

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université de Lille

École Doctorale Sciences de l'Ingénierie et des Systèmes ED ENGSYS-632

Spécialité : Mécanique des fluides

Étude expérimentale de l'effet des courants de marée et de la houle sur la dynamique tourbillonnaire d'une variation bathymétrique et sur le comportement d'une hydrolienne

Présentée et soutenue le 17 octobre 2023 par

Maëlys MAGNIER

Jury :

Anne-Claire BENNIS	Professeure à l'Université de Caen Normandie	Rapporteuse
Nicolas MAZELLIER	Professeur à l'Université d'Orléans	Rapporteur et Président
Henda DJERIDI	Professeure à l'Université Grenoble Alpes	Examinatrice
Gaële PERRET	Maîtresse de Conférence à l'Université Le Havre Normandie	Examinatrice
Philippe DRUAULT	Maître de Conférence HDR à Sorbonne Université	Co-directeur de thèse
Grégory GERMAIN	Docteur Chercheur HDR à l'Ifremer	Co-directeur de thèse
Benoît GAURIER	Docteur Ingénieur de recherche à l'Ifremer	Invité



Dans la vie, rien n'est à craindre, tout est à comprendre.
Marie CURIE (1867-1934)

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier Anne-Claire Bennis et Nicolas Mazellier d'avoir accepté de rapporter ce manuscrit, ainsi qu'Henda Djeridi et Gaële Perret de s'être engagées en tant qu'examinatrices dans ce jury.

J'adresse ensuite mes sincères remerciements à mes encadrants qui ont su m'orienter et me conseiller à chaque fois que cela était nécessaire, en me laissant l'espace suffisant pour m'affirmer. Grégory Germain, un très grand merci pour ta disponibilité constante et ton soutien tant sur les défis du quotidien que sur les stratégies à adopter. Philippe Druault, un très grand merci pour ta rigueur scientifique et ta force de proposition quant aux outils et analyses à réaliser. Benoît Gaurier, un très grand merci pour ton accompagnement au quotidien sur les problématiques propres au bassin d'essais, ton expertise en traitement de données et les discussions riches et florissantes à ces sujets.

Je tiens également à chaudement remercier toute l'équipe permanente du bassin, Christèle Requillart pour son soutien administratif sans faille, Benoît Gomez et Jean-Valéry Facq pour toutes les problématiques liées au bassin, et toutes les stagiaires et contrats courts qui sont passé.e.s par là. Merci pour toutes les pauses cafés si conviviales, les frites du midi dans le vent et les bains de mer. J'ai également eu la chance de partager une partie de mes questionnements de thèse avec Nina Delette puis Yanis Saouli, deux stagiaires vif.ve.s et force de proposition, avec qui il fût agréable de collaborer. Merci beaucoup à toutes les deux pour la grande aide que vous m'avez apportée !

Enfin, je souhaite adresser des remerciements tout particuliers à Martin Moreau pour cette amitié et ce soutien sans faille dans tous les domaines.

Je voudrais aussi grandement remercier toutes les copaines, de Boulogne ou d'ailleurs, pour tous les chouettes moments partagés.

Je remercie chaudement mon amoureux et ma famille de cœur : mes amiesœurs Lélé, Ju et Tess mais aussi Momo, Hélène, Ugo, Nauss, Florie, François, Nico, Albane, Morgane et Gary, pour leur soutien inconditionnel.

Finalement, je remercie ma très chère famille d'avoir cru en moi à chaque instant !

À toutes les personnes avec qui j'ai pu échanger sur ses travaux, à toutes celles que j'ai oublié, merci aussi !

Résumé

Dans le contexte actuel de dérèglement climatique et sur fond de crise géopolitique, il est plus que jamais nécessaire de réduire notre consommation d'énergie et de la produire le plus proprement et localement possible, notamment à partir de sources d'énergies renouvelables. Parmi elles, les courants de marée constituent une ressource très intéressante car prévisible. Cependant, leur caractère instationnaire et turbulent rend leur exploitation complexe et nécessite une connaissance fine des conditions de fonctionnement et des sollicitations rencontrées par les hydroliennes. Durant ces travaux, nous nous sommes attachés à étudier, en milieu contrôlé, les propriétés spatio-temporelles des différents types d'écoulements pouvant être rencontrés dans les sites à haut potentiel hydrolie : cisailés, turbulents, en présence ou non de houle, indépendamment et en interaction les uns avec les autres.

En similitude géométrique et de Froude par rapport aux conditions hydrodynamiques en Manche, divers agencements de grilles ont été utilisés pour générer, dans le bassin à houle et courant de l'Ifremer, des gradients de vitesse et de turbulence type. Un obstacle de fond, représentatif de la bathymétrie du Raz Blanchard, a également été utilisé pour générer des structures tourbillonnaires de grandes dimensions. Ces différents types d'écoulements sont tout d'abord étudiés de façon indépendante afin de les caractériser finement. Une étude approfondie des interactions entre le sillage généré par l'obstacle de fond et la houle est ensuite proposée. Les résultats obtenus mettent en évidence des échanges d'énergie à différents niveaux, depuis l'initialisation du sillage jusqu'à son développement dans la colonne d'eau. Cette étude permet ensuite de déterminer les paramètres de houle influençant le développement des structures tourbillonnaires générées par l'obstacle sur une gamme étendue de houles co et contre-courant. L'impact des gradients verticaux de vitesse est enfin étudié sur les chargements moyen et le sillage proche d'un obstacle de fond, ainsi que sur le fonctionnement d'une hydrolienne tri-pales à axe horizontal. Les résultats obtenus montrent que les efforts moyens perçus par l'obstacle et le développement de son sillage sont peu sensibles à la répartition de vitesse amont tant que la vitesse moyenne impactant l'obstacle reste du même ordre de grandeur. Au contraire, un fort lien existe entre les variations de vitesse perçues par la pale d'une hydrolienne au cours d'un tour et les variations d'efforts axiaux mesurés en pied de pale.

Mots-clés : Dynamique tourbillonnaire, Courants de marées, Interaction houle – courant, Variation bathymétrique, Hydrolienne, PIV et LDV.

Abstract

In the current context of climate change and geopolitical crisis, it is more necessary than ever to reduce our energy consumption and produce it as cleanly and locally as possible, particularly from renewable energy sources. Among those sources, tidal currents are of high-interest thanks to their predictability. However, the unsteady and turbulent nature of tidal currents makes them complex to harness and requires detailed knowledge of the operating conditions and stresses encountered by tidal turbines. In this work, we have studied, in a controlled environment, the spatio-temporal properties of different types of flow that may be encountered in sites with high tidal energy potential : sheared, turbulent, with or without swell, independently or in interaction with each other.

Based on geometric and Froude similarities with the hydrodynamic conditions of the English Channel, various grid arrangements are used to generate characteristic velocity and turbulence gradients, in the flume tank of Ifremer. A bottom obstacle, representative of the Alderney Race bathymetry, is used to generate large-scale turbulent structures. Those different types of flow are first studied independently in order to characterise them thoroughly. An extensive study of the interactions between the wake generated by the bottom obstacle and the swell is then proposed. The results show that energy is exchanged at different levels, from the initialisation of the wake to its development in the water column. This study enables us to determine the swell parameters influencing the development of the vortex structures generated by the obstacle over a wide range of co-current and counter-current swells. Finally, the impact of vertical velocity gradients is studied on the mean loads and the near-wake of a bottom obstacle, as well as on the behaviour of a horizontal axis three-bladed tidal turbine. The obtained results show that the mean loads perceived by the obstacle and the development of its wake are not significantly sensitive to the upstream velocity distribution as long as its mean value on the obstacle height remains of the same order of magnitude. On the contrary, there is a strong link between the variations of velocity perceived by the blade of a tidal turbine during a revolution and the variations of the axial loads measured at the blade root.

Key-words : Vortex dynamics, Tidal currents, Swell-current interaction, Bathymetric obstacle, Tidal turbine, PIV and LDV.

Title :

Experimental study of the tidal current and the wave effects on the vortex dynamic caused by a seabed obstacle and on a tidal turbine behaviour

Table des matières

Remerciements	2
Résumé	3
Abstract	4
Introduction	7
1 Reproduction expérimentale des conditions <i>in situ</i>	18
1.1 Bassin d'essais et instruments de mesure	18
1.1.1 Fonctionnement général du bassin à recirculation de l'IFREMER	18
1.1.2 Instruments de mesure	19
1.1.2.1 Vélocimétrie par Image de Particules – PIV	20
1.1.2.2 Vélocimétrie Laser Doppler - LDV 3C	22
1.2 Profils verticaux de vitesse	23
1.2.1 Dispositif expérimental	23
1.2.2 Caractérisation des profils verticaux de vitesse	24
1.2.3 Synthèse	28
1.3 Écoulements turbulents issus de l'interaction bathymétrie – courant de marée . .	29
1.3.1 La variation bathymétrique type	29
1.3.2 Caractérisation du sillage turbulent du cylindre	30
1.3.2.1 Vue d'ensemble du sillage	31
1.3.2.2 Focus sur la zone de naissance des tourbillons	35
1.3.2.3 Compléments sur l'aspect 3D de l'écoulement	39
1.3.3 Synthèse	41
1.4 Houles co et contre-courant	41
1.4.1 Dispositif expérimental et définition des cas de houles	41
1.4.2 Caractérisation de la surface libre	44
1.4.3 Interaction houle – courant dans la colonne d'eau	47
1.4.4 Synthèse	51
1.5 Conclusion	51
2 Effet de la houle sur l'interaction bathymétrie – courant de marée	53
2.1 Cas de houle contre-courant de référence	53
2.1.1 Introduction	53
2.1.2 Experimental setup	54
2.1.2.1 Current, wave and bathymetry modelisation in the flume tank . .	54
2.1.2.2 Measurement tools	56
2.1.2.3 Input flow characterisation	57
2.1.3 Wave effects on the cylinder wake behaviour	60
2.1.3.1 Time-averaged flow fields	60
2.1.3.2 Temporal and spectral analyses	63

2.1.3.3	Spatial study of the flow spectral content	65
2.1.3.4	Length scale of the coherent structures	67
2.1.3.5	Distribution of the preferential zones of waves effects	68
2.1.3.6	Vortex generation and development with waves	69
2.1.4	Conclusion	72
2.1.5	Influence de la houle sur la dynamique tri-dimensionnelle des détachements tourbillonnaires	73
2.1.6	Étude de l'intermittence des détachements tourbillonnaires	75
2.1.7	Houle irrégulière de type JONSWAP	77
2.1.8	Synthèse	78
2.2	Effets des caractéristiques de la houle	80
2.2.1	Méthodologie	80
2.2.2	Comparaison des cas de houles	83
2.2.2.1	Effet de l'amplitude	83
2.2.2.2	Effet de la direction de propagation	86
2.2.2.3	Effet de la fréquence	89
2.2.3	Discussion et bilan	98
2.3	Conclusion	99
3	Effets du cisaillement vertical sur des structures immergées	101
3.1	Effets du cisaillement vertical sur un obstacle de fond	101
3.1.1	Chargements sur l'obstacle de fond	101
3.1.1.1	Efforts moyens et fluctuations	101
3.1.1.2	Analyse spectrale	105
3.1.2	Analyse de l'écoulement proche obstacle	106
3.1.2.1	Vitesses moyennes et énergie turbulente	106
3.1.2.2	Contenu spectral	108
3.1.3	Liens entre les efforts et l'écoulement	110
3.1.4	Synthèse	113
3.2	Impact du cisaillement sur les performances et le chargement des pales d'une hydrolienne	114
3.2.1	Introduction	114
3.2.2	Experimental set-up and inflow characteristics	115
3.2.2.1	Flume tank and tidal turbine prototype	115
3.2.2.2	Incoming vertical velocity profiles characterization	117
3.2.3	Shear flow effect on a tidal turbine	120
3.2.3.1	Effect on turbine global performance	120
3.2.3.2	Effect on blade loadings	122
3.2.3.3	Angular correlation between velocity and load variation	124
3.2.4	Conclusion	132
3.3	Conclusion	133
	Conclusion générale et perspectives	135
	A Adimensionnalisation des champs de vitesse	138
	B Validation des données PIV 12 bits low et $\Delta t = 900 \mu s$	142
	Références	146

Introduction

L'année 2022 a été l'année la plus chaude jamais enregistrée en France depuis le début du XXe siècle. Pourtant, en 2050, l'année record 2022 devrait être en réalité une année normale. Selon MÉTÉO FRANCE (2023), les conditions météorologiques exceptionnelles qui ont marqué l'année 2022 sont une conséquence du changement climatique. En 2023, après huit années de travaux, le Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC) a publié son sixième rapport de synthèse (IPCC 2023). Ce rapport, reprenant les conclusions des trois grands volets publiés en 2021 et 2022, résume l'état des connaissances sur le changement climatique, de ses impacts et ses risques généralisés, ainsi que les moyens de l'atténuer et de s'y adapter. Il a été approuvé par les 195 États siégeant à l'ONU et constitue désormais la référence scientifique pour les négociations climatiques à venir. Les principales conclusions de ce rapport sont résumées dans les deux paragraphes ci-dessous.

Le réchauffement climatique observé est attribué à l'activité de l'Homme. Ce réchauffement est provoqué principalement par le biais des émissions de Gaz à Effet de Serre (GES). Si on arrivait à atteindre zéro émission nette de GES, le climat se stabiliserait. La température à la surface du globe atteint, pour la période 2011-2020, 1.1°C de plus qu'entre 1850 et 1900. Les pays les plus riches sont les plus responsables du changement climatique et à l'intérieur de chaque pays, les populations les plus riches sont les plus émettrices. À cause du réchauffement climatique, environ 3.3 à 3.6 milliards de personnes vivent dans des régions très vulnérables au changement climatique, surtout dans les pays les plus pauvres. Le changement climatique réduit également la sécurité alimentaire et affecte la sécurité de l'accès à l'eau. Les épisodes de chaleurs extrêmes font augmenter les taux de mortalité et les maladies (physiques et mentales). De plus, les écosystèmes sont endommagés de manière durable voire irréversible par la hausse des températures (sixième extinction de masse).

Au vu de cette situation et notamment grâce à une prise de conscience croissante, de nombreux progrès dans la planification et la mise en œuvre de l'adaptation au changement climatique ont été observés dans tous les secteurs et toutes les régions, avec des avantages avérés mais une efficacité variable. Il existe donc des lacunes en matière d'adaptation et les écarts continueront à se creuser au rythme actuel de mise en œuvre de celles-ci. Plusieurs limites de l'adaptation ont d'ores et déjà été atteintes dans certains écosystèmes et certaines régions. Cela vient des niveaux actuels des ressources financières dédiées à la protection de l'environnement qui sont très insuffisants et sont encore largement dépassés par les flux de financement vers les énergies fossiles. Au delà du changement du mode de fonctionnement de nos sociétés, il faut encourager et rendre possible la sobriété énergétique, en prenant en compte la justice climatique pour être efficace. Pour limiter les émissions de GES comme le CO₂, en plus de la diminution de la demande, l'énergie issue de sources fossiles doit être progressivement (mais rapidement) remplacée par de l'énergie issue de sources renouvelables ou faiblement émettrices de GES.

La part des énergies « renouvelables » dans l'approvisionnement mondial en énergie représente actuellement (en 2020) 6% du total et a doublé en 40 ans. Les énergies renouvelables proviennent de phénomènes naturels cycliques ou constants induits par les astres. L'énergie issue des barrages hydroélectriques (hors stations de pompage) est majoritaire même si la part des énergies géothermiques, solaires, éoliennes, marémotrices, hydroliennes et houlomotrices est grandissante (OCDE 2021). L'énergie d'origine marine est marginale pour le moment, avec un

approvisionnement mondial plus de 1000 fois inférieur à celui de l'énergie éolienne en 2020, mais présente un potentiel non négligeable pour le mix énergétique de demain.

Les Énergies Marines Renouvelables (EMR) s'appuient sur les différentes forces ou ressources du milieu marin : le vent, la houle, les courants, les marées, le gradient de températures entre les eaux de surface chaudes et les eaux froides en profondeur.

Les éoliennes récupèrent l'énergie des vents marins, moins perturbés et ralentis qu'au-dessus de la terre. L'éolien en mer posé a atteint un stade commercial depuis une vingtaine d'années et représente la quasi-totalité de l'électricité produite par les EMR. En 2022, près de 5800 éoliennes en mer sont implantées en Europe. Parmi elles, 27 sont installées en France, dans le parc au large de Saint-Nazaire. Il en comptera 80 au total et a commencé à produire de l'électricité en 2023. Pour accélérer la cadence, la France s'est fixée comme objectif ambitieux la construction de 50 parcs éoliens en mer à l'horizon 2050. Avec le développement de l'éolien flottant, un potentiel plus important s'ouvre plus au large, dans des zones d'eau profonde (OBSERVATOIRE DES ÉNERGIES DE LA MER 2020).

Les hydroliennes utilisent l'énergie cinétique des courants marins comme les éoliennes utilisent l'énergie cinétique de l'air. Les courants utilisés sont, le plus souvent, ceux causés par les marées car ce sont les plus rapides. L'énergie marémotrice utilise aussi l'énergie des marées mais, dans ce cas, c'est l'énergie potentielle de pesanteur qui est récupérée à l'aide de barrages qui forment des lagons artificiels. La France fut d'ailleurs pionnière dans les énergies de la mer avec l'usine marémotrice de la Rance, d'une puissance de 240 MW, mise en service en 1966. Ce type de technologie est très impactante pour l'environnement car elle modifie complètement le milieu où elle est installée. L'hydrolien et l'énergie marémotrice présentent l'avantage d'une production prédictible car les marées sont principalement pilotées par les positions relatives Lune-Terre-Soleil (EUROPEAN MARINE BOARD 2023).

Les technologies houlomotrices convertissent l'énergie des vagues (houles ou mer du vent) en électricité. La plupart sont déployées au large des côtes et peuvent être installées soit sur les fonds marins grâce à des fondations fixes, soit sur des fondations flottantes reliées au fond grâce à des systèmes d'ancrage. Elles sont parfois implantées sur les digues portuaires, permettant également de protéger ces ouvrages. Ce type d'énergie marine est à l'origine d'un foisonnement de technologies car convertir l'énergie des vagues en électricité est un véritable challenge, surtout dans des conditions marines sévères. Quelles que soient les technologies choisies : flotteurs ponctuels ou linéaires, systèmes à déferlement ou encore colonnes d'eau oscillantes, etc., la filière est toujours au stade de la démonstration.

Les EMR regroupent ainsi diverses technologies présentant des niveaux de maturité et des potentiels différents.

Les hydroliennes - État de l'art et fonctionnement général

Les hydroliennes sont des technologies sous-marines qui transforment l'énergie cinétique des courants de marée en énergie mécanique puis en énergie électrique. De nombreux concepts d'hydroliennes ont et sont actuellement testés mais aucun ne s'est imposé pour le moment.

La technologie la plus représentée ressemble beaucoup à une éolienne. Il s'agit de turbines à flux axial, avec un axe de rotation horizontal, comme celles présentées figure 1. Elles possèdent, en général, un seul rotor composé de 2 à 6 pales (à calage fixe ou variable). Certains concepts ont des profils de pales conçus pour fonctionner au flot comme au jusant. Dans d'autres cas, la turbine est orientée mécaniquement face au courant à chaque renverse de marée. Aujourd'hui, plusieurs hydroliennes de ce type ont été installées et ont produit de l'électricité. Voici une liste non exhaustive des projets hydroliens à axe horizontal qui ont abouti ou qui sont prometteurs (OCEAN ENERGY SYSTEMS 2023 et EUROPEAN MARINE BOARD 2023). La compagnie améri-

caine Verdant Power a produit 312 MWh à l'aide de trois hydroliennes installées entre 2012 et 2021 dans l'East River à New York. Entre 2016 et janvier 2023, la compagnie Nova Innovation a installé 6 hydroliennes de 100 kW dans le détroit de Bluemull Sound au nord des îles Shetland (Écosse). Ce projet est un succès et Nova Innovation est sur le point d'installer une hydrolienne de puissance 1.5 MW dans le Petit Passage (baie de Fundy en Nouvelle-Écosse, Canada). Dans la même zone, la compagnie canado-écossaise Sustainable Marine Energy voulait installer, en 2022, une plateforme flottante dotée de 6 turbines après en avoir testé une de taille plus réduite avec succès sur le site d'essais en mer FORCE (baie de Fundy). Ce projet, controversé notamment en raison du grand nombre de mammifères marins et des revenus touristiques qu'ils génèrent dans cette zone, est tombé à l'eau. En 2018, la compagnie écossaise SIMEC Atlantis Energy et la compagnie norvégo-autrichienne ANDRITZ Hydro Hammerfest ont installé (respectivement) une et trois hydroliennes de 1.5 MW (turbine de SIMEC Atlantis Energy à gauche de la figure 1), dans le détroit des Orcades (Pentland Firth) au nord de l'Écosse. Ces turbines ont déjà produit 51 GWh (mars 2023) et constituent la première phase du projet MeyGen porté par SIMEC Atlantis Energy. La deuxième phase, actuellement en cours, vise à ajouter une puissance supplémentaire de 80 MW. En 2019, Magallanes Renovables a testé une plateforme flottante de 45 m de long équipée de deux rotors de 1.5 MW sur le site d'essais en mer de l'EMEC (*European Marine Energy Centre*) dans les Orcades. En 2021, une autre plateforme flottante est testée à l'EMEC par la compagnie écossaise Orbital Marine Power. Cette plateforme, présentée à droite de la figure 1, supporte deux rotors bi-pales de 1 MW, fixés sur des bras mobiles qui permettent d'émerger les turbines pour la maintenance. Finalement, depuis 2022, la compagnie française Sabella fournit jusqu'à 50% d'électricité de l'île d'Ouessant (Finistère, France) avec son hydrolienne D10, de 10 m de diamètre. La photo centrale de la figure 1 a été prise pendant sa mise à l'eau.



FIGURE 1 – Hydroliennes à axe horizontal. De gauche à droite : SIMEC Atlantis Energy (vue d'artiste), Sabella (photo de la mise à l'eau de la D10) et Orbital Marine Power (vue d'artiste).

Des concepts de turbines à axes verticaux sont également prometteurs. Elles possèdent un axe perpendiculaire au sens du courant. L'écoulement arrive de manière transverse sur le rotor et les pales sont parallèles à l'axe de rotation. Lorsqu'elles sont en mouvement, la trajectoire des pales fait un cercle ayant pour centre l'axe de l'hydrolienne. La vue d'artiste à droite de la figure 2 présente la future hydrolienne 2.5 MW d'HydroQuest (Grenoble, France). Ces machines font une vingtaine de mètres de haut (la moitié de la hauteur d'eau moyenne) et possèdent 4 rotors, répartis sur 2 colonnes contrarotatives. Elles sont en cours de développement dans le cadre du projet Flowatt, visant à développer une ferme pilote de 7 machines de puissance totale égale à 17.5 MW, installée au Raz Blanchard (pointe du Cotentin, Normandie). Cette hydrolienne fait suite à un démonstrateur (1 MW, technologie similaire à la nouvelle mais carénée) qui a été testé pendant deux ans au large de l'île de Bréhat. C'est le concept le plus abouti parmi les technologies à axe vertical aujourd'hui.

Il existe d'autres concepts, plus ou moins prometteurs, pour récupérer l'énergie des courants de marée. La compagnie suédoise Minesto développe un "cerf-volant sous-marin" qui utilise les courants de marée pour maintenir en "vol" un grand cerf-volant fixé par un câble au fond marin (présenté sur la partie droite de la figure 2). Une turbine à axe horizontal est installée sous ce cerf-volant en constant mouvement. Le "courant-vitesse" du cerf-volant met en rotation cette

turbine qui produit alors de l'électricité. Le premier cerf-volant sous-marin, d'une envergure de 3 m, a été testé en Irlande du Nord (à Strangford Lough) en 2013. En avril 2022, ils ont annoncé la création d'un parc de puissance installée de 120 MW, composé de machines de 20 à 40 MW, aux îles Féroé (îles danoises entre la Norvège et l'Islande), dont le gouvernement a pour ambition d'utiliser de l'énergie à 100% issue de sources renouvelables d'ici 2030. L'entreprise française Eel Energy, quant à elle, développe un concept bio-inspiré et sans turbine, basé sur le mouvement d'une membrane ondulant dans le courant.

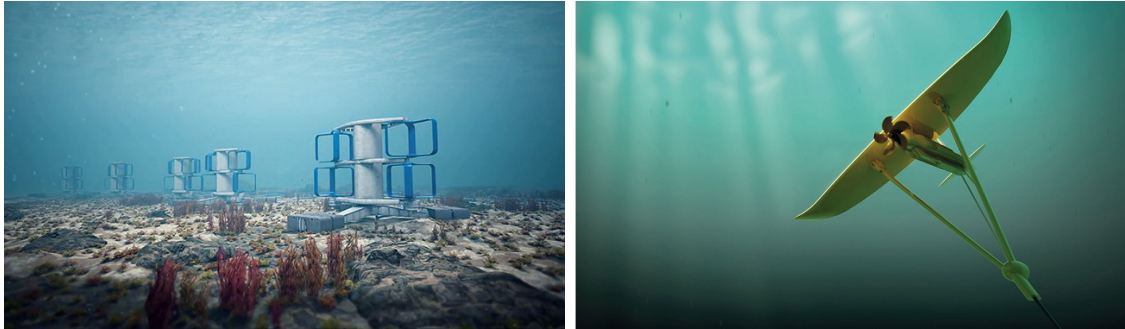


FIGURE 2 – À gauche, les hydroliennes à axe vertical de HydroQuest dans sa version pour le projet Flowatt (Raz Blanchard). À droite, l'hydrolienne "cerf-volant" de Minesto. Les deux images sont des vues d'artistes.

Quelle que soit la méthode de récupération de l'énergie, les hydroliennes peuvent être placées à différentes hauteurs dans la colonne d'eau. Certaines sont posées sur le fond, comme celles de SIMEC Atlantis Energy, Sabella ou HydroQuest, tandis que d'autres sont fixées sous des structures flottantes, comme celle d'Orbital Marine Power (figures 1 et 2). Les premières sont protégées des tempêtes, invisibles et ne perturbent pas la circulation maritime, mais sont difficiles d'accès pour les opérations de maintenance et dans des zones où les courants sont ralentis et davantage turbulents dus à leurs interactions avec le fond. En surface, l'accès est plus facile, les courants plus rapides mais les machines sont visibles, perturbent la navigation et sont soumises aux contraintes météorologiques extérieures, notamment à des événements extrêmes dus aux tempêtes. Les hydroliennes ont aussi des impacts sur la biodiversité des sites où elles sont implantées. Ces impacts dépendent du positionnement des turbines dans la colonne d'eau, du mode d'ancrage et de la technologie utilisée et sont difficilement quantifiables aujourd'hui, en raison de la faible maturité de la filière (UICN FRANCE 2014).

Les hydroliennes sont donc des technologies en cours de développement. Pour assurer leur développement durable et pérenne, les industriels ont besoin d'avoir une très bonne connaissance des conditions de fonctionnement et des sollicitations que vont subir les turbines. Cela nécessite l'étude poussée du caractère dynamique de l'écoulement dans les sites où les hydroliennes sont ou vont être installées. Trois éléments en particulier rendent ces conditions complexes tant spatialement que temporellement et sont schématisés dans la figure 3. Tout d'abord, les courants de marée évoluent sur des fonds marins aux bathymétries complexes avec lesquels ils interagissent. Cela donne naissance à un gradient de vitesse vertical car la vitesse du courant ralentit sur la partie basse de la colonne d'eau, proche du fond. On dit alors que l'écoulement est cisailé et qu'il est caractérisé par un profil vertical de vitesse qui varie en fonction du lieu et de l'instant (LEWIS et al. 2017; THIÉBAUT et al. 2017; FURGEROT et al. 2018). L'interaction entre les courants de marée et les rugosités du fond marin donne aussi naissance à des variations spatio-temporelles de l'écoulement, appelées turbulence. Lorsque le fond est relativement plat et homogène et qu'aucun obstacle ne se démarque de la rugosité générale, le bas de la colonne d'eau présente un écoulement de couche limite turbulente différent de celui observé plus haut dans la colonne d'eau (GOOCH et al. 2009; MILNE et al. 2021). Si la bathymétrie est plus ac-

cidentée, avec des obstacles de fond significativement plus imposants que la rugosité générale, leur interaction avec l'écoulement devient singulière et peut être à l'origine de la formation de structures tourbillonnaires de grande taille (IKHENNICHEU et al. 2019c; MERCIER et al. 2022). Dans certains cas, celles-ci remontent en traversant toute la colonne d'eau, jusqu'à former des bouillons à la surface (SLINGSBY et al. 2021). Des bouillons de ce type ont déjà été observés au Raz Blanchard, le site très prometteur, et très complexe, où la société HydroQuest installera prochainement des hydroliennes. Finalement, dans ces zones à fort potentiel énergétique (forts courants marins), on rencontre régulièrement des vagues dont l'impact se répercute régulièrement sur l'ensemble de la colonne d'eau (PEREZ et al. 2020a; BENNIS et al. 2022). La houle désigne les trains de vagues organisés et le plus souvent énergétiques, qui viennent du large et sont formés par les tempêtes en Atlantique par exemple, par opposition avec la "mer du vent" qui sont les vagues désordonnées créées localement par l'action du vent.

Les profils de vitesse variés, la turbulence et la houle (figure 3) rendent la dynamique des sites à fort potentiel hydrolien complexe tant temporellement que spatialement. De nombreuses études ont permis de caractériser de façon unitaire leur impact sur le fonctionnement des hydroliennes (MASON-JONES et al. 2013; GAURIER et al. 2013; MYCEK et al. 2014; BLACKMORE et al. 2016; DURÁN MEDINA et al. 2017; IKHENNICHEU et al. 2019a; DRAYCOTT et al. 2019a; GAURIER et al. 2020a; EBDON et al. 2020). Les résultats montrent l'importance de mieux connaître les sollicitations rencontrées dans ces sites et leurs impacts sur les machines déployées.

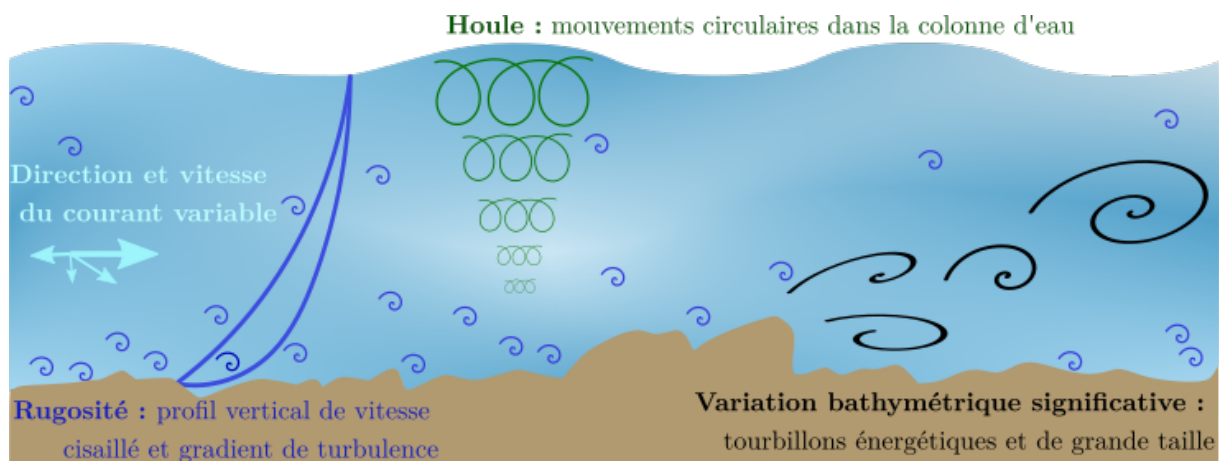


FIGURE 3 – Principaux écoulements environnementaux auxquels les hydroliennes sont soumises

Phénomène de marée et potentiel hydrolien mondial

Actuellement, les vitesses de courant nécessaires pour faire fonctionner des hydroliennes de ces tailles sont telles qu'il s'agit toujours de courants de marée. La marée est une variation cyclique de la hauteur du niveau des mers et des océans. Elle est causée par l'attraction de la Lune et du Soleil sur la masse d'eau que forment les océans à la surface de la Terre. Ce phénomène est prévisible et cyclique, fonction de la position relative entre les astres, qui dépend de l'heure de la journée (cycle de la lune) mais aussi de la période de l'année (déclinaison de la Terre et position de la Terre sur son orbite autour du Soleil). À partir de ces paramètres, les horaires et les coefficients de marée sont établis (GUÉRIN 2004). Ces deux paramètres permettent d'avoir accès au niveau d'eau théorique (impact de la pression atmosphérique négligé) en tout lieu et à tout instant. Ces variations du niveau d'eau des océans impliquent des mouvements de masse d'eau, appelés courants de marée, dont on peut récupérer une partie de l'énergie à l'aide des hydroliennes. Lorsque le niveau de l'eau monte (resp. descend), les courants de marée sont dirigés vers les pôles (resp. l'équateur), ce qui correspond au "flot" (resp. le "jusant"). L'intensité

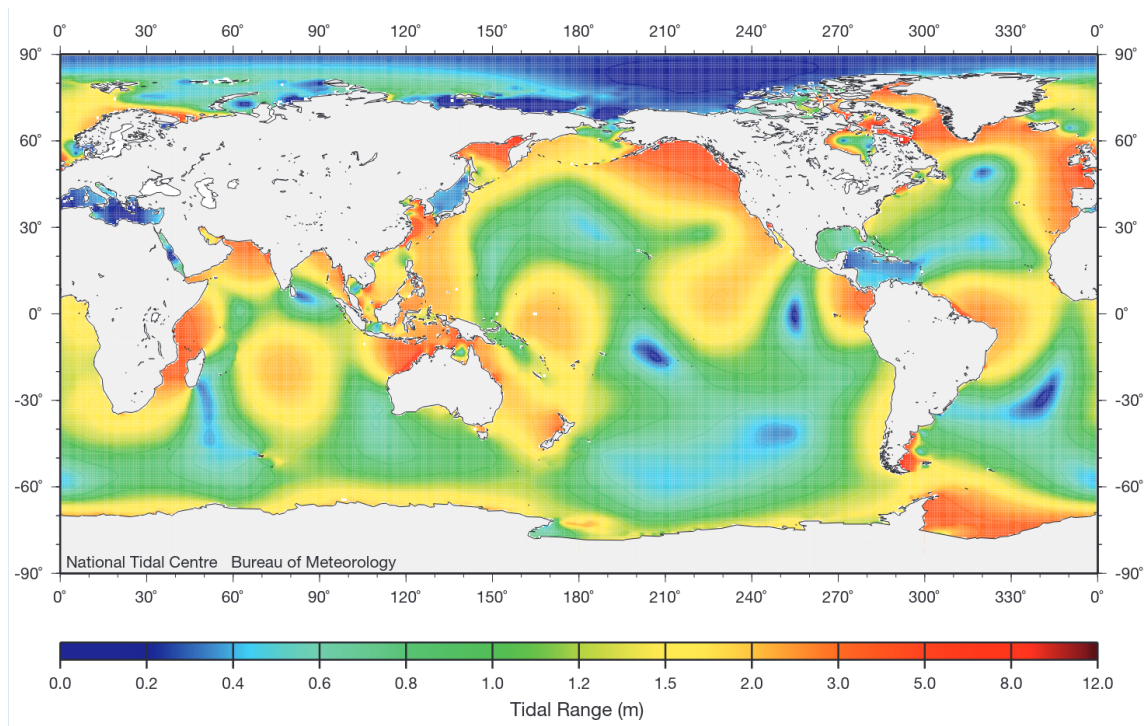


FIGURE 4 – Carte mondiale du marnage moyen calculé comme la hauteur d’eau moyenne lors des marées hautes de syzygie moins la hauteur d’eau moyenne lors des marées basses de syzygie (IRENA 2014)

de ces courants dépend fortement du lieu et du moment du cycle de marée (mi-marée, étales, ...). La carte mondiale du marnage moyen (différence de hauteur d’eau entre la marée haute et la marée basse), présentée figure 4, illustre bien la répartition spatiale inégale de l’onde de marée. Le marnage ne correspond pas directement à la vitesse des courants de marée car ceux-ci dépendent aussi fortement du trait de côte. Par exemple, quand une grande masse d’eau (grand marnage) se déplace dans un détroit étroit, la vitesse de l’eau augmente (conservation du débit). Dans ces sites, les vitesses de courant sont alors les plus fortes.

Au niveau mondial, les pays ayant le plus de ressources disponibles sont, dans l’ordre décroissant, le Royaume-Uni (≈ 10 GW $\approx 50\%$ de la capacité européenne), le Canada (notamment la baie de Fundy avec un potentiel estimé de 0.3 GW), la Chine (≈ 3.5 GW), l’Australie, la Nouvelle-Zélande, l’Argentine, la Russie, la France, l’Inde et la Corée du Sud (OFFSHORE ENERGY 2015). La figure 5 (gauche) présente les principaux sites d’intérêt en Europe. En Écosse, où la ressource est estimée à plus de 25% de la capacité européenne, le détroit des Orcades nommé Pentland Firth (point rouge foncé en haut de l’Écosse sur la carte figure 5 gauche) se démarque des autres car sa capacité serait de l’ordre de 2 GW faisant de lui le site le plus prometteur au monde. En exploitant ce site correctement, la production pourrait dépasser 15 TWh d’électricité par an, soit presque la moitié de la consommation annuelle écossaise d’électricité (OFFSHORE ENERGY 2015). En Europe, le deuxième site avec le plus de potentiel est le Raz Blanchard, à la pointe du Cotentin en Normandie. Le reste des sites prometteurs se situe principalement autour du Royaume-Uni (ROBINS et al. 2015). On trouve également quelques passages intéressants en Méditerranée, autour de la péninsule ibérique et au niveau de certaines îles scandinaves.

La combinaison des paramètres locaux, des positions des astres qui régissent les forces d’attraction sur l’eau des océans et les conditions météorologiques est à l’origine d’une très grande variété de courants de marée, ne permettant pas d’étudier ces courants de manière exhaustive. Pour comprendre les spécificités des courants de marée, on se concentre sur le cas français du Raz Blanchard.

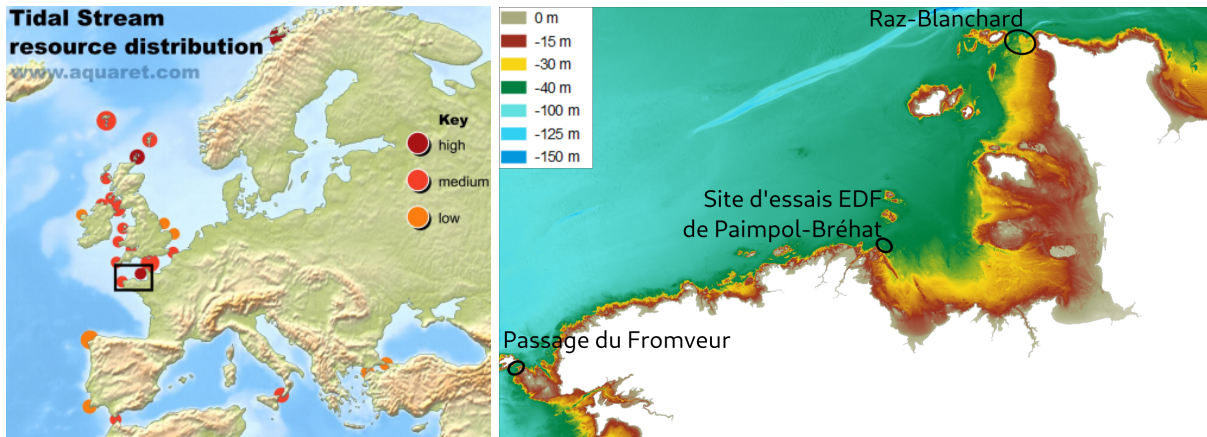


FIGURE 5 – À gauche : carte européenne de la ressource hydrolienne basée sur la vitesse des courants établie dans le cadre du projet européen *Aqua-RET*. Le rectangle noir marque la zone présentée à droite. À droite : carte de la bathymétrie en Manche occidentale et position des sites prometteurs de la zone.

Le Raz Blanchard, un site aussi complexe que prometteur

Le Raz Blanchard se situe à la pointe du Cotentin, en Normandie, comme montré par la figure 5 (droite). Plus précisément, il s'agit d'un passage étroit entre l'île d'Aurigny (*Alderney Island*) et le cap de la Hague (figure 6). Il porte ce nom car, même quand il n'y a pas de vent, des moutons blancs (écume) se forment à la surface de l'eau à cause du courant.

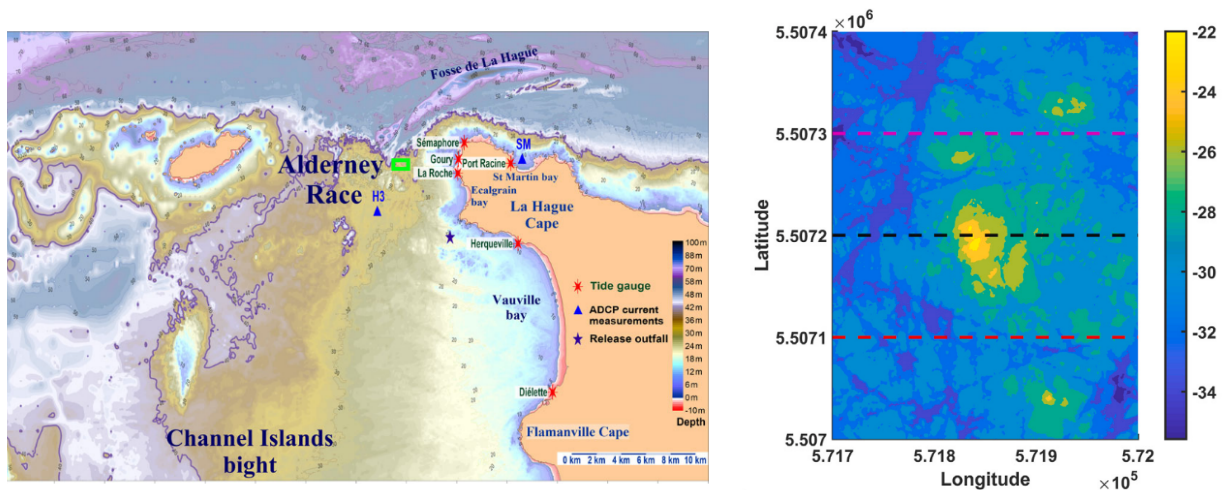


FIGURE 6 – À gauche : bathymétrie générale du Raz-Blanchard (*Alderney Race*) issue de BAILLY DU BOIS et al. (2020). Le rectangle vert matérialise la position de la concession HydroQuest pour le projet Flowatt (hydrolienne montrée figure 2). À droite : Zoom sur un exemple de bathymétrie de grande dimension au Raz Blanchard, issu de MERCIER et al. (2020).

Le Raz Blanchard est une zone de la Manche présentant une bathymétrie particulièrement accidentée et complexe (figure 6 gauche). Il est divisé en deux zones : la zone nord où les fonds marins ont une profondeur supérieure à -50 m et la zone sud où la profondeur est comprise entre -40 m et -20 m (FURGEROT et al. 2019). S'ajoutent à cela des variations locales de bathymétrie dépassant régulièrement 5 m et pouvant atteindre 10 m (figure 6 à droite) (IKHENNICHEU et al. 2019b ; MERCIER et al. 2021).

Dans cette zone, la vitesse des courants de marée est très rapide. La figure 7, présente les

courants de marée moyen et maximum rencontrés au Raz Blanchard. Ils ont été calculés à l'aide de la version bi-dimensionnelle (2D) du modèle numérique MARS (Model for Applications at Regional Scale), puis moyennés sur la hauteur d'eau. Localement, au niveau de la concession HydroQuest marquée par un rectangle rouge sur la carte du haut, la vitesse moyenne atteint 2 m/s et la vitesse maximale atteint 5 m/s (flots de grandes marées). Les positions des maximums de vitesse de courant varient en fonction du marnage (vives ou mortes eaux) et de la direction du courant (flot ou jusant).

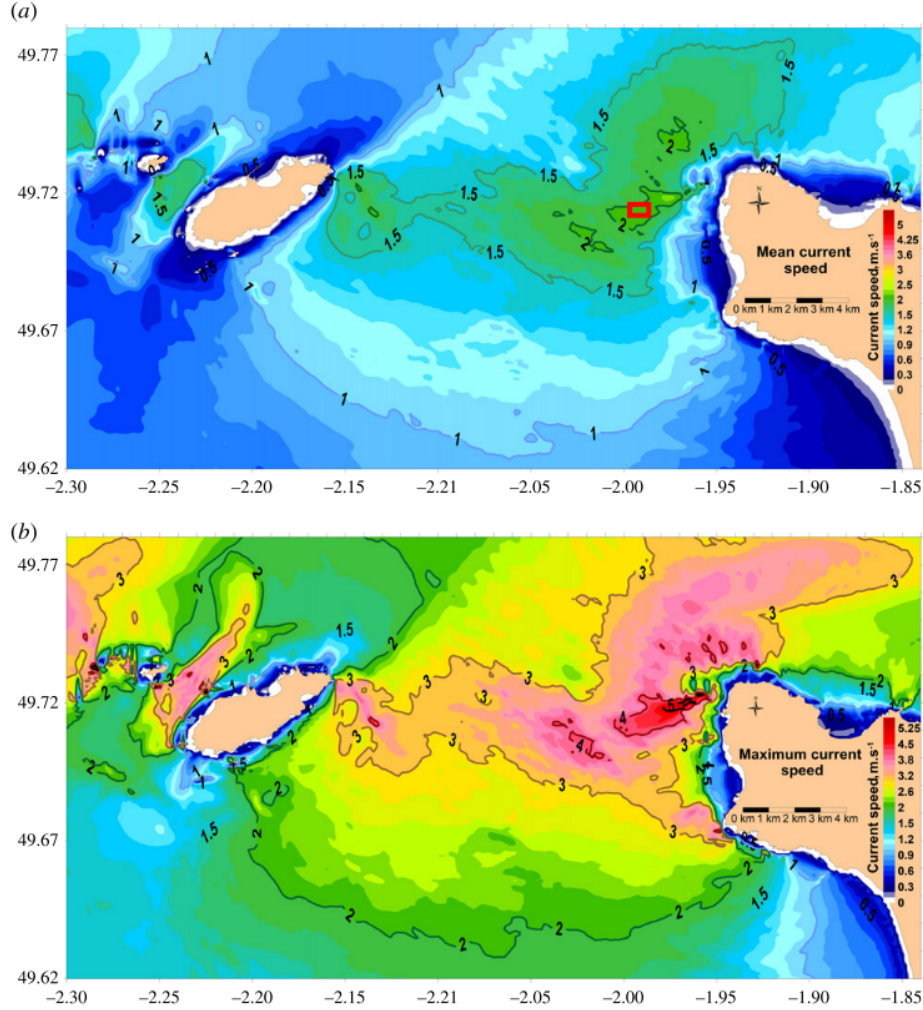


FIGURE 7 – Cartes des vitesses du courant de marée issues de BAILLY DU BOIS et al. (2020) et calculées avec MARS 2D sur deux cycles lunaires couvrant l'équinoxe de printemps et des marées de syzygie. En haut (a) : vitesses moyennes et rectangle rouge : concession HydroQuest. En bas (b) : vitesses maximales.

La figure 8 présente des profils de vitesse verticaux mesurés au Raz Blanchard. Ils sont d'une grande variété autant en termes de pente que de vitesse moyenne sur la colonne d'eau. Pour les classifier, on utilise des lois de puissance (*Power-laws*). Elles permettent de comparer les profils de vitesse grâce à un unique coefficient et sont définies comme :

$$U_{PowerLaw}(z) = U_{ref} \times \left(\frac{z}{D_e} \right)^{1/\alpha} \quad (1)$$

avec $U_{PowerLaw}(z)$ le profil de vitesse obtenu, U_{ref} une vitesse moyenne de l'écoulement au choix en fonction du cas d'étude (par exemple, sur la colonne d'eau ou sur la gamme de profondeur

de l'étude), D_e la profondeur d'eau et α le coefficient de la loi de puissance (PETERSON et al. 1977; SOULSBY 1997; SENTCHEV et al. 2020).

Le Raz Blanchard étant un cas complexe, une large étude de caractérisation des vitesses a été menée en tractant un ADCP (instrument acoustique de mesure de vitesse du courant en mer) derrière un bateau pour balayer une grande zone. Lors de ces mesures, les conditions étaient calmes, permettant d'associer les variations de conditions hydrodynamiques à la position de mesure et à la marée uniquement (SENTCHEV et al. 2020). Dans ce cadre-là, les auteurs ont montré qu'au Raz Blanchard, les coefficients de puissance sont compris entre 4 et 14. Le coefficient $\alpha = 7$ est le plus communément rencontré, notamment au Raz Blanchard, comme à Puget Sound (dans le nord-ouest de l'état de Washington aux Etats-Unis), dans le passage du Fromveur (entre l'archipel de Molène et l'île d'Ouessant, Finistère) ou aux abords de l'île d'Anglesey en mer d'Irlande (GOOCH et al. 2009; THIÉBAUT et al. 2017; LEWIS et al. 2017).

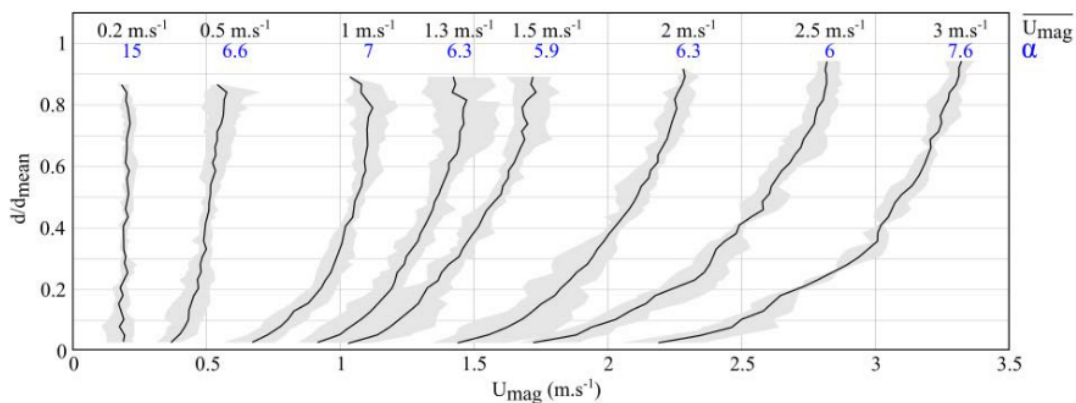


FIGURE 8 – En gris, enveloppes des profils correspondant à la vitesse moyenne indiquée en haut \overline{U}_{mag} . En noir, profils de vitesse moyennés en temps pour les différentes vitesses \overline{U}_{mag} . Le profil de vitesse moyen à chaque vitesse moyenne \overline{U}_{mag} est associé à un coefficient α qui définit sa loi de puissance. Cette figure est issue de FURGEROT et al. (2018).

En plus de la grande variété de profils verticaux de vitesse, les courants de marée du Raz Blanchard sont très turbulents.

La turbulence désigne l'état d'un fluide dans lequel la vitesse varie de manière irrégulière et significative, en fonction du temps et de l'espace. Plus précisément, les écoulements turbulents sont tridimensionnels, instationnaires et chaotiques (exemple : torrent de montagne ou fumée qui sort d'une cheminée). Pour quantifier le niveau d'agitation du fluide, on définit l'intensité turbulente comme le ratio entre l'écart-type de la vitesse en un point donné et sa moyenne, en %. En dessous de 5%, l'écoulement est peu turbulent. Au-dessus de 15%, l'écoulement est très turbulent. De plus, les écoulements turbulents contiennent une large gamme d'échelles de tourbillons. Les tourbillons de grande taille dépendent fortement de leur processus de génération, comme celui rencontré autour d'un obstacle de fond dans le cas des courants de marée. On associe à ces écoulements turbulents l'échelle "intégrale", qui correspond à l'échelle des tourbillons les plus énergétiques de l'écoulement. C'est une grandeur permettant de caractériser ce type d'écoulement. Au contraire, les petites structures tourbillonnaires sont universelles, et déterminées par la vitesse à laquelle elles reçoivent, grâce à la viscosité, l'énergie des grandes échelles (POPE 2000). On leur associe l'échelle de KOLMOGOROV (1941), à laquelle la dissipation de l'énergie a lieu. Vu leurs tailles et leurs niveaux d'énergie, cette quantité est difficilement calculable à partir de données expérimentales. Ce transfert d'énergie entre l'échelle intégrale et l'échelle de KOLMOGOROV est couramment appelé cascade énergétique de la turbulence (décrite qualitativement pour la première fois par Lewis F. RICHARDSON (1922), météorologiste britannique). Ce

phénomène physique est facilement identifiable à partir des densités spectrales de puissance de vitesses présentant une pente en $f^{-5/3}$.

Au Raz Blanchard, comme ailleurs en mer, la caractérisation de la turbulence n'est pas évidente. Elle est principalement basée sur des mesures ADCP dont la fréquence d'échantillonnage est assez faible et les volumes de mesure de plus en plus grands à mesure que la distance à l'instrument augmente. Ces mesures présentent donc un moyennage spatial variable ne donnant accès qu'aux grosses structures tourbillonnaires. Malgré ces biais majeurs, ces mesures permettent d'estimer l'intensité turbulente et l'échelle intégrale des sites à fort potentiel hydrolien. D'après THIEBAUT et al. (2020), au Raz Blanchard, l'intensité turbulente moyenne dans la direction principale de l'écoulement est comprise entre 13% et 17.5%. L'échelle intégrale associée est comprise entre 60 m et 90 m dans la direction principale de l'écoulement.

Les caractéristiques de la turbulence dans les courants de marée sont propres à chaque site et varient en fonction du jour, de l'instant du cycle de marée et même des conditions météorologiques. De plus, leurs dynamiques riches et complexes ne sont pas mesurables instantanément et simultanément en plusieurs points de l'espace avec les instruments actuels. Pour étudier les différents phénomènes physiques en jeu afin d'appréhender sereinement l'installation des hydroliennes en mer, il est nécessaire de reproduire ces conditions expérimentalement et numériquement. Cela permet à la fois de contrôler les conditions imposées et d'avoir accès à des données bien plus résolues en temps et en espace. Dans ces travaux de reproduction de la turbulence, une attention particulière doit être portée aux grandes échelles de la turbulence qui sont spécifiques et fortement conditionnées par ce qui les génèrent. Ainsi, les principales études ce sont concentrées sur les interactions des courants de marée avec les obstacles de fond significatifs (BEST 2005 ; OMIDYEGANEH et al. 2011 ; IKHENNICHEU 2019 ; MERCIER 2019). Ces études ont le plus souvent été réalisées avec des courants uniformes, sans prendre en compte le profil vertical de vitesse, le taux de turbulence et la houle, afin de simplifier les cas d'étude dans un premier temps. Il est maintenant nécessaire de compléter ces études en reproduisant des cas plus réalistes combinant davantage d'éléments présents en mer et ainsi d'étudier les effets cumulés.

En Manche, de la houle est très régulièrement présente. Souvent décrite comme une somme d'ondes sinusoidales élémentaires, celles-ci suivent en général une répartition spectrale dite de JONSWAP (HASSELMANN et al. 1973). On définit alors deux paramètres pour les décrire : H_s , la hauteur significative des vagues qui correspond à la hauteur moyenne crête à creux du tiers des vagues les plus grandes et T_p , la période de pic. Au Raz Blanchard, les vagues ont une hauteur significative H_s moyenne égale à 1.3 m et toujours comprise entre 0 m et 5 m. Ces houles viennent de l'Ouest, donc de l'océan Atlantique, leurs périodes de pic T_p sont généralement comprises entre 10 s et 16 s (DREAL BASSE-NORMANDIE 2012 ; FURGEROT et al. 2020) et leurs longueurs d'ondes moyennes sont de l'ordre de 100 m. Ces houles interagissent avec les courants de marée : au flot, le courant est dans le même sens que la houle qui se fait alors "étirer" tandis qu'au jusant la houle est contre-courant et sa longueur d'onde diminue (BENNIS et al. 2022).

De plus, la houle est perceptible dans la colonne d'eau jusqu'à une profondeur égale à sa demi-longueur d'onde (BOUGIS 1993). Au Raz Blanchard, la profondeur moyenne dans la zone envisagée pour installer des hydroliennes (Sud du Raz) est d'environ 40 m, ce qui est inférieur à la demi-longueur d'onde des houles (environ 50 m) dans des conditions moyennes. La houle y est donc régulièrement perceptible jusqu'au fond. Dans la colonne d'eau, la houle induit un mouvement circulaire et répétitif sur le fluide, appelé vitesse orbitale. La figure 9 présente les vitesses orbitales théoriques d'une houle linéaire et régulière, dite de Airy. Les vitesses orbitales induites par la houle interagissent avec le courant déjà turbulent présent sur les sites à haut potentiel hydrolien. La houle apporte au milieu de l'énergie focalisée autour de sa fréquence de pic. Elle augmente le niveau moyen des fluctuations de vitesse et peut modifier le profil vertical de vitesse. Ces interactions sont étudiées depuis les années 1980 (BREVIK et al. 1979 ; THOMAS

1981 ; KEMP et al. 1981 ; BADDOUR et al. 1990 ; GROENEWEG et al. 2003 ; MARGARETHA 2005). Plus récemment, les interactions houle – courant sont étudiées en prenant en compte les spécificités des sites hydroliens prometteurs. Ces études sont principalement numériques (GUILLOU et al. 2016 ; GUILLOU 2017 ; LAFFITTE 2018 ; BENNIS et al. 2018) et les modèles se basent généralement sur des données *in situ* ou sur des essais en bassin. Des travaux complémentaires sont donc nécessaires car l’ajout de la houle aux conditions déjà complexes des sites à fort potentiel hydrolien vient apporter une complexité supplémentaire à la dynamique de ces sites.

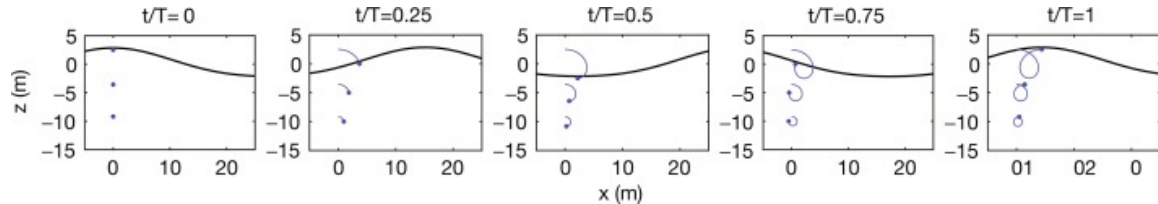


FIGURE 9 – Évolution de la trajectoire de 3 particules soumises aux vitesses orbitales d’une houle se propageant de gauche à droite. Sur cette figure T correspond à la période de pic. Cette figure est issue de KUKULKA (2019).

Plan du manuscrit

Dans ces travaux, l’objectif est de comprendre précisément comment les gradients de vitesse, la turbulence et la houle interagissent entre eux et modifient leurs propriétés respectives. Cela permet de déterminer s’il est pertinent d’étudier séparément ces différents éléments et leurs effets sur les hydroliennes. Ces travaux visent à répondre aux questions suivantes : dans quelle mesure la présence de houle ou d’un gradient vertical de vitesse impacte la dynamique du sillage turbulent d’un obstacle de fond ? Et, quels sont les effets d’un gradient vertical de vitesse sur le fonctionnement d’une hydrolienne ?

Outre cette introduction, ce manuscrit est composé de trois chapitres :

- le premier chapitre présente comment la reproduction expérimentale des différents éléments conditionnant l’hydrodynamique des sites à haut potentiel hydrolien est réalisée dans le bassin d’essais à houle et courant de l’Ifremer. Après une description générale du bassin d’essais et de son instrumentation pour la mesure de vitesse, trois parties présentent comment les larges structures tourbillonnaires, les profils de vitesse et la houle sont reproduits et les écoulements obtenus ;
- le deuxième chapitre est dédié à la caractérisation des effets de la houle sur le sillage d’un obstacle de fond significatif. Après une étude approfondie des échanges d’énergie autant au niveau de l’initialisation du sillage qu’au niveau de son développement, les outils sont étendus à une large gamme de houles co et contre-courant pour déterminer les paramètres de houle influençant le développement des structures tourbillonnaires ;
- le troisième chapitre évalue les effets des gradients verticaux de vitesse dans les sites hydroliens. Après une étude de leurs effets sur les chargements moyens perçus par un obstacle de fond et sur son sillage proche, l’impact des gradients verticaux de vitesse est caractérisé sur une hydrolienne tri-pales à axe horizontal.

Le manuscrit se conclut par une discussion générale sur l’ensemble des points abordés et par la proposition de perspectives d’études.

Chapitre 1

Reproduction expérimentale des conditions *in situ*

En mer, dans les sites à haut potentiel hydrolien, les profils verticaux de vitesse des courants de marée sont cisailés (LEWIS et al. 2017; FURGEROT et al. 2018) et les bathymétries sont complexes et singulières (FURGEROT et al. 2019). Régulièrement, de la houle est aussi présente sur ces sites (BENNIS et al. 2022). Ils sont donc le lieu d’interactions hydrodynamiques complexes qui nécessitent d’être comprises pour permettre une extraction durable de l’énergie des courants par des hydroliennes.

Ce chapitre a pour objectif de décrire, dans un premier temps, le fonctionnement général du bassin d’essais à recirculation de l’Ifremer et ses moyens de mesure de vitesse de courant utilisés pour ces travaux (*i.*). Ensuite, il présente les techniques utilisées pour reproduire dans ce bassin les profils verticaux de vitesse (*ii.*), les structures tourbillonnaires issues de l’interaction courant – bathymétrie (*iii.*), et la houle (*vi.*) rencontrés dans les sites hydroliens. Pour chaque condition *in situ* modélisée expérimentalement, la description des moyens expérimentaux mis en place est suivie de la caractérisation fine des écoulements obtenus.

1.1 Bassin d’essais et instruments de mesure

Cette première partie décrit le fonctionnement général du bassin d’essais à houle et courant de l’Ifremer et les techniques de mesure de vitesse de l’écoulement utilisées dans ces travaux.

1.1.1 Fonctionnement général du bassin à recirculation de l’Ifremer

Dans ces travaux, les essais ont été réalisés au bassin à houle et courant de l’IFREMER à Boulogne-sur-Mer, présenté figure 1.1. Il s’agit d’un bassin à recirculation de 700 m³ d’eau douce, mise en mouvement par deux pompes d’une puissance totale de 500 kW. Elles permettent d’atteindre des vitesses de courant jusqu’à 2.2 m/s dans la partie utile du bassin (encadrée par des pointillés rouge sur la figure 1.1). La partie utile du bassin présente une surface libre de 20 m de long. Sa section d’essai fait 2 m de profondeur et 4 m de large. Quatre vitres sont positionnées sur le côté de la partie utile du bassin et permettent d’observer les essais et d’utiliser des instruments de mesure optique sans traverser la surface libre. D’autres systèmes de mesure peuvent être fixés sur les passerelles mobiles (*mobile trolley*), équipées de tables de déplacement 2D motorisées. Le fond mobile (*elevating floor*), au milieu de la veine, est équipé d’un plateau tournant (*rotary plate*) lui-même équipé d’une balance permettant de fixer des structures au fond de l’eau tout en mesurant les chargements qu’elles subissent.

Dans ces travaux, on associe à la section d’essais du bassin un repère orthonormal direct $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ avec \vec{x} dans le sens principal de l’écoulement (de gauche à droite sur figure 1.1), \vec{y} des vitres d’observation vers le mur opposé du bassin et \vec{z} l’axe vertical ascendant, du

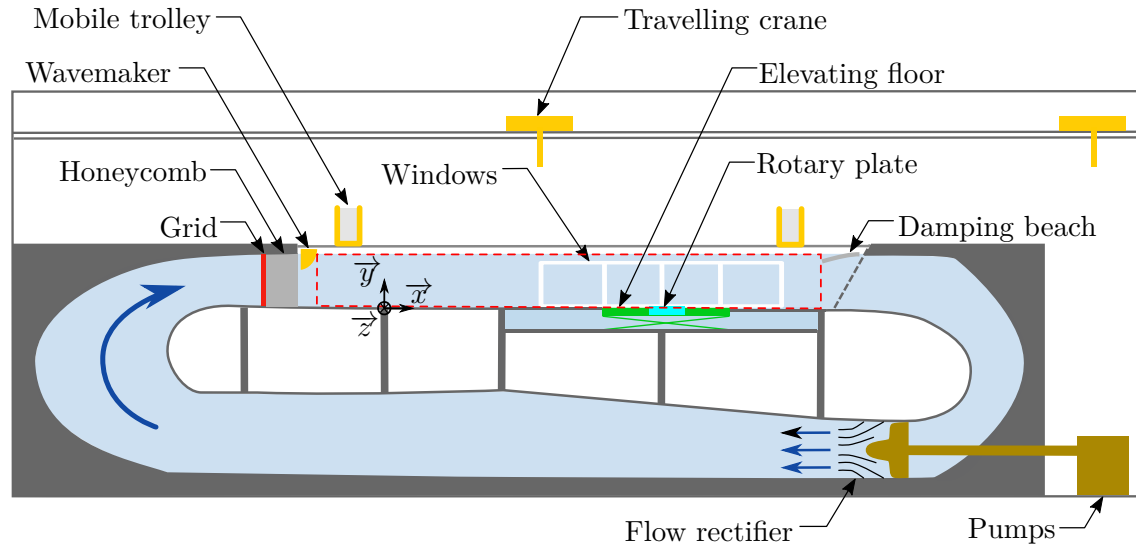


FIGURE 1.1 – Représentation schématique du bassin d’essais à houle et courant de l’IFREMER. La partie utile du bassin est encadrée en pointillé rouge et mesure 20 m de long, 4 m de large et 2 m de profondeur.

fond du bassin vers la surface libre. On définit la vitesse instantanée (en m/s) de l’écoulement par $U(x, y, z, t)$, $V(x, y, z, t)$, $W(x, y, z, t)$ suivant les directions \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} respectivement. Le paramètre t (en secondes) est l’instant de la mesure de vitesse. Les vitesses peuvent être écrites selon la décomposition de Reynolds comme suit : $U(x, y, z, t) = \overline{U(x, y, z)} + u'(x, y, z, t)$ où U est la vitesse instantanée, \overline{U} est la moyenne temporelle de la vitesse instantanée sur le temps considéré et u' la composante fluctuante de la vitesse instantanée. U_∞ , V_∞ et W_∞ désignent la vitesse imposée par les pompes dans la section utile du bassin. La vitesse dans le bassin est unidirectionnelle selon \vec{x} donc on a toujours $V_\infty = 0$ et $W_\infty = 0$.

1.1.2 Instruments de mesure

Pour caractériser les écoulements générés dans la veine d’essai du bassin, deux techniques de vélocimétrie laser sont utilisées : la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et la Vélocimétrie Laser Doppler (LDV). Ces deux techniques de mesure de vitesse sont utilisées alternativement car elles sont complémentaires en termes de résolutions temporelle et spatiale. La PIV permet de faire des mesures de deux composantes de la vitesse, à une fréquence d’acquisition moyenne, dans un plan, tandis que la LDV permet la mesure des 3 composantes de la vitesse, à haute fréquence, mais ponctuellement. Cette partie présente le fonctionnement de ces deux systèmes et détaille leurs avantages et inconvénients respectifs. Les manières dont ils ont été utilisés au cours de ces trois années sont également présentées pour identifier leurs limites et comprendre les différences de qualité des données provenant d’une même technique de mesure. Les améliorations techniques et les procédures d’utilisation des moyens de mesures, qui ont eu lieu pendant cette thèse, sont détaillées et discutées ici. Ainsi, cette partie est un support pour la meilleure compréhension des données utilisées au cours de cette étude.

Pour les mesures par vélocimétrie laser, un ensemencement de l’eau du bassin d’essais est nécessaire. Ici, les particules sont des billes de verre de $10 \mu\text{m}$ de diamètre recouvertes d’une fine couche d’argent. Leur densité est très proche de celle de l’eau afin qu’elles soient entraînées à la même vitesse que l’écoulement et sans le perturber.

1.1.2.1 Vélométrie par Image de Particules – PIV

La PIV est la technique de mesure de vitesse de l'écoulement la plus utilisée dans ces travaux. Pour mesurer la vitesse, on enregistre avec une caméra, des images des particules éclairées par une nappe laser (figure 1.2) dans le plan de mesure. À chaque pas de temps t , la caméra, synchronisée au laser, capture deux images à un intervalle de temps Δt très court et tel que $\Delta t \ll t$. Le déplacement des particules entre deux images espacées de Δt est ensuite calculé à l'aide d'une corrélation croisée spatiale entre ces deux images. On obtient alors, à chaque instant t , un champ de vitesse dans toute la partie de la nappe laser capturée par la caméra. Dans cette configuration classique de la PIV, on accède ainsi à deux composantes (2C) de la vitesse dans un plan (2D), horizontal ou vertical.

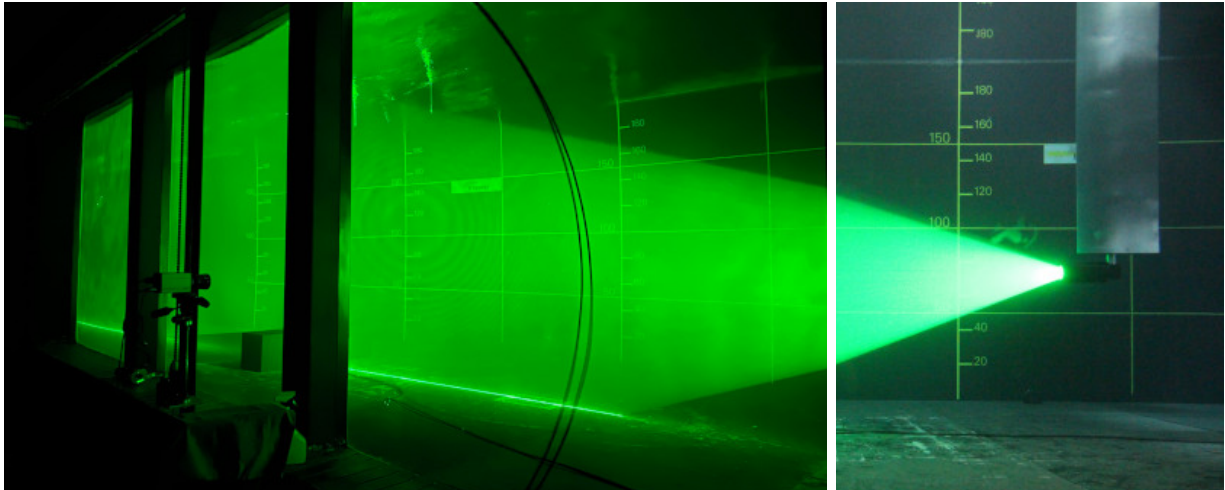


FIGURE 1.2 – À gauche : Nappe laser correspondant au plan de mesure PIV vertical, vue par les vitres latérales du bassin et caméra sur son système de déplacement. À droite : partie basse du mât PIV profilé (utilisé depuis 2019) et canon d'où sort la nappe laser.

Le système utilisé ici est développé par la société DANTEC©. Pour éclairer le plan de mesure, un laser Nd-YAG de type GEMINI-LIKE, de longueur d'onde 532 nm et composé de deux cavités de 200 mJ est utilisé. Il est capable d'illuminer de manière suffisamment intense un plan de mesure jusqu'à environ 1.6 m de longueur et 1.2 m de largeur, avec une épaisseur de nappe de l'ordre du 1 cm. Le laser est fixé en haut d'un mât, lui-même fixé à une table de déplacement qui permet de balayer une section yz du bassin. Le tout est fixé sur une passerelle qui se déplace selon l'axe x du bassin (*mobile trolley* sur la figure 1.1). Le mât utilisé pour transmettre le faisceau laser sous la surface libre est en acier inoxydable et de forme profilée depuis 2019, comme présenté figure 1.2 (droite). Avant 2019, le mât était moins rigide et comportait un profil moins efficace (moins profilé), induisant des vibrations causées par les tourbillons émis dans son sillage.

