



THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université de Lille

École Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur EDSPI

Spécialité : Mécanique des fluides

Présentée et soutenue le 18 Octobre 2019 par

Maria IKHENNICHEU

Étude expérimentale de la turbulence dans les zones à forts courants et de son impact sur les hydroliennes

Jury :

M. Jean-Marc FOUCAUT	Professeur à l'École Centrale de Lille	Président du jury
M. Laurent DAVID	Professeur à l'Université de Poitiers	Rapporteur
M. Elie RIVOALEN	Professeur à l'INSA de Rouen Normandie	Rapporteur
Mme Caroline BRAUD	Chercheur CNRS à l'École Centrale de Nantes	Examinatrice
M. Sylvain GUILLOU	Professeur à l'Université de Caen Normandie	Invité
M. Grégory GERMAIN	Chercheur IFREMER	Directeur de thèse
M. Philippe DRUAULT	Maître de Conférence à Sorbonne Université	Co-directeur de thèse

Résumé

Les eaux françaises présentent un fort potentiel pour des applications hydroliennes. Dans ces zones à forts courants, d'intenses fluctuations de vitesse sont observées dans la colonne d'eau. Elles proviennent essentiellement des variations bathymétriques du fond marin et peuvent avoir un fort impact sur la production d'énergie et la fatigue des turbines. Afin de comprendre la génération de structures tourbillonnaires dans le sillage d'obstacles et de constituer une base de données pour des études numériques, les conditions rencontrées dans le Raz-Blanchard sont reproduites expérimentalement, dans un bassin à houle et à courant, en similitude de Froude et avec un nombre de Reynolds aussi élevé que possible.

Dans cette étude, les variations bathymétriques réelles sont représentées à l'aide d'éléments canoniques : un cube, un cylindre, un plan incliné ou des combinaisons des trois. On distingue alors les variations bathymétriques supérieures à la moyenne (obstacle unique) des cas de rugosités moyennes (combinaison d'obstacles). Afin de caractériser le sillage derrière ces obstacles et d'étudier l'évolution de la turbulence dans la colonne d'eau, des mesures PIV et LDV sont réalisées pour différents taux de turbulence de l'écoulement amont. Les résultats montrent que le cylindre seul produit le sillage le plus étendu. Dans ce cas, de larges structures tourbillonnaires, remontant jusqu'à la surface, sont identifiées. Le développement de méthodes de traitement et d'analyse des données permettent de détecter les centres tourbillonnaires et de déterminer les propriétés de ces tourbillons.

L'impact du sillage du cylindre sur le fonctionnement d'une hydrolienne tri-pale à axe horizontal est ensuite étudié. Suivant le positionnement relatif de la turbine par rapport à l'obstacle, l'hydrolienne peut subir de grandes amplitudes de chargements liées aux fluctuations de vitesse engendrées par la présence de l'obstacle dans l'écoulement. La mesure des efforts sur les pales et du comportement dynamique de la machine permettent de quantifier ces variations de chargements. Elles dépendent des structures tourbillonnaires impactant la turbine et du cisaillement du profil de vitesse. Ces résultats pourront être exploités pour de futures analyses de fatigue de pales ou autres composantes des hydroliennes.

Mots-clés : Turbulence, Essais expérimentaux, Hydroliennes, Obstacles, Sillage, PIV, LDV, POD

Abstract

French waters have a strong potential for tidal turbines applications. In these areas of strong currents, intense velocity fluctuations are observed in the water column. They ultimately come from variations in seabed bathymetry and can have a strong impact on tidal turbine energy production and fatigue. In order to understand the turbulent structures generation in the wake of obstacles and to build a data base for future numerical studies, the Alderney Race conditions are reproduced experimentally, in a wave and current tank, in Froude similitude and with a Reynolds number as high as possible.

In this study, real bathymetric variations are represented using canonical elements : a cube, a cylinder, an inclined plane or a combination of all three. Cases with bathymetric variations higher than average (obstacle alone) are differentiated from average rugosity cases (obstacles combined). In order to characterize the wake behind these obstacles and to study how turbulence evolve in the water column, PIV and LDV measurements are made for various turbulence rates of the incoming flow. Results show that the cylinder alone produces the most spread out wake. In that case, large scale turbulent structures, rising all the way to the surface, are identified. The development of processing methods and data analysis allows the detection of vortex centres and the determination of their properties.

The cylinder wake impact on a tri-bladed horizontal axis turbine behaviour is then studied. Depending on the position of the turbine relative to the obstacle, the turbine can be subject to large amplitude loads due to velocity fluctuations generated by the presence of the obstacle in the flow. Force measurements on the blades and turbine dynamic behaviour characterization allow to quantify those load variations. They depend on the turbulent structures impacting the turbine and the shear in the velocity profile. The results obtained could be exploited for further fatigue analyses on blades or on other tidal turbine components.

Key-words : Turbulence, Experimental trials, Tidal turbines, Obstacles, wake, PIV, LDV, POD

Remerciements

Je tiens à remercier Grégory Germain et Philippe Druault pour votre encadrement tout aussi différent que complémentaire, vos précieux conseils et votre disponibilité, aussi bien à distance qu'à domicile. Ces travaux n'auraient, bien évidemment, pas pu aboutir sans votre accompagnement. Merci à tous les membres du jury et particulièrement à Messieurs Laurent David et Elie Rivoalen d'avoir accepté de rapporter mon travail.

Un grand merci à toute l'équipe du bassin de Boulogne : Martin T, Bachar, Christèle, Benoît, Inès, Jean-Valéry, Thomas, Martin M, et encore une fois Grégory pour la bonne ambiance qui m'a motivée à braver la météo boulonnaise tous les jours pour venir au bassin. Merci pour votre patience pendant mes essais, pour les petits pains et pour les (parfois longues) pauses de 10h. Mention particulière à Benoît pour sa collaboration et pour sa patience sans faille face à mes interrogations sur mes résultats étranges.

Je tiens aussi à remercier tous les collaborateurs du projet THYMOTE et particulièrement Philippe et Adrien (la Thymoteam héhé), fidèles compagnons des réunions projet et des conférences.

Mille mercis à tous les copains de Boulogne pour ces trois belles années : Chloé, Pierrot, Kelly, Alaïa, Léa, Julia, Antonin, Dorothée, Chloe, Khaled, Matthew, Charles, Julien, Ambre, Fabouch', Duduss, Geoffrey, Sophie, Éric et à TOUS (mais alors vraiment TOUS) les autres que j'ai eu la chance de rencontrer. Merci à Carole, Solène et Aurélie pour le prêt d'appart pour la soirée! Merci aux copains de Pint of Science, merci aux filles du SOC, à celles du tennis et merci à l'équipe du Rollmops. Merci aussi aux copains d'avant Boulogne et qui sont (et seront) toujours là : Anaïs, Cécile C, Marie C, Aurélie, Virginie, Cécile L, Marie I, Gaël, Océane, Sarah, Astrid, Faustine, Astrid, Émeline, Manu, Jordan, Grégoire, Yona et encore une fois merci à tous les autres que je n'ai pas cités.

Un merci infini à ma sœur, ma mère, mon père, mes grands parents et toute ma famille chérie, qui m'a toujours accompagnée, soutenue et qui s'est toujours intéressée à ce que je faisais (même à la turbulence dans le Raz-Blanchard!). Je vous

remercie pour les valeurs et la volonté que vous m'avez transmises. Merci Mamie, pour toute cette belle énergie que tu donnes à notre famille. Spéciale dédicace à ma Loulou qui m'a supportée depuis mes sautes d'humeur en prépa jusqu'à ma soutenance, qui m'a hébergée à de nombreuses reprises et qui m'a fait (et refait) ce superbe schéma résumé de ma thèse. Et surtout, merci à vous tous d'avoir traversé la France jusque dans le grand Nord et merci pour le pot (au nom de tous)!

Merci Florent. Merci de m'avoir motivée à commencer cette thèse (c'était pas gagné!) et de m'avoir encouragée jusqu'à la fin. Merci pour ta patience (il faut bien que l'un de nous 2 en ait), ta confiance et pour ces nombreuses heures passées dans le train et au téléphone.

Pour finir, merci à toi qui relis ces lignes. Plus que 188 pages, bon courage!

Table des matières

Résumé	2
Abstract	3
Remerciements	4
Table des matières	6
Nomenclature	9
1 Introduction	12
1.1 Contexte de l'étude	13
1.1.1 Développement de l'hydrolien en France	13
1.1.2 Effet des conditions environnementales sur les hydroliennes . .	16
1.2 Le projet THYMOTE	18
1.2.1 Description du projet	18
1.2.2 Conditions environnementales dans le Raz-Blanchard	19
1.3 Étude bibliographique	20
1.3.1 Éléments théoriques sur la turbulence	20
1.3.2 Écoulement derrière des obstacles posés	22
1.3.3 Organisation des structures tourbillonnaires	25
1.3.4 Impact de la turbulence sur des turbines	26
1.4 Plan du manuscrit	28
2 Matériel et Méthodes	30
2.1 Dispositif expérimental	31
2.1.1 Présentation du bassin d'essai et caractérisation de l'écoulement	31
2.1.2 Représentation expérimentale de la bathymétrie	35
2.1.3 Systèmes de mesure	38
2.1.3.1 <i>Particle Image Velocimetry</i>	38
2.1.3.2 <i>Laser Doppler Velocimetry</i>	46
2.1.3.3 Turbine	49
2.2 Méthodes de traitement des données	52

2.2.1	Corrélation, transformée de Fourier et cohérence	53
2.2.1.1	Définition mathématique	53
2.2.1.2	Transformée de Fourier Discrète	54
2.2.1.3	FFT par blocs	54
2.2.2	Décomposition en modes propres orthogonaux (POD)	55
2.2.2.1	Introduction à la POD	55
2.2.2.2	Principe et formalisme de la POD	56
2.2.2.3	<i>Snapshot</i> POD	56
2.2.2.4	Application à la PIV	57
2.2.3	Détection des centres tourbillonnaires	58
2.2.4	Budget d'énergie cinétique turbulente	58
2.2.4.1	Équation de conservation de l'énergie cinétique tur- bulente	59
2.2.4.2	Application à la PIV	60
2.2.4.3	Calcul de la dissipation	61
2.3	Conclusion	63
3	Caractérisation du sillage d'obstacles posés sur le fond	65
3.1	Obstacles isolés	66
3.1.1	Cas du cube	66
3.1.1.1	Description spatiale du sillage	66
3.1.1.2	Description temporelle et spectrale du sillage	68
3.1.2	Cas du cylindre	70
3.1.2.1	Description spatiale du sillage	71
3.1.2.2	Description temporelle et spectrale du sillage	74
3.1.3	Analyse du sillage turbulent du cylindre	79
3.1.3.1	Détection et caractérisation des structures énergétiques	80
3.1.3.2	Vue horizontale du phénomène	88
3.1.3.3	Bilan de conservation d'énergie	90
3.1.4	Effet du rapport d'aspect et du taux de turbulence sur le sillage des obstacles	94
3.1.4.1	Effet du rapport d'aspect	94
3.1.4.2	Effet du taux de turbulence de l'écoulement amont .	96
3.1.5	Complémentarité des résultats expérimentaux et numériques .	101
3.2	Combinaisons d'obstacles	104
3.2.1	Influence d'un plan incliné	104
3.2.2	Combinaisons d'obstacles cubiques	110
3.2.2.1	Description spatiale du sillage	110
3.2.2.2	Description temporelle et spectrale du sillage	112
3.3	Comparaison globale des cas d'étude	115
3.3.1	Profils de vitesse	115
3.3.2	Énergie cinétique turbulente	117

3.3.3	Évènements tourbillonnaires de grande échelle	120
3.4	Conclusion	120
4	Impact de la turbulence sur le fonctionnement d'une hydrolienne	123
4.1	Présentation du dispositif expérimental	124
4.1.1	Définition du cas d'étude	124
4.1.2	Caractéristiques de l'écoulement	125
4.2	Effet du sillage du cylindre sur la turbine	128
4.2.1	Efforts moyens sur la turbine et sur ses pales	128
4.2.2	Réponse instantanée de la turbine aux fluctuations de vitesse .	131
4.2.2.1	Profil de vitesse en amont de la turbine	131
4.2.2.2	Réponse des efforts au passage de tourbillons	133
4.2.2.3	Corrélation entre les fluctuations de la vitesse et des efforts	137
4.2.3	Réponse spectrale	141
4.2.3.1	Contenu spectral des efforts	141
4.2.3.2	Cohérence entre les fluctuations de la vitesse et des efforts	143
4.2.4	Variation angulaire des efforts	145
4.3	Comparaison du comportement de la turbine dans différents cas d'écoulements turbulents	149
4.3.1	Dispositif expérimental	149
4.3.2	Description de l'écoulement amont	150
4.3.3	Comparaison de la réponse de la turbine	152
4.3.4	Cas du sillage du cylindre dans un écoulement dégradé	161
4.4	Calcul du coefficient de puissance	162
4.5	Conclusion	164
	Conclusion générale et perspectives	166
A	Compléments sur le dispositif expérimental	170
A.1	Vue de profil et de haut des cas tests	170
A.2	Plans PIV réalisés	171
A.3	Évaluation de l'incertitude de mesure par la méthode GUM	172
B	Compléments d'analyse sur le sillage	173
B.1	Effet de la profondeur sur l'apparition de "marmites"	173
B.2	La méthode des quadrants	174
B.3	Effet du nombre de modes POD sur r_c^*	176
C	Compléments d'analyse sur la turbine	179
C.1	Évolution des moments mesurés sur la turbine	179
C.2	Valeurs des efforts et moments mesurés sur la turbine	181

Nomenclature

Acronymes

$2C$	Deux composantes
CC	Corrélation croisée (<i>Cross Correlation</i>)
FFT	Transformée de Fourier rapide (<i>Fast Fourier Transform</i>)
$IFREMER$	Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer
LBM	Méthode de Boltzmann sur réseau (<i>Lattice Boltzmann Method</i>)
LDV	Vélocimétrie laser par effet doppler (<i>Laser Doppler Velocimetry</i>)
$LE - PIV$	PIV aux grandes échelles (<i>Large Eddy-PIV</i>)
LES	Simulation aux grandes échelles (<i>Large Eddy Simulation</i>)
PIV	Vélocimétrie par image de particules (<i>Particle Image Velocimetry</i>)
POD	Décomposition en modes propres orthogonaux (<i>Proper Orthogonal Decomposition</i>)
PSD	Densité spectrale de puissance (<i>Power Spectral Density</i>)
RPM	Rotation par minute
TKE	Énergie cinétique turbulente (<i>Turbulent Kinetic Energy</i>)
TSR	Vitesse de rotation adimensionnée (<i>Tip Speed Ratio</i>)
UOD	Détection universelle de vecteurs aberrants (<i>Universal Outliers Detection</i>)
VIV	Vibrations induites par les tourbillons (<i>Vortex Induced Vibrations</i>)

Lettres grecques

α	Angle d'incidence de l'écoulement amont
β	Coordonnée angulaire
γ	Angle de remontée d'un tourbillon
Γ	Circulation d'un tourbillon
δ	Hauteur de la couche limite
δ_w	Épaisseur de la couche de cisaillement
δ_z	Extension verticale du sillage
ϵ	Dissipation visqueuse
η	Échelle de Kolmogorov
θ	Position angulaire de la turbine

$\lambda^{(n)}$	Valeur propre de la POD
ρ_{AB}	Corrélation croisée des signaux A et B
τ	Déphasage temporel entre deux signaux
τ_{ij}	Composante du tenseur de Reynolds ($i, j = 1, 2, 3$)
ν	Viscosité dynamique du fluide
$\phi^{(n)}$	Coefficient spatial de la POD
Φ	Transport de TKE par effet de pression
Ω	Vitesse angulaire

Lettres latines

$a^{(n)}$	Coefficient temporel de la POD
A_R	Rapport d'aspect
C	Convection de TKE
C_{AB}	Cohérence entre les signaux A et B
C_k	Constante de Kolmogorov
C_p	Coefficient de puissance
C_t	Coefficient de traînée
D	Diamètre de la turbine
D_e	Profondeur du bassin
D_μ	Diffusion visqueuse de TKE
d_o	Distance longitudinale entre deux rangées d'obstacles
d_t	Distance longitudinale entre le centre de l'obstacle et la turbine
E	Spectre d'énergie
f	Fréquence
f_e	Fréquence d'échantillonnage
f_r	Fréquence de rotation de la turbine
F_r	Nombre de Froude
F_{xi}	Effort sur la pale i dans la direction e_x , ($i = 1, 2, 3$)
F_{yi}	Effort sur la pale i dans la direction e_y , ($i = 1, 2, 3$)
F_{tot}	Traînée de la turbine
H	Hauteur d'obstacle
I	Intensité turbulente de l'écoulement
I_{iD}	Intensité turbulente calculée avec i composante ($i = 1, 2, 3$)
k	Nombre d'onde
l	Longueur de recirculation
M_{xi}	Moment sur la pale i dans la direction e_x , ($i = 1, 2, 3$)
M_{yi}	Moment sur la pale i dans la direction e_y , ($i = 1, 2, 3$)
M_{zi}	Moment sur la pale i dans la direction e_z , ($i = 1, 2, 3$)
M_{tot}	Couple de la turbine
N_{acqu}	Nombre d'échantillons temporels
N_{fft}	Nombre de points par blocs pour la FFT

TABLE DES MATIÈRES

N_{POD}	Nombre de modes POD
p	Pression
P	Production de TKE
r	Coordonnée radiale
R	Rayon de la turbine
r_c	Rayon d'un tourbillon
Re	Nombre de Reynolds
S_t	Nombre de Strouhal
T	Transport turbulent de TKE
U	Vitesse longitudinale instantanée
U_∞	Vitesse longitudinale moyenne de l'écoulement amont
V	Vitesse transverse instantanée
V_β	Vitesse tangentielle
v_{vtx}	Vitesse de remontée d'un tourbillon
W	Vitesse verticale instantanée
X	Direction longitudinale
Y	Direction transverse
y_i	Position transverse du plan de mesure ($i = 1, 2, 3$)
Z	Direction verticale
z_{sl}	Altitude du centre de la couche de cisaillement
z_{st}	Point de stagnation sur la face amont de l'obstacle

Opérateurs

$\bar{\square}$	Moyenne temporelle
\square'	Composante fluctuante de la composante de la vitesse
$\sigma(\square)$	Écart-type

Chapitre 1

Introduction

Les besoins énergétiques mondiaux ne cessent d'augmenter. Afin de répondre à cette demande, de nouvelles techniques d'exploitation durables des énergies renouvelables sont en développement. Parmi celles-ci, les hydroliennes se proposent de récupérer l'énergie prévisible des courants de marée. Les zones à forts courants, optimales pour des applications hydroliennes, présentent aussi de grandes fluctuations de vitesse dans la colonne d'eau qui peuvent avoir un fort impact sur le fonctionnement des hydroliennes. Il est donc essentiel de décrire les caractéristiques des écoulements turbulents dans ces zones, d'expliquer l'origine des événements tourbillonnaires en présence et d'étudier leurs effets sur le comportement d'une turbine. Ces différents aspects sont les principaux objectifs de ces travaux.

Cette partie présentera le contexte dans lequel s'inscrit ce travail ainsi que les études bibliographiques sur lesquelles il repose.

1.1 Contexte de l'étude

1.1.1 Développement de l'hydrolien en France

En 1972, le MIT publie "*Les limites à la Croissance (dans un monde fini)*" aussi connu sous le nom de "*Rapport Meadow*", du nom de deux de ses auteurs. Ce rapport est la première étude qui évoque les dangers pour la planète de la croissance économique et démographique. Près de 50 ans plus tard, ces dangers sont toujours d'actualité. L'un des grands thèmes lié à l'urgence écologique est la production énergétique mondiale. En effet, la demande énergétique a quasiment triplée sur les 50 dernières années et très peu de cette énergie est produite par des moyens écologiques, comme illustré sur la figure 1.1.

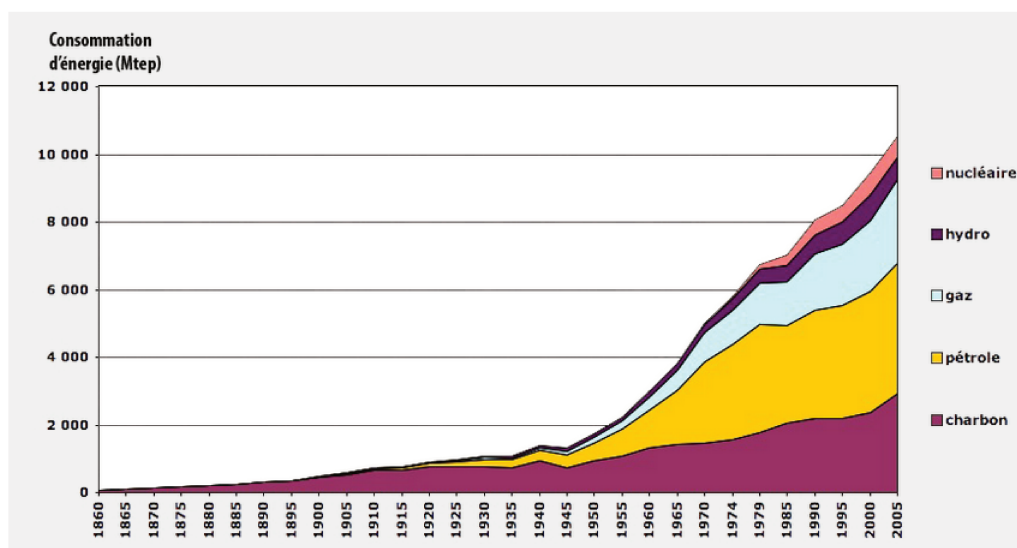


FIGURE 1.1 – Évolution constatée de la consommation totale d'énergie commerciale (c'est-à-dire hors bois, dont une large part échappe aux circuits commerciaux), depuis 1860, en millions de tonnes équivalent pétrole (une tonne équivalent pétrole = 11600 kWh) (J.-M. Jancovici).

L'augmentation des gaz à effet de serre et la diminution des ressources pétrolières doivent conduire au développement de nouvelles méthodes durables d'exploitation d'énergies renouvelables. L'évolution du mix énergétique français (répartition des différentes sources d'énergies primaires consommées pour la production des différents types d'énergies) est illustré sur la figure 1.2. Si la part des énergies renouvelables a augmenté en 10 ans, elle reste très largement minoritaire.

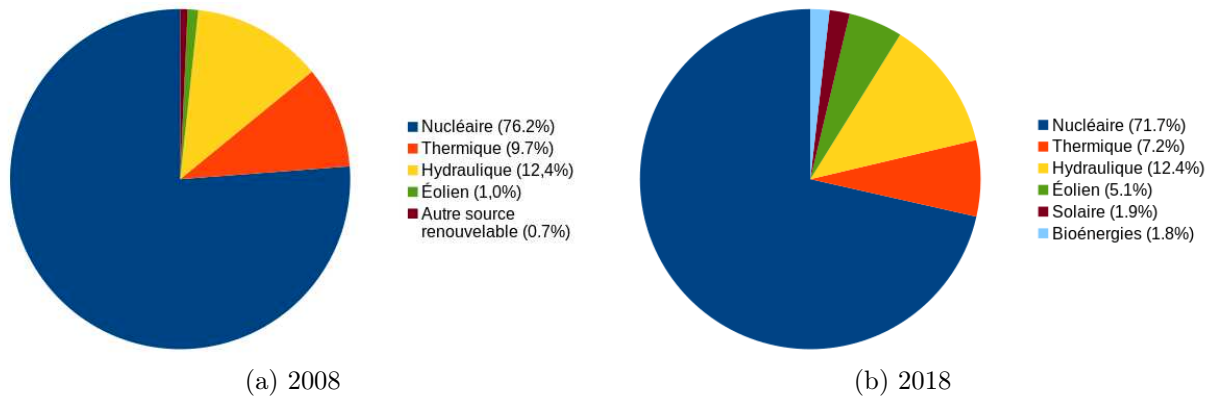


FIGURE 1.2 – Évolution du mix énergétique en France sur 10 ans (Réseau de Transport d'Électricité - RTE).

Or, la France possède le deuxième espace maritime au monde avec 11 millions de km^2 , des milliers de kilomètres de côtes et trois façades maritimes métropolitaines : la Manche-Mer du Nord, l'Atlantique et la Méditerranée. Elle a donc un fort potentiel pour l'exploitation des énergies marines renouvelables. Plusieurs façons d'exploiter l'énergie de la mer existent et différentes technologies d'énergies marines renouvelables (EMR) sont en développement : l'énergie marémotrice (dont le célèbre exemple de l'usine marémotrice de La Rance), l'énergie des vagues, l'énergie thermique des mers (qui exploite la différence de température entre les eaux superficielles et les eaux profondes), l'énergie osmotique (basée sur la différence de salinité entre deux masses d'eau) et l'énergie hydrolienne (énergie cinétique des courants). Les hydroliennes peuvent exploiter l'énergie provenant de plusieurs sources : les cours d'eau, les grands courants océaniques et les courants de marées. Ces derniers présentent l'avantage d'être très intenses (jusqu'à $5 m/s$ en France), parfaitement prévisibles et exploitables proche des côtes. La figure 1.3(a) illustre que la côte ouest Européenne présente un fort potentiel pour l'exploitation des courants de marée. En France, trois lieux sont particulièrement adaptés : le Raz Blanchard, le Raz Barlifleur et le passage du Fromveur (figure 1.3(b)). Il est estimé que le potentiel hydrolien français total est de l'ordre de $3 GW$ (Électricité de France - EDF).

Les EMR ont longtemps été oubliées des budgets de R&D français au profit du développement de l'éolien terrestre et du solaire. Mais ces dernières années, un nouvel essor a été observé dans le développement des EMR, en France métropolitaine notamment (figure 1.4). Des projets hydroliens voient le jour en Manche, dans les zones à forts courants identifiées sur la figure 1.3(b). Dans cette étude, le cas du Raz-Blanchard, au large de Cherbourg est considéré. Il présente un potentiel de $2 GW$, soit l'équivalent de presque 2 réacteurs nucléaires de type EPR.

1.1. CONTEXTE DE L'ÉTUDE

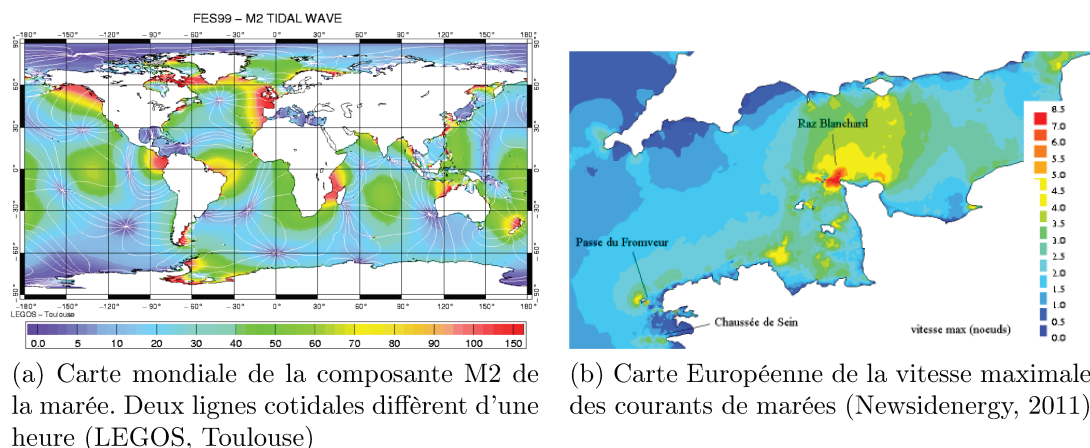


FIGURE 1.3 – Vitesse des courants de marée dans le monde et en Europe.

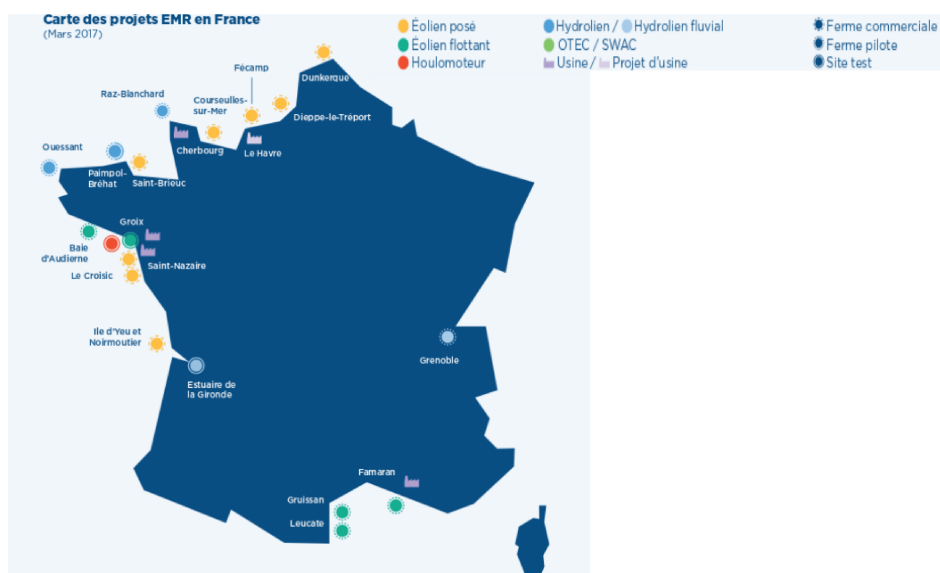


FIGURE 1.4 – Carte des projets EMR en France en 2017. Les projets de type osmotique et thermique dans les territoires d'Outre-Mer ne sont pas montrés ici. (4ème assises nationales des énergies marines renouvelables, Le Havre, Mars 2017).

Plusieurs technologies d'hydroliennes existent et une liste non-exhaustive est proposée ici (figure 1.5). Les hydroliennes de type turbine sont les plus répandues, elles peuvent être à axe horizontal (figure 1.5(a) et (b)) ou à axe vertical (figure 1.5(c)). D'autres technologies sont aussi en développement comme celle de EEL Energy© [Träsch (2019)] basée sur un système de membrane ondulante.

Un projet de ferme hydrolienne dans le Raz-Blanchard était en discussion jusque récemment, des turbines d'OpenHydro© devaient être installées dans une ferme test. Les acteurs principaux du projet se sont depuis désinvestis. Néanmoins, l'étude

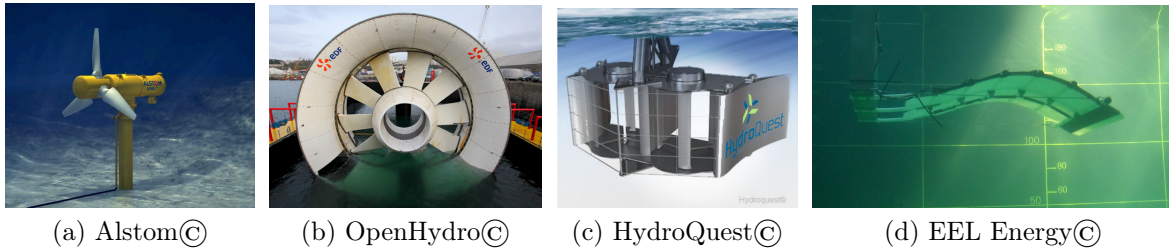


FIGURE 1.5 – Exemples de technologies hydroliennes.

des conditions environnementales dans les sites hydroliens comme le Raz-Blanchard reste fondamentale pour pouvoir dimensionner des turbines et en prévoir la récupération énergétique.

1.1.2 Effet des conditions environnementales sur les hydroliennes

Les zones à forts courants tel que le Raz-Blanchard présentent plusieurs particularités environnementales qui peuvent impacter le fonctionnement d'une hydrolienne, elles sont illustrées sur la figure 1.6. La houle peut entraîner des variations de chargement cycliques sur une turbine et ainsi fatiguer prématurément la structure [Davies et al. (2013)]. De plus, le profil de couche limite qui se développe sur les fonds marins donne lieu à un profil cisailé provoquant des efforts non uniformes sur la turbine [Li et al. (2018)]. La bathymétrie est aussi la source de tourbillons qui peuvent remonter jusqu'à la surface et impacter la turbine. L'ensemble de ces éléments peut avoir non seulement des effets sur la fatigue de la turbine [Davies et al. (2013); Suzuki & Mahfuz (2018)], mais aussi sur leur production [Durán Medina et al. (2017)] et le développement de leur sillage [Churchfield et al. (2012); Mycek et al. (2014)]. En plus des conditions de fluctuations dans l'écoulement, des sédiments de taille variable peuvent être charriés par les courants. Dans la Manche par exemple, des galets allant jusqu'à 20 *cm* de diamètre peuvent être mis en suspension et donc endommager la turbine [Gaurier et al. (2017)]. Afin d'étudier le comportement de ces sédiments et l'effet de l'écoulement sur le comportement des turbines, l'écoulement dans la colonne d'eau doit être caractérisé (particulièrement les contraintes de cisaillement près du fond).

Dans le Raz-Blanchard (et d'autres sites à fort potentiel hydrolien), de larges "marmites" (*boils*), allant jusqu'à 10 *m* de large, sont visibles à la surface de l'eau. Elles sont observables loin des côtes et dans des conditions variables de houle. Elles proviendraient alors des fonds marins où des variations bathymétriques sont susceptibles de créer des structures tourbillonnaires tellement énergétiques qu'elles seraient capables de remonter jusqu'à la surface libre pour créer des "marmites".

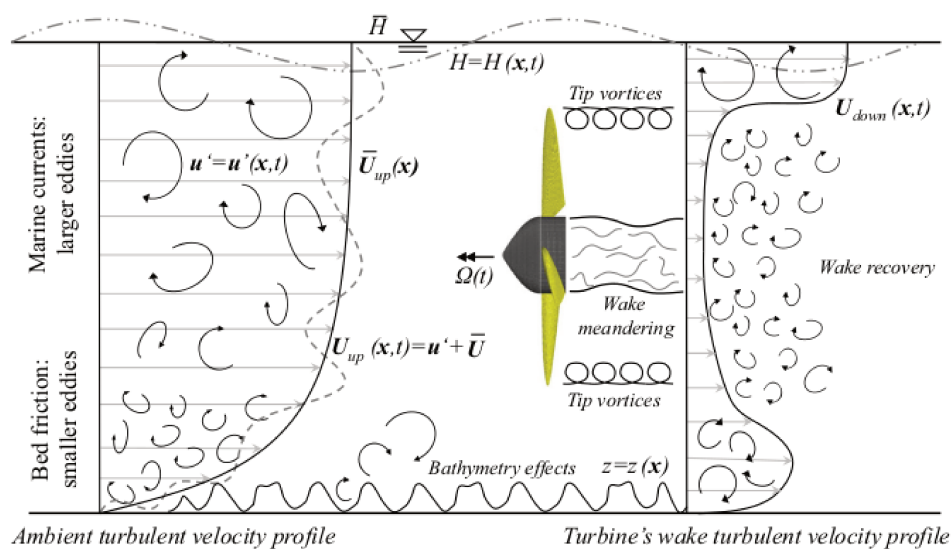


FIGURE 1.6 – Représentation schématique de l'environnement rude auquel sont soumises les hydroliennes [Ouro & Stoesser (2018)].



FIGURE 1.7 – "Marmite" dans le Raz-Blanchard, ©<http://sophie-g.net>.

De telles structures tourbillonnaires peuvent engendrer des fluctuations de vitesse intenses qui pourront impacter le comportement de la turbine. Il est donc fondamental d'étudier la turbulence générée par les variations bathymétriques dans les zones à forts courants ainsi que son impact sur le fonctionnement des hydroliennes (figure 1.8).

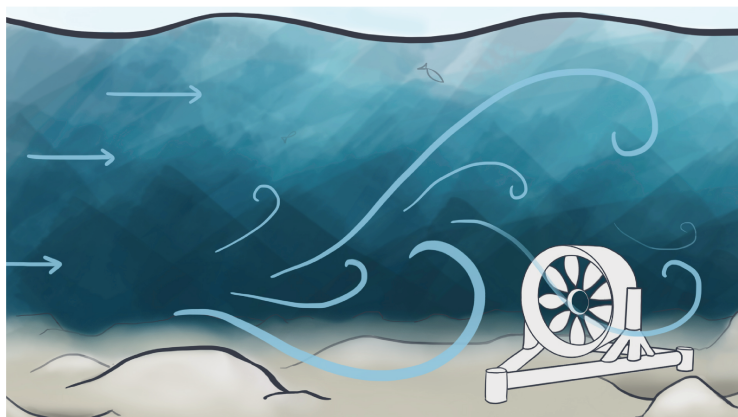


FIGURE 1.8 – Résumé schématique du problème ©L.Ikhennicheu.

1.2 Le projet THYMOTE

La description faite dans la partie précédente et le manque de données sur ce genre d'endroit soulignent la nécessité d'étudier la turbulence dans les zones à forts courants pour prévoir ses effets sur le comportement des hydroliennes. Pour répondre à cette problématique, le projet THYMOTE a été lancé en 2016.

1.2.1 Description du projet

Le projet THYMOTE est piloté par France Énergie Marine (l'ensemble des acteurs investis dans le projet est indiqué sur la figure 1.9). Son objectif est d'améliorer la connaissance des processus turbulents dans des sites hydroliens par l'étude du Raz-Blanchard afin de faciliter l'appréhension des problèmes de fatigue, de rendement et de positionnement des machines. Il comprend plusieurs volets : des mesures *in situ*, des développements de modèles numériques, des essais en bassin et des développements d'outils pour des calculs de fatigue sur les turbines. Ce travail s'inscrit dans le volet expérimental du projet THYMOTE.



FIGURE 1.9 – Participants au projet THYMOTE.

Des mesures *in situ* ont été réalisées sur une durée de 38 jours en Octobre 2018. Les vitesses et directions du courant sont calculées à partir de mesures ADCP

(*Acoustic Doppler Current Profiler*) préalablement déployés dans la zone d'étude du Raz-Blanchard. Les données sont en cours de traitement par une méthode décrite dans [Pieterse et al. (2017)].

Deux modèles numériques CFD (*Computational Fluid Dynamics*) ont été développés, chacun faisant l'objet d'une thèse. La première, [Mercier (2019)] propose une approche locale de la zone d'étude ($400 \times 1000 \text{ m}^2$) sur des temps de l'ordre de la minute, par une approche LBM (*Lattice Boltzman Method*). Ce modèle a été validé à l'aide des résultats de notre étude expérimentale (voir partie 3.1.5). La seconde [Bourgoin (2019)] propose une approche plus globale de tout le Raz-Blanchard sur des périodes de l'ordre de la journée, avec le code TELEMAC-3D développé chez EDF. Les deux modèles s'appuient sur un modèle de turbulence LES (*Large Eddy Simulation*) et permettent de caractériser les courants dans le Raz-Blanchard. Les profils de vitesse ainsi obtenus peuvent être pris comme données d'entrée dans des modèles, permettant de prévoir la production d'énergie et la fatigue d'hydroliennes.

1.2.2 Conditions environnementales dans le Raz-Blanchard

Le Raz-Blanchard présente de très forts courants de marée (jusqu'à 5 m/s) et une bathymétrie accidentée présentée sur la figure 1.10. En moyenne, la profondeur y est de 40 m et les variations bathymétriques de 5 m . Ainsi, le nombre de Reynolds, calculé par rapport à la hauteur des obstacles H , est élevé : $R_e = \frac{HU_\infty}{\nu} = 2.5 \times 10^7$. Afin de représenter au mieux les conditions réelles, les expériences devront être faites à un nombre de Reynolds aussi haut que possible et avec des obstacles représentatifs de la bathymétrie réelle.

Dans la bathymétrie présentée sur la figure 1.10, trois types d'éléments peuvent être identifiés :

- des successions de variations de 5 m en moyenne qui seront représentées par des combinaisons d'obstacles ;
- des obstacles significativement plus hauts (ou bas) que leurs voisins comme, par exemple, la sur-élévation haute d'à peu près 10 m rencontrée à la latitude 5507200 m . Ce genre d'élément sera représenté par des obstacles seuls en négligeant le sillage des obstacles alentours ;
- des variations de pente douce. Une élévation de 12 m sur 105 m peut être mesurée. Ce genre d'élévation sera représenté expérimentalement par un plan incliné.

Dans le projet THYMOTE, la partie expérimentale doit permettre la constitution d'une base de données pour la validation des modèles numériques [Mercier (2019)]. Par souci de comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques, des géométries simples à reproduire doivent être considérées. Le choix s'est

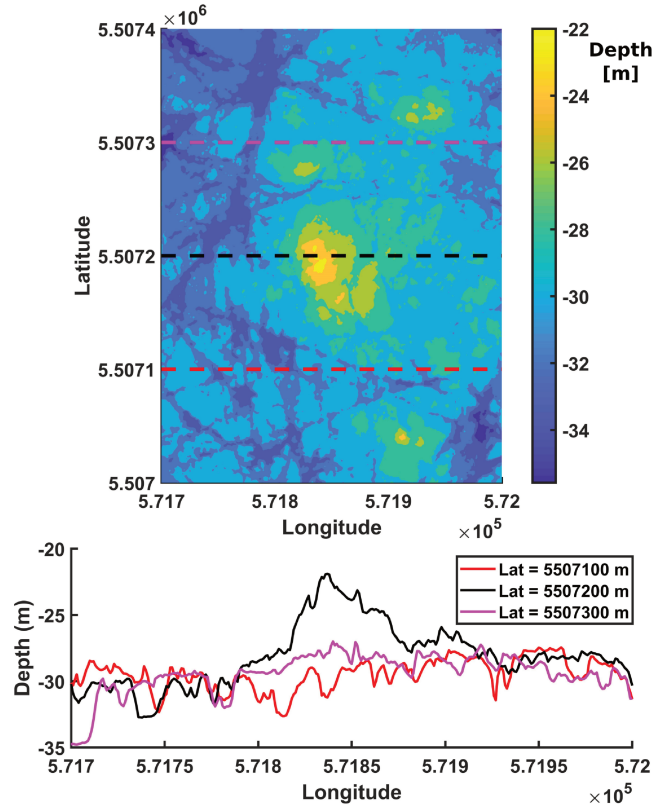


FIGURE 1.10 – Bathymétrie du Raz-Blanchard issue des données du [SHOM (2015)] et représentée dans [Mercier et al. (2020)] avec 1 m de résolution. Les profondeurs sont indiquées à partir du zéro hydrographique.

alors porté sur des cylindres à base carrée de rapport d'aspect variable. Ce sont, de plus, des éléments documentés dans la littérature (le cube [Hearst et al. (2016)] et le cylindre [Panigrahi et al. (2008)] notamment), ce qui permettra de valider les premiers résultats de l'étude.

1.3 Étude bibliographique

1.3.1 Éléments théoriques sur la turbulence

Lorsque l'écoulement rencontre un obstacle, de l'énergie cinétique turbulente est produite dans le sillage de celui-ci. Dans un tel écoulement turbulent, des structures tourbillonnaires de toutes tailles coexistent. Des transferts d'énergie complexes ont lieu entre ces différentes structures avant qu'elles ne soient dissipées par effets visqueux.

[Richardson (1922)] propose la vision purement statistique de la turbulence suivante : la turbulence est composée de tourbillons de toutes tailles, un tourbillon étant régi par un mouvement cohérent spatialement et temporellement. Les tourbillons les plus gros sont caractérisés par un grand nombre de Reynolds et sont donc insensibles à la viscosité. Ces tourbillons, instables, se cassent ensuite en tourbillons plus petits qui possèdent toujours la totalité de l'énergie de départ. La cascade se poursuit jusqu'à ce que les tourbillons soient suffisamment petits pour être dissipés par effets visqueux. Richardson résume sa théorie ainsi :

*"Big whorls have little whorls,
which feed on their velocity ;
And little whorls have lesser whorls,
And so on to viscosity"*

Cette cascade du transfert de l'énergie cinétique vers les échelles les plus petites est dite cascade directe. Il existe, en parallèle, une échelle inverse de transfert d'énergie vers les échelles les plus grandes, participant ainsi à la complexité des écoulements turbulents [Sagaut (2010)]. En effet, les petites structures tourbillonnaires peuvent fusionner ou interagir pour donner naissance à de plus grands tourbillons. La coexistence de ces deux types de cascades est discutée dans la littérature [Belmonte et al. (1999); Morize et al. (2005)].

La théorie de cascade directe a servi de base à une série d'articles de [Kolmogorov (1941)] qui se place dans un contexte de turbulence isotrope. Il définit tout d'abord une échelle à partir de laquelle l'énergie se dissipe sous forme de chaleur : l'échelle de Kolmogorov η . Ensuite, il définit une gamme d'échelle inertielle pour $\eta \ll l \ll L$, avec l la taille caractéristique des tourbillons, dans laquelle le flux d'énergie cinétique est conservé. Cette gamme est donc située entre une gamme de production où l'énergie est injectée dans le système et une gamme de dissipation où l'énergie est dissipée sous forme de chaleur par effets visqueux. Cette cascade est schématisée sur la figure 1.11.

Suite à ces travaux, [Obukhov (1962)] étudie le spectre d'énergie des fluctuations de vitesse (associé au nombre d'onde k) défini en équation 1.1. Il est exprimé en fonction de ϵ , le taux de dissipation visqueuse et de C_k la constante de Kolmogorov. Cette formule est basée sur la conservation de l'énergie dans la gamme inertielle définie par [Kolmogorov (1941)]. Cette loi de puissance, très connue, signifie que pour un écoulement turbulent isotrope, les spectres des vitesses fluctuantes suivent, sur la gamme inertielle, une pente en $-5/3$. Plus de précisions sur cette méthode seront apportées plus tard.

$$E(k) = C_k \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \tag{1.1}$$

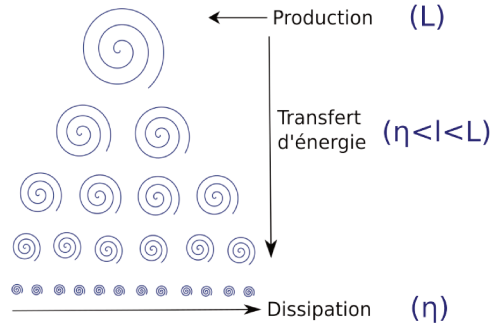


FIGURE 1.11 – Représentation schématique de la cascade de Richardson-Kolmogorov.

La cascade indirecte n'est pas détaillée plus en profondeur dans ce manuscrit. Ce mécanisme est cependant important dans ce genre d'étude car on s'intéresse aux larges structures tourbillonnaires qui se forment dans le sillage d'obstacles et qui peuvent impacter une turbine.

1.3.2 Écoulement derrière des obstacles posés

Dans cette étude, des obstacles à base carrée seront étudiés (cube ou cylindre). Ils seront considérés seuls ou en combinaisons. On étudiera aussi l'effet de l'ajout d'un plan incliné en aval de ces obstacles. Les références bibliographiques qui se rapportent à ces cas tests sont détaillées ici.

Le cube posé est un obstacle communément étudié dans des bassins ou dans des souffleries. [Martinuzzi & Tropea (1993); Hussein & Martinuzzi (1996)] sont parmi les premiers à avoir étudié le sillage d'un tel obstacle. On compte aussi les études de [Castro & Robins (1977)] allant jusqu'à $Re = 10^5$ (nombre de Reynolds calculé à partir de la hauteur de l'obstacle) ou [Hearst et al. (2016)] à $Re = 1.8 \times 10^6$, les deux dans l'air. [McArthur et al. (2016)] ont étudié un écoulement derrière des corps d'Ahmed jusqu'à $Re = 7.7 \times 10^5$, dans l'air. Les traits principaux du sillage d'un obstacle dans un écoulement sont illustrés sur la figure 1.12 et décrits dans [Hussein & Martinuzzi (1996); Wood et al. (2016)] : l'écoulement se sépare sur la tranche amont de l'obstacle en une région uniforme et une zone de recirculation, une couche de cisaillement se développe alors entre les deux. Ensuite, le fluide se rattache et un tourbillon en fer à cheval se développe autour de l'obstacle. [Bergeles & Athanassiadis (1983)] démontrent qu'en fonction de la longueur de l'obstacle par rapport à sa hauteur, le fluide se rattache soit sur la face supérieure de l'obstacle soit en aval de celui-ci. Les obstacles considérés dans cette étude sont courts donc le fluide se rattache en aval de l'obstacle, sur le sol.

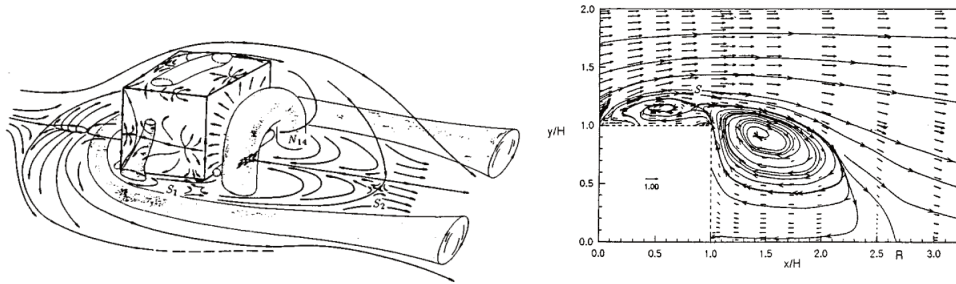


FIGURE 1.12 – Représentation de l'écoulement derrière un cube, vue 3D (gauche) et vue de côté (droite) [Hussein & Martinuzzi (1996)].

L'effet du rapport d'aspect ($A_R = \text{largeur}/\text{hauteur}$), bien que fondamental [Schofield & Logan (1990)], n'est pas souvent investigué dans la littérature. L'une des études la plus étendue sur le sujet est celle de [Lee et al. (2016)] à $Re = 5 \times 10^4$ mais seulement avec des rapports d'aspects de 0.5, 1 et 2. Le rapport d'aspect est aussi étudié expérimentalement dans les travaux de [Martinuzzi & Tropea (1993)]. Ils trouvent que pour $A_R > 6$, la région de recirculation qui se développe derrière un obstacle passe d'un aspect 3D (3 dimensions) à un aspect 2D (2 dimensions). Une étude plus générale du sillage des obstacles à différents A_R est proposée par [Chou & Chao (2000)] à bas nombre de Reynolds. Cette étude montre que, pour des obstacles à grand rapport d'aspect, les deux extrémités du tourbillon en fer à cheval (figure 1.12) sont plus éloignées et ont une influence limitée sur la région centrale du sillage, qui s'étend alors, comme illustré sur la figure 1.13. Ce n'est pas le cas pour les obstacles à petits A_R où les extrémités interagissent et causent un développement 3D du sillage. Les différences principales entre des développements de sillage 2D et 3D sont décrites dans [Schofield & Logan (1990)].

Le cas de cylindre à base carrée à $A_R = \infty$ (*rib*) est un autre sujet d'étude classique dans la littérature. [Castro (1979)] a caractérisé l'écoulement autour d'un cylindre infini avec des expériences à $Re = 1.5 \times 10^4$. Plus récemment, [Liu et al. (2008)] ont mené des expériences sur un cylindre infini à $Re = 1.3 \times 10^4$. Ils ont montré qu'à $x/H = 15.75$ dans le sillage, la vitesse amont n'est toujours pas restaurée. Or, pour le cube, à la même position, la vitesse est parfaitement restaurée [Hearst et al. (2016)], illustrant ainsi l'extension du sillage avec le rapport d'aspect. Ces études expérimentales sont complétées par des études numériques comme celle de [Panigrahi & Acharya (2004)] qui ont simulé un écoulement à $Re = 1.4 \times 10^4$ sur un cylindre infini.

De nombreux paramètres peuvent influencer le développement du sillage d'un obstacle. Les principaux sont le taux de turbulence de l'écoulement amont [Hearst et al. (2016)], la hauteur de la couche limite turbulente impactant l'obstacle [Castro & Robins (1977)] et l'effet du nombre de Reynolds. Cette étude se propose

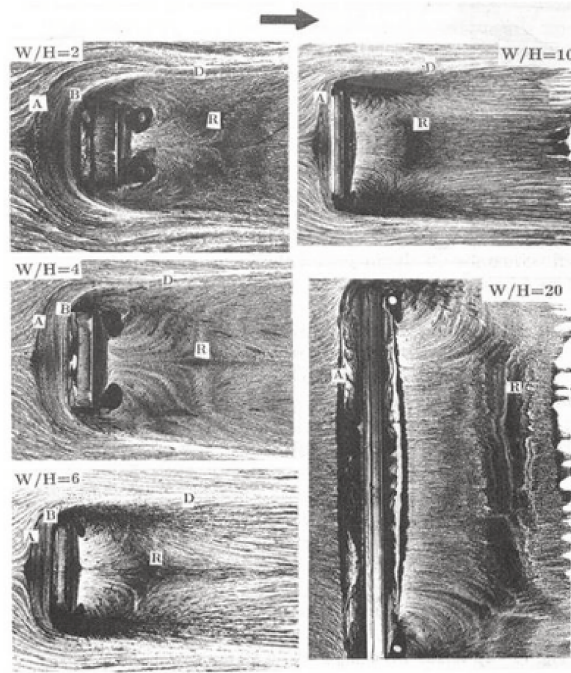


FIGURE 1.13 – Effet de l'évolution du rapport d'aspect (W/H) sur le sillage d'un cylindre par visualisation avec une pellicule huileuse [Martinuzzi & Tropea (1993)].

notamment d'approfondir le premier aspect en décrivant les sillages d'un cube et d'un cylindre dans des écoulements à différents taux de turbulence et à haut nombre de Reynolds.

Le cube et le cylindre ainsi décrits peuvent aussi être considérés en combinaison. Le comportement d'un écoulement sur une rugosité de fond, modélisée par un grand nombre d'éléments posés sur une surface étendue, a été largement décrit dans la littérature : [Florens et al. (2013); Singh et al. (2016)] par exemple. Une revue sur les surfaces rugueuses a été menée par [Jiménez (2004)] et une étude sur les différences de comportement entre les rugosités 2D et 3D est proposée par [Volino et al. (2009)] à $Re \sim 5 \times 10^4$. La combinaison de deux ou trois obstacles, plus rare dans la littérature, se rapproche plus du cas de la présente étude. [Sakamoto & Haniu (1988); Martinuzzi & Havel (2000); Paik et al. (2009)] ont notamment étudié expérimentalement l'effet de l'éloignement de deux cubes ou deux cylindres et ont montré un changement dans le comportement du sillage lorsqu'on éloigne les obstacles. Cependant, les cas de combinaisons d'obstacles de différents rapports d'aspect et particulièrement l'effet de l'ajout d'un obstacle en amont d'un autre obstacle sur le sillage de ce dernier ne sont pas présents dans la littérature.

En complément du cube et du cylindre, des plans inclinés seront disposés en aval des obstacles pour représenter des variations de pente douce. Aucune étude n'a été trouvée sur l'effet de la pente en aval d'un obstacle sur le sillage de celui-ci. Les études les plus proches présentes dans la littérature sont celles sur des successions de dunes. Ces études sont résumées par [Best (2005a)]. La plupart de ces études concernent des écoulements fluviaux à bas nombres de Reynolds ($R_e < 10^3$, [Best (2005a)]), sauf pour [Sarkar & Mazmunder (2014)], qui ont réalisé des expériences sur des dunes à $R_e = 1.4 \times 10^5$. Dans ces cas d'étude à faible profondeur, les nombres de Froude sont élevés. Il est nécessaire d'étendre ces études à des cas représentatifs de conditions océaniques avec des nombres de Froude adaptés.

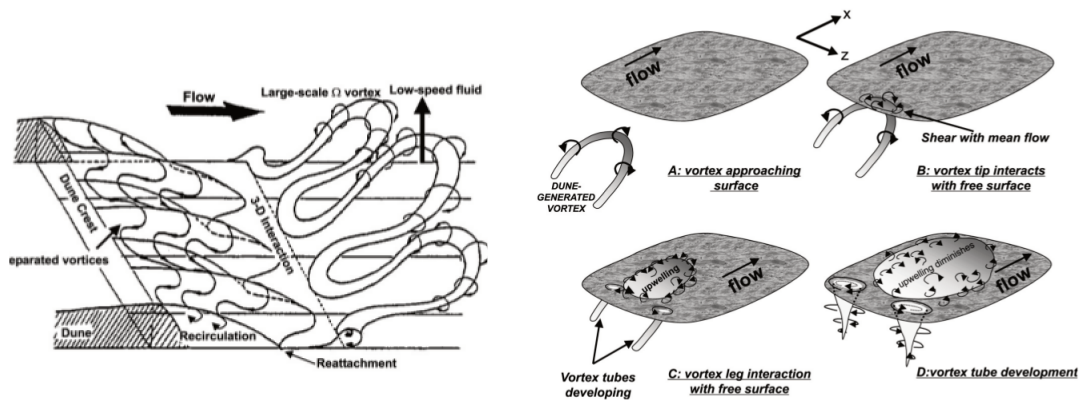
Ainsi, peu d'articles de cette revue bibliographique présentent des études expérimentales pour $R_e > 10^5$. Il est souvent supposé que, pour $R_e > 4 \times 10^4$, l'écoulement atteint une certaine indépendance au nombre de Reynolds [Castro & Robins (1977)]. Cependant, cette conclusion est questionnée par [Lim et al. (2007)] qui expliquent que pour des écoulements dominés par des tourbillons, il est probable que l'écoulement moyen soit dépendant du nombre de Reynolds. Le nombre de Reynolds *in situ* étant élevé, il est nécessaire d'étendre la base de donnée existante pour des applications d'énergie marine à travers des expériences à hauts nombres de Reynolds.

1.3.3 Organisation des structures tourbillonnaires

Dans le sillage de certains obstacles, des structures tourbillonnaires d'une taille comparable à celle de l'obstacle peuvent être identifiées. De nombreuses études soulignent la contribution de ces structures à la turbulence dans la colonne d'eau. Elles peuvent remonter jusqu'à la surface. Alors, une "marmite", comme celles observées *in situ*, peut être identifiée à la surface. Ces événements sont souvent décrits dans le cas de dunes [Bennet & Best (1995); Best (2005a); Sarkar & Mazmunder (2014)]. Plus généralement, [Diabil et al. (2017)] expliquent que ce phénomène a lieu dans le cas d'obstacles à larges rapports d'aspects. On suppose alors que la présence d'un cylindre dans un écoulement à haut nombre de Reynolds pourra engendrer la génération de larges structures tourbillonnaires et, éventuellement, l'apparition de "marmites" à la surface libre. Cette supposition sera investiguée dans ce travail.

[Best (2005a)] propose une explication du mécanisme de génération des "marmites" : elles naîtraient des instabilités 3D de la ligne de rattachement en aval des dunes (figure 1.14(a)). Un tourbillon en épingle à cheveux (*hairpin vortex*) est alors créé puis ensuite expulsé vers la surface par interaction avec le sol (*burst*). Ces tourbillons sont des structures tourbillonnaires cohérentes très énergétiques, capables de remonter dans la colonne d'eau (voir figure 1.15). Comme illustré sur la figure 1.14(b), les "marmites" observables sur la surface libre proviennent de l'interaction entre la surface libre et des tourbillons en épingle à cheveux. [Müller &

Gyr (1987)] proposent une explication différente pour la formation des tourbillons en épingle à cheveux. Ils expliquent que les tourbillons de Kelvin-Helmoltz qui se développent dans le sillage de dunes peuvent interagir ou fusionner pour créer des structures 3D capables de remonter dans la colonne d'eau. Ce mécanisme est illustré sur la figure 1.16. Dans le cas de large plaques planes, l'étude numérique de [Diabil et al. (2017)] à $Re = 6.5 \times 10^3$ confirme la génération de tourbillons en épingle à cheveux à partir de tubes de Kelvin-Helmoltz.



(a) Tourbillons cohérents derrière des dunes (b) Différentes étapes de l'interaction entre le tourbillons générés derrière la dune et la surface libre

FIGURE 1.14 – Représentation du mécanisme de génération de tourbillons en épingle à cheveux qui donnent ensuite naissance à des "marmites" [Best (2005a)].

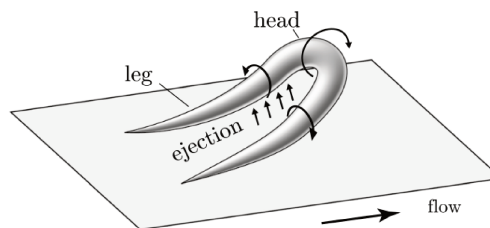


FIGURE 1.15 – Structure générale d'un tourbillon en épingle à cheveux [Sabatino & Rossmann (2016)].

1.3.4 Impact de la turbulence sur des turbines

In situ la turbulence varie entre 3 % et 24 % [Mycek et al. (2014)] et très tôt, des travaux ont souligné l'importance de l'étude de la turbulence impactant les turbines (pour les premières études, des cas d'éoliennes principalement). Parmi les

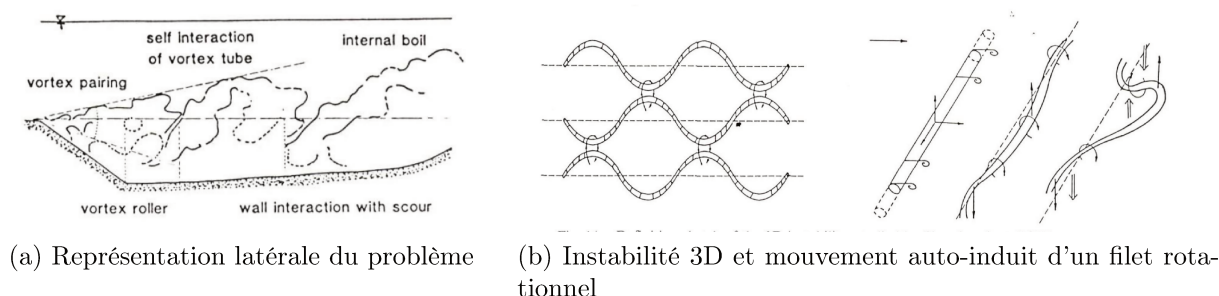


FIGURE 1.16 – Interactions entre les tourbillons émis dans le sillage de dunes [Müller & Gyr (1987)].

études qui se sont intéressées à l'effet de la turbulence ambiante amont sur des hydroliennes, plusieurs ont été réalisées dans le bassin de l'IFREMER : [Mycek et al. (2014); Durán Medina et al. (2017); Payne et al. (2018)]. Ils concluent notamment que, quand l'intensité turbulente de l'écoulement amont augmente, le sillage d'une hydrolienne est dissipé plus rapidement. Sa puissance moyenne ne change pas mais sa variabilité temporelle augmente.

L'étude de [Kelley (1994)] souligne, dans le cas d'éoliennes, le rôle majoritaire des grosses structures turbulentes cohérentes dans le fluide qui seront les plus critiques dans les calculs de fatigue. Ainsi, les cas de chargements à considérer dans les études de fatigue sont influencés par le degré de cohérence de la turbulence amont. Cette réflexion est poursuivie dans les travaux de [Churchfield et al. (2012)] qui ont étudié une éolienne soumise à une couche atmosphérique stable et instable, avec une rugosité faible ou élevée. Ils concluent que les structures turbulentes cohérentes générées dans la couche atmosphérique causent des événements isolés au moins aussi significatifs que lorsque la turbine est dans le sillage d'une turbine en amont. Ces événements tourbillonnaires peuvent causer une fatigue prématurée de la turbine, modifier ses performances et altérer son sillage. [Byrne et al. (2018)] ont montré que si des obstacles, dont la taille fait plus de 20% de la taille de la turbine, occupent plus de 30% de la surface balayée par la turbine, il faut alors surélever la turbine ou changer de lieu.

[Chamorro et al. (2013)] soulignent le manque d'études à propos de l'effet des structures tourbillonnaires sur la puissance et sur le développement du sillage de turbines, notamment dans le cas de structures générées dans le sillage d'éléments bathymétriques. L'étude la plus étendue trouvée à ce sujet est celle de [Ouro & Stoesser (2018)] où le comportement d'une turbine au-dessus de dunes est étudié numériquement à $Re = 6 \times 10^4$. Le sillage derrière les dunes est caractérisé et des événements de types épingle à cheveux sont mis en évidence. L'étude de [Chamorro

et al. (2015)] met en place un dispositif expérimental où un cylindre vertical produit des allées de Von-Kármán qui impactent ensuite la turbine. Ils montrent que la distribution spectrale de la puissance de la turbine est modifiée dans la même gamme fréquentielle que les structures générées par le cylindre vertical. Des études de fatigue existent sur des pales d'hydroliennes soumises à des charges variables dans un environnement marin [Davies et al. (2013); Suzuki & Mahfuz (2018)]. Dans ces études, les pales sont soumises à des efforts représentant des écoulements turbulents en présence ou non de houle. Dans la seconde étude, les effets d'interaction des pales avec le mât sont pris en compte. Cependant, aucune étude de fatigue où des fluctuations périodiques de grande ampleur générées par des obstacles du fond marin n'a été trouvée.

1.4 Plan du manuscrit

Dans cette étude, la turbulence générée au niveau du fond marin dans le Raz-Blanchard est étudiée en laboratoire. Il s'agit de représenter au mieux la bathymétrie par des obstacles simples dans des conditions réalistes dans un environnement contrôlé, de décrire l'évolution dynamique de leur sillage et d'étudier leur effet sur le comportement d'une hydrolienne. Le manuscrit s'organise alors comme suit :

- le premier chapitre propose une introduction au sujet ainsi qu'une étude bibliographique ;
- le second chapitre décrit le matériel et les méthodes. La représentation expérimentale des conditions *in situ* dans un bassin à courant est d'abord détaillée. Après une description de l'écoulement généré dans le bassin, les outils de vélocimétrie laser et les techniques utilisées pour post-traiter les résultats sont décrits. Enfin, des méthodes d'analyses statistiques sont développées pour caractériser les structures tourbillonnaires ;
- le troisième chapitre est dédié à la caractérisation du sillage des obstacles posés sur le fond en différenciant plusieurs cas tests : le cas d'obstacles seuls et le cas de combinaisons d'obstacles. L'effet de l'intensité turbulente de l'écoulement amont sur le développement du sillage des obstacles est discuté et les résultats obtenus sont notamment comparés à des résultats numériques. Après une étude approfondie du sillage de chaque cas et la caractérisation des structures tourbillonnaires qui en sont émises, ces cas tests sont confrontés en terme d'impact sur la colonne d'eau ;
- le dernier chapitre se concentre sur l'effet du sillage du cylindre sur le comportement d'une hydrolienne. Celle-ci est immergée à différentes positions dans le sillage et la réponse de ses efforts locaux et globaux aux fluctuations de vitesse est décrite. Sa réponse est ensuite confrontée à celle obtenue dans d'autres cas d'écoulements turbulents.

Le manuscrit se conclut par une discussion générale sur l'effet des fluctuations de vitesse induites par les fonds marins sur les variations de chargements sur des hydroliennes. Ces résultats pourront alors servir de base de données à des analyses de fatigue. Ce manuscrit est fourni avec des annexes qui complètent les résultats décrits dans les différents chapitres.

Chapitre 2

Matériel et Méthodes

Ce chapitre présente les moyens mis en œuvre dans ces travaux de thèse ainsi que les méthodes développées pour analyser les bases de données obtenues. La totalité des résultats présentés ci-après repose sur des mesures expérimentales, réalisées dans le bassin à houle et à courant de l'IFREMER en similitude de Froude, à haut nombre de Reynolds et pour des intensités turbulentes basses ou élevées. Le but de ces travaux étant de représenter expérimentalement des éléments bathymétriques et d'en étudier le sillage, différents obstacles et combinaisons d'obstacles sont considérés. L'impact du sillage turbulent issu de ces obstacles sur une turbine à axe horizontal sera également étudié.

Les mesures de vitesse de l'écoulement sont réalisées à l'aide de deux techniques de vélocimétrie laser non-intrusives : la PIV (*Particle Image Velocimetry*) et la LDV (*Laser Doppler Velocimetry*). Ces mesures permettent de caractériser le sillage des différentes configurations d'obstacles à partir de l'analyse des champs moyens et des tensions de cisaillement notamment. Après la description de ces techniques de mesure, nous détaillerons différentes méthodes d'analyse des données.

Afin de caractériser les structures tourbillonnaires, des analyses statistiques sont utilisées : la FFT (*Fast Fourier Transform*) ainsi que la POD (*Proper Orthogonal Decomposition*). Ces deux méthodes permettent de déterminer respectivement les fréquences de passage des structures tourbillonnaires (FFT) et d'extraire les structures les plus énergétiques (POD). De plus, afin d'effectuer un suivi instantané des structures tourbillonnaires, un algorithme de détection et de suivi du centre de ces tourbillons est développé. Cet algorithme est appliqué aux données de vitesse instantanée qui ont été au préalable filtrées par la POD, pour s'affranchir du bruit incohérent turbulent. Finalement, afin d'analyser les différents mécanismes mis en jeu au sein des écoulements turbulents en présence, l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente est rappelée. Les différents termes (production, transport, dissipation) ainsi que les méthodes mathématiques permettant de calculer ces termes à partir des résultats de mesures disponibles sont discutés.

2.1 Dispositif expérimental

2.1.1 Présentation du bassin d'essai et caractérisation de l'écoulement

Les essais ont été réalisés dans le bassin à houle et à courant de l'IFREMER à Boulogne-sur-Mer, présenté sur la figure 2.1. La section d'essai a les dimensions suivantes : 18 m longueur $\times 4\text{ m}$ largeur $\times 2\text{ m}$ profondeur. La fenêtre d'observation s'étend sur 8 m de longueur et 2 m de hauteur et est présentée sur la figure 2.2(a). La recirculation du courant dans le bassin est assurée par deux systèmes pompes/hélices situés dans la partie inférieure du bassin, qui permettent d'atteindre des vitesses entre 0.1 et 2.2 m/s . Dans ce travail, les trois composantes instantanées de la vitesse sont dénotées (U, V, W) suivant les directions (X, Y, Z) (voir figure 2.2(b)).

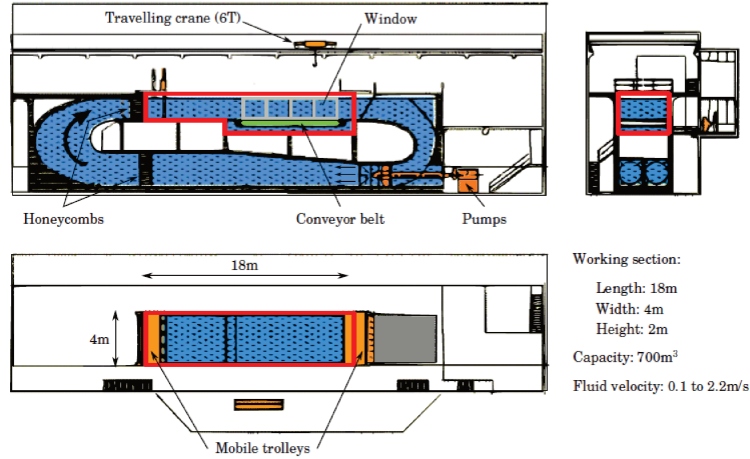
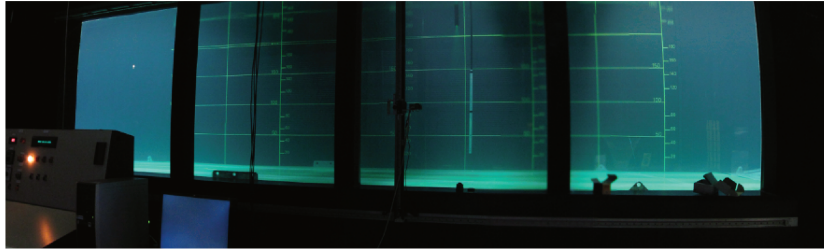


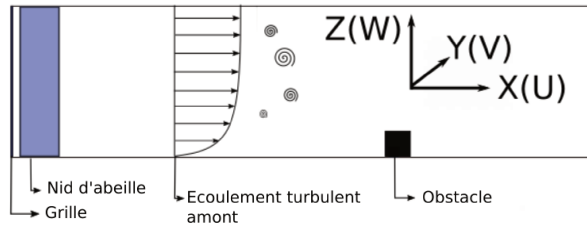
FIGURE 2.1 – Représentation schématique du bassin à houle et à courant de l'IFREMER.

