsi qu'une large gamme de génération de tourbillons dans le sillage, voir Figure I.15, (lock-in=synchronisation).

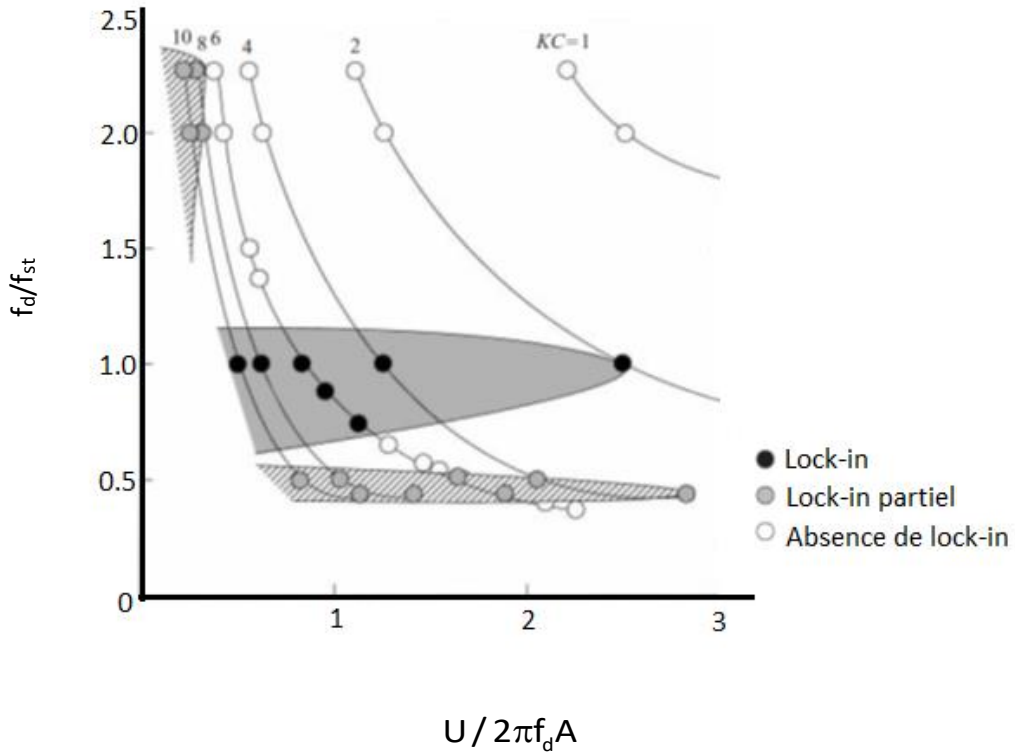


Figure I.15: Différents modes de génération du sillage, (Cetiner et Rockwell, 2001)

Kim & Williams (2006) ont montré explicitement la présence d'une nouvelle fréquence de génération de tourbillons et que les spectres fréquentiels comprenaient des sommes et des différences de cette nouvelle fréquence avec la fréquence de forçage. D'un point de vue numérique, Al-Mdallal et al. (2007), Marzouk & Nayfeh (2009) et Perdikaris et al. (2009) ont observé une quasi-périodicité lorsque l'amplitude du forçage était inférieure à celle requise

pour être en régime de synchronisation. Marzouk & Nayfeh (2009) ont également observé que l'écoulement pouvait se synchroniser avec le forçage sur plusieurs cycles d'oscillation, confirmant ainsi les observations expérimentales de Yokoi & Kamemoto (1994).

Sur un problème connexe, mais avec des formes d'onde non sinusoïdales, Konstantinidis et Bouris (2009) ont montré qu'un certain nombre de configurations de sillage était possible pour la même fréquence et amplitude. Ceci montre que, loin du cylindre, où l'intensité du forçage est moins importante, il existe un certain nombre de configurations de tourbillons apparemment stables qui peuvent exister avec les mêmes symétries spatio-temporelles.

Jauvtis & Williamson (2005) ont montré que pour un cylindre se déplaçant à la fois perpendiculairement et dans la même direction que l'écoulement, un mode symétrique de sillage venant uniquement de l'oscillation en ligne avec l'écoulement est généré. Un second mode avec une symétrie similaire à l'allée de Von Karman a également été obtenu, mais cela correspondait à un déplacement en forme de huit du cylindre dans l'écoulement. Il faut aussi noter pour que ce déplacement en forme de huit puisse continuer à maintenir la symétrie spatio-temporelle de l'allée de Von Karman, la fréquence d'oscillation en ligne doit être deux fois plus importante que la fréquence d'oscillation transversale à l'écoulement

I.2.6) Conclusions et bilan

Dans la partie 3 de ce chapitre, la découverte et la description mathématique du phénomène de synchronisation ont été abordées. Le concept de la phase paramétrant une oscillation a été introduit et la synchronisation se produisant par un forçage extérieur a été expliquée. Avant de détailler les travaux sur la synchronisation autour d'un cylindre, la réponse à la question comment peut se produire la synchronisation aux harmoniques supérieures a été fournie.

Les informations recueillies dans cette partie, seront utiles au traitement et analyse des données obtenues dans le cadre des travaux réalisés durant la thèse. Dans nos expériences, les vagues seront utilisées comme forçage extérieur pour créer un régime synchronisation. Afin de vérifier la présence d'un tel régime, la fréquence des tourbillons et l'évolution de la différence de phase entre le signal du sillage et celui des vagues pourront servir à paramétrer les différents régimes de synchronisation : subharmonique et harmonique. Ensuite l'impact de la synchronisation sur le transport sédimentaire, objet de la section suivante, est abordé.

I.3) Le transport sédimentaire en zone côtière

L'interaction d'une structure cylindrique verticale *i.e*. mât d'éolienne avec un fond sédimentaire sableux affecte de fait l'intensité des courants, la houle, la morphologie du fond marin (apparition des rides) et crée un transport sédimentaire (affouillement). Pour comprendre et prédire les changements morphologiques côtiers, la première étape consiste à prédire le seuil de mise en mouvement des sédiments. La contrainte critique de cisaillement du fond est généralement utilisée pour exprimer les conditions pour la mise en mouvement des sédiments sous l'action conjointe des vagues et des courants.
A la différence des forces présentes dans un régime d'écoulement régulier, une particule sédimentaire subit une force supplémentaire sous l'influence des ondes ou sous l'action combinée des vagues et des courants. Cette force étant bien inférieure à la force de traînée et de dérive, il est donc possible de modifier la courbe de Shields (Shields, 1936) qui détermine la contrainte de cisaillement au fond pour passer d'un régime d'écoulement régulier à un régime dominé par l'action conjointe des vagues et des courants. En explorant cette approche, plusieurs recherches se basant sur ces conditions d'écoulements (vagues et courant) ont été menées, (Willis, 1978 ; Van Rijn, 1993 ; Cao et al, 2003 ; Zhou, 2008).

Tout d'abord, le nombre de Reynolds des particules (*Re**=*U**d/*v)* a été remplacé par le diamètre sédimentaire adimensionné (D*) :

$$D^*=[(\rho_s/\rho-1)\, g d_s]^{0.5} d/4\nu, \qquad (1.23)$$

où ρ_s est la masse volumique des sédiments, ρ, la masse volumique de l'eau, d_s, le diamètre des sédiments, U*, la vitesse de cisaillement du fond, g, l'accélération due à la gravité et ν, la viscosité cinématique.

Et, la contrainte de cisaillement au fond est devenue celle en présence de vagues et/ou de courants. Avec ces modifications, Willis (1978) et Van Rijn (1993) ont pu constater que la nouvelle courbe obtenue coïncidait avec la courbe initiale de Shields. Cao et al (2003), Zhao (2003) et Zhou (2008) ont proposé une nouvelle courbe modifiée, en utilisant $\theta_{wc} = a_0 D^{*b_0}$ dans le régime laminaire et $\theta_{wc} = 0.05$ dans le régime turbulent, où θ_{wc} est le paramètre de Shields vague-courant. Ce dernier peut s'exprimer par :

$$\theta_{wc} = \tau_{wc} / [(\rho_s - \rho) g d], \qquad (1.24)$$

τ_{wc} étant la contrainte de cisaillement sur le fond, due aux vagues et aux courants et, a_0 et b_0 sont des constantes.

Il est important de noter que Zhou (2008) a souligné lorsque la courbe de Shields était appliquée à des régimes en présence de vagues et/ou de courant, la couche limite doit être ajustée pour chaque cas. Plus récemment, Li et al. (2013) et Li et al. (2014) ont analysé la nouvelle courbe (Figure I.16) tout en ajustant la couche limite par rapport au ratio de l'intensité entre les vagues et le courant.

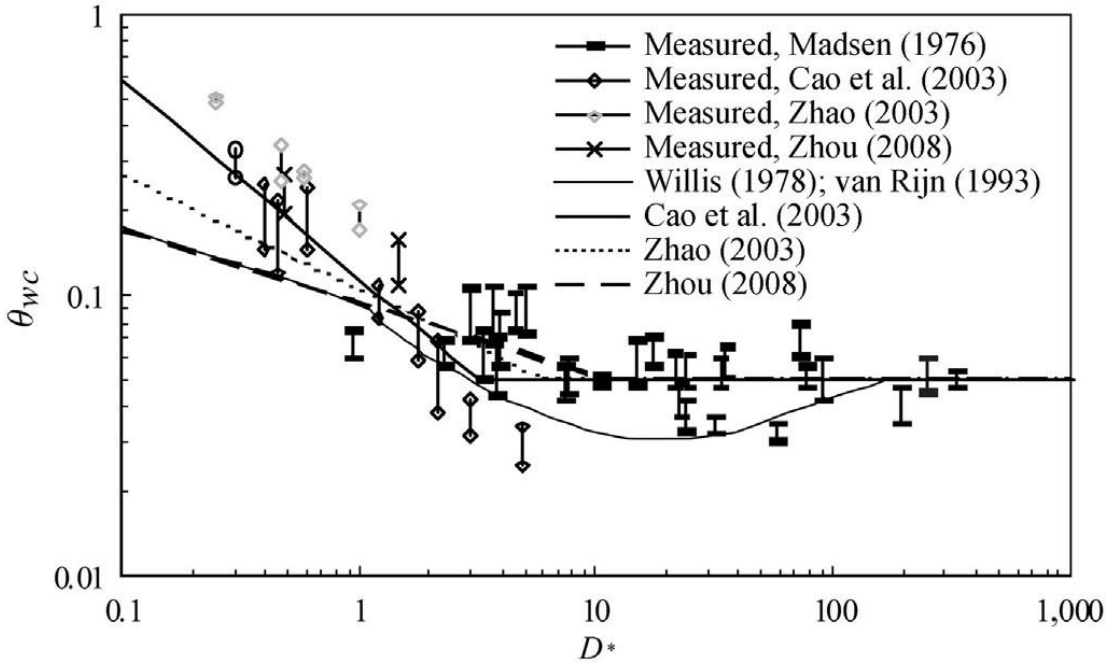


Figure I.16: Courbes proposées pour la mise en mouvement des sédiments sous l'action conjointe des vagues et des courants (Li et al, 2013)

Ils ont observé que la courbe s'intercale entre celle définie en présence d'un régime de courant seul et celle d'un régime résultant de l'action couplée de vagues et de courant. La courbe fluctue en fonction du rapport entre l'intensité du courant et de celle des vagues.

De manière générale, les études de transport sédimentaire en présence de vagues et/ou de courant se basent seulement sur les paramètres d'un régime de courant seul et apportent quelques ajustements aux principaux paramètres dynamiques pour inclure les effets des vagues. La prise en compte de certains mécanismes microscopiques pour l'échange de sédiments dans la couche limite est la plupart du temps ignorée. Li et al. (2013) et Li et al. (2014) ont tenté d'étudier l'évolution de la courbe de la mise en déplacement des sédiments du point de vue de la couche limite, mais beaucoup reste à faire notamment la quantification des caractéristiques de la couche limite en présence d'un régime de vagues et de courant.

I.3.1) Mode de transport sédimentaire

Le transport sédimentaire consiste à étudier le transport de sédiments de différentes tailles, formes et natures qui se trouvent dans le lit des rivières, dans les estuaires ou dans des zones côtières. Les trois principaux modes de transport sédimentaire sont le transport par charriage, le transport en suspension et la saltation.

Considérons un cours d'eau qui s'écoule sur des sédiments de taille plus ou moins homogène. Pour des faibles vitesses, rien ne se passe au fond du cours d'eau : les sédiments restent au repos. Pour des vitesses plus élevées, les sédiments se déplacent sur le fond en roulant, en glissant ou en effectuant des bonds successifs : ce phénomène est appelé transport par

charriage. Les sédiments se déplacent à une vitesse nettement inférieure à celle de l'eau, moins d'un mètre par heure.

Pour des vitesses encore plus élevées, les sédiments prélevés sur le fond sont emportés par le courant : ce phénomène est appelé transport par suspension. Les grains se déplacent à la vitesse de l'eau au voisinage du sédiment.

Considérons maintenant un cours d'eau dont le fond contient des sédiments de tailles différentes (Figure I.17). Pour une vitesse donnée, le transport simultané des sédiments les plus lourds par charriage et des plus légers par suspension, sera observé. Avec une augmentation de la vitesse d'écoulement, les sédiments qui étaient simplement charriés sont à leur tour mis en suspension. Le mode de transport sédimentaire dépend donc de la taille des sédiments.

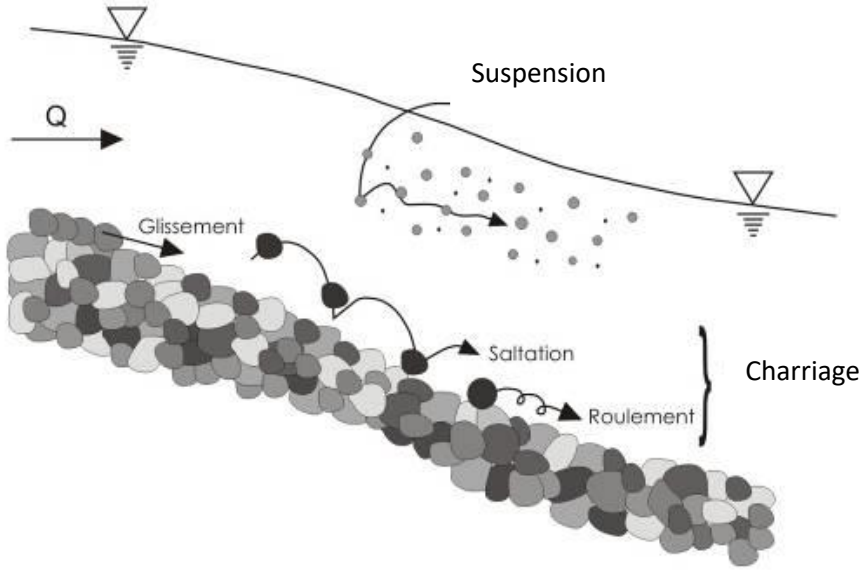


Figure I.17: Modes de transport des sédiments (Pinto, 2008) : charriage, suspension et saltation

I.3.2) Transport par charriage

Les formules décrivant le charriage sous l'action commune des vagues et des courants peuvent être divisées en deux catégories :

- Le transport instantané

Le charriage est très influençable par le changement hydrodynamique près du fond et fortement dépendant de la contrainte de cisaillement et de la vitesse d'écoulement. On peut penser appliquer des formulations utilisées pour le cas d'un écoulement uniforme à des régimes d'écoulement en présence de vagues comme de vagues plus courant. Les formulations les plus connues sont celles d'Einstein-Brown (Einstein (1950), de Tanaka et Shuto (1984), de Shibayama et al. (1989)), les formules de Meyer Peter-Mueller (Meyer-Peter

et Mueller (1948), de Perrier et al. (1994), de Ribberink (1998) et les équations de Bagnold (Bagnold (1977) et de Keen et Glenn (2002)).

L'équation de Bagnold (1977) est exprimée par :

$$q=C\frac{\rho_w}{g}\sqrt{\frac{d_{50}}{D}}U_*^3 \tag{1.25}$$

où q est la masse de sédiments transportée, C, une constante adimensionnée, ρ_w, la masse volumique de l'eau, g, l'accélération due à la gravité, D, la taille des sédiments utilisés dans l'expérience de Bagnold (250 µm) et U_*^3, la vitesse de cisaillement et d_{50} est le diamètre médian des sédiments.

La formule originale de Van Rijn (Van Rijn (1984)) pour le transport sédimentaire a été modifiée par lui-même afin de prédire plus précisément le transport des sédiments sous l'action commune des vagues et des courants (Van Rijn 2007). La forme originale de la formule sous-évaluait le transport sédimentaire pour une vitesse d'écoulement de 1 m/s et la surévaluait pour une vitesse d'écoulement supérieure à 1 m/s.

La nouvelle formule (Van Rijn (2007)) s'écrit sous la forme suivante :

$$q=\alpha\rho_s Uh(d_{50}/h)^{1.2}M_e^{1.5} \tag{1.26}$$

$$M_e=(U_e-U_{cr})/[(\rho_s/\rho)-1(gd_{50}))]^{0.5} \tag{1.27}$$

où ρ_s est la masse volumique des sédiments, h, la hauteur d'eau, α=0.015, $U_e = U_c+ \gamma U_w$ (γ=0.4 dans le cas des vagues irrégulières et 0.8 pour des vagues régulières), U_c, la vitesse d'écoulement, U_w, l'amplitude maximum de la vitesse orbitale des vagues, U_{cr}, la vitesse critique pour la mise en mouvement des sédiments, voir Van Rijn (2003). Cependant, des écarts entre les mesures et ce qui est prédit, sont toujours observés, surtout pour les faibles vitesses U_e (< 0.5 m/s), vitesses qui sont proches de la vitesse critique. Aussi, l'équation (I.27) calcule le taux de charriage dans le cas où les courants sont prépondérants.

- Transport moyenné sur une période de vagues

Le soulèvement des particules par les vagues et le transport de sédiments par les courants est le principal cadre d'application des formules pour le transport sédimentaire moyenné sur la période des vagues. C'est le cas par exemple de la formule de Kalinshe-Frijlink (Frijlink, (1952) ; Van de Graaff et Van Overeem, (1980), où la contrainte de cisaillement est donnée par Bijker (1968) tout comme la formule de Camenen-Larson (Camenen et Larson (2007) qui s'exprime par :

$$\frac{q}{\sqrt{(\rho_s/\rho-1)gd_{50}^3}}=a_1\sqrt{\theta_c}\,\overline{\theta_{wc}}\exp\left(-b_1\frac{\theta_{cr}}{\theta_{wc}}\right) \tag{1.28}$$

où q est le taux de charriage, a_1 et b_1 , des coefficients constants, θ_{cr}, la valeur critique du nombre de Shields pour la mise en mouvement des sédiments, θ_{wc}, le paramètre de Shields vagues-courant, $\overline{\theta_{wc}}$, le nombre moyen de Shields en présence de vagues et de courants et d_{50} le diamètre médian des sédiments.

Plus récemment, Van der A. et al (2013) ont proposé une formule plus pratique pour prédire le transport net des sédiments dans un écoulement avec des vagues non déferlantes et d'un courant colinéaire. Cette formule se distingue des autres par la prise en compte des effets des vagues dans les calculs et aussi par l'étendue des données expérimentales utilisées. En effet, cette formule a été développée en utilisant une base de données couvrant un large intervalle de régime d'écoulement avec une taille de sédiments allant de 0.13mm à 0.54mm.

I.3.3) Transport sédimentaire par mise en suspension

Dans ce mode de transport, il est important de bien prédire la concentration des particules près du fond car ce paramètre est utilisé dans toutes les formules de prédiction de transport sédimentaire mais aussi comme condition limite dans les modèles numériques. Selon les études, il peut être important de prédire la concentration des sédiments sur toute la colonne d'eau. Dans le cadre des travaux menés dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à l'étude de la concentration près du fond.

Comme dans le cas du transport sédimentaire par charriage, les formules de prédiction peuvent être divisées en deux catégories, à savoir :

- Formules de concentrations instantanées.
- Transport moyenné sur une période de vagues.

I.3.3.1) Les formules des concentrations instantanées

Ces formules sont généralement utilisées dans des modèles de prédiction où la concentration du fond, C_a , est considérée comme quasi stationnaire. Quelques formules utilisées dans le cas d'un régime permanent, peuvent être aussi utilisées en présence de vagues et/ou de courants.

- Formule de Engelund-Fredsøe (Engelund et Fredsøe,1982) :

$$C_a = \frac{C_b}{(1+1/\lambda)^3} \tag{1.29}$$

avec

$$\lambda = \left(\frac{\theta_{wcs} - \theta_{cr} - \pi p/6}{0.027 s \theta_{wcs}} \right)^{0.5} \tag{1.30}$$

$$p = \left[1 + \left(\frac{\pi/6}{\theta_{wcs} - \theta_{cr}} \right) \right]^{-0.25} \tag{1.31}$$

où C_b est la concentration pour un lit stable, $s=(\rho_s-\rho)/\rho$ (Fredsøe et al.,1985).

- Formule de Zyserman- Fredsøe, (Zyserman et Fredsøe, 1994) :

$$C_a=\frac{0.331(\theta_{wcs}-0.045)^{1.75}}{1+0.72(\theta_{wcs}-0.045)^{1.75}} \tag{1.32}$$

I.3.3.2) Transport moyenné sur une période des vagues

Certains chercheurs ont étudié uniquement la contribution des vagues sur la mise en suspension des sédiments et proposent les formules de concentration du fond C_a comme suit:

- Nielsen (1992) a proposé :

$$C_a=0.005\theta_{wr}^3 , \tag{1.33}$$

où θ_{wr}^3 est le paramètre de Shields de trainée en présence de vagues.

- Zhou (2008) a proposé la relation :

$$C_a=0.02\rho_s(\theta_{ws}-\theta_{cr})\theta_{wr}^{0.5} , \tag{1.34}$$

où θ_{ws} est le paramètre de rugosité du nombre de Shields.

- Xia et al. (2011) ont déduit une formule en faisant une corrélation entre la concentration des sédiments et la dissipation de l'énergie des vagues :

$$C_a=0.009\frac{\gamma\gamma_s}{\gamma_s-\gamma}\left(\frac{H^3}{gh\omega T^3\sinh^3(kh)}\right)^{0.6} , \tag{1.35}$$

où T est la période des vagues, k, le nombre d'onde, h, la hauteur d'eau, ω, la pulsation de l'onde, γ et γ_s sont les poids volumiques relatifs du fluide et des sédiments, respectivement.

D'autres ont pris en compte l'effet conjoint des vagues et des courants sur la mise en suspension des sédiments et ont proposé les formules suivantes :

- Ono et al. (1994) considérant que l'énergie nécessaire pour maintenir les sédiments en suspension venait de l'énergie des tourbillons autour des rides, ont proposé :

$$C_a = 0.49(\alpha_2\theta_{wcs})^{1.77} \tag{1.36}$$

où $\alpha_2=d/(f_w\omega T)$, f_w est le coefficient de frottement dû aux vagues.

- Williams et al. (1999a), et Williams et al. (1999b) ont introduit la formule de Zyserman-Fredsøe avec les conditions de la présence de vagues et des courants , juste en remplaçant θ_{wcs} par θ_{wcr} .
- Cacchione et al. (2008) ont proposé une formule obtenue en utilisant l'analyse dimensionnelle :

$$C_a=0.00086Z^{1.08}\rho_s \tag{1.37}$$

$$\text{avec } Z=(U_{wcr}^{*2}v/w_s(s-1)gd_{50}^2) \tag{1.38}$$

où U_{wcr}^{*2} est le frottement dans la couche limite en tenant compte de la vitesse de cisaillement en présence de vagues et de courants et w_s est la vitesse de dépôt des sédiments.

- Li (2014) a mis en avant que les tourbillons et la turbulence contribuent conjointement à la mise en suspension des sédiments. En considérant cet aspect énergétique du problème, il a proposé la formule suivante:

$$C_a=0.0066(p_1p_2)^{-5.5}\frac{\rho U_w^2}{(\gamma_s-\gamma)w_sT} \tag{1.39}$$

$$\text{avec } p_1=1-\frac{w_s}{3U_w^2\eta}\ (30) \text{ et } p_2=0.051\left(\frac{\eta}{\lambda}\right)^{-1.638} \tag{1.40}$$

A l'exposé de ces formules, on constate que la concentration sédimentaire près du fond en présence de vagues et/ou de courant dépend de plusieurs paramètres : le paramètre de Shields correspondant, la morphologie du fond et la taille des rides formées sur le fond. Il faut bien noter que toutes les formules proposées restent empiriques du fait que plusieurs aspects de régimes d'écoulement restent non maitrisés.

I.3.4) Transport sédimentaire autour d'un ou groupe de cylindres

Dans cette section, les études réalisées sur le transport sédimentaire autour d'un ou d'un groupe de cylindre(s) sous plusieurs régimes d'écoulement sont détaillés. Nous nous sommes focalisés sur les études qui sont en relation directement avec les expériences menées dans les travaux de cette thèse.

Auzerais et al.,(2016a, 2016b) ont étudié le changement de la morphologie de fond créée derrière un cylindre vertical soumis à la propagation d'un courant seul (Figure I.18). Des mesures pour plusieurs valeurs de Reynolds allant de 30000 à 44000, pour 2 diamètres de cylindres D_1 = 14 mm et D_2 = 25mm, ont été effectuées. Ils ont ensuite comparé leurs résultats expérimentaux au modèle théorique de Swift et Hohenberg (Hohenberg et al.,1977) pour la validation des résultats. Après un écoulement au minimum de 50h pour s'assurer que les motifs de la morphologie aient atteint leurs états d'équilibres, ils ont observé que ces motifs étaient spatio-périodiques et que leurs longueurs d'onde augmentaient avec la vitesse de l'écoulement (Figure I.19).

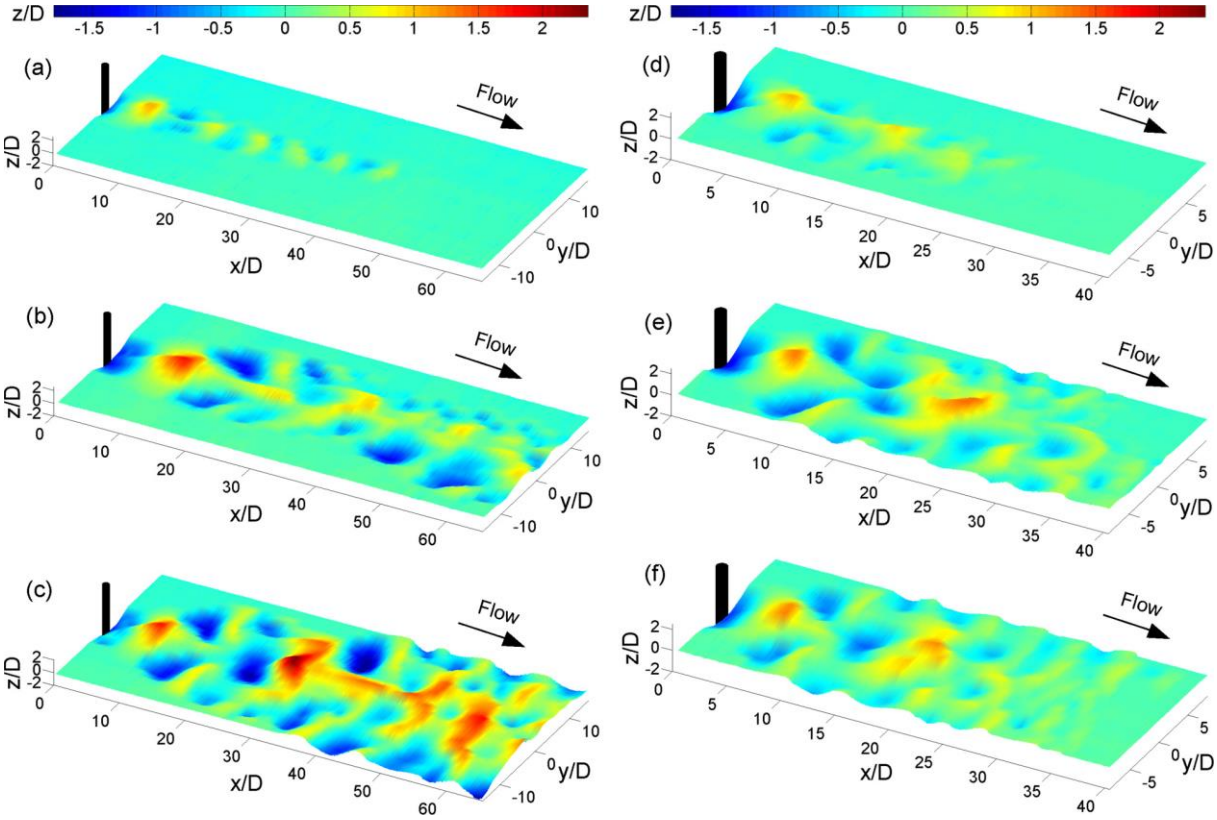


Figure I.18: Morphologie de fond pour différents nombre de Reynolds (Auzerais et al., 2016a) : a) Re=38000, b) Re= 42000, c) Re= 43000, d) Re=37000, e) Re= 39000, f) Re= 40000

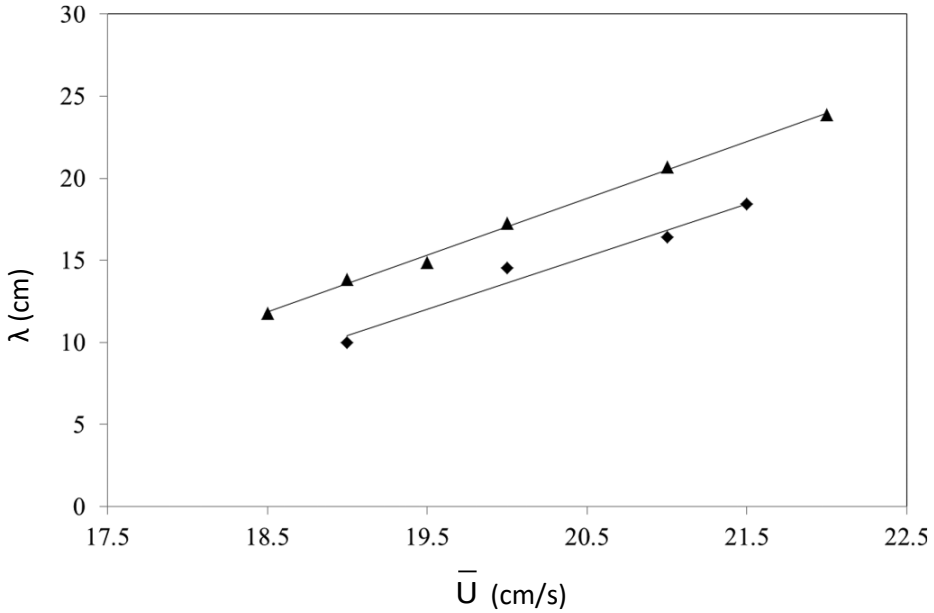


Figure I.19: Evolution de la longueur d'onde λ des motifs en fonction de la vitesse d'écoulement Ū d'après (Auzerais, 2016a)

(◆ : D_1=14mm et ▲ :D_2=25mm)

Les phénomènes d'érosion et de transport de sédiments peuvent représenter une menace importante pour les activités humaines, les infrastructures et les écosystèmes. Plus précisément dans le cas de structures, au voisinage d'une pile de pont, d'un mât d'éolienne ou encore d'une plateforme offshore, l'érosion est renforcée (Gao et al., 2015). Pour pallier à

ces phénomènes d'érosion, il existe des structures anti-affouillement. Ces dispositifs sont généralement placés autour de la structure pour diminuer la contrainte de cisaillement et ainsi limiter le transport sédimentaire. Dans le cas du projet de parc d'éoliennes à Courseulles-sur-Mer, des dispositifs anti-affouillement seront utilisés pour protéger le pied du mât de l'éolienne. Ce phénomène, appelé affouillement, peut endommager la structure et la mener à la ruine. Link et al. (2008) ont étudié la forme de l'affouillement en section verticale pour plusieurs directions angulaires θ (Figure I.20) de la zone d'affouillement (θ = 15°, 30°, 45°, 60°, 75°,90°, 105°, 120°, 135°, 150°, 165°, 180°).

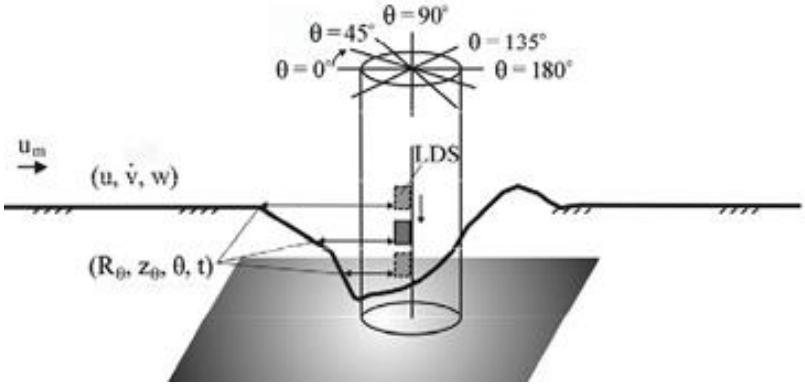


Figure I.20: Les différentes sections retenues pour l'étude de l'affouillement (Link et al., 2008)

L'évolution spatiale et temporelle de la zone d'affouillement autour du cylindre seul a été étudiée en observant la forme, la pente, la profondeur et la largeur de la zone d'affouillement dans chaque plan angulaire. Le volume de sédiments déplacé a aussi été évalué (Figure I.21). En mesurant la profondeur d'affouillement dans chaque plan, ils ont constaté que l'affouillement commence sur le côté du cylindre (θ=90°) et entoure complètement ce dernier après 20% du temps total de l'expérience qui est de 70320s soit de 19.5h. La profondeur et la largeur maximales de l'affouillement pour chaque plan d'étude ont une bonne corrélation avec le plan θ=0°. Les données obtenues à partir de chaque plan angulaire ont pu ainsi être utilisées pour reconstruire la topographie de la zone d'affouillement.

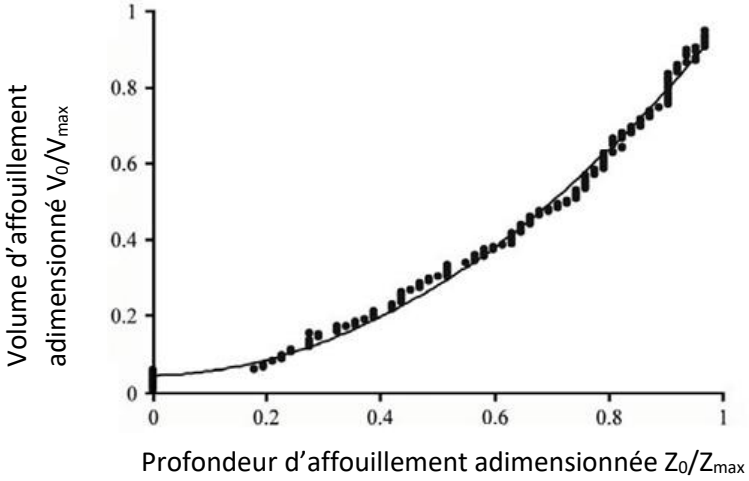


Figure I.21: Volume de l'affouillement en fonction de la profondeur d'affouillement pour le plan θ=0° (Link et al., 2008)

Yi et al. (2016) ont étudié l'affouillement autour d'une paire de cylindres pour plusieurs configurations et régimes d'écoulement (Figure I.22). Le sédiment utilisé avait un diamètre médian d_{50} de 0.15mm.

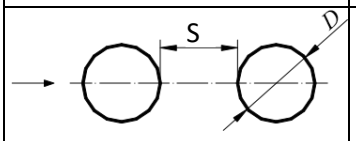
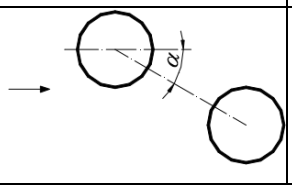
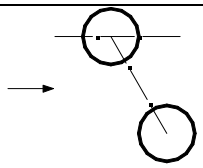
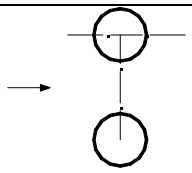
Couple en ligne	Paire décalée		Côte à côte ou rangée
α=0° D=12 cm	α =30° D=12 cm	α=60° D=8 cm	α=90° D=8 cm
			

Figure I.22: Différentes configurations étudiées avec D, le diamètre du cylindre, S, entraxe et α, angle de décalage entre les cylindres (figure retouchée en conformité avec les notations retenues dans cette thèse) (Yi et al. 2016)

L'évolution de la profondeur d'affouillement pour différents espacements, G (entraxe S adimensionné par D) entre les pieux ayant une configuration en « paire décalée » est représentée sur la Figure I.23. Le diamètre utilisé dans les cas de α = 30° est de 12cm et dans le cas de α = 60°, le diamètre est de 8cm. Ces configurations ont été utilisées afin d'éviter tout effet de blocage de l'écoulement.

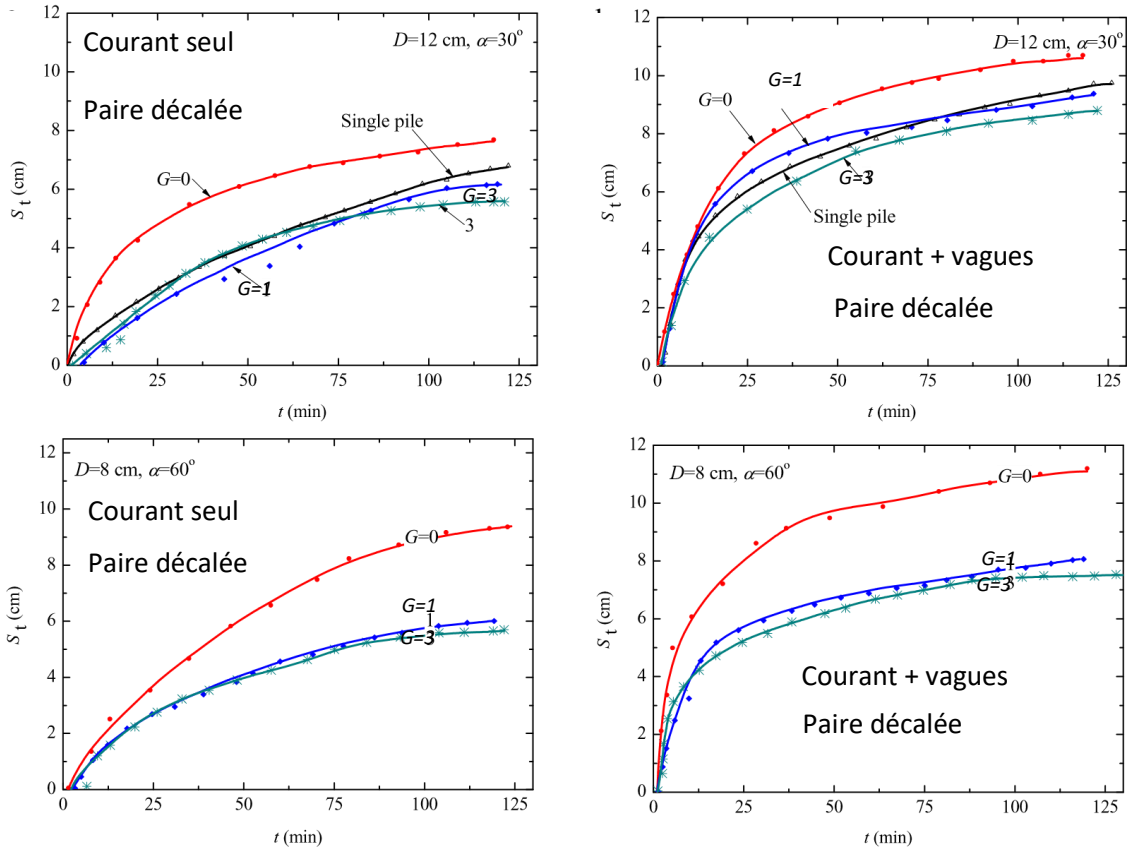


Figure I.23: Evolution de la profondeur d'affouillement St par rapport au temps t pour différentes configurations (Yi et al., 2016)

Contrairement aux cylindres disposés en « *couple en ligne* », l'évolution de la profondeur d'affouillement pour une configuration en « *paire décalée* » avec G = 0, est beaucoup plus rapide que pour le cas d'un pieu seul. L'allure générale de la courbe d'évolution de la profondeur d'affouillement pour les cas de G = 1 et 3 se ressemble et les courbes sont légèrement inférieures à celle d'un pieu seul. L'effet des espacements entre les pieux sur le développement de la profondeur d'affouillement est le même pour les cas avec le courant seul et les cas avec des vagues en présence d'un courant.

Les conditions d'écoulement pour les régimes étudiés (Figure I.24 et Figure I.25) étaient les suivantes :

- Courant seul : Régime avec un courant de 0.23 m/s.
- Courant + vagues : Régime avec des vagues de hauteur H=0.14m et de période T=1.8s et un courant de 0.23m/s.

Ils ont aussi observé, dans le cas d'une paire de pieux en rangée ou *« côte à côte »* l'affouillement créé dans cette configuration peut être deux fois plus important que dans la configuration d'un cylindre seul. Pour toutes les configurations mentionnées ci-avant, l'espacement G entre les cylindres, influence aussi la profondeur de l'affouillement. On observe que pour G=0, on obtient une profondeur plus importante que pour G=1 ou G=3 (Figure I.23).

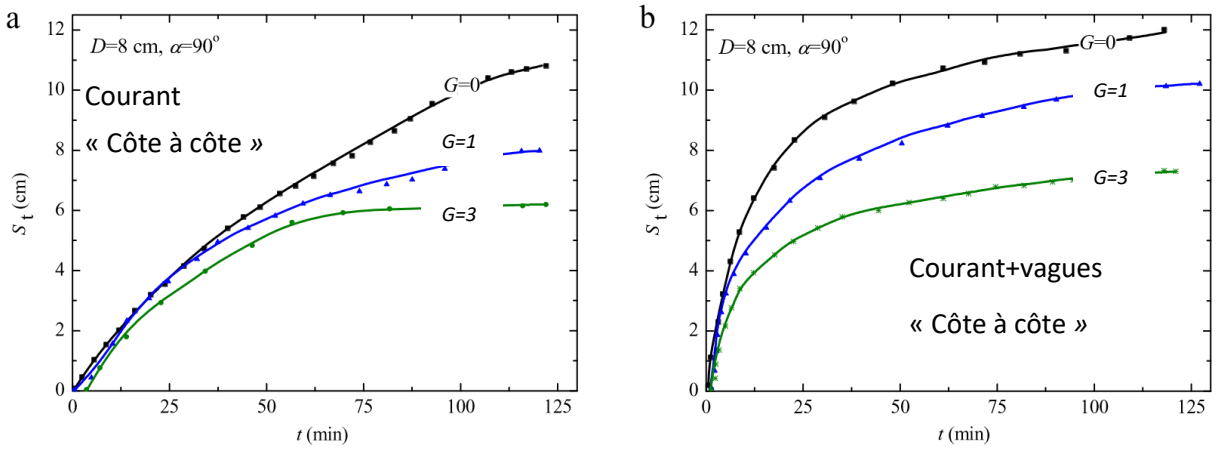


Figure I.24: Evolution de la profondeur d'affouillement St par rapport au temps t en fonction de l'entraxe G, (Yi et al., 2016)

Les effets observés dans les différentes configurations : « *couple en ligne* », « *paire décalée* » et « *couple en rangée* » sont facilement visibles pour un G < 3. Au-delà de G=3, ces effets deviennent de moins en moins observables pour finalement disparaitre.

L'étude de l'influence des différentes configurations des cylindres sur le transport sédimentaire est d'une grande importance. En effet, dans le domaine côtier, on a rarement un écoulement unidirectionnel autour des structures cylindriques. Ces résultats peuvent donc être utilisés afin de mieux prédire les effets sur l'environnement côtier et de ce fait, la sécurité des structures offshore.

Des études similaires ont été menées numériquement. Kim et al. (2014) ont utilisé le modèle de turbulence LES (Large Eddy Simulation) afin de simuler un écoulement autour d'une paire

de cylindres pour des configurations de type « couple en ligne » et « couple en rangée », voir Figure I.25. Ils ont évalué le transport sédimentaire pour différentes configurations. Dans la configuration « *couple en ligne* », 4 différents entraxes G, ont été étudiés. Ici G est le rapport entre l'espacement S entre les cylindres et le diamètre D, S/D a pris les valeurs suivantes : 1.25, 2.5, 3.75 et 5. Pour la configuration « *couple en rangée* », 5 espacements différents S ont été retenus, ainsi S/D a pris les valeurs de : 1.25, 1.875, 2.5, 3.75 et 5.

Figure I.25: Différentes configurations « en couple » étudiées (H.S Kim et al., 2014)
a) « *en ligne* », S/D=1.25 ; b) « *en rangée* », S/D=1.25 ; c) « *en ligne* » G=5.0 ; d) « *en rangée* » G=5.0

Pour la configuration d'un couple de cylindres « en rangée », ils ont observé que pour les cas où S/D est égal à 1.25, 1.875 et 2.5, l'affouillement autour de chaque cylindre fusionnait pour créer un affouillement similaire au cas d'un cylindre seul mais en ayant un diamètre d'affouillement deux fois plus grand, voir Figure I.26b. Dans les cas où S/D est supérieur à 2.5, l'affouillement derrière chaque cylindre est indépendant et des dépôts sédimentaires sont observés derrière chaque cylindre. L'affouillement en amont des deux cylindres était quasiment identique et le sillage derrière les deux cylindres était symétrique par rapport à l'axe de l'écoulement, voir Figure I.25d. Cependant, même si les affouillements sont indépendants, ils restent encore influencés par la turbulence créée par l'écoulement entre les deux cylindres. Ce n'est qu'à partir de S/D=5 que l'affouillement autour des cylindres devient quasiment identique à l'affouillement autour d'un cylindre seul. Dans la configuration « *en ligne* », l'influence du cylindre en amont a pour effet d'affaiblir l'affouillement autour du cylindre en aval. L'évolution de l'affouillement autour du cylindre en amont était semblable à un cylindre seul. Ils ont constaté que les effets des tourbillons en forme de fer de cheval étaient moins importants avec un entraxe S/D inférieur à 3.75, voir Figure I.25a. Pour une

valeur de S/D supérieure à 3.75, un affouillement plus profond était constaté autour du cylindre en aval, indiquant que le cylindre en amont avait moins d'influence sur le cylindre en aval pour un espacement d'au moins 3.75D, voir Figure I.25c. Baykal et al. (2017) ont aussi développé un modèle numérique mais pour étudier l'affouillement autour d'un cylindre dû aux vagues. Le modèle de turbulence k-ω a été utilisé pour prédire la génération des tourbillons, créant le transport sédimentaire. Après avoir comparé les résultats numériques à ceux obtenus avec les expériences de Sumer et al. (1997), ils ont constaté que les tourbillons normalement présents (tourbillon en forme de fer à cheval, appelé « lee-wake ») subissaient des changements conséquents lorsque le forçage hydrodynamique était dû aux vagues. Dans le cas de vagues, les tourbillons en forme de fer à cheval apparaissent seulement pendant la moitié de la période d'une vague tout en étant affaiblis, voir Figures I.26 et I.27. Les résultats sur les figures sont représentés sous forme d'iso-surface Q en $1/s^2$. Ces iso-surfaces sont obtenues en utilisant le critère Q développé dans les travaux de Hunt et al. (1988).

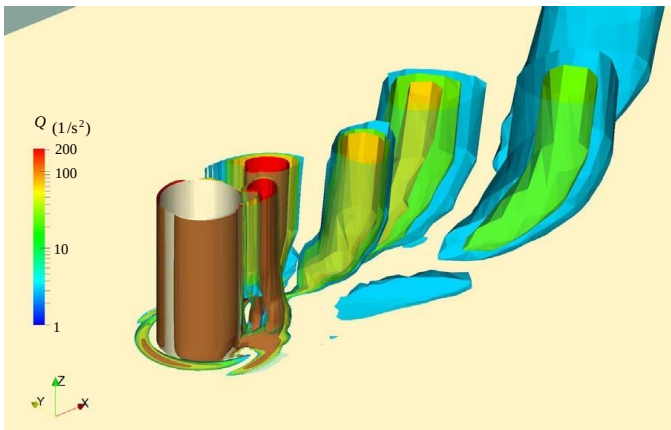


Figure I.26: Tourbillons générés derrière un cylindre seul par un courant, représentés sous forme d'iso-surfaces Q, (Baykal et al.,2017)

Ce changement est principalement dû à la couche limite très mince autour du cylindre généré par les vagues. Les tourbillons dans l'allée de Von Karman, dus au courant sont aussi pratiquement non-existants pour la même raison.

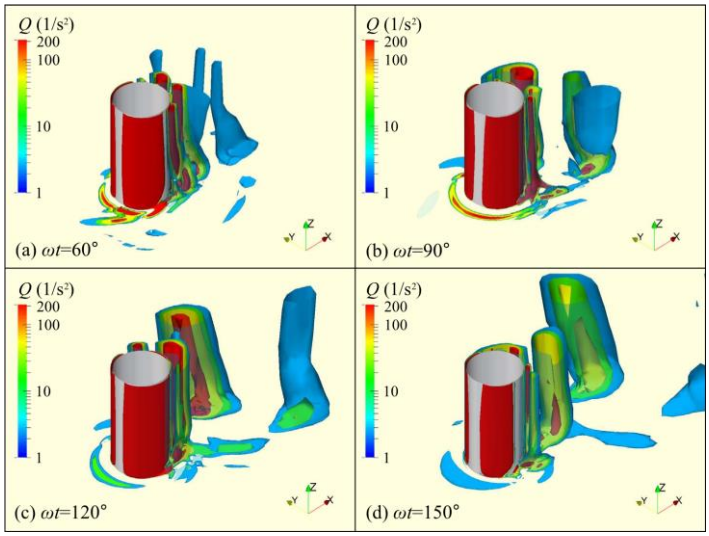


Figure I.27: Tourbillons générés derrière un cylindre par des vagues seules représentés sous forme d'iso-surfaces Q, (Baykal et al., 2017)

Le processus d'affouillement avec les vagues autour d'un cylindre ayant un diamètre de 4cm a aussi été visualisé numériquement avec ce modèle, voir Figure I.28.

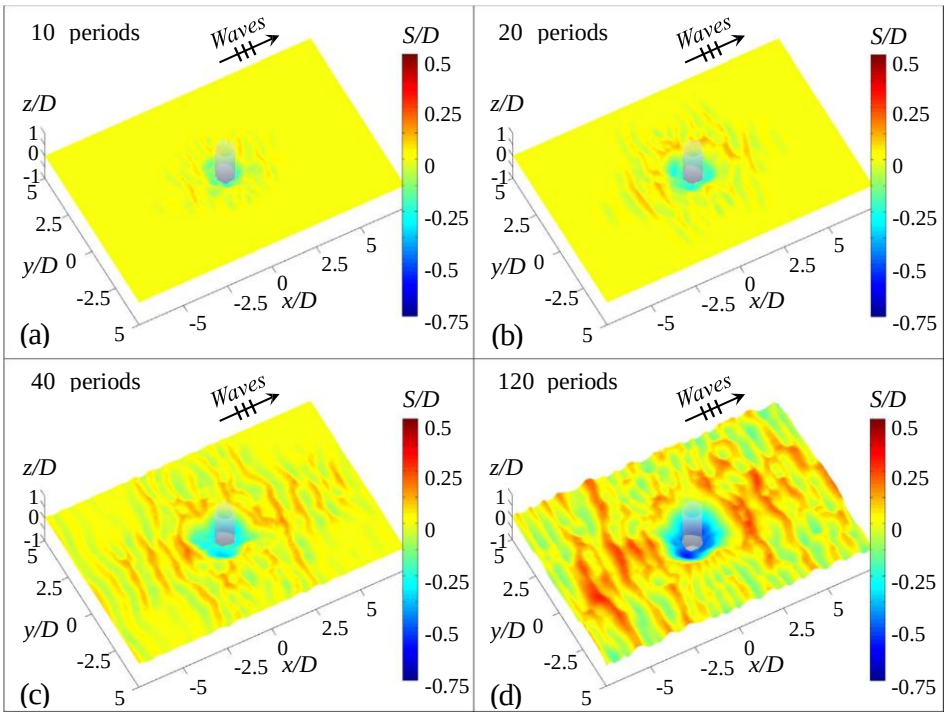


Figure I.28: Evolution de l'affouillement en présence de vagues a) après 10 périodes, b) après 20 périodes, c) après 40 périodes, d) après 120 périodes.

L'affouillement dû aux vagues est principalement généré par les tourbillons en aval du cylindre (Figure I.28). Ces derniers ont pour effet de soulever le sédiment pour le ramener dans le cœur des tourbillons et comme les tourbillons se propagent en aval du cylindre, ils transportent ainsi le sédiment. Le sédiment est éventuellement redéposé sur le fond quand les tourbillons disparaissent, créant un affouillement autour du cylindre.

Qi et al. (2014) ont étudié le transport sédimentaire autour d'un cylindre seul sous l'action commune des vagues et des courants. Ils ont effectué des mesures pour une série de 20 régimes différents d'écoulement en faisant varier la vitesse d'écoulement, la hauteur et la période des vagues. Le nombre de Reynolds dans ces expériences allait de 1780 à 20500. Ils ont évalué l'affouillement dans chacun des cas et leurs principales conclusions sont les suivantes :

- Les profondeurs d'affouillement avec des vagues et des courants sont plus élevées que la somme des affouillements causés par les vagues et les courants considérés séparément. Aussi, l'affouillement autour d'un cylindre seul est beaucoup plus rapide sous l'action conjointe de vagues et de courants comparé au temps d'affouillement causé soit par des vagues seules soit par des courants seuls.

- Sous l'action combinée des vagues et des courants, la pression générée par les vagues contrôle le processus d'affouillement autour du cylindre. L'augmentation de la pression sous les creux des vagues peut affecter la flottabilité des sédiments et donc rendre le déplacement sédimentaire plus probable.

- La vitesse d'écoulement est plus importante dans le cas où les vagues se propagent dans la même direction que les courants que dans le cas de direction opposée. Cette différence en intensité de courant affecte le temps nécessaire pour que l'affouillement deviennent stable comme le montre la Figure I.29. En bleu, les vagues ont la même direction que les courants et en noir, ils sont de directions opposées.

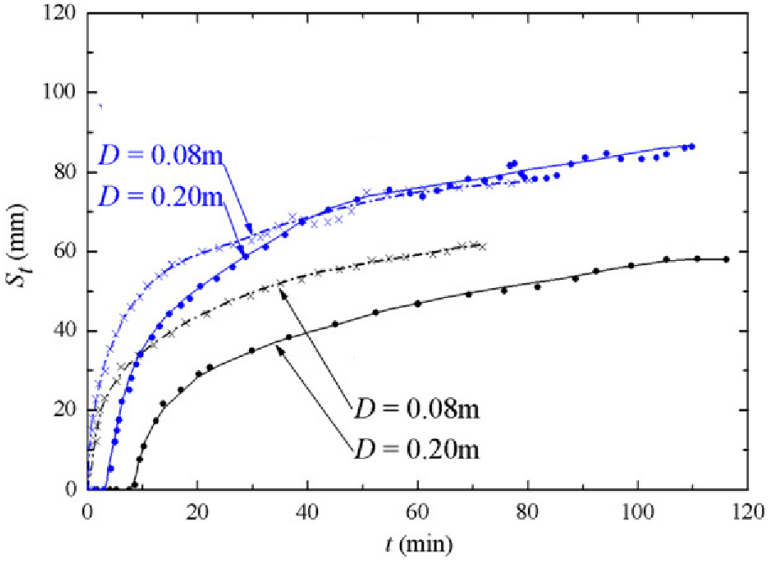


Figure I.29: Evolution de l'affouillement dans le temps, D, diamètre utilisé, (Qi et al.,2014).

Hartvig et al., (2010) ont étudié l'affouillement autour d'un cylindre seul en utilisant une échelle de longueur de 1:60 afin de reproduire certaines conditions offshores. Plusieurs expériences avec un cylindre ayant un diamètre de 10 cm ont été menées par Hartvig et al., (2010). Le cylindre était soumis à plusieurs types d'écoulement : courant seul, courant plus vagues régulières et courant plus vagues irrégulières. Une hauteur d'eau de 30 cm et une valeur de vitesse moyenne d'écoulement allant de 0.2-0.5 m/s ont été retenues. Afin de pouvoir observer et enregistrer l'effet de l'écoulement sur le transport sédimentaire, l'écoulement était temporairement arrêté afin de permettre l'enregistrement de la morphologie grâce à un laser. Les captures d'images du fond à plusieurs instants ont servi à évaluer la profondeur de l'affouillement, le volume de sédiment déplacé V et finalement le facteur de forme de l'affouillement $\Psi=V/S^3$, voir Figure I.30.

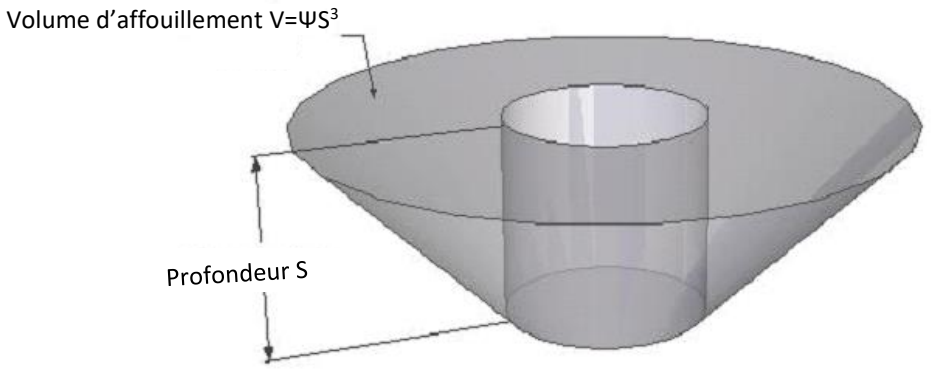


Figure I.30: Facteur de forme Ψ de l'affouillement, (Hartvig et al., 2010).

Les résultats ont montré que sous l'effet des courants, l'affouillement progresse rapidement et a une forme similaire à un cône. Aussi, le taux de progression du volume de l'affouillement et de sa profondeur, décroit exponentiellement sous l'effet de l'écoulement. Concernant le remplissage, les expériences ont aussi montré que les fosses initialement creusées par le courant, sous l'effet des vagues se propageant dans la même direction que les courants, se remplissent dix fois plus lentement que pour l'affouillement. Tout comme dans le cas de l'affouillement, le taux de remplissage décroit exponentiellement avec le temps, voir Figure I.31.