Pour capturer les paires d'images, deux caméras ont été utilisées. Leurs caractéristiques sont détaillées dans le tableau 1.1. Dans les deux cas, la fréquence d'acquisition $f_e = 1/t$ est égale à 15 Hz et les acquisitions durent 200 s, donc 3000 paires d'images sont acquises. Pour les deux caméras et avec l'objectif utilisé, les particules sont détectées sur 4 à 10 pixels, suivant la distance nappe laser - caméra. Les différences majeures entre ces deux caméras sont la résolution et la numérisation. La nouvelle caméra (HighSense Zyla) possède une résolution spatiale deux fois plus grande que la précédente (FLOWSENS EO-2M) comme présenté dans le tableau 1.1. Les niveaux de gris sont également plus précis avec la nouvelle caméra. Ces deux paramètres permettent une amélioration considérable des images acquises mais augmentent aussi considérablement le volume de données acquises.

Dans ces travaux, les données de quatre campagnes d'essais sont utilisées. Au cours de ces campagnes PIV, les instruments ont évolué et notre maîtrise et la qualité du système de mesure

Caméras	Flowsens EO-2M	HiSense Zyla
Caractéristiques techniques		
Type de capteur	2 CCD	1 CMOS
Résolution maximum	1600 px × 1200 px (2.0×10^6 pixels)	2560 px × 2160 px (5.5×10^6 pixels)
Taille pixels	7.4 μm	6.5 μm
Δt minimal	200 ns	<150 ns
Numérisation (Codage niveaux de gris)	8 ou 10 bits	12 ou 16 bits
Distance focale de l'objectif	25 mm	25 mm

TABLEAU 1.1 – Caractéristiques techniques des deux caméras utilisées pour les mesures PIV

Cas d'étude	Cylindre	Cylindre et cisaillement	Cylindre	Cylindre et houle
Orientation plan PIV	Verticale	Verticale	Horizontale	Verticale
Section manuscrit	1.3	3.1	1.3	2 et 1.4
Date campagne	2018	2021	2021	2022
Lors de l'acquisition				
Section mât	\approx circulaire	profilé	profilé	profilé
Caméra	FLOWSENS EO-2M	FLOWSENS EO-2M	HiSense Zyla	HiSense Zyla
Δt [μs]	1600	1200	600	900 puis 4000 ou 8000
Traitement des images sur DYNAMICSTUDIO				
Pré-traitement images	—	—	Soustraction du niveau de gris mini	Soustraction image moyenne
Calcul des vitesses	Corrélation croisée simple	Corrélation croisée simple	Corrélation croisée simple	Adaptive PIV max 5 passes
Fenêtre interrogation	$32 \times 32 \text{ px}^2$	$32 \times 32 \text{ px}^2$	$32 \times 32 \text{ px}^2$	$64 \times 64 \text{ px}^2$
Grille interpolation	$16 \times 16 \text{ px}^2$	$16 \times 16 \text{ px}^2$	$16 \times 16 \text{ px}^2$	$32 \times 32 \text{ px}^2$
Post-traitement UOD	5×5 vecteurs	5×5 vecteurs	9×9 vecteurs	5×5 vecteurs
Champ [m^2]	1.15 × 0.43	1.14×0.70	0.92×0.78	1.6×1.12
Discretisation [mm]	12	12	6	20

TABLEAU 1.2 – Caractéristiques techniques du système PIV utilisé et paramétrage du traitement de données utilisé en fonction des campagnes d'essais

a augmenté. Lors des acquisitions, la mise en place et le paramétrage ont été améliorés. Les méthodes utilisées ont été adaptées à la qualité grandissante des paires d'images pour accéder à des champs de vitesse moins bruités et de plus grandes dimensions. Le tableau 1.2 présente ces évolutions techniques et méthodologiques. Lors de l'acquisition des données, les points clés sont la forme du mât qui a permis de stabiliser la nappe laser et le paramètre Δt , qui conditionne la taille des fenêtres d'interrogation utilisable pour extraire les champs de vitesse des images. La détermination de ce paramètre-ci n'était pas maîtrisée au début des travaux. L'annexe B détaille la manière dont nous avons validé les données de la dernière campagne PIV ("Cylindre et houle" dans le tableau 1.2) avec un Δt trop faible grâce à des mesures complémentaires.

Le traitement des données est composé de trois phases. Tout d'abord, la qualité des images est améliorée en retirant le niveau de gris du fond pour éviter des corrélations entre des éléments

fixes présents sur toutes les photos. La corrélation entre les deux images d'une paire, découpées en fenêtre d'interrogation, est ensuite calculée. La taille des fenêtres est définie en fonction de la quantité de particules éclairées, et du temps Δt entre deux images d'une paire. Cette corrélation peut être calculée plusieurs fois successivement, sur des fenêtres d'interrogation de plus en plus petites pour affiner le calcul de la vitesse. Finalement, les vecteurs aberrants sont remplacés grâce à l'*Universal Outlier Detection* (WESTERWEEL et al. 2005). Les données utilisées dans ces travaux sont donc convergées et de qualité suffisante comme présenté dans IKHENNICHEU (2019) et leur qualité s'est améliorée au fil des campagnes, avec une incertitude de l'ordre du cm/s.

1.1.2.2 Vélométrie Laser Doppler - LDV 3C

La LDV trois composantes (3C) est la deuxième méthode utilisée pour avoir accès à la vitesse de l'écoulement. Elle permet de mesurer les trois composantes de la vitesse de l'écoulement en un point, à haute fréquence (de l'ordre d'environ 100 Hz dans notre installation). Le système LDV 3C est composé de trois sources laser de longueurs d'ondes différentes : 488 nm (bleu), 514 nm (vert) et 532 nm (jaune). Chacune de ces trois sources est divisée en deux faisceaux, l'un "braggé" grâce à une cellule de Bragg (cristal sur lequel est fixé un piézo-électrique vibrant), l'autre non modifié. Ces 6 faisceaux sont transmis dans l'optique émettrice grâce à des fibres optiques puis focalisés au point de mesure, à 600 mm de la sonde. Les positions et angles auxquels les faisceaux sont émis sont fixes et dépendent de la géométrie de la sonde (voir figure 1.3 modulo la calibration de la sonde). Les faisceaux font environ 0.12 mm de diamètre et le volume de mesure, au croisement de tous les faisceaux, fait environ 0.01 mm³. En leur point de croisement, les faisceaux braggés et non-braggés d'une même longueur d'onde interagissent et forment un réseau de franges d'interférences défilantes. Lorsqu'une particule réfléchissante traverse ce réseau de franges, la lumière réfléchie fluctue en intensité à une fréquence proportionnelle à sa vitesse (effet Doppler). Cette lumière réfléchie (faisceaux rétro-diffusés) est reçue par une lentille réceptrice au centre de la sonde et est ensuite focalisée sur un photo-détecteur. La vitesse de la particule est alors égale au produit de la fréquence Doppler et de la distance inter-frange. La fréquence d'acquisition n'est pas constante et dépend du passage des particules dans le volume de mesure, donc du nombre de particules présentes dans le milieu et de leurs vitesses. Dans ces travaux, la fréquence moyenne d'acquisition est comprise entre 50 Hz et 150 Hz environ. Les vitesses mesurées par LDV sont ré-échantillonnées régulièrement lorsque cela est nécessaire pour appliquer des méthodes de traitement de données comme le calcul de densités spectrales de puissance.

Du fait de la géométrie de la sonde, les trois vitesses mesurées ne sont pas directement U , V , et W . La vitesse mesurée par la paire de faisceaux de biais (longueur d'onde dans le jaune) doit être projetée dans le repère du bassin pour obtenir la composante manquante (V ou W selon le sens d'utilisation de la sonde, la sonde pouvant tourner autour de l'axe x) grâce à une matrice de passage définie à chaque calibration. Dans ces essais, la sonde est utilisée en mode non coïncident pour augmenter la fréquence d'acquisition. Cela signifie que les particules n'ont pas besoin d'être détectées en même temps par les trois paires de faisceaux pour que leurs vitesses soient mesurées et enregistrées.

Comme pour la PIV, l'utilisation de la sonde LDV 3C a été perfectionnée durant ces travaux. L'amélioration de la calibration de la sonde et l'affichage de signaux temporels et des spectres de vitesse sur le logiciel ont permis d'identifier des sources de bruit et d'incertitude puis de les éliminer ou de les limiter. Le lien fort entre le bon alignement des faisceaux à l'entrée de la fibre optique avec la cellule de rétro-diffusion et la fréquence d'échantillonnage a également été démontré. Ces constats ont permis de diminuer les biais de mesure expliquant des écarts de quelques pourcents sur les valeurs moyennes et fluctuantes entre les données acquises début 2021 (utilisées dans les parties 1.2 et 3.2) et celles acquises un an plus tard (partie 1.3).

Ainsi, ces techniques de vélocimétrie laser permettent de mesurer les vitesses des particules

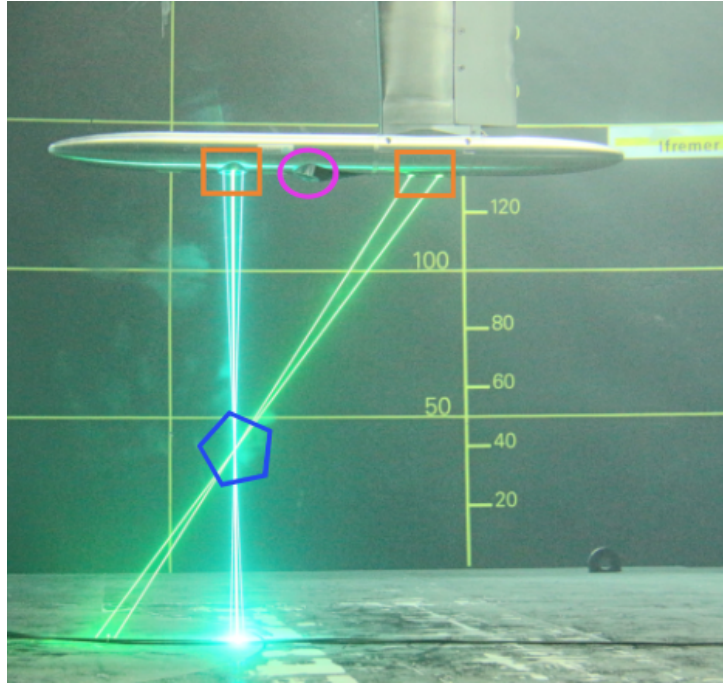


FIGURE 1.3 – Sonde LDV 3 composantes de Dantec Dynamics en position 0° , vers le fond. Rectangles oranges : sorties des 3 paires de faisceaux. Cercle rose : optique réceptrice. Au centre du pentagone bleu : point de croisement des 6 faisceaux, où se fait la mesure de vitesse.

transportées par l'écoulement avec une fréquence d'acquisition de 15 Hz pour la PIV et d'environ 100 Hz pour la LDV. La PIV permet de mesurer deux composantes de la vitesse dans un plan de l'ordre du m^2 , avec une discrétisation spatiale de 0.5 cm à 2 cm selon la distance entre le plan laser et la caméra, la résolution de la caméra et la quantité de particule dans l'écoulement. Elle permet d'étudier les grandes structures présentes dans l'écoulement. La LDV, au contraire, mesure, après projection dans le repère du bassin, les trois composantes de la vitesse en un unique point. Elle permet l'étude des fluctuations de vitesse associées à des temps courts et donc de mieux caractériser les échelles temporelles de la turbulence. Ces systèmes sont donc pleinement complémentaires en termes de résolution spatiale et temporelle. Malgré l'utilisation de deux systèmes de mesure de la vitesse différents et les améliorations dans leur utilisation, les écarts entre les vitesses et écarts-types des différentes campagnes ne dépassent pas 2% une fois les données corrigées pour prendre en compte les erreurs de mise en place et de mesure. Lorsque les écarts sont supérieurs, les raisons de ceux-ci sont expliquées dans les sections où les données sont utilisées. L'ensemble de ces systèmes de mesure de l'écoulement est utilisé dans le cadre de cette thèse et les résultats obtenus seront présentés et détaillés dans les chapitres suivants.

1.2 Profils verticaux de vitesse

Pour se rapprocher un maximum des conditions *in situ*, le profil incident de vitesse du bassin d'essais est modifié à l'aide de grilles. Ce dispositif expérimental est détaillé puis les profils de vitesse obtenus sont caractérisés.

1.2.1 Dispositif expérimental

La volonté de modifier le profil de vitesse incidente du bassin d'essais provient d'une dynamique commune avec Martin MOREAU, doctorant en thèse CIFRE HYDROQUEST et IFREMER (MOREAU et al. 2023). Pour cela, en s'inspirant des travaux de ISLAM et al. (2013), nous avons

mis en place plusieurs agencements de grilles et grillages. Ces agencements ralentissent graduellement l'écoulement selon la direction verticale du bassin d'essais en fonction de la porosité utilisée. Trois agencements, homogènes dans la largeur du bassin, ont été retenus. Ils sont nommés "*Panel 1*", "*Panel 2*" et "*Panel 3*" et sont présentés figure 1.4. Le cas d'origine du bassin, appelé "*Original grid*", est le cas de référence et permet de comparer quatre conditions de cisaillement. Les agencements sont composés de deux types de grillage (en photo sur la partie droite de la figure 1.4) : le plus large composé de mailles de 10 mm de côté et de barreaux de 2 mm de diamètre ; le plus fin composé de mailles de 2 mm de côté et des barreaux de 0.7 mm de diamètre. Les barreaux sont des tiges en acier inoxydable, qui, croisés à la perpendiculaire, forment le grillage. Ces deux types de grillages sont disposés en plusieurs couches sur la grille d'origine du bassin qui sert de support. Dans les cas *Panel 2* et *Panel 3*, nous avons choisi d'empêcher totalement le passage de l'écoulement en obstruant la partie basse du bassin avec une plaque PVC de 3 mm d'épaisseur et 20 cm de haut. Cela permet de ralentir davantage l'écoulement sur la partie basse de la colonne d'eau et de générer des fluctuations de vitesse, donc d'augmenter le niveau de turbulence.

Ces panneaux, une fois assemblés, sont installés à l'entrée de la veine d'essais du bassin, en amont du nid d'abeille, sur la grille d'origine du bassin comme présenté sur la figure 1.5.

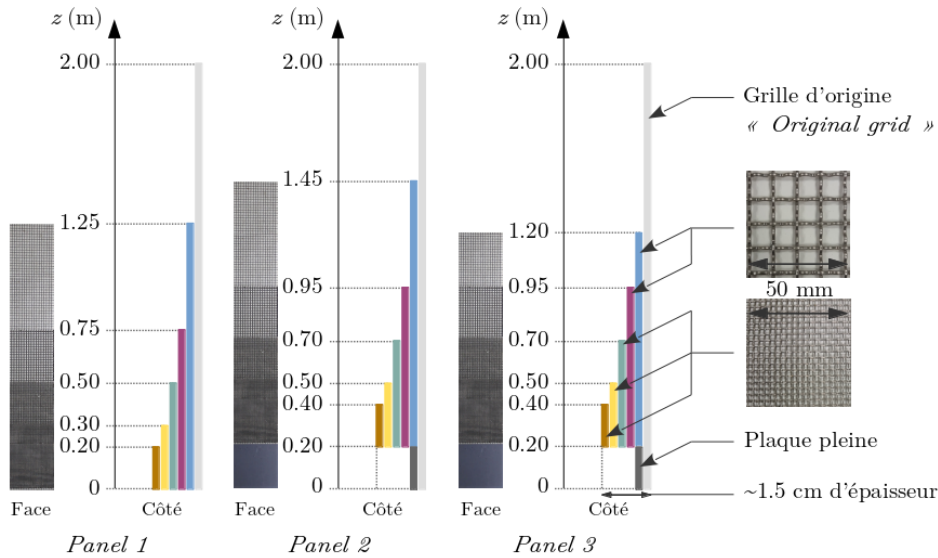


FIGURE 1.4 – Configurations d'agencement de grilles et grillages retenues pour la génération de profils de vitesse cisailés. Ces agencements sont uniformes sur la largeur du bassin mais non uniformes selon la hauteur. La configuration *Panel 2* est la configuration *Panel 1* rehaussée de 20 cm par une plaque pleine. La configuration *Panel 3* est la configuration *Panel 2* à laquelle on a retiré les 25 cm supérieurs de grille.

1.2.2 Caractérisation des profils verticaux de vitesse

Grâce aux agencements des grilles, le profil de vitesse d'origine du bassin est modifié pour obtenir des profils avec un gradient de vitesse, fonction de la profondeur. Ces profils sont caractérisés au centre du volume utile du bassin, c'est-à-dire autour de la balance d'efforts du fond du bassin, sur laquelle seront fixés le cylindre et l'hydrolienne étudiés dans ces conditions ($x = 0$, cf. figure 1.5). Pour cette caractérisation, la LDV 3C est utilisée.

La figure 1.6 présente les profils de vitesse longitudinale moyenne $\overline{U}(z)$ obtenus à $(x, y) = (0 \text{ m}, 0 \text{ m})$. Les profils sont obtenus pour une vitesse de consigne du bassin $U_\infty = 1.0 \text{ m/s}$. Ainsi, le régime des pompes et donc le débit est le même dans tous les cas. Le profil de vitesse usuel du bassin (*Original grid*) est quasiment constant au-dessus de $z \approx 0.3 \text{ m}$, c'est-à-dire au-dessus

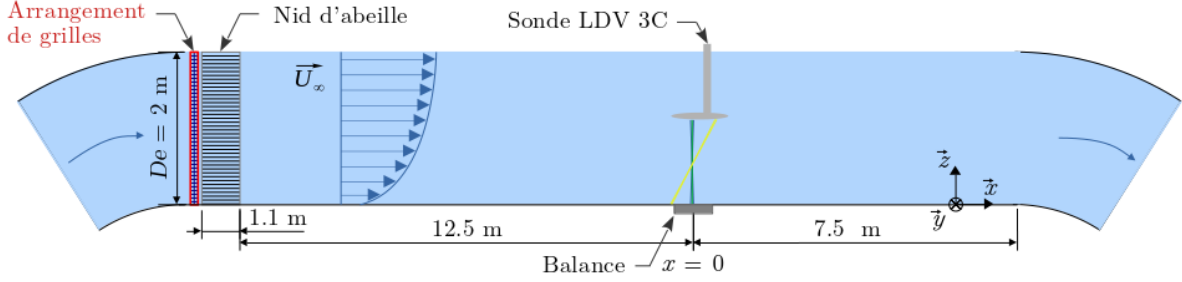


FIGURE 1.5 – Représentation schématique du bassin d'essais. Les agencements de grillages sont fixés juste en amont du nid d'abeille, sur la grille d'origine (encadrée en rouge).

de la couche limite du fond du bassin décrite dans IKHENNICHEU et al. (2019b). À $(x, y) = (0\text{ m}, 0\text{ m})$, au-dessus de la balance, les profils de vitesse $\overline{U}(z)$ obtenus grâce aux agencements de grillages sont, comme attendu, plus cisailés que celui d'origine du bassin. Les autres composantes moyennes de la vitesse, $\overline{V}(z)$ et $\overline{W}(z)$, sont toujours inférieures à 0.02 m/s (pas montrées ici) et donc ne sont pas étudiées dans la suite des travaux. Ces conclusions sont aussi vraies dans le reste du volume d'essais, en $x = -2\text{ m}$ et $x = 1.5\text{ m}$ (en amont et en aval de la balance), où les profils de vitesses obtenus sont identiques à ceux mesurés en $x = 0\text{ m}$. De plus, en $x = 0\text{ m}$, il y a moins de 10% de différence entre les profils réalisés latéralement entre $y = -1\text{ m}$ et $y = 1\text{ m}$. En adimensionnant par la vitesse moyenne sur toute la colonne d'eau, on constate que les profils de vitesse sont également inchangés de $U_\infty = 0.6\text{ m/s}$ à $U_\infty = 1.2\text{ m/s}$. Pour l'*Original grid*, on considère que le gradient de vitesse $\partial\overline{U}(z)/\partial z$ est nul hors de la couche limite. Les profils de vitesse les plus cisailés sont issus des *Panels 2* et *3*. Pour ces deux agencements de grillages, le profil de vitesse a un gradient égal et presque constant entre $z = 0.05\text{ m}$ et $z = 1.05\text{ m}$. Plus haut dans la colonne d'eau, autour de $z = 1.25\text{ m}$, une sous-vitesse apparaît pour le *Panel 2* tandis que l'écoulement accélère dans le cas du *Panel 3*. Le profil de vitesse obtenu grâce au *Panel 1* est un intermédiaire entre le cas non cisailé hors couche limite (*Original grid*) et les cas où le cisaillement s'étend sur toute la hauteur du bassin. Son gradient de vitesse est intermédiaire et presque constant sur la partie basse du bassin mais il présente une forte sous-vitesse autour de $z = 1\text{ m}$. Les sous et sur-vitesses présentes sur la moitié supérieure de la colonne d'eau sont attribuées à la naissance de petites couches de mélange à la frontière supérieure des agencements de grillages.

La figure 1.7 (gauche) montre que les profils de vitesse obtenus peuvent être comparés avec les profils de vitesse mesurés *in situ*, au Raz Blanchard et au large de l'île de Bréhat (positionnés sur la carte 6). Au Raz-Blanchard, les profils de vitesse sont inclus entre des lois de puissances (équation 1) de coefficient $\alpha = [4; 14]$ et le profil de vitesse le plus commun est une loi de puissance avec $\alpha = 7$ (SENTCHEV et al. 2020). La loi de puissance avec $\alpha = 7$ est aussi le profil de vitesse le plus couramment retrouvé sur les sites à haut potentiel hydrolien (LEWIS et al. 2017). Le profil de vitesse représentatif du site d'essais en mer de Paimpol-Bréhat ($48^\circ 54.5815' \text{ N}$; $2^\circ 53.44897' \text{ O}$) est issu des mesures réalisées dans le cadre de la mission OceanQuest d'HYDROQUEST, présentées dans MOREAU et al. (2022). Pour comparer les profils de vitesse aisément, ils sont adimensionnés par la moyenne spatiale de la vitesse $\overline{U}(z)$ entre $z = 0.65\text{ m}$ et $z = 1.35\text{ m}$ c'est-à-dire sur la hauteur du rotor de la maquette d'hydrolienne Ifremer (zone grisée sur la figure 1.7 (droite)). Le fonctionnement de l'hydrolienne est étudié dans ces écoulements cisailés dans la partie 3.2. L'axe des ordonnées est adimensionné par la profondeur d'eau moyenne D_e du lieu d'où provient le profil : $z^* = z/D_e$. Ainsi, $z^* = 0$ au fond et $z^* = 1$ à la surface. Cette figure met en évidence la grande différence entre le profil de vitesse d'origine du bassin (*Original grid*) et les profils de vitesse mesurés *in situ*. Au contraire, les profils de vitesse issus des *Panels 1, 2* et *3* s'en rapprochent car ils présentent un gradient important de

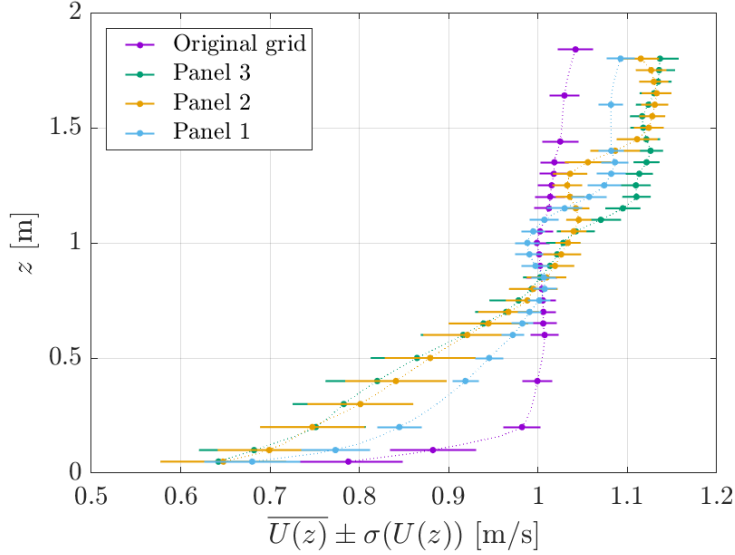


FIGURE 1.6 – Profils de vitesse moyenne $\overline{U}(z)$ pour les quatre agencements de grilles. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type de la vitesse $\sigma(U(z))$.

vitesse sur toute la colonne d'eau. Ils sont dans la gamme de profils de vitesse rencontrés au Raz-Blanchard malgré les zones de sous-vitesses et sur-vitesses que présentent les *Panels 1* et *2*, et le *Panel 3* respectivement.

Sur la figure 1.7 (droite), le profil de vitesse longitudinale du cas *Panel 3* est approximé avec la loi de puissance la plus proche possible sur la hauteur balayée par le rotor de la maquette d'hydrolienne. La loi de puissance obtenue a les paramètres suivants : $U_{ref} = 1.19$ m/s (à la surface) et $\alpha = 4$ et est tracée en bleu. Elle correspond aux écoulements les plus cisailés, c'est-à-dire avec le plus fort gradient de vitesse qu'on peut rencontrer au Raz-Blanchard (SENTCHEV et al. 2020). Le *Panel 3* constitue ainsi un cas d'étude très intéressant car il représente probablement l'un des cas de gradient de vitesse les plus importants présents en Manche.

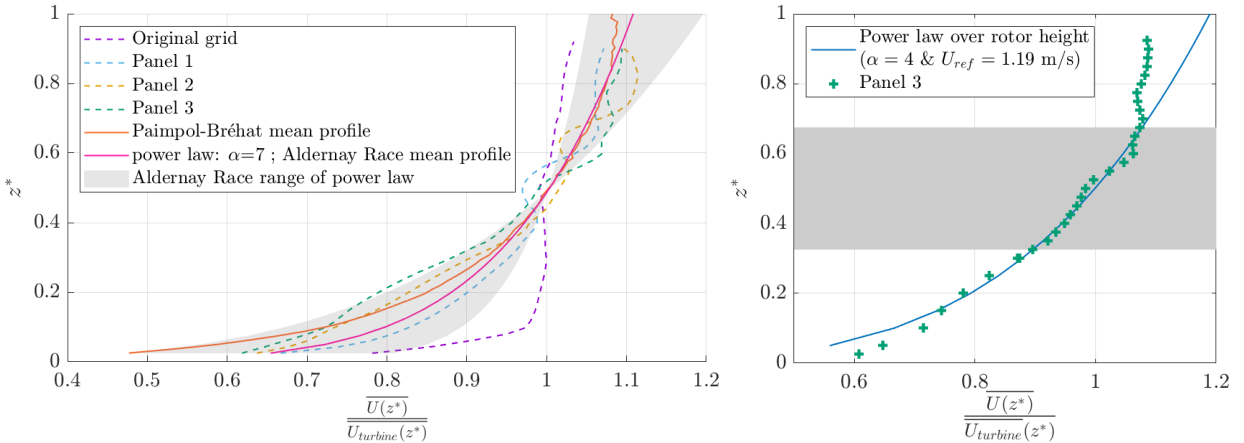


FIGURE 1.7 – Gauche : Profils de vitesse $\overline{U}(z)$ du bassin comparés aux profils de vitesse *in situ*. Ils sont adimensionnés par la vitesse moyenne sur la hauteur du rotor de la maquette d'hydrolienne. Droite : Profil de vitesse $\overline{U}(z)$ de *Panel 3* et la plus proche loi de puissance sur la hauteur du rotor.

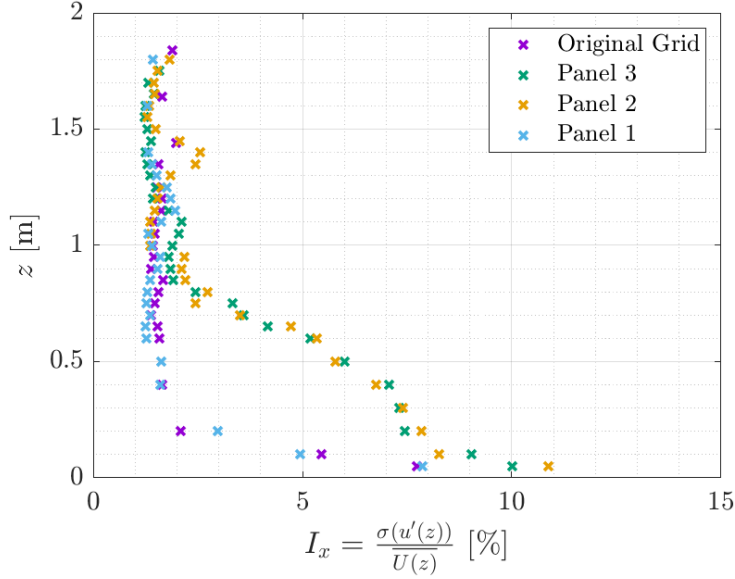


FIGURE 1.8 – Intensité turbulente 1D. Profils d’intensité turbulente valables pour des vitesses amont de $U_\infty = 0.6$ m/s à $U_\infty = 1.2$ m/s.

Ensuite, l’intensité turbulente dans la direction \vec{x} , définie comme :

$$I_x = 100 \frac{\sigma(u'(z))}{U(z)} \quad (1.1)$$

, avec σ l’opérateur écart-type, est présentée pour les quatre cas dans la figure 1.8. L’*Original grid* et le *Panel 1* ont un niveau de turbulence très faible sauf dans la couche limite du fond du bassin. Sur la moitié inférieure du bassin, l’intensité turbulente est de $\langle I_x \rangle_{z \in [0.05; 1.0]} = 2.2\%$ et sur la hauteur du rotor de l’hydrolienne, $\langle I_x \rangle_{z \in [0.35; 1.65]} < 2\%$. L’opérateur $\langle \square \rangle_{z \in [a; b]}$ correspond à la moyenne spatiale de \square entre $z = a$ m et $z = b$ m. Pour les *Panel 2* et *Panel 3*, le niveau de turbulence atteint 10% à 5 cm du fond du bassin et sur la moitié inférieure du bassin : $\langle I_x \rangle_{z \in [0.05; 1.0]} = 8.0\%$. Sur l’aire balayée par les pales de l’hydrolienne, l’intensité turbulente 1D varie entre 1.5% et 3.5%. Cette augmentation marquée de la turbulence dans la moitié inférieure de la colonne d’eau est causée par la présence de la plaque de PVC placée en bas de l’agencement de grilles et grillages. Elle bouche complètement les rangs inférieurs du nid d’abeille, qui se comportent alors comme une marche descendante (*Backward Facing Step*), génératrice de tourbillons dans l’écoulement et responsable d’une augmentation du niveau de turbulence (NEZU et al. 1989; LE et al. 1997).

Finalement, le contenu spectral des écoulements est présenté dans la figure 1.9. Pour cela, dans les quatre cas, la densité spectrale de puissance (PSD) est calculée puis tracée à quatre hauteurs $z = [0.05; 0.1; 0.6; 0.8]$ m. Comme attendu avec les profils d’intensité turbulente (figure 1.8), quelle que soit la hauteur (dans la moitié inférieure de la colonne d’eau ici), il y a jusqu’à quatre fois plus d’énergie présente à basse fréquence ($f < 1$ Hz) dans les cas *Panels 2* et *3* que dans les deux autres cas. Dans les cas *Original grid* et *Panel 1*, hors de la couche limite du fond ($z = 0.6$ m ou $z = 0.8$ m), pour les fréquences inférieures à 5 Hz, les spectres ne suivent pas la pente en $f^{-5/3}$, caractéristique de la dissipation inertielle de la turbulence. C’est le nid d’abeille qui donne ce caractère à l’écoulement, en cassant les structures tourbillonnaires principalement dans les directions \vec{y} et \vec{z} . À basses fréquences, les amplitudes des PSDs des cas *Original grid* et *Panel 1* sont aussi beaucoup plus faibles (1 ordre de grandeur) que pour les *Panels 2* et *3*. Dans le cas des *Panels 2* et *3*, les PSDs ont une pente en $f^{-5/3}$. Lorsque $z < 0.7$ m, hauteur où l’intensité turbulente est importante, les PSD présentent des pics entre

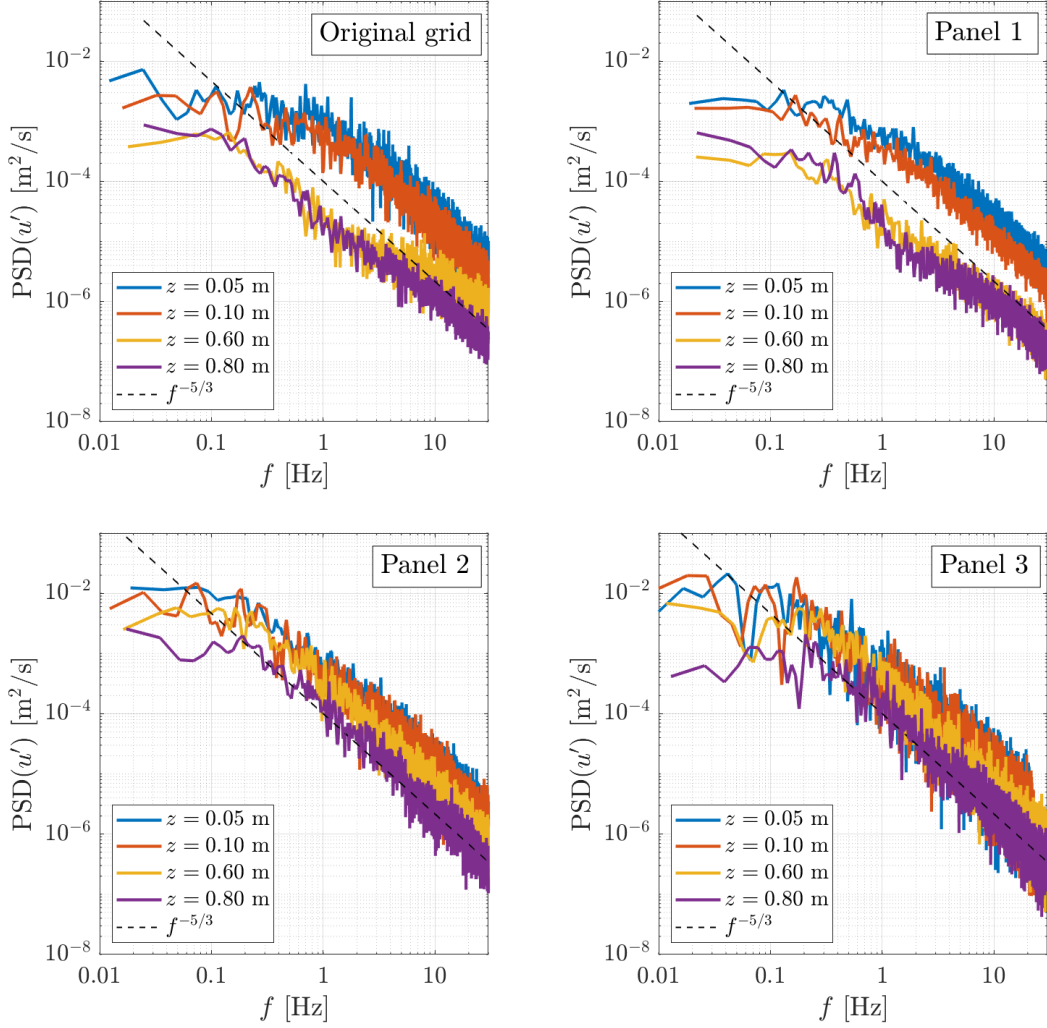


FIGURE 1.9 – Densités spectrales de puissances (PSD) de la vitesse fluctuante $u'(z, t)$ pour les 4 cas de cisaillement, à 4 positions z .

0.05 Hz et 0.20 Hz. Dans cette zone, la turbulence est donc liée à un passage périodique de petits tourbillons, présents dans le sillage des marches descendantes (créées ici par le nid d'abeille bouché en amont et sur une hauteur de 20 cm).

1.2.3 Synthèse

En résumé, trois profils verticaux de vitesse longitudinale $\overline{U}(z)$ avec des caractéristiques propres peuvent être générés grâce à des agencements de grilles et grillages spécifiques. Ainsi, nous pouvons comparer les effets de quatre profils de vitesse sur le sillage et les efforts exercés sur un obstacle sous-marin ou une hydrolienne.

Pour l'étude de l'obstacle de fond (qui est présenté juste après), seuls trois des quatre profils sont utilisés (le cas *Panel 3* étant mis de côté). Les trois profils de vitesse sont peu différents sur la hauteur de l'obstacle qui correspond à la hauteur de la couche limite mais différent au-dessus. Lorsque $z > H$, les *Panels 1* et *2* gardent le même gradient de vitesse que dans la couche limite alors que le gradient de vitesse de l'*Original grid* est nul. Le *Panel 2* reste également turbulent au-dessus de la couche limite et des structures tourbillonnaires sont présentes et passent sur la gamme de fréquences [0.05;0.2] Hz. Cependant, la vitesse moyenne sur la hauteur de l'obstacle est différente selon les cas ce qui complique l'étude des seuls effets du gradient vertical de vitesse. Les effets de ces profils de vitesse verticaux sur l'obstacle (sillage et efforts) sont présentés dans

la partie 3.1.

Pour l'étude des effets du cisaillement sur l'hydrolienne, les quatre profils de vitesse sont utilisés. Si les profils sont très différents, la turbulence présente sur la surface balayée par le rotor est faible dans tous les cas et la vitesse longitudinale moyenne sur le rotor est identique pour tous les cas. Concernant les gradients de vitesse, l'*Original grid* ne présente pas de cisaillement sur la hauteur du rotor et le *Panel 3* génère un gradient vertical de vitesse constant et important (comme les plus forts trouvés au Raz-Blanchard) sur toute la hauteur du rotor. Les deux autres cas sont plus complexes : les *Panel 1* et *2* génèrent un gradient vertical de vitesse sur la hauteur du rotor mais présentent aussi des sous-vitesses locales. Les effets de ces profils de vitesse verticaux sur l'hydrolienne sont présentés dans la partie 3.2.

1.3 Écoulements turbulents issus de l'interaction bathymétrie – courant de marée

Cette partie décrit la méthode utilisée pour modifier l'écoulement afin de reproduire la turbulence issue de l'interaction courant-fond marin présente *in situ*. Les conditions obtenues dans le bassin d'essais sont ensuite caractérisées. Cette partie vient compléter les travaux de doctorat de Maria IKHENNICHEU (2019) qui décrit plus en détails la méthodologie de définition des obstacles.

1.3.1 La variation bathymétrique type

Pour se rapprocher des conditions hydrodynamiques que l'on trouve en mer dans un bassin d'essais à recirculation, les variations locales de bathymétrie peuvent être représentées par des obstacles canoniques. Un long cylindre, de section carrée, est utilisé dans ces travaux. Il a été imaginé pendant la thèse de Maria IKHENNICHEU (2019) et a été dimensionné pour être représentatif des plus grosses variations bathymétriques présentes au Raz-Blanchard. Sa hauteur est égale à $1/8^{\text{ème}}$ de la colonne d'eau donc d'environ 5 m en mer et 25 cm au bassin d'essais, pour une profondeur moyenne de 40 m en mer et 2 m ($= D_e$) au bassin. On a donc une similitude géométrique entre la hauteur d'eau et la hauteur de l'obstacle. Pour garantir la similitude entre les écoulements en mer et en bassin, deux nombres sans dimension doivent également être conservés entre les deux cas. Le nombre de Froude est le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle de pesanteur d'un écoulement. Il est défini comme :

$$Fr = \frac{U_\infty}{\sqrt{gD_e}} \quad (1.2)$$

On choisit la vitesse caractéristique de notre écoulement comme celle en entrée de notre zone d'étude donc U_∞ . g est la constante d'accélération gravitationnelle et D_e la profondeur d'eau. Le nombre de Reynolds est le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses présentes dans le fluide étudié. Ici, il est défini en utilisant la hauteur H de l'obstacle et la même vitesse caractéristique que précédemment.

$$Re_H = \frac{U_\infty H}{\nu} \quad (1.3)$$

avec $\nu = 10^{-6}$ m²/s la viscosité cinématique de l'eau. Au Raz-Blanchard, d'après BAILLY DU BOIS et al. (2020), le maximum local de la vitesse moyenne du courant atteint 2 m/s et le maximum local des vitesses maximales observées dépasse les 5 m/s (voir figure 7). Le nombre de Froude est donc égal à $Fr = 0.25$ au maximum et le nombre de Reynolds atteint au maximum $Re_H = 2.5 \times 10^7$. En bassin, lorsqu'il n'y a pas de vagues, on choisit alors de travailler à $U_\infty = 1.0$ m/s, ce qui équivaut à un nombre de Froude égal à $Fr = 0.23$. Cela permet aussi d'avoir un nombre de Reynolds suffisamment grand ($Re_H = 2.5 \times 10^5$) pour se situer au-delà de

la zone de transition régime laminaire – régime turbulent du cylindre. Les écoulements générés sont alors supposés indépendants de celui-ci.

Concrètement, le cylindre utilisé pour représenter une variation bathymétrique majeure est un parallélépipède rectangle à base carrée, composé d'un assemblage de plaques de plexiglas de 5 mm d'épaisseur. Sa surface est lisse et peinte en noir mat afin de limiter la réflexion de la nappe laser utilisée pour les mesures PIV (figure 1.10). La section carrée du cylindre est de côté H , avec $H = 0.25$ m. Sa longueur est égale à $6H$. Dans le cylindre se trouve une balance qui permet de mesurer les efforts exercés sur la structure jusqu'à 1500 N et les moments jusqu'à 1000 N.m à une fréquence de 128 Hz (figure 1.11). Cette balance est fixée au fond du bassin et à la face supérieure du cylindre (renforcée avec une plaque en inox depuis début 2022). Cette balance peut être fixée au plateau tournant (*rotating plate*, figure 1.1) via une deuxième balance ou bien 2 m en amont du plateau tournant. Cela libère de l'espace en aval du cylindre et permet ainsi de faire des mesures plus loin en aval dans le sillage. Cela permet également d'avoir la même distance batteur – cylindre pour que la houle s'établisse quelle que soit sa direction de propagation (co-courant ou contre-courant). Le cylindre est surélevé de 5 mm par rapport au fond pour éviter qu'il ne touche le fond et que cela perturbe la mesure des efforts.

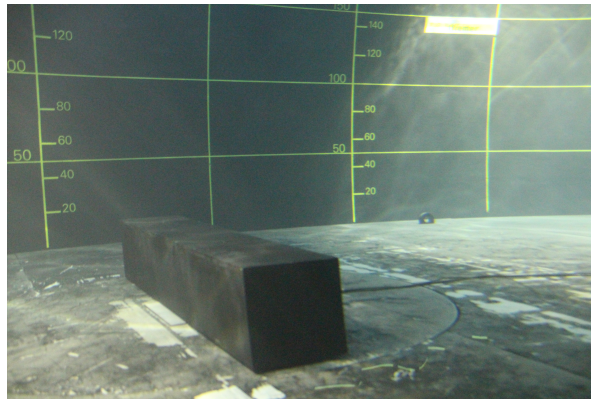


FIGURE 1.10 – Photo du cylindre monté sur le fond du bassin.

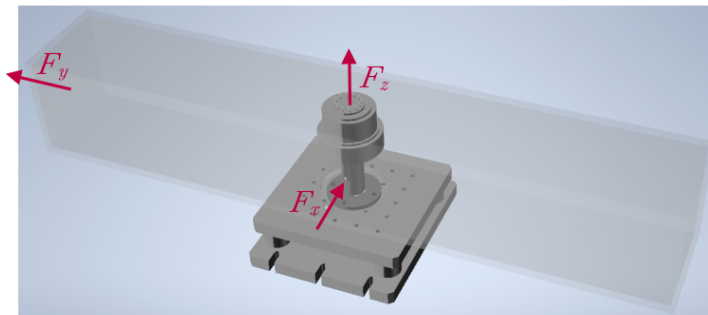


FIGURE 1.11 – Vue CAO du cylindre à base carrée (forme transparente) fixé à la balance de mesure d'efforts. La balance qui mesure les efforts perçus par le cylindre est de forme cylindrique et est fixée à une plaque du fond du bassin ou à la balance au fond du bassin représentée par le parallélépipède ici. Le fond du bassin est au niveau de la face supérieure du parallélépipède.

1.3.2 Caractérisation du sillage turbulent du cylindre

L'étude de l'écoulement turbulent généré par le cylindre à base carrée est effectuée à partir de l'analyse des données obtenues via deux campagnes PIV et une campagne LDV 3C. La première campagne PIV a été réalisée par Maria IKHENNICHEU (2019), une analyse spécifique de ces

données étant réalisée pour ces travaux. Ces mesures PIV ont été réalisées dans 3 plans latéraux (x, z). Le premier se situe dans le plan de symétrie du cylindre : $y = 0$ m et est appelé y_0 ensuite. Les deux autres sont parallèles à celui-ci et placés à $y = H = 0.25$ m et à $y = 2H = 0.50$ m de celui-ci, appelés respectivement y_1 et y_2 comme présenté figure 1.12 (gauche). En chaque position y , 12 plans de mesure sont considérés pour balayer une surface totale de 5 m de long et d'1 m de haut. Les données de vitesse obtenues permettent d'étudier le sillage du cylindre dans son ensemble.

La seconde campagne PIV a été réalisée en 2021 (avec le système PIV amélioré) afin de caractériser la composante transversale de la vitesse V dans le sillage proche du cylindre. Ces mesures ont été réalisées dans cinq plans horizontaux, agencés comme sur la figure 1.12 (droite), et placés dans la couche cisailée du cylindre et dans la zone de formation des larges structures tourbillonnaires. Dans les deux campagnes PIV, le temps d'acquisition est égal à 200 s.

La troisième campagne de mesures a été réalisée en fin d'été 2022 à l'aide du système LDV 3C. Les trois composantes de la vitesse ont été mesurées en 24 positions correspondant aux points sur la figure 1.12 (gauche). Le temps d'acquisition est égal à 5 min par point. Ces mesures permettent de mettre en évidence les mouvements transverses plus loin dans le sillage de l'obstacle.

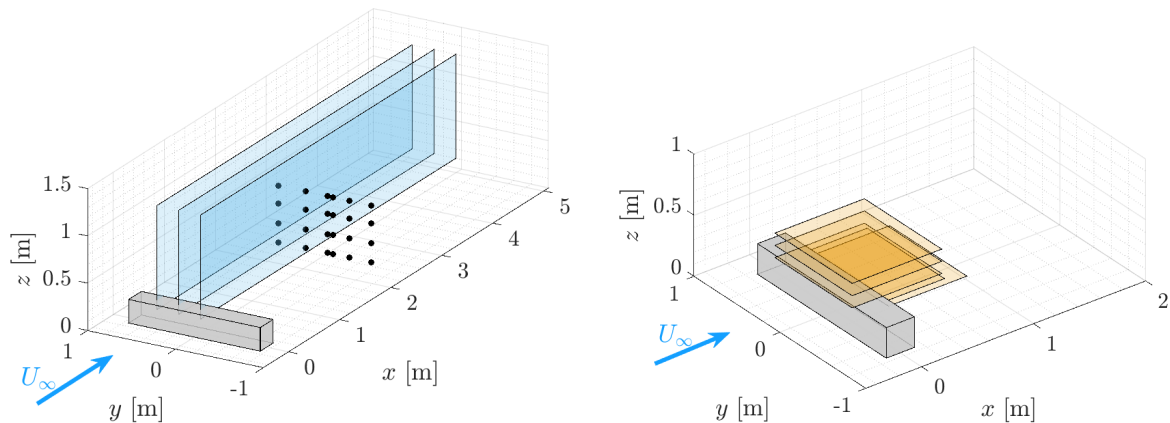


FIGURE 1.12 – Le cylindre gris représente l'obstacle étudié. Gauche : Plans de mesures PIV lors de la première campagne d'essais et points de mesure LDV 3C de la troisième campagne. Droite : Position des plans de mesure PIV lors de la deuxième campagne.

1.3.2.1 Vue d'ensemble du sillage

La figure 1.13 présente les champs moyens de vitesse longitudinale $\overline{U}(x, z)$ et verticale $\overline{W}(x, z)$ dans le sillage du cylindre dans le plan de symétrie y_0 du cylindre. La figure 1.14 présente les lignes de courant moyennes dans les plans y_0 , y_1 et y_2 . Ces figures mettent en évidence trois zones qui se détachent en aval du cylindre (CALHOUN et al. 2001). La première est la zone de recirculation ($\overline{U}(x, z) < 0$) juste derrière l'obstacle. Elle est séparée par une couche cisailée (fort gradient de vitesse sur une zone réduite) de l'extérieur du sillage ($\overline{U}(x, z) > 0.9 \times U_\infty$). Plus en aval, après le rattachement de l'écoulement (après $x = 1.5$ m dans les plans y_0 et y_1 ou après $x = 1.0$ m dans le plan y_2), la couche cisailée s'étale sur la moitié inférieure de la colonne d'eau. De plus, les lignes de courant sont très similaires entre les plans y_0 et y_1 . Le sillage du cylindre est donc bi-dimensionnel sur sa partie centrale, de $y = -H$ à $y = H$, en faisant l'hypothèse que l'écoulement est symétrique autour de y_0 (MARTINUZZI et al. 1993 ; IKHENNICHEU et al. 2019c).

Le contenu spectral du sillage du cylindre dans le plan y_0 est présenté figure 1.15. Pour obtenir ces cartographies, la composante fluctuante $u'(x, y, z, t)$ de la vitesse longitudinale est

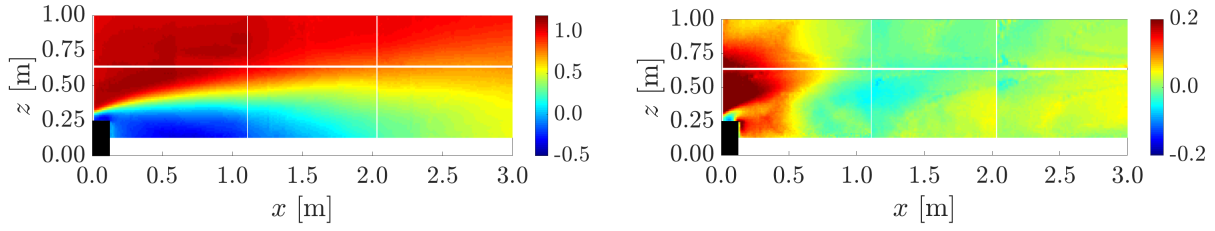


FIGURE 1.13 – Cartes d’isosurface de \bar{U} (à gauche) et \bar{W} (à droite), en m/s, dans le plan central ($y = 0$ m) du cylindre. Cette figure est issue de la thèse de Maria IKHENNICHEU (2019).

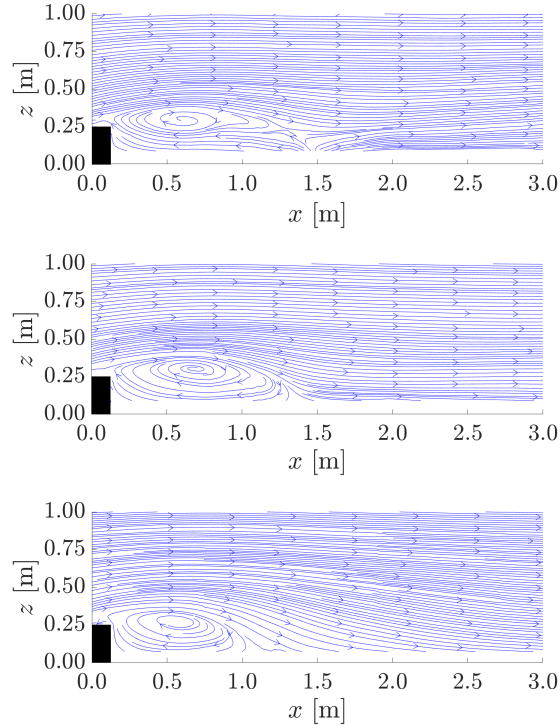


FIGURE 1.14 – Ligne de courant dans le sillage du cylindre. De haut en bas : dans le plan $y = 0$ m (y_0), $y = 1H = 0.25$ m (y_1) et $y = 2H = 0.50$ m (y_2). Ces figures sont issues de la thèse de Maria IKHENNICHEU (2019).

extraite le long de quatre lignes à x fixé : $x = [0.6; 1.5; 2.6; 3.7]$ m. La densité spectrale de puissance (PSD) est calculée à chaque position z le long de ces lignes. Les niveaux d’énergie de la PSD sont ensuite tracés en couleur dans des plans (z, f) avec z en [m] et f en [Hz]. Sur la figure 1.15, une colonne correspond à une position x dans le sillage de l’obstacle (indiquée en haut de la colonne). Par exemple, la troisième colonne correspond à la position $x = 2.6$ m. Sur cette colonne, à $z = 0.50$ m, des pics (en rouge) apparaissent entre 0.05 Hz et 0.30 Hz.

Dans le sillage du cylindre, le contenu spectral dépend des zones décrites précédemment. Dans la zone de recirculation, le niveau d’énergie est faible quelle que soit la fréquence. Au contraire, dans la couche cisailée, des pics bien marqués sont présents sur une large gamme de fréquences (jusqu’à $f = 0.5$ Hz). Dès qu’on sort du sillage proche du cylindre ($x \geq 1.5$ m ou $6H$), un pic très marqué émerge autour de la fréquence $f = 0.22$ Hz. Le nombre de Strouhal correspondant est défini par :

$$St = \frac{fH}{U_{ref}} \quad (1.4)$$

Ici, la vitesse U_{ref} est choisie comme la vitesse mesurée (LDV 3C) à la hauteur $z = 0.50$ m à la position du centre du cylindre $(x, y) = (0, 0)$ sans le cylindre : $U_{ref} = 0.99$ m/s comme

présenté plus en détail dans partie 1.2. Cette fréquence correspond à un nombre de Strouhal environ égal à $St = 0.06$. Ce nombre de Strouhal est caractéristique du lâcher tourbillonnaire qui s’organise dans le sillage du cylindre (IKHENNICHEU et al. 2019c). La fréquence associée à ce nombre de Strouhal est appelée f_{vtx} dans la suite des travaux. Dans le sillage du cylindre, les lâchers tourbillonnaires sont fortement énergétiques et remontent vers la surface, comme la couche cisailée, à mesure qu’on s’éloigne du cylindre. À $x = 4.8$ m, il ne reste que ce pic bien focalisé à f_{vtx} et toujours énergétique. En fait, à cette distance du cylindre, les tourbillons générés sur une large gamme de fréquences par le cylindre se sont agrégés pour former des tourbillons énergétiques à une fréquence spécifique. Cette agrégation des tourbillons a lieu dans la couche cisailée dès la fin de la zone de recirculation.

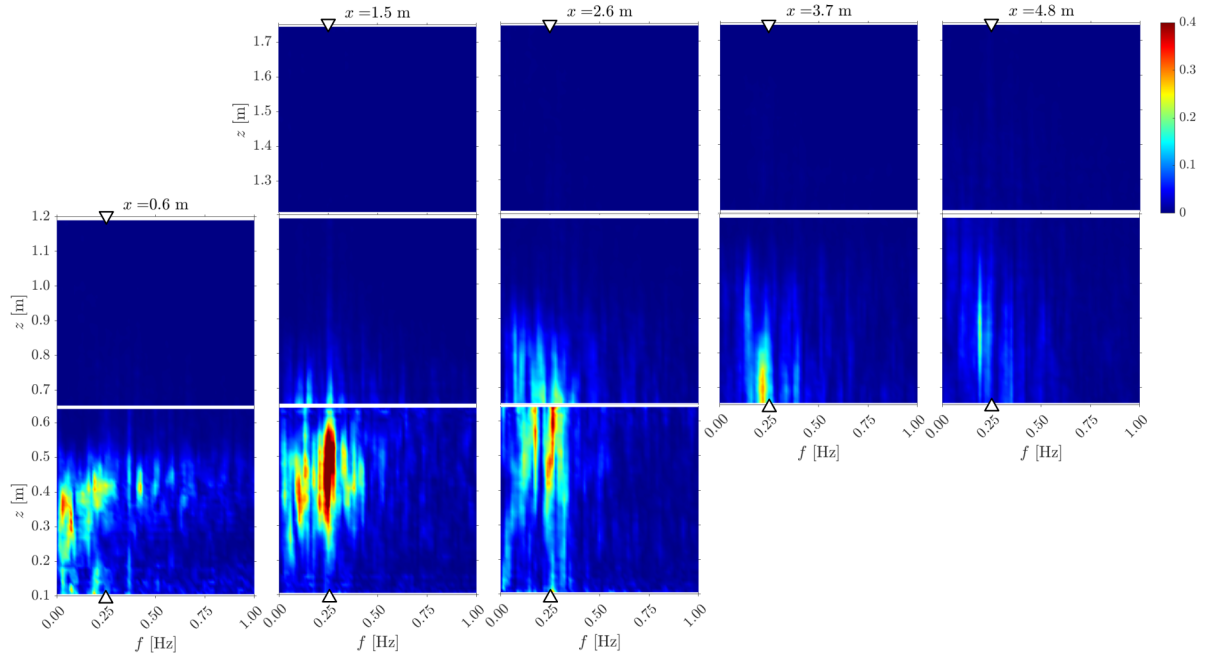


FIGURE 1.15 – Cartographie de la densité spectrale de puissance (PSD) de la composante fluctuante de la vitesse longitudinale $u'(x, z, t)$ dans le plan central $y=0$ du cylindre, en m^2/s . Les colonnes correspondent aux positions $x = [0.6; 1.5; 2.6; 3.7; 4.8]$ m de gauche à droite. Les zones rouges correspondent à un pic sur le spectre extrait à la position x (colonne) et z (axe des ordonnées) dans le sillage du cylindre. Les triangles blancs mettent en évidence la fréquence $f = 0.25$ Hz. Cartographie adaptée de MAGNIER et al. (2020)

Afin de caractériser la taille des structures tourbillonnaires dans le sillage du cylindre, l’auto-corrélation spatiale des deux composantes de la vitesse est utilisée. Le coefficient moyen de corrélation au point (x, z) par rapport à la position de référence (x_{ref}, z_{ref}) est calculé comme suit :

$$R_{v_i v_i}(x_{ref}, z_{ref}, x, z) = \frac{\overline{v'_i(x_{ref}, z_{ref})v'_i(x, z)}}{\sqrt{\overline{v_i'^2(x_{ref}, z_{ref})}}\sqrt{\overline{v_i'^2(x, z)}}}$$

avec v_i une composante de la vitesse (u ou w). Les coordonnées (x_{ref}, z_{ref}) correspondent au point où l’on calcule ensuite la taille statistique des structures tourbillonnaires. La figure 1.16 présente le champ R_{uu} avec $(x_{ref}, z_{ref}) = (2.6 \text{ m}, 0.9 \text{ m})$. La zone où la corrélation est significative forme une ellipse dont la taille est liée à celle des tourbillons qui passent à la position de référence. On établit un seuil tel que : $R_{uu} = 0.6$, qui permet de tracer une ellipse représentative de la taille des structures tourbillonnaire et toujours incluse dans les plans de mesure. Les ellipses obtenues sont (dans la grande majorité des cas) symétriques verticalement et horizontalement, ce qui permet de mesurer leur taille uniquement selon x et z . On obtient ainsi

quatre tailles statistiques des tourbillons : avec la composante u , L_{ux} selon x et L_{uz} selon z et avec la composante w , L_{wx} selon x et L_{wz} selon z . Ici, on ne trace que L_{ux} selon x et L_{wz} qui sont représentatives des quatre tailles obtenues. Avec cette méthode, les tailles statistiques des structures tourbillonnaires sont comparables entre les différentes positions mais sont sans unité vu qu'elles dépendent du seuil choisi. Ce calcul est réalisé le long des mêmes profils verticaux à x fixé que lors du calcul des PSDs ci-avant à l'aide de 10 à 20 points par profils.

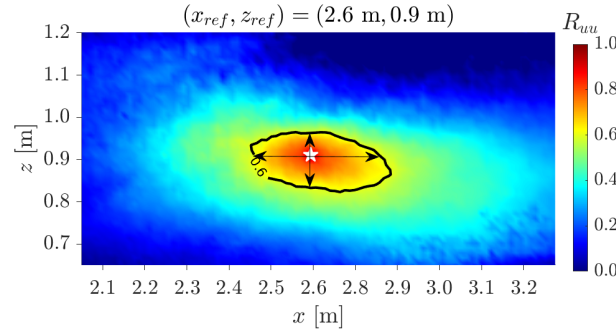


FIGURE 1.16 – Cartographie de $R_{uu}(2.6 \text{ m}, 0.9 \text{ m}, x, z)$ dans le plan y_0 . L'étoile blanche est placée en $(x_{ref}, z_{ref}) = (2.6 \text{ m}, 0.9 \text{ m})$ et le contour noir correspond à $R_{uu} = 0.6$. Les deux doubles-flèches noires mettent en évidence la taille L_{ux} tracée ci-après et L_{uz} qui n'est pas montrée ici.

La figure 1.17 présente l'évolution de la taille statistique verticale L_{wz} et longitudinale L_{ux} des structures cohérentes obtenues, dans les plans y_0 , y_1 et y_2 . Dans le sillage très proche ($x < 1 \text{ m}$), les structures sont très similaires selon y : petites et présentes en dessous de $z = 0.6 \text{ m}$ uniquement. Un peu plus en aval ($x = 1.5 \text{ m}$), les structures gardent une forme identique sur la partie centrale du cylindre (plans y_0 et y_1) et sont très différentes de ce qui se passe aux extrémités du cylindre (plan y_2). Dans la partie centrale du cylindre (y_0 et y_1), la taille verticale et longitudinale des tourbillons sont égales (tourbillons "ronds" dans le plan de mesure). Ils sont grands lorsqu'ils sont au cœur de la couche cisailée. Au contraire, vers les extrémités du cylindre (y_2), les tourbillons sont allongés dans le sens de l'écoulement et présents seulement en dessous de $z = 0.8 \text{ m}$. Lorsqu'on s'éloigne encore davantage du cylindre ($x \geq 2.6 \text{ m}$), les structures s'agrandissent quelles que soit leurs positions suivant y . Dans le plan y_2 , elles s'allongent particulièrement proche du fond. Dans le plan médian du cylindre, elles gardent une forme plutôt ronde (légèrement plus longue que haute) et les structures de plus grandes tailles sont présentes au cœur de la couche cisailée (centrées autour de $z = 0.9 \text{ m}$ en y_0). Pour avoir une idée concrète de la taille des tourbillons, les champs PIV instantanés sont observés dans les zones où les tourbillons ont une grande taille verticale et longitudinale. Les plus grandes structures identifiées s'étendent sur plus de 1 m dans la direction \vec{x} et plus de 0.5 m dans la direction \vec{z} (IKHENNICHEU et al. 2019c).

Pour résumer, le cylindre génère un sillage étendu, incluant des structures tourbillonnaires longues de plus de 1 m , relâchées à la fréquence $f_{vtx} \approx 0.25 \text{ Hz}$. Ces structures sont très énergétiques et remontent dans la colonne d'eau jusqu'à former des bouillons d'environ 1 m de diamètre à la surface (IKHENNICHEU et al. 2019c). Le cylindre se comporte comme tout obstacle large perpendiculairement à l'écoulement, comme les dunes sous-marines étudiées par BEST (2005) et OMIDYEGANEH et al. (2011). Son utilisation pour représenter un élément de la bathymétrie générant de la turbulence de fond est donc pertinente et réaliste.

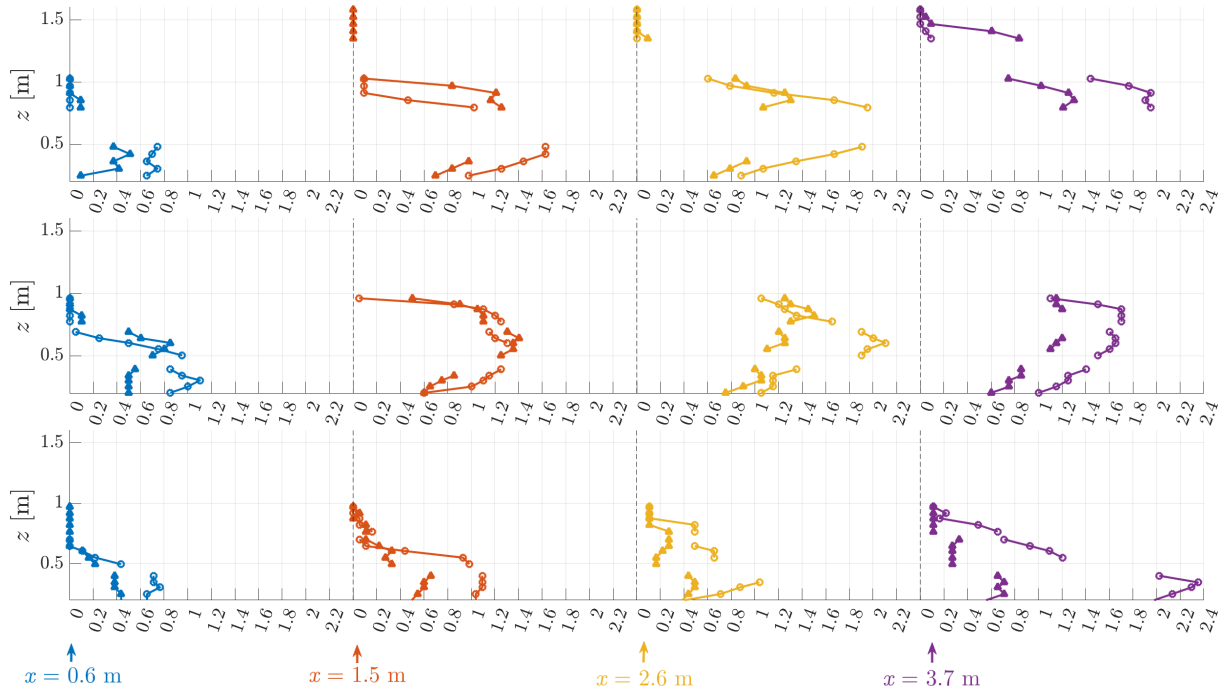


FIGURE 1.17 – Tailles statistiques verticale L_{wz} (Δ) et horizontale L_{wx} (\circ) des structures tourbillonnaires dans le sillage du cylindre. De haut en bas respectivement : y_0 , y_1 et y_2 . Figure issue de MAGNIER et al. (2020).

1.3.2.2 Focus sur la zone de naissance des tourbillons

Pour compléter les mesures PIV selon les plans verticaux, et avoir accès à la composante transverse de la vitesse, des mesures PIV ont été réalisées selon des plans horizontaux. Les mesures sont faites dans le sillage proche, dans la zone de recirculation et la naissance de la couche cisailée, c'est-à-dire là où les tourbillons prennent forme.

Il est important de noter qu'en travaillant avec des plans PIV horizontaux, on choisit de ne pas mesurer la composante W de la vitesse. Comme cette composante de la vitesse atteint 0.3 m/s , le mouvement des particules ne se fait pas uniquement dans le plan de mesure mais aussi dans l'épaisseur du plan laser. Pour s'assurer que les mesures sont exploitables, les vitesses moyennes longitudinales $\bar{U}(x, y, z)$ issues des plans horizontaux sont comparées à celles issues du plan PIV vertical à y_0 présentées ci-avant (figure 1.18). On observe alors que les vitesses mesurées concordent entre elles. Les écarts sont au maximum de l'ordre de 10 cm/s et les comportements sont identiques. Ces écarts de vitesse sont acceptables ($< 10\%$ de U_∞) et sont principalement causés par le positionnement parfois imprécis (pouvant être de l'ordre du centimètre) des plans de mesure PIV. Ainsi, les vitesses moyennes sont représentatives des phénomènes rencontrés et donc utilisées pour caractériser le sillage de l'obstacle.

La figure 1.19 présente les vitesses longitudinales et transversales moyennées en temps, l'énergie cinétique turbulente bi-dimensionnelle $k_{UV} = \frac{1}{2}(\overline{u^2} + \overline{v^2})$ et les lignes de courant moyennes superposées à la magnitude moyenne de la vitesse dans les cinq plans horizontaux. k_{UV} est parfois bruitée car les moments d'ordre 2 nécessitent plus de temps pour converger (fluctuations de vitesses au carré). C'est particulièrement le cas dans les coins des plans pour $z \geq 0.40 \text{ m}$ notamment en raison d'un éclairage laser un peu faible. De plus, sur les plans à $z \leq 0.30 \text{ m}$, les défauts sur la peinture du fond du bassin sont bien visibles sur k_{UV} et un peu visibles sur les vitesses moyennes malgré la suppression du plus bas niveau de gris lors du post-traitement.

Les vitesses moyennes montrent que, quelle que soit la hauteur du plan PIV, l'écoulement est 2D sur une zone très peu large ($\approx 10 \text{ cm}$) au centre du cylindre. Cette zone où la composante

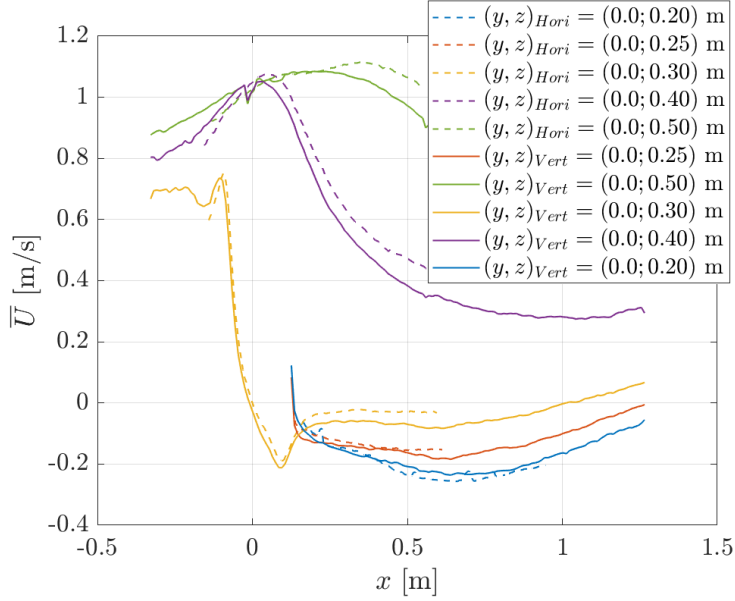


FIGURE 1.18 – Comparaison des vitesses longitudinales $\overline{U}(x)$ issues des plans PIV horizontaux (campagne 2) à celles issues des plans PIV verticaux (campagne 1) pour différents z et à $y = 0$ m.

transversale de la vitesse est nulle n'est pas tout à fait centrée par rapport au cylindre, contrairement à ce qui est attendu. Ce décalage d'environ 10 cm du centre de la zone à $\overline{V} = 0$ est combiné avec des comportements légèrement différents de part et d'autre de cette zone, particulièrement juste au-dessus du cylindre, à $z = 0.30$ m. Cette asymétrie du sillage est due principalement à la combinaison d'incertitudes de mesure telles que :

- le positionnement du cylindre par rapport au bassin (inférieur à 1° autour de \vec{x} et \vec{z})
- le positionnement de la caméra (ordre de grandeur du cm sur les translations selon \vec{x} et \vec{y} et ordre de grandeur de 1° sur l'orientation de la caméra (IKHENNICHEU 2019)) ;
- l'horizontalité de la nappe laser (rotation autour de \vec{x} est inférieur à 1°) ;
- la sur-vitesse moyenne d'environ 0.03 m/s côté mur (y positif) de la veine d'essai comparée au côté fenêtre (GAURIER 2020).