Le développement du sillage d'obstacles dépend de l'écoulement amont impactant le(s) obstacle(s) [Hearst et al. (2016)]. Dans toute l'étude, on considère un écoulement à 1 m/s dont les propriétés turbulentes sont décrites ci-dessous.

La décomposition de Reynolds est utilisée pour caractériser l'écoulement : $U(X, t) = \overline{U(X)} + u'(X, t)$ où U est la vitesse instantanée, \overline{U} la moyenne temporelle de la vitesse sur l'échantillon temporel considéré et u' la composante fluctuante. Les composantes τ_{ij} du tenseur de Reynolds sont, quant à elles, définies par $\tau_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$ avec $i, j = 1, 2, 3$. La tension de cisaillement de Reynolds est décrite par les composantes τ_{uv} , τ_{uw} et τ_{vw} .



(a)



(b)

FIGURE 2.2 – Photo de la fenêtre d’observation du bassin et représentation schématique de l’écoulement.

L’intensité turbulente peut alors être définie par l’équation 2.1 où σ représente l’écart-type.

$$I = 100 \sqrt{\frac{\frac{1}{3}[\sigma(U)^2 + \sigma(V)^2 + \sigma(W)^2]}{\overline{U}_\infty^2 + \overline{V}_\infty^2 + \overline{W}_\infty^2}} \quad (2.1)$$

Des écoulements comportant différents niveaux d’intensité turbulente peuvent être générés dans le bassin [Mycek (2013)]. L’intensité turbulente naturelle contenue dans l’écoulement généré par la rotation des hélices est élevée. L’installation d’une structure en nid d’abeille en amont de la section d’essai casse les grosses structures tourbillonnaires, permettant d’atteindre une intensité turbulente plus basse. L’ajout d’une grille à maille fine en amont du nid d’abeille permet d’atteindre une intensité turbulente encore inférieure. L’intensité turbulente peut être calculée avec la formule 2.1 en utilisant 1, 2 ou 3 composante(s) de la vitesse. Le tableau 2.1 est obtenu à partir des mesures deux-composantes (2C) réalisées avec le système LDV (voir section 2.1.3.2). La valeur de I_{3D} est complétée artificiellement par la mesure de la troisième composante faite a posteriori, au même endroit. Nous choisissons comme référence, pour la dénomination des cas tests, la mesure 2C ($I = I_{2C}$, mesure de (U, V)) pour laquelle les composantes sont mesurées simultanément. Les cas de turbulences amonts qui seront utilisés dans ces travaux seront désignés par les valeurs : 1.5 %, 4 % et 14%.

Installation en amont	I_{3C}	I_{2C}	I_{1C}
Turbulence naturelle	13.7 %	13.9 %	13.7 %
Nid d'abeille	3.0 %	3.7 %	4.4 %
Nid d'abeille et grille	1.4 %	1.5 %	2 %

TABLEAU 2.1 – Intensités turbulentes ($U_\infty = 1 \text{ m/s}$) pour les différentes conditions d'essai.

Les PSD (*Power Spectrum Density* : le module de la *Fast Fourier Transform*, détails sur l'implémentation en section 2.2.1) de deux composantes de la vitesse sont tracées sur la figure 2.3 à partir des mesures LDV. Le cas à 14 % suit parfaitement la pente en $-5/3$ décrite par la théorie de Richardson-Kolmogorov. Le cas à 1.5 % présente une pente plus faible due à un aspect anisotrope de l'écoulement causé par le nid d'abeille, très allongé, qui donne une direction privilégiée aux structures turbulentes. En effet, [Tennekes & Lumley (1972)] expliquent que pour un écoulement isotrope, il est attendu que le ratio de la PSD de la composante transverse sur la PSD de la composante longitudinale soit égal à $4/3$. Les ratios sont tracés sur la figure 2.4 et valident, pour $f > 1 \text{ Hz}$, l'isotropie de l'écoulement à 14 % et la non-isotropie à 1.5 %.

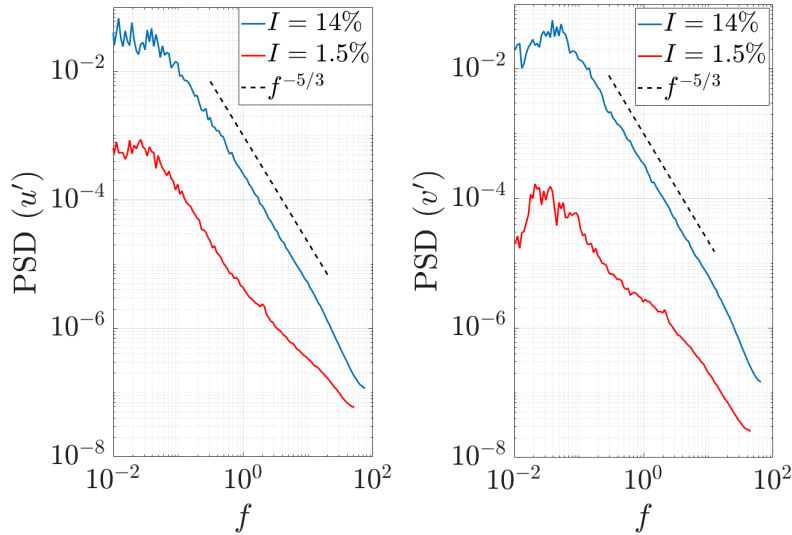


FIGURE 2.3 – PSD de u' (gauche) et v' (droite) lissées pour $I = 1.5 \%$ et $I = 14 \%$ dans le bassin vide à mi-profondeur comparées à la pente en $-5/3$ attendue par la théorie dans un écoulement isotrope [Kolmogorov (1941)].

Le profil de vitesse qui se développe naturellement dans le bassin est un profil de couche limite classique illustré sur la figure 2.5. Comme souligné dans la littérature

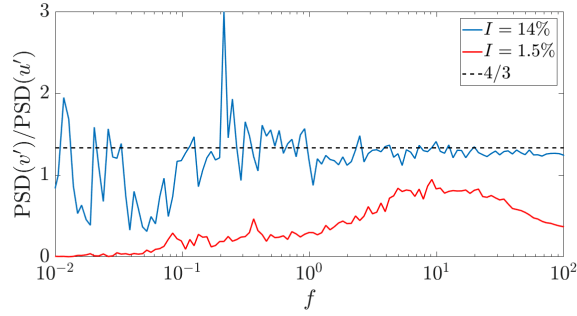


FIGURE 2.4 – $\text{PSD}(v')/\text{PSD}(u')$ comparé au $4/3$ attendu par la théorie dans un écoulement isotrope [Tennekes & Lumley (1972)].

[Castro & Robins (1977); Hearst et al. (2016)], l'épaisseur de la couche limite $\delta = \delta_{95}$ (calculée comme $\bar{U}(z = \delta_{95}) = 0.95 \times U_\infty$) comparée à la taille de l'obstacle étudié est un paramètre influençant le développement du sillage derrière l'obstacle. δ est calculée en utilisant une régression en loi logarithmique du profil de vitesse mesuré dans le bassin vide. Les valeurs sont mesurées à la position de l'obstacle en son absence : pour le cas $I = 1.5 \%$: $\delta = 0.3 \text{ m}$ et pour le cas $I = 4 \%$: $\delta = 0.4 \text{ m}$. Ainsi l'épaisseur de la couche limite augmente avec la turbulence [Hearst et al. (2016)].

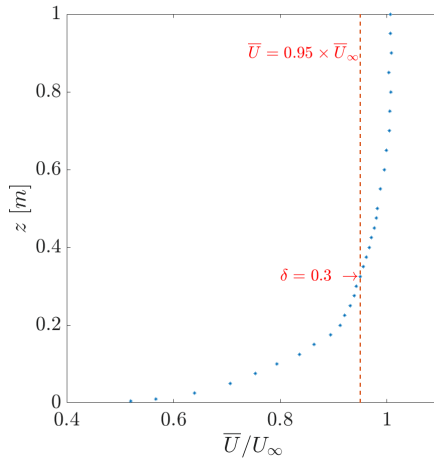


FIGURE 2.5 – Profil de vitesse et hauteur de couche limite dans le bassin vide à $I = 1.5 \%$.

Le cas à 14% est spécifique. Comme précisé précédemment, sans grille ni nid d'abeille, la turbulence se développe naturellement dans le bassin. Il apparaît alors un effet de recirculation à l'échelle de la largeur du bassin, engendré par le sens de rotation des propulseurs pour générer le courant, dont le sens de rotation est

identique. Ceci s'illustre simplement en regardant les lignes de courant autour d'un cube dans un écoulement à 14 % (figure 2.6(a)); l'écoulement amont présente un angle d'environ 15° à mi-hauteur du cube qui se retrouve dans le sillage de l'obstacle. Cette recirculation induit de plus, dans le plan de symétrie du bassin, un déficit de vitesse \bar{V} en bas et un gain en haut de la colonne d'eau (figure 2.6(b)). Le profil \bar{U} n'est pas impacté par cet effet (figure 2.6(c)). Ainsi, cet écoulement sera considéré comme un écoulement fortement dégradé, fortement turbulent et comportant un angle d'incidence non négligeable. Il s'agit donc d'un cas s'approchant d'un écoulement pouvant être rencontré *in situ*.

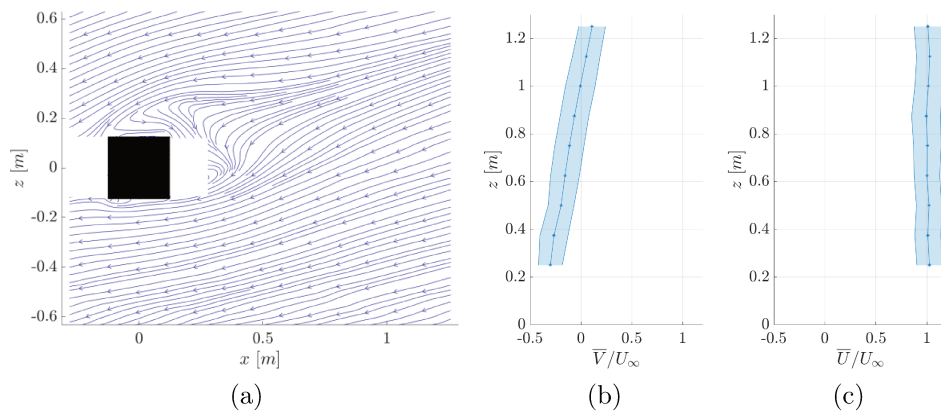


FIGURE 2.6 – Lignes de courant à 14 % issues de mesures PIV horizontales, écoulement autour d'un cube en $z = 0.18$ m (gauche). \bar{V}/U_∞ (milieu) et \bar{U}/U_∞ (droite) et leurs écart-types dans le bassin vide à $I = 14$ % issus de mesures LDV.

Du fait de la présence d'un angle d'incidence dans l'écoulement et de l'absence de mesure des 3 composantes de la vitesse simultanément, il est difficile d'estimer δ dans le plan de symétrie du bassin, car il ne correspond pas au plan dans la direction de l'écoulement. La figure 2.6(c) montre un profil de vitesse uniforme pour $z > 0.25$ m. Ainsi, il est simplement supposé que $\delta < 0.25$ m à 14 %.

La plupart des essais présentés ont été réalisés à $I = 1.5$ %. Ainsi, dans les cas à 4 % et 14 %, une précision sera ajoutée ; pour les cas à 1.5 %, le taux de turbulence ne sera pas précisé.

2.1.2 Représentation expérimentale de la bathymétrie

Des obstacles représentatifs d'éléments identifiés *in situ* sont étudiés, en combinaison ou seuls. Ces éléments sont modélisés par des parallélépipèdes à base carrée de rapport d'aspect variable car ce sont des éléments canoniques, présents dans la littérature et facilitant les comparaisons avec les résultats numériques (voir section

1.2.2). Dans la bathymétrie présentée sur la figure 1.10, trois types d'éléments sont identifiés :

- des successions de variations de 5 m en moyenne qui seront représentées par des combinaisons d'obstacles ;
- des obstacles d'environ 10 m de hauteur, significativement plus hauts (ou bas) que leurs voisins (dont la hauteur moyenne est de 5 m). Ce genre d'élément sera représenté par un obstacle seul, négligeant ainsi le sillage des obstacles alentours. Par souci de simplicité expérimentale, ils seront représentés par des éléments de la même hauteur que dans les cas de combinaisons d'obstacles ;
- des variations de pente douces. Une élévation de 12 m sur 105 m peut être mesurée.

Les éléments bathymétriques identifiés sont représentés expérimentalement par des obstacles ou des combinaisons d'obstacles. Leurs caractéristiques géométriques sont basées sur des considérations de similitude entre l'écoulement *in situ* et l'écoulement en laboratoire : les similitudes de Froude et de Reynolds ainsi que la limitation du coefficient de blocage pour limiter les effets de bords dans le bassin.

Le nombre de Froude représente le rapport entre les forces d'inertie et de pesanteur. Sa prise en compte est fondamentale lorsqu'on considère des interactions avec la surface libre. Il est défini par :

$$F_r = \frac{U_\infty}{\sqrt{gD_e}} \quad (2.2)$$

avec D_e la profondeur du bassin, U_∞ la vitesse longitudinale moyenne de l'écoulement amont et g la constante de gravité. La similitude de Froude peut être aisément respectée dans le bassin (tableau 2.2). Le nombre de Froude dans le bassin est légèrement différent de celui *in situ* car la vitesse expérimentale est fixée à 1 m/s plutôt que 1.2 m/s par souci de limitation des contraintes sur l'instrumentation.

Le nombre de Reynolds représente quant à lui le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Il s'écrit :

$$R_e = \frac{HU_\infty}{\nu} \quad (2.3)$$

avec $\nu = 1.10^{-6} \text{ m}^2/s$ la viscosité dynamique de l'eau et H la hauteur de l'obstacle. Il convient de se rapprocher au mieux du nombre de Reynolds réel tout en limitant le taux de blocage $\tau = (\text{surface frontale de l'obstacle} / \text{section du bassin})$ donc les effets de bords sur le sillage de l'obstacle. Ainsi, il s'agit de se placer à un haut nombre de Reynolds tout en ayant $\tau < 10 \%$. L'échelle 1/20 répond à toutes les exigences énoncées précédemment. Les caractéristiques expérimentales sont résumées dans le

2.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

tableau 2.2. À cette échelle, les obstacles sont de hauteur $H = 0.25 \text{ m}$ et la variation de pente douce est représentée expérimentalement par un plan incliné de 3 m de long par 3 m de large avec un angle d'inclinaison de 6.5° . Un obstacle de hauteur 0.25 m est donc contenu dans l'épaisseur de la couche limite pour les cas à 1.5 et 4%.

	Échelle	U_∞ [m/s]	Hauteur de rugosité H [m]	Profondeur D_e [m]	R_e	F_r
Raz Blanchard	1	5	5	40	2.5×10^7	0.25
Bassin d'essai	1/20	1	0.25	2	2.5×10^5	0.23

TABLEAU 2.2 – Caractéristiques des conditions *in situ* et expérimentales.

Les éléments bathymétriques listés plus haut sont représentés par six cas d'étude : un cube seul et un cylindre seul, une combinaison d'un cube suivi d'un cylindre, un cube et un cylindre suivi par un plan incliné et finalement un cylindre suivi de deux cubes suivi d'un cylindre. Ces cas d'étude sont illustrés respectivement sur la figure 2.7 et en annexe A.1 pour des vues supplémentaires. L'origine du repère orthonormé direct est fixée au centre de la face du cube en contact avec le sol de l'obstacle situé le plus en aval. Les obstacles sont disposés symétriquement autour du plan $y = 0$, le plan de symétrie du bassin. Par la suite, la hauteur de l'obstacle H est choisie comme longueur caractéristique comme il est souvent proposé dans ce genre d'étude [Hearst et al. (2016); Castro & Robins (1977); Hussein & Martinuzzi (1996)]. Les longueurs adimensionnelles utilisées pour tous les paramètres spatiaux sont indexées par un astérisque : $x^* = x/H$ par exemple.

La nomenclature est choisie comme suit. C_n indique un cylindre à base carrée posé sur le fond du bassin (*i.e.* un cube ou un cylindre), avec n son rapport d'aspect : $n = A_R = \text{largeur}/\text{hauteur}$. S_m indique un plan incliné avec m l'angle d'inclinaison : $m = 6$ pour un angle de 6.5° . $C_n d_o^* S_m$ est une combinaison d'obstacles où d_o^* est l'espace longitudinal entre des obstacles consécutifs, quand $d_o^* = 0$, rien n'est écrit. Un exposant 2 indique deux obstacles identiques disposés dans la direction transverse. Ainsi, le cas $C_1 S_6$ est un cube suivi directement d'un plan incliné. Le cas $C_3 1 C_1^2 C_2$ est constitué d'un cylindre de rapport d'aspect $A_R = 3$ suivi à une distance H de 2 cubes, suivi à une distance H d'un cylindre de rapport d'aspect $A_R = 2$. Pour ce cas, on précise que l'écart transverse entre les deux cubes est de $2H$. Dans le cas du cylindre, deux rapports d'aspects seront considérés : C_6 et C_7 .

Les obstacles sont faits en plexiglas et présentent donc une surface lisse. Or, la rugosité de la surface d'un obstacle peut influencer le développement de son sillage. [Choi et al. (2008); Beratlis et al. (2018)] discutent de cet effet sur le sillage derrière des obstacles non profilés et derrière une bosse (respectivement). Ils montrent que le coefficient de traînée atteint une valeur minimale à un nombre de Reynolds critique

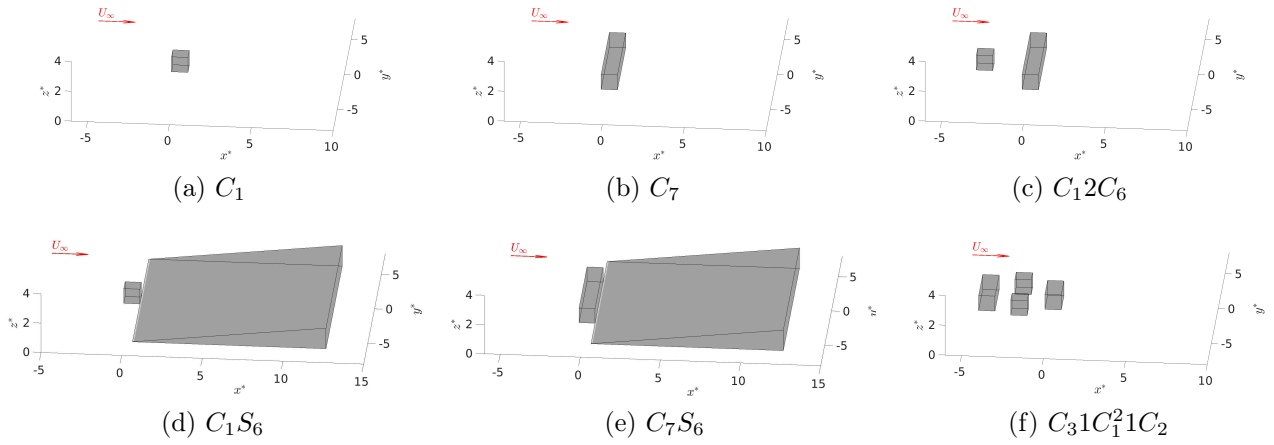


FIGURE 2.7 – Représentation schématique des obstacles étudiés en vue de 3/4.

qui diminue quand la rugosité augmente. Cet aspect n'est pas détaillé ici puisque le caractère turbulent de l'écoulement, associé à un nombre de Reynolds élevé, permet de limiter ces effets [Gaurier et al. (2014)].

2.1.3 Systèmes de mesure

Dans ce travail, deux techniques de vélocimétrie laser 2C (deux composantes) sont utilisées : la PIV (*Particle Image Velocimetry*) et la LDV (*Laser Doppler Velocimetry*), le bassin d'essai de l'IFREMER ne disposant pas encore de techniques de vélocimétrie 3C. Ces deux techniques sont complémentaires : la PIV permet d'obtenir une bonne résolution spatiale et la possibilité de faire des mesures sur des champs étendus. Par contre, sa fréquence d'échantillonnage est faible (15 Hz). La LDV permet de réaliser des mesures ponctuelles mais avec une résolution temporelle élevée ($> 100 Hz$). Ces techniques complémentaires non-intrusives (illustrées sur la figure 2.8) sont présentées dans cette section.

Afin de pouvoir caractériser l'écoulement par technique laser, le bassin est au préalableensemencé avec des micro-particules de verre recouvertes d'argent de 10 μm de diamètre dont la densité est la même que celle de l'eau.

2.1.3.1 Particle Image Velocimetry

La PIV 2D étant utilisée, des mesures dans des plans horizontaux et verticaux sont nécessaires pour caractériser des évènements 3D. Dans le cas d'obstacles dont les sillages sont réduits et où les tourbillons générés sont de l'ordre du cm (cas à faible A_R [Ikhennicheu et al. (2018a)]), des plans de mesure réduits obtenus avec une caméra petit angle sont pertinents. Dans le cas d'obstacles dont les sillages

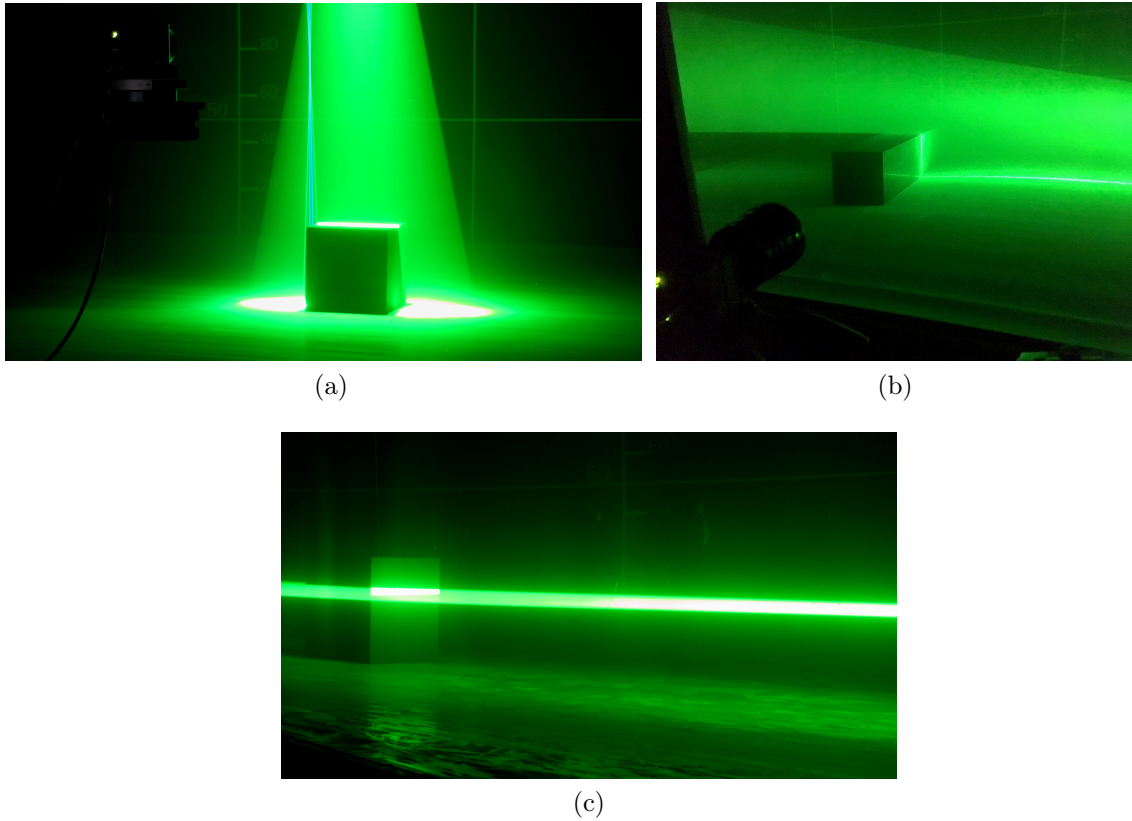


FIGURE 2.8 – Plan de mesure PIV vertical centré sur le cube avec mesure LDV au dessus de la face amont (haut, gauche). Plan de mesure PIV vertical centré sur le cylindre (haut, droite). Plan de mesure PIV horizontal centré sur le cube (bas).

sont plus étendus et les structures de l'ordre du m (cas à grands A_R [Ikhennicheu et al. (2019c)]), des lentilles grand angle permettant d'obtenir des plans larges sont nécessaires. Or, dans le bassin, il n'est pas possible d'avoir partout le recul nécessaire pour des mesures dans des plans verticaux et horizontaux larges. Ainsi, peu de mesures horizontales sont réalisées dans les cas de sillages étendus.

Pour les plans verticaux, la caméra est positionnée hors du bassin, contre la vitre. Pour les plans horizontaux, la caméra est placée dans un caisson étanche et, afin d'avoir le recul nécessaire, immergée proche de la surface libre pour le cas C_1 et positionnée dans le faux plancher pour le cas C_6 .

Les mesures PIV sont réalisées grâce à un laser qui éclaire les billes de verre et une caméra qui prend en photo un plan de mesure choisi. À chaque pas de temps, la caméra, synchronisée avec le laser, capture deux photos avec un intervalle de temps très court. Le déplacement des particules entre les deux photos permet d'évaluer

deux composantes de la vitesse instantanée. La caméra et le laser sont décalés entre chaque plan de mesure.

La technologie DANTEC© est employée. Un laser Nd-YAG de type GEMINI-LIKE est utilisé. Son intensité est de 200 mJ par sonde et sa longueur d'onde de 532 nm . Le laser est synchronisé avec une caméra FLOWSENS EO-2M de résolution $1600 \text{ pix} \times 1200 \text{ pix}$ qui permet d'obtenir des doubles images avec un pas de temps de $800 \mu\text{s}$ pour les cas C_1 et C_1S_6 (plans réduits) et de $1600 \mu\text{s}$ pour tous les autres cas (plans larges). Les acquisitions PIV sont faites sur 150 s pour la majorité des cas (180 s pour les cas avec une turbine dans le bassin) avec une fréquence d'acquisition $f_e = 15 \text{ Hz}$. Afin de justifier la convergence des mesures sur 150 s , la moyenne glissante obtenue pour U entre le premier pas de temps et chaque pas de temps de mesure est tracée sur la figure 2.9. Un point de mesure localisé dans le sillage turbulent du cylindre est choisi car c'est un point où la convergence nécessite le plus long temps d'acquisition. Les résultats permettent d'illustrer que les valeurs de \bar{U} restent dans un intervalle de $\pm 0.01\%$ autour de la valeur moyenne à partir de 95 s acquisition. Au vu de l'incertitude expérimentale, cet intervalle est jugé satisfaisant. Cette même étude est réalisée pour la composante V . Ainsi 150 s suffisent à obtenir des mesures convergées pour la PIV.

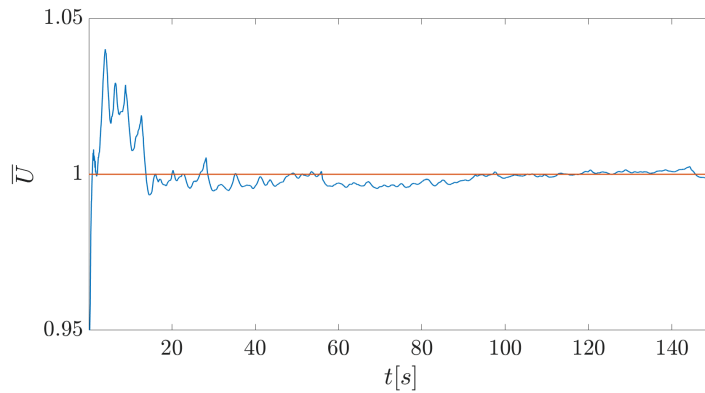
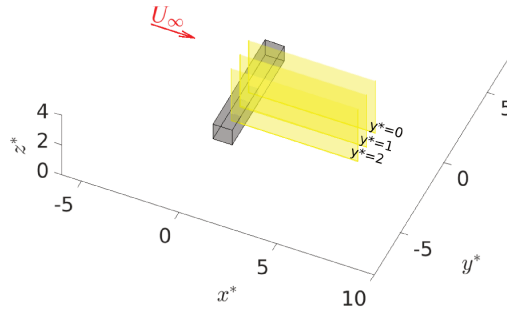


FIGURE 2.9 – Moyenne glissante de \bar{U} mesurée en $x^* = 4$, $z^* = 3$ dans le plan de symétrie dans le cas C_6 . Issu des mesures PIV.

Les mesures PIV sont réalisées à différentes positions transverses représentées sur la figure 2.10 : $y^* = 0$ (plan de symétrie du bassin et des obstacles), $y^* = 1$ et $y^* = 2$ (dénotés y_0 , y_1 et y_2 respectivement).

Les données sont post-traitées avec le logiciel DYNAMIC STUDIO développé par DANTEC©. Le déplacement des particules entre les doubles images est calculé en utilisant la corrélation croisée (CC) basée sur la méthode établie par [Meinhart et al. (1993)] et résumée ici.

FIGURE 2.10 – Mesures PIV dans et hors du plan de symétrie dans le cas C_6 .

Si $I_1(\mathbf{X})$ et $I_2(\mathbf{X})$ sont les intensités des images 1 et 2, l'estimateur de la corrélation croisée en une fenêtre d'interrogation spécifique W_1 s'écrit [Adrian & Westerweel (2011)] :

$$\int_{W_1} I_1(\mathbf{X})I_2(\mathbf{X} + \mathbf{s})d\mathbf{X} \quad (2.4)$$

avec \mathbf{s} le déplacement entre les deux images. Cette fonction a un maximum lié au déplacement des particules entre les deux images enregistrées.

La taille des fenêtres d'interrogation doit être suffisamment petite pour assurer une bonne résolution tout en limitant le temps de calcul de la CC. Une taille de $32 \text{ pix} \times 32 \text{ pix}$ est communément choisie. Il faut s'assurer qu'il y ait suffisamment de particules dans la fenêtre pour assurer un pic de corrélation significativement supérieur au bruit ambiant ; donc un bon ratio entre le plus grand pic de corrélation et le second plus grand (déteabilité du pic [Adrian & Westerweel (2011)]). Une copie d'écran du logiciel DYNAMICSTUDIO est présentée sur la figure 2.11. Une particule est détectée sur 3 à 5 pixels. L'intensité du pic de la CC est entre 0.3 et 0.8 et la déteabilité du pic est de 7 en moyenne. Ce sont des valeurs satisfaisantes qui justifient la taille de $32 \text{ pix} \times 32 \text{ pix}$. Les calculs sont effectués avec un recouvrement de 50 % pour assurer une continuité entre les vecteurs calculés.

Pour la corrélation croisée, une seule passe (*single-pass* : passe simple) ou plusieurs passes (*multi-pass*) peuvent être réalisées. Le logiciel DYNAMICSTUDIO permet d'effectuer une *adaptive PIV* qui, sur plusieurs passes, permet d'adapter la taille de la fenêtre en fonction du nombre de particules détectées. La figure 2.12 permet de comparer une carte de tension de cisaillement de Reynolds obtenue par la passe simple et l'*adaptive PIV* de DYNAMICSTUDIO. Elle illustre que les endroits mal éclairés donnent des vecteurs aberrants avec la passe simple (sur la partie gauche du plan). En revanche, avec une *adaptive PIV*, des artefacts sont générés dans ces zones mal éclairées. Des taches de vecteurs uniformes sont aussi créées. Cette méthode a, de plus, un effet de filtre autour de la couche de cisaillement qui n'est pas acceptable dans le cas d'étude de la turbulence. Ainsi, une passe simple

2.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

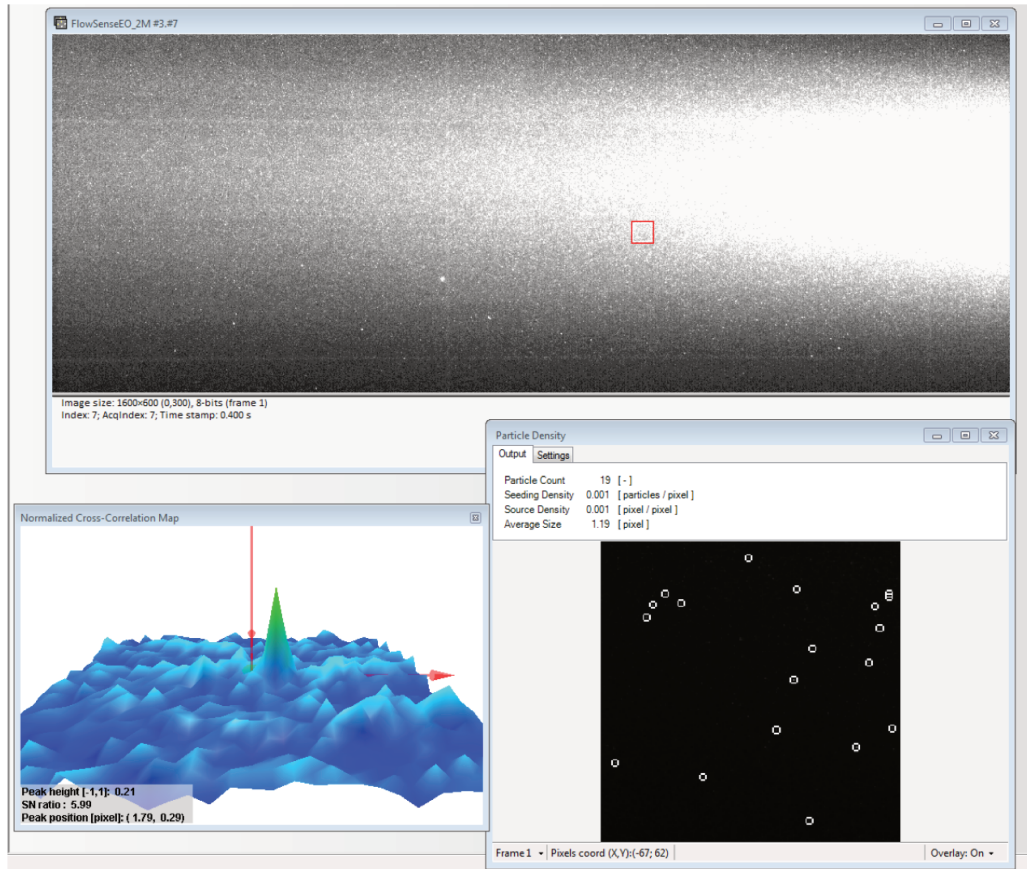


FIGURE 2.11 – Copie d’écran de DYNAMIC STUDIO d’un plan PIV dans le sillage de C_6 avec : en haut, la photo prise par la caméra, en bas à gauche, la carte de corrélation croisée et en bas à droite la densité de particule dans la fenêtre d’interrogation choisie (contours rouges sur la photo).

sera utilisée dans la suite de l’étude car, dans notre cas, une passe multiple entraîne l’apparition de zones sans solution où des artefacts sont générés sans pour autant améliorer la résolution.

Les vecteurs aberrants sont ensuite détectés puis remplacés par la *Universal Outlier Detection* (UOD) [Westerweel & Scarano (2005)]. Le critère de détection est basé sur un critère de valeur médiane. Pour un vecteur U_0 , on considère ses 5 voisins dénotés U_1, U_2, \dots, U_5 et U_m leur médiane. Un résidu r_i est défini : $r_i = |U_i - U_m|$ pour chaque vecteur U_i . La médiane r_m des r_i est utilisée pour normaliser le résidu de U_0 :

$$r_0 = \frac{|U_0 - U_m|}{r_m} \quad (2.5)$$

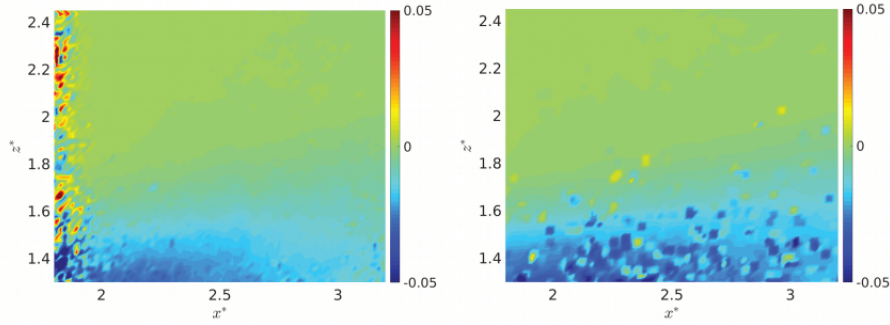


FIGURE 2.12 – Comparaison des cartes d’isosurface de tension de cisailment de Reynolds τ_{uw} pour le cas C_1 . Comparaison entre une approche par passe simple (gauche) et par passe multiple avec l’*Adaptive PIV* (droite) de DYNAMIC STUDIO.

Afin de ne pas avoir de cas de division par 0, une valeur minimale de niveau de corrélation ξ est considérée, ainsi :

$$\widehat{r}_0 = \frac{|U_0 - U_m|}{r_m + \xi} \quad (2.6)$$

Les auteurs [Westerweel & Scarano (2005)] proposent une valeur de $\xi = 0.1$ pix qui sera utilisée dans cette étude. La valeur minimale de \widehat{r}_0 est aussi basée sur des recommandations des auteurs et est fixée à $\widehat{r}_0 = 2$. En fonction du plan de mesure et du cas test, 1 % à 13 % de vecteurs sont substitués par l’UOD.

La figure 2.13 illustre les différentes étapes appliquées à un plan de mesure PIV du cas C_6 : l’image brute, la CC et enfin l’UOD. Les résultats sont obtenus en appliquant un masque sur l’obstacle où les vecteurs sont ignorés.

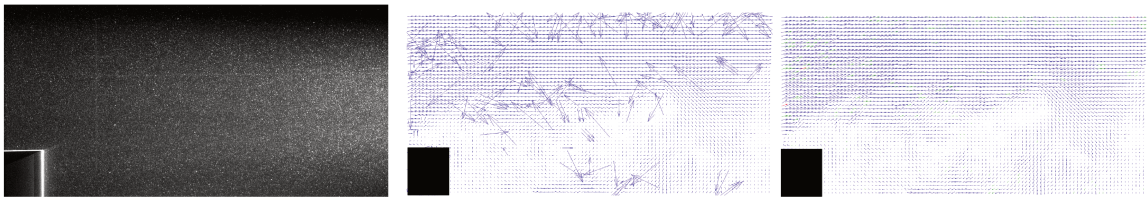


FIGURE 2.13 – Post traitement illustré par l’image brute (gauche) en appliquant la CC (milieu) puis l’UOD (droite) avec un masque sur le cylindre. Cas C_6 , plan de symétrie y_0 .

La question d’enlever l’image moyenne des acquisitions PIV pour supprimer les défauts de mesures se pose. En effet, sur les cartes de vitesse, on peut discerner les lignes de niveau du fond du bassin, les graduations et la variation de l’intensité du laser. Le cas d’un plan de mesure de la configuration C_12C_6 en y_0 est pris en exemple

2.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

ici. L'image moyenne des acquisitions PIV est calculée grâce à DYNAMICSTUDIO (figure 2.14(b)) et elle est soustraite aux acquisitions PIV (figure 2.14(c)). Si les lignes de niveau disparaissent une fois l'image moyenne retirée, on remarque un dégradé de la lumière du laser très discontinu.

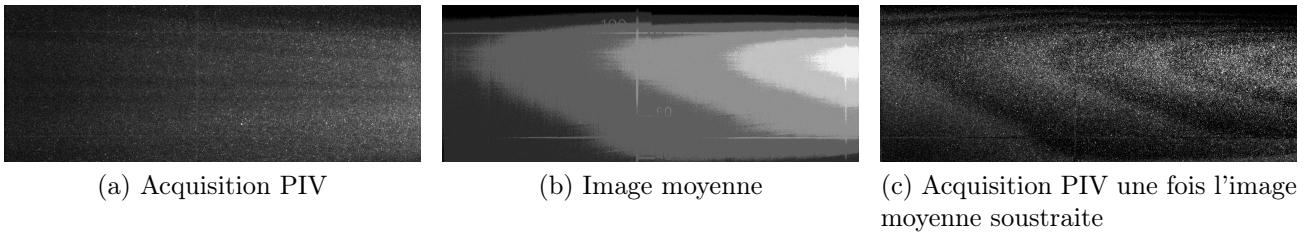


FIGURE 2.14 – Calcul et retrait de l'image moyenne PIV sur DynamicStudio. Cas C_12C_6 , y_0 .

L'effet de la soustraction de l'image moyenne est illustré par une comparaison des cartes d'isosurface de \bar{U} et τ_{uw} présentées sur la figure 2.15. Sur les cartes de \bar{U} , le cas avec soustraction montre effectivement une amélioration : les lignes du fond du bassin et les graduations étant ainsi supprimées. En revanche, l'effet dégradé de la lumière du laser a un impact visible et provoque une zone de vecteurs aberrants sur la partie gauche des plans de mesure qui n'existait pas avant soustraction de l'image moyenne. Pour les cartes de τ_{uw} , cette zone de vecteurs aberrants est exacerbée.

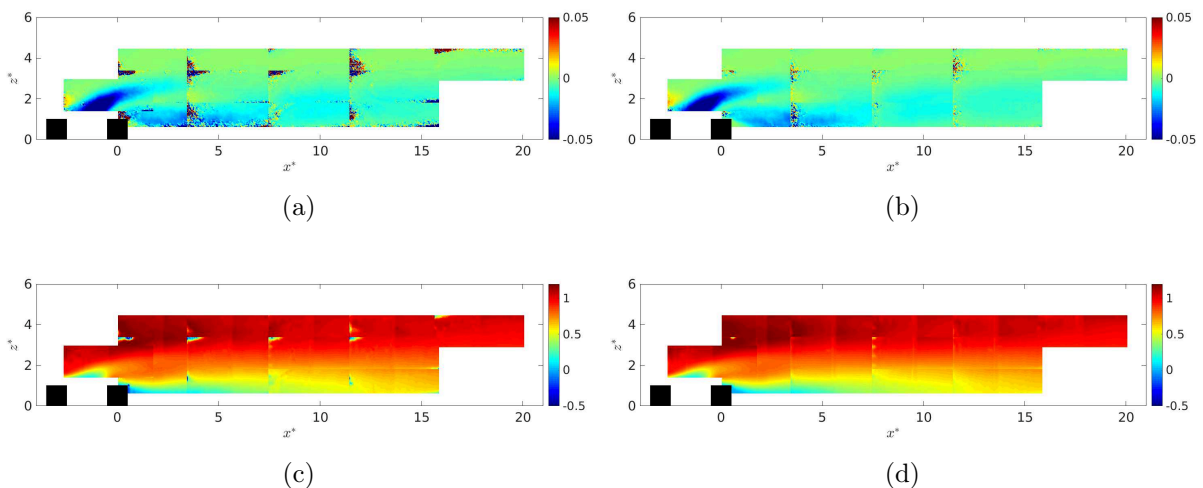


FIGURE 2.15 – Cartes d'isosurface de τ_{uw} (haut) et \bar{U} (bas) pour le cas en soustrayant l'image (gauche) et pour le cas simple (droite). Cas C_12C_6 en y_0 .

2.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Ainsi, par souci de vraisemblance des résultats et par ce qu'enlever l'image moyenne nuit à la clarté des résultats plus qu'elle ne les améliore, il est choisi de ne pas soustraire l'image moyenne dans la suite des analyses. Les marques des lignes de niveau et les graduations du fond du bassin seront donc toujours visibles.

L'incertitude de mesure est évaluée pour la PIV à l'aide de la méthode GUM (*Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*). Nous considérons les erreurs provenant de la règle utilisée pour étalonnage, l'angle entre la nappe laser et la caméra, l'intervalle de temps entre deux doubles images ainsi que l'entraînement des particules dans l'écoulement. Les calculs sont détaillés en annexe A.3 et les résultats donnent une incertitude sur la mesure de 0.068 m/s , soit dans un écoulement de 1 m/s de 6.8% . Il faut de plus considérer que les obstacles et la nappe laser sont fixés à l'œil nu, ce qui peut engendrer un écart sur la position allant jusqu'à 0.5 cm . En fonction de la position dans l'écoulement, cet écart peut engendrer des différences de vitesse variables. L'incertitude engendrée par le positionnement ne peut donc pas être exactement estimée. Cependant, le grand nombre de campagnes d'essai réalisées nous assure la répétabilité des mesures.

Les différentes caractéristiques des plans PIV sont résumées dans le tableau 2.3.

Cas	Orien- tation	Position	Champ [pix]	Champ [mm ²]	Discrétisa- tion [mm]	Nombre de plans
$C_1 \diamond\diamond\diamond$	V	$y^* = 0$	1600×1200	350×275	3.53	10
$C_1 \diamond\diamond$	H	$z^* = 0.7$	1600×1200	737×553	7.37	6
$C_1 S_6$	V	$y^* = 0$	1600×1200	421×316	4.25	6
C_7 et $C_7 S_6$	V	$y^* = 0$	1600×800	1162×581	11.7	12
C_6 et $C_1 2C_6$	V	$y^* = 0$	1600×600	1153×430	11.6	13
C_6 et $C_1 2C_6$	V	$y^* = 1$	1600×600	1250×470	12.6	13
C_6 et $C_1 2C_6$	V	$y^* = 2$	1600×600	1360×510	13.7	13
$C_3 1C_1^2 1C_2$	V	$y^* = 0$	1600×600	1140×425	11.5	12
$C_6 +$ turbine	V	$y^* = 0$	500×1200	330×840	11.3	4
$C_6 \diamond$	V	$y^* = 0$	1600×600	1100×395	11	19
C_6	H	$z^* = 3$	1600×1200	473×353	4.83	1
C_6	H	$z^* = 3.5$	1600×1200	515×384	5.26	1
$C_6 \diamond\diamond$	H	$z^* = 4$	1600×1200	600×446	6.11	1
C_6	H	$z^* = 4.5$	1600×1200	627×467	6.40	1
$C_6 \diamond\diamond$	H	$z^* = 5$	1600×1200	692×515	7.07	1

TABLEAU 2.3 – Caractéristiques des plans de mesure PIV verticaux (V) et horizontaux (H). \diamond indique un cas à $I = 14 \%$. $\diamond\diamond$ un cas à 1.5% et 14% et $\diamond\diamond\diamond$ un cas à 1.5% , 4% et 14% . Les autres cas correspondent à des cas à 1.5% seulement.

2.1.3.2 *Laser Doppler Velocimetry*

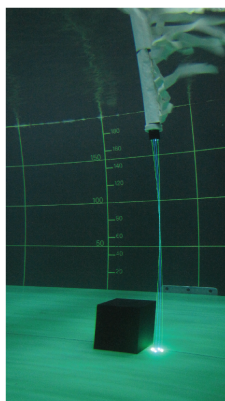


FIGURE 2.16 – Mesures LDV dans le sillage du cube.

Les mesures LDV sont réalisées à l'aide d'un système DANTEC FIBERFLOW illustré sur la figure 2.16. Deux rayons laser sont utilisés par composante de vitesse : 2 bleus et 2 verts générés par deux sources laser de longueurs d'onde 532 et 488 nm (respectivement). Les deux lasers de chaque longueur d'onde se croisent pour former un volume de mesure (figure 2.17(a)) où est créé un réseau d'interférences (franges d'Young) comme illustré sur la figure 2.17(b). Lorsqu'une particule traverse le volume de mesure de 0.015 mm^3 (situé à 500 mm de la sonde), elle perturbe ce réseau, renvoie une information perturbée jusqu'à la source laser et la vitesse de la particule est ainsi évaluée par effet Doppler. Une incertitude demeure alors quant au signe de la vitesse ainsi mesurée. Un modulateur acousto-optique (ou cellule de Bragg) est alors utilisé pour changer la fréquence de l'un des deux faisceaux laser et ainsi faire défiler les franges d'interférences. Deux cellules de Bragg sont utilisées, une pour chaque longueur d'onde.

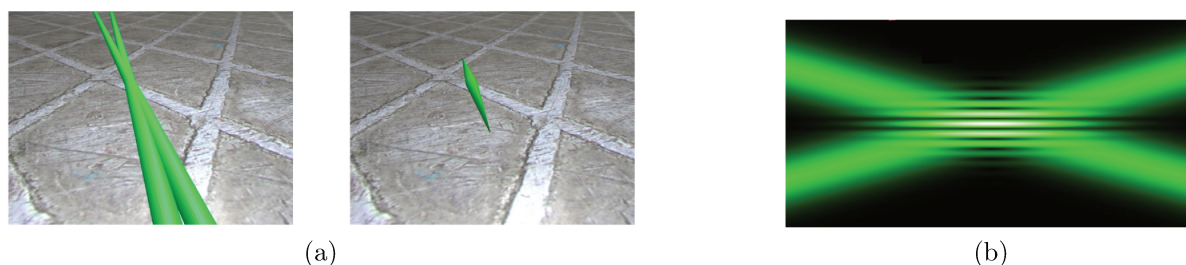


FIGURE 2.17 – Volume de mesure issu du croisement des faisceaux LDV (gauche) et représentation de franges d'interférence (droite) (F. Micheli - AFVL).

La sonde est positionnée horizontalement pour des mesures (U, W) et verticalement pour des mesures (U, V) . Elle est placée à différentes positions dans la section d'essai et des profils verticaux ou horizontaux sont ensuite réalisés. Pour certaines positions, il est possible que des VIV (*Vortex Induced Vibrations* [Williamson & Govardhan (2004)]) provoquent une vibration périodique de la sonde LDV. Des *fairings* sont alors attachés au mât afin d'empêcher ce phénomène. Ce sont des bandes souples qui permettent de limiter la formation des tourbillons dans le sillage du mât. Avec les mesures LDV, la fréquence d'acquisition f_e n'est pas constante, elle dépend des instants où les particules passent dans le volume de mesure. Au cours des différentes séries d'essais, les fréquences varient entre 15 et 1000 Hz en fonction de l'ensemencement et de l'intensité de la source laser, la fréquence moyenne étant 200 Hz . Les temps d'acquisition varient en fonction des cas. La convergence de la mesure de U est étudiée dans le cas du sillage très turbulent du cylindre comme pour la PIV. La moyenne glissante de \bar{U} est tracée sur la figure 2.18 pour une mesure de 360 s . Comme pour la PIV, les mesures convergent rapidement dans des valeurs à $\pm 0.01\%$ de la valeur moyenne finale. La convergence est donc jugée satisfaisante.

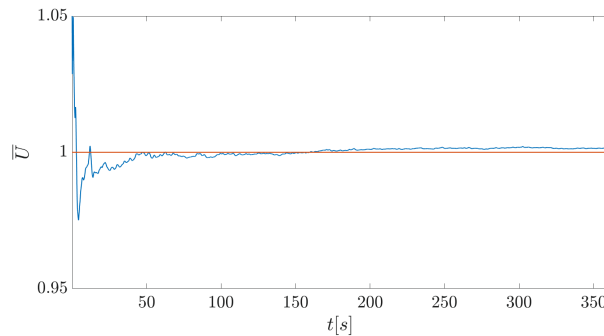


FIGURE 2.18 – Moyenne glissante de \bar{U} mesurée en $x^* = 3.5$, $z^* = 3$ dans le plan de symétrie dans le cas C_6 . Issu des mesures LDV.

Les mesures LDV peuvent être réalisées en coïncidence ou non. Faire des mesures en coïncidence consiste à imposer une mesure simultanée des deux composantes de la vitesse. L'intérêt est que cette méthode permet d'étudier des statistiques croisées ($u'v'$ par exemple). En revanche, le nombre de points acquis pour une même durée diminue. Un point dans le sillage du cas C_12C_6 en $x^* = 5$, $y^* = 0$, $z^* = 3$ avec $t_{acqui} = 30 \text{ min}$ est considéré. L'étude montre que sans coïncidence, 20 % de points en plus sont mesurés pour chaque composante. En revanche, les signaux doivent être ré-échantillonnés pour calculer les statistiques croisées par la méthode décrite plus bas. Nous avons choisi de privilégier la quantité de points de mesure malgré les erreurs pouvant être induites par le ré-échantillonnage.

Un ré-échantillonnage est donc nécessaire pour pouvoir faire des analyses spectrales ou calculer des corrélations croisées. Basé sur des travaux antérieurs [Durán Medina (2016)], le ré-échantillonnage est fait en utilisant le taux d'échantillonnage moyen de l'échantillon. Les valeurs moyennes et écart-types obtenus en un point de mesure dans le sillage du cas C_6 ($x^* = 10.4$, $y^* = 0$, $z^* = 4$) sont comparés sans et avec ré-échantillonnage. La différence est au maximum de 0.7 % sur la valeur moyenne et 2 % sur l'écart-type. L'effet de la fréquence de ré-échantillonnage sur la PSD (*Power Spectrum Density*) (précisions sur la méthode de traitement spectrale en section 2.2.1) est ensuite étudié sur le même échantillon et illustré sur la figure 2.19. Le spectre est tracé en fonction du nombre de Strouhal $S_t = fH/U_\infty$, avec f la fréquence. L'aspect global des spectres est similaire, le pic (qui sera étudié dans le chapitre 3) est correctement retranscrit quelque soit la fréquence de ré-échantillonnage. La différence demeure dans la gamme spectrale disponible. La méthode de ré-échantillonnage par le taux d'échantillonnage moyen est donc jugée satisfaisante. Cette méthode (mesure sans coïncidence associée à un ré-échantillonnage) sera utilisée dans le reste de l'étude.

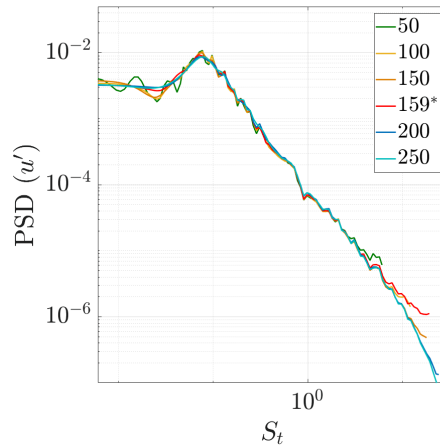


FIGURE 2.19 – Effet de la fréquence de ré-échantillonnage (en $[Hz]$) sur la PSD de u' dans le sillage du cas C_6 , avec une fréquence moyenne de $159 Hz$.

Différentes sources d'incertitudes expérimentales peuvent être identifiées pour la LDV. De même que pour la PIV, les positions des obstacles ou de la sonde LDV sont fixées à l'œil. Des vibrations peuvent aussi avoir lieu dues aux VIV induisant une erreur allant jusqu'à $\pm 0.25 cm$. Les particules suivent un mouvement décrit par l'équation de Basset-Boussinesq-Oseen et l'adéquation entre le mouvement des particules et l'écoulement est de $1.4 \times 10^{-4} m/s$. La calibration est effectuée par le fournisseur sans indiquer la précision.

Une comparaison spatiale et spectrale entre les mesures LDV et PIV est proposée pour le cas C_6 , dans le plan de symétrie. La figure 2.20 permet de comparer les profils de \bar{U} : les résultats montrent une bonne cohérence puisque le plus grand écart entre les profils moyens est de 0.15 m/s dans une zone très agitée du sillage. Les spectres obtenus par PIV et LDV sont comparés sur la figure 2.21. Les spectres sont similaires pour les deux composantes et les deux points de mesure. Le même pic à basse fréquence est détecté dans chaque cas. Les spectres sont différents à haute fréquence, particulièrement en $x^* = 19.5$. En effet, les résultats obtenus par la PIV saturent rapidement à haute fréquence. Ces figures permettent aussi d'illustrer les pics (le fondamental et son harmonique) dus à la vibration de la sonde LDV à 9 Hz en $x^* = 19.5$. La PIV permet donc de retranscrire le pic à basse fréquence mais ne donne pas accès à l'information à haute fréquence ($f > 7.5 \text{ Hz}$).

La PIV et la LDV donnent des résultats similaires à l'erreur de mesure près jusqu'à au plus 7.5 Hz . Seule la LDV permet des mesures hautes fréquences. Dans la suite, les données LDV sont préférées pour les analyses spectrales et temporelles et les données PIV pour les analyses spatiales.

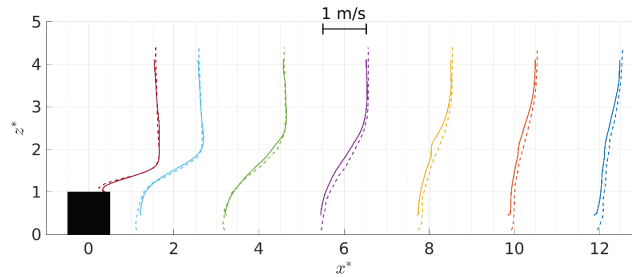


FIGURE 2.20 – Comparaison des profils de \bar{U}/U_∞ entre les mesures LDV (pointillés) et mesures PIV (traits pleins). Cas C_6 en y_0 .

2.1.3.3 Turbine

Le sillage des obstacles pouvant être caractérisé par la PIV et la LDV, son impact sur une turbine expérimentale sera ensuite étudié. Dans ce but, une turbine à la même échelle que les obstacles ($1/20$) est utilisée. La turbine, instrumentée avec des capteurs d'efforts (figure 2.22), a été développée à l'IFREMER et est présentée dans [Gaurier et al. (2017)]. Les pales de la turbine sont rigides et ont des géométries libres de droit qui sont les mêmes que celles de la turbine utilisée dans les précédentes études effectuées dans le bassin d'essai [Mycek (2013); Gaurier et al. (2015)]. Son diamètre est $D = 0.724 \text{ m}$. Lorsque la turbine est en rotation, sa vitesse est contrôlée et l'orientation des pales ne change pas.

2.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

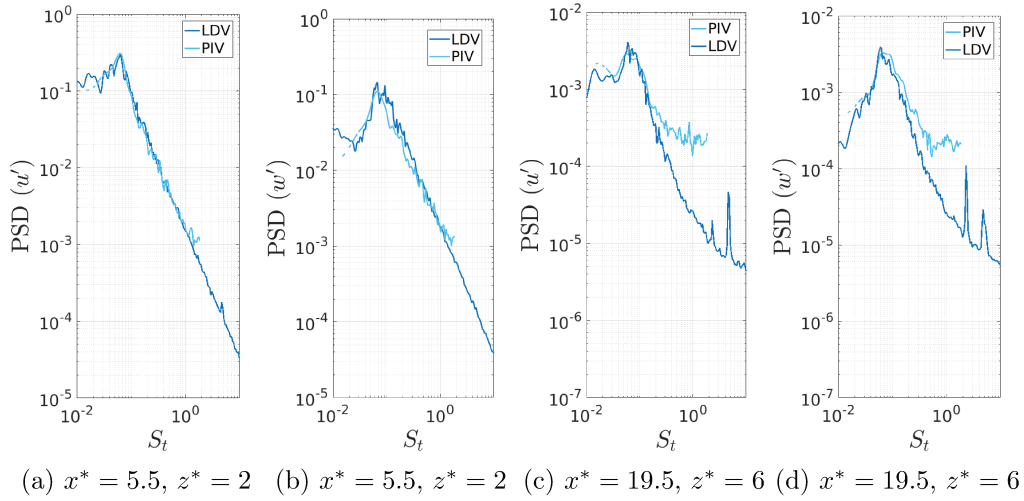


FIGURE 2.21 – PSD(u') et PSD(w') pour la LDV (foncé) et la PIV (clair) pour le cas C_6 en y_0 .

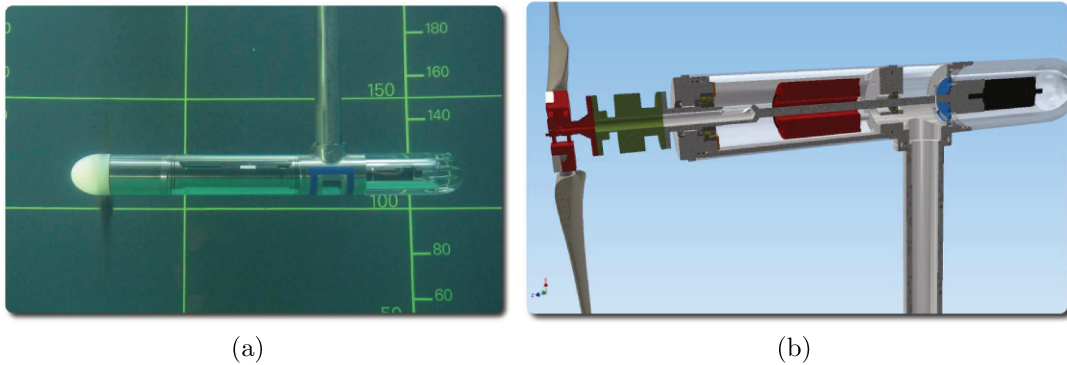


FIGURE 2.22 – Photo et coupe schématique de la turbine expérimentale [Gaurier et al. (2017)].

Chaque pale est instrumentée pour permettre la mesure de 2 efforts et 3 moments. Ainsi pour la pale i ($i = 1, 2, 3$), les efforts mesurés sont suivant les axes e_{xi} (contribution de la pale à la traînée) et e_{yi} (contribution de la pale au couple). Les moments mesurés sont suivant les axes e_{xi} (moment de flexion créateur de couple), e_{yi} (moment de flexion créateur de poussée) et e_{zi} (moment de torsion). Ces efforts sont appelés F_{xi} , F_{yi} , M_{xi} , M_{yi} et M_{zi} (respectivement). Pour chaque pale, e_{xi} est dans la direction de l'écoulement, e_{yi} est opposé à la rotation et e_{zi} vers le centre de rotation (figure 2.23). En plus des efforts sur les pales, le couple exercé sur l'ensemble du rotor (M_{tot}) et la traînée (F_{tot}) sont mesurés par un capteur étanche, positionné en amont des joints de la machine pour éviter de mesurer les effets de friction (figure 2.23).

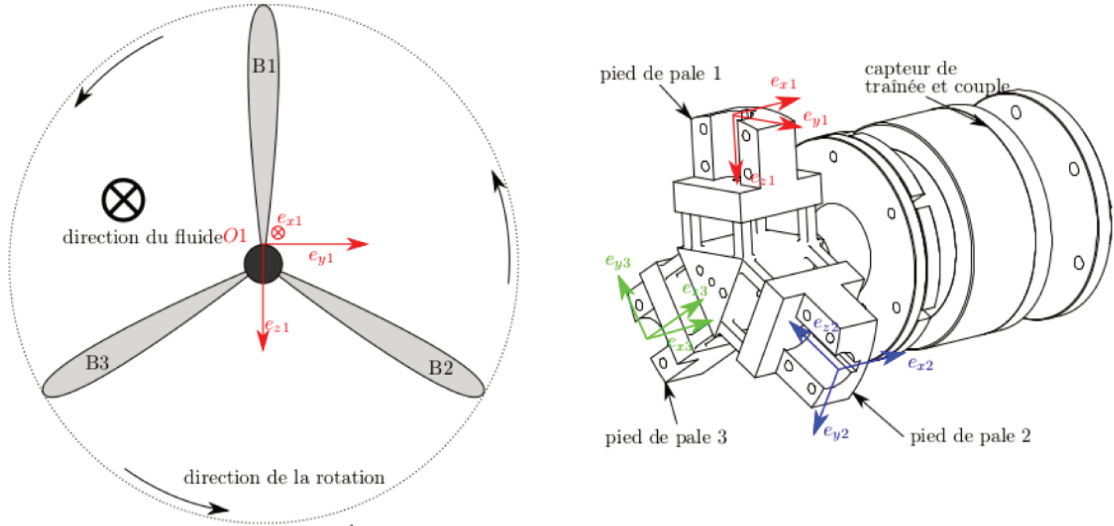


FIGURE 2.23 – Représentation schématique des axes de la turbine.

Les capteurs de moment et de traînée sont fabriqués sur mesure par l'entreprise française SIXAXES© en partenariat avec l'IFREMER. Leurs gammes de mesure sont résumées dans le tableau 2.4. Un collecteur tournant de 52 voies (représenté en rouge sur la figure 2.22) permet de transmettre les signaux de mesure issus des capteurs en rotation vers la partie fixe de la turbine. Ces signaux à faibles voltages sont amplifiés par une unité électronique de traitement du signal, positionnée hors de la turbine et de l'eau. L'arbre moteur est connecté à la turbine à travers un réducteur. La vitesse de rotation est mesurée par l'intermédiaire d'un codeur fixé sur le moteur. Les données sont ensuite enregistrées à l'aide du logiciel LabVIEW©.

Capteur des pales		Capteur de couple et de traînée	
F_{xi}	200 N	F_{tot}	500 N
F_{yi}	200 N	M_{tot}	50 N.m
M_{yi}	50 N.m		
M_{yi}	100 N.m		
M_{yi}	20 N.m		

TABLEAU 2.4 – Gamme de mesure des capteurs de la turbine.

Les coefficients de puissance C_P et de traînée C_t pourront être calculés à partir des formules 2.7 :

$$C_p = \frac{P_t}{\frac{1}{2}\rho S U^3} \quad \text{et} \quad C_t = \frac{F_{tot}}{\frac{1}{2}\rho S U^2} \quad (2.7)$$

avec S la surface balayée par la turbine et $P_t = \Omega M_{tot}$ la puissance, avec Ω la vitesse angulaire. La vitesse U est la vitesse caractéristique de l'écoulement amont. Il s'agit communément de la vitesse moyenne prise deux diamètres en amont de la turbine. On définit de plus le TSR (*Tip Speed Ratio*) comme étant :

$$TSR = \frac{\Omega R}{U} \quad (2.8)$$

avec $R = 0.362 \text{ m}$ le rayon de la turbine.

La principale source d'erreur des différentes mesures d'efforts et de moments réside dans la précision des capteurs et du contrôle de la vitesse de rotation de la turbine. Les incertitudes de mesure sont fournies par SIXAXES© et sont d'au maximum 0.2 % de l'étendue de mesure pour M_{tot} , F_{tot} , F_{xi} , F_{yi} , M_{xi} et M_{yi} et d'au maximum 0.5 % de l'étendue de mesure pour M_{zi} . La précision du codeur est inférieure à 1 tour/minute d'après le fournisseur MAXON©.

2.2 Méthodes de traitement des données

Dans le cadre de ces travaux, différentes méthodes ont été utilisées pour traiter les données et ainsi permettre d'étudier le sillage des obstacles. Afin de caractériser les structures tourbillonnaires, deux méthodes statistiques sont appliquées : la FFT (analyse spectrale) et la POD (analyse énergétique). La POD est également utilisée comme un filtre pour permettre la détection de centres tourbillonnaires. Finalement, les mécanismes de production, de transport et de dissipation d'énergie sont analysés à partir d'un bilan de conservation d'énergie cinétique turbulente.

La méthode des quadrants a également été utilisée. Elle permet de caractériser ponctuellement des événements turbulents dans un écoulement, [Adrian et al. (2000); Bennet & Best (1995)] en séparant chaque valeur $u'w'$ en quatre quadrants. Elle est développée dans l'article [Ikhennicheu et al. (2018a)] et résumée en annexe B.2.

2.2.1 Corrélation, transformée de Fourier et cohérence

2.2.1.1 Définition mathématique

Le calcul de la corrélation croisée entre deux signaux permet d'estimer la similitude entre ces deux signaux comme une fonction du décalage temporel de l'un par rapport à l'autre. Elle est définie à partir des composantes fluctuantes des deux signaux.

Soient $u'(\mathbf{X}, t)$ et $F'(\mathbf{X}, t)$ deux signaux qui seront le plus souvent associés à la vitesse de l'écoulement et la traînée d'une hydrolienne dans la suite de cette étude. La fonction d'intercorrélation (ou corrélation croisée) temporelle de ces signaux est alors définie, pour des signaux bornés, par :

$$\rho_{uF}(\mathbf{X}, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \frac{u'(\mathbf{X}, t_i) F'(\mathbf{X}, t_i + \tau)}{N_t} dt \quad (2.9)$$

On s'intéresse ensuite au contenu fréquentiel d'un signal. Le passage du domaine temporel au domaine fréquentiel peut être réalisé par la transformée de Fourier fréquentielle définie par :

$$\tilde{u}(\mathbf{X}, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} u(\mathbf{X}, t) e^{-i\omega t} dt \quad \text{et} \quad \tilde{u}(\mathbf{X}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \tilde{u}(\mathbf{X}, f) \quad (2.10)$$

Pour des signaux bornés, la transformée de Fourier s'écrit :

$$\tilde{u}(\mathbf{X}, f, T) = \int_0^T u(\mathbf{X}, t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.11)$$

L'énergie du signal est retranscrite par la densité spectrale de puissance (*Power Spectral Density*, PSD) définie par :

$$\tilde{S}_{uu}(\mathbf{X}, f) = |\tilde{u}(\mathbf{X}, f, T)|^2 \quad (2.12)$$

De la même manière, pour deux signaux différents, la densité interspectrale de puissance est :

$$\tilde{S}_{uF}(\mathbf{X}, f) = |\tilde{u}(\mathbf{X}, f, T) \tilde{F}(\mathbf{X}, f, T)| \quad (2.13)$$

De la même façon que pour la fonction de corrélation croisée, la ressemblance entre deux signaux peut être évaluée dans le domaine fréquentiel grâce à la fonction de cohérence définie par l'équation 2.14. Dans le cas de signaux dont les

fréquences d'échantillonnage sont différentes, le signal à la plus haute fréquence est sous-échantillonné à la même fréquence que l'autre.

$$\tilde{C}_{AB}^2(f) = \frac{|\tilde{S}_{uF}(f)|^2}{\tilde{S}_{uu}(f)\tilde{S}_{FF}(f)} \quad (2.14)$$

2.2.1.2 Transformée de Fourier Discrète

Dans le cas du traitement du signal, où les données sont discrètes, l'équivalent discret de la transformée de Fourier décrite plus haut est utilisé. La transformée de Fourier discrète (TFD) est définie par :

$$\tilde{u}_D(\mathbf{X}, k, T) = \sum_{n=0}^{N-1} u(n)e^{-i2\pi k \frac{n}{N}} \quad (2.15)$$

avec N le nombre d'échantillons et $0 \leq k < N$.

Dans ce cas, le théorème de Shannon stipule que la représentation discrète d'un signal exige des échantillons régulièrement espacés à une fréquence d'échantillonnage supérieure au double de la fréquence maximale présente dans ce signal. Ainsi, dans notre cas, les acquisitions nous permettront d'identifier, sur les spectres, des phénomènes jusqu'à une fréquence de $f_e/2$, dite fréquence de Nyquist. On s'assurera alors, dans les mesures expérimentales, d'avoir une fréquence d'échantillonnage dont la moitié est supérieure aux phénomènes que l'on cherche à identifier dans l'écoulement.

2.2.1.3 FFT par blocs

L'algorithme de transformée de Fourier rapide (*Fast Fourier Transform*, FFT) de Matlab est utilisé pour calculer des PSD ou la cohérence entre deux signaux. Au préalable, le signal est coupé en un ou plusieurs bloc(s) de taille N_{fft} (puissance de 2). On effectue ensuite une moyenne des PSD sur les blocs. Les PSD avec différents N_{fft} sont tracées pour un cas de mesure LDV sur la figure 2.24, en prenant 50 % de recouvrement entre chaque bloc. Pour chaque cas, le nombre maximal de bloc est considéré, ainsi le nombre de blocs change en fonction de N_{fft} . Ces résultats permettent d'illustrer l'effet de lissage engendré par la moyenne réalisée sur les blocs. Plus le nombre de blocs augmente, plus le signal est lissé. Cependant, la résolution fréquentielle, inversement proportionnelle à N_{fft} , diminue. Il s'agit donc de trouver un compromis entre le lissage du spectre et la résolution fréquentielle. Par la suite, le nombre de points par bloc sera étudié au préalable de chaque étude. Pour des calculs sur Matlab plus optimaux, des blocs de 2^n points seront systématiquement considérés.