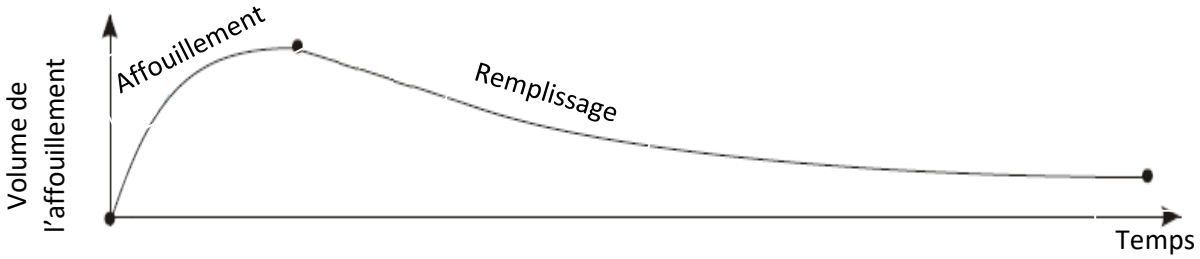


Figure I.31: Evolution de l'affouillement et du remplissage, (Hartvig et al., 2010).

Stahlmann (2013) a étudié l'écoulement autour d'une fondation de type tripode afin de mieux prédire l'affouillement et de diminuer les incertitudes dans le dimensionnement de ce type de fondation offshore. Dans ce contexte, les évaluations de l'affouillement autour de la fondation ont été réalisées en utilisant deux approches différentes : des expériences en laboratoire et des simulations numériques. Pour la partie expérimentale, deux échelles différentes, 1 :40 et 1 :12, ont été retenues. Plusieurs combinaisons de vagues régulières et de vagues ayant un spectre de Jonswap ont été testées.

De l'étude expérimentale, on peut retenir principalement que l'affouillement autour d'une structure tripode diffère considérablement de celui normalement obtenu autour d'un cylindre vertical seul. Trois régions, voir Figure I.32, d'affouillement sont observées pour une structure en forme de trépied en présence d'un écoulement composé uniquement de vagues.
On distingue ainsi :

- Un affouillement autour des 3 pieux mais avec un affouillement plus important autour des pieux en aval par rapport à l'écoulement.

- Un affouillement maximum obtenu sous le pieu principal, voir Figure I.32.

- Un affouillement général autour de la structure.

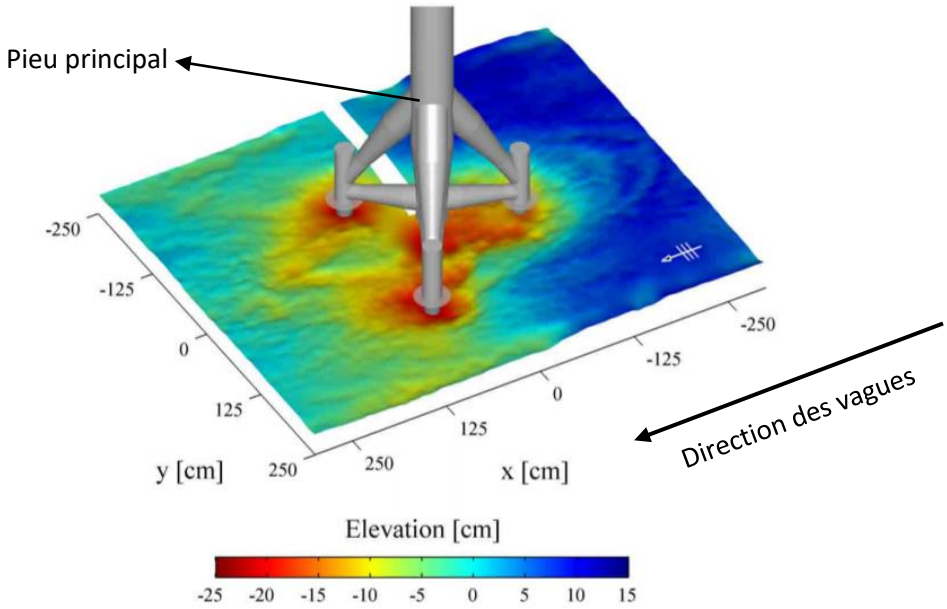


Figure I.32: Affouillement obtenu expérimentalement autour d'une fondation de type tripode, (Stahlmann, 2013).

Le transport de sédiments par suspension dans ce cas est considéré comme le mode de transport dominant. Concernant le changement de la morphologie du fond sous l'action des vagues irrégulières, il a été observé être moins important que dans les cas des essais avec des vagues régulières. En comparant les résultats relatifs au transport sédimentaire obtenus expérimentalement avec les mesures effectuées sur un prototype *in situ*, un accord qualitativement acceptable entre le modèle et le prototype est observé. Ceci démontre que la formation globale de l'affouillement peut être reproduite avec une qualité suffisamment élevée en utilisant des modèles à grande échelle.

Pour la partie numérique, l'étude de l'affouillement autour de la structure a été simulée avec un modèle tridimensionnel utilisant la méthode VOF (« Volume Of Fluid ») et le modèle de turbulence k-ω SST (Shear Stress Transport) pour résoudre les équations de Navier-Stokes. Afin de modéliser les différents modes de transport sédimentaire provoquant l'affouillement, un modèle reproduisant les processus de transport par charriage et par suspension a été implémenté dans le code. Un maillage dynamique, comme montré à la Figure I.33, a été utilisé pour assurer la stabilité numérique à cause de la complexité des géométries présentes dans le domaine d'étude.

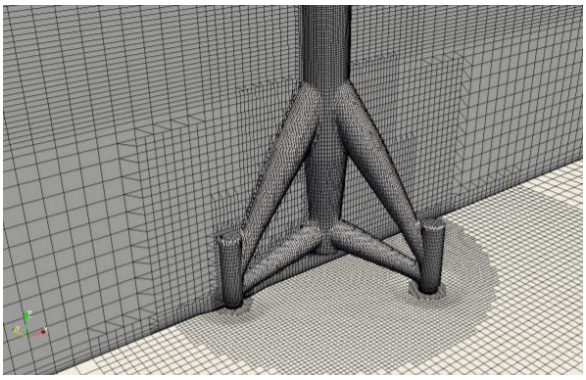


Figure I.33: Maillage dynamique utilisé, (Stahlmann, 2013).

Dans un premier temps, le modèle numérique a été validé en utilisant des résultats expérimentaux et numériques où l'écoulement autour d'un cylindre vertical est composé d'un courant seul, Roulund et al. (2005), voir Figure I.34. S est la profondeur d'affouillement et D, le diamètre du pieu principal.

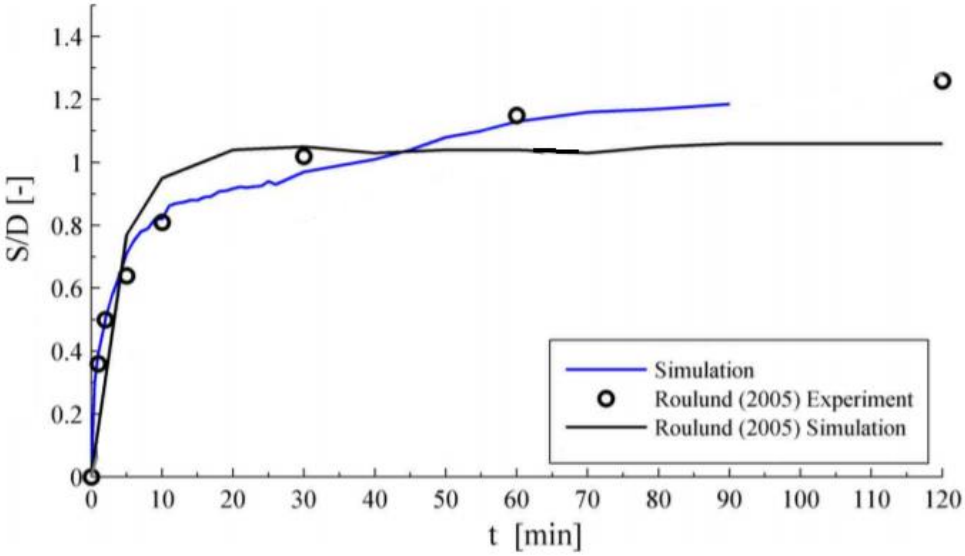


Figure I.34: Evolution de l'affouillement dû à un courant de 0.46m/s, (Stahlmann, 2013).

La tendance générale de la courbe déduite du modèle numérique décrivant l'évolution de la profondeur est globalement similaire à celle établie par Roulund et al. (2005). Malgré une tendance générale similaire, durant les premières 45 min d'écoulement, le modèle numérique prédit un affouillement inférieur. Au-delà de ce temps, nous observons que l'affouillement calculé par le modèle est plus élevé. A la fin de la simulation, c'est-à-dire à 90min, la valeur de l'affouillement obtenue par le modèle est plus élevée que celle de Roulund et al. (2005) d'environ 20%.

Dans un deuxième temps, le modèle a été validé en comparant les mesures de l'affouillement dû aux vagues sur le prototype ayant une échelle de 1 :40 avec l'original. Il a été conclu que la morphologie autour de la fondation, l'affouillement autour des pieux excentrés, l'affouillement autour du pieu principal du modèle et l'affouillement global pouvaient être reproduits avec une précision globalement correcte. Quelques différences sont observées à

propos des affouillements autour des pieux excentrés (en trait bleu et vert sur la Figure I.35) mais une différence non négligeable est visible pour le pieu principal (trait rouge), sur la Figure I.35.

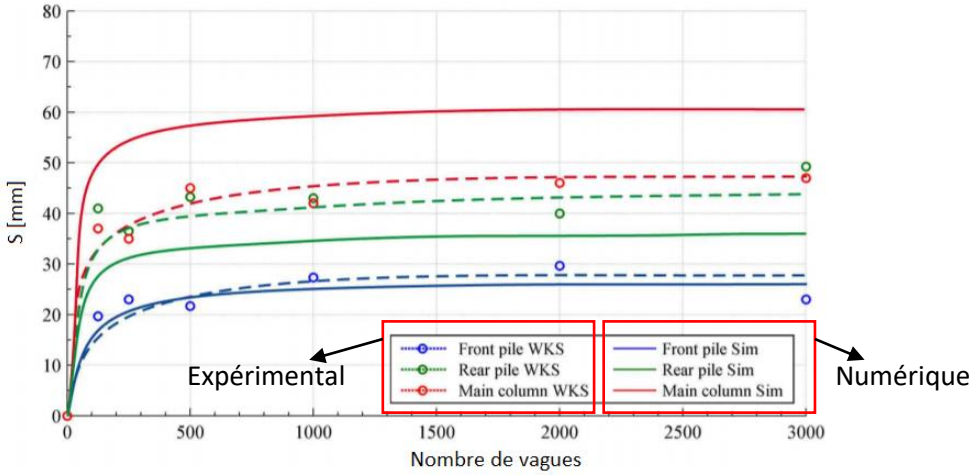


Figure I.35: Evolution de l'affouillement autour du tripode, (Stahlmann, 2013) ; en rouge l'affouillement autour du pieu principal ; en vert et bleu, l'affouillement autour des pieux secondaires.

Stahlmann (2013) estime que ces différences seraient plutôt dues aux conditions aux limites du fond qu'au processus relatif au transport sédimentaire autour du modèle. Malgré ces différences énoncées dans les résultats sur l'affouillement, Stahlmann (2013) concluent que le modèle numérique actuel est capable de simuler tous les processus de transport sédimentaire autour d'une fondation ayant une géométrie complexe. Le modèle peut donc servir d'outil numérique pour des études sur l'affouillement autour de géométries complexes afin d'optimiser leur dimensionnement structurel dans le domaine du génie côtier.

I.3.5) Conclusions et bilan

Dans cette dernière partie, nous avons détaillé le transport sédimentaire sous l'effet de vagues et courant. Plus précisément, les formules décrivant le transport par charriage puis par suspension ont été rappelées. Nous nous sommes focalisés par la suite sur les travaux portant sur le transport sédimentaire autour d'un cylindre. Nous nous sommes intéressés à plusieurs régimes d'écoulement notamment : courant seul, vagues seules et vagues plus courants. Le transport sédimentaire autour d'une paire de cylindres a aussi été rapporté.

Les expériences décrites dans cette partie serviront de références dans nos essais pour la mise en place des sédiments et l'évaluation de l'affouillement autour du cylindre. Plus précisément, les différents paramètres comme la durée de l'expérience, la taille des sédiments et les techniques utilisées pour l'étude du transport sédimentaire seront considérés dans la définition de nos expériences afin d'améliorer les résultats existants.

Les différents résultats présentés dans cette revue bibliographique pourront servir d'éléments de validation tant qu'expérimentale que numérique dans nos travaux entrepris dans le cadre de cette thèse.

Chapitre II Matériel et méthodes

Ce deuxième chapitre est consacré à la présentation des dispositifs expérimentaux, de la chaîne d'instrumentation, des techniques d'acquisition et des traitements des données.

En début du chapitre, nous présentons les installations relatives aux expériences menées dans le cadre des travaux de thèse. L'ensemble des expériences ont eu lieu dans un canal à houle et/ou courant qui est présenté en détails. Par la suite, le dispositif expérimental proprement dit, conçu pour simuler les effets dus à l'implantation d'un mat d'éolienne en mer est décrit minutieusement.

La seconde section de ce chapitre porte sur la description de la chaîne d'instrumentation et d'acquisition des mesures. Elle concerne principalement le principe de mesure des profils de surface libre par sondes résistives, la méthode de visualisation pour étudier le sillage derrière le cylindre et les techniques et appareils employés pour les mesures des profils et des champs de vitesses. Ceux-ci ont été réalisés en utilisant l'Acoustic Doppler Velocimeter (ADV).

Dans la troisième section, le dispositif expérimental et les techniques utilisées spécifiques à l'étude du transport sédimentaire autour du cylindre sont présentés et détaillés. Une attention particulière sera accordée à la conversion du nombre de pixels des photos prises par la caméra en des unités de longueurs.

Finalement, une description de la transformation de Fourier est donnée en fin de chapitre.

II.1) Prototype et modèles utilisés

L'objectif des expériences menées dans ces travaux thèse est de reproduire les conditions offshore présentes autour d'une éolienne fondée sur monopieu et ensuite étudier l'impact de plusieurs régimes d'écoulement sur l'environnement du mât vertical de cette éolienne. La hauteur d'eau, le diamètre du mat vertical (cylindre) et la vitesse d'écoulement pour nos expériences ont été choisis en se basant sur les données de parcs d'éoliennes offshores existants (Matutano et al. 2013). Même si le diamètre des mats d'éolienne aura tendance à augmenter avec les futures constructions des parcs en eau plus profonde, la moyenne actuelle du diamètre est de 6m et ce dernier est une référence en profondeur d'eau intermédiaire, (10 à 100 m).

Les expériences constituent deux parties expérimentales que l'on peut distinguer ainsi : une première partie dédiée à la compréhension des aspects hydrodynamique d'un écoulement autour d'un cylindre vertical et, une deuxième partie expérimentale portant sur l'étude du transport sédimentaire autour de ce même mât. Donc, nous commençons par décrire le dispositif expérimental mis en place pour l'étude hydrodynamique en 5 sections, puis celui utilisé pour l'étude du transport sédimentaire est décrit dans la section 6 de ce chapitre.

Pour passer du prototype étudié (ouvrage réel) au modèle utilisé dans un canal, une similitude de Froude est nécessaire. Deux échelles différentes 1:60 et 1:150 ont été retenues. Le nombre de Froude est représenté par :

$$Fr = \frac{U}{gH} \tag{2.1}$$

où U est la vitesse de l'écoulement, H la hauteur d'eau et g l'accélération de la pesanteur.

Ainsi, en considérant ces deux échelles, deux séries d'expériences ont été effectuées pour des cylindres de diamètre de 4 cm et 10 cm. Pour chaque série ainsi proposée, la vitesse de l'écoulement et la hauteur d'eau ont été adaptées pour respecter les deux échelles choisies. Les conditions d'écoulement correspondantes pour les deux cylindres sont résumées dans les Tableaux II.1 et II.2:

Echelle	**1 :60**
Diamètre du mât modèle	10 cm
Hauteur d'eau	40 cm
Vitesse d'écoulement	10 cm/s
Nombre de Froude	0.025

Tableau II.1 : Conditions d'écoulement pour le cylindre vertical de 10 cm.

Echelle	**1 :150**
Diamètre du mât modèle	4 cm
Hauteur d'eau	25 cm
Vitesse d'écoulement	16 cm/s
Nombre de Froude	0.065

Tableau II.2 : Conditions d'écoulement pour le cylindre vertical de 4 cm.

II.2) Mise en place du modèle étudié

II.2.1) Dispositif expérimental de l'étude hydrodynamique

Un cylindre lisse transparent en plexiglass a été utilisé pour représenter le mât vertical de l'éolienne. Le cylindre vertical a été installé à la même distance des deux parois verticales du canal. Un dispositif a été mis en place pour fixer le cylindre en son sommet, par le haut. Le dispositif montré à la Figure II.1 consiste en une tige verticale métallique, une traverse horizontale et le cylindre ayant un orifice du même diamètre que la tige métallique sur les faces supérieure et inférieure. Cette tige métallique est insérée dans le cylindre par ces orifices et vissée dans l'extrémité inférieur du mât puis à son tour bloquée en haut du mat. Une fois liés, la tige et le cylindre sont à leur tour fixés à la traverse horizontale faisant partie de la structure du canal. La liaison entre le haut de la tige et la traverse est effectuée grâce à un système de vis-écrou. L'immobilisation du cylindre est donc assurée en partie supérieure. La partie inférieure du cylindre est posée sur le fond du canal.

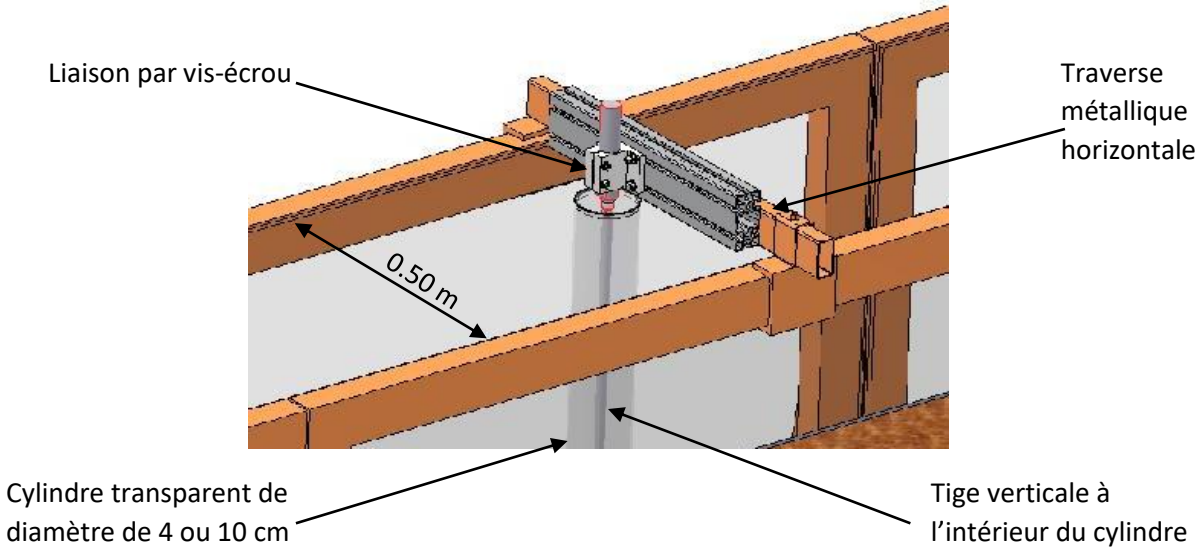


Figure II.1: Dispositif expérimental simplifié pour l'installation du cylindre vertical.

II.2.2) Dispositif expérimental du transport sédimentaire

Pour l'étude du transport sédimentaire, à la différence de la partie hydrodynamique, le fond du canal a été recouvert d'une couche de sédiments d'une hauteur de 5 cm et seul le cylindre de diamètre de 4 cm a été utilisé. Comme les sédiments sont déposés autour du cylindre, le dispositif expérimental, (Figure II.2) de la partie inférieure du cylindre a dû être modifiée. La base du cylindre n'a plus été posée directement sur le fond du canal mais sur un support cylindrique de 5 cm de haut et d'un diamètre égal au cylindre testé. Ce support cylindrique a été collé sur le fond du canal à égale distance des parois verticales. Les sédiments sont mis en place dans le canal autour de ce support. Comme mentionné avant, la hauteur de la couche sédimentaire de 5 cm, correspond à la hauteur du support. Une structure rectangulaire en PVC a été déposée sur le fond du canal afin de faciliter la mise en place de la couche sédimentaire. Cette structure est un cadre de 50 cm de large correspondant à la largeur du

canal et de 2 m de long. La structure est posée sur le fond du canal de sorte que la base du cylindre vertical soit centrée par rapport à ce cadre. Le lit sédimentaire ainsi déposé est reparti de manière égale en amont et en aval du cylindre pour une longueur de 1 m de part et d'autre. Une fois le support du cylindre et les sédiments installés, le cylindre est posé et immobilisé avec la même méthode décrite pour l'étude hydrodynamique.

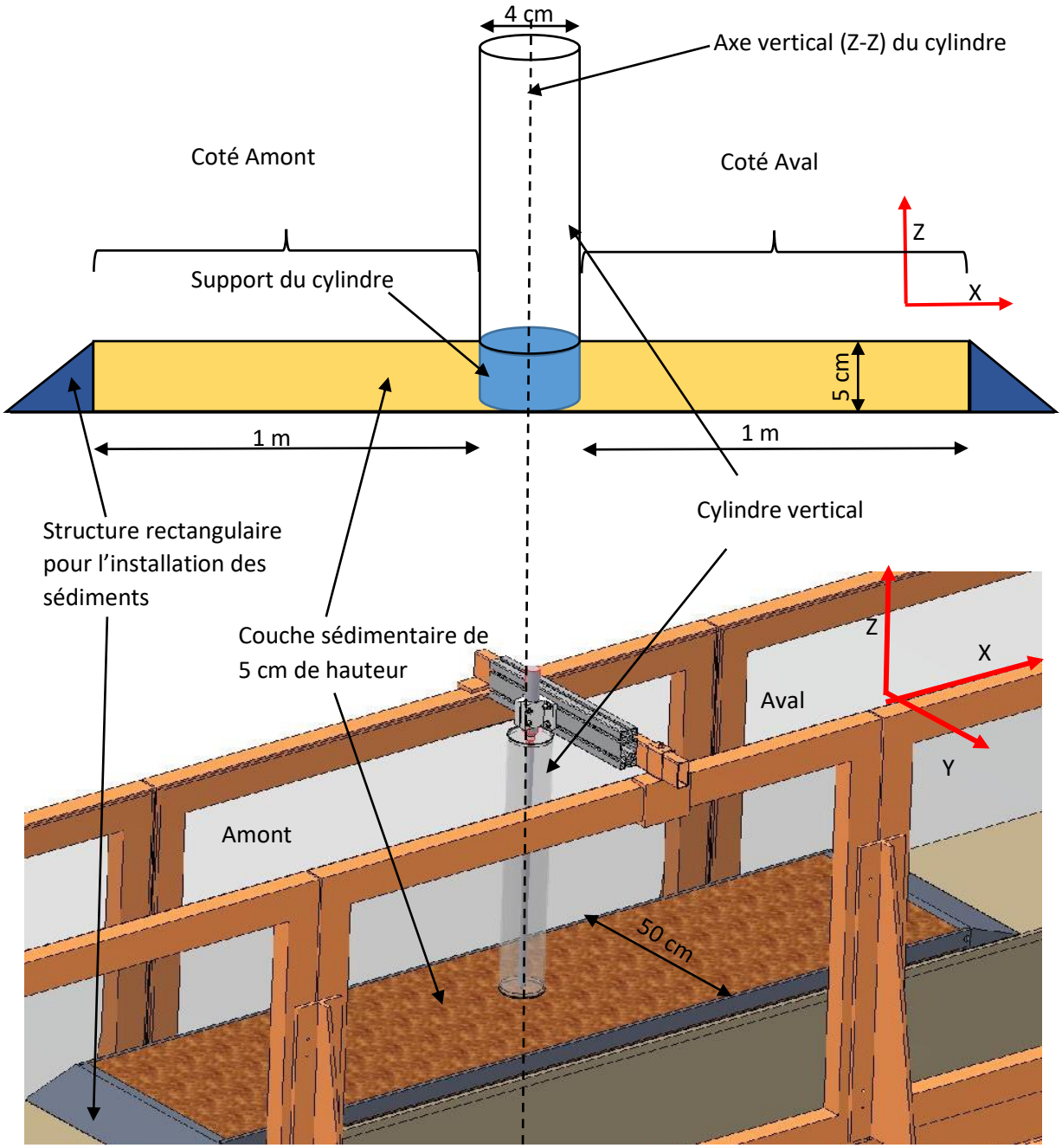


Figure II.2: Schéma du dispositif expérimental dédié à l'étude du transport sédimentaire.

Les sédiments constituant le lit sédimentaire dans nos expériences sont des sables fins. La distribution granulométrique est fournie sur la courbe granulométrique de la Figure II.3, obtenue par granulométrie laser.

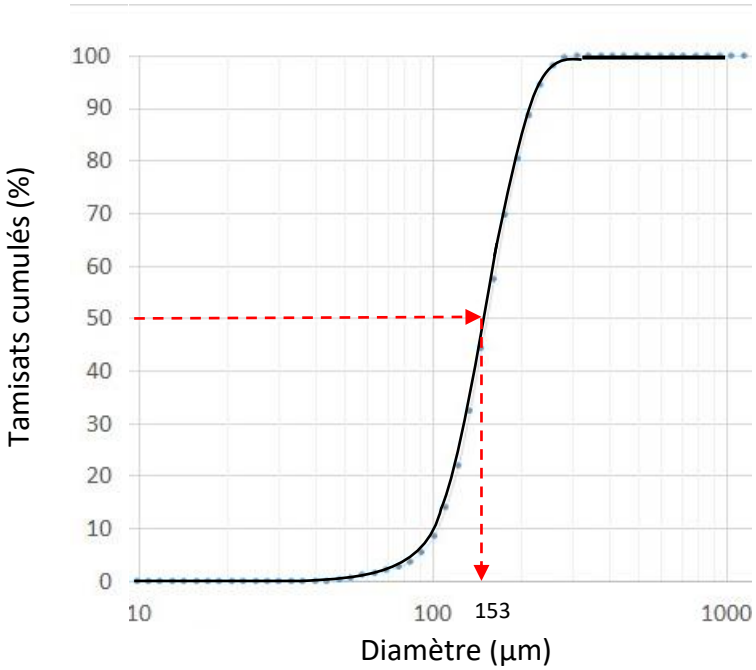


Figure II.3: Courbe granulométrique des sédiments.

Comme on peut le constater sur la Figure II.3, le diamètre moyen d_{50} des sédiments est de 153 µm.

II.3) Le canal à houle et/ou courant

Le canal à houle et/ou courant du laboratoire dans lequel nous avons réalisé la totalité des essais a une longueur L de 16,5 m, une largeur l de 0,5 m et une hauteur utile h=0,6 m (Figure II.4). Il permet de simuler de nombreuses conditions de houles. En effet, une hauteur d'eau allant jusqu'à 0,4 m est disponible tout en faisant varier la longueur d'onde et sa fréquence de propagation. Il se compose de parois latérales vitrées collées à une armature métallique. Les parois transparentes donnent la possibilité d'utiliser des appareils de mesure optique comme la Vélocimétrie Doppler Laser ou de réaliser des visualisations par nappe laser ou Vélocimétrie par Image de Particules (PIV). Le fond est constitué d'une plaque de PVC d'épaisseur de 2 cm, considérée ici comme un fond hydrauliquement lisse.

L'ensemble de cette installation repose sur des poteaux métalliques de 0,5 m de haut. Cette disposition permet de placer sous le canal une conduite circulaire dont le diamètre intérieur est égal à 0,315 m permettant la génération d'un courant continu. Le canal est doté d'un circuit fermé d'un courant d'eau qui peut être généré dans les deux sens par l'intermédiaire d'une pompe. Cette dernière, une pompe hélice est entraînée par un moteur de 15 kW. Les performances de la pompe sont les suivantes :

- Hauteurs de refoulement de 2 à 6 m.
- Débits entre 0,080 et 0,360 m^3/s.

Les ondes sont générées à l'aide d'un batteur placé à l'extrémité du canal contrôlé par un ordinateur qui permet de générer des impulsions à différentes fréquences variant entre f = 0,3 Hz à f = 2,5 Hz.

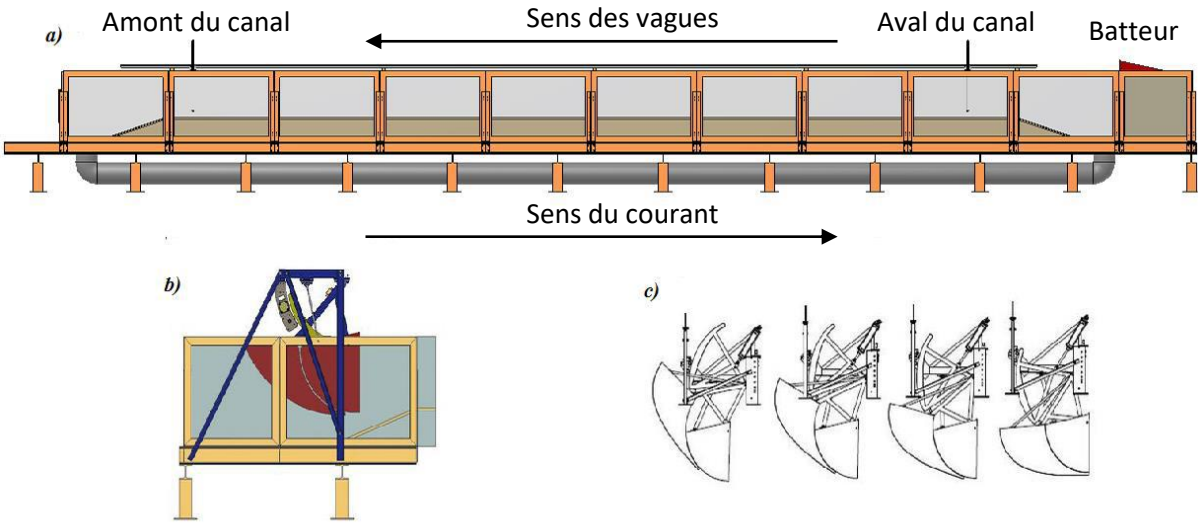


Figure II.4: Le canal à houle et/ou courant :a) Vue de côté du canal à houle. b) Vue de côté du batteur à houle de type piston vertical (Edinburgh Designs Ltd). c) Décomposition du mouvement du batteur à houle, entre les positions de recul et d'avancée maximum.

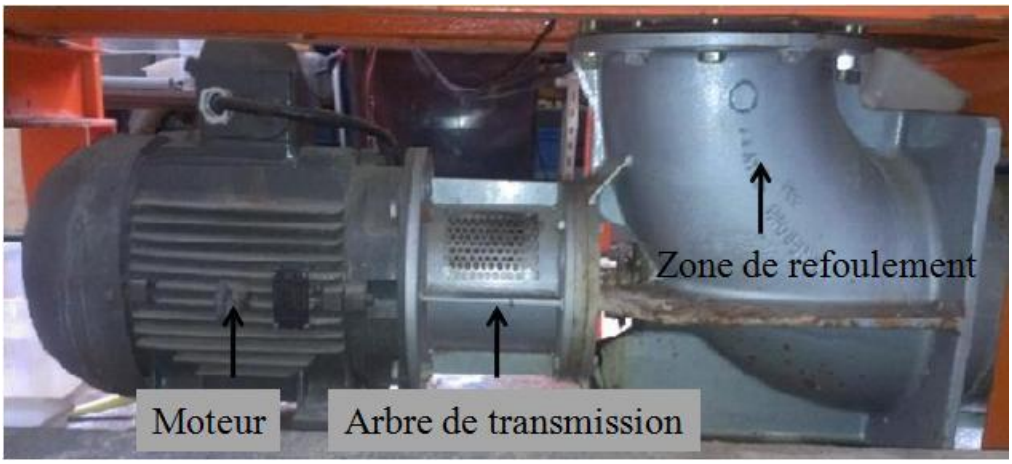


Figure II.5: Pompe à hélice sous le canal.

La pompe (Figure II.5) est située près d'une extrémité du canal, au niveau du générateur de houle. La vitesse de rotation de la pompe est ajustable grâce à un variateur de vitesse, ce qui permet de contrôler la répétitivité des conditions d'essais. La vitesse et la hauteur d'eau dans le canal sont constantes pendant les essais ; avec cependant un temps d'adaptation de huit minutes pour les débits les plus élevés pour que le courant se stabilise. Il est possible d'inverser le sens de rotation des pales de la pompe pour avoir un courant se propageant, soit dans la même direction que la houle, soit dans la direction opposée.

Pour étudier l'évolution de la surface libre le long du canal, une structure en nid d'abeilles (Figure II.6) a été placée pour optimiser les conditions d'écoulement (homogénéité des vitesses et stabilité). Une mousse est disposée à la sortie du coude de refoulement de la

pompe, son rôle est d'atténuer les perturbations induites par la géométrie du dispositif. Effectivement, le courant généré par la pompe possède un mouvement vertical perturbateur au refoulement comparable à un jet vertical.

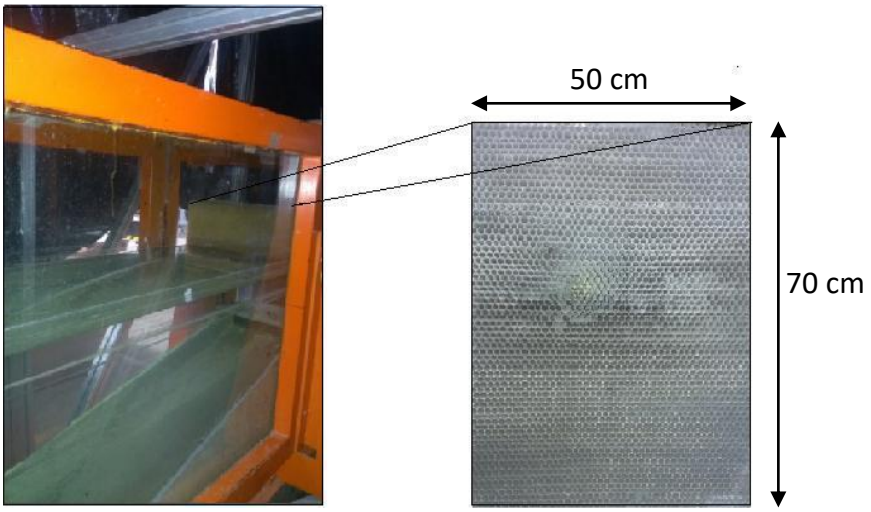


Figure II.6: La structure en nid d'abeilles.

La structure en nid d'abeilles est constituée de plaques en poly-carbonate collées les unes aux autres. La cavité hexagonale de la structure est de 4,5 mm de côté. Elle mesure 50 cm de haut, 50 cm de large et 20 cm d'épaisseur. Son rôle est de diminuer l'intensité de la turbulence en aval d'un obstacle. Ce dispositif est toujours utilisé dans le but de tranquilliser l'écoulement et d'éviter le retour du courant généré à l'aval ainsi que la réflexion des vagues.

II.4) Matériels de mesure

II.4.1) Sondes résistives

Les vagues générées dans le canal à houle se propagent vers l'aval, voir Figure II.4. Elles sont enregistrées au moyen de sondes résistives munies d'électrodes. Trois sondes de surface sont utilisées, voir Figure II.7. Les trois sondes sont réparties le long du canal ; une sonde est placée en amont du cylindre, une autre dans la zone d'étude autour du cylindre et finalement une dernière en aval du cylindre. Ces trois positions sont choisies dans le but de suivre l'évolution de la surface libre au cours du temps. Les sondes sont montées chacune sur une tige verticale graduée placée dans plusieurs sections du canal.

Le fonctionnement d'une sonde à surface libre repose sur le principe de la variation linéaire de sa capacité (tension lue) en fonction de sa longueur immergée. La variation linéaire de tension est donc représentative de la variation de hauteur d'eau. Les sondes sont étalonnées.

Figure II.7: Moyens de mesures dans le canal : sondes résistives.

II.4.2) Etalonnage

Les mesures de la surface libre s'effectuent avec les sondes de surface libre. Avant toute prise de mesure, deux étalonnages des sondes de surface libre sont effectués au début et à la fin de chaque expérience. Le but est de déterminer une relation entre la tension de sortie et la profondeur d'immersion de la sonde. Ceci permet d'établir la relation linéaire qui lie le déplacement de la surface libre (en mètre) à la tension U (en volt) de sortie ; elle s'écrit ainsi :

$$\eta(m)=aU(V)+U_0 \qquad (2.2)$$

L'étalonnage consiste en trois relevés statistiques de la surface libre correspondant à trois niveaux d'immersion différents des ondes. Le tracé de la profondeur d'immersion en fonction de la tension enregistrée détermine les termes a et U_0. La corrélation entre tension et le niveau de la surface libre est ensuite appliquée aux données expérimentales. Dans nos expériences, nous avons enregistré l'évolution de la surface libre pendant une durée de 100 secondes. Sur la Figure II.8, les premières 60 secondes d'un enregistrement de l'évolution de la surface libre est présenté. La sonde résistive ayant une fréquence d'acquisition de 100Hz, permet d'avoir un enregistrement de 10000 points.

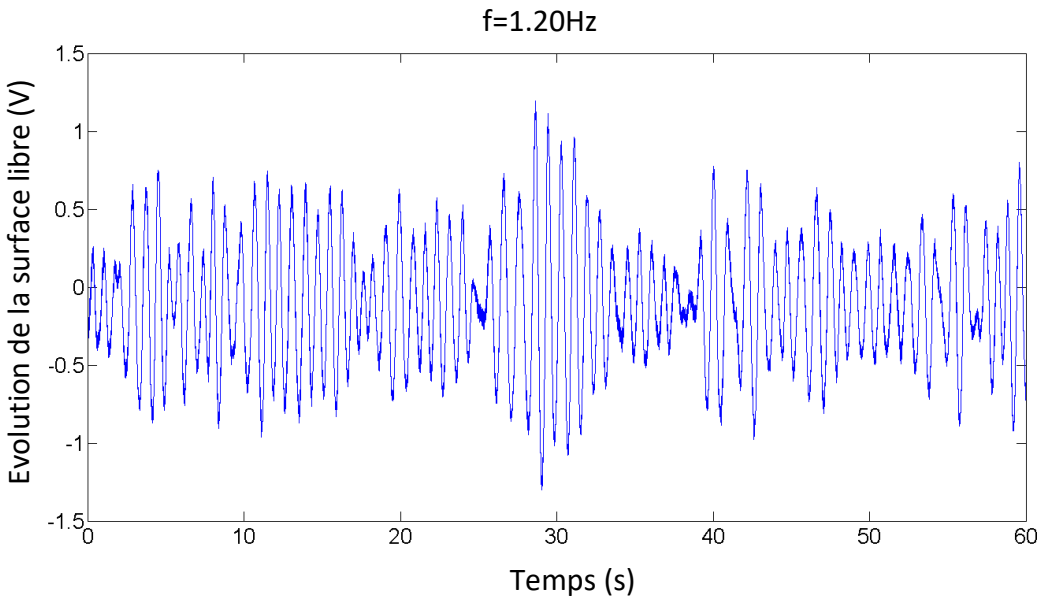


Figure II.8: Exemple d'un enregistrement de l'évolution de la surface libre.

II.4.3) Vélocimètre Acoustique Doppler (ADV)

L'ADV est un appareil mesurant les composantes de la vitesse en un point (Mudge et Polanichko, 2003). Ce système utilise l'effet Doppler pour mesurer la vitesse des particules dans le fluide. Une onde acoustique est émise et se réfléchit sur les différentes particules mêlées au fluide. Le rapport entre les fréquences d'émission et de réflexion, est proportionnel à la vitesse des particules et à la vitesse du son dans le fluide.

Cet appareil permet d'obtenir des mesures bi ou tri-dimensionnelles des vitesses. Comme l'effet Doppler est quantifié par la réflexion de l'onde acoustique sur les particules en suspension dans le fluide, il n'est pas judicieux de réaliser ces mesures dans des eaux trop pures (transparentes). Ainsi, pour faire des mesures, la zone de mesure a été ensemencée avec des particules de sable fin de diamètre de 150 micromètres.

L'ADV (Figure II.9) permet de mesurer la vitesse dans un petit volume de fluide, à l'aide d'un émetteur plongé dans l'eau et de quatre récepteurs analysant le signal acoustique réfléchi. La position de l'ADV par rapport au cylindre vertical pour les mesures effectuées est montrée par le schéma de la Figure II.9.

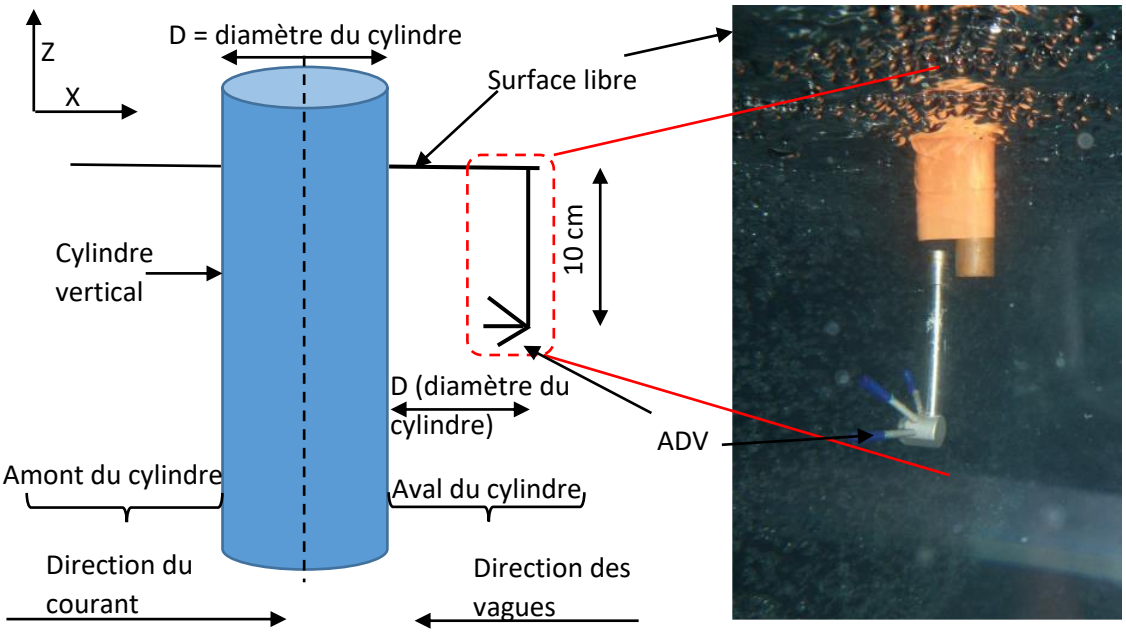


Figure II.9: Le velocimètre ADV immergé à 10cm sous la surface libre.

II.4.4) Mesure des champs de vitesse de l'écoulement

En dynamique, la vitesse constitue la grandeur physique la plus recherchée avec la position et l'accélération du fluide étudié. Ce sont les paramètres les plus importants dans la caractérisation de l'hydrodynamique d'un écoulement. De ce fait, plusieurs techniques ont fait l'objet de nombreuses études ayant comme objectif le développement de méthodes de mesure non intrusives autres que les moyens de mesure traditionnels. La mesure ponctuelle sur un laps de temps donné du champ de vitesses est assurée par un capteur du velocimètre ADV (Velocimètre Acoustique Doppler) prenant la forme d'un tripode. Il est composé d'un émetteur d'onde acoustique et de trois récepteurs, comme illustré sur la Figure II.10. Le volume de mesure est de 141 mm^3 pour une résolution de 5 cm.

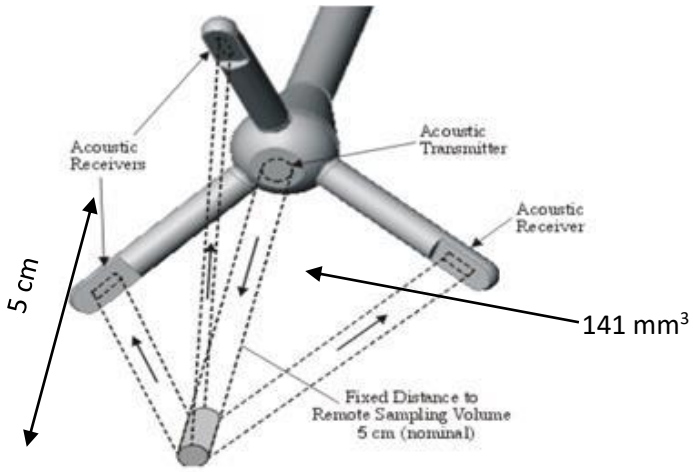


Figure II.10: Tête de capteur du vélocimètre ADV avec émetteur et trois récepteurs acoustiques, (Velasco & Huhta, 2009).

L'émetteur produit un signal acoustique court et périodique. Quand l'impulsion acoustique traverse la colonne d'eau, les matières en suspension dispersent une fraction de l'énergie acoustique. Les récepteurs détectent l'écho acoustique provenant du volume de mesure à l'intersection des récepteurs et de l'émetteur. La fréquence de l'écho est modifiée par effet Doppler, en fonction du déplacement relatif des particules dont on suppose qu'elles se déplacent à la vitesse de l'écoulement. Cette modification de fréquence, captée par les trois récepteurs, permet une détermination du vecteur vitesse. Ce dernier est déterminé à partir des trois projections de la vitesse mesurée par les récepteurs et d'une matrice de transformation qui prend en compte la position géométrique des récepteurs et de l'émetteur. La vitesse est ainsi mesurée simultanément dans les trois directions toutes les cinq millisecondes dans un volume situé à cinq centimètres sous l'émetteur.

La vitesse moyenne de l'écoulement est obtenue en effectuant la moyenne de toutes les mesures réalisées par l'ADV. La différence entre chaque mesure et cette moyenne est la composante turbulente de la vitesse. Ainsi ce capteur permet de mesurer les deux composantes statistiques de la vitesse. Pour que la composante moyenne soit représentative, il est nécessaire que le temps de mesure en un point soit largement supérieur à l'échelle de temps de la turbulence. Dans nos expériences, l'ADV a été placé à une distance équivalente au diamètre du cylindre vertical et 10 cm sous la surface libre. Nous avons choisi une fréquence d'acquisition de 200Hz et la vitesse de l'écoulement a été enregistrée pendant une durée de 100 secondes. Pour déterminer la vitesse de l'écoulement, une moyenne a été effectuée sur les 20000 valeurs de vitesse mesurées. Sur la Figure II.11, on peut observer l'exemple d'un enregistrement de la vitesse.

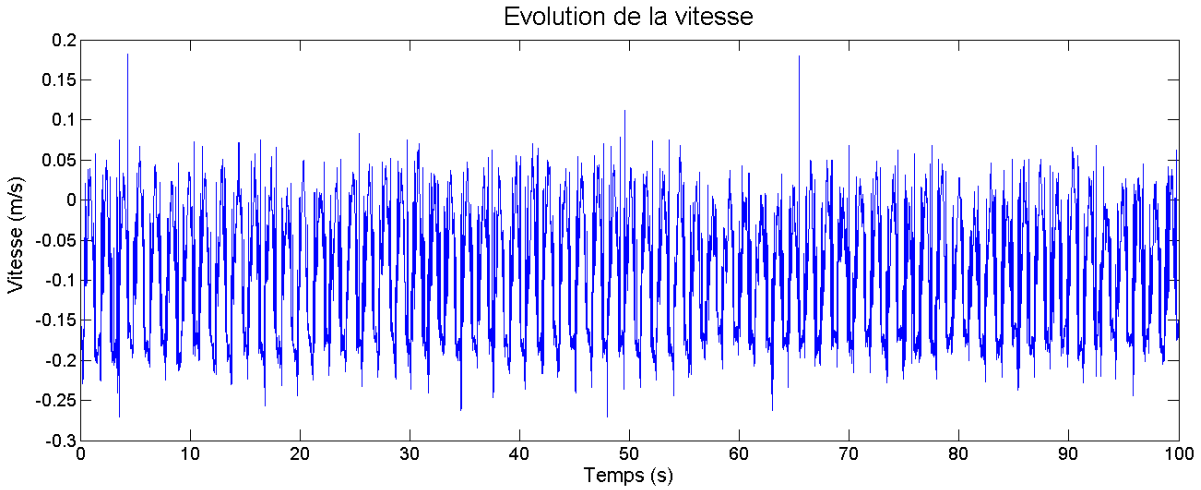


Figure II.11: Exemple d'un enregistrement de la vitesse de l'écoulement.

II.5) Dispositif de visualisation et traitement d'images

L'enregistrement vidéo peut être employé en tant qu'outil qualitatif pour capturer certains phénomènes d'écoulement tels que la position de la surface libre, l'état du sillage derrière un cylindre, entre autres. Pour cela, la technique de PIV (Particle-Image-Velocimetry) est normalement utilisée et adoptée pour nos expériences. Cette technique est maintenant décrite.

II.5.1) Technique PIV

La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV-Particle-Image-Velocimetry) consiste en la mesure d'un champ de vitesse en deux dimensions, en prenant deux images successives durant un temps très court, de quelques ms et en mesurant la distance parcourue par ces particules individuellement au cours de ce temps et leur direction. Ce principe est montré sur la Figure II.12.

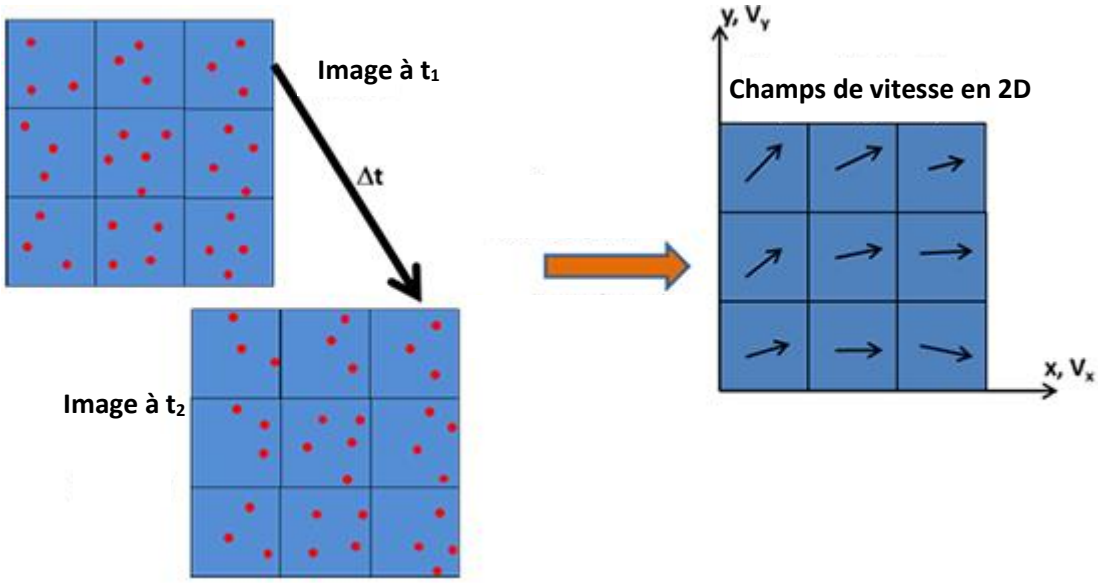


Figure II.12: Schéma de principe du calcul d'un champ de vecteur de vitesse.

Afin de percevoir et de pouvoir enregistrer une séquence de clichés PIV, il est nécessaire d'ensemencer l'écoulement à l'aide de microparticules, de préférence sphériques, possédant une densité très proche voire identique à celle de l'eau. Nous avons utilisé des microparticules d'un sédiment particulier, de la tangue de diamètre moyen d_{50} égal à 20 µm. Les particules de la tangue sont sphériques et ont une densité de 1,1. Ces caractéristiques leur permettent de se comporter de manière similaire aux particules fluides. Ainsi, en mesurant la distance parcourue par les particules, nous en déduisons indirectement la vitesse du fluide. Par ailleurs, il faut que ces microparticules aient la faculté de rediffuser la lumière du plan laser. La vitesse est calculée à partir de la différence de temps connue et réglable et le déplacement mesuré.

Afin de réaliser ces images, il est nécessaire d'utiliser un laser continu. Pour cela, nous avons utilisé une diode laser de longueur d'onde λ de 532nm avec une lentille cylindrique pour générer une nappe laser, qui a permis de visualiser les structures tourbillonnaires de

l'écoulement, voir Figure II.13. Il est possible de visualiser une section plane de l'écoulement dans le plan X-Y. La taille de la zone de visualisation est un rectangle avec une longueur de 40 cm et une largeur de 30 cm.

Dans notre cas, une caméra rapide a été placée au-dessus du canal pour enregistrer l'évolution des structures spatio-temporelles dans le sillage derrière le cylindre. Comme mentionné avant, des particules de tangue ont été injectées dans l'écoulement en amont du cylindre. L'environnement proche du cylindre vertical a été éclairé par un laser, voir Figure II.13. Les particules de tangue, illuminées par le laser et portées par l'écoulement, suivent la direction du sillage. L'enregistrement des déplacements des particules par la caméra permet donc de visualiser la structure du sillage derrière le cylindre. Pour nos mesures, la fréquence d'acquisition des images a été fixée à 50 images/seconde pour un temps d'écoulement de 20 secondes.

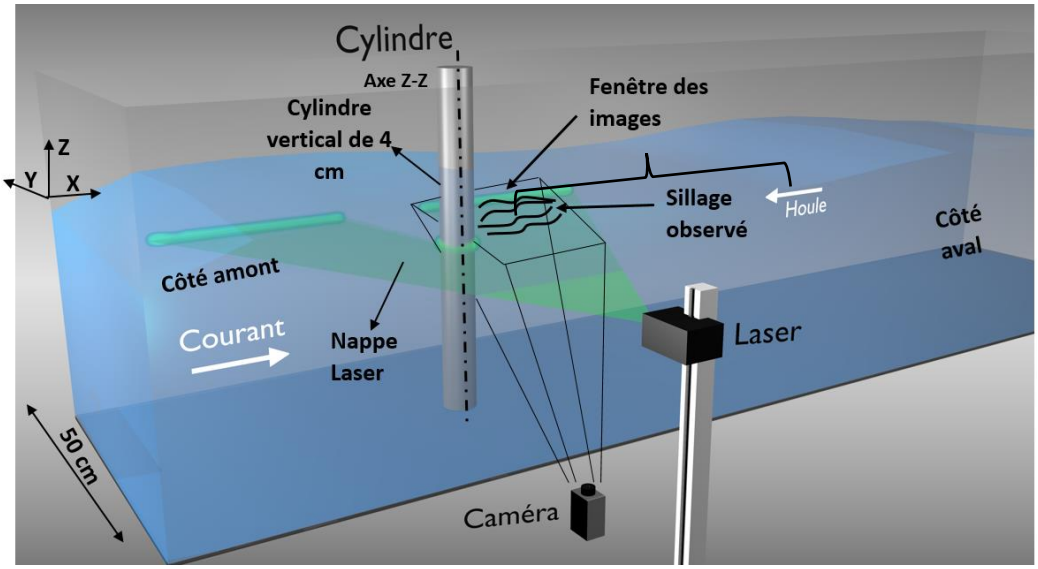


Figure II.13: Dispositif mis en place pour l'observation du sillage.

La caméra utilisée dans nos expériences, Figure II.14 est une caméra AVT Pike IEEE-1394.b modèle F-0.32, conçue pour des applications à haute vitesse avec des options HD et VGA allant jusqu'à 4 Mégapixels. Le taux de transfert de 800Mbits/s du IEEE-1394.b permet à la caméra d'obtenir des taux plus élevés de transfert, une haute résolution et une sensibilité importante (14bits). Cet appareil est équipé d'un objectif monture c (c mount, M25) COSMICAR 12.5 mm.

Figure II.14: Type de caméra haute vitesse 'Pike' utilisée.

II.6) Technique d'enregistrement du transport sédimentaire

Une fois la couche sédimentaire déposée autour du cylindre dont la mise en place est décrite dans la section 2.2, un dispositif expérimental a été installé pour mesurer la bathymétrie du fond sableux. Après avoir atteint la durée d'écoulement souhaitée, l'écoulement est arrêté et un enregistrement de la bathymétrie du fond est réalisé. Un schéma du dispositif expérimental utilisé est montré sur la Figure II.15. Un rail de 1.22m de long est positionné en aval du cylindre, 40 cm au-dessus de la surface libre. Cette hauteur a été choisie pour avoir un compromis entre la qualité de l'image enregistrée et la largeur de la zone étudiée sur le fond. Dans nos expériences, le rail est utilisé pour maintenir une caméra et une diode laser pouvant être déplacées par un chariot motorisé. Le laser utilisé est de type Argon et génère un faisceau qui se propage dans une fibre dont l'extrémité est munie d'une lentille cylindrique. Grace à une lentille cylindrique, le faisceau généré par le diode laser est converti en un plan laser.

L'orientation de la caméra a été adaptée de telle sorte que celle-ci puisse aussi enregistrer aussi les zones en amont du cylindre. L'orientation de la caméra retenue est telle que son intersection avec le fond sableux fasse un angle d'environ 42°. Le plan laser, perpendiculaire à la section transversale du canal, est placé à une distance suffisante pour illuminer la zone filmée par la caméra. La caméra et le laser sont fixés sur un chariot motorisé, lui-même positionné sur le rail de 1.22m, voir Figure II.16. Le déplacement du chariot vers le cylindre vertical le long de la zone d'étude permet à la caméra d'effectuer un balayage du fond et d'enregistrer l'ensemble des positions du fond sableux. Un film vidéo montrant l'évolution de la morphologie est ensuite obtenu. Le film transmet ainsi une position de la ligne lumineuse (interaction du laser sur le fond), c'est-à-dire la position verticale du fond, voir Figure II.17.

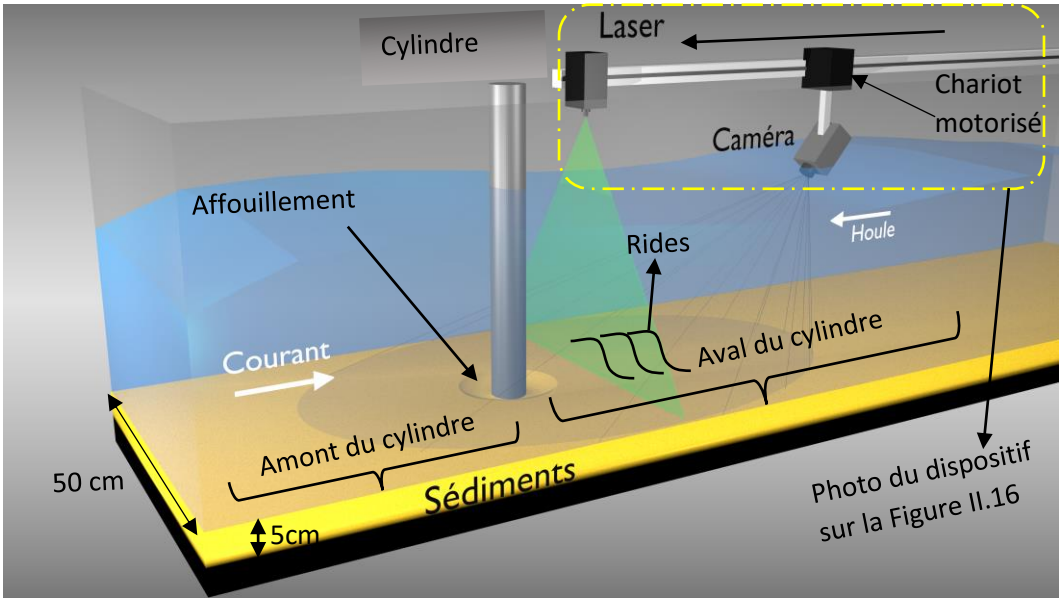


Figure II.15: Dispositif mis en place pour l'étude du transport sédimentaire.