Ces plans PIV horizontaux permettent également de mettre en valeur la composante latérale V de la vitesse. Pour tous les z , l'écoulement va du centre de la veine vers les cotés du bassin. Sous la couche cisailée, la vitesse \overline{V} est combinée à une vitesse longitudinale négative et faible, ce qui rend les mouvements de la zone de recirculation tridimensionnels. Au-dessus, \overline{U} est bien plus importante que \overline{V} donc l'écoulement va principalement vers l'aval. L'énergie cinétique turbulente k_{UV} présente des comportements très différents selon la hauteur des plans et au sein même des plans à $z = 0.30$ m et $z = 0.40$ m. À $z = 0.30$ m, une bande de haute énergie cinétique turbulente se détache sur la première moitié du cylindre. Elle correspond à la petite zone de recirculation présente au-dessus du cylindre. Cette zone a été identifiée par simulation numérique par MERCIER et al. (2020) qui ont montré que cette zone participe au lâcher tourbillonnaire très énergétique du cylindre. À $z = 0.40$ m, le plan de mesure traverse la couche cisailée, ce qui est identifiable par le saut de k_{UV} autour $x = 0.2$ m. Le niveau d'énergie cinétique turbulente est bien plus important dans la couche cisailée que dans la zone de recirculation (≈ 2 fois plus faible) et au-dessus du sillage (≈ 4 fois plus faible). Cette hausse du niveau d'énergie cinétique turbulente k_{UV} correspond exactement à la zone où le contenu spectral du sillage du cylindre est très énergétique (figure 1.15).

Le contenu spectral du sillage de ces plans horizontaux est présenté figure 1.20, constituée des cartographies de la PSD à quatre positions $x = [0.0; 0.3; 0.5; 0.7]$ m pour tous les y possibles. Comme attendu, le passage des tourbillons énergétiques à la fréquence f_{vtx} apparaît à partir de

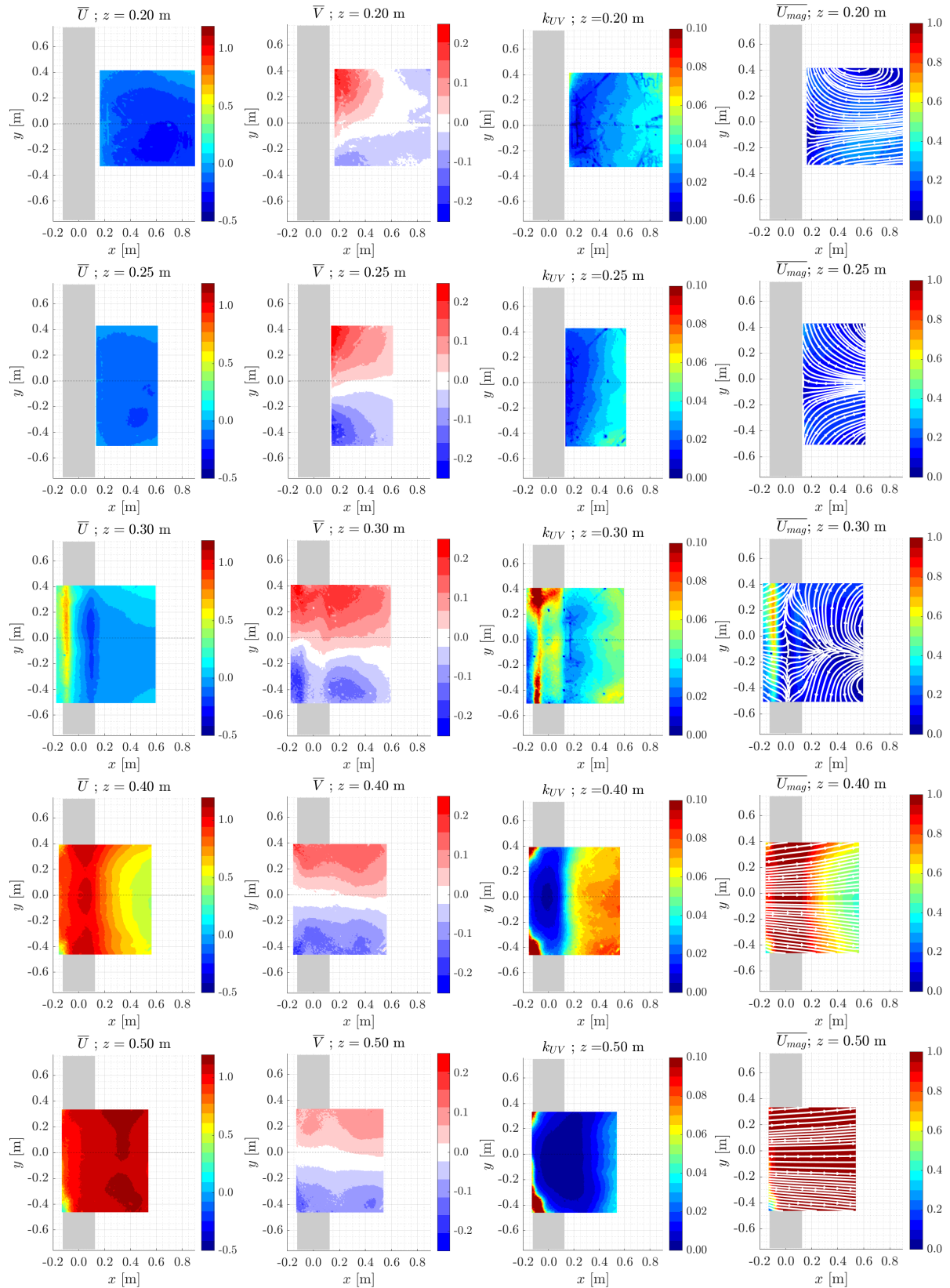


FIGURE 1.19 – Colonnes de gauche à droite : Cartographie de $\overline{U}(x, z)$, $\overline{W}(x, z)$, $k_{UV}(x, z)$ et des lignes de courant superposées à la magnitude de la vitesse U_{mag} . De haut en bas : $z = 0.20$ m, $z = 0.25$ m, $z = 0.30$ m, $z = 0.40$ m, $z = 0.50$ m.

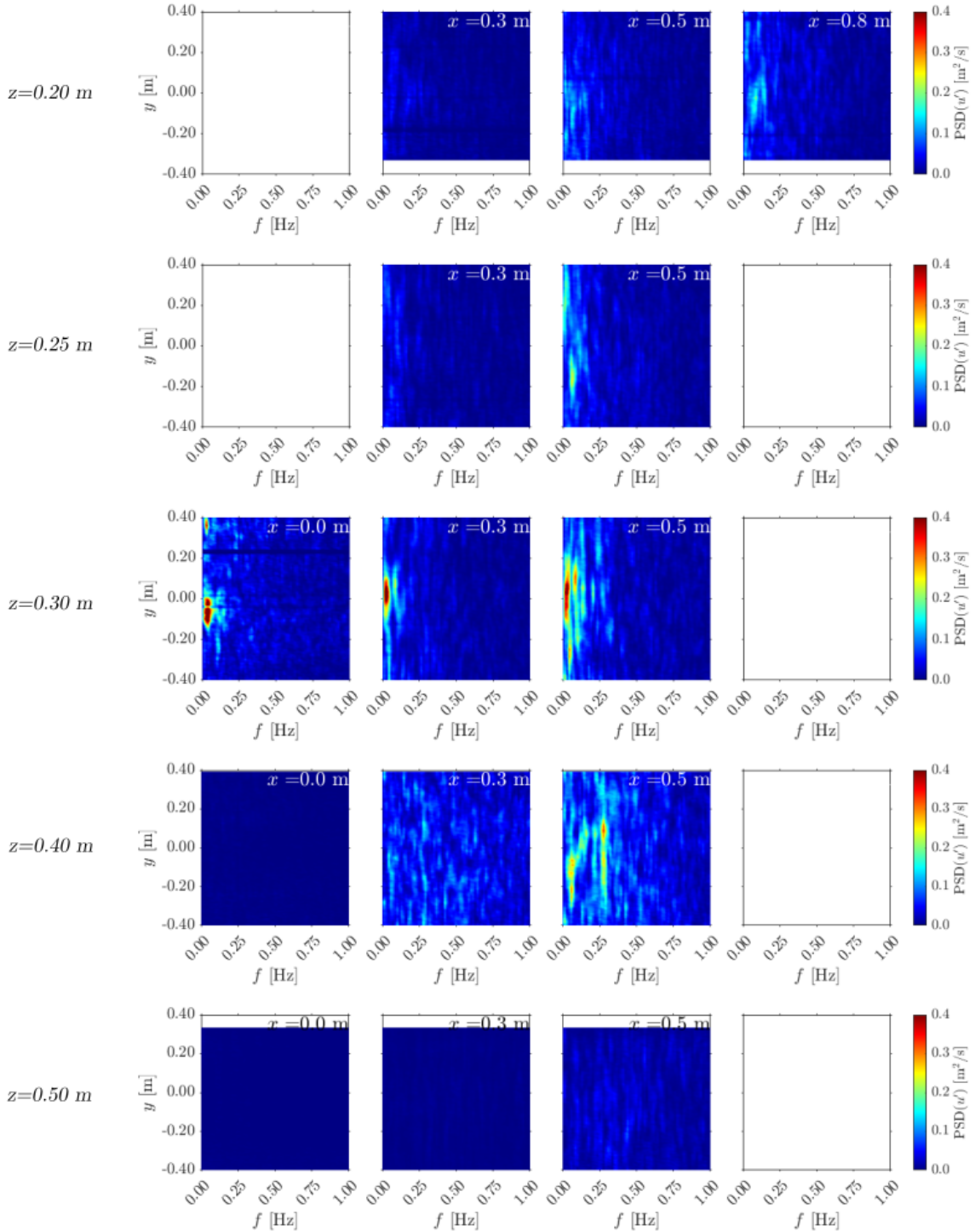


FIGURE 1.20 – Cartographie de la densité spectrale de puissance (PSD) de la composante fluctuante de la vitesse longitudinale u' . De haut en bas : $z = 0.20$ m, $z = 0.25$ m, $z = 0.30$ m, $z = 0.40$ m et $z = 0.50$ m. De gauche à droite : $x = 0.0$ m, $x = 0.3$ m, $x = 0.5$ m et $x = 0.7$ m.

$x = 0.50$ m. Cette figure confirme aussi le mouvement en direction de la surface des structures énergétiques et périodiques : plus on est en aval, plus les structures apparaissent haut dans la colonne d'eau. Finalement, grâce à ces plans horizontaux, on observe un élargissement selon y des structures périodiques et énergétiques à mesure qu'on s'éloigne du cylindre. Elles restent centrées par rapport au cylindre. Par exemple, à $z = 0.30$ m, elles se développent sur 30 cm au centre

du cylindre au-dessus du cylindre et atteignent 60 cm de large plus en aval ($x = 0.50$ m). Sur la zone couverte par les plans PIV, les structures ne sont pas visibles au-dessus de $y = \pm 0.30$ m.

Pour résumer, ces mesures selon des plans horizontaux permettent de mettre en évidence des mouvements tri-dimensionnels dans la zone de recirculation. Les cartographies de k_{UV} permettent d'identifier un tourbillon latéral qui se développe à l'avant du cylindre, sur toute sa longueur. Celui-ci est très énergétique et joue un rôle dans le lâcher tourbillonnaire du cylindre. Les cartographies PSDs montrent, quant à elles, un élargissement selon y de la zone de haute énergie à mesure qu'on s'éloigne du cylindre.

1.3.2.3 Compléments sur l'aspect 3D de l'écoulement

Pour mettre en évidence les mouvements tri-dimensionnels dans le sillage du cylindre plus lointain, des mesures sont réalisées à l'aide de la sonde LDV 3C dans un plan yz à $x = 2.05$ m en aval du cylindre. La fréquence d'acquisition est comprise entre 60 Hz et 160 Hz et est supérieure à 100 Hz pour tous les points sauf là où la vitesse de l'écoulement est fortement ralentie par la présence du cylindre $(\overline{U}^2 + \overline{V}^2 + \overline{W}^2)^{\frac{1}{2}} \leq 0.55$ m/s) c'est-à-dire en $y=0$ lorsque $z < 0.4$ m et en $y = H$ lorsque $z < 0.20$ m. Ces mesures permettent aussi d'avoir accès au contenu spectral sur une plus large gamme de fréquences et de caractériser la turbulence présente dans l'écoulement.

Dans cette section, l'écoulement est considéré symétrique autour du plan $y=0$. Cette hypothèse est acceptable vu que les écarts sur les moyennes et écarts-types entre les mesures à $y = 0.31$ m et $y = -0.31$ m sont inférieurs à 1%. Les légères dissymétries observées à l'aide des mesures PIV sur les plans horizontaux sont donc bien principalement liées à la mise en place des mesures comme elles ne sont pas visibles plus loin en aval du cylindre.

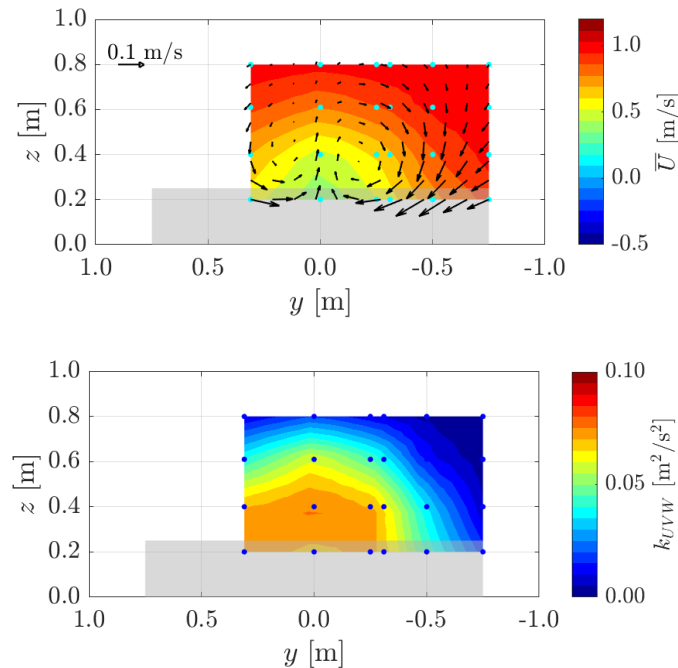


FIGURE 1.21 – Haut : les couleurs représentent la vitesse moyenne dans le sens de l'écoulement \overline{U} et les vecteurs l'écoulement moyen dans le plan (\overline{V} et \overline{W}). Bas : Énergie cinétique turbulente 3D. Points bleus : points où les mesures LDV ont été réalisées.

La figure 1.21 (haut) présente les vitesses moyennes interpolées sur le plan dans lequel les mesures LDV 3C ont été réalisées. La composante de vitesse perpendiculaire au plan c'est-à-dire la vitesse dans le sens de l'écoulement \overline{U} , est représentée en couleurs. Les vecteurs correspondent aux composantes \overline{V} et \overline{W} dans le plan yz . Les vitesses mesurées avec la LDV sont en accord avec

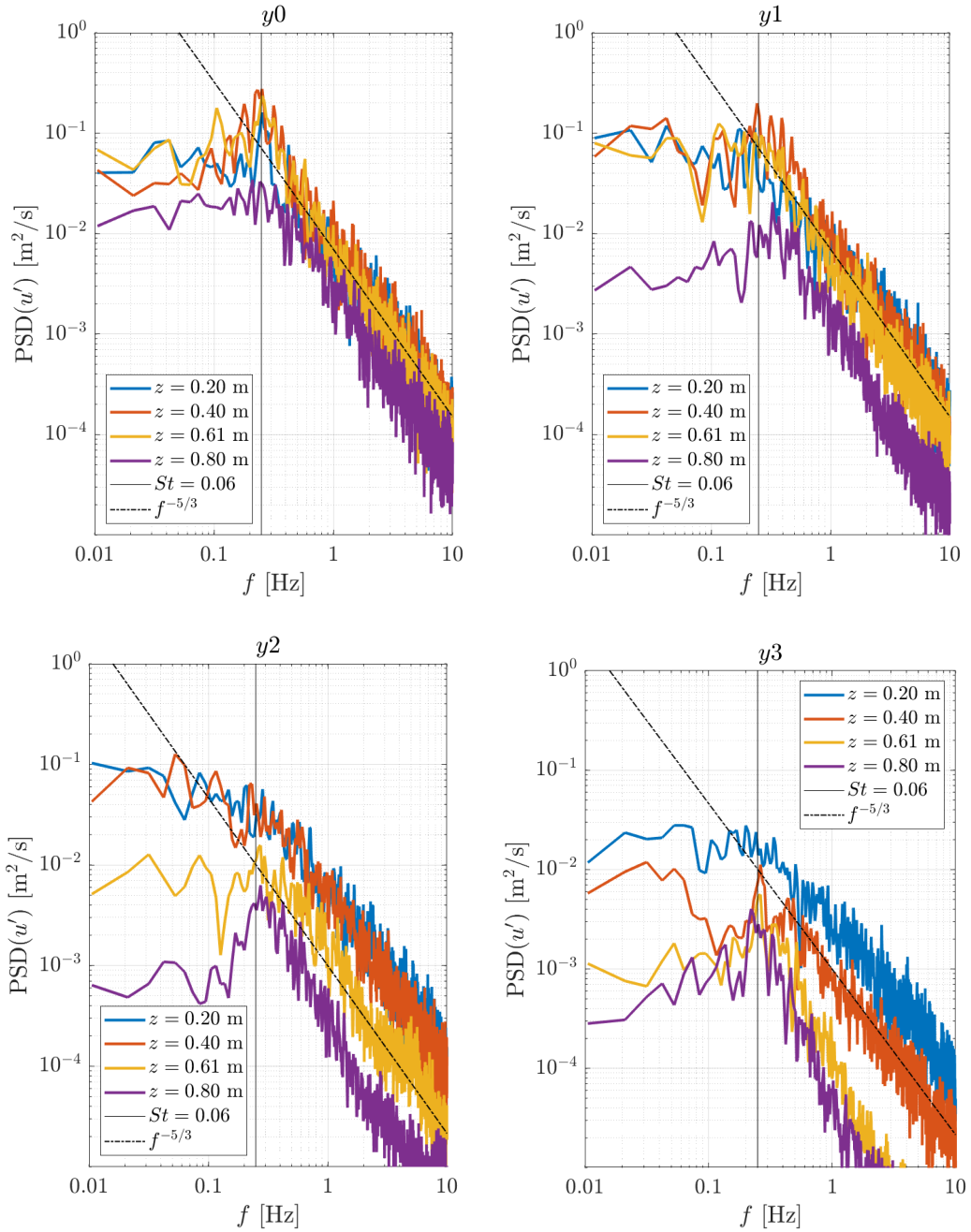


FIGURE 1.22 – Densité spectrale de puissance de u' dans le plan yz à $x = 2.05$ m. Première ligne, de gauche à droite : $y0$ puis $y1$. Deuxième ligne, de gauche à droite : $y2$ et $y3$ ($\Leftrightarrow y = 3H$). Même spectres en $y = -0.31$ m et $y = 0.31$ m (pas montrés ici) donc on considère que les spectres en $y1$ et $y - 1$ sont identiques, et ainsi de suite.

les mesures PIV (figure 1.13). La vitesse \bar{U} est fortement diminuée sur une hauteur d'environ trois fois la hauteur H du cylindre dans son plan symétrie, tandis que la diminution de vitesse est beaucoup moins marquée hors de ce plan, dès que $|y| > H$. Les vecteurs, quant à eux, mettent en évidence la présence, en moyenne, de deux tourbillons contrarotatifs autour de l'axe x . En moyenne, l'écoulement monte dans la partie centrale du cylindre ($y0$) et descend sur les cotés ($y2$). Sous $z = 0.40$ m, l'écoulement est dirigé vers le centre du cylindre. À cette distance du cylindre, le centre des tourbillons se trouve à environ $y \pm 0.15$ m du plan de symétrie du cylindre. Au vu de la vitesse \bar{U} , ces tourbillons moyens sont hélicoïdaux et mettent en évidence le mouvement ascendant de la partie centrale du sillage, là où les structures tourbillonnaires

émises par le cylindre à $St = 0.06$ passent et sont de grande taille (figures 1.15 et 1.17). La paire de tourbillons hélicoïdaux met aussi en évidence que l'écoulement est descendant sur les cotés du sillage et que l'écoulement non perturbé par le cylindre injecte de l'énergie dans le sillage depuis les cotés ($|y| > H$).

La figure 1.21 (bas) présente l'énergie cinétique turbulente k_{UVW} interpolée sur le plan dans lequel les mesures LDV 3C ont été réalisées. L'énergie cinétique est calculée avec les trois composantes de la vitesse :

$$k_{UVW} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (1.5)$$

Le niveau d'énergie cinétique turbulente est élevé dans une zone assez réduite et centrée autour du centre du cylindre, entre $y = -2H$ et $y = 2H$ et pour $z < 0.7$ m, où le gradient de vitesse est tri-dimensionnel et la vitesse longitudinale \bar{U} est fortement diminuée.

La figure 1.22 présente les densités spectrales de puissances (PSDs) de la composante fluctuante longitudinale de la vitesse u' aux quatre positions z dans les plans $y0$ et $y1$ (les deux sous-figures du haut) et dans les plans $y2$ et $y3$ ($\Leftrightarrow y = 3H$) (les deux sous-figures du bas). Premièrement, quelle que soit la hauteur à laquelle le signal est mesuré, l'énergie augmente proche du plan de symétrie du cylindre et l'ensemble des spectres suivent une pente en $f^{-5/3}$. La turbulence a donc les propriétés de la zone inertielle de la cascade turbulente. Tous les spectres présentent aussi un pic autour de $St = 0.06$, caractéristique du lâcher tourbillonnaire du cylindre (IKHENNICHEU et al. 2019c). Dans le plan central du cylindre, le niveau d'énergie de ce pic est un à deux ordres de grandeur supérieur au niveau d'énergie à cette même fréquence dans les plans $y2$ et $y3$. C'est ce pic qui émerge dans les cartographies de PSD présentées figure 1.15.

1.3.3 Synthèse

En résumé, le cylindre à base carrée étudié ici est un obstacle dont le sillage turbulent est représentatif des interactions énergétiques entre la bathymétrie et les courants de marée rencontrés dans les zones à fort potentiel hydrolien. Plus précisément, cette interaction représente ce qui peut se passer en aval d'un relief large et haut de la bathymétrie. Le sillage de l'obstacle est alors très énergétique et dirigé vers la surface. Il s'étend dans toute la colonne d'eau à mesure qu'on s'éloigne du relief sous-marin. De plus, il émet des grosses structures tourbillonnaires régulièrement, à $St = 0.06$. Cet obstacle unique et idéalisé représente bien le type d'écoulement présent en aval de variation bathymétrique majeure dans les sites à fort potentiel hydrolien. Par contre, il génère une turbulence forte et spécifique donc il n'est pas assimilable à des gradients de vitesse verticaux type couche limite comme ceux présentés dans la section 1.2.

1.4 Houles co et contre-courant

Le troisième élément présent *in situ* à prendre en compte dans la modélisation expérimentale de l'hydrodynamique des sites à fort potentiel hydrolien est la houle. Cette partie présente les cas de houles que j'ai utilisés pour ces travaux. Ils couvrent l'ensemble des conditions réalisables au bassin à houle et courant de l'Ifremer avec une vitesse d'écoulement de 0.8 m/s dans le sens de propagation de la houle ou opposé à celui-ci. Cette partie est composée d'une description du dispositif expérimental utilisé, d'une caractérisation des houles au niveau de la surface libre, puis dans la colonne d'eau.

1.4.1 Dispositif expérimental et définition des cas de houles

La houle est générée à l'aide d'un batteur à houle, composé de huit modules piston de 50 cm de large chacun et immergés de 50 cm (figure 1.24 gauche). Il peut être positionné à l'amont (figure 1.23 haut) ou l'aval (figure 1.23 bas) du volume utile du bassin. Les vagues peuvent donc être générées co-courant ou contre-courant. Une plage d'amortissement, constituée d'une

plaque en inox poreuse (8%) légèrement incurvée (figure 1.24 droite), est placée à l'opposé du générateur de houle. Son utilisation limite la réflexion à moins de 12 % (GAURIER et al. 2010).

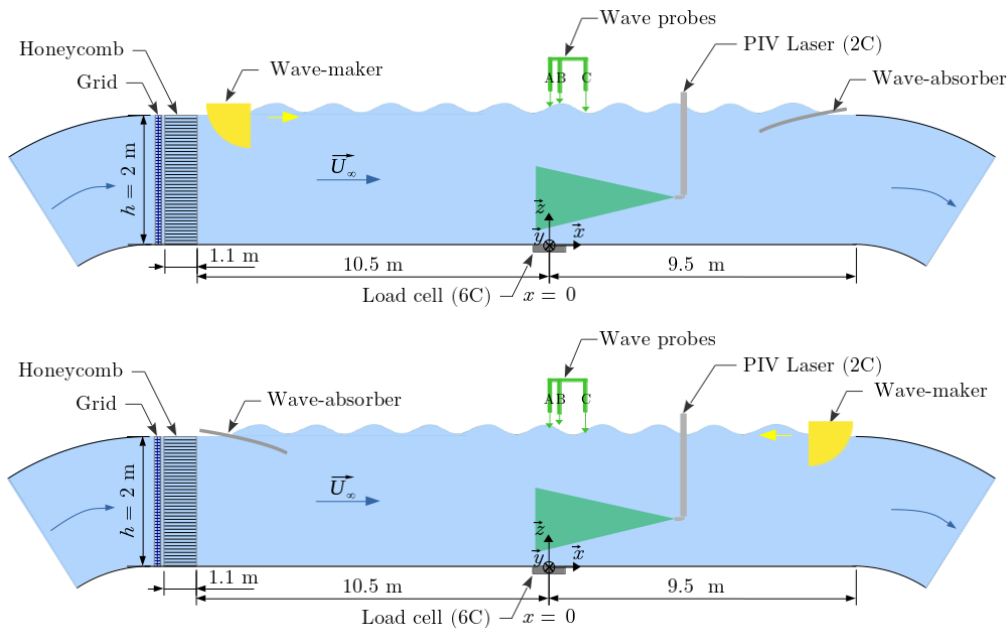


FIGURE 1.23 – Représentations schématiques du dispositif expérimental. La génération de la houle peut se faire co-courant (schéma du haut) ou contre-courant (schéma du bas) en inversant les positions du générateur de houle et de la plage d'amortissement. Les 3 sondes à houles sont représentées ainsi que le laser PIV.

Dans ces travaux, la vitesse de consigne du courant est égale à $U_\infty = 0.8$ m/s pour limiter les chargements hydrodynamiques sur le générateur de houle et la plage d'amortissement. Le nombre de Froude est alors égal à $F_r = U_\infty / \sqrt{g \times D_e} = 0.18$, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que dans les sites à fort courants de marée (voir description de l'équation 1.2). Dans ces conditions, le batteur est capable de générer des houles régulières de fréquences comprises entre $f = 0.3$ Hz et $f = 0.85$ Hz co-courant et comprises entre $f = 0.2$ Hz et $f = 0.6$ Hz contre-courant, à cause des interactions houle-courant. L'amplitude des houles basses fréquences est limitée par le débattement du batteur tandis que les houles hautes fréquences sont limitées par leur vitesse de propagation par rapport à celle du courant et par le déferlement. Il est également possible de générer des houles irrégulières avec des spectres de type Pierson-Moskowitz, JONSWAP, Bretschneider, etc. L'amplitude des vagues est limitée à 150 mm pour ne pas que l'eau déborde du bassin.

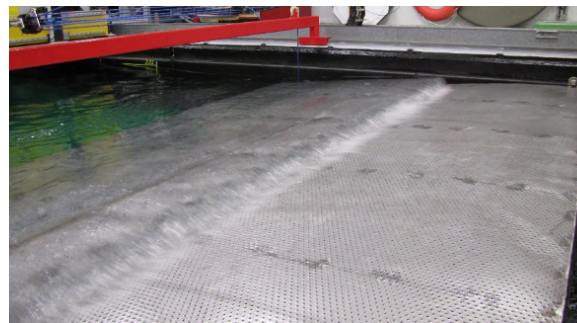
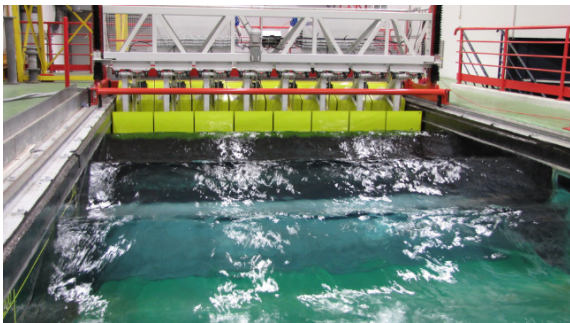


FIGURE 1.24 – Le générateur de houle (gauche) et la plage d'amortissement (droite) dans le bassin de Boulogne-sur-Mer.

Pour mesurer l'élévation de la surface libre, une combinaison de sondes est utilisée. Des sondes dynamiques (◆ sur la figure 1.25) de la compagnie KENEK (model SHT3-30E) servent principalement à mesurer précisément les amplitudes de la houle car leur phase est sensible aux réglages du temps de réponse de la sonde. Des sondes résistives (★ sur la figure 1.25) sont utilisées pour calculer la longueur d'onde des houles, la mesure d'amplitude étant moins précise car sensible au courant (sondes en immersion partielle). La sonde "Kenek" A est placée au centre du bassin, au-dessus de la balance d'effort encastrée dans le fond mobile, à $x = 0$ m et $y = 0$ m. Les sondes résistives sont dans le plan $y \approx 15$ cm.

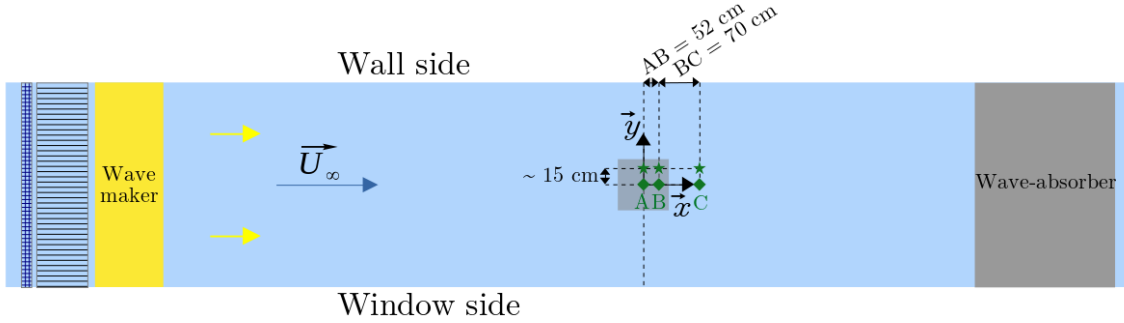


FIGURE 1.25 – Représentation schématique du dispositif expérimental vu de haut. La génération de la houle se fait ici co-courant (sens de propagation des vagues en jaune). Les positions des sondes à houles sont représentées ici en vert. ◆ : sondes dynamiques *Kenek*. ★ : sondes résistives. Toutes les sondes ne sont pas toujours présentes sauf les sondes A.

Dans ces travaux, on étudie onze cas de houle co-courant, de période courte à moyenne, et dix cas de houle contre-courant, de période moyenne à longue par rapport aux houles rencontrées en Manche (FILIPOT et al. 2015 ; FURGEROT et al. 2020 ; MOREAU et al. 2022).

Les conditions de houle sont définies temporellement par une fréquence f_h de consigne, imposée par le batteur à houle. Cette fréquence est le premier paramètre utilisé pour nommer les cas de houles. L'élévation de la surface libre est imposée via une amplitude de consigne A_{cons} imposée au batteur. En raison des interactions avec le courant, l'amplitude de consigne A_{cons} ne correspond pas à l'amplitude réelle de la houle. L'élévation de la surface libre est alors mesurée et cette mesure donne accès à l'amplitude réelle de la houle. Cette amplitude est nommée $\overline{A_{O1}}$. C'est le deuxième paramètre utilisé pour définir et nommer les cas de houle dans ces travaux. Pour les houles régulières, l'amplitude $\overline{A_{O1}}$ est l'amplitude moyenne de toutes les vagues. Elle est calculée en utilisant la transformée de Hilbert de l'élévation de surface libre donnée par la sonde *Kenek* A filtrée autour de la fréquence de houle ($f_h \pm 0.05$ Hz). Pour les houles irrégulières, l'amplitude $\overline{A_{O1}}$ est calculée en prenant la moitié de la moyenne de la hauteur (crête à creux) du 1/3 des vagues les plus grandes, c'est à dire en prenant la moitié de la hauteur significative des vagues H_s (analyse statistique vague à vague). C'est cette méthode qui est utilisée pour définir les houles en mer (MOLIN 2002). Si cette méthode est appliquée sur les houles régulières, les amplitudes obtenues sont du même ordre de grandeur qu'avec la méthode utilisée pour celles-ci (surestimation de quelques millimètres).

Afin d'étudier indépendamment les effets de la fréquence f_h et de l'amplitude $\overline{A_{O1}}$, plusieurs amplitudes de houles sont générées à une fréquence donnée (lorsque cela est possible). Les amplitudes $\overline{A_{O1}}$ se répartissent sur 3 plateaux : $L \Leftrightarrow low$, $M \Leftrightarrow medium$ et $H \Leftrightarrow high$ correspondant respectivement à $\overline{A_{O1}} \approx 2$ cm, $\overline{A_{O1}} \approx 7$ cm et $\overline{A_{O1}} \approx 11$ cm respectivement. Les cas de houle sont présentés sur la figure 1.26. Les houles régulières co-courant sont représentées en vert et les houles régulières contre-courant en orange. Les axes noirs correspondent aux deux paramètres qui définissent les houles dans le bassin. Une houle contre-courant irrégulière est aussi définie ici. Elle suit un spectre de JONSWAP et est appelée *JS* dans la suite (* sur la figure 1.26).

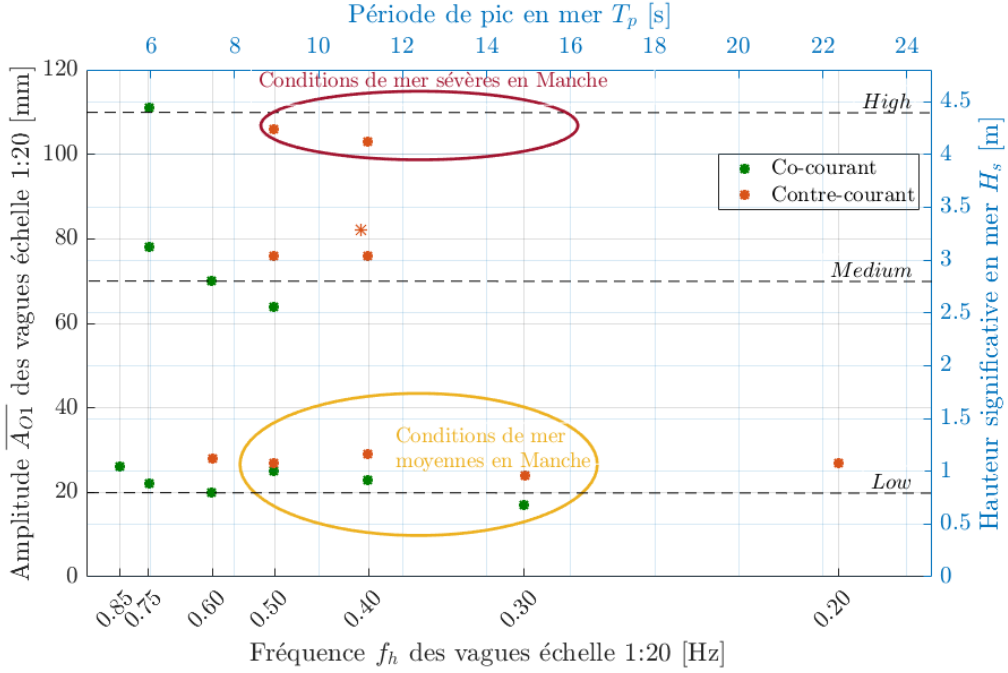


FIGURE 1.26 – Cas de houle au bassin (1 : 20) et leurs équivalents en mer. Pour toutes les houles, la hauteur significative des vagues est considérée comme égale à 2 fois leur amplitude remise à l'échelle 1. Le marqueur * correspond au cas de houle irrégulière avec un spectre de type JONSWAP.

Comme les houles générées sont toutes régulières (sauf le cas avec un spectre JONSWAP), on considère que la hauteur significative des vagues en bassin H_{O1} est égale à deux fois leur amplitude $H_{O1} = 2\overline{A_{O1}}$. Les axes bleus correspondent aux paramètres de houle remis à l'échelle 1 : 1. Cette mise à l'échelle est réalisée sur une similitude de Froude (l'importance relative de l'énergie cinétique par rapport à l'énergie potentielle gravitationnelle) avec les facteurs d'échelle en temps ($1/20^{1/2}$) et en espace ($1/20$) suivant, d'après TRÄSCH (2019).

Dans la suite du manuscrit, les cas de houle sont nommés de la manière suivante : $f \circ \circ \circ \square$ avec $\circ \circ \circ$ la fréquence f_h à laquelle la houle est générée et \square le plateau (L , M ou H) auquel correspond l'amplitude moyenne de la houle $\overline{A_{O1}}$. Par exemple, tous les cas générés à une fréquence $f_h = 0.406$ Hz sont nommés $f040\square$. Tous les cas avec une faible amplitude de houle (sur le plateau du bas $\overline{A_{O1}} \approx 2$ cm) sont nommés $f \circ \circ \circ L$.

1.4.2 Caractérisation de la surface libre

Les tableaux 1.3 et 1.4 présentent les caractéristiques spatio-temporelles des houles contre-courant et co-courant choisies. Voici les grandeurs présentées :

- f_h , la fréquence à laquelle la houle est générée ;
- A_{cons} , l'amplitude demandée au batteur ;
- $\overline{A_{O1}}$, l'amplitude réelle de la houle calculée comme l'amplitude moyenne de houle à la fréquence fondamentale f_h ;
- $\frac{\sigma(A_{O1})}{\overline{A_{O1}}}$, le ratio écart-type sur moyenne en % ;
- $\frac{\overline{A_{O2}}}{\overline{A_{O1}}}$, le ratio de l'amplitude moyenne de houle au premier harmonique $2f_h$ par rapport à $\overline{A_{O1}}$;
- λ , la longueur d'onde des vagues, calculée directement à partir du déphasage des sondes à houles résistives ;

- $C_\varphi = \lambda * f_h$, la vitesse de phase, c'est-à-dire la vitesse de la crête d'une vague ;
- C_g , la vitesse de groupe ;
- H_{O1}/D_e , la hauteur relative des vagues ;
- D_e/λ , la longueur d'onde relative ;
- $J_s \text{ tank} = \frac{\rho g^2}{64\pi} H_{O1}^2 \frac{1}{f_h}$, le flux d'énergie c'est-à-dire l'énergie apportée par seconde (=puissance), par mètre linéaire de crête dans le bassin (g la constante d'accélération gravitationnelle sur la terre en $[\text{m/s}^2]$, et ρ la masse volumique de l'eau en $[\text{kg/m}^3]$). Cette formule est utilisée pour calculer des puissances théoriques pour le développement des technologies houlomotrices et ne prend pas en compte le courant.

Cas	f_h [Hz]	A_{cons} [cm]	$\overline{A_{O1}}$ [cm]	$\frac{\sigma(A_{O1})}{A_{O1}}$ [%]	$\frac{\overline{A_{O2}}}{A_{O1}}$ [%]	λ [m]	C_φ [m/s]	C_g [m/s]	H_{O1}/D_e [-]	λ/D_e [-]	J_s [W/m]
<i>f020 L</i>	0.203	2.0	2.7	4	4	16.3*	3.3*	2.8*	0.03	8.2	1273
<i>f030 L</i>	0.297	2.5	2.4	4	21	9.1*	2.7*	1.8*	0.02	4.6	774
<i>f040 L</i>	0.406	1.5	2.9	3	3	5.0	2.0	1.0	0.03	2.5	684
<i>f040 M</i>	0.406	4.0	7.6	1	7	4.9	2.0	1.0	0.08	2.5	1792
<i>f040 H</i>	0.406	5.5	10.3	2	11	4.9	2.0	1.0	0.10	2.5	2429
<i>f050 L</i>	0.500	1.5	2.7	4	4	3.3	1.7	0.84	0.03	1.7	517
<i>f050 M</i>	0.500	4.5	7.6	3	8	3.3	1.7	0.84	0.08	1.7	1455
<i>f050 H</i>	0.500	6.5	10.6	4	10	3.3	1.6	0.83	0.11	1.7	2029
<i>f060 L</i>	0.594	1.5	2.8	36	4	—	—	—	—	—	451
<i>JS</i>	0.406	$H_s =$ 10.0	8.2	—	—	—	—	—	—	—	1992

TABLEAU 1.3 – Caractéristiques des houles contre-courant en surface. Les astérisques marquent les grandeurs calculées à partir de la théorie d'Airy modifiée selon BREVIK et al. (1979)

Parmi les dix cas de houle contre-courant, cinq cas sont de petite amplitude (L). Aux fréquences $f_h = 0.4$ Hz et $f_h = 0.5$ Hz, trois amplitudes sont possibles (L , M , et H). La houle irrégulière de type JONSWAP est définie avec les paramètres suivants : fréquence de pic 0.4 Hz et de hauteur significative $H_{O1} = 16.2$ cm (et avec le paramètre d'élancement $\gamma = 3.33$, sa valeur standard). Les houles contre-courant présentent peu de fluctuations d'amplitude à leur fréquence fondamentale sauf le cas *f060 L* qui excite un mode propre du bassin dans lequel une onde transverse pouvant atteindre 1 cm d'amplitude s'établit. Ce battement transverse à la fréquence 0.6 Hz est aussi présent dans les cas *f050* □ à cause de la proximité de la fréquence de houle à celle du mode transverse. Il est responsable d'une modulation périodique d'amplitude de la houle à 0.09 Hz. Concrètement, en à peu près 11 s, environ trois vagues de grandes amplitudes (supérieures à A_{O1}) sont suivies d'environ deux plus petites (que A_{O1}), et ainsi de suite. L'amplitude $\overline{A_{O2}}$ du premier harmonique est inférieure à 10 % dans tous les cas sauf pour *f030 L* car cette houle excite le mode transverse du bassin dont la fréquence correspond à son premier harmonique. La longueur d'onde λ est égale à 3.3 m pour les houles *f050* □ et à 5.0 m pour les houles *f040* □. La longueur d'onde augmente lorsque la fréquence diminue et ne dépend pas de l'amplitude dans ces cas-ci. Pour les cas *f020 L* et *f030 L*, la longueur d'onde est très grande par rapport à la distance entre les sondes à houles ($\lambda \gg AC$) donc λ est calculée à partir de la théorie d'Airy modifiée selon BREVIK et al. (1979) (notée avec une astérisque dans le tableau). Pour le cas *f060 L*, λ n'est calculable ni à partir des sondes à houle, ni à l'aide de la théorie d'Airy modifiée selon BREVIK et al. (1979). La vitesse C_φ , dépendant de la longueur d'onde, est la même pour tous les cas générés à une même fréquence f_h et est plus importante pour les houles longues (grand λ). C_φ est comprise entre 1.6 m/s (*f050*) et 3.3 m/s (*f020*). De plus,

pour les cas $f040 \square$ et $f050 \square$, $C_\varphi \approx 2 * C_g$ comme en profondeur infinie. Pour les cas $f050 \square$, la vitesse C_g n'est que très légèrement plus élevée que celle du courant donc la houle remonte lentement vers la plage à l'amont du bassin. Dans le cas $f060 L$, elle est donc trop faible pour que la perturbation se propage dans tout le bassin. Les hauteurs et longueurs d'ondes relatives permettent de définir le type de houles générées. Ici, la majorité des houles sont linéaires et de faibles amplitudes, avec des profondeurs moyennes à importantes. De plus, dès que $\frac{\lambda}{2} > D_e$, les perturbations de vitesse engendrées par la houle sont présentes jusqu'au fond du bassin (BOUGIS 1993). Finalement, la puissance par mètre linéaire de crête J_s dépend de l'amplitude au carré et de la période de la houle. Les houles les plus puissantes sont donc les houles basses fréquences et de grande amplitude. Cela permet d'établir un nouveau classement des houles pour une même amplitude : le cas $f020 L$ est plus puissant que les cas $f030 L$, $f040 L$ et $f050 L$ et du même ordre de grandeur que $f050 M$. La houle la plus puissante est $f040 H$.

Cas	f_h [Hz]	A_{cons} [cm]	$\overline{A_{O1}}$ [cm]	$\frac{\sigma(A_{O1})}{\overline{A_{O1}}}$ [%]	$\frac{\overline{A_{O2}}}{\overline{A_{O1}}}$ [%]	λ [m]	C_φ [m/s]	C_g [m/s]	H_{O1}/D_e [-]	λ/D_e [-]	J_s [W/m]
$f030 L$	0.297	2.5	1.7	8	12	11.3	3.4	2.5	0.02	5.7	558
$f040 L$	0.406	4.0	2.3	6	21	5.8	2.3	1.3	0.02	3.9	535
$f050 L$	0.500	4.0	2.5	4	9	5.2	2.6	1.4	0.03	2.6	482
$f050 M$	0.500	12.0	6.4	3	26	6.2	3.1	1.8	0.06	3.1	1225
$f060 L$	0.594	4.0	2.0	14	7	6.0	3.6	2.0	0.02	3.0	324
$f060 M$	0.594	12.0	7.0	18	12	5.6	3.6	1.9	0.07	2.8	1133
$f075 L$	0.750	4.0	2.2	15	4	3.7	2.7	1.4	0.02	1.9	282
$f075 M$	0.750	11.0	7.8	9	4	4.5	3.4	1.8	0.08	2.3	1001
$f075 H$	0.750	16.0	11.1	4	4	3.7	2.8	1.4	0.11	1.9	1410
$f085 L$	0.844	5.0	2.6	17	5	3.6	3.0	1.5	0.03	1.8	298

TABLEAU 1.4 – Caractéristiques des houles co-courant en surface.

Dix houles co-courant sont étudiées ici. Leurs fréquences f_h sont un peu plus élevées que celles des houles contre-courant. Six cas sont de petite amplitude (L). Aux fréquences de 0.5 Hz et 0.6 Hz, deux cas de houle sont utilisés, sur les plateaux low L et medium M . À la fréquence 0.75 Hz, un cas de houle est utilisé à chaque amplitude. Les fluctuations d'amplitude à la fondamentale f_h $\sigma(A_{O1})/\overline{A_{O1}}$ sont plus importantes que pour les houles contre-courant. Elles représentent plus de 5% pour tous les cas, excepté les $f050 \square$ et $f075 H$. Visuellement, les houles co-courant sont moins régulières en surface. L'amplitude des houles au premier harmonique de f_h $\overline{A_{O2}}$ représente entre 4% ($f075 H$) et 26% ($f050 M$), donc plus que pour les houles contre-courant. Les houles co-courant sont plus perturbées que les houles contre-courant car le générateur de houle est placé en amont de la veine d'essais donc les fluctuations de vitesse liées à son volume immergé variable se propagent dans la veine avec le courant. De plus, le mode transverse à 0.6 Hz est aussi présent lors de la génération des houles co-courant et est responsable d'une modulation de l'amplitude marquée sur les cas $f050 \square$. Les longueurs d'ondes sont comprises entre 11.3 m pour $f030 L$ et 3.6 m pour $f085 L$. Contrairement aux houles contre-courant, une même fréquence de houle n'implique pas nécessairement une même longueur d'onde. Il y a jusqu'à 1 m de différence entre les deux cas $f050 \square$. De plus, à une fréquence f_h donnée, il y a jusqu'à ≈ 2 m d'écart sur les longueurs d'ondes entre les houles co et contre-courant car les houles co-courant sont étirées par le courant tandis que les houles contre-courant sont compressées. Cette modification de la houle par le courant à fréquence et amplitude données va amplifier les perturbations de vitesse engendrées par la houle dans la colonne d'eau. Par définition et comme les houles contre-courant, la vitesse de propagation des crêtes et de la perturbation (c'est-à-dire la vitesse de l'enveloppe du paquet d'ondes) diminuent lorsque la

fréquence f_h augmente (c'est-à-dire lorsque la longueur d'onde diminue). Comme les vitesses C_φ et C_g dépendent de λ , elles ne sont pas toujours égales à une même fréquence. Comme pour la houle contre-courant, les vagues se déplacent environ deux fois plus vite que la perturbation sauf pour $f030 L$. À une fréquence donnée, les vitesses de phase et de groupe sont plus importantes que dans le cas contre-courant équivalent car le courant aide la houle à se propager. De plus, comme les houles contre-courant, les houles co-courant sont linéaires, de faible amplitude et la profondeur d'eau est importante par rapport à la longueur d'onde. Au bassin, dues à la gamme de travail du générateur de houle, les houles co-courant sont moins puissantes que les houles contre-courant (car leurs périodes sont plus courtes cf. définition de J_s). À une même amplitude réelle $\overline{A_{O1}}$ et fréquence f_h , les houles co et contre-courant ont la même puissance par mètre linéaire de crête car cette formule ne prend pas en compte les effets du courant qui modulent la longueur d'onde. Les houles co-courant les plus puissantes sont $f075 H$ puis $f050 M$ (puissance du même ordre de grandeur que $f020 L$ en contre-courant et inférieure à 5 cas de houles contre-courant).

1.4.3 Interaction houle – courant dans la colonne d'eau

On se concentre à présent sur l'hydrodynamique dans la colonne d'eau. Pour ce faire, les vitesses sont mesurées à l'aide du système PIV, puis un profil en est extrait. Ces profils couvrent le bas de la colonne d'eau, du fond à $z = 1.1$ m ou 1.4 m alors que la profondeur moyenne du bassin est de $D_e = 2$ m. Les grandeurs caractéristiques de l'écoulement sont présentées le long d'un profil vertical à $x \approx 0.5$ m et dans le plan de symétrie transverse du bassin $y = 0$ m. Les caractéristiques de l'écoulement sont identiques dans toute la partie centrale de la veine d'essais, au moins entre $y = \pm 1$ m et $x = \pm 2$ m. On étudie l'évolution verticale des vitesses longitudinales $\overline{U}(z)$ et verticales $\overline{W}(z)$ moyennes sur le temps d'acquisition (figure 1.27). Les variabilités de l'écoulement sont étudiées grâce à l'intensité turbulente dans la direction principale du courant et l'amplitude des vitesses orbitales causées par les houles. L'intensité turbulente est calculée en retirant les fluctuations à la fréquence de houle $\tilde{u}(z, t)$ à la composante fluctuante de la vitesse afin d'estimer le niveau de turbulence hydrodynamique uniquement :

$$I_x(z) = \frac{\sigma(u''(z))}{\overline{U}(z)} \quad (1.6)$$

en %, avec $u''(z, t) = u'(z, t) - \tilde{u}(z, t)$ et $\tilde{u}(z, t)$ la sinusoïde de fréquence f_h la plus proche de $u'(z, t)$ au sens des moindres carrés. On suppose négligeable la contribution des harmoniques de la fréquence f_h dans la modulation des vitesses par la houle (figure 1.28). L'amplitude des vitesses orbitales $U_{orb}(z)$ et $W_{orb}(z)$ est calculée en prenant l'amplitude, à chaque hauteur z , de $\tilde{u}(z, t)$ et $\tilde{w}(z, t)$ respectivement. Elles permettent de quantifier les variations périodiques de vitesse liées à la houle (figure 1.29). Les profils de vitesse et d'intensité turbulente avec houles sont comparés à celui du bassin dans sa configuration usuelle (*Original grid*) et à celui avec le batteur et la plage immergés (WM) pour pouvoir s'affranchir des effets liés à la turbulence due à l'immersion du système de génération et d'absorption de la houle. Les profils du bassin dans sa configuration usuelle correspondent à ceux caractérisés lors de la modification du profil incident de vitesse du bassin et présentés sur la figure 1.6. Comme dans la section 1.4.2, les cas contre-courant sont présentés dans un premier temps, puis les houles co-courant sont étudiées et comparées aux houles contre-courant.

La figure 1.27 présente les profils de vitesse $\overline{U}(z)$ et $\overline{W}(z)$, en $y0$, pour tous les cas de houle contre-courant et les cas de référence. Comparée au profil de vitesse longitudinale dans le bassin dans sa configuration usuelle, la houle contre-courant n'est pas responsable de modification du profil de $\overline{U}(z)$ sur la moitié inférieure du bassin ($z < 1$ m). Elle est seulement responsable d'une augmentation de la vitesse d'environ 0.07 m/s. Cette augmentation vient de la diminution de vitesse sur la partie haute du bassin causée par la plage en amont de la section d'essais et de l'interaction entre la houle et le courant. En particulier, la propagation de la houle est

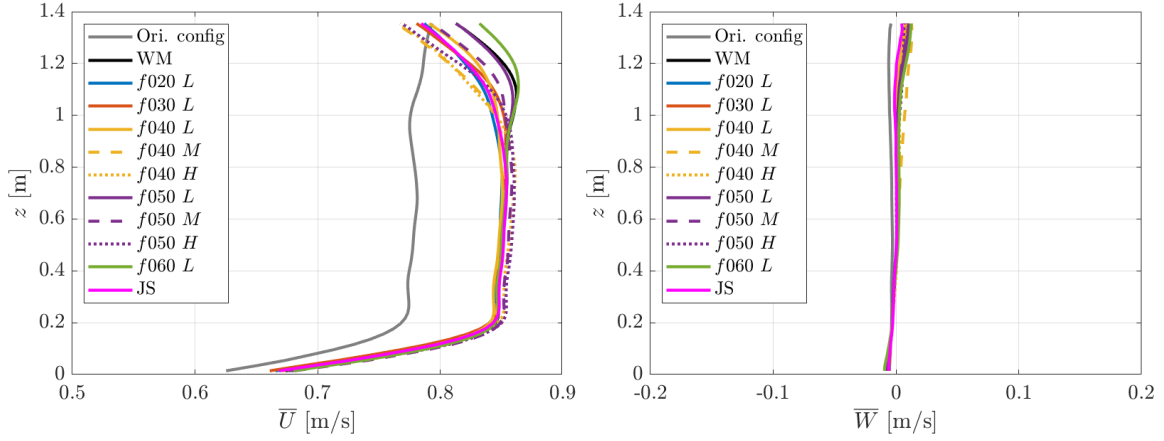


FIGURE 1.27 – Profils de $\overline{U}(z)$ et $\overline{W}(z)$ à $x \approx 0.5$ m et $y = 0$ m pour les cas de houle contre-courant.

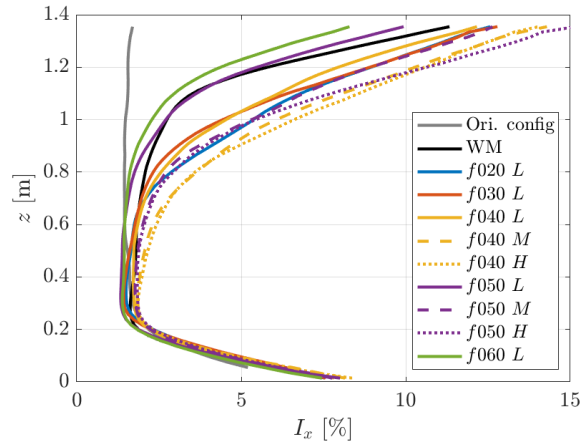


FIGURE 1.28 – Profils de $I_x(z)$ à $x \approx 0.5$ m et $y = 0$ m pour les cas de houle contre-courant.

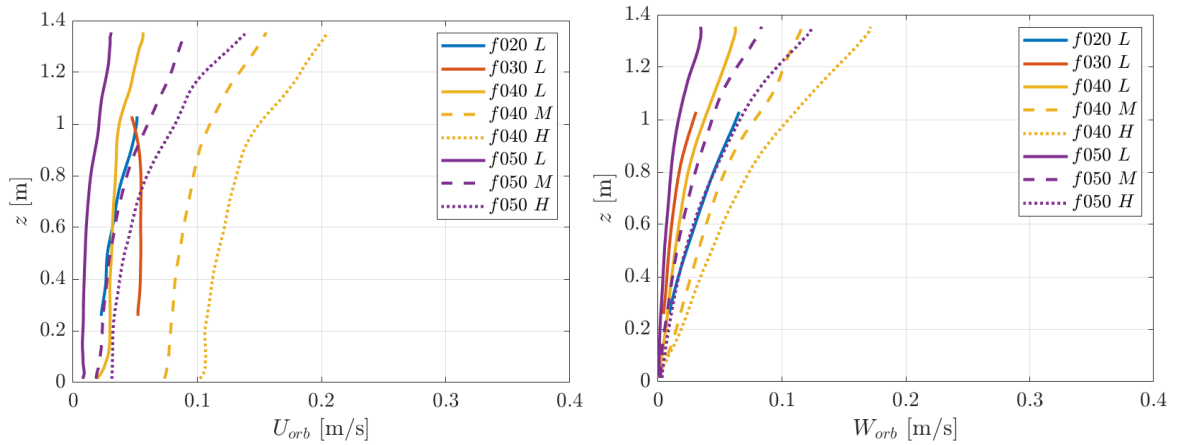


FIGURE 1.29 – Profils de l'amplitude des vitesses orbitales $U_{orb}(z)$ et $W_{orb}(z)$ à $x \approx 0.5$ m et $y = 0$ m pour les cas de houle contre-courant.

responsable de la dérive de Stokes en surface, de l'ordre de $40H^2/\lambda$ m par période, comprise entre 0.0001 m/s ($f020 L$) et le 0.1 m/s ($f050 H$) dans notre cas). Le ralentissement au niveau de la surface libre semble légèrement plus prononcé pour les cas de houle de grande ou moyenne amplitude (H en pointillés et M en tirets sur la figure). La composante verticale de la vitesse $\overline{W}(z)$ n'est pas modifiée de manière significative (< 0.02 m/s).

La figure 1.28 présente les profils de I_x . Comparée au profil d'intensité turbulente dans le bassin dans sa configuration d'origine, la présence du batteur et de la plage fait augmenter I_x pour $z > 0.5$ m. Même avec le filtrage de la composante périodique \tilde{u} de la houle, on remarque que les houles puissantes (J_s grand) augmentent encore plus le niveau de turbulence d'où la présence de variations périodiques de vitesse avec des harmoniques de f_h .

Les amplitudes des vitesses orbitales verticales et longitudinales, présentées figure 1.29, sont inférieures ou égales à 0.2 m/s (sur la hauteur des mesures PIV) pour tous les cas. Dans les cas de houle les plus basses fréquences ($f020 L$ et $f030 L$), f_h se trouve dans la gamme de fréquences où la turbulence, de la couche limite ou issue de l'interaction entre les appendices de génération de la houle et le courant, contient beaucoup d'énergie. La houle interagit alors fortement avec cette turbulence basse fréquence, créant des conditions hydrodynamiques complexes qui rendent la détermination de la part des fluctuations de vitesse induites par la houle compliquée. Dans ces deux cas de houle, on trace alors les vitesses orbitales uniquement dans la moitié inférieure de la colonne d'eau et hors de la couche limite turbulente du fond. Dans la direction verticale, elles sont nulles proche du fond car celui-ci bloque leur mouvement. De manière générale, elles augmentent à mesure que la profondeur diminue, ce qui est attendu car les houles sont des ondes de surface. Les gradients verticaux de U_{orb} sont plus importants pour les houles courtes (haute fréquence) que pour les longues. Les houles longues, c'est-à-dire de basses fréquences, pénètrent donc mieux dans la colonne d'eau. L'amplitude des vitesses orbitales est maximale pour le cas $f040 H$ au plus haut du profil de vitesse ($z \approx 1.35$ m), qui est aussi le cas le plus puissant. À $z = 1$ m, pour la houle $f040 H$, $U_{orb}(z = 1 \text{ m}) = 0.15$ m/s. Finalement, les amplitudes des vitesses orbitales du cas $f060 L$ ne sont pas présentées car elles sont trop faibles pour être calculées à partir des données PIV et que les vagues se propagent mal dans le bassin.

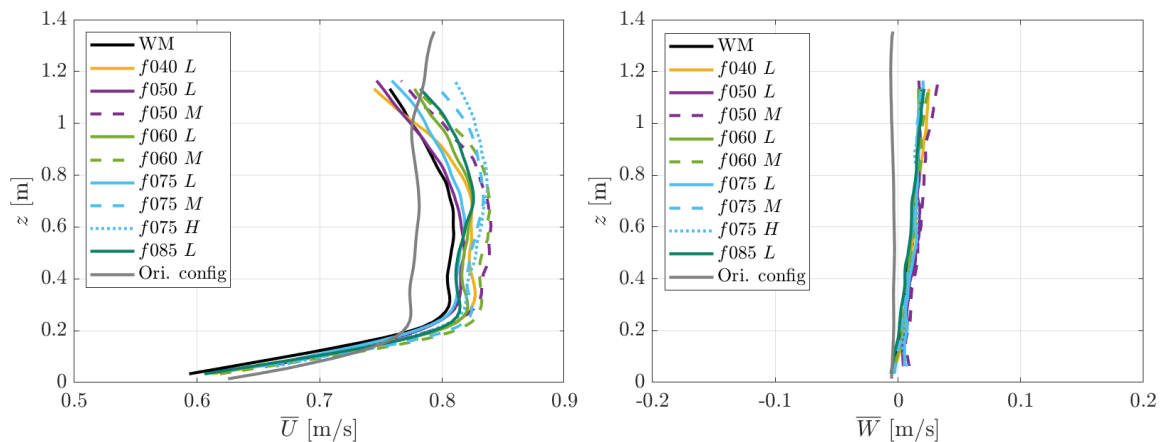


FIGURE 1.30 – Profils de $\overline{U}(z)$ et $\overline{W}(z)$ à $x \approx 0.5$ m et $y = 0$ m pour les cas de houle co-courant.

La campagne de mesure des caractéristiques hydrodynamiques des houles co-courant a été réalisée quelque temps avant celle pour caractériser les houles contre-courant. Les conditions de mesures n'étaient pas aussi bonnes, notamment car la mise en place de la nappe laser était trop en aval de la section d'essais pour que le niveau de luminosité soit suffisant dans la zone de mesure et que le temps Δt (entre deux images d'une paire) était trop court. La principale conséquence est que les données PIV utilisées pour caractériser les houles co-courant sont bruitées. Ces mesures permettent toutefois de mettre en évidence les tendances générales des quantités moyennes et fluctuantes à une fréquence donnée mais pas de capturer finement le niveau des fluctuations.

La figure 1.30 présente les profils de vitesse $\overline{U}(z)$ et $\overline{W}(z)$ pour tous les cas de houle co-courant et les cas de référence. Comparée au profil de vitesse longitudinale dans le bassin dans sa configuration usuelle, la présence du batteur en amont (WM) et de houles co-courant sont responsables d'une modification de la forme du profil de vitesse et de la vitesse moyenne \overline{U} sur

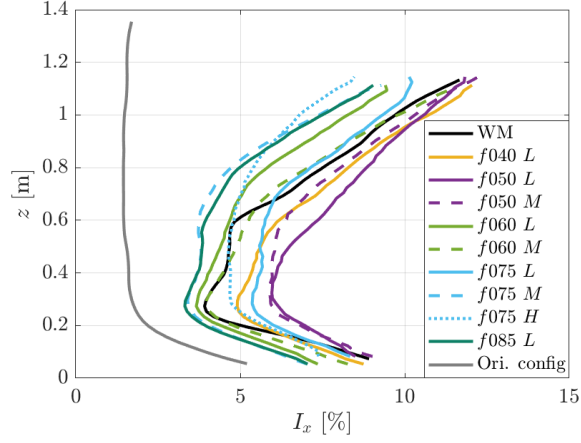


FIGURE 1.31 – Profils de $I_x(z)$ à $x \approx 0.5$ m et $y = 0$ m pour les cas de houle co-courant.

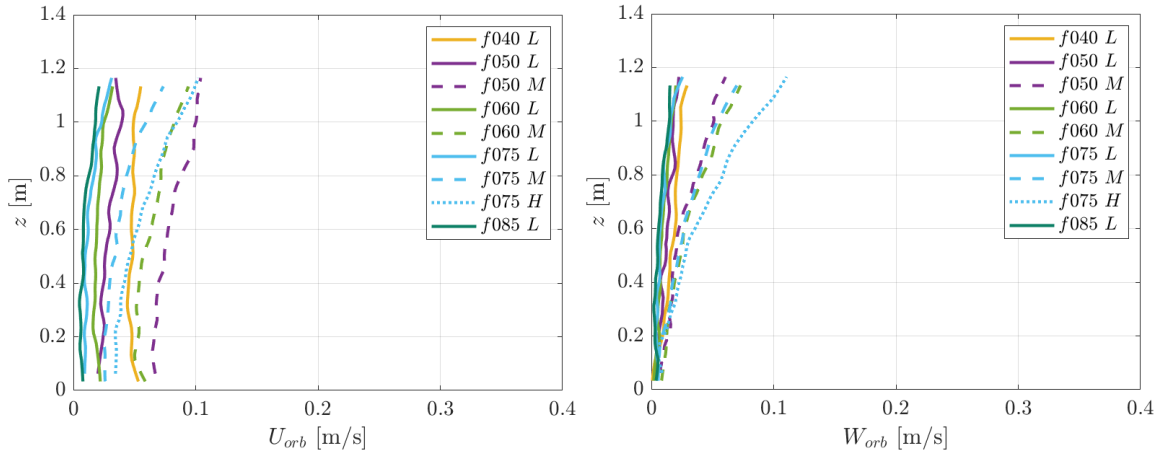


FIGURE 1.32 – Profils de $U_{orb}(z)$ et $W_{orb}(z)$ à $x \approx 0.5$ m et $y = 0$ m pour les cas de houle co-courant.

la moitié inférieure de la colonne d'eau. La vitesse \bar{U} augmente jusqu'à 0.08 m/s par rapport au cas de référence. Le même phénomène (que les houles contre-courant) de ralentissement de l'écoulement vers la surface est observé, mais il descend davantage dans la colonne d'eau pour les houles co-courant car le batteur, en amont de la section d'essais, pénètre plus dans la colonne d'eau que la plage. La vitesse verticale \bar{W} est aussi légèrement modifiée, avec des écarts jusqu'à 0.04 cm/s par rapport au profil de vitesse verticale dans le bassin dans sa configuration d'origine. Ces écarts sont principalement associés à une légère distorsion optique.

La figure 1.31 présente les profils de $I_x(z)$. Comparée au profil d'intensité turbulente dans le bassin dans sa configuration usuelle, la présence du batteur et de la plage augmente I_x pour tout z . Ce décalage vers les hautes valeurs de I_x , y compris pour $z < 0.5$ m, est principalement causé par le bruit des données PIV. Comme pour les houles contre-courant, les houles puissantes (J_s grand) sont celles qui augmentent le plus l'intensité turbulente.

La figure 1.32 présente les profils d'amplitude des vitesses orbitales $U_{orb}(z)$ et $W_{orb}(z)$. Sur la hauteur des mesures PIV, les vitesses orbitales sont inférieures ou égales à 10 cm/s dans tous les cas, et maximales pour $f050 M$ et $f075 H$ en haut du plan de mesure ($z \approx 1.1$ m). Comme pour les houles contre-courant, les gradients verticaux sont plus importants pour les houles courtes que pour les longues. Ainsi, les houles basses fréquences pénètrent mieux dans la colonne d'eau, quelle que soit la direction de propagation de la houle. Par ailleurs, les profils de vitesse, d'intensité turbulente et de vitesse orbitale du cas $f030 L$, ne sont pas présentés. Ce cas, en limite de gamme de travail du batteur, génère des conditions hydrodynamiques complexes et

n'est pas exploitable.

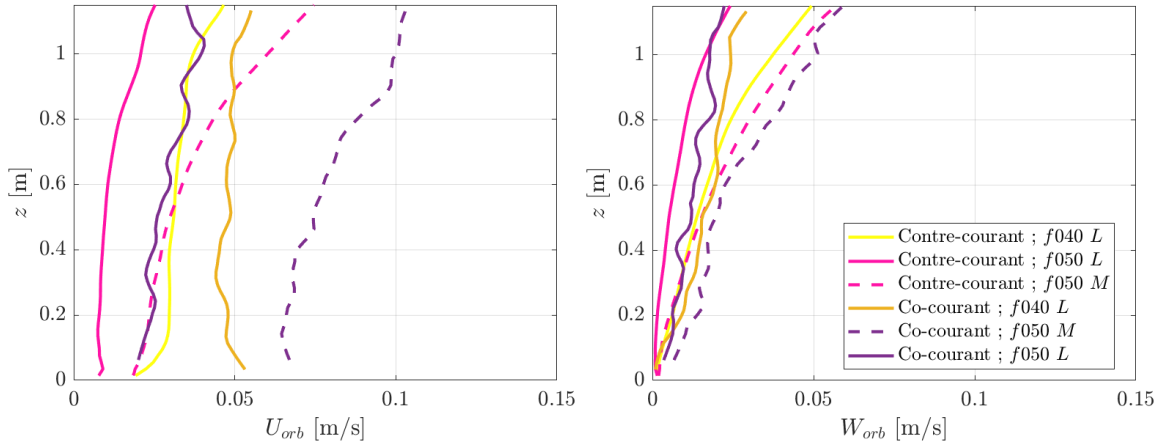


FIGURE 1.33 – Comparaison de l'amplitude des vitesses orbitales $U_{orb}(z)$ et $W_{orb}(z)$ en fonction de la direction de propagation de la houle à $x \approx 0.5$ m et $y = 0$ m.

Finalement, pour les cas $f040 L$, $f050 L$ et $f050 M$ (communs aux deux directions de propagation), les vitesses orbitales sont plus importantes pour les houles se propageant co-courant que contre-courant, ce qui est logique vu que les houles co-courant sont plus longues que les houles contre-courant. Par exemple, pour les cas $f050 M$, $U_{orb}(z = 1 \text{ m}) = 0.10 \text{ m/s}$ dans le sens du courant et $U_{orb}(z = 1 \text{ m}) = 0.06 \text{ m/s}$ contre le courant.

1.4.4 Synthèse

En résumé, huit cas de houles régulières contre-courant sont retenus pour la suite des travaux, tous sauf le cas $f060 L$. Une houle irrégulière avec un spectre de type JONSWAP est également retenue. De plus, 9 houles régulières co-courant sont conservées : toutes sauf $f030 L$. Les houles co-courant sont plus longues et rapides, mais moins énergétiques que les houles contre-courant car elles sont générées à plus haute fréquence, en raison des limites mécaniques du générateur de houle. Les houles contre-courant sont plus régulières et présentent moins d'harmoniques que les houles co-courant.

Finalement, cette grande gamme de cas de houle offre la possibilité d'étudier les effets de la fréquence f_h et de l'amplitude de la houle, mais aussi de la longueur d'onde, de la direction et de la vitesse de propagation de la houle ou de sa puissance. Il est possible d'avoir des houles de même fréquence et amplitude mais de longueur d'onde différente en fonction de sa direction de propagation. À l'inverse, on peut travailler en choisissant d'avoir la même vitesse orbitale à une hauteur donnée avec des fréquences de houle différentes. Cette variété permet d'étudier l'effet des paramètres caractéristiques de la houle indépendamment les uns des autres.

1.5 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent que la reproduction de la turbulence issue de l'interaction entre le courant-bathymétrie, des profils verticaux de vitesse et de la houle est possible et pertinente au bassin de recirculation de l'Ifremer.

Le profil vertical usuel du bassin est cisailé à l'aide de grilles à porosités variables placées en amont de veine d'essais. Cette méthode permet de reproduire des profils avec gradient de vitesse vertical, comme ceux présents en mer. Cette méthode permet de réaliser des études génériques, notamment de cas extrême avec le *Panel 3* qui génère un profil de vitesse très cisailé. De plus,

la représentation de la turbulence et du cisaillement peut se faire indépendamment. Cela permet de travailler sur l'effet de l'un ou l'autre de ces phénomènes physiques sur les structures que l'humain installe en mer dans les zones à fort courant de marée.