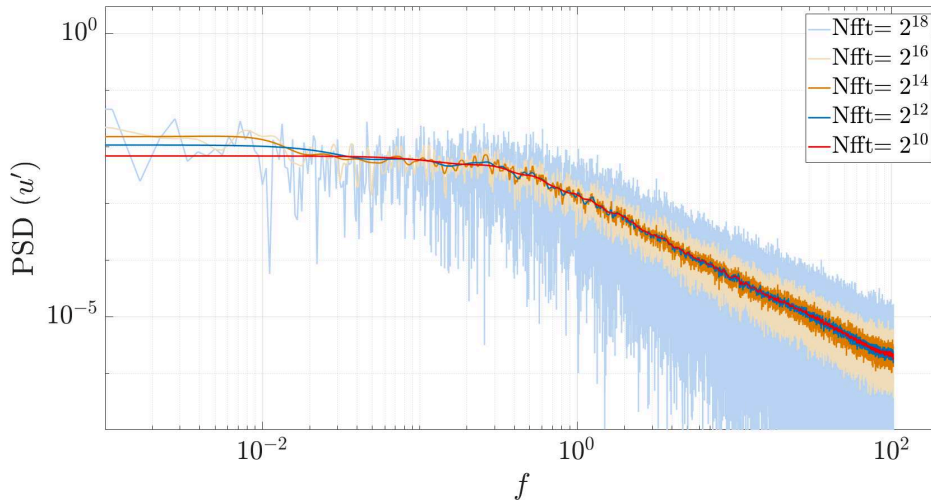


FIGURE 2.24 – PSD(u') avec Nfft variable, cas C_12C_6 au point $x^* = 3$, $y^* = 0$ et $z^* = 3$. 410000 points sont mesurés avec $f_e = 205$ Hz.

2.2.2 Décomposition en modes propres orthogonaux (POD)

2.2.2.1 Introduction à la POD

D'abord introduite par [Lumley (1967)], la Décomposition en modes propres orthogonaux (*Proper Orthogonal Decomposition*, POD) est un outil mathématique efficace pour extraire les structures cohérentes énergétiques contenues dans un écoulement turbulent. Dans ce contexte, une structure cohérente est une structure qui a la plus grande moyenne quadratique de sa projection sur le champ de vitesse. Cette méthode conduit à la résolution d'un problème aux valeurs propres dont le noyau est le tenseur des corrélations spatiales en deux points. Les modes POD sont déterminés orthonormés et optimaux au sens de leur énergie permettant ainsi d'extraire les structures énergétiques.

Cette méthode sera notamment appliquée conjointement à la méthode des quadrants, comme cela a déjà été proposé dans la littérature [Cai et al. (2009); Saha et al. (2017)]. En effet, [Wallace et al. (1972)] expliquent comment la POD permet d'extraire les structures énergétiques de l'écoulement, la méthode des quadrants permettant ensuite de les catégoriser. La POD sera aussi utilisée afin de filtrer les champs de vitesse avant d'appliquer un algorithme de détection et de suivi des centres de tourbillons.

2.2.2.2 Principe et formalisme de la POD

Mathématiquement, la POD correspond à la détermination d'une base qui est optimale au sens énergétique. Cela consiste à chercher une fonction $\phi(\mathbf{X})$ qui maximise dans un sens des moindres carrés, la projection du champ de vitesse instantanée sur $\phi(\mathbf{X})$, ce qui correspond à maximiser le terme suivant :

$$\max \left(\frac{\overline{(u', \phi)}}{(\phi, \phi)} \right) \quad (2.16)$$

où un trait suscrit représente une moyenne temporelle et $(,)$ le produit scalaire. Maximiser le terme 2.16 revient à résoudre un problème aux valeurs propres qui se présente sous la forme d'une équation de Fredholm :

$$\sum_{j=1}^{N_c} R_{ij}(\mathbf{X}, \mathbf{X}') \phi_j^{(n)}(\mathbf{X}') d\mathbf{X}' = \lambda^{(n)} \phi_i^{(n)}(\mathbf{X}) \quad (2.17)$$

où $R_{ij}(\mathbf{X}, \mathbf{X}') = \overline{u'_i(\mathbf{X}, t) u'_j(\mathbf{X}', t)}$ est la moyenne temporelle de la corrélation spatiale en deux points, N_c le nombre de composante(s) de la vitesse considéré. $\phi^{(n)}$ représente la $n^{\text{ème}}$ fonction propre et $\lambda^{(n)}$ la $n^{\text{ème}}$ valeur propre du tenseur de corrélation. Les modes POD sont orthogonaux et forment une base complète sur laquelle toute composante de la vitesse fluctuante peut être écrite comme une combinaison linéaire des modes déterministes :

$$u'_i(\mathbf{X}, t) = \sum_{n=1}^{N_{POD}} a^{(n)}(t) \phi_i^{(n)}(\mathbf{X}) \quad (2.18)$$

N_{POD} est la taille du problème et correspond à la discrétisation spatiale. Les coefficients $a^{(n)}(t)$ sont déterminés par une projection du champ de vitesse sur $\phi^{(n)}$ et sont mutuellement non corrélés et orthogonaux :

$$a^{(n)}(t) = \sum_{n=1}^{N_{POD}} u'(t, \mathbf{X}) \phi_i^{(n)}(\mathbf{X}) \quad (2.19)$$

Les valeurs propres sont réelles, positives et forment une série convergente :

$$\lambda^{(1)} > \lambda^{(2)} > \dots > \lambda^{(n)} \quad (2.20)$$

2.2.2.3 Snapshot POD

La partie précédente décrit la POD classique proposée par [Lumley (1967)]. Dans le cas où le nombre de pas de temps (échantillons temporels) est inférieur au nombre de points (échantillons spatiaux), la version dite *snapshot POD* [Sirovich (1987)] est préférée. Cette méthode, identique à la POD classique, est basée sur la

résolution de l'équation de Fredholm dont le noyau, dans ce cas, est le tenseur de corrélation temporel en deux points :

$$C_{ij}(t, t_0) = \langle u_{0i}(t, X) \cdot u_{0j}(t_0, X) \rangle \quad (2.21)$$

où $\langle \cdot \rangle$ représente une moyenne spatiale. Les fonctions propres sont les $a^{(n)}(t)$. Les coefficients $\phi(X)$ s'obtiennent alors par projection des champs de vitesse $u'(X, t)$ sur les modes propres temporels et le champ de vitesse est reconstruit de façon similaire via l'équation 2.18 avec N_{POD} le nombre d'échantillons temporels du problème.

2.2.2.4 Application à la PIV

Des détails de l'implémentation de la POD appliquée à des données PIV peuvent être trouvées dans des études précédentes : [Druault et al. (2005, 2012)].

En tout premier lieu, la partie fluctuante des champs instantanés est déterminée en utilisant la décomposition de Reynolds. Le nombre de points varie en fonction des cas. Dans chaque configuration, les plans sont rognés en bas et en haut de 3 vecteurs afin de ne pas prendre en compte des effets de bords. De plus, certaines fenêtres sont réduites dans des buts de comparaisons et afin de s'assurer un bon éclairage. Ainsi, dans le cas le plus critique possédant le moins de points : $(n_x \times n_z) = (59 \times 42) = 2478$ échantillons spatiaux sont considérés (cas C_1). Or, $2478 > 2250 = N_{acq}$, le nombre d'échantillons temporels : l'application de la *snapshot* POD est donc justifiée. Le champ de vitesse instantanée est alors projeté sur les N_i premiers modes POD (avec i le cas test : le choix de N_i sera détaillé dans le chapitre 3) et une POD vectorielle est effectuée comme suit :

$$u'^{POD}(\mathbf{X}, t) = \sum_{n=1}^{N_i} a^{(n)}(t) \phi_u^{(n)}(\mathbf{X}) \quad (2.22)$$

$$w'^{POD}(\mathbf{X}, t) = \sum_{n=1}^{N_i} a^{(n)}(t) \phi_w^{(n)}(\mathbf{X}) \quad (2.23)$$

Comme le contenu énergétique de la composante u' est plus élevé que celui de la composante w' , les modes POD résultants $\phi_w^{(n)}(\mathbf{X})$ peuvent être remis en question. Pour éviter toute ambiguïté, une analyse préliminaire a été effectuée [Ikhennicheu et al. (2018a)]. Pour cela, deux POD scalaires sont effectuées séparément sur u' et w' et les résultats sont comparés à la POD vectorielle. La forme spatiale $\sqrt{\lambda^{(n)}} \phi_w^{(n)}(\mathbf{X})$ des 6 premiers modes est étudiée pour la POD scalaire sur w' et pour la POD vectorielle projetée sur w' pour le cas $C_1 S_6$. De la même façon, une analyse comparative des modes spatiaux $\sqrt{\lambda^{(n)}} \phi_u^{(n)}(\mathbf{X})$ a été effectuée et de même pour les autres cas tests. Pour chaque mode et chaque composante, l'ordre de grandeur

et l'aspect global des modes spatiaux sont les mêmes. De plus, les analyses de [Ikhennicheu et al. (2018a)] ont été réalisées avec la POD scalaire et les résultats obtenus sont identiques à ceux obtenus avec la POD vectorielle. Ainsi, dans toute cette étude, la *snapshot* POD vectorielle sera utilisée.

2.2.3 Détection des centres tourbillonnaires

Une méthode de détection des centres de tourbillons a été développée. Elle est inspirée de la méthode proposée par [Graftieux et al. (2001)] et ensuite adaptée pour les mesures PIV dans [Druault et al. (2005)]. En chaque point M , la composante tangentielle de la vitesse fluctuante V_β est évaluée pour les $2 \times 8 = 16$ voisins de M comme représenté sur la figure 2.25. Si chaque V_β autour de M a le même signe, un centre de tourbillon est détecté. Une analyse de sensibilité préalable a permis de fixer les 16 points nécessaires pour permettre la détection des centres. Pour obtenir une trajectoire suffisamment longue pour les analyses statistiques qui suivront, cette étude sera restreinte aux tourbillons détectés sur au moins 7 plans de mesure consécutifs. Ceci correspond à un temps de détection minimal de $7 \times \Delta_t = 0.47$ s.

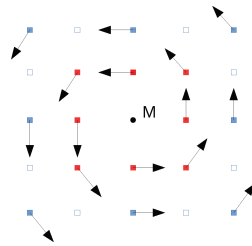


FIGURE 2.25 – Représentation schématique de la détection du centre tourbillonnaire en utilisant les vitesses tangentielles fluctuantes V_β des 16 voisins autour du point M .

2.2.4 Budget d'énergie cinétique turbulente

L'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente (*Turbulent Kinetic Energy* ou TKE) peut être séparée en plusieurs termes qui permettent de mettre en valeur les différents mécanismes mis en jeu : la production, le transport, la convection, le gradient de pression et la dissipation visqueuse en sont les composantes principales. Cette décomposition peut aussi être utilisée pour la comparaison de différents cas tests [Panigrahi et al. (2008)] ou encore la validation approfondie de modèles numériques [Piiro et al. (2003)].

Ce type de décomposition est adaptée à l'étude de sillage derrière des obstacles de tout type comme dans les études de [Schanderl et al. (2018); Dey et al. (2018)] pour des cylindres verticaux, [Panigrahi et al. (2008)] sur des cylindres carrés perméables, [Blackman et al. (2017)] sur une canopée de cube et [Liu & Thomas (2004)] sur une plaque plane. D'autres études sur des cas de cylindres à base carrée infinis (*ribs*) sont aussi disponibles [Shah & Tachie (2008); Acharya et al. (1994)].

2.2.4.1 Équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente

Pour un fluide newtonien incompressible, les équations qui régissent le mouvement du fluide sont les équations de la continuité, qui représentent la conservation de la masse et les équations de Navier-Stokes qui représentent la conservation de la quantité de mouvement. Elles peuvent s'écrire comme suit :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.25)$$

avec ρ la masse volumique, p la pression et ν la viscosité dynamique. La décomposition de Reynolds $U_i = \bar{U}_i + u'_i$ permet de simplifier le problème et de parvenir aux équations de Navier-Stokes moyennées dites RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations*) définies par :

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}_i \bar{U}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (2.26)$$

En soustrayant l'équation 2.25 et l'équation 2.26, et en tenant compte de l'équation de continuité 2.24 pour la composante fluctuante, on obtient le bilan de quantité de mouvement relatif aux variables fluctuantes :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{U}_k \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} = -u'_k \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_k} - \frac{\partial (u'_k u'_i - \overline{u'_k u'_i})}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k \partial x_k} \quad (2.27)$$

Si on ré-écrit l'équation précédente pour l'indice j , que l'on multiplie ces équations par u'_j et u'_i respectivement et que l'on somme les deux équations ainsi obtenues, on obtient l'équation du budget de TKE (*Turbulent Kinetic Energy*) [Hinze (1975)] en posant $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$, la TKE.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \underbrace{\bar{U}_i \frac{\partial k}{\partial x_i}}_C = - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{u'_i p'}}_{\Phi} - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_i u'_j}}_T - \underbrace{\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}}_P + \underbrace{\nu \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{\frac{\partial u'_i \partial u'_j}{\partial x_j \partial x_i}} \right)}_{D_\mu} - \underbrace{\nu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}}_\epsilon \quad (2.28)$$

L'ensemble des termes est défini dans la liste ci-dessous :

- C est la convection de l'énergie liée au mouvement moyen des particules,
- Φ est le transport d'énergie par effet de pression,
- T est le transport turbulent, donc comment l'énergie est transportée par les mouvements induits par les tourbillons,
- P est le terme de production d'énergie, soit le transfert d'énergie entre le mouvement moyen et le mouvement turbulent,
- D_μ est la diffusion visqueuse qui peut être négligée dans le cas d'écoulements à hauts nombres de Reynolds [Blackman et al. (2017)],
- ϵ est la dissipation visqueuse.

2.2.4.2 Application à la PIV

Dans le cadre de notre étude, des mesures PIV 2D permettent d'obtenir les composantes de la vitesse (U, W) (selon (x, z)). Dans une hypothèse d'écoulement 2D ($\bar{V} = 0$ et $\frac{\partial}{\partial y}(\bar{\cdot}) = 0$) et sous une hypothèse de dissipation isotropique, les différents termes s'écrivent, d'après les travaux de [Panigrahi et al. (2008)], comme suit :

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'u'} + \overline{w'w'}) \quad (2.29)$$

$$C = - \left(\bar{U} \frac{\partial k}{\partial x} + \bar{W} \frac{\partial k}{\partial z} \right) \quad (2.30)$$

$$T = - \left(\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \overline{u'^2 w'} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'^3} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \overline{u'^3} + \frac{\partial}{\partial x} \overline{u'w'^2} \right) \quad (2.31)$$

sous la supposition que $\overline{v'^2 w'} = \overline{w'^3}$ et $\overline{v'^2 u'} = \overline{u'^3}$.

$$P = - \left(\overline{u'u'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \overline{w'w'} \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} + \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} + \overline{u'w'} \frac{\partial \bar{W}}{\partial x} \right) \quad (2.32)$$

$$\epsilon = -15\nu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2} \quad (2.33)$$

Par la suite, les dérivées partielles seront calculées avec un schéma de différence finie centrée d'ordre 1. Les termes de diffusion visqueuse D_μ et de gradient de pression Φ sont calculés comme étant le reste de l'équation 2.28. D_μ étant négligé, le reste est considéré comme égal à Φ .

2.2.4.3 Calcul de la dissipation

Diverses méthodes de calcul de ϵ ont été développées, elles sont listées dans [Sheng et al. (2000)]. Dans notre étude, seulement trois d'entre elle seront considérées :

- la méthode directe qui consiste à calculer ϵ à l'aide de l'équation 2.33 ;
- la méthode spectrale, qui se base sur la théorie de Richardson-Kolmogorov et pour laquelle ϵ est calculée à partir de la gamme inertielle du spectre des fluctuations de vitesse ;
- la méthode LE-PIV, basée sur le modèle de *Large Eddy* qui sera détaillée par la suite.

D'après la théorie de Richardson-Kolmogorov [Pope (2000)], la dissipation par effets visqueux ϵ a lieu à partir d'une échelle dite échelle de Kolmogorov η . Ainsi, afin d'estimer ϵ , des échelles au moins aussi petites que η doivent être résolues. Il est donc nécessaire d'évaluer η . Ceci n'est valable que pour le terme de la dissipation. En effet, les composantes de transfert, diffusion, transport et production ont lieu à des échelles supérieures.

La méthode spectrale de calcul de ϵ est alors considérée. D'après la théorie, une gamme inertielle peut être identifiée entre l'échelle maximale de l'écoulement et l'échelle de Kolmogorov. Dans cette gamme, la conservation de l'énergie entre les différentes échelles des tourbillons est assurée. L'équation du spectre de l'énergie des fluctuations de vitesse dans la gamme inertielle peut s'écrire :

$$E(f) = C'_k \epsilon^{2/3} f^{-5/3} \quad \text{avec} \quad C'_k = C_k \left(\frac{\bar{U}}{2\pi} \right)^{5/3} \quad (2.34)$$

avec C_k la constante de Kolmogorov qui est fixée, dans [Pope (2000)], à $C_k = 1.5$. Cette constante est déterminée expérimentalement et, si la valeur de 1.5 a déjà été utilisée dans des expériences dans le bassin [Durán Medina (2016)], elle est largement remise en question et réévaluée dans la bibliographie [Al-Homoud & Hondzo (2007)]. $C_{k,0}$ est définie comme étant l'intersection à l'origine de la pente obtenue expérimentalement dans le plan log-log grâce à l'approximation suivante :

$$E(f) = C_{k,0} f^{-5/3} \quad (2.35)$$

Ainsi, la dissipation s'écrit :

$$\epsilon = \left(\frac{C_{k,0}}{C_k} \right)^{3/2} \left(\frac{2\pi}{\bar{U}} \right)^{5/2} \quad (2.36)$$

Il est alors possible d'évaluer l'échelle de Kolmogorov :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (2.37)$$

La méthode spectrale passe donc par une approximation du spectre par une pente en $-5/3$ (équation 2.35). La figure 2.26 illustre que l'approximation peut être très précise dans un cas et moins précise dans un autre, ce qui peut engendrer une certaine dispersion des résultats.

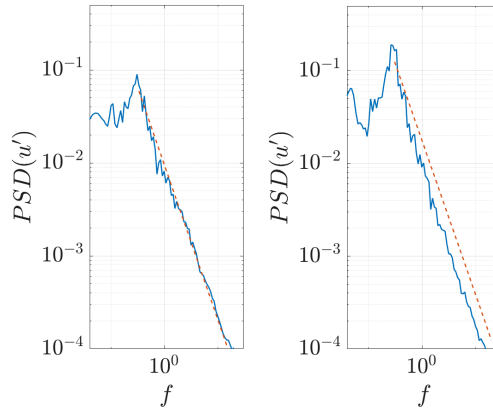


FIGURE 2.26 – Approximation du spectre de u' par la fonction 2.35 à deux altitudes ($z^* = 3.2$ (gauche) et $z^* = 3.6$ (droite)) du cas C_6 en $x^* = 9$, y_0 . Issu des mesures LDV. Spectre en bleu et approximation par la fonction 2.35 en pointillés rouge.

Dans le cas C_6 pour lequel un bilan de TKE sera réalisé par la suite, le taux de dissipation ϵ varie en fonction de la position dans le sillage de l'obstacle. Sa valeur maximale, calculée par la méthode spectrale à partir des mesures LDV, ($\epsilon = 5.7 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$) est utilisée pour calculer le η critique : $\eta = 0.065 \text{ mm}$ (proche des 0.092 mm dans le sillage d'un cylindre infini de [Panigrahi et al. (2008)]).

La fréquence d'échantillonnage des mesures PIV (15 Hz) est trop faible pour obtenir directement une gamme inertielle suffisante pour l'approximation de l'équation 2.35. Les mesures PIV ne peuvent donc pas être utilisées pour la méthode spectrale. De plus, la PIV permet de résoudre des échelles de la taille des fenêtres d'interrogation donc d'au minimum 3.53 mm (tableau 2.3). Ainsi, la résolution de la PIV (supérieure à l'échelle de dissipation) est insuffisante pour calculer ϵ par la méthode directe (équation 2.33), ce qui est souvent le cas [De Jong et al. (2008); Gabriele et al. (2009)]. Il est donc nécessaire de trouver une méthode plus adaptée pour le calcul de ϵ à partir des résultats PIV.

Parmi les méthodes listées par [Sheng et al. (2000)], l'une d'entre elles paraît parfaitement adaptée au cas présent : celle de la *Large Eddy-PIV*, notée LE-PIV. Elle est basée sur le modèle LES (*Large Eddy Simulation*) proposé par [Smagorinsky (1963)]. [Sheng et al. (2000)] proposent que le taux de dissipation peut être approximé par le taux de dissipation du modèle de sous maille (*Sub-grid scale*, SGS)

de la LES. Ainsi, le taux de dissipation est évalué en chaque point par un modèle qui permet d'estimer l'influence en ce point des échelles dissipatives non résolues par la PIV. La dissipation est alors calculée avec l'équation :

$$\epsilon \sim \epsilon_{SGS} = -2\overline{\tau_{ij}S_{ij}} \quad (2.38)$$

et le modèle de [Smagorinsky (1963)] donne :

$$\tau_{ij} = -C_s^2 \Delta^2 \overline{S} \overline{S_{ij}} \quad (2.39)$$

avec $C_s = 0.17$ la constante de Smagorinsky et Δ la taille de sous-maille, ce qui, dans le cas de la PIV, correspond à la taille de la fenêtre d'interrogation. Pour des conditions de turbulence isotropique, [Khan (2005)] écrit le taux de dissipation de la LE-PIV 2D comme étant :

$$\epsilon = (C_s \Delta)^2 \left(4 \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial x} \right)^2} + 4 \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2} + 2 \overline{\left(\frac{\partial w'}{\partial x} \right)^2} \right)^{3/2} \quad (2.40)$$

Ces trois méthodes seront appliquées et comparées dans le chapitre suivant.

2.3 Conclusion

Dans cette section, les conditions expérimentales ont été présentées à travers une description du dispositif expérimental. Trois types d'éléments caractéristiques de la bathymétrie du Raz-Blanchard ont été identifiés : des successions de variations bathymétriques, des obstacles significativement plus hauts que leurs voisins et des variations de pentes douces. Ces éléments sont représentés par des combinaisons d'obstacles, des obstacles seuls et des plans inclinés. Les essais ont été réalisés à l'échelle 1/20 en similitude de Froude, avec un nombre de Reynolds aussi élevé que possible tout en ayant un coefficient de blocage inférieur à 10 %. Ainsi, des obstacles à sections carrées de hauteur $H = 0.25 \text{ m}$ dans un écoulement à 1 m/s seront étudiés. L'écoulement dans le bassin vide a été préalablement caractérisé : l'intensité turbulente de l'écoulement amont peut être imposée à 1.5 %, 4 % ou 14 % et la hauteur de couche limite varie mais reste de l'ordre de H . Deux techniques de vélocimétrie laser deux composantes seront alors utilisées pour caractériser le sillage de ces obstacles : la PIV et la LDV. La PIV permet d'obtenir une bonne résolution spatiale avec des plans de mesure relativement grands. Le traitement des données se fait par corrélation croisée (CC) avec traitement de vecteurs aberrants (UOD). Après analyse, il est choisi de faire la CC avec une passe unique et de ne pas retirer l'image moyenne des acquisitions. La LDV, quant à elle, permet

d'obtenir une bonne résolution temporelle à partir de mesures ponctuelles à haute fréquence mais ces résultats doivent être ré-échantillonnés. Une étude justifie la validité du ré-échantillonnage par la fréquence d'échantillonnage moyenne. Les mesures PIV et la LDV permettent d'obtenir des résultats spatiaux similaires et des résultats spectraux comparables jusqu'à 7.5 Hz . Leur complémentarité permettra de caractériser finement l'écoulement autour des différents obstacles. La turbine tri-pale à axe horizontal qui sera ajoutée dans le sillage des obstacles a également été présentée. Elle est instrumentée à l'aide de capteurs d'efforts qui permettent de mesurer 5 efforts par pale ainsi que le couple et la traînée exercés sur le rotor.

Les différentes méthodes de traitement des données qui seront utilisées pour caractériser le sillage des obstacles ont également été présentées. Une méthode de décomposition a tout d'abord été proposée. L'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente est séparée en différentes catégories : la production, le transport, la convection, le gradient de pression et la dissipation visqueuse. Une attention particulière a été portée au calcul de la dissipation. La méthode directe n'étant pas adaptée, la LE-PIV sera utilisée. L'utilisation d'un filtre POD permettra d'extraire l'énergie des structures cohérentes contenues dans un écoulement turbulent. Une étude permet de conclure que, dans les conditions de notre étude, une *snapshot* POD vectorielle est appropriée. La détection et le suivi de centres tourbillonnaires dans le sillage des obstacles étudiés seront facilités par le filtrage POD. Des détails sur l'implémentation de la FFT par blocs ont aussi été présentés. Finalement, dans un but de relier les variations d'écoulement avec les efforts exercés sur la turbine, la corrélation et la cohérence ont été introduites.

Ainsi, grâce aux moyens proposés et aux méthodes de traitement de données présentées, l'écoulement autour des obstacles choisis pour représenter au mieux les variations bathymétriques du Raz-Blanchard peut être étudié. Les différents résultats obtenus pour chaque configuration seront étudiés dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Caractérisation du sillage d'obstacles posés sur le fond

Dans le Raz-Blanchard, de fortes fluctuations de vitesses peuvent être observées. La provenance de ces fluctuations de vitesse n'étant pas identifiée, nous proposons d'étudier l'influence de différents types de variations bathymétriques sur les caractéristiques de l'écoulement. Dans le chapitre précédent, deux grands types de configurations sont considérés : les cas d'obstacles seuls, représentant des variations supérieures à la moyenne, et les cas d'obstacles en combinaisons représentant des suites de variations moyennes. Ces obstacles sont donc disposés dans le bassin d'essai afin d'étudier leur sillage à l'échelle 1/20. Pour pouvoir représenter au mieux les différentes conditions *in situ*, on impose en amont des écoulements turbulents ayant plusieurs intensités turbulentes.

Cette mise en œuvre expérimentale permettra alors d'analyser puis de comparer les perturbations de vitesse induites par ces configurations simplifiées. Il sera ainsi possible de caractériser le développement du sillage de ces différents types d'obstacles en espérant s'approcher des phénomènes observés *in situ*. Les outils d'analyse précédemment présentés permettront de caractériser spatialement et temporellement les événements tourbillonnaires générés dans le sillage des divers cas tests. Ces essais permettront également d'étendre les bases de données existantes avec des essais à hauts nombres de Reynolds (peu étudiés dans la littérature).

Ce chapitre se consacre donc à la description des écoulements derrière des obstacles isolés, puis derrière des obstacles en combinaison et enfin à la comparaison entre ces différents cas.

Il est rappelé que, dans tout ce chapitre, la vitesse de l'écoulement en amont des différents obstacles est 1 *m/s*. L'intensité turbulente de l'écoulement amont est $I = 1.5 \%$ quand rien n'est précisé. Les cas à $I = 4 \%$ et $I = 14 \%$ seront spécifiés.

3.1 Obstacles isolés

Les cas du cube et du cylindre seuls sont considérés comme des cas de référence et sont détaillés ci-après à travers l'étude spatiale, temporelle et spectrale de leur sillage. Les résultats obtenus dans ces travaux pour le cube sont également présentés dans [Ikhennicheu et al. (2018a, 2017)] et pour le cylindre dans [Ikhennicheu et al. (2019c, 2018b)]. Les bases de données des deux cas sont aussi disponible dans [Ikhennicheu et al. (2019d,e)]. Dans les deux cas, l'effet de la turbulence amont sur le sillage de l'obstacle est étudié. Les résultats obtenus pour ces deux cas de référence sont ensuite comparés afin d'étudier l'effet du rapport d'aspect sur le développement du sillage.

3.1.1 Cas du cube

Le cube est un obstacle canonique étudié dans la littérature (cf. section 1.3, figure 1.12) et est donc considéré comme un cas de référence. Son sillage est d'abord décrit spatialement à partir des mesures PIV (décrites en annexe A.2) et temporellement et spectralement à partir des mesures LDV. Les plans PIV verticaux sont réalisés dans le plan de symétrie $y^* = 0$ et les plans horizontaux en $z^* = 0.7$.

3.1.1.1 Description spatiale du sillage

À partir des résultats de mesure PIV, les lignes de courant sont tracées sur la figure 3.1(a) dans un plan vertical et sur la figure 3.1(b) dans un plan horizontal. Les lignes de courants permettent de retrouver le comportement classique de l'écoulement derrière un obstacle posé sur le sol [Hearst et al. (2016); Wood et al. (2016)] et d'évaluer les longueurs des zones de recirculation qui se développent en amont et en aval de l'obstacle. Les longueurs de recirculation (notées l_{us} en amont et l en aval) sont définies comme étant la distance entre la face amont ou aval de l'obstacle et le point de rattachement. Les résultats donnent les valeurs : $l_{us}^* = 0.7$ et $l^* = 1.9$. L'altitude du point de stagnation sur la face amont du cube est $z_{st}^* = 0.7$. Ces résultats sont cohérents avec les conclusions de [Hearst et al. (2016)] à $Re = 10^6$ et à faible intensité turbulente (où ils trouvent $l^* = 1.9$ et $z_{st}^* = 0.65$). On note aussi, sur la vue horizontale, la création de deux tourbillons contra-rotatifs symétriques qui se développent lorsque le fluide passe de chaque côté de l'obstacle.

La figure 3.2 présente les cartes d'isosurface de vitesse moyenne \bar{U} pour les deux orientations. Dans le plan de mesure vertical, un bon éclairage de toute la surface des plans PIV permet de ré-interpoler les différents plans afin d'obtenir le champ de vitesse sur l'ensemble de la zone considérée. Ces résultats illustrent des zones

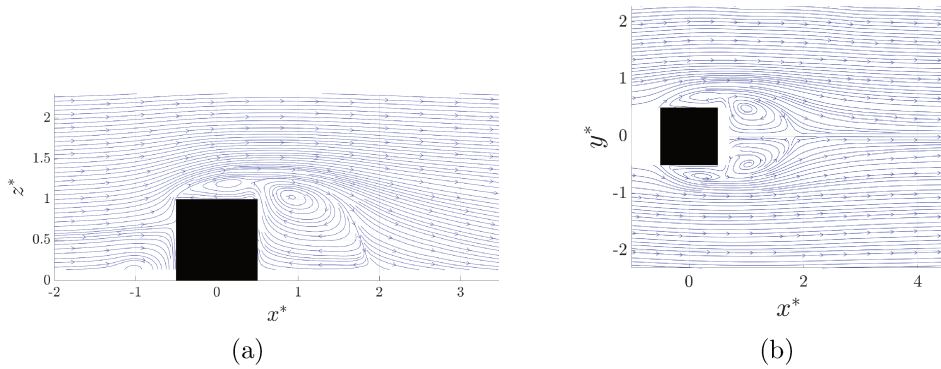


FIGURE 3.1 – Lignes de courant du cas C_1 issues des mesures PIV dans un plan vertical en $y^* = 0$ (gauche) et horizontal en $z^* = 0.7$ (droite). Les parties blanches sont des endroits où le laser n'éclaire pas (ou pas assez) donc aucun résultat n'est présenté.

de sur-vitesse ($\bar{U}/U_\infty > 1$) au-dessus ou sur les bords du cube liées à l'accélération du fluide lors du contournement de l'obstacle. En aval du cube, on remarque une évolution progressive de la vitesse en remontant dans la colonne d'eau entre la zone de recirculation ($\bar{U} < 0$, en bleu sur la figure) et une région externe où la vitesse est constante ($\bar{U} = U_\infty$). L'extension du sillage, dont la limite est représentée par la ligne $\bar{U} = 0.9 \times U_\infty$, n'excède pas l'altitude de $z^* = 1.7$. Le sillage du cube remonte donc peu dans la colonne d'eau.

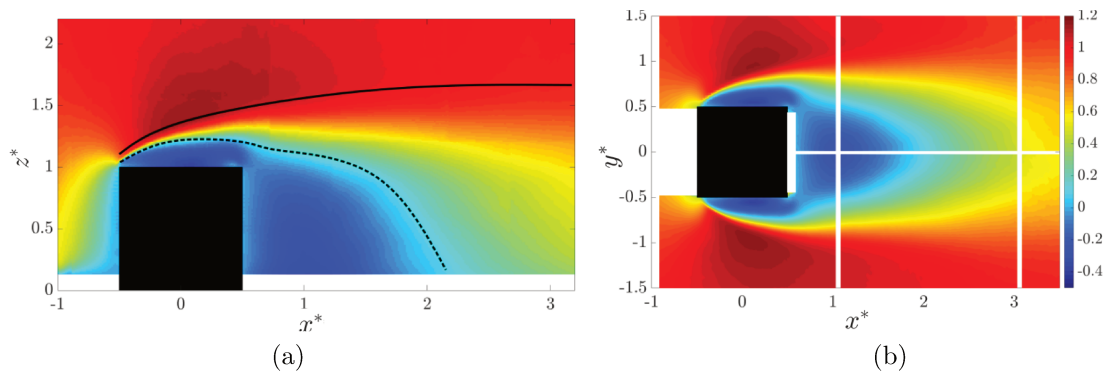


FIGURE 3.2 – Carte d'isosurface de \bar{U}/U_∞ par PIV verticale en $y^* = 0$ (gauche) et horizontale en $z^* = 0.7$ (droite) pour le cas C_1 . La ligne pleine est l'extension du sillage ($\bar{U} = 0.9 \times U_\infty$) et la ligne en pointillé délimite la zone de recirculation ($\bar{U} < 0$).

Les autres composantes de la vitesse (\overline{V} et \overline{W}) sont présentées sur la figure 3.3. Dans l'écoulement externe, ces composantes sont nulles. Elles atteignent des valeurs non négligeables ($|\overline{W}|/U_\infty > 0.2$ ou $|\overline{V}|/U_\infty > 0.2$) proche de l'obstacle. La figure 3.3(a) illustre la redirection du fluide vers le sol ($\overline{W} < 0$) à l'endroit du rattachement et la figure 3.3(b) un écoulement symétrique autour de $y^* = 0$ avec le fluide qui contourne l'obstacle puis est ré-orienté vers le centre où $\overline{V} = 0$.

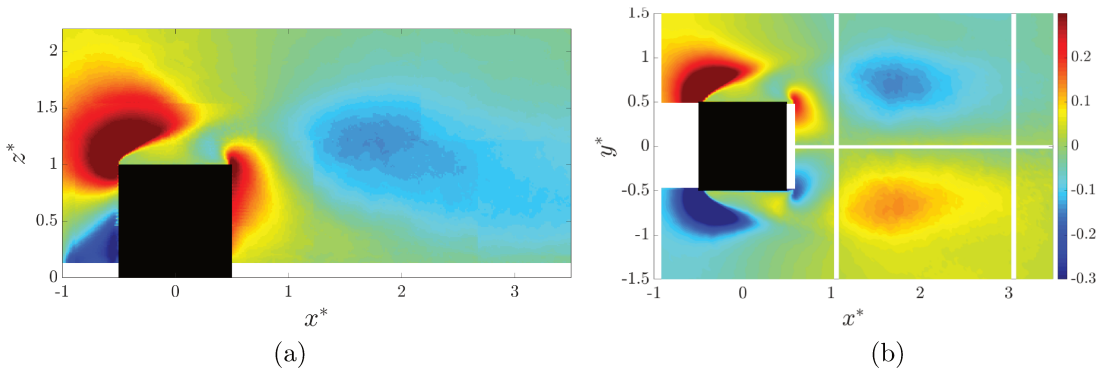


FIGURE 3.3 – Cartes d'isosurface issues de mesures PIV pour \overline{W}/U_∞ dans le plan vertical en $y^* = 0$ (gauche) et \overline{V}/U_∞ horizontal en $z^* = 0.7$ (droite) pour le cas C_1 .

Au bord d'attaque, le fluide se sépare entre un écoulement externe à vitesse élevée et une zone de recirculation à basse vitesse. Une couche de cisaillement se développe alors. Elle est mise en valeur sur la figure 3.4 par des cartes d'isosurface de tension de cisaillement de Reynolds. Ces cartes illustrent le cisaillement, toujours négatif, intense au niveau de la séparation en proche sillage qui est ensuite dissipé dans l'écoulement.

Dans cette étude, il convient de différencier le cisaillement moyen et le cisaillement turbulent. Le premier se traduit par une différence de vitesse moyenne entre deux positions sur un profil de vitesse. Le second, issu des composantes fluctuantes de la vitesse, correspond à $u'(t, x^*) \times w'(t, x^*)$. Ces deux aspects auront des effets différents sur des turbines déployées dans le sillage d'obstacles (chapitre 4).

3.1.1.2 Description temporelle et spectrale du sillage

Des signaux temporels extraits des mesures LDV dans et hors du sillage du cube (en $z^* = 0.6$ et $z^* = 2$ respectivement) sont présentés sur la figure 3.5. Ils illustrent l'amplification des fluctuations (10 fois supérieures) et le déficit de vitesse dans le sillage du cube comparé à l'écoulement externe.

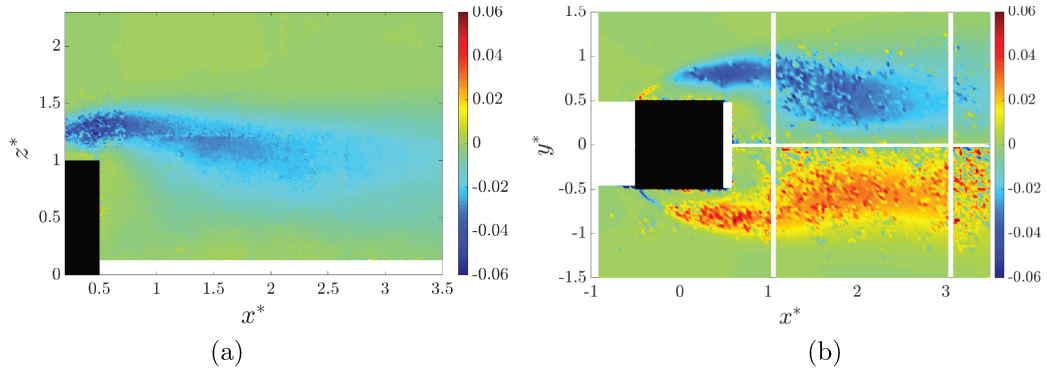


FIGURE 3.4 – Cartes d’isosurface issues de mesure PIV pour τ_{uw}/U_∞^2 dans le plan vertical (gauche) et τ_{uw}/U_∞^2 dans le plan horizontal (droite) pour le cas C_1 .

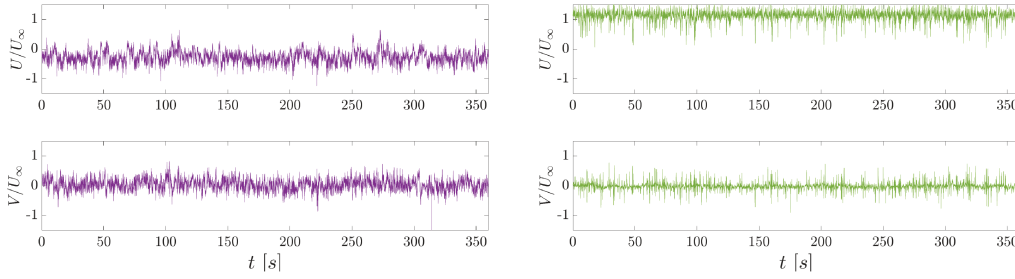


FIGURE 3.5 – Signaux en $x^* = 1$ pour les composantes U (haut) et V (bas) en $z^* = 0.6$ (gauche) et $z^* = 2$ (droite) pour le cas C_1 . À partir des mesures LDV.

Les spectres aux mêmes points sont présentés sur la figure 3.6. Sur le spectre de la composante transverse v' , un pic est détecté à $S_t = 0.09$ ($S_t = fH/U_\infty$, le nombre de Strouhal). C’est une valeur communément rencontrée dans la littérature [Sattari et al. (2012); Wang & Zhou (2009); Hussein & Martinuzzi (1996); Hearst et al. (2016)] qui caractérise le détachement tourbillonnaire dans l’écoulement externe. En effet, lors de la formation de la couche de cisaillement, des instabilités de Kelvin-Helmholtz se développent en proche sillage et des tourbillons sont ensuite émis à une fréquence définie. S’ils naissent dans la couche de cisaillement, la perturbation qu’ils provoquent se détecte également plus haut dans le sillage, d’où la présence du pic en $z^* = 2$. Dans le sillage, l’amplitude des spectres est plus importante en raison de l’agitation turbulente. Ils suivent de plus la courbe en $-5/3$ dans la zone inertielle. En revanche, hors du sillage, l’énergie est plus basse puisque l’intensité turbulente est plus faible et la pente $-5/3$ n’est plus respectée. En effet, comme expliqué en section 1.3.1, l’écoulement à $I = 1.5\%$ n’est pas isotrope. Ainsi, l’agitation turbulente dans le sillage de l’obstacle restaure l’isotropie absente dans l’écoulement externe.

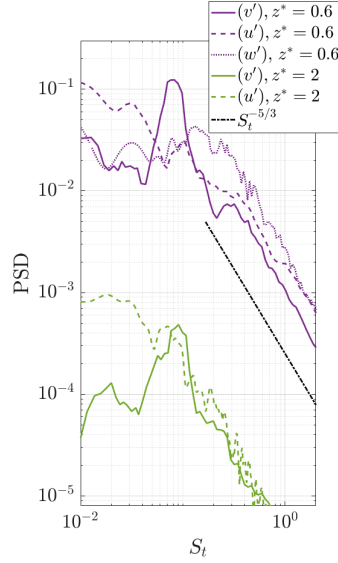


FIGURE 3.6 – PSD(v') (ligne pleine), PSD(u') (tirets) et PSD(w') (pointillés) en $x^* = 1$, pour $z^* = 0.6$ (violet) et $z^* = 2$ (vert) pour le cas C_1 . $f_e = 21 \text{ Hz}$ et $N_{\text{fft}} = 1024$.

Pour conclure, le cas du cube produit un sillage limité, qui ne remonte pas significativement dans la colonne d'eau. Ce n'est donc pas ce type d'obstacle qui est la source des perturbations rencontrées *in situ*. Cette étude a cependant permis de valider le dispositif expérimental et les méthodes de traitement des données et de constituer une base de donnée expérimentale de l'écoulement autour d'un cube à haut nombre de Reynolds. D'autres types d'obstacles doivent donc être étudiés. [Martinuzzi & Tropea (1993)] expliquent que le sillage d'un obstacle à base carrée s'étend avec le rapport d'aspect et [Diabil et al. (2017); Best (2005a)] décrivent des structures tourbillonnaires qui remontent dans la colonne d'eau dans le cas d'obstacles à grands rapports d'aspects (plaques planes épaisses et dunes respectivement). Cette hypothèse est alors explorée, en étudiant le cas du cylindre.

3.1.2 Cas du cylindre

Tout comme le cube, le cylindre est un cas test de référence bien documenté dans la littérature : sous une forme finie ou sous une forme infinie (cf. section 1.3). Sa forme finie est étudiée ici avec les cas C_6 et C_7 . Le sillage est d'abord décrit spatialement à partir de plans de mesure PIV (décrits en annexe A.2) puis temporellement et spectralement à partir des résultats de mesures LDV et PIV.

3.1.2.1 Description spatiale du sillage

Les profils de vitesse moyenne obtenus à l'aide de mesures PIV en certaines positions dans le sillage des configurations C_6 et C_7 sont comparés sur la figure 3.7 dans le plan de symétrie y_0 . Les profils sont confondus à l'erreur de mesure près. Ainsi ces cas seront considérés, dans le plan de symétrie, conjointement comme un cas à large rapport d'aspect C_L . Cette approximation permet de compléter la base de données de C_6 avec les données de C_7 dans le plan y_0 (car toutes les mesures n'ont pas été systématiquement répétées pour les deux cas). Cette hypothèse est confirmée par [Martinuzzi & Tropea (1993)] qui montrent que pour $A_R \geq 6$, l'évolution du sillage avec le rapport d'aspect est très faible et qu'il y a très peu de différences sur la vitesse moyenne entre $A_R = 6$ et $A_R = 7$ ($< 8\%$ sur la longueur de recirculation). Hors du plan de symétrie, seules des mesures de C_6 sont disponibles. Le terme C_L désigne donc C_6 ou C_7 indifféremment dans le plan y_0 et C_6 uniquement dans le plan y_1 et y_2 .

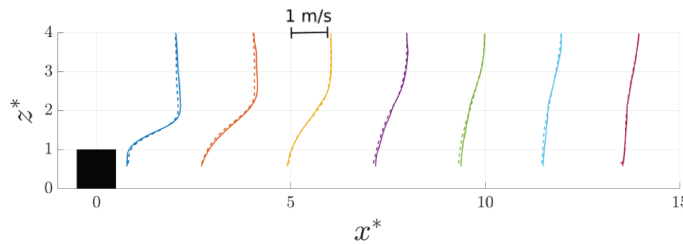


FIGURE 3.7 – Profils de \bar{U}/U_∞ aux positions $x^* = 1.5, 3.5, 5.5, 7.5, 9.5, 11.5$ dans le plan y_0 pour les cas C_6 (tiret) et C_7 (ligne pleine), issu des mesures PIV.

Les lignes de courants dans les plans y_0 , y_1 et y_2 sont présentés sur la figure 3.8 et les champs de vitesse moyenne \bar{U} et \bar{W} sur la figure 3.9. Dans le cas de plans PIV étendus (cf. partie 2.1.3.1), le laser ne permet pas d'éclairer convenablement la totalité du plan, ainsi les bords des plans sont coupés là où le laser n'éclaire plus suffisamment, d'où les parties blanches sur les cartes d'isosurface de vitesse. Les bords donnent aussi des résultats moins convergés dû à la perte de particules entre les deux images d'une même paire. Sur ces figures, les mêmes éléments de séparation et de rattachement du fluide que dans le cas C_1 sont identifiés, bien que le sillage soit beaucoup plus étendu. En effet, la faible influence des effets de contournement aux extrémités de l'obstacle, dans le plan de symétrie, permet au sillage de se développer pleinement. La longueur de recirculation est évaluée pour les 3 plans de mesure : $l_{y_0}^* = 6$, $l_{y_1}^* = 5.5$ et $l_{y_2}^* = 4.5$. La réduction du sillage entre y_0 et y_1 est de 8 % et elle augmente à 18 % entre y_1 et y_2 . Dans [Martinuzzi & Tropea (1993)], à R_e et A_R similaires, $l^* = 5.7$ est mesurée dans le plan de symétrie, ce qui est proche de nos résultats. Ainsi, l'influence des effets de contournement impacte principalement la région $y > y_1$. Les cartes d'isosurface de \bar{W} , hors du

3.1. OBSTACLES ISOLÉS

plan de symétrie, illustrent que le fluide qui passe au-dessus de l'obstacle a un comportement similaire dans les 3 plans de mesure pour $0 \leq x^* \leq 2$. Ce n'est plus le cas en aval où le sillage change en fonction de la position transverse, puisque dans le plan y_0 , une zone où $\overline{W} > 0$ se forme à partir de $x^* = 6$ (depuis le sol jusqu'à $z^* \sim 1$), ce qui indique que le sillage est dirigé vers la surface libre. À l'inverse, dans le plan y_2 , une zone de $\overline{W} < 0$ indique la redirection du fluide vers le sol.

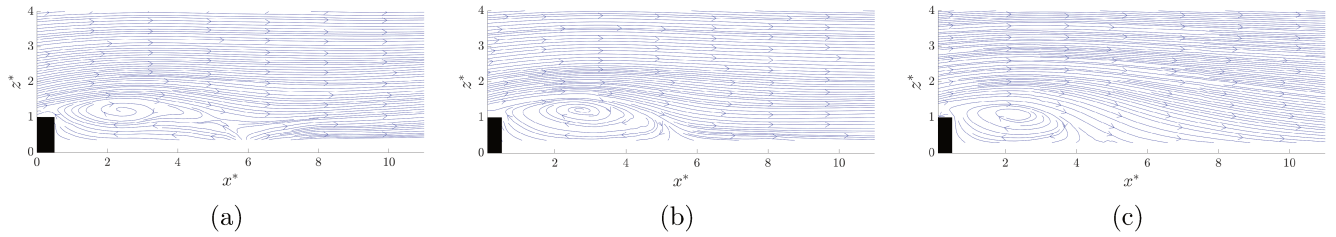


FIGURE 3.8 – Lignes de courant du cas C_L dans le plan y_0 (gauche), y_1 (milieu) et y_2 (droite).

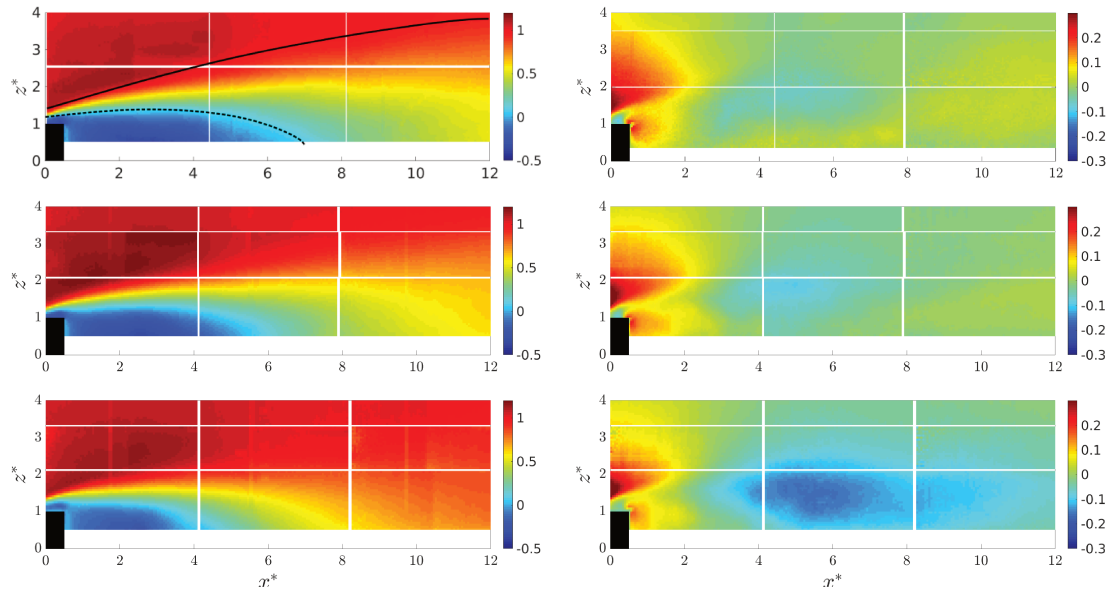


FIGURE 3.9 – Cartes d'isovaleur de \overline{U}/U_∞ (gauche) et \overline{W}/U_∞ (droite) dans les plans y_0 (haut), y_1 (milieu) et y_2 (bas) pour le cas C_L .

Afin de mieux comprendre le développement du sillage du cylindre, les cartes d'isovaleur de tension de cisaillement de Reynolds τ_{uw} sont tracées sur la figure 3.10. Quelques zones souffrent d'un mauvais éclairage et les résultats n'y sont pas complètement convergés (parties basses des plans en y_0 par exemple). Néanmoins,

il apparaît que la couche de cisaillement est légèrement moins étendue selon la direction verticale en $y1$ qu'en $y0$ bien que l'orientation globale soit similaire. Ici la longueur de la couche de cisaillement est la position longitudinale pour laquelle $|\tau_{uw}/U_\infty^2| < 0.02$. Dans le plan $y2$, la couche de cisaillement réduit de moitié par rapport à celle obtenue en $y0$ et elle est réorientée vers le sol semblablement à ce qui est observé sur les cartes d'isosurface de la composante de vitesse verticale.

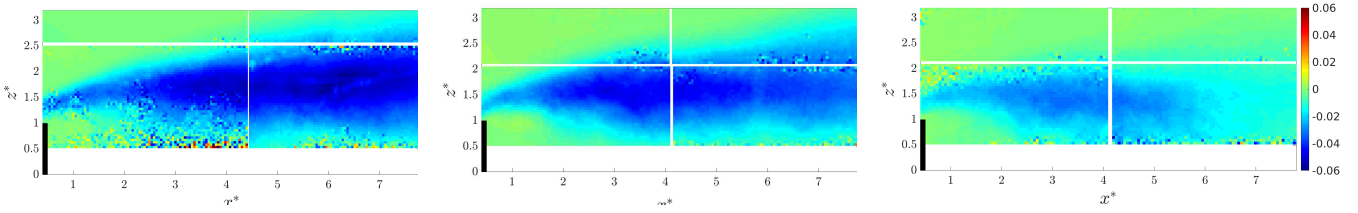


FIGURE 3.10 – Cartes d'isosurface de τ_{uw}/U_∞^2 dans le plan $y0$ (gauche), $y1$ (milieu) et $y2$ (droite) pour le cas C_L .

Ainsi, dans le plan de symétrie, le sillage se développe verticalement grâce à la faible influence des effets de contournement qui se traduit par une composante transverse moyenne \bar{V} non affectée par le sillage du cylindre, comme le montrent les figures 3.11(a) et (c). Les fluctuations de vitesse en $x^* = 5.5$ et $z^* = 2$, présentées sur la figure 3.11(b), indiquent une large zone de cisaillement pour u' et w' qui n'affecte pas v' . À cette altitude, les valeurs sont : $U/U_\infty = 0.64 \pm 0.2$, $V/U_\infty = 0.003 \pm 0.04$ et $W/U_\infty = -0.05 \pm 0.16$.

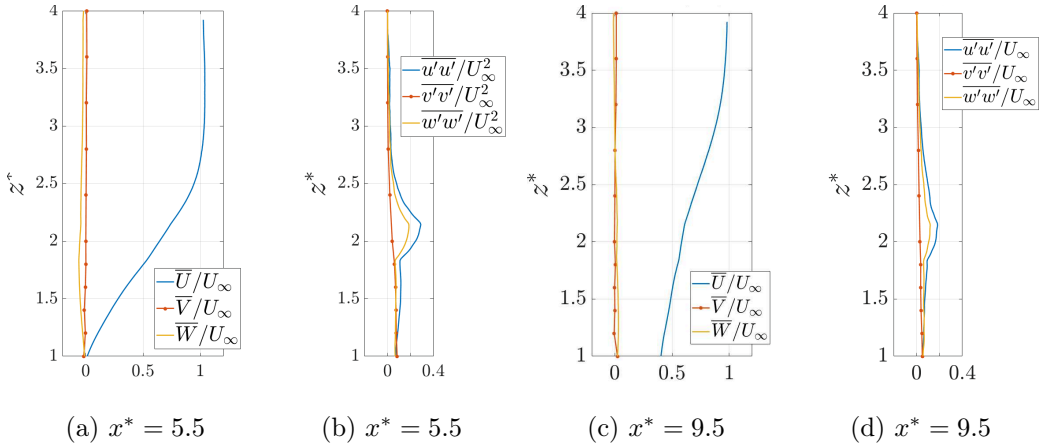


FIGURE 3.11 – Profils de chacune des composantes de vitesse moyenne et fluctuante en $x^* = 5.5$ et $x^* = 9.5$, dans le plan $y0$ pour le cas C_L . V est mesuré en utilisant la LDV et (U, W) la PIV.

Des plans PIV horizontaux ont été réalisés dans le cas C_6 . Il n'est pas possible de caractériser l'ensemble de l'écoulement avec ces plans : avec le manque de recul pour le positionnement de la caméra, l'aire balayée par un plan PIV horizontal est d'en moyenne la moitié de celle d'un plan vertical. Il est cependant possible d'en extraire certaines informations. Les profils de vitesse \bar{U} et \bar{V} selon y sont présentés sur la figure 3.12 en $x^* = 15.5$, pour deux altitudes. Cette figure permet notamment d'avoir accès à l'information en sillage plus lointain comparé à la figure précédente. \bar{U} et \bar{V} sont invariants et $\bar{V} = 0$ pour $y^* \in [-0.7; 0.7]$. Ces profils illustrent donc le développement homogène de l'écoulement moyen pour $y^* \in [-0.7; 0.7]$, comme pressenti sur la figure 3.11. Un déficit de vitesse \bar{U} est observé en $z^* = 3$ dû à la présence du sillage en $z^* = 3$ qui n'atteint pas $z^* = 6$.

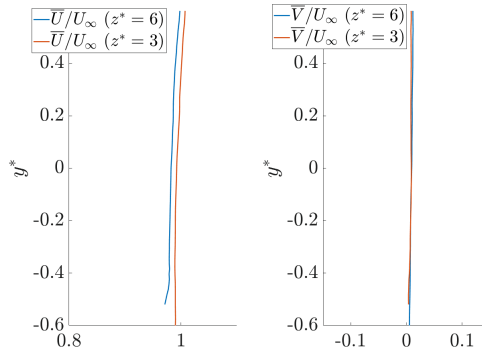


FIGURE 3.12 – Profils de \bar{U}/U_∞ (gauche) et \bar{V}/U_∞ (droite) en $x^* = 15.5$ pour $z^* = 3$ et $z^* = 5$ pour le cas C_L .

3.1.2.2 Description temporelle et spectrale du sillage

L'analyse spectrale est présentée sur la figure 3.13(a) à partir des mesures LDV. Elle montre les PSD de chaque composante de vitesse en un point du sillage de C_L : ($x^* = 5.5$, $y^* = 0$, $z^* = 4$). Un pic apparaît sur les spectres en $S_t = 0.07$, cohérent avec le détachement tourbillonnaire périodique d'un obstacle déjà évoqué pour le cas C_1 . Ce pic apparaît sur les composantes u' et w' mais pas sur v' . Ceci suggère des tourbillons évoluant dans le plan (x, z) . La mesure la plus en aval possible ($x^* = 19.5$, $z^* = 6$) permet de tracer le spectre sur la figure 3.13(b). En ce point, proche de la surface, le pic de détachement tourbillonnaire est toujours visible au même Strouhal. Les perturbations produites dans le sillage du cylindre s'étendent donc sur plusieurs mètres ($19H = 4.75$ m) et sont visibles proche de la surface libre ($6H = 1.5$ m).

L'évolution du pic de détachement tourbillonnaire sur l'axe Y peut-être étudiée à partir de la figure 3.14 pour les composantes u' et v' (les mesures de W n'étant

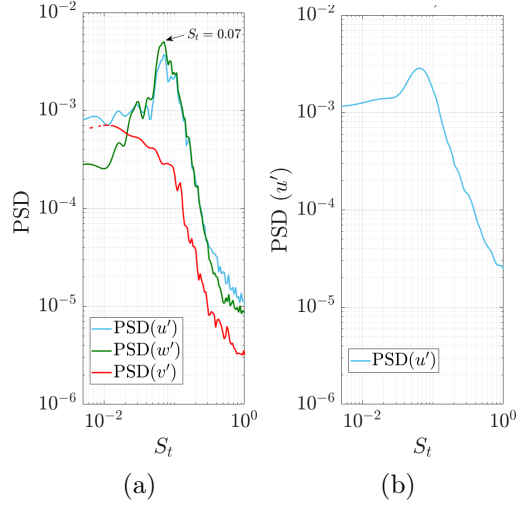


FIGURE 3.13 – PSD(u') (bleu), PSD(w') (vert) et PSD(v') (rouge) en ($x^* = 5.5$, $y^* = 0$, $z^* = 4$) (gauche) et PSD(u') en ($x^* = 19.5$, $y^* = 0$, $z^* = 6$) pour le cas C_L . $f_e = 65 \text{ Hz}$ (gauche) et $f_e = 430 \text{ Hz}$ (droite), Nfft= 4096.

pas disponibles pour $y^* \neq 0$). Un pic de détachement tourbillonnaire est identifiable pour la composante u' , quelque soit le plan, avec une diminution d'intensité entre le spectre en y_0 et celui en y_2 . Ce pic apparaît sur la composante v' à partir de $y > y_0$, avec une intensité croissante en s'écartant du plan de symétrie. La présence de ce pic à une même fréquence sur les trois composantes de vitesse confirme la présence de structures tourbillonnaires 3D cohérentes.

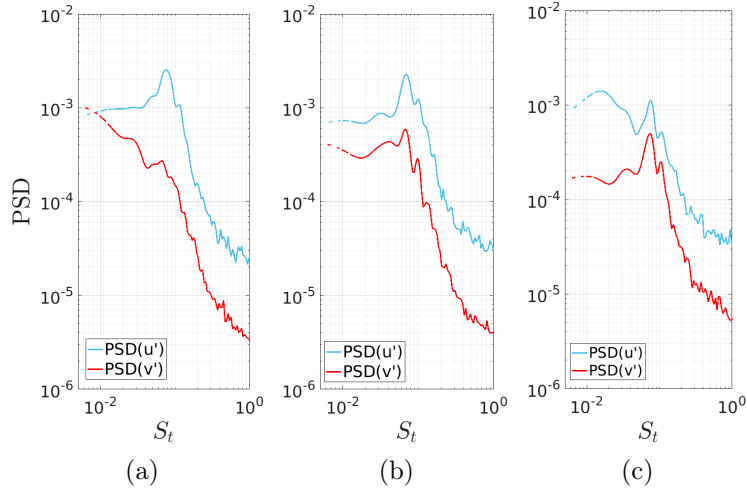


FIGURE 3.14 – PSD(u') (bleu) et PSD(v') (rouge) du cas C_L en $x^* = 3.5$ et $z^* = 4$ dans les plans y_0 (gauche), y_1 (milieu) et y_2 (droite). $f_e = 50 \text{ Hz}$ et Nfft= 4096.

Une analyse spectrale plus complète est réalisée en $x^* = 7.5$ et $x^* = 11.5$ pour $z^* \in [0; 4]$. Les PSD sont tracées en fonction du nombre de Strouhal sur les figures 3.15(a) et (b). Trois comportements sont identifiés. Pour $z^* \leq 2$ en $x^* = 7.5$ et pour $z^* \leq 2.4$ en $x^* = 11.5$, le contenu énergétique est élevé (ces points étant situés dans la couche de cisaillement) et un pic est détecté à $S_t \simeq 0.06$. Ensuite, il existe une zone de transition où les spectres ne montrent aucun pic. Pour $z^* \geq 3.4$ en $x^* = 7.5$ et pour $z^* \geq 4.2$ en $x^* = 11.5$, le contenu énergétique est bas et un pic est détecté pour un Strouhal très légèrement supérieur de $S_t \simeq 0.07$. Celui-ci est proche des valeurs de la littérature pour des cas de simulations numériques sur des dunes [Omidyeganeh & Piomelli (2011)]. Les événements périodiques indiqués par le pic en $S_t \simeq 0.06$ ont donc lieu à l'intérieur de la couche de cisaillement et ne sont pas détectés au-dessus. Ils n'impactent pas, a priori, les plus hautes altitudes de la colonne d'eau. Ainsi, tous les événements tourbillonnaires détectés dans la partie haute de la colonne d'eau proviennent de tourbillons émis de la couche de cisaillement à $S_t \sim 0.07$. La même conclusion est proposée par [Omidyeganeh & Piomelli (2011)]. La figure 3.13(b) montre la présence d'un pic dans le champ lointain, proche de la surface. Le pic est à un Strouhal de $S_t \simeq 0.07$ ce qui confirme que les événements détectés au-dessus de la couche de cisaillement sont toujours présents, à la même fréquence, proche de la surface libre. Les deux valeurs identifiées pour les pics sont, cependant, très proches et pourraient, compte tenu de la précision des mesures, ne pas être différenciables à l'erreur de mesure près.

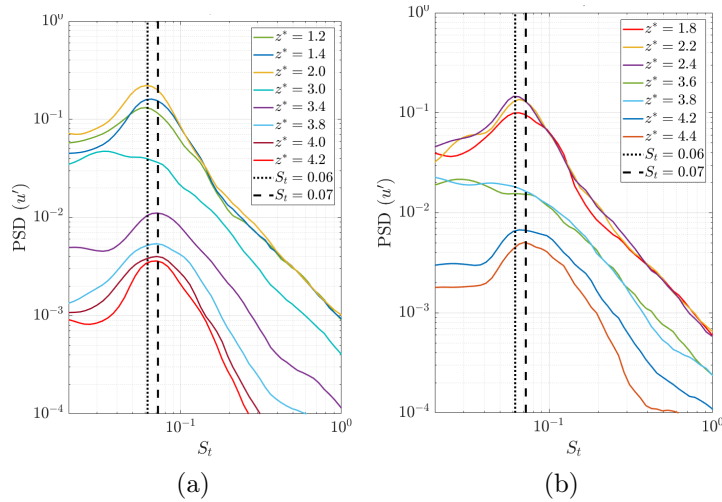


FIGURE 3.15 – PSD(u') dans le plan y_0 à $x^* = 7.5$ (gauche) et $x^* = 11.5$ (droite) pour le cas C_L . $f_e(x^* = 7) = 84 \text{ Hz}$ et $f_e(x^* = 11) = 75 \text{ Hz}$, Nfft= 1024.

Sur la figure 3.16, une carte d'isosurface de $u'w'$ instantané en $x^* = 11.5$ (obtenu à partir de mesures PIV) est tracée pour z^* en fonction de t . Un tourbillon passant à cette abscisse est détecté par un pic de $u'w' > 0$ suivi de $u'w' < 0$ avec

des amplitudes supérieures à 0.02 m/s [Wallace (2016)]. À mi-hauteur ($z^* = 3$), un passage périodique de tourbillons est observé. Il correspond à la fréquence de détachement tourbillonnaire détectée sur les spectres précédents. Ce détachement périodique est visible jusqu'à $z^* = 3.5$ qui correspond à la limite haute de la couche de cisaillement (cf. figure 3.10). Certains de ces événements sont plus énergétiques que d'autres et persistent au-delà de $z^* = 4$, à $t = 90 \text{ s}$ par exemple. Sur les figures 3.16 et 3.17, deux zones sont mises en valeur : en rouge, une zone qui présente des événements très énergétiques qui remontent plus haut que la moyenne et qui sont toujours visibles sur les signaux à $z^* = 4$; en vert, une zone où les tourbillons ne sont plus visibles au-delà de $z^* = 3.5$. Les signaux tracés sur la figure 3.17 pour les 150 s de l'acquisition PIV illustrent qu'à la position la plus haute ($z^* = 4$), bien que la fréquence de détachement tourbillonnaire soit toujours visible sur les spectres, elle ne se voit pas sur les signaux avec l'échelle utilisée. Ainsi, sur les figures 3.16 et 3.17 certains événements remontent plus haut que les autres, ils seront assimilés à des tourbillons en épingle à cheveux (*Hairpin vortex*) dans la prochaine section.

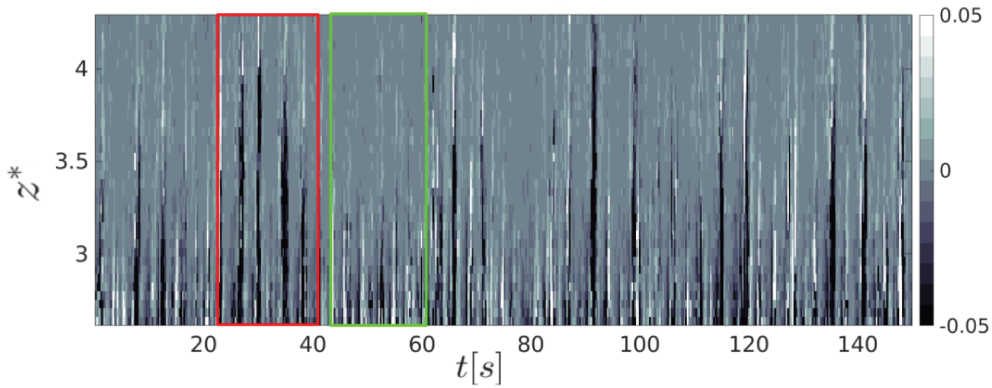


FIGURE 3.16 – Carte d'isosurface de $u'w'$ de z^* en fonction de t dans le plan y_0 à $x^* = 11.5$, PIV pour le cas C_L , issue des mesures.

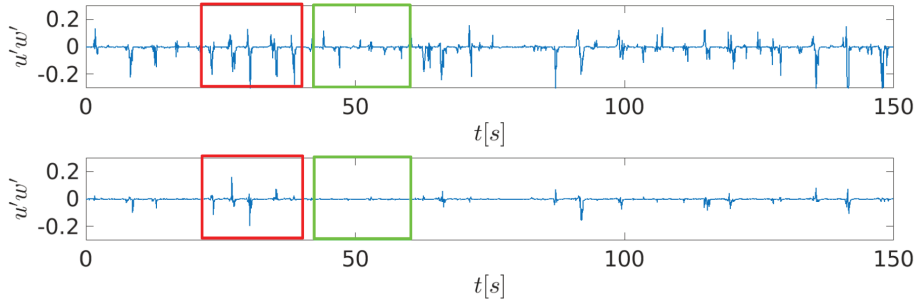


FIGURE 3.17 – Évolution temporelle de $u'w'$ en $(x^* = 11, y^* = 0, z^* = 3)$ (haut) et $(x^* = 11, y^* = 0, z^* = 4)$ (bas) pour le cas C_L , issues de mesures PIV.

Pour rendre compte de l'évolution spatio-temporelle et de l'étendue transverse des fluctuations dans l'écoulement, une carte d'isosurface de $u'v'$ instantané en $x^* = 15.5$ est tracée sur la figure 3.18 pour $-0.6 \leq y^* \leq 0.6$. Cette position longitudinale est choisie afin de pouvoir observer l'évolution des structures tourbillonnaires dans l'écoulement lointain. En $z^* = 5$ (figure 3.18(a)), très peu d'évènements turbulents sont détectés dans le plan de mesure. En revanche, dans le plan $z^* = 3$ (figure 3.18(b)), beaucoup d'évènements de forte intensité sont identifiés. Ce résultat confirme ceux obtenus sur la figure 3.16. La carte d'isosurface dans le plan $z^* = 3$ illustre notamment que les structures sont présentes sans discontinuité sur toute la largeur du plan, donc pour $-0.6 < y^* < 0.6$. De plus, l'absence de pic sur les spectres de v' (cf. figure 3.13) suggère des évènements tourbillonnaires évoluant dans le plan (x, z) . Cette supposition est justifiée par la répartition homogène des structures tourbillonnaires sur $-0.6 < y^* < 0.6$. Ainsi, il est possible de considérer un sillage localement 2D autour du plan de symétrie.

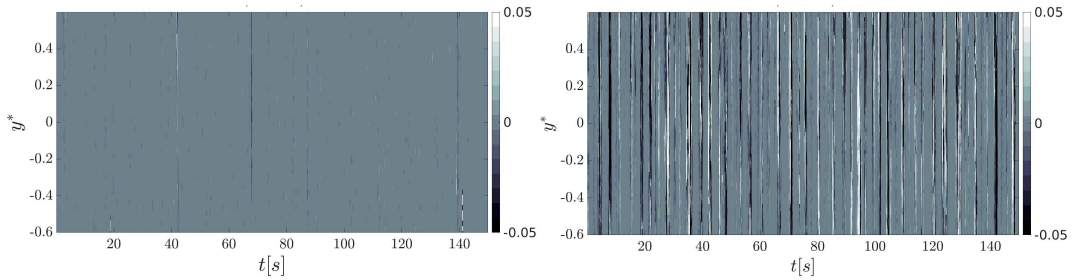


FIGURE 3.18 – Carte d'isosurface de $u'v'$ de y^* en fonction de t en $x^* = 15.5$. Dans les plans $z^* = 5$ (gauche) et $z^* = 3$ (droite) pour le cas C_L , issues de mesures PIV horizontales.