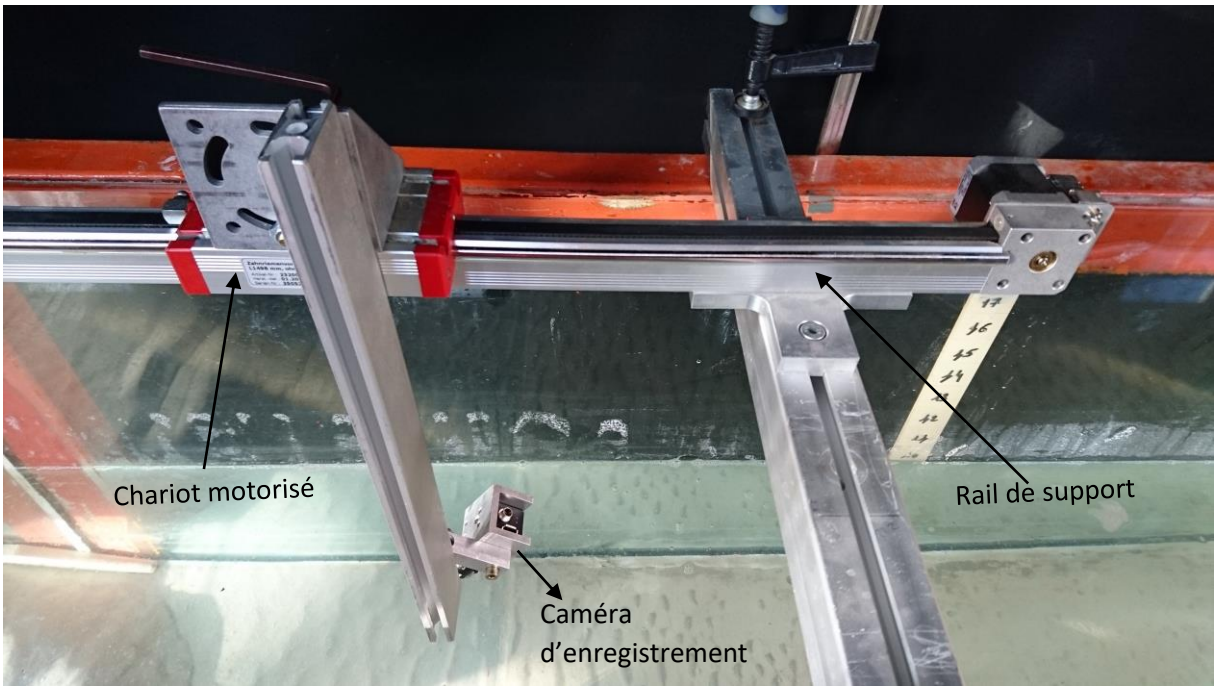


Figure II.16: Photo du rail soutenant la caméra et le chariot motorisé.

II.6.1) Traitement des films

Dans un premier temps, le film enregistré est séquencé en intervalles de temps réguliers. Nous obtenons donc plusieurs images qui sont ensuite utilisées pour la reconstruction morphologique du fond. Dans nos expériences, le film a été séquencé en 1400 images. Une fois ces images obtenues, la seconde étape consiste à analyser les images à l'aide d'un programme développé sous Matlab. Chaque image est convertie en une matrice de pixels. Puis, pour chaque matrice représentant chaque image, il s'agit de relever sur chacune de ses colonnes, l'intensité des pixels. Comme le fond est éclairé par le laser, sa position correspond aux cellules de la matrice contenant le pixel d'intensité maximale. Il permet de localiser sur chaque image la trace laissée par la nappe laser sur le fond et la position du pixel d'intensité maximale et d'obtenir ainsi la hauteur locale des sédiments, voir Figure II.17. La hauteur locale des sédiments est déduite pour chaque image et une cartographie, de la hauteur des sédiments peut ainsi être établie sur toute la zone d'étude.

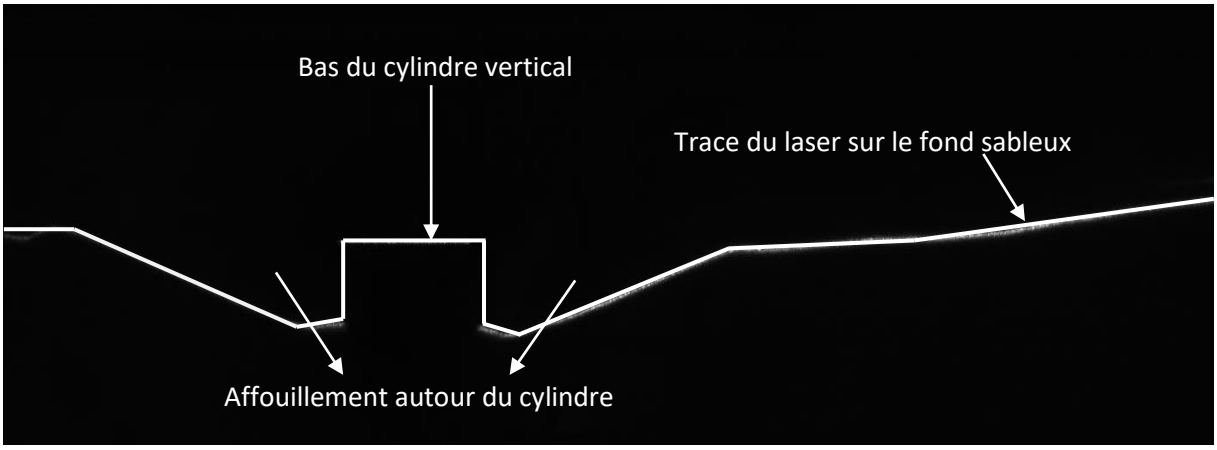


Figure II.17: Trace laissée par la nappe laser sur le fond sableux.

La caméra fournit les résultats sous forme d'images du fond sableux en pixels. Ces pixels doivent ensuite être convertis en une unité de longueur pour calculer la profondeur et la largeur de l'affouillement. Pour assurer cette conversion, un bloc en plastique montré sur la Figure II.18 est placé en bordure de la zone d'étude pour être scanné par le laser au début des expériences.

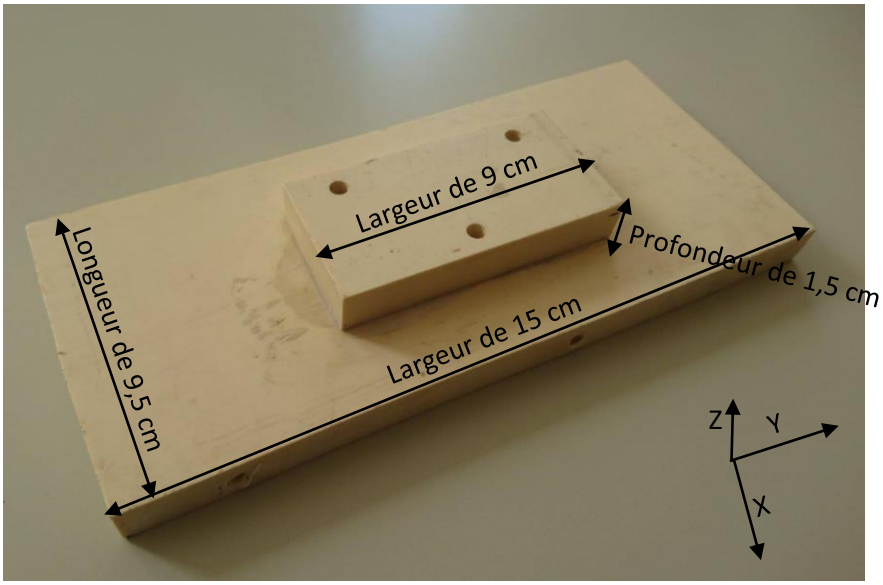


Figure II.18: Bloc utilisé pour la conversion des pixels en unité de longueur (mm).

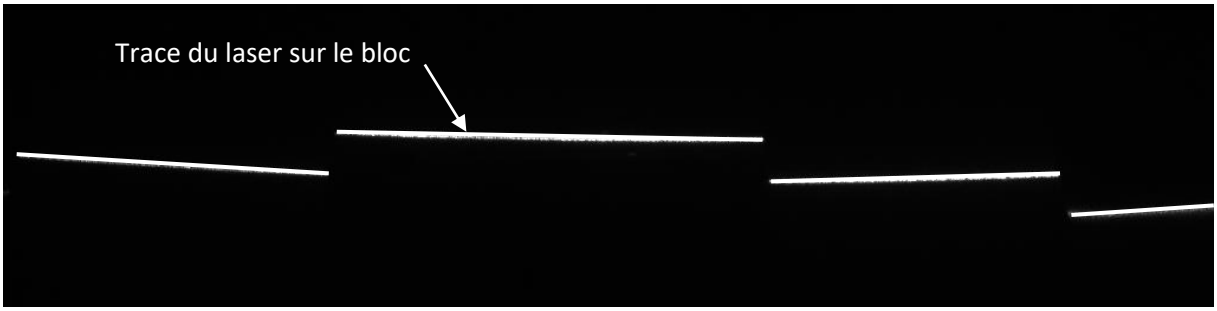


Figure II.19: Image du bloc enregistré par la caméra.

L'image du bloc, enregistrée par la caméra est montrée à la Figure II.19. Les dimensions du bloc sont connues : hauteur de 1.5 cm, largeurs de 9 cm et de 15cm et longueur de 9.5 cm. Le nombre de pixels pour ces dimensions peut être mesuré sur les images enregistrées par la camera, les résolutions en x,y et z peuvent être obtenues en faisant le rapport entre le nombre de pixels et chaque longueur suivant les axes x,y et z. Par exemple, si la longueur de 9.5 cm du bloc utilisé correspond à 372 pixels sur le film, la résolution en x (longueur) est de 0.255 mm/pixel. Le même principe de calcul a été appliqué pour obtenir la résolution en Y et Z. Dans nos expériences, nous avons utilisé une résolution de 0.742mm/pixel pour l'axe Y et 0.44 mm/pixel suivant l'axe Z. Un exemple de morphologie du fond sédimentaire (affouillement et rides) obtenue avec ce traitement est montré sur la Figure II.20.

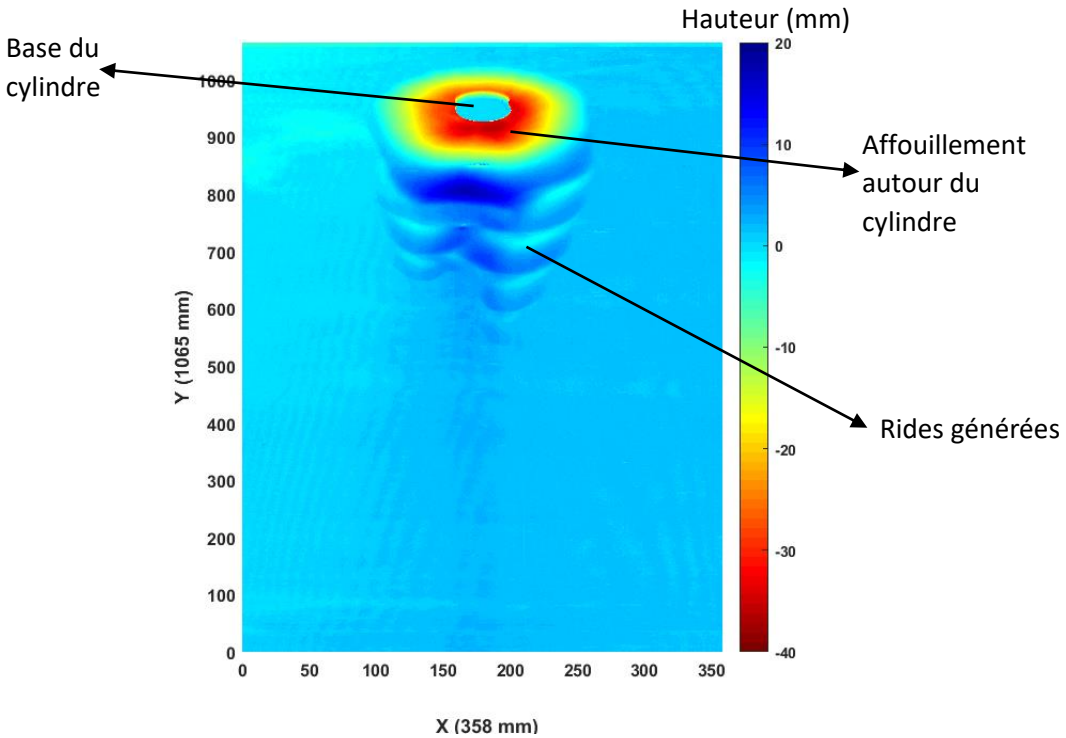


Figure II.20: Image de la morphologie obtenue du fond sableux.

II.7) Transformation de Fourier

Pour le traitement des données recueillies lors de nos expériences, l'outil mathématique utilisé est la transformation de Fourier, plus précisément la transformation de Fourier rapide. Elle a notamment été utilisée pour étudier et comprendre les différents régimes d'écoulement autour d'un cylindre vertical fixe. Un rappel bref sur cet outil et son utilisation parait nécessaire.

La transformation de Fourier est une formule mathématique qui permet de transformer un signal du domaine temporel (mesure selon une base de temps) en un signal dans le domaine fréquentiel (mesure selon une base de fréquences). Ainsi, au lieu d'avoir une fonction qui dépend du temps, cette dernière est convertie en une fonction dépendant des amplitudes de fréquences.

La transformation de Fourier peut être décrite mathématiquement par une fonction *f* définie sur R ; on appelle transformée de Fourier de *f*, la fonction $\hat{f}$

$$\hat{f} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\, e^{2\pi i v t} dt \qquad (2.3)$$

La transformée de Fourier accomplit cela en décomposant la fonction temporelle originale en une série de termes sinusoïdaux, chacun ayant une amplitude, une fréquence et une phase. Ce processus, en effet, convertit une fonction temporelle qui est difficile à décrire mathématiquement, en une série de fonctions sinusoïdales qui, lorsqu'elles sont ajoutées, reproduisent exactement la fonction originale. Tracer l'amplitude de chaque terme sinusoïdal par rapport à sa fréquence crée un spectre de puissance, représentant la fonction d'onde originale dans le domaine fréquentiel.

II.7.1) Principe de fonctionnement de la Transformation de Fourier

Considérons une fonction dont la représentation temporelle de type sinusoïdal est présentée sur la Figure II.21.

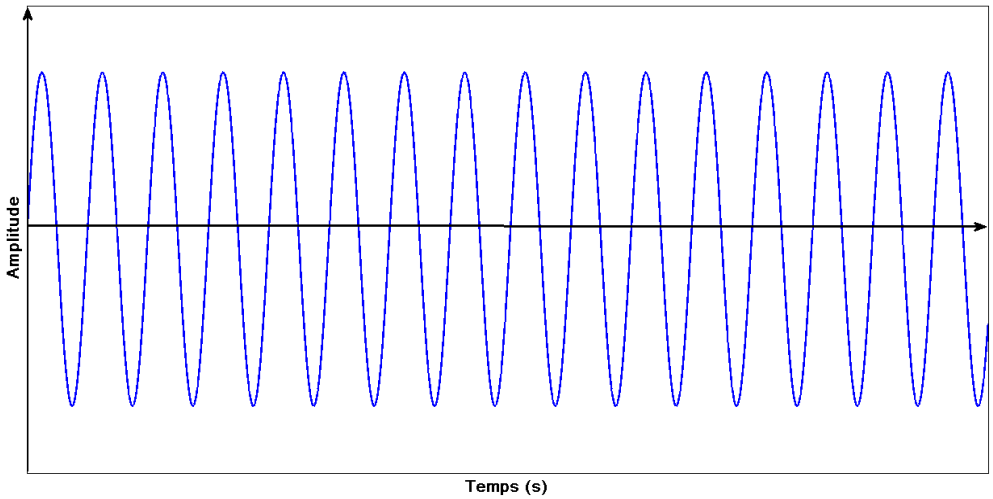


Figure II.21: Evolution temporelle d'une fonction sinusoïdale.

Nous pouvons observer que l'évolution est régulière et que l'amplitude et la fréquence sont constantes. En appliquant une transformation de Fourier sur la fonction originale, cette même fonction peut être représentée sous forme fréquentielle, comme le montre la Figure II.22. DSP signifie la densité spectrale de puissance. Ici, la DSP est utilisée pour montrer l'intensité du signal étudié.

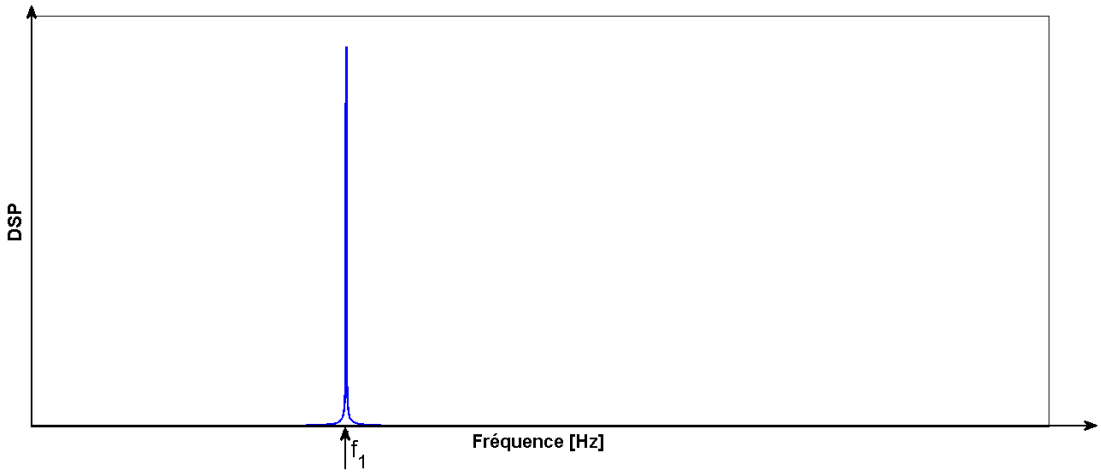


Figure II.22: Représentation fréquentielle d'une fonction de type sinusoïdal.

Nous constatons que sous la forme fréquentielle, la fonction est représentée par un sommet ayant pour valeur f_1. Etant représentée par une seule droite ; cela signifie que la fonction originale est composée d'un seul terme sinusoïdal ayant une fréquence égale à f_1. Dans ce cas, la fonction est décrite par l'équation :

$$f(x) = A\sin(\omega_1 t) \text{ où } \omega_1 = 2\pi f_1. \qquad (2.4)$$

Considérons maintenant une deuxième fonction dont la représentation temporelle est représentée sur la Figure II.23.

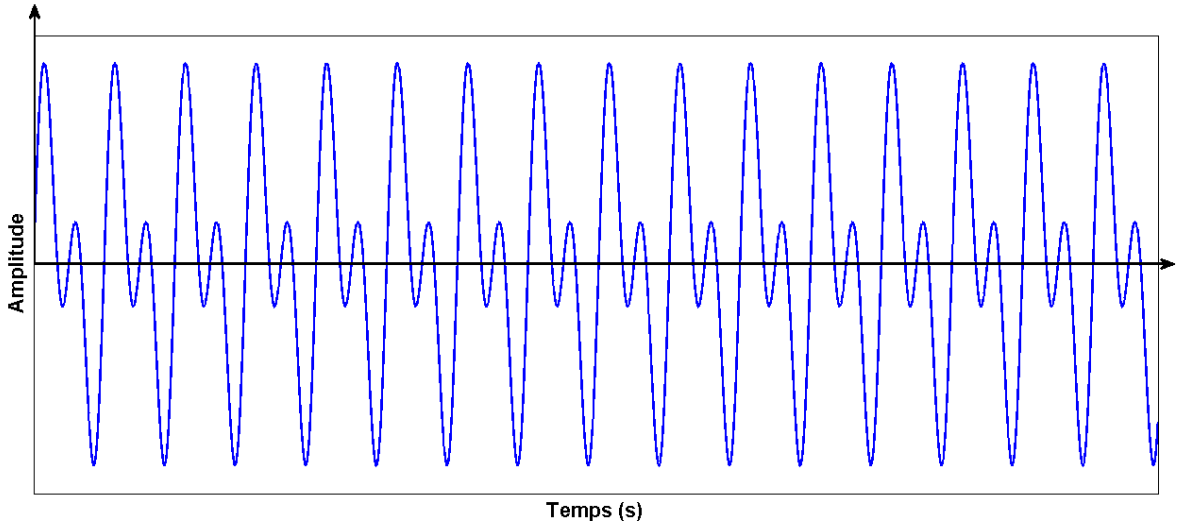


Figure II.23: Représentation temporelle d'une fonction sinusoïdale irrégulière.

Contrairement à la première fonction, l'amplitude ici n'est pas constante. Ceci peut être expliqué par le fait qu'elle est composée de plusieurs fonctions ayant des fréquences différentes. Pour déterminer ces différentes fréquences, une transformation de Fourier est appliquée de façon à ce que le signal soit présenté sous forme fréquentielle. Sur la Figure II.24, nous pouvons observer la représentation fréquentielle du deuxième signal.

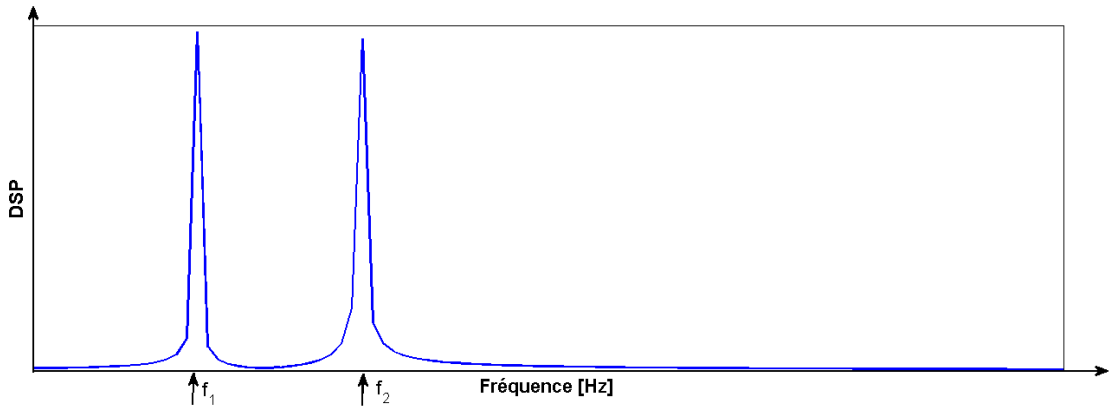


Figure II.24: Représentation fréquentielle du deuxième signal.

A la différence de la Figure II.22, nous observons ici deux sommets autour des valeurs f_1 et f_2. Ceci montre que la deuxième fonction est composée de deux termes sinusoïdaux ayant pour fréquence f_1 et f_2. Ici l'équation décrivant la deuxième fonction peut être écrite sous la forme :

$$f(x) = A\sin(\omega_1 t) + A\sin(\omega_2 t)\text{, où } \omega_1 = 2\pi f_1 \text{ et } \omega_2 = 2\pi f_2. \qquad (2.5)$$

Dans nos expériences, nous avons utilisé la transformation de Fourier pour calculer la fréquence de sillage derrière le cylindre vertical. L'ADV a été utilisé pour mesurer la vitesse de l'écoulement. Pour chaque configuration, un enregistrement de 100s a été effectué et une transformation de Fourier a ensuite été appliquée à cet enregistrement. La Figure II.25, montre un exemple d'un enregistrement de la vitesse.

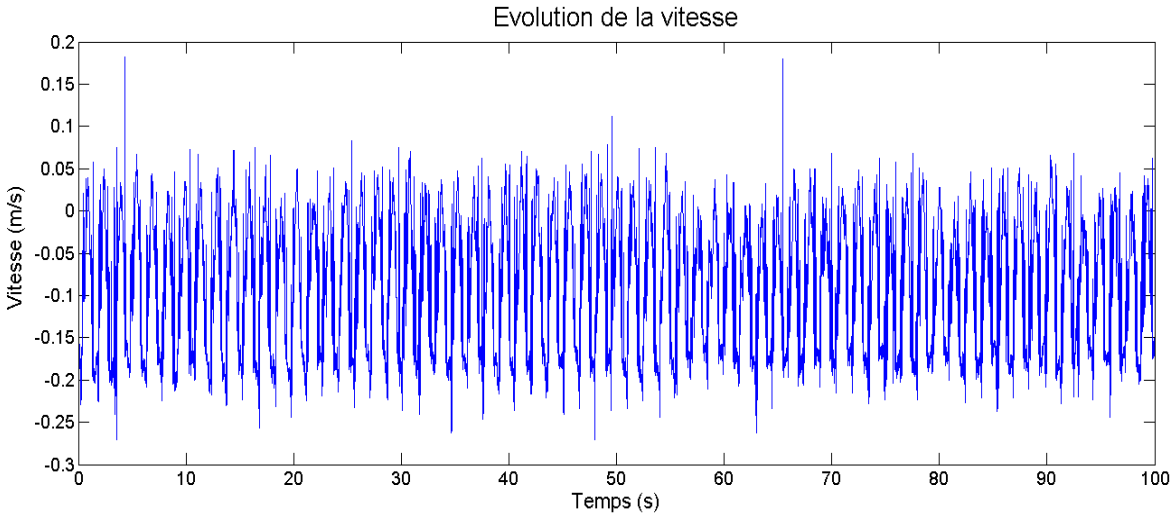


Figure II.25: Exemple d'un enregistrement de la vitesse de l'écoulement généré derrière le cylindre vertical.

Pour calculer la fréquence de sillage, l'enregistrement montré sur la Figure II.25 doit etre converti en une représentation fréquentielle. Le résultat de la transformation de Fourier du signal présenté sur la Figure II.26 peut etre observé sur la Figure II.26.

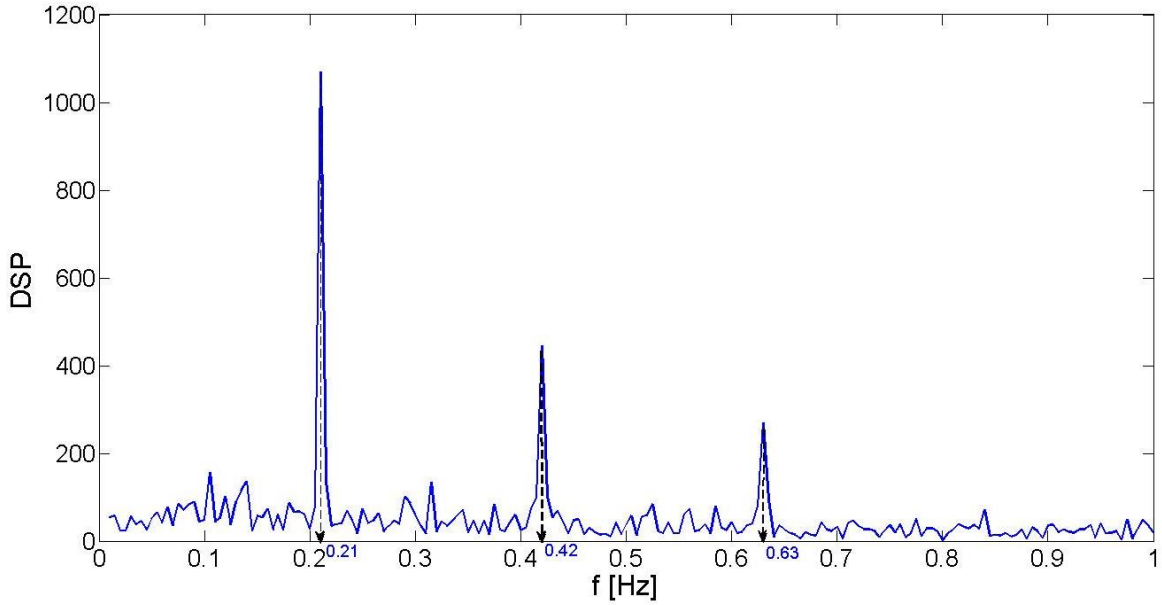


Figure II.26: Représentation fréquentielle du signal.

Nous pouvons constater que trois sommets distincts sont obtenus dont le principal est autour de 0.21Hz. Dans ce cas, la fréquence de sillage est donc de 0.21 Hz. Le deuxième sommet correspond à 0.42Hz, c'est-à-dire à la fréquence des vagues utilisée et le troisième situé à 0.63 Hz, représente une harmonique des deux premiers sommets.

II.8) Conclusion

Ce deuxième chapitre a permis de décrire d'une manière détaillée les instrumentations de mesure, de présenter les techniques d'acquisition et les méthodes employées pour le traitement des données.
Dans un premier temps, nous avons présenté l'ensemble de l'installation liée au canal à houle et/ou à courant.
Ensuite, les appareils de mesures et l'instrumentation ont fait l'objet d'une description complète à savoir :

- Le Vélocimètre Acoustique Doppler (ADV).
- Les perches résistives pour la mesure de l'amplitude des vagues.
- Le laser et la caméra utilisés pour visualiser l'état du sillage et le transport sédimentaire dans l'environnement proche du cylindre vertical.

De plus, la méthode de transformation de Fourier est l'outil mathématique primordial pour le traitement des données dans nos travaux. La DFT (Discrete Fourier Transform) a été rappelée et décrite avec quelques exemples simples démontrant le principe de fonctionnement de cette méthode.

En résumé, ce chapitre a permis d'expliquer les différents matériels et techniques d'acquisition mis en place pour nos expériences. Pour chaque instrument ou matériel utilisé, les dispositifs inhérents et les caractéristiques correspondantes ont été respectivement décrits en détail et donnés.

Chapitre III Résultats expérimentaux

III.1) Introduction

Il est important de rappeler que dans de nombreux cas, l'allée de Von Karman derrière un cylindre vertical se produit dans un écoulement ayant une surface libre à l'air. On peut citer l'exemple d'un écoulement autour d'un mât d'éolienne produisant des tourbillons dont l'impact est non négligeable sur la structure et/ou sur son environnement aux alentours. Dans la littérature, la plupart des recherches considère un écoulement composé d'un courant seul sans vagues. Il est à souligner que l'influence des vagues sur les caractéristiques des tourbillons présents dans l'allée de Von Karman, n'a pratiquement pas été étudiée, même si dans l'étude bibliographique, quelques auteurs en rapportent toute son importance.

Ce chapitre est consacré aux résultats des essais relatifs à l'étude des structures spatio-temporelles dans un sillage de mât conditionnées par l'action commune des vagues et des courants. Il est composé de trois parties distinctes.

Dans la première partie, une attention particulière est accordée à l'interaction des vagues régulières sur l'allée de Von Karman générée par un courant derrière un cylindre vertical. Il s'agit de mettre en évidence le changement des structures hydrodynamiques dans l'allée de Von Karman et d'expliquer ces évolutions à l'aide de la transformation de Fourier et de la technique de visualisation PIV (Particle Image Velocimetry).

Dans la deuxième partie, des vagues irrégulières sont superposées à l'allée de Von Karman derrière le cylindre vertical. Ces conditions sont mises en place afin d'essayer de mieux reproduire les conditions d'écoulement *in situ*, présentes dans les zones d'implantation des structures offshores en domaine côtier. Dans cette partie, la transformation d'Hilbert est utilisée afin d'expliquer les différents régimes de synchronisation observés dans la première partie.

La dernière partie est consacrée au transport sédimentaire autour du cylindre vertical. Le transport sédimentaire est étudié sous plusieurs régimes d'écoulement. Dans un premier temps, un régime de courant unique est imposé ; ensuite, l'impact des vagues régulières sur le transport sédimentaire est abordé. Finalement, les résultats obtenus dans les régimes précédents sont comparés à ceux obtenus avec des vagues irrégulières.

III.2) Synchronisation due aux vagues régulières

III.2.1) Dispositif expérimental

Pour rappel, l'étude expérimentale a été menée dans le canal à houle du laboratoire Morphodynamique Continentale et Côtière, M2C à Caen. Le canal (Figure III.1) a une longueur de 18 m, une largeur de 0,5 m et sa profondeur d'eau peut varier de 0 à 0,5 m. Des vagues de spectres et d'amplitudes différents peuvent être générées dans le canal dans des conditions d'eaux peu ou profondes. Les vagues dans le canal, sont produites à partir d'un générateur de vagues piloté par un ordinateur. Ce canal est aussi doté d'un système générant un écoulement uniforme ayant un débit de 0.080 m^3/s et 0.360 m^3/s.

Cette installation expérimentale - *canal à courant et vagues* - permet d'étudier la propagation des vagues en présence d'un courant stable. Ce courant est généré à l'aide d'une pompe. Afin de réduire l'intensité des fluctuations turbulentes créées par la pompe comme la réflexion des vagues, deux nids d'abeilles d'une épaisseur d'environ 10 cm ont été installés dans le canal, comme le montre la Figure 1). Les vagues sont générées d'un côté du canal par le générateur de vagues. Elles se propagent vers le fond du canal, de gauche à droite, selon la Figure III.1. Au cours de nos expériences, deux cylindres verticaux de diamètre d (d_1 = 4 cm et d_2 = 10 cm) ont été utilisés et installés, ce sont les modèles de mâts retenus.

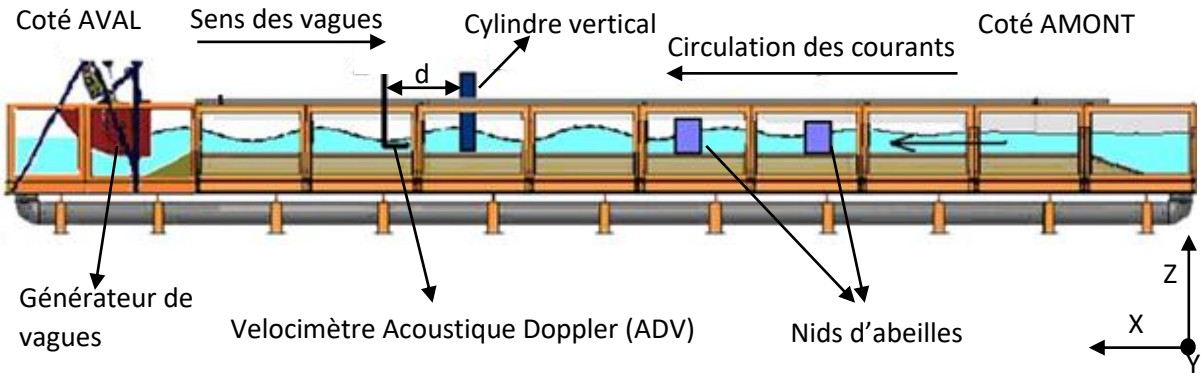


Figure III.1: Ensemble du dispositif expérimental.

Deux profondeurs d'eau H ont été retenues : H_1 = 0,25 m pour le cylindre d_1 et H_2 = 0,40 m pour le cylindre d_2.

Le nombre de Froude respectif $Fr_{1,2}$ est égal à $U_{1,2}/(gH_{1,2})$ et le nombre de Reynolds respectif noté $Re_{1,2}$ vaut $U_{1,2}d_{1,2}/v$ avec U comme vitesse d'écoulement longitudinale V_x, d, diamètre du cylindre, v, viscosité cinématique. Pour nos cas d'étude, nous obtenons: Fr_1 = 0,1 et Fr_2 = 0,045; Re_1 = $6.4x10^3$ et Re_2 = 10^4. Les cylindres (modèles de mâts d'éolienne) sont disposés sur le fond (ou sur un support dans l'étude du transport sédimentaire) verticalement et de manière symétrique par rapport aux parois, c'est-à-dire dans l'axe du canal.

Pour suivre l'évolution du déplacement de la surface libre le long du canal, des sondes résistives ont été utilisées. Les caractéristiques des champs hydrodynamiques, à savoir : les composantes de la vitesse de l'écoulement, sont mesurées par Velocimétrie Acoustique Doppler (système de mesure ADV). Cet appareil de mesure est situé à une distance d'un

diamètre d en aval du cylindre. Il mesure les trois composantes de la vitesse: V_x, vitesse longitudinale dans l'axe du canal (positive de l'amont vers l'aval), V_y (vitesse transversale), V_z, vitesse verticale (positive du fond vers la surface), voir Figure III.2.
Ces composantes de vitesse résultent des différents modes d'écoulement au sein du canal: présence des tourbillons formés derrière le cylindre (mode hydrodynamique) et propagation des vagues. Les vagues considérées comme bidimensionnelles, se propagent le long du canal en contribuant uniquement aux composantes V_x et V_z de la vitesse. Si les tourbillons formés derrière le cylindre n'ont que la composante verticale de vorticité, alors, ils contribuent aux composantes V_x et V_y de la vitesse. Dans les expériences menées, avec un nombre de Reynolds élevé; des tourbillons turbulents peuvent être produits dans le sillage du cylindre. De ce fait, des composantes V_z de la vitesse peuvent apparaitre dans le sillage mais leur influence reste négligeable par rapport aux composantes V_x et V_y.

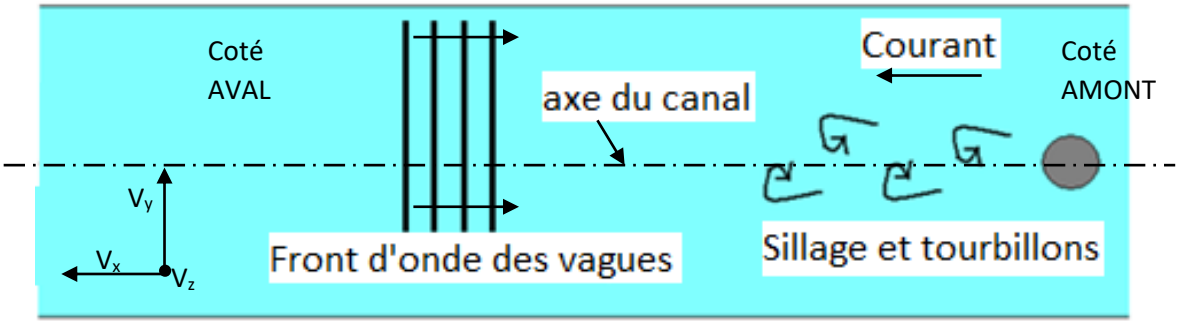


Figure III.2: Vue du dessus du canal, zone d'intérêt expérimental.

Pour la visualisation de la dynamique du sillage, l'écoulement a été ensemencé avec des particules de tangue de diamètre moyen de 30 µm en amont du cylindre. En utilisant un champ de lumière horizontal (photodiode 532 nm avec lentille sphérique), il est possible de visualiser l'évolution de l'écoulement dans le plan x-y. La taille du domaine de visualisation était de 40 × 30 cm et l'enregistrement des images a été effectué par une caméra haute vitesse avec une fréquence d'acquisition de 100 Hz.

Les principales conditions expérimentales des expériences avec vagues régulières et courant sont résumées dans le Tableau III.1 suivant :

Diamètre du cylindre vertical d (cm)	**4**	**10**
Nombre de Reynolds	6400	10000
Nombre de Froude	0.255	0.100
Fréquence des vagues étudiées (Hz)	1,35-1,90 /0,05	0,28-0,52/0,02
Profondeur d'eau H (cm)	25	40
Echelle	1 :150	1 :60
Amplitude des vagues (cm)	0-0.70	0-2.5
Traitement des données DFT	Vx	Vx

Tableau III.1 : Données relatives aux essais avec vagues régulières.

III.2.2) Synchronisation subharmonique et des phases

L'étude de la synchronisation subharmonique de la fréquence de sillage d'un cylindre a été réalisée en deux séries d'expériences. Dans la première, un nombre de Reynolds Re de 6400 a été choisi et dans la deuxième série, une valeur de Re=10000 a été imposée. Il est important de rappeler que la synchronisation subharmonique de la fréquence se manifeste lorsque sous l'action des vagues de fréquence f_v, la valeur de la fréquence de sillage derrière le cylindre devient égale à la moitié de la fréquence des vagues, c'est-à-dire, $f_v/2$. En général, cette fréquence coïncide avec la fréquence de Strouhal f_{Sh}. Lors des expériences avec des vagues régulières, les vagues générées par le générateur de vagues ont un spectre de fréquence très étroit, c'est-à-dire une fréquence f_v stable.
Notons que, l'allée de Von Karman pour les nombres de Reynolds de Re = 6.4×10^3 et Re = 10^4 est de nature turbulente. Avant d'explorer la synchronisation des fréquences, des expériences préliminaires (avec un courant de 10 cm/s) ont été menées pour étudier les fluctuations turbulentes du flux hydrodynamique. Nous avons ainsi comparé le niveau de turbulence (r.m.s V_x adimensionné) et le profil d'écoulement moyen adimensionné ($\langle V_x \rangle / U_0$) dans le canal dans deux cas distincts à savoir:

- Cas 1 : absence de nids d'abeilles dans le canal.
- Cas 2 : présence de nids d'abeilles dans le canal.

Les résultats obtenus pour les essais sont présentés sur la Figure III.3. Les mesures ont montré que le niveau maximal de turbulence a été observé à proximité du fond du canal. Cette turbulence est associée à la génération de tourbillons turbulents dans la couche limite de l'écoulement. Sur la Figure III.3a, on constate que les nids d'abeilles réduisent de moitié les fluctuations turbulentes. L'utilisation de nids d'abeilles peut également avoir une influence sur le profil de vitesse moyen. Sur la Figure III.3b, on constate que la réduction du niveau de turbulence entraîne une plus grande uniformité du profil de vitesse.

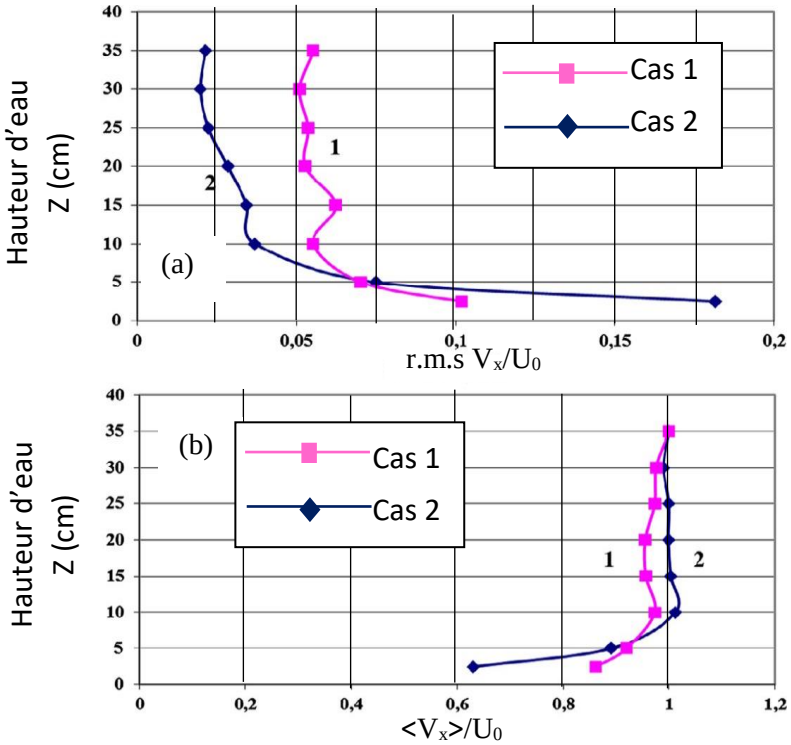


Figure III.3: Courbes montrant le niveau relatif de turbulence (a) et les profils de vitesse moyens (b).

Le niveau de turbulence peut ainsi affecter de manière significative la synchronisation de la fréquence. Pour le traitement relatif de ces données, des critères spécifiques ont été développés en tenant compte des effets aléatoires de l'écoulement. Comme mentionné ci-avant, l'effet des vagues de fréquence f_v sur l'allée de Von Karman peut modifier la fréquence de sillage pour qu'elle devienne la moitié de la fréquence des vagues, c'est-à-dire, $f_v/2$. Nous obtenons alors, un spectre de vitesse ayant un pic à $f_v/2$. Ce spectre est soit large ou étroit dépendant de l'amplitude des vagues.

Nous avons donc décider de choisir la largeur du pic spectral comme critère de synchronisation ou non. Si à 70% de la hauteur du pic spectral, la déviation par rapport à $f_v/2$ est inférieure à 3%, alors ce régime est considéré comme un régime de synchronisation subharmonique de la fréquence. Si le pic prépondérant du spectre est à $f_v/2$ est que sa largeur à 70% de la hauteur maximale est supérieure à 3%, alors, un tel régime ne présente qu'une synchronisation partielle de la fréquence. Et finalement pour un pic du spectre qui n'est pas obtenu à $f_v/2$, alors la synchronisation de la fréquence est absente de ce régime.

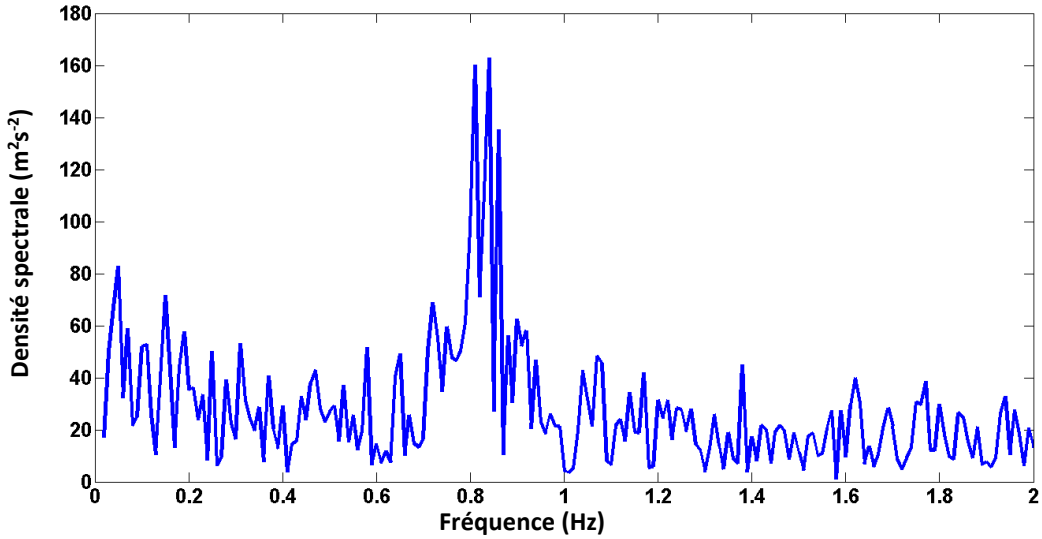
Les résultats relatifs à la synchronisation sont présentés sous forme de diagrammes d'état. Ce diagramme est défini par un plan : amplitude des vagues a – fréquence de sillage f. Dans ce plan sont rassemblés différents types de synchronisation obtenus par rapport à l'amplitude des vagues. Pour construire ces diagrammes d'état, les spectres de Fourier de la composante de vitesse Vx ont été utilisés. Cette composante de la vitesse est déterminée principalement par le mode hydrodynamique, à savoir par la génération des tourbillons derrière le cylindre.

Grace au velocimètre de type ADV qui mesure les trois composantes de vitesse, la composante V_x (composante longitudinale, axe du canal) est enregistrée. L'enregistrement dure 200s et comme l'ADV (placé à un diamètre d du cylindre) a une fréquence d'acquisition de 200 Hz, un signal composé de 40000 points est obtenu. Une transformation DFT est ensuite appliquée à ce signal pour obtenir les spectres correspondant à la fréquence de génération des tourbillons derrière le cylindre.

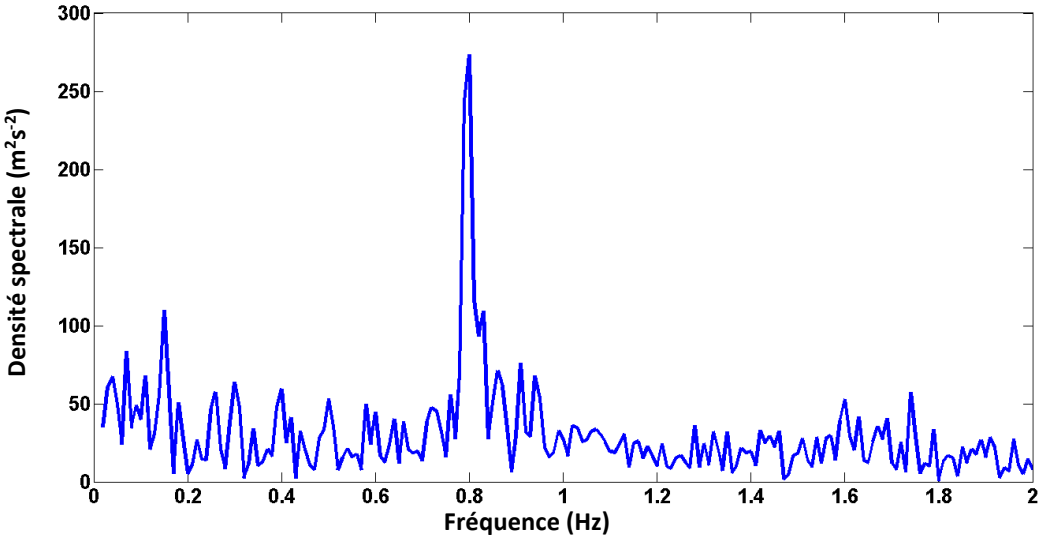
Sur les Figures III.4 et III.5, sont présentés des exemples de spectres correspondant aux régimes de synchronisation pour les 3 cas envisagés :

- Absence de synchronisation (type I);
- Synchronisation subharmonique partielle (type II) ;
- Synchronisation subharmonique complète (type III).

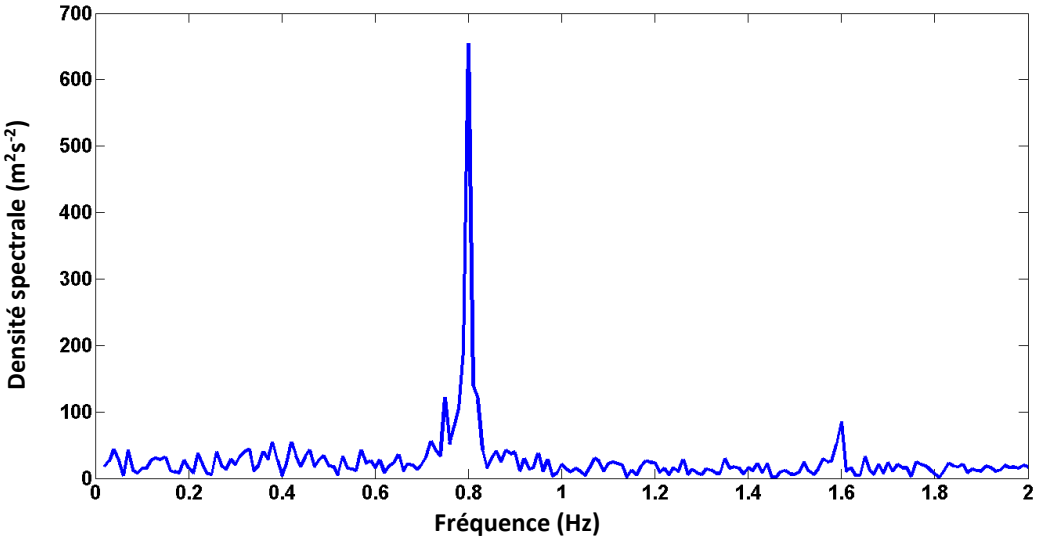
Ces spectres ont été obtenus en appliquant la transformation de Fourier sur la composante V_x du sillage derrière le cylindre vertical de diamètre 4cm. Le régime d'écoulement avait un nombre de Re de 6400 et les vagues régulières, une fréquence de f_v de 1.60 Hz. La synchronisation subharmonique se retrouve pour une fréquence $f_v/2$ de 0.80Hz.



(type I): Absence de synchronisation



(type II): Présence de synchronisation subharmonique partielle



(type III): Présence de synchronisation subharmonique complète

Figure III.4: Différents régimes de synchronisation observés. Cas du cylindre vertical de diamètre 4 cm.

Les spectres présentés à la Figure III.4 correspondent à la fréquence de vagues de 1.60Hz. Une étude de synchronisation de plusieurs fréquences entre 1.35 Hz à 1.90 Hz a été effectuée pour tester plusieurs régimes d'écoulement. Pour chaque fréquence, huit amplitudes de vagues ont été retenues. La Figure III.5 représente le diagramme d'état de synchronisation pour le cylindre vertical de 4 cm de diamètre.

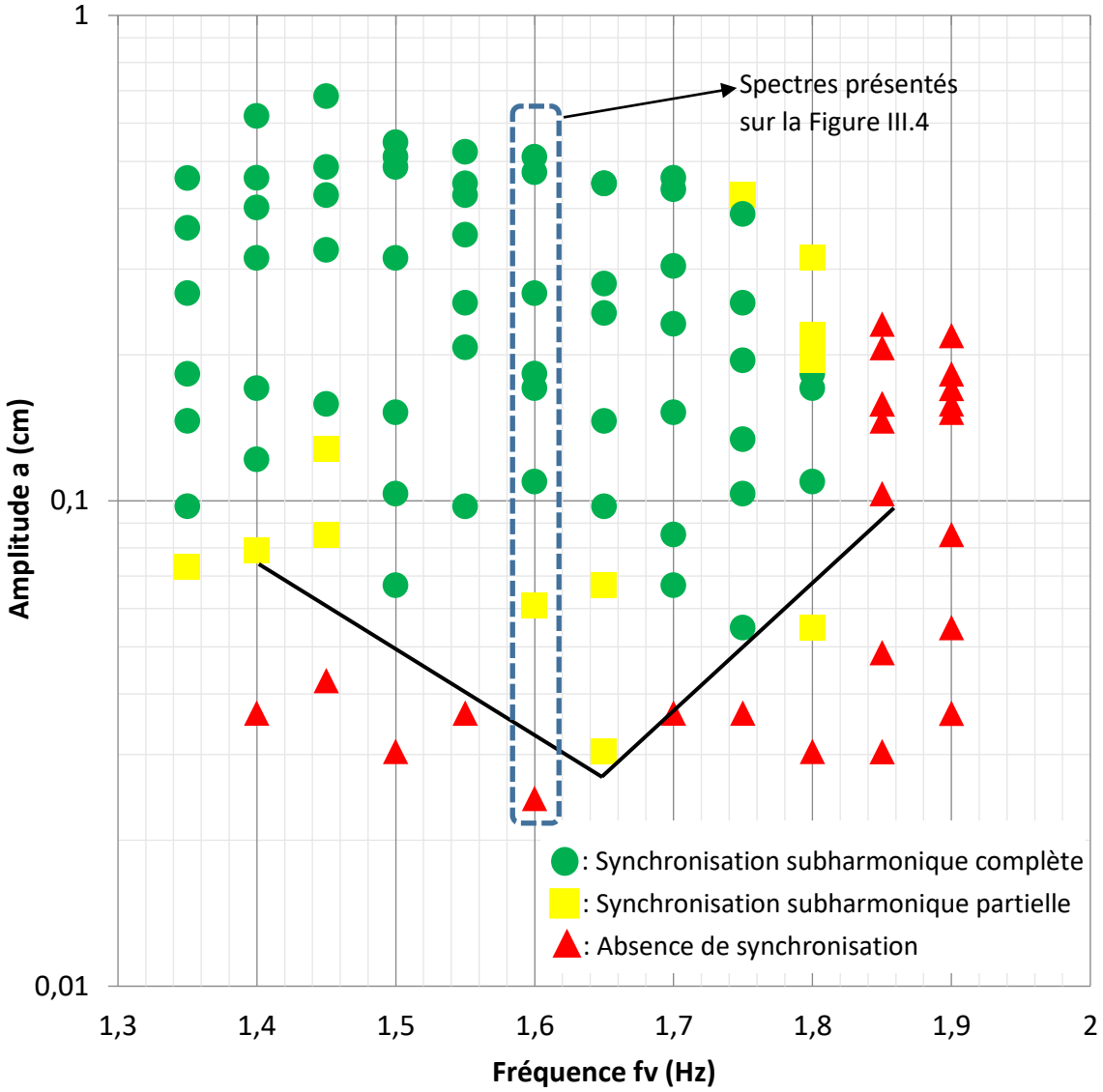
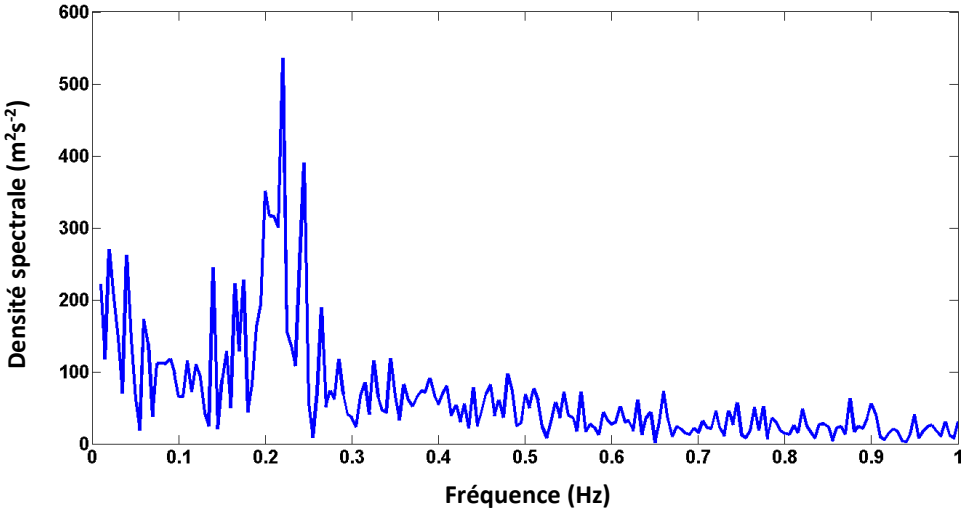
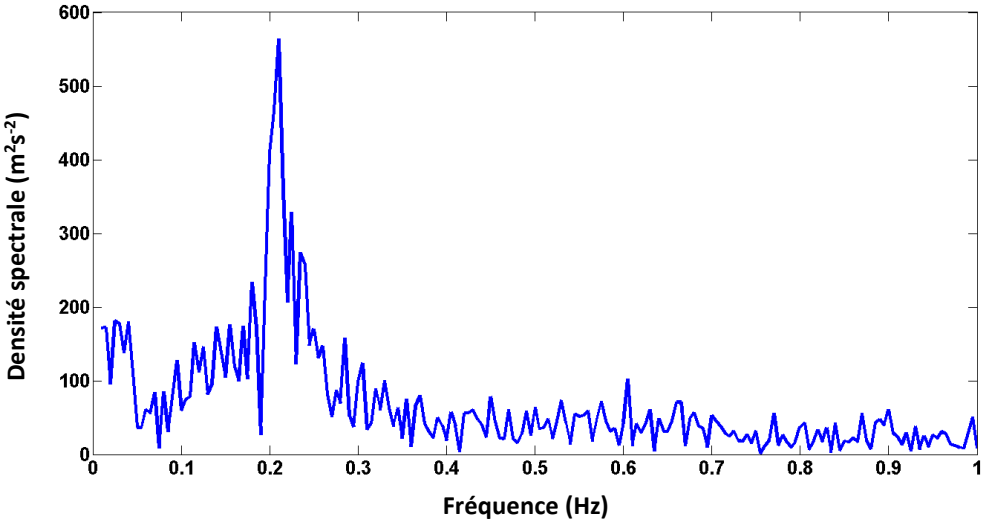


Figure III.5: Diagramme d'état des différents régimes de synchronisation pour un écoulement de Re = 6.4x10^3.