Pour compléter la reproduction des interactions courant - bathymétrie, un long cylindre à base carrée placé perpendiculairement à l'écoulement est utilisé pour reproduire les structures tourbillonnaires issues de l'interaction courant-bathymétrie. Son sillage est énergétique et orienté vers la surface. Il y génère des gros tourbillons dont la fréquence de passage correspond à un nombre de Strouhal égal à 0.06. Cet obstacle unique et idéalisé, représente le type d'écoulement présent en aval de variation bathymétrique majeure dans les sites à haut potentiel hydrolien.

Finalement, une grande gamme de houles co ou contre-courant peut être reproduite dans le bassin à recirculation. Cette gamme couvre l'ensemble des houles moyennes présentes dans la Manche. Il faut ensuite composer astucieusement les fréquences, les amplitudes et les directions de propagation pour représenter les conditions *in situ* les plus sévères.

Chapitre 2

Effet de la houle sur l'interaction bathymétrie – courant de marée

Ce chapitre a pour objectif d'étudier les effets de la houle sur le développement du sillage et sur l'émission de structures tourbillonnaires issues de l'interaction entre un obstacle de fond et un courant de marée, à partir de mesures PIV. La première partie de ce chapitre présente les effets d'un cas de houle contre-courant représentatif des conditions sévères rencontrées en Manche. Cette étude est ensuite étendue à l'ensemble des cas de houle testés afin de généraliser l'étude à l'ensemble des conditions rencontrées en mer et de déterminer les paramètres de la houle les plus impactants.

Dans ce chapitre, toutes les vitesses sont adimensionnées par la vitesse incidente amont à $z = 0.50$ m sans cylindre, appelée U_{ref} pour s'affranchir des différences de vitesse causées par l'immersion du générateur de houle et de la plage (figures 1.27 gauche et 1.30 gauche). Les spectres sont tracés en fonction du nombre de Strouhal calculé avec cette vitesse incidente amont de référence. Cette adimensionnalisation, dont les effets sont détaillés dans l'annexe A, permet de comparer les moments d'ordre 1 et 2 et les différents niveaux d'énergie mis en jeu.

2.1 Cas de houle contre-courant de référence

Dans cette partie, nous étudions les effets du cas de houle contre-courant $f040 M$ sur le développement du sillage de l'obstacle. Ces travaux font l'objet de l'article MAGNIER et al. (2023) "Modification of the wake of a wall-mounted bathymetry obstacle submitted to waves opposing a tidal current" soumis en avril 2023 à *Ocean Engineering* (en attente de retour) dans lequel les modifications causées par la houle sont étudiées à l'aide d'analyses statistiques, temporelles et spectrales. Un complément sur les effets 3D et l'intermittence des détachements tourbillonnaires est proposé en fin de section.

2.1.1 Introduction

High-potential tidal energy sites are characterised by strong tidal currents. They are turbulent and sheared due to their interaction with bathymetric obstacles. At those sites, surface gravity waves are also often present, especially in winter (FILIPOT et al. 2015; BENNIS et al. 2022). They are either wind seas short and low-energy waves or long and energetic swells from offshore, generated by storm winds.

Turbulent tidal currents and surface gravity waves interact together to create complex hydrodynamic conditions, both spatially and temporally. The behaviour of the tidal current is thus modified : mean velocity profiles and turbulent characteristics are altered by the wave motions, while the wave kinematics are modified by the current (ZHANG et al. 2022). REY et al. (2014) and BARMAN et al. (2016) show that, in coastal areas, the wake of wall-mounted obstacles,

representing bathymetry, is modified by surface gravity waves which in turn are altered by the obstacles presence. In similar conditions, without bathymetric obstacles, surface gravity waves also organised the random turbulent fluctuations of the flow depending on the wave frequency (ROY et al. 2017; ROY et al. 2018). In addition, CHEN et al. (2014) show that the presence of waves following the current leads to the generation of vortices in the wake of a parabolic obstacle. However, all those studies have been conducted at coastal area scale, with the bathymetric obstacle representing half of the water depth.

At tidal energy sites, obstacles are smaller compared to the water depth. For example, in the Alderney Race, a high potential energetic site of the English Channel, the higher bathymetric obstacles represent approximately $1/8^{\text{th}}$ of the water column. In those areas, the order of magnitude of the average wavelength is 100 m, which is more than two times the depth, and the average peak period is around 11 s (FURGEROT et al. 2020; BENNIS et al. 2022). Thanks to previous studies carried out in the Ifremer wave and current flume tank among others, it has been shown that a wide bottom-mounted cylinder set perpendicular to the flow correctly represents the bathymetry-current interaction. It generates an energetic wake, directed towards the surface, in which energetic vortices are released at $St \approx 0.07$, after a vortex merging time (IKHENNICHEU et al. 2019c). Two preliminary studies covering a wide range of wave cases following or opposing the current have been conducted in our laboratory in Froude similarity to Alderney Race. MAGNIER et al. (2022b) put in evidence cylinder wake modifications caused by waves following the current if their frequency is low enough. SAOULI et al. (2022) cover a wide board of frequency and amplitude of waves opposing the current. As for waves with the current, low-frequency waves are the most impacting on the cylinder wake. Turbulent kinetic energy spikes appear in some precise and key positions in the wake or above the cylinder, and the vortex shedding focuses on the multiple of the the wave frequency.

The aim of this study is to understand thoroughly how the surface gravity waves modify the vortex generation resulting from the bathymetry-current interaction in tidal energy sites. The experiments are carried out using the bottom-mounted square cylinder presented above. The wave case is chosen to be the most representative of the English Channel conditions. The wake of the cylinder, under this opposing current wave case, is compared to its reference wake, generated in calm sea conditions. Time-resolved Particle Image Velocimetry is used to measure the flow fields in the symmetry plane of the cylinder. The paper is structured as follows. First, the experimental setup is presented. A basic physical wave description, including both the description of the water surface shape and the water motion below the surface, is carried out. Then, the effects of the surface gravity waves on the dynamics of the cylinder wake are studied using time-averaged velocities and Reynolds tensor maps, temporal and spectral analysis of the velocity, and statistical correlation and estimation of the turbulent flow vortex size. Finally, phase averaging is performed at the vortex shedding frequency to discuss about the vortex generation and the modification of the wake development due to the waves.

2.1.2 Experimental setup

2.1.2.1 Current, wave and bathymetry modelisation in the flume tank

Tests are carried out in the wave and current circulating tank of Ifremer located in Boulogne-sur-Mer (France). The test section is 20 m long \times 4 m wide \times 2 m deep (see Figure 2.1). The incoming flow ($U_\infty, V_\infty, W_\infty$) is assumed to be steady and constant, with the imposed velocity : $U_\infty = 0.8 \text{ m.s}^{-1}$ and $V_\infty = W_\infty = 0 \text{ m.s}^{-1}$. The three instantaneous velocity components are denoted (U, V, W) along the (x, y, z) directions respectively. According to the Reynolds decomposition, each instantaneous velocity component is separated into a mean value and a fluctuating part : $U = \bar{U} + u'$ where the over-bar indicates the time averaging. Thanks to a grid combined with a honeycomb placed at the inlet of the working section, a low turbulence intensity $I_\infty = 1.5 \%$ is reached (IKHENNICHEU et al. 2019c) and the boundary layer height, calculated

as follows $\delta_{95} = z(\bar{U} = 0.95 \times U_\infty)$, is equal to $\delta_{95} \approx 0.25$ m.

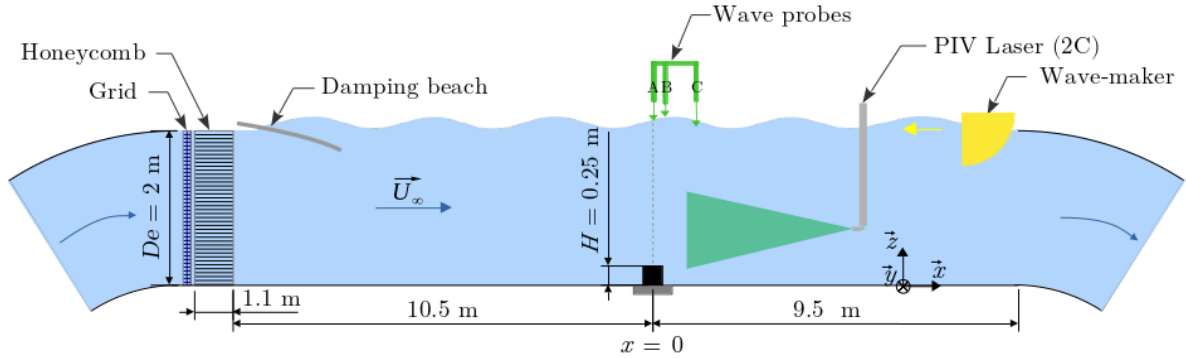


FIGURE 2.1 – Sketch of the flow configuration showing the cylinder and the 3 wave probes locations, the PIV laser sheet, and the wave-maker at the outlet of the test section. The current comes from the left and the surface gravity waves from the right.

To generate waves at the flume tank surface, a wave generator is used. In this experiment, it is set at the outlet of the working section of the tank, as shown in Figure 2.1 and Figure 2.2. The wave generator is composed of 8 independent displacement paddles each 50 cm wide and 50 cm deep. At $U_\infty = 0.8$ m.s⁻¹, the capabilities of the wave generator enable the production of regular waves with a frequency range between $f = 0.2$ Hz and $f = 0.6$ Hz and a maximum amplitude of $A = 150$ mm (from still water level to crest). At the inflow of the working section, a damping beach, made of a metallic porous panel (8% porosity), is set to reduce as much as possible wave reflection on the inlet wall of the tank. Measurements revealed that the resulting reflection coefficient was lower than 12% for all the usual frequencies and amplitudes. Wave spectrum models (Pierson-Moskowitz, JONSWAP, Bretschneider, and others) can be used for the generation of random waves (GAURIER et al. 2010).

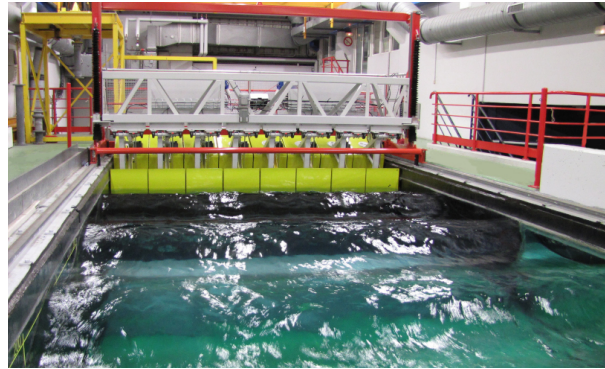


FIGURE 2.2 – Regular waves with a 0.8 m/s flow in the Ifremer current flume tank

To represent at scale a large seabed roughness, a square cylinder of section $H \times H$, with $H = 0.25$ m, and of width $6H$ is used, as presented in Figure 2.3. The x -origin is set at the centre of the cylinder. $z = 0$ corresponds to the tank floor. The square cylinder is centred in the spanwise direction of the tank. Spanwise origin ($y = 0$) is set to the centre of the square cylinder (Figure 2.1).

The present investigation is conducted in geometrical similitude 1 :20 to real sea conditions (IKHENNICHEU et al. 2019c), for which the Alderney Race conditions has been considered. Then, the incoming flow Reynolds number based on the cylinder height is $Re_H = HU_\infty/\nu = 2.0 \times 10^5$ with ν the water kinematic viscosity. The Froude number is equal to $Fr = U_\infty/\sqrt{g \times D_e} = 0.18$, with D_e the flume tank depth and g the gravity. The scaled experiment parameters are presented



FIGURE 2.3 – PIV setup with the camera in foreground and the laser sheet illuminating the square cylinder. The resistive wave probes are passing through the free-surface where a wave-trough is visible on top of the cylinder.

in Table 2.1.

	Scale	U_∞ [m/s]	Rugosity H [m]	Depth D_e [m]	$Re_H = \frac{HU_\infty}{\nu}$	$Fr = \frac{U_\infty}{\sqrt{g \times D_e}}$
Alderney Race	1	3.5	5	40	1.8×10^7	0.18
Flume tank	1/20	0.8	0.25	2	2.0×10^5	0.18

TABLEAU 2.1 – In-situ and experimental hydrodynamic conditions (1 :20 scale).

2.1.2.2 Measurement tools

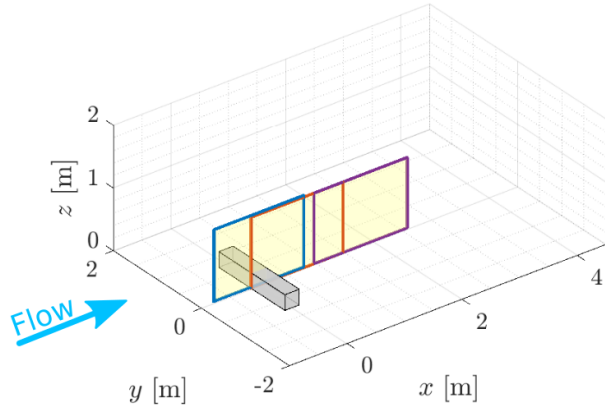


FIGURE 2.4 – Sketch of PIV measurement planes configuration

To characterise the flow, 2D Particle Image Velocimetry (PIV) measurements are conducted in the symmetry plane of the cylinder, at $y = 0$ (see Figure 2.3). This enables $U(x, z, t)$ and $W(x, z, t)$ in plane Oxz to be accessed. To capture the entire cylinder wake, three measurement planes are selected along the x -axis. Figure 2.4 presents their spatial positions. Before PIV measurements, the tank is seeded with 10 μm diameter silver-coated glass micro-particles. Particles illuminated by a 200 mJ Nd-Yag laser are detected on 4 to 10 pixels. To process PIV images, the software *Dynamic studio* is used. The Adaptive PIV method is used to calculate particle displacements between two images and outliers are replaced using the Universal Outlier Detection

method (WESTERWEEL et al. 2005). PIV acquisitions are carried out during 200 s, hence 3000 double images are taken at 15 Hz acquisition frequency. The time between a double-frame is equal to $\Delta t = 900 \mu\text{s}$, excepted for data presented in section 2.1.2.3 where $\Delta t = 8000 \mu\text{s}$ for flow measurements without any wake interaction and due to experimental proceeding improvements. Measurement plane dimensions are $1.60 \text{ m} \times 1.12 \text{ m}$ with a spatial resolution of $dx = dz = 20 \text{ mm}$.

The surface elevation is also measured with a combination of KENEK servo-type wave probes (model SHT3-30E) and resistive wave probes. The dynamic wave probe (denoted A in Figure 2.1) is set on top of the cylinder, at $(x, y) = (0, 0) \text{ m}$. Two resistive probes are set downstream, on positions B and C on the flume tank scheme, with $AB = 52 \text{ cm}$ and $BC = 70 \text{ cm}$, in order to measure precisely the wave characteristics.

Finally, the wave probes are synchronised with the PIV system which triggers the start of the measurements. In the wave case, the measurements are started when the wave-current interaction has reached its equilibrium and when the conditions are stationary.

2.1.2.3 Input flow characterisation

To study the effects of surface gravity waves on the cylinder wake, two flow conditions are considered : a reference case with *current only*, which is compared to a case *with waves* propagating against the current. To characterise the imposed conditions, this section provides a basic physical description of the flow in the water column and at the free surface, compared to the reference case.

2.1.2.3.1 Wave conditions at the free surface First, the wave case is described from the surface point of view, to compare it to wave properties at sea. To do so, the elevation of the water surface of the flume tank is measured with the three wave probes during 200 s. The measurement is done when the wave-current interaction has found its equilibrium (approximately 1 min after the beginning of the wave generation) and without the cylinder. In this wave case, the wave properties are stable in time and bi-dimensional (invariant along the y -direction). The main properties are presented in Table 2.2. The waves are characterised in time by f_h , which is the frequency at which waves are generated and is equal to 0.406 Hz. The parameter $\overline{A_{O1}}$ is the time-averaged wave amplitude at the wave frequency. This parameter is calculated by taking the time average of the amplitude of the Hilbert transform of the surface elevation signal, given by wave probe A , filtered around the wave frequency f_h . The height, from crest to trough of the waves, is defined as $H_{O1} = 2\overline{A_{O1}}$. The wavelength λ links time to space and is directly calculated using wave probes phase difference. The celerity of the waves, which is the velocity at which the wave crests propagate, is defined as $C_\varphi = \lambda f_h$. Two non-dimensional parameters are also defined to characterise the type of wave conditions : H_{O1}/D_e is the relative height and λ/D_e is the relative wavelength. As $H_{O1}/D_e \ll 1$ and $2 < \lambda/D_e < 20$, the generated waves are of small height, linear with a finite depth. Airy theory can thus be used (BOUGIS 1993). Moreover, as $D_e < \lambda/2$, the wave-induced periodical velocity fluctuations are perceived right down to the bottom.

Concerning sea conditions in the English Channel, FURGEROT et al. (2020) show that in the Alderney Race, the average wave significant height H_s is equal to 1.3 m and that H_s is included in $[0 : 5] \text{ m}$. Those events mainly come from the West with peak period T_p between 10 s and 16 s. Off the coast of Paimpol and Bréhat Island, another high potential tidal energy site of the English Channel, MOREAU et al. (2022) showed that the most important wave events come from North-West with a peak period of about 12 s. The median significant wave height is equal to 1.15 m. At that site, waves propagate against ebb tide current and following flood current. Moreover, as shown in BENNIS et al. (2022), in the Alderney Race, during winter storms, wavelengths can reach about 100 m, which is increased or decreased by the presence of ebb or flood currents (respectively). To compare our lab conditions to in-situ conditions, Table 2.2 presents the properties of the equivalent wave at sea, calculated using the scale factor $1/20$

defined in Table 2.1. With a significant wave height (H_s) equal to 3.0 m, a peak period equal to 11 s and a wavelength equal to 98 m, this wave case represents severe wave conditions in the English Channel.

Wave case in the flume tank						At sea scale		
f_h [Hz]	A_{O1} [cm]	λ [m]	C_φ [m/s]	H_{O1}/D_e [-]	λ/D_e [-]	H_s [m]	T_p [s]	λ_{sea} [m]
0.406	7.6	4.9	2.0	0.076	2.5	3.0	11	98

TABLEAU 2.2 – Main characteristics, in the flume tank and at sea scale, of the wave conditions.

2.1.2.3.2 Flow properties in the water column Thanks to PIV measurements, the flow kinematics are studied for *current only* and *current with waves* cases, along a vertical profile at the centre of the test section (x, y) = (0, 0). In the following results, the reference velocity $U_{ref} = U(z = 0.5 \text{ m})$ is used to normalise all velocity fields.

$$U^*(x, z, t) = \frac{U(x, z, t)}{U_{ref}} \quad \text{and} \quad W^*(x, z, t) = \frac{W(x, z, t)}{U_{ref}}$$

In the current only case, the reference velocity at $z = 0.5 \text{ m}$ is equal to $U_{ref} = 0.78 \text{ m/s}$ while it is equal to $U_{ref} = 0.85 \text{ m/s}$ with waves. This difference in velocity is due to the addition of the damping beach and the wave-maker, which reduces the available cross-sectional area and accelerates the flow for a given pump speed. The reference velocities U_{ref} are also used to calculate Strouhal numbers later.

Figure 2.5 presents the normalised mean velocity profiles in both cases. On the left-hand sub-figure, the $\overline{U^*(z)}$ profiles are superimposed for $z < 1.0 \text{ m}$, i.e. over most of the water column studied here. Below $z \approx H = 0.25 \text{ m}$, the velocity profiles show a classical boundary layer shape. Above, the mean streamwise velocity is constant and equal to U_{ref} . Higher than $z = 1.0 \text{ m}$, the velocity profile show a different behaviour depending on cases. For the wave case, the presence of the damping beach (upstream from the measurement area) generates fluctuations and decreases the velocity close to the free surface. Moreover, the waves, while propagating, interact with the current which induces modification of the velocity profile in the upper part of the water column. In addition, $\overline{W^*(z)}$ is so small that it is considered equal to zero over the whole water column.

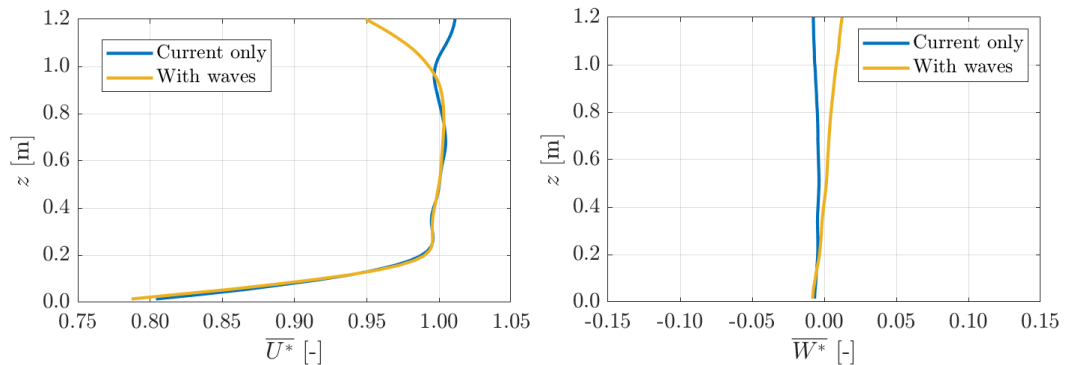


FIGURE 2.5 – Normalised mean streamwise velocity $\overline{U^*(z)}$ profiles (left) and normalised mean vertical velocity $\overline{W^*(z)}$ profiles (right) at $(x, y) = (0, 0) \text{ m}$.

To estimate the turbulent intensity, the Reynolds decomposition of a given velocity signal under the influence of surface gravity waves is calculated as :

$$U(z, t) = \overline{U(z)} + u'(z, t) = \overline{U(z)} + u''(z, t) + \tilde{u}(z, t)$$

where $\overline{U(z)}$ is the mean velocity, $u''(z, t)$ the turbulent fluctuations and $\tilde{u}(z, t)$ is the regular and periodic component of the velocity fluctuation at the wave frequency f_h (KEMP et al. 1981 ; PEREZ et al. 2020b). It is a sinus calculated with the ordinary least squares method. In the current only case, $\tilde{u}(z, t) = 0$ thus $u'(z, t) = u''(z, t)$. Thus, the turbulent intensity is defined as follow :

$$I_x(z) = \sigma(u''(z))/\overline{U(z)}$$

with σ the standard deviation operator. It is expressed in % of $\overline{U(z)}$ at the same height and presented in Figure 2.6 (left). Two zones appear in the profiles. Below $z \approx H \approx 0.25$ m, the shape is representative of a wall boundary layer. Out of this layer, the turbulent intensity is low, equal to 1.5% and constant over the water column for the reference case. With waves, it strongly grows (like z^4) to reach $I_x = 5\%$ at $z = 0.9$ m , mostly thanks to the presence of the damping beach at the inlet of the working section that strongly interacts with the current and the waves and generates turbulent fluctuations.

Figure 2.6 (right) presents the orbital velocities of the waves, calculated by taking, at each depth z , the amplitude of $\tilde{u}(z, t)/U_{ref}$ for U_{orb}^* and of $\tilde{w}(z, t)/U_{ref}$ for W_{orb}^* . As expected, both orbital velocities grow towards the surface and $W_{orb}^*(z = 0) = 0$ close to the ground which prevents vertical movement. Moreover, U_{orb}^* represents 13% of \overline{U}^* and W_{orb}^* represents 9% of \overline{U}^* at $z = 1$ m, showing how the presence of waves at the water surface strongly impacts the whole water column.

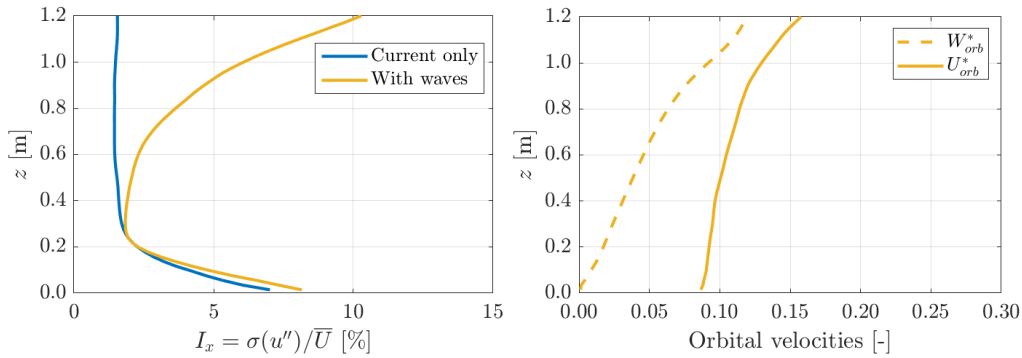


FIGURE 2.6 – Left : Turbulent intensity $I_x(z)$ in the streamwise direction x at $(x, y) = (0, 0)$ m. Right : Normalised orbital-velocity in the streamwise and vertical direction at $(x, y) = (0, 0)$ m.

Finally, the two cases are studied from the temporal and spectral points of view. Figure 2.7 (left) shows the temporal behaviour of $u^{*'}(t) = u'(t)/U_{ref}$ far below the water surface, at $z = 0.2$ m. For the wave case, even far from the water surface, $u^{*'}(t)$ is strongly marked by the wave presence as $D_e < \lambda/2$. The amplitude of its periodical fluctuations corresponds to the one announced by U_{orb}^* . For the case with current only, $u^{*'}(t)$ shows the classical behaviour of a low turbulent flow. Those differences are also visible looking at the Power Spectral Density of the velocity component $u^{*'}(t)$, shown in Figure 2.7 (right). The main difference between the two spectra is the energetic spike (3 orders of magnitude higher than the rest) at the wave frequency f_h . Elsewhere, they show the same classical $f^{-5/3}$ power slope (KOLMOGOROV 1941) and a similar level of energy.

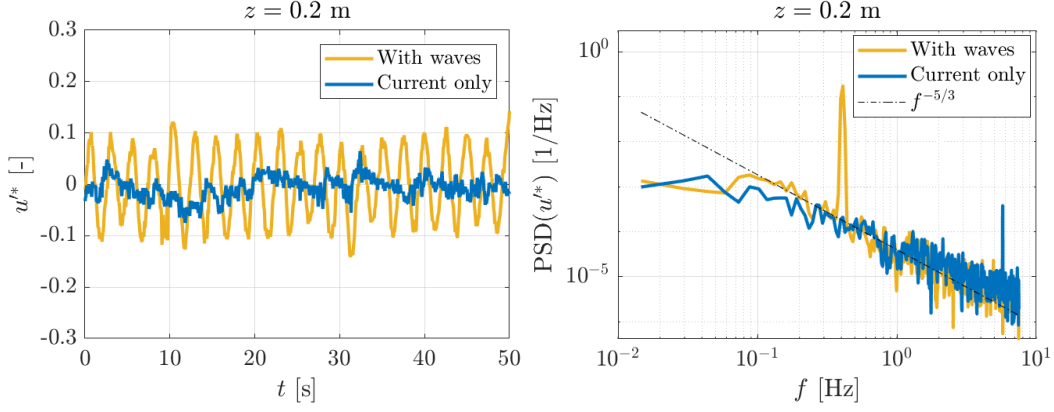


FIGURE 2.7 – Temporal and spectral analysis of $u^{*'} at $z = 0.2$ m for both experimental cases.$

2.1.3 Wave effects on the cylinder wake behaviour

This section aims at describing the effects of the waves on the behaviour of the cylinder wake to evaluate the main characteristics of the vortices emitted from the cylinder in the presence of waves. Several tools are used such as time average, temporal and spectral analysis of the flow fields or statistical correlation. This study is conducted in the symmetry plane of the cylinder, i.e. for $y = 0$.

2.1.3.1 Time-averaged flow fields

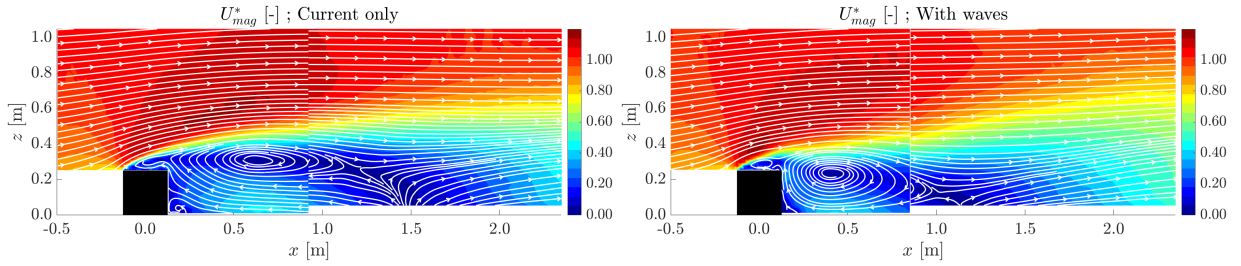


FIGURE 2.8 – Colormaps of the normalised velocity magnitude (U_{mag}^*) in the cylinder wake with streamlines superimposed.

Figure 2.8 presents the time-averaged streamlines superimposed on the velocity magnitude $U_{mag}^* = \sqrt{\overline{U^{*2}} + \overline{W^{*2}}}$ in the symmetry plane of the cylinder. Figures 2.9 and 2.10 present the time-averaged streamwise and vertical velocity maps. For the three figures, the left colormap corresponds to the current only case whereas the right colormap presents the results obtained for the wave and current case. In Figure 2.8, for both cases, the flow is strongly decelerated downstream of the cylinder and slightly accelerated above the cylinder. The streamlines show a strong recirculation area behind the obstacle. For both cases, a three-part structure is identified in the cylinder wake (CALHOUN et al. 2001). The outer region and recirculation area are highlighted respectively by the plain line ($\overline{U^*} > 0.9$) and the dashed-line ($\overline{U^*} < 0$) in Figure 2.9. The sheared layer region is located in-between. Despite a common wake structure, typical of flows behind ribs in the symmetrical plane, the wakes differ between the two cases. In the presence of waves, the recirculation length is reduced by 20% while the vertical height of the wake increases by 14% at $x = 2.0$ m, meaning that the ascent rate of the wake increases with waves. The sheared region is more extended so the velocity gradients are less intense with waves than without. Moreover, waves cause a strengthening of the negative $\overline{W^*}$ area, which is also closer to the cylinder and lower in the water column, as shown in Figure 2.10. Furthermore, the counter-clockwise

recirculation zone just behind the cylinder, at $(x, z) = (0.13 \text{ m}, 0.05 \text{ m})$, is greatly reduced with waves.

Finally, the wake recovers faster with waves : at $(x, z) = (2.0 \text{ m}, 0.25 \text{ m})$, for instance the velocity magnitude U_{mag}^* increases by 50%. In addition, at $z = 0.25 \text{ m}$, the position for which $U_{mag}^* > 0.30$ is situated 0.5 m upstream for the wave case than for the current only case. This faster wake recovery might come from the growth of the sheared region and from the higher level of turbulence which dissipates the wakes, as observed for wall-mounted cube wakes (HEARST et al. 2016).

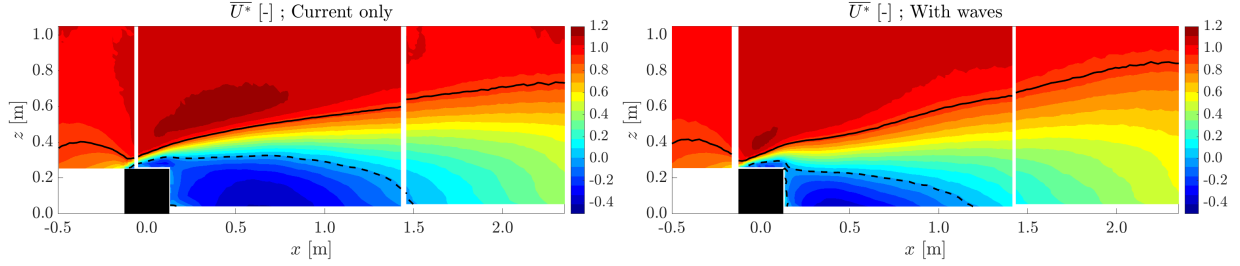


FIGURE 2.9 – Colormaps of the normalised mean streamwise velocity \overline{U}^* in the cylinder wake. The continuous lines correspond to $\overline{U}^* = 0.9$ and the dashed lines to $\overline{U}^* = 0$.

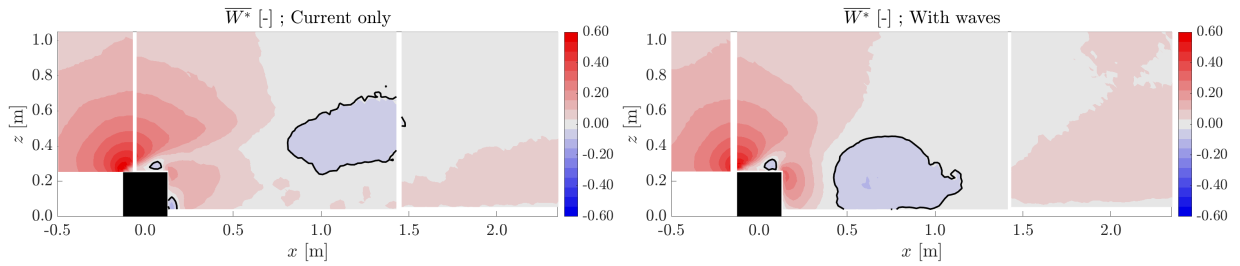


FIGURE 2.10 – Colormaps of the normalised mean vertical velocity \overline{W}^* in the cylinder wake. The continuous lines correspond to $\overline{W}^* = 0$.

Figures 2.11 and 2.12 present the components of the Reynolds tensor processed from the 2D PIV used in this study. The turbulent kinetic energy k_{UW} is the trace of the Reynolds tensor and $\tau_{u'w'}$ is the sheared component relative to the x and z directions. They are defined as follows :

$$k_{UW} = \frac{1}{2}(\overline{u'u'} + \overline{w'w'}) \quad \text{and} \quad \tau_{u'w'} = \overline{u'w'}$$

Here, k_{UW} and $\tau_{u'w'}$ are normalised by U_{ref}^2 which is equivalent to use those definitions with the normalised fluctuating part of the velocity components $u^{*l}(t)$ and $w^{*l}(t)$. The normalised quantities are named k_{UW}^* and $\tau_{u'w'}^*$.

As for the mean velocity fields, k_{UW}^* and $\tau_{u'w'}^*$ are very similar for the two cases, with a high level of turbulent energy in the sheared layer. As for the mean velocity, the wake extends higher for the wave case and the average level of turbulent energy increases : at $(x, z) = (1.0 \text{ m}, 0.4 \text{ m})$, k_{UW}^* is 25% higher than without waves. The general shape of the energetic zone, highlighted by the plain-line $\tau_{u'w'}^* = -0.02$, shows furthermore some oscillations : on this iso- $\tau_{u'w'}^*$, three local maxima are noticeable at $x \approx 0.15 \text{ m}$, 1.1 m and 2.0 m . This suggests an injection of energy by the waves at those specific positions in the wake. Finally, it is important to notice that, in the wave case, two high energy areas appear on the turbulent energy maps, probably linked to the three maxima of $\tau_{u'w'}^*$ previously noticed (invisible in the current only case). The higher energetic zone, named $B1$ as presented in Figure 2.13, is located just above the cylinder, in the region where the vortices generation mechanism happens. This points out that the vortex generation is strongly modified in the presence of waves. The second energetic area, named $B2$

in Figure 2.13, corresponds to the central maximum of the $\tau_{u'w'}^*$ contour and indicates that the wake is also modified by the waves during its development.

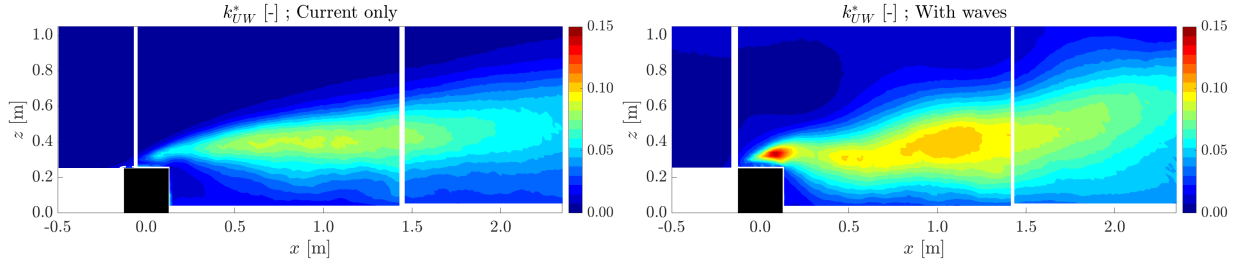


FIGURE 2.11 – Colormaps of the normalised turbulent kinetic energy k_{UW}^* in the cylinder wake.

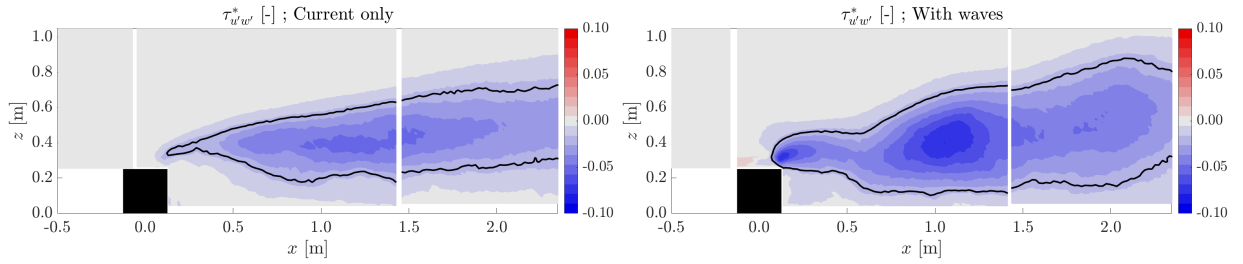


FIGURE 2.12 – Colormaps of the normalised shear component of the Reynolds tensor $\tau_{u'w'}^*$ in the cylinder wake. The continuous lines correspond to $\tau_{u'w'}^* = -0.02$.

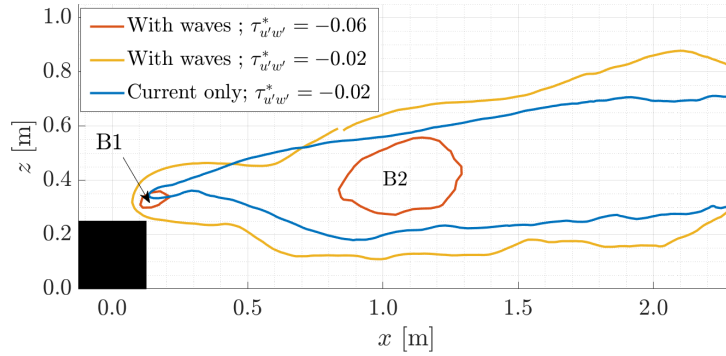


FIGURE 2.13 – Schematic of the cylinder wake main features based on the Reynolds shear stress components.

To sum up, Figure 2.13 presents two contours of $\tau_{u'w'}^*$ for both cases. The contour of $\tau_{u'w'}^* = -0.02$ exists in both cases and shows that the sheared layer is wider in the presence of waves than for current only. Moreover, the contour of $\tau_{u'w'}^* = -0.06$ exists for the wave case only, showing higher levels of turbulent energy with waves than without. It also highlights two specific regions where the levels of energy linked to turbulence are higher : the region $B1$, on top of the cylinder and the region $B2$, in the middle of the sheared layer. It suggests that the surface gravity waves modify the origin and the development of the cylinder wake. To complete this statistical analysis, it has to be noticed that the cylinder presence is impacting the whole water column, as the wave amplitude $\overline{A_{O1}}$ increases by about 20% (1.5 cm) just on top of the cylinder. Similar results have been observed in ZAMAN et al. (2008) et REY et al. (2014).

2.1.3.2 Temporal and spectral analyses

In Figure 2.14, the temporal signals of $u^{*l}(t)$ and $w^{*l}(t)$ extracted in the energetic sheared layer, in $B2$ zone (cf Figure 2.13), are presented. For both cases and the two velocity components, the signals display strong velocity fluctuations. The fluctuations seem more regular in the wave case, repeating the same pattern every 5 s (0.2 Hz) when $t \in [20; 90]$ s or $t \in [115; 200]$ s. This frequency is close to the natural vortex shedding frequency named f_{vtx} , observed in IKHENNICHEU et al. (2019c). The vortex shedding frequency is defined using the Strouhal number $St = fH/U_{ref}$ as f_{vtx} depends on the incoming flow velocity U_{ref} . Here, the vortex shedding appears at $St = 0.06$ (approaching the value of $St = 0.07$ presented in IKHENNICHEU et al. (2019c)). Thus, the vortex shedding frequency is equal to $f_{vtx} = 0.19$ Hz in the current only case and to $f_{vtx} = 0.20$ Hz in the wave case. The regular fluctuations on $u^{*l}(t)$ and $w^{*l}(t)$ signal thus does not corresponds to the wave-induced velocity fluctuations which appears at f_h (as in the wave characterisation without the cylinder, in Figure 2.7), but to an intensified periodic vortex shedding. On the contrary, when $t \in [0; 20]$ s or $t \in [90; 115]$ s, the velocity fluctuations are occasionally reduced compared to the current only case. The amplification of the vortex shedding phenomenon is intermittent. This may be due to the high closeness between the natural vortex shedding frequency of the cylinder f_{vtx} and half the wave frequency f_h .

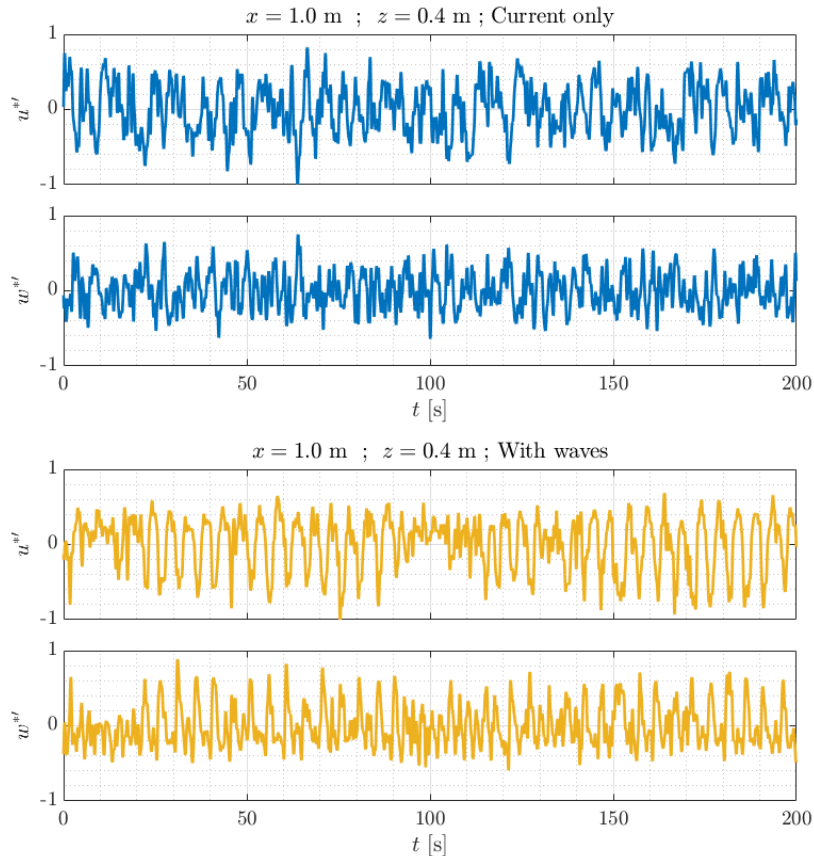


FIGURE 2.14 – Normalised instantaneous fluctuating velocity components $u^{*l}(t)$ and $w^{*l}(t)$ at $(x, z) = (1.0 \text{ m}, 0.4 \text{ m})$, in the sheared layer. Top : Current only. Bottom : With waves.

To investigate the energetic frequencies of the cylinder wake, the Power Spectral Densities (PSDs) of $u^{*l}(t)$ and $w^{*l}(t)$ are plotted in Figure 2.15. They are calculated for both cases at two positions in the wake. The top line of the Figure presents PSDs calculated with the fluctuating velocity component extracted in $B2$ area, at $(x, z) = (1.0 \text{ m}, 0.4 \text{ m})$ (those presented in Figure 2.14) whereas the bottom line presents PSDs calculated 1 m downstream in the wake,

at $(x, z) = (2.0 \text{ m}, 0.5 \text{ m})$, under the third local maximum observed on the $\tau_{u^*w^*}$ contour. The PSDs are plotted as function of the Strouhal number so that the peak at the vortex shedding frequency can be easily identified.

First, for the current only case, as expected, the signature of a structured vortex shedding appears at $x = 2.0 \text{ m}$. It is characterised by peaks at the vortex shedding frequency f_{vtx} (thus at $St = 0.06$) on u^{*l} (order of magnitude higher) and w^{*l} (small peak) PSDs. At $x = 1.0 \text{ m}$, on contrary, no clear spectral peak appears at f_{vtx} because the vortex shedding is not yet organised. At this position, the aggregation of the vortex is in process, which explains the relatively high and constant value observed between $St = 0.05$ and $St = 0.10$ on the PSDs of u^{*l} and w^{*l} (IKHENNICHEU et al. 2019c).

Secondly, with waves, two high peaks appear on the PSDs, one at the wave frequency f_h (corresponding to a Strouhal number equal to $St = 0.12$) and the other at the vortex shedding frequency. Both peaks are visible at the two positions and for both velocity components. On the PSDs of w^{*l} , the peaks at f_h have the same or higher levels of energy than the peaks at f_{vtx} . In addition, on both PSDs of u^{*l} and w^{*l} , the peaks at f_{vtx} are higher in the wave case than in the current case. Thereby, as there is a lot of energy available at the vortex shedding frequency, it means that the vortex are already formed and carried out by the flow. With waves, the wake organise itself quickly and have a regular and strong vortex shedding. It suggest that, with waves, no merging of the vortices is necessary to obtained a structured and energetic vortex shedding. The complex energy exchanges between the different involved frequencies are investigated in the following section.

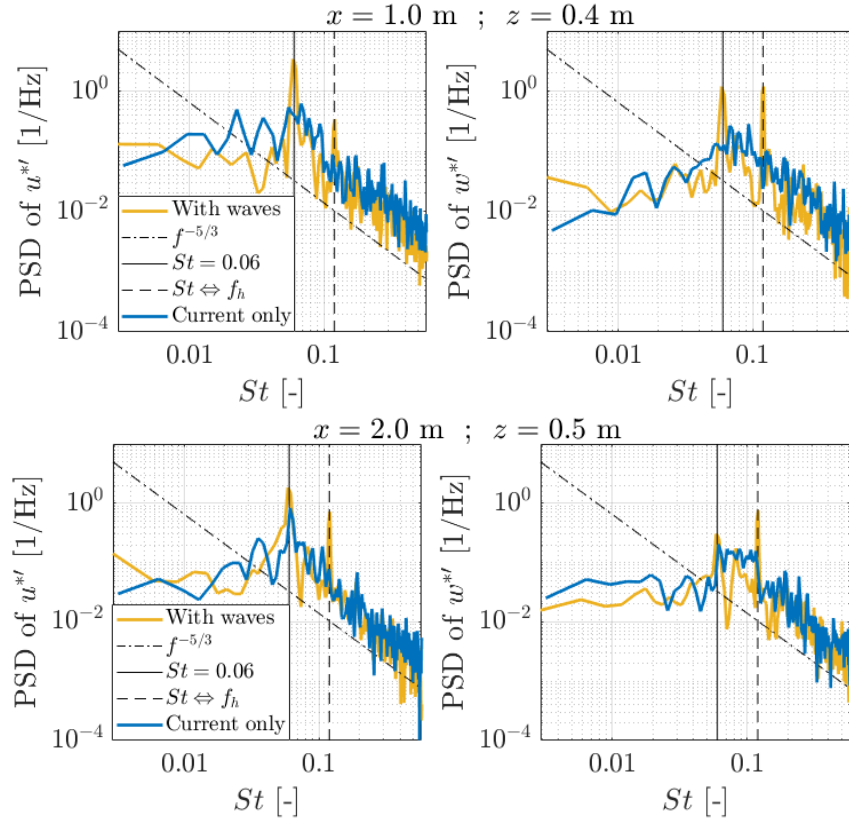


FIGURE 2.15 – PSDs of the normalised velocity component $u^{*l}(t)$ (left row) and $w^{*l}(t)$ (right row) for both cases. Top : $(x, z) = (1.0 \text{ m}, 0.4 \text{ m})$ (velocity presented on the figure 2.14). Bottom : $(x, z) = (2.0 \text{ m}, 0.5 \text{ m})$. The Strouhal number is calculated with the reference velocity defined in the section 2.1.2.3.2 : $St = fH/U_{ref}$.

2.1.3.3 Spatial study of the flow spectral content

To better understand the spectral content of the flow, PSDs colormaps of the normalised fluctuating streamwise and vertical velocity components are examined. As some energy exchanges happen between frequencies making the studied flow very complex, PSDs are calculated over all PIV plane height at five fixed x -positions, as done in MAGNIER et al. (2021a). Figures 2.16 and 2.17 respectively present the obtained PSD maps of $u^{*'}(t)$ and $w^{*'}(t)$, expressed as a function of the Strouhal number $St = fH/U_{ref}$, for both cases.

On one hand, in the current only case, on PSD of $u^{*'}$, a clear and distinct peak at f_{vtx} appears in the sheared layer from $x = 1.5$ m. Its level of energy reaches a maximum of 1.0 at $(x, z) = (1.5 \text{ m}, 0.4 \text{ m})$, in the region where Reynolds tensor terms are maximum without waves. Moreover, the peak moves slightly toward the surface as z increases, staying in the highest turbulent kinetic energy zone (Figure 2.11). No well-shaped and energetic peak emerges in the PSDs of $w^{*'}$. As described by IKHENNICHEU et al. (2019c), MERCIER et al. (2020) and MAGNIER et al. (2021a), the vortex shedding organises itself as the distance to the obstacle increases, becoming more and more regular and energetic. It happens when the flow becomes 2D in the central part of the cylinder (MARTINUZZI et al. 1993).

On the other hand, in the wave case, the PSD maps are much more complex. On top of the cylinder ($x = 0$), the signature of the waves is visible at the wave frequency f_h for both velocity components. For the PSDs of $w^{*'}$ (at $x=0$), the energy of the peak at f_h is low (<0.5) and rather homogeneous along z . For the PSDs of $u^{*'}$ at $x = 0$, the energy available at f_h decreases when the depth increases (such as the orbital velocities) until $z = 0.5$ m. Below, the energy level increases notably to reach its absolute maximum (of all PSDs colormaps) at $x = 0.32$ m. The absolute maximum is equal to 5.9 (out of colour scale). That strong increase, just above the cylinder, of the energy available at f_h , suggests the generation of eddies from the interaction of the wave-induced motion with the cylinder (TING et al. 1994). Moreover, this high energy peak appears exactly in the $B1$ region. The high turbulent energy levels observed in that region are thus coming from the eddies resulting of the cylinder-wave-current interaction. That phenomenon is not visible on the PSD of $w^{*'}$.

Downstream from the cylinder, the two same frequencies stand out thanks to their high energy levels : f_h and f_{vtx} . Their energy levels strongly vary depending on x and z positions. For the $w^{*'}$ PSD maps, the peaks at f_h and f_{vtx} appear at the same depth and the one linked to the vortex shedding only is slightly less energetic. In addition, peaks of smaller amplitude appear at the harmonics $3f_{vtx}$ and $4f_{vtx}$. They are visible at the depth of the f_h peak, when its energy is high enough (> 1.0). On the contrary, in $u^{*'}$ PSD maps, the energy levels of the peak at f_h seem to be strongly reduced by the presence, at the same position x and z , of a peak at f_{vtx} , i.e in the sheared layer. As observed in Figure 2.15, the peak corresponding to the vortex shedding phenomenon is different with waves than without. With waves, the f_{vtx} peak is present from $x = 0.5$ m. At $x = 1.5$ m (the position of the highest peak for the current only case), its energy ($= 2.4$) is two times higher than without waves. Before $x = 1.0$ m, no significant peak appears in the current only case where it is at those positions that the peak at f_{vtx} has the highest energy with waves. In the cylinder wake, the highest peak is found at $x = 1.0$ m and $z = 0.4$ m whereas the level of energy reaches 3.4, three times higher than the maximum observed for the current only case. The peaks at f_h and f_{vtx} are the signature of the high-energy vortex structures, which develop from the top face and top corners of the cylinder, and then become larger when the distance to the obstacle increases. More precisely, those PSD maps suggest the generation of eddies at f_h in the $B1$ region. The energy is then transferred to f_{vtx} when one out of the two eddy is shed and carried away by the flow. The closeness between $2f_h$ and f_{vtx} should help this energy feeding on top of the cylinder and transferring between frequencies in the near wake.

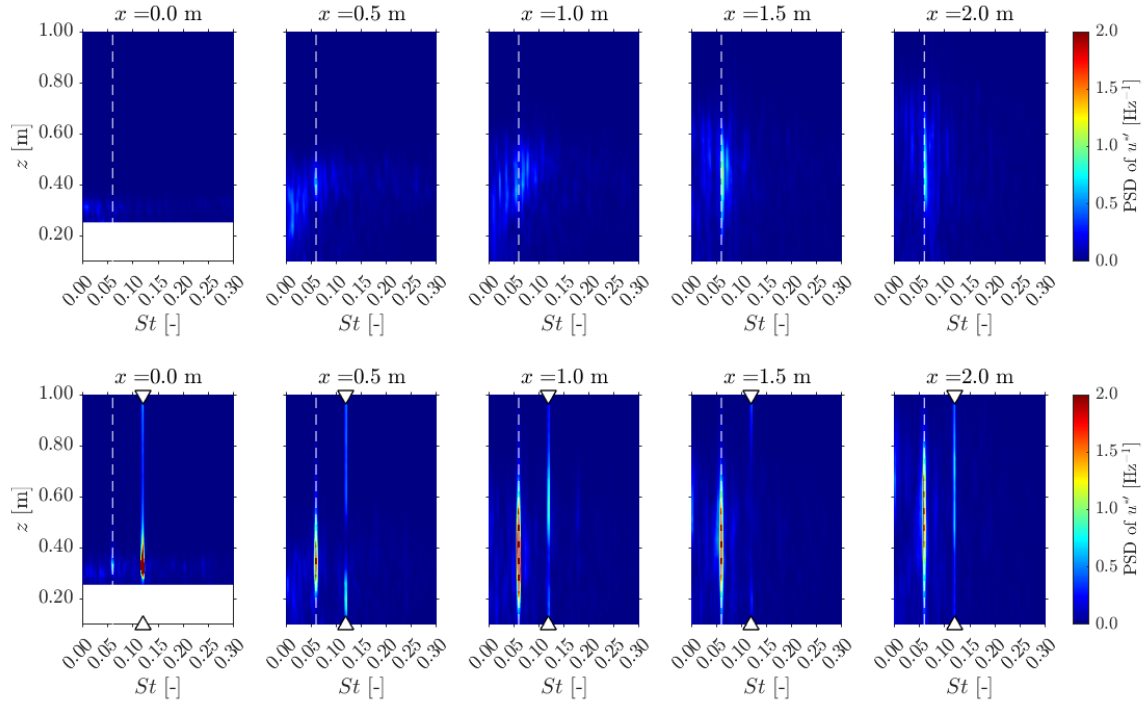


FIGURE 2.16 – Colormaps of the PSDs of $u^{*'}$ at 5 x -positions in the cylinder wake. The x -coordinate is indicated on top of each (St, z) map. Top : Current only. Bottom : With waves. Dashed lines correspond to f_{vtx} and the white arrows on top and bottom of each map correspond to f_h . The colour scale is fixed to see the majority of the content which is present between 0.0 and 2.0, thus maxima are cut in the wave case.

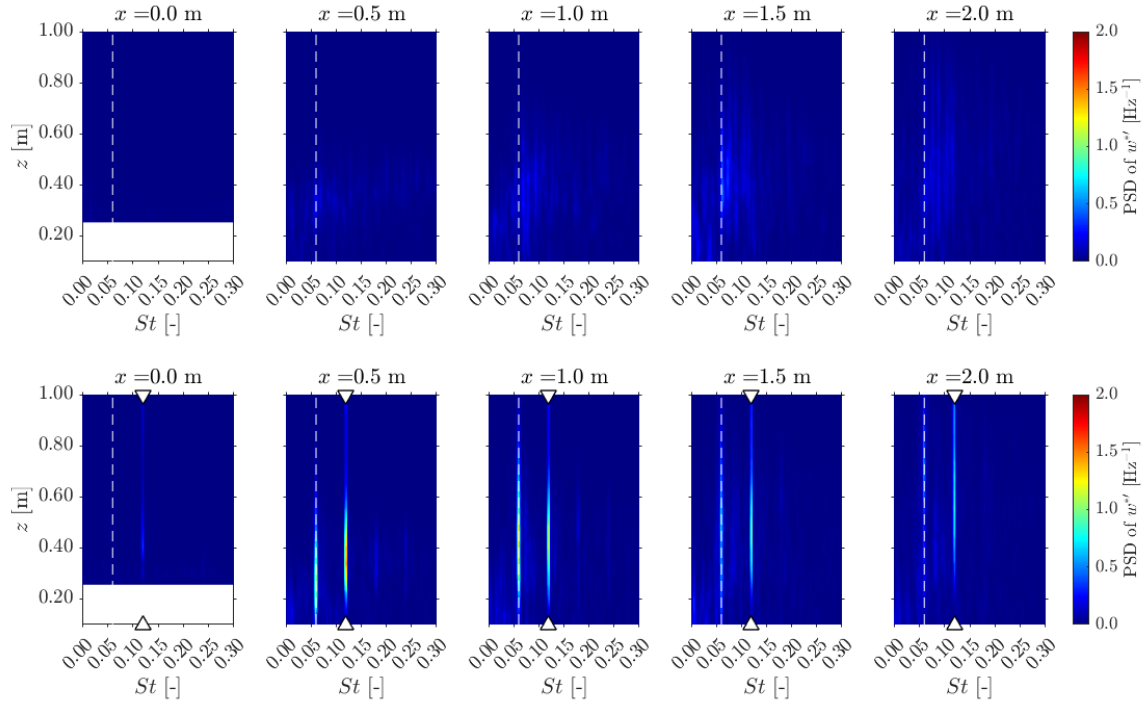


FIGURE 2.17 – Colormaps of the PSDs of $w^{*'}$ at 5 x -positions in the cylinder wake. The x -coordinate is indicated on top of each map. Top : Current only. Bottom : With waves. Dashed lines correspond to f_{vtx} and the white arrows on top and bottom of each map correspond to f_h .

2.1.3.4 Length scale of the coherent structures

This sub-section presents a statistical estimation of the vortex size, as done in MAGNIER et al. (2021a). To do so, the two-point spatial correlation coefficient of both the streamwise and the vertical velocity components is calculated. This coefficient is defined as follows :

$$R_{v_i v_i}(x_{ref}, z_{ref}, x, z) = \frac{\overline{v'_i(x_{ref}, z_{ref})v'_i(x, z)}}{\sqrt{\overline{v_i'^2(x_{ref}, z_{ref})}}\sqrt{\overline{v_i'^2(x, z)}}}$$

where v_i is the fluctuating velocity component chosen (u or w), to which is added a random number between 0 and 1. The coordinates (x_{ref}, z_{ref}) are those of a fixed reference point. This fixed reference point is chosen alternatively along three vertical lines at $x = 0.5$ m, 1.0 m and 2.0 m. Each vertical line is composed of 15 points, corresponding to the symbols (triangles or stars) in Figure 2.18. When $R_{v_i v_i}(x_{ref}, z_{ref}, x, z)$ is plotted as a function of x and z , for a given reference pair (x_{ref}, z_{ref}) , a correlation colormap with values between -1 and 1 (not shown here) is obtained, as presented in MAGNIER et al. (2021a). $R_{v_i v_i}$ is equal to 1 at the reference point because it is correlated to itself. As x and z vary from the reference point, the value of $R_{v_i v_i}$ decreases. Connecting all the positions for which $R_{v_i v_i} = 0.4$, an ellipse is obtained. The hypothesis is done that velocity vectors are closely related to each other when the correlation level is higher than 0.4. Thus, it is considered that when $R_{v_i v_i} > 0.4$, the statistical link between the vectors is strong. Estimating the size of this zone enables an assessment of a statistical length scale related to the size of the coherent vortices.

The estimation of the size of the zone where $R_{uu} > 0.4$ or $R_{ww} > 0.4$ is done in x and z directions, which gives four estimators of the statistical length scale of the vortices. They are named $L_{v_i j}$, where v_i is the direction of the fluctuating velocity used (u or w , as in the definition of the correlation coefficient) and j is the axis along which the size of the area $R_{v_i v_i} > 0.4$ is estimated (x or z). The size $L_{v_i j}$ has no dimension because it depends on the correlation threshold chosen, here 0.4. Figure 2.18 presents those four length scales. The top line of the figure presents L_{ux} and L_{uz} profiles at $x = 0.5$ m, 1.0 m or 2.0 m. The bottom line presents L_{wx} and L_{wz} profiles at the same x -positions.

For both cases, as expected, one finds $L_{v_i j} = 0$ in the uniform flow, out of the sheared layer. Thus, detected eddies are linked to the cylinder wake. This confirms furthermore that the wave-induced periodical motion does not affect the calculation of these scales which are equal to zero outside the wake of the cylinder, where orbital velocities are well-marked. At first glance, for the wave case, the length scales are always larger than the ones observed for the current only case. In fact, excepted for L_{ux} and L_{uz} at $x = 0.5$ m in the centre of the sheared layer ($z \approx 0.4$ m) and for L_{wx} and L_{wz} at $x = 2.0$ m in the bottom part of the water column ($z < 0.5$ m), the statistical length scales are at least twice bigger with the waves than without. Moreover, the length scales reach their maximum value higher in the water column with waves than without, as it happens to be located in the sheared layer which has a stronger ascent rate, as observed in Figure 2.9.

Therefore, the presence of waves at the surface of the water also affects the size of the vortices generated by the cylinder. The waves inject energy around the cylinder, where the vortices are generated. Thus, the energy of the vortices is higher and their rotation is more intense, resulting in a larger area of influence of those structures.

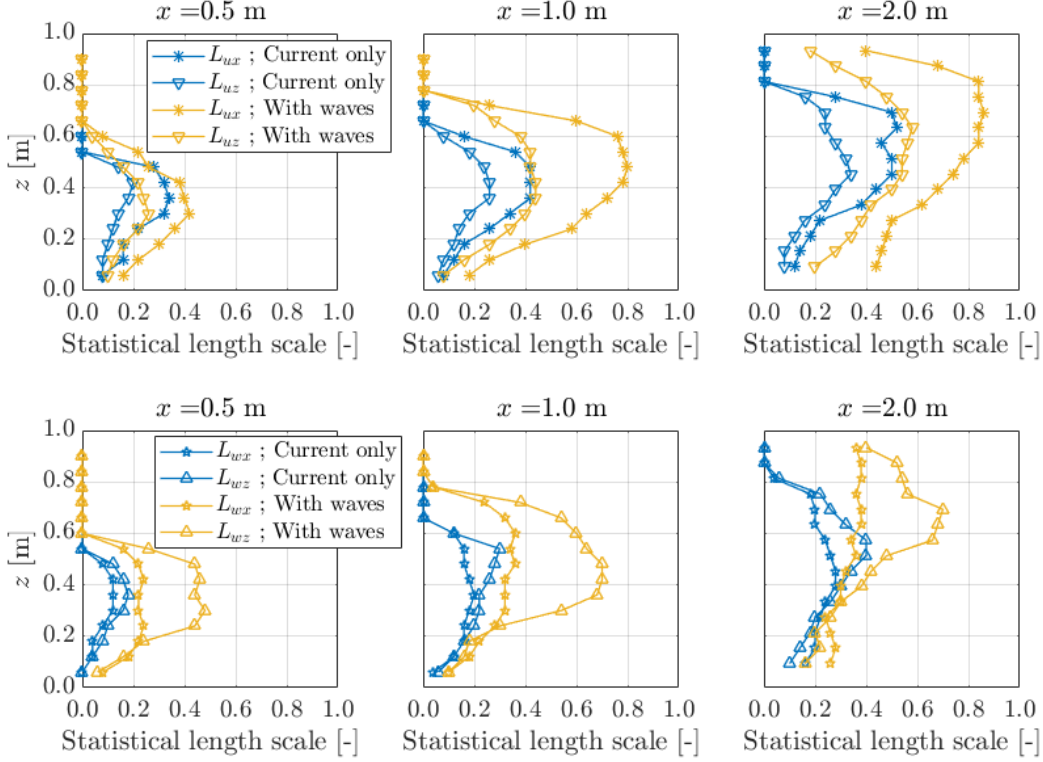


FIGURE 2.18 – Statistical size of the coherent structures in the streamwise and vertical direction.

2.1.3.5 Distribution of the preferential zones of waves effects

To complete the observations previously done from the PSD maps (Figure 2.16) about disappearance of f_h in the sheared layer, another tool is used. It aims at highlighting the areas of the flow which contain the wave frequency f_h , and are synchronised to the free surface. To do so, the cross-correlation coefficient is calculated between the elevation of the free surface just above the cylinder centre $(x, y) = (0, 0)$ named $\eta_A(t)$ and the velocity component $u'(t)$ at every position (x, z) of the PIV planes :

$$R_{u\eta_A}(x, z, t) = \frac{\overline{u'(x, z, t)\eta_A(t)}}{\sqrt{\overline{u'^2(x, z, t)}}\sqrt{\overline{\eta_A^2(t)}}}$$

Then, for each position (x, z) , the maximum correlation coefficient $R_{u\eta_A}^{\max}(x, z) = \max(R_{u\eta_A}(x, z, t))$ is kept and plotted as a colormap in Figure 2.19. To help the figure reading, positions where the statistical link is not strong enough ($R_{u\eta_A}^{\max}(x, z) < 0.4$) appear in white. So, every coloured position of the Figure 2.19 map corresponds to a point showing a significant response to the wave frequency.

This map highlights two regions in the flow captured by PIV measurements. The first one is roughly the sheared layer, which is not correlated to wave frequency, i.e. $R_{u\eta_A}^{\max} < 0.4$. On the contrary, outside the wake, the maximum level of correlation is high (for example, $R_{u\eta_A}^{\max}(0.5 \text{ m}, 1.0 \text{ m}) = 0.91$), and increases as the distance normal to the wake limit increases. However, the shape of the region not correlated to η_A (in which f_h is not significantly present) is more complex than the envelope of the sheared and energetic layer, materialised by $\tau_{u^*!w^*!} = -0.02$ in Figure 2.12.

Two lobes, centred around $(x, z) = (0.3 \text{ m}, 0.5 \text{ m})$ and $(x, z) = (1.3 \text{ m}, 0.7 \text{ m})$, display no correlation to $\eta_A(t)$. They are, however, located in the outer region, outside of the sheared layer. This is in agreement with Figure 2.16 where almost no energy is associated with f_h at $x = 1.5 \text{ m}$.

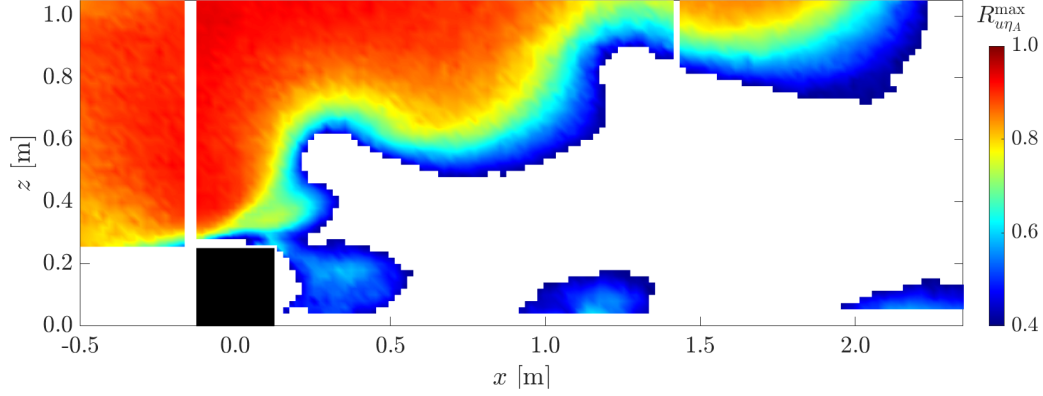


FIGURE 2.19 – Colormap of the maximum of the correlation coefficient $R_{u\eta_A}^{\max}(x, z)$ [-] between $\eta_A(t)$ and $u'(x, z, t)$. White areas correspond to interstices between PIV measurement planes or positions where $R_{u\eta_A}^{\max}(x, z) < 0.4$.

In addition, between those two areas with low correlation level, the wave-induced periodical fluctuations seem to persist in the cylinder wake, not being cancelled by the large velocity fluctuations caused by the vortices. These two positions ($x \approx 1.1$ m and $x \approx 2.0$) correspond to the x -positions of the two local maxima (on top of $B2$ area and the one downstream) of the curve $\tau_{u^*w^*} = -0.02$ in Figure 2.13. Those two regions seem to be favoured places for the waves to act on the development of the wake. Combined with the energy at f_{vtx} , it explains the high value of k_{UW}^* and $\tau_{u^*w^*}$. Moreover, around the cylinder, the flow is well correlated to the free surface dynamic (η_A). That is in agreement to PSD of u^* results (Figure 2.16) and confirms that in the region where the vortex generation occurs, the flow is phased to the free surface periodical variations at f_h . Thereby, vortices are generated at the wave frequency directly by the wave-induced motion and the mean flow carries one out of two vortices downstream.

2.1.3.6 Vortex generation and development with waves

This section aims to understand the mechanisms underlying the strong modification of the cylinder wake due to the waves. To do so, the velocity fields are averaged at the wave frequency and at the vortex shedding frequency to analyse how the wave-induced motion acts on the vortex generation and wake development.

Figure 2.20 presents the phase average of the flow at the wave frequency, for five phases, every $\pi/2$. The phase is defined as t/T_h with $T_h = 1/f_h$ the wave period. The phase is set to zero when a wave trough is passing on top of the cylinder. At this phase, the wave-induced motion is in the same direction than the current. Thus, on top of the cylinder ($x = 0$), when $t/T_h = 0$, the current is maximum in x -direction. On those phase-averaged velocity fields, vortices are visible near the cylinder, under about $z = 0.5$ m at $x = 0$. After $x = 1.0$ m, the vortices disappear. That is in agreement with the PSD results, presented in the Figure 2.16, which show that there is energy at f_h only near the cylinder. It also confirms the hypothesis that, at $x = 0$, the reinforcement of the energy at f_h near the cylinder is linked to vortex generation by the wave induced-motion (TING et al. 1994).

Then, the phase average of the flow at the vortex shedding frequency is presented in Figure 2.21 for nine phases every $\pi/4$. The phase is defined as t/T_{vtx} in radian, with $T_{vtx} = 1/f_{vtx}$ the vortex shedding period. As $f_{vtx} \approx \frac{1}{2}f_h$, the phase is set to be equal to zero ($t/T_{vtx} = 0$) when a wave trough is on top of the cylinder. Thus, as $T_{vtx} \approx 2T_h$ and the waves are regular and linear, a wave trough is also on top of the cylinder when $t/T_{vtx} = \pi$ and $t/T_{vtx} = 2\pi$ whereas a wave crest is on top of the cylinder when $t/T_{vtx} = \pi/2$ and $t/T_{vtx} = 3\pi/2$. Moreover, as expected, the flow phase averages are identical when $t/T_{vtx} = 0$ and 2π .