Le spectre sur la figure 3.13(b) suggère que les tourbillons émis dans le sillage du cylindre pourraient atteindre la surface. En effet, la carte d'isosurface de $u'w'$ (figure 3.17) montre que certains de ces évènements sont plus énergétiques que les autres et remontent dans la colonne d'eau. Avec le cylindre au fond du bassin et pour une faible intensité turbulente de l'écoulement amont, des "marmites", similaires à celles identifiées dans le Raz-Blanchard, sont observées à la surface libre du bassin (figure 3.19). Elles affleurent à la surface au bout de la section d'essai et sont cohérentes avec les observations de [Best (2005a)].

Nous avons profité d'un remplissage du bassin effectué après une opération de maintenance pour étudier l'effet de la profondeur d'eau (donc du nombre de Froude) sur la génération de "marmites". Aucune mesure précise n'a été réalisée, il s'agit simplement d'observations visuelles d'éruptions à la surface qui montrent que, plus la profondeur d'eau est faible, plus des "marmites" vont impacter la surface libre. Les résultats de cette série d'essais sont détaillés dans l'annexe B.1.

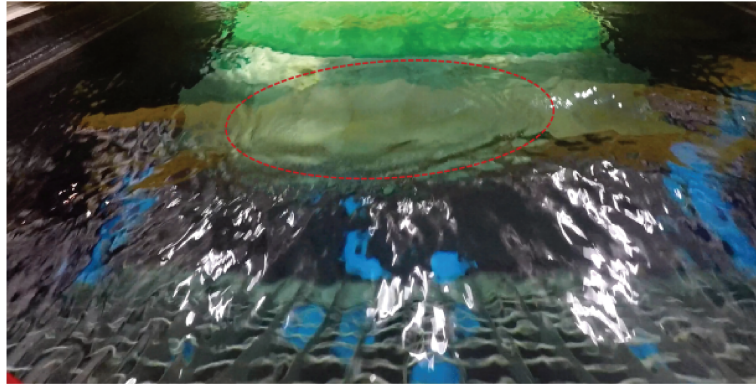


FIGURE 3.19 – Photo d'une "marmite" de diamètre $\sim 1\text{ m}$ à la surface du bassin à $\sim 8\text{ m}$ en aval du cylindre C_L .

3.1.3 Analyse du sillage turbulent du cylindre

Dans la section précédente, des structures très énergétiques détachées périodiquement du cylindre ont été observées dans le sillage de l'obstacle. Certaines d'entre elles remontent à la surface. Nous proposons d'étudier ces phénomènes à partir des données PIV préalablement filtrées par la POD. Cette méthode permet d'appliquer un algorithme pour détecter automatiquement les centres tourbillonnaires et de suivre leur évolution. Les caractéristiques des structures ainsi détectées sont ensuite déterminées avec une approximation par un modèle de Lamb-Oseen.

Cette étude porte sur le cas C_L à $I = 1.5\%$. Les résultats obtenus dans les plans A, B et C, illustrés sur la figure 3.20, seront particulièrement étudiés.

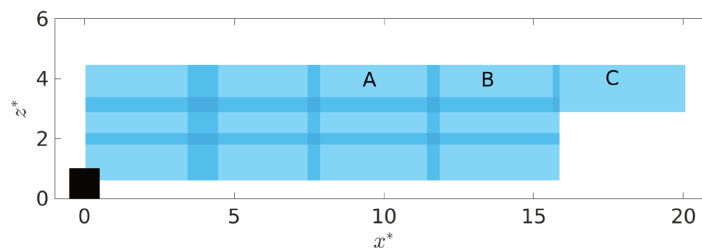


FIGURE 3.20 – Localisation des plans de mesure PIV dans le sillage de C_L en $y0$.

3.1.3.1 Détection et caractérisation des structures énergétiques

La POD (décrite en section 2.2.2) est appliquée aux mesures PIV dans le cas C_L . Afin de déterminer le nombre de modes POD (N_{POD}) à utiliser pour filtrer les larges structures tourbillonnaires, l'effet du filtre POD est étudié à partir des résultats présentés sur la figure 3.21 lors du passage d'un tourbillon dans le plan B. Ce tourbillon est sélectionné car la position de son centre est au milieu du plan de mesure et par ce qu'il n'y a aucun autre tourbillon à proximité pouvant perturber son développement. Dans le champ brut non filtré, un tourbillon apparaît mais son centre est difficile à localiser. Avec $N_{POD} = 100$, le filtre POD est efficace bien que du bruit turbulent soit toujours présent ce qui peut gêner la détection de son centre. Avec $N_{POD} = 20$, la position du centre se précise et avec $N_{POD} = 10$, les vitesses de rotation sont plus basses puisque l'énergie extraite est plus faible. Ainsi, le nombre de modes POD nécessaires semble se situer entre 10 et 20 ce qui correspond à 69 % à 76 % de l'énergie cinétique turbulente totale. Arbitrairement, il est alors choisi de prendre, pour la suite de cette étude, 70 % de l'énergie cinétique turbulente totale. Pour le plan B, le nombre de modes POD correspondant à 70 % de l'énergie correspond à 13 modes.

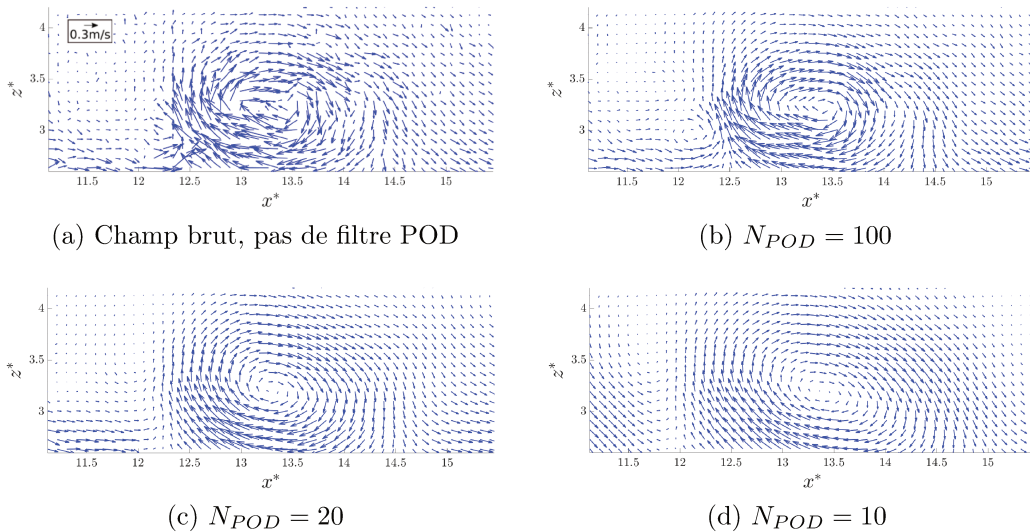


FIGURE 3.21 – Effet du nombre de modes POD sur le champ de vitesse fluctuante instantanée (u', w') dans le plan B pour le cas C_L dans le plan $y0$.

L'algorithme décrit en section 2.2.3 est appliqué sur l'un des tourbillons traversant le plan B. Le centre détecté avec l'algorithme est indiqué par un point rouge sur la figure 3.22. La trajectoire complète ainsi obtenue est représentée sur la figure 3.23. Ces résultats montrent l'efficacité de l'algorithme de détection du centre tourbillonnaire.

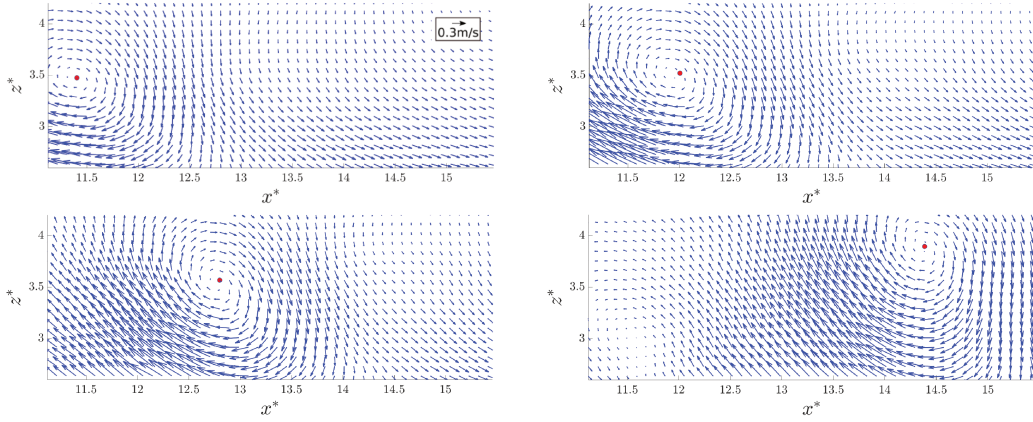


FIGURE 3.22 – Carte de champ de vitesse fluctuante filtré montrant l’évolution du centre d’un tourbillon passant dans le plan B, de $t = 26 s$ à $t = 27.5 s$ dans le plan y_0 pour le cas C_L .

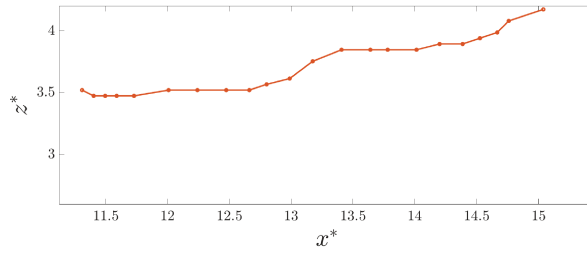


FIGURE 3.23 – Trajectoire du centre du tourbillon détecté sur la figure 3.22 dans le plan y_0 pour le cas C_L .

L’algorithme est appliqué à chaque plan de mesure PIV du cas C_L . Toutes les trajectoires obtenues pour chaque plan sont superposées sur la figure 3.24(a) dans le plan de symétrie y_0 . Cette figure montre que les tourbillons sont générés en proche sillage et sont ensuite émis dans l’écoulement. Proche de l’obstacle (les plans PIV pour lesquels $x^* < 4$), il est supposé que les tourbillons dont les trajectoires sont détectées sont directement issus des instabilités de Kelvin-Helmholtz. Les trajectoires sont aussi présentées pour le plan y_1 (figure 3.24(b)). Les résultats sont similaires à ceux obtenus dans le plan y_0 , tandis que pour y_2 , aucun tourbillon n’est détecté par l’algorithme. Il est supposé que la même structure 3D est détectée sur les deux plans y_0 et y_1 , comme cela était supposé dans la section précédente. Les tourbillons détectés dans les plans PIV seraient alors des sections d’une structure 3D plus large, bien que les tourbillons ne soient pas temporellement liés aux tourbillons détectés dans le plan adjacent. La forme 3D des structures tourbillonnaires est donc contenue dans un volume $2H \times 3H \times 2H$ (dans les directions x, y, z).

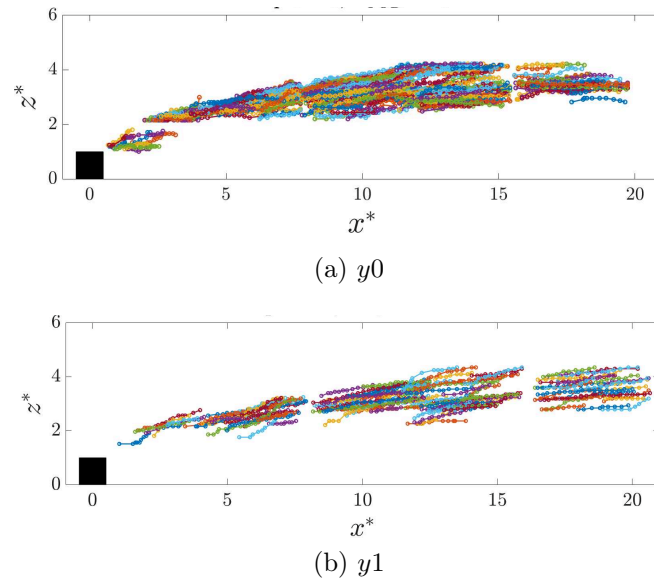


FIGURE 3.24 – Trajectoires des tourbillons dans les plans y_0 (haut) et y_1 (bas) pour le cas C_L .

Les plans A, B et C contiennent le plus de trajectoires détectées. Ils sont aussi les plus représentatifs du comportement des tourbillons puisqu'ils sont situés juste au-dessus de la couche de cisaillement, zone d'où les tourbillons sont émis. La figure 3.25 illustre les trajectoires détectées pour les plans A, B et C. Sur le plan A, les trajectoires sont dirigées vers la surface libre avec un angle moyen d'environ 9° . Toutes les trajectoires sont localisées dans la partie basse du plan. Ensuite, pour les plans B et C, les trajectoires sont plus horizontales et plus éparées. Elles sont dispersées par l'écoulement. Certaines trajectoires du plan B (en gras sur la figure 3.25(b)) sont particulièrement orientées vers la surface libre. Il est supposé que les tourbillons ainsi identifiés atteindront la surface libre et donneront naissance à des "marmites".

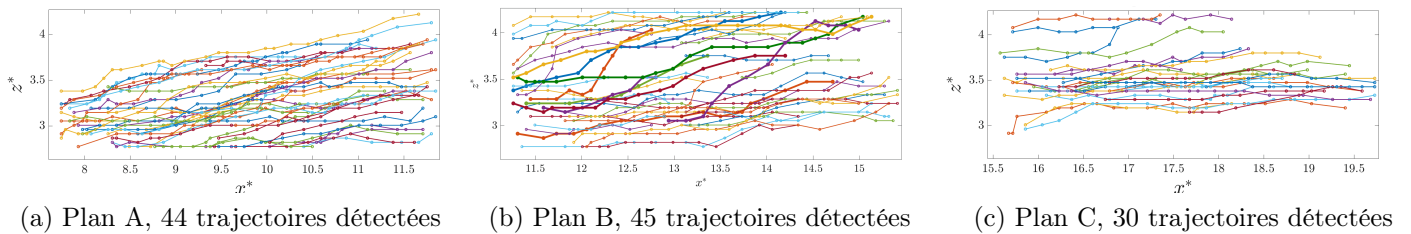


FIGURE 3.25 – Trajectoires des centres des tourbillons dans le plan y_0 pour le cas C_L .

Une interpolation linéaire est effectuée sur chaque trajectoire afin d'en étudier l'angle de remontée de la trajectoire complète γ . En moyenne, sur les plans A, B et C, l'angle γ est de 6° à 10° . Il est plus élevé que l'angle moyen de remontée de la couche de cisaillement moyenne qui est de l'ordre de 4° (voir la figure 3.10). On observe que l'angle moyen de remontée diminue quand x^* augmente mais il y a une forte dispersion des valeurs de γ due à la disparité des trajectoires ($\gamma = 11 \pm 4.5^\circ$ pour le plan B par exemple). Cette disparité peut être causée par des effets 3D dans le sillage ou par les interactions entre les différents tourbillons émis dans l'écoulement comme décrit par [Müller & Gyr (1987)]. La "marmite" représentée sur la figure 3.19 correspond à un événement rare avec un angle γ de 14° ce qui est dans la gamme haute des trajectoires. Certaines de ces trajectoires sont donc particulièrement dirigées vers la surface libre. D'éventuelles "marmites" générées par des trajectoires à bas γ ne peuvent pas être observées ici : elles feraient irruption en aval de la fin de la section d'essai (où la photo sur la figure 3.19 est prise).

D'après des études précédentes [Hamed et al. (2017); Leweke et al. (1999)], les tourbillons détectés dans les plans PIV 2D peuvent être modélisés à l'aide d'un modèle simplifié de Lamb-Oseen comme décrit dans [Moriconi (2009)]. Ces tourbillons sont définis par l'équation 3.1.

$$V_\beta(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} [1 - \exp(-\frac{r^2}{r_c^2})] \quad (3.1)$$

avec Γ la circulation, r la coordonnée radiale et r_c le rayon du tourbillon.

Un modèle de Lamb-Oseen est alors appliqué pour évaluer les caractéristiques des tourbillons ainsi détectés. Les grandeurs adimensionnelles suivantes sont utilisées : $r_c^* = r_c/H$ le rayon du tourbillon et $\Gamma^* = \Gamma/(HU_\infty)$ sa circulation. Seuls les tourbillons qui sont dans le milieu du plan peuvent être approximés puisqu'un nombre de points de mesures suffisant autour du centre est nécessaire. Un tourbillon passant dans le plan B est choisi. Soit β la coordonnée angulaire, la composante fluctuante de la vitesse tangentielle du tourbillon V_β est extraite pour $r^* \in [-2; 2]$ et $\beta = 0^\circ$ (*i.e.* z^* constant) comme illustré par la ligne en pointillé sur la figure 3.26. Le profil de $V_\beta^* = V_\beta/U_\infty$ est ensuite approximé par un profil de Lamb-Oseen (figure 3.27).

Le modèle de Lamb-Oseen concerne les tourbillons circulaires symétriques. On s'intéresse ici aux tourbillons issus des plans PIV qui sont donc des coupes de structures 3D. Le ratio entre le diamètre du tourbillon et la hauteur du plan de mesure est proche de 1. Il n'est donc pas possible d'effectuer une approximation de Lamb-Oseen de $\beta = 0^\circ$ jusqu'à $\beta = 90^\circ$ pour chaque tourbillon afin de s'assurer que les tourbillons soient bien symétriques et circulaires. Il est seulement

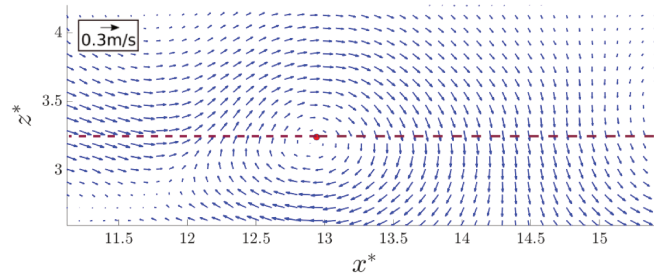


FIGURE 3.26 – Champ de vitesse fluctuante filtré avec le centre du tourbillon détecté (rond rouge) dans le plan B (y_0), à $t = 58.4$ s pour le cas C_L . La ligne en pointillés rouge indique l'altitude du profil V_β .

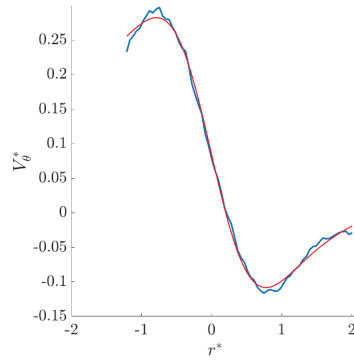


FIGURE 3.27 – Profil de la composante fluctuante de la vitesse tangentielle V_β filtré par la POD (bleu) approximé par un profil de Lamb-Oseen (vert) dans le plan B (y_0), à $t = 58.4$ s pour le cas C_L .

possible de le faire pour quelques tourbillons dont le centre se situe exactement à mi-hauteur du plan. La figure 3.28 montre deux cas de tourbillons pour lesquels l'approximation est réalisée pour $\beta = 0^\circ$ et $\beta = 90^\circ$. La plupart des tourbillons rencontrés sont circulaires, semblablement au tourbillon présenté sur la figure 3.28(a). Cependant, quelques tourbillons présentent une forme elliptique qui résulte en des profils différents selon β comme présentés sur la figure 3.28(b). Plus de précisions sur le cas des tourbillons à forme elliptique seront données plus tard. Par la suite, toutes les approximations de Lamb-Oseen sont faites pour $\beta = 0^\circ$.

L'approximation de V_β par un profil de Lamb-Oseen est donc appliquée aux trajectoires dont au moins un point est situé dans le milieu du plan de mesure. Les profils approximés pour le plan C sont superposés sur la figure 3.29. Celle-ci montre que les profils des tourbillons sont en général symétriques autour de leur axe vertical et légèrement asymétriques autour de leur axe horizontal. En effet, $|V_\beta^*|$ est plus grand en amont du centre du tourbillon, où sa valeur positive indique la direction privilégiée du tourbillon qui remonte vers la surface libre.

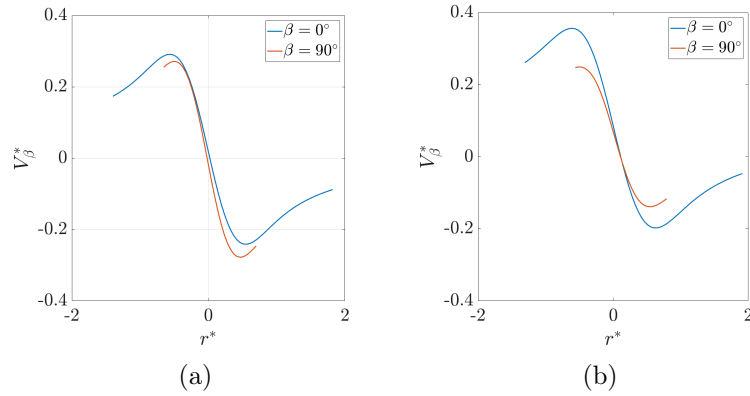


FIGURE 3.28 – Profils de l’approximation de Lamb-Oseen de V_β^* pour $\beta = 0^\circ$ et $\beta = 90^\circ$ d’un tourbillon passant dans le plan B ($y0$), à $t = 100$ s (gauche) et $t = 2.7$ s (droite) pour le cas C_L .

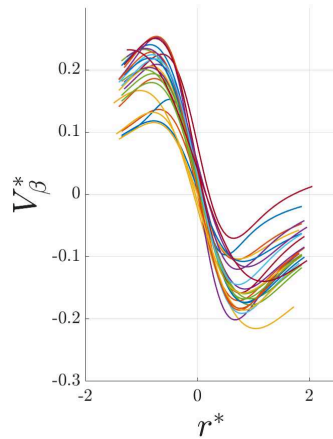


FIGURE 3.29 – Approximation de V_β^* par le modèle de Lamb-Oseen en fonction de r^* pour le plan C ($y0$) pour le cas C_L . Les profils de vitesse sont centrés en leur point d’inflexion (*i.e.* abscisse de la dérivée maximale fixée à 0).

Le rayon (r_c^*) et la circulation (Γ^*) obtenus par l’approximation de Lamb-Oseen dans le plan de symétrie sont présentés dans le tableau 3.1. Le nombre de trajectoires pour lesquelles l’approximation est réalisable est indiqué et comparé au nombre total de trajectoires détectées dans le plan de mesure. Les écart-types sont de l’ordre de 25 % pour r_c^* mais plus élevés pour Γ^* . Néanmoins, un comportement global de ces structures peut être tiré de ces résultats : $|\Gamma|$ décroît quand x^* augmente et r_c^* ne varie pas significativement. En effet, les tourbillons s’affaiblissent lorsqu’ils évoluent dans l’écoulement dû à la dissipation. En moyenne, les tourbillons ont un diamètre de 0.30 m dans le plan de symétrie. Cependant, les fluctuations de vitesse

induites par le tourbillon sont elles-mêmes présentes tant que $|V_\beta^*| > 0$. Le diamètre des perturbations engendrées par un tourbillon est par conséquent de l'ordre de $1 m (4H)$.

Le modèle de Lamb-Oseen est aussi appliqué sur le plan $y1$ et les résultats sont présentés dans le tableau 3.1. Le même comportement global est observé : $|\Gamma|$ décroît quand x^* augmente et le rayon r_c^* ne varie pas significativement. Cependant, ces grandeurs sont faiblement inférieures à celles estimées dans le plan de symétrie $y0$. Les structures sont donc légèrement plus grandes et plus énergétiques dans le plan $y0$. Cette remarque paraît cohérente avec un tourbillon en épingle à cheveux (*Hairpin Vortex*) centré autour du plan de symétrie.

Le nombre de modes POD considéré pour l'analyse présentée ici peut influencer les valeurs de Γ et de r_c . Cet aspect est discuté en annexe B.3. Il est montré que, quand l'énergie prise en compte diminue, le rayon issu du modèle de Lamb-Oseen augmente. Tous les tourbillons pour lesquels cette mesure est possible montrent le même comportement. Ainsi, les valeurs peuvent être comparées d'un plan à l'autre.

Cas C_L	Plan A	Plan B	Plan C
Approximé/Total ($y^* = 0$)	38/44	43/45	25/29
$r_c^*(y0)$	0.68 ± 0.2	0.68 ± 0.2	0.72 ± 0.1
$\Gamma^*(y0)$	-1.6 ± 0.6	-1.4 ± 0.4	-1.3 ± 0.4
Approximé/Total ($y^* = 1$)	24/30	25/30	25/32
$r_c^*(y1)$	0.52 ± 0.1	0.51 ± 0.2	0.42 ± 0.1
$\Gamma^*(y1)$	-1.4 ± 0.5	-1.0 ± 0.3	-0.9 ± 0.4

TABLEAU 3.1 – Résultats de la modélisation par des tourbillons de Lamb-Oseen.

La plupart des tourbillons dont la trajectoire est représentée sur la figure 3.25 ont un angle de remontée faible ($\gamma = 5.3^\circ$) et une forme circulaire, comme celui illustré sur la figure 3.30. Sa vitesse de remontée $v_{vtx}^* = \|\vec{v}_z\|./U_\infty$ est estimée : $v_{vtx}^* = 0.3$.

Cependant, certaines trajectoires sont plus orientées vers la surface libre, avec un angle de remontée plus élevé. Sur la figure 3.25(b), les trajectoires avec les plus grands γ sont mises en gras. La dynamique du tourbillon dont la trajectoire est en jaune et gras sur la figure 3.25(b) est représentée sur la figure 3.31. Pour cet exemple, la vitesse de remontée est $v_{vtx}^* = 0.8$, plus de 2 fois celle de la trajectoire précédente, avec $\gamma = 16.2^\circ$, trois fois plus élevé. Pour les neuf événements mis en évidence sur la figure 3.25(b), les résultats donnent en moyenne un rayon de 0.64 ± 0.08 et une circulation de -1.7 ± 0.3 . L'approximation de Lamb-Oseen donne en moyenne $r_c^* = 0.68 \pm 0.2$ et $\Gamma^* = -1.4 \pm 0.4$ pour toutes les trajectoires du plan B. Lorsque les trajectoires à fort γ remontent, la coupe 2D du tourbillon évolue d'une forme circulaire à une forme elliptique. Ce tourbillon présentant une

3.1. OBSTACLES ISOLÉS

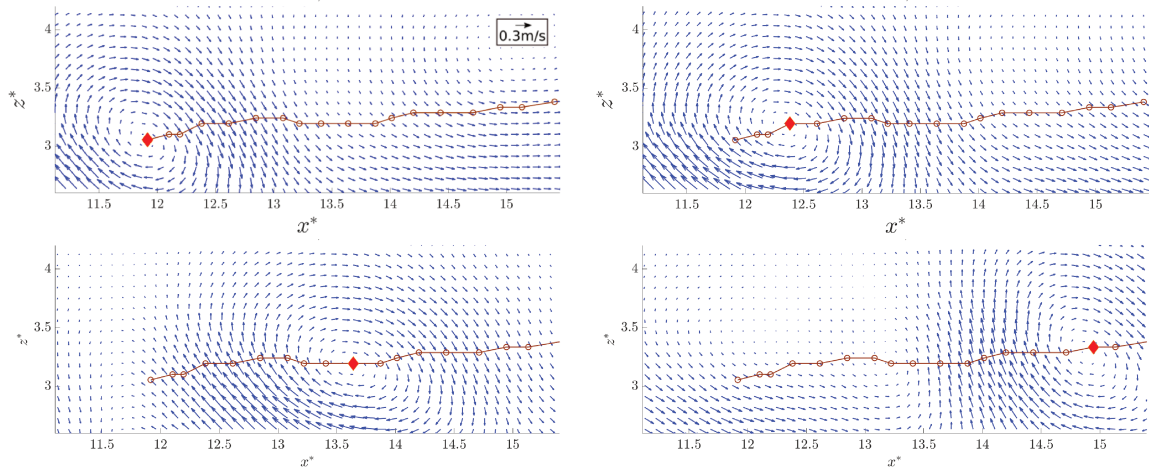


FIGURE 3.30 – Champ de vitesse fluctuante filtré le long de la trajectoire d’un tourbillon à faible γ entre $t = 81.3 s$ et $t = 82.4 s$ dans le plan B (y_0).

forme elliptique, son rayon horizontal diminue et sa circulation devient plus intense. Ainsi, les tourbillons à fort γ sont plus énergétiques et leur forme change lors de leur remontée dans la colonne d’eau. Ces événements atteignent ensuite la surface libre. Malheureusement, la taille des champs PIV ne permet pas de caractériser plus finement ces structures de grandes dimensions.

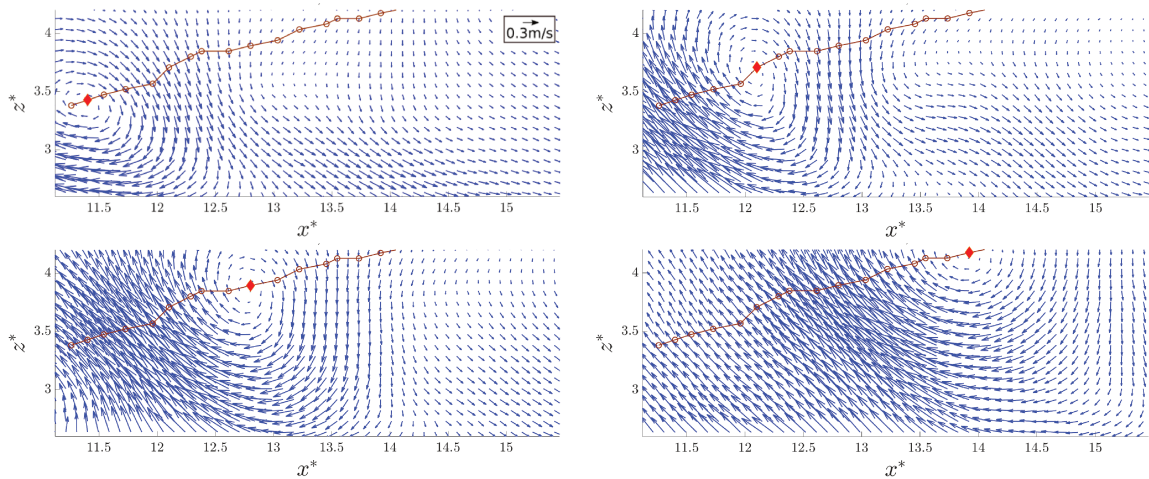


FIGURE 3.31 – Carte de vitesse fluctuante le long de la trajectoire d’un tourbillon à fort γ entre $t = 54.6 s$ et $t = 55.1 s$ dans le plan B (y_0) pour le cas C_L .

L'ensemble des résultats ainsi obtenus permet une meilleure compréhension des phénomènes rencontrés dans le sillage d'un cylindre. Il semble y avoir deux types d'évènements tourbillonnaires qui coexistent. La présence de l'obstacle favorise la création d'une couche de cisaillement dans laquelle des instabilités de Kelvin-Helmholtz se développent en proche sillage. Elles donnent lieu à des structures tourbillonnaires qui sont émises périodiquement de la couche de cisaillement vers l'écoulement externe. Leur fréquence de détachement est détectée par l'analyse spectrale. Ensuite, comme démontré dans [Müller & Gyr (1987); Leweke et al. (1999)], ces évènements peuvent fusionner, s'apparier ou interagir pour former des tourbillons en épingle à cheveux. Ce phénomène est illustré dans les travaux de [Diabil et al. (2017); Chaurasia & Thompson (2011)], tous les deux travaillant sur des sillages derrière des plaques planes épaisses à large rapport d'aspect. Les structures en épingle à cheveux sont plus cohérentes et suffisamment énergétiques pour être éjectées vers la surface libre avec un angle de remontée élevé. L'étendue transverse de ces structures est de l'ordre de $2H = 0.5 m$ et la "marmite" qui en résulte s'étend, lors de la sortie d'eau, sur une surface de $1 m$ de large : ceci implique qu'un tourbillon en épingle à cheveux génère une "marmite" plus large que sa largeur propre au moment de son éruption à la surface [Best (2005a)]. L'analyse temporelle conforte la supposition que ces structures pouvant générer des "marmites" seraient des tourbillons qui sont créés à partir des interactions des instabilités de Kelvin-Helmholtz présentes dans la couche de cisaillement en proche sillage [Müller & Gyr (1987)]. Cette supposition s'oppose à la théorie des tourbillons en épingle à cheveux générés sous la couche de cisaillement depuis des éclatements (*bursts*) au niveau du sol ou des battements de la zone de rattachement [Kiya & Sasaki (1985); Kadota & Nezu (1999)]. Ces explications sont cohérentes avec des tourbillons détectés dans les plans PIV comme étant des coupes 2D de larges structures 3D.

3.1.3.2 Vue horizontale du phénomène

Des plans PIV horizontaux en $z^* = 3$ et $z^* = 5$ permettent de préciser le phénomène décrit dans la section précédente. Dans ces plans, les vitesses moyennes sont uniformes sur tout le plan; à $z^* = 3$, on a $\bar{U}/U_\infty = 0.9$ et $\bar{V}/U_\infty = 0$ et à $z^* = 5$: $\bar{U}/U_\infty = 1$ et $\bar{V}/U_\infty = 0$. La figure 3.32 illustre le passage d'une grosse structure tourbillonnaire à l'altitude $z^* = 3$. On observe un paquet de fluctuations globalement uniforme dans la direction y , qui se caractérise par des valeurs $u' < 0$ et $v' \sim 0$. Cette observation est conforme à un rouleau tourbillonnaire (partie haute du tourbillon en épingle à cheveux - figure 1.15) dont on détecte ici la partie basse, très intense. Son temps de passage dans le plan de mesure est de $\sim 1.5 s$, ce qui est cohérent avec les temps de passage des structures tourbillonnaires dans les plans verticaux.

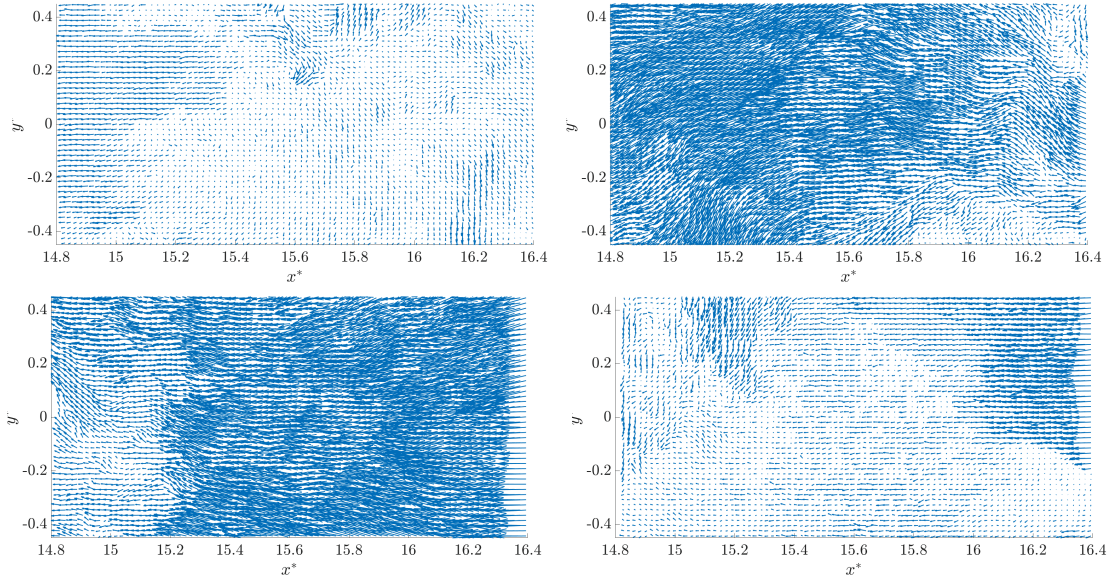


FIGURE 3.32 – Champ de vitesse fluctuante instantanée de $t = 41.7s$ à $t = 43.3s$. Dans le plan $z^* = 3$, cas C_L , $I = 1.5\%$

L'évolution de u' en fonction du temps est représentée sur la figure 3.33 pour $-0.6 < y^* < 0.6$ aux 4 altitudes de mesure. Dans le plan $z^* = 3$, on détecte environ 45 passages d'évènements tourbillonnaires qui s'étendent sur toute la largeur du plan, comme cela avait été observé sur la figure 3.32. Ces évènements génèrent des perturbations de vitesse longitudinale stables pendant la durée de ces mesures : $-0.5 < u'/U_\infty < 0$. Il n'y a pas de fluctuation positive, ce qui tend à prouver que les évènements détectés ont tous une trajectoire comportant un angle de remontée faible (sur les 150 s d'acquisition des différents plans). La détection de ces évènements est de plus en plus faible lorsqu'on remonte dans la colonne d'eau et finie par disparaître complètement à $z^* = 4.5$. À cette altitude, on détecte environ 15 faibles sur-vitesses ($0 < u'/U_\infty < 0.3$). Il s'agirait alors de la détection du haut d'un tourbillon à faible angle de remontée. La détection d'évènements tourbillonnaires sur une hauteur non négligeable ($3 < z^* < 4.5$) est révélatrice de la taille des structures émises dans le sillage du cylindre.

Ces plans horizontaux permettent donc de compléter les suppositions proposées précédemment car les structures tourbillonnaires détectées dans les plans horizontaux correspondent à celles détectées dans les plans verticaux. Des plans complémentaires pourraient être réalisés pour caractériser horizontalement ces structures dans tout le sillage du cube, sur des temps longs. Il serait aussi intéressant de réaliser des plans plus grands, ce qui est difficile dans le bassin compte tenu du manque de recul.

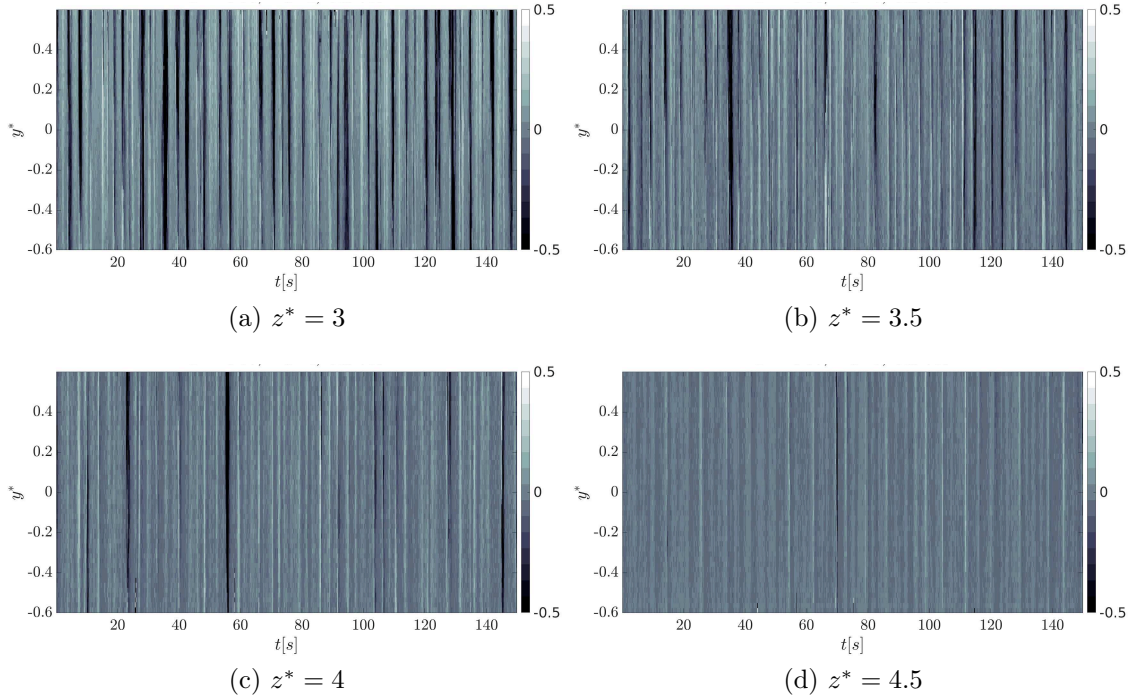


FIGURE 3.33 – Carte de u' de y^* en fonction du temps $t[s]$ en $x^* = 15.5$. Cas C_L , $I = 1.5\%$

3.1.3.3 Bilan de conservation d'énergie

Afin d'analyser les différents mécanismes turbulents présents dans le sillage du cylindre, un bilan d'énergie cinétique turbulente est réalisé. L'équation bilan de conservation de l'énergie cinétique turbulente est détaillée en section 2.2.4. Il convient avant tout de s'assurer que les hypothèses d'établissement de cette équation sont respectées pour le cas du cylindre dans le plan de symétrie.

L'écoulement amont est anisotrope à $I = 1.5\%$, mais l'agitation dans le sillage des obstacles restaure l'isotropie des petites échelles. Cet effet est démontré pour le cas du cube (figure 3.40) et le même effet est observé dans le cas du cylindre. Les figures 3.11 et 3.12 justifient la supposition de vitesse transverse nulle : $\overline{V} = 0$. Finalement, dans la section précédente, il est supposé que, dans la zone $-0.6 \leq y^* \leq 0.6$, les structures tourbillonnaires sont homogènes dans la direction transverse. Ainsi, dans le plan de symétrie, on peut supposer que $\frac{\partial}{\partial y}(\overline{\quad}) = 0$. Ces considérations sont vérifiées en sillage lointain ($x^* = 15.5$) et il est supposé que ces résultats peuvent être extrapolés dans le sillage proche. Cependant, des mesures complémentaires seront nécessaires pour s'assurer de la validité de ces suppositions. De plus, cette supposition peut être remise en question par le passage périodique de larges structures 3D mais demeure vraie dans des considérations moyennes

et locales. On considère donc que la méthode décrite en section 2.2.4 peut être appliquée dans le cas du cylindre.

Les trois méthodes de calcul de la dissipation ϵ , décrites dans la section 2.2.4 sont ici comparées pour le cas C_L dans le plan y_0 : la méthode directe, la méthode LE-PIV et la méthode spectrale. Les deux premières sont appliquées sur des résultats de mesure PIV et la dernière sur des résultats de mesure LDV. En effet, il n'est pas possible d'appliquer la méthode directe ou la LE-PIV avec les mesures LDV car nous ne disposons pas d'assez de points de mesure pour calculer des dérivées en x . La méthode spectrale n'est, quant à elle, pas applicable avec des mesures PIV du fait de sa trop faible résolution fréquentielle (voir section 1.3.1). Les comparaisons sont illustrées sur la figure 3.34.

La méthode directe donne des valeurs quasi nulles ($\sim 10^{-5}$) confirmant que les mesures PIV ne sont pas assez résolues en espace pour calculer précisément le taux de dissipation. Les résultats obtenus par la méthode spectrale semblent cohérents car corrélés avec la position de la couche de cisaillement [Liu & Thomas (2004)]. La méthode LE-PIV donne aussi des résultats corrélés avec la couche de cisaillement mais avec une valeur de dissipation plus élevée : $\epsilon(\text{spectral}) < \epsilon(\text{LE-PIV})$. La méthode LE-PIV permet cependant d'utiliser des résultats PIV comme pour les autres composantes du bilan d'énergie et donne des résultats plus proches de la littérature [Panigrahi et al. (2008); Piirto et al. (2003)]. Ainsi, dans la suite de cette étude, la méthode LE-PIV sera employée pour calculer le taux de dissipation ϵ à partir de données PIV.

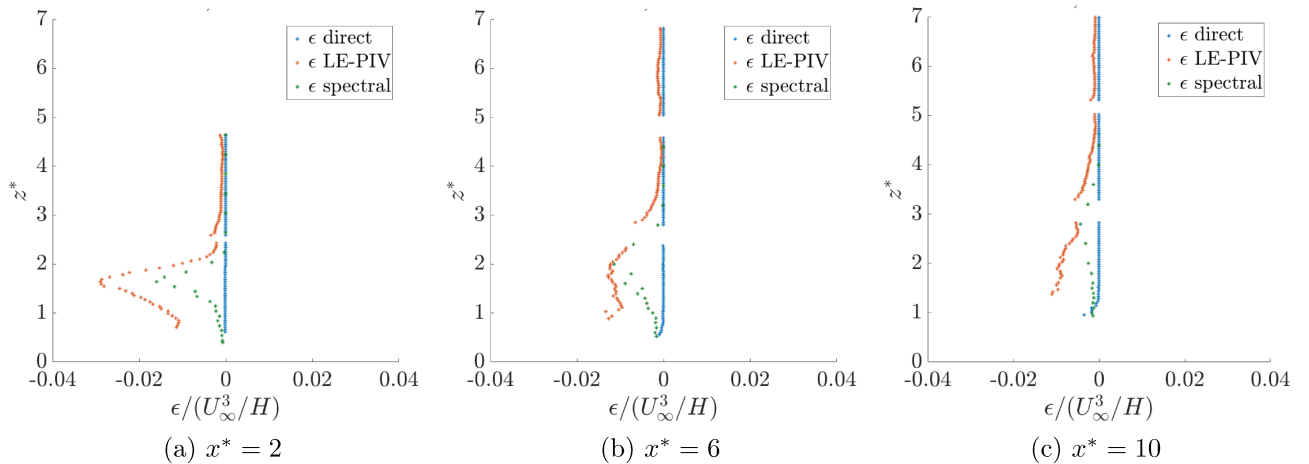


FIGURE 3.34 – Comparaison des différentes méthodes de calcul de la dissipation ϵ pour C_L dans le plan y_0 .

La valeur de la constante de Kolmogorov C_k , utilisée dans la méthode spectrale, a été établie empiriquement [Tennekes & Lumley (1972)]. D’après une étude précédente [Durán Medina (2016)], dans les mêmes installations expérimentales, qui se base sur la valeur définie dans [Pope (2000)], cette valeur est fixée à $C_k = 1.5$ en section 2.2.4. De nombreuses études remettent en question cette valeur : [Al-Homoud & Hondzo (2007)], cherchant à évaluer la dissipation dans un cas de grille ondulante, estiment la valeur de C_k entre 0.43 et 2.91 pour la composante longitudinale. Ainsi, les différences observées entre la LE-PIV et la méthode spectrale sur la figure 3.34 peuvent également s’expliquer par une valeur de C_k à ajuster empiriquement. En $x^* = 2$, les résultats de la méthode spectrale se rapprochent des résultats de la LE-PIV pour $C_k = 1$.

Le bilan d’énergie décrit dans la section 2.2.4 est appliqué au cas C_L dans le plan de symétrie. Les résultats, présentés sur la figure 3.35, sont similaires à ceux obtenus pour un cylindre à base carrée dans un écoulement à $Re = 2.6 \times 10^3$ et jusqu’à $Re = 4.6 \times 10^4$ [Shah & Tachie (2008); Acharya et al. (1994)]. Sur cette figure les valeurs positives sont à considérer comme des gains d’énergie et les valeurs négatives comme des pertes. Avec ces considérations, la production P est toujours positive et la dissipation visqueuse ϵ est toujours négative [Liu & Thomas (2004)].

Les profils obtenus illustrent l’étendue de la couche de cisaillement, qui monte dans la colonne d’eau et dont l’intensité diminue en s’éloignant de l’obstacle. En $x^* = 2$, dans la couche de cisaillement, pour $1.2 < z^* < 2.2$, on note un pic de production. En effet, le cisaillement est la principale contribution à la production d’énergie turbulente [Panigrahi et al. (2008); Blackman et al. (2017)]. Cette production est compensée par la dissipation visqueuse principalement, par le transport turbulent dans sa partie basse et par la convection et le transport par effet de pression dans sa partie haute. La dissipation visqueuse est donc maximale à la position où la turbulence est la plus intense [Liu & Thomas (2004)] et elle est corrélée au pic de production (en $x^* = 2$ notamment). Ce comportement est souvent observée pour des écoulements derrière des cylindres infinis (*ribs*), contrairement à des cas de couches limites turbulentes [Panigrahi et al. (2008)]. Juste au-dessus du pic de cisaillement, la composante dominante de l’équation bilan de la TKE est le transport turbulent de l’énergie de la couche de cisaillement vers l’écoulement externe. Il est compensé par la convection et le transport par effets de pression. Sous le pic, l’énergie est transportée par effets de pression et dissipée par effets visqueux principalement. Ainsi, l’énergie produite par le cisaillement est transportée par les mouvements tourbillonnaires dans l’écoulement externe et chassée vers le sol par effets du gradient de pression. En $x^* = 6$, une répartition similaire est observée. Le pic de production est au cœur de la couche de cisaillement, l’énergie est transportée par transport turbulent dans l’écoulement externe au-dessus et transportée par effets de pression dans la partie basse, comme précédemment. Cet

effet a déjà été observé sous une couche de cisaillement par [Blackman et al. (2017); Panigrahi et al. (2008)]. En $x^* = 10$, les intensités sont plus basses et la production d'énergie quasi-nulle. Le sillage se dissipe donc l'énergie diminue et il devient plus difficile de différencier les différentes contributions de chacun des termes. Les seules contributions au bilan énergétique sont le transport turbulent et donc, par conséquent, les effets de pressions, qui peuvent être liés à des effets 3D.

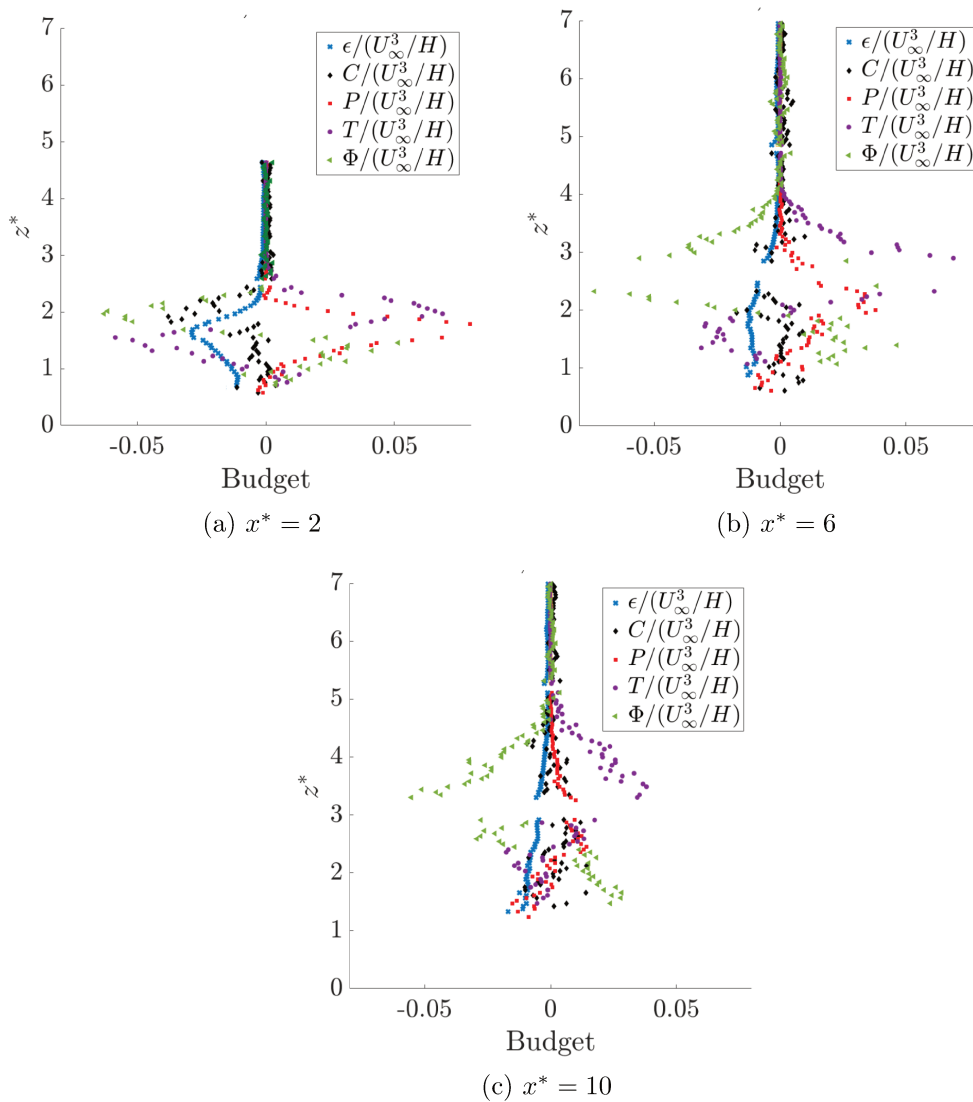


FIGURE 3.35 – Bilan de conservation de l'énergie pour le cas C_L dans le plan y_0 .

Dans les résultats présentés plus haut, un schéma de différentiation centrée d'ordre 1 est utilisé. Les résultats obtenus pour un schéma d'ordre 2 sont présentés sur la figure 3.36. Les résultats sont moins éparpillés à l'ordre 2 pour toutes les

composantes. En revanche, les valeurs sont plus faibles, particulièrement pour la dissipation qui diminue de plus de la moitié. Un schéma d'ordre 1 semble donc être plus adapté. La LE-PIV est souvent utilisée précédée d'un filtre spatial [Blackman et al. (2017)]. Dans notre cas, aucun filtre n'a été appliqué car on considère que la PIV agit elle-même comme un filtre passe haut dont la coupure est la taille de la fenêtre d'interrogation de la Cross-Correlation. Un filtre plus adapté devra être mis au point par la suite.

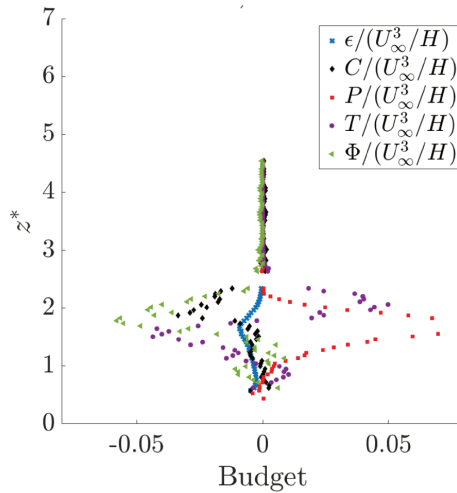


FIGURE 3.36 – Bilan de conservation de l'énergie avec un schéma de dérivation d'ordre 2 pour le cas C_L en $x^* = 2$ et y_0 .

Les résultats de cette section sont donc des résultats préliminaires. Des essais supplémentaires sont nécessaires pour confirmer les hypothèses d'établissement de l'équation de conservation et pour approfondir les résultats obtenus, notamment avec des mesures à plus hautes fréquences et avec des résolutions spatiales plus précises.

3.1.4 Effet du rapport d'aspect et du taux de turbulence sur le sillage des obstacles

3.1.4.1 Effet du rapport d'aspect

Le sillage des cas C_1 et C_L a été étudié dans les sections précédentes. Les résultats obtenus permettent d'étudier l'effet du rapport d'aspect sur le développement du sillage. Nous rappelons que les hauteurs des obstacles sont les mêmes. Les longueurs de recirculations, dans le plan de symétrie sont : $l^*(C_1) = 1.9$ et $l^*(C_L) = 6$. Ainsi pour un rapport d'aspect six fois plus grand, la longueur de recirculation triple. Comme expliqué plus tôt, cet effet est dû à la réduction de

l'influence des effets de contournement dans le plan de symétrie et le fait que le fluide passe au-dessus de l'obstacle plutôt que sur les côtés.

Des pics en fréquence sont identifiés à $S_t = 0.09$ et $S_t = 0.07$ sur les spectres des cas C_1 et C_L (respectivement). Les structures tourbillonnaires sont plus fréquemment émises dans le cas à faible rapport d'aspect. Ces structures sont représentées à partir de plans PIV instantanés sur la figure 3.37. Pour chaque cas, l'un des événements turbulents les plus intenses identifié est représenté. Il apparaît clairement que les structures tourbillonnaires sont bien plus grandes et plus intenses dans le cas C_L . Ces structures persistent aussi plus loin dans l'écoulement puisque les centres des tourbillons représentés ici sont à $x^* = 14.7$, $z^* = 4$ pour C_L et $x^* = 2.5$, $z^* = 1.5$ pour C_1 .

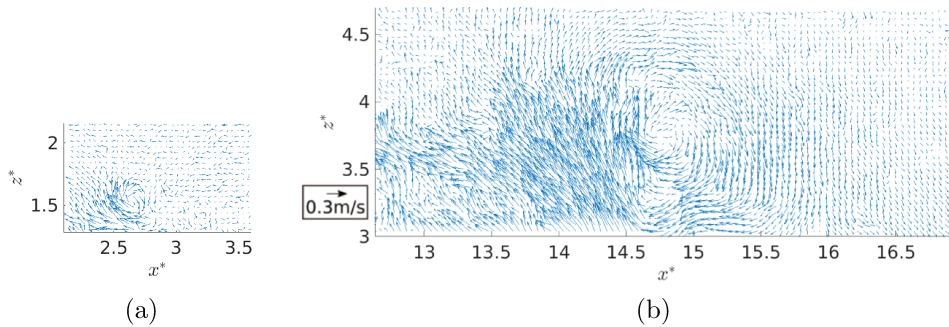


FIGURE 3.37 – Champ de vitesse fluctuante instantanée pour le cas C_1 (gauche) et pour le cas C_L (droite).

Les structures tourbillonnaires sont donc plus fréquentes, plus petites et moins intenses pour C_1 comparé à C_L . Ces structures sont également plus persistantes pour C_L où des "marmites" apparaissent à la surface, alors qu'aucune structure n'est observée à la surface dans le cas C_1 . Cette conclusion est validée par les observations de [Diabil et al. (2017)]. Ainsi, les structures tourbillonnaires émises dans le sillage du cylindre sont comparables à celles d'autres obstacles à grand A_R tels que des plaques planes [Diabil et al. (2017)] ou des dunes [Best (2005a)]. La formation de ces structures semble être l'évènement dominant dans le sillage de tout obstacle à large rapport d'aspect. Dans le cas présent, l'intensité turbulente amont est basse. On peut alors se demander si l'agitation turbulente du milieu pourrait impacter le sillage et modifier les développements spatio-temporels des détachements tourbillonnaires.

3.1.4.2 Effet du taux de turbulence de l'écoulement amont

Différents écoulements amont peuvent être générés avec différentes intensités turbulentes dans le bassin d'essai. Dans le cas du cube, des écoulements à 1.5, 4 et 14 % sont étudiés et pour C_L des écoulements à 1.5 et 14 %.

Les résultats montrent que le comportement du sillage d'un cube soumis à un écoulement de 4 % est similaire au cas à 1.5 % comme illustré par les lignes de courant présentées sur la figure 3.38(a). Les mêmes longueurs de recirculations sont mesurées : $l_{us}^* = 0.7$ et $l^* = 1.9$ et le point de stagnation est à la même altitude $z_{st}^* = 0.7$. L'indépendance de la longueur de recirculation à la turbulence amont a aussi été observée par [Hearst et al. (2016); Hussein & Martinuzzi (1996)]. Ainsi, à faible intensité turbulente, les caractéristiques de l'écoulement moyen ne semblent pas varier en proche sillage lorsque l'intensité turbulente augmente. En revanche, [Hearst et al. (2016)] montrent qu'elle a un effet en sillage lointain où la longueur du sillage diminue quand l'intensité turbulente favorise la dissipation du sillage.

Il existe donc des différences induites par la différence du taux de turbulence de l'écoulement incident qui ne sont pas visibles sur le sillage proche moyen. Il convient alors de s'intéresser aux fluctuations de vitesse. Les profils de tension de cisaillement de Reynolds τ_{uw} sont tracés sur la figure 3.38(b) en $x^* = 1$ et $x^* = 3$. Bien que le pic soit à la même altitude dans les deux cas, le cisaillement est plus intense pour $I = 1.5$ % (en $x^* = 3$, $z^* = 1.5$: $\tau_{uw}(1.5 \%) \sim 2 \times \tau_{uw}(4 \%)$), sauf en dessous du pic de cisaillement, où il est plus élevé pour le cas à 4 %. Ainsi, τ_{uw} est moins important quand l'intensité turbulente de l'écoulement amont augmente. En effet, la turbulence provoque une agitation et un mélange avec l'écoulement externe qui dissipe le sillage plus rapidement [Hearst et al. (2016)].

Comme expliqué en section 1.3.1, l'écoulement à 14 % est un cas spécifique d'écoulement dégradé, plus proche de conditions *in situ* avec une composante transverse non négligeable. Les lignes de courant et la carte d'isosurface de vitesse moyenne \bar{U} sont présentées sur la figure 3.39 pour le cas du cube dans un écoulement incident à $I = 14$ %. L'écoulement est très différent des deux cas de turbulence précédents puisqu'il présente un angle d'incidence non négligeable. Le cas du sillage d'obstacles avec un angle d'incidence a été étudié par [Van Oudheusen et al. (2005); Saïd et al. (2007)] qui montrent, à des nombres de Reynolds plus faibles ($Re \approx 10^4$) et des taux de turbulence bas (< 1 %), que le sillage change considérablement en fonction de l'angle d'incidence α . Ces études expliquent que le sillage en forme de goutte avec des bulles de recirculation symétriques (tourbillons contra-rotatifs) disparaît quand $\alpha \neq 0^\circ$. En effet, quand α augmente, ces bulles interagissent et il en résulte un sillage du même type que celui présenté sur la figure 3.39. Nos résultats, comparables à des résultats obtenus à basse intensité turbulente de la littérature, illustrent que l'effet de l'angle d'incidence sur la forme du sillage est relativement

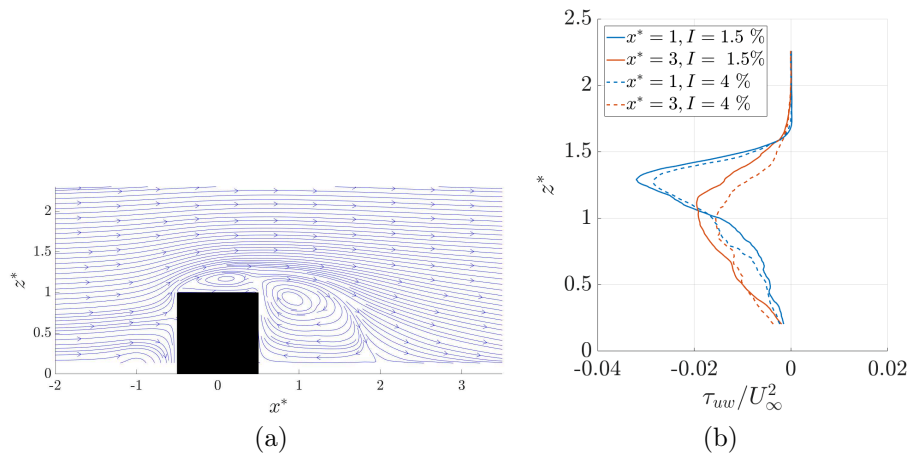


FIGURE 3.38 – Lignes de courant du cas C_1 à $I = 4 \%$ (gauche) et comparaison des profils de τ_{ww}/U_∞^2 en $x^* = 1$ et $x^* = 3$ pour les cas $I = 1.5 \%$ et $I = 4 \%$ (droite).

indépendant de l'intensité turbulente. De plus, la longueur du sillage diminue avec I [Hearst et al. (2016)]. En effet, en $x^* = 3$ et $y^* = 0$, à $I = 14 \%$ on a $\bar{U}/U_\infty \sim 0.5$. Mais pour le cas $I = 1.5 \%$, la vitesse moyenne est plus basse : $\bar{U}/U_\infty < 0.5$. Ainsi le sillage se dissipe plus rapidement dans le cas d'un écoulement dégradé. Cet effet, bien qu'indissociable de l'angle d'incidence, est cohérent avec les résultats de la littérature.

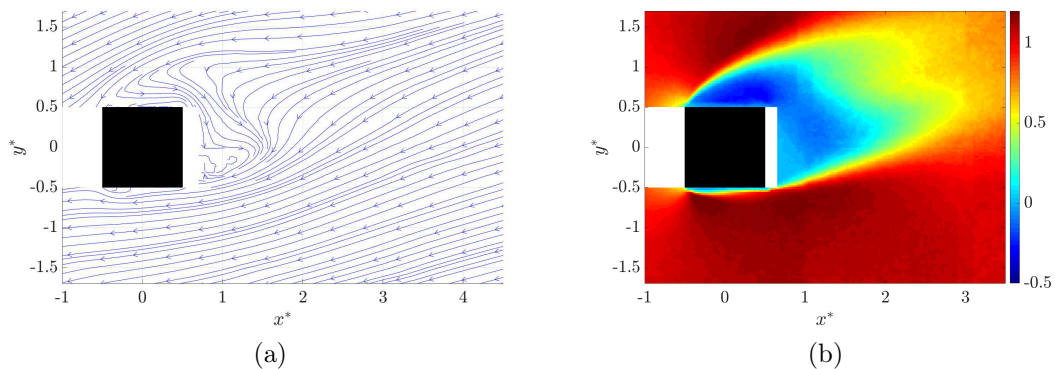


FIGURE 3.39 – Lignes de courants (gauche) et carte d'isosurface de \bar{U}/U_∞ (droite). Plan PIV horizontal en $z^* = 0.7$, pour le cas C_1 et pour $I = 14 \%$.

Le contenu fréquentiel du sillage du cube en fonction de l'intensité turbulente amont est étudié ici à partir de mesures LDV. Les PSD des composantes de vitesse u' et v' sont tracées sur la figure 3.40 en amont et en aval du cube pour les 3 intensités turbulentes étudiées. En amont, les spectres ont des amplitudes

différentes liées à leurs niveaux d'intensité turbulente respectifs. La pente en $-5/3$ est respectée dans la gamme inertielle pour $I = 14\%$ mais pas pour les autres cas, dû à un aspect anisotrope de l'écoulement. Dans le sillage, les trois PSD se superposent presque : le niveau d'énergie est similaire et la pente est la même, l'écoulement est alors dominé par le sillage du cube indépendamment de l'intensité turbulente amont. Comme expliqué précédemment, l'agitation turbulente dans le sillage rend l'écoulement localement isotrope. Le pic de la fréquence de détachement tourbillonnaire, détecté précédemment pour $I = 1.5\%$ (figure 3.6), se retrouve sur v' à 1.5% et à 4% mais pas à 14% . Dans le cas de l'écoulement dégradé, il est possible que l'absence de pic soit due aux structures tourbillonnaires qui sont rapidement dissipées dans l'écoulement. De plus, comme le sillage n'est pas orienté selon l'axe de symétrie, il est aussi possible que la fréquence de détachement ne soit pas visible dans le plan de symétrie d'où sont issues les mesures de la figure 3.40.

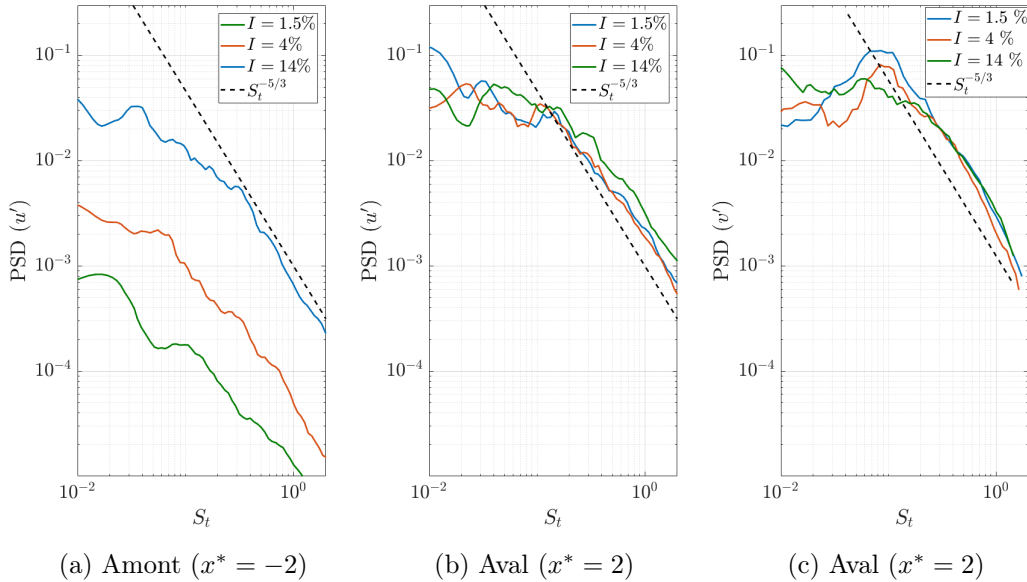


FIGURE 3.40 – Comparaison des PSD(u') en amont (gauche) et des PSD(u') et PSD(v') en aval (milieu et droite) pour le cas C_1 , dans le plan $y_0, z^* = 0.6$. La ligne en pointillés représente une pente en $-5/3$. $f_e = 60\text{ Hz}$ pour u' et $f_e = 20\text{ Hz}$ pour v' , Nfft= 1024 dans tous les cas.

L'effet du taux de turbulence sur le développement du sillage du cylindre est à présent étudié à partir des résultats obtenus à 14% . Les champs de vitesse moyenne \bar{U} et de contrainte de cisaillement τ_{uw} sont représentés sur la figure 3.41. Il n'a pas été possible de réaliser des plans plus bas dû à l'importante vibration du laser quand il est complètement immergé, il n'est donc pas possible d'estimer la longueur de recirculation pour cette configuration. Néanmoins, il apparaît que le

sillage est considérablement réduit par l'augmentation de la turbulence qui favorise la dissipation du sillage. De plus, bien que ce ne soit pas visible sur les plans PIV verticaux, la présence d'une composante transverse participe à la réduction du sillage de l'obstacle.

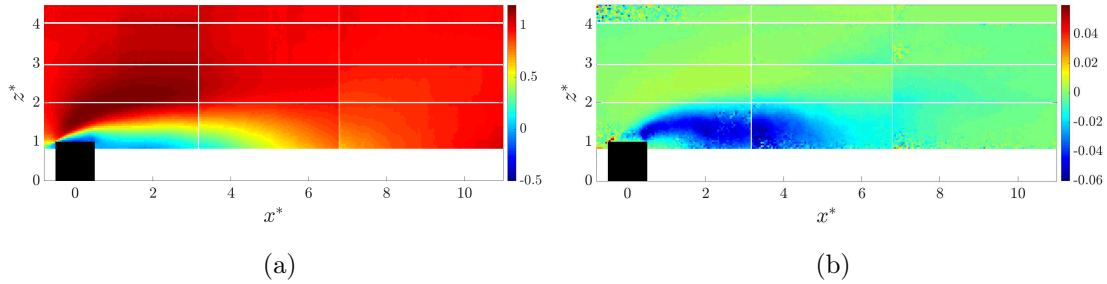


FIGURE 3.41 – Cartes d'isosurface de \bar{U}/U_∞ (gauche) et τ_{uw}/U_∞^2 (droite) du cas C_L dans le plan y_0 à $I = 14$ %.

Dans le cas C_L à $I = 14$ %, aucune "marmite" n'est visible à la surface du bassin ou ne peut être différenciée des perturbations engendrées par l'écoulement naturellement (*i.e* sans obstacle). Il est aussi possible que, dû à la recirculation présente dans le bassin à $I = 14$ %, ces structures rencontrent les bords du bassin avant de pouvoir atteindre la surface libre. Le plus probable est que les structures tourbillonnaires qui donnent naissance aux "marmites" se dissipent avant d'atteindre la surface. Afin de discuter cette remarque, l'algorithme de détection des centres tourbillonnaires est appliqué au cas du cylindre pour $I = 14$ %.