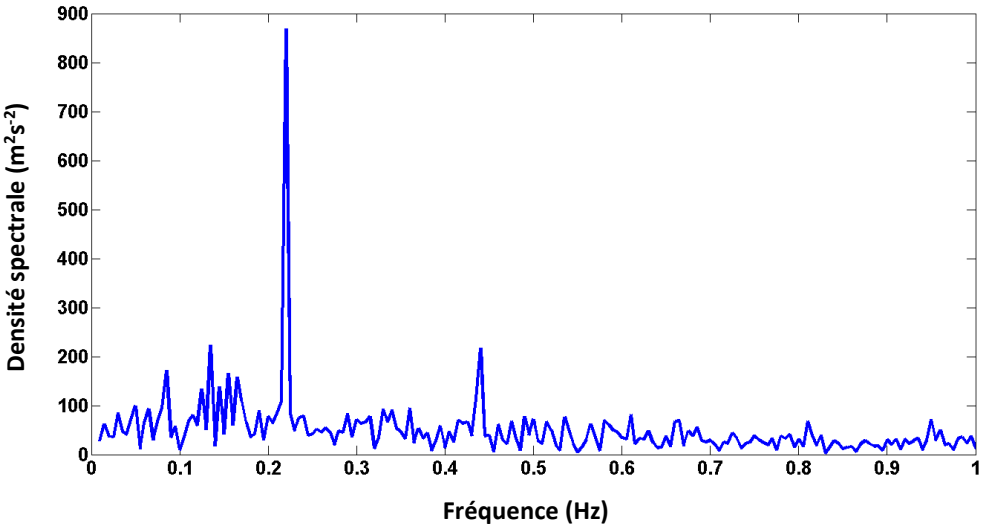
Concernant le cylindre vertical de diamètre 10 cm, les spectres représentant les différents régimes de synchronisation subharmonique sont présentés sur la Figure III.6. Le régime d'écoulement avait un nombre Re de 10000 dans ce cas et les spectres sur la Figure III.6 correspondent à une fréquence de vagues de 0.44Hz. Sur la Figure III.7, nous pouvons observer un exemple de synchronisation harmonique obtenu avec une amplitude de vagues plus élevée que celle utilisée pour obtenir la Figure III.6. Comme dans le cas précédent, plusieurs fréquences de vagues ont été étudiées et un diagramme d'état de synchronisation de la fréquence a été construit. Il est donné à la Figure III.8.



(type I) : Absence de synchronisation



(type II) : Présence de synchronisation subharmonique partielle



(type III) : Présence de synchronisation subharmonique complète

Figure III.6: Différents régimes de synchronisation observés.
Cas du cylindre vertical de diamètre de 10cm.

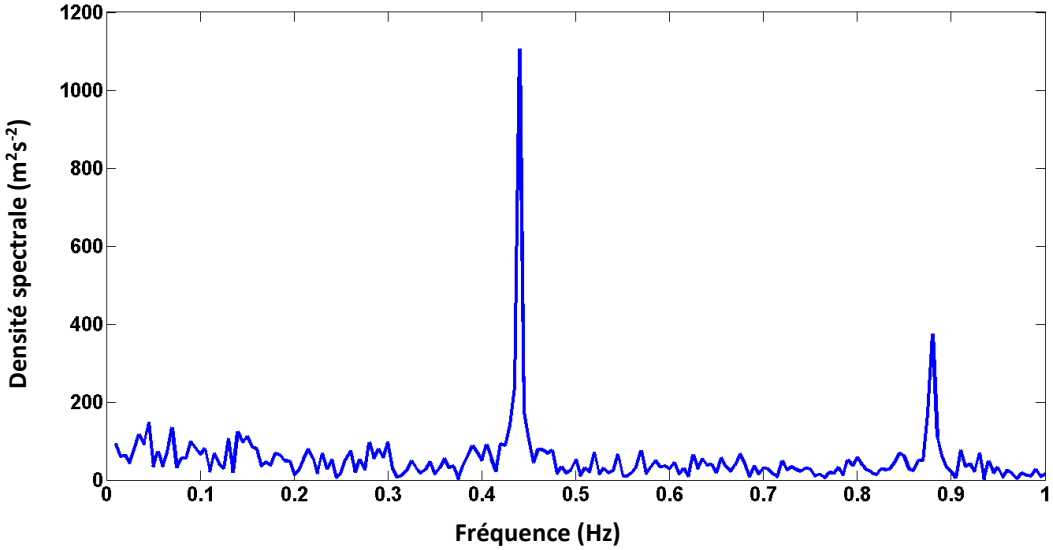


Figure III.7: Présence de synchronisation harmonique complète.

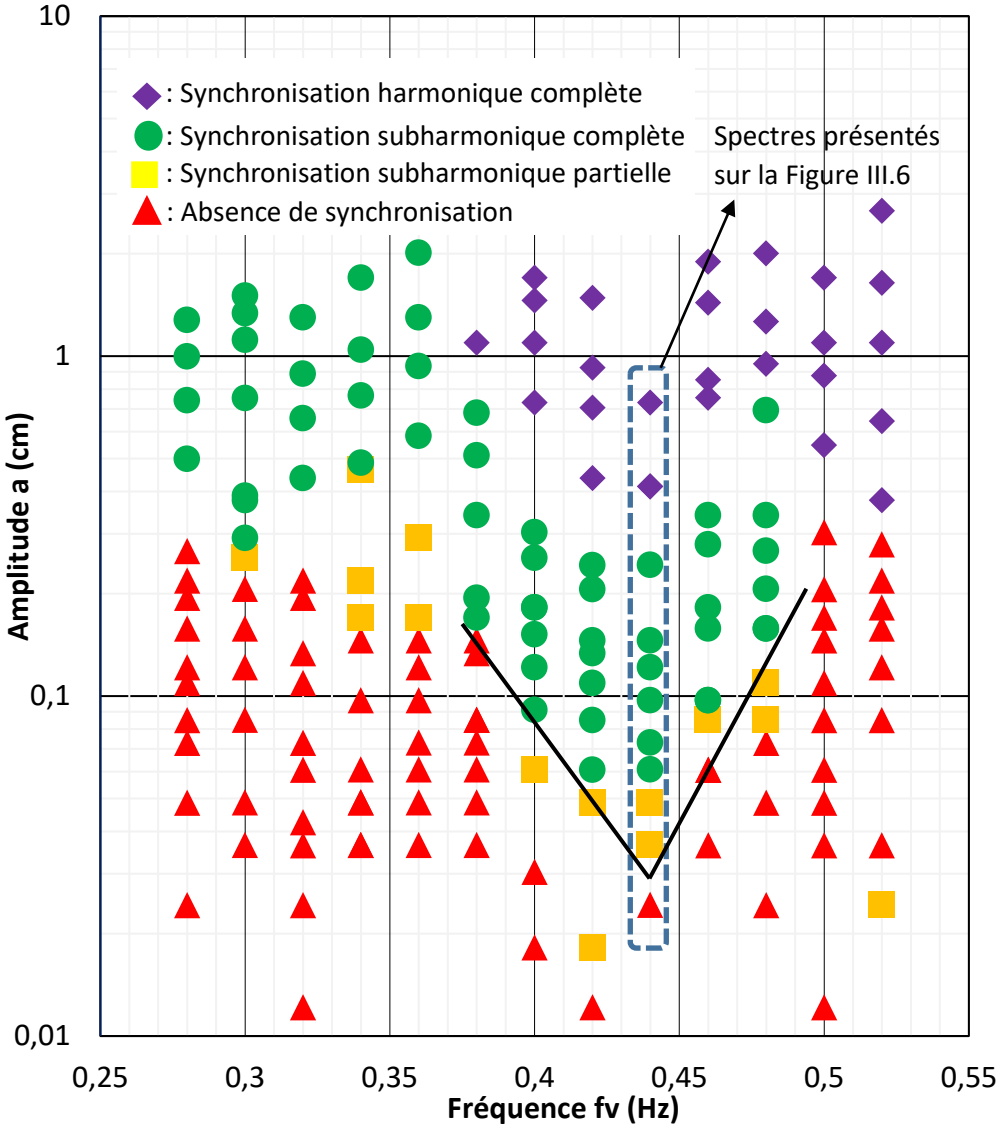


Figure III.8: Diagramme d'état des différents régimes de synchronisation pour un écoulement de Re = 10000.

Dans les diagrammes d'états (Figures III.5 et III.8), il existe plusieurs régions avec des dynamiques d'écoulement qualitativement différentes. Il est possible de distinguer en fait quatre régimes de synchronisation, voir Figure III.8. Dans les zones marquées par les triangles (absence de synchronisation), l'influence des ondes de surface n'entraîne aucun changement significatif dans le spectre de vitesse. Dans ce domaine, il n'y a pas de synchronisation de la fréquence. De tels régimes sont typiques pour une petite amplitude de vagues. Avec une augmentation de l'amplitude des vagues, nous obtenons un pic spectral à la moitié de la fréquence de vagues appliqués ; $f_v/2$. Ces zones sont représentées par les carrés et les cercles sur les diagrammes d'états.

Concernant ces régimes, la largeur du spectre autour de $f_v/2$ dépend de l'amplitude des vagues. Les carrés (synchronisation partielle) représentent des régimes décrits par un spectre ayant une déviation de plus de 3% autour de la valeur $f_v/2$. Ces régimes peuvent être appelés: régime avec synchronisation de la fréquence partielle. Pour des amplitudes de vagues plus grandes (cercles), les spectres de la transformation DFT sont très étroits et ces spectres correspondent à un régime de synchronisation de la fréquence complète.

Sur la Figure III.8, nous pouvons constater une zone additionnelle marquée par des losanges. Dans ce cas, le pic spectral avec $f_v/2$ est absent, mais un pic étroit correspondant à la fréquence f_v est observé, comme montré sur la Figure III.7. Dans cette zone, les modes correspondant à la moitié de la fréquence des vagues ne sont pas générés et le spectre de la composante de vitesse V_x contient uniquement des harmoniques de la fréquence des vagues. Ceci a bien été observé, montré par une visualisation du flux et discuté dans la section suivante. De tels changements spectraux peuvent s'expliquer par la modification de la structure du sillage derrière le cylindre. Les tourbillons alternant des deux côtés du cylindre vertical sont ainsi supprimés dans le sillage et l'allée de Von karman devient symétrique. L'évolution du sillage est conditionnée principalement par les vagues. Ce régime est appelé régime avec synchronisation de la fréquence harmonique, voir Figure III.7.

III.2.3) Etude de l'évolution de la phase

Afin de caractériser avec précision les différents modes d'écoulement et leurs variations se produisant dans le sillage, l'évolution de la phase d'oscillation du sillage est étudiée. Pour cela, la transformation de Hilbert est appliquée aux composantes de vitesse V_x.

$$\hat{V}_x(t) = \frac{1}{\pi} PV \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V_x(\tau)}{t-\tau}\, d\tau \tag{3.1}$$

où PV est la valeur principale de Cauchy.

$\hat{V}_x(t)$, représente ainsi la partie imaginaire de la composante de vitesse V_x. Pour représenter l'évolution du signal, la variable complexe a(t) est introduite. V_x est donc la partie réelle de la vitesse : $\mathrm{Re}\{a(t)e^{i\theta}\}$ et $\hat{V}_x(t)$ la partie imaginaire : $\mathrm{Im}\{a(t)e^{i\theta}\}$. L'amplitude du signal est calculée comme suit :

$$|a| = \sqrt{v_x^2 + \hat{v}_x^2} \tag{3.2}$$

Concernant la phase, elle est obtenue par l'expression :

$$\theta = \arctan\left(\frac{\widehat{V}_x}{V_x}\right) \tag{3.3}$$

L'évolution temporelle de la phase, θ(t) peut être exprimée sous la forme :

$$\theta(t) = \theta(0) + \phi(t) + \omega t \tag{3.4}$$

ω est la valeur moyenne de la dérivée de la phase θ : $\omega = \left(\frac{d\theta}{dt}\right)_{mean}$ et $\phi(t)$ est la fluctuation entre la valeur de θ à un instant t et la valeur de ω correspondante. La Figure III.9 montre l'exemple d'une évolution temporelle de la phase (courbe bleue) et $\theta(0) + \omega t$ (courbe rouge). $\phi(t)$ représente donc la déviation entre θ(t) et une évolution constante de la phase c'est-à-dire $\theta(0) + \omega t$ (courbe rouge).

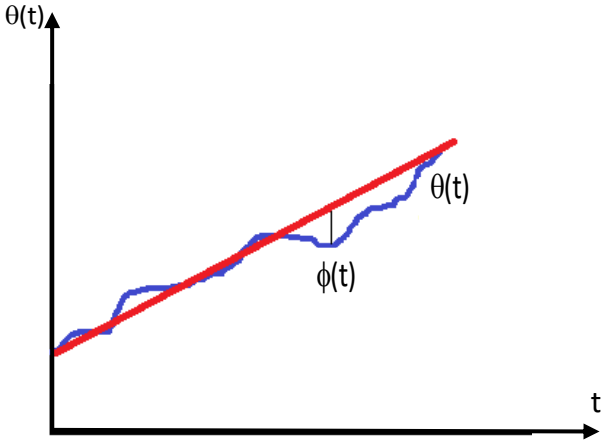


Figure III.9: Evolution temporelle de la phase.

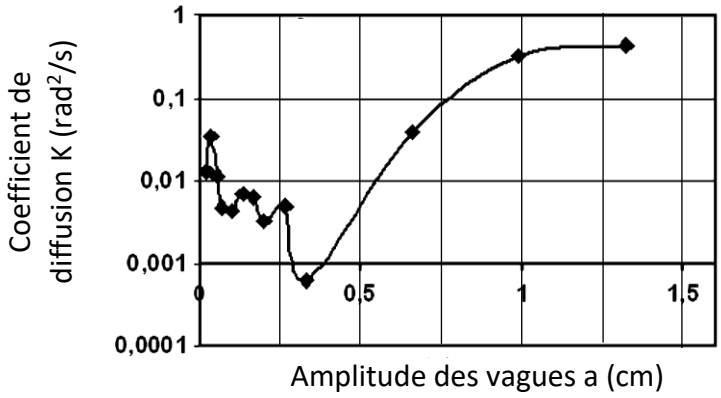
De telles représentations, Figure III.9, peuvent être utilisées seulement si la largeur des spectres des signaux de vitesse est relativement étroite ; c'est-à-dire que les signaux doivent être quasi-harmoniques. Les mesures ont montré que la fluctuation de vitesse dans le sillage du cylindre vertical est quasi-harmonique (Figures III.4, 6, 7) si les « bruits » du signal sont exclus. Avec une augmentation d'amplitude des vagues, d'autres crêtes apparaissent, ce qui montrent que les signaux ne sont plus harmoniques. Avant d'appliquer la transformation d'Hilbert, il faut donc utiliser un filtre passe-bande autour de la fréquence du sillage pour les cas où l'amplitude des vagues sont élevées.

Le filtrage passe-bande utilisé dans notre cas sera maintenant décrit. Tout d'abord, une transformée de Fourier discrète DFT est appliquée au signal de vitesse V_x mesuré par l'ADV. Un filtre passe-bande permettant à la fois d'éliminer les bruits et les harmoniques supérieures est appliqué. Le signal ainsi traité subit alors une transformée de Fourier inverse. On obtient alors un signal complexe sans bruit et sans harmoniques supérieurs qui peut s'écrire sous la forme d'une amplitude et d'une phase. C'est cette phase qui nous intéresse plus particulièrement puisque son évolution temporelle, θ(t) et sa déviation par rapport à ωt

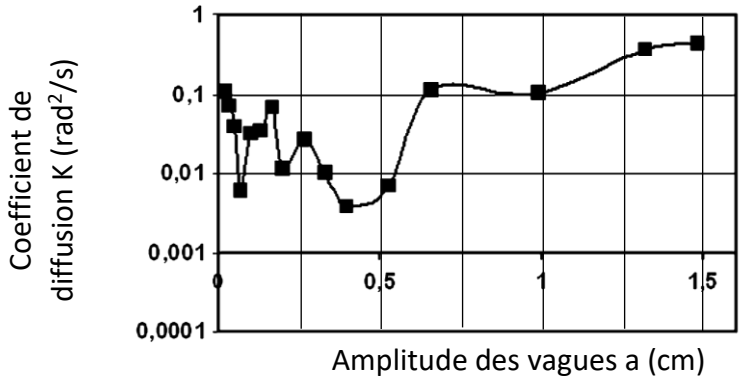
permet de déduire le coefficient de diffusion de phase, K. K est utilisé pour caractériser le comportement de la phase. En utilisant la moyenne des carrés de $\phi(t)$, K est défini par :

$$K = \lim_{t \to \infty} \frac{\sigma_\phi^2}{t} \text{ avec } \sigma_\phi^2 = \left\langle \phi(t)^2 \right\rangle \tag{3.5}$$

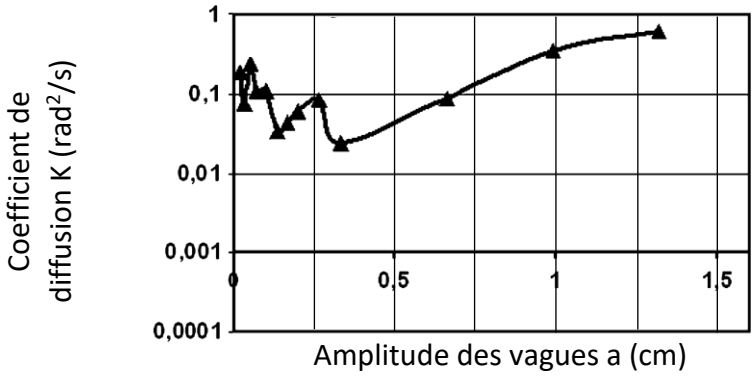
Des exemples de l'évolution de K pour trois différentes fréquences, à savoir f=0.40 Hz, f=0.44 Hz et f= 0.48 Hz, en fonction de l'amplitude sont montrés sur les Figures III.10a,b,c.



(a)



(b)



(c)

Figure III.10: Evolution du coefficient de diffusion en fonction de l'amplitude pour la fréquence de vagues fv=0.40Hz (a), fv=0.44Hz (b) et fv=0.48 Hz (c).

Dans les trois cas présentés, nous constatons que le coefficient de diffusion de la phase diminue alors que l'amplitude des vagues croît de 0 à 0.4 cm. Dans cet intervalle de 0 à 0.4 cm un ordre de grandeur d'au moins 10 est observé dans la diminution du coefficient de diffusion de la phase K. Toute diminution de K indique que l'évolution de la phase est beaucoup plus uniforme et stable et se rapproche d'une évolution constante de la phase ω. Au-delà de 0.4 cm, le coefficient de diffusion de la phase augmente pour atteindre une valeur supérieure à sa valeur initiale de 0.1 rad^2/s pour des amplitudes plus élevées.

D'après la littérature, une évolution constante de la phase indique la présence d'un régime de synchronisation. On peut ainsi conclure qu'à faible amplitude, avec un coefficient K élevé, la synchronisation des phases est absente et que ce phénomène n'apparait qu'en augmentant l'amplitude des vagues. Au-delà d'une certaine valeur d'amplitude, dans notre cas, 0.4cm, le régime de synchronisation disparait pour être remplacé par d'autres régimes d'écoulements.

III.2.4) Visualisation des champs de vitesses

Afin de comprendre l'effet d'un changement d'amplitude des vagues sur les structures spatio-temporelles dans le sillage du cylindre, la visualisation de l'écoulement et les mesures des champs de vitesse par la technique PIV (Particle Image Velocimetry) ont été réalisées pour différents régimes d'écoulement autour d'un cylindre vertical de 10 cm. Avec une hauteur d'eau de 40 cm et un écoulement ayant une vitesse de 10 cm/s, le régime avait un nombre de Reynolds de $Re = 10^4$. Comme décrit dans le chapitre 2, la zone d'étude a été illuminée par une nappe laser, voir Figure III.11. L'ensemencement des particules de tangue ayant un diamètre moyen d_{50} de 20µm se fait par injection à l'aide d'une seringue en aval du cylindre. Pour les mesures de PIV, les champs de vitesse ont été calculés à l'aide d'un programme sous MATLAB PIV DPIVsoft (Meunier et Leweke, 2003) avec un intervalle de temps de 20ms et une résolution spatiale de 0.9mm.

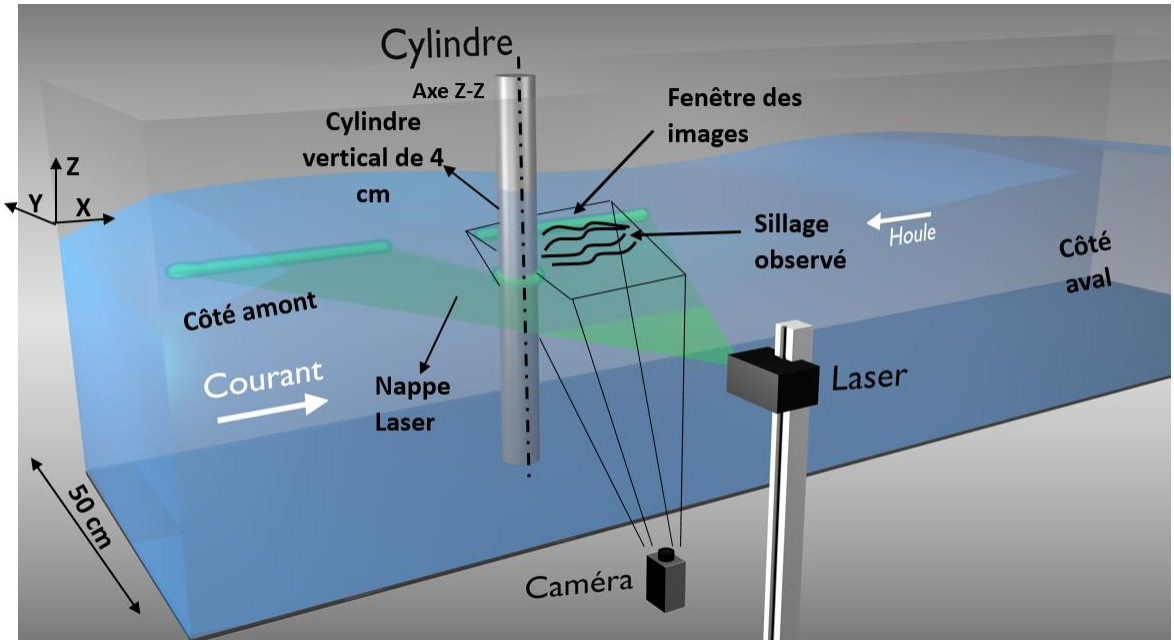


Figure III.11: Schéma du dispositif de visualisation de l'écoulement.

Trois différents régimes d'écoulement ont été visualisés grâce à la technique PIV. D'abord, un régime créé en présence d'un courant seul de 10 cm/s a été étudié. En l'absence de vagues, l'allée de Von Karman est irrégulière en espace et la génération des tourbillons autour du cylindre n'est pas périodique. La fréquence de sillage oscille certes autour d'une valeur fixe mais n'est pas constante. Une photo en vue de dessus de l'enregistrement de ce régime est présentée sur la Figure III.12. Le cylindre vertical est représenté par le cercle gris. Ce régime d'écoulement correspond au spectre présenté sur la Figure III.6(type I). La Figure III.12a montre l'état du sillage à un instant t et la Figure III.12b, le champ de vitesse correspondant.

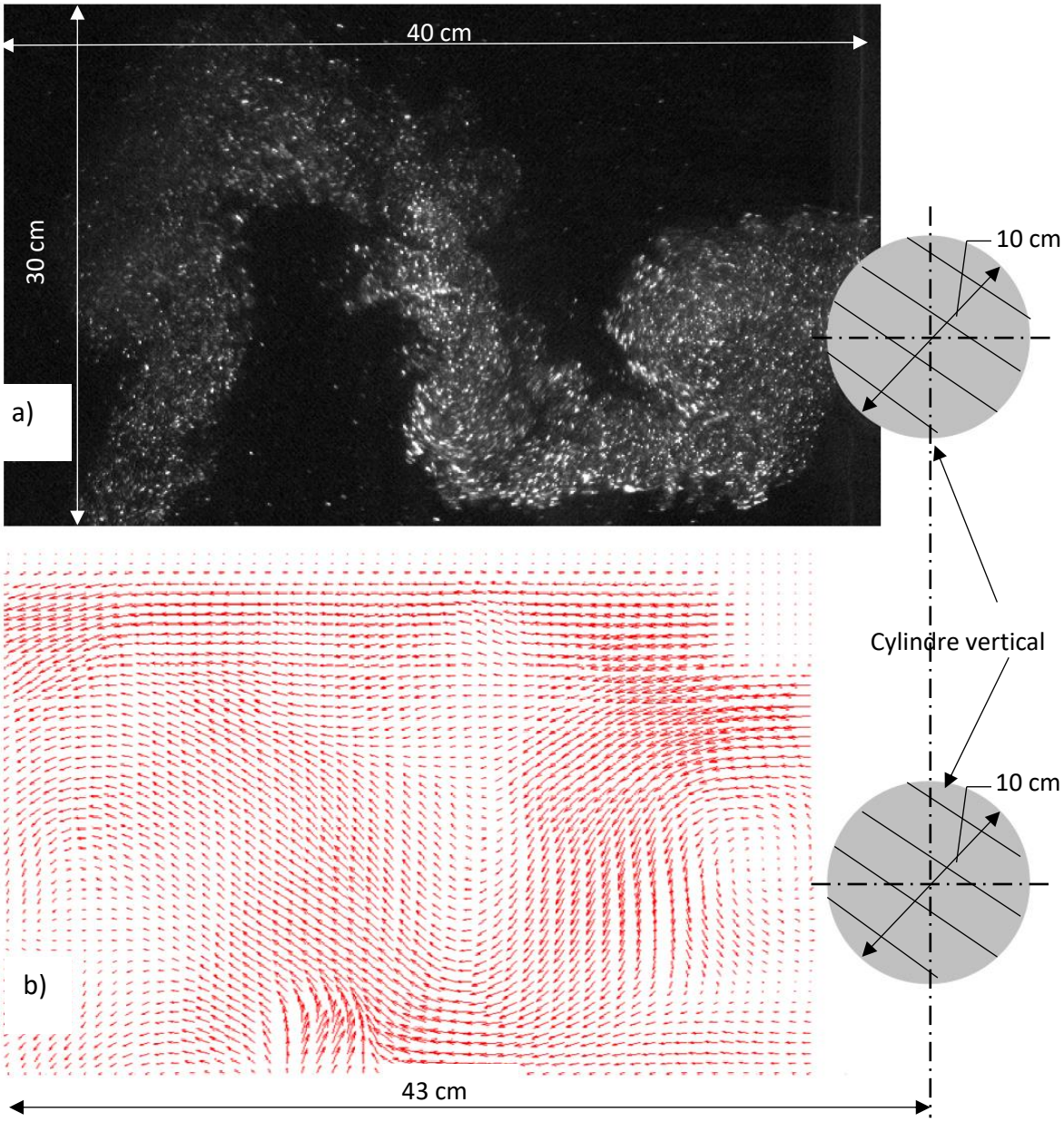


Figure III.12: Visualisation en vue de dessus d'un écoulement en présence d'un courant seul, a) Image du sillage, b) Champ de vitesses résultant.

Après avoir visualisé l'état du sillage créé par un courant seul, la visualisation d'autres régimes d'écoulement a été poursuivie dans le but d'observer le changement des structures spatio-

temporelles occasionné. Une visualisation d'un régime de synchronisation de la fréquence a ainsi été effectuée. Comme dans le cas précédent, le cylindre utilisé avait un diamètre de 10 cm et la vitesse du courant était de 10 cm/s. Des vagues régulières de fréquence 0.44 Hz et d'une amplitude 0.3 cm, ont été superposées à l'écoulement du courant. L'interaction des vagues et le sillage mène à l'apparition du phénomène de synchronisation de la fréquence. Rappelons que l'apparition de ce phénomène dépend de l'amplitude des vagues. A faible amplitude, le régime de synchronisation subharmonique de la fréquence apparait. Un exemple d'un tel régime peut être observé à la Figure III.13. La Figure III.13a montre l'état du sillage à un instant t et la Figure III.13b représente le champ de vitesse correspondant. Ce régime d'écoulement correspond au spectre présenté sur la Figure III.6(type III) où la fréquence de sillage est à la moitié de la fréquence de vagues appliquée.

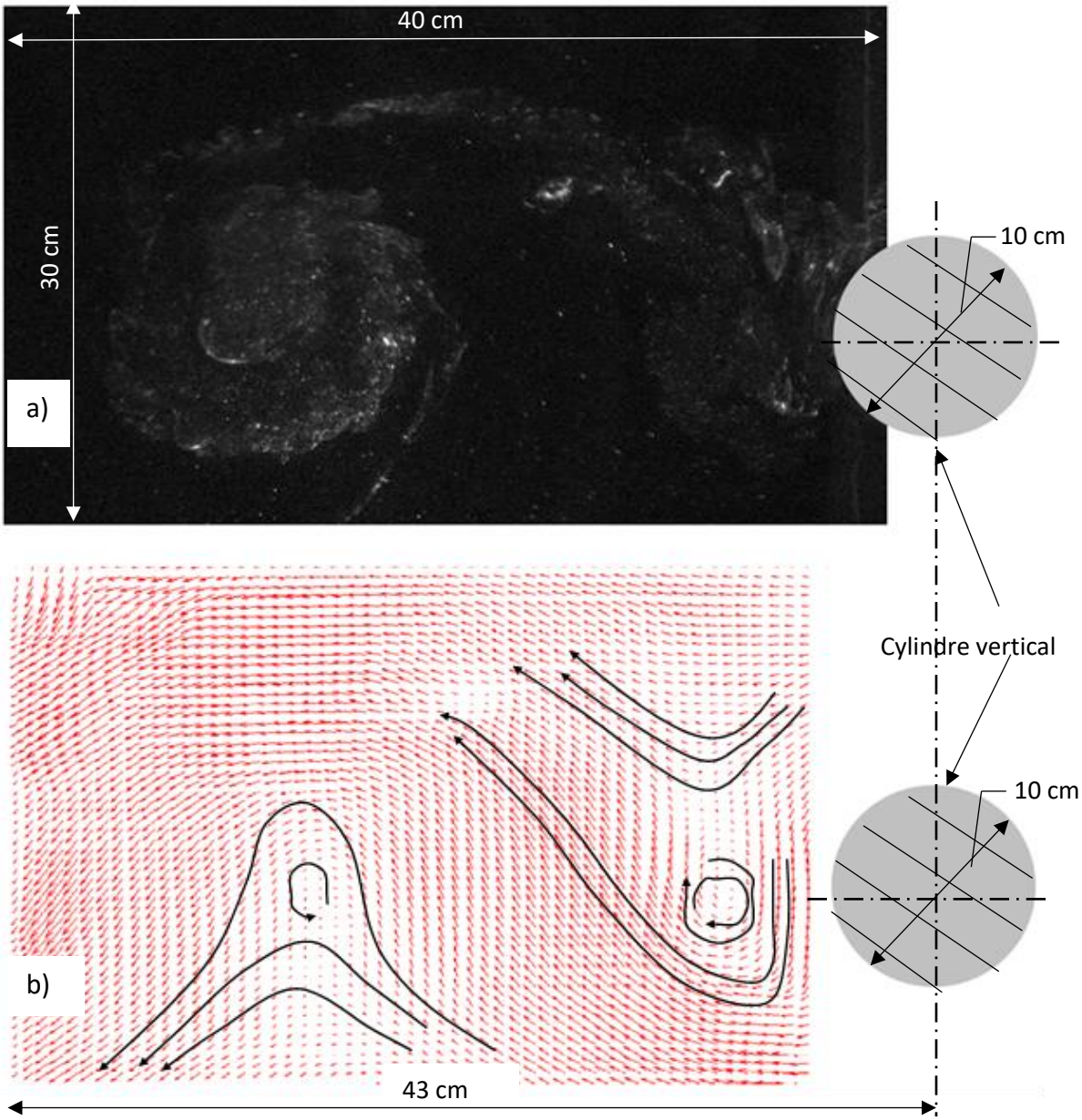


Figure III.13: Visualisation en vue de dessus d'un écoulement (courant + vagues régulières) en présence d'un régime synchronisation subharmonique ; fréquence fv : 0.44 Hz et amplitude a : 0.3 cm, a) Image du sillage, b) Champ de vitesses résultant

En présence de synchronisation subharmonique de la fréquence, les structures spatio-temporelles des tourbillons ne changent pas du cas précédent. Le sillage est toujours alterné des 2 côtés du cylindre vertical et n'est donc pas symétrique. Par contre, la vitesse de rotation des tourbillons et la largeur de l'allée de Von Karman augmentent. Pour ce cas, on peut conclure que l'amplitude de la vague utilisé est suffisamment élevée pour amplifier la vitesse angulaire mais la largeur des tourbillons n'est pas assez élevée pour modifier la structure du sillage dans son ensemble. Des changements significatifs peuvent être observés dans la structure de l'allée de Von Karman en augmentant plus l'amplitude de vagues. Avec une augmentation en amplitude, une zone de transition est observée. Le sillage généré alterne entre une structure antisymétrique et symétrique. En augmentant encore plus l'amplitude, la zone de transition observée initialement disparait et un sillage complètement symétrique est généré. Pour générer un tel sillage complètement symétrique, des vagues régulières de fréquence de 0.44 Hz et une amplitude 0.8 cm, ont été superposées à l'écoulement du courant. Cette structure de sillage symétrique apparait. En effet, avec des vagues de grandes amplitudes, la configuration de sillage symétrique devient dominante sur la configuration antisymétrique et la rend stable. Un exemple d'une telle configuration et son champ de vitesse associé est présenté sur la Figure III.14. Cette structure de sillage correspond à une configuration de synchronisation harmonique dont le spectre est présenté sur la Figure III.7.

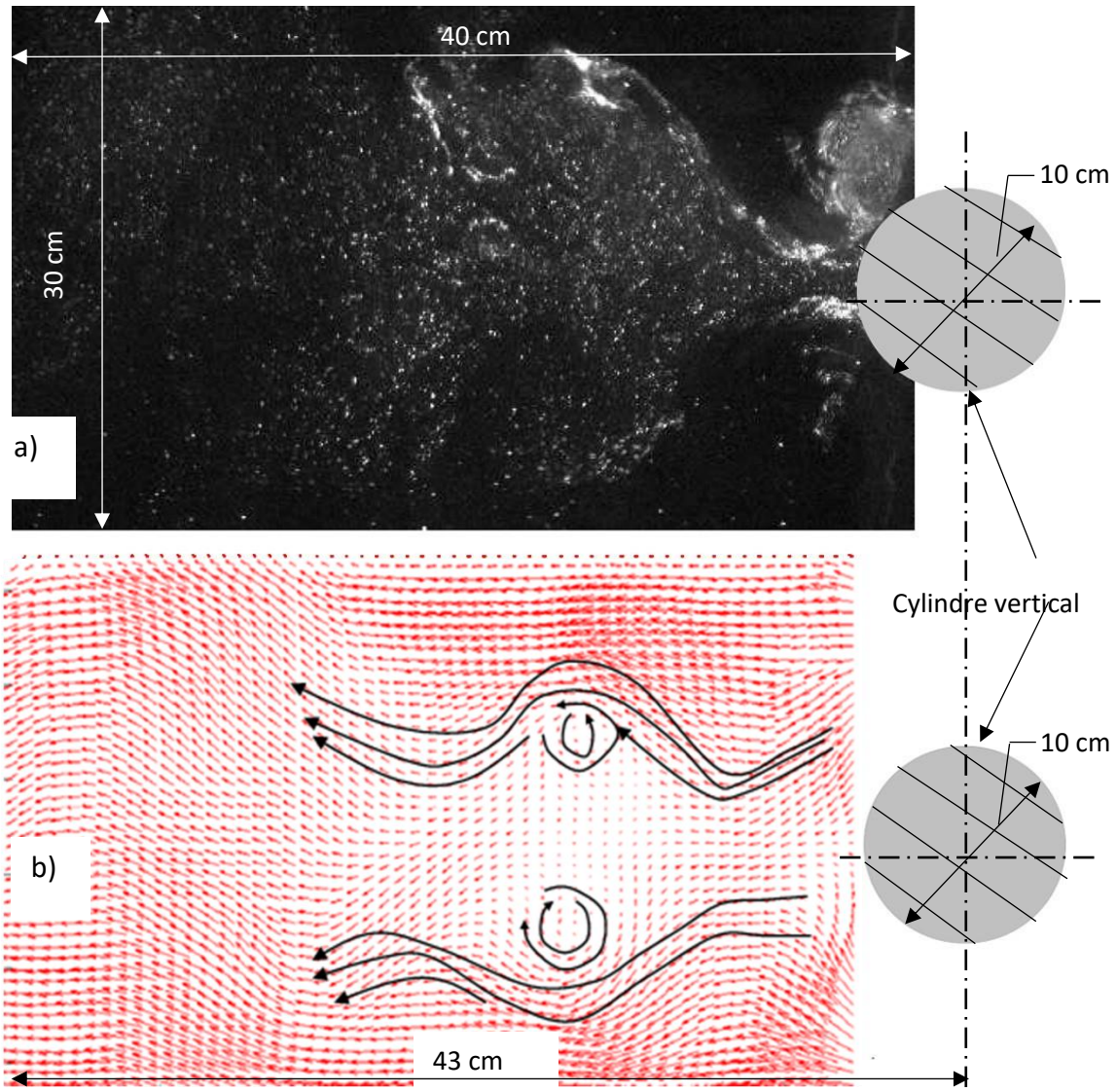


Figure III.14: Visualisation en vue de dessus d'un écoulement (courant + vagues régulières) en présence d'un régime synchronisation harmonique ; fréquence fv : 0.44 Hz et amplitude a : 0.8 cm,: *a) Image du sillage, b) Champ de vitesses résultant.*

III.2.5) Discussion et conclusion

Dans cette section 2, la synchronisation entre la fréquence de sillage derrière un cylindre vertical et celles de vagues régulières pour différents nombres de Reynolds a été étudié. On constate que l'apparition de ce phénomène a un seuil qui dépend de l'amplitude des vagues. A des très faibles amplitudes de vagues, la synchronisation de la fréquence n'est pas observée. Il faut dépasser une certaine valeur d'amplitude pour que le phénomène de synchronisation apparaisse. Après avoir étudié la présence de synchronisation pour plusieurs fréquences de vagues en faisant varier leurs amplitudes, un diagramme d'état a été construit (Figures III.5 et III.8). Sur les deux diagrammes d'état, on constate que les limites de la zone où le phénomène de synchronisation est présent ont une forme caractéristique ; ces limites sont représentées par des segments de droite en forme de V. Dans les 2 cas étudiés et présentés, les zones s'apparentent aux bordures de la première zone d'instabilité paramétrique de Mathieu (Nayfeh et al., 1979) ou aux zones baptisées « d'Arnold tongue » (Glass et al.,1983).

Il est aussi important de faire ressortir que la zone où la synchronisation de fréquence se produit est asymétrique (voir les Figures III.5 et III.8). Dans les 2 cas étudiés (Re= $6x10^3$ et 10^4), les résultats obtenus ont montré des similitudes dans les formes des régions de synchronisation pour des petites amplitudes de vagues. Les différences qualitatives entre les deux séries d'expériences sont observées à des amplitudes de vagues plus élevées. À un nombre de Reynolds de 6×10^3, à haute amplitude de vagues, la largeur des spectres de DFT diminue mais la synchronisation harmonique n'apparait pas. Dans le cas, où le nombre de Reynolds de l'écoulement est de 10^4, l'augmentation de l'amplitude de l'onde de surface entraîne une modification de la structure du sillage. Une structure symétrique apparait à la place d'un sillage antisymétrique alternant des 2 côtés du cylindre vertical. Pour ce sillage symétrique, la fréquence de génération de tourbillons coïncide avec la fréquence des vagues appliquées. Dans ce cas, nous nous retrouvons dans un régime de synchronisation harmonique de la fréquence.

Lorsque le phénomène de synchronisation se produit, le comportement de la phase des signaux de vitesse devient difficile à comprendre. Pour caractériser la dynamique de phase, le coefficient de diffusion de phase K a été étudié pour le cas où le nombre de Reynolds Re est de 10^4. Il est observé que l'évolution du coefficient de diffusion de la phase K varie grandement en fonction de l'amplitude des vagues (voir les Figures III.10a, b et c). Tout d'abord, le coefficient K tend à diminuer lorsque l'amplitude des vagues augmente, atteignant un minimum à une amplitude de 3 millimètres. Puis l'amplitude des vagues augmentant encore, le coefficient de diffusion de la phase K augmente. Ce comportement peut être expliqué par la suppression du régime de synchronisation subharmonique de la fréquence. Comme on peut l'observer sur la Figure III.8, pour les fréquences 0.40, 0.44 et 0.48 Hz, les régimes de synchronisation subharmonique sont présents pour des amplitudes entre 0.1 et 0.5 cm et disparaissent pour les autres amplitudes des vagues. On peut conclure que le coefficient de diffusion de la phase, K peut être utilisé pour expliquer les différents régimes de synchronisation. On peut aussi noter que la valeur minimale du coefficient de diffusion de phase K pour la fréquence 0.48 Hz (proche de la limite supérieure de la zone de

synchronisation sur la Figure III.8) est de l'ordre de dix fois supérieure à celle correspondant à la fréquence 0.4Hz. Avec un nombre de Strouhal de 0.2 dans ce cas, cela signifie que les vagues ayant une fréquence égale à deux fois la fréquence de Strouhal, produisent une meilleure synchronisation entre le sillage d'un cylindre vertical et les vagues appliquées.

III.3) Synchronisation dues aux vagues irrégulières

Après avoir étudié le phénomène de synchronisation entre la fréquence de sillage et les vagues régulières, il est important de poursuivre l'étude expérimentale avec des vagues irrégulières et de confronter les résultats obtenus avec ceux des vagues régulières. L'étude de l'interaction entre vagues irrégulières et l'allée de Von Karman est importante. En effet, en conditions réelles, c'est ce qui se produit. L'analyse des résultats expérimentaux permettra de mieux comprendre et prédire l'effet hydrodynamique de ces conditions d'écoulement sur l'environnement d'un parc éolien offshore. Les conditions offshores de Courseulles-sur-Mer seront ainsi reproduites en laboratoire pour l'étude du phénomène de synchronisation.

III.3.1) Vagues irrégulières

Pour étudier les effets des vagues irrégulières sur la fréquence de sillage, des vagues ayant un spectre de JONSWAP ont été générées grâce au générateur des vagues du canal. Quatre différentes fréquences : 0.80 Hz, 1.00 Hz, 1.20 Hz et 1.40 Hz ont été retenues pour les expériences. A l'échèlle du laboratoire, les conditions offshores de Courseulles-sur-Mer révèlent des vagues ayant principalement des fréquences voisines de 1.20Hz. Ces quatre fréquences ont été choisies pour encadrer cette fréquence de 1.20 Hz et respecter les conditions offshores de Courseulles-sur-Mer.

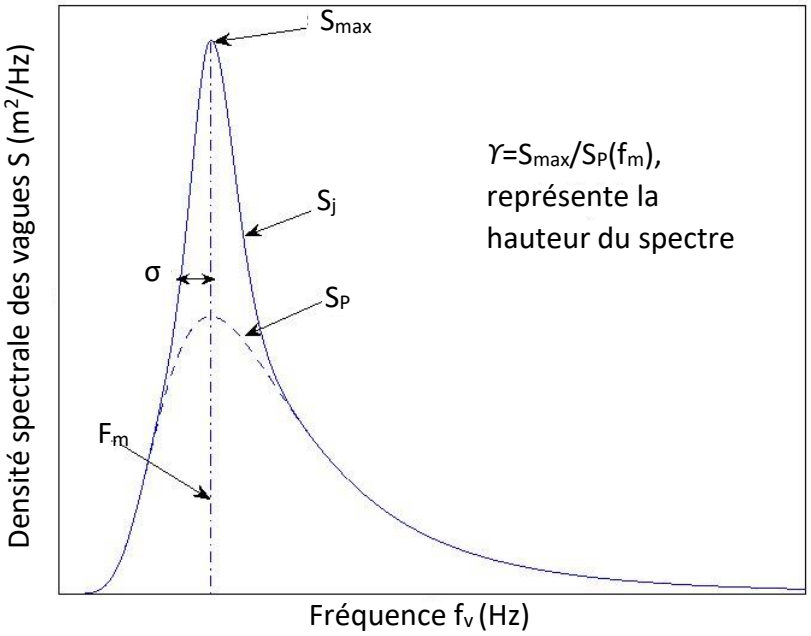


Figure III.15: Schéma représentant le spectre de JONSWAP utilisé.

Pour les expériences menées, tous les spectres de JONSWAP avait comme constante Υ de valeur 3.3 et les valeurs définissant la largeur du spectre, σ_a et σ_b étaient de 0.07 et 0.09 respectivement, voir Figure III.15. Des spectres inférieurs à une fréquence de 0.80 Hz n'ont pas été considérés car les vagues générées en dessous de cette fréquence par le générateur de vagues avaient une forte probabilité à déferler. Cette condition n'était pas envisageable pour nos expériences car ce déferlement est rarement présent dans le champ éolien prévu au large de Courseulles-sur-Mer. La valeur de 1.40 Hz constitue la borne supérieure des fréquences des vagues pouvant être générées par le générateur. Pour chaque expérience, la mesure de l'élévation de la surface libre est faite. Un exemple de l'évolution de la surface libre d'une vague ayant une fréquence de 1.20 Hz est donné sur la Figure III.16.

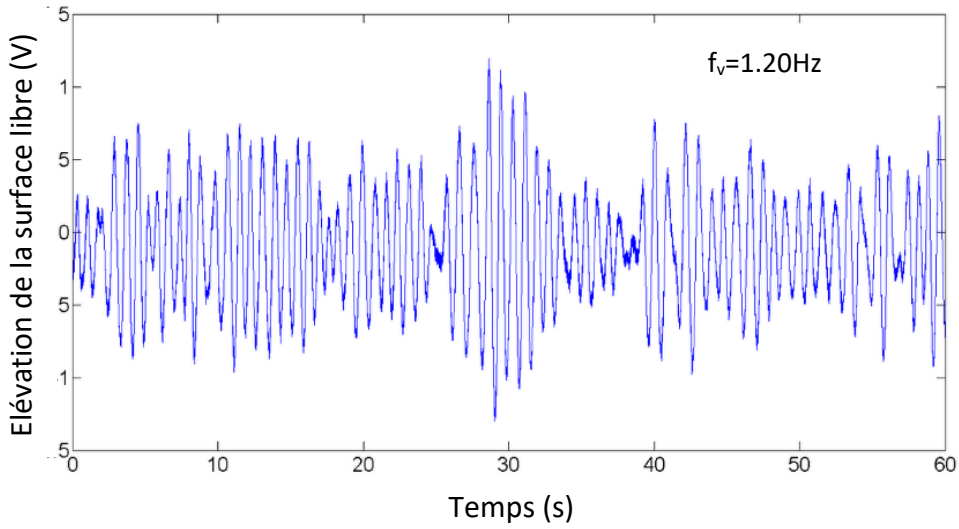


Figure III.16: Elévation de la surface libre d'une vague de fréquence 1.20 Hz.

Nota : 1V correspond à 18 mm.

Comme dans le cas des expériences menées avec les vagues régulières, (section 2 de ce chapitre), des vagues irrégulières ont été superposées à un écoulement de courant de 16 cm/s autour d'un cylindre de diamètre de 4 cm. Les valeurs de vitesses ont été mesurées à une distance de 4 cm du cylindre, soit une valeur égale au diamètre. Le Tableau III.2 rassemble les caractéristiques liées à l'écoulement pour chaque expérience effectuée avec les vagues irrégulières. Comme les vagues sont de nature irrégulière, leur amplitude sont exprimées sous la forme de leur RMS (Root-Mean-Square), voir Tableau III.2. Dans cette thèse, l'amplitude a exprimée en %, correspond aux différents seuils d'intensité de vagues pouvant être générées par le batteur.

Diamètre du cylindre vertical d_1=4 cm										
Nombre de Reynolds Re=6400										
f_v=0.80 Hz										
Amplitude a (%)	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
RMS amplitude (cm)	0.081	0.151	0.229	0.312	0.387	0.463	0.538	0.607	0.679	0.748
f_v=1.00 Hz										
Amplitude a (%)	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
RMS amplitude (cm)	0.0927	0.16	0.244	0.323	0.398	0.475	0.554	0.624	0.689	0.766
f_v=1.20 Hz										
Amplitude a (%)	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
RMS amplitude (cm)	0.0783	0.101	0.130	0.165	0.197	0.238	0.276	0.315	0.362	0.405
f_v=1.40 Hz										
Amplitude a (%)	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
RMS amplitude (cm)	0.0752	0.077	0.098	0.113	0.130	0.149	0.167	0.189	0.209	0.226

Tableau III.2 : Caractéristiques des vagues irrégulières

En l'absence de vagues, la fréquence de sillage était d'environ f=0,84 Hz et le spectre correspondant aux fluctuations de vitesse (V_x) est représenté sur la Figure III.17. Le nombre de Strouhal est dors de 0.21, ce qui correspond bien aux valeurs théoriques.

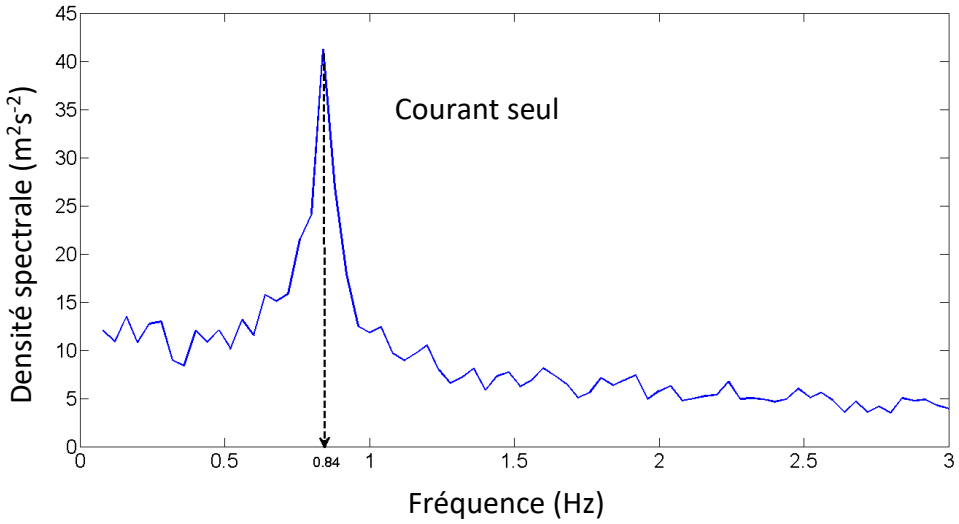


Figure III.17: Spectre de fréquence du sillage en l'absence de vagues.

Afin d'appréhender et de comprendre l'influence du changement en amplitude des vagues irrégulières sur la fréquence de sillage, les spectres de fluctuations de la composante de vitesse V_x ont été tracés. Les spectres respectifs de V_x pour deux amplitudes différentes retenues à savoir 50% et 100 %, et pour deux fréquences de vagues différentes ont été comparés. Les deux spectres sont présentés sur les Figures III.19a et III.19b. Les spectres de fluctuation sont déterminés en utilisant une méthode de moyennage de la transformation de Fourier. Un enregistrement de 200 secondes de la vitesse est divisé en 16 morceaux de 25 secondes avec 12.5s de chevauchement entre les morceaux. La moyenne des 16 spectres de DFT est ensuite calculée. Sans moyennage de la DFT, des spectres très irréguliers comme montré sur la Figure III.18 sont obtenus et difficiles à analyser.

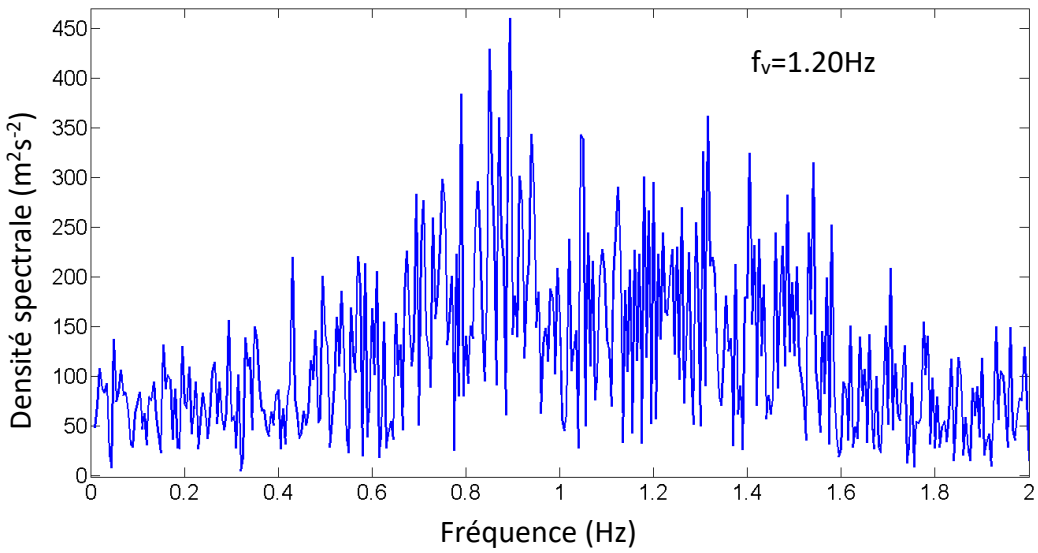
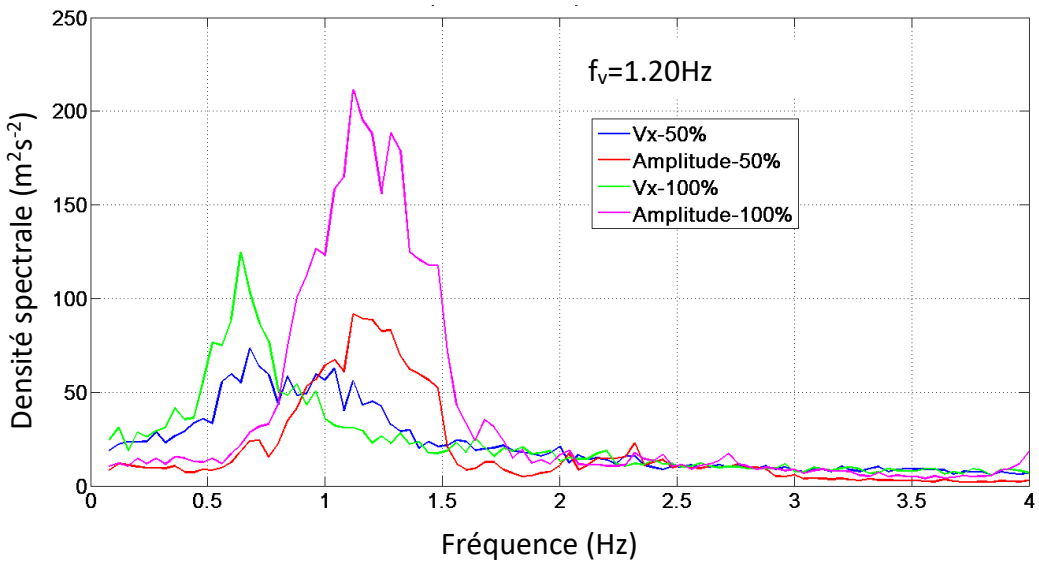
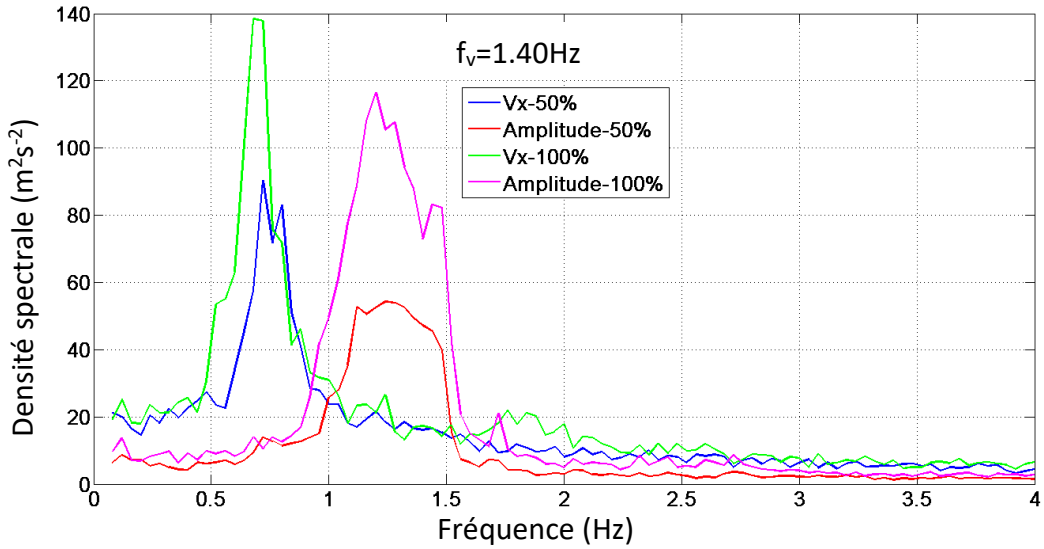


Figure III.18: Spectre de Vx sans moyennage.