In the figure, vortices clearly appear at each phase. The wider vortex appears when $t/T_{vtx} =$

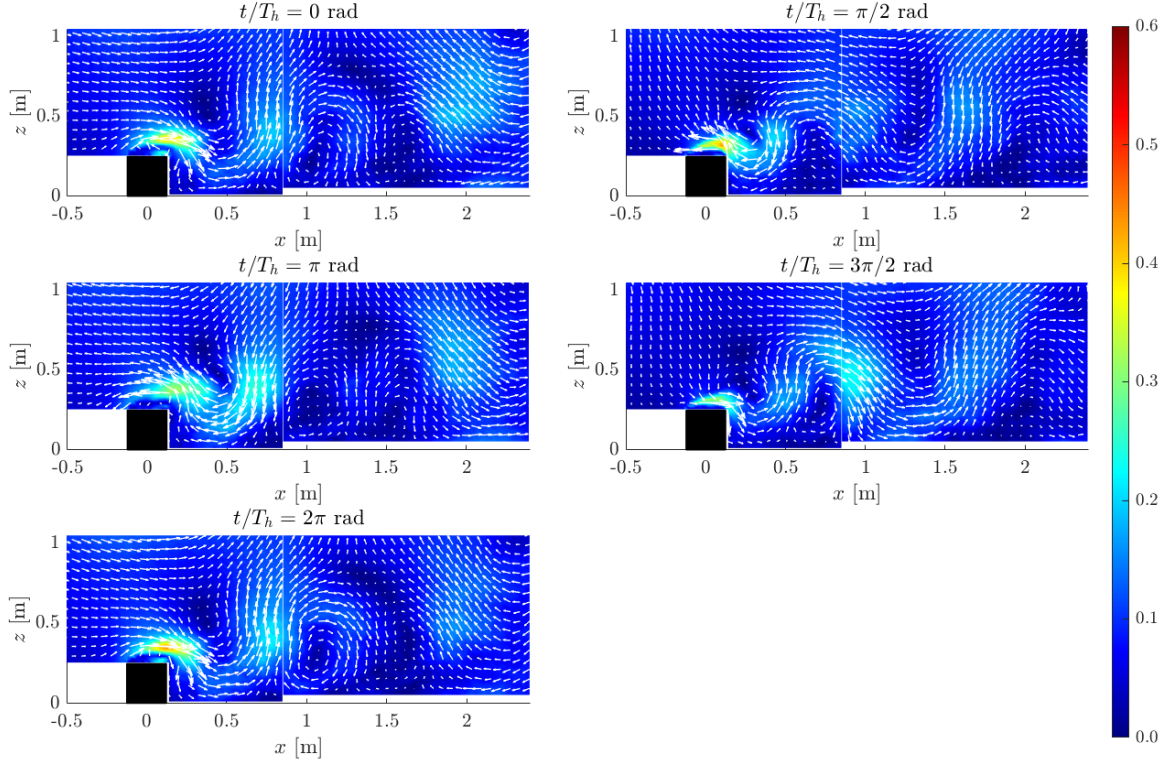


FIGURE 2.20 – Phase average of the velocity fields at the wave frequency f_h , in the wave case. In the background, colormaps of the magnitude of the fluctuating velocity u_{mag}^* . In the foreground, vectors of the velocity fluctuating fields.

2π rad (named V_A). Its centre is marked by a red dot and is circled with arrows showing that it rotates clockwise. Its maximum velocity magnitude is equal to $u_{mag}^* = \sqrt{u^{*l2} + w^{*l2}} = 0.40$ and its centre is high in the water column : $(x, z) = (2.3 \text{ m}, 1.0 \text{ m})$. As the vortex V_A is visible here, it means that it appears every T_{vtx} . The vortex V_A is created above the cylinder when $t/T_{vtx} = 0$ rad, in $B1$ area, where the k_{UW}^* level is maximum on top of the cylinder (defined in Figure 2.13). When $t/T_{vtx} = \pi/4$ rad, the young vortex is responsible for a high velocity area ($u_{mag}^* = 0.57 \text{ m/s}$) in $B1$ region too. Then, the vortex V_A moves in the sheared layer direction, while intensifying. When moving downstream, carried by the flow, the vortex is pulled three times upward by the wave-induced motion : between 0 and $\pi/4$, between π and $5\pi/4$, and between $7\pi/4$ and 2π , as shown in Figure 2.22. This happens when the rising front of the wave (from trough to crest), responsible for strong orbital velocities toward z , passes on top of the cylinder. It occurs more than twice in 2π because the vortex moves downstream, opposing wave direction. Moreover, no merging of V_A with other eddies is observed in the symmetry plane studied here.

The vortex V_A is followed by a smaller vortex (named V_C and marked by the orange square), which stays near the tank bed and rotates clockwise, in the same direction as V_A . However, each time the vortex V_A is lift by the wave-induced motions, the vortex V_C is pushed towards the bottom ($-z$), and stays small and weak. In fact, a vortex rotating clockwise is generated two times during a vortex shedding period T_{vtx} , thus at the wave frequency f_h . Only one of those two vortices is shed in the cylinder wake. The selection of one out of two vortices should be a combination of the favoured vortex shedding frequency of the cylinder wake and the wave-induced motion which pulls every second vortex upwards.

Finally, Figure 2.22 displays the contour of $R_{u\eta_A}^{\max}$ to highlight the places where wave-induced velocity fluctuations are present. The positions of the centre of the clockwise vortices (V_A and

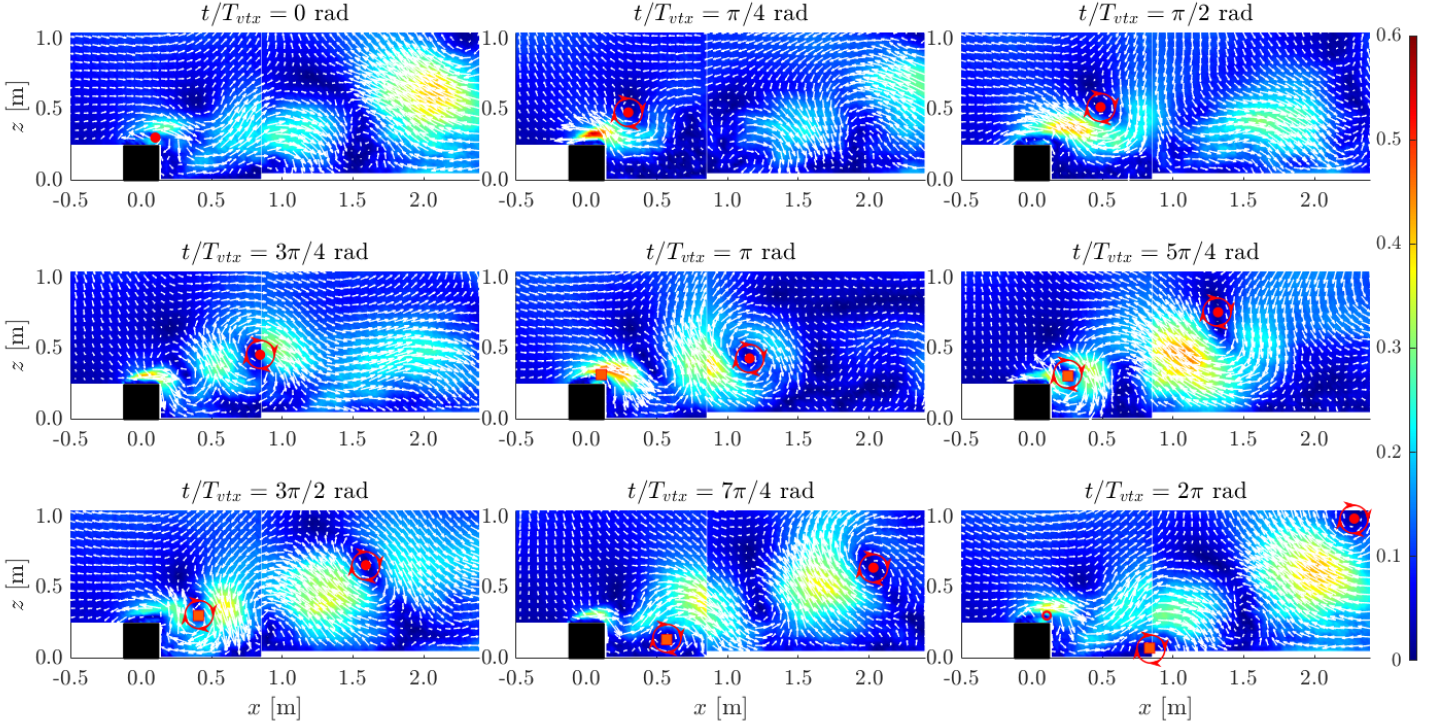


FIGURE 2.21 – Phase average of the velocity fields at the vortex shedding frequency f_{vtx} , in the wave case. In the background, colormaps of the magnitude of the fluctuating velocity u_{mag}^{*l} . In the foreground, vectors of the velocity fluctuating fields. The symbols (red full dot, orange square, red empty dot) mark the centre of the vortices, from their birth to their exit of the PIV planes. They are circled with arrows giving the rotating direction

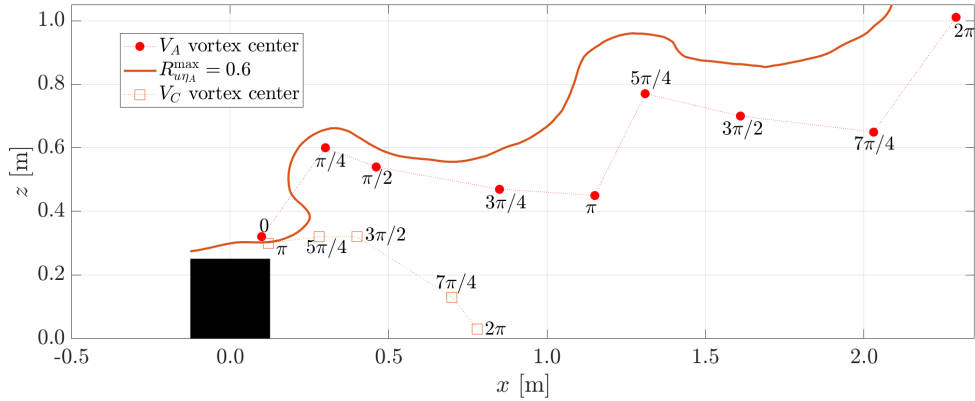


FIGURE 2.22 – Contour $R_{u\eta_A}^{max}$ in the wave case. The trajectories of the two clockwise vortex centres are plotted for a vortex shedding period. The phases corresponding to the centres' positions are indicated near the markers.

V_C) are extracted from the phased-average (Figure 2.21) and are superimposed on the contour of $R_{u\eta_A}^{max}$. Near each vortex centre marker, the corresponding phase is indicated. In this Figure, the first thing that stands out is the concordance between the lobes of $R_{u\eta_A}^{max}$ and the trajectory of the V_A vortex. The lobes appear when vortex V_A is pulled up by the wave-induced motion. Elsewhere, V_A centre trajectory is rather horizontal (slightly oriented downwards) and the height of $R_{u\eta_A}^{max}$ contour slightly decreases. Thus, those regions which are not correlated with the waves periodical fluctuations are mainly related to the intense vortex V_A . As observed thanks to the phase averages, one can see that even if V_A and V_C are generated at the same place, they do

not have the same trajectory and therefore the same development. One is transported into the sheared layer while the other disappears, pressed against the floor by the orbital velocities. This is due to the combined action of the waves which changes the nature of the vortex generation and then strengthens the vortex by pulling it upwards regularly. The trajectory of the vortex favoured by the waves is thus a staircase, contrary to what was observed by IKHENNICHEU et al. (2019c) without waves.

2.1.4 Conclusion

This article presents an experimental study of the effects of waves propagating against the current on the wake and the vortex shedding induced by a bottom mounted square cylinder, set perpendicular to the flow. The study parameters are chosen to be representative of high potential tidal energy sites in the English Channel.

The flow conditions are first characterised without the obstacle and compared to in-situ references. Two cases are studied. The current only case is the reference one (corresponding to calm weather condition), in which the cylinder wake has been studied previously and its vortex shedding characterised. The wave case (average peak period and wavelength, severe wave significant height) is compared to the current only case to understand how the presence of waves modifies the cylinder wake and the vortex shedding.

Thanks to the time average velocities, the turbulent kinetic energy and the Reynold shear stress, it is established that, in this wave case, the three-part structure of the cylinder wake is globally conserved. However, the recirculation length decreases by 20% whereas, $8H$ downstream the obstacle, the wake vertical height increases by 14%. The level of turbulent energy increases by 25% in the middle of the sheared layer with a modified repartition. The absolute maxima of turbulent kinetic energy and Reynolds shear stress appear on top of the cylinder, instead of in the middle of the sheared layer, demonstrating that waves modify the vortex generation. The spectral and statistical analyses show a strong increase of the energy at the wave frequency around the cylinder. In fact, the vortices are generated around the cylinder at the wave frequency. Downstream, the energy is transferred to the vortex shedding frequency, corresponding to a Strouhal number equal to 0.06. Thus, the energy at the vortex shedding frequency increases of one order of magnitude in the middle of the shear layer. The energy transfer between the wave and the vortex shedding frequency is the result of the combination of two phenomena. On one hand, the favoured vortex shedding frequency is twice the wave frequency. On the other hand, the wave-induced motion causes the ascent of one out of the two vortices emitted at the wave frequency, whereas the other one is pushed deeper at every wave, as shown by the phase averages. Thus, the waves, acting on the vortex generation and the wake development, cause a doubling of the vortices size.

The wave case chosen in this study, for its representativeness of high potential tidal energy sites, has the particularity to have a wave frequency twice the vortex shedding frequency. The energy transfers which occur between the vortex shedding frequency and the wave frequency seem to be particularly ruled by this factor and highlight the need to study the wave frequency effect on the cylinder wake. Moreover, the current investigation is limited to the median plan of the obstacle whereas the flow generated is three-dimensional. The conclusions made on the wave effect on the cylinder wake have to be confirmed outside of the median plane of the cylinder. Finally, the effect of the direction of propagation of the waves, relative to the current, has to be investigated too.

2.1.5 Influence de la houle sur la dynamique tri-dimensionnelle des détachements tourbillonnaires

Les résultats présentés ici viennent apporter des compléments sur la dynamique tri-dimensionnelle du sillage du cylindre. Les sillages proches des cas *WM* (générateur de houle et plage d'amortissement immergée) et *Original grid* (bassin dans sa configuration de référence) étant identiques une fois la différence de vitesse amont corrigée et n'ayant pas de données PIV de qualité équivalente au cas de houle en $y2$ pour le cas *Original grid*, cette comparaison est réalisée avec le cas *WM* en $y2$.

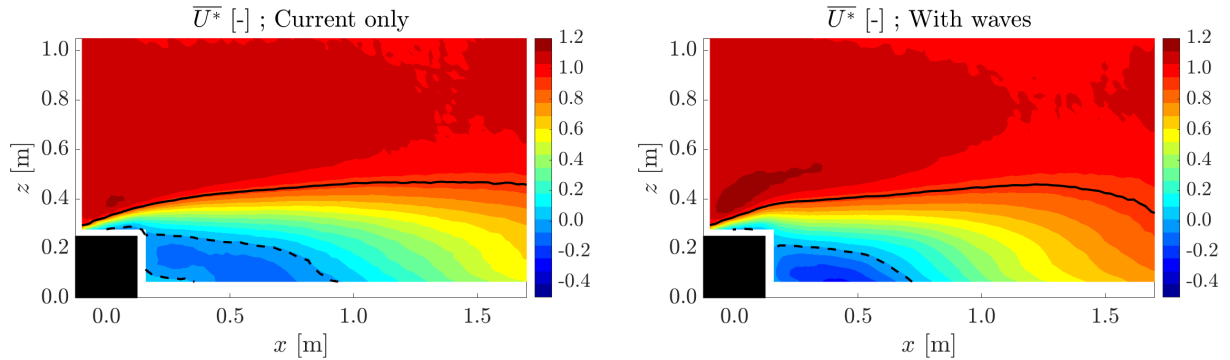


FIGURE 2.23 – Cartographie de la vitesse longitudinale moyenne $\overline{U^*}(x, z)$ adimensionnée dans le plan $y2$. Trait noir plein : $\overline{U^*} = 0.9$. Trait noir pointillé : $\overline{U^*} = 0$. À gauche : cas de référence avec le batteur et la plage immergée. À droite : cas de houle $f040 M$.

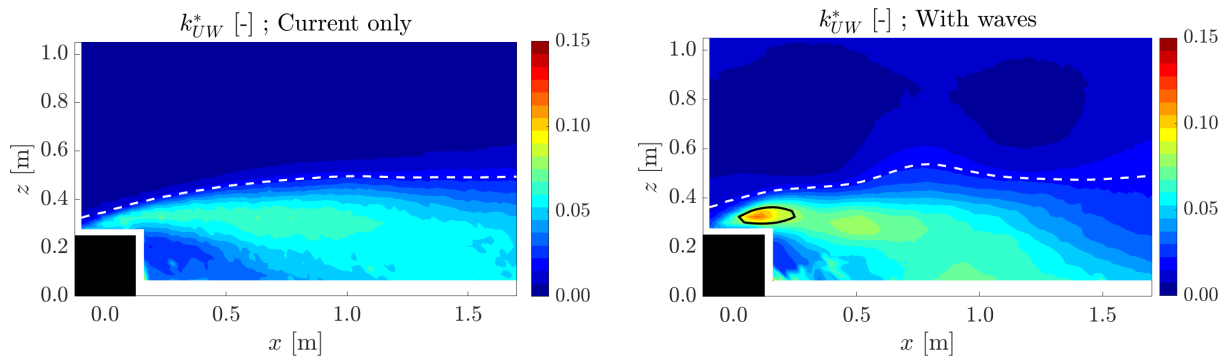


FIGURE 2.24 – Cartographie d'énergie cinétique $k_{UW}^*(x, z)$ adimensionnée dans le plan $y2$. Trait pointillé blanc : $k_{UW}^* = 0.02$. Trait noir plein : $k_{UW}^* = 0.08$ (ce niveau n'est pas atteint sans houle). À gauche : cas de référence avec le batteur et la plage immergée. À droite : cas de houle $f040 M$.

Les figures 2.23 et 2.24 présentent respectivement les champs moyens de vitesses longitudinales et l'énergie cinétique turbulente bi-dimensionnelle avec et sans houle dans le sillage proche du cylindre dans le plan $y2$. On y retrouve la présence des trois zones caractéristiques de cet écoulement, comme en $y0$: une zone de recirculation, la couche cisillée et une zone d'écoulement non perturbé. Le contournement de l'obstacle entraîne des effets de bord qui réduisent drastiquement la zone de recirculation en comparaison à celle observée en $y0$. Comme dans le plan de symétrie du cylindre, la présence de la houle est responsable d'une diminution de 20% de la longueur de recirculation et d'une résorption plus rapide du déficit de vitesse causé par l'obstacle en aval. Le niveau d'énergie y est également plus élevé, avec une répartition modifiée par la houle. Comme dans le plan de symétrie, un pic de k_{UW}^* (de niveau deux fois plus élevé que le maximum sans houle) apparaît au-dessus de la face supérieure de l'obstacle, signature de

l'interaction forte entre la houle et l'obstacle. Le sillage de l'obstacle est plus énergétique proche de ses extrémités en présence de houle.

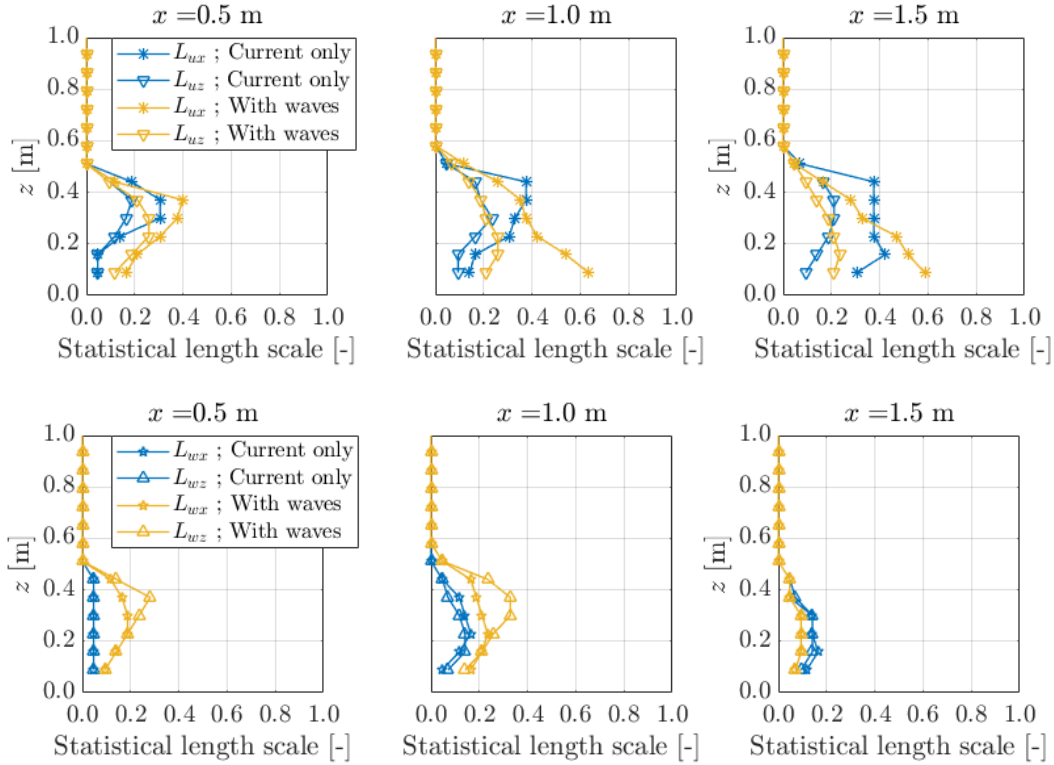


FIGURE 2.25 – Tailles statistiques des structures tourbillonnaires dans le plan $y2$. En haut : L_{ux} et L_{uz} . En bas : L_{wx} et L_{wz} .

Afin d'estimer la taille des structures tourbillonnaires, on calcule la corrélation croisée spatiale $R_{v_i v_i}$ pour les deux composantes de vitesse puis on estime la taille de la zone pour laquelle cette corrélation croisée dépasse 0.4 suivant les directions x et z . On trace les tailles statistiques obtenues en fonction de z . Cette méthode est détaillée étape par étape dans la description de la figure 1.17 et adaptée aux données PIV utilisées dans ce chapitre dans la partie 2.1.3.4 de l'article ci-avant. La figure 2.25 présente les quatre tailles statistiques des tourbillons avec et sans houle (en $x = 0.5$ m, 1.0 m et 1.5 m) et confirme ces résultats précédents. Aux deux positions les plus proches du cylindre, les quatre tailles statistiques des tourbillons sont plus grandes avec que sans houle dans la majorité des z . On peut donc en conclure que les structures tourbillonnaires sont plus grandes en présence de houle. Cependant, comme les couches cisailées sont dirigées vers le fond, les tourbillons ne remontent pas dans la colonne d'eau, ce qui limite leur taille verticale. À la position la plus en aval, comme le sillage du cylindre s'étend moins avec que sans houle, les tourbillons sont de taille similaire. Ces résultats témoignent d'une diminution des effets de bord du cylindre par la houle, qui permet alors une organisation du sillage en $y2$ et laisse supposer un élargissement latéral (selon y) des tourbillons dans le sillage proche de celui-ci.

La figure 2.26 présente le contenu spectral dans le sillage de l'obstacle via des cartographies de PSDs de u' réalisées pour tout z , à $x = 0.0$ m, 0.5 m, 1.0 m et 1.5 m. Ces résultats montrent que sans houle, le contenu spectral est quasiment inexistant alors qu'au contraire, en présence de houle, deux pics très énergétiques, aux fréquences f_{vtx} et f_h , sont présents sur la gamme de profondeurs de la couche cisailée. Le maximum absolu d'énergie se trouve au-dessus du cylindre et coïncide avec le pic de k_{UW}^* comme en $y0$. Ce pic met en évidence le mécanisme d'alimentation de l'interaction courant-cylindre par la houle qui se caractérise par la génération de tourbillons à la fréquence de houle f_h autour de l'obstacle. Ce pic atteint 5.2 (hors de la gamme de couleur

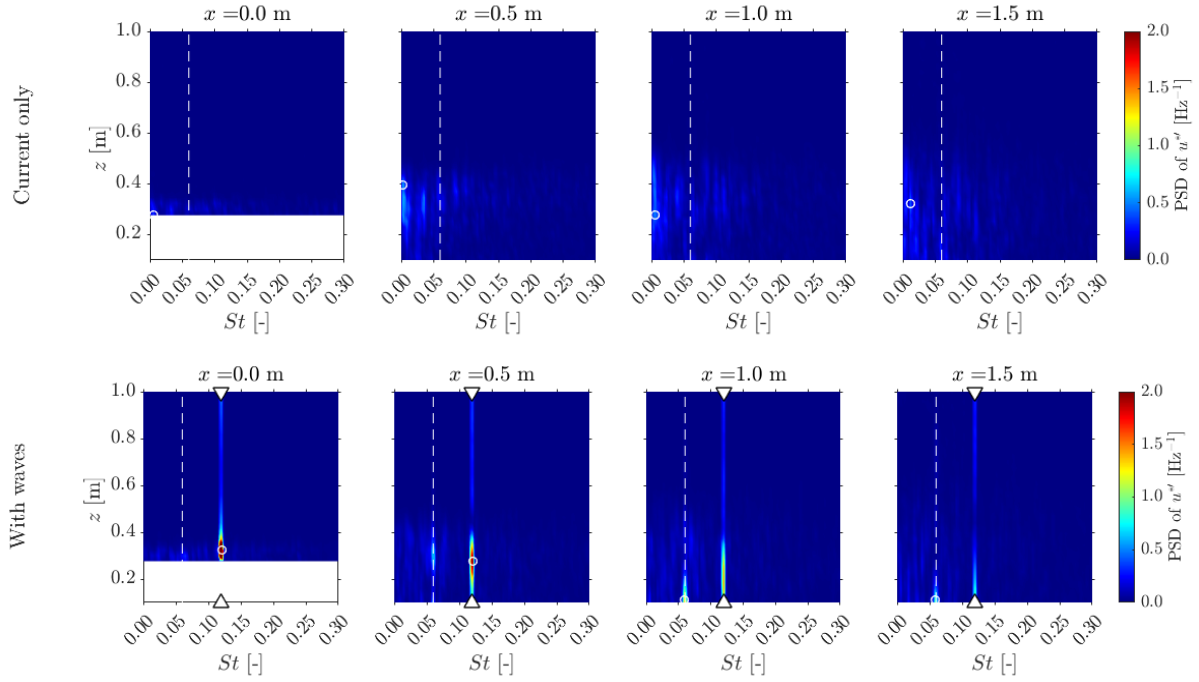


FIGURE 2.26 – Cartographie de la densité spectrale de puissance de u' adimensionnée à quatre positions x : 0.0 m, 0.5 m, 1.0 m et 1.5 m, dans le plan $y2$. En haut : cas de référence avec le batteur et la plage immergée. En bas : cas de houle $f040 M$. Les flèches blanches indiquent le nombre de Strouhal correspondant à f_h et les pointillés blancs $St = 0.06$ (correspondant à f_{vtx}). Les cercles blancs entourent la valeur maximale de chaque carte (St, f).

figure 2.26) c'est-à-dire plus de 85% de l'énergie ($\overline{u'^2}$) à cette position et à cette fréquence dans le plan central. Plus en aval ($x \geq 1.0$ m), une grande partie de cette énergie est transférée vers la fréquence caractéristique du lâcher tourbillonnaire. Ce transfert d'énergie entre fréquences est plus limité que dans le plan central car il a lieu plus en aval et sur une gamme de profondeur plus faible, qui diminue en se rapprochant du fond, à mesure que x augmente.

L'ensemble de ces résultats montre que la houle est responsable d'une ré-organisation latérale du sillage en réduisant ses effets de bord. Les effets "réorganisant" de la houle sur de la turbulence aléatoire ont déjà été observés dans ROY et al. (2017). Cela suggère que la houle rend le sillage du cylindre bi-dimensionnel sur une zone plus large et est responsable d'un élargissement latéral de la génération des tourbillons. Globalement, la dynamique tourbillonnaire est amplifiée et nécessite une caractérisation plus fine pour être pleinement étudiée.

2.1.6 Étude de l'intermittence des détachements tourbillonnaires

La figure 2.14 (bas), issue de l'article (MAGNIER et al. 2023), présente l'évolution du signal de vitesse u' au cœur de la couche cisailée, dans le plan central (en $(x, z) = (1.0 \text{ m}, 0.4 \text{ m})$) pendant 200 s et en présence de la houle $f040 M$. La majorité du temps, le signal oscille régulièrement à la fréquence f_{vtx} mais, deux fois au cours de l'acquisition, le signal u' ne présente pas de fluctuations à f_{vtx} pendant une durée d'environ 20 s (autour de $t = 10$ s et $t = 100$ s). Cela met en évidence le caractère intermittent des détachements tourbillonnaires à la fréquence f_{vtx} en présence de houle.

Il est important de noter que, sans houle, le lâcher tourbillonnaire qui se développe dans le sillage du cylindre est également intermittent comme tout écoulement turbulent (2.14 haut). Dans ce cas, il s'agit a priori d'un phénomène propre à cette interaction fluide/structure qui a

lieu environ à $St = 0.06$. Avec houle, comme celle-ci régularise (énergie focalisée autour d'une fréquence très précise) et amplifie le lâcher tourbillonnaire, l'intermittence est d'une autre sorte : il s'agit d'étudier un phénomène précis, énergétique et régulier qui cesse d'avoir lieu par moment. Ainsi, la houle, en ré-organisant le sillage du cylindre, réduit l'intermittence du lâcher tourbillonnaire propre au caractère turbulent de celui-ci, comme observé dans ROY et al. (2017), et la régularité qu'elle impose au lâcher tourbillonnaire est elle aussi intermittente.

Pour mieux décrire ce phénomène, une mesure LDV 3C est réalisée à la même position dans le sillage du cylindre, en $(x, y, z) = (1.0 \text{ m}, 0.0 \text{ m}, 0.4 \text{ m})$, pendant 20 minutes et à une fréquence d'échantillonnage moyenne de 50 Hz. La figure 2.27 présente le signal $u'(t)$ mesuré ainsi et le signal $u'_{f_{vtx}}$ qui correspond à u' filtré à l'aide d'un filtre passe-bande de largeur 0.1 Hz autour de la fréquence de lâcher tourbillonnaire f_{vtx} . La partie basse de la figure est un zoom, entre les instants $t = 400 \text{ s}$ et $t = 600 \text{ s}$. Sur la figure, l'amplitude de $u'_{f_{vtx}}$ varie fortement au cours du temps, son enveloppe formant des lobes de durées variées. La mesure LDV 3C confirme donc l'intermittence du lâcher tourbillonnaire à f_{vtx} . Pour estimer la proportion du temps pendant laquelle le lâcher tourbillonnaire à f_{vtx} a lieu (à cette position), un seuil, égal à 0.15 m/s, est établi. Lorsque l'enveloppe du signal $u'_{f_{vtx}}$ (calculée à l'aide d'une transformée de Hilbert) dépasse ce seuil, le lâcher tourbillonnaire à f_{vtx} a lieu de manière significative. On estime ainsi que ce phénomène est bien établi pendant 84% du temps, le rendant majoritaire.

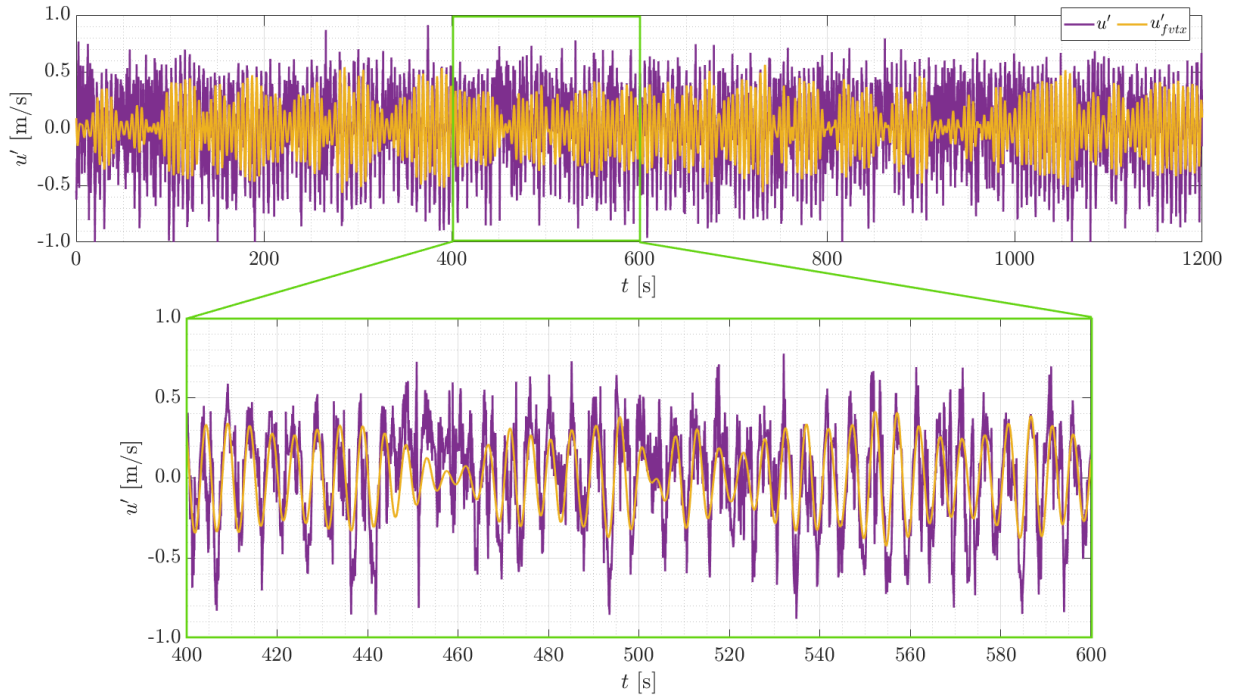


FIGURE 2.27 – Composantes fluctuantes de la vitesse longitudinale u' et de la vitesse longitudinale filtrée autour de la fréquence de lâcher tourbillonnaire $u'_{f_{vtx}}$ à la position $(x, z) = (1.0 \text{ m}, 0.4 \text{ m})$ dans le plan $y0$.

Pour étudier la variabilité en temps du contenu spectral du signal u' , on calcule son spectrogramme sur l'ensemble du temps d'acquisition à l'aide de fenêtres de 120 s (environ 6000 instants) de type *Tapered cosine window* (fraction de cosinus : 0.25) et avec 50% de recouvrement. La figure 2.28 présente, à gauche, le spectrogramme du signal $u'(t)$ présenté figure 2.27 et, à droite, le spectrogramme de $u'(t)$ issu d'une mesure LDV 3C de 12 minutes réalisée 20 cm plus haut (fréquence d'acquisition du même ordre de grandeur). Sur ces figures, la fréquence de houle f_h et la fréquence de lâcher tourbillonnaire f_{vtx} sont bien marquées sur l'ensemble du temps

d'étude, mais présentent des modulations d'amplitude. Ces modulations mettent en exergue les échanges d'énergie entre la houle et le sillage de l'obstacle, les détachements tourbillonnaires pouvant être amplifiés lorsqu'il y a un phasage entre la houle et les lâchers tourbillonnaires (on rappelle ici que $f_{vtx} = f_h/2$).

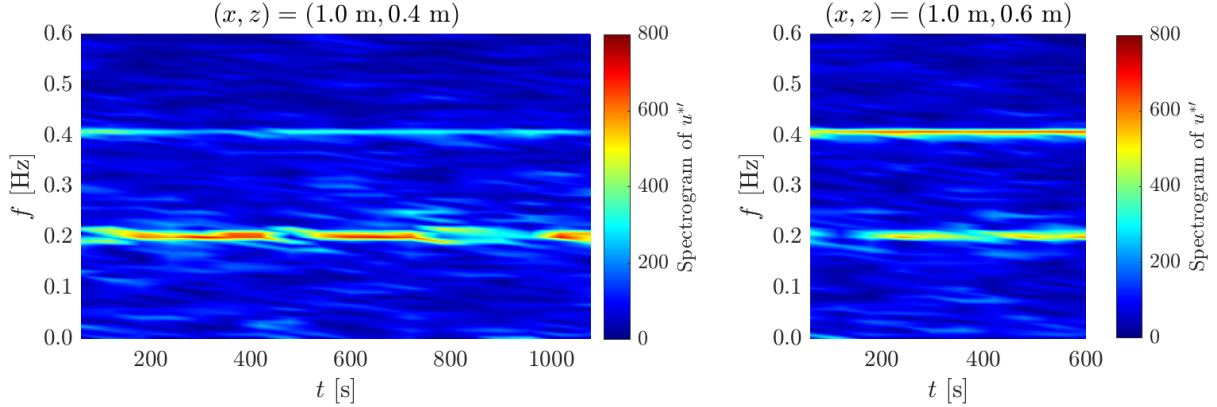


FIGURE 2.28 – Spectrogrammes de u' mesurée avec la LDV 3C. À gauche : avec le signal présenté figure 2.27 c'est-à-dire à $(x, z) = (1.0 \text{ m}, 0.4 \text{ m})$ dans le plan y_0 . À droite : avec un signal mesuré à $(x, z) = (1.0 \text{ m}, 0.6 \text{ m})$ dans le plan y_0 (de 12 minutes).

Cette étude de l'intermittence du lâcher tourbillonnaire à f_{vtx} , réalisée en une position, est généralisable à l'ensemble de la zone du sillage couverte par des mesures PIV dans le plan y_0 . En effet, les mêmes phénomènes de modulation des fréquences f_h et f_{vtx} sont observés (avec des niveaux différents) de manière synchronisée sur tous les signaux de vitesse et également sur les chargements mesurés sur le cylindre. L'ensemble du sillage de l'obstacle semble donc être soumis à cette modulation de la fréquence f_{vtx} , initiée dès l'interaction entre l'écoulement et l'obstacle. Ce phénomène doit donc être pris en compte dans la caractérisation des conditions hydrodynamiques des sites d'exploitation des hydroliennes.

2.1.7 Houle irrégulière de type Jonswap

Le dernier complément à l'article présenté ci-avant a pour objectif de se rapprocher davantage des conditions en mer en étudiant les effets d'une houle irrégulière (spectre de type JONSWAP) avec les mêmes périodes de pic et hauteur significative.

Les figures 2.29 et 2.30 présentent respectivement les champs moyens de vitesses longitudinales et l'énergie cinétique turbulente bi-dimensionnelle avec et sans houle dans le sillage du cylindre dans le plan y_0 . Comme attendu, on y retrouve la présence des trois zones caractéristiques de cet écoulement : une zone de recirculation, la couche cisailée et une zone d'écoulement non perturbé. On observe les mêmes effets qu'avec la houle $f_{040} M$ mais ceux-ci sont moins marqués : d'une part, la zone de recirculation et le déficit de vitesse sont réduits, et d'autre part, la zone de haute énergie cinétique turbulente s'agrandit, la pente de sa limite supérieure n'est pas constante (ondulation) et un pic d'énergie cinétique turbulente apparaît au-dessus du cylindre. Il semble donc que la houle irrégulière agisse de manière moins intense mais de la même manière que la houle régulière $f_{040} M$, en alimentant la génération des tourbillons comme le développement du sillage.

De nouveau, on estime la taille des structures tourbillonnaires suivant les directions x et z pour deux composantes de vitesse, qu'on trace en fonction de z . Les quatre tailles statistiques évoluent de manière similaire et les variations sont davantage marquées pour L_{ux} et L_{wz} donc on ne présente que ces deux tailles (cf figure 2.18). La figure 2.31, présentant ces tailles statistiques, met en évidence que la taille des structures tourbillonnaires est moins grande pour le cas de

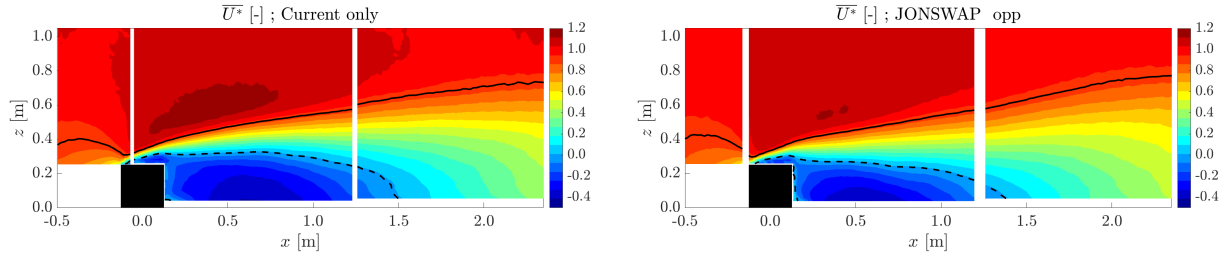


FIGURE 2.29 – Cartographie de la vitesse longitudinale moyenne $\overline{U^*}(x, z)$ adimensionnée dans le plan y_0 . Trait noir plein : $\overline{U^*} = 0.9$. Trait noir pointillé : $\overline{U^*} = 0$. À gauche : cas de référence avec le batteur et la plage immergée. À droite : cas de houle JONSWAP.

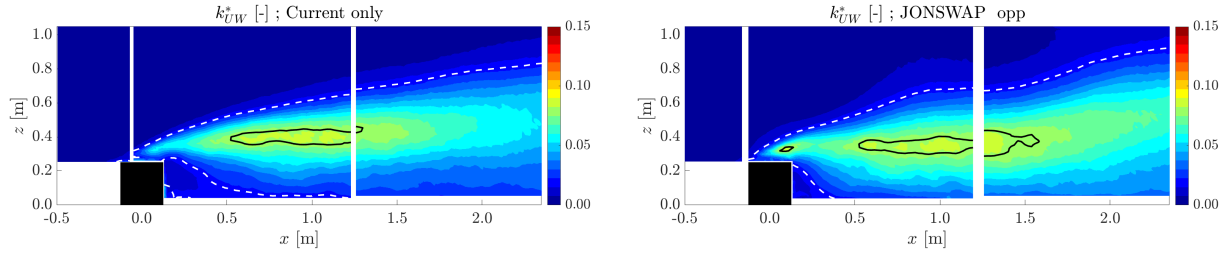


FIGURE 2.30 – Cartographie d'énergie cinétique $k_{UW}^*(x, z)$ adimensionnée dans le plan y_0 . Trait pointillé blanc : $k_{UW}^* = 0.02$. Trait noir plein : $k_{UW}^* = 0.08$. À gauche : cas de référence avec le batteur et la plage immergée. À droite : cas de houle JONSWAP.

houle irrégulière que pour celui de houle régulière. Malgré la présence du pic d'énergie cinétique turbulente au-dessus du cylindre, qui suggère une génération de tourbillons amplifiée par la houle, ceux-ci font la même taille sans houle dans le sillage proche. À mesure que x augmente, leur taille augmente, davantage que sans houle, et ils sont présents sur une plus grande gamme de z , avec une répartition spatiale modifiée. Cette houle irrégulière amplifie donc le développement des tourbillons dans le sillage du cylindre, bien qu'ils restent plus petits qu'avec la houle régulière.

Finalement, la figure 2.32 présente le contenu spectral dans le sillage de l'obstacle via des cartographies de PSDs de u' . Excepté la bande de fréquence qui témoigne de la présence de la houle, les cinq cartographies se ressemblent très fortement entre le cas de référence et le cas de houle irrégulière : l'énergie est centrée autour de la fréquence de lâcher tourbillonnaire avec des niveaux similaires pour chaque position x . On n'observe pas de pic à f_h au-dessus du cylindre, ni d'effet de focalisation de l'énergie sur des fréquences clés comme avec la houle $f_{040} M$ (figure 2.16). Cette figure confirme que l'effet de la houle se concentre uniquement sur le sillage et reste relativement limité.

En résumé, la houle irrégulière, de mêmes paramètres en surface que le cas de houle régulière $f_{040} M$, a des effets plus mesurés sur le sillage du cylindre et sa dynamique tourbillonnaire. Elle amplifie progressivement la taille des tourbillons et la gamme de profondeur sur laquelle ils sont présents mais leur énergie reste du même ordre de grandeur que sans houle. Il semble donc que les couplages entre fréquence de houle et de lâcher tourbillonnaire sont propres aux houles suffisamment régulières en fréquence.

2.1.8 Synthèse

Dans cette partie, nous avons étudié l'effet d'une houle contre-courant sur le sillage d'un obstacle de fond et sa dynamique tourbillonnaire. Les résultats montrent, qu'en présence de houle de fréquence proche du double de la fréquence de lâcher tourbillonnaire, la zone de recirculation en aval de l'obstacle est fortement réduite et que l'extension verticale du sillage augmente signi-

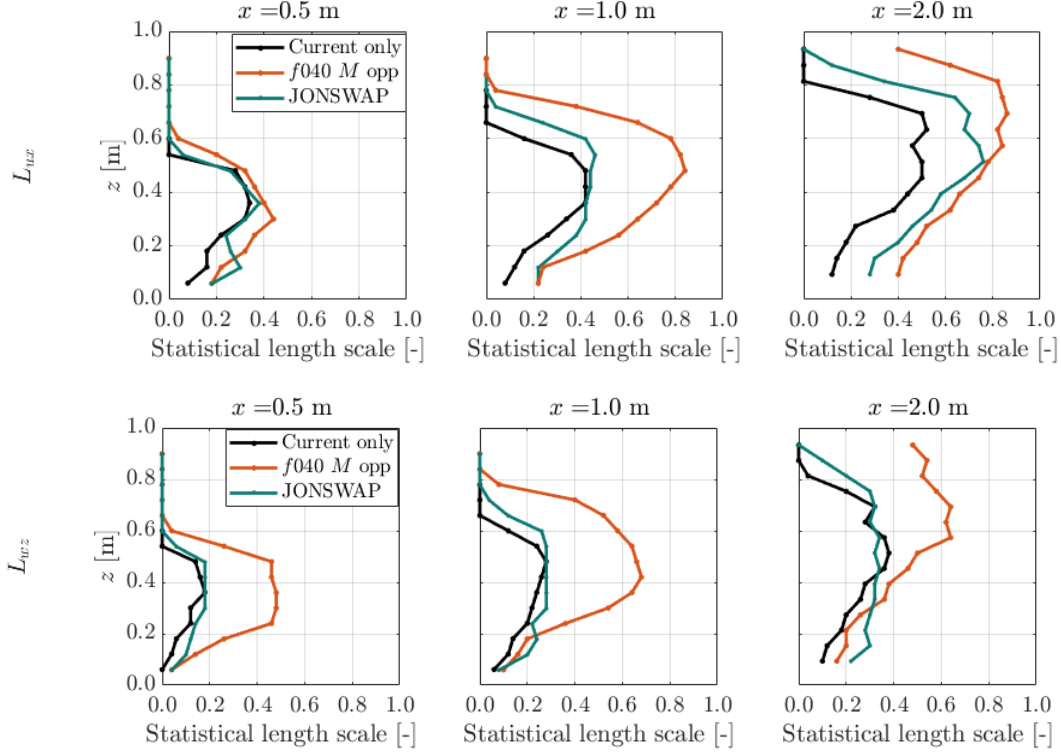


FIGURE 2.31 – Tailles statistiques des structures tourbillonnaires calculées comme dans la partie 2.1.3.4. En haut : L_{ux} . En bas : L_{wz} .

ficativement, impliquant une résorption plus rapide du déficit de vitesse en aval. Conjointement, le niveau de turbulence augmente significativement dans le sillage et sa répartition est fortement modifiée. La forte augmentation de l'énergie à la fréquence de houle au-dessus du cylindre témoigne de la génération de tourbillons par leur interaction réciproque. Un tourbillon sur deux est transporté dans le sillage, transférant la majeure partie de son énergie à la fréquence de lâcher tourbillonnaire (qui est égale à la moitié de la fréquence de houle). Le lâcher tourbillonnaire devient alors plus régulier en se phasant avec la houle. Celle-ci favorise alors le développement des tourbillons, qui doublent de taille dans le plan de symétrie de l'obstacle, et renforce leur transport vers la surface. Elle réorganise également le sillage du cylindre latéralement en réduisant ses effets de bord, élargissant a priori la zone sur laquelle des tourbillons se forment, et donc leur volume. Ce phénomène de lâcher tourbillonnaire régulier et phasé sur la houle est lui aussi intermittent, mais reste le régime majoritaire. Les échanges d'énergie entre fréquence de houle et fréquence de lâcher tourbillonnaire semblent clés pour expliquer l'amplification de la génération de ces structures. Il est donc nécessaire d'étudier en détail l'effet des différents paramètres caractéristiques de la houle (direction de propagation, fréquence, amplitude) sur ce phénomène. Finalement, la régularité des houles testées semble amplifier leurs effets comparé à une houle irrégulière de mêmes caractéristiques en surface.

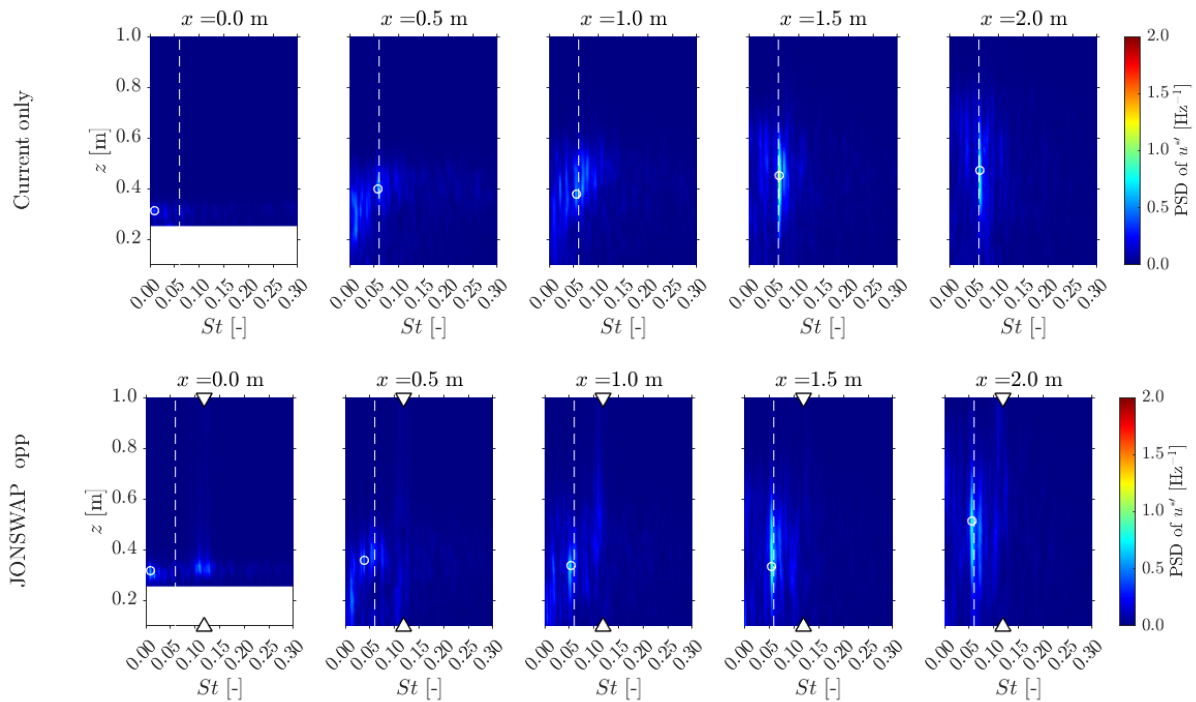


FIGURE 2.32 – Cartographie de la densité spectrale de puissance de u' adimensionnée à quatre positions x : 0.0 m, 0.5 m, 1.0 m, 1.5 m et 2.0 m dans le plan $y0$. En haut : cas de référence avec le batteur et la plaque immergée. En bas : cas de houle JONSWAP. Les flèches blanches indiquent le nombre de Strouhal correspondant à f_h et les pointillés blancs $St = 0.06$ (correspondant à f_{vtx}). Les cercles blancs entourent la valeur maximale de chaque carte (St, f).

2.2 Effets des caractéristiques de la houle

L'objectif de cette partie est de déterminer les paramètres de houle influençant la dynamique tourbillonnaire de l'obstacle de fond. Cela permet de généraliser l'étude conduite avec une houle spécifique et d'identifier les conditions de houle les plus délétères pour les structures installées en mer. Pour cette étude, on utilise la majorité des houles co et contre-courant définies dans la section 1.4.

2.2.1 Méthodologie

Les approches pour étudier les effets des caractéristiques de la houle sur le sillage du cylindre sont multiples. On peut utiliser les paramètres qui caractérisent la houle en surface comme l'amplitude, la fréquence, la longueur d'onde et la direction de propagation, qui conditionnent l'amplitude des variations de vitesse à la fréquence de houle (amplitude des vitesses orbitales) en haut de la colonne d'eau. Ici, on choisit plutôt de travailler à partir de l'amplitude des vitesses orbitales présentes en bas de la colonne d'eau. Cela permet, pour un niveau de fluctuation donné, d'étudier les effets de la fréquence et de la direction de propagation et ainsi d'établir un lien direct entre l'énergie apportée par la houle à la profondeur de l'obstacle et les effets sur son sillage. Le lien entre les paramètres dans la colonne d'eau et ceux mesurés en surface sera effectué en fin de chapitre, afin de déterminer quelles houles sont les plus préjudiciables en termes de sollicitation.

Pour ce faire, on détermine l'amplitude de la vitesse orbitale U_{orb} (dans la direction \vec{x}) à la profondeur $z = 2H = 0.5$ m, où les vitesses orbitales de houle sont les plus représentatives des effets de la houle dans la colonne d'eau. On considère uniquement les fluctuations dans la

Cas	Co-courant (notées "fol") [m/s]	Contre-courant (notées "opp") [m/s]
$f020 L$	—	0.03
$f030 L$	—	0.06
$f040 L$	0.05	0.03
$f040 M$	—	0.09
$f040 H$	—	0.12
$f050 L$	0.03	0.01
$f050 M$	0.07	0.03
$f050 H$	—	0.04
$f060 L$	0.02	—
$f060 M$	0.06	—
$f075 L$	0.01	—
$f075 M$	0.03	—
$f075 H$	0.05	—
$f085 L$	0.01	—
Cas WM U_{ref}	0.81	0.85

TABLEAU 2.3 – Amplitude de la vitesse orbitale $U_{orb}(z = 2H)$ et vitesse incidente de référence. Les lettres L , M et H correspondent, respectivement, aux amplitudes $\overline{A_{O1}} \approx 20$ mm, 70 mm et 110 mm en surface.

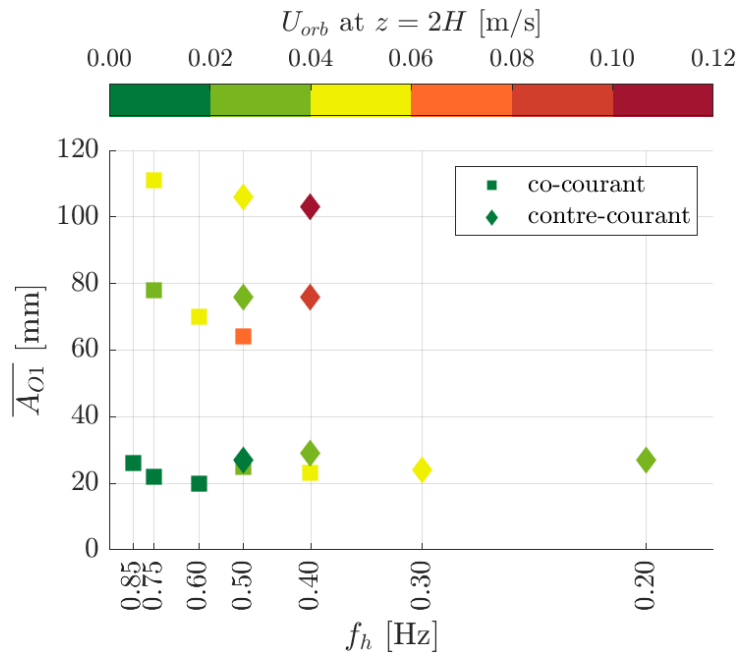


FIGURE 2.33 – Amplitude de la vitesse orbitale $U_{orb}(z = 2H)$ en fonction de la fréquence f_h et de l'amplitude $\overline{A_{O1}}$ de la houle en surface, pour les deux directions de propagation.

direction \vec{x} car celles dans la direction \vec{z} tendent vers 0 à mesure que l'on se rapproche du fond et sont donc moins représentatives. Finalement, comme les gradients verticaux de vitesse orbitale sont suffisamment faibles dans la partie basse de la colonne d'eau (maximum 26% de diminution de la vitesse entre $z = 0$ et $z = 2H$), on utilise une vitesse ponctuelle plutôt qu'une

vitesse moyenne sur une hauteur donnée.

Le tableau 2.3 présente l'amplitude des vitesses orbitales U_{orb} à $z = 0.5$ m pour tous les cas de houle co et contre-courant ainsi que la vitesse moyenne longitudinale pour les cas WM (co et contre-courant). Ces vitesses moyennes servent de référence pour normaliser les différents champs de vitesse présentés dans la suite de cette étude. Comme dans l'article MAGNIER et al. (2023) présenté ci-avant, l'adimensionnalisation permet que les champs de vitesse soient comparables entre tous les cas, comme le montre l'annexe A qui présente les moments d'ordre 1 et 2 et PSDs dans le sillage du cylindre avec des vitesses incidentes amont différentes. Les grandeurs adimensionnées sont marquées d'un astérisque (par exemple : $\bar{U}^* = \bar{U}/U_{ref}$). La figure 2.33 illustre ces variations d'amplitude de vitesse orbitale en fonction des paramètres de la houle en surface. De manière générale, les houles basse fréquence et de grande amplitude génèrent des vitesses orbitales importantes. De plus, comme observé avec la figure 1.33, pour un couple de conditions \bar{A}_{O1} et f_h donné, les houles co-courant ont une plus grande amplitude U_{orb} que les houles contre-courant. Des houles ayant la même amplitude \bar{A}_{O1} ne génèrent donc pas le même niveau de fluctuation de vitesse à f_h dans la colonne d'eau (U_{orb}) rendant la comparaison des houles sur les plateaux L , M et H peu pertinente. Il est ainsi nécessaire de faire des regroupements par niveau d'amplitude U_{orb} pour pouvoir comparer les effets des houles sur le sillage du cylindre.

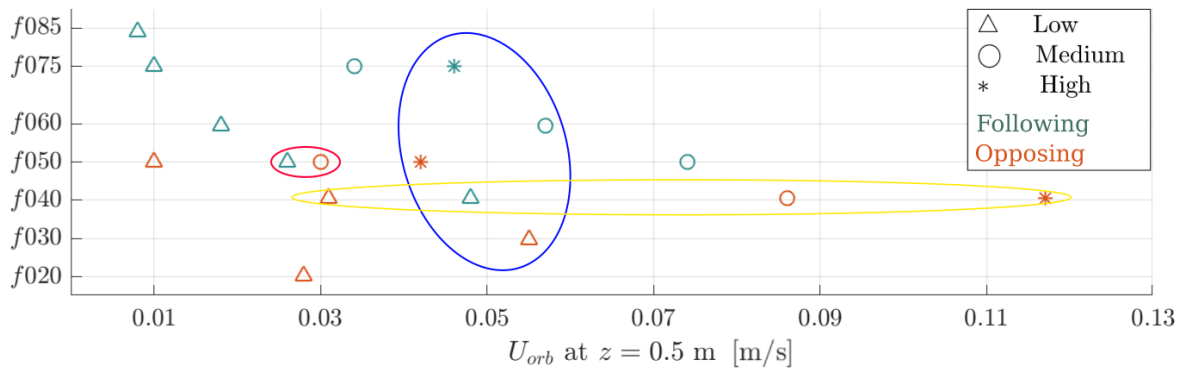


FIGURE 2.34 – Cas de houle en fonction de leur fréquence et de l'amplitude de leur vitesse orbitale U_{orb} à $z = 0.5$ m. Houles co-courant (*following*) en vert et contre-courant en orange (*opposing*). Ellipse bleue : cas comparables en amplitude de fluctuation de vitesse. Ellipse jaune : cas de même fréquence mais d'amplitude variable. Ellipse rouge : cas de même fréquence et amplitude mais de directions de propagation opposées.

La figure 2.34 permet de grouper les cas de houle en fonction de leurs caractéristiques. Au vu des vitesses orbitales très faibles (inférieures à 3% de la vitesse incidente amont), les cas $f085 L fol$, $f075 L fol$, $f050 L opp$ et $f060 L fol$ ne sont pas étudiés dans la suite de cette étude. Les quatre cas à $f_h = 0.4$ Hz sont utilisés pour étudier l'effet de l'amplitude de la houle à une fréquence donnée et introduire les effets de la direction de propagation de la houle (ellipse jaune). Les cas $f050 L fol$ et $f050 M opp$ ont la même fréquence et la même amplitude U_{orb} , mais leur direction de propagation est opposée. Ils permettent d'étudier l'influence de leur direction de propagation de la houle par rapport au courant (ellipse rouge). Les cas $f050 H opp$, $f075 H fol$, $f040 L fol$, $f030 L opp$ et $f060 M fol$, dont U_{orb} représente 5% à 9% de U_{ref} , permettent d'étudier les effets de la fréquence. En séparant les cas co-courant des cas contre-courant, il est possible de s'affranchir de potentiels effets combinés (ellipse bleu). Finalement, le cas $f020 L opp$, de plus basse fréquence, permet d'étendre les conclusions de cette étude sur une gamme de large fréquence.

2.2.2 Comparaison des cas de houles

Pour réaliser ces comparaisons, on utilise les mêmes outils que dans la partie 2.1.5 (champs de vitesses longitudinales moyennes, taille des structures tourbillonnaires et densité spectrale).

2.2.2.1 Effet de l'amplitude

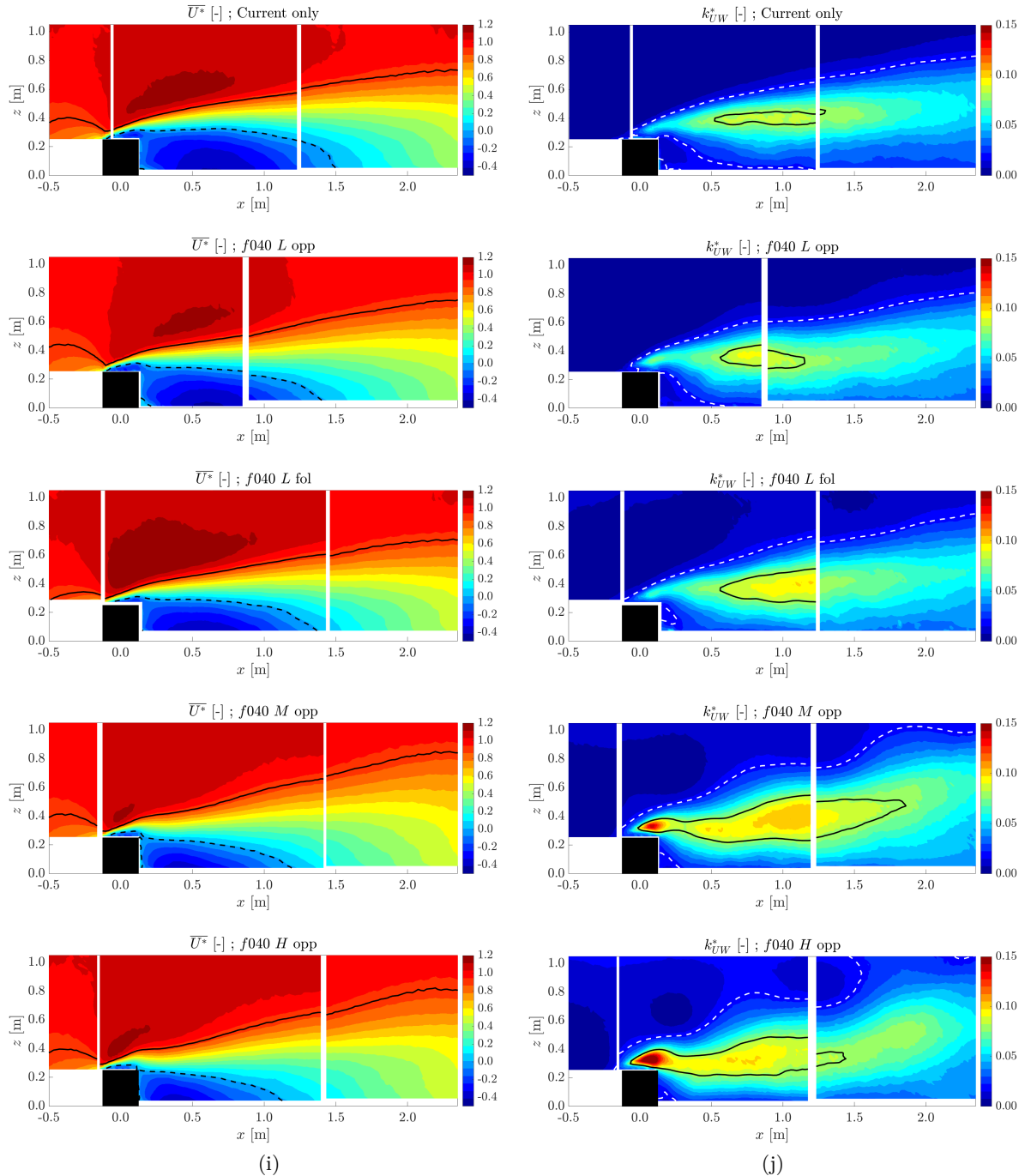


FIGURE 2.35 – (i) Cartographies de la vitesse longitudinale moyenne $\overline{U^*}(x, z)$ adimensionnée dans le plan $y0$. Trait noir plein : $\overline{U^*} = 0.9$. Trait noir pointillé : $\overline{U^*} = 0$. (j) Cartographies d'énergie cinétique $k_{UW}^*(x, z)$ adimensionnée dans le plan $y0$. Trait pointillé blanc : $k_{UW}^* = 0.02$. Trait noir plein : $k_{UW}^* = 0.08$. De haut en bas : sans houle, f040 L opp, f040 L fol f040 M opp et f040 H opp. U_{orb} augmente de haut en bas.

On commence par étudier l'effet de l'amplitude U_{orb} pour des houles de fréquence 0.4 Hz, dont un des quatre cas de houles considérés fait l'objet de l'étude présentée dans l'article inséré en début de chapitre.

La figure 2.35 présente les champs moyens de vitesses longitudinales (colonne de gauche) et l'énergie cinétique turbulente bi-dimensionnelle (colonne de droite) dans le cas de référence et pour les quatre cas de houle, de la plus petite (en haut) à la plus grande amplitude U_{orb} à $z = 2H$ (en bas). Comme attendu, on y retrouve la présence des trois zones caractéristiques de cet écoulement (zone de recirculation, couche cisailée et écoulement non perturbé) mais avec des dimensions différentes selon les cas. Plus U_{orb} est importante, plus la zone de recirculation et le déficit de vitesse sont réduits. De la même manière, quand U_{orb} augmente, le niveau d'énergie cinétique turbulente augmente aussi. De plus, dans les deux cas de plus grande amplitude U_{orb} , lorsque celle-ci représente plus de 10% de la vitesse amont U_{ref} , un pic d'énergie cinétique turbulente apparaît au-dessus du cylindre. Il met en évidence un échange d'énergie entre la houle et l'écoulement qui se caractérise par la génération de tourbillons autour du cylindre à la fréquence de la houle. Dans ces deux cas, la limite supérieure de la zone de haute k_{UW}^* n'a pas du tout une pente constante (ondulation). Ce phénomène est également légèrement visible dans le cas de la houle contre-courant de faible amplitude. Il semble témoigner de l'impact de la houle sur le sillage en développement de l'obstacle. Ainsi, pour les houles à 0.4 Hz, plus les fluctuations de vitesse à la fréquence de houle sont importantes, plus les effets de la houle sont marqués sur les moments d'ordre 1 et 2 de la vitesse.

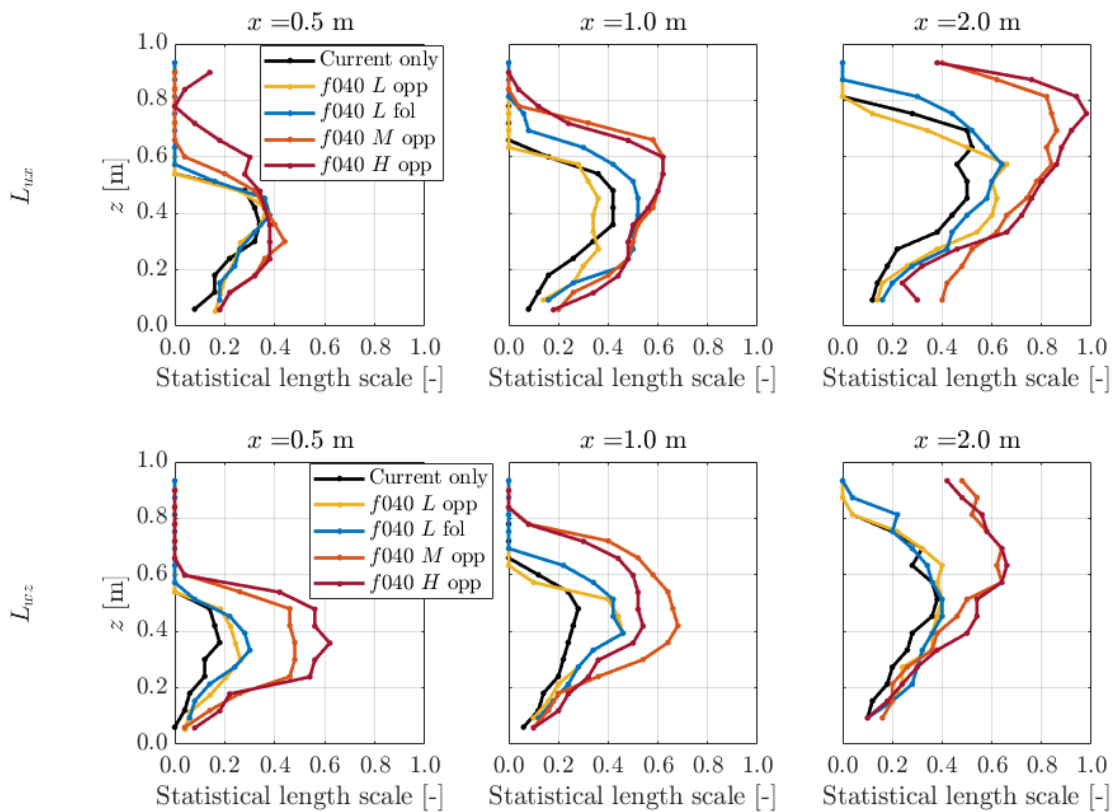


FIGURE 2.36 – Tailles statistiques des structures tourbillonnaires calculées comme dans la partie 2.1.3.4. En haut : L_{ux} . En bas : L_{wz} .