L'algorithme de détection des centres est appliqué après filtrage des champs PIV par la POD. Le critère du filtre POD est fixé à 70 % de l'énergie. La superposition des trajectoires ainsi détectées est représentée sur la figure 3.42. Des trajectoires sont détectées sur tout le champ de mesure, dans et hors du sillage du cylindre. Ainsi, en plus des tourbillons produits dans le sillage de l'obstacle, des tourbillons liés à l'écoulement ambiant sont détectés.

En première analyse, une différenciation entre deux types de tourbillons peut-être faite : les tourbillons présents naturellement dans l'écoulement à $I = 14$ % et les tourbillons générés par le cylindre. La figure 3.43(a) présente l'un des tourbillons détecté en amont du cylindre. Il est peu intense. La figure 3.43(b) montre l'un des tourbillons détecté directement derrière le cylindre, dans le sillage proche de celui-ci. Il est très intense et différent des tourbillons détectés en amont de l'obstacle. Il est donc supposé que ce tourbillon est généré par la présence du cylindre. L'un des tourbillons détecté dans le plan le plus en aval et le plus haut dans l'écoulement est

3.1. OBSTACLES ISOLÉS

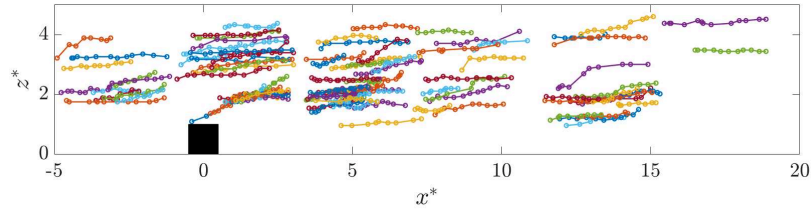


FIGURE 3.42 – Trajectoires de tourbillons détectées pour le cas C_L dans le plan y_0 à $I = 14$ %.

présenté sur la figure 3.43(c). Il est de faible intensité et semblable à celui présenté sur la figure 3.43(a). En effet, à cette position dans l'écoulement, on s'attend à ce que les tourbillons émis par le cylindre soient dissipés par l'agitation turbulente. On différencie alors les tourbillons qui sont détectés dans l'écoulement ambiant qui ont une faible intensité et ceux qui sont émis dans le sillage du cylindre, qui sont plus intenses. Ces derniers sont aisément détectés en sillage proche et plus difficilement en sillage lointain.

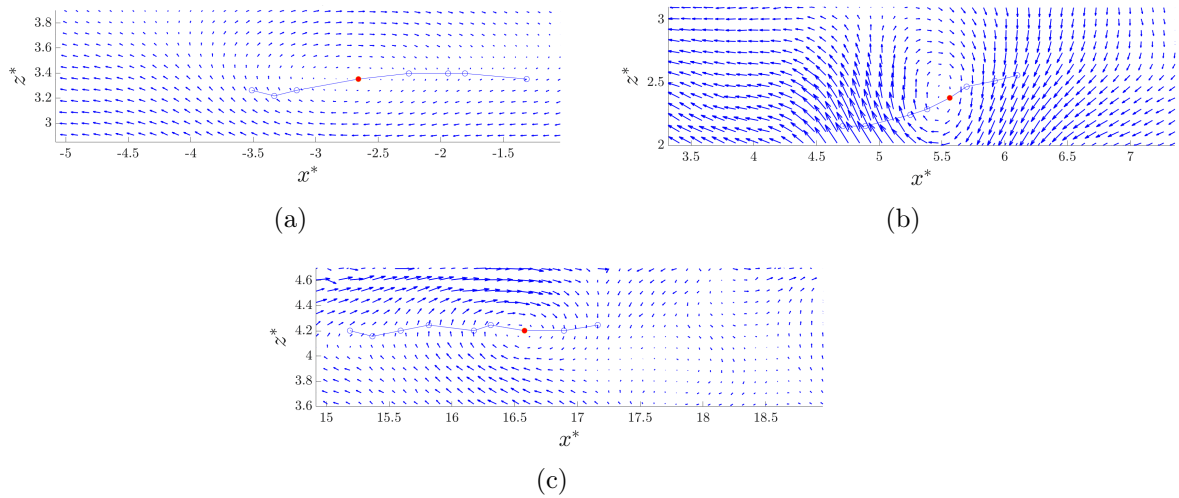


FIGURE 3.43 – Exemple de tourbillons détectés en amont de l'obstacle (haut, gauche), en proche sillage (haut, droite) et en sillage lointain (bas) pour le cas C_L et $I = 14$ %.

Dans ce cas, les hypothèses d'établissement de l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente ne sont plus valides. Il n'est donc pas possible de réaliser une étude similaire au cas à 1.5 %.

3.1.5 Complémentarité des résultats expérimentaux et numériques

Dans le cadre du projet THYMOTE (section 1.2), des modèles numériques ont été développés. L'un d'entre eux se concentre sur l'aspect local de la turbulence générée par des rugosités de fond et a fait l'objet d'une thèse [Mercier (2019)], la méthode utilisée étant celle de Boltzmann sur réseau (LBM). La turbulence est modélisée par la simulation aux grandes échelles (LES), dont une partie des éléments théoriques est reprise dans la section 2.2.4. Le code ainsi développé a été validé à partir des bases de données obtenues dans le cadre de ces travaux sur les cas du cube et du cylindre. Les résultats de simulation ont ensuite permis de compléter la base de données expérimentales avec des représentations 3D des événements tourbillonnaires émis dans le sillage des obstacles. Cette étude comparative fait l'objet d'une publication commune [Mercier et al. (2020)].

Dans un premier temps, le code a été validé grâce aux bases de données expérimentales obtenues sur le cas du cube. Les comparaisons des profils sont représentées sur la figure 3.44. Les différences quadratiques relatives sont évaluées dans [Mercier et al. (2020)] pour les profils à $1H$ du cube. Les résultats donnent une différence moyenne d'au maximum 5 % sur les composantes moyennes et fluctuantes de la vitesse. Cette valeur est jugée acceptable compte tenu de l'incertitude des mesures expérimentales.

La comparaison des profils de vitesse et des spectres obtenus pour le cas du cylindre est représentée sur les figures 3.45 et 3.46. Les écarts sont supérieurs à ceux obtenus pour le cas du cube, l'erreur maximale quadratique moyenne est de l'ordre de 30 %. Ces différences pourraient être imputées à une dissipation numérique supérieure à la dissipation expérimentale. Les spectres montrent cependant des résultats très proches : les pics de détachement tourbillonnaire sont obtenus aux mêmes fréquences et les pentes des spectres dans la gamme inertielle sont identiques. Le contenu spectral complexe du cylindre est donc bien représenté numériquement. Les résultats sont comparables et satisfaisants [Mercier et al. (2020)].

Les résultats numériques sur le cas du cylindre permettent d'observer le sillage en détail et dans les 3 dimensions. Cela permet d'étudier le mécanisme de génération et la dynamique des structures tourbillonnaires. La figure 3.47 permet d'illustrer le développement du sillage du cylindre. On voit que certains des événements tourbillonnaires sont particulièrement impulsés vers le haut de la colonne d'eau. Les résultats expérimentaux ont montré que ce sont ces événements qui peuvent donner naissance à des "marmites". Dans la section 3.1.3, nous avons supposé que ces événements tourbillonnaires sont issus de la fusion ou de l'interaction des tourbillons émis périodiquement derrière le cylindre. La figure 3.48 permet

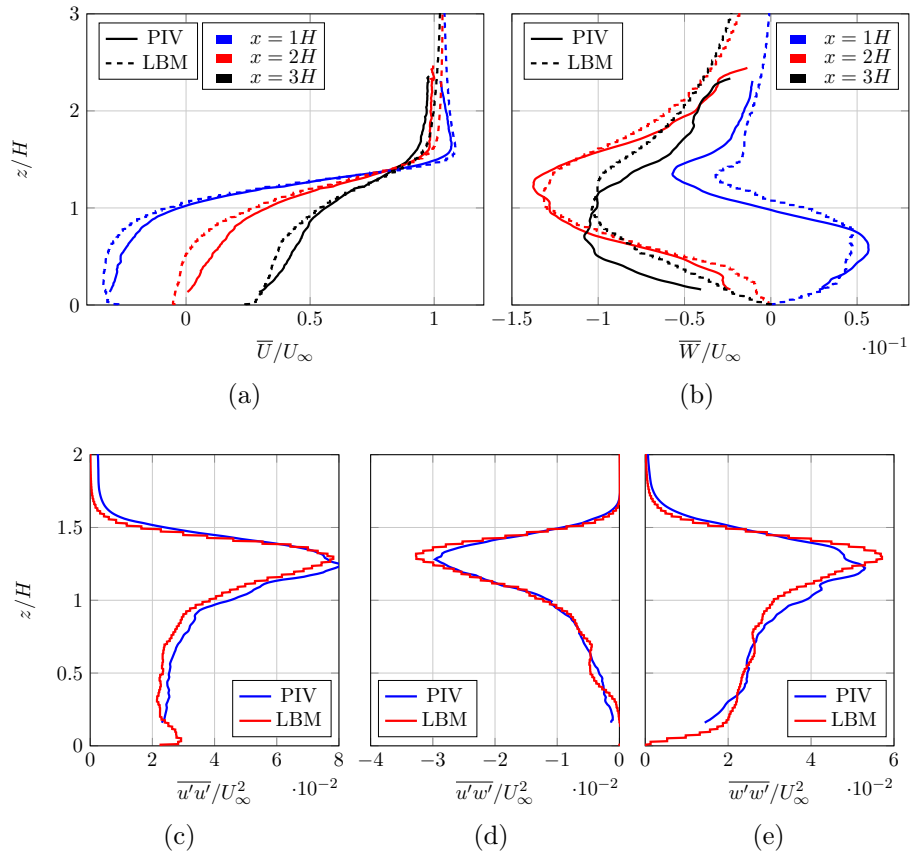


FIGURE 3.44 – Comparaison des résultats spatiaux entre le numérique et l'expérimental pour le cas C_1 avec $I = 1.5\%$.

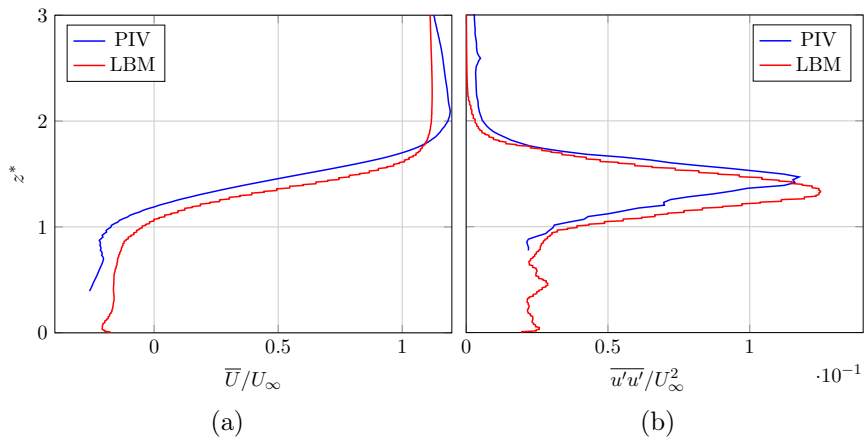


FIGURE 3.45 – Comparaison des résultats spatiaux entre le numérique et l'expérimental pour le cas C_6 avec $I = 1.5\%$.

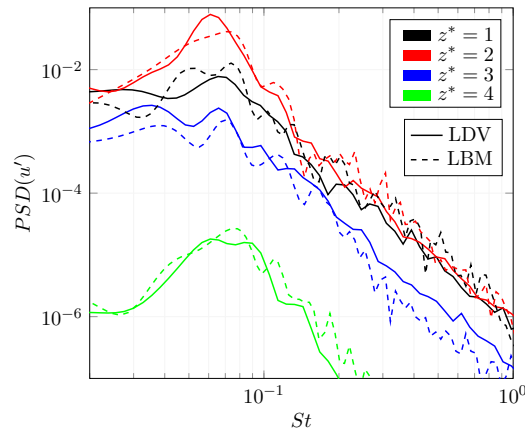


FIGURE 3.46 – Comparaison des résultats spectraux entre le numérique et l’expérimental pour le cas C_6 avec $I = 1.5\%$.

de représenter ce phénomène de fusion des tourbillons. On y voit 3 centres tourbillonnaires qui interagissent entre eux pour former ensuite un seul tourbillon, plus énergétique comme c’est expliqué par [Müller & Gyr (1987)]. Ce phénomène n’est pas directement observable sur les plans PIV.



FIGURE 3.47 – Isosurface de λ_2 dans le sillage obtenu numériquement pour le cas C_6 [Mercier et al. (2020)].

Ainsi, les cas d’obstacles seuls, représentatifs de variations bathymétriques significativement plus hautes que les obstacles voisins, produisent des sillages dont l’étendue spatiale augmente avec le rapport d’aspect. Un détachement tourbillonnaire a lieu à une fréquence définie et, dans le cas du cylindre, certaines des structures

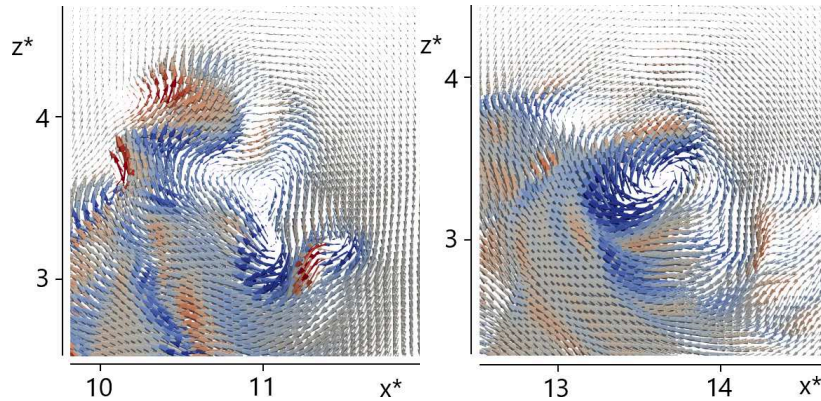


FIGURE 3.48 – Fusion d’un amas tourbillonnaire entre t_0 et $t_0 + 1$ s. Visualisation du sillage obtenu numériquement pour le cas C_6 [Mercier et al. (2020)].

émises sont très énergétiques et remontent dans la colonne d’eau jusqu’à la surface. Ces cas canoniques permettent de comprendre le mécanisme de développement du sillage derrière des obstacles seuls à base carrée posés sur le fond. Ce type d’élément n’étant pas les plus rencontrés *in situ*, des cas de combinaisons d’obstacles ont ensuite été considérés. Ils représentent des suites de variations moyennes de bathymétrie. Ils sont majoritairement présents et plus complexes. La suite de cette étude se consacre à l’étude de quelques cas de combinaisons pour répondre aux questions suivantes :

- comment leur sillage impacte-t-il la colonne d’eau en comparaison aux cas seuls ?
- ces cas produisent-ils des structures capables de remonter jusqu’à la surface ?

3.2 Combinaisons d’obstacles

Les différentes combinaisons d’obstacles décrites dans la partie 2.1.2 sont considérées dans cette section. L’effet de la présence d’un plan incliné, représentant une variation de pente douce, est tout d’abord étudié. Il est supposé que la pente donne une impulsion aux structures tourbillonnaires favorisant ainsi leur remontée dans la colonne d’eau. Il est étudié d’abord seul puis en combinaison avec les cas C_1 et C_L . Puis, l’ajout d’un cube en amont du cylindre et une combinaison d’obstacles répartis sur 3 rangs permettront de se rapprocher de cas plus réalistes de rugosité de fond.

3.2.1 Influence d’un plan incliné

Les résultats des mesures LDV réalisées sur le cas S_6 sont présentés sur les figures 3.49 et 3.50. Le plan incliné induit une sur-vitesse par effet de blocage.

En effet, à une altitude de $z^* = 4$ en $x^* = 1$, $\bar{U} = 1 \text{ m/s}$ alors qu'en $x^* = 11$, $\bar{U} = 1.13 \text{ m/s}$. Ainsi en $10H$, la vitesse augmente de 13% à mi-hauteur du bassin. De la même façon que dans le cas du bassin seul et grâce à une interpolation logarithmique du profil de vitesse, la hauteur de la couche limite $\delta^* = \delta_{95}^*$ est calculée en prenant pour origine le sol du bassin et non pas la paroi du plan incliné. Les résultats sont $\delta^* = 0.8$ en $x^* = 5$ et $\delta^* = 1.2$ en $x^* = 9$. En $x^* = 5$, la hauteur de couche limite est inférieure à celle mesurée dans le bassin vide ($\delta^* = 1.3$), supposément par effet de blocage. Ainsi δ^* augmente lorsque la couche limite se développe sur la pente. En revanche, si l'on considère le plan incliné comme origine, la hauteur diminue légèrement entre $x^* = 5$ et $x^* = 9$.

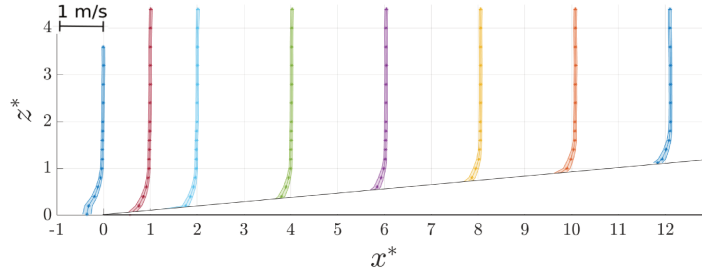


FIGURE 3.49 – Profils de \bar{U}/U_∞ avec leurs écart-types, dans le plan y_0 pour le cas S_6 .

Les effets de contournement sont étudiés en traçant les profils de la vitesse \bar{U}/U_∞ dans les plans $y^* = 5$ et $y^* = -5$ sur la figure 3.50. L'étendue transverse de la pente mesure 3 m de large donc $12H$. Ainsi les positions dans le plan $y^* = 5$ et $y^* = -5$ se situent à une distance de $1H = 0.25 \text{ m}$ du bord de la pente. L'écart entre les profils est faible avec des différences $< 5 \%$. Nous considérons donc l'écoulement homogène sur une largeur de $-5 \leq y^* \leq 5$ du plan incliné.

Le plan incliné est ensuite positionné en aval du cube (cas C_1S_6). Pour ce cas, des résultats dans le plan de symétrie y_0 seulement sont présentés. La comparaison détaillée des deux cas (C_1 et C_1S_6) est proposée dans [Ikhennicheu et al. (2018a)]. L'effet de la pente sur le sillage du cube est illustré sur les figures 3.51 et 3.52. Les caractéristiques principales de l'écoulement derrière le cube se retrouvent dans les deux cas. En proche sillage, les écoulements sont similaires : le centre de la zone de recirculation C reste au même endroit ($x^* = 0.9$, $z^* = 1$). L'effet du plan incliné apparaît plus en aval. En effet, dans le cas C_1S_6 , on note l'apparition d'un point de stagnation S à ($x^* = 1.7$, $z^* = 0.7$) localisé sur la bordure de la zone de recirculation. Les lignes de courants illustrent aussi la réduction de la zone de cisaillement : $l^*(C_1S_6) = 1.7$ comparé à $l^*(C_1) = 1.9$.

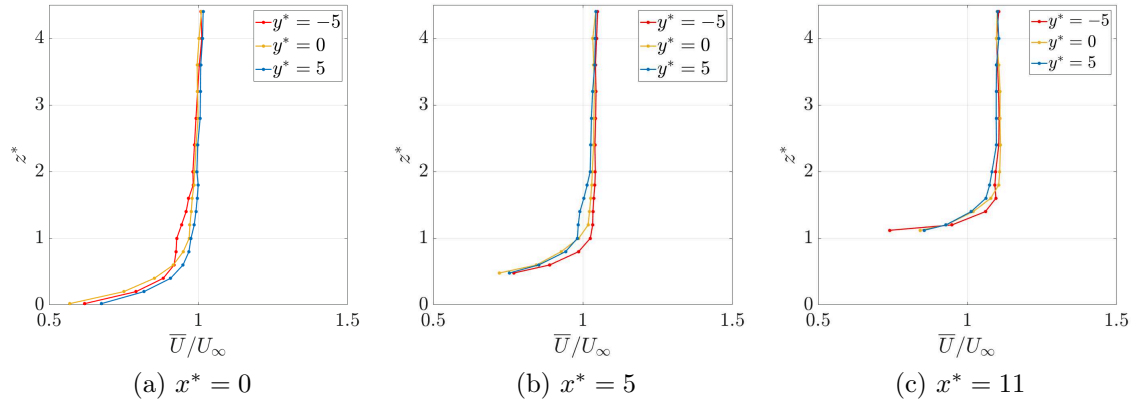


FIGURE 3.50 – Profils de \bar{U}/U_∞ en $x^* = 0$ (gauche), $x^* = 5$ (milieu) et $x^* = 11$ (droite) selon z^* pour le cas S_6 dans les plans $y^* = -5$ (rouge), $y^* = 0$ (jaune) et $y^* = 5$ (bleu).

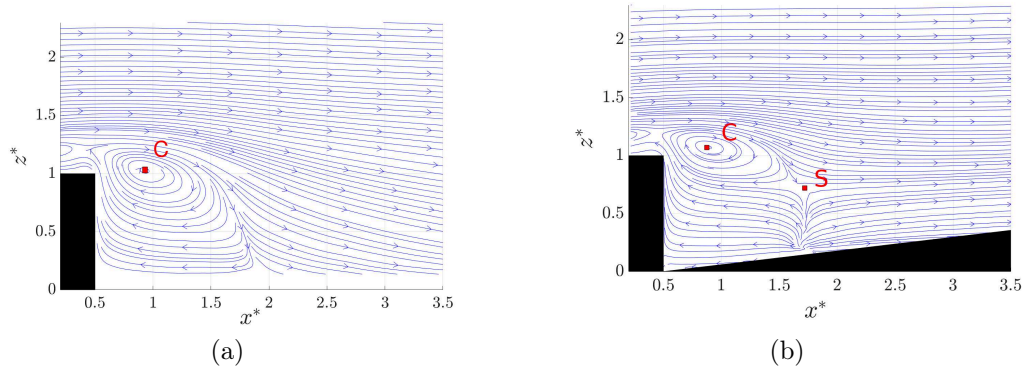


FIGURE 3.51 – Lignes de courant dans le plan y_0 . Cas C_1 (gauche) et cas C_1S_6 (droite). C est le centre de la zone de recirculation et S le point de stagnation.

La carte d'isosurface de vitesse verticale moyenne \bar{W} du cas C_1 (figure 3.3) montre une zone où $\bar{W} < 0$, indiquant que le fluide est dirigé vers le sol. À l'inverse, dans le cas C_1S_6 (figure 3.52(a)), il n'existe qu'une petite zone où $\bar{W} < 0$ en haut de la zone de recirculation, et le reste du sillage est dirigé vers la surface ($\bar{W} > 0$). La figure 3.52(b), comparée à la figure 3.4, permet d'observer l'effet d'écrasement et de raccourcissement de la couche de cisaillement provoqué par le blocage du plan incliné. Finalement, les deux figures illustrent l'impulsion donnée par le plan incliné qui réoriente la couche de cisaillement vers la surface libre. Les cartes d'isosurface de tension de cisaillement permettent aussi d'illustrer que la valeur maximale de τ_{uw} est environ 10 % plus intense en proche sillage pour C_1S_6 que pour le cas C_1 [Ikhennicheu et al. (2018a)].

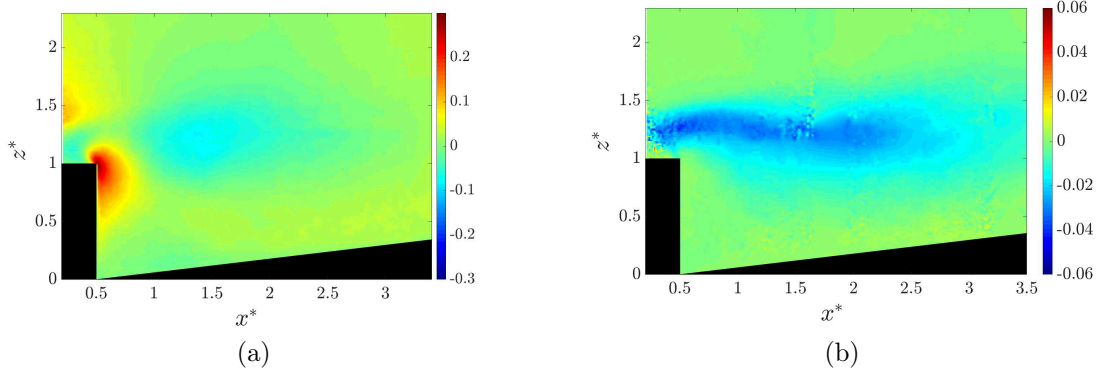


FIGURE 3.52 – Cartes d'isosurface de \overline{W}/U_∞ (gauche) et τ_{uw}/U_∞^2 (droite) du cas C_1S_6 .

Afin de quantifier les effets de l'inclinaison du sol sur le développement du sillage, l'épaisseur et l'altitude du centre de la couche de cisaillement sont estimées dans le plan de symétrie pour les cas C_1 et C_1S_6 . Tout d'abord, l'altitude du centre de la couche de cisaillement (z_{SL}) est déterminée pour chaque position longitudinale x^* . Elle correspond au point d'inflexion du profil de vitesse longitudinale moyen. Ensuite, à chaque position, l'épaisseur de la couche de cisaillement ou épaisseur de vorticité δ_w est calculée :

$$\delta_w(x) = \frac{U_s}{(dU_s/dz)_{z=z_{SL}}} \quad (3.2)$$

où $U_s = \overline{U} - \overline{U_i(x)}$ avec $\overline{U_i(x)}$ la vitesse longitudinale moyenne sous la couche de cisaillement. Pour trouver le point d'inflexion, pour chaque position x , $U_s(x, z)$ est approximée par la fonction $f(x, z) = a(x) + b(x)\tanh(c(x)z)$. Ces grandeurs sont estimées pour $0.5 \leq x^* \leq 2.5$. Il est précisé que l'origine du repère reste à $z^* = 0$, à la position du sol du bassin. En aval de $x^* = 2.5$, l'écoulement très turbulent et le cisaillement faible, empêchent la détermination exacte de $U_i(x)$. Les résultats sont présentés sur la figure 3.53. Le graphe de δ_w montre que la couche de cisaillement est plus fine pour C_1S_6 , confirmant l'effet de blocage évoqué plus tôt. La différence entre les épaisseurs est nulle au bord de fuite du cube et augmente jusqu'à $x^* = 1$. Ensuite la différence reste constante avec $\Delta\delta_w = 0.08$. L'évolution longitudinale de z_{SL}^* illustre la remontée de la couche de cisaillement avec l'inclinaison du sol. Celle-ci suit la position du plan incliné dans le cas C_1S_6 jusqu'à $x^* = 2.5$.

Ainsi, avec l'addition d'un plan incliné en aval d'un cube, la couche de cisaillement devient plus fine mais la valeur de τ_{uw} est plus intense (jusqu'à 10 %). Un cisaillement plus important suggère un meilleur mélange, ce qui accélère

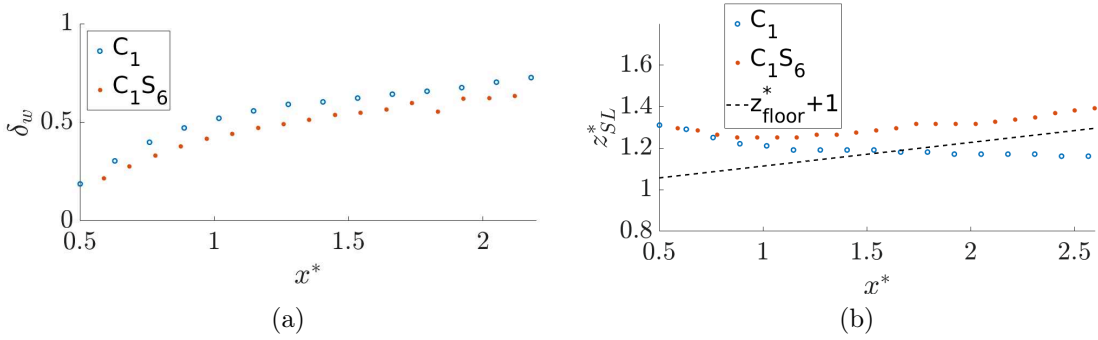


FIGURE 3.53 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité δ_w (gauche) et de l'altitude du centre de la couche de cisaillement z_{SL} (droite) des cas C_1 et C_1S_6 .

la dissipation du sillage qui se réduit donc avec l'inclinaison du sol. L'analyse des quadrants [Wallace (2016)] appliquée à des champs filtrés par la POD dans [Ikhennicheu et al. (2018a)] permet de mettre en évidence la présence d'éjections intenses de fluide vers la surface dans le cas C_1S_6 alors qu'elles sont faibles dans le cas C_1 .

L'effet de l'ajout de la même pente en aval du cylindre C_6 est également étudié. Les lignes de courant du cas C_7S_6 sont tracées sur la figure 3.54. Elles sont à comparer à la figure 3.8. Le plan incliné réduit la longueur de la zone de recirculation : $l^*(C_7S_6) = 5.2$, tandis que $l^*(C_L) = 6$, soit une réduction de 13 %. La réduction de l^* dans le cas du cube donnait un résultat similaire de 11 %. Comme pour le cas C_1 , la présence du plan favorise la remontée du sillage vers la surface.

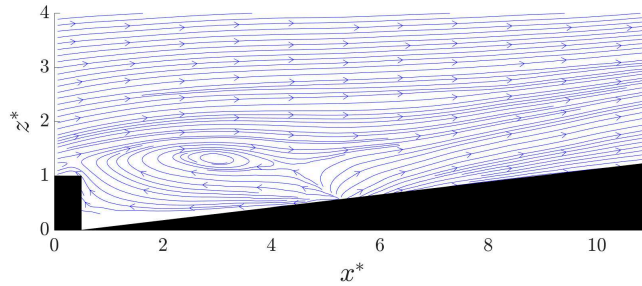


FIGURE 3.54 – Lignes de courant du cas C_7S_6 dans le plan y_0 .

De la même façon que précédemment, l'évolution du centre de la couche de cisaillement et de son épaisseur de vorticité sont calculées et présentées sur la figure 3.55. L'effet de l'inclinaison du sol est similaire au cas C_1 : il cause une élévation et une étendue verticale plus faible de la couche de cisaillement : $z_{SL}^*(C_7S_6) > z_{SL}^*(C_L)$ et la différence entre les deux passe de 8% en $x^* = 3$ jusqu'à 30 % en $x^* = 8$.

La différence de δ_w entre les deux cas est négligeable jusqu'à $x^* = 6$ et elle augmente pour atteindre 20 % en $x^* = 9$. Dans le cas C_7S_6 , la couche de cisaillement suit la position du sol jusqu'à $x^* = 6$ et elle est ensuite impulsée vers la surface libre.

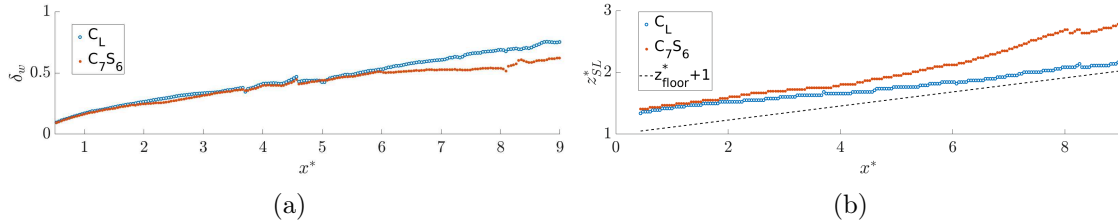


FIGURE 3.55 – Évolution de l'épaisseur de la couche de cisaillement δ_w (gauche) et de l'altitude de son centre z_{SL}^* (droite) pour les cas C_L et C_7S_6 .

L'algorithme de détection des centres tourbillonnaires appliqué aux champs filtrés par la POD est utilisé sur le cas C_7S_6 . Les résultats sont présentés sur la figure 3.56. Dans ce cas, le recouvrement entre les plans est plus faible que dans le cas C_L , d'où le vide entre les trajectoires des plans du haut et des plans du bas. Les angles de remontée sont du même ordre de grandeur que ceux trouvés dans le cas C_L . On pourrait s'attendre à une différence d'angle due à l'inclinaison du sol mais la précision sur la détermination de γ ne le permet pas. Les plans de mesure PIV du cas C_7S_6 sont différents de ceux du cas C_L (cf. figures A.2(d) et (e)). Il n'est donc pas réaliste de comparer les rayons et recirculations obtenus avec et sans pente. Cependant, la dynamique globale des trajectoires détectées dans le sillage de C_7S_6 semble être la même que pour C_L .

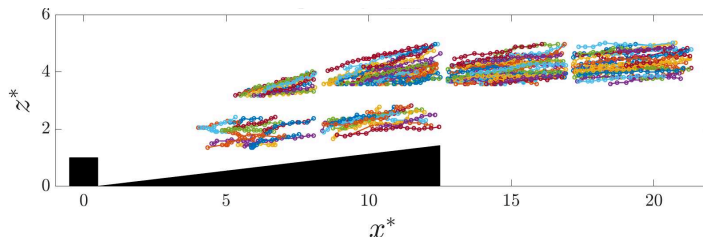


FIGURE 3.56 – Trajectoires des tourbillons détectés dans le cas C_7S_6 dans le plan y_0 .

Ainsi, l'ajout d'un plan incliné en aval d'un obstacle a un effet de blocage sur le développement du sillage qui induit une réduction de la zone de recirculation de l'obstacle de l'ordre de 11 % pour le cube et 13 % pour le cylindre. La couche de cisaillement est alors plus fine, plus courte et impulsée vers la surface. L'impulsion donnée par l'inclinaison du sol permet la remontée du sillage dans la colonne

d'eau mais ne change pas le mécanisme de formation et d'émission de structures tourbillonnaires. En effet, aucun évènement n'est détecté par l'algorithme de détection dans le cas du cube, avec ou sans pente tandis que des évènements remontent à la surface avec des angles de remontée du même ordre de grandeur dans le cas du cylindre, avec ou sans pente.

3.2.2 Combinaisons d'obstacles cubiques

Dans cette section, les cas C_12C_6 et $C_31C_1^21C_2$ sont étudiés. Pour le premier cas, des plans PIV verticaux dans et hors du plan de symétrie sont disponibles ainsi que des mesures LDV. Pour le second, seules des mesures PIV dans le plan de symétrie sont disponibles.

3.2.2.1 Description spatiale du sillage

L'étude du cas C_12C_6 permet d'étudier l'effet de la présence d'un cube sur le développement du sillage du cylindre. Ainsi, un cube est ajouté $2H$ en amont du cylindre. Le comportement de l'écoulement est présenté sur la figure 3.57. La carte d'isosurface de τ_{uw}/U_∞^2 montre un fort cisaillement derrière le cube. En comparaison du cas C_1 , la couche de cisaillement qui se développe derrière le cube atteint de plus hautes altitudes : dans le plan y_0 , des valeurs de $\tau_{uw}/U_\infty^2 < -0.05$ atteignent $z^* = 1.5$ pour le cas C_1 et $z^* = 2.7$ pour le cas C_12C_6 . La présence du cylindre impulse donc la couche de cisaillement du cube. À l'inverse : la présence du cube casse le développement du sillage du cylindre : l^* diminue significativement dans le plan y_0 : $l_{y0}^* = 2.3$ pour le cas C_12C_6 qui est à peu près trois fois plus faible que le cas C_L où $l_{y0}^* = 6$.

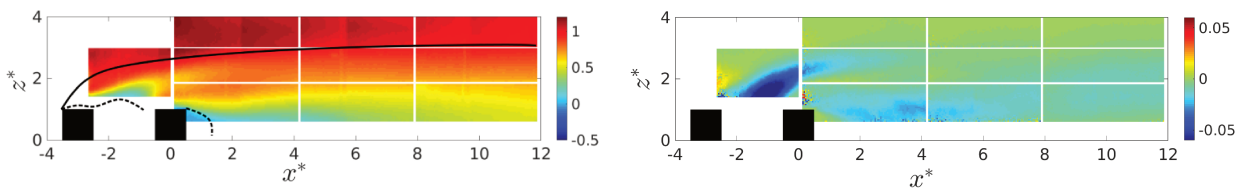


FIGURE 3.57 – Cartes d'isosurface de \bar{U}/U_∞ (gauche) et de τ_{uw}/U_∞^2 (droite) pour le cas C_12C_6 dans le plan y_0 . La ligne pleine marque l'extension du sillage ($\bar{U} = 0.9 * \bar{U}_\infty$) et la ligne en pointillés la zone de recirculation ($\bar{U} < 0$).

Les cartes d'isosurface de vitesse moyenne longitudinale hors du plan de symétrie (y_1 et y_2) sont présentées sur la figure 3.58. Dans le plan y_1 , le sillage du cylindre est encore soumis à l'influence du cube. Dans le plan y_2 , l'aspect du sillage du

cylindre est similaire à celui d'un obstacle cubique ayant un rapport d'aspect entre 1 et 6 [Martinuzzi & Tropea (1993)]. L'extension du sillage est ici influencée par la présence du cube sur toute la largeur de l'obstacle avec des longueurs de recirculation plus basses que pour le cas C_6 aux mêmes positions : $l_{y1}^* = 4.6$ et $l_{y2}^* = 4.1$.

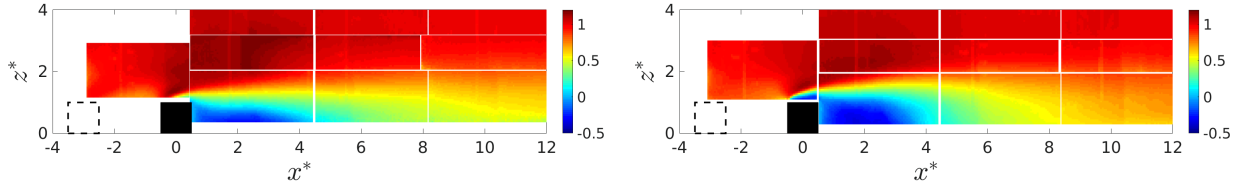


FIGURE 3.58 – Cartes d'isosurface de \bar{U}/U_∞ pour le cas C_12C_6 dans les plans $y1$ (gauche) et $y2$ (droite).

L'effet de l'éloignement entre le cube et le cylindre d_o^* a été étudié à partir de profils LDV pour deux écartements cube/cylindre : $d_o^* = 1$ et $d_o^* = 2$. Les profils moyens de vitesse \bar{U} sont présentés sur la figure 3.59. En $x^* = 0.5$, l'étendue verticale du cisaillement généré par la présence du cube est plus importante dans le cas $d_o^* = 2$ (des valeurs de $\tau_{uw}/U_\infty^2 < -0.02$ atteignent $z^* = 3.2$) que dans le cas $d_o^* = 1$ (des valeurs de $\tau_{uw}/U_\infty^2 < -0.02$ n'excèdent pas $z^* = 2.8$). En $x^* = 5.5$, les profils sont très proches mais un écart demeure sur la composante fluctuante : à $z^* = 3.2$, $u'(d_o^* = 1)/U_\infty = 0.05 < u'(d_o^* = 2)/U_\infty = 0.09$. Les profils en $x^* = 11.5$ sont quasiment superposés. Ainsi, l'écartement du cube a un effet jusqu'à une distance d'au plus $11H$ en aval du cylindre. Au-delà, l'écoulement ne semble plus dépendre de d_o^* .

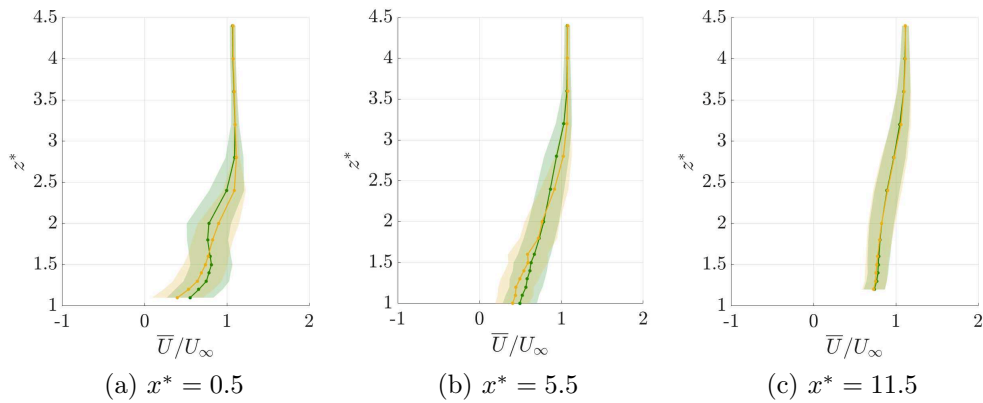


FIGURE 3.59 – Profils de \bar{U}/U_∞ avec l'écart-type dans le plan $y^* = 0$, pour le cas C_12C_6 : $d_o^* = 2$ (vert) et C_11C_6 : $d_o^* = 1$ (jaune).

Un autre cas de combinaison est considéré en positionnant 2 cubes et 2 cylindres en combinaison : le cas $C_31C_1^21C_2$. Le champ moyen est illustré sur la figure 3.60. La longueur de recirculation derrière le dernier obstacle C_2 , dans le plan de symétrie est : $l^* = 1.5$, cette valeur est inférieure à $l^* = 3$ mesuré par [Martinuzzi & Tropea (1993)] pour un obstacle seul avec $A_R = 2$. Cette différence se justifie par la combinaison d'obstacles précédant C_2 qui réduit la longueur de recirculation comme expliqué pour le cas test précédent. On considère que les perturbations induites par la présence d'obstacles se traduisent par une vitesse moyenne déficitaire ($\bar{U}/U_\infty < 0.9$) et une valeur absolue de tension de cisaillement élevée ($\tau_{uw}/U_\infty^2 < -0.02$). Dans le cas $C_31C_1^21C_2$, ces perturbations n'excèdent pas $z^* = 2$: ce qui est faible comparé aux cas C_1 et surtout C_L .

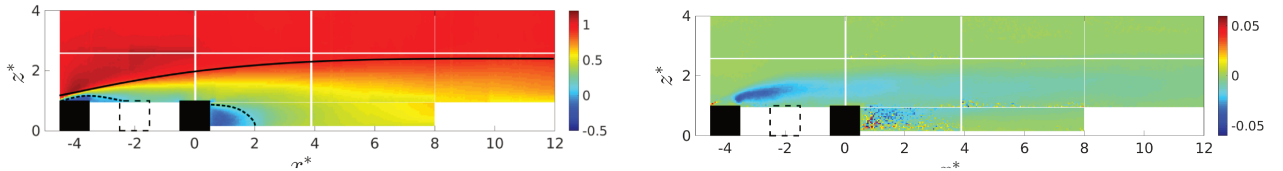


FIGURE 3.60 – Carte d'isosurface de \bar{U}/U_∞ (gauche) et τ_{uw}/U_∞^2 (droite) pour le cas $C_31C_1^21C_2$ dans le plan $y0$. La ligne pleine marque l'extension du sillage ($\bar{U} = 0.9 * \bar{U}_\infty$) et la ligne en pointillés la zone de recirculation ($\bar{U} < 0$).

3.2.2.2 Description temporelle et spectrale du sillage

À partir des résultats de mesures PIV, une carte d'isosurface de $u'w'$ instantanée est tracée suivant z^* en $x^* = 13$ sur la figure 3.61(a) pour le cas C_12C_6 . Moins de 10 tourbillons sont détectés et seulement deux d'entre eux atteignent des hautes altitudes (autour de $t \sim 110$ s). Hors du plan de symétrie, aucun évènement n'est détecté. L'évènement le plus énergétique du cas C_12C_6 est identifié sur la figure 3.61(a) et son champ instantané est représenté sur la figure 3.61(b). Le tourbillon généré dans le sillage de C_12C_6 est moins large et moins énergétique que celui du cas C_L . La présence du cube induit un sillage qui perturbe l'organisation des tourbillons qui se développent dans le sillage du cylindre : aucune structure tourbillonnaire cohérente et énergétique (comme celles du cas C_L) ne peut être générée dans le cas d'un cylindre précédé d'un cube.

La même étude est réalisée pour le cas $C_31C_1^21C_2$ sur la figure 3.62. La carte d'isosurface de $u'w'$ illustre la faible intensité turbulente dans l'écoulement comparé au cas C_12C_6 au même endroit. L'évènement le plus énergétique est sélectionné et représenté sur la figure 3.62(b). Cette figure souligne que l'écoulement dans le plan d'étude est très peu perturbé sauf lors de passages de rares tourbillons dont la taille est similaire au cas du cube. Ainsi, les structures turbulentes, très énergétiques,

dans le cas C_L sont très faibles dans le cas C_12C_6 et quasiment inexistantes dans le cas de combinaisons plus complexes.

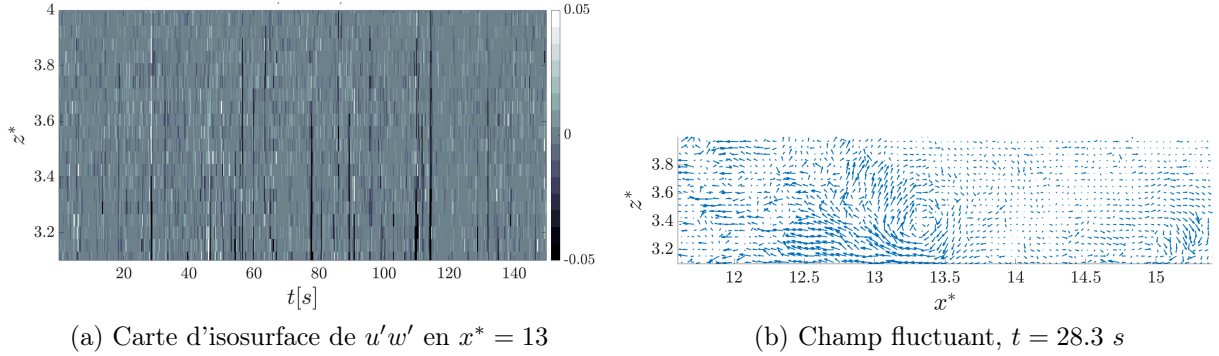


FIGURE 3.61 – Fluctuations de vitesse pour le cas C_12C_6 , issues de mesures PIV dans le plan $y0$.

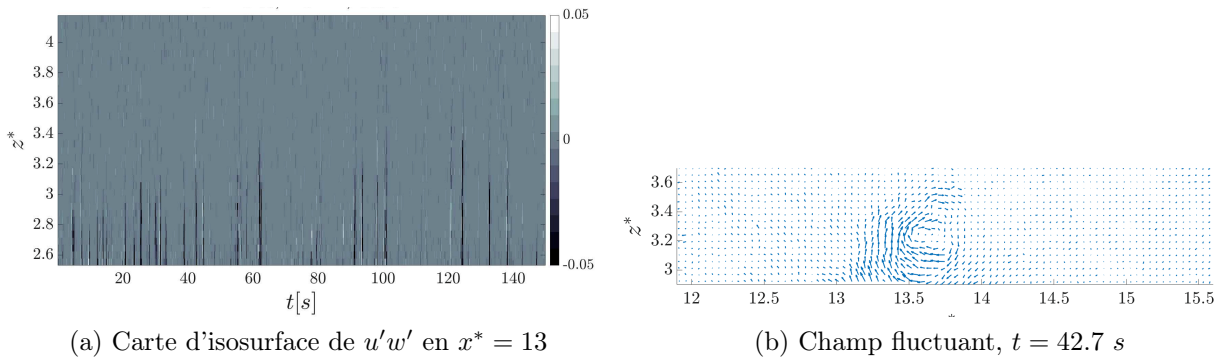


FIGURE 3.62 – Fluctuations de vitesse pour le cas $C_31C_1^2C_2$, issues de mesures PIV dans le plan $y0$.

À partir des résultats de mesures LDV, une analyse spectrale est proposée pour les cas C_12C_6 et C_11C_6 . Les PSD sont tracées sur la figure 3.63 en comparaison avec le cas du cylindre. On note une différence d'amplitude entre les spectres. À $x^* = 11.5$, les profils moyens semblaient identiques sur la figure 3.59 mais, les PSD montrent que le sillage est moins énergétique dans le cas $d_o^* = 2$. Pour ce cas, aucun pic n'est détecté. Comme expliqué précédemment, la cohérence de l'écoulement n'est pas suffisante pour générer des structures périodiques et aucune fréquence n'est alors identifiée dans le sillage. Lorsque d_o^* diminue, un pic apparaît (en $z^* = 2$ particulièrement). Il est détecté au même Strouhal que le détachement tourbillonnaire de C_L mais moins intense. [Martinuzzi & Havel (2000)] ont étudié le cas de 2 cubes en combinaison. Ils ont montré que si $d_o^* < 1.4$, la couche de cisaillement du premier obstacle se rattache sur le second et son effet sur le sillage

du deuxième obstacle est limité. Si $1.4 < d_o^* < 3.5$, le développement du sillage du second obstacle est largement impacté par le sillage du premier qui empiète sur sa face amont. Cette explication justifie la présence du pic pour $d_o^* = 1$ et son absence pour $d_o^* = 2$. Cependant, quelque soit d_o^* , la présence du cube empêche toujours le développement de structures cohérentes suffisamment énergétiques pour remonter dans la colonne d'eau.

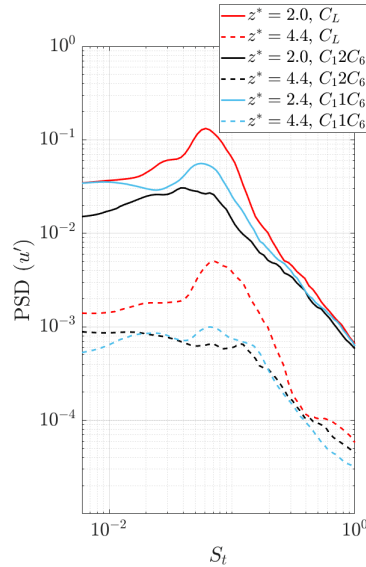


FIGURE 3.63 – $PSD(u')$ en $x^* = 11.5$ et y_0 pour $z^* = 2.0$ (—) et $z^* = 4.4$ (---) pour C_L (rouge), C_12C_6 (noir) et C_11C_6 (bleu). $50 \text{ Hz} < f_e < 120 \text{ Hz}$ en fonction du cas et $N_{fft} = 1024$.

Aucune mesure LDV n'est disponible pour le cas $C_31C_1^21C_2$. Des spectres ont été calculés à partir de mesures PIV mais ne sont pas montrés ici car aucun pic de fréquence spécifique n'a pu être identifié.

Ainsi, l'addition d'un cube en amont d'un cylindre casse le développement du sillage du cylindre et aucune structure suffisamment énergétique pour remonter dans la colonne d'eau est détectée. L'écartement entre le cube et le cylindre favorise ou non le développement du sillage du cylindre, mais ne permet en aucun cas la génération de structures énergétiques qui remontent à la surface. Une combinaison plus complexe d'obstacles génère un sillage moyen qui ne remonte pas non plus dans la colonne d'eau. Afin de mieux comprendre la turbulence produite par différents éléments bathymétriques et d'anticiper les fluctuations de vitesse que pourraient percevoir une hydrolienne dans un tel écoulement, les différents cas d'étude décrits dans cette section sont confrontés les uns aux autres dans la section suivante.

3.3 Comparaison globale des cas d'étude

Les résultats obtenus dans les sections 3.1 et 3.2 sont résumés dans le tableau 3.2. L'extension verticale du sillage est décrite en utilisant δ_z^* , calculé comme l'épaisseur de couche limite : $\delta_z^* = z^*(\bar{U} = 0.95 \times U_\infty)$ dans le sillage de chaque cas test. Pour chaque cas, l'origine verticale est prise au niveau du sol du bassin. Sa valeur est évaluée à chaque position longitudinale et la valeur maximale $\max(\delta_z^*)$ est rapportée dans le tableau. Pour les cas C_L et C_7S_6 , l'extension verticale du sillage est $8H = 2 m = D_e$, la profondeur du bassin. Dans ce cas, de larges "marmites" apparaissent et les fluctuations de vitesse atteignent la surface libre. Dans le cas C_1S_6 , le sillage est dirigé vers la surface libre et continue à s'élever au-delà des mesures réalisées. Cependant, les fluctuations n'atteignent pas la surface. Il n'est donc pas possible d'évaluer précisément $\max(\delta_z^*)$. La valeur indiquée dans le tableau ($\max(\delta_z^*)=2$) est mesurée à la position disponible la plus en aval de l'obstacle.

Cas	l^*	$\max(\delta_z^*)$	pic S_t ($\times 10^{-2}$)	Marmite à la surface
C_1	1.9	1.4	9	Non
C_1S_6	1.7	> 2	9	Non
C_L	6	8*	6.5	Oui
C_7S_6	5.3	8*	7.4	Oui
C_12C_6	2.3	2.7	Aucun pic	Non
$C_3C_1C_2$	1.5	2.3	Aucun pic	Non

TABLEAU 3.2 – Résumé des caractéristiques évaluées dans le plan $y0$ pour chaque cas test. Un astérisque indique que la longueur associée correspond à la profondeur du bassin.

Les propriétés turbulentes obtenues à partir des mesures PIV et LDV réalisées dans le plan de symétrie $y0$ sont étudiées plus en profondeur uniquement pour les quatre cas tests principaux : des obstacles unitaires à bas et grand rapport d'aspect : C_1 et C_L et deux cas de combinaisons : $C_31C_1^21C_2$ et C_12C_6 [Ikhennicheu et al. (2019b)]. En effet, l'inclinaison du sol provoque une impulsion du sillage mais n'altère pas la nature des événements tourbillonnaires. Cet effet n'est pas significatif comparé aux autres cas d'étude et ne sera pas considéré ici.

3.3.1 Profils de vitesse

Sur la figure 3.64, les profils de vitesse sont représentés pour les cas C_1 et C_L à quatre positions longitudinales : $x^* = 1, 3, 10, 20$. En fonction des cas, des mesures n'ont pas été réalisées avec les deux techniques de vélocimétrie laser, à toutes les positions longitudinales ou pour toute la colonne d'eau, d'où les données

3.3. COMPARAISON GLOBALE DES CAS D'ÉTUDE

manquantes issues de systèmes de mesure différents. La comparaison des profils des cas C_1 et C_L illustre, une fois de plus, l'extension du sillage de l'obstacle en fonction du rapport d'aspect. Les profils obtenus dans le cas C_1 montrent un profil non perturbé au-delà de $z^* = 2.5$ où l'on retrouve l'intensité turbulente de l'écoulement amont de 1.5 %. Ainsi, la présence du cube n'a pas d'effet significatif dans la colonne d'eau. Les profils obtenus dans le cas C_L montrent que, en proche sillage ($x^* = 1$ et $x^* = 3$), les profils sont peu perturbés pour $z^* \geq 3$. Loin de l'obstacle ($x^* \geq 10$), de fortes fluctuations de vitesse ainsi qu'un fort cisaillement apparaissent dans toute la colonne d'eau.

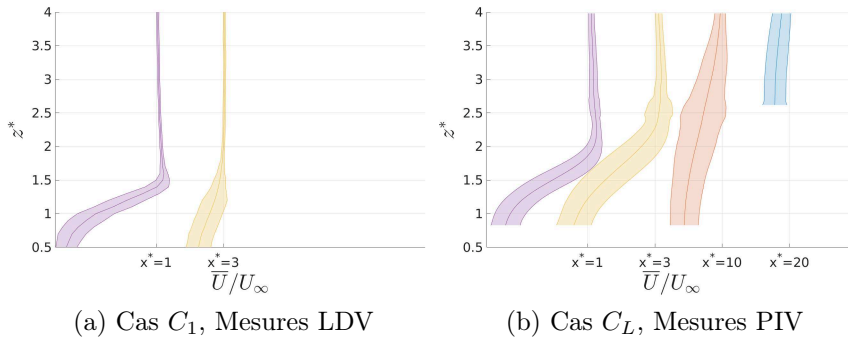


FIGURE 3.64 – Profils de \bar{U}/U_∞ pour les cas unitaires et écart-types dans dans le plan $y0$.

Le cas $C_31C_1^21C_2$ présenté sur la figure 3.65 montre des profils avec de faibles fluctuations de vitesse qui apparaissent seulement pour $z^* < 3$. Au-dessus de cette altitude, la présence des obstacles n'a plus d'influence sur l'écoulement. Le cas C_12C_6 montre que, proche de l'obstacle, le sillage atteint des altitudes similaires au cas C_L . Cependant, en sillage lointain, l'écoulement est moins perturbé dans les hautes altitudes ($z^* \geq 3$) dû au sillage moins étendu pour le cas C_12C_6 comparé au cas C_L . Pour $x^* = 10$, les fluctuations de vitesse sont à $z^* = 2.5$: $U = 0.9 \pm 0.1$ m/s pour $C_11C_1^21C_3$ et $U = 0.8 \pm 0.2$ m/s pour C_12C_6 .

Les cartes d'isosurface de vitesse longitudinale sont utilisées pour représenter schématiquement l'extension du sillage pour chacun des quatre cas tests sur la figure 3.66. Cette extension est matérialisée par la ligne de $\bar{U} = 0.9 \times U_\infty$. La limite de la zone de recirculation est aussi indiquée (par la ligne $\bar{U} < 0$). Le cas C_L , comparé aux autres cas est le seul pour lequel le sillage atteint une altitude supérieure à $z^* = 3.5$ et est dirigé vers la surface libre. Les deux cas de combinaison montrent un sillage à bas angle de remontée (bien que le sillage de C_12C_6 atteigne de plus hautes altitudes que celui de $C_31C_1^21C_2$). Dans le cas C_L seulement, des "marmites" sont observées à la surface libre du bassin.

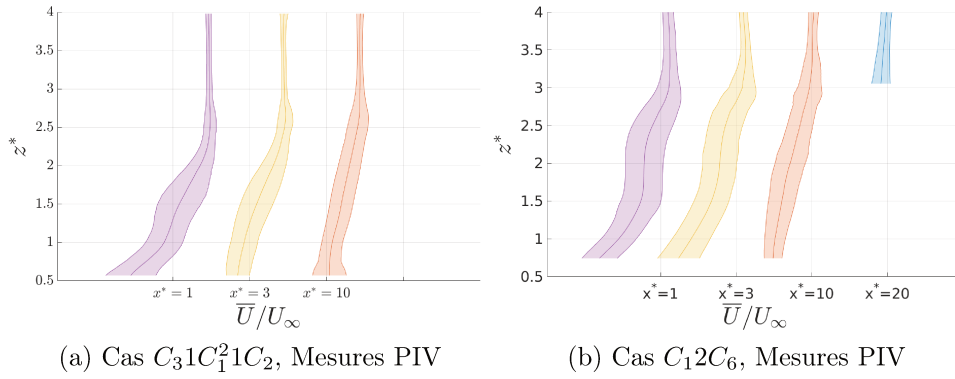


FIGURE 3.65 – Profils de \overline{U}/U_∞ et écart-types dans le plan y_0 pour les combinaisons d'obstacles.

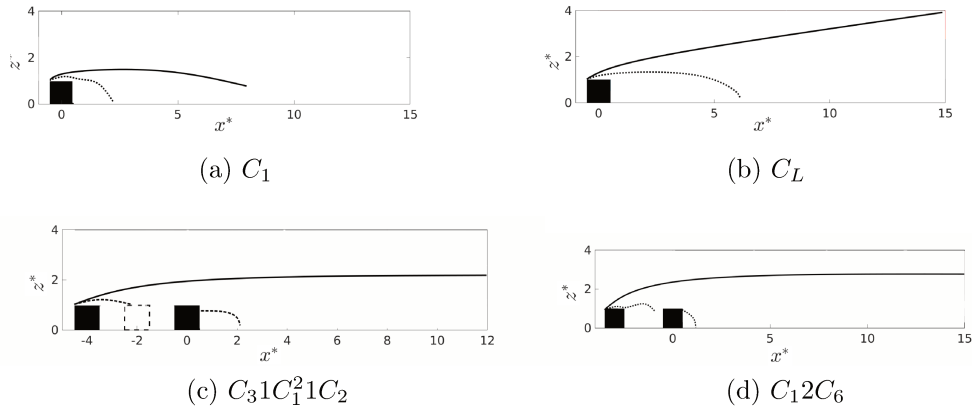


FIGURE 3.66 – Représentation schématique des sillages des obstacles dans le plan y_0 . La ligne pleine représente l'extension du sillage ($\overline{U} = 0.9 \times \overline{U}_\infty$) et la ligne en pointillés la zone de recirculation ($\overline{U} < 0$).

3.3.2 Énergie cinétique turbulente

Lorsque l'écoulement rencontre l'obstacle, un échange énergétique a lieu. L'énergie cinétique contenue dans l'écoulement amont à haut nombre de Reynolds est transformée en énergie cinétique turbulente par l'obstacle. En compensation, une zone de sous-vitesse, déficitaire en énergie se développe dans le sillage de l'obstacle. Cette énergie cinétique turbulente est ensuite transportée et convectée dans l'écoulement pour être finalement dissipée par effets visqueux.

L'énergie cinétique turbulente 2D (*Turbulent Kinetic Energy*, TKE) est définie dans la section 2.2.4. Elle est calculée à partir des résultats de mesures PIV de la vitesse fluctuante longitudinale u' et verticale w' . Cette évaluation permet d'évaluer le contenu énergétique produit dans le sillage d'un obstacle. Les cartes d'énergie cinétique turbulente sont tracées sur la figure 3.67 pour les quatre cas tests considérés. Le cas C_1 produit peu d'énergie cinétique turbulente comparé aux autres cas. Les résultats obtenus dans ce cas sont du même ordre de grandeur que les résultats obtenus par [Yakhot et al. (2006)] sur un cas de cube, à $Re = 6 \times 10^3$ dans un écoulement à faible intensité turbulente. Leurs résultats sont légèrement supérieurs à certains endroits, probablement dû aux parties entre les plans coupés sur la figure qui devraient contenir les zones les plus énergétiques du sillage. La présence de C_L dans l'écoulement produit une couche d'énergie étendue (zone où $TKE/U_\infty^2 > 0.05$) qui remonte jusqu'à $z^* = 3$ et qui est dirigée vers la surface libre. Cette zone est très énergétique, avec des valeurs allant jusqu'à $TKE/U_\infty^2 = 0.12$. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus dans l'étude de [Panigrahi et al. (2008)] sur un cylindre infini à un nombre de Reynolds 10 fois plus faible et dans un écoulement à faible intensité turbulente. Pour les deux cas de combinaisons, l'énergie est contenue dans une zone en proche sillage. Pour le cas $C_31C_1^21C_2$, seule une fine zone au-dessus du premier obstacle montre un niveau d'énergie élevé (de l'ordre de $TKE/U_\infty^2 = 0.12$), cette zone n'excède pas $z^* = 2$. Pour le cas C_12C_6 , comme observé pour les cartes d'isosurface de tension de cisaillement, une certaine quantité d'énergie est produite dans le sillage du cube et elle est impulsée par le cylindre jusqu'à $z^* = 3$. Cependant, l'extension de la zone où $TKE/U_\infty^2 > 0.05$ est largement moins étendue dans la direction longitudinale dans le cas C_12C_6 que dans le cas C_L .

Afin de quantifier l'extension des sillages des cas considérés ici, la tension de cisaillement de Reynolds moyenne τ_{uw} et l'énergie cinétique turbulente moyenne sont évaluées dans le sillage proche et lointain ($x_s^* = 3$ et $x_s^* = 20$) à mi-hauteur dans le bassin ($z_s^* = 4$, hauteur de positionnement de la turbine, voir chapitre 4) pour trois des cas tests pour lesquels cette estimation est réalisable. L'énergie est considérée dans un carré de $0.5H \times 0.5H$ centré au point de coordonnées (x_s^*, z_s^*) . Bien que la TKE ne soit pas homogène sur toute la surface du carré considéré, il est supposé que ces valeurs permettent néanmoins d'étudier l'évolution de l'énergie entre le sillage proche et lointain. Les données dans ce carré sont moyennées temporellement puis spatialement. Les résultats sont notés dans le tableau 3.3 qui montre que, à $x_s^* = 3$, la tension de cisaillement de Reynolds est 4 fois supérieure et la TKE 2 fois supérieure pour le cas C_L comparé aux autres cas. En $x_s^* = 20$, les résultats sont plus proches entre les trois cas malgré des valeurs toujours supérieures pour C_L . On note aussi, pour le cas C_L : $|\tau_{uw}(x_s^* = 3)| > |\tau_{uw}(x_s^* = 20)|$ ce qui permet de quantifier la dissipation du sillage. Cependant, pour le cas C_12C_6 : $|\tau_{uw}(x_s^* = 3)| < |\tau_{uw}(x_s^* = 20)|$ ce qui pourrait indiquer que l'influence du cube sur

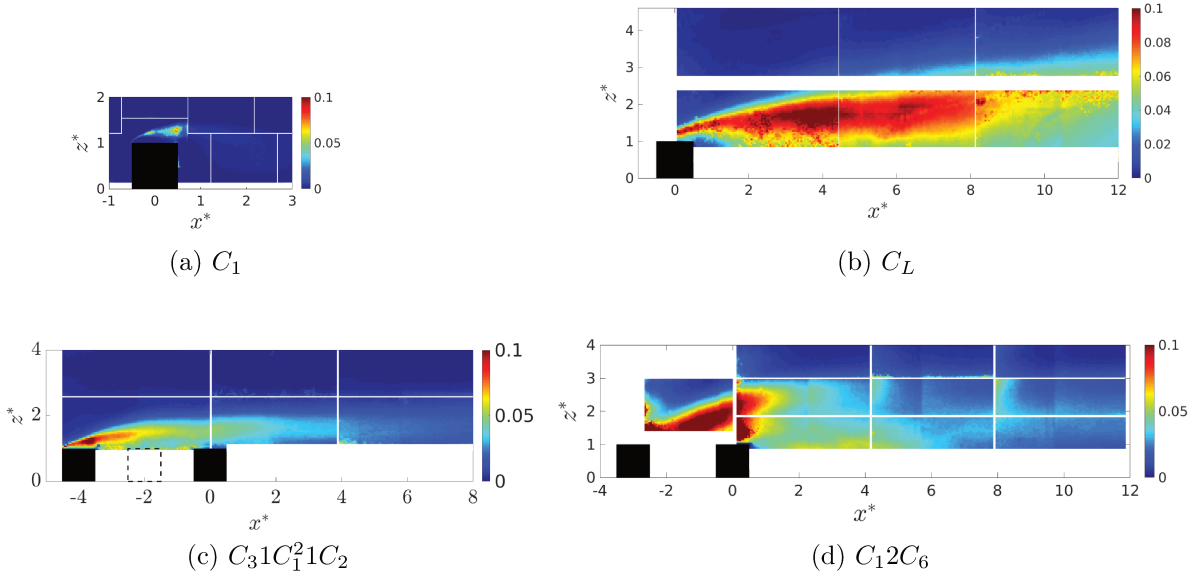


FIGURE 3.67 – TKE/U_∞^2 dans le plan y_0 . Les parties blanches indiquent des zones non convergées dû à un mauvais éclairage laser.

le sillage du cylindre diminue dans le sillage lointain donc la couche de cisaillement devient plus intense. Les niveaux de TKE sont plus élevés dans le sillage proche que dans le sillage lointain. On note aussi qu'en $x_s^* = 3$, $\tau_{uw}(C_31C_1^21C_2) > \tau_{uw}(C_12C_6)$ tandis que c'est l'inverse pour la TKE. Cette remarque illustre la différence entre le cisaillement et l'énergie cinétique turbulente. En effet, bien que l'énergie soit produite dans les zones où le cisaillement est élevé (voir section 3.1.3.3), elle est ensuite transportée et convectée dans l'écoulement par des mécanismes qui varient en fonction des cas.

Cas	$ \tau_{uw} /U_\infty^2$ ($x_s^* = 3$) $\times 10^{-3}$	TKE/U_∞^2 ($x_s^* = 3$) $\times 10^{-2}$	$ \tau_{uw} /U_\infty^2$ ($x_s^* = 20$) $\times 10^{-3}$	TKE/U_∞^2 ($x_s^* = 20$) $\times 10^{-2}$
C_L	10	4.7	9.0	3.9
C_12C_6	1.6	2.9	3.8	2.8
$C_31C_1^21C_2$	3.1	2.0	X	X

TABLEAU 3.3 – Valeurs moyennes de τ_{uw} et de TKE dans un carré centré autour de $z_s^* = 4$ et $x_s^* = 3, 20$.

Le bilan de conservation de l'énergie cinétique, tel qu'il est réalisé pour le cas C_L en section 3.1.3.3 est difficilement réalisable pour les autres configurations d'essai. En effet, les champs PIV des autres cas ne sont pas assez convergés pour pouvoir

calculer des dérivées. De plus, l'énergie étant significativement plus basse dans les autres cas, il sera d'autant plus difficile de séparer les différentes composantes du bruit turbulent.

3.3.3 Évènements tourbillonnaires de grande échelle

Dans le cas du cylindre (section 3.1.2), des tourbillons sont émis à une fréquence définie. Un filtre POD associé à une méthode de détection des centres tourbillonnaires permet de caractériser ces évènements. Il est conclu que certains de ces évènements sont très énergétiques et remontent dans la colonne d'eau pour atteindre la surface et former des "marmites". Cette méthode ne permet de détecter des tourbillons que dans le cas C_L (et C_7S_6), qui est aussi le seul cas pour lequel des "marmites" se forment à la surface.

Ainsi, dans tous les cas autre que C_L et C_7S_6 , des pics en fréquence peuvent être détectés par analyse spectrale mais ces évènements ne remontent pas significativement dans la colonne d'eau. Il est alors supposé que, pour générer de larges évènements tourbillonnaires, un grand rapport d'aspect est nécessaire (hypothèse confirmée par [Diabil et al. (2017)]). De plus, l'obstacle doit être immergé dans une simple couche limite turbulente, la présence d'une perturbation plus importante dans l'écoulement amont (comme celle d'un cube) empêche le développement de ces structures de grande échelle. Pour finir, ces structures ne sont observées que dans des cas d'écoulements amont à faible intensité turbulente.