(a)



(b)

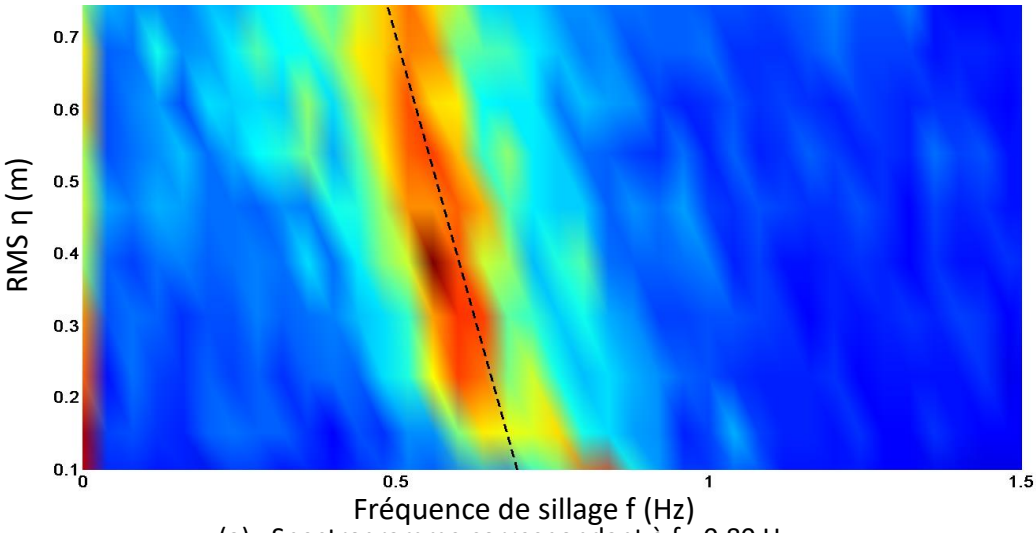
Figure III.19: Comparaison des spectres associé à Vx et son amplitude, avec moyennage.

La largeur des spectres du déplacement de la surface libre ne dépend pratiquement pas de l'amplitude des vagues alors que la fréquence de sillage en dépend. Rappelons que la fréquence de sillage est d'environ la moitié de celle de la fréquence des vagues. En augmentant l'amplitude des vagues, deux effets se produisent:

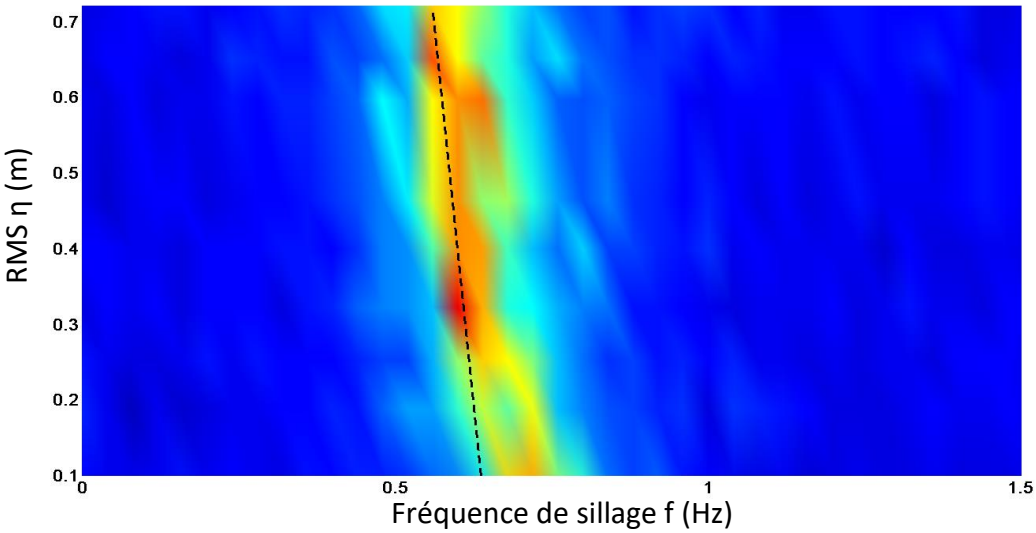
- l'amplitude des spectres de vitesse augmente et,
- le pic spectral diminue en fréquence.

Après avoir étudié l'effet de deux amplitudes sur la fréquence de sillage, nous avons poursuivi les expériences afin de compléter cette étude. L'évolution du changement en fréquence de sillage pour toutes les amplitudes de vagues étudiées, voir Tableau III.2, a été analysée. Les spectrogrammes des quatre fréquences (0.80 Hz, 1.00Hz, 1.20Hz, 1.40 Hz) qui décrivent cette évolution par rapport au RMS (valeur efficace) des amplitudes des vagues (η) sont présentés

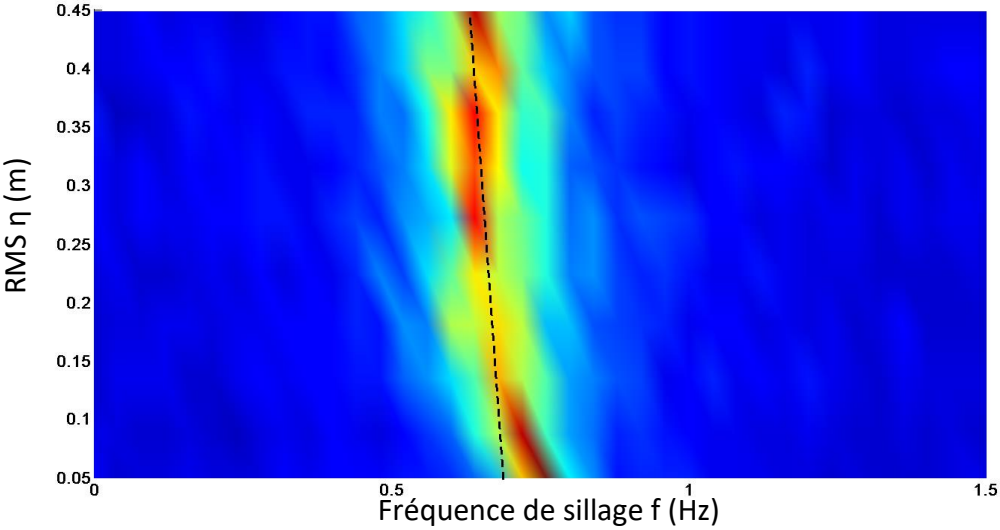
sur les Figures III.20. En utilisant les pentes de la ligne passant par les sommets spectraux, l'évolution de la fréquence de sillage en fonction de l'amplitude des vagues peut être estimée.



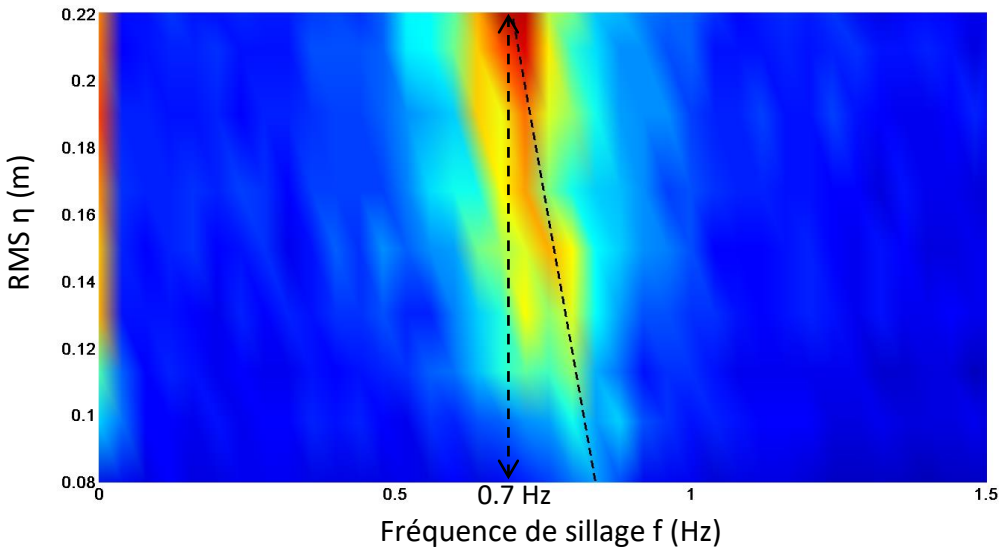
(a) : Spectrogramme correspondant à f_v=0.80 Hz.



(b) : Spectrogramme correspondant à f_v=1.00 Hz.



(c) : Spectrogramme correspondant à f_v= f1.20Hz.



(d) Spectrogramme correspondant à f_v=1.40 Hz.

Figure III.20: Spectrogrammes obtenus pour les vagues irrégulières.

Pour les quatre fréquences étudiées, nous constatons qu'a faible amplitude (faible RMS η), la fréquence de sillage est autour de 0.84 Hz, ce comportement s'apparente au cas d'un écoulement composé uniquement d'un courant. Une augmentation de l'amplitude des vagues, implique une diminution de la fréquence de sillage dont la valeur tend vers la moitié de la fréquence des vagues appliquées. Par exemple, sur le spectrogramme de la fréquence 1.40Hz, pour une amplitude élevée, un pic spectral autour de 0.70 Hz est obtenu. Nous pouvons alors conclure que nous nous rapprochons d'un régime de synchronisation subharmonique avec une augmentation de l'amplitude des vagues irrégulières.

Pour mieux expliquer ce phénomène, l'évolution des phases des signaux enregistrés a été étudiée. Pour cela, la transformation de Hilbert est utilisée. Comme rappelé en section 3.2.2 l'application de la transformée de Hilbert nécessite un signal quasi harmonique. Pour ce faire, un filtre passe-bande doit donc être appliqué aux signaux concernés afin d'éliminer les bruits et les harmoniques présentes pour des amplitudes des vagues élevées. La première étape du filtrage consiste à appliquer une transformation de Fourier moyennée sur le signal étudié comme dans le cas de vagues ayant une fréquence de 1.20Hz, on obtiendra une DFT moyennée comme illustré à la Figure III.21:

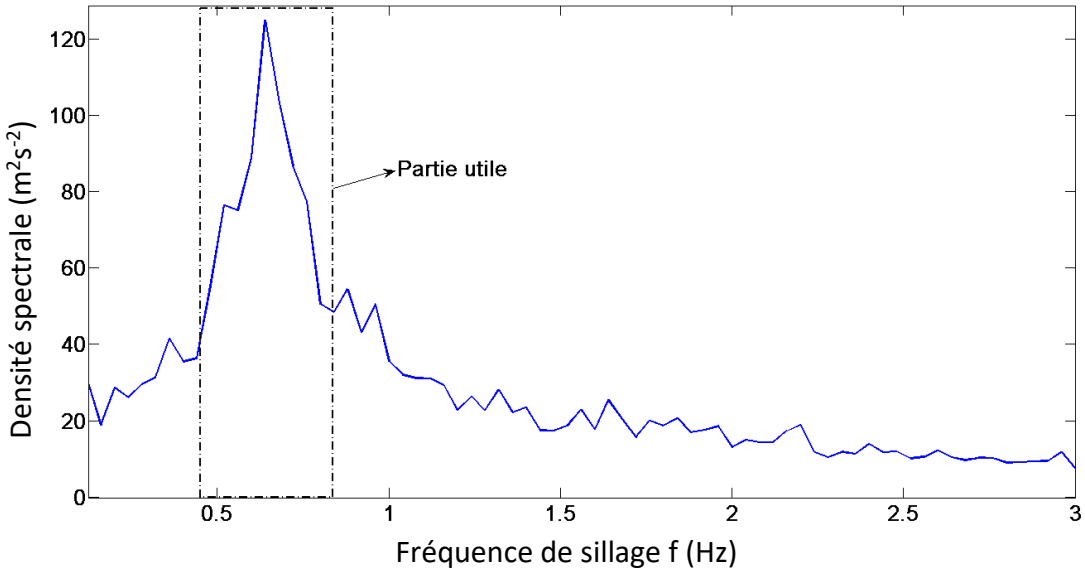


Figure III.21: DFT moyennée pour fv 1.20Hz.

Une fois cette DFT moyennée obtenue, un filtrage passe-bande autour de la fréquence fondamentale est appliqué. En appliquant ensuite une DFT inverse, nous obtenons alors un signal complexe sous la forme $a_v(t)e^{i\theta v}$ pour le signal de la vitesse V_x et $a_\eta(t)e^{i\theta\eta}$ pour le signal du déplacement de la surface libre.

Pour nos expériences, la transformation de Hilbert a été appliquée à la composante longitudinale de la vitesse, V_x et au signal de déplacement de la surface libre η, représentant les vagues générées.

$$\widehat{V}_x(t) = \frac{1}{\pi} PV \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V_x(\tau)}{t-\tau} d\tau \tag{3.6}$$

$$\hat{\eta}(t) = \frac{1}{\pi} PV \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\eta(\tau)}{t-\tau} d\tau \tag{3.7}$$

$\widehat{V}_x$ et $\hat{\eta}$ représentent la partie imaginaire de V_x et de η et PV est la valeur principale de l'intégrale de la transformée de Hilbert. Après avoir obtenu la partie imaginaire de V_x et de η, l'amplitude et la phase de ces signaux peuvent être alors déterminées avec les équations suivantes :

$$V_x = \mathrm{Re}\{a_V(t)e^{i\theta_V}\}, \qquad \widehat{V}_x = \mathrm{Im}\{a_V(t)e^{i\theta_V}\},$$

$$|a_V| = \sqrt{V_x^2 + \widehat{V}_x^2}, \ \theta_V = \arctan\frac{\widehat{V}_x}{V_x} \tag{3.8}$$

$$\eta = \mathrm{Re}\{b_\eta(t)e^{i\theta_\eta}\}, \qquad \hat{\eta} = \mathrm{Im}\{b_\eta(t)e^{i\theta_\eta}\},$$

$$|b_\eta| = \sqrt{\eta^2 + \hat{\eta}^2}, \ \theta_\eta = \arctan\frac{\hat{\eta}}{\eta} \tag{3.9}$$

L'évolution de cette phase dans le temps peut être exprimée par la relation suivante:

$$\theta_{V,\eta}(t) = \theta_{V,\eta}(0) + \theta_{V,\eta}(t) + \omega_{V,\eta}(t)$$

où $\omega_{V,\eta} = \left(\frac{d\theta_{V,\eta}}{dt}\right)_{moyenne}$ est la moyenne des dérivées de phases.

Si dans le cas des vagues régulières où le coefficient de diffusion de la phase, K avait été utilisé pour expliquer la synchronisation des fréquences, dans le cas des vagues irrégulières, la méthode de différences de phase entre les signaux a été appliquée pour étudier le même phénomène. Une fois les phases de la vitesse, θ_V et celle des vagues, θ_η obtenues grâce à la transformée de Hilbert, les combinaisons :

$$\theta = 2\theta_V - \theta_\eta \text{ et } \Delta\omega = 2\omega_V - \omega_\eta \qquad (3.10)$$

ont été utilisées pour étudier la synchronisation entre les signaux. Si la phase θ est constante et $\Delta\omega = 0$, étant donné que la fréquence de sillage est deux fois moindre que la fréquence des vagues, alors, cela montre qu'une synchronisation harmonique des vagues et sub harmonique du sillage se produit. Un tel régime de synchronisation a été testé et analysé d'abord dans un système où les vagues régulières ayant une fréquence de f_v de 1.40Hz et une période T_0 sont présentes. L'évolution de θ a été observée pour deux régimes : présence et absence de synchronisation. L'évolution temporelle correspondante d'un θ adimensionné (θ/π) est montrée sur la Figure III.22. Ainsi une évolution constante de θ au cours du temps indique la présence d'un régime de synchronisation (courbe rouge, Figure III.22) alors qu'une évolution croissante de θ au cours du temps signifie l'absence du phénomène de synchronisation (courbe bleue, Figure III.22).

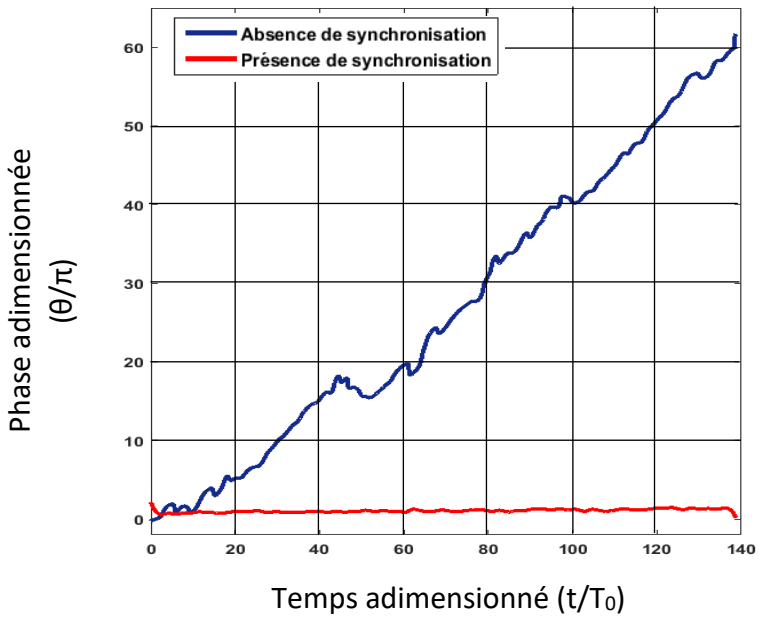
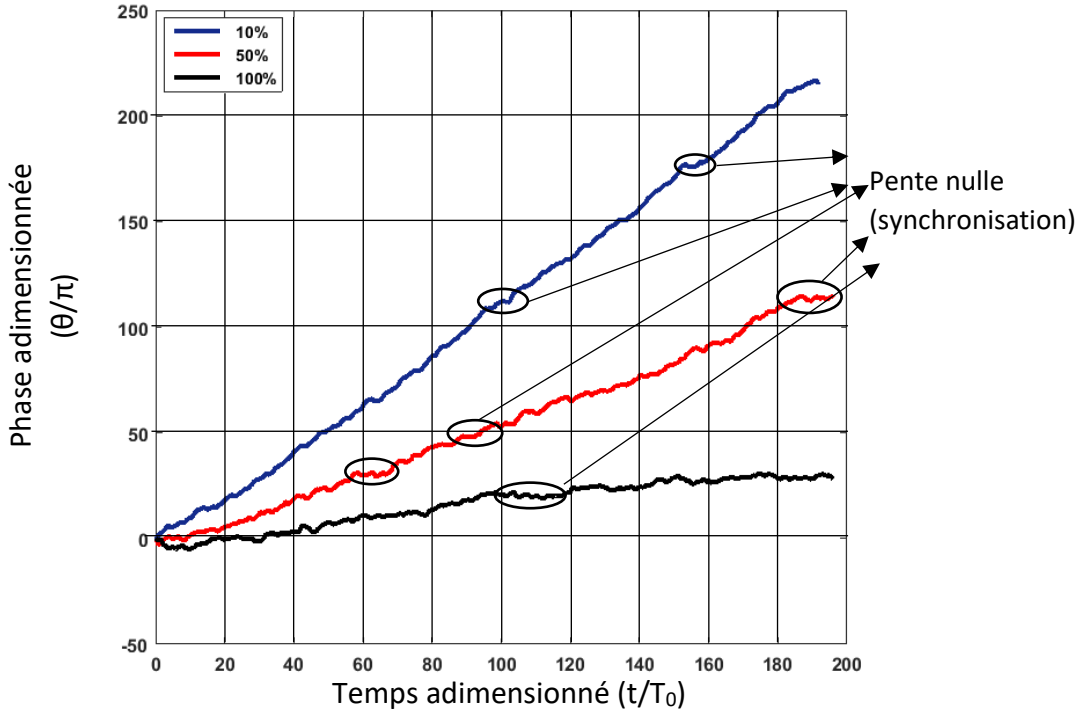


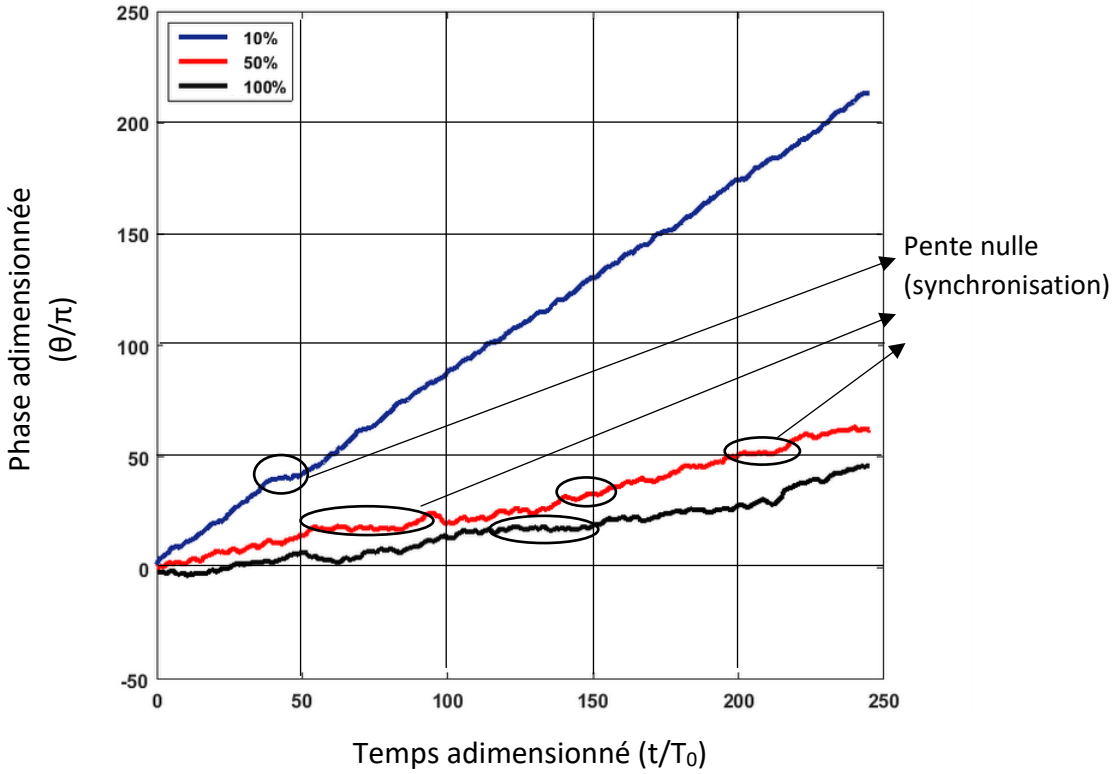
Figure III.22: Evolution de θ adimensionné dans le cas de vagues régulières fv =1.40Hz.

Dans le cas avec des vagues irrégulières, la technique de combinaison des phases produit des valeurs de θ ayant une évolution temporelle plus complexe que dans le cas des vagues régulières. L'évolution de θ pour les trois différents niveaux d'amplitude (10%, 50% et 100%) de chaque fréquence de vagues étudiée (0.80Hz, 1.00Hz, 1.20Hz et 1.40 Hz) est représentée

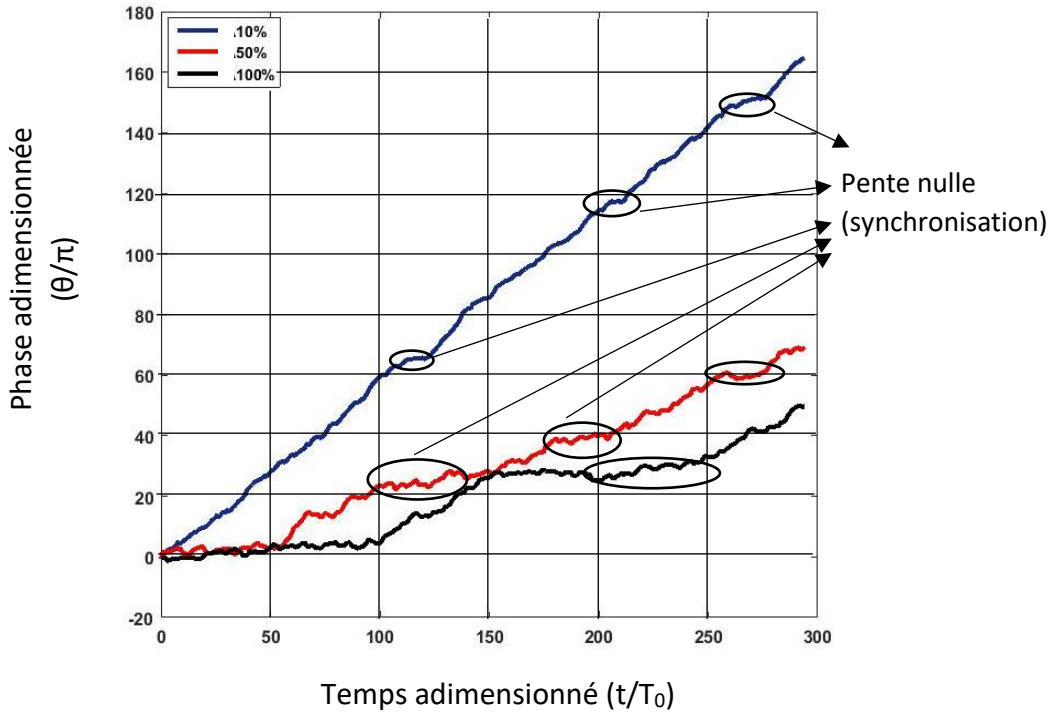
sur les Figures III.23a, b, c et d. Comme observé, aucune des combinaisons de phases obtenues n'est constante mais elles montrent une évolution en forme d'escalier où nous pouvons voir que le phénomène de synchronisation est aléatoire. Les pentes respectives pour les trois niveaux d'amplitude a (10%, 50%, 100%) peuvent être utiles à l'obtention de $\Delta\omega$ pour chaque amplitude.



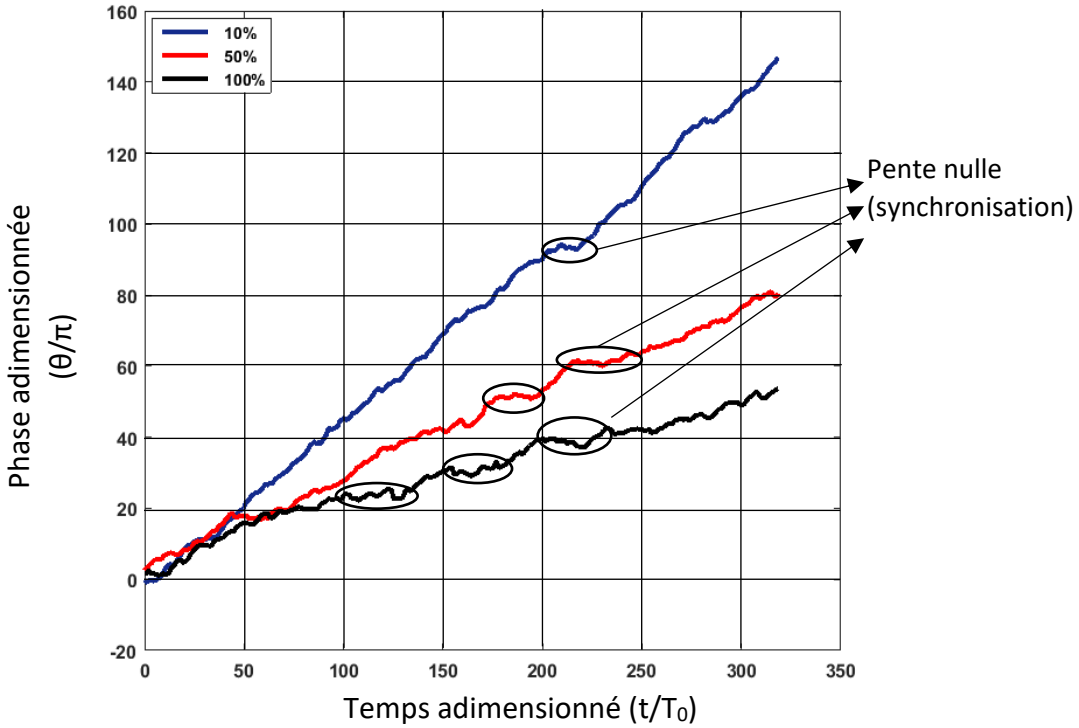
(a) Evolution de θ, pour 3 différentes amplitudes a de vagues de fréquence f_v=0.80 Hz.



(b) Evolution de θ, pour 3 différentes amplitudes a de vagues de fréquence f_v=1.00 Hz.



(c) Evolution de θ, pour 3 différentes amplitudes a de vagues de fréquence f_v=1.20 Hz.



(d) Evolution de θ , pour 3 différentes amplitudes a de vagues de fréquence f_v=1.40 Hz.

Figure III.23: Evolution de θ, pour 3 différentes amplitudes a de vagues irrégulières.

La synchronisation pour les vagues irrégulières existe mais elle est aléatoire. On peut observer sur les courbes d'évolution de θ la présence de plateaux ou escaliers, notamment pour les fréquences f_v de 1.20 Hz et 1.40Hz et en particulier à forte amplitude. La pente de θ (Δω) diminue progressivement au fur et à mesure que le niveau d'amplitude passe de 10% à 50% et 100%. A 100%, la pente est la plus faible. La variation de Δω a fait l'objet d'une étude détaillée. Pour la fréquence de 1.40Hz, dix niveaux d'amplitude ont été testés. Sur la Figure III.24, nous observons que Δω diminue régulièrement avec une augmentation de l'amplitude des vagues. Toute diminution de Δω indique une diminution de la pente respective de θ. Nous pouvons alors déduire que le fait d'augmenter l'amplitude des vagues, tend à faire évoluer Δω pour se rapprocher d'un régime de synchronisation de la fréquence comme dans le cas avec des vagues régulières.

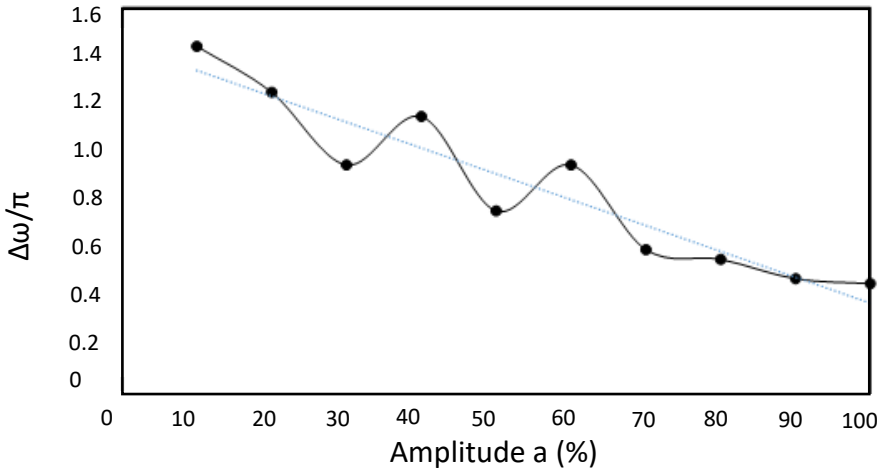


Figure III.24: Evolution de θ pour la fréquence 1.40Hz en fonction du niveau de l'amplitude a.

III.3.2) Discussion et conclusion

Dans cette section 3, le phénomène de synchronisation en présence de vagues irrégulières a été étudié. Les expériences ont été effectuées en utilisant un cylindre vertical de 4 cm et des vagues irrégulières de spectre de type JONSWAP. Les fréquences des vagues retenues étaient de: 0.80Hz, 1.00 Hz, 1.20 Hz et 1.40 Hz. En effectuant une transformation DFT moyennée sur la composante V_x de la vitesse de l'écoulement, nous avons observé l'effet des amplitudes des vagues sur la fréquence de sillage d'un cylindre vertical. Une diminution de la fréquence de sillage mais aussi de la largeur du spectre ont été enregistrées avec une augmentation de l'amplitude. Ce résultat a été approfondi en analysant les spectrogrammes de la fréquence de sillage pour toutes les amplitudes de vagues générées. Nous avons constaté que la fréquence de sillage a une tendance à décroître quand l'amplitude augmente tout en se rapprochant de la moitié de la fréquence de vagues utilisée pour l'expérience. Comme, déjà rapporté (section 2) pour le cas des vagues régulières, une augmentation de l'amplitude des vagues, conduit à un régime de synchronisation subharmonique de la fréquence. Afin de mieux expliquer ces observations, les phases des signaux de la vitesse longitudinale Vx, et du déplacement de la surface libre η ont été calculés puis analysés. Avec les vagues irrégulières, une technique de combinaison de phases a été privilégiée au coefficient de diffusion de la phase K. L'évolution temporelle des phases a été analysée et la pente Δω des courbes respectives a permis de

déterminer la présence ou pas du régime de synchronisation. Nous observons que pour une amplitude élevée, Δω diminue en valeur et se rapproche donc d'un régime de synchronisation subharmonique. Nous avons aussi constaté que l'évolution temporelle de la phase θ a une forme étagée avec des intervalles où la pente de θ ≈ 0 *i.e.* plateaux ou escaliers. Ceci correspond à l'effet de la synchronisation intercalé avec des changements rapides de θ. Le comportement des vagues irrégulières a donc tendance à être similaire à celui des vagues régulières, avec l'amplitude des vagues augmentant.

III.4) Transport sédimentaire dû aux vagues et courant

Après avoir étudié la partie hydrodynamique entre l'interaction des vagues (régulières et irrégulières) et l'allée de Von Karman derrière un cylindre vertical, nous nous sommes intéressés à l'effet de cette interaction sur l'environnement autour du cylindre, précisément le transport sédimentaire qui en résulte. Les conditions offshores de Courseulles-sur-Mer ont été reproduites et adaptées au canal en utilisant une échelle de 1 :150 avec un cylindre de 4 cm de diamètre. Cette échelle correspond aux études sur les écoulements avec des vagues irrégulières en section 3. Le schéma du dispositif expérimental pour l'étude du transport sédimentaire est montré sur la Figure III.25. Pour ces expériences, plusieurs régimes d'écoulement ont été étudiés ; à savoir

- Courant seul.
- Courant + vagues régulières.
- Courant + vagues irrégulières.

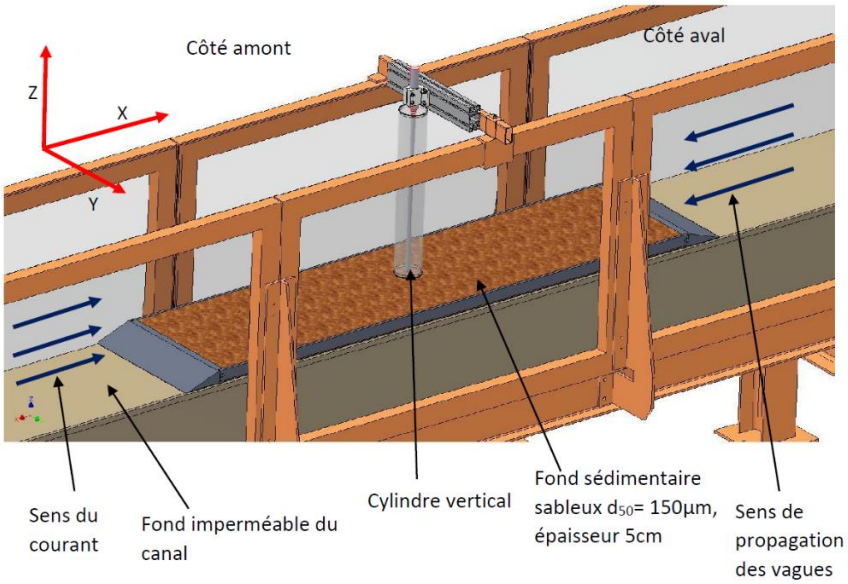


Figure III.25: Vue partielle du dispositif expérimental pour l'étude de transport sédimentaire.

Pour chaque régime d'écoulement, la morphologie du fond a été reproduite numériquement à l'aide du profilomètre décrit dans le chapitre 2 (section 6) et un script MATLAB. Les morphologies obtenues ont ensuite été utilisées pour montrer l'évolution de l'affouillement autour du cylindre vertical et les rides générées dans le sable en amont du cylindre. L'évolution

de la morphologie autour du cylindre a été étudiée après des durées de 30 minutes, 1 heure, 2 heures, 4 heures, 6 heures, 8 heures et 9 heures d'écoulement.

III.4.1) Conditions expérimentales

Plusieurs conditions d'écoulement ont été retenues et testées pour cette étude de transport sédimentaire autour du cylindre vertical. Les caractéristiques hydrodynamiques de l'ensemble des essais entrepris sont données dans le Tableau III.3.

Type d'écoulement	Hauteur des vagues (m)	Période des vagues (s)	Fréquences des vagues (Hz)	Vitesse d'écoulement (m/s)	Echelle
Courant seul C1	-	-	-	0.16	1 :150
Courseulles-sur-Mer Vagues Régulières VR1	0.05	0.8	1.25	0.16	1 :150
Régime de synchronisation Vagues Régulières VR2	0.02	0.67	1.5	0.16	1 :150
Vagues Irrégulières VI1	0.075	1.25	0.80	0.16	1 :150
Vagues Irrégulières VI2	0.06	1.00	1.00	0.16	1 :150
Vagues Irrégulières VI3	0.05	0.909	1.20	0.16	1 :150
Vagues Irrégulières VI4	0.022	0.769	1.25	0.16	1 :150

Tableau III.3 : Données hydrodynamiques pour le transport sédimentaire

Le diamètre d du cylindre vertical utilisé pour ces expériences était de 4 cm et l'épaisseur du fond sédimentaire constitué de sables fins de d_{50} 150 µm est égale à 5 cm. Les conditions d'écoulement VI1, VI2, VI3 ont été retenues dans le but de compléter les résultats obtenus dans la section 3 de ce chapitre. Concernant celles de l'étude VI4, cette série d'expériences a été entreprise pour apporter des résultats qui seront comparés à ceux obtenus avec l'écoulement de l'étude VR1. Nous nous intéressons principalement à l'affouillement autour du cylindre et aux rides/monticules formés en aval du cylindre vertical, voir Figure III.26.

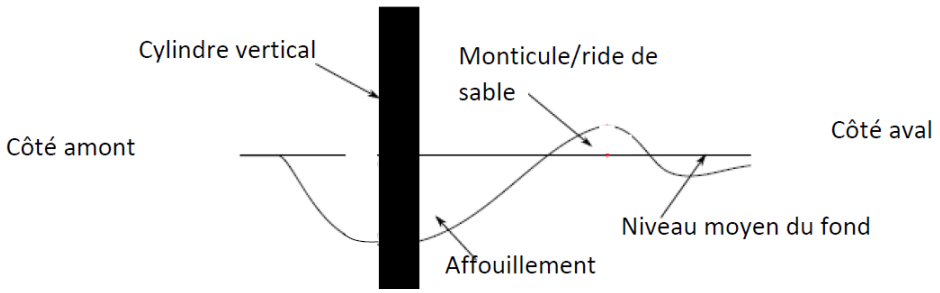


Figure III.26: Schéma indiquant la profondeur de la fosse d'affouillement et du monticule de sable respectivement, en vue de côté.

III.4.2) Etude de la morphologie du fond sédimentaire

A titre d'exemple, deux évolutions de la morphologie du fond sont présentées en vue de dessus dans le cas de vagues irrégulières. Les morphologies obtenues pour le cas de la fréquence f_v 1.00 Hz après 30 minutes (a), 1h (b), 2h (c), 6h (d), 8h (e) et 9h (f) d'écoulement sont présentées sur la Figure III.27.

Pour le cas de la fréquence f_v de 1.20 Hz, les morphologies obtenues après 30 minutes (a), 1h (b), 2h (c), 4h (d), 6h (e), 8h (f) d'écoulement sont présentées sur la Figure III.28.

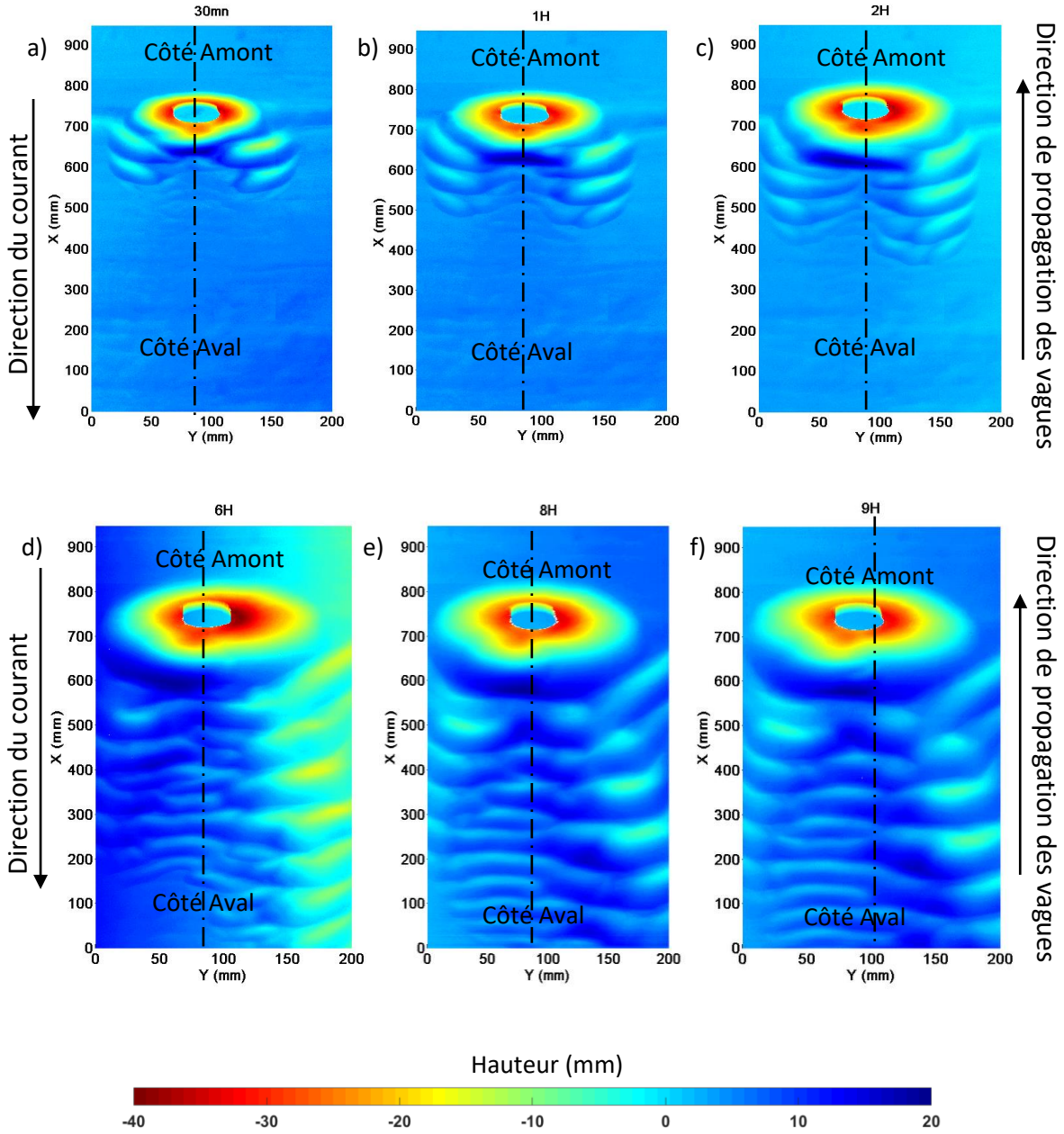


Figure III.27: Evolution temporelle de la morphologie du fond sableux avec des vagues irrégulières de fv 1.00 Hz.

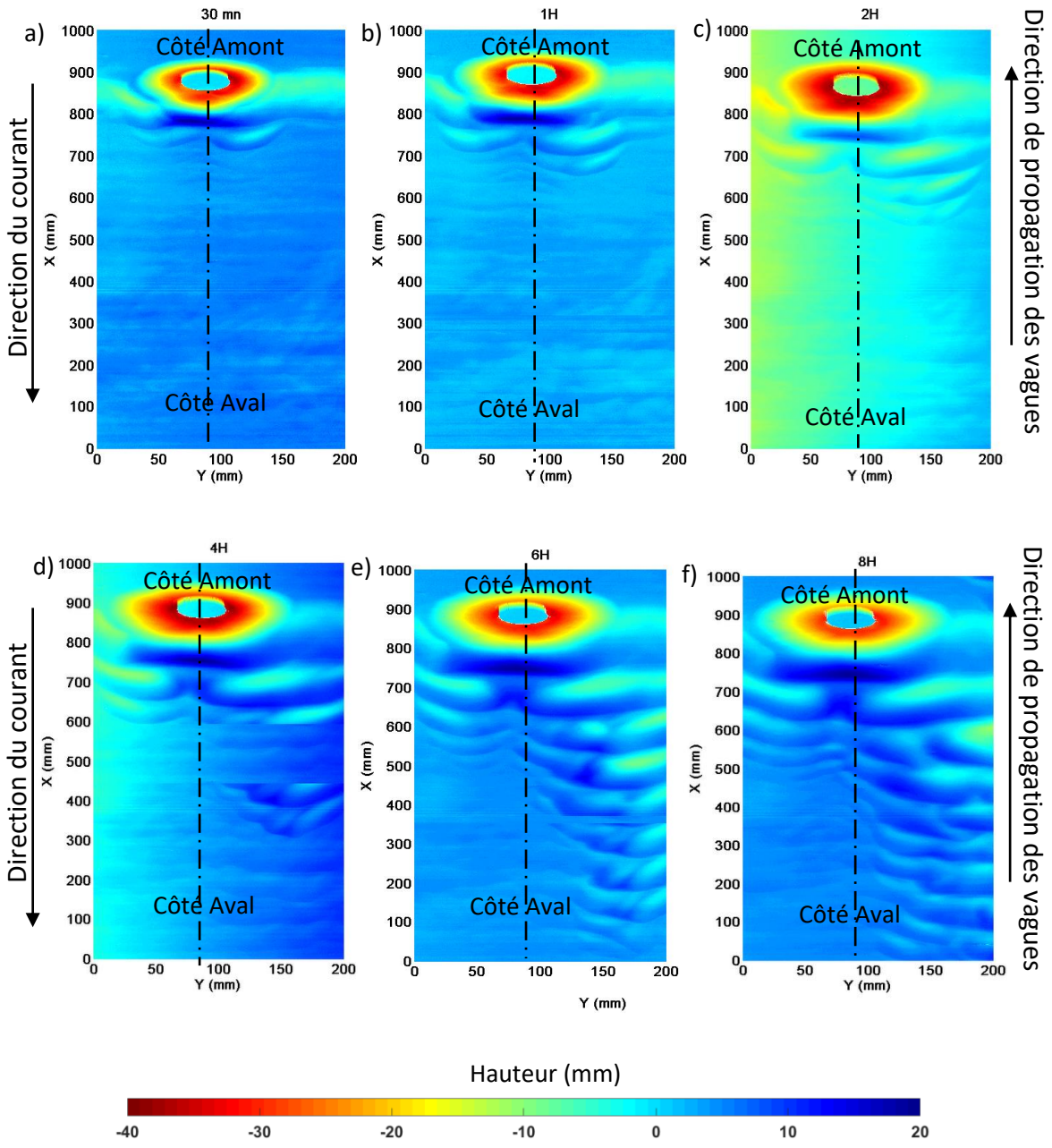


Figure III.28: Evolution temporelle de la morphologie du fond sableux avec des vagues irrégulières de fv 1.20 Hz.

Nous constatons que sous l'effet de l'écoulement, le fond devient instable et des rides se forment autour d'irrégularités de la surface sédimentaire. Le nombre de rides générées croit avec la durée de l'écoulement et ces dernières sont asymétriques par rapport à l'axe du canal et sont orientées dans la direction de l'écoulement. Elles présentent une face amont en pente douce et une face aval en pente plus raide avec une forme dont la section longitudinale est approximativement triangulaire.

III.4.3) Etude de l'affouillement autour du cylindre vertical

Pour les expériences menées avec des vagues irrégulières, dont l'étude de la morphologie du fond a été présentée à la section précédente, l'affouillement autour du cylindre vertical est détaillé. Nous pouvons observer l'affouillement (en couleur rouge, voir Figures III.27 et III.28) autour du cylindre vertical. Une évolution non symétrique (par rapport à l'axe du canal) de la morphologie des rides en aval du cylindre vertical est constatée (voir section 4.2 de ce chapitre). Une des hypothèses avancées pour expliquer cette déviation ou non-symétrie, est liée au montage du cylindre vertical. En effet, le cylindre fixé par le haut (voir chapitre 2) et posé sur le plot de base, peut être soumis à des vibrations à la base lors des expériences. La deuxième hypothèse est associée au fait est que le temps d'écoulement nécessaire pour produire un changement en morphologie symétrique serait insuffisant. Une fois l'évolution de la morphologie développée en fin d'expérience, l'analyse des résultats permet de suivre, l'évolution de l'affouillement autour du cylindre vertical comme l'évolution de la longueur d'onde des rides ainsi créées. La géométrie de l'affouillement comme de la forme des rides, nécessite le tracé d'une section du fond sédimentaire au niveau de l'axe du canal, voir Figures III.29 et III.30. Ces tracés effectués pour toutes les morphologies enregistrées ont permis la détermination de la largeur et la profondeur de l'affouillement, et par la suite du volume.

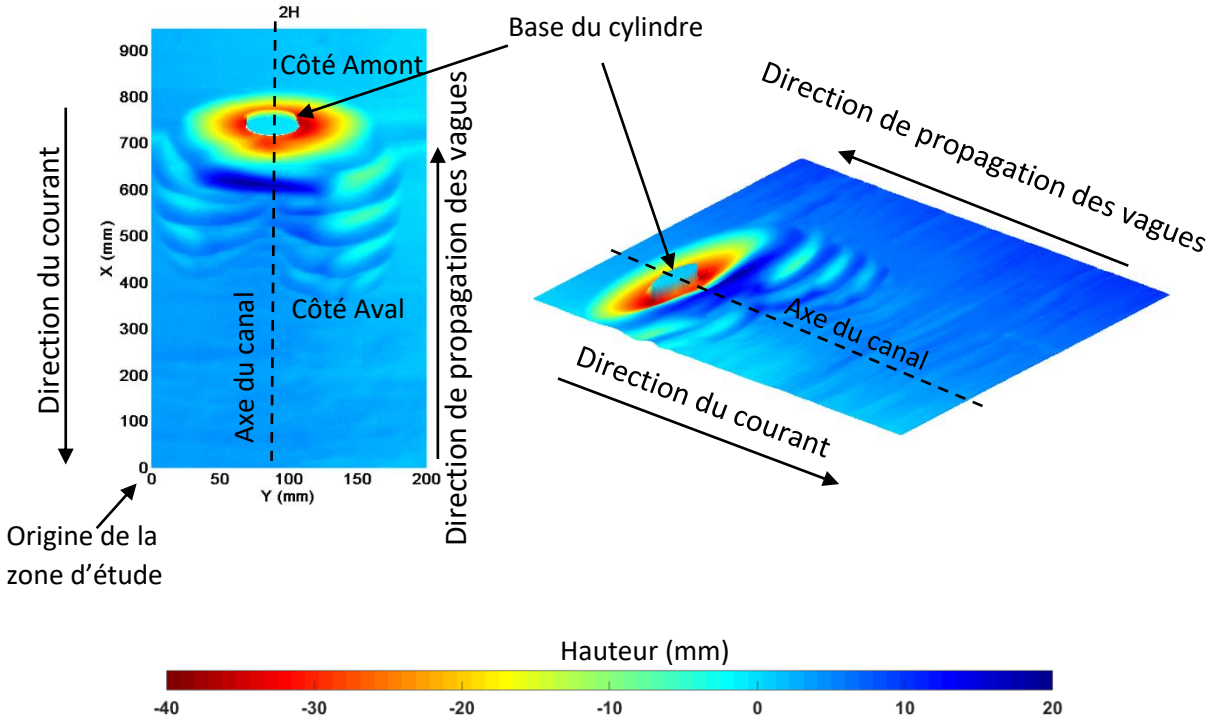


Figure III.29: Images utilisées pour l'établissement des tracés en coupe de l'affouillement.

A titre d'exemple et de manière schématique, la Figure III.30 montre une coupe obtenue de l'affouillement avec les paramètres géométriques retenus.

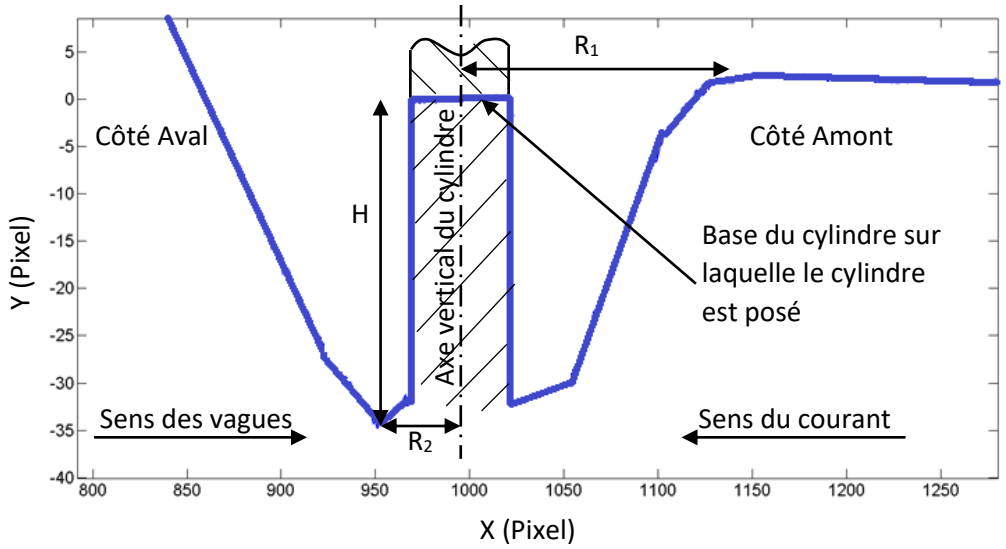


Figure III.30: Schéma en coupe d'un affouillement.

A l'observation des coupes obtenues qui ne présentent pas de symétrie, des critères ont été établis afin de déterminer la profondeur (H), la largeur supérieure et inférieure au niveau de la base support du cylindre vertical, R_1 et R_2 respectivement. H a été retenue comme étant la distance verticale entre la base du cylindre et le point du profil le plus bas de la coupe ; R_1 est la distance horizontale entre l'axe du cylindre et le point le plus éloigné se trouvant sur la pente de l'affouillement et R_2 est la distance horizontale entre le point du profil le plus bas sur la coupe et l'axe du cylindre. Après avoir obtenu ces données géométriques H, R_1 et R_2, le volume de l'affouillement est calculé en faisant l'hypothèse que le volume de sable dégagé autour de la base du cylindre correspond à un cône tronqué. La formule suivante permet d'évaluer le volume de sable affouillé, V_a.

$$V_a = (H \times \pi/3) \times ((R_1)^2 + (R_2)^2 + (R_1 \times R_2)) \qquad (3.11)$$

Les Figures III.31 et III.32 montrent l'évolution temporelle de l'affouillement et de sa profondeur pour les différents types d'écoulements étudiés, dans les expériences menées : les quatre fréquences des vagues irrégulières, les deux fréquences des vagues régulières et l'écoulement avec un courant seul. Sur les deux Figures III.31 et III.32, on constate que les quatre fréquences de vagues irrégulières produisent une forte évolution de l'affouillement pendant les deux premières heures qui par la suite, semble se stabiliser dans le temps. A l'exception de la fréquence 0.80 Hz, à partir de huit heures d'écoulement, les courbes présentent une asymptote horizontale, ceci indique que l'affouillement autour du cylindre a atteint sa limite et devient stable. La tendance générale des trois courbes pour les vagues irrégulières (1.25 Hz, 1.20 Hz t 1.00 Hz) se ressemble ; le volume de sédiments déplacé (cm^3) croit de manière inversement proportionnelle à la fréquence. Nous obtenons un volume déplacé plus élevé pour la fréquence 1.00 Hz que 1.25 Hz. Ceci peut être expliqué par le fait que le générateur des vagues génère des vagues plus énergétiques d'amplitude plus élevée quand la fréquence prépondérante diminue. La courbe représentant la fréquence 0.80 Hz n'a

pas la même allure que les trois autres, ceci peut résulter du fait que les vagues à cette fréquence avaient tendance à déferler contrairement aux trois autres fréquences. La courbe a été ajoutée aux Figures III.31 et III.32 pour montrer cette différence de comportement. Concernant les vagues régulières, l'affouillement et la profondeur sont plus élevés pour le cas de Courseulles-sur-Mer où les vagues ont une fréquence de 1.25Hz. Il est important de noter qu'a cette même fréquence avec les vagues irrégulières, l'affouillement obtenu est le moins élevé. Il y a donc une diminution non négligeable de l'effet hydrodynamique en passant d'un écoulement de vagues régulières à des vagues irrégulières. Finalement, nous pouvons constater qu'après 9h d'écoulement, l'ordre de grandeur concernant la profondeur et le volume d'affouillement est similaire pour les cas de courant et de régime avec synchronisation.

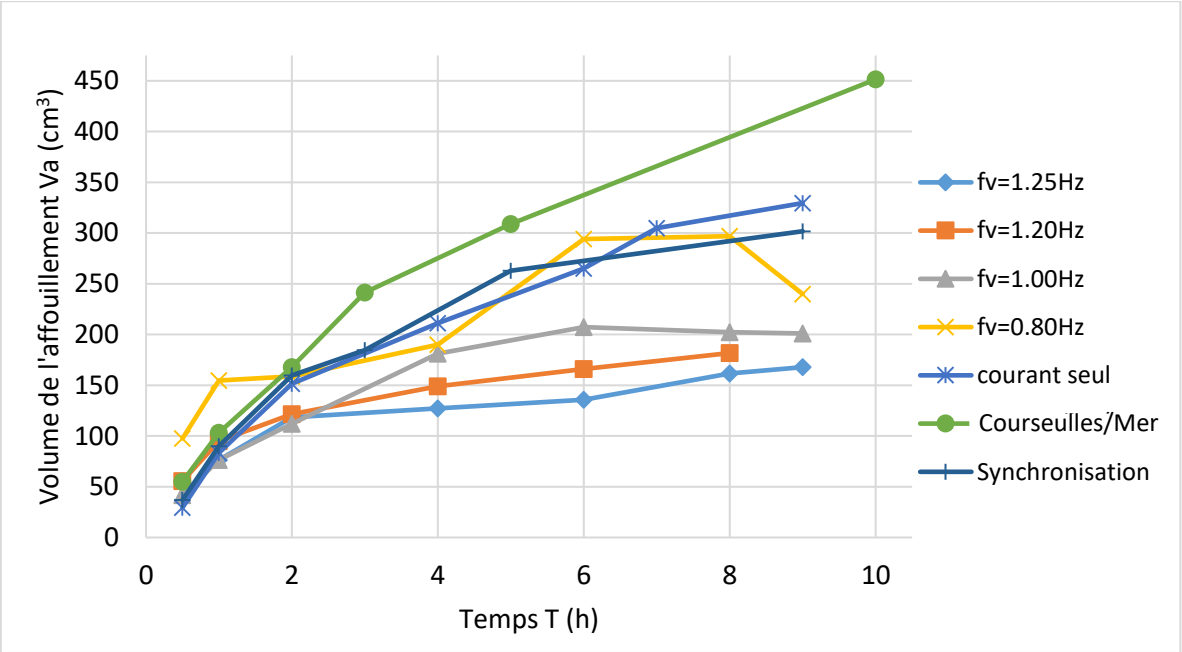


Figure III.31: Evolution du volume de l'affouillement.