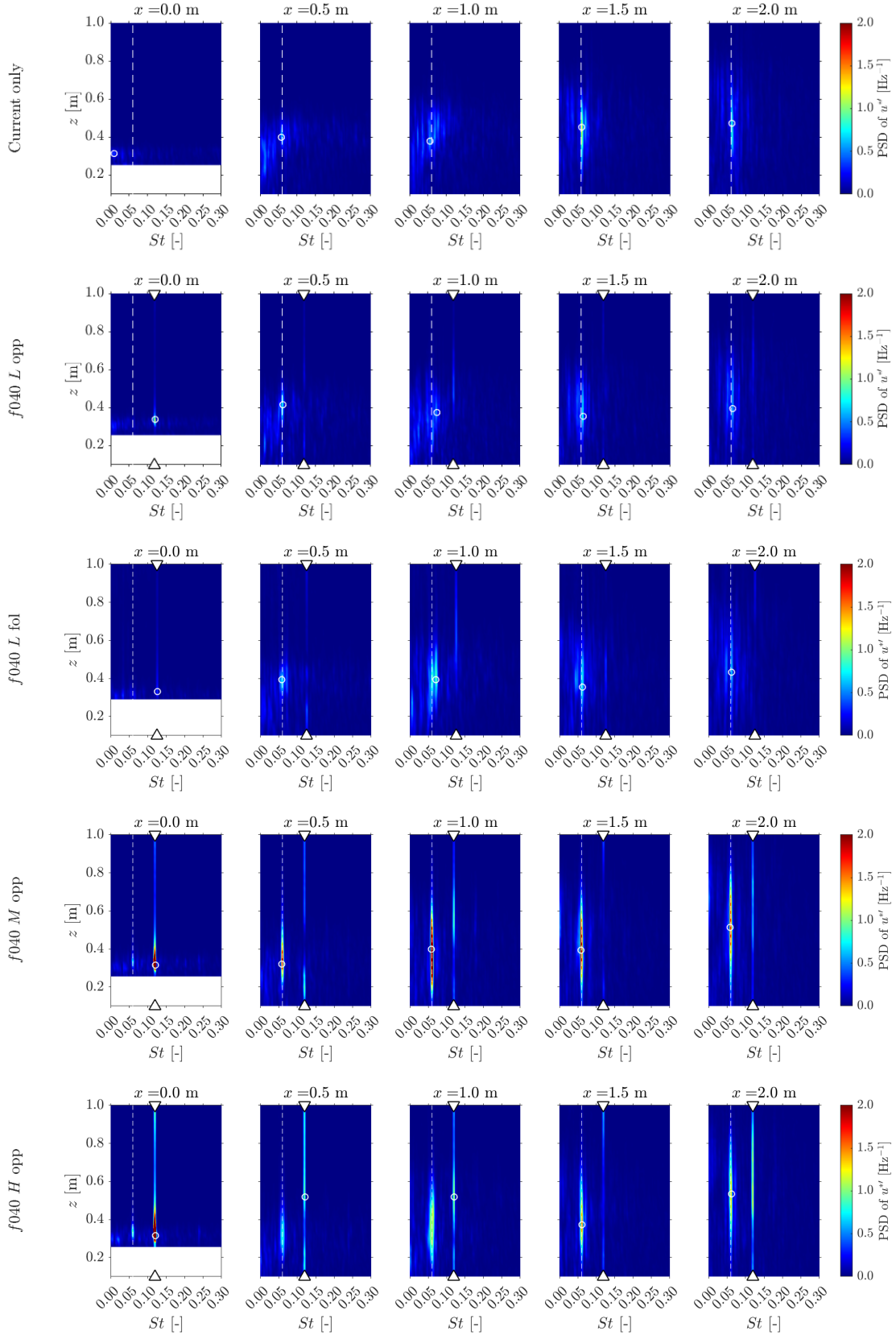


FIGURE 2.37 – Cartographie de la densité spectrale de puissance de u' adimensionnée à cinq positions x : 0.0 m, 0.5 m, 1.0 m, 1.5 m et 2.0 m, dans le plan $y0$. De haut en bas : sans houle, $f040 L opp$, $f040 L fol$, $f040 M opp$ et $f040 H opp$. Les flèches blanches indiquent le nombre de Strouhal correspondant à f_h et les pointillés blancs $St = 0.06$ (correspondant à f_{vtx}). Les cercles blancs entourent la valeur maximale de chaque carte (St, f).

La figure 2.36, qui présente la taille des structures tourbillonnaires pour les cinq cas de houle, confirme ces résultats et introduit des effets de seuil sur l’amplitude U_{orb} . Dans les deux cas de faible U_{orb} ($f040 L opp$ et $f040 L fol$), la taille des tourbillons augmente peu comparé au cas de référence sans houle. La dynamique tourbillonnaire semble légèrement alimentée par la houle dans le sillage proche puis cela s’estompe dans le sillage plus lointain. Au contraire, dans les cas de grande amplitude U_{orb} ($f040 M opp$ et $f040 H opp$), les structures tourbillonnaires sont jusqu’à deux fois plus grandes que sans houle, et ce dès $x = 0.5$ m. La gamme de hauteur sur laquelle les tourbillons sont présents augmente sensiblement et leur répartition est modifiée montrant qu’ils montent davantage que sans houle. Lorsque U_{orb} est suffisamment grande, le mécanisme de génération des tourbillons est modifié par la houle, tout comme leur transport, comme décrit dans l’article présenté ci-avant.

Finalement, la figure 2.37 présente le contenu spectral dans le sillage de l’obstacle via des cartographies de PSDs de u' . Dans le cas de plus faible amplitude U_{orb} ($f040 L opp$), le maximum absolu d’énergie se trouve au-dessus du cylindre à la fréquence de houle. Son énergie est en grande partie transmise à f_{vtx} avant $x = 0.5$ m puis diminue rapidement en aval. Dans le cas $f040 L fol$ (d’amplitude U_{orb} un peu plus élevée), il n’y a pas de pic à f_h et le pic à f_{vtx} est un peu augmenté en $x = 0.5$ m et 1 m puis de niveau plus faible que sans houle en aval. Dans les cas $f040 M opp$ et $f040 H opp$, le contenu spectral est fortement impacté par la houle et de manière similaire entre les deux cas de houles. L’énergie est maximum à la fréquence de houle au-dessus du cylindre (comme l’énergie cinétique turbulente) puis elle est transférée en grande partie à f_{vtx} avant $x = 0.5$ m. Le lâcher tourbillonnaire est fortement amplifié dans toute la zone des plans de mesure. Sur l’ensemble du sillage, les cas $f040 L opp$ et $f040 L fol$ contiennent moins ou autant d’énergie que le cas de référence tandis que les cas $f040 M opp$ et $f040 H opp$ en contiennent davantage. À partir d’une certaine valeur de U_{orb} , le mécanisme de génération des tourbillons est modifié, probablement grâce à l’injection de davantage d’énergie lors de leur génération. Cependant, dans le sillage (en $x = 2.0$ m), il y a plus d’énergie à f_{vtx} dans le cas $f040 M opp$ ($U_{orb} = 0.09$ m/s) que $f040 H opp$ ($U_{orb} = 0.12$ m/s) donc l’augmentation de U_{orb} n’est pas reliée de manière linéaire à une augmentation de l’énergie à f_{vtx} . En même temps, le pic à f_h est plus grand selon z pour $f040 H opp$ que pour $f040 M opp$. L’amplitude U_{orb} interviendrait de manière différente en modifiant l’énergie et la distribution spatiale de ces tourbillons.

En résumé, la houle peut agir soit sur l’initialisation du sillage, soit sur l’initialisation et le développement du sillage en fonction de l’amplitude des fluctuations de vitesse qu’elle génère dans la colonne d’eau. Il semble que, quelle que soit U_{orb} , la génération des tourbillons par le cylindre est alimentée par la houle, donnant des structures tourbillonnaires légèrement plus grandes et régulières dans le sillage proche. À mesure que la distance avec l’obstacle augmente, les effets de la houle s’estompent et le lâcher tourbillonnaire est même moins marqué que sans houle, suggérant que celle-ci le limite. Si l’amplitude des fluctuations de vitesse à la fréquence de houle est grande, les effets de la houle sur le sillage du cylindre sont marqués car l’initialisation comme le développement du sillage sont alimentés en énergie. Cependant, les effets ne sont pas linéaires avec l’amplitude de ces fluctuations car le cas $f040 M opp$ semble plus impactant que $f040 H opp$. On observe aussi des différences d’interactions en fonction de la direction de propagation de la houle, notamment un pic d’énergie cinétique turbulente au-dessus du cylindre et une ondulation de la limite supérieure de la zone de haute énergie.

2.2.2.2 Effet de la direction de propagation

Pour étudier l’impact de la direction de propagation de la houle sur le sillage du cylindre, on utilise les cas $f050 L fol$ et $f050 M opp$, d’amplitude U_{orb} comparables et de fréquence f_h identique (tableau 2.3 et figure 1.33). Ce sont les deux seuls cas de houle qui permettent la comparaison directe des effets de la direction de propagation de la houle. Cependant, leurs vitesses orbitales sont faibles, représentant environ 3% de la vitesse incidente de référence à

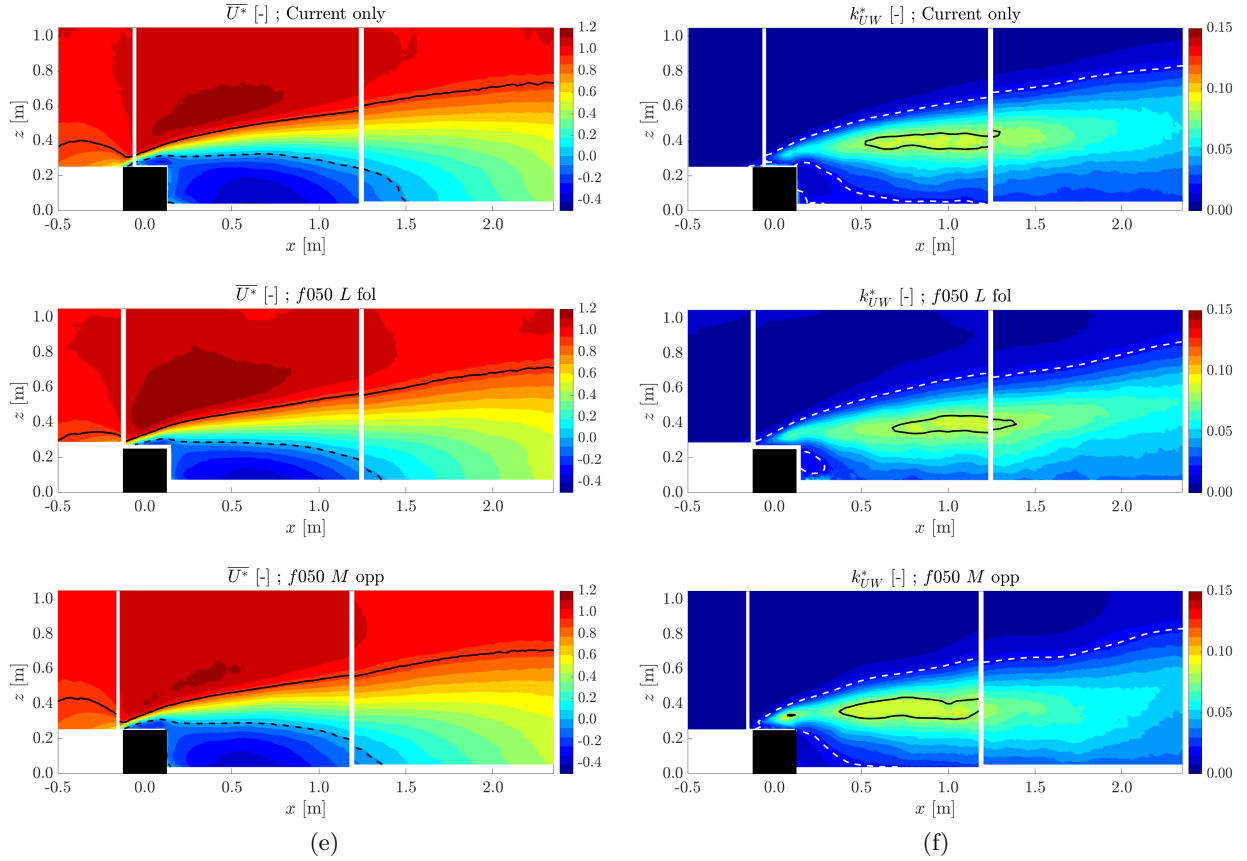


FIGURE 2.38 – (e) Cartographies de la vitesse longitudinale moyenne $\overline{U}^*(x, z)$ adimensionnée dans le plan $y0$. Trait noir plein : $\overline{U}^* = 0.9$. Trait noir pointillé : $\overline{U}^* = 0$. (f) Cartographies d'énergie cinétique $k_{UW}^*(x, z)$ adimensionnée dans le plan $y0$. Trait pointillé blanc : $k_{UW}^* = 0.02$. Trait noir plein : $k_{UW}^* = 0.08$. De haut en bas : sans houle, $f050 L$ fol, $f050 M$ opp

$z = 0.5$ m et la houle $f050 M$ opp présente une forte modulation de son amplitude en surface avec l'apparition de la fréquence 0.6 Hz, liée aux dimensions du bassin (cf. partie 1.4). Cette étude est également propre à la fréquence $f_h = 0.5$ Hz et ne permet pas de mettre en évidence les potentielles différences liées aux couplages entre f_h et f_{vtx} observés à la fréquence 0.4 Hz. Le sens de propagation de la houle implique principalement une différence sur l'amplitude et l'orientation des vitesses orbitales (figure 9). Les houles co-courant imposent un mouvement dans le sens horaire, comme les tourbillons énergétiques qui se forment dans le sillage du cylindre (figure 2.21) tandis que les houles contre-courant imposent un mouvement dans le sens anti-horaire.

La figure 2.38 présente les champs moyens de vitesses longitudinales (colonne de gauche) et l'énergie cinétique turbulente bi-dimensionnelle (colonne de droite) pour le cas de référence et les deux houles à 0.5 Hz. Les dimensions de la zone de recirculation et de la couche cisillée étant très similaires pour les trois cas, il n'y a pas de modification significative de \overline{U}^* due à la houle. Néanmoins, la zone de haute k_{UW}^* au cœur du sillage est décalée vers l'amont quand la houle est contre-courant et vers l'aval quand la houle est co-courant, et un pic de k_{UW}^* apparaît au-dessus du cylindre avec la houle contre-courant, comme pour les houles à 0.4 Hz contre-courant. La zone de haute énergie cinétique turbulente se résorbe aussi plus proche du cylindre en présence de la houle contre-courant, et sa limite supérieure a une pente variable cycliquement comme les autres houles contre-courant étudiées. D'autre part, le déficit de vitesse en amont du cylindre (marqué par le contour noir) est plus marqué pour la houle contre-courant que la houle co-courant. Même si la répartition de l'énergie cinétique turbulente est légèrement modifiée, ces houles de faible

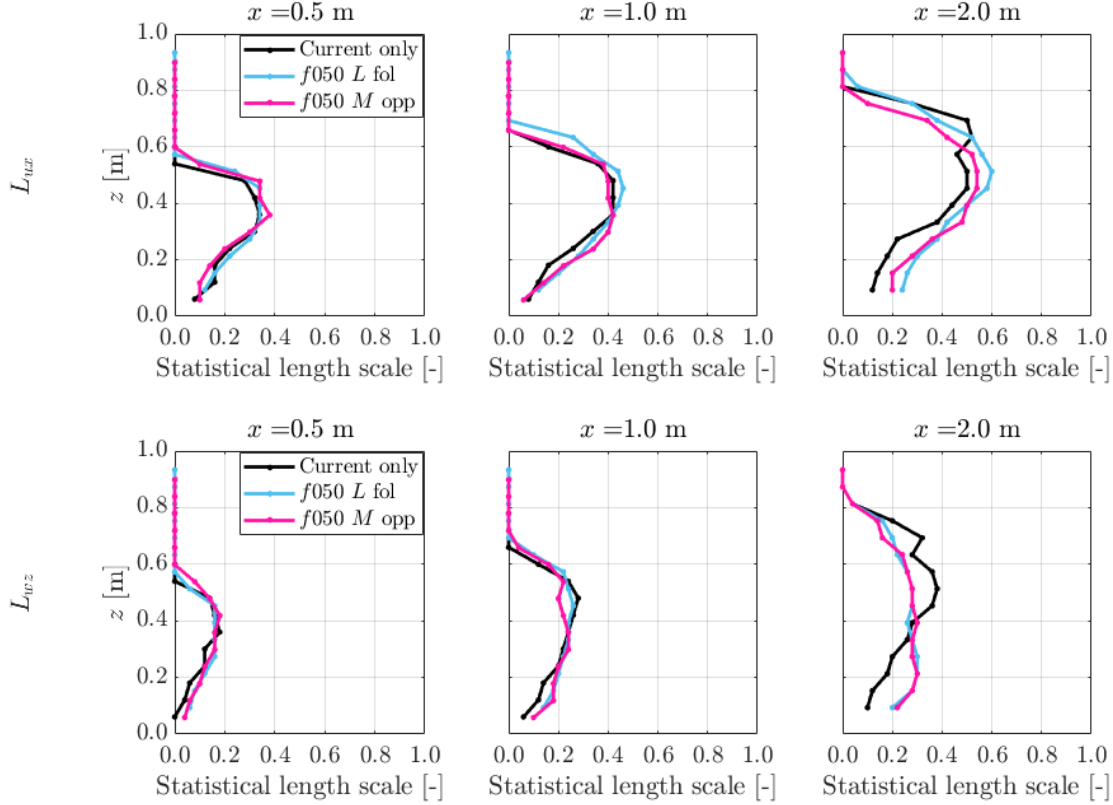


FIGURE 2.39 – Tailles statistiques des structures tourbillonnaires calculées comme dans la partie 2.1.3.4. En haut : L_{ux} . En bas : L_{wz} .

amplitude U_{orb} ont peu d'impact sur le sillage de l'obstacle, ce qui complexifie l'étude des effets liés à la direction de propagation.

Sur la figure 2.39, qui présente la taille statistique des tourbillons, aucune différence significative n'apparaît, excepté une modification de la répartition des tailles de structures à la position la plus en aval. Il semble que les tourbillons soient légèrement plus petits et passent plus bas avec ces deux houles ci. Ces différences restent mineures et montrent que l'amplitude de ces houles est trop faible pour mettre clairement en évidence les effets de la direction de propagation de la houle sur le sillage du cylindre.

On analyse le contenu spectral de l'écoulement grâce aux PSDs de u' présentées figure 2.40. Sur cette figure, l'échelle de couleur a été modifiée par rapport aux autres figures de ce type présentées précédemment. Le niveau d'énergie est faible dans tous les cas. Dans le cas co-courant, les pics contiennent légèrement plus d'énergie et sont un peu plus hauts dans la colonne d'eau que dans le cas contre-courant mais restent du même ordre de grandeur que dans le cas de référence. De plus, comme pour les houles à 0.4 Hz, le maximum absolu d'énergie se trouve au-dessus du cylindre (comme pour k_{UW}^*) et à la fréquence de houle dans le cas contre-courant.

En résumé, l'étude des effets de la direction de la propagation de la houle par rapport au courant sur l'initialisation et le développement du sillage de l'obstacle est limitée car ces cas de houle imposent des vitesses orbitales trop faibles en bas de la colonne d'eau. Malgré cela et combiné aux observations faites avec les houles à $f = 0.4$ Hz, trois points clés ressortent : avec les houles contre-courant, le déficit amont de vitesse augmente, un pic d'énergie cinétique turbulente apparaît à la fréquence de houle au-dessus du cylindre et la limite supérieure de la zone de haute énergie cinétique turbulente présente des oscillations. Ces observations sont à confirmer avec des houles de plus grande amplitude U_{orb} .

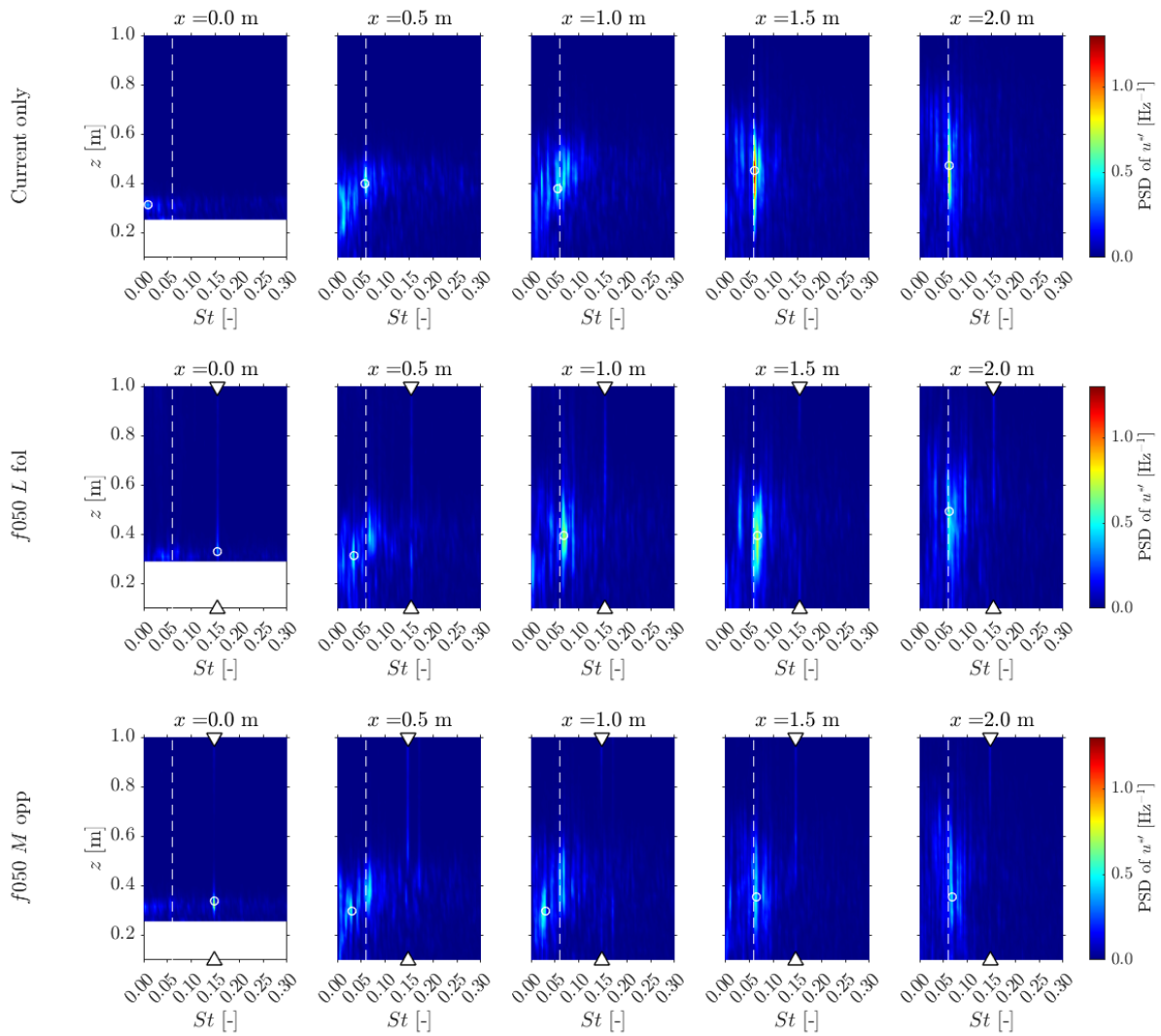


FIGURE 2.40 – Cartographie de la densité spectrale de puissance de u' adimensionnée à cinq positions x : 0.0 m, 0.5 m, 1.0 m, 1.5 m et 2.0 m, dans le plan y_0 . De haut en bas : sans houle, $f_{050} L$ fol et $f_{050} M$ opp. Les flèches blanches indiquent le nombre de Strouhal correspondant à f_h et les pointillés blancs $St = 0.06$ (correspondant à f_{vtx}). Les cercles blancs entourent la valeur maximale de chaque carte (St, f). L'échelle de couleur a été modifiée par rapport aux autres cartographies de PSDs.

2.2.2.3 Effet de la fréquence

Pour limiter les effets de la direction de propagation de la houle sur le sillage de l'obstacle, on étudie les effets de la fréquence de celle-ci en comparant les houles co-courant et les houles contre-courant séparément.

Houles contre-courant

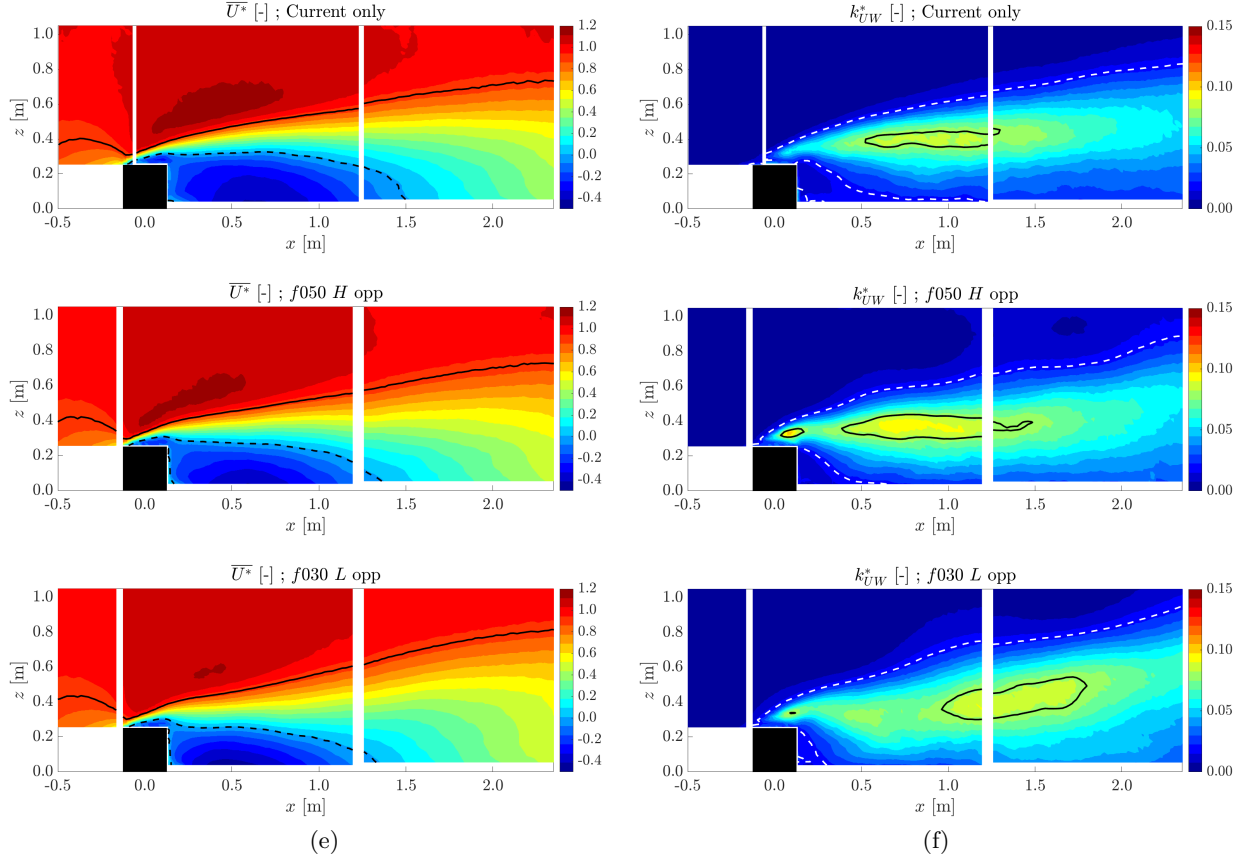


FIGURE 2.41 – (e) Cartographies de la vitesse longitudinale moyenne $\overline{U^*}(x, z)$ adimensionnée dans le plan $y0$. Trait noir plein : $\overline{U^*} = 0.9$. Trait noir pointillé : $\overline{U^*} = 0$. (f) Cartographies d'énergie cinétique $k_{UW}^*(x, z)$ adimensionnée dans le plan $y0$. Trait pointillé blanc : $k_{UW}^* = 0.02$. Trait noir plein : $k_{UW}^* = 0.08$. De haut en bas : sans houle, $f050 H$ opp et $f030 L$ opp.

La figure 2.41 présente les champs moyens de vitesses longitudinales (colonne de gauche) et l'énergie cinétique turbulente bi-dimensionnelle (colonne de droite) sans houle et pour les deux cas de houle contre-courant d'amplitude intermédiaire. Dans les deux cas de houle, la longueur de la zone de recirculation est réduite d'environ 20% par rapport au cas sans houle. La limite supérieure du sillage remonte et le déficit de vitesse diminue plus vite en aval. Le niveau d'énergie cinétique turbulente augmente légèrement dans le cœur de la couche cisillée et sa limite supérieure, représentée par les lignes pointillées blanches, montre des minima locaux, avec un espacement entre les minima qui diminue avec la fréquence de la houle. De plus, comme observé avec les autres houles contre-courant, un pic de k_{UW}^* apparaît au-dessus du cylindre. Pour le cas de houle à basse fréquence, ($f030 L$ opp), ces modifications sont très marquées et la zone de haute k_{UW}^* au cœur de la couche cisillée se décale vers l'aval de manière significative (plus de 0.5 m). La houle à basse fréquence semble avoir plus d'impact sur le développement du sillage du cylindre que celle à plus haute fréquence.

La figure 2.42, présentant les tailles statistiques des tourbillons, confirme ces observations. Dans le sillage proche, la houle $f050 H$ opp augmente davantage la taille des structures tourbillonnaires que $f030 L$ opp. Plus en aval, l'écart entre les deux cas de houle se réduit : à la position la plus en aval, les deux cas de houle augmentent un peu la taille des tourbillons et modifient leur répartition. Les tourbillons sont présents sur une plus grande gamme de hauteur en présence de houle, en particulier pour le cas $f030 L$ opp. Cette figure met en évidence que la houle la plus basse fréquence semble peu modifier la génération des tourbillons alors qu'elle renforce leur développement dans le sillage.

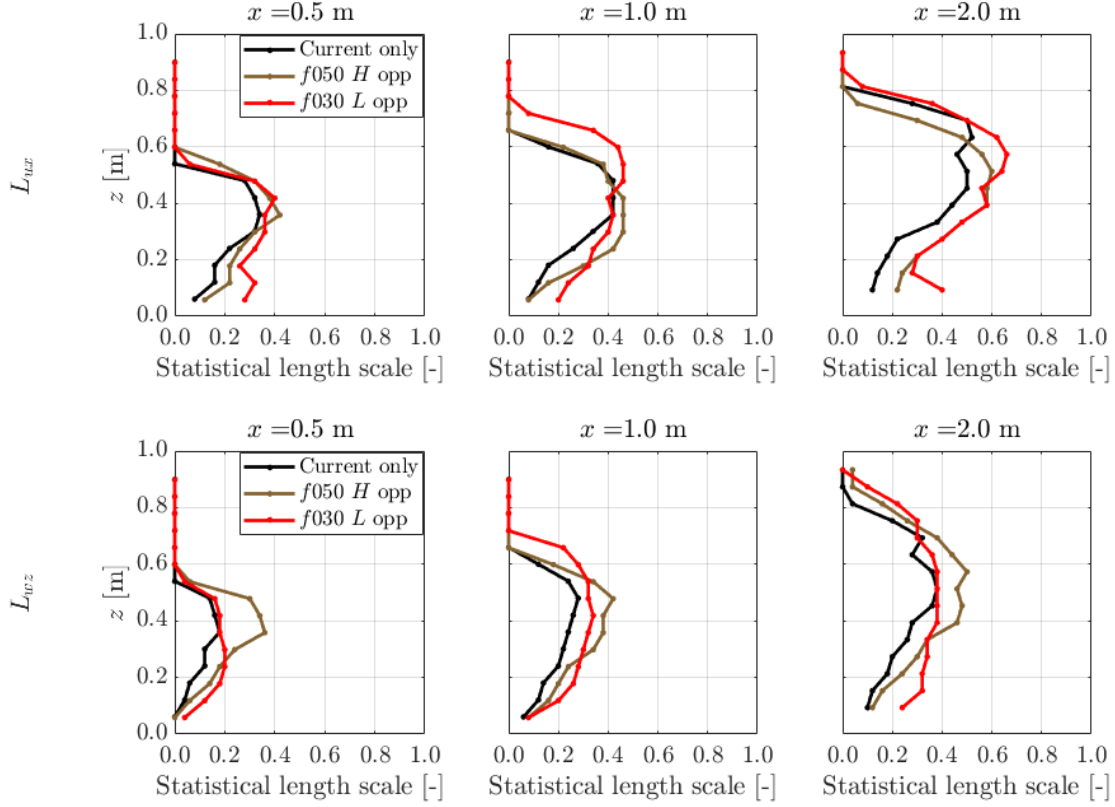


FIGURE 2.42 – Tailles statistiques des structures tourbillonnaires calculées comme dans la partie 2.1.3.4. En haut : L_{uw} . En bas : L_{wz} .

Finalement, la figure 2.43 présente le contenu spectral dans le sillage de l’obstacle via des cartographies de PSDs de u' . Comme attendu, pour ces deux cas de houles contre-courant, le maximum absolu d’énergie se trouve au-dessus du cylindre (comme k_{UW}^*) à f_h . Dans le cas $f050 H$ opp, l’énergie de ce pic est progressivement transférée vers la fréquence du lâcher tourbillonnaire, sans que cela n’amplifie le lâcher tourbillonnaire. À la position la plus en aval, le pic à f_{vtx} est du même ordre de grandeur que dans le cas sans houle. Dans le cas $f030 L$ opp, le pic à f_{vtx} est très fortement amplifié. Il se décale pour coïncider avec la fréquence de houle. À la position la plus en aval, le niveau d’énergie est plus de deux fois plus élevé que sans houle et sur une gamme de profondeur bien plus grande. Ce décalage de la fréquence de lâcher tourbillonnaire semble permettre à la houle d’amplifier ce phénomène.

En résumé, les houles contre-courant amplifient la dynamique tourbillonnaire, et ce d’autant plus que la fréquence de houle est basse. Cela s’explique notamment par la proximité entre la fréquence de houle et celle du lâcher tourbillonnaire qui permet un phasage des tourbillons à la fréquence de houle et amplifie leur développement. Ces cas permettent aussi de confirmer les effets propres aux houles contre-courant avec un pic d’énergie au-dessus du cylindre, des minima locaux (ondulation) de la limite supérieure de la zone de haute énergie, dont la distance dépend de la fréquence de la houle et un déficit de vitesse amont non négligeable.

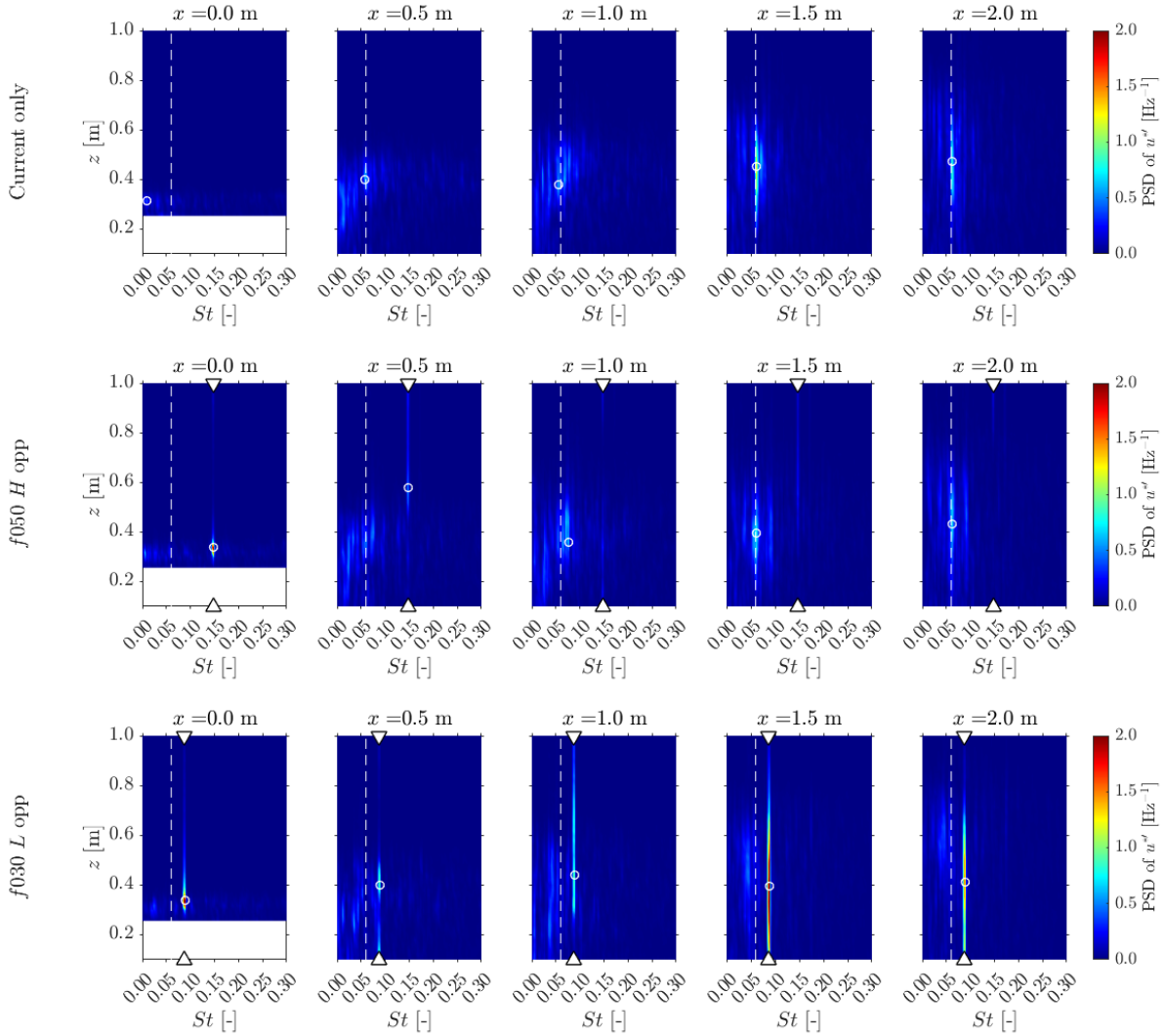


FIGURE 2.43 – Cartographie de la densité spectrale de puissance de u' adimensionnée à cinq positions x : 0.0 m, 0.5 m, 1.0 m, 1.5 m et 2.0 m, dans le plan y_0 . De haut en bas : sans houle, $f030 L opp$ et $f050 H opp$. Les flèches blanches indiquent le nombre de Strouhal correspondant à f_h et les pointillés blancs $St = 0.06$ (correspondant à f_{vtx}). Les cercles blancs entourent la valeur maximale de chaque carte (St, f).

Houles co-courant

La figure 2.44 présente les champs moyens de vitesses longitudinales (colonne de gauche) et l'énergie cinétique turbulente bi-dimensionnelle (colonne de droite) sans houle et pour les trois cas de houle co-courant d'amplitude intermédiaire. De manière similaire pour les trois houles, la longueur de la zone de recirculation diminue et le déficit de vitesse amont est réduit. La zone de haute énergie cinétique turbulente s'agrandit et persiste davantage dans le sillage pour les deux cas avec les fréquences les plus basses mais sa limite supérieure n'ondule pas. Le niveau d'énergie augmente également au cœur de la couche cisailée, et ce davantage que pour les houles contre-courant de même amplitude U_{orb} présentées ci-avant. Globalement, ces trois houles ont les mêmes effets sur le sillage, suggérant que leur fréquence n'est pas déterminante dans cette interaction.

Au contraire, en analysant la taille des structures tourbillonnaires présentée figure 2.45, les effets de la fréquence de la houle sont visibles. Le cas $f075 H fol$, de plus haute fréquence, n'a pas d'effet sur la génération des tourbillons car ils sont de même taille que sans houle dans le

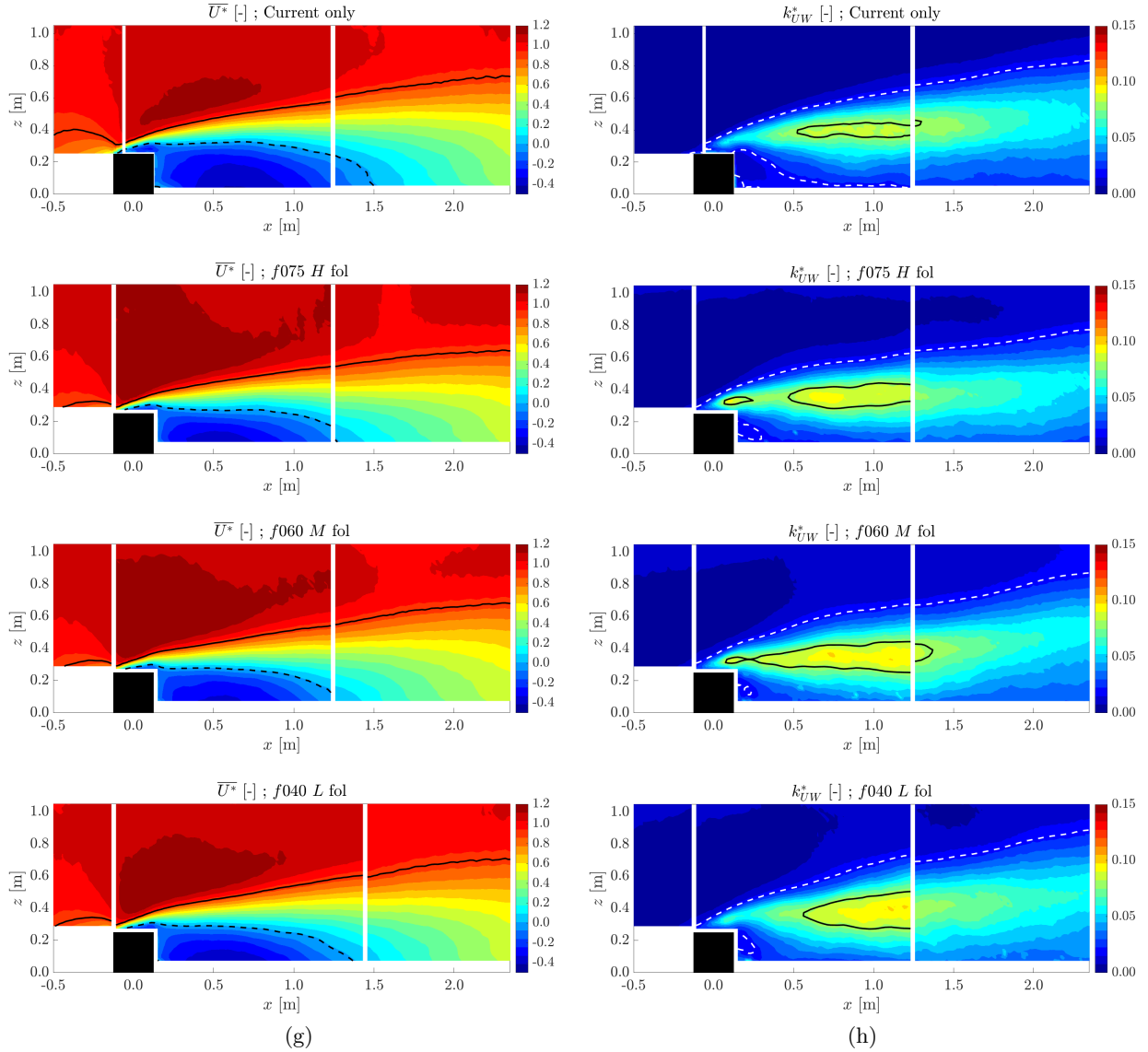


FIGURE 2.44 – (g) Cartographies de la vitesse longitudinale moyenne $\overline{U^*}(x, z)$ adimensionnée dans le plan $y0$. Trait noir plein : $\overline{U^*} = 0.9$. Trait noir pointillé : $\overline{U^*} = 0$. (h) Cartographies d'énergie cinétique $k_{UW}^*(x, z)$ adimensionnée dans le plan $y0$. Trait pointillé blanc : $k_{UW}^* = 0.02$. Trait noir plein : $k_{UW}^* = 0.08$. De haut en bas : sans houle, $f075 H$ fol, $f060 M$ fol, $f040 L$ fol.

sillage proche. En aval, leur taille est légèrement plus faible que dans le cas de référence et la zone où ils sont maximums est plus profonde, suggérant que la houle limite leur remontée et leur développement. Au contraire, les cas à plus basse fréquence font augmenter la taille des tourbillons, et ce dès $x = 0.5$ m. La gamme de hauteur sur laquelle des tourbillons sont présents augmente également. Dans ces deux cas, il y a un transfert d'énergie de la houle vers le sillage au niveau du cylindre où sont générés les tourbillons. Ce transfert continue dans le sillage mais de manière moins marquée car, à la position la plus en aval, les tourbillons sont légèrement plus grands que sans houle. Ainsi, alors que les moments d'ordre 1 et 2 sont très semblables entre les trois cas de houles co-courant, la taille des tourbillons est différente, témoignant d'un effet de la fréquence de houle dans l'interaction houle – courant – obstacle, qui va dans le même sens que pour les houles contre-courant.

Finalement, la figure 2.46 présente le contenu spectral dans le sillage de l'obstacle. Parmi tous les cas, le maximum d'énergie est atteint par le cas $f075 H$ fol, à la fréquence f_h au-dessus du

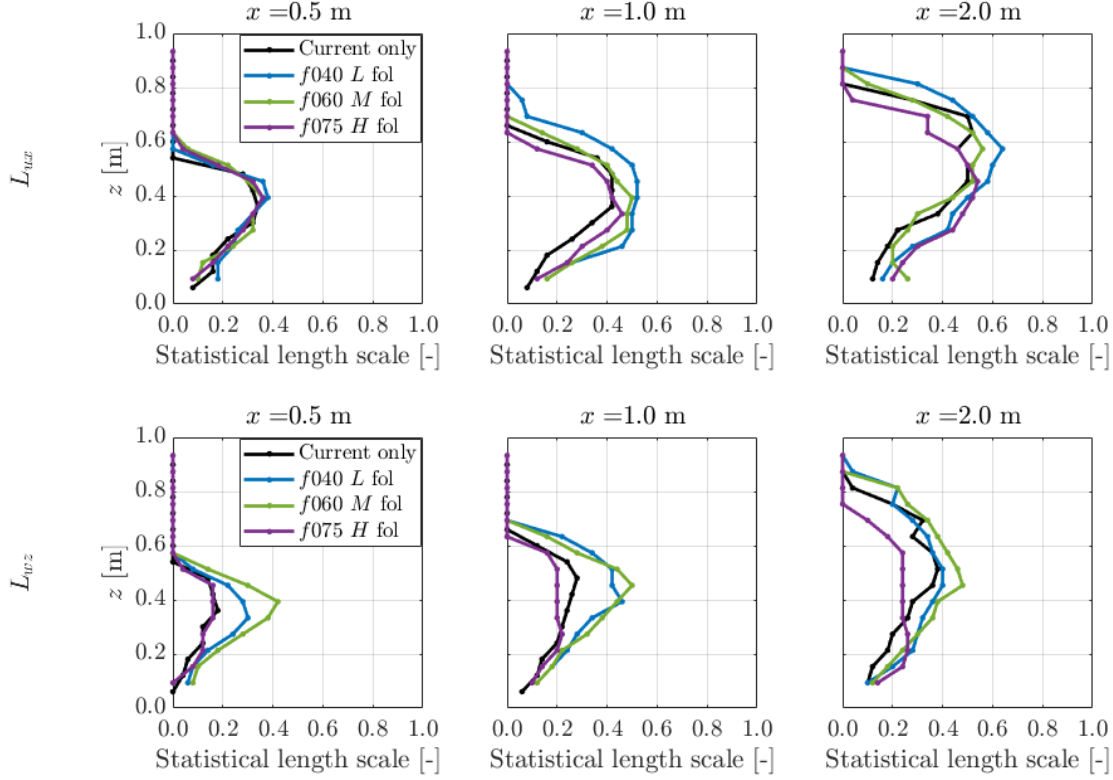


FIGURE 2.45 – Tailles statistiques des structures tourbillonnaires calculées comme dans la partie 2.1.3.4. En haut : L_{ux} . En bas : L_{wz} .

cylindre (comme les houles contre-courant) puis l'énergie est progressivement transmise vers la fréquence du lâcher tourbillonnaire. À la position la plus en aval, le pic à f_{vtx} est légèrement plus élevé que sans houle, un résultat peu attendu au vu des deux figures précédentes. Dans les cas $f060$ M fol et $f040$ L fol, le maximum est atteint dans le cœur de la couche cisailée ($x = 1.0$ m), comme pour $k_{UV}^*(x, z)$. À cette position x , il y a davantage d'énergie à f_{vtx} avec les houles que dans le cas de référence, puis cette balance s'inverse plus en aval. Par ailleurs, la fréquence du pic associée au lâcher tourbillonnaire se décale vers $St = 0.07$ dans les trois cas. Il semble alors que la présence de houle co-courant augmente légèrement la fréquence caractéristique du lâcher tourbillonnaire. Cette observation peut être liée à une mauvaise estimation de U_{ref} (de l'ordre du cm/s) due aux données PIV de qualité inférieure utilisées pour la caractérisation des houles co-courant (partie 1.4).

En résumé, l'effet de la fréquence des houles co-courant sur le sillage du cylindre est moins marqué que pour les houles contre-courant, notamment à cause de la gamme de fréquence qui est plus élevée. Néanmoins, on observe des conclusions similaires : les houles basses fréquences semblent avoir un impact plus fort sur le sillage du cylindre pour un même niveau de fluctuation U_{orb} . On observe également une légère augmentation du nombre de Strouhal associé à la fréquence de lâcher tourbillonnaire, qui est discutable au vu de la qualité des données PIV utilisées pour caractériser les houles co-courant.

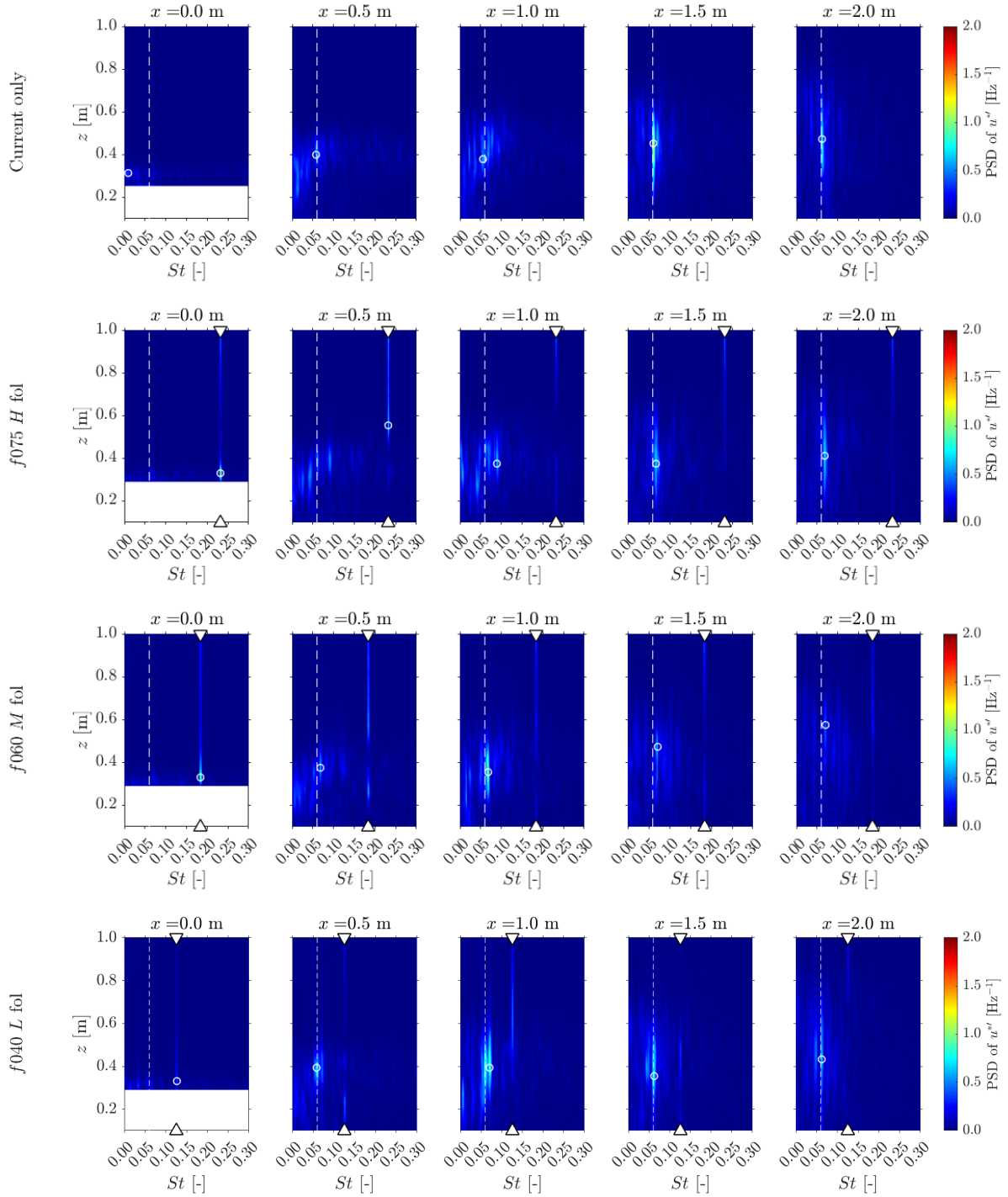


FIGURE 2.46 – Cartographie de la densité spectrale de puissance de u' adimensionnée à cinq positions x : 0.0 m, 0.5 m, 1.0 m, 1.5 m et 2.0 m, dans le plan $y0$. De haut en bas : sans houle, $f040 L$ fol, $f060 M$ fol et $f075 H$ fol. Les flèches blanches indiquent le nombre de Strouhal correspondant à f_h et les pointillés blancs $St = 0.06$ (correspondant à f_{vtx}). Les cercles blancs entourent la valeur maximale de chaque carte (St, f).

Houle très basse fréquence

Pour terminer et élargir la gamme de fréquence étudiée, on étudie le cas $f020 L$ opp. Comme le montre les moments d'ordre 1 et 2 présentés figure 2.47, et malgré la faible amplitude U_{orb} , cette houle a de forts effets sur le sillage de l'obstacle. La couche cisailée s'agrandit nettement

grâce au raccourcissement de la zone de recirculation et à l'augmentation marquée de l'extension verticale du sillage. La zone où le niveau de k_{UW}^* est élevée s'agrandit et la valeur du maximum augmente de plus de 30%. Cependant, contrairement aux autres houles contre-courant, il n'y a pas de pic d'énergie au-dessus du cylindre. La limite supérieure de la zone très énergétique ne présente pas non plus de minima locaux. Cela peut être lié au fait que f_h est très faible donc la distance entre deux minima locaux est grande. Finalement, les effets sont du même niveau que ceux observés pour la houle $f040 M opp$, le plus impactant de tous les cas étudiés.

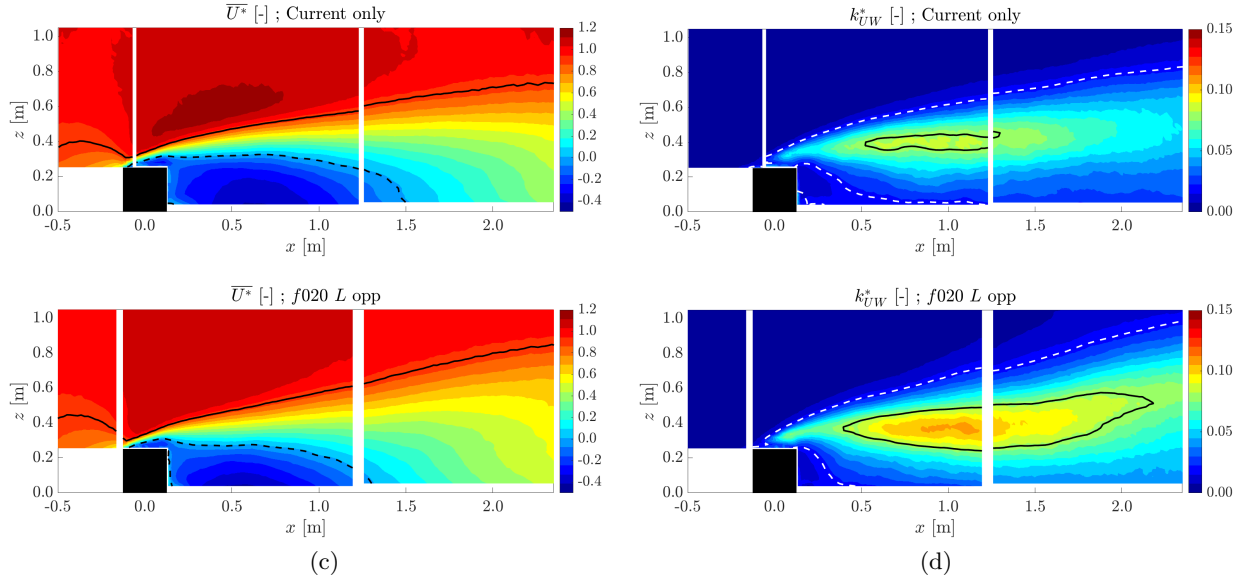


FIGURE 2.47 – (c) Cartographies de la vitesse longitudinale moyenne $\overline{U}^*(x, z)$ adimensionnée dans le plan $y0$. Trait noir plein : $\overline{U}^* = 0.9$. Trait noir pointillé : $\overline{U}^* = 0$. (d) Cartographies d'énergie cinétique $k_{UW}^*(x, z)$ adimensionnée dans le plan $y0$. Trait pointillé blanc : $k_{UW}^* = 0.02$. Trait noir plein : $k_{UW}^* = 0.08$.

La figure 2.48, qui présente la taille des structures tourbillonnaires sans houle et avec la houle $f020 L opp$, confirme ces résultats. En effet, à la position la plus en aval, les tourbillons sont environ deux fois plus grands en présence de houle et la gamme de hauteur sur laquelle ils sont présents augmente aussi sensiblement, avec un changement de répartition.

Le cas de houle $f020 L opp$ est donc responsable d'un renforcement marqué de l'extension verticale du sillage, du niveau d'énergie cinétique turbulente et de la taille des tourbillons. Pourtant, l'amplitude de U_{orb} est très faible (comme le cas $f040 L opp$ qui n'a pas d'impact sur le sillage du cylindre), donc les effets très marqués de ce cas de houle sur le sillage du cylindre semblent être causés par l'égalité entre f_{vtx} et f_h . En effet, la figure 2.49, qui présente le contenu spectral de l'écoulement, montre une coïncidence entre les pics à f_{vtx} et f_h . Les deux phénomènes se phasent, amplifiant significativement le niveau d'énergie dans toute la couche cisailée. Le maximum absolu d'énergie atteint 4.1 en $x = 1.0$ m ce qui en fait un cas de houle contre-courant particulier, car pour toutes les autres, le maximum global d'énergie est toujours situé au-dessus du cylindre.

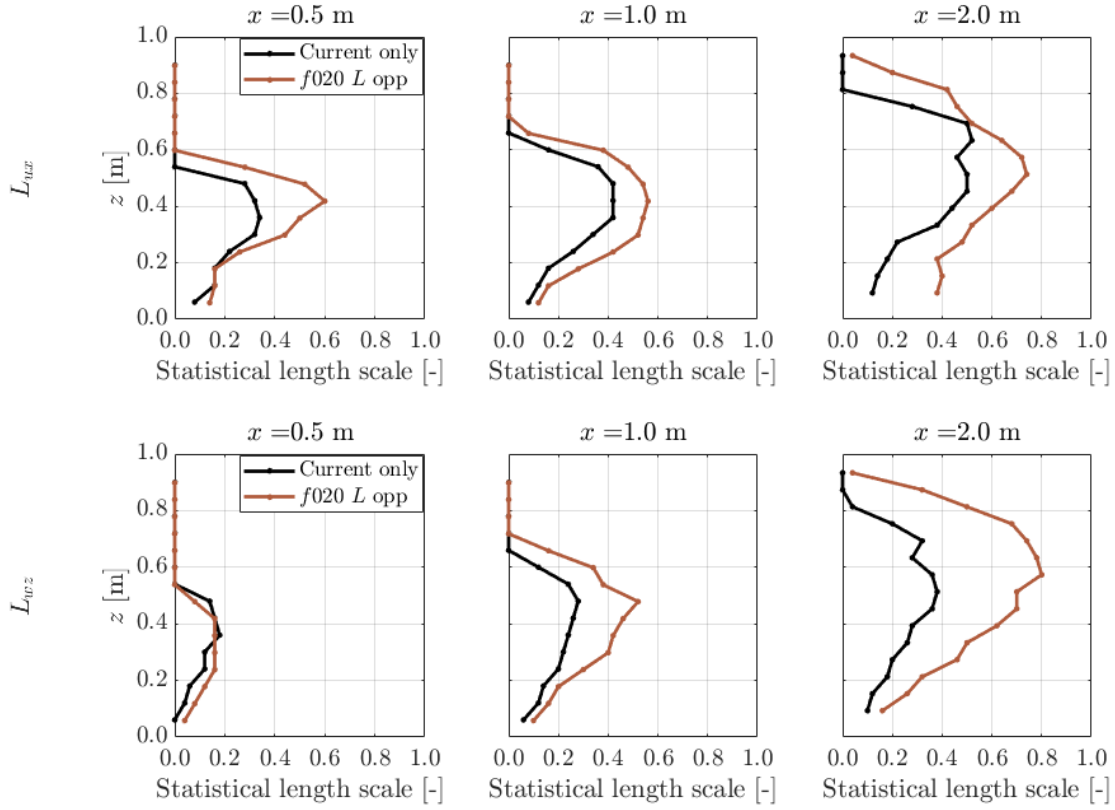


FIGURE 2.48 – Tailles statistiques des structures tourbillonnaires calculées comme dans la partie 2.1.3.4. En haut : L_{ux} . En bas : L_{wz} .

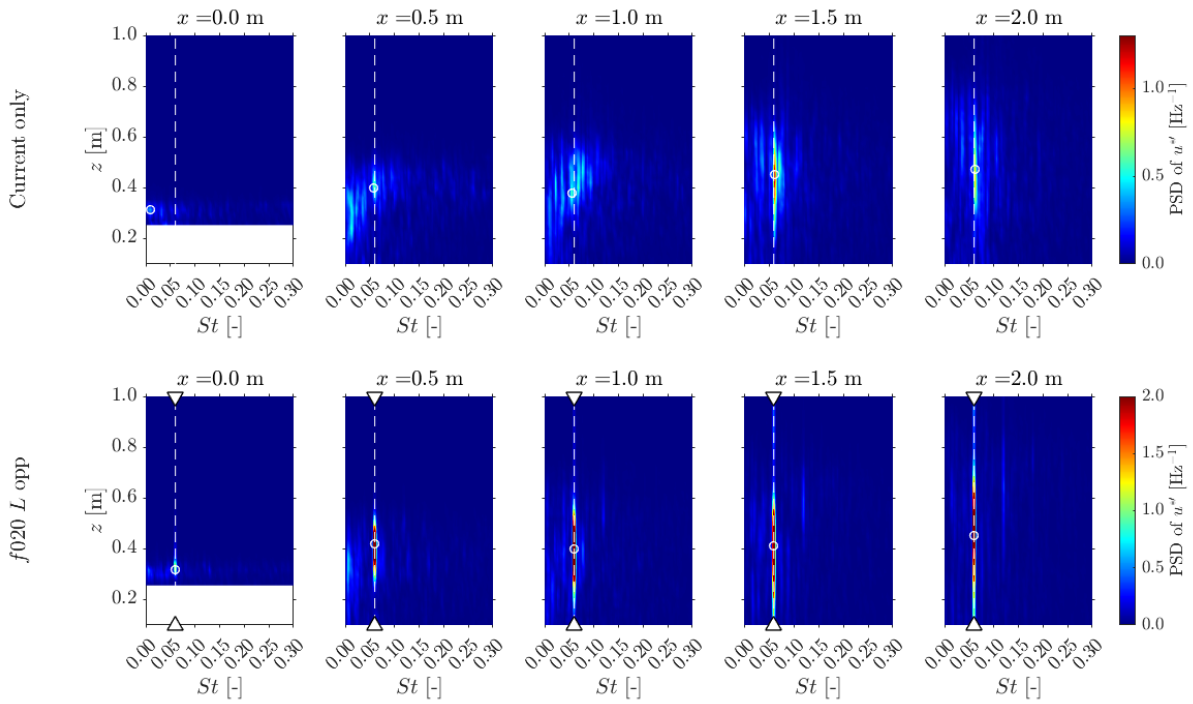


FIGURE 2.49 – Cartographie de la densité spectrale de puissance de u' adimensionnée à cinq positions x : 0.0 m, 0.5 m, 1.0 m, 1.5 m et 2.0 m, dans le plan $y0$. Les flèches blanches indiquent le nombre de Strouhal correspondant à f_h et les pointillés blancs $St = 0.06$ (correspondant à f_{vtx}). Les cercles blancs entourent la valeur maximale de chaque carte (St, f).

2.2.3 Discussion et bilan

Les résultats présentés ci-avant montrent que pour un niveau de fluctuations donné, c'est-à-dire pour une gamme d'amplitude U_{orb} à la profondeur $z = 2H$, les effets de la houle sont fortement dépendants de la fréquence et de la direction de propagation. Pour quantifier les effets de la houle sur le sillage et le lâcher tourbillonnaire du cylindre, on définit un paramètre relatif à la taille des tourbillons, phénomènes particulièrement sollicitants pour une hydrolienne ou une structure installée dans un tel sillage (GAURIER et al. 2020b). Ce paramètre, nommé \mathcal{A}_L , est défini comme la somme des aires sous les courbes L_{ux} et L_{wz} (présentées figures 2.36, 2.39, 2.42, 2.45 et 2.48) dans le plan central de l'obstacle et 2 m en aval de celui-ci.

$$\mathcal{A}_L = \int L_{ux}(z)dz + \int L_{wz}(z)dz + \int L_{uz}(z)dz + \int L_{wx}(z)dz$$

Ce paramètre constitue une première approche de l'estimation des effets de la houle sur la taille des structures tourbillonnaires issues du cylindre, pour tous les cas testés.

La figure 2.50 présente l'aire \mathcal{A}_L en fonction de l'amplitude U_{orb} et de la fréquence f_h pour tous les cas de houle étudiés dans ce chapitre. Sur cette figure, la droite noire $\mathcal{A}_L = 0.73$ donne l'aire \mathcal{A}_L dans le cas de référence. Dans la majorité des cas de houle, l'aire \mathcal{A}_L est du même ordre de grandeur que sans houle. On considère alors que l'agrandissement des tourbillons n'est significatif que si $\mathcal{A}_L > 1.0$ ce qui permet d'identifier les cinq cas de houle les plus impactants, classés dans l'ordre décroissant : $f040 M$ opp, $f040 H$ opp, $f020 L$ opp, $f050 M$ fol et $f030 L$ opp. Cette figure rappelle que, pour une amplitude U_{orb} donnée, les houles basse fréquence sont celles qui ont le plus d'impact sur la dynamique tourbillonnaire (par exemple, en $U_{orb} \approx 0.055$ m/s, les structures tourbillonnaires sont plus grandes dans le cas à 0.40 Hz, en orange, que dans le cas à 0.75 Hz, en bleu). De plus, ce sont celles qui ont déjà une vitesse orbitale importante avec une petite amplitude $\overline{A_{O1}}$ en surface (sauf pour le cas $f020 L$ opp). Donc, ces houles sont à la fois mieux transmises dans la colonne d'eau et amplifient facilement et davantage le lâcher tourbillonnaire du cylindre.

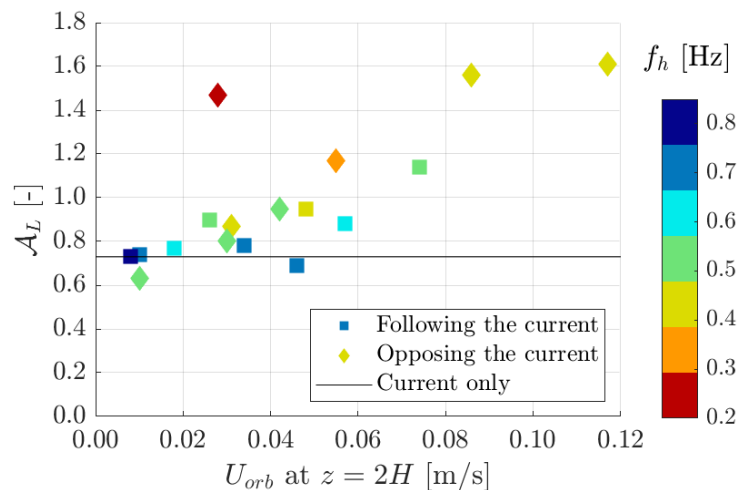


FIGURE 2.50 – Aire \mathcal{A}_L en fonction de l'amplitude U_{orb} et de la fréquence f_h pour tous les cas houle et courant testés

Pour illustrer cela, on trace \mathcal{A}_L en fonction des caractéristiques de la houle en surface (figure 2.51). On compare cette figure à son équivalent avec U_{orb} (figure 2.33 et tableau 2.3). Cette figure montre que, pour une même fréquence et amplitude en surface, les houles co-courant ont plus d'effets sur le sillage du cylindre, notamment car elles induisent des plus grandes vitesses orbitales en bas de la colonne d'eau que les houles contre-courant. Tandis que les cas avec des fréquences supérieures ou égales à 0.5 Hz ont de faibles effets sur le sillage du cylindre (comme

les houles à 0.75 Hz), les cas de fréquences inférieures, ont des effets marqués et plus forts que ceux attendus au vu de l'amplitude U_{orb} (comme le cas à 0.3 Hz).

On distingue ainsi trois gammes de fréquence qu'il faut étudier différemment :

1. les houles hautes fréquences ($f_h > 0.6$ Hz), c'est-à-dire avec des périodes de pic en mer faibles à très faibles ($T_p < 7.5$ s). Celles-ci n'ont pas ou très peu d'effets sur la taille des structures tourbillonnaires et donc sur la dynamique du sillage de l'obstacle. Dans ces cas-là, les deux sollicitations extérieures auxquelles sont soumises les structures immergées, que constituent la houle et le sillage du cylindre, peuvent être considérées indépendamment l'une de l'autre puis sommées ;
2. Pour les houles avec une fréquence comprise entre 0.6 Hz et 0.4 Hz incluse ($7.5 \text{ s} < T_p \leq 11.2 \text{ s}$ en mer), les effets sur le sillage du cylindre sont négligeables pour des amplitudes $\overline{A_{O1}} \approx 20$ mm en bassin c'est-à-dire $H_s = 0.8$ m. Lorsque $\overline{A_{O1}} \geq 70$ mm, c'est-à-dire $H_s \geq 2.8$ m, la dynamique tourbillonnaire du sillage du cylindre est amplifiée. Les effets de houle et de sillage ne peuvent plus être étudiés indépendamment sur les hydroliennes ou structures installées dans ces zones. Une transition a lieu entre $\overline{A_{O1}} = 20$ mm où la houle n'a pas d'effet sur le sillage du cylindre et $\overline{A_{O1}} = 70$ mm où la dynamique tourbillonnaire est drastiquement modifiée. Tous les cas d'amplitude $H_s > 0.8$ m doivent également être étudiés avec attention.
3. Pour les houles de fréquence inférieure à 0.4 Hz ($T_p > 11.2$ s), même les houles d'amplitude $\overline{A_{O1}} \approx 20$ mm en bassin ($H_s = 0.8$ m) modifient complètement la dynamique tourbillonnaire du cylindre. Ces deux sollicitations extérieures ne peuvent être étudiées séparément. Ces résultats vont à l'encontre de ceux présentés dans ROY et al. (2018) en termes de fréquence. Cette étude expérimentale est pourtant menée avec un nombre de Froude similaire au nôtre et un nombre de Reynolds d'un ordre de grandeur inférieur.

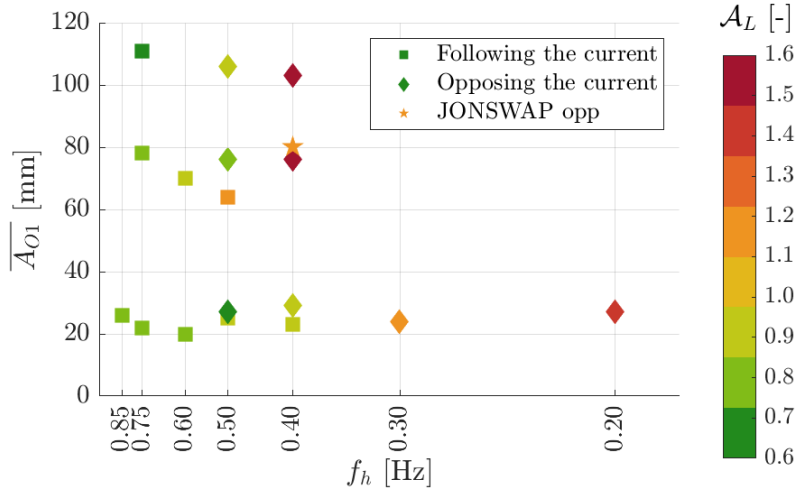


FIGURE 2.51 – Aire \mathcal{A}_L en fonction de la fréquence f_h et de l'amplitude $\overline{A_{O1}}$ de la houle en surface, pour tous les cas de houle et de courant testés.