3.4 Conclusion

Dans cette section, le développement du sillage de différents types d'obstacles représentatifs d'éléments bathymétriques est étudié. Deux géométries canoniques, présentes dans la littérature (le cube et le cylindre à base carrée) sont les cas de référence de cette étude. La caractérisation du développement classique du sillage du cube (le décrochage de l'écoulement sur l'arête amont, le raccrochage sur le sol en aval et le développement de la couche de cisaillement) a permis d'initier les travaux et de valider les différents outils et méthodes d'analyse des données expérimentales. Dans le sillage du cube, des tourbillons sont périodiquement émis à $S_t = 0.09$. Cependant, ces structures ne remontent pas dans la colonne d'eau et le sillage du cube ne s'étend pas significativement. Il est alors supposé qu'augmenter le rapport d'aspect de l'obstacle permettrait de produire un sillage plus étendu, se rapprochant ainsi de cas de dunes ou de grandes failles. Le cas du cylindre est alors considéré. Pour un rapport d'aspect 6 fois supérieur, la longueur de recirculation triple. Des structures sont émises dans le sillage à un Strouhal de 0.07 : elles sont donc plus fréquentes que dans le cas du cube et les champs instantanés

montrent qu'elles sont aussi plus intenses. Certaines d'entre elles remontent à la surface et font éruption en formant des "marmites". Le phénomène identifié dans le Raz-Blanchard est ainsi reproduit expérimentalement avec le cylindre. Ces tourbillons, qui remontent dans la colonne d'eau, sont ensuite étudiés. Un filtre POD est appliqué en gardant 70 % de l'énergie pour chaque plan. Sur les plans filtrés, un algorithme permet de détecter et de suivre les centres des tourbillons. Ces derniers sont approximés par un modèle de Lamb-Oseen qui permet d'estimer le rayon moyen ($\overline{r_c^*} = 0.7$) et la circulation moyenne ($\overline{\gamma^*} = -1.4$) des tourbillons présents dans l'écoulement. Quand x^* augmente, le rayon reste similaire mais la circulation diminue, signe de la dissipation des tourbillons. Les résultats obtenus dans les plans $y0$ et $y1$ sont proches mais aucune structure n'est détectée dans le plan $y2$: les structures s'étendent donc entre $-1 \leq y^* \leq 1$. Certaines de ces structures sont particulièrement énergétiques et remontent jusqu'à la surface.

Dans une hypothèse d'écoulement localement 2D et isotrope, un bilan de conservation de l'énergie cinétique est réalisé. La production est maximale au maximum de cisaillement, tout comme la dissipation. Cette énergie est transportée par transport turbulent dans la partie haute de la colonne d'eau et par convection et par effets de pression dans la partie basse. L'effet de la turbulence amont sur le sillage d'obstacles à base carrée est faible entre $I = 1.5$ et 4 % mais significatif comparé à un écoulement dégradé à $I = 14$ % : l'étendue spatiale de la couche de cisaillement est alors réduite et le pic de détachement tourbillonnaire n'est plus détecté. Les observations des structures tourbillonnaires dans le sillage du cylindre sont ensuite complétées par des résultats numériques qui permettent une visualisation 3D du développement du sillage et des détachements tourbillonnaires.

Des cas de combinaisons de variations bathymétriques moyennes ont ensuite été étudiés. L'ajout d'un plan incliné en aval du cube et du cylindre provoque une réduction de la zone de recirculation de 11 % pour le cube et de 13 % pour le cylindre. La couche de cisaillement remonte, elle est plus courte et plus fine. Cependant, le mécanisme de formation et d'émission de structures tourbillonnaires n'est pas altéré, quelque soit le rapport d'aspect. Ensuite, des cas de combinaisons d'obstacles à base carrée ont été considérés. La présence du sillage d'un cube à $2H$ en amont d'un cylindre gêne le développement de celui-ci et aucune fréquence de détachement tourbillonnaire n'est détectée dans le sillage. Si l'écartement entre les obstacles est réduit à $1H$, le sillage du cube se rattache sur le cylindre et les détachements tourbillonnaires peuvent être détectés. Mais, l'écoulement en amont du cylindre est trop perturbé et aucun tourbillon (suffisamment énergétique pour être détecté par l'algorithme) ne se développe et aucune "marmite" n'est observée à la surface libre. Finalement, un cas de combinaison sur trois rangées, plus proche d'une rugosité de fond, est considéré. Ce cas génère un sillage limité, qui ne remonte pas dans la colonne d'eau et duquel aucune structure de grande échelle n'est émise.

Pour conclure, les principaux cas tests ont été confrontés les uns aux autres en terme de profils de vitesse et d'énergie cinétique. Les profils de vitesse illustrent que seul le sillage du cylindre s'étend vers la surface libre et qu'il est le seul pour lequel des structures sont susceptibles de remonter dans la colonne d'eau. Les considérations énergétiques soulignent de nouveau la forte énergie présente dans le sillage du cylindre comparé aux autres configurations.

Si des hydroliennes devaient être positionnées dans l'écoulement, elles seraient positionnées à mi-profondeur et leur position la plus basse serait $z^* = 2.5$. Au vu des résultats de ce chapitre, seul le cas du cylindre est capable de produire un sillage qui pourrait atteindre les hydroliennes et perturber leur fonctionnement. Dans cette perspective, et afin de compléter les études bibliographiques sur ce sujet, une hydrolienne tri-pales à axe horizontal est positionnée dans le sillage du cylindre. Les résultats sont analysés et comparés à ceux d'une hydrolienne soumise à des écoulements comportant diverses intensités turbulentes. Les résultats sont présentés dans le prochain chapitre.

Chapitre 4

Impact de la turbulence sur le fonctionnement d'une hydrolienne

Dans le chapitre précédent, de larges structures tourbillonnaires provoquant de fortes fluctuations de vitesse dans la colonne d'eau ont été identifiées dans le sillage d'un cylindre à base carrée. De précédentes études dans la littérature illustrent l'effet considérable des fluctuations de vitesse sur la production et la fatigue de turbines [Davies et al. (2013); Durán Medina et al. (2017)]. Parmi ces études, très peu se concentrent sur des structures périodiquement émises derrière un obstacle posé sur le sol. Ce chapitre propose donc de compléter les résultats de la littérature en étudiant expérimentalement l'effet du sillage du cylindre (cas C_6) sur le fonctionnement d'une turbine tri-pale à axe horizontal. Les résultats pourront notamment servir de base de données pour de futures analyses de fatigue sur les hydroliennes et ses différentes composantes.

Pour cette étude, la turbine sera positionnée à plusieurs distances de l'obstacle, dans deux cas particuliers :

- machine à l'arrêt (TSR=0),
- machine à son point de fonctionnement nominal (TSR=4).

Dans ce chapitre, une étude approfondie de la relation entre les fluctuations d'efforts de la turbine et les fluctuations de vitesse de l'écoulement sera proposée à travers des considérations temporelles puis spectrales. Ainsi, on cherchera à décrire la réponse de la turbine soumise aux effets du sillage turbulent produit par le cylindre.

Les résultats obtenus seront ensuite comparés à ceux obtenus dans un cas d'étude plus fréquent de la littérature : celui d'un écoulement à fort taux de turbulence de l'écoulement amont. Ces cas d'écoulements, tous deux représentatifs de conditions *in situ*, permettront d'élargir les connaissances sur les variations de chargement que peuvent subir des hydroliennes en mer.

4.1 Présentation du dispositif expérimental

4.1.1 Définition du cas d'étude

La turbine décrite dans la section 2.1.3.3 est positionnée dans le sillage du cylindre étudié dans la section 3.1.2 (cas C_6). Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 4.1 et illustré sur la photo 4.2. L'intensité turbulente de l'écoulement amont est : $I = 1.5 \%$. Quatre distances d_t^* entre la turbine et le centre du cylindre sont étudiées : $d_t^* = 3.5, 10, 16$ et 22.5 . Des mesures PIV et LDV de l'écoulement sont effectuées en amont de la turbine pour caractériser les fluctuations de chargements. Les mesures LDV des composantes (U, V) , réalisées à l'altitude du centre du rotor de la turbine ($z^* = 4$), deux diamètres en amont de celle-ci (positions $x^* = d_t^* - 2D/H$), sont synchronisées avec les mesures d'efforts sur chaque pale et sur l'ensemble du rotor (couple et traînée). Cette distance ($2D$) est communément utilisée dans la littérature [Gaurier et al. (2018); Germain et al. (2018)] et sa pertinence sera discutée plus tard. Dans cette section, " $2D$ " fera référence à deux fois le diamètre de la turbine. Des mesures PIV sont également réalisées dans le plan de symétrie du bassin au plus près du rotor. Chaque plan de mesure, de dimensions $330 \times 840 \text{ mm}^2$, est centré verticalement au niveau du rotor et se termine horizontalement à la base des pales. Ces mesures permettent de calculer le profil de vitesse (U, W) à $x^* = d_t^* - 0.2H$ en amont du rotor. L'ensemble des plans PIV est représenté sur la figure A.2(h). Les mesures PIV et LDV ne sont pas réalisées simultanément puisque la sonde LDV immergée dans l'écoulement engendrerait des perturbations dans le plan de mesure PIV.

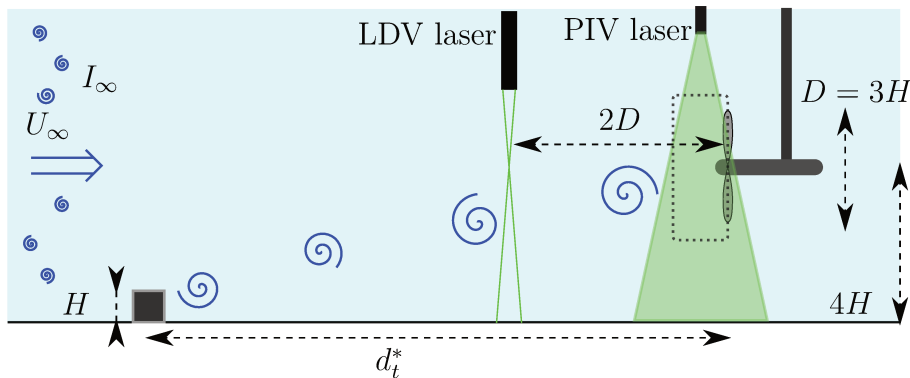


FIGURE 4.1 – Représentation schématique du dispositif expérimental.

Les acquisitions des efforts de la turbine se font à 120 Hz . L'ensemble des paramètres d'acquisition est résumé dans le tableau 4.1 pour la PIV et la LDV. Les acquisitions PIV durent 3 minutes car des acquisitions de 6 minutes auraient été trop lourdes à traiter.

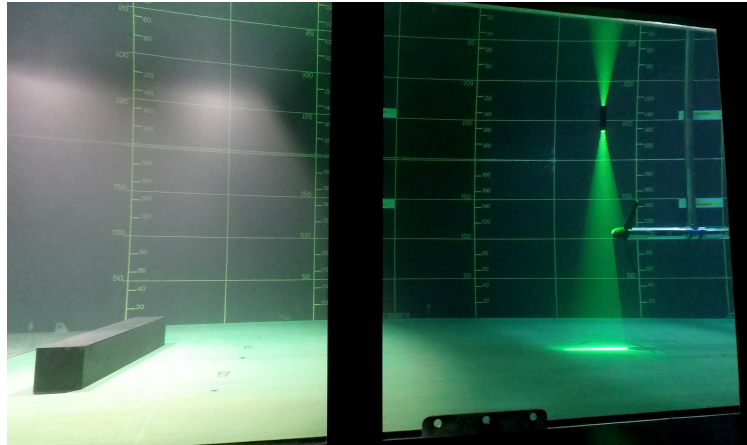


FIGURE 4.2 – Photo du dispositif expérimental dans le bassin : cas C_6 avec le plan laser PIV en amont de la turbine.

Vélocimètre	Position de la sonde	f_e [Hz]	Durée [min]
PIV	$d_t^* - 0.2H$	15	3
LDV	$d_t^* - 5.6H$	[200; 300]	6

TABLEAU 4.1 – Résumé des mesures réalisées à $I = 1.5\%$, en présence de C_L .

Dans cette étude, la turbine sera considérée à l'arrêt (TSR=0) ou en rotation, au point de fonctionnement nominal de la turbine, ce point étant le point pour lequel la puissance est maximisée. Dans notre cas, il est à TSR=4, comme le montrent les résultats présentés sur la figure 4.3. Par la suite, la turbine à l'arrêt sera notée : cas à TSR0 et la turbine en rotation : cas à TSR4.

Communément, les résultats présentés sur la figure 4.3 sont présentés sous forme adimensionnée. Il est donc nécessaire de déterminer la vitesse amont qui impacte la turbine. Cette connaissance permettra aussi de relier les efforts subis par la turbine à la vitesse qu'elle perçoit.

4.1.2 Caractéristiques de l'écoulement

Des mesures PIV ont été préalablement réalisées à chaque position d_t^* de la turbine. Ces profils de vitesse dans le bassin vide (avec uniquement la présence du cylindre) sont représentés sur la figure 4.4. Ils illustrent l'extension et la remontée du sillage du cylindre. À $x^* = 3.5$, une survitesse (de l'ordre de $0.1m/s$), due à l'accélération du fluide au passage du cylindre, est perceptible sur la partie haute du profil. La vitesse moyenne de $\bar{U}/U_\infty = 1 m/s$ est restaurée plus haut dans la colonne d'eau ($z^* > 4$). En $x^* = 10$, le sillage ne s'étend que jusqu'à $z^* = 4$: l'écart-type de

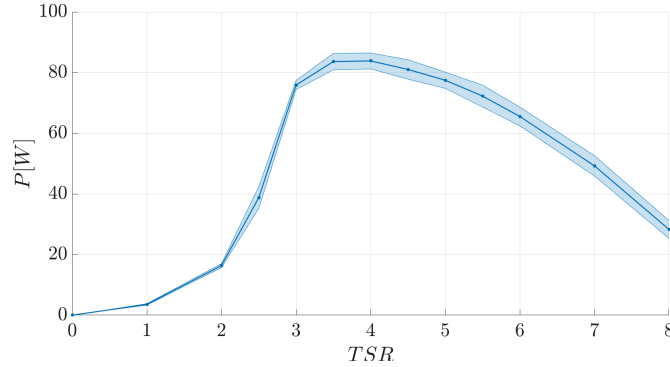


FIGURE 4.3 – Courbe de la puissance moyenne P et son écart-type en fonction du TSR à $I = 1.5\%$ sans obstacle.

la vitesse retrouve alors la valeur de l'écoulement ambiant (1.5 %). Ces fluctuations atteignent $z^* = 4.5$ en $x^* = 16$. En $x^* = 22.5$, l'écoulement ambiant n'est toujours pas restauré à la plus haute altitude. De plus, la différence de vitesse longitudinale entre la position la plus haute et la plus basse Δ_u^* ($= \Delta_u/U_\infty$), varie en fonction des positions : en s'éloignant du cylindre on trouve : $\Delta_u^*(x^* = 3.5) = -0.10$, $\Delta_u^*(x^* = 10) = 0.25$, $\Delta_u^*(x^* = 16) = 0.23$ et $\Delta_u^*(x^* = 22.5) = 0.18$. Cette différence de vitesse est à prendre en compte car, même si elle a un effet limité sur les performances globales de la machine, son effet n'est pas négligeable sur les efforts locaux appliqués sur chaque pale [Li et al. (2018)]. Les propriétés des profils de vitesse moyenne sont résumées dans le tableau 4.2, les valeurs moyennes et fluctuantes sont indiquées à l'altitude du rotor (en $z^* = 4$) et moyennées temporellement et spatialement sur tout le profil ($z^* \in [2.5; 5.5]$). Ces deux valeurs de vitesses sont complémentaires car l'information à la position du rotor ne permet pas de rendre compte de l'ensemble des fluctuations perçues par la turbine sur la surface balayée.

	$3.5H$	$10H$	$16H$	$22.5H$
$\bar{U}(z^* = 4)/U_\infty$	1.09	0.98	0.92	0.87
$\sigma(U)(z^* = 4)/U_\infty$	0.06	0.08	0.12	0.13
$\bar{U}(z^* \in [2.5; 5.5])/U_\infty$	1.08	0.95	0.89	0.87
$\sigma(U)(z^* \in [2.5; 5.5])/U_\infty$	0.03	0.06	0.07	0.08

TABLEAU 4.2 – Valeur moyenne et écart-type de la vitesse à $z^* = 4$ et de la vitesse moyennée suivant la ligne $z^* = 4$, pour différentes positions x^* .

La figure 4.5 reproduit le schéma de la figure 3.66(b) jusqu'à $23H$. Elle illustre que le sillage remonte vers la surface avec une pente plus douce au-delà de $15H$. Ainsi, les différences de profils de vitesse entre les positions $16H$ et $22.5H$ sont faibles comparées aux différences avec les profils plus proches de l'obstacle.

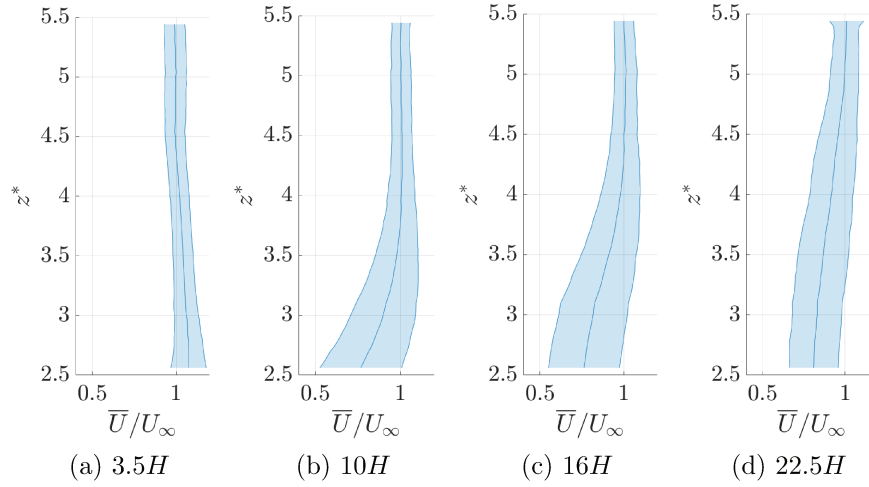


FIGURE 4.4 – Profils de vitesse longitudinale \bar{U}/U_∞ et leurs écart-types à $0.2H$ en amont des positions d_t^* sans la turbine.

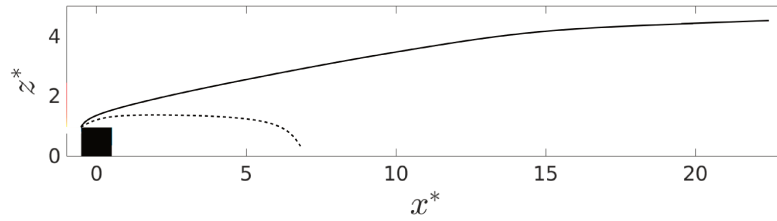


FIGURE 4.5 – Représentation schématique de l'extension du sillage de C_6 . La ligne pleine représente l'extension du sillage ($\bar{U} = 0.9 \times \bar{U}_\infty$) et la ligne en pointillé la zone de recirculation ($\bar{U} < 0$).

Ces caractéristiques moyennes de l'écoulement précisent l'évolution du déficit de vitesse dans le sillage de l'obstacle, mais ne permettent pas de mettre en évidence les détachements tourbillonnaires présents dans l'écoulement. Ces évènements ont été mis en valeur dans la section 3.1.2.2, ils sont émis à une fréquence de $0.28 Hz$ dans le sillage du cylindre.

4.2 Effet du sillage du cylindre sur la turbine

Dans cette section, l'effet du sillage du cylindre et des larges structures tourbillonnaires sur le comportement de la turbine est discuté. La réponse de la turbine aux fluctuations de vitesse est étudiée à travers l'étude de sa réponse temporelle et spectrale ainsi que la variation des efforts en fonction de la position angulaire des pales.

Dans de nombreuses configurations d'essai, un effet de blocage existe (lié à la section d'essai), il a une influence sur les valeurs normalisées d'effort et de couple mesurées. Des études proposent alors un facteur de correction [Bahaj et al. (2007); Gaurier et al. (2015)] qui peut être appliqué sur les valeurs obtenues. Cela permet de comparer notamment des résultats expérimentaux obtenus dans différentes configurations d'essais. Dans cette étude, seuls les résultats bruts seront présentés.

4.2.1 Efforts moyens sur la turbine et sur ses pales

Les valeurs moyennes et les écart-types des efforts mesurés aux 4 positions de la turbine sont montrés sur la figure 4.6 lorsque la turbine est en rotation à TSR4. L'ensemble de ces valeurs est décrit en annexe C.2. Les moments mesurés suivent le même comportement que les efforts. Ils sont détaillés dans l'annexe C.1 pour la position $16H$. Lorsque la turbine est en rotation, les valeurs mesurées sont : $F_{xi} > 0$, $F_{yi} < 0$, $M_{xi} < 0$, $M_{yi} < 0$ et $M_{zi} \sim 0$ ($i = 1, 2, 3$) ce qui est cohérent avec le sens de rotation de la turbine et l'orientation des capteurs (figure 2.23). Dans cette partie, on s'intéresse aux efforts sur le rotor (efforts globaux) : la traînée F_{tot} et le couple M_{tot} ainsi qu'aux efforts locaux mesurés sur chaque pale. La vitesse de rotation de la turbine varie aussi au cours du temps. Cet aspect est discuté dans la section 4.3.

Les résultats montrent que, plus la turbine est loin de l'obstacle, plus les valeurs moyennes sont faibles : $\overline{F_{tot}}(x^* = 3.5) = 210 N$ et $\overline{F_{tot}}(x^* = 22.5) = 175 N$. En effet, la présence du sillage induit un déficit de vitesse moyenne et une augmentation des fluctuations de vitesse qui se traduisent par une diminution des efforts moyens et une augmentation de leurs écart-types. Les écart-types sont similaires à $16H$ et $22.5H$ bien que les valeurs moyennes soient légèrement différentes. En effet, à ces deux positions, la turbine est immergée dans le sillage du cylindre et le sillage remonte peu entre ces positions (voir figure 4.5). On remarque de plus, qu'à chaque position, les efforts locaux sont équitablement répartis sur les 3 pales de la turbine puisqu'elles perçoivent les mêmes fluctuations de chargement.

De la même façon, les efforts mesurés pour chaque position lorsque la turbine est à l'arrêt sont présentés sur la figure 4.7. Les valeurs moyennes et les écart-types mesurés suivent la même tendance qu'à TSR4 mais ils sont environ 50 fois plus

4.2. EFFET DU SILLAGE DU CYLINDRE SUR LA TURBINE

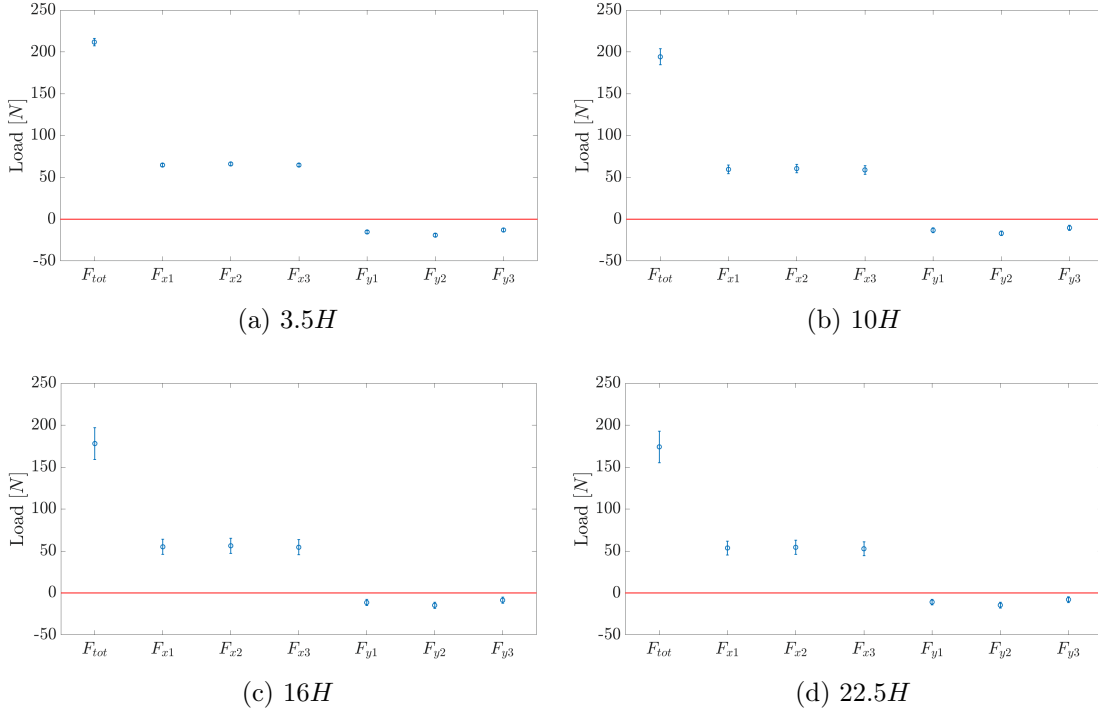


FIGURE 4.6 – Ensemble des valeurs moyennes et des écart-types des efforts locaux et de la traînée pour la turbine à TSR4.

petits. Comme à TSR4, les valeurs moyennes des efforts locaux et globaux diminuent en s'éloignant de l'obstacle. Une différence d'effort apparaît entre les différentes pales, particulièrement sur les F_{xi} où la valeur sur la pale 1 présente un écart-type jusqu'à 2.5 fois plus petit en $16H$ que pour les pales 2 et 3. En effet, sans rotation, la turbine reste à sa position initiale : la pale 1 en haut à la verticale, dans le plan vertical de symétrie et les pales 2 et 3, décalées de $\pm 120^\circ$, hors du plan vertical de symétrie. Or, à cette position, la turbine est à moitié immergée dans le sillage du cylindre et les fluctuations de vitesse liées au sillage n'impactent que la partie basse de la turbine. Avec rotation, les pales sont périodiquement immergées dans le sillage et les efforts moyens sont homogènes sur les 3 pales, tandis que sans rotation, les efforts sont différents sur la pale 1 comparés à ceux des pales 2 et 3. Plus généralement, lorsque la turbine est à l'arrêt, l'augmentation d'écart-type Δ_{std} entre les F_{xi} sur les pales 2 et 3 et la pale 1 est une conséquence directe de l'immersion progressive de la turbine dans le sillage : $\Delta_{std}(3.5 H) = 17\%$, $\Delta_{std}(10 H) = 50\%$, $\Delta_{std}(16 H) = 141\%$ et $\Delta_{std}(22.5 H) = 80\%$. À TSR0, l'écart-type de la traînée $\sigma_{F_{tot}}$ augmente entre $16H$ et $22.5H$: $\sigma_{F_{tot}}(16H) < \sigma_{F_{tot}}(22.5H)$ contrairement à TSR4 où $\sigma_{F_{tot}}(16H) \sim \sigma_{F_{tot}}(22.5H)$. Ainsi, la faible différence entre les profils de vitesse moyenne à $16H$ et $22.5H$, a un impact sur l'écart-type de F_{tot} que lorsque la turbine est à l'arrêt.

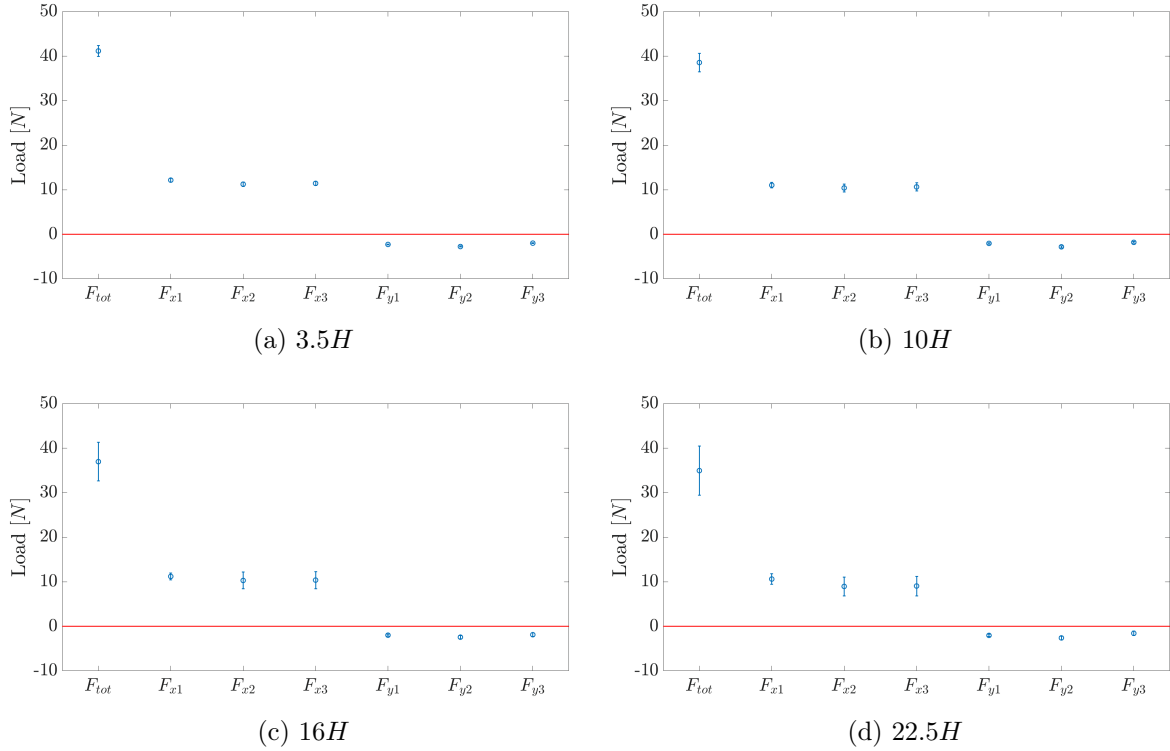


FIGURE 4.7 – Ensemble des valeurs moyennes et des écart-types des efforts pour la turbine à TSR0.

Ainsi, en fonction de la position de la turbine dans l'écoulement et de son immersion dans le sillage du cylindre, les valeurs moyennes et écart-types des efforts peuvent être très variables. De plus, lorsque la turbine est en partie immergée dans le sillage, les efforts sur chaque pale varient périodiquement à la fréquence de rotation de la turbine. La prise en compte de cet aspect est fondamentale pour des études de fatigue de pales soumises à des fluctuations d'efforts cycliques [Davies et al. (2013); Suzuki & Mahfuz (2018)].

À partir de $\sim 15H$, les fluctuations de vitesse présentes dans le profil amont sont élevées et les fluctuations d'efforts perçues par les pales seront donc importantes. Ces positions sont donc les plus intéressantes à approfondir. Pour la suite de l'étude, des précisions complémentaires seront apportées sur les analyses pour la position $16H$ spécifiquement.

4.2.2 Réponse instantanée de la turbine aux fluctuations de vitesse

Dans le sillage du cylindre (partie 3.1.2), de larges structures tourbillonnaires sont émises dans l'écoulement, pouvant entraîner d'importantes fluctuations de chargements sur les pales. L'étude du profil moyen ne permet pas d'observer le passage de ces structures. Une étude approfondie des fluctuations instantanées de vitesse de l'écoulement en amont de la turbine et des efforts est donc nécessaire.

4.2.2.1 Profil de vitesse en amont de la turbine

Les valeurs moyennes des vitesses et celles de leurs écart-types sont mesurées par la PIV et la LDV et résumées dans le tableau 4.3. On s'intéresse à l'effet de la proximité entre la mesure de vitesse de l'écoulement et la turbine ainsi qu'à l'effet de la présence de la turbine sur la valeur mesurée. À $16H$, la différence entre la vitesse moyenne mesurée au niveau de la turbine en son absence et la mesure LDV $2D$ en amont est de 10 % sur la valeur moyenne et de 35 % sur l'écart-type. Cette différence illustre la remontée du sillage du cylindre entre les deux positions de mesure. Il atteint la seconde position de mesure mais est trop bas pour être détecté par la première (voir figure 4.5). Cette remarque s'applique à toutes les positions, même à $3.5H$, où la mesure LDV ne capte pas la survitesse liée au passage du fluide au-dessus de l'obstacle. Ainsi, dans cette disposition expérimentale, comme le sillage du cylindre remonte, il est nécessaire de réaliser des mesures au plus près de la turbine pour corrélérer les variations de chargements aux variations de l'écoulement. On remarque de plus, en comparant la mesure PIV(TSR4) et PIV(\emptyset), que la turbine en rotation induit un déficit de la vitesse amont.

En effet, la présence de la turbine induit un déficit de vitesse de l'ordre de 20 % (entre le cas du bassin vide -noté \emptyset - et le cas avec turbine à TSR4) de la vitesse moyenne amont à l'altitude du rotor associé à une inflexion du profil de vitesse. Cet effet est observable sur les profils de vitesse mesurés par la PIV à la position $16H$ sur la figure 4.8. En effet, les lois de conservation de la quantité de mouvement montrent que la vitesse de l'écoulement diminue entre l'écoulement lointain amont et la vitesse incidente dans le plan du rotor, phénomène accentué par le contournement de l'obstacle. Cet effet donne naissance à une zone d'influence (*induction zone*) en amont de la turbine. Cette zone est notamment caractérisée par [Simley et al. (2016)] pour une turbine de grande taille. La valeur de la vitesse mesurée très proche de la turbine étant influencée par la présence de celle-ci, la question de la vitesse caractéristique à utiliser pour l'adimensionnalisation des efforts et des performances de la turbine sera discutée dans la section 4.4.

4.2. EFFET DU SILLAGE DU CYLINDRE SUR LA TURBINE

Position de la turbine	Mesure	Position x^*	\bar{U} [m/s]	$\sigma(u)$ [m/s]
$3.5H$	LDV (TSR4)	$-2.6H$	1.0	0.02
	PIV (TSR4)	$3.3H$	0.81	0.03
	PIV (\emptyset)	$3.3H$	1.09	0.06
$10H$	LDV (TSR4)	$4.4H$	1.09	0.03
	PIV (TSR4)	$9.8H$	0.76	0.06
	PIV (\emptyset)	$9.8H$	0.98	0.08
$16H$	LDV (TSR4)	$10.4H$	1.03	0.07
	PIV (TSR4)	$15.8H$	0.67	0.13
	PIV (\emptyset)	$15.8H$	0.92	0.12
$22.5H$	LDV (TSR4)	$16.9H$	0.97	0.12
	PIV (TSR4)	$22.3H$	0.67	0.13
	PIV (\emptyset)	$22.3H$	0.87	0.13

TABLEAU 4.3 – Vitesse mesurée à la hauteur du rotor ($z^* = 4$), $2D$ en amont de la turbine pour la LDV et proche de la turbine pour la PIV à toutes les positions avec la turbine à TSR4 ou sans turbine (\emptyset).

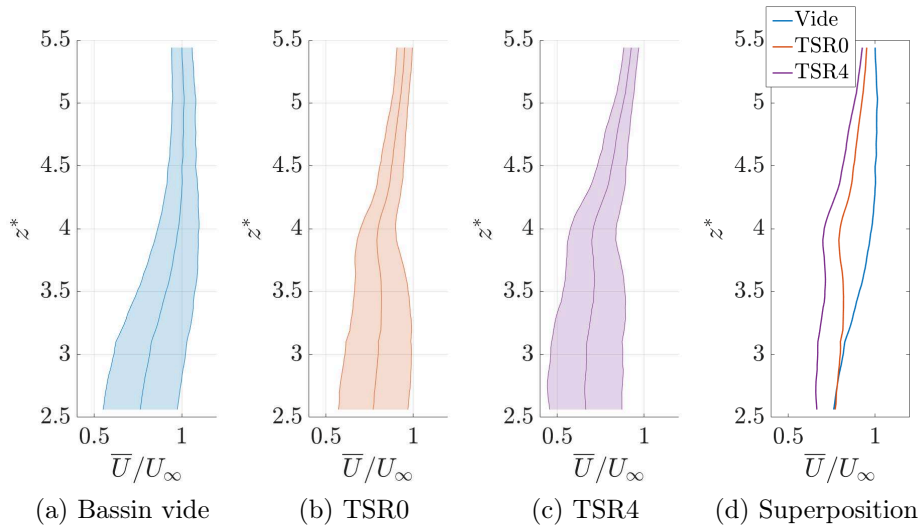


FIGURE 4.8 – Profils de vitesse longitudinale \bar{U}/U_∞ en $x^* = 15.8$ avec leurs écart-types sans et avec la turbine ((a), (b) et (c)) et superposition des profils moyens (d).

Le contenu spectral du sillage du cylindre est largement décrit dans le chapitre précédent. On étudie à présent comment ce contenu évolue en présence de la turbine. La figure 4.9 illustre les PSD à différentes altitudes en amont de la turbine en rotation. Dès à présent, les représentations spectrales seront tracées en fonction de la fréquence (et non plus du nombre de Strouhal) car il n'est plus nécessaire

d'adimensionnaliser la fréquence d'émission des tourbillons pour la comparer à la littérature. Les spectres permettent d'identifier deux fréquences : l'une autour de $f \sim 0.36 Hz$ qui correspond à la fréquence de détachement tourbillonnaire. La réponse de la turbine à cette fréquence sera approfondie par la suite. L'autre, avec un pic de très faible amplitude, à $f \sim 6 Hz$ égale à trois fois la fréquence de rotation de la turbine ($f_r = 1.8 Hz$ à TSR4). Cet effet est dû au passage périodique des pales en aval de la mesure PIV, 3 fois par période. À cette position, l'écoulement capte donc les tourbillons dont l'origine se situe $15.8H$ en amont et le passage des pales de la turbine $0.2H$ en aval [Churchfield et al. (2012)]. Cette fréquence n'est pas identifiée sur le spectre à $z^* = 4$: il s'agit de la position du rotor où les pales ne passent pas. Dans le chapitre précédent, la fréquence de détachement tourbillonnaire est captée dans tout le sillage du cylindre. Aux positions choisies pour cette étude, les spectres (non montrés ici) illustrent que cette fréquence est détectée à l'altitude de la turbine pour les 3 positions les plus en aval mais pas pour la position $x^* = 3.5$. Ainsi, il est attendu que les efforts de la turbine captent la fréquence de détachement tourbillonnaire aux trois positions les plus en aval.

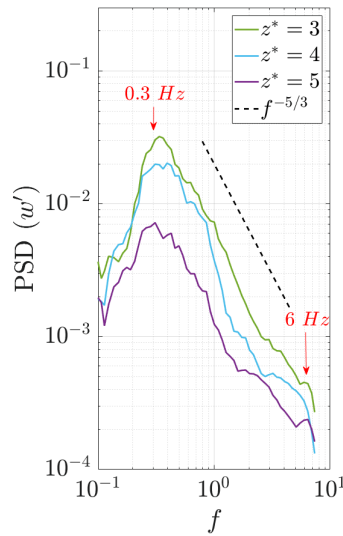


FIGURE 4.9 – PSD(w') en $x^* = 15.8$ avec la turbine à TSR4, issu des mesures PIV.

4.2.2.2 Réponse des efforts au passage de tourbillons

Afin d'étudier la réponse de la turbine au passage de tourbillons, la topologie des tourbillons observés dans notre cas d'étude est d'abord décrite. La figure 4.10(a) présente un champ de vitesse fluctuante d'un tourbillon idéal, illustrant ainsi la sur-vitesse locale dans sa partie haute et la sous-vitesse dans la partie basse. Dans notre cas, les tourbillons sont asymétriques (voir partie 3.1.3.1) et la norme des

vecteurs dans la partie basse du tourbillon est largement supérieure à celle des vecteurs dans la partie haute. Ceci s'illustre sur la figure 4.10(b) où la norme des vecteurs de la partie haute du tourbillon sont très faibles.

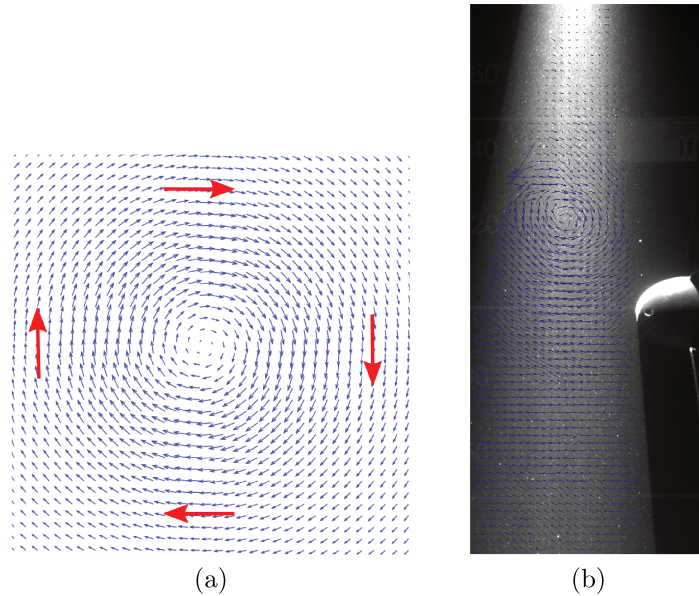


FIGURE 4.10 – Représentation schématique d'un tourbillon de Lamb-Oseen idéal (gauche) et photo prise par la caméra PIV superposée au champ de vitesse fluctuante dans le cas $d_t^* = 16$ pour la turbine à TSR4 (droite).

Un intervalle de temps est choisi afin d'étudier plus en précision les fluctuations de vitesse induites par les tourbillons émis dans le sillage du cylindre. L'évolution temporelle de $u'(x^* = 15.8, t)$ est présentée sur la figure 4.11 à diverses altitudes. Certains des évènements (aux temps $t_1 = 12$ s et $t_2 = 17$ s) sont analysés à partir des champs de vitesse instantanée présentés figure 4.12. Ces figures permettent d'identifier deux types de tourbillons. Dans le cas des tourbillons à t_1 , t_3 et t_5 , une sous-vitesse locale (~ -0.4 m/s) est détectée pour $z^* \leq 4$ sauf pour le cas à t_3 où une sur-vitesse locale est captée au niveau du rotor. Ces cas correspondent à des tourbillons dont le centre passe au niveau de la turbine et dont on capte la forte sous-vitesse dans sa partie basse, sauf pour le cas à t_3 où l'on capte aussi sa partie haute. Les tourbillons du type t_1 , t_3 et t_5 sont du même type que celui illustré sur la figure 4.10(b). Ces tourbillons sont ceux dont l'angle de remontée est particulièrement élevé. Dans le cas des tourbillons en t_2 et t_4 , une faible sous-vitesse locale (~ -0.2 m/s) est observée, pour les positions les plus basses. Ces évènements correspondent à des tourbillons très peu intense dont on capte la faible sous-vitesse. Dans les deux cas, il s'agit de tourbillons émis dans le sillage du cylindre, plus ou moins intenses et dont la trajectoire remonte plus ou moins haut.

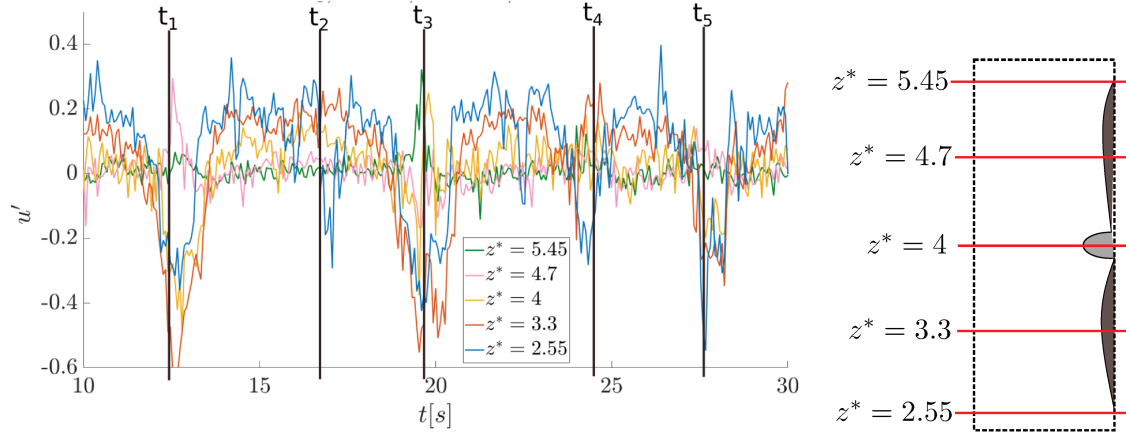


FIGURE 4.11 – Signaux de fluctuation de vitesse $u'(x^* = 15.8, t)$ à différentes altitudes en amont de la turbine à TSR4 (gauche) et schéma représentant les altitudes des points de mesure (droite).

Les fluctuations de l'effort global $F'_{tot} = F_{tot} - \overline{F_{tot}}$ et des efforts locaux sur les pales F'_{xi} ($i = 1, 2, 3$) sont présentés sur la figure 4.13 sur la même durée. Ces mesures montrent que les sous-vitesses locales, liées à des passages de tourbillons à la hauteur de la turbine, induisent des diminutions d'efforts. Les sur-vitesses locales, liées à des tourbillons passant sous la turbine, induisent de faibles augmentations d'efforts. Ainsi, les gros évènements tourbillonnaires, générés dans le sillage du cylindre, se répercutent directement sur les fluctuations d'efforts de la turbine et des pales. Cet effet est aussi observé par [Ouro & Stoesser (2018)] derrière des dunes desquelles sont émises de larges structures tourbillonnaires. Sur les signaux, on observe aussi des variations d'efforts périodiques correspondant à la fréquence de rotation. L'amplification de l'amplitude de ces variations correspond à l'augmentation instantanée de la différence de vitesse entre le haut et le bas du profil de vitesse au passage d'un tourbillon. Les pales subissent alors des efforts variables en fonction de leur position dans l'écoulement. Cet effet de variation d'effort n'est pas négligeable ($F_{x1} = 55 \pm 9.0 N$) et sera à prendre en compte lors des calculs de fatigue [Li et al. (2018)]. Dans le cas TSR4, à la position $16H$, on rappelle que $F_{tot} = 178 \pm 19 N$, l'ensemble des valeurs mesurées sur la turbine est résumé en annexe C.2.

Lorsque la turbine est à l'arrêt (figure 4.14), la fréquence de rotation disparaît et la réponse des efforts locaux aux fluctuations de vitesse n'est plus identique. En effet, les fluctuations de F_{x1} sont faibles et les fluctuations de F_{x2} et F_{x3} sont élevées et quasiment identiques entre elles. Les différences observées entre F_{x2} et F_{x3} sont liées à une légère asymétrie transverse instantanée de l'écoulement ou à l'orientation des pales. L'étude du signal de vitesse fluctuante pour une turbine à

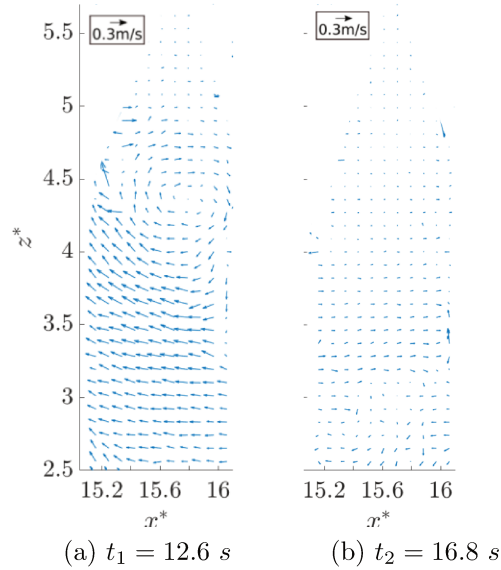


FIGURE 4.12 – Champs de vitesse fluctuante à différents instants.

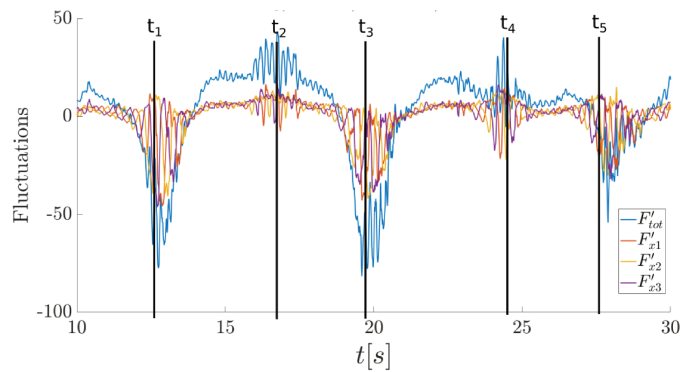


FIGURE 4.13 – Signaux des fluctuations F'_{tot} et des F'_{xi} ($i = 1, 2, 3$) de la turbine à TSR4.

l'arrêt montre le même type de réponse des efforts aux passages des tourbillons (figure 4.14(a)). En $t = 66$ s, par exemple, un gain d'effort est observé sur toutes les composantes dû à un tourbillon qui passe dans la partie basse de l'écoulement (et qui ne devrait donc pas atteindre la pale 1). Or F'_{x1} montre aussi une légère augmentation d'effort.

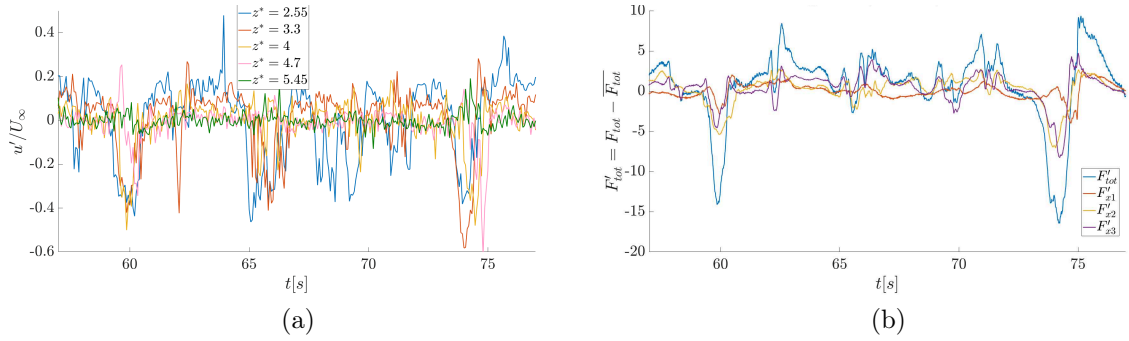


FIGURE 4.14 – Signaux de fluctuation de vitesse $u'(x^* = 15.8, t)$ à différentes altitudes (gauche) et signaux des fluctuations F'_{tot} et des F'_{xi} ($i = 1, 2, 3$) (droite) pour la turbine à TSR0.

Cette partie a donc permis de relier les fluctuations d'efforts aux fluctuations de vitesse. Or, la mesure de la vitesse est faite dans un plan de mesure à deux dimensions et les efforts sont mesurés dans le plan de rotation de la turbine qui est différent du plan de mesure PIV. De plus, comme évoqué dans la partie précédente, les événements tourbillonnaires ont un aspect tridimensionnel, non décrit ici. La figure 4.15 permet alors de comparer la corrélation entre les fluctuations de vitesse amont et d'effort pour toutes les positions et en ne considérant que les positions où la pale 1 est en position haute (méthode de détermination de la position décrite dans la partie 4.2.4). Les pics de corrélation sont égaux, que l'on considère la pale dans le plan de mesure ou hors du plan de mesure. Les tourbillons organisés, bien que tridimensionnels, sont bien captés dans le plan de symétrie. On considère alors que les mesures dans le plan de symétrie peuvent être utilisées pour corréler les fluctuations de vitesse aux fluctuations d'efforts. Cette étude a été réalisée pour toutes les positions de la turbine et validée dans tous les cas.

4.2.2.3 Corrélation entre les fluctuations de la vitesse et des efforts

Les résultats de la section 4.2.2.1 soulignent que la vitesse mesurée $2D$ ($= 5.6H$) en amont de la turbine est différente de celle mesurée proche de la turbine. Cependant, dans la plupart des cas, l'écoulement est convecté de façon homogène et le contenu de l'écoulement varie peu entre la position de la mesure et la turbine. Dans le cas du sillage du cylindre qui remonte dans l'écoulement, la vitesse évolue entre ces deux positions. La corrélation entre les fluctuations de traînée et de vitesse peut donc être étudiée à partir des mesures LDV réalisées à $5.6H$ en amont de la turbine ou des mesures PIV réalisées à $0.2H$ en amont. Dans toute la suite, sauf indication particulière, la vitesse utilisée pour le calcul des corrélations est considérée à l'altitude du rotor ($z^* = 4$).

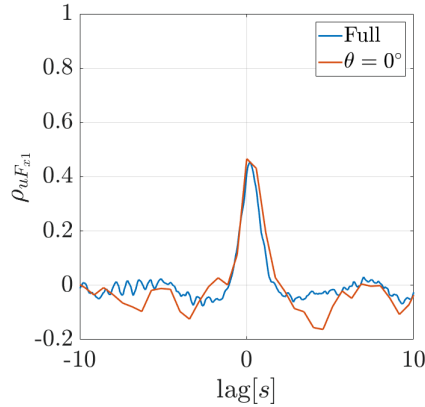


FIGURE 4.15 – Corrélation entre les fluctuations de vitesse (extraites en $z^* = 4$) et de F_{x1} pour toutes les positions (Full) et à position fixe (pale 1 verticale en haut, $\theta = 0^\circ$) pour la turbine à TSR4, à la position $16H$.

Les corrélations obtenues pour ces deux types de mesure (PIV ou LDV) sont présentées sur la figure 4.16 pour la position $16H$ de la turbine. L'abscisse du pic de corrélation correspond au retard entre les deux signaux. Le retard est supérieur pour la mesure LDV car elle est plus éloignée de la turbine que la mesure PIV. La corrélation est élevée avec la PIV et faible avec la LDV ($\rho_{uT} = 0.65$ comparé à $\rho_{uT} = 0.45$). En effet, la LDV est située trop en amont pour rendre compte de l'ensemble des fluctuations de vitesse susceptibles d'impacter la turbine. Ainsi, dans le cas d'une turbine immergée dans le sillage d'un cylindre, des mesures de vitesse le plus proche possible de la turbine sont nécessaires pour relier les variations d'efforts aux fluctuations de vitesse. Ainsi, dans la suite de l'étude, les mesures PIV seront utilisées pour les études de corrélation.

La corrélation entre les fluctuations de la traînée F_{tot} et de la vitesse longitudinale u' (PIV) mesurée à $0.2H$ en amont de la turbine est étudiée à toutes les positions de la turbine sur la figure 4.17. Aux deux TSR, la corrélation est inférieure à 0.4 aux positions $3.5H$ et $10H$ et supérieure à 0.6 aux positions $16H$ et $22.5H$. Ainsi, lorsque la turbine est immergée dans le sillage du cylindre, on observe une bonne corrélation due à la présence de structures plus grosses, plus cohérentes et plus énergétiques dans le sillage de l'obstacle que celles présentes dans l'écoulement amont. En revanche, lorsque le sillage du cylindre n'atteint pas ou peu la turbine, la corrélation est très faible. Plusieurs explications à cet effet sont alors avancées :

- les perturbations induites par des structures tourbillonnaires sur le bas de la turbine ne sont pas détectées par la mesure de la vitesse à la hauteur du rotor ;

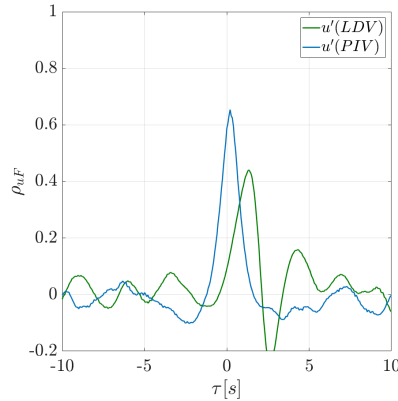


FIGURE 4.16 – Corrélation ρ_{uF} entre les fluctuations de traînée et les fluctuations de vitesse mesurées par la PIV et la LDV pour la turbine à $16H$ à TSR4.

- la mesure en un point n'est pas représentative des structures 3D qui impactent la turbine ;
- la fréquence d'échantillonnage de la PIV est trop faible pour détecter les petites fluctuations présentes dans l'écoulement amont ;
- la proximité de la turbine modifie la nature des structures tourbillonnaires.

À TSR4, les pics de corrélation à $16H$ et $22.5H$ sont à la même amplitude tandis qu'à TSR0, il est supérieur de 0.2 à $22.5H$. En effet, la différence de vitesse moyenne entre le haut et le bas du profil est plus élevée à $16H$ ce qui induit une répartition inégale des efforts locaux sur les trois pales de la turbine à l'arrêt. On suppose alors qu'avec la rotation, ces effets sont cumulés avec l'augmentation de la surface balayée, ce qui permet à la corrélation à $16H$ d'augmenter. À $22.5H$, la turbine est plus immergée dans le sillage qu'à $16H$ et toutes les pales captent les larges événements tourbillonnaires donc le fait d'être en rotation altère peu la corrélation. Comme évoqué précédemment, la faible différence entre les profils de vitesse à $16H$ et $22.5H$, n'a un impact sur la traînée que lorsque la turbine est à l'arrêt.

La corrélation entre les fluctuations de la vitesse $u'(PIV)$ et l'effort local sur la pale 1 (F_{x1}) est présentée sur la figure 4.18 pour les différentes positions de la turbine. Les corrélations sont globalement plus faibles que celles associées à F_{tot} . On retrouve la différence entre $3.5H/10H$ et $16H/22.5H$ qui indique que les efforts locaux répondent au passage de structures tourbillonnaires cohérentes détectées dans le sillage. Cependant, ces efforts sont moins sensibles aux fluctuations de vitesse dans l'écoulement que les efforts globaux.

Comme cela a été précisé plus tôt, les signaux de vitesse varient en fonction de l'altitude. Il est donc intéressant de regarder la corrélation entre les fluctuations de

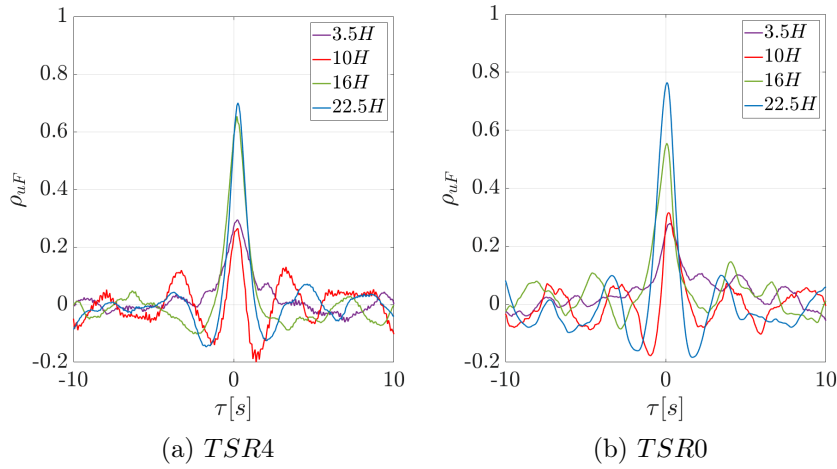


FIGURE 4.17 – Corrélation ρ_{uF} entre F'_{tot} et u' (PIV) mesurée à $0.2H$ en amont de la turbine à TSR4 (gauche) et TSR0 (droite).

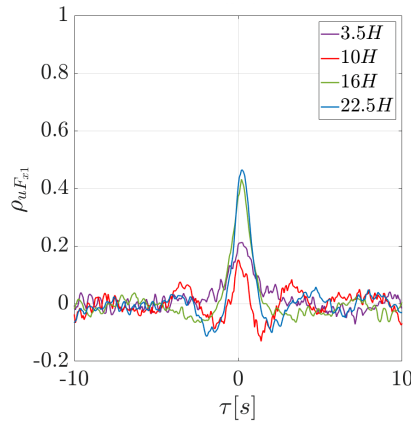


FIGURE 4.18 – Corrélation $\rho_{uF_{x1}}$ entre F'_{x1} et u' (PIV) mesurée à $0.2H$ en amont de la turbine à TSR4.

traînée et de vitesses extraites à différentes altitudes. Les valeurs de corrélation aux positions $3.5H$ et $10H$ sont trop faibles et ne seront pas davantage analysées. Des cartes d'isosurface de la corrélation entre les fluctuations de vitesse longitudinale u' et de traînée F'_{tot} en fonction du retard τ sont présentées pour la position $16H$ sur la figure 4.19(a) à TSR4. La distribution de ρ_{uT} montre une large zone de corrélation ($max(\rho_{uT}) = 0.8$) pour $z^* \leq 4.5$. Les événements turbulents identifiés dans le sillage du cylindre, qui impactent la partie basse de la turbine, sont bien la source des fluctuations d'efforts sur les pales. Au-delà de cette altitude, on retrouve l'écoulement externe où la corrélation est quasi-nulle. C'est donc l'effet du sillage du cylindre qui prédomine dans les efforts perçus par la turbine. La carte d'isosurface de corrélation à $22.5H$, sur la figure 4.19(b) montre une zone de corrélation pour

$z^* < 4.9$. Donc la corrélation à $22.5H$ persiste jusqu'à des altitudes légèrement supérieures qu'à $16H$. Cet effet illustre la remontée des structures tourbillonnaires cohérentes dans l'écoulement jusqu'à peu près les $3/4$ de la turbine. Ceci justifie que Δ_{std} soit supérieur à $16H$ comparé à $22.5H$. Les positions $16H$ et $22.5H$ montrent cependant des résultats très proches comparé aux résultats obtenus aux autres positions.

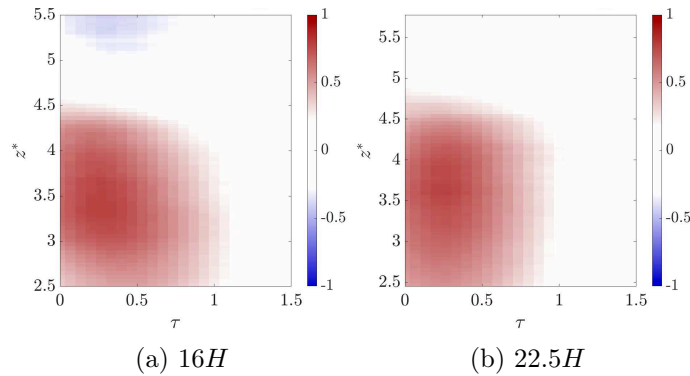


FIGURE 4.19 – Cartes d'isosurface de corrélation ρ_{uT} entre u'_z et F'_{tot} à TSR4.

Ces cartes permettent d'illustrer que, dans le cas de sillages qui remontent comme celui d'un cylindre, il est important de considérer la totalité du profil de vitesse afin de mieux comprendre la réponse de la turbine aux variations de l'écoulement amont. La corrélation entre la vitesse transverse \overline{W} et les efforts mesurés sur la turbine est trop faible pour être présentée ici et les corrélations entre la vitesse longitudinale et les moments locaux ou le couple ont un comportement similaire à ce qui est montré sur les figures précédentes.

4.2.3 Réponse spectrale

4.2.3.1 Contenu spectral des efforts

La réponse de la turbine aux fluctuations de vitesse est à présent étudiée dans l'espace spectral pour les différentes positions. Les PSD de l'effort de traînée sont représentées sur la figure 4.20. Dans cette partie on prend : $f_e = 120 \text{ Hz}$ et $Nfft = 2048$ pour les efforts et $f_e = 15 \text{ Hz}$ et $Nfft = 512$ pour la PIV. Globalement, les spectres présentent tous un pic à $3 \times f_r$ ainsi que ses harmoniques quand la turbine est en rotation. Des pics à haute fréquence sont aussi visibles quand la turbine est à l'arrêt, ils sont liés à des artefacts mécaniques dus au contrôle de la vitesse qui maintient la turbine à l'arrêt. Les amplitudes des PSD sont de plus en plus hautes en énergie lorsqu'on s'éloigne de l'obstacle du fait de l'augmentation des

fluctuations de F_{tot} quand la turbine est immergée dans le sillage. Aucun autre pic n'est visible à $3.5H$. Cependant, on commence à détecter un pic vers $f \sim 0.28 Hz$ à $10H$ puis ce pic est plus visible pour les deux autres positions, sur une gamme de fréquence autour de $0.28 Hz$. Il correspond à la fréquence de détachement tourbillonnaire dans l'écoulement en présence du cylindre. Cette réponse spectrale est similaire à celle décrite dans [Chamorro et al. (2015)] pour une turbine dans le sillage d'un cylindre vertical produisant des allées de Von-Kármán. Pour chaque signal d'effort et à toutes les positions, les PSD suivent une pente en $-11/3$, ce qui est aussi le cas dans les nombreuses études de Chamorro *et al.* [Chamorro et al. (2014, 2015); Jin et al. (2016); Tobin & Chamorro (2018)]. Ils expliquent que la décroissance des spectres sous la forme $f^{-11/3} = f^{-5/3} f^{-2}$ suggère une interaction non-linéaire complexe entre les efforts et la décroissance de la densité d'énergie de l'écoulement dans la zone inertielle. Ces études soulignent la complexité des interactions écoulement-efforts et suggèrent que de nouvelles études doivent être menées à ce sujet.

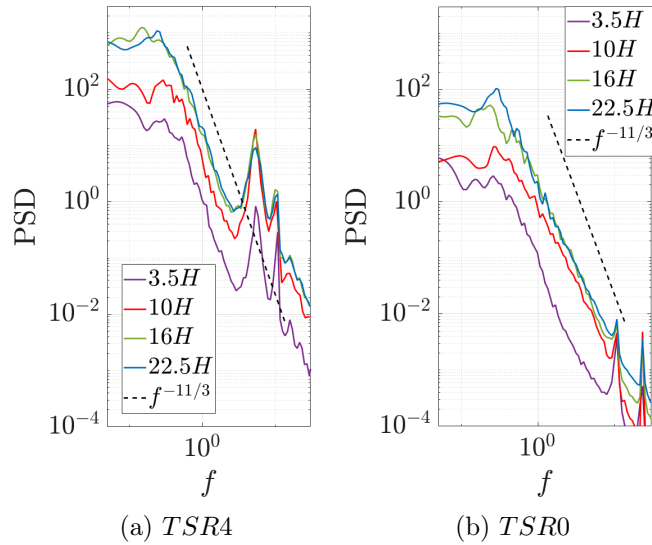


FIGURE 4.20 – PSD des fluctuations d'efforts F'_{tot} à TSR4 (gauche) et TSR0 (droite) à $16H$.

Les PSD des efforts sur chaque pale sont comparées à la PSD de l'effort total pour la position $16H$ sur la figure 4.21. Un pic est détecté sur les deux spectres autour de $f = 0.2 Hz$ à TSR4 et autour de $f = 0.23 Hz$ à TSR0. Ils peuvent tous deux être assimilés à la fréquence de détachement tourbillonnaire ($f = 0.28 Hz$). À TSR4, les PSD des F_{xi} sont superposées alors qu'à TSR0, la PSD de F_{x1} est inférieure en amplitude aux deux autres (F_{x2} et F_{x3} , qui sont superposées). Quand la turbine est à l'arrêt, la pale 1 perçoit l'écoulement externe qui est moins turbulent

que l'écoulement de sillage au niveau des pales 2 et 3, donc les fluctuations d'efforts sur la pale 1 sont moins intenses que sur les pales 2 et 3. On note de plus, à TSR0, l'absence du pic de fréquence associé au détachement tourbillonnaire, la pale 1 étant trop haute pour capter cette fréquence.

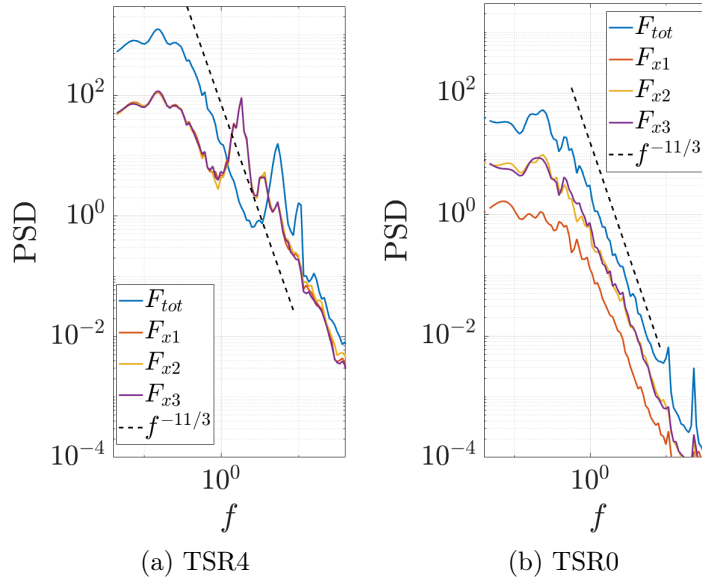


FIGURE 4.21 – PSD des fluctuations d'efforts F'_{tot} et F'_{xi} ($i = 1, 2, 3$) à $16H$.

4.2.3.2 Cohérence entre les fluctuations de la vitesse et des efforts

Les corrélations entre les fluctuations de vitesse et de traînée sont étudiées dans l'espace spectral à chaque position sur la figure 4.22. L'évolution de la cohérence en fonction de la position est similaire à TSR0 et à TSR4. À $3.5H$, la cohérence est faible (< 0.5) sauf aux alentours de $10^{-1} Hz$ où l'on détecte un pic mais les fluctuations de C_{uF} sont trop importantes pour considérer ce pic. À $10H$, la cohérence est faible jusqu'à $0.1 Hz$, puis augmente vers 0.6 à $0.3 Hz$ puis diminue. Dans les cas $16H$ et $22.5H$, la cohérence est élevée (> 0.6) jusqu'à $0.4 Hz$ puis chute. Lorsque la turbine est immergée dans le sillage, la corrélation est particulièrement élevée dans la gamme de fréquence du détachement tourbillonnaire : $f \in [10^{-1}; 4 \times 10^{-1}]$. Ce sont donc les tourbillons cohérents émis périodiquement derrière le cylindre qui dominent dans la réponse de la turbine aux fluctuations de vitesse. Comme expliqué dans la section 4.2.2.3, des études complémentaires ainsi que des mesures tridimensionnelles sont nécessaires pour vérifier cette hypothèse. On remarque que pour $16H$, à TSR0, malgré un pic de cohérence sur la même gamme fréquentielle, la valeur est plus faible qu'à TSR4. En effet, comme expliqué précédemment, à

TSR0, la pale 1 ne capte pas les tourbillons émis dans le sillage du cylindre et donc la traînée est moins sensible à ces larges tourbillons à basse fréquence. On note de plus, qu'à toutes les positions, la cohérence diminue jusqu'à des valeurs < 0.2 vers $1 Hz$. Les fluctuations de traînée sont donc découplées des fluctuations de vitesse dans les hautes fréquences. Cet effet est supposé être dû au contrôle de la vitesse de la turbine qui limite l'effet de structures tourbillonnaires dont les fréquences sont supérieures à sa fréquence de rotation ($f_r = 1.8 Hz$) [Durán Medina et al. (2015); Payne et al. (2018)]. La fréquence critique à partir de laquelle la turbine ne répond plus aux fluctuations de vitesse dépend de la taille de la turbine (en comparaison à la taille des tourbillons) et de la vitesse de rotation [Chamorro et al. (2014)]. Cette remarque permet d'affirmer que la fréquence d'échantillonnage de la PIV à $15 Hz$ suffit pour identifier les fluctuations de vitesse auxquelles répond la turbine.

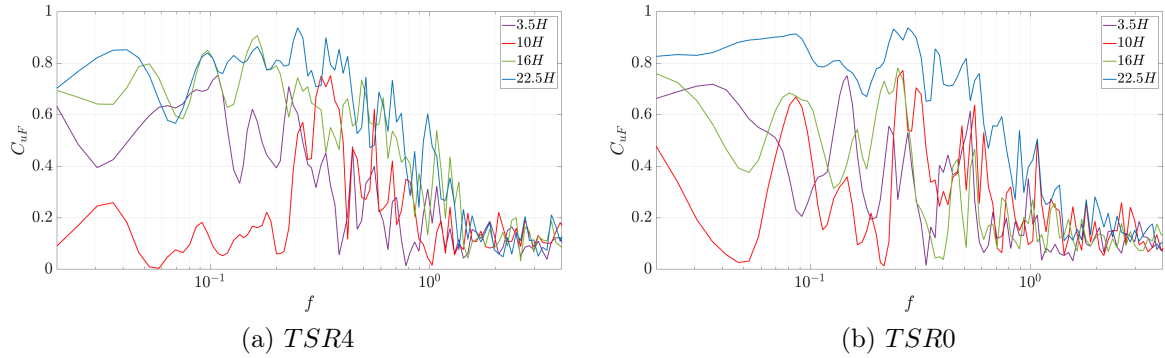


FIGURE 4.22 – Cohérence C_{uF} entre F'_{tot} et $u'(PIV)$ mesurée à $0.2H$ en amont de la turbine à TSR4 (gauche) et TSR0 (droite).