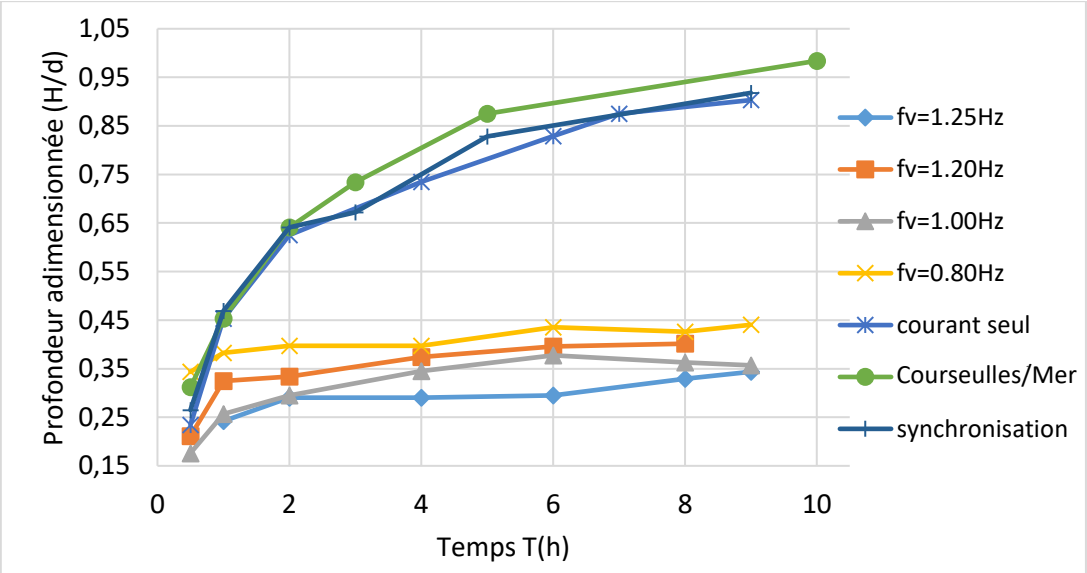


Figure III.32: Evolution de la profondeur adimensionnée.

III.4.4) Etude de la longueur d'onde des rides

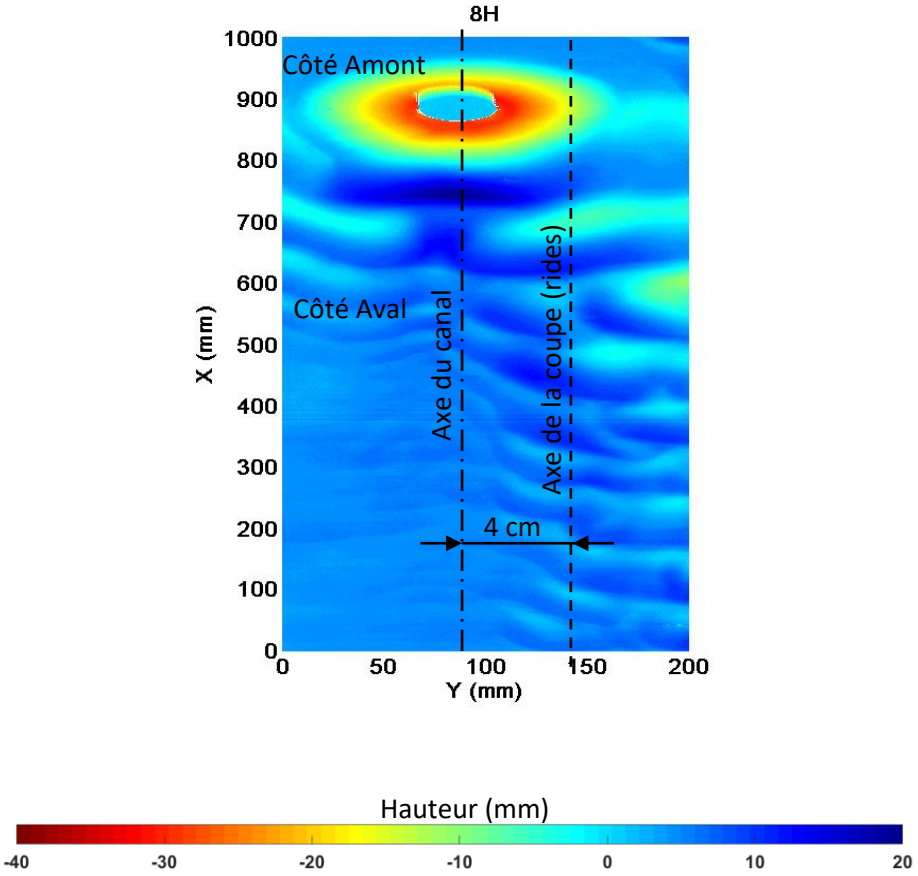


Figure III.33: Image utilisée pour l'établissement du tracé en coupe des rides.

Au-delà de l'affouillement, l'influence des vagues sur la longueur d'onde des rides créées en aval du cylindre vertical a aussi été étudiée. Comme pour l'étude de l'affouillement, un tracé en coupe de la zone d'étude a été effectué afin de pouvoir observer la forme des rides sédimentaires établies par l'écoulement. Cette coupe n'a en revanche pas été effectuée dans l'axe du canal mais parallèlement à une distance de 4cm soit un diamètre, afin de représenter un maximum de rides, voir Figure III.33. Un exemple de tracé ainsi obtenu pour un essai avec des vagues irrégulières de fréquence 1.20 Hz après 8h d'écoulement est présenté à la Figure III.34. Une fois le tracé en coupe effectué, nous obtenons le profil de l'affouillement et des rides, voir Figure III.34 où la bathymétrie du fond sédimentaire peut être étudiée et mesurée.

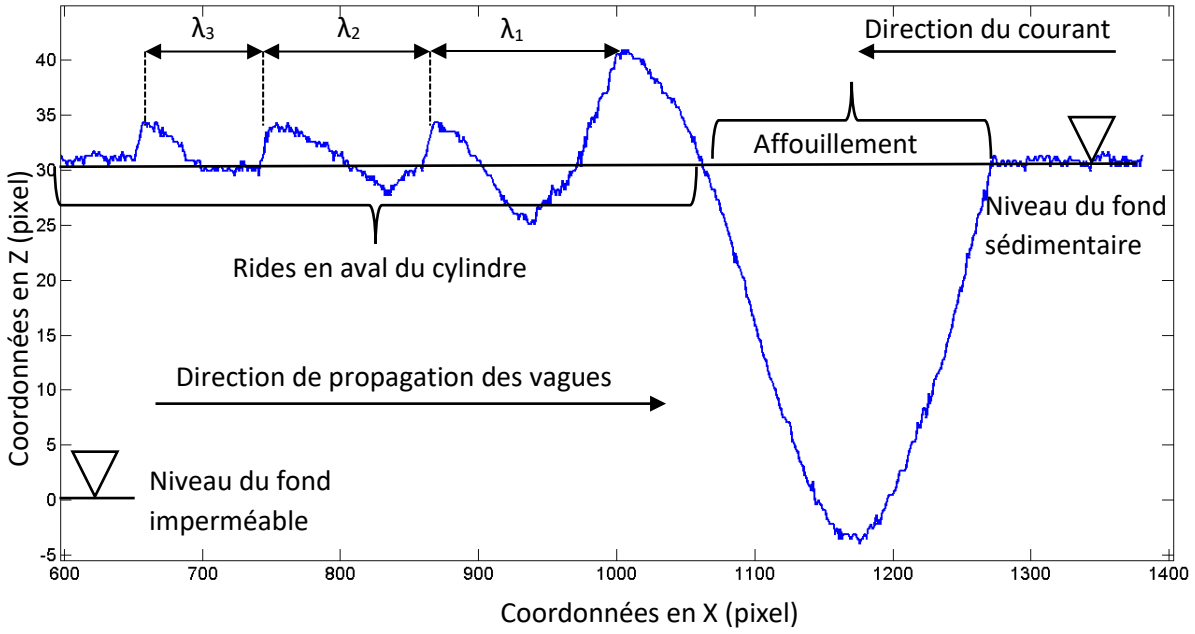


Figure III.34: Profil en coupe des rides.

Les coordonnées correspondant aux sommets des rides formées en aval du cylindre sont ensuite mesurées pour déterminer la longueur d'onde des rides formées. Comme dans nos expériences, la longueur d'onde des rides n'a pas encore atteint une valeur constante, une moyenne des différentes longueurs λ est effectuée. Cette moyenne a été calculée pour toutes les morphologies enregistrées. Puis les courbes décrivant l'évolution des rides pour tous les régimes d'écoulement ont ensuite été tracées, voir Figure III.35.

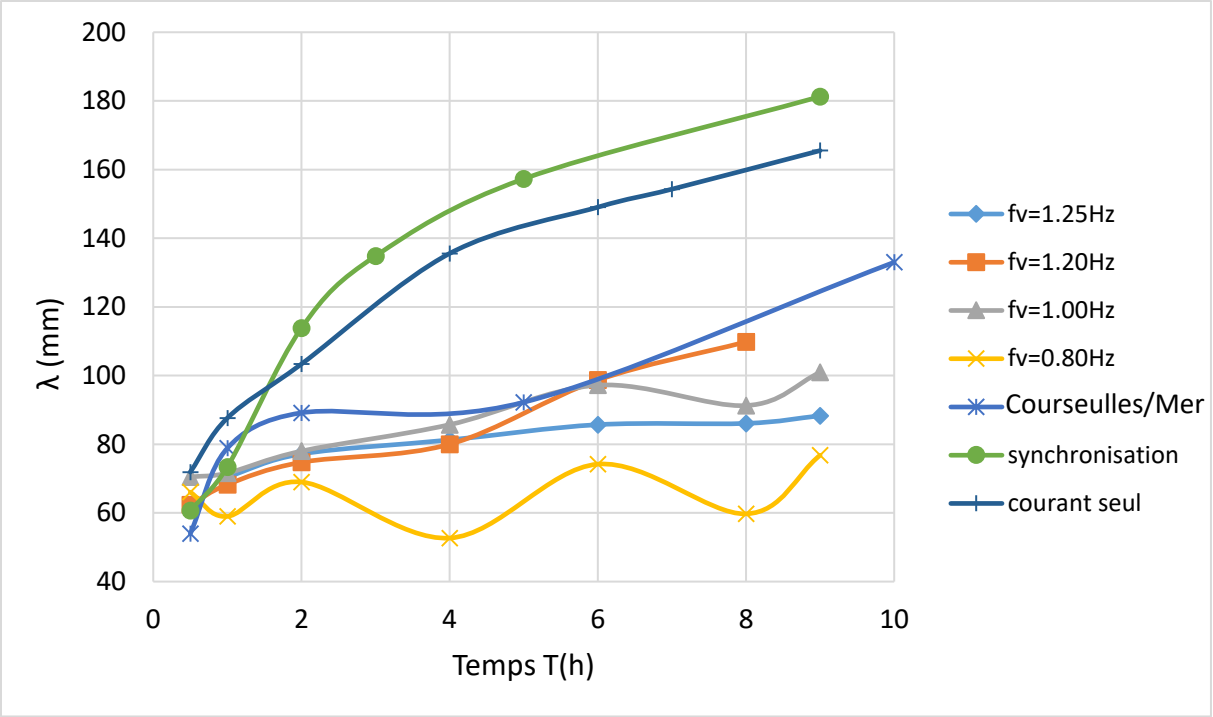


Figure III.35: Evolution de la longueur d'onde moyenne des rides pour les différents régimes d'écoulement.

Sur la Figure III.35, nous pouvons constater qu'en présence d'un régime de synchronisation, la longueur d'onde des rides évolue à un rythme bien plus rapide que les autres régimes d'écoulement. Pendant les 2 premières heures, ce rythme croit presque constamment (60mm/h) pour ensuite évoluer plus lentement à partir de deux heures. Après neuf heures d'écoulement, l'évolution de la longueur des rides en régime de synchronisation peut atteindre une valeur voisine de celle obtenue dans le cas des vagues irrégulières. Dans le cas des vagues irrégulières, après neuf heures, nous obtenons un λ moyen de 90 mm comparé au λ de 180 mm en condition de synchronisation. De manière générale, les vagues irrégulières ont moins d'influence sur l'évolution des rides comparativement aux vagues régulières. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'avec les vagues régulières, l'amplitude et la vitesse orbitale des vagues sont constantes ce qui conduirait à une formation de rides plus stable, ce qui ne serait pas le cas pour les autres régimes d'écoulement. Notons qu'un écoulement composé d'un courant seul, influence nettement l'évolution des rides par rapport aux autres régimes d'écoulement. Les tourbillons en forme de fer à cheval et les tourbillons « lee-wake » ne sont pas perturbés par des vagues évoluant dans le sens contraire de l'écoulement, les motifs formés ainsi par ces tourbillons ont une meilleure stabilité et, une meilleure évolution au cours de l'écoulement est constatée.

Chapitre IV Résultats numériques

IV.1) Introduction

A côté des expériences en laboratoire, des simulations numériques ont été menées pour reproduire les interactions vagues-courant au voisinage d'un ou plusieurs monopieux, fondations d'éoliennes offshores. Ces simulations sont validées pour partie avec des résultats expérimentaux obtenus en canal et seront ensuite utilisées pour simuler l'hydrodynamique du parc éolien dans son ensemble, avec ses 75 éoliennes. La validation numérique a été amorcée dans ces travaux, elle n'est donc pas terminée. Seuls sont présentés les premiers résultats des simulations numériques entreprises des travaux qui doivent être poursuivis dans l'avenir.

Le logiciel libre OpenFoam (Weller et al., 1998), ainsi que sa variante olaFoam (Higuera, 2015) ont été mis en œuvre pour simuler les interactions hydrodynamiques au voisinage des fondations d'éoliennes offshores représentées ici par des cylindres.

Ce chapitre est divisé en quatre sections en considérant l'introduction. Dans la section 2, nous introduisons les différents modèles de turbulence et les méthodes de discrétisation numériques utilisées dans OpenFoam. Les équations décrivant l'extension olaFoam permettant de générer et d'absorber des vagues sont aussi introduites. Dans la section 3 du chapitre, les configurations mises en place sont décrites. La section 4, est dédiée à la validation numérique des cas où l'hydrodynamique est générée par un courant uniforme. Dans la section 5, les premiers pas de validation pour des cas vague-courant sont présentés.

IV.2) Matériels et méthodes

Les simulations numériques présentées dans ce chapitre ont été réalisées à l'aide du logiciel OpenFOAM. Le solveur utilisé est interFoam. Ce solveur permet de simuler un écoulement diphasique à l'aide de la méthode VOF, Volume Of Fluid (Hirt & Nichols, 1981). Le modèle numérique est décrit et détaillé dans cette section. Les équations de Navier-Stokes ainsi que les équations de Reynolds utilisées dans OpenFOAM sont rappelées. Comme nous utilisons l'extension olaFOAM pour générer les vagues, nous détaillons aussi les équations utilisées dans ce solveur.

IV.2.1) Modélisation de l'interface air-mer

La simulation d'écoulements à la surface libre nécessite la prise en compte numérique d'un suivi de l'interface entre l'eau et l'air. On rencontre dans la littérature deux méthodes fondamentales: l'approche lagrangienne ou *front tracking* et l'approche eulérienne ou *front capturing*. Au détriment de la précision apportée par le formalisme des méthodes lagrangiennes, les méthodes eulériennes sont généralement préférées, pour l'étude numérique des écoulements diphasiques. Dans l'approche eulérienne, le suivi de l'interface est réalisé par transport d'une fonction scalaire permettant de définir chaque fluide. Il existe deux méthodes dites eulériennes : les méthodes VOF, Volume Of Fluid (Hirt et Nichols,1981) et la méthode *Level Set* (Osher et al., 1988). Dans ces travaux, on s'intéresse en particulier à la méthode VOF qui assure par sa construction une excellente conservation de la masse. Cette méthode est disponible dans OpenFoam via le solveur interFoam. Cette méthode repose sur le principe de transport d'un champ scalaire sous la forme d'une fonction scalaire qui représente la fraction volumique (α) d'un fluide dans une cellule de calcul. Quand une cellule est complètement occupée par le premier ou le second fluide, cette fonction vaut respectivement 1 ou 0. Lorsque la valeur de α est comprise entre 0 et 1, nous sommes alors à l'interface entre les fluides.

IV.2.1.1) Suivi de l'interface

L'évolution de l'interface est obtenue par résolution d'une équation de transport équivalente à l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \mathbf{U}.\nabla\alpha = 0 \quad , \tag{4.1}$$

où **U** est la vitesse de l'écoulement, t est le temps et α la fraction volumique.

La discontinuité de α rend l'équation (4.1) délicate et très difficile à résoudre numériquement. Ainsi, dans certains codes de calculs, l'interface est reconstruite géométriquement afin d'avoir

des flux numériques assurant la conservation de la masse. C'est précisément ce point qui représente une des difficultés de la méthode, car pour l'implémentation en trois dimensions (3D), la parallélisation et l'extension en maillage non structuré de ces algorithmes demeurent très complexes.

Une alternative à la reconstruction géométrique consiste à ajouter à l'équation (4.1) un terme de compression artificiel de manière à contrôler l'épaisseur numérique de l'interface. Dans le solveur interFoam, l'équation (4.1) est alors remplacée par :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla.(\alpha \mathbf{U}) + \nabla.(\alpha(1-\alpha)\mathbf{U}_r) = 0 \,, \tag{4.2}$$

où $\mathbf{U}_r$ est une vitesse de compression de l'interface.

IV.2.1.2) Modèle diphasique

Une fois l'équation (4.2) résolue, la densité (ρ) et la viscosité dynamique (μ) du modèle sont déterminées de la manière suivante :

$$\rho = \alpha\rho_1 + (1-\alpha)\rho_2 \,, \tag{4.3}$$

$$\mu = \alpha\mu_1 + (1-\alpha)\mu_2 \,, \tag{4.4}$$

où ρ_i et μ_i, i = 1, 2 représentent respectivement la densité et viscosité dynamique associées à chacun des deux fluides. L'écoulement diphasique (eau-air) est ainsi assimilé à un seul fluide ; une unique équation de bilan de quantité de mouvement s'applique pour tout le domaine. Dans le cadre du modèle, les équations de Navier-Stokes incompressibles avec la masse volumique et viscosité variables s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \mathbf{T} + f_\sigma \,, \tag{4.5}$$

$$\nabla . \mathbf{U} = 0, \tag{4.6}$$

où **U**(Ux,Uy,Uz) est le champ de vitesse tridimensionnel, p le champ de pression, f_σ la force de tension superficielle, **g** l'accélération gravitationnelle et $T = \mu(\nabla \mathbf{U} + \nabla^T \mathbf{U})$ représente le tenseur des contraintes visqueuses. Pour un écoulement incompressible, le terme $\nabla \cdot \mathbf{T}$ adopte la forme suivante :

$$\nabla \cdot \mathbf{T} = \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{U}) + \nabla \mathbf{U} . \nabla \mu, \tag{4.7}$$

Le solveur interFoam utilise le modèle CSF (Continuous Surface Force) ainsi :

$$f_\sigma = -\sigma k \nabla \alpha, \tag{4.8}$$

où σ représente le coefficient de tension superficielle et k représente la courbure moyenne de l'interface. Elle est donnée par l'expression :

$$k = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha}{|\nabla \alpha|} \right), \tag{4.9}$$

Les inconnues α, **U** et p sont obtenues par la résolution du système couplé (4.2)-(4.9). Rappelons que, le solveur interFoam ne permet ni la génération, ni l'absorption de vagues. C'est pourquoi, lorsqu'il s'agit d'introduire des vagues dans notre problème, le solveur

olaFOAM, développé par Higuera, (2015), est utilisé à la place de interFoam. L'extension olaFOAM est basée sur interFoam et permet la génération et en plus l'absorption des vagues. Avant de présenter le nouveau jeu d'équations résolu par olaFoam (Higuera, 2015), nous commençons par détailler la modélisation de la turbulence dans la section qui suit.

IV.2.2) Modélisation de la turbulence

Malgré les efforts importants de recherche depuis plus d'un siècle, la modélisation de la turbulence demeure toujours un défi à relever. Trois axes de recherche prédominent: les résolutions numériques déterministes (DNS, pour Direct Numerical Simulation) ; les méthodes semi-déterministes (LES, pour Large Eddy Simulation) et enfin les méthodes basées sur une approche statistique (RANS pour Reynolds Average Navier-Stokes).

L'approche DNS propose de modéliser l'intégralité de la turbulence, permettant ainsi de capter toutes les structures tourbillonnaires potentiellement présentes. Néanmoins, cela nécessite un coût de calcul, très élevé, surtout pour des simulations tridimensionnelles. Dans la méthode LES seulement une partie de la turbulence est modélisée par l'utilisation d'un filtre numérique, dépendant de la taille de la maille. Plus simplement, les plus gros tourbillons sont résolus par le modèle, mais les plus petits ont besoin d'être modélisés. La méthode LES implique également un coût de calcul important en présence de frontières dans le domaine d'étude. Une alternative à ces deux approches est la méthode statistique RANS. Cette méthode repose sur la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées. Ainsi le mouvement instantané du fluide n'est pas considéré, mais plutôt son mouvement moyen. Cette approche est donc moins couteuse que les deux précédentes approches, mais ne fournit qu'un comportement moyen de l'écoulement. Dans le cadre de nos travaux, nous avons fait le choix d'utiliser et de comparer les résultats issus des approches DNS et RANS. L'approche DNS ne nécessitant pas de modélisation particulière, nous présentons les détails de la modélisation par l'approche RANS.

IV.2.2.1) Modélisation RANS

L'approche RANS repose sur l'idée de séparer la vitesse du fluide **U** en deux composantes, une partie moyenne $\overline{\mathbf{U}}$ et une partie fluctuante $\mathbf{u}'$ tel que:

$$\mathbf{U}(x,t) = \overline{\mathbf{U}}(x,t) + \mathbf{U}'(x,t), \tag{4.10}$$

où $\mathbf{U}'(x,\ t)$ est la partie fluctuante et $\overline{\mathbf{U}}$ est la valeur moyenne donné par :

$$\overline{\mathbf{U}}(x,t) = \lim_{\tau\to\infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \mathbf{U}(x,t)dt. \tag{4.11}$$

τ est défini comme le temps d'observation. Cette modélisation utilise également les axiomes de Reynolds suivants, qui sont valables pour toutes fonctions aléatoires, ($f(x_i,t)$ et $g(x_i,t)$), et pour toute constante (α).

$$\left.\begin{array}{c}\overline{f+g}=\bar{f}+\bar{g}\ ;\ \overline{\alpha f}=\alpha\bar{f}\ ;\ \overline{f\bar{g}}=\bar{f}\bar{g}\\ \overline{\frac{\partial f}{\partial x_i}}=\frac{\partial\bar{f}}{\partial x_i}\ ;\ \overline{\frac{\partial f}{\partial t}}=\frac{\partial\bar{f}}{\partial t},\end{array}\right\} \tag{4.12}$$

En substituant (4.10) à (4.7) et en utilisant les propriétés de l'équation (4.12), on obtient un système d'équations similaire, dont la nouvelle inconnue est le champ moyen. Ainsi, dans cette modélisation, nous résolvons un écoulement moyen.

$$\frac{\partial\bar{\mathbf{U}}}{\partial t}+\nabla\cdot\left(\overline{\bar{\mathbf{U}}\otimes\bar{\mathbf{U}}}\right)+\nabla\cdot\left(\overline{\mathbf{U}'\otimes\mathbf{U}'}\right)=-\frac{1}{\rho}\nabla p+\nabla\cdot\left(\nu\overline{\nabla\mathbf{U}}\right)+g. \tag{4.13}$$

Il apparait un terme supplémentaire $\overline{\mathbf{U}'\otimes\mathbf{U}'}$ représentant le tenseur des contraintes de Reynolds. Ce terme doit être alors modélisé pour fermer le problème.

La modélisation de ce terme est basée sur une hypothèse de Boussinesq, selon laquelle le tenseur des contraintes turbulent peut être exprimé comme une fonction linéaire du tenseur de déformation, assimilant ses effets à un effet visqueux dépendant de l'espace et du temps.

$$\overline{\mathbf{U}'\otimes\mathbf{U}'}=\nu_t(\nabla\bar{\mathbf{U}}+(\nabla\bar{\mathbf{U}})^T)+\frac{2}{3}kI_d, \tag{4.14}$$

où ν_t désigne la viscosité turbulente, I_d, la matrice d'identité et $k=\frac{1}{2}\left\|\overline{\mathbf{U}'}\right\|^2$ désigne l'énergie cinétique turbulente. Au final, la détermination du tenseur de Reynolds se ramène à la détermination de la nouvelle variable ν_t.
Généralement, les méthodes pour déterminer ν_t sont classées en fonction du nombre d'équations supplémentaires à résoudre, à savoir :

- Modélisation à zéro équation de transport où aucune équation de transport supplémentaire n'est résolue, pour estimer ν_t.
- Modélisation à une équation de transport où une équation de transport est résolue en plus des équations du mouvement, pour estimer ν_t.
- Modélisation à deux équations de transport où deux équations de transport sont résolues en supplément des équations du mouvement pour estimer ν_t.

IV.2.2.1.1) Modèle algébrique ou modèle à zéro équation

Prandtl propose en 1925, une formulation de la viscosité turbulente utilisant le concept de longueur de mélange l_m et du cisaillement de l'écoulement moyen. Pour un écoulement unidirectionnel (suivant z) et cisaillé suivant la direction y, la viscosité ν_t est alors définie par :

$$\nu_t = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial \overline{U_z}}{\partial y} \right| , \qquad (4.15)$$

où ρ est la masse volumique du fluide et $\left| \frac{\partial \overline{U_z}}{\partial y} \right|$, la valeur absolue du gradient de la vitesse.

Cette longueur de mélange, inspirée du libre parcours moyen dans la théorie cinétique des gaz repose sur le principe que le transport de la quantité de mouvement s'effectue sur une distance égale au libre parcours moyen.

Ce modèle a un degré de généralité très faible puisqu'il dépend du type d'écoulement envisagé. Cependant lorsqu'il est appliqué dans des configurations d'écoulement adaptées, les prédictions numériques sont proches de celles mesurées. Ce modèle est dit incomplet, car pour décrire la longueur de mélange en fonction de la position, celle-ci dépend de l'écoulement. D'autre part, cette vision de la turbulence est trop simpliste, car la longueur doit être différente selon que l'on se positionne dans l'écoulement ou proche des parois. Il semble en pratique que le concept de viscosité turbulente sous cette forme soit trop imprécis pour permettre des prédictions satisfaisantes.

De plus, si on se place au centre d'une couche de mélange caractérisée par un gradient de vitesse nul, la viscosité turbulente y devient nulle, ce qui est réfuté par les mesures. Il devient alors nécessaire d'avoir recours à d'autres théories pour mettre en évidence les diverses interactions entre les instabilités de tailles différentes. Pour toutes ces raisons le modèle de longueur de mélange n'est pas applicable dans une modélisation générale de la turbulence. De ce fait, il sera inséré dans des modèles de turbulence plus complexes pour traiter par exemple le comportement du fluide dans les régions proches des parois.

IV.2.2.1.2) Modèles de fermeture à une équation de transport

Les modèles de fermeture à une équation de transport reposent sur l'hypothèse de Boussinesq et permettent d'éviter le problème d'une viscosité turbulente nulle au milieu d'une couche de mélange. On présente deux exemples de ces modèles à une équation.

IV.2.2.1.2.1)Modèle de fermeture basé sur l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente

Prandtl et Kolmogorov proposent en 1940 une relation dans laquelle la viscosité turbulente est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie cinétique turbulente :

$$\nu_T = C_k \rho l \sqrt{k} . \qquad (4.16)$$

Le choix du paramètre k vient naturellement de sa présence dans la loi de comportement (4.16). Cette approche est ainsi basée sur la connaissance en tout point de l'écoulement de l'énergie cinétique turbulente qui est calculée grâce à l'équation de transport suivante (4.17):

$$\underbrace{\rho\left(\frac{\partial\bar{k}}{\partial t}+\overline{U_j}\frac{\partial\bar{k}}{\partial x_j}\right)}_{[1]}=\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu\frac{\partial\bar{k}}{\partial x_j}\right)}_{[2]}-\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\rho}{2}\overline{U_j'U_i'U_i'}+\overline{p'U_j'}\right)}_{[3]}$$

$$-\underbrace{\rho\overline{U_i'U_j'}\frac{\partial\overline{U_i}}{\partial x_j}}_{[4]}-\underbrace{\nu\overline{\frac{\partial U_i'}{\partial x_j}\frac{\partial U_i'}{\partial x_j}}}_{[5]} \tag{4.17}$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide.

Pour des raisons de présentation, les équations (4.17) et les suivantes sont écrites en utilisant la convention de sommation d'Einstein sur les indices répétés. Dans cette notation, on a $U_x=U_1$, $U_y=U_2$ et $U_z=U_3$. Le terme de diffusion [3] doit être modélisé, c'est généralement le cas à l'aide d'un terme de diffusion par gradient :

$$-\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\rho}{2}\overline{U_j'U_i'U_i'}+\overline{p'u_j'}\right)\approx\frac{\nu_t}{\sigma_k}\frac{\partial\bar{k}}{\partial x_j}\ , \tag{4.18}$$

où ν_t est la viscosité turbulente et σ_k est le nombre de Prandtl turbulent.

De la même manière, le terme de production [4] doit être modélisé aussi. Ceci est réalisé à partir de la définition de la viscosité turbulente :

$$P_k=-\overline{\rho U_i'U_j'}\frac{\partial\overline{U_i}}{\partial x_j}\approx\nu_T\left(\frac{\partial\overline{U_i}}{\partial x_j}+\frac{\partial\overline{U_j}}{\partial x_i}\right)\frac{\partial\overline{U_i}}{\partial x_j}\ . \tag{4.19}$$

En équilibrant le transport du taux de dissipation par un terme de convection, un terme de production, un terme puit, de la diffusion visqueuse et turbulente, on peut écrire :

$$\frac{\partial\left(\rho\bar{k}\right)}{\partial t}+\underbrace{\overline{U_j}\frac{\partial\left(\rho\bar{k}\right)}{\partial x_j}}_{\text{convection}}=\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial\bar{k}}{\partial x_j}\right]}_{\text{diffusion}}+\underset{\text{production}}{P_k}-\underset{\text{puit}}{\rho\bar{\varepsilon}}\ . \tag{4.20}$$

Ce modèle dispose finalement de cinq équations pour les cinq fonctions scalaires $\overline{U_i}$, $\bar{p}$ et $\bar{k}$.

Cette modélisation a l'avantage d'être peu complexe à mettre en place. Néanmoins, le modèle reste incomplet, car il nécessite de prescrire l'échelle de longueur en tout point, ce qui reste difficile pour des géométries complexes. L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente reste valable pour des écoulements très fortement turbulents, comme dans les régions éloignées des effets des parois.

IV.2.2.1.2.2) Modèle de fermeture de Spalart et Allmaras

Un autre modèle de turbulence à une équation de transport rencontré dans la littérature est celui de Spalart et Allmaras (1992). Ce modèle a été adapté à des configurations de couches de mélange 2D et de couches limites sur des plaques planes.

Pour ce modèle, la viscosité turbulente est donnée par la formulation :

$$\nu_T=\rho f_{\nu_1}\tilde{\nu} \tag{4.21}$$

où $f_{\nu_1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{\nu_1}^3}$ et $\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu}$ et $\tilde{\nu}$ est la viscosité intermédiaire associée au modèle.

$\tilde{\nu}$ est obtenue par résolution de son équation de transport,

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho\tilde{\nu}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\tilde{\nu}U_j) = P_\nu + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}}\left[\frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\left(\nu + \rho\tilde{\nu}\right)\frac{\partial\tilde{\nu}}{\partial x_j}\right\} + C_{b2}\rho\left(\frac{\partial\tilde{\nu}}{\partial x_j}\right)^2\right] - D_\nu \quad (4.22)$$

P_υ est la production de viscosité turbulente et D_υ sa destruction dans les régions proches des parois résultant de l'amortissement visqueux. Notons que $\sigma_{\tilde{\upsilon}}$ et C_{b_2} sont des constantes, et que μ est la viscosité dynamique. Le modèle de turbulence proposé par Spalart et Allmaras (1992) est un modèle dît *bas-Reynolds*, c'est-à-dire construit de telle sorte qu'il puisse être utilisé dans les régions proche des parois. Aucune loi de paroi n'est alors nécessaire. Cependant, le modèle est bien trop simple dans sa construction pour donner de bons résultats dans une large gamme d'écoulements. En effet, son manque d'universalité est son principal défaut. Ce point est amélioré en considérant des modèles à deux équations de transport.

IV.2.2.1.3)Modèles de fermeture à deux équations de transport

Afin de lever le problème d'empirisme concernant la longueur de mélange, cette grandeur est considérée comme une inconnue du problème. L'idée est d'incorporer cette inconnue dans une équation de transport supplémentaire à résoudre. On accède ainsi aux méthodes du premier ordre à deux équations. Le choix du second paramètre, à partir duquel une équation de transport est écrite, est plus délicat. Plusieurs suggestions ont été proposées basées sur les variables : ε, $\overline{k}\,l$, $\overline{\omega}$ et $1/\omega$ où ε et ω sont respectivement le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation spécifique; ω=ε/k représente le taux de dissipation par unité d'énergie cinétique turbulente. Dans tous ces cas, la viscosité turbulente est formulée à partir de l'énergie cinétique turbulente et d'un second paramètre : ε, ω, kl.

IV.2.2.1.3.1)Modèle k-epsilon

Le modèle k-ε repose sur la résolution de 2 équations de transport : une pour l'énergie cinétique turbulente et l'autre pour la dissipation turbulente. Les équations exactes décrivant ce modèle contiennent beaucoup d'inconnues et de termes difficilement calculables. Une approche couramment utilisée dans l'industrie est le k-ε standard (Lauder et Spalding, 1974) qui est basé sur une meilleure compréhension des différentes étapes de résolution pour diminuer les ressources numériques et augmenter son champ d'application. La viscosité turbulente est donnée par :

$$\nu_T = \rho C_\mu \frac{\overline{k}^2}{\overline{\varepsilon}}. \quad (4.23)$$

où C_μ est une constante, $\overline{\varepsilon}$ est la dissipation turbulente définie par :

$$\bar{\varepsilon} = \upsilon \frac{\partial U_i'}{\partial x_j} \frac{\partial U_i'}{\partial x_j} . \tag{4.24}$$

L'énergie cinétique turbulente et la dissipation turbulente sont obtenues en résolvant les deux équations de transport suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho \bar{k}\right) + \overline{U_j} \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{k}) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j}\right] + P_k - \rho \bar{\varepsilon} \tag{4.25}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho \bar{\varepsilon}\right) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i \bar{\varepsilon}) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_j}\right] + \frac{\bar{\varepsilon}}{k}\left(C_{1\varepsilon} P_k - C_{2\varepsilon} \rho \bar{\varepsilon}\right) \tag{4.26}$$

Dans ces équations, P_k caractérise la génération d'énergie cinétique turbulente issue du gradient de vitesse moyenne, et des effets de la pesanteur. $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ sont des constantes. σ_k et σ_ε sont appelés nombres de Prandtl, respectivement pour k et ε

Un des avantages de cette méthode est la prise en compte de la variabilité spatiale de l'agitation turbulente et sa simplicité de mise en œuvre. Il s'avère être un des modèles les plus répandus dans les applications pratiques à l'usage de l'ingénieur comme les écoulements dans des conduites par exemple. Il est utilisé en dehors des écoulements cisaillés simples pour lesquels il fut initialement conçu. Il conduit à des résultats qui, sans être toujours quantitativement corrects, restent, le plus souvent qualitativement représentatifs. Rappelons que le modèle $k-\varepsilon$ présenté appellé aussi modèle $k-\varepsilon$ standard, n'est utilisable que dans les écoulements fortement turbulents, ce qui n'est plus avéré dans des régions proches des parois.

IV.2.2.1.3.2) Modèle k-omega

Ce modèle repose sur l'utilisation d'une échelle caractéristique des gros tourbillons, $\omega = \bar{\varepsilon}/\bar{k}$, et sur la même linéarité entre la viscosité turbulente et le cisaillement du champ moyen. La viscosité turbulente, ν_t est donnée dans ce cas par la relation suivante :

$$\nu_t = \alpha \frac{\rho \bar{k}}{\omega} , \tag{4.27}$$

où α est un coefficient permettant de diminuer l'influence de la viscosité turbulente en effectuant une correction "*bas-Reynolds*". Les équations de transport pour k et ω sont données respectivement en utilisant la convention de sommation d'Einstein sur les indices répétés :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho \bar{k}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{k} U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_k \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j}\right) + G_k - Y_k , \tag{4.28}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \omega U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right) + G_\omega - Y_\omega , \tag{4.29}$$

où i, j = 1,2,3.

Dans ces deux équations de transport, G_k représente la génération d'énergie cinétique turbulente ou de la dissipation effective, selon l'indice utilisé, due au gradient de vitesse

moyenne. Γ_k et Γ_ω représentent la diffusivité effective de k et ω, respectivement et les termes Y_k et Y_ω, la dissipation de k et ω par la turbulence. L'intérêt principal de ce modèle est qu'il est intégrable jusqu'à la paroi. Il donne de meilleurs résultats que le modèle $k-\varepsilon$ pour des écoulements caractérisés par des gradients de pression adverses en estimant mieux la position des décollements. D'autre part, l'équation de transport pour ω est indépendante de celle pour k ce qui rend ce modèle intéressant du point de vue numérique. Par contre, ce modèle est très sensible au niveau de la turbulence de l'écoulement externe à la couche limite, ce niveau étant fixé généralement de façon arbitraire par l'utilisateur. Tel quel, ce modèle ne peut pas être utilisé pour des écoulements externes. L'efficacité de ce modèle pour résoudre l'écoulement dans la région proche de la paroi a soulevé l'idée d'un mélange des modèles de turbulence, k-ε et k-ω. En effet, le modèle k-ω est utilisé en proche paroi ; le modèle k-ε est lui, utilisé partout ailleurs. On parle alors de modèles hybrides, tel que le modèle k-ω SST (Shear Stress Transport).

IV.2.2.1.3.3) Le modèle k-omega SST

Le modèle de turbulence k-ω SST est un modèle de fermeture turbulente à deux équations. Il est désormais largement utilisé. La formulation SST (Shear Stress Transport) combine les meilleurs aspects des modèles k-ε et k-ω. Comme rappelé ci-avant, le modèle k-ω présente l'avantage d'être valide dans tout le domaine alors que le modèle k-ε nécessite l'emploi d'une loi de paroi à l'approche d'une frontière solide. La formulation SST adopte une combinaison de deux fonctions afin de passer d'un modèle à un autre selon que l'on soit proche ou loin des parois. Les valeurs imposées pour les conditions initiales et aux limites sont données par les formules empiriques suivantes :

$$\bar{k} = \frac{3}{2}(\mathbf{U} I_t)^2, \quad \omega = C_\mu^{-0.25}\frac{\sqrt{\bar{k}}}{l} \quad , \tag{4.30}$$

où U correspond à la vitesse d'entrée, I_t l'intensité de la turbulence, généralement de l'ordre de 1 à 5 %, C_μ est une constante qui admet pour valeur 0.09 et l est la longueur de mélange utilisée pour estimer la longueur des tourbillons. Dans notre cas, nous l'avons fixée à 7% du diamètre du cylindre vertical, soit, 0.07d.

IV.2.3) Modélisation des ondes de gravité de surface

Le solveur olaFoam (Higuera, 2015) permet la génération et l'absorption d'ondes de gravité de surface *i.e. vagues*. Il faut noter qu'un processus précis de génération d'onde résultera en des résultats finaux réalistes. Si dès le début, les conditions limites ne sont pas adaptées, toutes les erreurs introduites dans cette première étape se propageront jusqu'à la fin. Dans olaFoam, toutes les conditions limites ont été programmées dans le but d'obtenir une génération réaliste des ondes de gravité de surface. Plusieurs types d'ondes de surface sont disponibles dans olaFoam :

- Vagues régulières: *Stokes I, II and V, cnoidal and streamfunction regular waves.*

- Vagues solitaires : *Boussinesq solitary wave.*
- Vagues irrégulières : *Irregular (random) directional waves, first and second order.*
- Vagues générées dans un canal à houle : *Piston-type wavemaker velocity profile replication.*

Dans nos simulations, nous avons utilisé les vagues régulières de type Stokes I et II. Les équations décrivant la génération de ces vagues sont maintenant rappelées.

Dans un domaine tridimensionnel, les conditions limites concernant le déplacement de la surface libre η et les 3 composantes de la vitesse U_x, U_y et U_z d'une vague de type Stokes I sont régies par les équations suivantes :

$$\eta = \frac{H}{2}\cos(\theta), \tag{4.31}$$

$$U_x = \frac{H}{2}\omega\frac{\cosh(kz)}{\sinh(kh)}\cos(\theta)\cos(\beta), \tag{4.32}$$

$$U_y = \frac{H}{2}\omega\frac{\cosh(kz)}{\sinh(kh)}\cos(\theta)\sin(\beta), \tag{4.33}$$

$$U_z = \frac{H}{2}\omega\frac{\cosh(kz)}{\sinh(kh)}\sin(\theta). \tag{4.34}$$

où $\theta = k_x x + k_y y - \omega t + \psi$, β est la direction de propagation des vagues, k, le nombre d'onde, k_x et k_y sont les projections du nombre d'onde k dans la direction x et y respectivement, H, la hauteur des vagues, h, la hauteur d'eau et ω, la fréquence angulaire des vagues.

Concernant les vagues de type Stokes II, les conditions limites associées contiennent un terme supplémentaire par rapport aux équations précédentes. Les équations décrivant le déplacement de la surface libre η et les vitesses U_x et U_y sont donc:

$$\eta = \frac{H}{2}\cos(\theta) + k\frac{H^2}{4}\frac{3-\sigma^2}{4\sigma^3}\cos(2\theta) \tag{4.35}$$

$$U_x = \frac{H}{2}\omega\frac{\cosh(kz)}{\sinh(kh)}\cos(\theta) + \frac{3}{4}\frac{H^2\omega k\cosh(2kz)}{4\sinh^4(kh)}\cos(2\theta) \tag{4.36}$$

$$U_z = \frac{H}{2}\omega\frac{\sinh(kz)}{\sinh(kh)}\sin(\theta) + \frac{3}{4}\frac{H^2\omega k\sinh(2kz)}{4\sinh^4(kh)}\sin(2\theta) \tag{4.37}$$

$$\sigma = \tanh(kh) \tag{4.38}$$

IV.2.3.1) Génération des vagues

La génération de vagues implique l'ajustement des valeurs de vitesses pour l'utilisation de la méthode VOF (Volume of Fluid). Comme la pression, n'est pas définie directement, elle est calculée à l'aide de la condition à la limite « *buoyantPressure* » qui impose que la dérivée seconde de la pression dans la direction normale soit nulle.

Durant la première étape de calcul, les variables décrivant la génération d'ondes sont lues et les autres variables nécessaires à la génération des vagues sont calculées à l'aide de la théorie des vagues choisies. De plus, la profondeur d'eau initiale est mesurée en calculant le nombre de cellules ayant une fraction volumique égale à 1 (voir section 2.1.2).

Le déplacement de la surface libre, est soit prescrit par l'utilisateur ou calculé en utilisant la théorie des vagues correspondante. Par conséquent, à chaque étape de calcul, les niveaux de la surface libre simulés sont comparés aux valeurs théoriques. Ces valeurs sont utilisées comme un seuil de déclenchement des conditions limites régissant l'absorption des ondes (voir section 2.3.2). OlaFoam résout les équations de Navier-Stokes moyennées, représentant l'écoulement en milieu poreux (VARANS, Volume-Averaged Reynolds-Averaged Navier-Stokes). Par l'intermédiaire de la porosité ϕ, olaFoam permet de simuler des écoulements granulaires. Dans nos travaux, nous nous sommes limités à des écoulements sans présence de sédiments. OlaFoam étant basé sur le solveur interFoam, la méthode VOF est utilisée pour déterminer l'interface entre les deux fluides étudiés ; dans notre cas : eau-air. Le système d'équations résolu s'écrit :

$$\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_i} = 0, \tag{4.39}$$

$$\begin{aligned}
&\frac{1+C}{\phi}\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial t} + \frac{1}{\phi}\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\frac{\rho}{\phi}\overline{U_i}\,\overline{U_j}\right] = \\
&-\frac{\partial \overline{p^*}^f}{\partial x_i} + g_j X_j \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\phi}\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu_{eff}\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j}\right] + F_i^{ST} \\
&-\alpha\frac{(1-\phi)^3}{\phi^3}\frac{\mu}{d_{50}^2}\overline{U_i} - \beta\left(1+\frac{7.5}{KC}\right)\frac{1-\phi}{\phi^3}\frac{\rho}{d_{50}}\sqrt{\overline{U_j}\,\overline{U_j}\,\overline{U_i}},
\end{aligned} \tag{4.40}$$

où ϕ est la porosité, ρ, la masse volumique du mélange, $\overline{U_i}$, la vitesse moyenne du mélange, $\overline{p^{*f}}$, la pression, g, l'accélération de la gravité, X_j, le vecteur position, μ_{eff} représente la viscosité effective qui tient compte de la viscosité du fluide et de la viscosité turbulente et F_i^{ST} est la force de tension de surface. KC est le nombre de Keulegan Carpenter qui introduit un frottement supplémentaire venant de la nature oscillatoire des vagues . α et β sont des

paramètres empiriques qui modélisent les effets linéaires et non linéaires des vagues, voir les travaux de Higuera, (2015).

IV.2.3.2) Absorption des ondes

Dans le solveur olaFOAM, la génération et l'absorption d'ondes ont été liées pour travailler simultanément sur les mêmes frontières. Ceci permet de générer des ondes souhaitées tout en absorbant les ondes incidentes. L'absorption des ondes constitue l'une des principales caractéristiques dans les expériences physiques et numériques menées en génie côtier. En pleine mer, les ondes peuvent se déplacer hors de la zone d'étude sans être réfléchies. Mais, dans des expériences numériques ce n'est pas le cas, car les domaines sont finis en raison de restrictions de coût et temps de calcul. Cette situation provoque des réflexions gênantes qui, en cas de traitement inadéquat, peuvent fausser les résultats.

En ce sens, l'absorption d'ondes actives est une grande avancée en modélisation numérique, car elle permet d'absorber les ondes sur les frontières sans ajout de coûts de calcul dans l'utilisation du modèle numérique. Cette caractéristique diffère de l'absorption de la zone de relaxation, qui a pour conséquence l'augmentation du domaine numérique (dans l'ordre de grandeur de 1,5-2 fois la longueur d'onde) et du niveau d'eau moyen en raison de la vague d'amortissement, comme indiqué par Mendez et al. (2001).

Le solveur olaFOAM propose 2 types d'absorption d'onde active: 2D et Quasi-3D (Schäffer et Klopman, 2000). Aussi, le solveur olaFOAM dispose d'une théorie complète d'absorption 3D nouvellement développée pour les cas où le quasi-3D n'est pas applicable. Pour une description plus complète, on peut se reporter aux travaux de Higuera (2015).

- Absorption 2D

La méthode d'absorption active 2D est la plus simple à mettre en œuvre compte tenu du fait qu'elle est basée sur la théorie linéaire en eau peu profonde. Cette théorie est très pratique à utiliser. Dans cette théorie, la vitesse du fluide **U** le long de la colonne d'eau est constante. A partir de cette théorie, l'équation suivante peut être dérivée.

$$\mathbf{U}h = \mathbf{c}\eta \tag{4.41}$$

où h est la hauteur d'eau et η le déplacement de la surface libre. **c** est la vitesse de phase de l'onde calculée par la relation :

$$\mathbf{c} = \sqrt{\mathbf{g}h} \tag{4.42}$$

où **g** est l'accélération de la gravité.

Afin d'absorber les ondes réfléchies, un écoulement d'une vitesse égale à celle de l'écoulement en entrée doit être généré en sortie du domaine, mais opposé en direction. La modification de l'équation (4.40) pour générer une vague réfléchie ; ayant une élévation de la surface η_R dans le but d'annuler la vague incidente et ainsi absorber cette dernière. La vitesse d'écoulement en sortie est donc :

$$\mathbf{U_c} = \sqrt{\frac{g}{h}}\eta_R \tag{4.43}$$

où $\mathbf{U_c}$ est la vitesse d'écoulement corrigée ayant une direction perpendiculaire au bord du domaine.

- Absorption Quasi-3D

Cette méthode d'absorption est tout simplement une modification du cas d'absorption 2D pour prendre en compte l'angle d'incidence Δβ des vagues par rapport à la normale du bord du domaine. Cette méthode a pour but de diminuer la vitesse d'écoulement par un facteur cos(Δβ) comme le montre l'équation suivante :

$$\mathbf{U_c} = -\cos(\Delta\beta)\sqrt{\frac{g}{h}}\eta_R \tag{4.44}$$

Quand l'angle d'incidence est égal à zéro (Δβ=0), nous retrouvons le cas d'absorption 2D. Si Δβ augmente et devient proche de 90°, alors la condition d'absorption sera moins performante. La composante tangentielle des vagues ne sera pas absorbée. Ceci conduira à la création de vagues stationnaires aux alentours du bord générant les vagues.

- Absorption 3D

Bien qu'il soit possible d'utiliser les méthodes d'absorption 2D ou Quasi-3D dans un domaine tridimensionnel, l'implémentation d'une méthode d'absorption 3D reste nécessaire afin d'éliminer complètement les réflexions des vagues. La méthode d'absorption 3D mis en oeuvre dans olaFoam élimine les erreurs introduites lors des calculs des dérivées. Comme dans la méthode d'absorption 2D, la méthode 3D est également basée sur la théorie des vagues en eau peu profonde. Plus précisément, les vagues ont une vitesse de propagation constante sur toute la colonne d'eau. Ainsi, la moyenne des composantes horizontales de la vitesse sur toute la colonne d'eau sera la même sur chaque ligne verticale. Il est important de préciser que dans olaFoam, l'absorption n'est réalisée que dans la direction perpendiculaire au bord du domaine. Pour ce faire, la vitesse au bord est décomposée en une composante normale U_N et une composante tangentielle U_{tg}. Le correcteur de vitesse U_{corr} est calculé par la relation suivante :

$$U_{corr} = \sqrt{U_{calc}^2 - U_{tg}^2} \text{ avec } |U_{calc}| = \sqrt{\frac{g}{h}}\eta_R \ . \tag{4.45}$$

Pour plus de détails, il est conseillé de se reporter au manuel d'olaFoam (Higuera, 2015) en particulier à la page 36.

IV.2.4) Méthodes numériques

Nous abordons maintenant la partie relative à l'analyse numérique de ce chapitre. On y détaille les méthodes numériques employées pour simuler les processus hydrodynamiques au voisinage d'un monopieu d'éolienne (cylindre vertical) avec OpenFoam, et son solveur olaFoam.

IV.2.4.1) Discrétisation des équations

Pour rappel, l'objectif d'une procédure de discrétisation est de transformer des équations différentielles continues en équations discrétisées sur le domaine de résolution, en vue d'une résolution itérative par ordinateur. La procédure de discrétisation peut être divisée en deux étapes : la discrétisation en espace et temps. La discrétisation spatiale consiste à rendre discrètes les équations sur le domaine préalablement découpé en cellules de calcul (*i.e. maillage*). La discrétisation temporelle permet de discrétiser les équations sur la durée de la simulation divisée au préalable en sous-instants.

OpenFoam utilise la méthode des volumes finis pour discrétiser la formulation forte des équations de la mécanique des fluides. Cette méthode est largement utilisée en mécanique des fluides pour sa robustesse. La méthode des volumes finis exploite une approche intégrale en se basant sur le bilan des flux ; de plus les schémas numériques se font à l'aide d'approximations intégrales. Cette méthode présente de nombreux avantages comme :

- Adoption d'une approche très « physique » puisqu'utilisant le bilan des flux.
- Plusieurs schémas mis en œuvre pour la résolution des termes non-linéaires hyperboliques.
- De part sa formulation, cette méthode est conservative.

La méthode des volumes finis permet de résoudre de manière approchée les équations aux dérivées partielles à l'aide d'un maillage constitué de cellules dont la réunion constitue le domaine d'étude. Chaque cellule est délimitée par un nombre fini de faces et peut avoir des faces communes avec les cellules voisines. A chaque face (f) est associé un vecteur sortant ($\mathbf{S}_f$),voir Figure IV.1.

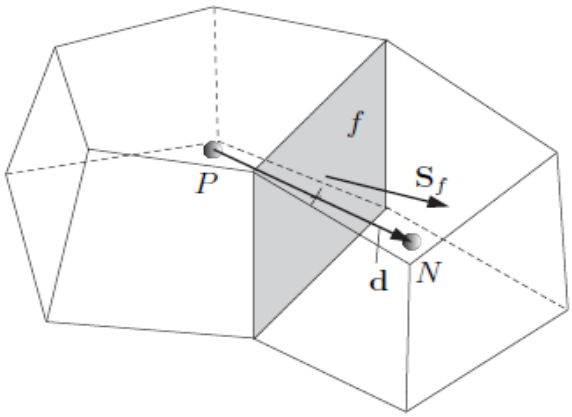


Figure IV.1: Principe de discrétisation.

Dans cette figure (figure IV.1), P est le centre de la cellule fluide, N le centre de la cellule voisine. Le vecteur **d** représente la distance entre le point P et le point N. Le vecteur $\mathbf{S_f}$ représente le vecteur normal orienté de P vers N et dont la norme est égale à l'aire de la surface f.

Afin de mieux comprendre le fonctionnement de la discrétisation des équations de Navier-Stokes, nous introduisons d'abord la discrétisation d'une équation générale de transport, puis une discrétisation analogue est appliquée à l'équation de Navier-Stokes. L'équation générale de transport d'une variable ϕ est donnée par :

$$\frac{\partial \rho\phi}{\partial t} + \underbrace{\nabla\cdot(\rho\phi\mathbf{U})}_{\text{advection}} - \underbrace{\nabla(\rho\Gamma_\phi\nabla\phi)}_{\text{diffusion}} = \underset{\text{terme source}}{S_\phi(\phi)} \ , \tag{4.46}$$

où ρ désigne la masse volumique du fluide, **U** la vitesse de l'écoulement et Γ_ϕ la diffusivité du fluide, t est le temps et S_ϕ est un terme source.

La précision des schémas numériques dépend de l'approximation de la fonction à discrétiser en espace et en temps. Les solutions étant calculées au point P, l'approximation doit se faire autour du point P. De plus afin d'être le plus précis possible et ne pas pour autant avoir un temps de calcul trop long, il est préférable d'utiliser une approximation du second ordre et linéaire en espace et en temps (Weller et al., 1998).

Soit $\mathbf{X_p}$ le vecteur position associé au centre de la cellule. Toutes variables ϕ fonction du vecteur position $\mathbf{X_p}$ et du temps t, peuvent être approchées par la valeur de ϕ au centre de la cellule à l'aide d'un développement en série de Taylor. On désigne par ϕ_p la valeur de ϕ au centre de la cellule. Le développement de Taylor au premier ordre et en une dimension (1D) donne:

$$\begin{cases} \phi(\mathbf{x},t) \approx \phi_P + (\mathbf{x}-\mathbf{x_P})\cdot(\nabla\phi)_P \ , & (4.47) \\ \phi(\mathbf{x},t+\Delta t) \approx \phi_t + \Delta t\left(\dfrac{\partial\phi}{\partial t}\right)_P \ , & (4.48) \end{cases}$$

En intégrant l'équation (4.44) sur chaque cellule de centre P et de volume V_P, on obtient :

$$\int_{V_P}\frac{\partial\rho\phi}{\partial t}dV + \int_{V_P}\nabla\cdot(\rho\phi\mathbf{U})dV - \int_{V_P}\nabla(\rho\Gamma_\phi\nabla\phi)dV = \int_{V_P}S_\phi(\phi)\,dV, \tag{4.49}$$

où dV est l'élément différentiel volumique. L'un des avantages avec la méthode des volumes finis est que l'on peut traiter séparément chacun des termes. En substituant (4.47) à (4.49), le premier terme s'écrit :

$$\left.\begin{aligned} \int_{Vp}\frac{\partial\rho\phi}{\partial t}dV &= \frac{\partial}{\partial t}\rho\int_{Vp}(\phi_P(\mathbf{x}-\mathbf{x_p}).(\nabla\phi)_P)dV, \\ &= \frac{\partial}{\partial t}\int_{Vp}\phi_P dV + \frac{\partial}{\partial t}(\nabla\phi)_P.\underbrace{\int_{Vp}(\mathbf{x}-\mathbf{x_P})dV}_{=0}, \\ &= \frac{\partial}{\partial t}(V_P\phi_P), \end{aligned}\right\} \tag{4.50}$$

où par définition, le terme $\int_{Vp}(x-x_P)dV$ est nul dans ce cas.

En utilisant la formule d'intégration de Gauss (Weller et al., 1998), le terme d'advection se linéarise de la manière suivante :

$$\left.\begin{aligned}\int_{Vp}\nabla\cdot(\rho\phi\mathbf{U}) &= \int_{S_f}(\rho\mathbf{U}\phi)_f\cdot\mathbf{S_f},\\ &\approx\sum_f(\rho\mathbf{U}\phi)_f\cdot\mathbf{S_f},\\ &\approx\sum_f(\rho\mathbf{U_f}\cdot\mathbf{S_f})\phi_f,\\ &\approx\sum_f F\phi_f,\ \text{avec}\ F=\rho\mathbf{U_f}\cdot\mathbf{S_f},\end{aligned}\right\} \tag{4.51}$$

Le terme de transport se discrétise de façon analogue :

$$\left.\begin{aligned}\int_{Vp}\nabla\cdot(\rho\Gamma_\phi\nabla\phi)dV &= \int_S(\rho\Gamma_\phi\nabla_\phi)\cdot S\,dS,\\ &\approx\sum_f(\rho\Gamma_\phi\nabla_\phi)_f\cdot\mathbf{S_f},\\ &\approx\sum_f\rho\Gamma_\phi\mathbf{S_f}.(\nabla_\phi)_f\ .\end{aligned}\right\} \tag{4.52}$$

Pour simplifier, si le terme source est constant, tel que :

$$\int_{Vp}S_\phi dV = V_P S_\phi. \tag{4.53}$$

L'équation (4.49) devient :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(V_P\phi_P\right)+\sum_f\mathbf{F}\phi_f-\sum_f\rho\Gamma_\phi S_f\cdot\left(\nabla_\phi\right)_f=V_P S_\phi \tag{4.54}$$

Et en intégrant l'équation (4.51) sur l'intervalle [t; t + Δt] on obtient :

$$\int_t^{t+\Delta t}\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho V_P\phi_P\right)+\sum_f\mathbf{F}\phi_f-\sum_f\rho\Gamma_\phi S_f\cdot\left(\nabla_\phi\right)_f\right]dt'=\Delta t V_P S_\phi \tag{4.55}$$

où Δt est le pas de temps et dt' est la variable d'intégration

A ce stade, il est nécessaire d'utiliser une approximation afin d'évaluer l'intégrale en temps *i.e discrétisation temporelle*. En appliquant un schéma de Crank-Nicolson (Weller et al., 1998), d'ordre 2 en temps à l'équation précédente (4.55), on obtient la discrétisation en temps et en espace suivante :

$$\begin{aligned}&\frac{\rho_P\phi_P^{n+1}-\rho_P\phi_P^n}{\Delta t}V_P+\frac{1}{2}\left(\sum_f F\phi_f^{n+1}+\sum_f F\phi_f^n\right)\\ &\quad-\frac{1}{2}\left(\sum_f\left(\rho\Gamma_\phi\right)_f S_f\left(\nabla\phi\right)_f^{n+1}+\sum_f\left(\rho\Gamma_\phi\right)_f S_f\left(\nabla\phi\right)_f^n\right)\\ &\quad=\Delta t V_P S_\phi.\end{aligned} \tag{4.56}$$

où n est l'indice de discrétisation temporelle, avec n=1,N_T (où N_T est le nombre total d'itérations temporelles).