2.3 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'étudier les effets de la houle sur le développement du sillage et le lâcher tourbillonnaire issu de l'interaction entre le cylindre représentant un obstacle de fond et un courant de marée.

Dans la première partie du chapitre, nous avons étudié, de manière la plus exhaustive possible, les effets qu'une houle représentative des conditions sévères de Manche a sur le sillage du

cylindre dans son plan central et proche des extrémités. Cela a permis de mettre en évidence que la houle amplifie fortement le lâcher tourbillonnaire de l'obstacle. Cela se caractérise par une augmentation de l'énergie globale dans le sillage, sur toute la largeur de l'obstacle, et de la taille des structures tourbillonnaires dont l'émission devient très régulière (phasage avec la houle) et très stable plus de 80% du temps.

Dans la seconde partie de l'étude, nous avons élargi l'étude à l'ensemble des houles caractérisées dans le chapitre précédent pour déterminer quels paramètres de houles pilotent cette interaction forte avec le sillage du cylindre. Cette étude permet de catégoriser les houles dans trois gammes de fréquence. Dans la première gamme, qui correspond à des houles de périodes courtes à très courtes en Manche (inférieures à 7.5 s en mer), les houles n'ont pas d'effet sur le sillage du cylindre quelle que soit leur hauteur crête-à-creux en surface. Pour une période de pic jusqu'à 11.2 s, donc des houles typiques des conditions rencontrées en Manche, il faut faire une étude combinée houle – obstacle dès que les houles atteignent une hauteur significative de 1 m. Finalement, pour toutes les houles de période supérieure, le lâcher tourbillonnaire est fortement amplifié notamment car des couplages ont lieu entre fréquence de houle et fréquence de lâcher tourbillonnaire. L'étude combinée houle – obstacle est nécessaire quelle que soit la hauteur des houles, ce qui demande beaucoup de moyens car les conditions de houle longue et faible hauteur significatives ont une grande fréquence d'occurrence. Finalement, la direction de la houle relativement au courant est également à prendre en compte, car les houles contre-courant injectent de l'énergie à l'initialisation des tourbillons tandis que les houles co-courant sont étirées par le courant, ce qui fait augmenter l'amplitude des fluctuations de vitesse proche du fond.

Ces conclusions ont été établies avec des houles régulières et doivent être confirmées avec des houles irrégulières comme celles présentes en mer, qui semblent avoir des effets plus limités sur le sillage de l'obstacle. Pour renforcer ces conclusions et compléter l'étude, il faudrait raffiner les données disponibles à basse fréquence et travailler avec davantage d'amplitudes. Cela permettrait de mieux comprendre les mécanismes physiques mis en jeu, et notamment celui du couplage entre les fréquences, qui semble avoir un rôle clé dans l'amplification du lâcher tourbillonnaire.

Chapitre 3

Effets du cisaillement vertical sur des structures immergées

Ce chapitre a pour objectif d'étudier les effets des profils verticaux de vitesse sur le chargement et le sillage proche d'un obstacle de fond, et sur le comportement d'une hydrolienne. L'obstacle de fond est représenté par le cylindre de section carrée présenté dans la section 1.3. Il peut représenter soit une variation bathymétrique, soit une sous-station électrique d'une ferme d'hydroliennes, comme par exemple le "*Subsea Hub*" de SIMEC ATLANTIS ENERGY (2020). L'hydrolienne testée est une turbine tri-pales à axe horizontal à l'échelle 1 : 20.

3.1 Effets du cisaillement vertical sur un obstacle de fond

Pour étudier les effets de différents profils de vitesse verticaux sur un obstacle de fond, deux campagnes d'essais ont été réalisées. Pendant la première campagne, les efforts perçus par le cylindre ont été mesurés pour des vitesses moyennes de l'écoulement incident allant de 0.2 m/s à 1.2 m/s par pas de 0.2 m/s, pour une durée de 300 s. Des mesures PIV ont ensuite été réalisées dans le sillage proche du cylindre, dans le plan central du cylindre y_0 , à $U_\infty = 1.0$ m/s. Ces mesures PIV durent $t_{N_t} = 200$ s et ont été répétées deux fois. La mesure de l'écoulement juste en aval du cylindre est alors synchronisée avec une mesure des efforts perçus par le cylindre. Dans cette sous-partie, seuls les cas *Original grid*, *Panel 1* et *Panel 2* sont étudiés car le cas *Panel 3* est équivalent au *Panel 2* en termes de vitesses perçues par le cylindre (*Panels* caractérisés partie 1.2). Cette partie reprend et complète les travaux présentés à la conférence EWTEC par MAGNIER et al. (2021b).

3.1.1 Chargements sur l'obstacle de fond

Dans cette partie, on étudie les variations de chargements perçues par l'obstacle engendrées par les différents gradients verticaux de vitesse.

3.1.1.1 Efforts moyens et fluctuations

Les profils de vitesse verticaux sont responsables d'une différence de vitesse moyenne incidente amont sur la hauteur du cylindre entre les cas, qui est inhérente à la génération à la création d'un cisaillement vertical. Dans cette section, afin de mettre en évidence l'effet du cisaillement présent dans l'écoulement amont indépendamment de celui de vitesse incidente, et comme les mesures d'efforts intègrent directement les efforts exercés sur le cylindre, on utilise la vitesse moyenne perçue par le cylindre. Cette vitesse est la vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur du cylindre H , notée U_H .

Le tableau 3.1 présente U_H pour les trois cas. Elle est calculée à partir des profils de vitesse présentés la figure 1.6, basés sur quatre points de mesure LDV 3C et une interpolation de type *spline* (pas de données dans les 5 cm les plus proches du fond). Comme la couche limite a une hauteur d'environ H (IKHENNICHEU et al. 2019b), la vitesse U_H est forcément plus faible que la vitesse de consigne. Dans le cas *Original grid*, la vitesse moyenne sur la hauteur du cylindre est égale à $U_H = 0.92$ m/s et sert de référence pour quantifier la diminution de vitesse inhérente à la mise en place de profils verticaux de vitesse cisailés. Dans le cas *Panel 1*, la vitesse U_H est réduite de 13% par rapport à la vitesse U_H dans le cas de référence. Pour le *Panel 2*, cette réduction atteint 22%.

	<i>Original grid</i>	<i>Panel 1</i>	<i>Panel 2</i>
U_H [m/s]	0.92	0.80	0.72

TABLEAU 3.1 – Vitesse moyenne $U_H = \langle \overline{U(z)} \rangle_{z \in [0:H]}$ sur la hauteur du cylindre (avec une vitesse de consigne $U_\infty = 1.0$ m/s, dans le plan $y0$), calculée avec les données LDV 3C présentés figures 1.6. L'opérateur $\langle \square \rangle_{z \in [0:H]}$ correspond à la moyenne spatiale de \square entre $z = 0$ et $z = H$.

La figure 3.1 présente les profils de vitesse longitudinaux $\overline{U(z)}$ de la figure 1.6 adimensionnés par la vitesse U_H . Sur la hauteur H du cylindre (4 points de mesure et interpolation *spline*) c'est-à-dire dans la couche limite du fond du bassin (IKHENNICHEU et al. 2019b), les gradients de vitesse des trois cas se ressemblent beaucoup. Plus haut dans la colonne d'eau, jusqu'à $z = 2H = 0.50$ m, le gradient de vitesse de l'*Original grid* est très différent de celui des *Panels 1* et *2*. Le cas de l'*Original grid* ne présente pas de gradient de vitesse hors de la couche limite du fond du bassin, tandis que les cas *Panel 1* et *Panel 2* sont cisailés au-dessus de $z = H$. Le gradient de vitesse du cas *Panel 2* est presque constant sur $[0 : 2H]$ contrairement à celui du *Panel 1* qui diminue à mesure que z augmente (vers la surface libre). Le *Panel 2* est aussi plus turbulent que les deux autres cas à ces profondeurs-ci, comme détaillé dans les commentaires de la figure 1.8.

Ainsi, les trois cas d'études sont différents bien que la couche limite du fond impose les conditions hydrodynamique sur la hauteur du cylindre. L'*Original grid* présente un gradient de vitesse et un niveau de turbulence élevé uniquement dans la couche limite du fond du bassin, d'une hauteur environ égale à H . Le *Panel 1* présente un gradient de vitesse dans la couche limite du fond du bassin et au-dessus. Il ne génère pas de turbulence, hors couche limite du fond du bassin. Le *Panel 2* présente un gradient de vitesse constant (au moins) de $z = 0$ m à $z = 2H$, qui est légèrement moins important que ceux des deux autres cas dans la couche limite. Le *Panel 2* génère aussi de la turbulence en plus de celle de la couche limite du fond du bassin.

Pour identifier les effets du gradient de vitesse et du niveau de turbulence uniquement, les efforts sont ramenés à l'énergie apportée par l'écoulement moyen. La vitesse dans le plan $y0$ étant représentative de la vitesse sur toute la largeur du cylindre, les efforts perçus par le cylindre sont tracés en fonction de la vitesse moyenne sur la hauteur du cylindre dans le plan $y0$. Comme les mesures des profils de vitesse n'ont pas été réalisées à toutes les vitesses de consigne, la vitesse perçue par le cylindre U_{cyl} est calculée en extrapolant la réduction de vitesse mesurée aux vitesses incidentes $U_\infty = 0.6$ m/s 0.8 m/s, 1.0 m/s et 1.2 m/s (profils de vitesse mesurés avec la LDV 3C, présentés figure 1.6). Pour ce faire, à chaque vitesse incidente U_∞ où le profil de vitesse amont a été mesuré, on calcule le coefficient κ qui correspond au pourcentage de réduction de la vitesse sur la hauteur du cylindre par rapport à U_∞ , tel que :

$$U_{cyl} = \kappa \times U_\infty \quad ; \quad \kappa = \langle U_H(U_\infty)/U_\infty \rangle_{U_\infty=[0.6;0.8;1.0;1.2]} \quad (3.1)$$

avec $U_H(U_\infty)$ la vitesse longitudinale moyenne sur la hauteur du cylindre dans le plan $y0$, à une

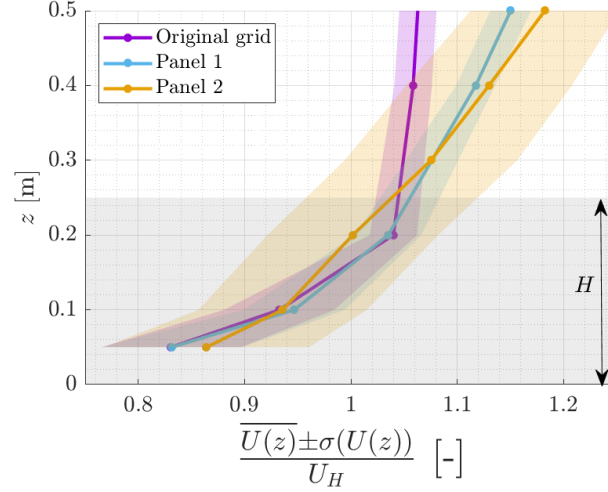


FIGURE 3.1 – $\overline{U(z)} \pm \sigma(U(z))$ adimensionnée par la vitesse longitudinale moyennée sur la hauteur du cylindre U_H . Les données présentées ici sont les mêmes que celles de la figure 1.6.

vitesse de consigne U_∞ donnée, calculée à partir des profils de vitesse présentés dans la partie 1.2 ($U_H(U_\infty = 1.0 \text{ m/s})$ dans le tableau 3.1). Pour un écoulement amont donné, les coefficients aux différentes vitesses de consigne diffèrent à partir du centième. Les coefficients de réduction κ , moyens et donc indépendants de la vitesse incidente U_∞ , sont donnés dans le tableau 3.2.

	<i>Original grid</i>	<i>Panel 1</i>	<i>Panel 2</i>
κ [-]	0.93	0.81	0.73

TABEAU 3.2 – Valeur du coefficient κ de réduction de la vitesse sur la hauteur du cylindre par les grilles

La figure 3.2 présente l'évolution de F_x et F_z en fonction de la vitesse perçue par le cylindre U_{cyl} (sens de F_x et F_z figure 1.11). Les efforts mesurés correspondent à des efforts intégrés sur toute la surface du cylindre. Les composantes F_y , M_x , et M_z ne sont pas présentées ici car elles ne varient pas quand la vitesse de l'écoulement augmente. M_y n'est pas présenté non plus car il a les même tendances que F_x . La partie gauche présente les efforts moyens auxquels est soumis le cylindre et la partie droite leurs écarts-types en fonction de la vitesse perçue par le cylindre. On travaille avec U_{cyl} car cette vitesse est aussi intégrée sur la surface du cylindre comme l'écoulement incident est homogène suivant y . F_x et F_z évoluent proportionnellement à U_{cyl}^2 . L'effort moyen $\overline{F_x}$ est supérieur à l'effort moyen $\overline{F_z}$. Plus précisément, à une vitesse d'écoulement amont donnée, $\overline{F_x} \approx 5 \times \overline{F_z}$, ce qui signifie que la surpression sur la face frontale du cylindre (combinée à la dépression sur sa face aval) est 5 fois plus grande que la dépression sur la face supérieure du cylindre. De plus, les efforts moyens (surtout F_x) sont identiques pour le *Panel 1* et l'*Original grid*, et supérieurs pour le *Panel 2*. Avec la même vitesse d'écoulement au niveau du cylindre, les efforts perçus dans les cas *Original Grid* et *Panel 1* sont égaux, donc le gradient de vitesse de *Panel 1* ne change pas la manière dont l'écoulement interagit avec l'obstacle. Le niveau d'énergie moyenne amont est directement lié aux efforts sur le cylindre dans les cas à faible turbulence. Au contraire, dans le cas du *Panel 2*, pour la même énergie provenant de l'écoulement moyen, les efforts sont plus importants que pour les deux autres cas. La différence majeure entre ces cas est le niveau de turbulence qui est plus élevé derrière le *Panel 2*. La turbulence apporte donc un surplus d'énergie, expliquant les efforts moyens plus importants dans le cas du *Panel 2*.

Les écarts-types $\sigma(F_x)$ et de $\sigma(F_z)$ (figure 3.2 (droite)) augmentent également proportionnel-

lement à U_{cyl}^2 . $\sigma(F_x)$ et $\sigma(F_z)$ sont du même ordre de grandeur contrairement à $\overline{F_x}$ et $\overline{F_z}$, donc les fluctuations de F_z sont proportionnellement plus importantes que celles de F_x . Plus précisément, $\sigma(F_x)$ représente moins de 7% de $\overline{F_x}$ quelle que soit la vitesse incidente. Au contraire, $\sigma(F_z)$ représente entre 12% et 32% de $\overline{F_z}$. Quel que soit la vitesse perçue par le cylindre, l'écoulement en aval du *Panel 2* entraîne davantage de fluctuations d'efforts (F_x et F_z) que les écoulements générés par l'*Original Grid* et le *Panel 1*. Cette augmentation du niveau de fluctuations, ainsi que celle des efforts moyens dans le cas *Panel 2*, peut être directement liée à l'énergie cinétique présente dans ces écoulements (voir figure 1.8).

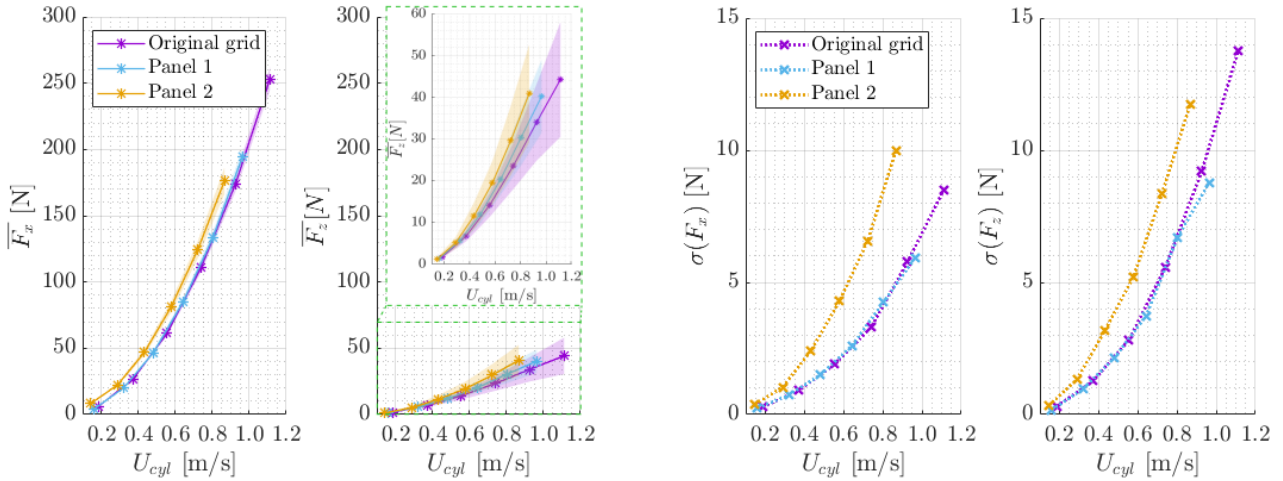


FIGURE 3.2 – Bloc de gauche : Effort moyen \overline{F} et son écart-type $\sigma(F)$ en fonction de la vitesse vue par le cylindre U_{cyl} . Gauche : F_x . Droite : F_z , à la même échelle que F_x et avec un zoom. Bloc de droite : Écart-type $\sigma(F)$ en fonction de la vitesse vue par le cylindre U_{cyl} . Gauche : F_x . Droite : F_z .

Pour compléter cette analyse, la figure 3.3 présente le coefficient de trainée C_D du cylindre en fonction de la vitesse qu'il perçoit. Il est défini comme :

$$C_D(U_{cyl}) = \frac{\overline{F_x}(U_{cyl})}{\frac{1}{2}\rho U_{cyl}^2 6H^2} \quad (3.2)$$

Comme les écoulements sont fortement cisailés, l'ordre dans lequel s'effectue le calcul de moyenne sur la hauteur et la mise au carré a un impact sur U_{cyl}^2 , la valeur de la vitesse de référence. Comme nous n'avons pas accès au profil de vitesse imposé par les *Panels* à toutes les vitesses de consigne, on utilise l'équation 3.1 qui donne une vitesse moyenne de l'écoulement sur la hauteur du cylindre U_{cyl} à chaque vitesse de consigne, que l'on élève au carré dans le calcul du coefficient de trainée du cylindre. Dans le cas d'écoulements cisailés, il est pourtant nécessaire de mettre au carré les vitesses moyennes qui forment le profil de vitesse avant de les moyenniser sur la surface de l'objet dont on veut estimer la trainée (WAGNER et al. 2011). Dans le cas $U_\infty = 1.0$ m/s et pour les 3 profils de vitesse, on vérifie le choix de la vitesse de référence en comparant les valeurs de U_{cyl}^2 (vitesse moyenne sur la hauteur du cylindre mise au carrée ensuite) et de $\langle \overline{U(z)}^2 \rangle_{z \in [0:H]}$ (vitesse moyenne en temps mise au carrée puis moyennée en espace $\langle \square \rangle_{z \in [0:H]}$). Les écarts entre les vitesses obtenues avec les deux méthodes sont très faibles, de l'ordre du centième de m^2/s^2 , ce qui permet de valider l'utilisation de U_{cyl}^2 comme vitesse de référence dans le calcul du C_D (avec un profil de vitesse interpolé à partir de quatre points de mesure).

Dans les cas *Original grid* et *Panel 1*, le coefficient de trainée est égal à 1.1 pour toutes les vitesses présentées. Il est supérieur dans le cas *Panel 2* et décroît légèrement en fonction de U_{cyl} .

En moyenne, dans le cas *Panel 2*, le coefficient de trainée est égal à $C_D = 1.25$. Ce comportement constant du C_D est typique des obstacles à angles vifs qui ne connaissent pas de crise de trainée comme le détachement de l'écoulement est imposé par les arrêtes (SCRUTON et al. 1971). De plus, le C_D obtenu dans les cas *Original grid* et *Panel 1* correspond au coefficient des "ribs", c'est-à-dire un cylindre à base carrée qui s'étend sur toute la largeur de la zone d'étude et donc ne génère pas d'effet de bord, proposé par SERTA FRAGA et al. (2021) et TAUQEER et al. (2017). Concernant le cas *Panel 2*, l'écart de C_D peut venir de plusieurs facteurs. Tout d'abord, le coefficient de trainée est calculé avec la vitesse U_{cyl} qui n'est pas parfaitement représentative de ce que perçoit le cylindre car U_{cyl} est calculé à partir de mesures peu discrétisées en espace, prises dans le plan de symétrie du cylindre et sans prendre en compte son effet d'induction. Ensuite, le cisaillement et la turbulence générés par le *Panel 2* modifient un peu l'interaction cylindre-courant et par conséquent le coefficient de trainée. En effet, GRAF et al. (1975) montre, à propos de la trainée de barreaux carrés, que la turbulence exerce une influence marquée sur le coefficient de trainée. Cependant, lors de ses expériences, il fait le constat inverse au nôtre : le coefficient de trainée de son barreau de section carrée diminue lorsque la turbulence (intensité turbulente et échelle des tourbillons) augmente. La présence d'un fort gradient de vitesse est donc responsable d'autres phénomènes hydrodynamiques qui peuvent limiter celui de la turbulence. Cette hypothèse n'est pas vérifiable car il n'existe pas suffisamment d'autres études à ce sujet.

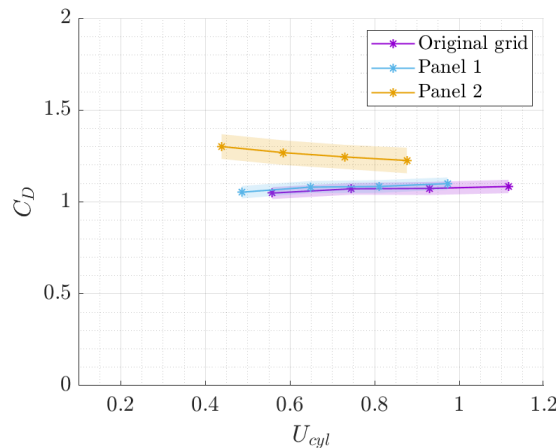


FIGURE 3.3 – Coefficient de trainée $\overline{C_D}$ et son écart-type $\sigma(C_D)$ en fonction de la vitesse vue par le cylindre U_{cyl} .

Ainsi, la prise en compte de la réduction de vitesse dans la partie basse de la colonne d'eau, inhérente à la création de gradient de vitesse verticaux, permet de mettre en évidence que le cisaillement seul n'impacte pas les chargements moyens sur obstacle de fond. Au contraire, les efforts sont plus importants et fluctuent davantage lorsque le cisaillement est combiné à de la turbulence. Des mesures locales des efforts plutôt que des efforts intégrés sur l'ensemble de l'obstacle permettraient de comprendre comment ces efforts sont modifiés spatialement. Les chargements moyens sont peu modifiés mais s'agit-il de répartition similaire des efforts locaux ou d'équilibres différents mais donnant la même résultante moyenne ? On continue l'investigation en étudiant la réponse spectrale des efforts.

3.1.1.2 Analyse spectrale

La figure 3.4 présente les transformées de Fourier rapides (FFT) de la partie fluctuante des composantes représentatives des efforts causés par l'écoulement sur le cylindre (F'_x à gauche et F'_z à droite, avec $F'_i = F_i - \overline{F}_i$) pour les trois profils verticaux de vitesse à la vitesse de consigne

$U_\infty = 1.0$ m/s. Comme, par définition, un spectre calculé par FFT présente la répartition des fluctuations en fonction des fréquences, il n'est pas nécessaire de ramener les efforts à la vitesse perçue par le cylindre. À première vue, les spectres de F'_x et de F'_z se ressemblent beaucoup entre les trois cas. Au-dessus de 1 Hz, le niveau d'énergie des spectres de F'_x et de F'_z de l'*Original grid* est environ deux fois plus élevé que pour les cas *Panel 1* et *Panel 2*, qui ont le même niveau d'énergie. À basse fréquence ($f < 1$ Hz), le niveau d'énergie du *Panel 2* remonte pour atteindre voire dépasser celui de l'*Original grid*. Les maximums absolus sont atteints dans le cas *Panel 2* pour les efforts F_x comme F_z . Ils forment un pic bien dessiné autour de $f = 0.2$ Hz pour les spectres de F_z . Ces spectres mettent en évidence deux gammes de fréquences aux comportements bien différents. La répartition des fluctuations du cas *Panel 2* à haute fréquence est similaire au cas cisailé uniquement, qui a pourtant une vitesse amont plus faible. À basse fréquence, la répartition des fluctuations ressemble davantage à un cas cisailé de plus haute énergie. La turbulence de l'écoulement vient donc augmenter le niveau de fluctuation à basse fréquence, sur la gamme de fréquences où l'écoulement généré par le *Panel 2* présente les plus hauts niveaux de fluctuation (figure 1.9).

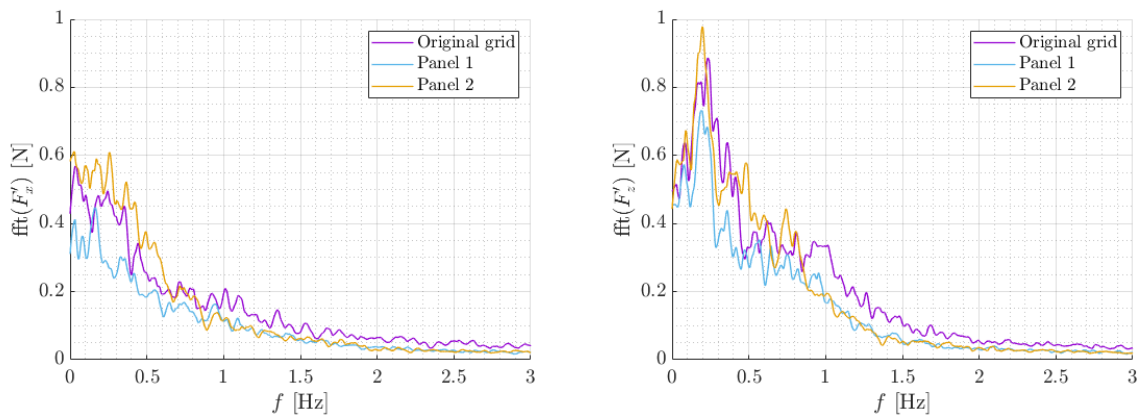


FIGURE 3.4 – Transformée de Fourier rapide de F'_x (gauche) et F'_z (droite)

Ainsi, les modifications de l'écoulement amont sont perceptibles du point de vue de l'obstacle de fond car ses chargements moyens sont légèrement modifiés. Lorsqu'il y a uniquement un changement de gradient de vitesse amont, aucune modification majeure n'est observée, exceptée la diminution de l'énergie injectée par l'écoulement moyen inhérente à la diminution de la vitesse en partie basse de la colonne d'eau. Lorsque de la turbulence est combinée au cisaillement, l'énergie additionnelle apportée par les fluctuations de vitesse modifie un peu les efforts moyens perçus par le cylindre, surtout à basse fréquence.

3.1.2 Analyse de l'écoulement proche obstacle

Pour compléter cette analyse et confirmer les premières conclusions sur les effets du cisaillement amont sur les chargements d'un obstacle de fond, nous étudions l'écoulement mesuré par PIV au-dessus et juste en aval du cylindre, dans les trois écoulements amonts. Les vitesses analysées sont issues de deux séries de mesures PIV donc d'une durée de 400 s (2 acquisitions de 200 s).

3.1.2.1 Vitesses moyennes et énergie turbulente

Les figures 3.5 et 3.6 présentent les vitesses longitudinales et verticales moyennées dans le temps et adimensionnées par U_H dans tout le champ PIV et pour les 3 profils de vitesse amont. Cette normalisation, qui compense l'écart de vitesse incidente causé par les grilles, permet d'avoir

des niveaux d'énergie injectée par l'écoulement incident comparables entre les cas où il n'y a pas de cisaillement, comme montré dans l'annexe A. Comme lors de l'étude des chargements, les écarts observés entre les différents cas sont donc des effets du cisaillement amont et du niveau de turbulence qui diffèrent selon les cas d'étude.

À première vue, la présence d'un gradient de vitesse amont ne semble pas impacter les vitesses moyennes en aval du cylindre car les trois zones caractéristiques du sillage du cylindre (zone de recirculation et zone extérieure au sillage non perturbée séparées par une couche cisailée) sont présentes aux mêmes positions que dans la figure 1.13). L'écart maximum avec le cas de référence (*Original Grid*) est observé avec le *Panel 2* qui abaisse de 6 cm la hauteur de limite supérieure de la zone de recirculation en $x = 1.0$ m. Comme les vitesses sont adimensionnées par U_H , les gradients verticaux de vitesse causés par les *Panels* sont responsables de l'augmentation de la vitesse \bar{U} dans la partie haute du plan de mesure. Ce sont les seules différences visibles sur $\bar{U}(x, z)$ et $\bar{W}(x, z)$ entre les trois cas.

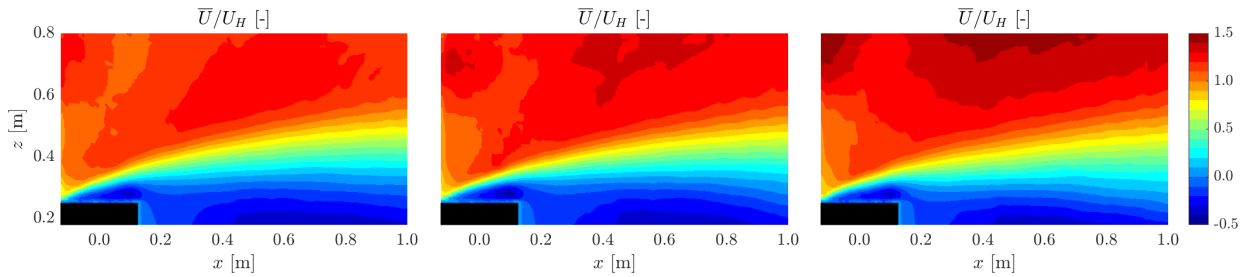


FIGURE 3.5 – Cartographie de la vitesse longitudinale moyenne $\bar{U}(x, z)$ adimensionnée, issue de mesures PIV. De gauche à droite : *Original grid*, *Panel 1*, *Panel 2*.

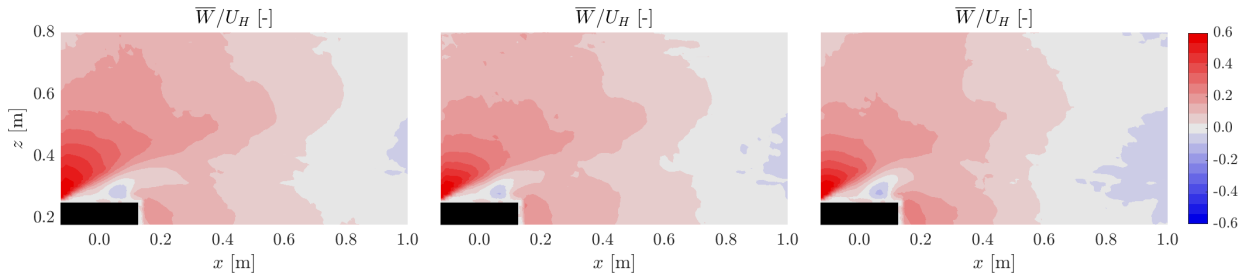


FIGURE 3.6 – Cartographie de la vitesse verticale moyenne $\bar{W}(x, z)$ adimensionnée, issue de mesures PIV. De gauche à droite : *Original grid*, *Panel 1*, *Panel 2*.

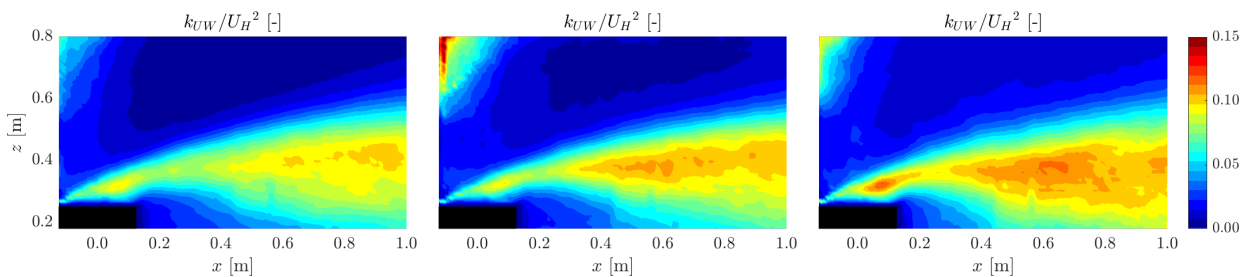


FIGURE 3.7 – Cartographie de l'énergie cinétique turbulente 2D : $k_{UW}(x, z) = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{w'^2})$ adimensionnée. De gauche à droite : *Original grid*, *Panel 1*, *Panel 2*.

Les figures 3.7 et 3.8 présentent l'énergie cinétique turbulente 2D $k_{UW}(x, z) = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{w'^2})$ et la composante $\tau_{uw}(x, z)$ du tenseur de Reynolds dans le sillage proche du cylindre. En haut à gauche des figures, les hauts niveaux d'énergie ne sont pas physiques. Il s'agit de bruit

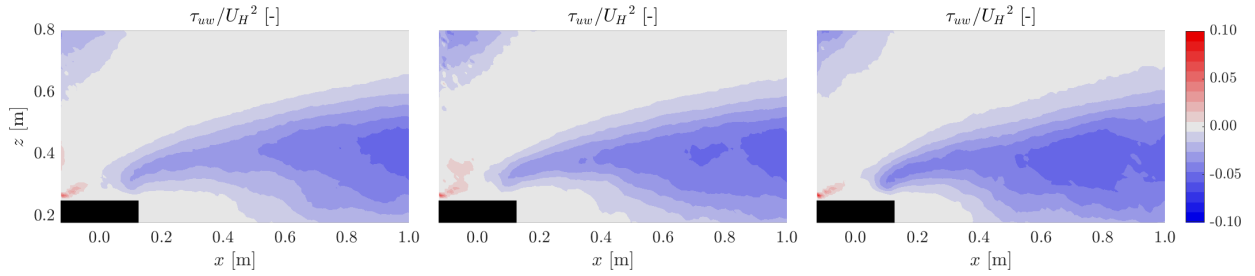


FIGURE 3.8 – Cartographie de la tension de cisaillement du tenseur de Reynolds $\tau_{uw}(x, z) = \overline{u'w'}$ adimensionnée. De gauche à droite : *Original grid*, *Panel 1*, *Panel 2*.

principalement lié au niveau de luminosité insuffisant de la nappe laser. Ce bruit n'est pas visible sur les moyennes car il est réparti de manière homogène autour de celle-ci. Au contraire, en calculant les termes du tenseur de Reynolds, les fluctuations sont mises au carré rendant les zones bruitées bien visibles. Comme pour les vitesses, la répartition spatiale générale de k_{UW} et de τ_{uw} n'est pas impactée par la présence de cisaillement, sauf au niveau de la frontière amont dans la zone de recirculation, qui avance de plus de 10 cm dans le cas *Panel 2*. Au contraire, leur intensité augmente jusqu'à 10% avec le *Panel 1* et 20% avec le *Panel 2*. C'est un résultat attendu dans le cas *Panel 2* car l'intensité turbulente est plus élevée dans l'écoulement. Dans le cas *Panel 1*, qui diffère uniquement en termes de cisaillement avec le cas de référence, l'augmentation de k_{UW} et de τ_{uw} est donc causée par le changement de gradient de vitesse.

Ainsi, au vu de ces cartographies, la présence de cisaillement ne modifie pas la répartition de l'écoulement moyen autour du cylindre mais permet d'injecter de l'énergie dans la couche cisailée qu'il génère. Cette injection d'énergie par le cisaillement seul n'est pas visible dans les chargements de l'obstacle.

3.1.2.2 Contenu spectral

Pour étudier la répartition des fluctuations en fréquence, la figure 3.9 présente la PSD de la partie fluctuante de la vitesse longitudinale adimensionnée u'/U_H en fonction de la hauteur z , à six positions x juste en aval du cylindre. Ces cartographies donnent l'énergie des fluctuations de vitesse en fonction de la fréquence et dans l'espace et sont construites comme les figures 1.15 et 1.20. À une position x (colonne) et z (axe des ordonnées), plus un point est rouge, plus le contenu spectral est énergétique à cette fréquence (axe des abscisses).

À première vue, le contenu spectral est similaire entre les trois cas de cisaillement. Les pics en fréquence sont particulièrement énergétiques dans la couche cisailée et en dessous de $f = 0.3$ Hz. À mesure que la distance au cylindre augmente, les pics énergétiques remontent dans la colonne d'eau, en restant dans la couche cisailée. Comme pour k_{UW} et τ_{uw} , une fois la différence de vitesse moyenne amont prise en compte, il y a un peu plus d'énergie dans les cas des *Panels* que dans le cas *Original grid*. Dans le cas de référence, à mesure qu'on s'éloigne de l'obstacle, le contenu périodique du sillage semble se focaliser sur la fréquence $f = 0.29$ Hz. En calculant le nombre de Strouhal (équation 1.4) relatif à ce pic et à la vitesse moyenne amont à $z = 0.50$ m égale à 0.99 m/s (figure 1.6), on obtient $St = 0.07$ donc une valeur légèrement plus élevée que celle du lâcher tourbillonnaire du cylindre identifiée dans la partie 1.3. Comme le montre la figure 1.15, qui présente le contenu spectral du sillage du cylindre dans le même cas sur une zone plus grande, les cartographies de PSD sont réalisées trop en amont pour dire si ce pic bien marqué est associé au lâcher tourbillonnaire régulier du cylindre.

Quand l'écoulement amont devient cisailé (*Panel 1* et *Panel 2*) et turbulent (*Panel 2*), le contenu périodique est un peu modifié. Il y a légèrement plus d'énergie présente dans les pics en dessous de 0.25 Hz. Le pic à $f = 0.29$ Hz, qui remonte dans la colonne d'eau dans le cas *Original grid*, disparaît dans le cas du *Panel 1*. Si ce pic est associé au lâcher tourbillonnaire

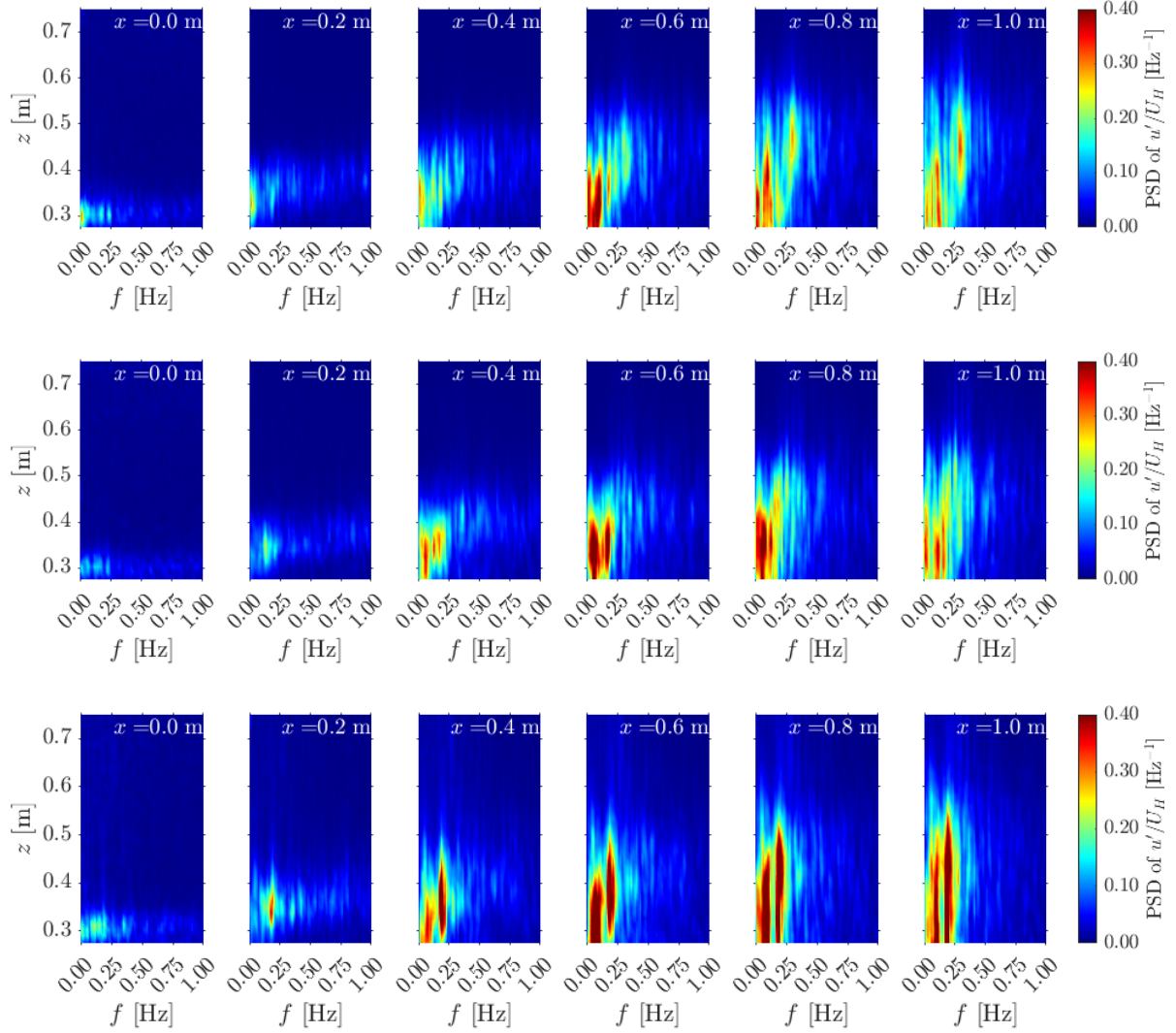


FIGURE 3.9 – Cartographie de la densité spectrale de puissance de u' adimensionnée à six positions x : 0.0 m, 0.2 m, 0.4 m, 0.6 m, 0.8 m et 1.0 m. Haut : *Original grid*. Milieu : *Panel 1*. Bas : *Panel 2*.

du cylindre plus loin dans le sillage, cela signifie que celui-ci est impacté par la présence du *Panel 1*. Dans le cas du *Panel 2*, le pic à $f = 0.29$ Hz n'est pas présent non plus mais un pic très marqué, et absent dans le cas de référence, apparaît autour de $f = 0.19$ Hz. Cela correspond à la gamme de fréquences où, sans obstacle, l'écoulement associé au *Panel 2* est plus énergétique que celui du cas de référence (figure 1.9). Le nombre de Strouhal associé à ce pic est égal à 0.06 (calculé avec $U_{ref} = 0.84$ m/s, c'est-à-dire la vitesse moyenne \bar{U} issue des mesures LDV 3C à $z = 0.5$ m), comme le lâcher tourbillonnaire du cylindre. Le niveau de turbulence plus important dans l'écoulement généré par le *Panel 2* doit favoriser le détachement tourbillonnaire en aval de cylindre. L'existence de ce pic dans le sillage très proche du cylindre est probablement responsable de modifications de la dynamique tourbillonnaire du sillage plus en aval.

Pour compléter l'étude du contenu spectral dans le sillage proche du cylindre en présence des *Panels*, la figure 3.10 présente les PSDs de $u'(t)$ (issues de la figure 3.9) et $w'(t)$ à la position $(x, z) = (0.80, 0.45)$ m, dans le plan y_0 . Les vitesses sont adimensionnées par U_H pour rétablir des niveaux de fluctuation indépendants de la vitesse amont comme le montre la figure A.5 de l'annexe A. La figure 3.10 montre que la présence d'un gradient vertical de vitesse et de

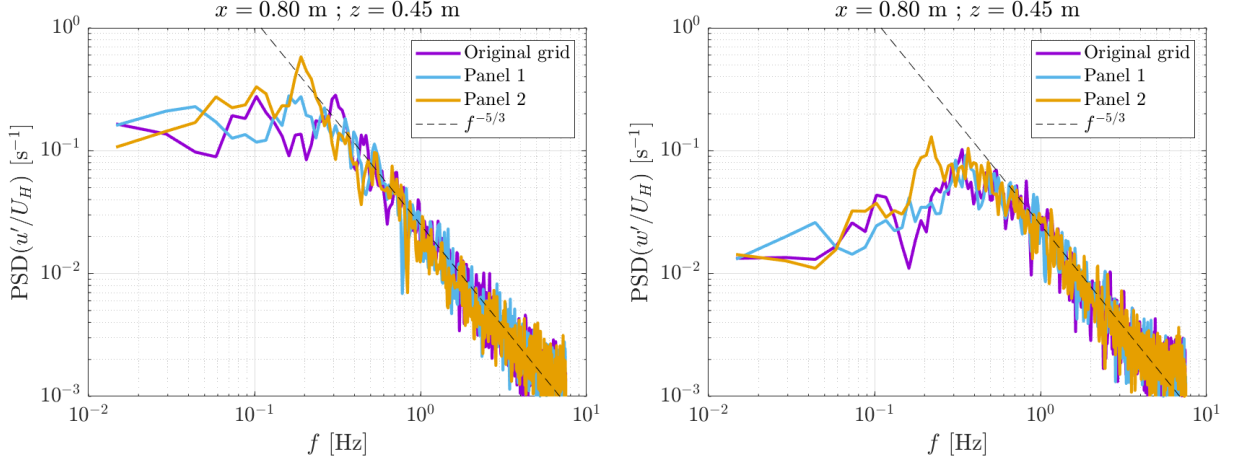


FIGURE 3.10 – Densité spectrale de puissance de u' (gauche) et w' (droite) à la position $(x, z) = (0.80, 0.45)$ m. La figure de gauche est en fait un extrait de la figure 3.9

turbulence ne modifie pas la pente en $f^{-5/3}$, caractéristique de la zone inertielle de la cascade énergétique de la turbulence, qui est bien suivie pour les PSDs de u' comme pour w' . Sur toute la gamme de fréquences présentée ici, le niveau d'énergie des trois cas est comparable. Aux basses fréquences, selon les cas, le nombre de pics énergétiques varie comme leur fréquence d'apparition (comme annoncé par la figure 3.9) mettant en évidence les interactions complexes en jeu, qui modifient les grandes structures tourbillonnaires présentes.

Les PSDs de w' des cas *Original grid* et *Panel 1* présentent leur maximum absolu autour de $f = 0.35$ Hz (un demi ordre de grandeur inférieur aux maximums des PSDs de u') tandis que, dans le cas *Panel 2*, le maximum absolu est à $f = 0.2$ Hz. Ces maximums se situent dans la gamme de fréquences à laquelle le lâcher tourbillonnaire du cylindre a lieu.

Ces figures permettent de confirmer que, dans le sillage proche, la présence de gradients verticaux de vitesse est responsable uniquement de petites modifications du contenu spectral basse fréquence de l'écoulement : modification des valeurs des pics mais les niveaux d'énergie sont très peu modifiés.

3.1.3 Liens entre les efforts et l'écoulement

Pour aller plus loin dans la compréhension de l'effet des gradients de vitesse sur notre obstacle de fond, les signaux temporels des efforts perçus par le cylindre sont utilisés pour identifier différents schémas d'écoulements dans le sillage proche du cylindre. Dans cette sous-partie également, le travail est fait sur deux acquisitions PIV par cas de cisaillement. Cette méthode présente une limite dans le lien chargements/écoulement : les efforts sont moyennés sur l'ensemble du cylindre alors que les plans PIV ne mesurent les vitesses de l'écoulement que dans le plan central du cylindre. Établir cette corrélation reste acceptable car la zone privilégiée de lâcher tourbillonnaire est centrée derrière le cylindre (comme le montre les mesures PIV verticales présentées dans la partie 1.3.2). Par ailleurs, cette méthode n'est pas systématique donc elle ne permet pas de décrire quantitativement l'impact des profils de vitesse amont. Malgré ces limitations, cette méthode permet d'apprécier visuellement les comportements du sillage dans les différents cas et de les comparer.

Pour étudier le lien entre les composantes F_x et F_z des efforts perçus par le cylindre, la figure 3.11 présente la corrélation croisée temporelle entre F'_z et F'_x , avec $F'_i = F_i - \overline{F}_i$. Dans les trois cas, le coefficient de corrélation $R_{F'_z F'_x}$ présente un maximum, en valeur absolue, pour un retard τ compris entre $-0.5 \text{ s} < \tau < 0.0 \text{ s}$. Le coefficient de corrélation maximum atteint alors $R_{F'_z F'_x} \approx -0.5$, montrant ainsi un fort lien statistique entre F_x et $-F_z$ avec un petit retard de F_z par rapport à F_x . Le tableau 3.3 donne la position précise des maximums de corrélations

dans les trois cas. Les cas *Original grid* et *Panel 1* se ressemblent beaucoup alors que le cas *Panel 2* diffère légèrement. Au vu du signe des maximums de corrélation, pour sélectionner les événements extrêmes, on cherche à avoir des extremums locaux de signes opposés sur F_x et F_z avec un décalage en temps de l'ordre de τ_{max} .

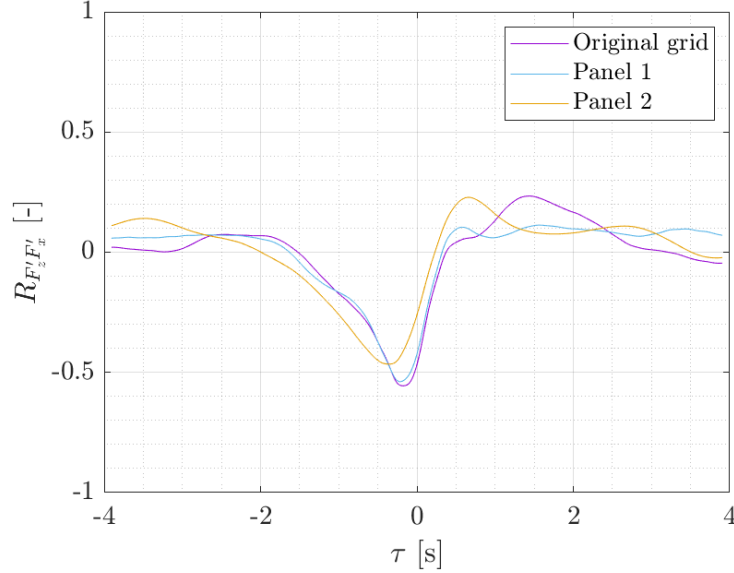


FIGURE 3.11 – Corrélation croisée entre $F'_z(t)$ et $F'_x(t)$ pour les 3 cas de cisaillement sur 400 s.

	<i>Original grid</i>	<i>Panel 1</i>	<i>Panel 2</i>
$R_{F'_z F'_x} [-]$	-0.56	-0.54	-0.46
$\tau_{max} [s]$	-0.19	-0.22	-0.38

TABLEAU 3.3 – Positions des maximums de corrélation croisée de F'_z et F'_x .

Pour sélectionner les événements extrêmes, on utilise un seuil s_i défini de la manière suivante : $s_i = \bar{F}_i \pm c \times \sigma(F_i)$. Pour qu'un instant t_m soit considéré comme un événement notable, il faut que $F_x(t_m)$ et $F_z(t_m + \tau_{max})$ dépasse le seuil fixé. Le choix du coefficient c qui pondère $\sigma(F)$ dans le calcul du seuil est fait de façon à avoir plusieurs événements extrêmes sélectionnés et que les champs de vitesse instantanés pendant t_m restent proches. On fait ensuite la moyenne des champs de vitesse pendant les instants t_m .

Pour commencer, on étudie le cas où F_x est maximum et F_z est minimum. Les t_m correspondent alors aux instants qui vérifient : $F_x(t) < \bar{F}_x - 2.9 \times \sigma(F_x)$ et $F_z(t + \tau_{max}) > \bar{F}_z + 2.9 \times \sigma(F_z)$. La figure 3.12 présente les instants t_m sélectionnés pour les différents écoulements amonts (environ 2 événements et une dizaine de champ instantanés). Les signaux des efforts F_x et F_z y sont tracés en fonction du temps. Le seuil est matérialisé par une droite verte claire et les instants t_m sélectionnés sont tracés en vert également. Les champs moyens de vitesse associés $\overline{U(x, z)}^{t_m}$ et $\overline{W(x, z)}^{t_m}$ sont présentés sur la figure 3.13 (avec $\overline{\square}^{t_m}$ la moyenne de \square sur les instants t_m sélectionnés).

Sur la figure 3.12, les signaux temporels de F_x et F_z se ressemblent entre eux et pour les 3 cas de cisaillement. Néanmoins, les fluctuations d'effort sont plus faibles dans le cas *Panel 1* que pour les deux autres cas. De plus, il y a davantage d'instants t_m répondant aux conditions fixées dans le cas *Original grid* que dans les autres cas, ce qui signifie que, dans le cas *Original grid*, il y a davantage d'événements extrêmes qui apparaissent conjointement sur les efforts F_x et F_z .

Sur la figure 3.13, les lignes de courant issues de $\overline{U(x, z)}^{t_m}$ et $\overline{W(x, z)}^{t_m}$ sont superposées à la

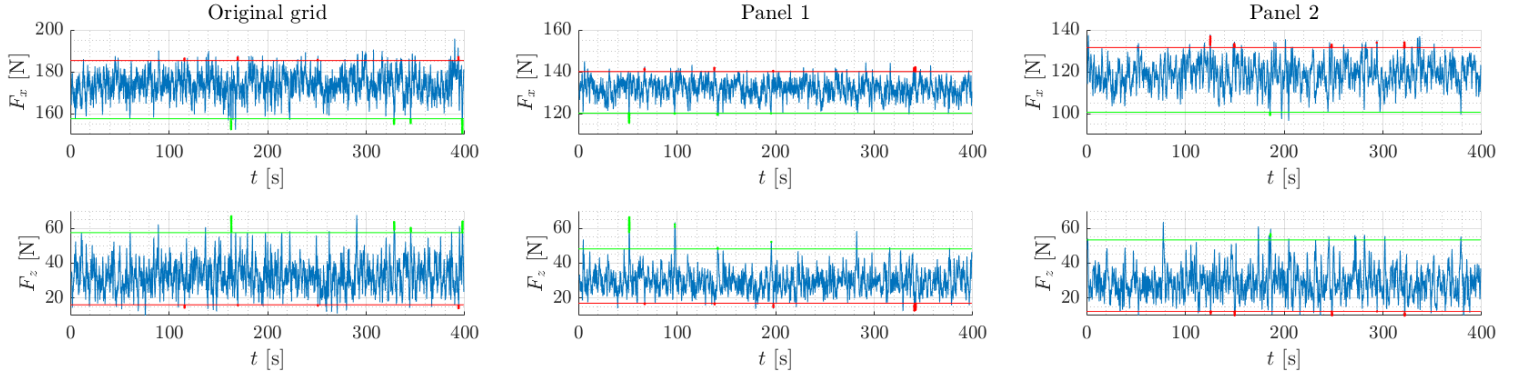


FIGURE 3.12 – Signaux bleus : $F_x(t)$ en haut et $F_z(t)$ en bas. Droites vertes : $\overline{F_x} - 2.9 \times \sigma(F_x)$ (haut) et $\overline{F_z} + 2.9 \times \sigma(F_z)$ (bas). Points verts : instants pour lesquels $F_x(t_m) < \overline{F_x} - 2.9 \times \sigma(F_x)$ et $F_z(t_m + \tau_{max}) > \overline{F_z} + 2.9 \times \sigma(F_z)$. Droites rouge : $\overline{F_x} - 2.0 \times \sigma(F_x)$ (haut) et $\overline{F_z} + 2.0 \times \sigma(F_z)$ (bas). Points rouges : instants pour lesquels $F_x(t_m) > \overline{F_x} - 2.0 \times \sigma(F_x)$ et $F_z(t_m + \tau_{max}) < \overline{F_z} + 2.0 \times \sigma(F_z)$. De gauche à droite : *Original grid*, *Panel 1* et *Panel 2*.

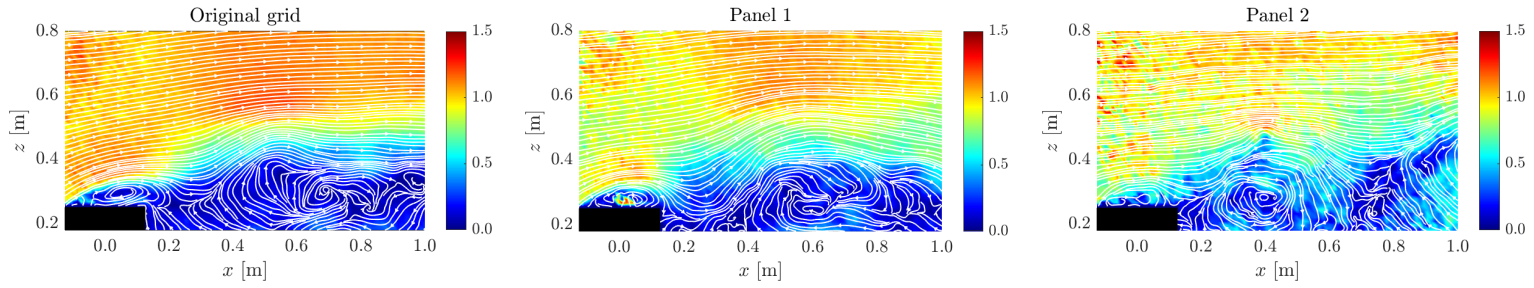


FIGURE 3.13 – Magnitude 2D de la vitesse $\overline{U_{mag}^{tm}}(x, z) = \sqrt{(\overline{U}(x, z)^{tm})^2 + (\overline{W}(x, z)^{tm})^2}$ et lignes de courant moyenne dans le cas où $F_x(t_m) < \overline{F_x} - 2.9 \times \sigma(F_x)$ et $F_z(t_m + \tau_{max}) > \overline{F_z} + 2.9 \times \sigma(F_z)$. De gauche à droite : *Original grid*, *Panel 1* et *Panel 2*.

magnitude de la vitesse $\overline{U_{mag}^{tm}}(x, z) = \sqrt{(\overline{U}(x, z)^{tm})^2 + (\overline{W}(x, z)^{tm})^2}$. Tout d'abord, les lignes de courant se ressemblent dans les cas *Original grid* et *Panel 1*. Deux structures tourbillonnaires sont présentes dans le plan central du cylindre. La première est la zone de recirculation bien formée au-dessus du cylindre qui peut être responsable de la diminution de F_z à ces instants. La deuxième structure est plus imposante et se trouve en aval du cylindre, ce qui diminue la pression de l'écoulement sur le cylindre dans le sens $-x$ (donc aide à atteindre des F_x importants). Dans le cas *Panel 2*, deux structures tourbillonnaires sont aussi présentes. La première semble tout juste détachée du cylindre tandis que la deuxième structure semble très grosse et est visible au bord aval du champ PIV. Dans ce cas, il est difficile de relier les lignes de courant dans le plan $y0$ aux efforts.

On filtre maintenant les efforts de la manière opposée, tel que $F_x(t_m) > \overline{F_x} - 2.0 \times \sigma(F_x)$ et $F_z(t_m + \tau_{max}) < \overline{F_z} + 2.0 \times \sigma(F_z)$. Ce type d'événement (en rouge sur la figure 3.12) arrive moins souvent et est moins marqué que ceux où F_x est un minimum local et F_z un maximum local. Pour ce filtrage, autant d'événements sont retenus pour les 3 cas et les lignes de courant obtenues sont très similaires entre les 3 cas de cisaillement. Ici, l'écoulement moyen obtenu est caractérisé par une très longue (selon x) structure tourbillonnaire qui s'étend de la face aval du cylindre au bord aval du champ PIV. Les structures obtenues s'étendent sur plus de 0.8 m dans la direction x , et même au-delà dans le cas *Panel 2*. Leur extension verticale est également importante. Dans ce cas de filtrage, le lien entre les efforts et les lignes de courant est moins direct.

Ainsi, filtrer les efforts en choisissant des combinaisons où F_x est un minimum local et F_z un

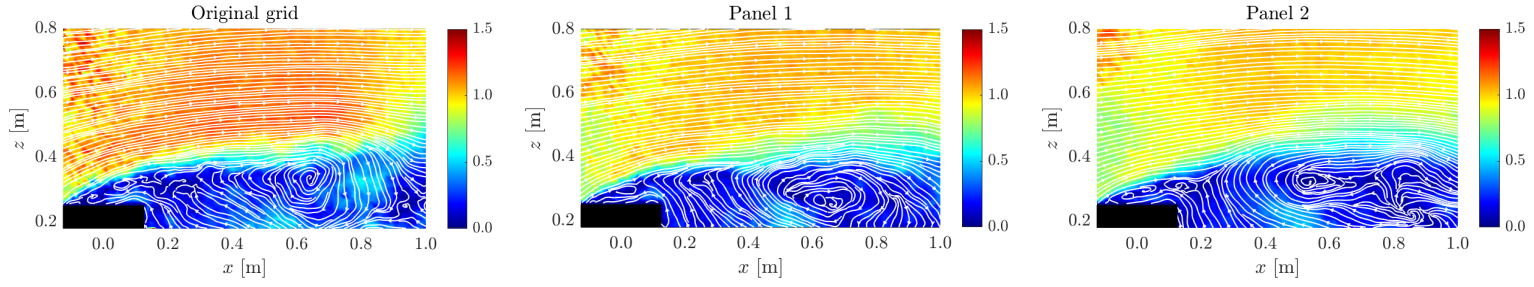


FIGURE 3.14 – Magnitude 2D de la vitesse $\overline{U_{mag}^{tm}}(x, z) = \sqrt{(\overline{U(x, z)^{tm}})^2 + (\overline{W(x, z)^{tm}})^2}$ et lignes de courant moyenne dans le cas où $F_x(t_m) > \overline{F_x} - 2.0 \times \sigma(F_x)$ et $F_z(t_m + \tau_{max}) < \overline{F_z} + 2.0 \times \sigma(F_z)$. De gauche à droite : *Original grid*, *Panel 1* et *Panel 2*.

maximum local, ou vice-versa, permet d’extraire, pour chaque cas d’écoulement, des événements d’apparences similaires. En faisant la moyenne sur ces événements, on obtient les champs de vitesse présentés dans les figures 3.13 et 3.14. Ces champs de vitesse sont différents entre les cas où F_x est minimal et F_z est maximal et les cas où F_x est maximal et F_z est minimal, ce qui met en évidence deux régimes d’écoulement à l’origine d’efforts importants sur le cylindre. Ils sont également légèrement différents pour le cas *Panel 2* comparés aux cas *Original grid* et *Panel 1* qui se ressemblent. Le gradient de vitesse important et la turbulence présente dans l’écoulement généré par le *Panel 2* ont une influence sur le comportement instantané de l’écoulement autour du cylindre, bien que ces différences restent mineures.

3.1.4 Synthèse

Dans cette partie, l’objectif était d’étudier les effets des profils verticaux de vitesse sur les chargements globaux et le sillage proche d’un obstacle de fond significatif. L’étude des chargements moyens sur l’obstacle a mis en évidence, qu’une fois la prise en compte de la réduction de vitesse dans la partie basse de la colonne d’eau inhérente à la création de gradient de vitesse verticaux, le cisaillement seul n’impacte pas l’obstacle de fond. Les efforts moyens sont néanmoins plus importants et fluctuent davantage lorsque le cisaillement est combiné à des niveaux de turbulence élevés. Le niveau de turbulence plus important semble favoriser le détachement tourbillonnaire en aval du cylindre. Cette étude des chargements moyens pourrait être complétée par une étude des efforts locaux afin d’évaluer plus précisément comment la répartition de vitesse modifie spatialement les efforts sur l’obstacle.

L’étude de l’écoulement juste en aval de l’obstacle montre que la présence de gradients de vitesse verticaux ne modifie pas les vitesses moyennes mais est responsable d’une augmentation d’environ 10% du niveau de turbulence dans la couche cisailée créée par le cylindre. Cette augmentation du niveau de fluctuation est liée à des légères modifications du contenu spectral basse fréquence de l’écoulement.

Finalement, l’étude des signaux temporels permet d’identifier les configurations d’écoulement qui génèrent les chargements maximums sur l’obstacle et de les comparer entre les différents cas. Les configurations obtenues ne permettent pas d’expliquer les écarts de niveau de turbulence constatés entre le cas de référence et le *Panel 1*. Les lignes de courant permettent néanmoins de mettre en évidence des différences mineures de dynamique entre le cas de référence et le *Panel 2*.

En résumé, les mesures de chargements globaux sur l’obstacle et d’écoulement juste en aval de l’obstacle (dans son plan médian) ne mettent pas en évidence des modifications majeures de comportement en présence de profil vertical de vitesse cisailé ou turbulent. Certains aspects de l’interaction écoulement cisailé – obstacle de fond, ne peuvent néanmoins pas être étudiés avec les mesures réalisées, comme les aspects tri-dimensionnels de l’écoulement et les efforts locaux qui sont directement impactés par les gradients de vitesse locaux.

3.2 Impact du cisaillement sur les performances et le chargement des pales d'une hydrolienne

L'étude des effets des profils de vitesse amont sur une hydrolienne est également primordiale. En effet, lorsqu'un gradient de vitesse vertical est présent sur la surface balayée par le rotor, les pales de l'hydrolienne ressentent une variation d'effort au cours d'un tour. Dans le cas d'une hydrolienne tri-pales comme ici, la poussée et le couple du rotor subissent ces variations d'effort trois fois par tour. Ces variations d'effort ont un impact sur le fonctionnement de l'hydrolienne modifiant ses performances et diminuant sa durée de vie. Pour mieux comprendre ces mécanismes, l'article MAGNIER et al. (2022a) étudie l'effet des quatre profils de vitesse présentés dans la partie 1.2 sur l'hydrolienne tri-pales à axe horizontal de l'Ifremer. Ces travaux ont été réalisés avec l'aide de Nina DELETTE, stagiaire au bassin durant l'été 2021. L'objectif était de trouver un lien direct entre la variation de vitesse perçue par les pales au cours d'une rotation complète et les efforts subis par la machine. Cela permettrait d'estimer, à partir d'un simple profil de vitesse, les efforts sur l'hydrolienne causés par ce gradient de vitesse local, afin de définir la fatigue structurelle associée à ce type d'écoulement.

3.2.1 Introduction

Each potential tidal area being unique, a lot of works has been carried out to characterize tidal current velocity profile and turbulence (GOOCH et al. 2009; THOMSON et al. 2012; MILNE et al. 2013; LEWIS et al. 2017; FURGEROT et al. 2018; MERCIER et al. 2021). This fine characterization of tidal stream properties is of key importance to evaluate the performance and lifetime of potential tidal turbines installed in these sites. Three main physical phenomena have to be taken into account : the turbulent intensity and the size of turbulent structures (the length scale) (BLACKMORE et al. 2016), the presence of waves at the surface (FURGEROT et al. 2020), and the current velocity gradient over the water column (MASON-JONES et al. 2013).

The effects of turbulence on tidal turbines have been studied from many points of view. MYCEK et al. (2014) demonstrate that, even if averaged performance stays quite identical with or without turbulence, instantaneous behaviour fluctuates drastically when the turbulence intensity increases. The turbulence intensity has also a significant impact on the wake development (EBDON et al. 2020). A high level of turbulence makes the wake dissipates much faster than at low turbulence. For a high upstream turbulence intensity rate, the flow has almost recovered its upstream conditions, 6 diameters downstream from the turbine, in terms of velocity, turbulence intensity, and shear stress (MYCEK et al. 2014). GAURIER et al. (2020b) and DRUAULT et al. (2022b) point out that large-scale turbulent structures, created by the interaction between a wide bathymetric obstacle and the flow, are strongly correlated to turbine loads and dominate its frequency response under 1 Hz. THIÉBAUT et al. (2020) also show that large vertical scale eddies are responsible for a high-stress regime of fatigue on the components of a tidal energy converter, reducing the lifetime of its components. The estimation of wave loading on tidal turbine has been investigated as well by GAURIER et al. (2013) and DRAYCOTT et al. (2019b). Results demonstrate that wave action induces large variations in turbine power and thrust compared to current only conditions. They concluded that the cyclic amplitude of loads is directly related to the wave conditions and that regular wave amplitude and frequency govern turbine wave-induced loads for both waves following or opposing the current.

The effects of shear flow on wind turbine have intensively been studied for several years. From these studies, it has been shown that the impact on the global turbine performance is limited. The blade loads are however significantly impacted and the performance evaluation is complicated (WAGNER et al. 2009; SHEN et al. 2011; SEZER-UZOL et al. 2013; LI et al. 2018). In the marine renewable energies field, only a few studies exist on this subject. Using CFD simulations, MASON-JONES et al. (2013) focus on these specific effects and conclude that torque, power, and

axial thrust, related to a chosen blade, have a cyclic behaviour in a highly shear flow. More precisely, they link the angular behaviour of the power to the velocity perceived by the blade. They conclude that the maximum power is shifted of an angle of $\approx 70^\circ$ from the point where the blade should theoretically view the maximum of the velocity. They assume this difference comes from the induction effect of the turbine. BADSHAH et al. (2019) come to the same conclusion, without any angular shift between the maximum power and the maximum velocity. They also study blade fatigue and deformation. From numerical results, KE et al. (2020) conclude that for a three-bladed horizontal axis turbine, the effect of a shear flow on turbine performance is small if the shear rate is small. On the contrary, when the shear increases, it becomes responsible for severe fluctuations of the device loading. GAURIER et al. (2020a) et GAURIER et al. (2020b) study the impact on the blade loading of a shear and turbulent flow, generated by a wide bathymetric obstacle. Phase average loads show a dependency on the incoming shear velocity profile but, no link between loads variations and velocity variations could be established. Finally, AHMED et al. (2017) model the interaction between an inflow-shear and an horizontal-axis tidal turbine, accounting or not, for turbulence environment. They show that for both turbulent cases, the turbine rotor influences axial velocity and approach-flow turbulent structures about 1 D upstream to the rotor. The wake also extends beyond 10 D for both cases. The wake topology is slightly modified by the onset turbulence. That causes a small wake distortion and slightly aids the break-up of the vortex structures and makes the wake recovery slightly faster. When looking at phase-average load and surface pressure, being in realistic conditions only contributes to a small component of the overall load fluctuation. VINOD et al. (2021) mimic sheared-turbulent inflow with the use of an active-grid turbulence generator in a $0.61 \text{ m} \times 0.61 \text{ m}$ test section water tunnel. They found an increase of $\approx 30\%$ in torque fluctuations on a $\approx 0.3 \text{ m}$ diameter rotor for sheared inflow.

The purpose of this paper is thus to investigate the impact of vertical shear velocity profiles on both the estimation of tidal turbine performance and the loads experienced by the blades. To carry out this study, four incoming velocity profiles are generated in an 8 m^2 section flume tank using a grid arrangement. A three-bladed horizontal axis tidal turbine of 1 MW capacity, at scale 1 : 20, is set in these shear flows and its behaviour, e.g. performance and blade loads, is studied. In this work, the turbulent intensity is kept low in order to only focus on the shear-inflow effects. The aim of this paper is to identify the blade load variations accounting for the shear velocity effect only.

After a short description of the experimental setup, incoming velocity profiles are presented. Then, the focus is done on the evaluation of the turbine power coefficient, strongly dependent on the velocity chosen for its estimation. Next, blades' streamwise load behaviours are analysed in a temporal and spectral point of view, as well as versus the angular position of the rotor. Finally, phase averaged blade loads are compared to velocity perceived by the blade during its rotation. Similarities and differences between phase average loads and blade apparent velocity are commented and a deeper analysis is proposed.