Afin d'approfondir les résultats précédents, les cartes d'isosurface de cohérence entre la traînée et la vitesse fluctuante longitudinale $u'(PIV)$ sont tracées pour les positions $16H$ et $22.5H$ sur la figure 4.23 à TSR4. Les deux cartes d'isosurface de C_{uF} montrent la même zone de cohérence. À TSR4, on observe une zone de cohérence jusqu'à $f \sim 1.5 Hz$ pour $z^* \in [2.7; 4.5]$ à $16H$ et $z^* \in [2.7; 4.7]$ à $22.5H$. Cette zone de corrélation permet de rendre compte de la remontée des tourbillons dans la colonne d'eau entre les deux positions.

Les cartes d'isosurface des cohérences pour les efforts sur chaque pale ne sont pas montrées ici car elles apportent peu d'information supplémentaire. La cohérence entre les fluctuations de couple et les fluctuations de vitesse est similaire à celle entre les efforts et la vitesse et les figures correspondantes ne sont pas non plus montrées ici.

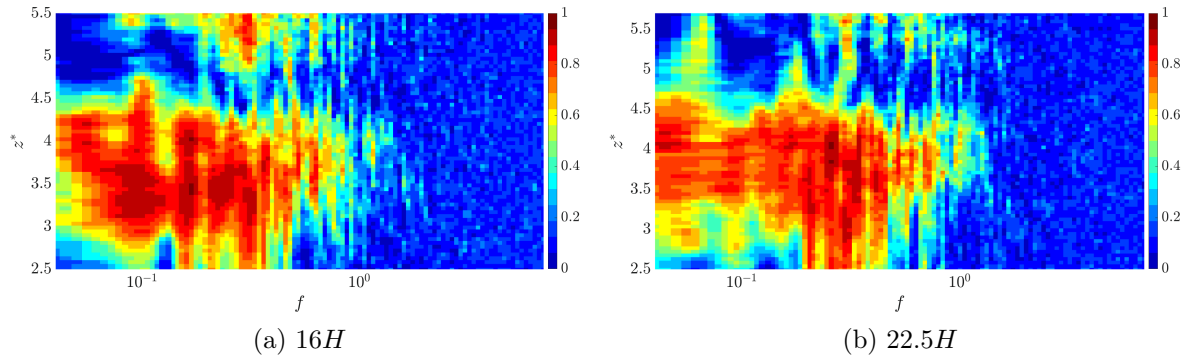
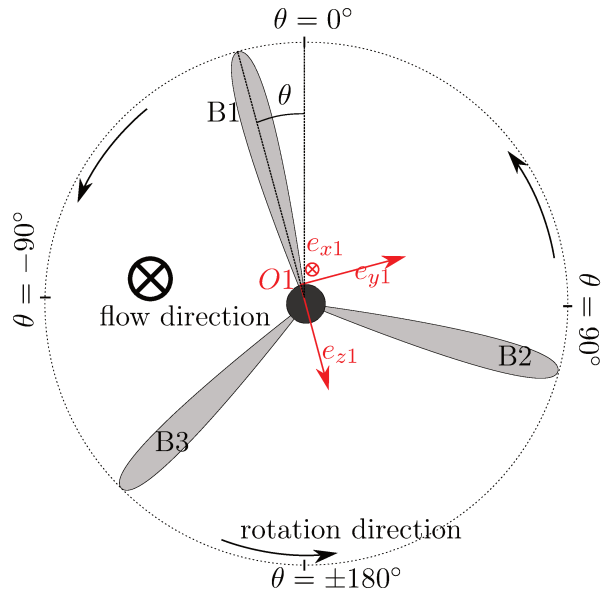


FIGURE 4.23 – Carte d’isosurface de cohérence C_{uF} entre u' et la traînée F_{tot} à TSR4.

4.2.4 Variation angulaire des efforts

Afin de comprendre la provenance des fluctuations d’efforts que subit la turbine lors d’une rotation, les efforts mesurés en fonction de l’angle de rotation θ sont étudiés. Une méthode analytique est utilisée pour avoir accès à l’angle θ . La composante fluctuante des F_{yi} ($i = 1, 2, 3$) est extraite et les signaux sont filtrés par un filtre passe-bande autour de la fréquence de rotation f_r avec un écart de 5% à la valeur de f_r . Un bilan des efforts est réalisé sur chaque pale en négligeant la traînée de la pale, donc en ne considérant que le poids. La résolution du système à 3 équations permet d’avoir accès à $\tan(\theta)$ et donc à θ . L’origine ($\theta = 0^\circ$) est prise à la position initiale où la pale 1 est en position haute. Les pales 2 et 3 sont alors aux positions $\pm 120^\circ$ (voir figure 4.24). Les moyennes de phase de chaque signal d’effort (non filtré) sont ensuite étudiées. La moyenne de phase sera notée $\langle \square \rangle$ et l’écart entre la moyenne temporelle et la moyenne de phase sera notée $\tilde{\square}$. Par exemple, F_{x1} représente le signal instantané brut, $\overline{F_{x1}}$, sa moyenne temporelle, $\langle F_{x1} \rangle$ (θ) sa moyenne de phase et $\tilde{F_{x1}}(\theta) = \langle F_{x1} \rangle(\theta) - \overline{F_{x1}}$ représente l’écart de la moyenne temporelle à la moyenne de phase.

Les fluctuations au sens de Reynolds (F'_{x1}) et les écarts de la moyenne de phase à la moyenne temporelle des efforts en fonction de la position angulaire de la turbine ($\tilde{F_{x1}}$) sont représentés sur la figure 4.25. À $3.5H$, F_{x1} ne fluctue pas suffisamment pour en extraire une valeur maximale. Dans les autres cas, on trouve une valeur de $\tilde{F_{x1}}$ maximale en $\theta = -1.7^\circ$, $\theta = -27^\circ$ et $\theta = -15^\circ$ pour les positions $10H$, $16H$ et $22.5H$ respectivement. On s’attendrait à ce que la valeur soit maximale lorsque la pale est en position haute ($\theta = 0^\circ$) c’est-à-dire lorsque la vitesse moyenne est maximale. Ce retard de phase a déjà été observé chez [Shen et al. (2011); Mason-Jones et al. (2013); Payne et al. (2018)] dans des analyses numériques et expérimentales pour des turbines dans l’eau ou dans l’air. En effet, comme souligné par [Dai et al. (2011)], les efforts sont influencés par de nombreux facteurs


 FIGURE 4.24 – Position de la turbine pour un angle de rotation θ

dont les principaux sont : les interactions avec le mât en aval, le cisaillement de l'écoulement, le décrochage dynamique sur les pales et le système de régulation de la vitesse. Dans notre cas, l'évolution progressive de la moyenne de phase des $\overline{F_{xi}}$ avec θ est cohérente avec une diminution de la vitesse de l'écoulement entre le haut et le bas de la colonne d'eau. Des études supplémentaires pourraient permettre d'identifier la cause précise de ce retard de phase (27° à $16H$). En effet, il dépend des caractéristiques du profil de vitesse amont ainsi que de la géométrie des pales.

La figure 4.25 illustre aussi la dispersion des fluctuations au sens de Reynolds $F'_{x1} = F_{x1} - \overline{F_{x1}}$. Elle augmente avec l'immersion progressive de la turbine dans le sillage turbulent de l'obstacle. Pour F_{x1} , la dispersion est donc d'autant plus grande que la moyenne de phase est basse. En effet, le taux de turbulence est le plus élevé dans le sillage perturbé du cylindre et, en ces endroits, la vitesse est en moyenne inférieure à celle de l'écoulement externe. On note que la dispersion semble similaire entre $16H$ et $22.5H$.

Lorsque la turbine est à l'arrêt, la pale 1 est à $\theta = 0^\circ$ et les pales 2 et 3 à $\theta = \pm 120^\circ$. Les écart-types des F_{xi} pour une turbine à $16H$ et TSR0 sont : $\sigma(F_{x1}) = 0.78 N$, $\sigma(F_{x2}) = 1.9 N$ et $\sigma(F_{x3}) = 1.9 N$. Les valeurs de $\sigma(F_{x2})$ et $\sigma(F_{x3})$ sont égales ce qui montre que, sans rotation, il n'y a pas d'effet de retard de phase. Les écart-types obtenus à TSR4 à ces trois positions, évalués à partir des moyennes de phases des F_{xi} , sont largement supérieurs qu'à TSR0. Ces valeurs sont identiques pour les 3 pales, par exemple pour la pale 1 : $\sigma(\langle F_{x1} \rangle (0^\circ)) = 4.1 N$, $\sigma(\langle F_{x1} \rangle (120^\circ)) = 11.5 N$ et $\sigma(\langle F_{x1} \rangle (-120^\circ)) = 5.8 N$.

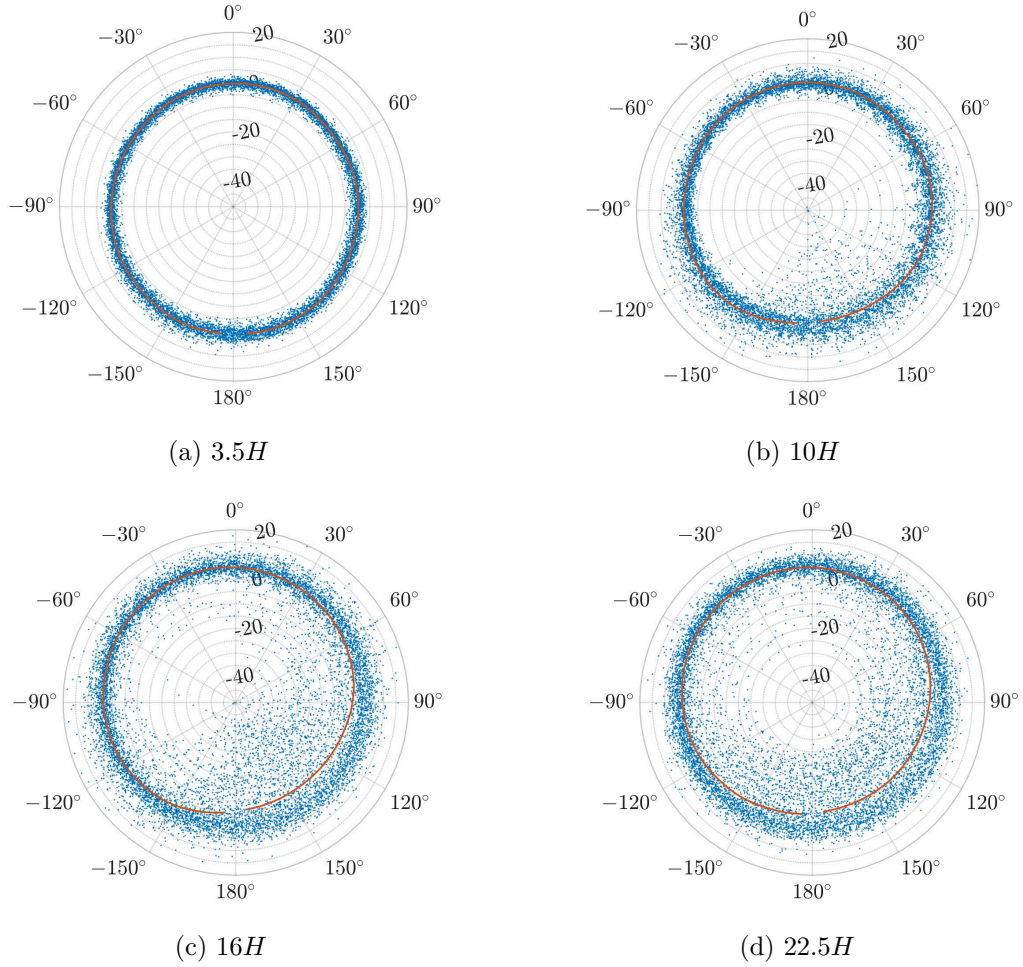


FIGURE 4.25 – Écart de la moyenne de phase à la moyenne temporelle $\widetilde{F}_{x1} = \langle F_{x1} \rangle - \overline{F}_{x1}$ (orange) et dispersion des valeurs de $F'_{x1} = F_{x1} - \overline{F}_{x1}$ (bleu) en fonction de θ à TSR4.

L'écart de la moyenne de phase à la moyenne temporelle des efforts \widetilde{F}_{xi} , \widetilde{F}_{yi} ($i = 1, 2, 3$) et \widetilde{F}_{tot} sont étudiés à la position $16H$ à partir des courbes tracées en coordonnées polaires sur la figure 4.26. Les \widetilde{F}_{xi} suivent tous une tendance similaire mais déphasés de $\pm 120^\circ$ les uns par rapport aux autres. Ils sont ensuite recalés sur la figure 4.26(b) : la pale 1 sert de référence et les origines des valeurs mesurées pour les pales 2 et 3 sont recalées de $\pm 120^\circ$. Ceci permet d'illustrer la tendance identique entre les 3 pales. Pour la pale 1, \widetilde{F}_{x1} est maximal en $\theta = -27^\circ$ et minimal à l'opposé. La somme des trois \widetilde{F}_{xi} donne alors à la courbe de \widetilde{F}_{tot} une forme en trèfle, aussi observée dans [Payne et al. (2018)]. Les \widetilde{F}_{yi} rephasés suivent tous la même tendance. Pour \widetilde{F}_{y1} , par exemple, la valeur est maximale en 90° , nulle en 180°

4.2. EFFET DU SILLAGE DU CYLINDRE SUR LA TURBINE

et minimale à -90° . Ce comportement est cohérent avec un effort ne dépendant que du poids, cette figure permet de valider la détermination de l'angle θ par la méthode analytique.

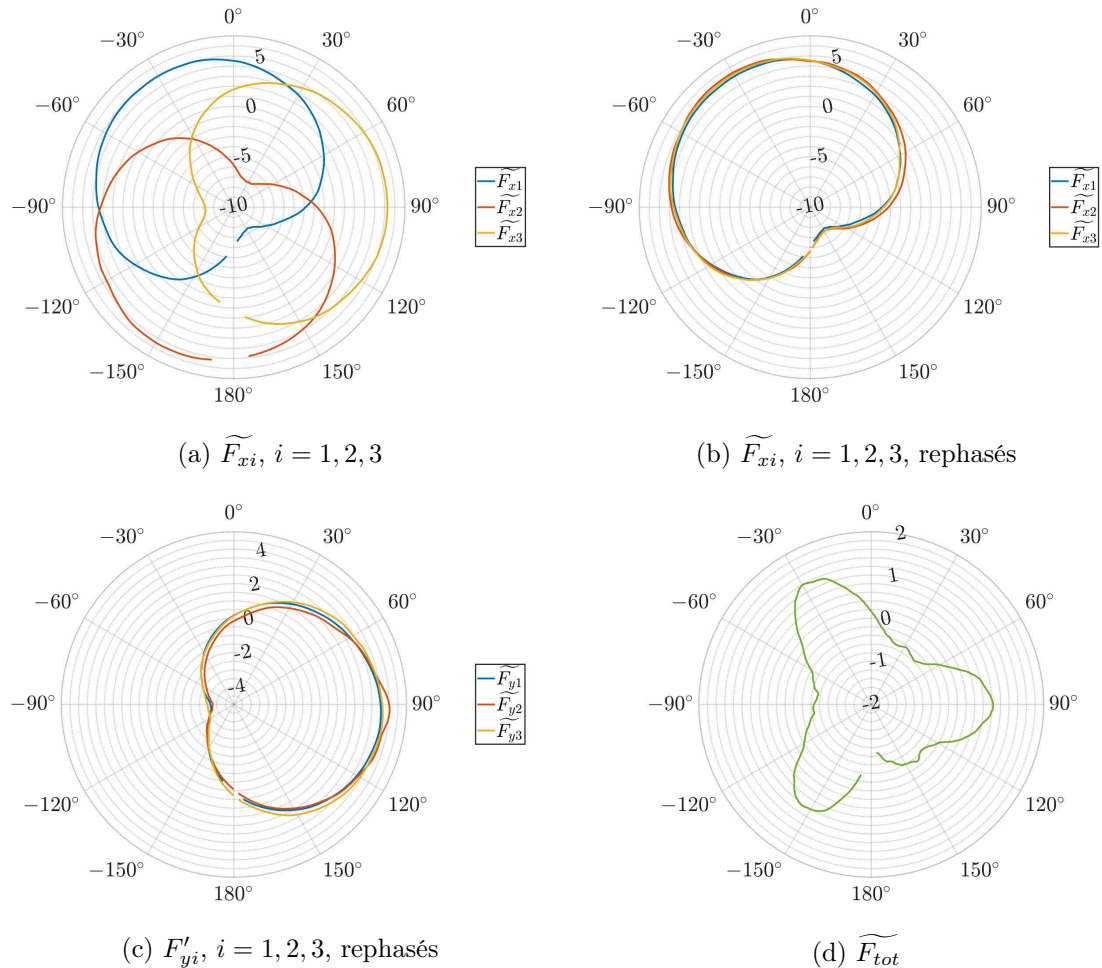


FIGURE 4.26 – Écart de la moyenne de phase à la moyenne temporelle (exprimé en %) des efforts \widetilde{F}_{xi} (déphasés et rephasés), \widetilde{F}_{yi} (rephasés) et de \widetilde{F}_{tot} en fonction de θ . Turbine à TSR4 à la position $16H$.

Les différentes positions choisies permettent de rendre compte de l'effet du sillage du cylindre sur les efforts de la turbine. Dans cette configuration, l'écoulement amont est peu turbulent, ce qui permet au sillage du cylindre de se développer jusqu'à la surface. On peut alors attribuer les principaux efforts subis par la turbine aux effets de sillage du cylindre. Or, dans le cas d'un écoulement amont dégradé, il a été démontré dans la section 3.1.4.2 que le sillage remonte moins et que des structures tourbillonnaires liées au sillage de l'obstacle et à l'écoulement incident

coexistent dans l'écoulement. Ensuite, dans le cas d'un écoulement dégradé sans obstacle, de larges structures tourbillonnaires sont identifiées dans le bassin. On se pose alors la question du comportement de la turbine face à des écoulements turbulents comportant des structures tourbillonnaires différentes du cas du cylindre.

4.3 Comparaison du comportement de la turbine dans différents cas d'écoulements turbulents

Les sites en mer, fortement énergétiques, présentent de fortes fluctuations de vitesse ne provenant pas uniquement des variations bathymétriques du fond marin mais plutôt des effets cumulés de différentes provenances : houle, effet de côte, ... *In situ*, l'intensité turbulente peut varier entre [3%; 24%] [Mycek et al. (2014)] et ces fluctuations de vitesse peuvent être émises dans le sillage d'un obstacle ou non. Ces différents cas d'étude doivent donc être tous considérés. Cette section propose de comparer l'effet de différents types d'écoulement turbulent amont sur le comportement d'une turbine tri-pale à axe horizontal. Ce genre d'étude a déjà été initié dans les travaux de [Kelley et al. (2005)] sur des cas d'éoliennes où 3 cas d'écoulements turbulents sont considérés avec ou sans structures cohérentes. Cette étude est notamment introduite dans [Ikhennicheu et al. (2019a)].

4.3.1 Dispositif expérimental

Plusieurs dispositifs expérimentaux, appelés cas A, B et C sont donc considérés et représentés schématiquement sur la figure 4.27 :

- cas A : une turbine soumise à un écoulement turbulent à $I = 14 \%$ avec une vitesse uniforme à 1 m/s . Aucun obstacle n'est positionné dans le bassin et la couche limite qui se développe naturellement dans le bassin n'atteint pas le bas de la turbine ($\delta^*(14 \%) < 1$). Des mesures LDV synchronisées avec les mesures d'efforts sont réalisées ;
- cas B : une turbine immergée dans le sillage du cylindre à une distance de $16H$ de celui-ci, dans un écoulement incident à $I = 1.5\%$ et 1 m/s (cas développé dans la section précédente). Des mesures LDV et PIV synchronisées avec les mesures d'efforts sont réalisées ;
- cas C : une turbine soumise à un écoulement peu turbulent à $I = 1.5 \%$ avec une vitesse uniforme à 1 m/s . Aucun obstacle n'est positionné dans le bassin et des mesures LDV synchronisées avec les mesures d'efforts sont réalisées.

Le cas à $I = 14 \%$ en présence du cylindre sera considéré à part dans la section 4.3.4. Nous rappelons que le cas à $I = 14 \%$ est l'écoulement qui se développe

4.3. COMPARAISON DU COMPORTEMENT DE LA TURBINE DANS DIFFÉRENTS CAS D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS

naturellement dans le bassin, avec des structures tourbillonnaires de toutes tailles sur dans le volume d'étude. L'écoulement à $I = 1.5\%$ est obtenu en rajoutant une grille et un nid d'abeille.

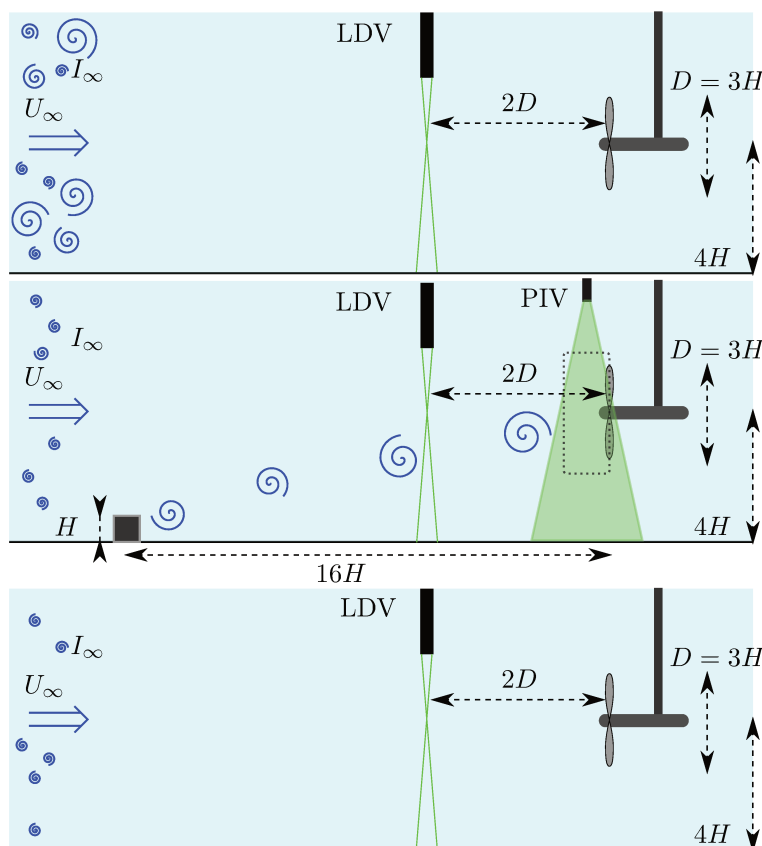


FIGURE 4.27 – Représentation schématique des dispositifs expérimentaux. De haut en bas : Cas A, Cas B, Cas C.

Dans tous les cas tests, la turbine est positionnée à mi-profondeur, dans le plan de symétrie du bassin. Les mesures réalisées dans chaque cas sont résumées dans le tableau 4.4.

4.3.2 Description de l'écoulement amont

La figure 4.28 présente les signaux de vitesse obtenus sur 100 secondes d'enregistrement pour les trois cas tests, la mesure de la vitesse étant prise $2D$ en amont de la turbine. Pour les cas A et B, les fluctuations de vitesse sont comprises dans l'intervalle $[0.4; 1.6] m/s$ et elles sont environ 10 fois plus faibles dans le cas C. Pour le cas A, les fluctuations sont en moyenne plus élevées que pour le cas B

4.3. COMPARAISON DU COMPORTEMENT DE LA TURBINE DANS DIFFÉRENTS CAS D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS

Cas	Vélocimètre	Position de la sonde	f_e [Hz]	Durée [min]
A	LDV	2D en amont turbine	654	6
	LDV	position de la turbine	612	30
B	LDV	2D en amont turbine	145	6
	PIV	position de la turbine	15	3
C	LDV	2D en amont turbine	638	6

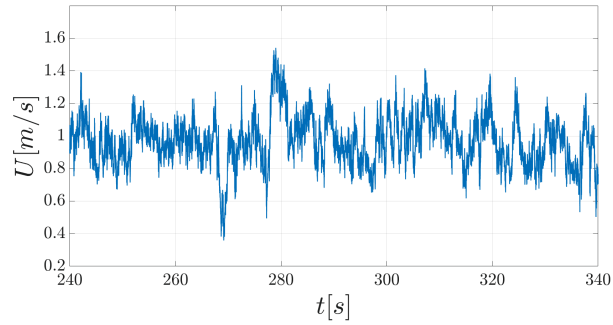
TABLEAU 4.4 – Résumé des mesures réalisées 2D en amont de la turbine et à la position de la turbine en son absence pour le cas A et en sa présence pour le cas B.

($\sigma(u_A) > \sigma(u_B)$) et quelques évènements de grande échelle peuvent être détectés [Durán Medina et al. (2017)]. Avec l'addition du nid d'abeille pour les cas B et C, ces structures sont détruites. Cependant, de larges structures tourbillonnaires sont générées périodiquement dans le sillage du cylindre dans le cas B et elles induisent de fortes fluctuations de vitesse.

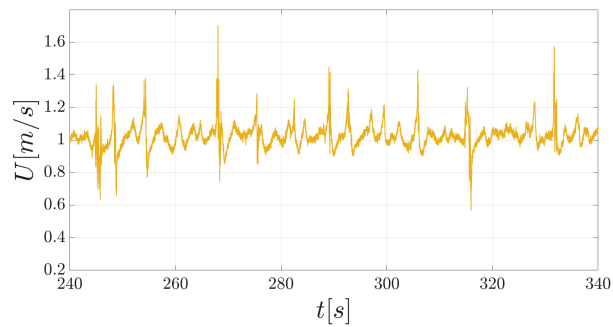
Les PSD des signaux des 3 cas sont tracées sur la figure 4.29, dans ce cas : $f_e = 250 \text{ Hz}$ et $N_{fft} = 2^{15}$ pour le cas A et $f_e = 200 \text{ Hz}$ $N_{fft} = 2^{12}$ pour le cas B. La PSD du cas C ne présente pas de pic spécifique et ne suit pas la pente en $-5/3$ (comportement anisotropique de l'écoulement). Pour les cas A et B, les spectres mettent en évidence une pente en $-5/3$ [Pope (2000)]. Dans le cas B, on retrouve le pic de détachement tourbillonnaire décrit dans la partie 3.1.2 et aucun pic n'est identifié dans le cas A. De plus, dû à la différence d'intensité turbulente, la PSD du cas A a une amplitude supérieure au cas B.

Dans le cas A (écoulement à 14 %), comme illustré sur la figure 4.30(a), le profil de vitesse longitudinale est uniforme sur toute la colonne d'eau et présente un fort écart-type dû à la forte intensité turbulente. De plus, il est supposé que l'écoulement est transporté identiquement à lui-même dans l'écoulement et donc que la vitesse mesurée 2D en amont est suffisante pour caractériser les efforts subis par la turbine [Gaurier et al. (2018)]. En effet, le tableau 4.5 montre que les vitesses moyennes et fluctuantes mesurées en amont et à la position de la turbine (en son absence) sont identiques. Ce même résultat est obtenu pour le cas C à 1.5 % [Gaurier et al. (2018)]. On rappelle que, dans le cas A, la composante \bar{V} ne présente pas un profil uniforme dans la colonne d'eau mais elle est nulle au centre du bassin (figure 4.30(b)). En revanche, dans le cas B, le profil de vitesse moyenne n'est pas uniforme, et des mesures complémentaires plus proches de la turbine sont nécessaires pour prendre en compte les structures tourbillonnaires remontant entre les deux positions de mesure (voir section 4.2.2.3). [Simley et al. (2016)] ont observé que, à 2D en amont, l'influence de la turbine sur l'écoulement en amont de celle-ci, est toujours présent, mais cet aspect n'est pas discuté ici.

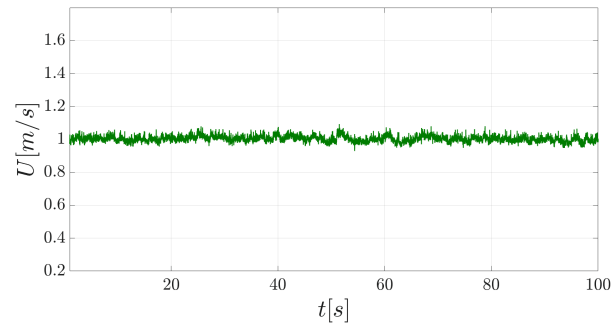
4.3. COMPARAISON DU COMPORTEMENT DE LA TURBINE DANS DIFFÉRENTS CAS D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS



(a) Cas A : $I = 14 \%$



(b) Cas B : $I = 1.5 \%$ + cylindre



(c) Cas C : $I = 1.5 \%$

FIGURE 4.28 – Signaux de la vitesse longitudinale U issue des mesures LDV 2D en amont de la turbine.

4.3.3 Comparaison de la réponse de la turbine

Les fluctuations de traînée sont illustrées sur la figure 4.31 à gauche pour les trois cas. Les fluctuations d'efforts suivent globalement la même tendance que les fluctuations de vitesse pour les trois cas. Dans le cas A, on remarque que

4.3. COMPARAISON DU COMPORTEMENT DE LA TURBINE DANS DIFFÉRENTS CAS D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS

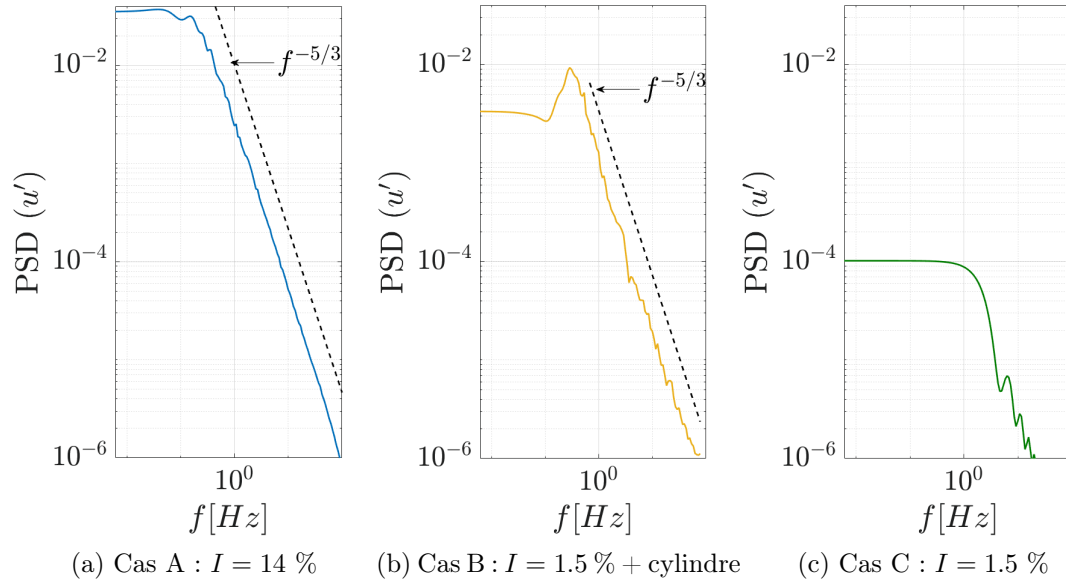


FIGURE 4.29 – PSD de u' pour les cas A, B et C (gauche à droite) à partir de mesures LDV $2D$ en amont de la turbine. La ligne en pointillés représente la pente en $f^{-5/3}$ de la théorie de Richardson-Kolmogorov.

Position	\bar{U} [m/s]	$\sigma(u)$ [m/s]
$2D$ amont de la turbine	0.98	0.13
Position de la turbine	0.97	0.13

TABLEAU 4.5 – Propriétés de la vitesse $2D$ en amont de la turbine et à la position de la turbine en son absence pour le cas A.

les fluctuations hautes fréquences observables sur le signal de la vitesse ne sont plus visibles, cet aspect sera approfondi plus tard. Le passage d'une structure tourbillonnaire sur le signal de vitesse à $t = 278$ s se retrouve deux secondes plus tard sur le signal de la traînée. Dans le cas B, les sur-vitesses observées sur le signal de la vitesse, signe de passage d'évènements tourbillonnaires périodiques, se traduisent par des chutes d'efforts. En effet, à $2D$ en amont de la turbine, la vitesse mesurée capte le haut des tourbillons (donc une sur-vitesse). Le tourbillon remonte ensuite au niveau de la turbine, donc la turbine capte la totalité de la majorité des tourbillons (voir figure 4.10(b)). La sous-vitesse du bas du tourbillon étant plus intense que la sur-vitesse en haut, la turbine est donc principalement sensible à la sous-vitesse ce qui provoque une chute de traînée. Dans le cas C, le signal de traînée présente un très faible écart-type, similairement au signal de la vitesse.

4.3. COMPARAISON DU COMPORTEMENT DE LA TURBINE DANS DIFFÉRENTS CAS D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS

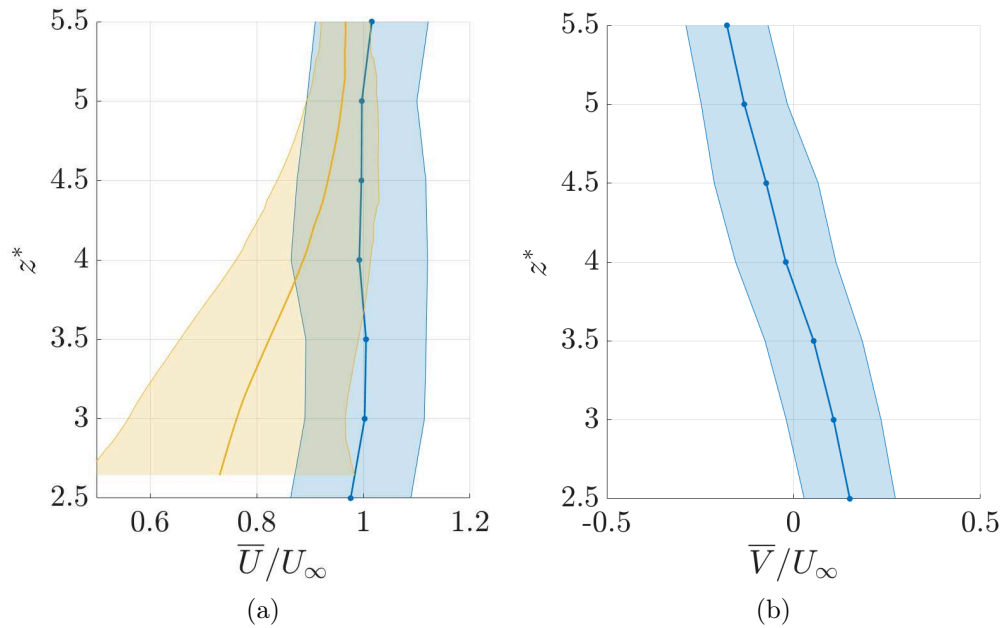


FIGURE 4.30 – Comparaison des profils de vitesse moyenne avec leurs écart-types des cas A (bleu, mesures LDV) et B (jaune, mesures PIV) en l’absence de la turbine.

Les variations de la vitesse de rotation de la turbine (en rotation par minute : Rpm) sont présentées sur le même intervalle sur la figure 4.31 à droite. Cette vitesse est contrôlée par le système de régulation mais sa valeur fluctue en présence de fortes variations de couple. Ces signaux illustrent, dans tous les cas, des fluctuations importantes de la vitesse de rotation, particulièrement dans les hautes fréquences. Comme dans le cas précédent, les fluctuations sur les signaux sont faibles pour le cas C et intenses pour les cas A et B, signe des variations de chargements dans les cas turbulents. Pour le cas A, le passage de grosses structures est moins évident que sur F_{tot} mais l’on parvient tout de même à identifier en $t = 280 s$, des fluctuations plus intenses. Pour le cas B, on retrouve les fluctuations induites par les tourbillons émis périodiquement dans le sillage du cylindre. Ces variations de vitesse de rotation dépendent du temps de réponse du système de régulation de la turbine.

Les valeurs de traînée, de puissance et de vitesse sont résumées dans le tableau 4.6. Les valeurs moyennes de l’effort de traînée et de puissance (ainsi que du couple, voir annexe C.1) sont presque identiques dans les trois cas, cette valeur ne dépend donc que de la vitesse moyenne de l’écoulement amont. Les écart-types de la traînée sont très proches pour les cas A et B. Cependant, les écart-types de la vitesse sont différents d’un facteur 2 ($0.07 m/s$ comparé à $0.13 m/s$). Un écoulement possédant un niveau de turbulence ambiante élevée semble donc conduire à des fluctuations d’efforts similaires à celles issues d’un écoulement moins turbulent mais avec de

4.3. COMPARAISON DU COMPORTEMENT DE LA TURBINE DANS DIFFÉRENTS CAS D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS

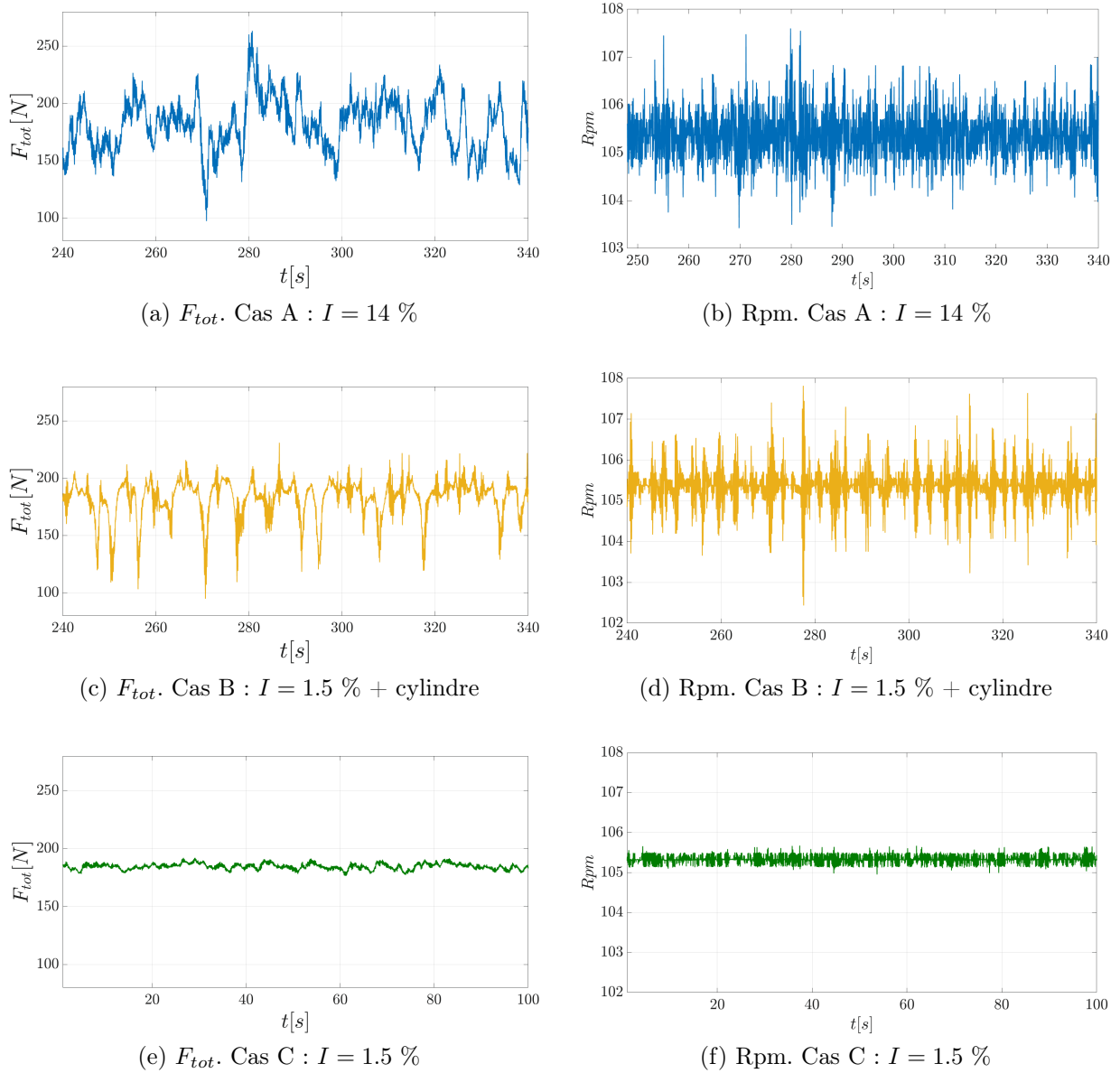


FIGURE 4.31 – Signaux de la traînée F_{tot} (gauche) et de la Rpm (droite).

larges tourbillons. Pour le cas C, l'écart-type, très bas, reflète la faible intensité turbulente à laquelle la turbine est soumise. Pour la Rpm , les mêmes résultats sont trouvés : la valeur moyenne ne dépend que de la vitesse moyenne mais l'écart-type dépend du cas test.

Les corrélations entre les fluctuations de vitesse et d'efforts ρ_{uT} sont évaluées pour les trois cas sur la figure 4.32. Dans le cas B, on retrouve la différence de

4.3. COMPARAISON DU COMPORTEMENT DE LA TURBINE DANS DIFFÉRENTS CAS D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS

Cas	\bar{U} [m/s]	$\sigma(U)$ [m/s]	\bar{F}_{tot} [N]	$\sigma(F_{tot})$ [N]	\bar{P} [W]	$\sigma(P)$ [W]
A	0.99	0.14	179	21	83.7	19.0
B	1.03	0.07	183	17	79.9	13.6
C	1.00	0.02	181	3	84.6	2.8

TABLEAU 4.6 – Valeurs moyennes et écart-types de la vitesse, de la traînée F_{tot} et de la puissance P .

corrélation avec les mesures PIV et LDV évoquées dans la partie 4.2.2.3. La corrélation dans le cas C est de l'ordre de 0.5 ce qui est faible comparé aux cas A et B (> 0.6). La présence de larges structures tourbillonnaires, dans les cas A et B, induit une meilleure corrélation. La corrélation dans le cas B est légèrement supérieure à celle obtenue dans le cas A. La turbine retranscrit plus directement les fluctuations de vitesse lorsque l'écoulement est organisé avec des structures tourbillonnaires périodiques. L'abscisse du pic de corrélation correspond au décalage temporel entre les deux signaux comparés. Dans le cas A, le pic est situé à $\tau \sim -1.47s$ ce qui correspond au temps de convection de l'écoulement sur une distance de $2D$ à une vitesse de 1 m/s . La corrélation entre les fluctuations de vitesse incidente et les fluctuations de Rpm est quasi-nulle dans chaque cas (les courbes ne sont pas montrées ici). Or, la figure 4.31 laissait supposer une réponse variable de la Rpm en fonction du cas. Cet aspect sera détaillé par l'étude de la cohérence.

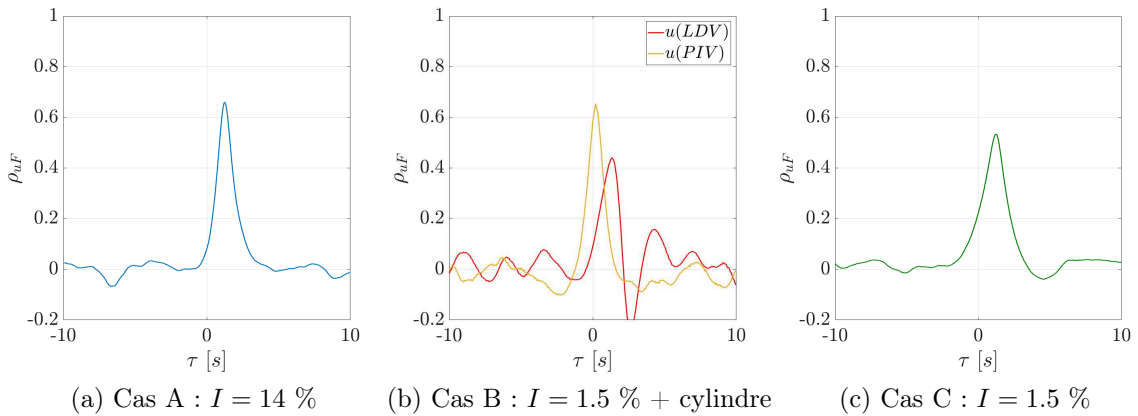


FIGURE 4.32 – Corrélation croisée ρ_{uF} entre les fluctuations de traînée et les fluctuations de vitesse (mesurée avec la LDV à $x^* = 10.4$ et avec la PIV à $x^* = 15.8$).

Une analyse spectrale est réalisée à partir des signaux de traînée et les PSD sont représentées sur la figure 4.33 pour les trois cas, avec $f_e = 120 \text{ Hz}$ et $Nfft = 2^{13}$.

4.3. COMPARAISON DU COMPORTEMENT DE LA TURBINE DANS DIFFÉRENTS CAS D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS

Les deux premières PSD sont plus élevées en énergie que la PSD du cas C, car les fluctuations d'efforts sont très faibles dans ce dernier cas. Les trois courbes suivent une pente en $-11/3$ [Chamorro et al. (2014)]. Dans les trois cas, un pic de grande amplitude est détecté à $3 \times f_r$ ($f_r = 1.8 \text{ Hz}$, la fréquence de rotation) ainsi que ses harmoniques. Cette fréquence est causée par le passage de pale, trois fois par rotation. On détecte aussi la fréquence de rotation dans le cas C. Un léger pic à $f = 0.3 \text{ Hz}$ est identifié sur le spectre du cas B, signe de la réponse de la turbine au passage périodique de tourbillons émis dans le sillage du cylindre. Dans le cas A, l'absence de pic (en dehors de f_r) souligne que les éventuelles structures tourbillonnaires présentes dans ce cas ne sont pas périodiques.

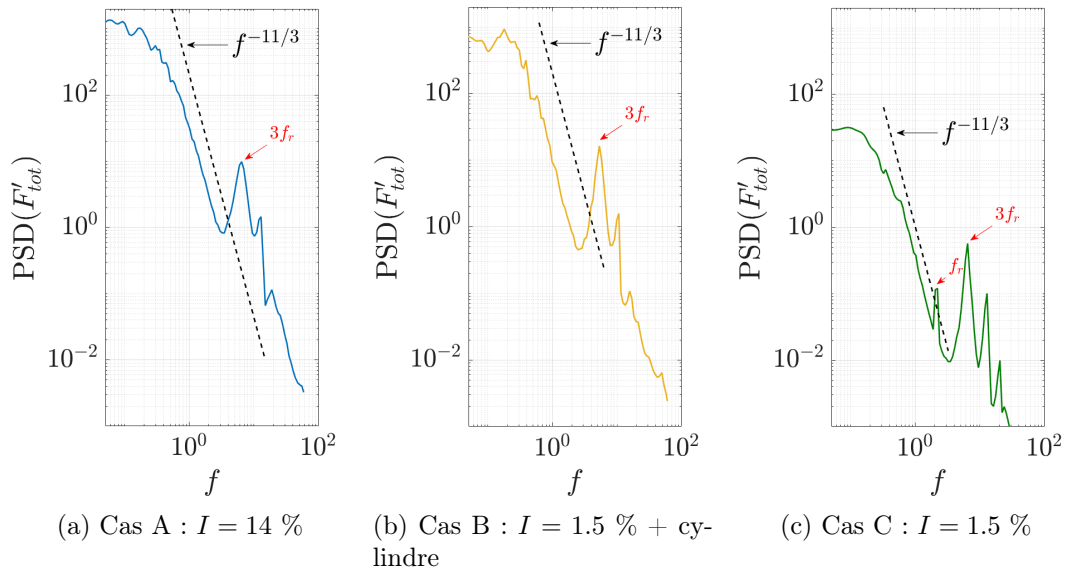


FIGURE 4.33 – PSD de la traînée F_{tot} . La ligne en pointillé représente une pente en $f^{-11/3}$.

Les spectres de la Rpm sont représentés sur la figure 4.34. Dans les cas A et B, on retrouve la pente en $-11/3$ déjà observée sur les PSD de F_{tot} ainsi qu'un pic à $3 \times f_r$. Cependant, les amplitudes sont bien plus faibles. On remarque de plus une chute de la PSD à basse fréquence. Entre cette chute et la décroissance en $-11/3$ à plus haute fréquence, une bosse se forme pour $f \in [10^{-1}; 10^0]$. Dans le cas B, il n'est alors pas possible de distinguer le pic de détachement tourbillonnaire qui disparaît dans la bosse. Pour le cas C, le spectre est très bas en énergie et ne suit plus la pente en $-11/3$. On détecte tout de même, comme pour F_{tot} , la fréquence de rotation et $3 \times f_r$. Dans le cas C, ce n'est pas l'écoulement mais le système de régulation de la vitesse qui semble conditionner la réponse de la turbine.

4.3. COMPARAISON DU COMPORTEMENT DE LA TURBINE DANS DIFFÉRENTS CAS D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS

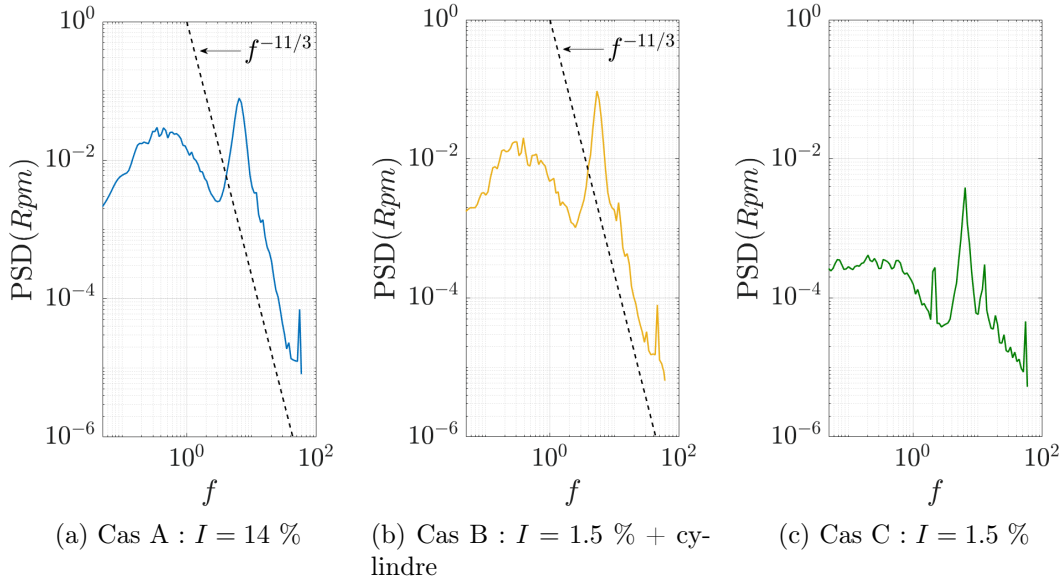


FIGURE 4.34 – PSD des fluctuations de la Rpm. La ligne en pointillé représente une pente en $f^{-11/3}$.

La cohérence entre les fluctuations de vitesse u' et de traînée est évaluée pour les trois cas et tracée sur la figure 4.35, en utilisant u_{PIV} pour le cas B. Les cohérences des cas A et C sont similaires : elles sont de l'ordre de 0.6 jusqu'à $\sim 0.2 Hz$ puis décroissent jusqu'à 0 à 1 Hz. La cohérence du cas B est deux fois plus élevée que celle des cas A et C dans une certaine gamme de fréquences ($f \in [10^{-1}; 10^0]$). Or, les larges structures tourbillonnaires émises dans le sillage du cylindre à $f = 0.28Hz$ sont dans cette gamme. Leur aspect organisé induit donc une cohérence supérieure dans le cas B. Dans le cas A, des évènements tourbillonnaires sont aussi présents mais sans organisation ou cohérence précise.

La cohérence est aussi évaluée entre les fluctuations de vitesse incidente et de Rpm sur la figure 4.36. Les cohérences montrent toutes les 3 le même comportement : basses à basses fréquences, elles augmentent pour $f \in [10^{-1}; 10^0]$ puis diminuent à hautes fréquences pour atteindre 0 vers 1 à 2 Hz. Ainsi, ni les grosses structures tourbillonnaires basse fréquence ni les petites structures haute fréquence ont une influence sur la vitesse de rotation de la turbine. Dans le premier cas, il s'agit du contrôle de la vitesse qui corrige instantanément les fluctuations basse fréquence. Dans le second cas, comme évoqué précédemment, cet effet passe-bas est lié à la vitesse de rotation et au diamètre de la turbine. Dans la gamme fréquentielle $f \in [10^{-1}; 10^0]$, la cohérence est supérieure dans le cas B, signe que la réponse de la Rpm est liée aux structures tourbillonnaires émises dans le sillage, bien que la PSD de la Rpm ne montrait pas de pic dans cette gamme. Dans le cas C la

4.3. COMPARAISON DU COMPORTEMENT DE LA TURBINE DANS DIFFÉRENTS CAS D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS

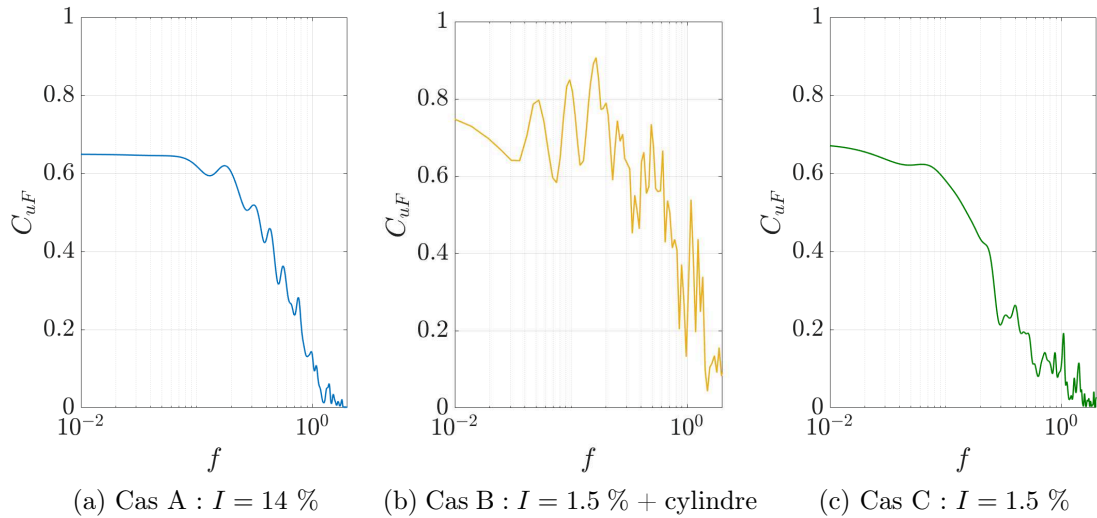


FIGURE 4.35 – Cohérence C_{uF} entre les fluctuations de traînée et de vitesse mesurée par la LDV 2D en amont (Cas A et C) ou par la PIV à la position de la turbine (Cas B).

cohérence est globalement basse (< 0.3) : la vitesse de rotation de la turbine est peu voire pas sensible aux faibles fluctuations de vitesse présentes dans l'écoulement.

La cohérence entre les fluctuations de vitesse de rotation et les fluctuations de traînée est représentée pour les trois cas sur la figure 4.37. Les trois courbes suivent la même tendance : la cohérence est basse à basses fréquences, puis est très élevée (0.9 pour les cas A et B et 0.75 pour le cas C) dans une gamme fréquentielle $f \in [10^{-1}; 10^0]$. Elle décroît à f_r , puis admet un maximum à $3 \times f_r$. On note aussi une chute vers 10 Hz dans les trois cas. S'il est logique de retrouver un maximum de cohérence au niveau de $3 \times f_r$, les chutes de cohérence à f_r et à 10 Hz (valeur non corrélée à la fréquence de rotation de la machine) sont inexplicables. Au niveau de f_r , la courbe décroît globalement mais un maximum local apparaît à exactement f_r dans le cas C mais aussi dans le cas B. Ainsi, bien que ce pic ne soit pas visible sur les spectres de la Rpm et de F_{tot} dans le cas B, on le retrouve ici. On remarque la similitude des courbes des cas A et B, indépendamment du type de structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement. Des analyses et comparaisons complémentaires sont nécessaires pour comprendre la relation complexe entre la vitesse de rotation de la machine et sa traînée.

L'étude comparée de la réponse de la traînée et de la vitesse de rotation aux fluctuations de vitesse permet d'illustrer la complexité des interactions entre l'écoulement et l'hydrolienne. Ces grandeurs sont plus ou moins sensibles aux fluctuations de vitesse et dans des gammes de fréquence différentes.

4.3. COMPARAISON DU COMPORTEMENT DE LA TURBINE DANS DIFFÉRENTS CAS D'ÉCOULEMENTS TURBULENTS

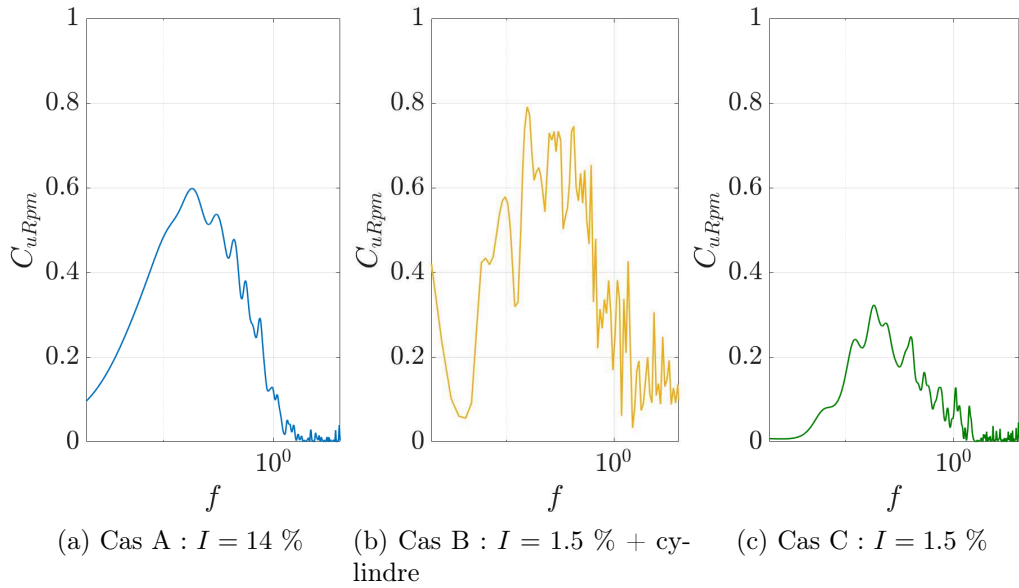


FIGURE 4.36 – Cohérence C_{uRpm} entre les fluctuations de la Rpm et les fluctuations de la vitesse mesurée par la LDV 2D en amont (Cas A et C) ou par la PIV à la position de la turbine (Cas B).

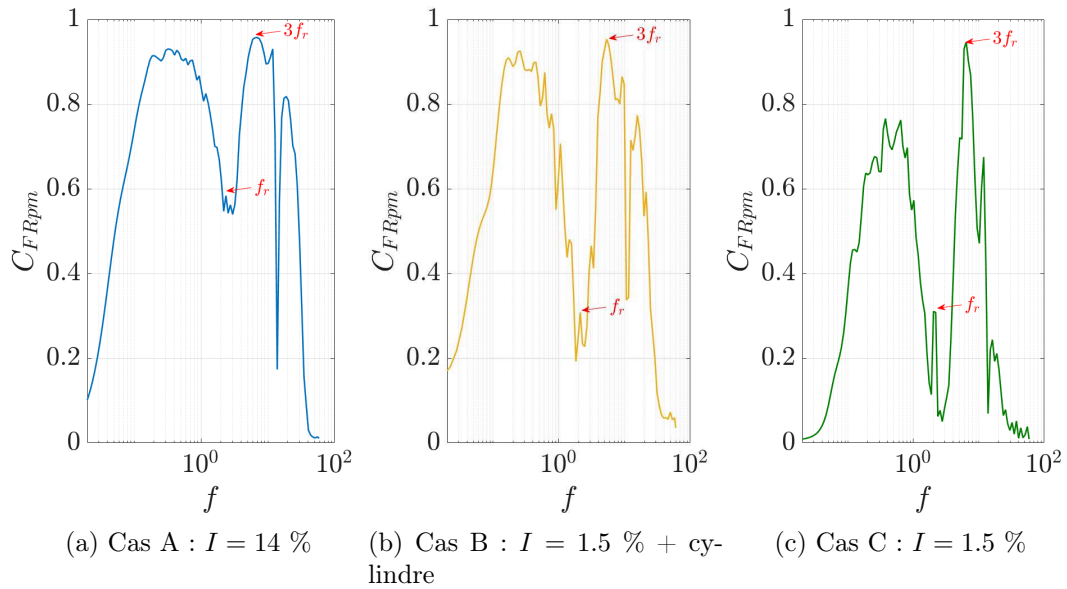


FIGURE 4.37 – Cohérence C_{FRpm} entre les fluctuations de la Rpm et les fluctuations de F_{tot} .

4.3.4 Cas du sillage du cylindre dans un écoulement dégradé

La turbine immergée dans le sillage du cylindre est à présent considérée dans un écoulement incident turbulent à $I = 14 \%$, illustré sur le schéma 4.38. Dans ce cas, aucune mesure complémentaire de la vitesse n'a été réalisée et il faudra se référer à la section 3.1.4.2 pour la définition du sillage du cylindre C_6 dans de telles conditions. Nous n'avons donc réalisé que des mesures du comportement de la turbine. La turbine est positionnée à $x^* = 9$ derrière l'obstacle. Cette position est choisie à partir des résultats de la section 3.1.4.2 : il s'agit de la position où la turbine est potentiellement la plus soumise au sillage du cylindre. Cette section présente quelques analyses préliminaires des résultats obtenus.

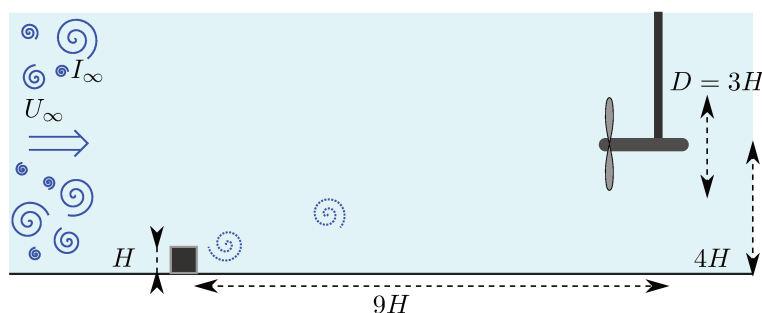


FIGURE 4.38 – Représentation schématique du dispositif expérimental : $I = 14 \%$.

Les signaux de traînée sont comparés dans le cas d'un écoulement turbulent avec cylindre (ac) et sans cylindre (sc) sur la figure 4.39 à TSR4. Les signaux illustrent tous deux des réponses similaires : l'écoulement amont étant très désorganisé, la réponse de la turbine l'est aussi. Les valeurs moyennes et leurs écart-types sont très similaires : $F_{tot,sc} = 179 \pm 21N$ et $F_{tot,ac} = 183 \pm 21N$.

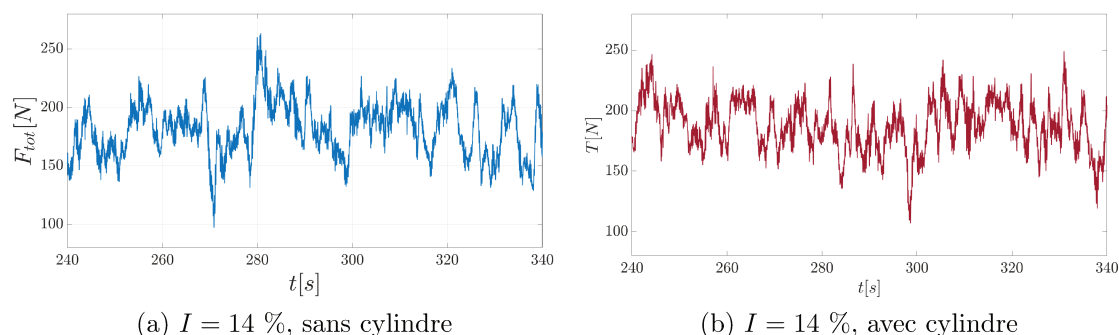


FIGURE 4.39 – Comparaison des signaux de traînée de la turbine à TSR4 positionnée à $x^* = 9$. Écoulement à $I = 14 \%$, sans et avec cylindre.

La PSD de la traînée est représentée sur la figure 4.40 pour les deux cas avec $f_e = 120 \text{ Hz}$ et $N_{fft} = 2^{12}$. De même que précédemment, le spectre de la traînée décroît suivant une pente en $-11/3$. En dehors de la fréquence de rotation de la turbine, on ne détecte pas d'autre pic en fréquence sur les efforts de traînée comme c'était le cas dans la section précédente. Les deux spectres ont des comportements et des niveaux d'énergie similaires. Il semble donc que l'émission périodique de tourbillons derrière le cylindre n'atteigne pas la turbine. Ces tourbillons sont "noyés" dans l'agitation turbulente du milieu.

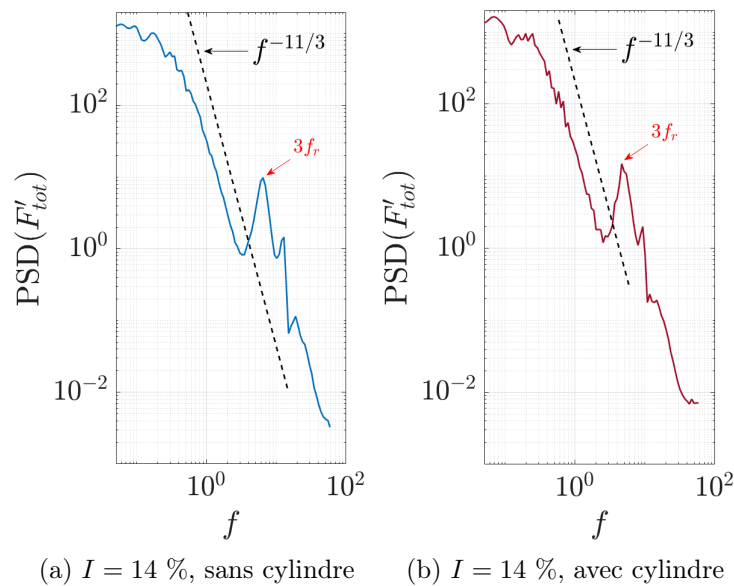


FIGURE 4.40 – PSD de la traînée de la turbine à TSR4 positionnée à $x^* = 9$. Écoulement à $I = 14 \%$, sans et avec cylindre.

Ainsi, l'influence du cylindre sur les efforts de la turbine n'a pas pu être identifié dans le cas d'un écoulement à forte intensité turbulente ($I = 14 \%$). On suppose alors que dans ce cas, les fluctuations de vitesse perçues par la turbine sont principalement liées à l'écoulement dégradé à 14% .

4.4 Calcul du coefficient de puissance

Les résultats de la section 4.2.2.1 soulignent qu'en fonction de la position de la mesure par rapport à la turbine et en fonction de la présence ou non de la turbine, en rotation ou non, la valeur de la vitesse moyenne mesurée en amont de la turbine peut varier jusqu'à 30% . On se pose alors la question de la vitesse de référence à

considérer pour adimensionnaliser les performances de la turbine (calcul du C_p). Dans la section 2.1.3.3, les coefficients C_p et C_t sont calculés avec la vitesse mesurée $2D$ en amont de la turbine. Cette méthode ne semble pas adaptée en présence d'un cylindre dans l'écoulement. Ainsi, dans un but de comparaison, les valeurs de C_p sont calculées en utilisant différentes mesures de la vitesse. Quand c'est possible, le C_p est évalué instantanément (c'est-à-dire que, à chaque pas de temps, un $C_{p,i}$ est calculé et ensuite le C_p est calculé en moyennant les $C_{p,i}$). Toutes ces vitesses sont mesurées pour la position $16H$, en présence d'un cylindre dans le bassin et à l'altitude du rotor ($z^* = 4$).

Les résultats obtenus sont les suivants :

- avec la vitesse mesurée par la LDV en $x^* = 10.4$: $\bar{U} = 1.03 \text{ m/s}$ et $C_p = 0.39$ (calculé en instantané) ;
- avec la vitesse mesurée par la PIV en $x^* = 15.8$, en l'absence de la turbine : $\bar{U} = 0.92 \text{ m/s}$ et $C_p = 0.47$;
- avec la vitesse mesurée par la PIV en $x^* = 15.8$, avec la turbine en rotation à TSR4 : $\bar{U} = 0.67 \text{ m/s}$ et $C_p = 0.64$ (calculé en instantané) ;
- en moyennant spatialement le profil complet mesuré par la PIV en $x^* = 15.8$, en l'absence de la turbine : $\bar{U} = 0.89 \text{ m/s}$ et $C_p = 0.54$.

Les valeurs de C_p varient du simple au double en fonction de la vitesse choisie. La mesure classique, qui consiste à prendre la vitesse $2D$ en amont de la turbine, n'est pas valable dans le cas du sillage du cylindre. Cependant, si l'on considère la mesure juste en amont de la turbine en rotation, le déficit de la vitesse en ce point provoque un C_p anormalement élevé. De plus, les deux positions choisies dans cette étude (juste en amont et $2D$ en amont de la turbine) sont, a priori, dans la zone d'influence de la turbine [Simley et al. (2016)] et donc la valeur de la vitesse mesurée dans les deux cas est biaisée par la présence de la turbine en rotation. Une solution pourrait être de considérer la vitesse à la position exacte de la turbine mais en son absence. Des études supplémentaires sur ce genre de cas test doivent être réalisées afin de pouvoir donner des recommandations sur le protocole à suivre. Aujourd'hui des études commencent à s'intéresser à cette problématique [Scheijgrond et al. (2019)] et des normes sont en cours d'établissement [IEC (2013, 2015, 2019)]. Cependant, les cas spécifiques, comme celui présenté dans cette étude, ne sont pas encore pris en compte.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, la réponse des efforts d'une turbine tri-pale à axe horizontal à des fluctuations de vitesse induites par le sillage d'un cylindre est étudiée. La turbine est disposée en aval du cylindre, à différentes distances de celui-ci et des mesures PIV et LDV sont réalisées. Les profils de vitesse sont présentés à toutes les positions. Ils sont plus ou moins impactés par le sillage du cylindre. Dans le cas de ce sillage qui remonte dans la colonne d'eau, la mesure classique de vitesse $2D$ en amont n'est plus valide et des mesures le plus proche possible de la turbine sont nécessaires afin d'analyser les fluctuations de vitesses perçues par la turbine. En fonction de l'altitude de passage des tourbillons, la turbine perçoit globalement une sur-vitesse ou une sous-vitesse instantanée qui se retranscrit directement sur les signaux d'efforts. Les écart-types des efforts augmentent avec l'immersion de la turbine dans le sillage du cylindre.