Ainsi chaque volume est régi par l'équation suivante :

$$a_P \phi_P^{n+1} + \sum_N a_N \phi_N^n = S^n, \tag{4.57}$$

où a_p sont les coefficients des termes en ϕ_P^{n+1} et a_N, des termes en ϕ_N^n. L'indice N réfère ici au centre des cellules voisine, (voir figure IV.1)

Cette équation algébrique permet de mettre en évidence la relation entre les valeurs calculées au centre des cellules et celles obtenues sur les cellules voisines. Il en résulte un système linéaire du type :

$$[A][\phi] = [S], \tag{4.58}$$

où, A est la matrice contenant les coefficients associés aux inconnues cherchées (a_P et a_N) et S représente la matrice des termes sources.

IV.2.4.2) Résolution des équations

IV.2.4.2.1) Les points bloquants

Les équations de Navier-Stokes présentent ici deux difficultés pour leur résolution numérique: le terme non linéaire et le couplage vitesse-pression. Pour contourner la première difficulté, une technique d'approximation itérative en temps est utilisée en supposant :

$$\nabla.(\mathbf{UU}) \approx \nabla.(\mathbf{U}^n \mathbf{U}^{n+1})$$

La deuxième difficulté provient du fait qu'il n'y a pas d'équation de pression et en plus, la pression est couplée à la vitesse. Dans OpenFOAM, la méthode qui permet de contourner ce problème est une méthode de projection. La résolution s'effectue à chaque pas de temps en deux étapes. Dans la première étape, les équations de Navier-Stokes incompressibles sont résolues pour obtenir un champ de vitesse approché ; cette vitesse ne vérifiant pas *à priori* la condition de continuité (*i.e. divergence nulle pour un fluide incompressible*). Dans la seconde étape, cette vitesse approximée et corrigée par l'introduction du terme de pression. On commence par discrétiser l'équation de Navier-Stokes en gardant le gradient de pression sous sa forme originale. Une discrétisation analogue à celle effectuée pour l'équation générale de transport (4.51) donne :

$$a_p \mathbf{U}_p + \sum_N a_N \mathbf{U}_N = r - \nabla p, \tag{4.59}$$

avec $r = \rho g + \mathbf{f}_\sigma$. où $\mathbf{f}_\sigma$ est la force des tensions de surface, p, la masse volumique et **g,** l'accélération de gravité.

On introduit ensuite l'opérateur :

$$H(\mathbf{U}) = r - \sum_N a_N \mathbf{U}_N. \tag{4.60}$$

Ainsi on écrit :

$$a_P \mathbf{U}_P = H(\mathbf{U}) - \nabla p \tag{4.61}$$

L'équation (4.59) permet d'obtenir un champ de vitesse approché :

$$\mathbf{U}_P = (a_P)^{-1}(H(\mathbf{U}) - \nabla p). \tag{4.62}$$

Cette vitesse ne vérifiant pas *a priori* l'équation de continuité, elle a besoin d'être corrigée. Pour cela on commence par remplacer son expression dans l'équation de continuité $(\nabla.\mathbf{U}=0)$. On obtient :

$$\nabla.\left[\left(a_p\right)^{-1}H(\mathbf{U})\right]=\nabla\cdot\left[\left(a_p\right)^{-1}\nabla p\right], \tag{4.63}$$

De plus, en appliquant le théorème de Gauss, le terme de divergence de gauche peut être réécrit sous la forme :

$$\nabla.\left[\left(a_p\right)^{-1}H(\mathbf{U})\right]=\sum_f \mathbf{S}_f\left(\left(a_p\right)^{-1}H(\mathbf{U})\right)_f. \tag{4.64}$$

On déduit alors une équation de pression :

$$\nabla.\left[\left(a_p\right)^{-1}\nabla p\right]=\sum_f \mathbf{S}_f\left(\left(a_p\right)^{-1}H(\mathbf{U})\right)_f. \tag{4.65}$$

Cette équation permet donc d'obtenir un nouveau champ de pression. Ce champ de pression est ensuite utilisé pour corriger la vitesse. Pour cela, il suffit d'utiliser (4.65) dans (4.62). Ensuite le flux sur les faces (F) est calculé en interpolant l'équation (4.62) sur la face de calcul.

$$F=\mathbf{S}_f\cdot\mathbf{U}_f=\mathbf{S}_f\cdot\left[\left(\frac{H(\mathbf{U})}{a_P}\right)_f-\left(\frac{1}{a_P}\right)_f(\nabla p)_f\right]. \tag{4.65}$$

IV.2.4.2.2) L'algorithme PISO

Pour résoudre les équations de Navier-Stokes incompressibles, nous utilisons l'algorithme de résolution PISO. L'algorithme PISO (Pressure-Implicit-Split-Operator) est implémenté dans OpenFoam de base. Le principe de cet algorithme consiste à traiter le couplage vitesse-pression, dont les grands principes ont été donnés dans la section 2.4.2.1, en divisant chaque pas de temps en 3 étapes :

- Le gradient de pression étant inconnu, la première étape consiste à utiliser la valeur du gradient de pression au temps précédent afin de résoudre l'équation de continuité. Une approximation de la vitesse est alors obtenue à l'aide de l'équation (4.62). Il en résulte un champ de vitesse qui ne respecte pas *a priori* le principe de conservation de masse.

- La deuxième étape permet de corriger les champs de vitesse et de pression de manière à obtenir une conservation approchée de la masse. En effet, la valeur de la vitesse prédite est utilisée afin d'obtenir un nouveau gradient de pression. Cette étape est réalisée en résolvant l'équation (4.65). A l'aide du nouveau gradient de pression, le champ de vitesse est alors corrigé en utilisant l'équation (4.62) et le nouveau flux est calculé à l'aide de (4.65).

- La troisième étape, dont le principe est identique à celui de l'étape précédente, permet d'améliorer le degré d'approximation en répétant la procédure 2 autant de fois que nécessaire. En pratique, 3 itérations sont suffisantes pour obtenir une conservation de masse correcte. Les champs de pression et de vitesse sont alors obtenus.

IV.2.4.2.3) Algorithme général de résolution

Les champs de vitesses, de pression ainsi que le flux sur les faces étant calculés grâce à l'algorithme PISO, nous allons maintenant donner les étapes de la résolution du problème en général.

- Initialisation des variables : Vitesse, pression, énergie cinétique turbulente, entre autres.
- Démarrage des calculs au pas de temps suivant en utilisant l'algorithme PISO. Il en ressort un champ de vitesse, de pression ainsi que la valeur des flux sur chacune des faces.
- Utilisation des résultats obtenus par PISO pour résoudre les autres équations : turbulences, fraction volumique.
- Si t est différent du temps final alors retour à l'étape 2.

IV.2.5) Configurations d'étude

IV.2.5.1) Canal numérique à courant

IV.2.5.1.1) Cas d'un cylindre

Dans un premier temps, nous nous sommes limités à l'étude de l'effet du courant sur un cylindre vertical et sur un réseau de cylindres verticaux. La sous-section qui suit, est consacrée à l'étude de l'écoulement autour d'un cylindre. Nous commençons par décrire la géométrie du domaine, puis le maillage et détaillons les conditions limites et initiales utilisées dans cette configuration.

IV.2.5.1.1.1) Géométrie et maillage du domaine

On considère un canal numérique 3D possédant une longueur (L) de 500cm, largeur (l) de 50 cm et une hauteur (h) de 25 cm. Le cylindre vertical de diamètre 4 cm est complètement submergé par l'eau. Ce dernier est positionné au centre du domaine selon la Figure IV.2. Les caractéristiques du domaine ont été choisies de manière à pouvoir réaliser des comparaisons avec les résultats expérimentaux. Le domaine dispose de trois parois fixes. Une de ces parois représente le fond (noté *lowerfloor* sur la Figure IV.2) et les deux autres représentent les parois latérales (noté *up* et *down*). L'entrée du domaine est située à gauche (*inlet* sur la Figure IV.2) du cylindre tandis que la sortie est à droite (*outlet* sur la Figure IV.2).

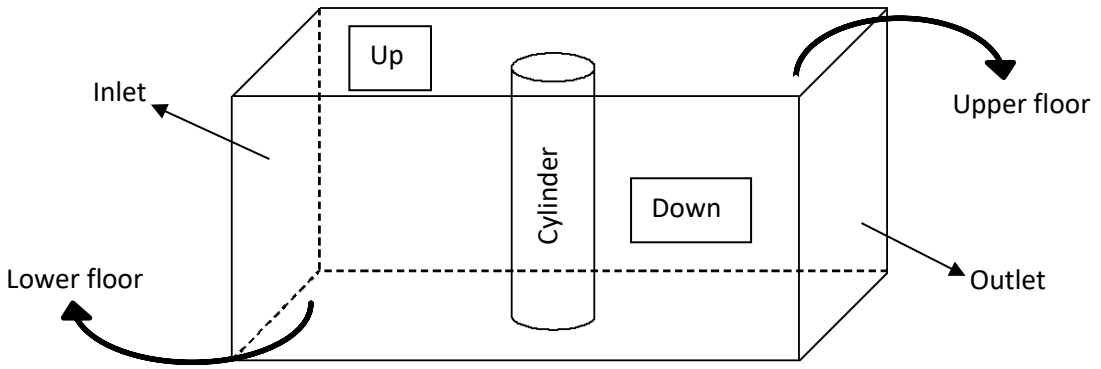


Figure IV.2: Géométrie du domaine de calcul dans le cas d'un seul cylindre.

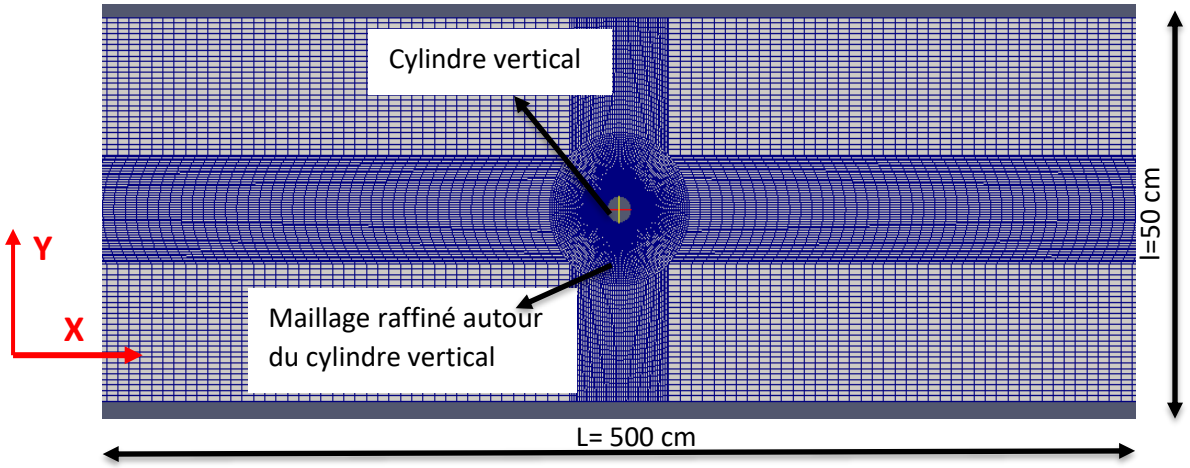


Figure IV.3: Vue du dessus du maillage pour la simulation de l'hydrodynamique autour du cylindre vertical.

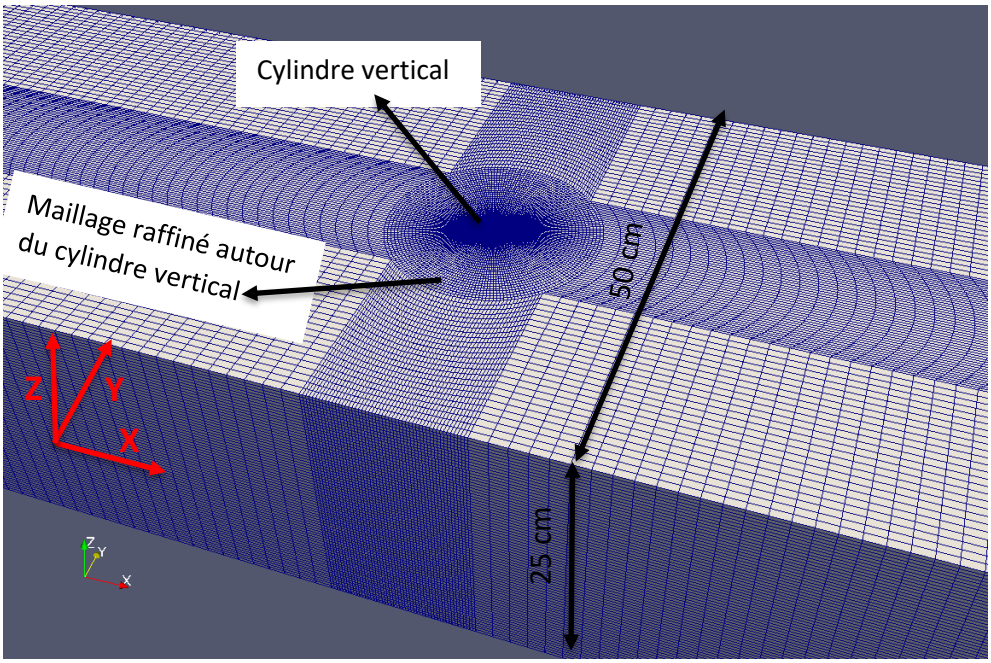


Figure IV.4: Vue du maillage en 3 dimensions pour la simulation de l'hydrodynamique au voisinage du cylindre vertical.

Afin d'affiner la solution au voisinage du cylindre vertical, un maillage non uniforme comme montré sur les figures IV.3 et IV.4 est considéré tel que l'on ait un raffinement près du cylindre vertical. Les mailles sont construites à partir de blocs. Le domaine est décomposé en 20 blocs et contient 400 cellules suivant X, 100 suivant Y et 75 suivant Z. De cette manière, on obtient un maillage dont la résolution est de 0.33 cm sur la verticale, de 1.25 cm en longueur et de 0.50 cm en largeur. De plus, le maillage est construit de manière à suivre la courbure du cylindre dans la zone de raffinement. Le rapport entre la plus grande et la plus petite cellule est égal à 8. Ainsi, nous disposons d'un maillage dont la plus petite cellule localisée au voisinage du cylindre est de 0.16 cm suivant X et de 0.0625 cm suivant Y.

IV.2.5.1.1.2) Conditions aux limites et initiales

Dans cette configuration, l'eau recouvre entièrement le domaine. A l'intérieur du domaine, la pression ainsi que la vitesse sont imposées et égales à zéro à l'instant initial. L'écoulement est généré par l'application d'une vitesse du fluide constante à l'entrée. La vitesse à l'entrée est du type U = (U_x, 0, 0) avec U_x = 0.16m/s afin de réaliser des comparaisons avec les résultats expérimentaux obtenus. Une condition de non glissement (vitesse nulle) est appliquée sur les bords latéraux, sur le fond et sur le cylindre (noté *cylinder* sur la Figure IV.2). Sur la face dénommée *upperfloor*, nous imposons une condition de non glissement sur les composantes u et v de la vitesse, et la dérivée normale de la composante verticale de vitesse w est imposée égale à zéro. Puis, le gradient de vitesse est imposé égal à zéro à la sortie du domaine (*outlet*). Le gradient de pression est considéré nul sur tous les bords, sauf à la sortie où la pression est imposée est égale à la pression atmosphérique. En l'absence de vagues les résultats présentés par la suite, ont été obtenus à l'aide du solveur interFoam (Weller et al. 1998).

IV.2.5.1.2) Cas d'un réseau de cylindres

Dans un deuxième temps, nous avons étudié l'effet d'un courant uniforme sur un réseau de cylindres (Figure IV.5). Dans cette sous-section, seuls la description du domaine ainsi que le maillage sont présentés car les conditions initiales et limites sont les mêmes retenues pour le cas d'un cylindre vertical seul (voir paragraphe 2.5.1.1.2). Pour ce faire, nous considérons un nouveau domaine de longueur 5.5m et de largeur 1.3m. La profondeur est la même que celle considérée dans le cas d'un seul cylindre à savoir 25 cm. Ce nouveau domaine (Figure IV.6) a été discrétisé avec 600 cellules suivant la longueur (axe X), 100 cellules suivant la largeur (axe Y) et 25 cellules suivant la hauteur (axe Z). La résolution est de 1 cm sur la verticale, de 0.92 cm en longueur et de 0.50 cm en largeur. Le rapport entre la plus grande et la plus petite cellule est égal à 15. Ainsi, nous disposons d'un maillage dont la plus petite cellule localisée au voisinage du cylindre est de 0.06 cm suivant X et 0.033 suivant Y.

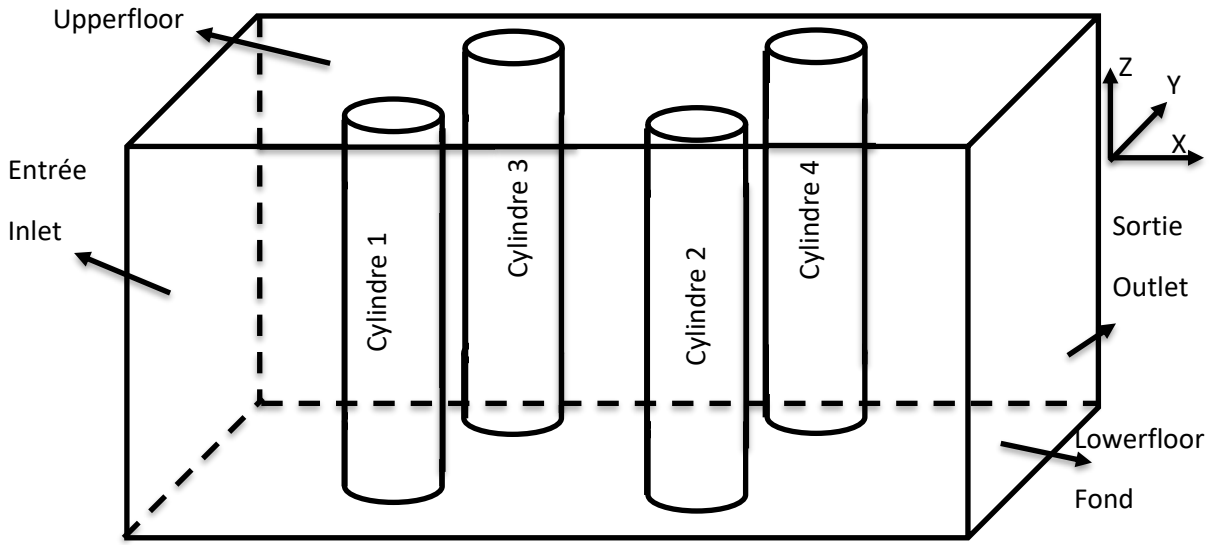


Figure IV.5: Géométrie du domaine de calcul dans le cas d'un réseau de cylindres.

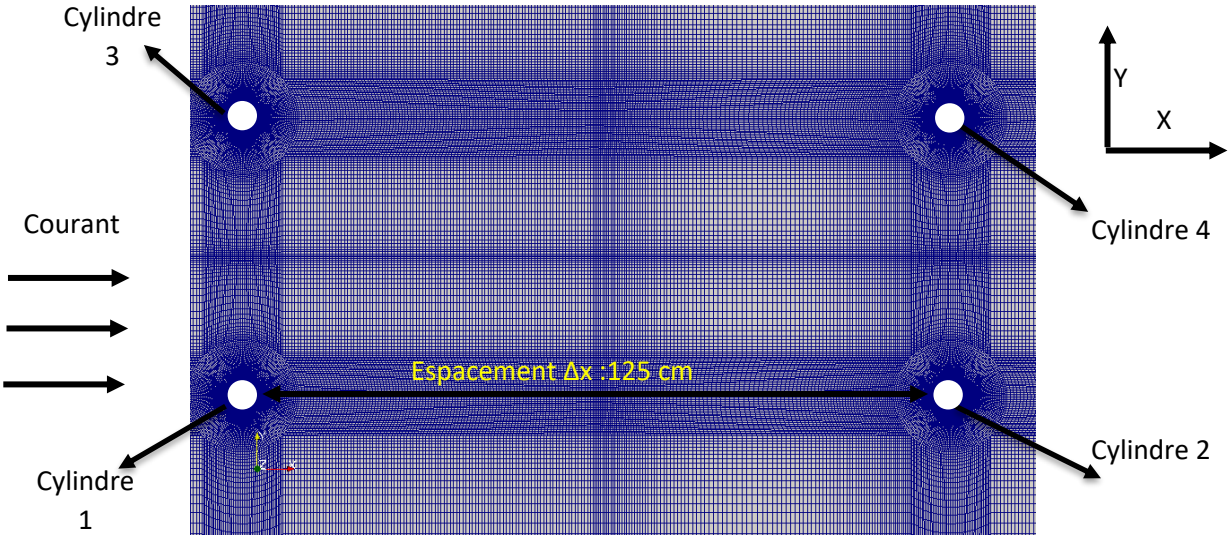


Figure IV.6: Maillage en vue de dessus pour la simulation d'un réseau de cylindres verticaux.

IV.2.5.2) Canal numérique vagues-courant

IV.2.5.2.1) Géométrie et maillage du domaine

Après avoir étudié l'écoulement d'un courant seul autour d'un cylindre vertical, nous nous sommes intéressés dans une premier temps à un écoulement composé de vagues seules puis à un écoulement composé de vagues et de courant. Pour cela, un domaine sans obstacle a été généré, voir Figure IV.7.

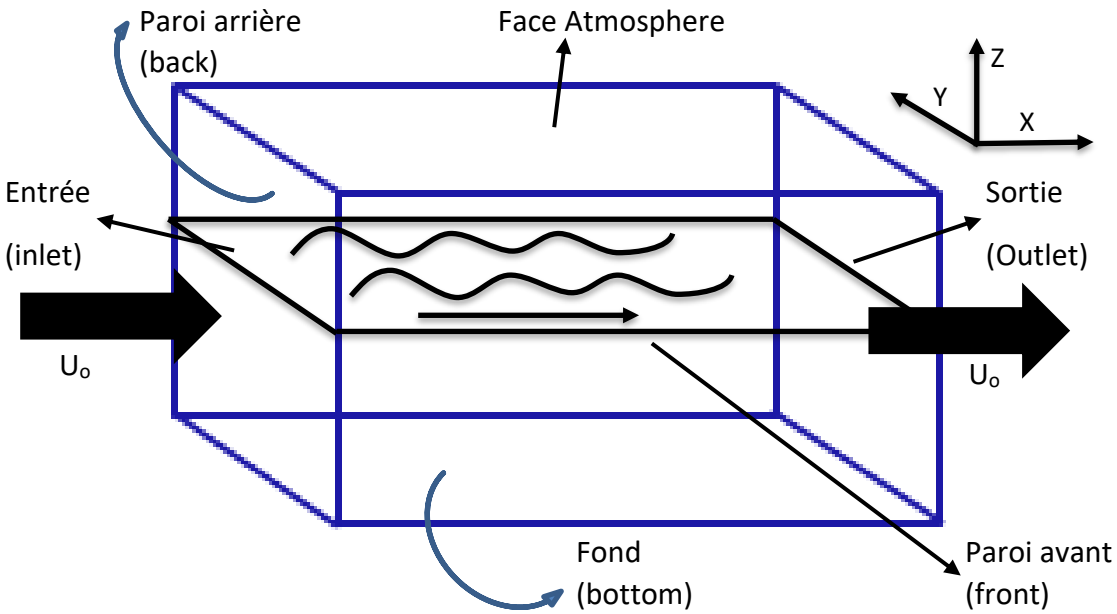


Figure IV.7: Représentation schématique du domaine pour le cas vagues et courant.

Le maillage a été généré par l'outil blockMesh, comme les maillages établis pour le cas d'un écoulement avec un courant seul. Un domaine de 1.50m de long, 1m de large et 70 cm de haut a été créé, voir Figure IV.8. La longueur du maillage a été divisée en 150 cellules, la largeur en 80 cellules et la hauteur en 210 cellules. La taille d'une cellule obtenue est donc de 1 cm en X, 1.25 cm en Y et 0.33 cm en Z. La taille des cellules a été choisie comme un compromis entre la précision et la qualité des résultats et le temps de calcul nécessaire pour les obtenir. La résolution en Z est plus élevée, comme les vagues se propageant dans le plan X-Z du domaine, un raffinement des cellules en Z est nécessaire pour une interface suffisamment précise ou fine entre l'eau et l'air.

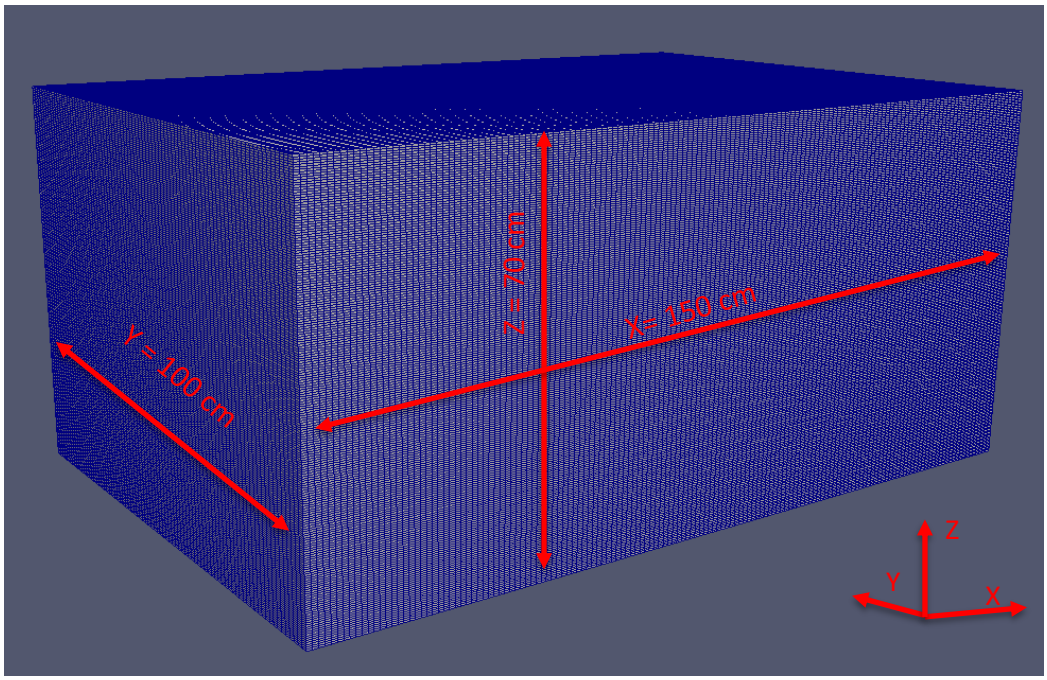


Figure IV.8: Maillage considéré pour l'étude d'un écoulement composé de vagues et de courant.

IV.2.5.2.2) Conditions aux limites et initiales

A l'instant initial, grâce à l'application setFields d'OpenFoam, une hauteur d'eau de 40 cm est prescrite. Une interface eau-air est ainsi générée comme le montre la Figure IV.9. Ensuite, l'écoulement est généré par des vagues et du courant. Un courant uniforme d'intensité 0.16m/s est imposé en entrée. Les vagues sont de type Stokes d'ordre 2. Elles sont générées à l'entrée du domaine. Les conditions d'absorption des vagues sont localisées en sortie. Une condition de non glissement avec une vitesse nulle est appliquée sur les bords dénommés avant, arrière et fond, voir Figure IV.7. A l'interface eau-air, la vitesse est calculée en imposant la valeur de la pression atmosphérique. Le gradient de pression sur les bords est calculé à l'aide des valeurs de la vitesse fluide sur chaque bord associé.

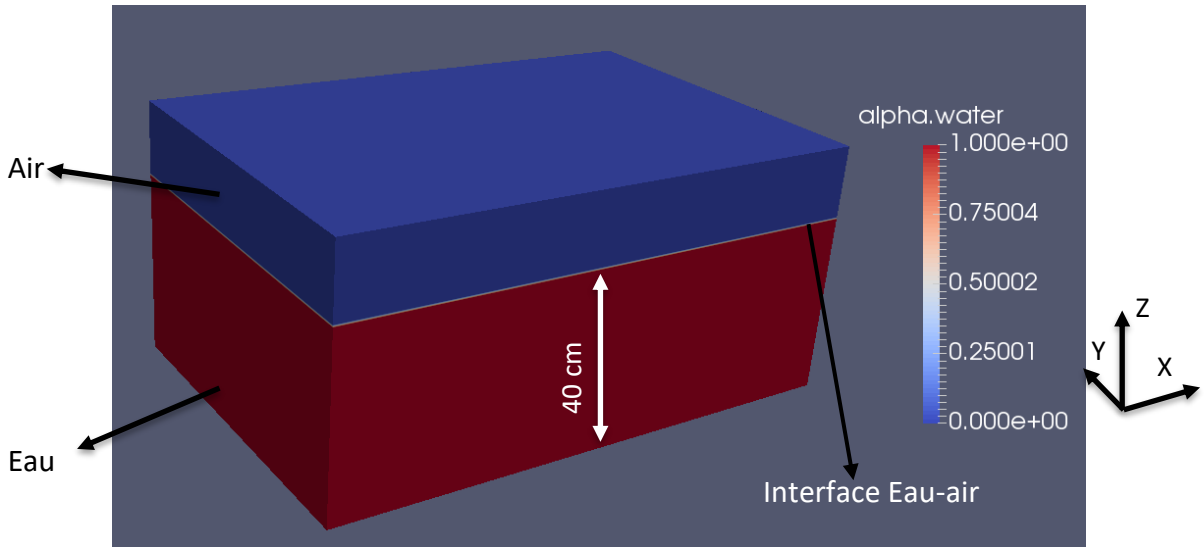


Figure IV.9: Fraction volumique à l'instant initial pour l'étude vagues et courant. L'eau est représentée en rouge et l'air est en bleu.

IV.3) Résultats numériques

IV.3.1) Canal numérique dans le cas d'un courant seul

IV.3.1.1) Cas d'un cylindre vertical isolé

IV.3.1.1.1)Influence du maillage

On s'intéresse à l'interaction entre un courant uniforme sur la verticale et un cylindre vertical de diamètre d de 4cm. Ce type d'expériences numériques est largement documenté dans la littérature (Thomson et al., 1996). Dans notre cas, nous avons imposé un courant de 16cm/s à l'entrée du domaine et nous avons tracé le profil vertical de la vitesse en aval du cylindre (Figure IV.10) obtenu avec deux raffinements de maillage différents : (a) avec 15 cellules et (b) 75 cellules sur la verticale.

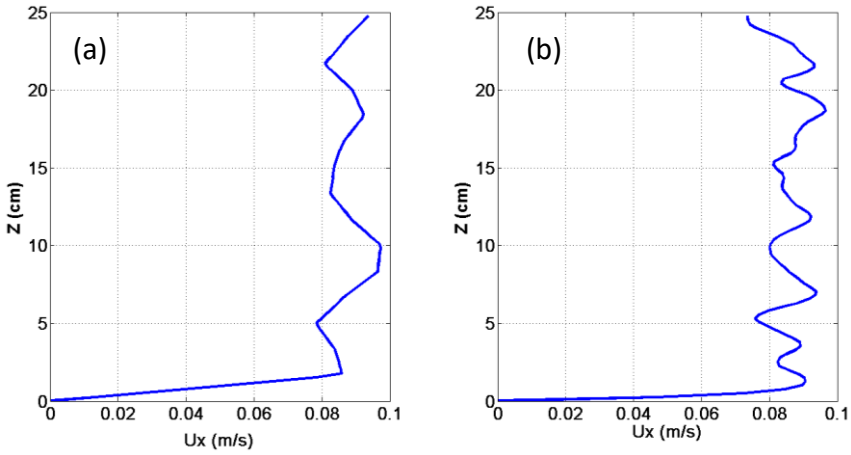


Figure IV.10: Profils verticaux de la vitesse longitudinale (Ux) pour des cellules de 1.66cm (a) et de 0.33 cm (b) à 8cm derrière le cylindre.

Les deux courbes de la Figure IV.10 représentent le profil de vitesse Ux (U_x étant la composante de la vitesse longitudinale) déterminé à la distance de deux diamètres soit 8 cm en aval du cylindre. Tout d'abord, la sensibilité du maillage vertical est étudiée. Si l'on considère la Figure IV.10a pour laquelle, on a divisé le domaine en 15 cellules sur la verticale pour obtenir une taille de cellule correspondant à 1.66 cm et la Figure IV.10b où 75 cellules ont été retenues sur la verticale dans le but d'obtenir une taille de cellule de 0.33 cm, on observe une nette différence sur le profil de vitesse déterminé.

Avec une vitesse moyenne de 9cm/s, l'allure générale des deux profils est certes qualitativement ressemblante, mais d'un point de vue quantitatif, il apparait un affinement sur la courbe de la Figure 10b où plus de cellules ont été utilisées, ceci est conforme à ce que nous attendions. Ceci montre aussi une variabilité verticale du courant liée aux phénomènes de turbulence (Rogan et al., 2015). Ensuite, nous avons réalisé une comparaison entre nos résultats numériques et expérimentaux (voir Figure IV.11a). Les conditions d'expérience sont les mêmes que celles imposées numériquement, avec un nombre de Reynolds égal à 6400. Les profils verticaux ont été obtenus à une distance de 8cm (2d) du cylindre et décalés de 2 cm par rapport à l'axe du canal (Axe Y).

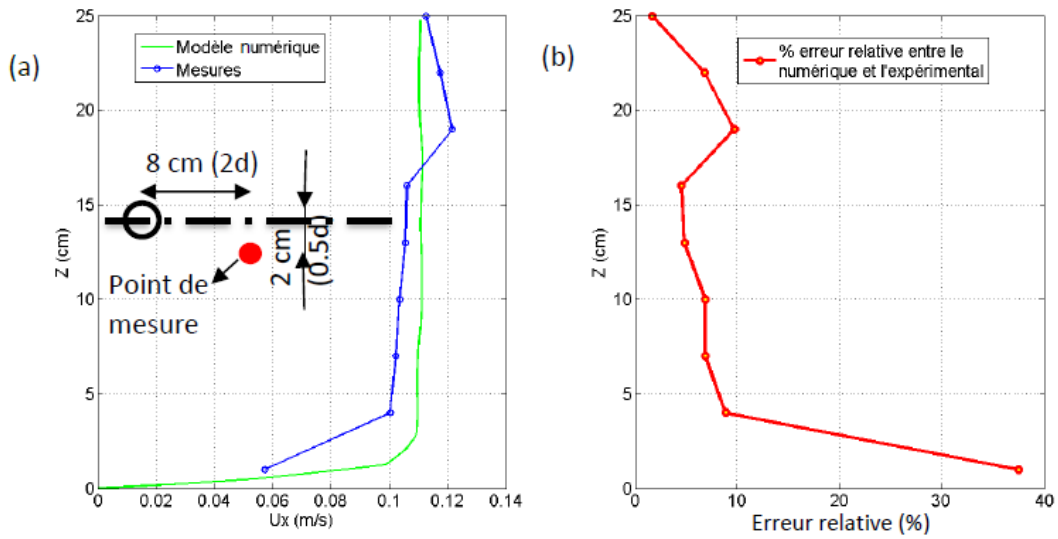


Figure IV.11: (a) Comparaison des profils verticaux de vitesse : numérique (en vert) et expérimental (en bleu) (b) Pourcentage d'erreur relative entre le profil numérique et expérimental.

En général, nous observons un assez bon accord avec une erreur de 5% à 10% entre les résultats expérimentaux et numériques. Certains décalages entre les valeurs numériques et expérimentales sont observables en certains points du profil notamment près du fond par exemple à z=1 cm où l'on constate une différence de 37% (Figure IV.11b). La différence en intensité de la vitesse au fond peut s'expliquer par le fait que le fond lisse dans le modèle numérique ne reproduit pas suffisamment les conditions de frottement autour de la couche limite.

Nous avons également comparé la fréquence de sillage obtenue en simulation numérique à celle déterminée expérimentalement. La caractérisation du type de sillage peut être obtenue à l'aide du nombre de Strouhal (St); Ce nombre sans dimension est obtenu en normalisant

la fréquence d'émission des tourbillons (f) avec la vitesse de l'écoulement (U) et le diamètre du cylindre (d), tel que St=fd/U. Lorsque que ce nombre St est fonction du nombre de Reynolds, on montre à l'aide de l'analyse dimensionnelle du problème que le sillage prend la forme de tourbillons alternés générant ainsi l'allée de Von Karman (Wille,1960). Dans notre cas (cylindre vertical), ce nombre St, reste au voisinage de 0.2 pour une large gamme du nombre de Reynolds, et en particulier pour le nombre de Reynolds utilisé dans nos travaux qui est de Re=6400.

De l'argumentation qui précède et d'après les caractéristiques physiques du problème étudié, nous avons un nombre St de 0.2, un diamètre d de 0.04 cm et une vitesse U de 0.16m/s, et donc f = U_{St}/d vaut 0.8 Hz. Ce résultat s'avère être en très bon accord avec la valeur numérique obtenue de 0.82 Hz (voir Figure IV.12).

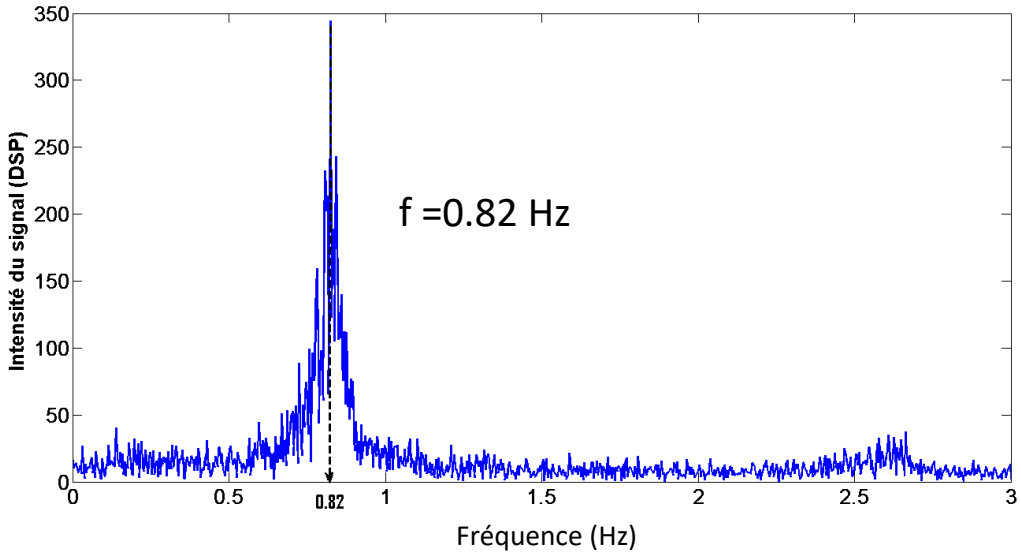


Figure IV.12: Spectre fréquentiel de la vitesse longitudinale.

IV.3.1.1.2) Influence de la modélisation de la turbulence

Par ailleurs, nous avons testé la sensibilité des résultats à la modélisation de la turbulence notamment en comparant les résultats issus des modèles RANS et DNS. Pour cela, on utilise le le vecteur vorticité (ω) défini comme étant le rotationnel de la vitesse **U**. Les résultats présentés sur les Figures IV.13 et IV.14 correspondent respectivement a la modélisation de la turbulence basée sur le modèle RANS k-omega SST et celui issu de la résolution directe des équations de Navier Stokes (DNS). D'un point de vue qualitatif, on observe que les deux modèles produisent une allée de Von Karman d'une intensité de 5 rad/s. Bien que le modèle k-omega SST représente un comportement moyenné de l'écoulement, son utilisation permet ici d'obtenir un comportement qualitatif similaire à celui obtenu avec le modèle DNS pour un temps de calcul moindre.

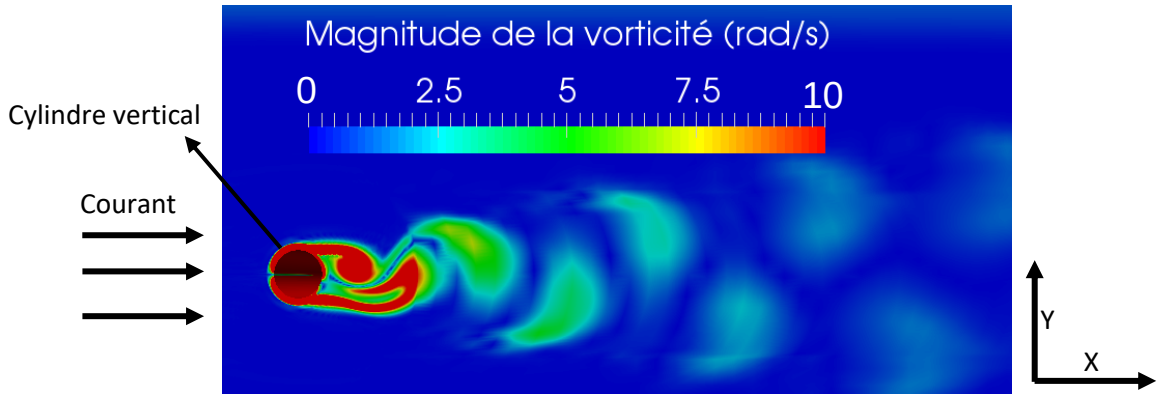


Figure IV.13: Amplitude de la vorticité simulée avec le modèle RANS k-omega SST (vue de dessus).

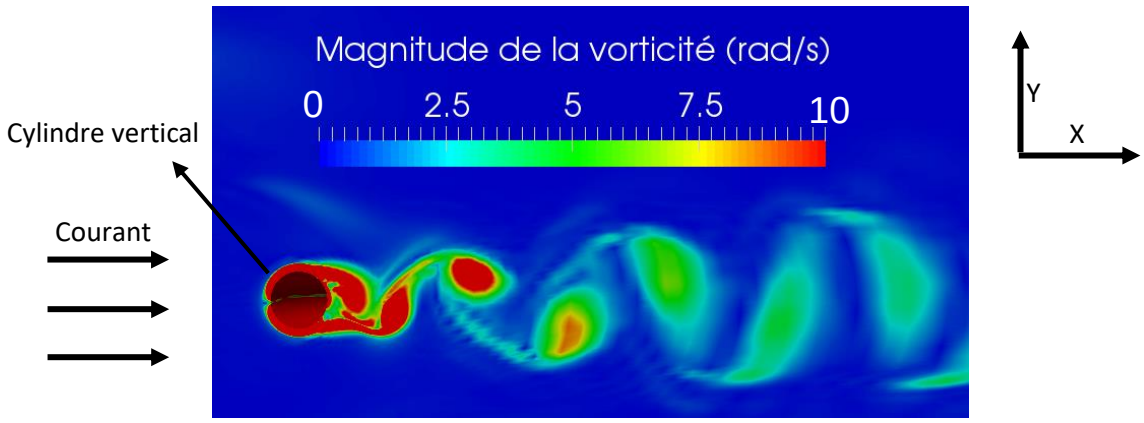


Figure IV.14: Amplitude de la vorticité simulée avec le modèle DNS (vue de dessus).

IV.3.1.2) Cas d'un réseau de cylindres

Afin de simuler, in fine, l'hydrodynamique du parc éolien de Courseulles-sur-Mer comprenant 75 éoliennes, nous abordons l'écoulement autour d'un réseau de 4 cylindres (voir Figure IV.16). L'intérêt est porté aussi sur l'interaction entre les sillages derrière les monopieux (cylindres verticaux) installés en groupe. Trois simulations correspondant chacune à un espacement (selon l'axe X) différent entre les cylindres, ont été menées. Les valeurs des espacements entre les cylindres retenus sont ΔX= 500 cm (125d); ΔX=250 cm (62.5d) et ΔX=125 cm (31.25d). Les courants dominants à Courseulles-sur-Mer sont les courants de marée, qui sont par définition alternatifs et tournants.

Afin de reproduire le changement d'orientation de ces courants, nous avons testé plusieurs angles d'incidence, voir Figure IV.15 (θ) : θ=0° et θ=20° (où θ=0° représente un courant dans l'axe longitudinal du canal et d'une ligne de cylindres). Après 150s de simulation, le champ de vorticité à la surface pour un espacement de 125 cm (31.25d) entre les cylindres est représenté sur les Figures IV.16 (pour θ=0°) et IV.17 (pour θ=20°). Pour obtenir des comparaisons quantitatives, les profils verticaux de vitesse longitudinale ont été tracés pour plusieurs distances derrière le cylindre 1 et pour θ=0° : 2d, 5d, 10d, 20d et 30d (voir Figures IV.15 et IV.18) pour le cas où le courant est dans l'axe du cylindre (θ=0°).

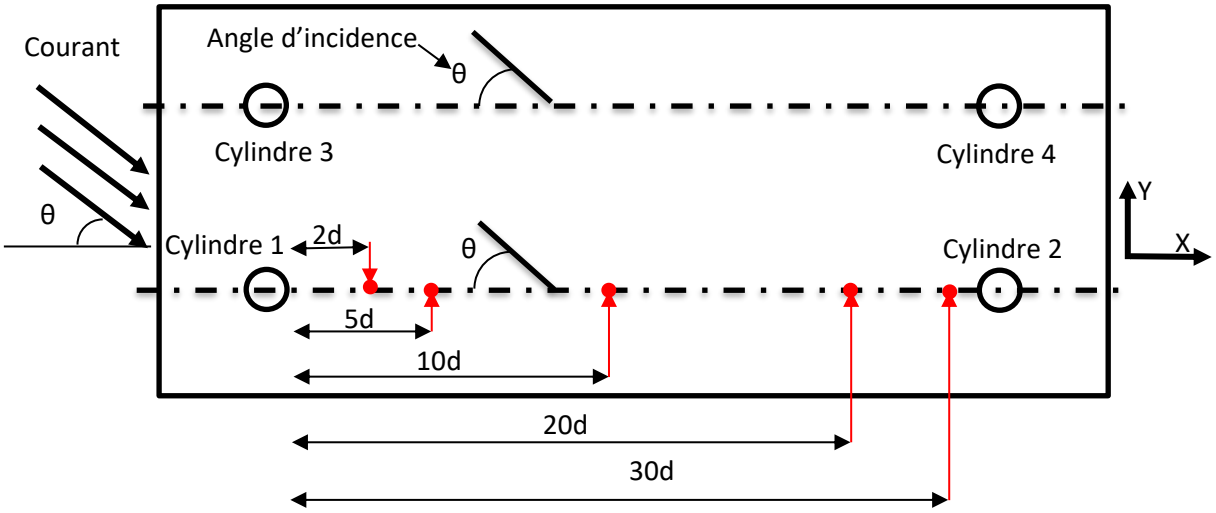


Figure IV.15: Schéma du domaine de calcul dans le cas d'un réseau de cylindres, soumis à différentes incidences d'un courant en entrée.

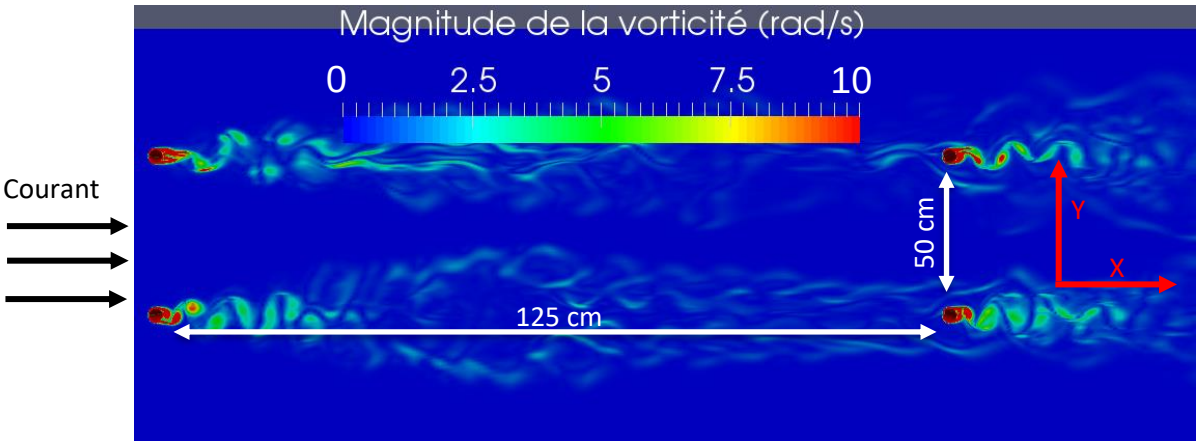


Figure IV.16: Amplitude de la vorticité à la surface pour ΔX=125 cm et θ=0°.

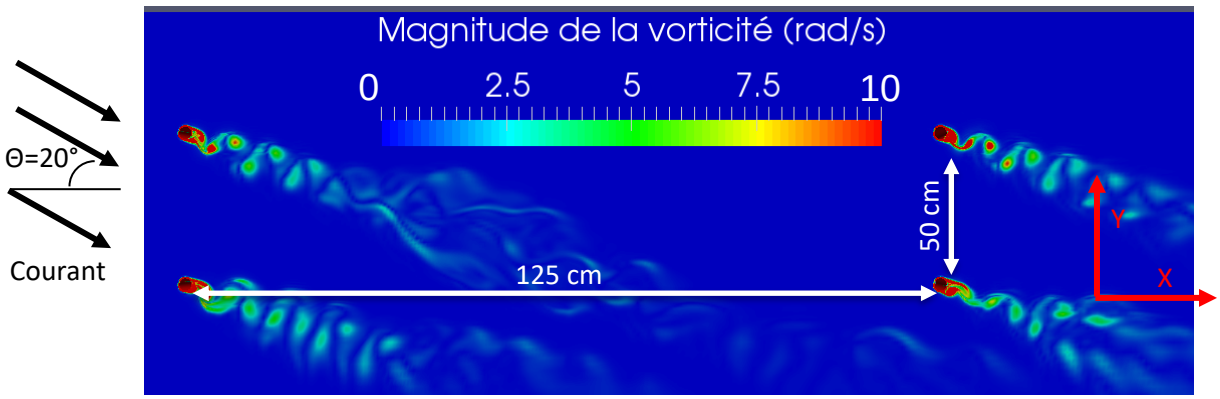


Figure IV.17: Amplitude de la vorticité à la surface pour ΔX=125 cm et θ=20°.

Les profils verticaux de vitesse établis pour plusieurs distances derrière le cylindre 1 (voir Figure IV.15) sont rassemblés sur les figures suivantes : Figures IV.18 a, b, c, d et e.

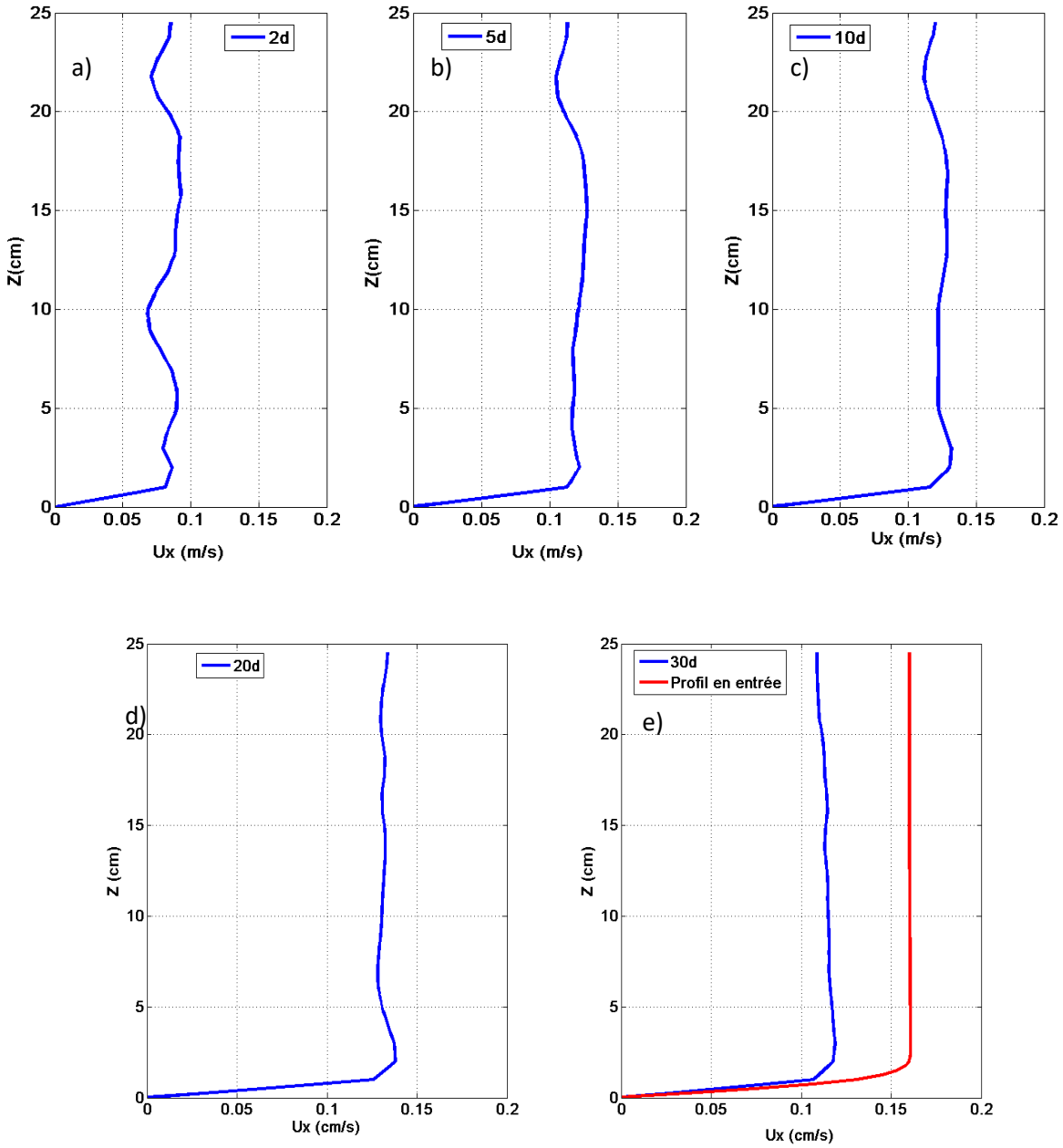


Figure IV.18: Profils de vitesse longitudinale à plusieurs distances derrière le cylindre 1, pour un courant seul et avec θ=0°.

En analysant les profils de vitesse dans le sillage, on observe que la vitesse au plus près du cylindre est nettement attenuée par rapport aux autres distances considérées. Ceci est l'effet d'ombre dû à la proximité du cylindre 1. De plus le profil apparait un peu plus cisaillé que les autres, à cause d'un niveau de turbulence plus élevé résultant de l'interaction fluide-structure.

Plus on s'éloigne du cylindre, plus les profils obtenus sont beaucoup plus uniformes sur la verticale. La vitesse moyenne à 5d (20 cm) est de 11cm/s, elle augmente à 12 ,5 cm/s pour les distances de 10d (40 cm) et 20d (80 cm). On note une légère baisse en vitesse moyenne pour la distace de 30d (120 cm), voir Figure IV.18e. Cette diminution est sans doute due au fait que l'on se retrouve au voisinage du deuxième cylindre qui, pour cette simulation a été placé à 125 cm (31.25d) du premier cylindre. Ceci semble cohérent puisque l'écoulement est perturbé par le cylindre.

IV.3.1.2.1) Influence de la distance entre les cylindres

Pour mieux comprendre l'effet de l'interaction du sillage sur le cylindre 2, on a décidé de comparer les profils de vitesse et la fréquence du sillage pour une même distance de 8cm (2d) et 24 cm (6d) derrière les cylindres 1 et 2, en faisant varier ΔX de 125 cm à 250cm (voir Figure IV.19). Les localisations des profils sont montrés sur la Figure IV.20. Ces simulations sont menées pour θ=0°.

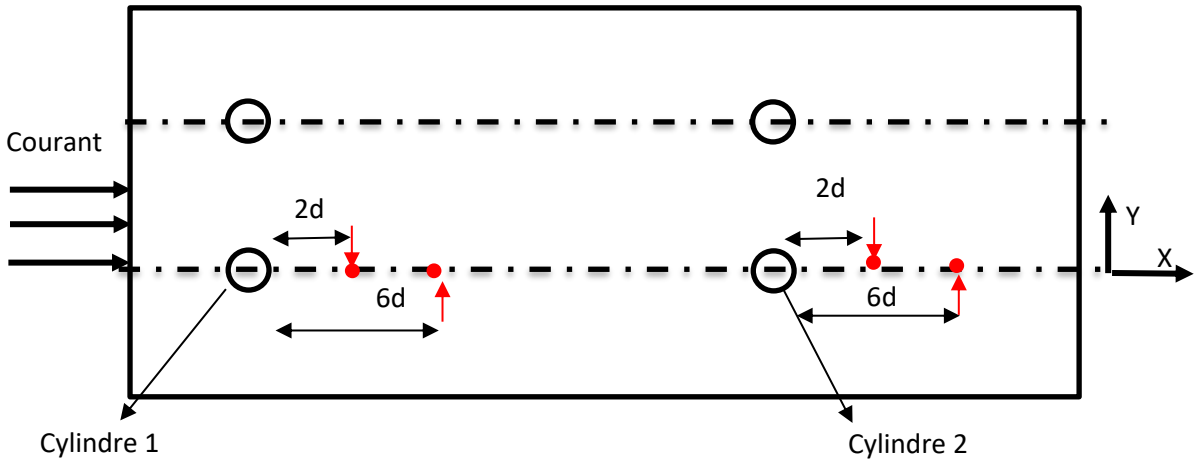


Figure IV.19: Schéma du domaine de calcul dans le cas d'un réseau de cylindres : localisation des points d'extraction des profils verticaux (points rouges).

IV.3.1.2.1.1) Comparaison des profils de vitesse pour des espacements de 125 cm et de 250 cm

Les profils verticaux pour un espacement ΔX=125 cm et à une distance de 2d (8cm) derrière le cylindre 1 sont présentés sur la Figure IV.20. Il apparait que le sillage induit par le cylindre situé en amont (cylindre1) diminue la vitesse derrière le cylindre en aval (cylindre2). Bien que les deux courbes révèlent une vitesse moyenne de 0.08 m/s, le profil obtenu derrière le cylindre 1 reste beaucoup plus cisaillé.

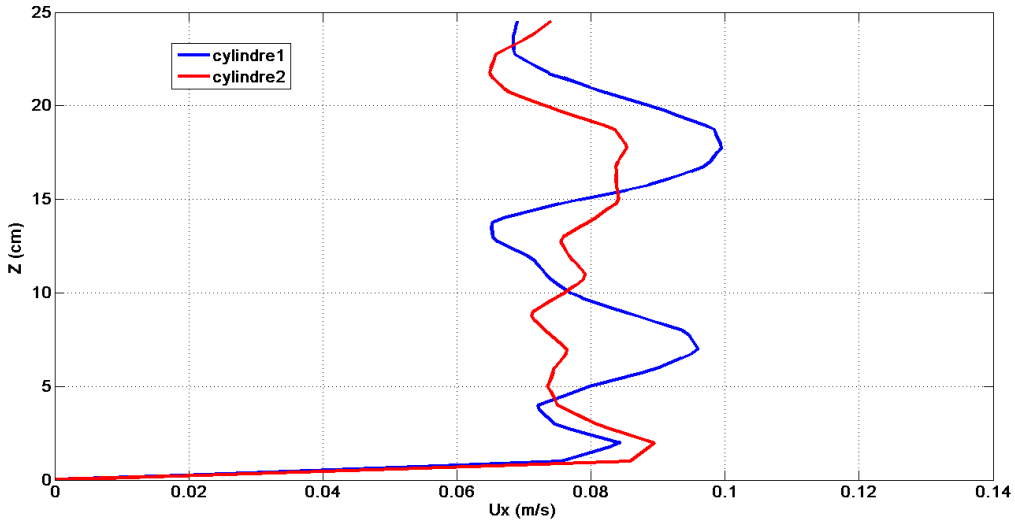


Figure IV.20: Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale à 2 diamètres (2d) derrière le cylindre 1 (en bleu) et 2 (en rouge), pour un ΔX=125 cm.

Toujours pour une espacement de ΔX=125 cm, une comparaison des profils de vitesse pour une distance de 6d (24 cm) derrière les deux cylindres est montrée sur la Figure IV.21. Pour ce cas, on constate une différence importante entre les deux profils. La vitesse moyenne derrière le cylindre 2 est de 9 cm/s alors que celle mesurée derrière le cylindre 1 est de 11 cm/s. Ainsi, l'effet de la chute des vitesses présenté sur les Figures IV.20 et IV.21 tend à augmenter lorsqu'on s'éloigne des cylindres. De plus, les profils sont beaucoup moins cisaillés sur la verticale qu'à une distance de 2 diamètres du fait d'un moindre effet des cylindres sur l'écoulement.

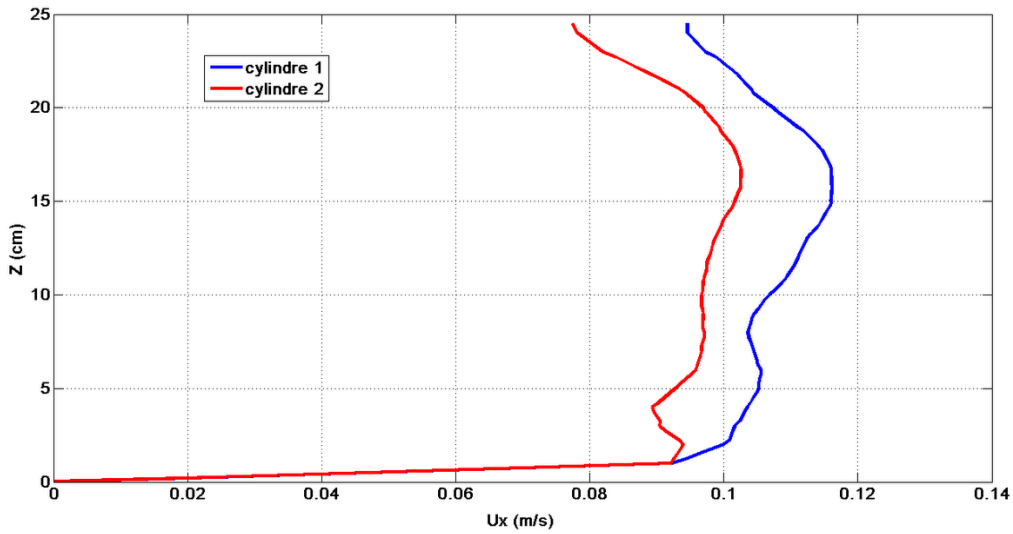


Figure IV.21: Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale à 6 diamètres (6d) soit à 24cm des cylindres 1 (en bleu) et 2 (en rouge)pour un ΔX=125 cm.

En ce qui concerne une distance plus grande, entre les rangées, ΔX=250 cm **, l**es profils verticaux obtenus à une distance de 8cm (2d) et 24 cm (6d) derrière les cylindres 1 et 2 sont montrés sur les Figures IV.22 et IV.23. Il apparait alors que la diminution de vitesse induite par le sillage du cylindre 1 est moins prononcée pour un espacement ΔX de 250m. Ceci est logique puisque les cylindres 1 et 2 sont plus éloignés (d'un facteur 2) que précedemment. Sur la Figure IV.23, nous pouvons constater que le profil de vitesse vertical derrière le cylindre 2 a une valeur moyenne de 11 cm/s alors que dans le cas d'un espacement de ΔX=125 cm, le profil correspondant à cette meme distance derrière le cylindre (6d) était autour de 9 cm/s, (Figure IV.21)

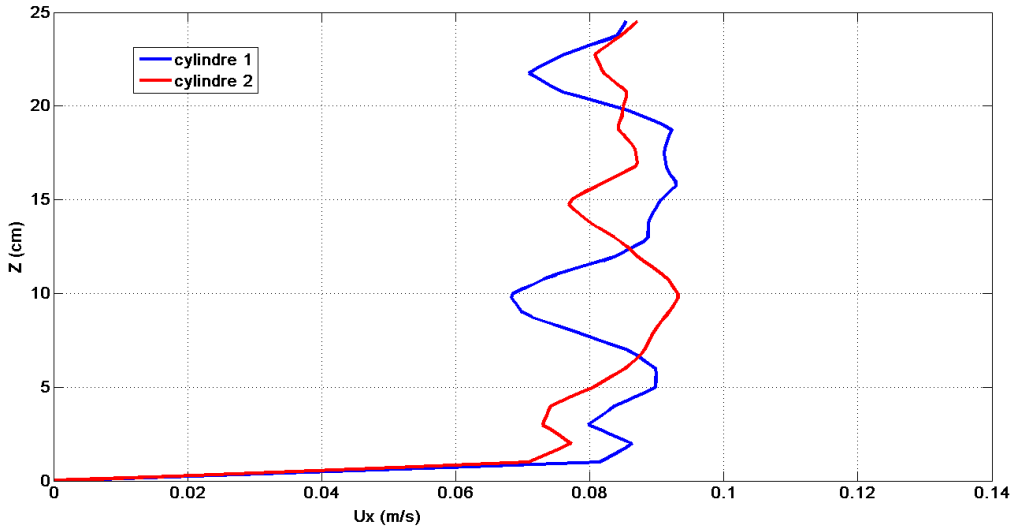


Figure IV.22: Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale à 2d (8cm) derrière les cylindres 1 (en bleu) et 2 (en rouge), pour un ΔX=250 cm.

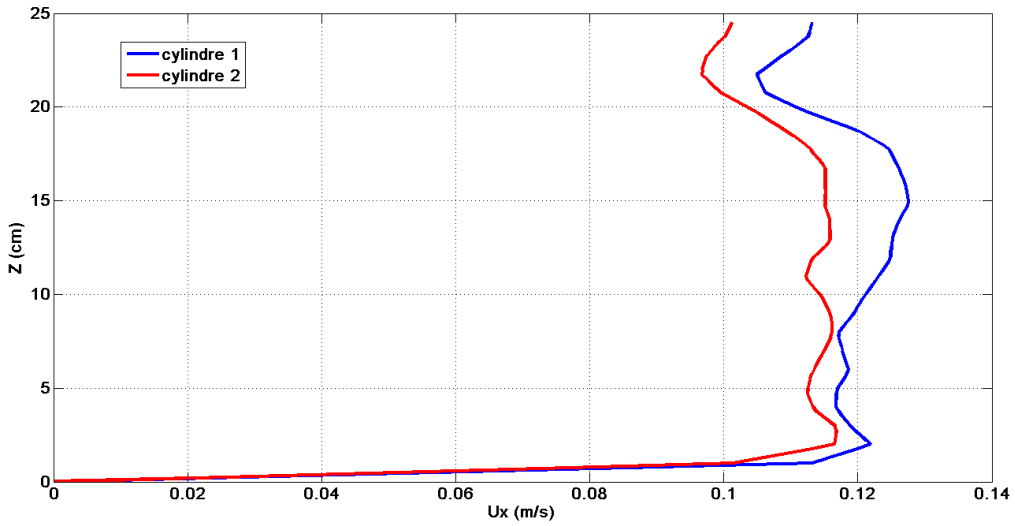


Figure IV.23: Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale à 6d (24cm) derrière les cylindres 1 (en bleu) et 2 (en rouge) pour un ΔX=250 cm.

On peut constater que le sillage produit par un écoulement autour d'un cylindre vertical en amont peut affecter d'une façon non négligeable la structure hydrodynamiqe autour du cylindre présent en aval comme décrit dans Rivier et al. (2016). Il est apparu que l'un des paramètres contrôlant ce phénomène est la distance d'espacement entre les cylindres, ΔX. L'influence du cylindre amont sur le cylindre aval s'avère être moins importante lorsque l'espacement est augmenté. Une hypothèse pouvant expliquer ces résultats est, que les tourbillons présents dans le sillage derrière le cylindre 1 diminuent en intensité avec une distance plus élevée entre les cylindres. Neanmoins, les résultats analysés restent limités et ne concernent que l'application d'un courant uniforme sur la verticale à l'entrée. L'utilisation d'une condition plus réaliste pour forcer l'écoulement fait l'objet de la section qui suit.

IV.3.1.2.1.2)Comparaison de la fréquence du sillage pour le cas de ΔX=250 cm (62.5d)

La fréquence de sillage est obtenue par l'application de la transformée de Fourier au champs de vitesses. Les emplacements où ces transformations ont été calculées sont montrés sur la Figure IV.19. Les spectres de vitesses à 2d (8cm) derrière le cylindre 1 et 2 sont respectivement présentés sur les Figures IV.24 et IV.25.

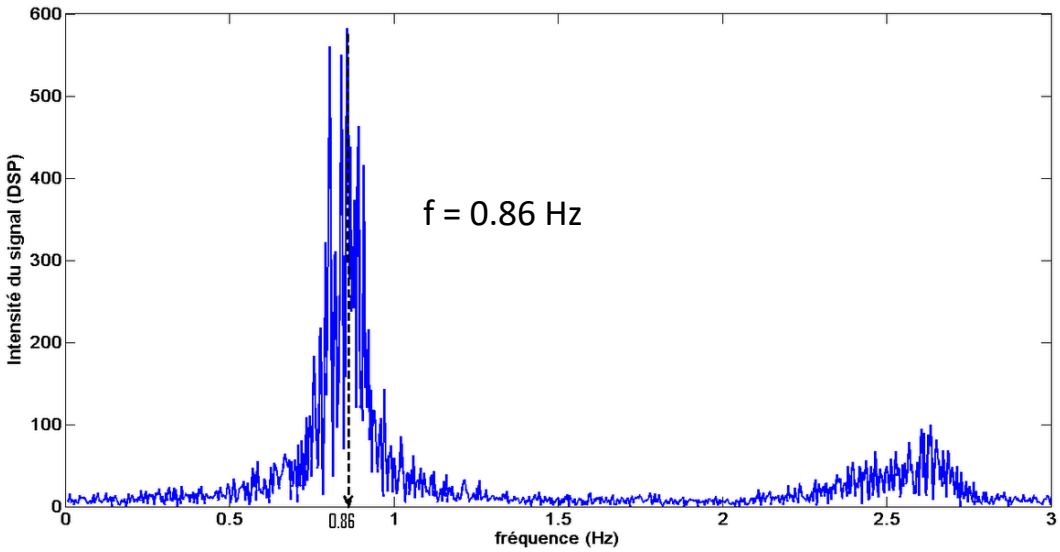


Figure IV.24: Spectre de vitesse obtenu à 2d (8cm) derrière le premier cylindre.

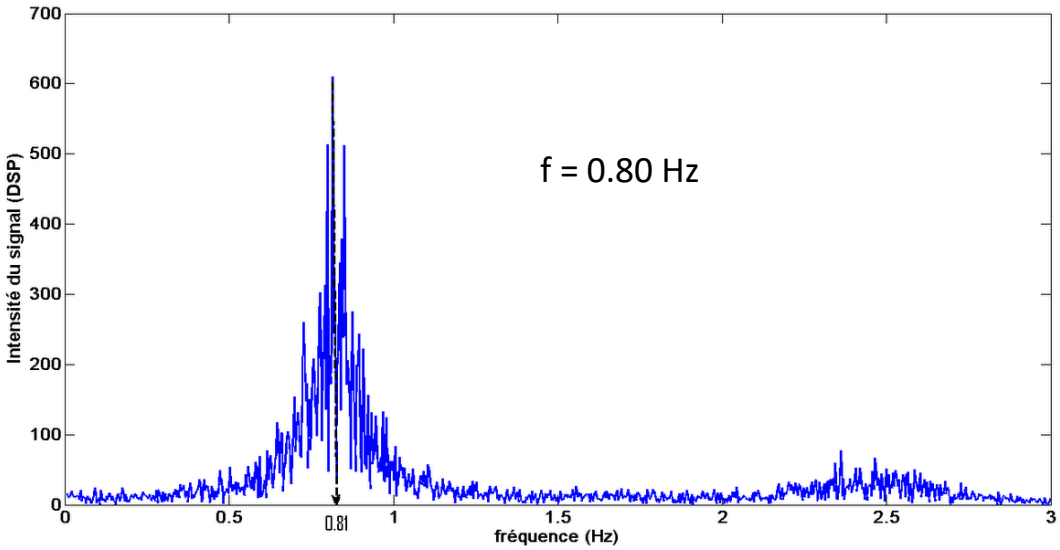


Figure IV.25: Spectre de vitesse obtenu à 2d (8cm) derrière le deuxième cylindre.

Nous observons ainsi que la fréquence de sillage obtenue à 2d (8cm) derrière le cylindre 1 est de 0.86 Hz et celle obtenue à la même distance derrière le cylindre 2 est de 0.80 Hz. Il en découle que l'influence du sillage du premier cylindre sur le deuxième cylindre induit une diminution non négligeable de fréquence de sillage de ce dernier. Des résultats similaires ont été observés pour ΔX=125 cm et ΔX=500 cm.

IV.3.2) Canal numérique avec vagues et courant

En conditions réelles, les éoliennes offshores sont implantées en pleine mer. Leur environnement hydrodynamique est composé de vagues et de courants. Les précédents résultats ont été obtenus avec seulement un courant. Il est nécessaire pour approcher la réalité, d'étudier le cas d'un écoulement composé d'un courant en présence de vagues. Pour cela, nous avons décidé d'utiliser le solveur olaFoam (Higuera, 2015).

La validation du modèle, s'est appuyée sur la simulation d'expériences, notamment les expériences de Klopman, (1994). Les résultats numériques et expérimentaux ont donc été confrontés. Rappelons que les expériences de Klopman ont été effectuées dans un canal de 46 m de long, 1m de large et 1.2m de haut. Dans toutes les expériences de Klopman, la hauteur d'eau retenue était de 50 cm, avec la vitesse de courant de 0.16m/s. En ce qui concerne les expériences avec les vagues régulières, une hauteur de vagues de 0.12m et une fréquence de 1.44 Hz ont été choisies. Aucun obstacle n'était présent dans le canal. Dans notre modèle numérique, à l'exception de la largeur du canal, toutes les dimensions sont équivalentes aux conditions expérimentales de Klopman, (1994). Comme les vitesses ont été mesurées au milieu du canal, nous considérons que ces points sont suffisamment éloignés des bords du domaine et donc que les résultats ne subissent pas d'effet de bords. Les mesures effectuées n'étant pas affectées par les bords, ils peuvent ainsi être comparées aux résultats expérimentaux de Klopman.

IV.3.2.1) Influence de la direction entre les vagues et le courant

Trois configurations ont été étudiées avec le modèle numérique:

- Courant seul ;
- Vagues et courant se propageant dans le même sens ;
- Vagues et courant se propageant en sens opposé.

Les vagues sont générées par des conditions de type Stokes d'ordre 2, (voir IV.2.3) et, l'amplitude et la fréquence des vagues simulées sont de 0.12m et 1.44 Hz respectivement. Concernant le courant, ce dernier a une valeur de 0.16m/s. Les résultats obtenus avec notre modèle sont présentés sur la Figure IV.26. La courbe rouge représente la configuration de courant seul et les courbes bleue et verte, les configurations de vagues et courants se propageant dans le même sens et en sens opposé respectivement. Ces résultats ont été confrontés aux résultats expérimentaux de Klopman (1994), (Figure IV.27) dans le but d'obtenir une validation de notre modèle numérique.

De manière générale, on observe un comportement qualitativement similaire entre le numérique et l'expérimental. La configuration où les vagues et le courant vont dans le même sens, produit un profil dont l'intensité de la vitesse diminue avec la hauteur. Pour cette configuration, un bon accord à la surface libre mais pas près du fond. Dans le cas où les vagues se propagent en sens opposé au courant, on note certes une augmentation de la vitesse d'écoulement en se rapprochant de la surface libre mais les valeurs numériques restent éloignées des résultats expérimentaux. Dans le cas d'un courant seul, le profil expérimental des vitesses est presque logarithmique, celui du numérique est quasi constant sur toute la colonne d'eau puisque nous appliquons un courant uniforme sur la verticale en entrée.

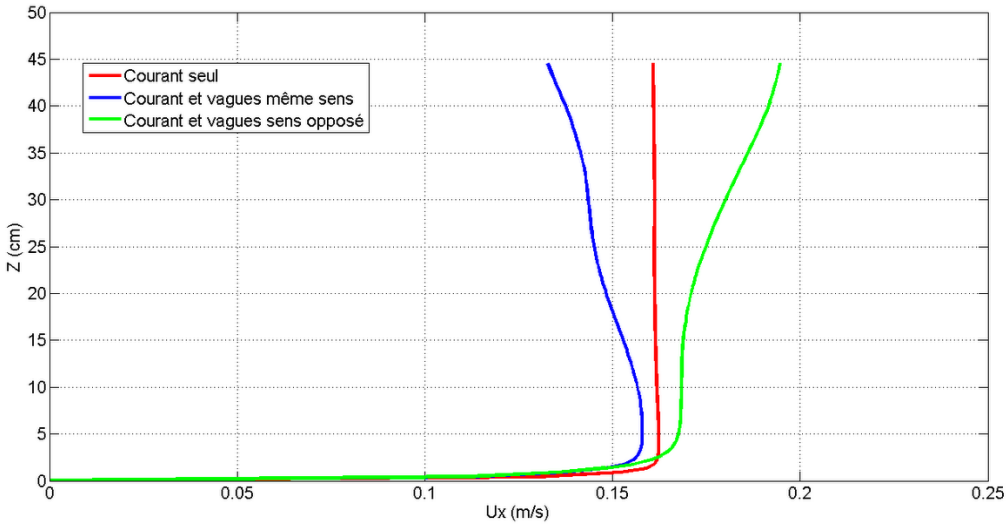


Figure IV.26: Profils numériques des 3 configurations d'écoulement étudiées.

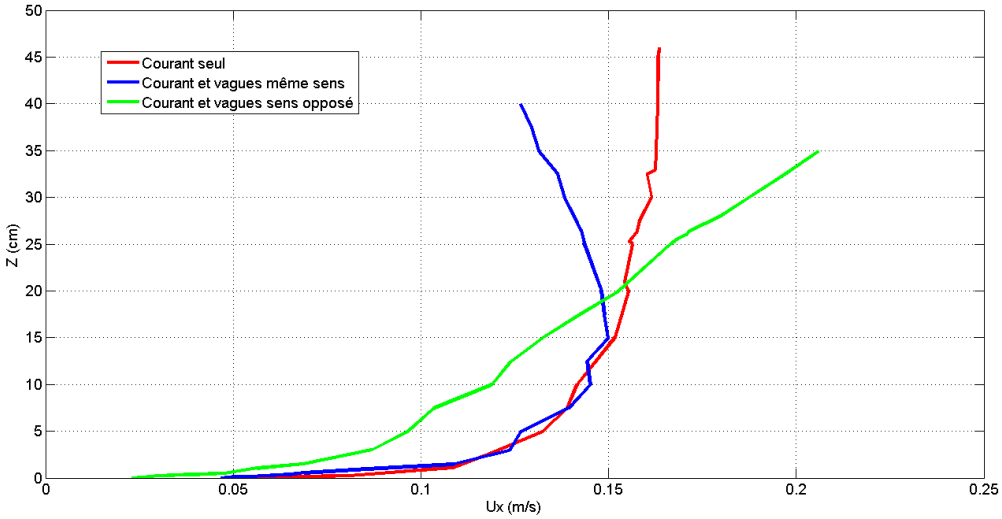


Figure IV.27: Profils expérimentaux de Klopman (1994) pour les 3 configurations étudiées (courant seul, courant et vagues de même sens, courant et vagues de sens opposés).

On peut ainsi conclure que les résultats numériques sont en relativement bon accord avec les résultats expérimentaux au voisinage de la surface libre mais pas près du fond. On note une différence non négligeable au voisinage de la couche limite. Cette différence de comportement peut s'expliquer par le fait que dans notre modèle numérique, nous avons un fond lisse alors que Klopman (1994) a un fond rugueux composé de sédiments ayant un diamètre médian (d_{50}) de 2mm. Ces résultats suggèrent donc d'introduire une rugosité locale qui permettrait de modéliser plus correctement le frottement au fond, et d'appliquer un courant plus cisaillé sur la verticale en entrée. Nous avons essayé d'implémenter un fond rugueux dans OpenFoam, selon la méthode de Margalit (2015), mais les tests à ce jour sont toujours en cours.

IV.4) Conclusions et bilan

Pour la partie numérique, le code de calcul OpenFOAM a été utilisé pour simuler et étudier l'écoulement autour d'un cylindre vertical isolé ou en réseau. Dans un premier temps, l'écoulement autour d'un cylindre a été considéré afin de valider le choix du modèle. Pour ce faire, des comparaisons de profils verticaux et de fréquence de sillage ont été réalisées. Les comparaisons montrent une bonne concordance des résultats, notamment pour la fréquence de sillage et les profils de vitesse verticaux derrière le cylindre vertical.

Ce même modèle a été utilisé pour étudier l'écoulement autour d'un réseau formé de 4 cylindres verticaux. L'intérêt de la simulation a porté sur l'influence du sillage généré par un cylindre vertical en amont sur la structure hydrodynamique d'un cylindre situé en aval. Il a été observé que la distance d'espacement entre les cylindres jouait un rôle prépondérant sur les interactions hydrodynamiques au voisinage des cylindres. Plus précisément, le cylindre en aval est plus affecté par le sillage provenant du cylindre en amont lorsque la distance d'espacement entre les cylindres diminue.

Pour approcher des conditions réelles, il a été nécessaire de modifier la condition à l'entrée du domaine par une condition aux limites plus réaliste permettant la génération de vagues. Le solveur olaFoam a été utilisé à cette fin. La première simulation a consisté à appliquer des vagues régulières dans un domaine relativement simple et sans obstacle. Par la suite, les cas de vagues se propageant dans le même sens ou à contrecourant ont été étudiés. La validation a été réalisée par comparaisons des profils verticaux de vitesse obtenus avec les résultats expérimentaux de Klopman (1994). Les résultats numériques se sont alors révélés être en bon accord avec l'expérimentation au voisinage de la surface libre, où les vagues influent le plus. Par contre, le modèle numérique n'arrive pas à reproduire le frottement au près du fond. Ceci peut être expliqué par le fait que le modèle numérique possède un fond lisse alors que les expériences de Klopman (1994) ont été menées avec un fond rugueux composé de sédiments ayant un d_{50} de 2mm. Un fond rugueux doit ainsi être implémenté dans le modèle pour reproduire numériquement la couche limite au fond. De plus, nous avons appliqué un courant uniforme sur la verticale en entrée, ce qui n'est pas le cas de Klopman (1994). Un courant avec un profil vertical logarithmique devra être également implémenté et testé.

Chapitre V Conclusions et perspectives

Nos travaux ont porté sur l'étude des structures hydrodynamiques spatio-temporelles présentes dans le sillage d'un mât d'éolienne en mer, assimilé ici à un cylindre, pour une application future au parc éolien de Courseulles-sur-Mer. Les expériences en laboratoire ont toutes été effectuées dans un canal à houle et à courant. Différentes configurations de vagues y ont été testées mais avec la direction de propagation des vagues toujours opposée à celles du courant. Une similitude de Froude a été effectuée pour reproduire les conditions hydrodynamiques du champ éolien prévu à Courseulles-sur-Mer, en laboratoire.

Tout d'abord, nos travaux ont concerné les interactions des processus hydrodynamiques développés dans le sillage d'un mât d'éolienne. Pour cela, deux mâts-modèles de diamètres d_1 de 4 cm et d_2 de 10 cm ont été utilisés. Le montage de ces deux modèles de mâts d'éolienne dans le canal est similaire à celui utilisé dans les travaux d'Auzerais et al. (2016). Il consiste principalement en la fixation du cylindre par le haut, le bas étant posé sur le fond du canal. Ce type de montage a été appliqué pour toutes nos expériences. Après l'aspect hydrodynamique, le transport sédimentaire autour et dans un environnement proche d'un cylindre a été étudié. Le lit sédimentaire était épais de 5cm. Dans cette partie, seul le cylindre de diamètre de 4 cm a été testé. A la différence de l'étude hydrodynamique, il était posé sur un support cylindrique de même diamètre que le cylindre ayant une hauteur de 5 cm de haut. Ce support était collé sur le fond du canal (voir chapitre 2).

L'analyse hydrodynamique s'est focalisée sur le phénomène de synchronisation entre des vagues régulières et le sillage généré par le courant derrière le cylindre vertical. Pour mener cette analyse approfondie, une transformation de Fourier a été appliquée sur la composante longitudinale de la vitesse, V_x et les spectres obtenus ont permis d'observer la présence de plusieurs régimes de synchronisation pour les valeurs d'amplitudes (a) et de fréquence des vagues (f_v) retenues.

Avec le cylindre de diamètre 4 cm, trois différents régimes de synchronisation ont été mis en évidence. A faible amplitude, un spectre fortement « bruité » sans pic autour d'une harmonique de la fréquence des vagues f_v a été constaté. Ceci indique une absence de synchronisation. A moyenne amplitude, un spectre toujours « bruité » avec la présence d'un pic autour de la valeur $f_v/2$ a été enregistré. Ce spectre démontre la présence d'un régime de synchronisation subharmonique partiel. L'augmentation de l'amplitude, produit un spectre sans bruit contenant un pic distinct à $f_v/2$. Ce régime est appelé régime de synchronisation subharmonique complet.

Avec le cylindre de 10 cm de diamètre, en plus de ces trois régimes décrits, un régime de synchronisation supplémentaire a été observé. A des amplitudes élevées, un spectre sans bruit contenant un pic à f_v a été obtenu. Ce régime est appelé synchronisation harmonique complet.

Un diagramme d'état résumant les différents régimes de synchronisation pour chaque cylindre par rapport aux fréquences des vagues f_v et amplitudes a, étudiées, est établi. Ces

diagrammes peuvent être considérés comme un outil de prédiction de l'état de l'écoulement autour d'un cylindre, modèle de mat d'éolienne, par rapport aux caractéristiques des vagues présentes, (voir section 2.2 du chapitre 3).

Pour expliquer l'apparition de plusieurs régimes de synchronisation, l'évolution de la phase d'oscillation du sillage a été analysée en s'appuyant sur un coefficient appelé coefficient de diffusion de phase K. Ce coefficient est normalement utilisé dans les domaines traitant de l'interaction et de la synchronisation des ondes électromagnétiques entre elles. Cette méthode de traitement a donc été transposée et adaptée à notre étude afin de pouvoir expliquer les résultats obtenus. L'étude de l'évolution de la courbe K par rapport à l'amplitude des vagues a, montre qu'en régime d'absence de synchronisation, ce coefficient est très élevé. Ceci indique que l'évolution de la phase du sillage est turbulente ; une condition qui empêche la synchronisation entre le sillage et les vagues. Par conséquent, en présence de synchronisation, une diminution du coefficient de diffusion de phase K est observée. Une évolution moins turbulente de la phase du sillage est donc présente ; cette condition permet la synchronisation entre le sillage et les vagues appliquées.

Cette étude a été complétée par une visualisation de l'écoulement autour du cylindre. Pour cela, une méthode de visualisation PIV (Particle Image Velocimetry) a été développée dans le but d'observer l'effet des différents régimes de synchronisation sur le sillage généré. Nous avons ainsi pu observer qu'en absence de régime de synchronisation, le sillage derrière le cylindre vertical était semblable à celui généré avec un écoulement de courant seul. Un écoulement avec un régime de synchronisation subharmonique produit un sillage avec la même structure que le cas précédent, c'est-à-dire alternant des deux côtés du cylindre vertical mais la largeur et l'intensité des tourbillons présents dans le sillage sont beaucoup plus importants. Enfin, en présence d'un régime de synchronisation harmonique, la structure du sillage derrière le cylindre vertical est alors complètement modifiée, elle devient symétrique. On a alors, un sillage composé de tourbillons des deux côtés du cylindre sans alternance par rapport à l'axe du canal. Nous pouvons donc conclure que les différents régimes de synchronisation ont un effet non-négligeable sur les structures spatio-temporelles présentes dans le sillage.

Pour compléter les résultats obtenus avec les vagues régulières, la synchronisation a aussi été étudiée en présence de vagues irrégulières. Les expériences avec les vagues irrégulières ont été menées qu'avec le cylindre de diamètre 4cm. A la différence de l'étude avec des vagues régulières, la transformation de Fourier ne peut plus être utilisée pour la détection des différents régimes de synchronisation. Dans le cas de vagues régulières, le coefficient de diffusion de la phase, K avait été utilisé pour expliquer la synchronisation des fréquences. Pour les vagues irrégulières, la méthode de différences de phase ; $\theta=2\theta_v - \theta_\eta$ où θ_v est la phase du sillage et θ_η la phase des vagues ; a été privilégiée pour étudier le phénomène de synchronisation. Une transformation de Hilbert a donc été appliquée à la composante longitudinale de la vitesse, V_x et au signal du déplacement de la surface libre η, (représentant les vagues) pour le calcul des phase θ_v et θ_η respectivement. Cette technique a d'abord été testée pour un essai avec des vagues régulières. Nous avons observé qu'en régime de synchronisation, une évolution constante de la courbe θ (représentée par une pente nulle,

$\Delta\omega=0$, où $\Delta\omega$ est la moyenne des dérivées de la phase θ), est obtenue. En l'absence de synchronisation, l'évolution temporelle de θ est croissante ; condition représentée par la pente $\Delta\omega$, de θ non nulle. L'évolution temporelle des courbes décrivant les différences de phase ; $2\theta_v$-θ_η pour chaque fréquence de vagues irrégulières f_v retenue en fonction de l'amplitude des vagues a, a ensuite été tracée. Dans le cas de vagues irrégulières, la dépendance temporelle de la phase θ, se présente sous une forme étagée. Tout intervalle de temps avec $\Delta\omega=0$, correspond à l'effet de synchronisation intercalé avec des changements rapides de θ. Le temps de synchronisation augmente avec l'amplitude des vagues. A faible amplitude, $\Delta\omega$ était plus élevé comparé aux $\Delta\omega$ correspondants aux amplitudes élevées. Ceci démontre que le fait d'augmenter l'amplitude des vagues, tend à faire évoluer $\Delta\omega$ pour se rapprocher d'un régime de synchronisation de la fréquence comme dans le cas avec des vagues régulières. Nous pouvons conclure que le comportement des vagues irrégulières a tendance à être similaire à celui des vagues régulières, avec une amplitude des vagues croissante.

Après l'étude du phénomène de synchronisation, des essais ont été consacrés au transport sédimentaire autour et dans un environnement proche d'un cylindre vertical sous l'effet de plusieurs types d'écoulements:

- Courant seul,
- Courant + vagues régulières,
- Courant + vagues irrégulières.

Un dispositif expérimental et un script MATLAB de traitement de données ont été conçus spécialement pour la reconstruction morphologique du fond sableux, (voir section 6 du chapitre 2). Pour l'étude du transport sédimentaire, l'effet des différents forçages hydrodynamiques sur l'affouillement autour du cylindre et les rides formées en aval du cylindre a été analysé. L'effet d'un régime de synchronisation obtenu avec des vagues régulières respectant les conditions du projet de champ éolien de Courseulles-sur-Mer sur le transport sédimentaire, a été quantifié. L'affouillement autour du cylindre vertical, est bien plus développé sous l'action de vagues régulières et de courants que sous l'effet des vagues irrégulières. Les conditions d'écoulement au large de Courseulles-sur-Mer sont celles de vagues régulières de 1.25Hz qui produisent le volume et la profondeur d'affouillement les plus élevées que les autres conditions d'écoulement testées. Notons que l'effet du régime de synchronisation sur l'affouillement a un effet similaire à celui d'un écoulement d'un courant seul. Dans le cas des vagues irrégulières, la tendance générale des courbes semble être la même. Il est important de noter que le volume de sédiments déplacé croit de manière inversement proportionnelle à la fréquence. Ceci peut s'expliquer par le fait que le batteur génère des vagues plus énergétiques; d'amplitude plus élevée quand la fréquence prépondérante diminue.

Quant à la formation des rides en aval du cylindre, nous observons que le régime de synchronisation a un effet plus prononcé sur la longueur d'ondes des rides générée comparé aux autres régimes d'écoulement. Le régime de synchronisation produit des rides pour des vagues régulières ayant une longueur d'onde de 180mm. La longueur d'onde observée pour un même régime avec les vagues irrégulières est de 90mm. De manière générale, les vagues

irrégulières ont moins d'influence sur l'évolution des rides comparativement aux vagues régulières. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'avec les vagues régulières, l'amplitude et la vitesse orbitale des vagues sont constantes ce qui conduirait à une formation de rides plus stables.

Comme perspectives pour la partie expérimentale, il serait pertinent d'étudier le phénomène de synchronisation en utilisant un cylindre ayant un diamètre intermédiaire en 4 cm et 10 cm. En effet avec le cylindre de diamètre de 4 cm, nous avons observé une synchronisation du type subharmonique ; avec celui de 10 cm de diamètre, un régime de synchronisation supplémentaire a été constaté : une synchronisation harmonique. Avec un cylindre de diamètre intermédiaire entre 4cm et 10cm, il serait possible d'observer des régimes de synchronisation à des harmoniques autres que $f_v/2$ ou f_v. De fait, une autre structure de sillage correspondant à un nouveau régime de synchronisation pourrait être constatée. Aussi, un autre type de mât-modèle où la fixation se ferait par le bas peut être étudiée dans le but de confirmer que l'asymétrie des rides obtenue dans notre étude du transport sédimentaire était bien due au fait que le cylindre n'était pas fixé au fond du canal mais posé. Dans l'étude du transport sédimentaire, nous n'avons pas mesuré la vitesse de l'écoulement près du fond sableux. Ainsi, la contrainte de cisaillement ou le nombre de Shields correspondant aux différents régimes d'écoulement n'ont pas été obtenus. L'obtention de mesures ponctuelles de la vitesse serait d'une grande utilité pour compléter les résultats déjà obtenus et mener une discussion plus approfondie. De même, un filtrage manuel a été utilisé pour les images de reconstruction de la morphologie du fond, l'étude du transport sédimentaire peut être améliorée avec la mise en place d'un filtrage automatisé. L'étude du transport sédimentaire a été effectuée en utilisant un sédiment de taille homogène. Il serait intéressant d'étudier le transport sédimentaire sur un fond sableux hétérogène et ainsi, comprendre le rôle du diamètre sédimentaire et de l'étendue granulaire sur la formation des rides et de l'affouillement.

En plus des expériences menées en laboratoire, une étude numérique a été amorcée. Un écoulement au voisinage d'un mât d'éolienne a été simulé numériquement en utilisant le code de calcul OpenFoam (avec les solveurs IHFoam et olaFoam). Tout d'abord, une simulation DNS (Direct Numerical Simulation) d'un courant seul autour d'un cylindre vertical a été initié. Nous avons d'abord validé le modèle numérique en comparant des profils de vitesse verticaux et la fréquence de sillage obtenus à une distance de 8cm (2d) en aval du cylindre avec des résultats obtenus expérimentalement. Dans les deux cas de comparaison (profil verticaux et fréquences de sillage), les valeurs de l'intensité de la vitesse d'écoulement et de la fréquence de sillage étaient en assez bon accord avec les valeurs expérimentales. Ceci a permis de valider le modèle numérique. Une fois cette validation confirmée, plusieurs modèles de turbulence ont été testés. Les modèles RANS (k-epsilon et k-ω SST) ont fourni des résultats en complément de ceux obtenus avec le modèle DNS, avec un lissage du champ de vitesse comme attendu.

Un cas d'écoulement plus compliqué et un domaine numérique pour simuler l'impact hydrodynamique d'un réseau de cylindres soumis à un courant seul, ont été mis en œuvre. Ce réseau comprend 4 cylindres disposés sur 2 rangées. Comme dans le cas d'un seul cylindre, un écoulement d'un courant seul a été imposé en entrée du domaine autour du réseau de cylindres. Trois différents espacements longitudinaux ont été testés : 125cm (31.25d), 250 cm (62.5d) et 500cm (125d) entre les cylindres. L'influence du sillage venant du cylindre en amont sur la structure hydrodynamique du cylindre placé en aval a été étudiée. Il a été observé que

la distance d'espacement entre les cylindres jouait un rôle prépondérant sur l'interaction entre les cylindres. Plus précisément, le cylindre en aval est plus affecté par le sillage provenant du cylindre en amont lorsque la distance d'espacement entre les cylindres diminue.

Après l'étude numérique d'un courant seul, le solveur olaFoam a été utilisé pour imposer un écoulement composé d'un courant et de vagues dans un domaine relativement simple : sans obstacle et avec un fond lisse. Pour la validation numérique, nos résultats ont été comparés avec les résultats expérimentaux obtenus par Klopman, (1994). Pour cela, quatre différents écoulement ont été étudiés :

- Un courant seul.
- Un écoulement composé uniquement de vagues régulières.
- Un écoulement composé d'un courant et de vagues régulières dans la même direction de propagation.
- Un écoulement composé d'un courant et de vagues régulières ayant une direction de propagation opposée.

Les résultats numériques se sont révélés être en assez bon accord avec l'expérimentation au voisinage de la surface libre, montrant la décélération du courant de surface lorsque les vagues et le courant en entrée se propagent dans le même sens. Afin de pouvoir reproduire l'expérience de Klopman (1994) le plus précisément possible, un fond rugueux doit être mis en place. Ensuite l'étude numérique des régimes de synchronisation pourra débuter.

Comme perspective, nous proposons qu'un fond rugueux doit être généré sur le fond du domaine afin de reproduire au mieux le même coefficient de frottement présent dans les expériences de Klopman, (1994). Une fois mis en place, les résultats numériques peuvent être complétés en étudiant dans un premier temps, le phénomène de synchronisation. Aussi, le modèle diphasique utilisé dans notre cas peut être converti en un modèle tri phasique afin de pouvoir étudier le transport sédimentaire dans un premier temps autour d'un cylindre et dans un deuxième temps, autour d'un réseau de cylindres.

Références

ACHENBACH E., HEINECKE E. (1981). On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers $6x10^3$ to $5x10^6$. Journal of Fluid Mechanics, Vol 109, 239-251.

AL-MDALLAL Q. M., LAWRENCE K. P., KOCABIYIK S. (2007). Forced streamwise oscillations of a circular cylinder: locked-on modes and resulting fluid forces. Journal of Fluids Struct. 23 (5), 681–701.

AUZERAIS A., JARNO A., EZERSKY A., MARIN F. (2016a). Localized patterns of sand ripples generated by steady flows: experimental and theoretical study. Chaotic Modelling and Simulation, Vol. 2, 143-152.

AUZERAIS A., JARNO A., EZERSKY A., MARIN F. (2016b). Formation of localized patterns downstream from a vertical cylinder under steady flows: Experimental and theoretical study. Phys. Rev. E 94, 052903.

BAGNOLD R. A. (1977). Bed load transport by natural rivers. Water Resources Research, 13(2), 303–312.

BARBI C., FAVIER D. P., MARESCA C. A., TELIONIS D. P. (1986). Vortex shedding and lock-on of a circular cylinder in oscillatory flow. Journal Fluid Mech. 170, 527–544.

BAYKAL C., SUMER B.M., FUHRMAN D.R., JACOBSEN N.G, FREDSØE J. (2017). Numerical simulation of scour and backfilling processes around a circular pile in waves. Coastal Engineering 122, 87–107.

BIJKER E. W. (1968). Littoral drift as function of waves and current. In Proceedings of the 11th international conference on coastal engineering, London, United Kingdom, 415-435.

BILLAH K.Y., SCANLAN R.H. Resonance, Tacoma Narrows Bridge failure. American Journal of Physics, vol. 59, n° 2,, 118–124.

BLEVINS R. D. (2000). Flow-induced vibration-2nd Edition. Krieger Publishing company, Malabar, Florida. 1-254.

CACCHIONE D. A., THORNE P. D., AGRAWAL Y., NIDZIEKO N. J. (2008). Time-averaged near-bed suspended sediment concentrations under waves and currents: comparison of measured and model estimates. Continental Shelf Research 28(3), 470–484.

CAMENEN B., LARSON M. (2007). A total load formula for the nearshore. In Coastal Sediments '07, New Orleans, Louisiana, 56–67.

CAO Z. D., KONG L. S., JIAO G. Y. (2003). Initiation of sediment movement for a wave–current coexistent system in Chinese. Acta Oceanologica Sinica, 25, 113–119.

CETINER O., ROCKWELL D. (2001). Streamwise oscillations of a cylinder in a steady current. Part 1. Locked-on states of vortex formation and loading. J. Fluid Mech. 427, 1–28.

EINSTEIN H. A. (1950). The bed load function in open channel flows, Technical Bulletin no. 1026. Washington, America: United States Department of Agriculture.

ENGELUND F., FREDSØE J. (1982). Sediment ripples and dunes. Annual Review of Fluid Mechanics, 14(1), 13–37.

ERZBERGER A., HAMPP G., GRANADA A. E., ALBRECHT U., HERZEL H. (2013). Genetic redundancy strengthens the circadian clock leading to a narrow entrainment range. J R Soc Interface 10: 20130221. http://dx.doi.org/10.1098/rsif.2013.0221

FREDSØE J., ANDERSEN O., SILBERG S. (1985). Distribution of suspended sediment in large waves. Journal of Waterway ,Port, Coastal, and Ocean Engineering, 111(6), 1041–1059.

FRIJLINK H. C. (1952). Discussion of bedload movement formulas of kalinske, Einstein and Meyer-Peter and Müller and their application to recent measurements of bedload in the rivers in Holland. Delft Hydraulics Report no. X2344, Delft, The Netherlands.

GAO F.P., LI J.H., QI W.G., HU C. (2015). On the instability of offshore foundations: theory and mechanism. Sci China Phys Mech, 58(12): 1-17.

GERRARD J. H. (1966). The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies. Journal of Fluid Mechanics, 25, 401-413.

GLASS L., GUEVARA M. R., SHRIER A., PEREZ R. (1983). Bifurcation and chaos in a periodically stimulated cardiac oscillator, Physica 7D, 89–101.

GUNNOO H., ABCHA N., EZERSKY A.B. (2016). Frequency lock-in and phase synchronisation of vortex shedding behind circular cylinder due to surface waves, Physics Letters A, 863-868.

HALLAM M. G., HEAF N. J., WOOTTON L. R. (1977). Dynamics of marine structures. Report ur8, CIRIA Underwater Engineering Group, Atkins Research and Development.

HARTVIG P. T., THOMSEN J. M., FRIGAARD P., ANDERSEN T. L. (2010). Full erratum for "Experimental study of the development of scour and backfilling", in DCE Technical Memoranda No. 12, ISSN 1901-7278. P.T. Hartvig, Coastal Eng. J. 52(2), 157-194.

HARTVIG P. A., THOMSEN J. M., FRIGAARD P., ANDERSEN T. L. (2010). Experimental Study of the Development of Scour and Backfilling. Coastal Engineering Journal, 52(2), 157-194. DOI: 10.1142/S0578563410002154

HASSELMANN K., BARNETT T.P., BOUWS E., CARLSON H., CARTWRIGHT D.E., ENKE K., EWING J.A., GIENAPP H., HASSELMAN D.E., KRUSEMAN P., MEEBURG A., MLLER P., OLBERS D.J., RICHTER K., SELL W., WALDEN H. (1973). Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea WAve Project (JONSWAP)' Ergnzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift Reihe, A(8) (Nr. 12), 95p.

HIGUERA P., LOSADA I.J., LARA J.L., (2015). Three-dimensional numerical wave generation with moving boundaries. Coast. Eng. 101 (0), 35–47.

HIRT C.W., NICHOLS B.D., (1981). Volume of Fluid (VOF). Method for the dynamics of free boundaries. Journal of Computational Physics, 39, 201-225.

HOHENBERG P.C., SWIFT J. (1977). Hydrodynamic fluctuations at the convective instability. Physical Review A, 15(1): 319-328.

HUNT J.C.R., WRAY A., MOIN P., (1988). Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows, Center for Turbulence Research Report, CTR-S88.

HUYGENS C. (1673). Horologium oscillatorium, Parisiis, France: Apud F. Muguet; English translation: (1986) The Pendulum Clock, Ames: Iowa State University Press.

JAUVTIS N., WILLIAMSON C. H. K. (2005). The effect of two degrees of freedom on vortex-induced vibration at low mass and damping. J. Fluid Mech. 509, 23–62.

KARNIADAKIS G. E., TRIANTAFYLLOU G. S. (1989). Frequency selection and asymptotic states in laminar wakes. J. Fluid Mech. 199, 441–469.

KEEN T., GLENN S. (2002). Predicting bed scour on the continental shelf during Hurricane Andrew. Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, 128(6), 249–257.

KIM B. H., WILLIAMS D. R. (2006). Nonlinear coupling of fluctuating drag and lift on cylinders undergoing forced oscillations. J. Fluid Mech. 559, 335–353.

KIM H.S., NABI M., KIMURA I., SHIMIZY Y. (2014). Numerical investigation of local scour at two adjacent cylinders. Advances in Water Resources, 70: 131–147.

KLOPMAN G. (1994). Vertical structure of the flow due to waves and currents. Tech. rept. H840.32, Part 2. Delft Hydraulics.

KOLMOGOROV A.N. (1940). Local structure of turbulence in an incompressible fluid at very high Reynolds number. Dokl. Akad. Nauk SSSR, 30 (299).

KONSTANTINIDIS E., BALABANI S., YIANNESKIS M. (2003). The effect of flow perturbations on the near wake characteristics of a circular cylinder. J. Fluids Struct. 18, 367–386.

KONSTANTINIDIS E., BALABANI S., YIANNESKIS M. (2005). The timing of vortex shedding in a cylinder wake imposed by periodic inflow perturbations. J. Fluid Mech. 543, 45–55.

KONSTANTINIDIS E., BALABANI S., YIANNESKIS M. (2007). Bimodal vortex shedding in a perturbed cylinder wake. Phys. Fluids 19, 011701.

KONSTANTINIDIS E., BOURIS D. (2009). Effect of nonharmonic forcing on bluff-body vortex dynamics. Phys. Rev. E 79, 045303(R).

KURAMOTO Y. (1984). Chemical oscillations, waves and turbulence, Berlin: Springer.

LEONTINI J. S., JACONO D.L., THOMSON M.C. (2013). Wake states and frequency selection of a streamwise oscillating cylinder J.Fluid Mech. vol 730, 162-192.

LEONTINI J. S., STEWART B. E., THOMPSON M. C., HOURIGAN K. (2006). Wake state and energy transitions of an oscillating cylinder at low Reynolds number. Phys. Fluids 18 (6), 067101. London, U.K.

LI S. Q. (2014). Turbulent structure and sediment alluvial process in wave-current boundary layer (Ph.D. thesis). Nanjing: Nanjing Hydraulic Research Institute.

LI S. Q., LU Y. J., ZUO L. Q., HUANG W. H., LU Y. (2013). Incipient sediment motion in steady boundary layer. Advances in Water Science, 24(6), 821–829.

LI S. Q., LU Y. J., ZUO L. Q., LU Y. (2014). Incipient sediment motion in wave or wave-current boundary layer. Advances in Water Science, 25(1), 106–114.

LIENHARD J. H. (1966). Synopsis of lift, drag and vortex frequency data for rigid circular cylinders. Washington State University College of Engineering Research Division Bulletin 300:3.

LINK O., PFLEGER F., ZANKE U. (2008). Characteristics of developing scour-holes at a sand-embedded cylinder. International Journal of Sediment Research, 23(3), 258-266.

MARGALIT J. (2015). Modelling of bed roughness using a geometry function and forcing terms in the momentum equations. Project work, Chalmers University of technology.

MARZOUK O. A., NAYFEH A. H. (2009). Reduction of the loads on a cylinder undergoing harmonic in-line motion. Phys. Fluids 21, 083103, doi: 10.1063/1.3210774

MATUTANO C., NEGRO V., LOPEZ-GUTIERREZ J., DOLORES E., DEL COMPO M. (2013). Dimensionless wave height parameter for preliminary design of scour protection in offshore wind farms. Journal of Coastal Research, 29(65), 1633-1638.

MENEGHINI J. R., BEARMAN P. W. (1995). Numerical simulation of high amplitude oscillatory flow about a circular cylinder. J. Fluids Struct. 9, 435–455.

MEUNIER P., LEWEKE T. (2003). Analysis and treatment of errors due to high velocity gradients in particle image velocimetry. Exp Fluids 35:408–421.

MEYER-PETER E., MULLER R. (1948). Formulas for bed-load transport. In Proceedings of the 2nd meeting of the international association for hydraulic structures research, Delft, The Netherlands. 39-64.

MUDGE T., POLONICHKO V. (2003). Comparing acoustic Doppler velocimeter current and wave measurements European Geophysical Society V. 5, 81-83.

MUREITHI N. W., HUYN K., RODRIGUEZ M., PHAM A. (2010). A simple low order model of the forced Karman wake. Intl J. Mech. Sci. 52, 1522–1534.

MUREITHI N. W., RODRIGUEZ M. (2005). Stability and bifurcation of a forced cylinder wake. In Proceedings of 2005 ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Orlando, FL.

NAYFEH A. H., MOOK D. T. (1979). Nonlinear Oscillations, Wiley-Interscience, New York.

NIELSEN P. (1992). Coastal bottom boundary layers and sediment transport. Singapore: WorldScientific.

ONGOREN A., ROCKWELL D. (1988). Flow structure from an oscillating cylinder. Part 2. Mode competition in the near wake. J. Wind Engng Ind. Aerodyn. 191, 225–245.

ONO M., KIM K. H., SAWARAGI T., DEGUCHI I. (1994). Suspended sediment caused by waves and currents. In Proceedings of the 24th international conference on coastal engineering, Kobe, Japan, 2476-2487.

OSHER S., SETHIAN J.A (1988). Fronts propagating with curvature dependent speed: Algorithms based on hamilton-jacobi formulations. Journal of Computational Physics, 79, 12-49.

PERDIKARIS P. G., KAITSIS L., TRIANTAFYLLOU G. S. (2009). Chaos in a cylinder wake due to forcing at the Strouhal frequency. Phys. Fluids 21, 101705, doi: 10.1063/1.3258287.

PERRIER G., HANSEN E. A., VILLARET C., DEIGAARD R., FREDSOE J. (1994). Sediment transport over ripples in waves and currents. In Proceedings of the 24th international conference on coastal engineering, Kobe, Japan, 2043-2057.

PIERSON W.J.Jr, MOSKOWITZ L.A. (1964). Proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii, Journal of Geophysical Research, Vol. 69, 5181-5190.

PINTO M. (2008). Aménagements hydroélectriques et impacts sur la dynamique des flux d'eau et de sédiments, Thèse de doctorat, Université Lyon 2.

Qi W.G., GAO F.P. (2014). Physical modelling of local scour development around a large monopile in combined waves and current. Coastal Engineering 83, 72–81.

RIBBERINK J. S. (1998). Bed-load transport for steady flows and unsteady oscillatory flows. Coastal Engineering, 34(1–2), 59–82.

RIVIER A., BENNIS A.C., PINON G. (2016). Parameterization of wind turbine impacts on hydrodynamics and sediment transport. Ocean Dynamics 66: 1285-1299.

RODRIGUEZ M., MUREITHI N. W. (2006). Cylinder wake dynamics in the presence of stream-wise harmonic forcing. In Proceedings of PVP2006-ICPVT-11 2006 ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference, Vancouver, BC, Canada.

ROGAN C., MILES J., SIMMONDS D., IGLESIAS G. (2015). The turbulent wake of a monopile foundation. Renew Energy 93,180– 187.

ROSENBLUM M. (2007). http://www.scholarpedia.org/article/Synchronization

ROSHKO A., (1955). On the wake and drag of bluff bodies. Journal of the Aeronautical Sciences, 22 (2). 124-132. ISSN 1936-9956.

ROSHKO A., (1961). Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. Journal of Fluid Mechanics, 10(3), 345-356. doi:10.1017/S0022112061000950.

ROSHKO A., LAU J. C. (1965). Proc. Heat Transfer Fluid Mech. Institute. Stanford university press, Stanford, California, 157.

ROULUND A., SUMER B.M., FREDSØE J., MICHELSEN J. (2005). Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pile. J. Fluid Mechanics, Vol. 534, 351-401.

SCHAFFER H.A., KLOPMAN G., (2000). Review of multidirectional active wave absorption methods. Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, 126(2), 88–97.

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. doi:10.1017/S0022112083001913

SHIBAYAMA T., SATO S., ASADA H., TEMMYO T. (1989). Sediment transport rate in wave-current coexistent field. Coastal Engineering in Japan, 32(2), 161–171.

SHIELDS A., (1936). Anwendung der Ähnlichkeitsmechanik und der Turbulenz Forschung auf die Geschiebebewegung. Mitt. der Preuss. Versuchsamst. für Wasserbau und Schiffbau, Heft 26, Berlin, Deutschland.

SPALART P. R., ALLMARAS S. R. A. (1992). One equation turbulence model for aerodynamic flows. In AIAA 92-0439, AIAA 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January.

STAHLMANN A. (2013). Experimental and numerical modeling of scour at foundation structures for offshore wind turbines. PhD Thesis, Franzius-Institute for Hydraulic, Estuarine and Coastal Engineering, Leibniz Universität Hannover, Hannover, Germany.

SUMER B.M., FREDSØE J. (2006). Hydrodynamics around cylindrical structures, First edition, World Scientific Publishing, 1997p.

TANAKA H., SHUTO N. (1984). Sand movement due to wave-current combined motion. Coastal Engineering in Japan, 27, 179–191.

TANIDA Y., OKAJIMA A., WATANABE Y. (1973). Stability of a circular cylinder oscillating in uniform flow or in a wake. J. Fluid Mech. 61 (4), 769–784.

THOMPSON M. C., HOURIGAN, K., SHERIDAN J. (1996). Three-dimensional instabilities in the wake of a circular cylinder. Exp. Therm. Fluid Sci. 12, 190–196.

VAN DE GRAAFF J., VAN OVEREEM J. (1980). Evaluation of sediment transport formulae in coastal engineering practice. Coastal Engineering, 3, 1–32.

VAN DER A., RIBBERINK J. S., VAN DER WERF J. J., O'DONOGHUE T., BUIJSROGGE R.H., KRANENBURG W. M. (2013). Practical sand transport formula for non-breaking waves and currents. Coastal Engineering, 76, 26–42.

VAN RIJN L. C. (1984). Sediment transport, part 1: bed load transport. Journal of Hydraulic Engineering, 110(10), 1431–1456.

VAN RIJN L. C. (1993). Principles of sediment transport in rivers, estuaries, and coastal seas. Blokzijl, The Netherlands: Aqua Publications.

VAN RIJN L. C. (2007). Unified view of sediment transport by currents and waves. I: initiation of motion, bed roughness, and bed-load transport. Journal of Hydraulic Engineering, 133(6), 649–667.

VAN RIJN L.C., WALSTRA D.J.R., GRASMEIJER B., SUTHERLAND J., PAN S., SIERRA J.P. (2003). The predictability of cross-shore bed evolution of sandy beaches at the time scale of storms and seasons using process-based Profile models. Coast. Eng. (ISSN: 0378- 3839) 47 (3), 295–327. doi:10.1016/S0378-3839(02)00120-5 January.

VELASCO D., HUHTA C. (2010). Experimental verification of acoustic Doppler velocimeter (ADV) performance in fine grained, high sediment concentration fluids. App note SonTek/YSI April:1-19.

WELLER H.G., TABOR G., JASAK H., FUREBY C. (1998). A Tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. Computers in Physics, 12, 620-631.

WILLE R. (1960). Karman vortex streets. Advances in Applied Mechanics, 6, 273-287.

WILLIAMS J. J., ROSE C. P., THORNE P. D., O'CONNOR B. A., HUMPHERY J. D., HARDCASTLE P. J., MOORES S. P., COOKE J. A., WILSON D. J. (1999a). Field observations and predictions of bed shear stresses and vertical suspended sediment concentration profiles in wave-current conditions. Continental Shelf Research, 19(4), 507–536.

WILLIAMS J. J., ROSE C. P., VAN RIJN L. C. (1999b). Suspended sediment concentration profiles in wave-current flows. Journal of Hydraulic Engineering, 125(9), 906–911.

WILLIAMSON C. H. K. (1996). Vortex dynamics in the cylinder wake. Annual Review of Fluid Mechanics, 28, 477–539.

WILLIAMSON C. H. K., ROSHKO A. (1988). Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. J. Fluids Struct. 2, 355–381.

WILLIS D. H. (1978). Sediment load under waves and currents. In Proceedings of the 16th international conference on coastal engineering, Hamburg, Germany, 1626–1637.

XIA Y. F., CHEN Z., WU D., ZHANG S. Z. (2011). Experimental study on suspended sediment concentration and its vertical distribution under spilling breaking wave actions in silty coast. China Ocean Engineering, 25(04), 565–575.

YI X. L., QI W. G., GAO F. P. (2016). Physical modelling of pile-group effect on the local scour in submarine environments. Procedia Engineering 166, 212 – 220.

YOKOI Y., KAMEMOTO K. (1994) Vortex shedding from an oscillating circular cylinder in a uniform flow. Exp. Therm. Fluid Sci. 8, 121–127.

ZHAO C. J. (2003). Silty sediment motion under offshore dynamic environment. Ph.D. thesis. Tianjin University *in Chinese*.

ZHOU Y. R. (2008). Key technologies for the deepwater wharf construction and channel regulation of Fangcheng Port. Nanjing: Nanjing Hydraulic Research Institute.

ZYSERMAN J., FREDSOE J. (1994). Data analysis of bed concentration of suspended sediment. Journal of Hydraulic Engineering, 120(9), 1021–1042.