Les positions les plus proches de l'obstacle, à une altitude suffisante, sont très peu impactées par le sillage et montrent des corrélations très faibles entre les efforts et la vitesse malgré un léger pic dans la gamme fréquentielle de l'émission des tourbillons. À l'inverse, la corrélation est élevée pour les positions les plus lointaines, immergées dans le sillage et soumises au passage périodique de tourbillons. Elle montre un pic à basse fréquence, correspondant à la fréquence d'émission des structures tourbillonnaires. Ainsi, les structures tourbillonnaires émises dans le sillage du cylindre prédominent dans la réponse de la turbine sur l'écoulement ambiant à basse intensité turbulente. Les études de cohérence permettent aussi d'illustrer l'effet de filtre passe-bas de la turbine : celle-ci n'est pas sensible aux fluctuations dont la fréquence dépasse sa fréquence de rotation. Les PSD des efforts de la turbine permettent de mettre en évidence un pic à 3 fois la fréquence de rotation de la turbine, lié au passage périodique des pales ainsi qu'un pic de détachement tourbillonnaire issu du cylindre. On note de plus une pente en $-11/3$ dans la zone inertielle des spectres. Des études complémentaires sont nécessaires pour expliquer leur origine. Finalement, l'angle indiquant la position des pales à chaque instant est calculé par une méthode analytique pour la turbine en rotation. Il permet d'analyser l'évolution de la moyenne de phase des efforts en fonction de l'angle. Les valeurs des \widetilde{F}_{yi} dépendent seulement du poids et les \widetilde{F}_{xi} évoluent en fonction de la valeur de la vitesse, qui change en fonction de l'altitude. La dispersion des efforts est maximale aux endroits où le profil de vitesse est le plus turbulent et les efforts moyens sont minimaux là où la vitesse moyenne est la plus basse. Il existe cependant un retard de phase entre le minimum de la vitesse et le maximum de l'effort qui varie en fonction de la position et dont la cause n'est pas encore précisément déterminée.

Trois cas d'écoulements amonts ont également été comparés. Le cas A est un écoulement à forte intensité turbulente, sans obstacle. Le cas B est un écoulement à faible intensité turbulente mais avec la présence du cylindre et le cas C est un écoulement peu turbulent, sans obstacle. Les efforts moyens et la puissance moyenne ne dépendent que de la vitesse amont moyenne. Dans les deux premiers cas, la traînée et la puissance de la turbine sont du même ordre de grandeur. La corrélation entre les fluctuations de vitesse et d'efforts est plus élevée dans la gamme fréquentielle de l'émission des structures tourbillonnaires dans le cas B grâce à l'aspect organisé du sillage du cylindre. Dans le cas C, les faibles fluctuations de vitesse se retrouvent sur les fluctuations d'efforts. Cependant, si on ajoute un cylindre dans cet écoulement, les structures tourbillonnaires qui en sont émises seront prédominantes sur le comportement de la turbine, si elle est positionnée dans le sillage du cylindre. La vitesse de rotation de la turbine répond aux fluctuations de vitesse pour les cas A et B dans une gamme de fréquences $f \in [10^{-1}; 10^0]$. La différence entre la réponse de la traînée et celle de la vitesse de rotation aux variations de l'écoulement souligne la complexité du comportement de la turbine dans des écoulements turbulents. La turbine a ensuite été immergée dans un écoulement amont dégradé à $I = 14 \%$ en présence du cylindre. Dans ce cas, la réponse de la turbine n'est pas sensible au sillage du cylindre. Celui-ci est probablement dissipé par l'écoulement turbulent et n'atteint pas la position de la turbine. Ainsi, un sillage peu turbulent associé à de larges structures tourbillonnaires émises périodiquement (cas B) pourrait s'avérer plus critique pour la structure de la turbine qu'un écoulement à forte intensité turbulente (cas A). Des analyses de fatigue sont nécessaires pour approfondir cette remarque et l'influence du système de régulation de la vitesse de rotation de la turbine doit être étudié.

Finalement, le coefficient de puissance est évalué avec différentes vitesses moyennes. La variabilité des résultats obtenus souligne, une nouvelle fois, la nécessité d'établir des normes pour le calcul de C_p .

Il serait aussi intéressant de comparer ce cas d'étude à la réponse de la turbine dans des cas d'obstacles ou de combinaisons d'obstacles différents. Par exemple, des cas pour lesquels le sillage remonte moins et dont les structures tourbillonnaires qui en sont émises n'atteignent que rarement la turbine. Des essais ont été réalisés sur une turbine dans le sillage du cas C_12C_6 dans un écoulement amont peu turbulent mais les données n'ont pas pu être traitées faute de temps.

Conclusion générale et perspectives

Les zones à fort courant, tel que le Raz-Blanchard présentent un fort potentiel hydrolien et des projets de récupération d'énergie des courants sont actuellement à l'étude. Dans ces zones, des événements tourbillonnaires apparaissent à la surface de l'eau. Or, l'origine de ces structures évoluant dans la colonne d'eau était inconnue au début du projet. Nous avons donc cherché à déterminer d'où proviennent ces événements et quel en est l'impact sur la production d'énergie et la fatigue structurelle des hydroliennes ?

Ainsi, dans ces travaux de thèses, nous nous sommes attachés à :

- reproduire les conditions environnementales d'un site hydrolien en laboratoire afin de comprendre le mécanisme de génération et d'évolution des tourbillons dans la colonne d'eau,
- étudier l'effet de ces tourbillons sur le comportement d'une hydrolienne,
- constituer des nouvelles bases de données expérimentales.

La reproduction des conditions *in situ* a nécessité la mise en œuvre d'expériences à haut nombre de Reynolds en similitude de Froude. Dans ces conditions, les variations bathymétriques ont été modélisées par des obstacles à base carrée, seuls ou en combinaisons. Deux techniques de vélocimétrie laser complémentaires et non-intrusives ont été utilisées pour caractériser le sillage derrière ces obstacles dans un bassin à houle et à courant. La PIV permet des études approfondies dans le domaine spatial (comme le suivi des tourbillons) et la LDV, dans le domaine spectral.

Des élévations bathymétriques singulières, plus hautes que la moyenne, ont été reproduites par deux obstacles à base carrée avec des rapports d'aspects différents, considérés seuls dans l'écoulement. Le cube est un cas simple, au sillage peu étendu déjà décrit dans la littérature. Il a été utilisé comme cas de référence et a permis la validation des outils de mesure et d'analyse ainsi que la validation des premiers résultats numériques. Le cylindre, au contraire, produit un sillage très étendu. Des cas de combinaisons d'obstacles à base carrée, représentatifs de suites de variations bathymétriques moyennes, ont également été étudiés. Dû à des interactions complexes entre les obstacles, les sillages mesurés sont peu étendus et

ne remontent pas dans la colonne d'eau. Différents cas d'études ont été confrontés les uns aux autres et les résultats montrent que le cylindre produit le sillage le plus étendu et le plus énergétique. L'absence de perturbations issues des sillages d'obstacles voisins ainsi que la limitation des effets de contournement dans le plan de symétrie du cylindre permettent à son sillage de se développer. Les tourbillons créés dans son sillage interagissent et génèrent des perturbations qui remontent jusqu'à la surface du bassin. L'application d'un filtre POD permet de déterminer les centres des tourbillons passant dans les plans de mesure et de les caractériser. Les résultats obtenus ont montré que le cylindre produit des structures dont le diamètre fait deux fois la hauteur de l'obstacle. Un bilan d'énergie cinétique turbulente permet de quantifier la production d'énergie turbulente dans le sillage et d'étudier comment elle est transportée puis dissipée. L'effet de l'intensité turbulente de l'écoulement incident sur le développement du sillage derrière des obstacles posés a également été étudiée. Les résultats montrent que l'agitation turbulente provoque une dissipation précoce du sillage des obstacles.

Le cylindre produit donc un sillage très énergétique contenant des structures organisées et cohérentes. Il représente l'un des éléments bathymétriques responsable du fort taux de turbulence dans la colonne d'eau et de l'apparition de "marmites" en surface. Il a donc été choisi de placer une hydrolienne tri-pale à axe horizontal dans son sillage à différentes positions afin d'étudier sa réponse aux fluctuations de vitesses dans l'écoulement et de constituer une base de données pour de futures analyses de fatigue. Dans ce but, la turbine a été instrumentée afin de mesurer les efforts sur les pales ainsi que la traînée et le couple. Les résultats montrent que les fluctuations d'efforts ainsi que la vitesse de rotation de la turbine répondent directement aux fluctuations de vitesse présentes dans l'écoulement. La corrélation entre les signaux de vitesse et ceux des efforts exercés sur la turbine est maximale pour les positions où la turbine est la plus immergée dans le sillage du cylindre. En ces positions, la cohérence est proche de 1 dans la gamme fréquentielle de passage des structures tourbillonnaires émises dans le sillage du cylindre. Ces structures prédominent donc dans la réponse de la turbine. Les pales, quant à elles, sont soumises à des fluctuations d'efforts cycliques dû à la différence de vitesse moyenne entre le haut et le bas de la colonne d'eau. Ce cas d'étude a également illustré la nécessité de mesurer la vitesse proche de la turbine, plutôt que deux diamètres en amont.

Pour compléter cette étude et représenter la variabilité des écoulements turbulents rencontrés *in situ*, la réponse de la turbine face au sillage du cylindre a été comparée à sa réponse dans des écoulements présentant une turbulence ambiante faible ou élevée. Si la traînée et le couple moyens ne dépendent que de la vitesse amont moyenne, les fluctuations sont très différentes en fonction du contenu turbulent de l'écoulement. L'étude montre que la réponse de la turbine aux

fluctuations de vitesse est modérée dans les basses fréquences pour les cas classiques de turbulence ambiante et qu'elle est significative (cohérence proche de 1) face au sillage cohérent du cylindre. Ainsi, les cas d'écoulements organisés et cohérents, tel que celui produit par le cylindre, ont un effet significatif sur le comportement de la turbine. Ils sont donc des cas d'études à considérer parmi les différents cas d'écoulements impactant les turbines.

Ainsi, ces travaux ont permis d'obtenir des bases de données conséquentes d'écoulements à haut nombre de Reynolds autour de différents obstacles. Le traitement de ces données ainsi que les méthodes développées ont permis d'identifier et de caractériser le mécanisme de développement de larges événements tourbillonnaires. Les résultats sur le cube et le cylindre composent de plus une base de données appropriée à la validation d'un modèle numérique, développé en parallèle de ces travaux (dans le cadre du projet THYMOTÉ). Ce modèle, une fois validé, a notamment permis d'approfondir les résultats obtenus expérimentalement car il permet d'accéder à l'évolution tridimensionnelle des structures tourbillonnaires. Finalement, des premiers éléments sur la réponse d'une hydrolienne face à différents types d'écoulements turbulents ont été apportés et constituent une base de données variée pour de futures analyses de fatigue. Les bases de données établies pourront aussi permettre la validation de codes numériques modélisant des hydroliennes dans des écoulements turbulents.

Ces travaux permettent d'entrevoir de nombreuses perspectives. De nouvelles bases de données seraient nécessaires pour continuer le développement des méthodes d'analyse et valider certaines hypothèses avancées dans ces travaux. Par exemple, il faudrait s'assurer des conditions d'établissement du bilan de conservation de l'énergie cinétique dans tout le sillage ainsi que des hypothèses de développement en deux dimensions du sillage dans le plan de symétrie du cylindre. En effet, des mesures de vitesse tridimensionnelles et trois composantes seraient nécessaires pour confirmer et approfondir les résultats obtenus à partir de mesures 2C. Des mesures de surface libre pourraient également permettre de relier la détection de tourbillons dans l'écoulement à leur émergence à la surface et de compléter la description de ce phénomène.

De nombreux cas d'obstacles ont été considérés ici. Or, comme le soulignent certaines études, la géométrie et la rugosité de ces obstacles ont une influence sur le développement du sillage : on pourrait par exemple compléter les bases de données en considérant des formes d'obstacles plus arrondies ou augmenter leur rugosité. Il pourrait aussi être intéressant de réaliser des expériences sur des combinaisons d'obstacles plus réalistes. Les résultats obtenus pourraient être analysés en se basant sur la connaissance de sillages d'obstacles singuliers décrits dans cette étude.

4.5. CONCLUSION

Finalement, les résultats obtenus sur la turbine illustrent la grande variabilité des fluctuations d'efforts locaux et globaux dans les différents écoulements auxquels les hydroliennes peuvent être soumises. Cette étude doit être complétée par une analyse de fatigue dans chaque cas d'écoulement, ce qui permettra alors de proposer des recommandations sur le dimensionnement des machines (pales, générateur) et sur leur positionnement derrière des rugosités.

Annexe A

Compléments sur le dispositif expérimental

A.1 Vue de profil et de haut des cas tests

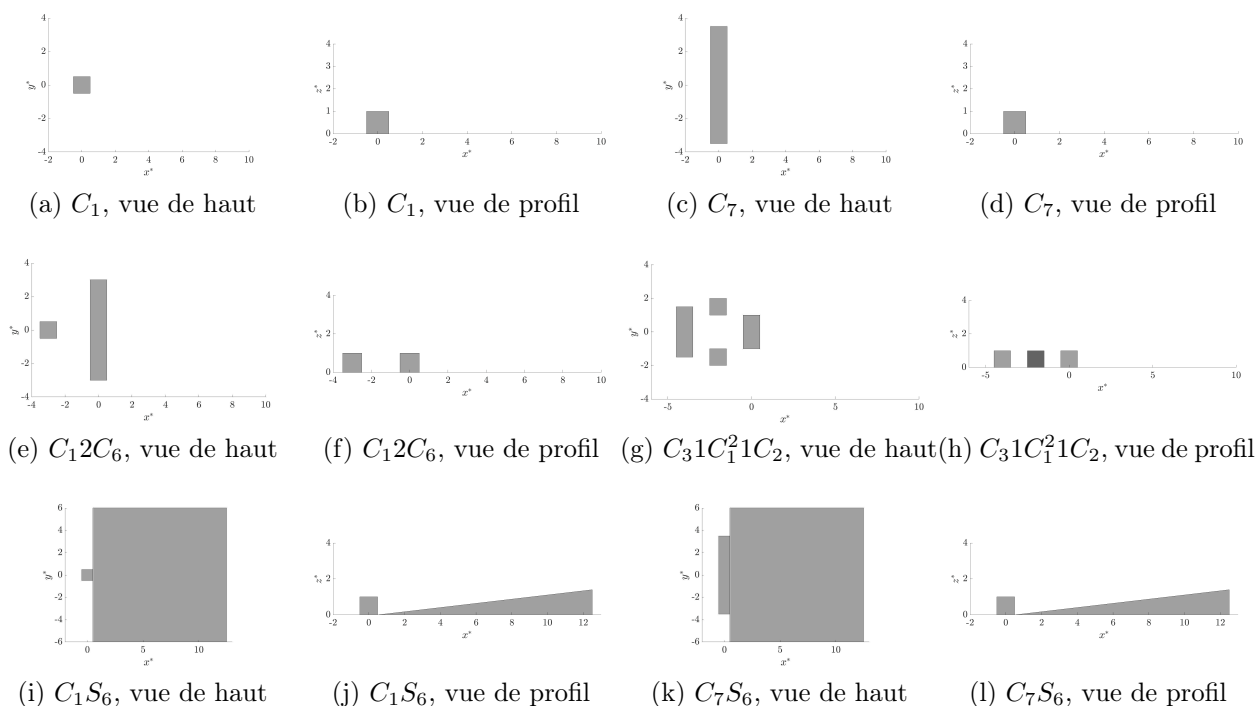


FIGURE A.1 – Vues de haut et de profil des représentations schématiques des obstacles étudiés

A.2 Plans PIV réalisés

La figure A.2 illustre l'ensemble des plans PIV réalisés dans chaque cas pour couvrir l'ensemble du sillage de l'obstacle considéré. Les recouvrements diffèrent en fonction de la présence des poteaux sur la fenêtre d'observation du bassin et des besoins liés au post-traitement.

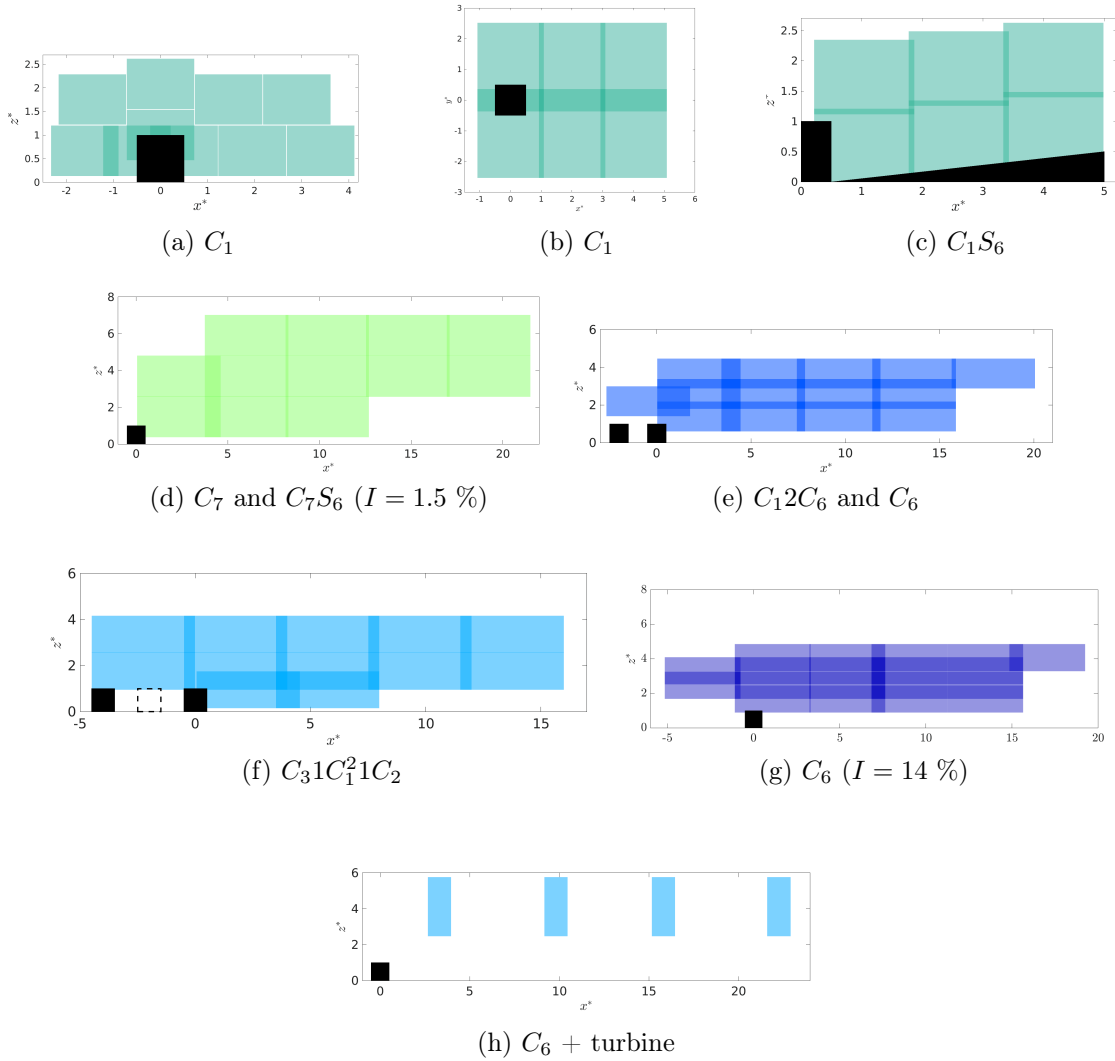


FIGURE A.2 – Positions des plans PIV en y_0 et $z^* = 0.7$ pour (b).

A.3 Évaluation de l'incertitude de mesure par la méthode GUM

En utilisant la méthode GUM, dans le cas de la PIV, les principales sources d'incertitudes de mesure PIV sont identifiées et répertoriées dans le tableau A.1. Dans le tableau, EMT signifie : Erreur maximale Tolérée, ISO fait référence à la norme en vigueur pour ce genre d'estimation d'erreur et BBO signifie équation de Basset-Boussinesq-Oseen qui évalue la vitesse d'entraînement des particules dans un fluide, ici des billes de verre dans de l'eau. $u(x_i)$ sont les différentes incertitudes et les C_i servent au dimensionnement des grandeurs. Les C_i sont déterminés en se basant sur l'équation ci-dessous :

$$U = \frac{d(m)}{t(s)} = \frac{(L_{\text{règle}} - e_{\text{règle}}) - e_{\Delta\alpha}}{\Delta_t - e_{\text{chrono}}} - e_{\text{part}} \quad (\text{A.1})$$

Grandeur	Valeur	Détermination	$u(x_i)$	C_i	$ C_i u(x_i)$
$L_{\text{règle}}$ Longueur du réglet	0.4 m	Appréciation au 1/4 de mm	7.22×10^{-5} m	$\frac{1}{\Delta_t}$	4.5×10^{-2} m/s
$e_{\text{règle}}$ Erreur de justesse du réglet	0 m	EMT= 0.05 mm ISO 2789, classe II	2.89×10^{-5} m	$\frac{1}{\Delta_t}$	1.8×10^{-2} m/s
$e_{\Delta\alpha}$ Angle caméra/ nappe laser	0 mm	$L \times (1 - \cos(\alpha))$ avec $\alpha = \pm 1^\circ$	7.6×10^{-5} m	$\frac{1}{\Delta_t}$	4.8×10^{-2} m/s
Δ_t Intervalle de temps	1600 μ s	Paramétrage à 1 ns	2.89×10^{-10} s	$\frac{L}{\Delta_t^2}$	4.5×10^{-5} m/s
e_{chrono} Justesse du chrono	0 s	EMT= 50 ns	2.89×10^{-8} s	$\frac{L}{\Delta_t^2}$	4.5×10^{-3} m/s
e_{part} Adéquation part/écoulement	0 mm	Formule vitesse BBO	1.4×10^{-4} m/s	1	1.4×10^{-4} m/s

TABLEAU A.1 – Évaluation des différentes sources d'incertitude des mesures PIV.

Les erreurs sont décorréelées les unes des autres donc une somme quadratique est faite pour obtenir l'incertitude de mesure sur la vitesse. Les résultats donnent une incertitude de 0.068 m/s soit 6.8 % pour 1 m/s.

Cette étude est une première estimation des différents facteurs à prendre en compte dans le calcul d'incertitude des mesures PIV. De nombreux autres facteurs ne sont pas considérés ici comme l'épaisseur de la nappe laser, la précision des capteurs de la caméras, *etc...* Une étude complète et plus approfondie des incertitudes de mesure serait nécessaire.

Annexe B

Compléments d'analyse sur le sillage

B.1 Effet de la profondeur sur l'apparition de "marmites"

En faisant varier la profondeur D_e , l'effet du nombre de Froude $F_r = U_\infty / \sqrt{gD_e}$ a pu être étudié. Pour chaque profondeur d'eau, le nombre de tourbillons que l'on observe affleurant à la surface en 1 *min* 30 est indiqué sur la figure B.1. Dans chaque cas, le dispositif au fond du bassin est C_7S_6 . La fréquence des événements (evts) détectés varie entre 25 evts/*min* à $F_r = 0.32$ et 2 evts/*min* à $F_r = 0.23$. Aucune mesure PIV ou LDV n'a été effectuée à des nombres de Froude différents. Plus la profondeur augmente, plus les vortex en fer à cheval se dissipent et sont emportés en aval par l'écoulement et moins ils atteignent la surface [Best (2005b)].

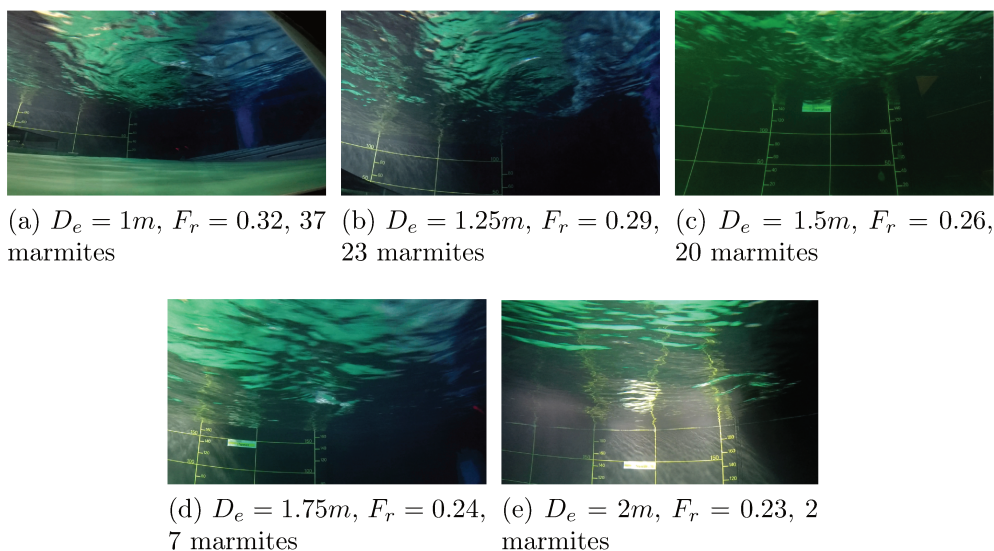


FIGURE B.1 – Photos de marmites à la surface pour différents F_r

B.2 La méthode des quadrants

La méthode des quadrants est une façon de caractériser ponctuellement des évènements turbulents dans un écoulement, non seulement dans des cas de couches limites turbulentes [Adrian et al. (2000)] mais aussi dans des sillages de dunes [Bennet & Best (1995)]. Cette méthode sépare chaque valeur instantanée $u'(t)w'(t)$ en quatre catégories appelées quadrants comme illustré sur la figure B.2. Q1 ($u' > 0$, $w' > 0$) représente les interactions externes (*outward interactions*), Q2 ($u' < 0$, $w' > 0$) sont des éjections de fluide à basse quantité de mouvement depuis la couche de cisaillement (*ejections*), Q3 ($u' < 0$, $w' < 0$) contient les interactions internes du fluide à basse quantité de mouvement (*inward interactions*) et Q4 ($u' > 0$, $w' < 0$) représente le balayage de fluide à haute quantité de mouvement vers le sol (*sweep*).

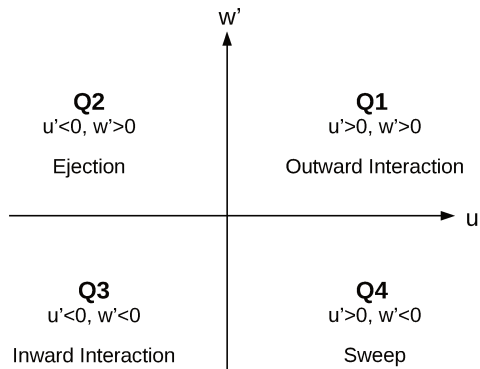


FIGURE B.2 – Représentation schématique de la décomposition en quadrants.

Les quantités $u'w'$ sont représentées sur la figure B.3 pour le cas C_6 en un point dans l'écoulement externe non impacté par le sillage du cylindre et en un point dans la couche de cisaillement qui se développe dans le sillage du cylindre. Dans l'écoulement non perturbé, la répartition des évènements entre chaque quadrant est égale. Dans le sillage du cylindre, il y a une prépondérance de Q2 ainsi qu'une augmentation de la valeur moyenne de $u'w'$ illustrant l'augmentation du cisaillement. Les évènements Q2 et Q4 correspondent effectivement à la plus grande contribution de la tension de cisaillement de Reynolds [Bennet & Best (1995); Wallace (2016)]. Il est attendu que la méthode des quadrants permette l'extraction des évènements émis dans l'écoulement et une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu. L'étude de [Soria et al. (2016)] souligne cependant que l'étude de phénomènes 3D par la méthode des quadrants appliquée à des champs PIV 2D peut mener à des résultats erronés.

Une revue annuelle de [Wallace (2016)] explique que la méthode des quadrants est pertinente lorsqu'elle est associée à un filtre POD. Suivant la méthode employée par [Cai et al. (2009); Saha et al. (2017)], les champs de vitesse sont au préalable

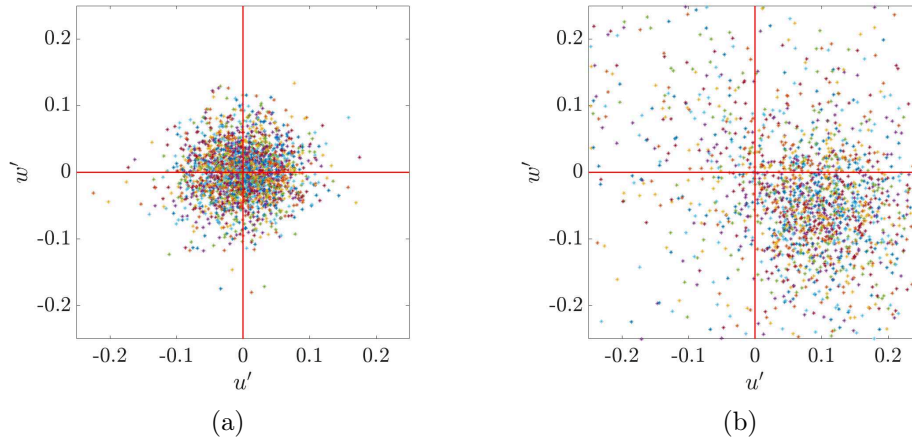


FIGURE B.3 – Dispersion des évènements $u'w'$ du cas C_6 aux points $x^* = 6, y^* = 0, z^* = 6$ (gauche) et $x^* = 10, y^* = 0, z^* = 3$ (droite).

filtrés avant d'étudier les structures cohérentes extraites par la méthode des quadrants. La combinaison de la POD et de la décomposition en quadrants a été appliquée pour la comparaison des cas C_1 et C_1S_6 . Cette étude est développée dans une publication [Ikhennicheu et al. (2018a)] et les résultats illustrent que l'ajout d'un plan incliné cause une persistance des évènements Q2 et Q4 plus haut dans la colonne d'eau que la simple translation donnée par l'inclinaison du sol. La remontée du sillage du cube due à l'inclinaison du sol est ainsi illustrée par des zones de prédominance de Q4. Néanmoins, cette méthode n'a été appliquée qu'au cas du cube, premier cas test étudié dans cette étude. Par la suite, des méthodes plus adaptées ont été développées. Ainsi, il est choisi de ne pas reproduire les résultats obtenus par cette méthode dans ce manuscrit.

B.3 Effet du nombre de modes POD sur r_c^*

Le nombre de modes POD choisi pour les analyses présentées dans la partie 3.1.3.1 peut avoir un impact sur les résultats obtenus, notamment la circulation Γ et le rayon r_c obtenus par l'approximation de Lamb-Oseen. Cet effet est étudié en prenant en compte différentes quantités d'énergie pour la POD sur le plan A du cas C_L dans le plan de symétrie. Dans ce cas, les quantités d'énergie : 100, 95, 90, 85, 80, 75, 70, 65 et 60 % correspondent à 2250, 420, 150, 55, 30, 18, 12, 8 et 6 modes POD respectivement.

Le rayon obtenu par l'approximation de Lamb-Oseen est représenté en fonction de la quantité d'énergie extraite de la POD sur la figure B.4 pour les 27 tourbillons pour lesquels l'analyse est réalisable à tous les % d'énergie. En effet, à 100 % voire des fois 90 % d'énergie, les profils sont parfois trop bruités et l'approximation n'est pas réalisable. Les résultats montrent une grande variabilité en fonction du nombre de mode POD considéré. Entre 100 % et 60 % de l'énergie, les résultats peuvent varier du simple au quadruple. Une tendance claire se dégage : les r_c^* augmentent quand le % d'énergie considérée diminue. Tous les tourbillons suivent la même tendance. Dans l'étude de la partie 3.1.3.1, on prend 70 % de l'énergie ce qui signifie que l'on obtient des tourbillons dont le rayon peut être jusqu'à deux fois plus grand que le rayon obtenu sur un champ non filtré.

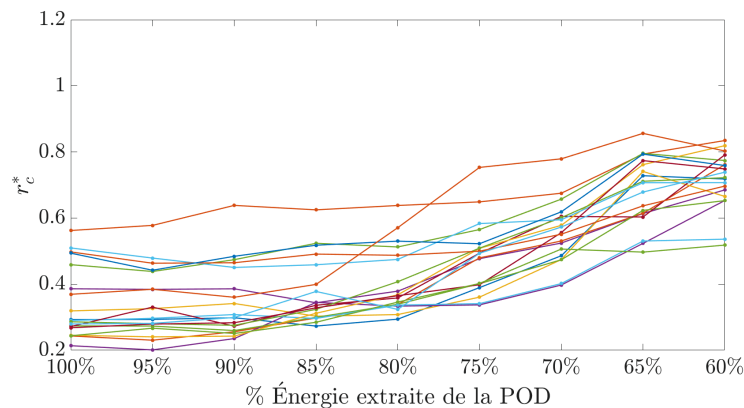


FIGURE B.4 – Évolution de r_c^* en fonction de l'énergie extraite par la POD. Plan A, cas C_L dans le plan de symétrie.

Afin de mieux comprendre pourquoi on obtient une si grande variabilité des résultats, les profils filtrés par la POD et leur approximation par un modèle de Lamb-Oseen sont représentés sur la figure B.5 pour différents niveaux d'énergie. Les fluctuations sur le profil diminuent avec la quantité d'énergie puisqu'elles sont progressivement filtrées de même que l'amplitude car le contenu énergétique du

tourbillon diminue aussi avec le filtre. Cette diminution d'amplitude a pour effet d'aplatir les extrema du profil de vitesse. Le modèle de Lamb-Oseen produit donc un profil dont les extrema sont de plus en plus loin du centre, d'où l'augmentation du rayon ainsi obtenu.

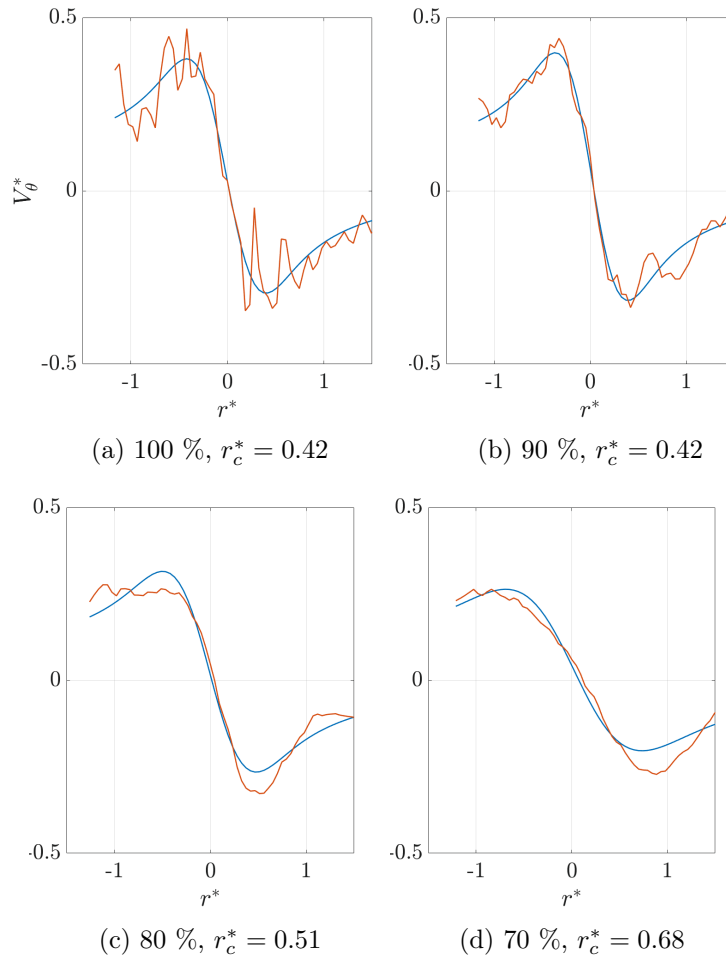


FIGURE B.5 – Profil de vitesse fluctuante filtré par la POD (rouge) et son approximation par un profil de Lamb-Oseen (bleu) pour différents % d'énergie extraite de la POD. Plan A, cas C_L dans le plan de symétrie.

Il pourrait être envisagé d'identifier les centres des tourbillons sur les champs POD filtrés puis d'appliquer le modèle de Lamb-Oseen sur des champs bruts afin d'obtenir le vrai rayon. Cependant, comme illustré sur la figure B.5(a), les profils sont très bruités et, pour d'autres cas de tourbillons, il est impossible d'obtenir l'approximation du profil par un modèle de Lamb-Oseen sur le champ brut.

Ainsi, le filtre POD combiné à un modèle de Lamb-Oseen a pour effet d'augmenter le rayon de chaque tourbillon obtenu par cette méthode. Cependant, ce filtre est nécessaire afin de détecter les tourbillons et d'obtenir une approximation du profil pour tous les tourbillons, ce qui serait impossible sur les champs PIV bruts. Cette étude permet d'illustrer que la tendance d'augmentation de r_c^* est similaire pour presque tous les tourbillons identifiés. Ainsi, les études comparatives entre les différents plans de mesure PIV comme fait dans la partie 3.1.3.1 restent réalistes. Des études complémentaires pourraient permettre de ré-obtenir le rayon réel (à 100 %) en fonction du rayon obtenu à 70 %.

Annexe C

Compléments d'analyse sur la turbine

C.1 Évolution des moments mesurés sur la turbine

L'ensemble des moments mesurés sur la turbine à TSR0 et TSR4 dans le cas de la turbine positionnée à $16H$ est résumé sur la figure C.1. Les valeurs suivent la même tendance que pour les efforts présentés sur les figures 4.6 et 4.7 à $16H$, malgré des signes différents.

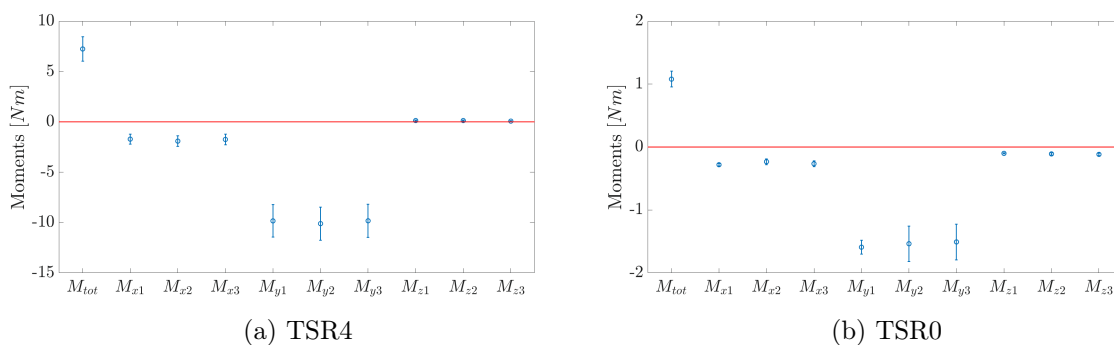


FIGURE C.1 – Ensemble des valeurs moyennes et des écart-types des moments mesurés sur la turbine à $16H$

Les signaux des efforts et des moments mesurés sur la turbine et sur les pales sont résumés sur les figures C.2 et C.3. Ils illustrent que, bien que les ordres de grandeur soient différents, les moments et les efforts mesurés suivent la même tendance et donc répondent de la même façon aux fluctuations de vitesses. Ainsi, les conclusions sur la réponse des efforts aux fluctuations de vitesse obtenues dans cette étude sont aussi valables pour les moments.

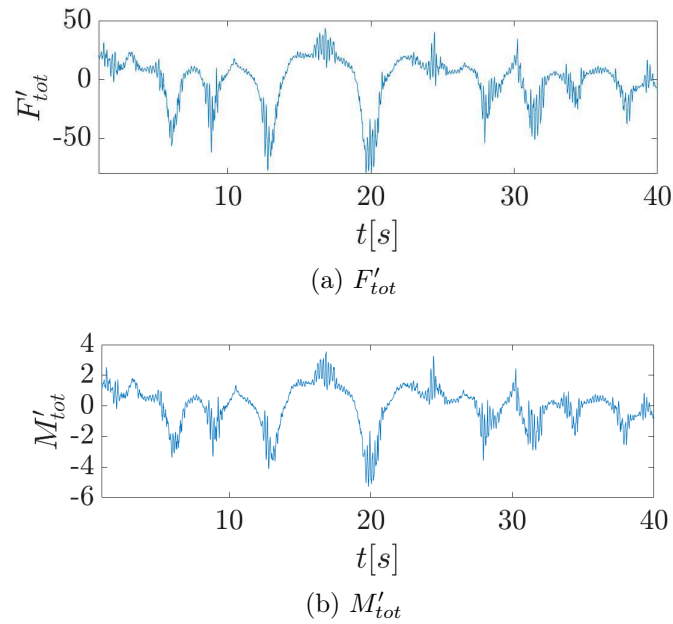


FIGURE C.2 – Signaux des fluctuations de traînée F'_{tot} et de couple M'_{tot} de la turbine à TSR4 en $16H$.

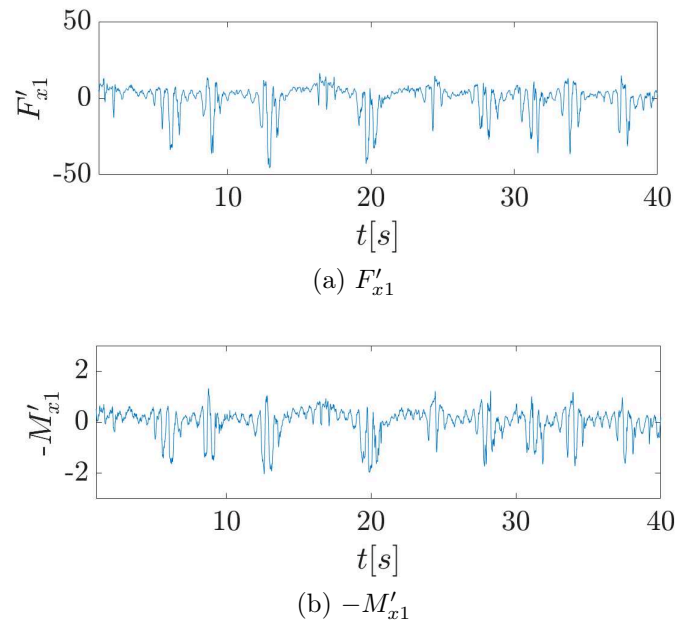


FIGURE C.3 – Signaux des fluctuations de l'effort F'_{x1} et du moment M'_{x1} sur la pale 1 à TSR4 en $16H$.

C.2 Valeurs des efforts et moments mesurés sur la turbine

	TSR0				TSR4			
	3.5H	10H	16H	22.5H	3.5H	10H	16H	22.5H
$\overline{F_{tot}}$	41.2	38.6	37.0	34.9	211.7	194.1	178.0	174.1
$\sigma(F_{tot})$	1.20	2.06	4.33	5.50	4.28	9.53	19.1	19.0
$\min(F_{tot})$	37.0	27.5	11.4	9.82	197.8	139.2	58.8	88.3
$\max(F_{tot})$	44.9	49.5	49.7	45.0	227.0	238.7	221.6	217.1
$\overline{M_{tot}}$	1.21	1.13	1.08	1.02	9.92	8.40	7.24	6.89
$\sigma(M_{tot})$	0.04	0.06	0.13	0.16	0.41	0.75	1.22	1.26
$\min(M_{tot})$	1.10	0.85	0.32	0.24	8.61	4.90	1.22	1.48
$\max(M_{tot})$	1.31	1.44	1.45	1.33	12.3	12.0	10.8	10.1
\overline{Rpm}	Pas de rotation				105.3	105.4	105.4	105.3
$\sigma(Rpm)$					0.10	0.37	0.41	0.37
$\min(Rpm)$					104.8	103.0	102.8	103.0
$\max(Rpm)$					105.7	107.7	107.8	107.4
$\overline{F_{x1}}$	12.2	11.0	11.2	10.6	64.7	59.6	55.0	53.6
$\sigma(F_{x1})$	0.41	0.59	0.78	1.17	1.78	5.09	8.99	8.26
$\min(F_{x1})$	10.3	9.25	4.19	3.62	59.0	8.30	1.59	14.6
$\max(F_{x1})$	13.3	13.8	15.2	13.7	74.5	81.3	74.6	71.4
$\overline{F_{x2}}$	11.2	10.4	10.3	8.95	Idem F_{x1}			
$\sigma(F_{x2})$	0.48	0.89	1.88	2.10				
$\min(F_{x2})$	9.55	2.23	1.78	1.33				
$\max(F_{x2})$	12.6	14.4	16.3	16.4				
$\overline{F_{y1}}$	-2.28	-2.05	-2.00	-2.05	-15.2	-13.2	-11.4	-10.9
$\sigma(F_{y1})$	0.09	0.14	0.20	0.29	2.00	2.73	3.57	3.38
$\min(F_{y1})$	-2.60	-3.15	-3.50	-3.32	-19.8	-24.1	-21.7	-20.0
$\max(F_{y1})$	-1.97	-1.66	-0.51	-0.39	-10.7	-0.42	3.25	1.68
$\overline{F_{y2}}$	-2.76	-2.82	-2.45	-2.61	Idem F_{y1}			
$\sigma(F_{y2})$	0.11	0.22	0.41	0.42				
$\min(F_{y2})$	-3.16	-4.17	-4.67	-4.13				
$\max(F_{y2})$	-2.34	-1.12	-0.65	-1.08				

TABLEAU C.1 – Ensemble des valeurs mesurées sur la turbine dans le sillage du cylindre à $I = 1.5$ %. Les efforts sont exprimés en $[N]$ et les moments en $[Nm]$.

C.2. VALEURS DES EFFORTS ET MOMENTS MESURÉS SUR LA TURBINE

	TSR0				TSR4			
	3.5H	10H	16H	22.5H	3.5H	10H	16H	22.5H
$\overline{M_{x1}}$	-0.32	-0.26	-0.28	-0.29	-2.36	-1.89	-1.71	-1.68
$\sigma(M_{x1})$	0.01	0.01	0.02	0.03	0.16	0.42	1.61	0.48
$\min(M_{x1})$	-0.36	-0.34	-0.40	-0.37	-3.09	-3.69	-3.19	-3.00
$\max(M_{x1})$	-0.28	-0.21	-0.11	-0.11	-1.14	2.49	0.64	0.52
$\overline{M_{x2}}$	-0.27	-0.21	-0.23	-0.22	Idem M_{x1}			
$\sigma(M_{x2})$	0.01	0.02	0.05	0.05				
$\min(M_{x2})$	-0.32	-0.35	-0.41	-0.35				
$\max(M_{x2})$	-0.23	-0.03	-0.03	-0.04				
$\overline{M_{y1}}$	-1.78	-1.60	-1.59	-1.55	-11.5	-10.6	-9.83	-9.68
$\sigma(M_{y1})$	0.06	0.08	0.11	0.15	0.32	0.99	1.61	1.46
$\min(M_{y1})$	-1.95	-1.91	-2.05	-1.99	-13.6	-14.4	-13.7	-13.2
$\max(M_{y1})$	-1.50	-1.32	-0.69	-0.62	-10.4	-1.16	-0.47	-2.88
$\overline{M_{y2}}$	-1.69	-1.62	-1.54	-1.44	Idem M_{y1}			
$\sigma(M_{y2})$	0.07	0.14	0.28	0.31				
$\min(M_{y2})$	-1.89	-2.20	-2.32	-2.05				
$\max(M_{y2})$	-1.39	-0.49	-0.29	-0.37				
$\overline{M_{z1}}$	-0.11	-0.10	-0.10	-0.08	0.19	0.16	0.13	0.13
$\sigma(M_{z1})$	0.00	0.01	0.01	0.01	0.01	0.03	0.06	0.05
$\min(M_{z1})$	-0.13	-0.14	-0.15	-0.12	0.15	-0.16	-0.18	-0.13
$\max(M_{z1})$	-0.10	-0.08	-0.04	-0.01	0.24	0.27	0.26	0.25
$\overline{M_{z2}}$	-0.13	-0.13	-0.11	-0.12	Idem M_{z1}			
$\sigma(M_{z2})$	0.01	0.01	0.02	0.02				
$\min(M_{z2})$	-0.15	-0.21	-0.17	-0.19				
$\max(M_{z2})$	-0.12	-0.07	-0.03	-0.05				

TABLEAU C.2 – Ensemble des valeurs mesurées sur la turbine dans le sillage du cylindre à $I = 1.5\%$ (suite). Les efforts sont exprimés en $[N]$ et les moments en $[Nm]$.

Bibliographie

- Acharya, S., Dutta, S., Myrum, T., & Baker, R. (1994). Turbulent flow past a surface-mounted two-dimensional rib. *Journal of Fluids Engineering*, 116 :238–246.
- Adrian, R., Meinhardt, C., & Tomkins, C. (2000). Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 422 :1–54.
- Adrian, R. & Westerweel, J. (2011). Particle image velocimetry. *Cambridge University Press, Cambridge*.
- Al-Homoud, A. & Hondzo, M. (2007). Energy dissipation estimates in oscillating grid setup : LDV and PIV measurements. *Environmental Fluid Mechanics*, 7 :143–158.
- Bahaj, A., Molland, A., Chaplin, J., & Batten, W. (2007). Power and thrust measurements of marine current turbines under various hydrodynamic flow conditions in a cavitation tunnel and a towing tank. *Renewable Energy*, 32 :407–426.
- Belmonte, A. Goldberg, W., Kellay, H., Rutgers, M., Martin, B., & Wu, X. (1999). Velocity fluctuations in a turbulent soap film : The third moment in two dimensions. *Physics of Fluids*, 11 :1196.
- Bennet, S. & Best, J. L. (1995). Mean flow and turbulence structure over fixed, two-dimensional dunes : implications for sediment transport and bedform stability. *Sedimentology*, 42 :491–513.
- Beratlis, N., Balaras, E., & Squires, K. (2018). The role of surface texturing on the physics of boundary layer separation over a bump. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 73 :223–235.
- Bergeles, G. & Athanassiadis, N. (1983). The flow past a surface-mounted obstacle. *Journal of Fluids Engineering*, 105 :461–463.
- Best, J. (2005a). The fluid dynamics of river dunes : A review and some future research directions. *Journal of Geophysical Research*, 110.

- Best, J. (2005b). Kinematics, topology and significance of dune-related macro-turbulence : some observations from the laboratory and field. *Fluvial sedimentology VII*, 35 :41–60.
- Blackman, K., Perret, L., Calmet, I., & Rivet, C. (2017). Turbulent kinetic energy budget in the boundary layer developing over an urban-like rough wall using PIV. *Physics of Fluids*, 29 :085113.
- Bourgoin, A. (2019). *Modélisation de la turbulence engendrée par la morphologie dans le Raz Blanchard : approche régionale avec TELEMAC-LES*. PhD thesis, Université de Caen Normandie.
- Byrne, R., Hewitt, N., Griffiths, P., & MacArtain, P. (2018). Observed site obstacle impacts on the energy performance of a large scale urban wind turbine using an electrical energy rose. *Energy for Sustainable Development*, 43 :23–37.
- Cai, W., Li, F., Zhang, H., Li, X., Yu, X., Wei, J., Kawaguchi, Y., & Hishida, K. (2009). Study on the characteristics of turbulent drag-reduction channel flow by particle image velocimetry combining with proper orthogonal decomposition analysis. *Physics of Fluids*, 21 :115103.
- Castro, I. (1979). Relaxing wakes behind surface-mounted obstacles in rough wall boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 93 :631–659.
- Castro, I. & Robins, A. (1977). The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams. *Journal of Fluid Mechanics*, 79 :307–335.
- Chamorro, L., Hill, C., Morton, S., Ellis, C., Arndt, R., & Sotiropoulos, F. (2013). On the interaction between a turbulent open channel flow and an axial-flow turbine. *Journal of Fluid Mechanics*, 716 :658–670.
- Chamorro, L., Hill, C., Neary, V., Gunawan, B., Arndt, R., & Sotiropoulos, F. (2015). Effects of energetic coherent motions on the power and wake of an axial-flow turbine. *Physics of Fluids*, 27 :055104.
- Chamorro, L., Lee, S.-J., Olsen, D., Milliren, C., Marr, J., Arndt, R., & Sotiropoulos, F. (2014). Turbulence effects on a full-scale 2.5 MW horizontal-axis wind turbine under neutrally stratified conditions. *Wind Energy*, 18 :339–349.
- Chaurasia, H. & Thompson, M. (2011). Three-dimensional instabilities in the boundary-layer flow over a long rectangular plate. *Journal of Fluid Mechanics*, 681 :411–433.
- Choi, H., Jeon, W.-P., & Kim, J. (2008). Control of flow over a bluff body. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 7340 :113–139.

- Chou, J. & Chao, S. (2000). Branching of a horseshoe vortex around surface-mounted rectangular cylinders. *Experiments in Fluids*, 28 :394–402.
- Churchfield, M., Lee, S., & Moriarty, P. (2012). A numerical study of the effects of atmospheric and wake turbulence on wind turbine dynamics. *Journal of Turbulence*, 13 :1–32.
- Dai, J., Hu, Y., Liu, D., & Long, X. (2011). Aerodynamic loads calculation and analysis for large scale wind turbine based on combining BEM modified theory with dynamic stall model. *Renewable Energy*, 36 :1095–1104.
- Davies, P., Germain, G., Gaurier, B., Boisseau, A., & Perreux, D. (2013). Evaluation of the durability of composite tidal turbine blades. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 371 :20120187.
- De Jong, J., Cao, L., Woodward, S., Salazar, J., Collins, L., & Meng, H. (2008). Dissipation rate estimation from PIV in zero-mean isotropic turbulence. *Experiments in Fluids*, 46 :499–515.
- Dey, S., Swargiary, D., Sarkar, S., Fang, H., & Gaudio, R. (2018). Turbulence features in a wall-wake flow downstream of a wall-mounted vertical cylinder. *European Journal of Mechanics B/ Fluids*, 69 :46–61.
- Diabil, H., Li, X., & Abdalla, I. E. (2017). Coherent structures and flow topology of transitional separated-reattached flow over two and three dimensional geometrical shapes. *Mathematical Methods and Computational Techniques in Science and Engineering- AIP Conference proceedings*, 020019.
- Druault, P., Bouhoubeiny, E., & Germain, G. (2012). POD investigation of the unsteady turbulent boundary layer developing over porous moving flexible fishing net structure. *Experiments in Fluids*, 53 :277–292.
- Druault, P., Guibert, P., & Alizon, F. (2005). Use of proper orthogonal decomposition for time interpolation from PIV data. Application to the cycle-to-cycle variation analysis of in-cylinder engine flows. *Experiments in Fluids*, 39 :1009–1023.
- Durán Medina, O. (2016). *Étude expérimentale et modélisation stochastique des fluctuations de la vitesse (vent et courant) et de la puissance électrique*. PhD thesis, Université de Lille.
- Durán Medina, O., Schmitt, F., Calif, R., Germain, G., & Gaurier, B. (2015). Correlation between synchronised power and flow measurements, a way to characterize turbulent effects on a marine current turbine. *Proceedings of the 11th European Wave and Tidal Energy Conference, Nantes, France*.

- Durán Medina, O., Schmitt, F., Calif, R., Germain, G., & Gaurier, B. (2017). Turbulence analysis and multiscale correlations between synchronized flow velocity and marine turbine power production. *Renewable Energy*, 112 :314–327.
- Florens, E., Eiff, O., & Moulin, F. (2013). Defining the roughness sublayer and its turbulent statistics. *Experiments in Fluids*, 54 :1–15.
- Gabriele, A., Nienow, A., & Simmons, M. (2009). Use of angle resolved PIV to estimate local specific energy dissipation rates for up- and down-pumping pitched blade agitators in a stirred tank. *Chemical Engineering Science*, 64 :126–143.
- Gaurier, B., Germain, G., Facq, J., Baudet, L., Birades, M., & Schoefs, F. (2014). Marine growth effects on the hydrodynamical behaviour of circular structures. *Proceedings of the 14th Journées de l'Hydrodynamique, Val de Reuil, France*.
- Gaurier, B., Germain, G., & Facq, J.-V. (2017). Experimental study of the marine current turbine behaviour submitted to macro-particle impacts. *Proceedings of the 12th European Wave and Tidal Energy Conference, Cork, Ireland*.
- Gaurier, B., Germain, G., Facq, J.-V., Johnstone, C., Grant, A., Day, A., Nixon, E., Di Felice, F., & Costanzo, M. (2015). Tidal energy "Round Robin" tests comparisons between towing tank and circulating tank results. *International Journal of Marine Energy*, 12 :87 – 109. Special Issue on Marine Renewables Infrastructure Network.
- Gaurier, B., Germain, G., & Pinon, G. (2018). How to correctly measure turbulent upstream flow for marine current turbine performances evaluation? *Proceedings of the 3rd Renewable Energy Conference, Lisboa, Portugal*.
- Germain, G., Gaurier, B., Harrold, M., Ikhennicheu, M., Scheijgrond, P., Southall, A., & Trasch, M. (2018). Protocols for testing marine current energy converters in controlled conditions. Where are we in 2018? *Proceedings of the 4th Asian Wave and Tidal Energy Conference, Taipei, Taiwan*.
- Graftieaux, L., Michard, M., & Grosjean, N. (2001). Combining PIV POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science Technology*, 12 :1422–1429.
- Hamed, A., Pagan-Vazquez, A., Khovalyg, D., Zhang, Z., & Chamorro, L. (2017). Vortical structures in the near wake of tabs with various geometries. *Journal of Fluid Mechanics*, 825 :167–188.
- Hearst, R. J., Gomit, G., & Ganapathisubramani, B. (2016). Effect of turbulence on the wake of a wall-mounted cube. *Journal of Fluid Mechanics*, 804 :513–530.
- Hinze, J. (1975). Turbulence. *2nd Edition, McGraw-Hill, New York*.

- Hussein, H. & Martinuzzi, R. (1996). Energy balance for turbulent flow around a surface mounted cube placed in a channel. *Physics of Fluids*, 8 :764–780.
- IEC (2013). TS 62600-200 :2013 - Marine energy - Wave, tidal and other water current converters - Part 200 : Electricity producing tidal energy converters - Power performance assessment.
- IEC (2015). TS 62600-201 :2015 - Marine energy - Wave, tidal and other water current converters - Part 201 : Tidal energy resource assessment and characterization.
- IEC (2019). TS 62600-202 : DTS - Marine energy - Wave, tidal and other water current converters - Part 202 : Scale testing of tidal stream energy systems.
- Ikhennicheu, M., Druault, P., Gaurier, B., & Germain, G. (2017). An experimental study of influence of bathymetry on turbulence at a tidal stream site. *Proceedings of the 12th European Wave and Tidal Energy Conference, Cork, Ireland*.
- Ikhennicheu, M., Gaurier, B., Druault, P., & Germain, G. (2018a). Experimental analysis of the floor inclination effect on the turbulent wake developing behind a wall mounted cube. *European Journal of Mechanics B/ Fluids*, 72 :340–352.
- Ikhennicheu, M., Gaurier, B., Germain, G., Druault, P., Pinon, G., & Facq, J.-V. (2019a). Experimental study of the wall-mounted cylinder wake effects on a tidal turbine behaviour compared to free stream turbulence. *Proceedings of the 13th European Wave and Tidal Energy Conference, Napoli, Italy*.
- Ikhennicheu, M., Germain, G., Druault, P., & Gaurier, B. (2018b). Experimental study of the wake past cubic wall-mounted elements to predict flow variations for tidal turbines. *Proceedings of the 4th Asian Wave and Tidal Energy Conference, Taipei, Taiwan*.
- Ikhennicheu, M., Germain, G., Druault, P., & Gaurier, B. (2019b). Experimental investigation of the turbulent wake past real seabed elements for velocity variations characterization in the water column. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 78 :108426.
- Ikhennicheu, M., Germain, G., Druault, P., & Gaurier, B. (2019c). Experimental study of coherent flow structures past a wall-mounted square cylinder. *Ocean Engineering*, 182 :137–146.
- Ikhennicheu, M., Germain, G., & Gaurier, B. (2019d). Experimental database of the flow past a wall-mounted square cube. *SEANOE*.
- Ikhennicheu, M., Germain, G., & Gaurier, B. (2019e). Experimental database of the flow past a wall-mounted square cylinder. *SEANOE*.

- Jiménez, J. (2004). Turbulent flows over rough walls. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 36 :173–96.
- Jin, Y., Ji, S., & Chamorro, L. (2016). Spectral energy cascade of body rotations and oscillations under turbulence. *Physical Review*, 94 :063105.
- Kadota, A. & Nezu, I. (1999). Three-dimensional structure of space-time correlation on coherent vortices generated behind dune crest. *Journal of Hydraulic Engineering*, 37 :59–80.
- Kelley, N. (1994). Turbulence descriptors for scaling fatigue loading spectra of wind turbine structural components. *Rep. NREL/TP-442-7035, prepared for the IEA meeting on "Wind Conditions for Wind Turbine Design", Hamburg, Germany.*
- Kelley, N., Jonkman, B., Bialasiewicz, J., Scott, G., & Redmond, L. (2005). Impact of coherent turbulence on wind turbine aeroelastic response and its simulation. *Windpower 2005 Conference Proceedings, Denver, Colorado.*, DC : American Wind Energy Association ; Content Management Corp. 22 pp. ; NREL Report No.CP-500-40187.
- Khan, F. (2005). *Investigation of turbulent flows and instabilities in a stirred vessel using particle image velocimetry.* PhD thesis, Loughborough University.
- Kiya, M. & Sasaki, K. (1985). Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 154 :463–491.
- Kolmogorov, A. (1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number. *Doklady Akademii Nauk*, 30 :9–13.
- Lee, Y., Boo, S., Lim, H., & Misutani, K. (2016). Pressure distribution on rectangular buildings with changes in aspect ratio and wind direction. *Wind and Structures*, 23 :465–483.
- Lewke, T., Le Dizès, S., & Williamson, C. (1999). Dynamics and instabilities of vortex pairs. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 37 :59–80.
- Li, L., Liu, Y., Yuan, Z., & Gao, Y. (2018). Wind field effect on the power generation and aerodynamic performance of offshore floating wind turbines. *Energy*, 157 :379–390.
- Lim, H., Castro, I., & Hoxey, R. (2007). Bluff bodies in deep turbulent boundary layers : Reynolds-number issues. *Journal of Fluid Mechanics*, 570 :97–118.
- Liu, X. & Thomas, F. (2004). Measurement of the turbulent kinetic energy budget of a planar wake flow in pressure gradients. *Experiments in Fluids*, 37 :469–482.

- Liu, Y., Ke, F., & Sung, H. (2008). Unsteady separated and reattaching turbulent flow over a two-dimensional square rib. *Journal of Fluids and Structures*, 24 :366–381.
- Lumley, J. (1967). The structure of inhomogeneous turbulent flows. *A.M. Yaglom, V.I. Tararsky (Eds.), Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation*.
- Martinuzzi, R. & Havel, B. (2000). Turbulent flow around two interfering surface-mounted cubic obstacles in tandem arrangement. *Journal of Fluids Engineering*, 122 :24–31.
- Martinuzzi, R. & Tropea, C. (1993). The flow around surface-mounted, prismatic obstacles placed in a fully developed channel flow, (*Data Bank Contribution*). *Journal of Fluids Engineering*, 115 :85–92.
- Mason-Jones, A., O’Doherty, D., Morris, C., & O’Doherty, T. (2013). Influence of a velocity profile & support structure on tidal stream turbine performance. *Renewable Energy*, 52 :23–30.
- McArthur, D., Burton, D., Thompson, M., & Sheridan, J. (2016). On the near wake of a simplified heavy vehicle. *Journal of Fluids and Structures*, 66 :293–314.
- Meinhart, C., Prasad, A., & Adrian, R. (1993). A parallel digital processor system for particle image velocimetry. *Measurement Science Technology*, 4 :619–626.
- Mercier, P. (2019). *Modélisation de la turbulence engendrée par la morphologie du fond marin dans le Raz-Blanchard : Approche locale LBM-LES*. PhD thesis, Université de Caen Normandie.
- Mercier, P., Ikhennicheu, M., Guillou, S., Germain, G., Poizot, E., Grondeau, M., Thiébot, J., & Druault, P. (2020). The merging of kelvin-helmholtz vortices into large coherent flow structures in a high Reynolds number flow past a wall-mounted square cylinder. *Submitted to Ocean Engineering*, 00 :00–00.
- Moriconi, L. (2009). Minimalist turbulent boundary layer model. *Physical Review*, 79 :046306.
- Morize, C., Moisy, F., & Rabaud, M. (2005). Decaying grid-generated turbulence in a rotating tank. *Physics of Fluids*, 17 :095105.
- Müller, A. & Gyr, A. (1987). On the vortex formation in the mixing layer behind dunes. *Journal of Hydraulic Research*, 24 :359–375.
- Mycek, P. (2013). *Étude numérique et expérimentale du comportement d’hydroliennes*. PhD thesis, Université du Havre.

- Mycek, P., Gaurier, B., Germain, G., Pinon, G., & Rivolaen, E. (2014). Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. Part I : One single turbine. *Renewable Energy*, 66 :729–746.
- Obukhov, A. (1962). Some specific features of atmospheric turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 13 :77–81.
- Omidyeganeh, M. & Piomelli, U. (2011). Large-eddy simulation of two-dimensional dunes in a steady, unidirectional flow. *Journal of Turbulence*, 42 :1–31.
- Ouro, P. & Stoesser, T. (2018). Impact of environmental turbulence on the performance and loadings of a tidal stream turbine. *Flow, Turbulence and Combustion*.
- Paik, J., Sotiropoulos, F., & Porté-Agel, F. (2009). Detached eddy simulation of flow around two wall-mounted cubes in tandem. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30 :286–305.
- Panigrahi, P. & Acharya, S. (2004). Multi-modal forcing of the separated shear flow past a rib. *Journal of Fluids Engineering*, 126 :22–31.
- Panigrahi, P., Schroeder, A., & Kompenhans, J. (2008). Turbulent structures and budgets behind permeable ribs. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32 :1011–1033.
- Payne, G., Stallard, T., Martinez, R., & Bruce, T. (2018). Variation of loads on a three-bladed horizontal axis tidal turbine with frequency and blade position. *Journal of Fluids and Structures*, 83 :156–170.
- Pieterse, A., Filipot, J.-F., Maisondieu, C., Kilcher, L., & Chaplain, N. (2017). Coupled ADCP measurements for tidal turbulence characterization. *Proceedings of the 12th European Wave and Tidal Energy Conference, Cork, Ireland*.
- Piirto, M., Saarenrinne, P., Eloranta, H., & Karvinen, R. (2003). Measuring turbulence energy with PIV in a backward-facing step flow. *Experiments in Fluids*, 35 :219–236.
- Pope, S. (2000). Turbulent flows. *Cambridge University Press, Cambridge*.
- Richardson, L. (1922). Weather prediction by numerical process. *Cambridge University Press*.
- Sabatino, D. & Rossmann, T. (2016). Tomographic piv measurements of a regenerating hairpin vortex. *Experiments in Fluids*, 57 :6.
- Sagaut, P. (2010). Modélisation des écoulements en interaction. *Institut Jean le Rond d’Alembert, Université Pierre et Marie Curie*.

- Saha, P., Biswas, G., Mandal, A., & Sarkar, S. (2017). Investigation of coherent structure in a turbulent channel with built-in longitudinal vortex generator. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 104 :178–198.
- Saïd, N., Mhiri, H., Caminat, P., Le Palec, G., & Bournot, P. (2007). Wind tunnel investigation and numerical simulation of the near wake dynamics for rectangular obstacles. *Environmental Engineering Science*, 25 :1037–1060.
- Sakamoto, H. & Haniu, H. (1988). Effect of free-stream turbulence on characteristics of fluctuating forces acting on two square prisms in tandem arrangement. *Journal of Fluids Engineering*, 110 :140–146.
- Sarkar, K. & Mazmunder, B. (2014). Turbulent flow over the trough region formed by a pair of forward-facing bedform shapes. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 46 :126–143.
- Sattari, P., Bourgeois, J., & Martinuzzi, R. (2012). On the vortex dynamics in the wake of a finite surface-mounted square cylinder. *Experiments in Fluids*, 52 :1149–1167.
- Schanderl, W., Jenssen, U., Strobl, C., & Manhart, M. (2018). The structure and budget of turbulent kinetic energy in front of a wall-mounted cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 827 :285–321.
- Scheijgrond, P., Southall, A., Bittencourt, C., Davies, P., Mathys, P., Germain, G., & Geertzen, M. (2019). Advancing IEC standardization and certification for tidal energy converters. *Proceedings of the 13th European Wave and Tidal Energy Conference, Napoli, Italy*.
- Schofield, W. & Logan, E. (1990). Turbulent shear flow over surface mounted obstacles. *Journal of Fluids Engineering*, 112 :376–385.
- Shah, M. & Tachie, M. (2008). Flow relaxation past a transverse square rib in pressure gradients. *AIAA Journal*, 7.
- Shen, X., Zhu, X., & Du, Z. (2011). Wind turbine aerodynamics and loads control in wind shear flow. *Energy*, 36 :1424–1434.
- Sheng, J., Meng, H., & Fox, R. (2000). A large eddy PIV method for turbulence dissipation rate estimation. *Chemical Engineering Science*, 55 :4423–4434.
- SHOM (2015). MNT bathymétrie de façade atlantique (projet homonim).
- Simley, E., Angelou, N., Mikkelsen, T., Sjöholm, M., Mann, J., & Pao, L. (2016). Characterization of wind velocities in the upstream induction zone of a wind turbine using scanning continuous-wave lidars. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, 8 :013301.

- Singh, S. K., Debnath, K., & Mazumder, B. S. (2016). Spatially-averaged turbulent flow over cubical roughness in wave-current co-existing environment. *Costal Engineering*, 114 :77–85.
- Sirovich, L. (1987). Turbulence and the dynamics of coherent structures. Part I : Coherent structures. *Quarterly of Applied Mathematics*, XLV :561–571.
- Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91 :99–164.
- Soria, J., Kitsios, V., & Atkinson, C. (2016). On the identification of intense Reynolds stress structures in wall-bounded flows using information-limited two-dimensional planar data. *European Journal of Mechanics B/ Fluids*, 55 :279–285.
- Suzuki, T. & Mahfuz, H. (2018). Fatigue characterization of GFRP and composite sandwich panels under random ocean current loadings. *International Journal of Fatigue*, 111 :124–133.
- Tennekes, H. & Lumley, J. (1972). A first course in turbulence. *MIT press*.
- Tobin, N. & Chamorro, L. (2018). Turbulence coherence and its impact on wind-farm power fluctuations. *Journal of Fluid Mechanics*, 855 :1116–1129.
- Träsch, M. (2019). *Caractérisation expérimentale et numérique du comportement hydrodynamique d'une hydrolienne à membrane ondulante*. PhD thesis, Université de Lille.
- Van Oudheusden, B., Scarano, F., Van Hinsberg, N., & Watt, D. (2005). Phase-resolved characterization of vortex shedding in the near wake of a square-section cylinder at incidence. *Experiments in Fluids*, 39 :86–98.
- Volino, R., Schultz, M., & Flack, K. (2009). Turbulence structure in boundary layers over periodic two- and three-dimensional roughness. *Journal of Fluid Mechanics*, 676 :172–190.
- Wallace, J. (2016). Quadrant analysis in turbulence research : history and evolution. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 48 :131–158.
- Wallace, J., Eckelmann, H., & Brodkey, R. (1972). The wall region in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 54 :39–48.
- Wang, H. & Zhou, Y. (2009). The finite-length cylinder near wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 638 :453–490.
- Westerweel, J. & Scarano, F. (2005). Universal outlier detection for PIV data. *Experiments in Fluids*, 39 :1096–1100.

BIBLIOGRAPHIE

- Williamson, C. & Govardhan, R. (2004). Vortex induced vibrations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 36 :413–455.
- Wood, J., De Nayer, G., Schmidt, S., & Breuer, M. (2016). Experimental investigation and large-eddy simulation of the turbulent flow past a smooth and rigid hemisphere. *Flow, Turbulence and Combustion*, 1 :79–119.
- Yakhot, A., Liu, H., & Nikitin, N. (2006). Turbulent flow around a wall-mounted cube : A direct numerical simulation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27 :994–1009.