3.2.2 Experimental set-up and inflow characteristics

3.2.2.1 Flume tank and tidal turbine prototype

The tests have been carried out in the wave and current circulating tank of IFREMER, in Boulogne-sur-Mer (France) presented in Figure 3.15. The test section is 18 m long, 4 m wide and 2 m deep. The tank is equipped with two pumps which set the 700 m^3 of water in motion to generate current up to 2.2 m/s (GAURIER et al. 2018). In this work, the velocity can be separated into three components denoted (U, V, W) along the $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ directions respectively. The x -axis is the main flow direction, the y -axis is oriented from the observation windows towards the wall, and the z -axis is directed from the tank bottom to the free surface (see Figure 3.18).

Each velocity component is separated according to the Reynolds decomposition as follows : $U(x, y, z, t) = \bar{U}(x, y, z) + u'(x, y, z, t)$, where \bar{U} is the temporal mean value of U and u' is its fluctuating part.

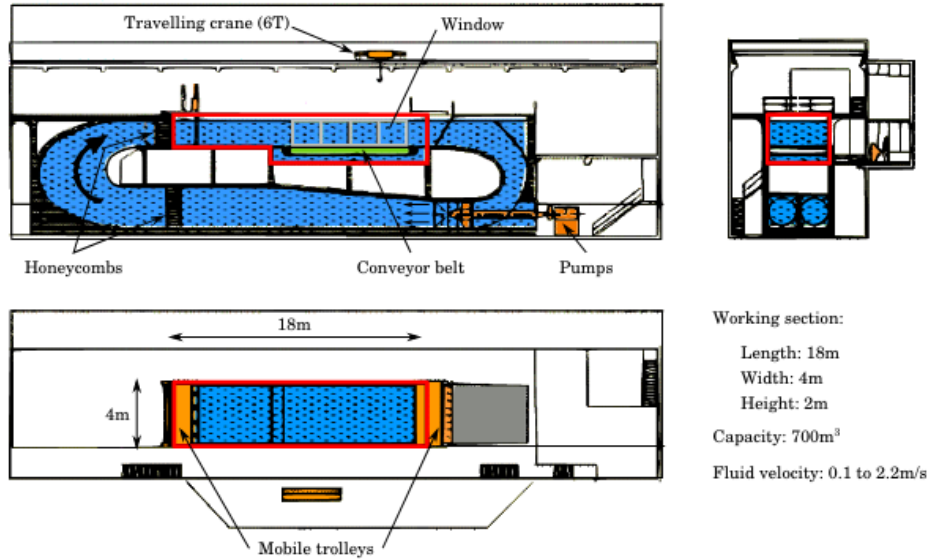


FIGURE 3.15 – Schematic view of the IFREMER flume tank.

The flume tank is equipped with a grid and a honeycomb structure to homogenize the inflow and control the turbulence. Thanks to these structures, \bar{U} remains constant over the tank height, with an almost uniform vertical velocity profile. However, this velocity profile significantly differs from *in situ* ones, since the bathymetry induced velocity shear is absent in the tank. It is also the case from the turbine rotor point of view. To recreate velocity profiles corresponding to what is observed *in situ*, three "Panels" have been designed (MOREAU et al. 2021 ; MAGNIER et al. 2021b). These Panels are made of multiple layers of wire meshes (Figure 3.16). The non-uniformity of layers distribution along the z -axis generates a vertically sheared velocity profile, like those used in wind tunnels (OWEN et al. 1957). Thanks to the grid and meshes arrangement presented in Figure 3.16, each Panel provides a different sheared velocity profile. Including the *Original grid* case, four case studies are thus created with the corresponding velocity profiles described in part 1.2 and 3.2.2.2.

To evaluate the shear effect of velocity profiles on tidal stream turbines, a 1 : 20 scale three-bladed horizontal axis turbine of 1 MW capacity, is used (Figure 3.17). The rotor of diameter $D = 2R = 0.724$ m is composed of three 307 mm long blades made in carbon fibre which follow a NACA 63 – 418 profile (GAURIER et al. 2015). The turbine is equipped with a motor driven by a controller. A slipring is moreover connected to the axis and allows to transfer the signals from the different rotating sensors present on the rotor. These signals then go up into the stanchion to the surface.

Each turbine's blade root is equipped with load-cells which measure two forces (F_x and F_y) and three moments (M_x , M_y , and M_z), as detailed in Figure 3.17. A rotating cartesian coordinate system (\vec{e}_x , \vec{e}_y , \vec{e}_z) is associated with each blade root. The global rotor torque and thrust are also measured by a specific instrumentation. The uncertainty of measurement is 0.2% for the loads and 0.04 tr/min for the rotational speed, according to the manufacturer. Since the turbine's rotor is not equipped with angular position sensor, we made the hypothesis that this angular position can be processed through the blade F_y measurements, as previously done in GAURIER et al. (2020b). This idea is based on the fact that the blade weight is projected on the \vec{e}_y direction for every time step. The complete processing is described in the following three steps procedure :

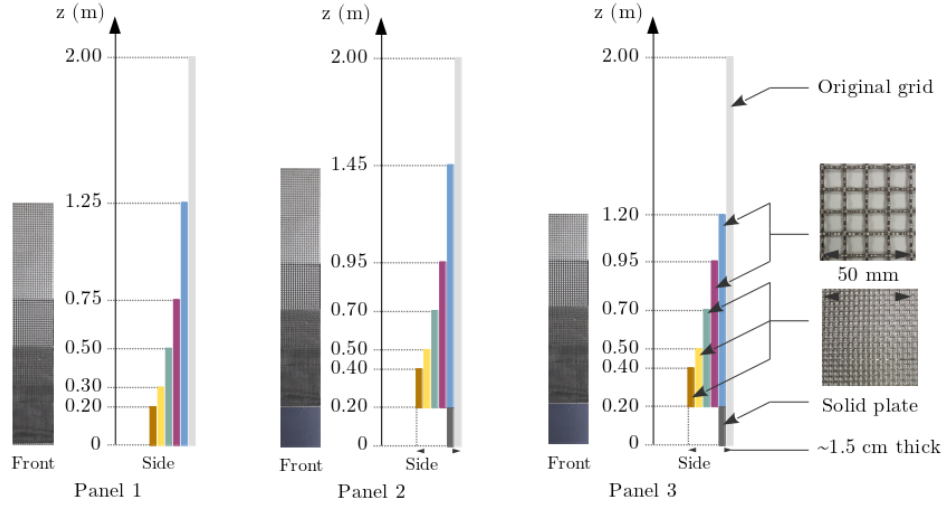


FIGURE 3.16 – Grids and meshes arrangement, named *Panel 1* to *3*, for generation of realistic sheared velocity profiles. Coarse mesh is made with 2 mm thickness wires evenly-spaced every 10 mm. Fine mesh is made with 0.7 mm thickness wires evenly-spaced every 2 mm.

1. The fluctuating parts of the F_y signals are first extracted for each blade.
2. They are then filtered with a band-pass filter around the rotation frequency f_r . This step enables the weight component of the blade to be kept only. This constitutes the main hypothesis of this method : the blades' weight only responds at the rotation frequency and no other physical perturbation affects the F_y signals at the rotation frequency.
3. Using the phase of these sinusoidal signals, we get the three θ_i angles corresponding to the three blades. Then, we defined a convention : the main rotor angle is defined with $\theta = 0$ rad corresponds to blade 1 at the top dead centre. This main rotor angle is the average of the three θ_i (re-phased for blade 2 and 3, with $\pm 2\pi/3$ rad). The average is only processed if the difference between the three re-phased θ_i is lower than a given threshold.

A possible uncertainty source concerning this method is the temporal precision : when the turbine rotation speed is set to the designed tip speed ratio, the blade rotation is 5° between each time step, which can lead to an error of 2.5° .

To evaluate the impact of shear velocity profile on the turbine behaviour, the turbine is positioned 12.5 m downstream of the panels' assembly and the honeycomb structure. The rotor is set in the centre of the test section, with the turbine hub at $(y, z) = (2 \text{ m}, 1 \text{ m})$, as presented in Figure 3.18.

3.2.2.2 Incoming vertical velocity profiles characterization

The incoming flow is assumed to be steady and constant, with the imposed velocity : $U_\infty = 1 \text{ m/s}$ and $V_\infty = W_\infty = 0 \text{ m/s}$. To characterize incident velocity profiles, a 3 Components Laser Doppler Velocimetry system (3C LDV) is used. Before measurements, the tank is seeded with $10 \mu\text{m}$ diameter silver coated glass micro-particles. 3C LDV sampling frequency depends on the number of particles viewed by the sensor of the probe during the measurement. The LDV acquisition frequency is higher than 100 Hz for the three components of the data used in this study.

According to the 3C LDV measurements, we established that V and W are always smaller than 0.02 m/s on the study region. For the four study cases, V and W are thus neglected in the rotor plane. In the following, the study is consequently focused on the streamwise component U of the velocity only. To characterise the velocity profile along the tank height, measurements

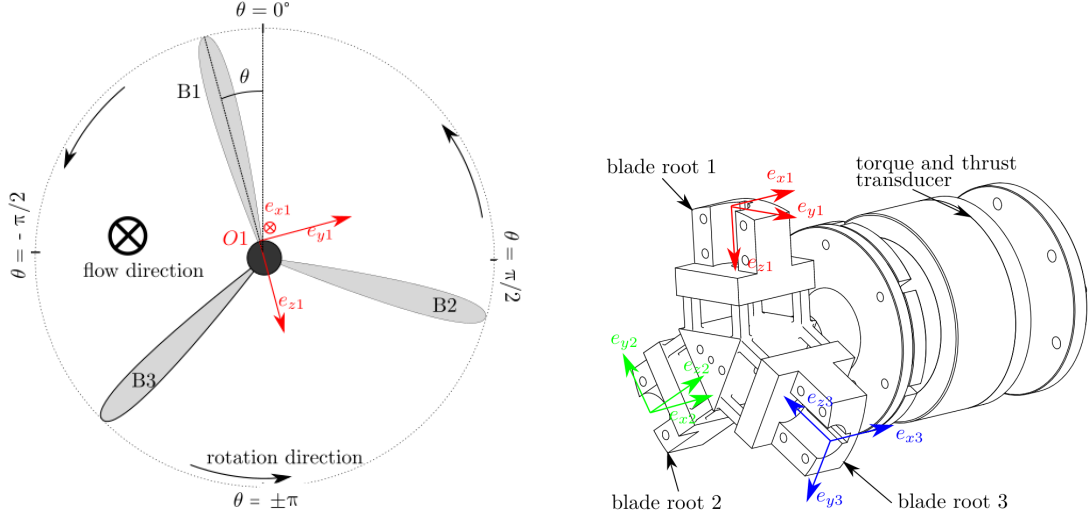


FIGURE 3.17 – Blade axis and rotation direction of the turbine (*left*) and blade roots and torque Q and thrust T transducer (*right*).

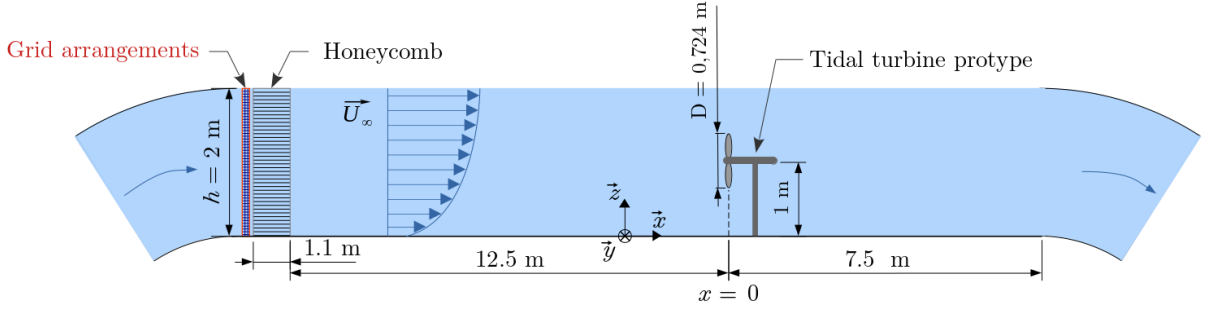


FIGURE 3.18 – Schematic view of the experimental set-up, with the turbine fixed 12.5 m downstream the honeycomb outlet.

are carried out every 5 to 20 cm, depending on the degree of precision required to capture the variation of \overline{U} . On each measurement point, the acquisition lasts 180 s. The obtained velocity profiles $\overline{U}(z)$ are presented in Figure 3.19. The standard deviation of $U(z, t)$, denoted $\sigma(U(z))$, is presented in the same figure to highlight the fluctuating part of the flow.

As expected, the *Original grid* generates an almost uniform velocity profile over the tank. On the contrary, the *Panel 3* velocity profile presents a strong velocity gradient throughout the water column. Nevertheless, *Panels 1* and *2* create more complicated velocity profiles because they both present a low-velocity zone in the swept area. For *Panel 1*, this zone is located around $z = 1$ m while it is around $z = 1.3$ m for *Panel 2*.

At sea, the current velocity profile is usually non-linear as well. These profiles show multiple slopes depending on the site, the tidal range, the direction of the flow, and the wave conditions. Their velocity gradients are thus not constant along the depth. One way to define their slope is to use power-laws, enabling the profiles to be compared using a unique coefficient α . $U_{PowerLaw}(z)$ is defined as :

$$U_{PowerLaw}(z) = U_{ref} \times \left(\frac{z}{D_e}\right)^{1/\alpha} \quad (3.3)$$

with U_{ref} corresponding to the surface velocity (or velocity at mean depth), D_e represents the depth of the water column and z is the distance from the bottom. In the Alderney Race (France), a large study has been carried out, using towed ADCP (SENTCHEV et al. 2020). During this survey, the waves' effects have been neglected by the authors. They found current velocity profiles

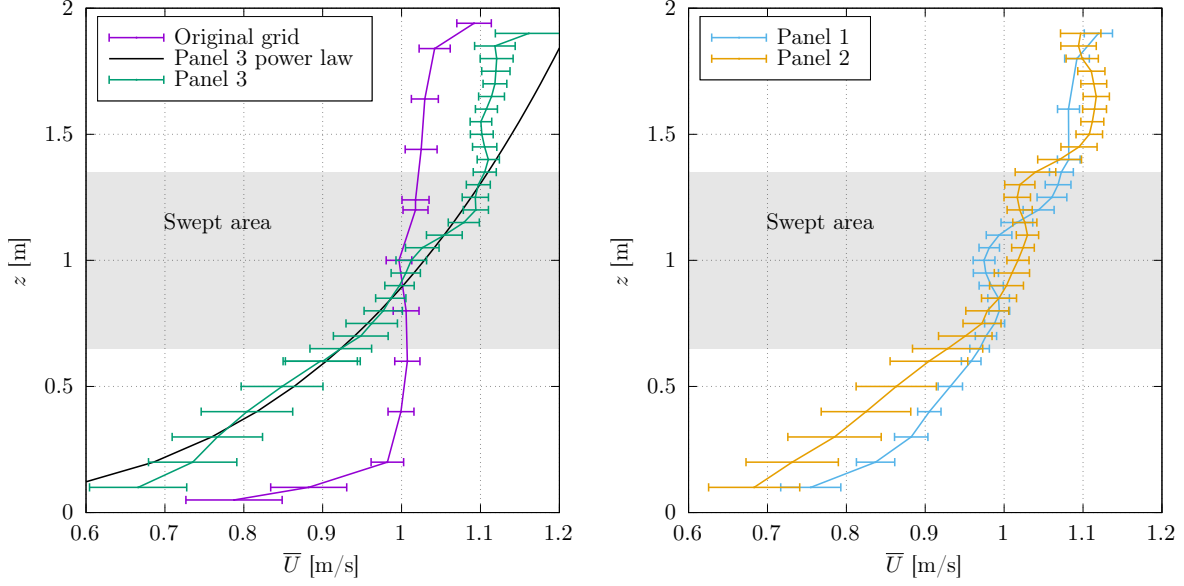


FIGURE 3.19 – Vertical profiles of the streamwise velocity $\overline{U}(z)$ obtained for the *Panels* describes in Figure 3.16. Data come from 3C LDV measurements in the rotor plane for the four cases. Error bar represents standard deviation $\sigma(U(z))$. The grey shaded zone materializes the area covered by the turbine blade. *Panel 3* power-law coefficient : $\alpha = 4$ and $U_0 = 1.23$ m/s (see equation 3.3).

following equation 3.3, with α between 4 and 14. A trend stands however out : the power-law corresponding to $\alpha = 7$ is representative of many marine renewable energy sites (FURGEROT et al. 2018 ; GOOCH et al. 2009 ; THIÉBAUT et al. 2017 ; LEWIS et al. 2017). To link our case to what is encountered *in situ*, we determine the power-law that best fits the *Panel 3* velocity profile over the rotor height. It gives the following parameters : $U_{ref} = 1.23$ m/s, and $\alpha = 4$. This curve is plotted in Figure 3.19. The obtained coefficient α is in the range of the Alderney Race and provides the most sheared possible case. The shear velocity profile generated by *Panel 3* is thus representative of *in situ* vertical velocity profile. Additionally, the *Panel 1* case and the *Panel 2* case, which generate complex velocity profiles, correspond to more specific *in situ* cases, caused by site-specificity.

The introduction of the *Panels* may furthermore generate turbulence, which can be quantified by the 1D turbulence intensity I_{1D} :

$$I_{1D} = \frac{\sigma(U)}{\overline{U}} \quad (3.4)$$

Turbulence intensity over the tank height for the four cases is plotted in Figure 3.20. Turbulence intensity ranges from 1% to 3% over the rotor height, for *Original grid* and *Panel 1* cases. It reaches 3.5% in the bottom part of the rotor for the *Panels 2* and *3* cases. This is due to the solid plate used at the very bottom part of the grid and meshes arrangement, which strongly reduces the averaged velocity in this area and acts as a backward-facing step avoiding the flow to go through the last rows of the honeycomb structure.

To complete the characterisation of the four velocity profiles over the rotor height, their mean velocity, mean 1D turbulent intensity, and maximum mean velocity difference $\Delta_{max}\overline{U}$ are gathered in table 3.4. With the use of the *Panels*, three shear velocity profiles have been generated, while the *Original grid* provides a uniform profile over the rotor height. Moreover, for all cases, the mean velocity on the rotor area is the same and the turbulence intensity is low : $\widehat{\overline{U}} = 1.0$ m/s and $\widehat{I_{1D}} \leq 2.5\%$, with \square the temporal average and $\widehat{\square}$ the spatial average over the rotor area of the turbine.

In the following, we will consequently focus on the effect of the shear on the turbine only. In

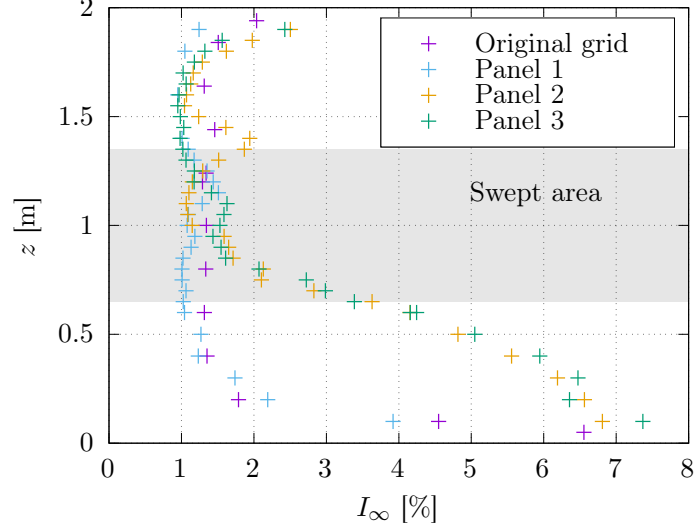


FIGURE 3.20 – Turbulence intensity I_{1D} over the water column for the four cases.

the next section, the turbine response to these velocity profiles is studied and compared between cases.

Case	\widehat{U} [m/s]	$\Delta_{max}\overline{U}$ [m/s]	\widehat{I}_{1D} [%]
Original grid	1.00	0.01	1.6
Panel 1	1.01	0.10	1.5
Panel 2	1.01	0.11	2.5
Panel 3	1.02	0.18	2.5

TABLEAU 3.4 – Mean velocity, 1D turbulent intensity, and maximum velocity difference over the rotor height.

3.2.3 Shear flow effect on a tidal turbine

3.2.3.1 Effect on turbine global performance

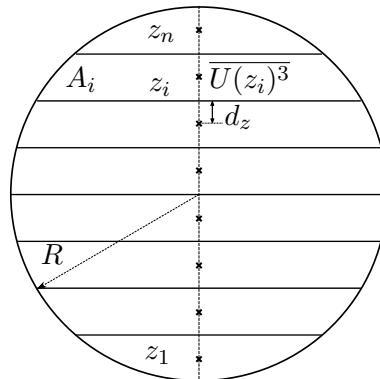


FIGURE 3.21 – Methodology to obtain $\widehat{U^3}$, the mean value of $\overline{U^3}$ over the swept area. In our calculation, $n = 16$, $dz = 0.025$ m.

In this section, the global tidal turbine performance is analysed and compared between the

cases. A relevant criterion to quantify the turbine performance is the power coefficient C_p , which is defined as :

$$C_p = \frac{\overline{Q\omega}}{\frac{1}{2}\rho A \widehat{U}^3} \quad (3.5)$$

with A the area swept by the blades ($A = \pi R^2$), $\overline{\omega}$ the rotational speed of the turbine and ρ the water density. \overline{Q} is the rotor mean torque measured on the rotation axis and \widehat{U}^3 is the mean flow velocity view by the turbine, calculated as follow :

$$\widehat{U}^3 = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^n \overline{U(z_i)^3} A_i \quad (3.6)$$

with z_i the i^{th} slice where the velocity is considered as constant and A_i its area ($A = \sum_{i=1}^n A_i$). n is the number of slices used for the calculation. The number of slices is strongly dependent on the case-study. In our case, the value of \widehat{U} , \widehat{U}^2 and \widehat{U}^3 are not significantly modified ($< 10^{-3}$) for $n \geq 12$, corresponding to a slice interval of 6.0 cm. In this study, $n = 16$. This equivalent velocity has been used before the C_p or kinetic energy calculations in wind shear cases, e.g. by (WAGNER et al. 2011; ANTONIOU et al. 2009) and is imposed by IEC norms for tidal turbine (IEC TS 62600-200 :2013 2013). To use this method, \overline{U} is assumed to be constant along the y -axis. Thus, using the velocity profiles established in part 2.2, $\overline{U(z_i)^3}$ is known at each height z_i and assume to be constant over the i^{th} slice. Please note that the cubing of velocity should be calculated before temporal and spatial averaging to obtain a correct C_p as explained by BLACKMORE et al. (2016). A schematic of the \widehat{U}^3 calculation method is presented in Figure 3.21.

In Figure 3.22, performance coefficients are plotted versus the TSR (Tip Speed Ratio) for the four cases. The TSR corresponds to a normalised rotational speed and is defined as follow : $TSR = \overline{\omega}R/\widehat{U}$. At first sight, the behaviour of C_p is the same whatever the shear with small fluctuations ($< 5\%$ of the mean value). For the highest sheared case, the C_p is slightly reduced (5%). The thrust coefficient shows an expected behavior, increasing with the TSR . For the *Original grid*, *Panel 1* and *Panel 2* cases, the thrust coefficient is similar. The C_t obtained for *Panel 3* case is a bit lower. These observations are the same than the one already observed for the C_p curve. The standard deviation of C_p and C_t coefficients also show similar trends. They represent less than 5% of the mean value and slightly increase with the TSR , as presented in GAURIER et al. (2020c) for the same turbine model. The only exception is for $TSR = 2.5$, where the standard-deviation of the C_p coefficient presents a steep gradient. At this point, the controller of the turbine has difficulties to regulate the rotation speed of the turbine, causing thus higher standard deviation value for all *Panel* cases. Finally, the presence of a vertical velocity gradient does not impact the mean turbine behaviour, as seen in VINOD et al. (2021).

Case	C_p at $TSR4$, calculated with $\overline{U(z = 1m)}$	C_p at $TSR4$, calculated with \widehat{U}	Difference of C_p for $TSR \in [3.5 : 5]$
Ori. grid	0.42	0.41	3%
Panel 1	0.45	0.42	9%
Panel 2	0.40	0.42	4%
Panel 3	0.42	0.40	5%

TABLEAU 3.5 – Relative differences on C_p depending on how the cubbed velocity is chosen.

This conclusion depends on the choice of the characteristic velocity, as shown in table 3.5. This remark shows the importance of using velocity over the entire swept area \widehat{U}^3 and \widehat{U} instead of its value at the rotor centre height only. As the velocity gradient is not constant, $\overline{U(z = 1 m)}$

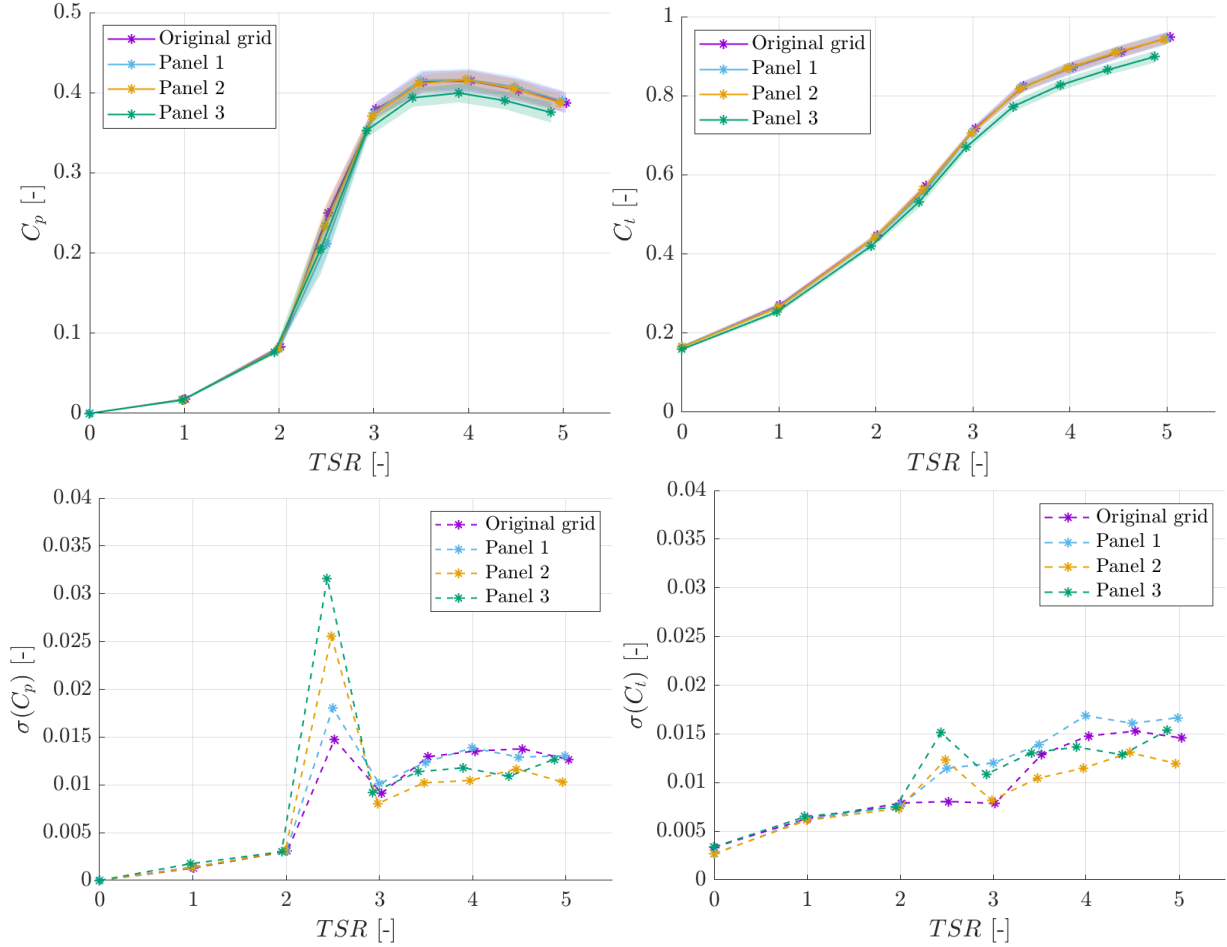


FIGURE 3.22 – Power curves for the four cases. Top line : Power coefficient C_p (left) and thrust coefficient C_t (right). The shaded areas represent their standard deviation. Bottom line : Standard deviation of C_p (left) and of C_t (right).

is not representative of the velocity perceived by the blades. For example, taking the *Panel 1* case, the low-velocity zone at $z = 1$ m leads to an underestimation of the velocity seen by the blades. For our cases, if $\overline{U}(z = 1 \text{ m})$ is considered for the C_p calculation, the difference on C_p values would be in the range 3% to 7%. These relative differences are summed up in Table 3.5. According to these results, the obtained values of C_p are more impacted by the way it is calculated than by the presence of a vertical velocity shear. The calculation of the C_p coefficient has thus to be made very cautiously : the specificities of the velocity perceived by the turbine, e.g. shear inflow, play a decisive role. Accounting for these specificities, the C_p coefficient enables the real turbine performance to be calculated. Finally, it shows that if the incoming velocity average over the rotor area is the same, the shear does not affect the turbine mean performance, as previously demonstrated for wind turbine (ANTONIOU et al. 2009; WAGNER et al. 2011).

3.2.3.2 Effect on blade loadings

Although velocity shear does not change global turbine performance, it may impact the instantaneous behaviour, especially the variation of blade loadings. In this part, the focus is done on blade 1 (see Figure 3.17), knowing that the results are equivalent for the three blades. The turbine is studied at its operating point $TSR = 4$. The acquisition of F_{x1} lasts 180 s. This time is required to obtain a converged mean value. In Figure 3.23, the fluctuating part F'_{x1} is plotted and some periodic variations are seen with smaller fluctuations due to other flow variations. To quantify F_{x1} over the entire acquisition duration, the mean value and its variations

are summed up, for the four cases, in Table 3.6. It appears that both mean values and variations are bigger for the *Panel 3* case, while *Panel 1* and *Panel 2* cases present similar behaviours. The shear induced by *Panel 3* seems to have a more pronounced impact than the two other cases. Thus, the incoming shear velocity profile has a greater influence on blade load than on global performance C_p .

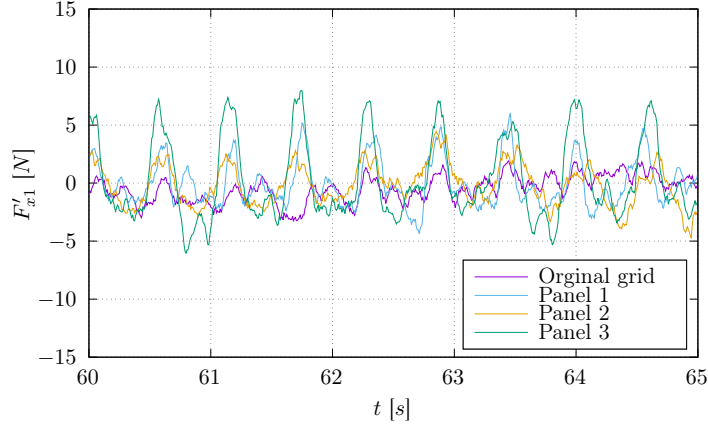


FIGURE 3.23 – Evolution of the blade 1 load fluctuating part F'_{x1} with the time, between 60 s and 65 s, when the turbine rotates at $TSR = 4$. For more readability of the figure, $F'_{x1}(t)$ signals have been re-phase using phase lag from cross-correlation presented in table 3.8.

Case	$\overline{F_{x1}}$	$\sigma(F_{x1})/\overline{F_{x1}}$ [%]
Original grid	55.7 N	2.2%
Panel 1	56.9 N	3.5%
Panel 2	57.0 N	3.6%
Panel 3	59.7 N	6.2%

TABLEAU 3.6 – Mean load and proportion of the standard deviation.

To investigate the spectral behaviour of the load F_{x1} , a Fast Fourier Transform (FFT) analysis is conducted. On the FFT decomposition presented in Figure 3.24, there is a peak at the frequency 1.8 Hz for the *Panel 1*, *2*, and *3* cases. This frequency corresponds to the blade passing frequency f_r . The peak amplitude is more important in the *Panel 3* case : the magnitude of the variation is higher and reaches 4 N while it is less than 2 N in other cases. Moreover, in the *Original grid* case and the *Panel 1* case, a peak appears at the first sub-harmonic ($2 \times f_r$) of the blade rotation frequency. It is the signature, in the frequency domain, of the low velocity zone centred at $z \approx 1$ m, where the blades pass twice per revolution, at $\theta \approx \pi/2$ and at $\theta \approx -\pi/2$. In *Panel 2* and *Panel 3* cases, this low velocity zone is not present and the peak at $2 \times f_r$ is significantly smaller than the one at f_r , on the contrary to the two other cases where $F_{x1}(2f_r) > F_{x1}(f_r)$. A phenomenon at $2 \times f_r$ also appears in *Panel 3* case but it is less pronounced than at f_r . Finally, a frequency peak appears at $3 \times f_r$ in *Panel 1* case, quite as high as the peaks at f_r and $2 \times f_r$, coming from global tri-bladed rotor effects. Thus, the impact of the velocity profile is visible on the spectrum since it changes the emerging frequency and magnitude of spectrum peaks.

F_{x1} spectra have shown that load variations are linked to the turbine rotation. It is then interesting to relate the streamwise load variation of blade 1 to its angular position. A scatter plot is obtained and can be interpolated to calculate the angular phase average $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$, for each discretized angular position. This phase average $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ is presented in Figure 3.25. In the

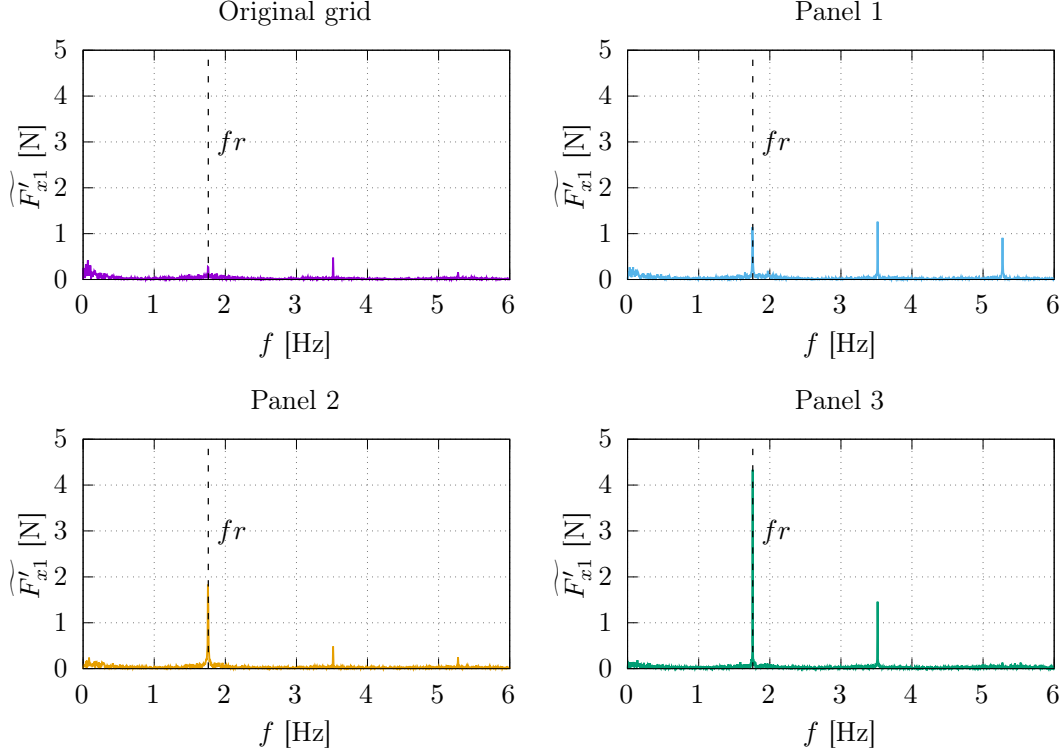


FIGURE 3.24 – Fast Fourier Transform (FFT) of the local load fluctuating part F'_{x1} when the blade rotates at $TSR = 4$.

following, \mathcal{F}_x and \mathcal{U} represent the angular phase average of the corresponding quantities and are only dependent on the angular position θ of the rotor.

For the *Original grid* case, $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ is nearly independent on θ . For the three other cases, $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ varies with the blade angular position : shear velocity profiles impact the phase average of the streamwise load. For *Panels 1* and *3* cases, $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ presents a maximum at $\theta \approx -\pi/4$, which is particularly significant for *Panel 3* case. In fact, this maximum appears just after (in the rotational direction) the position where the blade is at the top dead centre ($\theta = 0$ rad), i.e. where \bar{U} is maximal. The phase average of the streamwise load \mathcal{F}_{x1} obtained for *Panel 1* and *3* cases are similar, even if the magnitude of the angular variation is smaller than in *Panel 1* case. Result obtained for the *Panel 2* case is relatively different from the other cases, with a lower maximum value, which is positioned at $\theta = 0$ rad.

According to these presented results, when the velocity profile is sheared, the link between the blade passing frequency and the phase average streamwise load is more pronounced. Globally, it appears that $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ is maximum near $\theta = 0$ rad and minimum at $\theta = -\pi$ rad, when the velocity reaches the corresponding extrema. In the following, the blade streamwise loads are phase averaged and analysed.

3.2.3.3 Angular correlation between velocity and load variation

In the previous section, the temporal and angular variations of the blade loading have been analysed, for the four cases. This highlights the link between streamwise loads and streamwise velocity which can be expressed as (BANDI 2017 ; BOSSUYT et al. 2017 ; DRUAULT et al. 2022a) :

$$F_{tot}(t) = KU^2(t) \quad (3.7)$$

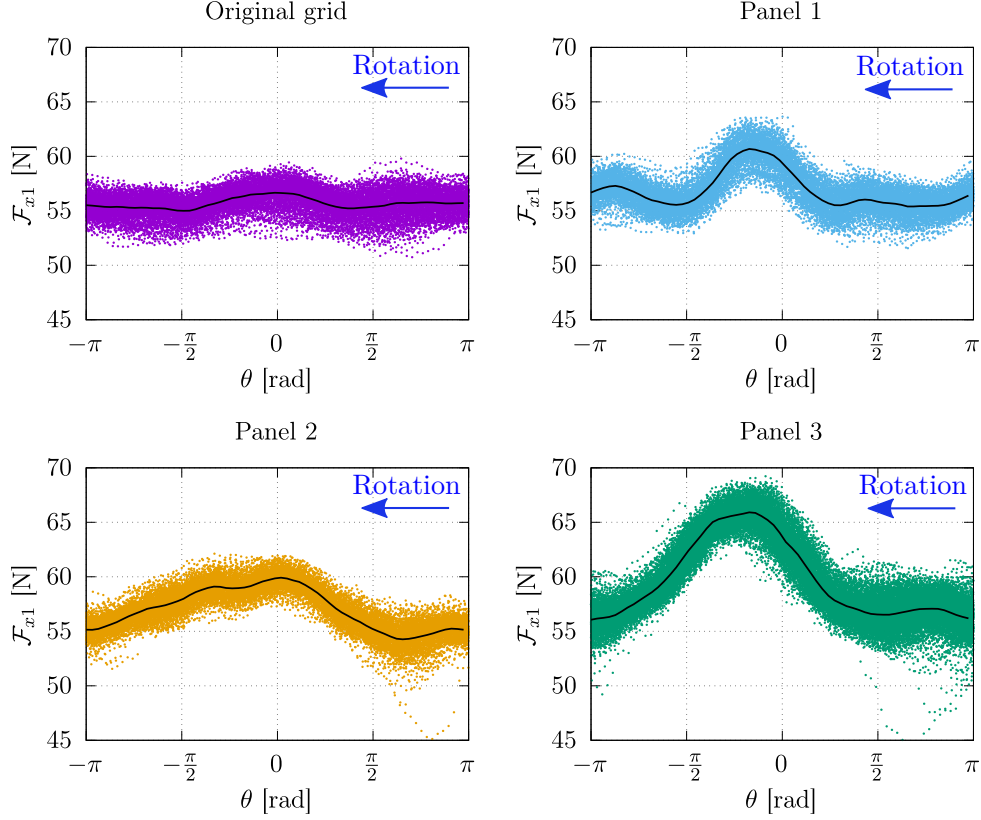


FIGURE 3.25 – Angular repartition of blade 1 load F_{x1} measurement points (in N) when the turbine rotates at $TSR = 4$. The solid line represents its phase average $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$. The direction of rotation is indicated by the blue arrow and corresponds to a negative direction.

where K is assumed to be constant. Using the Reynolds' decomposition, equation 3.7 becomes :

$$F_{tot}(t) = K(\bar{U} + u'(t))^2 \quad (3.8)$$

$$F_{tot}(t) = K(\bar{U}^2 + 2\bar{U}u'(t) + u'^2(t)) \quad (3.9)$$

As measurements are not synchronised, only the time average of the equation is kept :

$$\overline{F_{tot}} = K(\bar{U}^2 + \overline{u'^2}) \quad (3.10)$$

Moreover, it was shown in part 3.2.2.2 that $\sqrt{\overline{u'^2}}$ represents less than 4% of \bar{U} , and can be neglected :

$$\overline{F_{tot}} \approx K\bar{U}^2 \quad (3.11)$$

From that point and as done in the previous section, the focus is made on blade 1 only. Results are however similar for blades 2 and 3. The load-cell which measures the streamwise component of the load F_{x1} measures the integrated pressure exercised by the flow over the blade's surface, from the foot to the tip. This load is thus linked to the variation of the perceived velocity which depends on the angular position of the blade θ . Mathematically, the velocity perceived by the blade $\mathcal{U}(\theta)$ is defined as the time average velocity \bar{U} from LDV measurements integrated on the blade surface, depending on its position θ . To stay consistent with phase average velocity $\mathcal{U}(\theta)$ perceived by blades, the blade streamwise load has to be a phase average : $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$. Equation 3.11 thus becomes :

$$\mathcal{F}_{x1}(\theta) \approx K\mathcal{U}^2(\theta) \quad (3.12)$$

This mathematical link is experimentally studied in the following, to explain the impact of angular velocity variations on the blade load during the rotation.

3.2.3.3.1 Angular velocity perceived by the blade calculation To compare the stream-wise blade phase average load $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ to the squared velocity perceived by the blade $\mathcal{U}^2(\theta)$, this velocity has to be calculated first. LDV measurements have been done over the tank height to obtain time averaged velocity as plotted in Figure 3.19. The velocity is supposed to be constant along the y -axis, thus a 2D velocity cartography is obtained on the rotor plane by extruding the vertical velocity profile (interpolated along z -axis) along y -axis as plotted in Figure 3.26. From this part, we choose the turbine rotation axis as origin of the coordinate system.

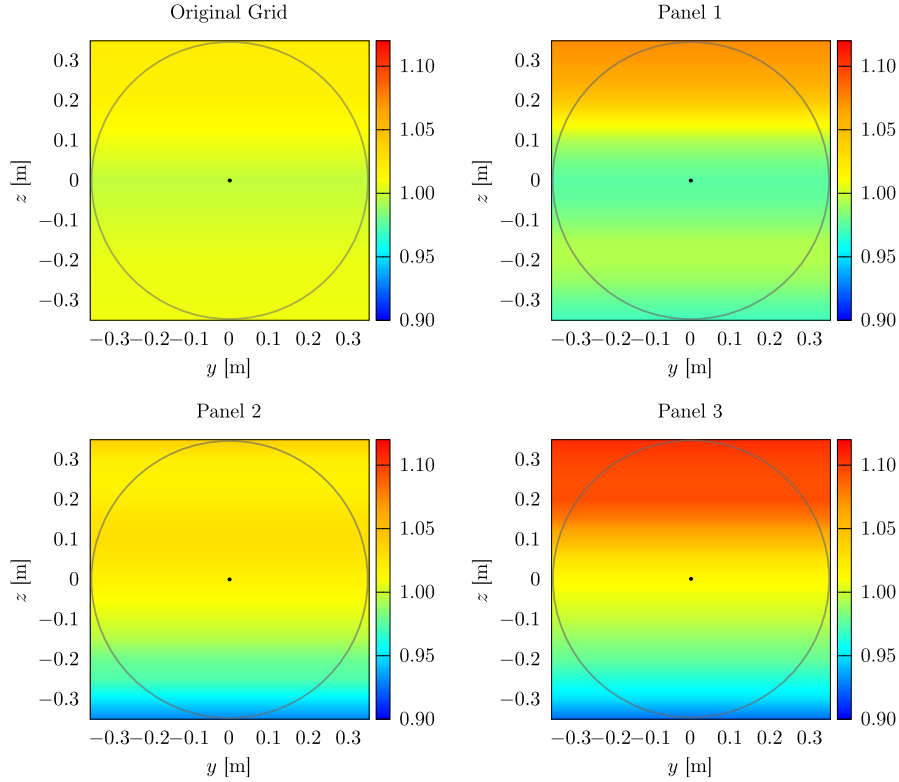


FIGURE 3.26 – Cartography of $\overline{U}(z)$ on the the swept area in the four cases. Note that the origin of the coordinate system move to the centre of the turbine for more simplicity.

The blade rotation angle is noted θ in the following (see Figure 3.27). Then, polar coordinates are used. $\overline{U}(r, \theta) = \overline{U}(z)$ is the velocity in this coordinates system, with $z = r \cos(\theta)$. $\overline{U}(r, \theta)$ is not dependent on y because the assumption has been done that the velocity is constant over y -axis.

To calculate the velocity $\mathcal{U}(\theta)$ perceived by the blade on a revolution, the blade is assumed to be linear, with zero thickness (red dashed line in Figure 3.27). Note that we compared the velocity calculated from the blade surface to the velocity calculated from the blade central line (retain calculation) and that the obtained velocity is almost equal. With these approximations, the velocity perceived by the blade is expressed as :

$$\mathcal{U}(\theta) = \frac{1}{R} \int_0^R \overline{U}(r, \theta) dr \quad (3.13)$$

To numerically calculate $\mathcal{U}(\theta)$, the space is discretised. In cartesian coordinates, $z = z_1 + d_z n_z$ with $z_1 = -0.35$ m. In polar coordinates, $\theta = -\pi + d_\theta n_\theta$ and $r = d_r n_r$, $R = d_r N_r$. The velocity

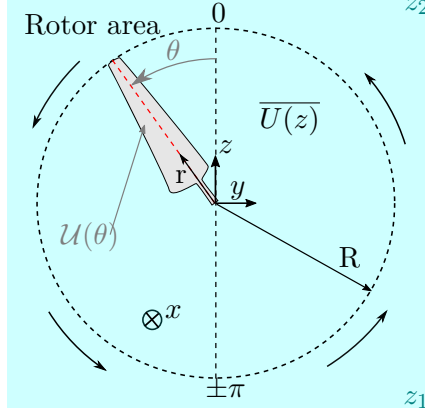


FIGURE 3.27 – Definition of the notation used to calculate the velocity perceived by the blade.

integrated on the blade thus becomes :

$$\mathcal{U}[n_\theta] = \frac{1}{N_r} \sum_{n_r=1}^{N_r} \overline{U[n_r, n_\theta]} \quad (3.14)$$

The incoming velocity in the rotor plane have also to be discretised as function of cartesian and polar coordinates.

$$\begin{aligned} \overline{U[n_z]} &= \overline{U(z_1 + d_z n_z)} \\ \overline{U[n_r, n_\theta]} &= \overline{U(d_r n_r - \pi + d_\theta n_\theta)} \end{aligned}$$

Finally, to have $\overline{U[n_r, n_\theta]} = \overline{U[n_z]}$, n_z has to be equal to : $n_z = \text{int}((n_r d_r \cos(-\pi + d_\theta n_\theta) - z_1) \times d_z)$, with $\text{int}()$ returning the closer integer. This can then be substitute in equation 3.14 to calculate the velocity perceived by the blade \mathcal{U} , as function of its angular position θ .

The quality of calculation of the angular velocity $\mathcal{U}(\theta)$ depends on the assumption that U is homogeneous along the y -axis. This assumption has been verified with previously acquired LDV measurements presented in (GAURIER 2020). A 2D cartography with 38 measurement points overall the turbine swept area has been carried out for the *Original grid* case and for a turbulent and shear case. Looking at the velocity cartographies, the mean velocity variations along the y -axis are small. Then, the velocity $\mathcal{U}(\theta)$ is calculated taking all the measurement points (over the entire rotor area) or just the points of the central line of the rotor and extruding it (as done in this paper). For the *Original grid* case, there is less than 1% difference between $\mathcal{U}(\theta)$ calculated from the central line and $\mathcal{U}(\theta)$ calculated from $\overline{U}(y, z)$. When the flow is sheared and turbulent, the difference is a bit larger : 2.5%. Thus, this assumption is correct and is responsible for less than 3% of error in the estimation of $\mathcal{U}(\theta)$.

The apparent velocities in the reference frame of the blade $\mathcal{U}(\theta)$ are presented in Figure 3.28. This figure shows that, for the three shear cases, the blade encounters different velocities while rotating. The velocity perceived by the blade $\mathcal{U}(\theta)$ is maximum for $\theta = 0$ rad, when the blade is at the top dead centre. For the *Panel 3* case, the velocity increases when the blade goes up, and decreases when the blade goes down. The difference between extreme values of $\mathcal{U}(\theta)$ is 0.09 m/s, which represents almost 10% of the mean value. However, results obtained for the *Panels 1* and *2* cases are more complex : some local peaks appears. A local minimum at $\theta = \pm\pi/2$ rad, i.e. when the blade is horizontally oriented, is observed for *Panel 1* and *Original grid*. At these positions, the entire surface of the blade is in the low-velocity area, observed in Figure 3.26. In the same way, a low-velocity zone appears around to $\theta = 0$ rad for the *Panel 2* case (see Figure

3.19). Consequently, the velocity perceived by the blade stays constant at $\mathcal{U} \simeq 1.02$ m/s, for $\theta \in [-\pi/2; \pi/2]$ rad.

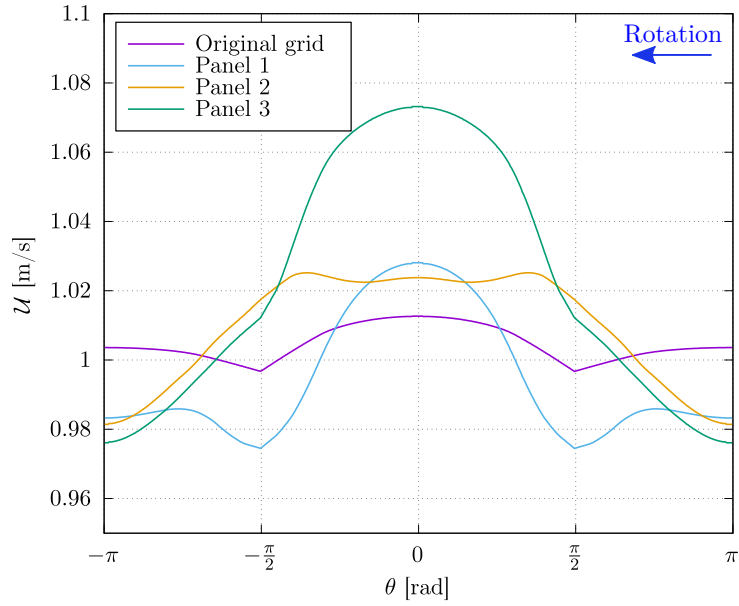


FIGURE 3.28 – $\mathcal{U}(\theta)$ for blade 1 during its rotation, depending on θ . The direction of rotation is indicated by the blue arrow and corresponds to a negative direction.

To help the understanding of the velocity \mathcal{U} evolution, two ideal cases are added. The first case is a perfectly constant velocity profile over the turbine height. The second case is a power-law presented in part 3.2.2.2. These both theoretical profiles with their corresponding measured profiles, i.e. *Original grid* and *Panel 3* cases respectively, are plotted in Figure 3.29.

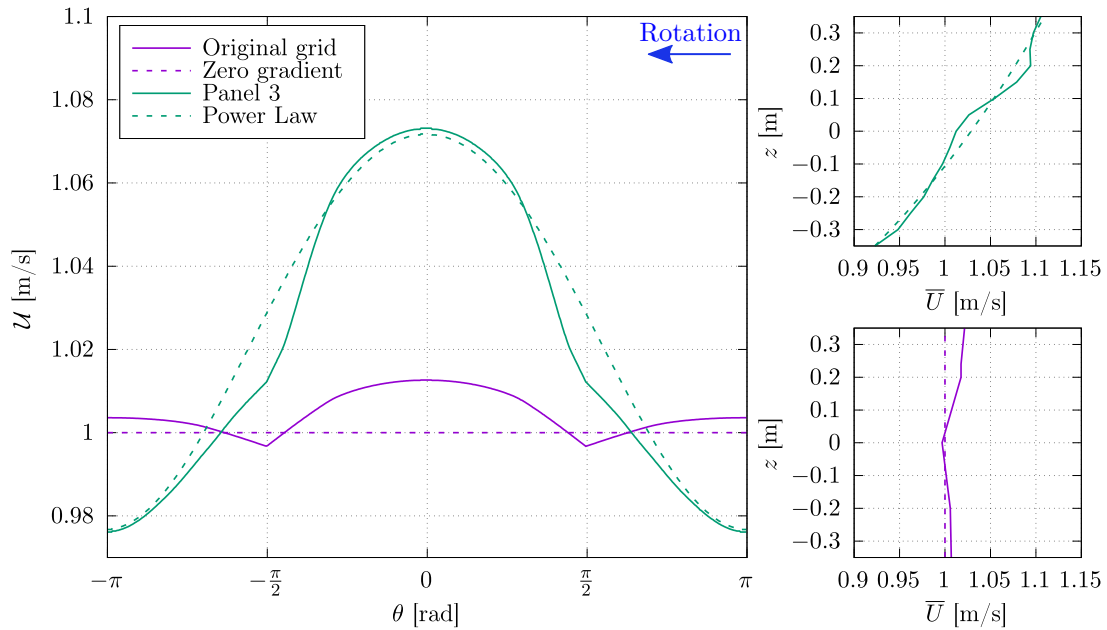


FIGURE 3.29 – Superimposition of $\mathcal{U}(\theta)$ velocities computed from the *Original grid* and *Panel 3* cases and approximations (left). Approximated velocity profiles are also plotted (right). The direction of rotation is indicated by the blue arrow and corresponds to a negative direction.

When comparing $\mathcal{U}(\theta)$ in the case of the *Original grid* and a constant velocity profile (Fi-

gure 3.29), it appears that the *Original grid* creates small variations around $\theta = \pm\pi/2$ rad, which are explained by the low-velocity area around $z = 0$ m. For the *Panel 3* case, the power-law phase averaged velocity is very close to the real one. This approximation is relevant if we focus on the magnitude of variation during the blade rotation. The phenomenons occurring at $\theta = -\pi/2$ rad and $\theta = +\pi/2$ rad are however not present in the power-law variation, because at these angles ($z \approx 0$ m) the velocity profile of *Panel 3* differs from the power-law velocity profile.

The velocity perceived by the blade while rotating varies because there is a vertical gradient. In fact, $\mathcal{U}(\theta)$ is maximal when the blade is oriented towards the surface and minimal when it is oriented towards the bottom. This observation can be made for *Panel 1*, *2* and *3* cases, but there are other local extrema for the *Panel 1* and *2* cases.

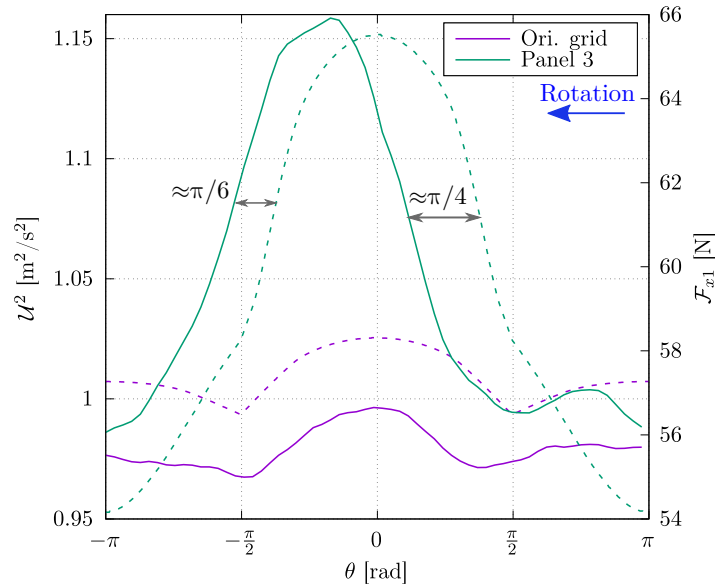


FIGURE 3.30 – Load phase average on blade 1 $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ at $TSR = 4$ (solid line) compared with the squared velocity perceived by blade during its rotation $\mathcal{U}^2(\theta)$ (dashed-line) for *Original grid* and *Panel 3* cases. Horizontal grey arrows show how we estimate upward and downward phase lag. The direction of rotation is indicated by the blue arrow and corresponds to a negative direction.

3.2.3.3.2 Shear flow effect on blade loading Figures 3.30 and 3.31 present the evolution of $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ and $\mathcal{U}^2(\theta)$ for the *Original grid* case and *Panel 1* to *3* cases. For the *Original grid* case, the amplitude of variation of $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ represents 2 N (3% of the mean value $\overline{F_{x1}}$). For the *Panel 3* case, the amplitude of variations of $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ is larger. It represents 10 N that corresponds to 17% of $\overline{F_{x1}}$. For both cases, the behaviour of the loads $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ follows the behaviour of the velocity $\mathcal{U}^2(\theta)$, but a varying phase delay is noticeable when the flow is sheared. For *Panel 3* case, this phase lag appears over the entire revolution and depends on the angular position θ of the studied blade.

Looking at *Panel 1* and *Panel 2* cases (Figure 3.31), the amplitude of variation of load and velocity are smaller than for *Panel 3*, representing approximatively 5 N for the load that corresponds to 9% of $\overline{F_{x1}}$. There are also noticeably less similarities between both quantities but they still have globally a similar behaviour. For the *Panel 1* case, a phase lag between the highest load and the highest velocity is observed as for the *Panel 3* case. A local minima of the velocity appears as well for $\theta = \pm\pi/2$ rad. For $\theta = -\pi/2$ rad, load phase average is synchronised with this velocity local minimum but it is not the case for $\theta = +\pi/2$ rad. A variable phase lag between both quantities appears as for *Panel 3*. For *Panel 2* case, the link between the load phase average and the squared velocity perceived by the blade is not as clear as for the three

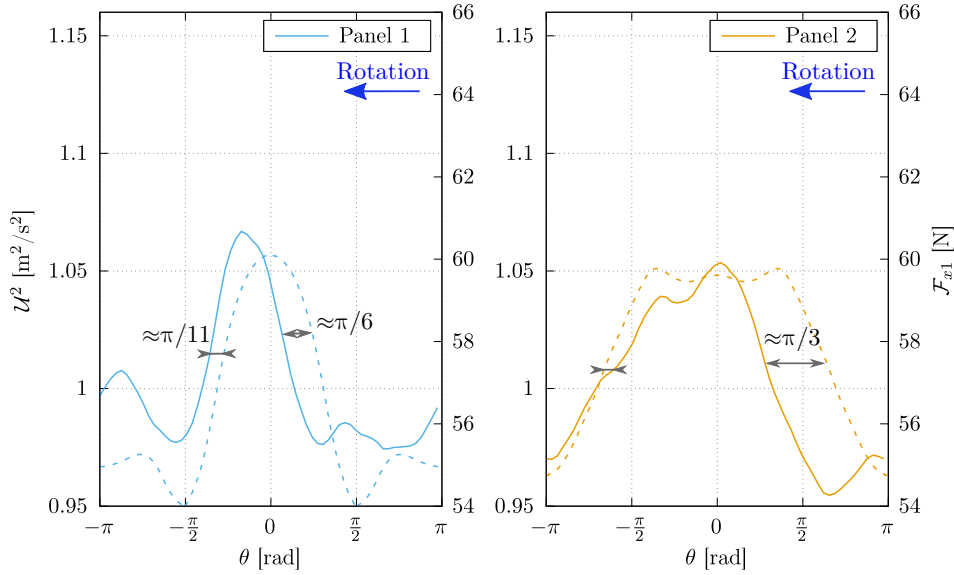


FIGURE 3.31 – Load phase average on blade 1 $\mathcal{F}_x(\theta)$ at $TSR = 4$ (*solid line*) compared with the squared velocity seen by blade during its rotation $\mathcal{U}^2(\theta)$ (*dashed-line*) for *Panel 1* (left) and *Panel 2* (right) cases. Horizontal grey arrows show how we estimate upward and downward phase lag. The direction of rotation is indicated by the blue arrow and corresponds to a negative direction.

other cases. The main behaviour, with a maximum around $\theta \approx 0$ rad and a minimum around $\theta \approx \pm\pi$ rad, remains the same between load and squared velocity. For this case however, a global phase lag is difficult to identify as the shape of the two quantities differs.

These phase lags are then studied as a function of the blade movement. Upward and downward phase lags are read in Figures 3.30 and 3.31 (horizontal grey arrows) and are summed up in table 3.7 for all *Panels* case. When $TSR = 4$, the turbine turns at $\omega = 11$ rad/s. So, the revolution period is 0.57 s. For all cases, the upward phase delay is larger than the downward phase delay. Depending on the case, the upward phase lag can represent up to $1/6^{\text{th}}$ of a revolution. The downward phase lag can represent up to $1/12^{\text{th}}$ of a revolution. This means that the load peak around $\theta = \pi/4$ rad is narrower (extend on a smaller range of θ) than the velocity peak centred around $\theta = 0$ rad.

Case	Upward phase delay	Downward phase delay
Panel 1	$\approx \pi/6$ rad \Leftrightarrow 0.05 s	$\approx \pi/11$ rad \Leftrightarrow 0.03s
Panel 2	$\approx \pi/3$ rad \Leftrightarrow 0.10 s	—
Panel 3	$\approx \pi/4$ rad \Leftrightarrow 0.07 s	$\approx \pi/6$ rad \Leftrightarrow 0.05 s

TABLEAU 3.7 – Phase delay estimation from Figures 3.30 and 3.31.

To go deeper into this phase average comparison, the cross-correlation coefficient is calculated between $\mathcal{F}_x(\theta)$ and $\mathcal{U}^2(\theta)$. For the sheared cases (*Panel 1, 2* and *3*), a mean phase lag is read on the cross-correlation curve looking at the position of the maximum of correlation. These results are summed up in Table 3.8.

For the 3 cases, the maxima of cross-correlation coefficients are above 0.8. So, the phase average loads $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ are very similar to the phase squared velocities perceived by the blade $\mathcal{U}^2(\theta)$. The position of this maximum indicates the phase lag that enables the best similarity

between these two compared quantities to be determined. The phase lag differs between the cases. These global phase lags, calculated from the cross-correlation, do not correspond to the upward and downward phase lag read on the Figures 3.30 and 3.31 (presented in table 3.7) as they are averaged over a revolution. For the *Panel 1* and *Panel 3* cases, a quite good correlation coefficient (≈ 0.9) is obtained between phase average loads and velocities. For the *Panel 2* case, even if velocity and load are less correlated, the signals stay strongly linked. This slightly lower cross-correlation coefficient is something expected looking at Figure 3.31, where the variations of the load are really different from the ones obtained for the velocity. In fact, the *Panel 2* velocity profile leads to more instationarities, explaining this lower correlation, due to its low velocity area at the rotor depth. These results show that the lag between $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ and $\mathcal{U}^2(\theta)$ depends on the shear of the velocity profile.

Case (at $TSR = 4$)	Maximum correlation coefficient ρ_M [-]	Lag at ρ_M [rad]
Panel 1	0.91	$0.3 \approx \pi/10$
Panel 2	0.81	$0.2 \approx \pi/15$
Panel 3	0.88	$0.4 \approx \pi/8$

TABLEAU 3.8 – Angular lag and correlation coefficient between squared velocity and load on blade 1, obtained with a cross-correlation, in the three gradient cases at $TSR = 4$.

For a better understanding of this phase lag phenomenon, $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ is plotted for different TSR and is again compared to $\mathcal{U}^2(\theta)$ for *Panel 3* case (Figure 3.32). This figure shows that, until $TSR4$, the phase lag between $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ and $\mathcal{U}^2(\theta)$ increases when the rotational speed of the turbine increases. Also, when the rotational speed of the turbine increases, the load amplitude increases as well. This exactly corresponds to the thrust coefficient which increases with the TSR . Looking at what happens when the TSR is high, the turbine blade perceives larger load fluctuations at a higher frequency than for lower TSR . Consequently, these two phenomena add up so that it leads to worse the effects for the turbine blade, especially in a material fatigue point of view. Theses conclusions are also observed for *Panel 1* case, but it is less obvious for the *Panel 2* case.

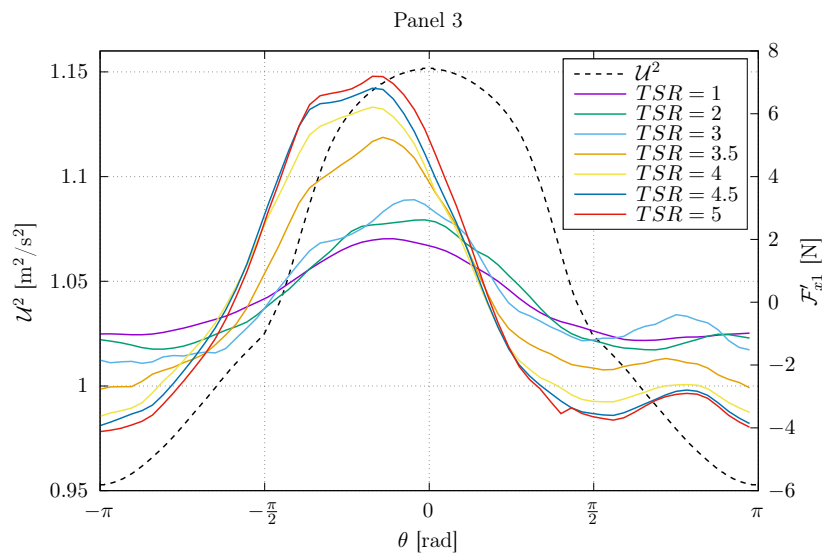


FIGURE 3.32 – Load phase average on blade 1 $\mathcal{F}_x(\theta)$ (solid line) compared with the squared velocity seen by blade during its rotation $\mathcal{U}^2(\theta)$ (dashed-line) for *Panel 3* case.

The phase lag observed between $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ and $\mathcal{U}^2(\theta)$ depends in fact of many parameters. First of all, the velocity profile used to calculate the velocity perceived by the blade have been measured without the turbine in the flow. However, the presence of the turbine strongly modify and slow down the flow in front of it. This speed reduction is directly linked to the solidity of the rotor, so depends on the probability of occurrence of the blades and on the hub geometry. This is thus non homogeneous over the turbine rotor and modifies the incoming velocity profile (GAURIER et al. 2020a; DRUAULT et al. 2022a). Moreover, the turbine drives a part of the surrounding flow in rotation. The flow is deflected from its original direction. This effect has been observed before both numerically and experimentally by PAYNE et al. (2018) and MASON-JONES et al. (2013). The combination of these two effects is called the induction effect of the turbine (MEYER FORSTING 2017).

In concrete more terms, this deflection of the flow by the turbine is certainly dependent on its rotational speed. In addition, the way the flow is slowed down by the solidity of the turbine depends on the incoming flow velocity profile and on the turbine rotational speed. Combining both effects, as they are interdependent, the shape of the velocity profile is homogeneously modified along the r -axis, thus along the y and z -axis. The velocity gradient wrap around the turbine in the rotation direction, toward $-\theta$. The velocity perceived by the blade is thus maximum a bit after $\theta = 0$ rad, so at $\theta < 0$ rad.

The induction effect of the turbine does not however fully explain :

- the evolution of the phase lag between $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ and $\mathcal{U}^2(\theta)$ versus θ ,
- the difference between the θ range width where $\mathcal{F}_{x1}(\theta)$ and $\mathcal{U}^2(\theta)$ are high.

In fact, this reduction of the load peak width is likely due to a combination of the phenomena previously exposed and the fact that the blade's lift evolves during a revolution, due to the apparent velocity of the blade which changes during a revolution. This complex hydrodynamic phenomena are linked to the blade profile, the pitch and the turbine rotational speed and need further investigations to deeper understand these points.

3.2.4 Conclusion

The common generated flow in the IFREMER flume tank presents a low turbulence level, and a uniform vertical velocity profile over the tank height, excepted in the boundary layer. Three grid arrangements, named *Panels*, have been created to modify the vertical velocity profile of the tank, which have been characterized thanks to a 3C LDV system. *Panel 3* recreates a power-law profile ($\alpha = 4$), corresponding to the *in situ* most sheared profiles. The two others, *Panels 1* and *2*, create more complex vertical velocity profiles as they present low-velocity at some specific heights. When looking at these velocity profiles on the area swept by the studied tidal turbine, these four cases are comparable in terms of mean velocity and turbulence intensity level. Thus, it enables the impact of shear incoming velocity profile on a horizontal-axis three-bladed tidal turbine to be studied.

The first step of the study is to evaluate the turbine global performance, using the power coefficient C_p . The calculation of the C_p requires to choose a characteristic velocity. This velocity is generally taken at the hub height, but in our case, velocity profiles are sheared over the rotor height. Thus, the velocity at the centre of the rotor is non-representative of the velocity perceived by the turbine. To overcome this problem, we use an equivalent velocity defined as the velocity averaged on the rotor height pondered by the area swept by blades. We show that, under this assumption, C_p is the same in the four cases, so the shape of the velocity profile does not impact the global turbine performance, providing the mean velocity remains similar in all cases, as it has been found for wind turbines.

Then, the focus is done on the horizontal load F_x on one blade. When the flow is sheared, the time evolution of F_x is partially periodic, and the amplitude of variations increases with the shear. The spectral analysis confirms that load is linked to the turbine rotation cycle as a peak appears at 1 to 3 times the rotation frequency of the turbine. Owing to this link, we calculate

the phase average of F_x . We thus conclude that when the flow is sheared, $\mathcal{F}_x(\theta)$ presents a maximum between $\theta = -\pi/4$ rad and $\theta = 0$ rad which seems to be linked to an azimuthal velocity component due to the blade rotation.

Given that vertical velocity gradient has an impact on blade loading, we investigate the link between velocity perceived by a blade and its corresponding load. To do so, we calculate the velocity perceived by the blade at each rotation angle $\mathcal{U}(\theta)$ from the velocity profile coming from LDV measurements and knowing that $\overline{U(z)}$ is almost constant along the y -axis. First, we show that in the ideal case where the velocity profile follows a power-law, $\mathcal{U}(\theta)$ varies to reach a maximum at $\theta = 0$ rad, with a variation amplitude of 10%. Next, the phase average of load is compared with the squared velocity perceived by the blade, and it appears that the variation of these two quantities are very similar. Consequently, the cross-correlation coefficient between $\mathcal{F}_x(\theta)$ and $\mathcal{U}^2(\theta)$ is calculated. This coefficient reaches maximum value of 0.9 for a phase lag depending on the TSR and the incoming flow velocity profile. The link between the blade load and the squared velocity is thus established even if small differences are present. These differences are related to the turbine induction effects, which slow down the flow in front of the turbine in a inhomogeneous way and put it in rotation, and also to complex hydrodynamic phenomena around the blades.

This study is a first step to understand the effect of shear velocity profiles on tidal turbines. The long-term goal is to estimate, from *in situ* measurements of the velocity profile, the blade load range and the load behaviour as function of the position of the turbine in the flow and of the angular position θ of the blades. To reach this goal, a wider range of conditions have to be tested and compared such as other incoming velocity profiles, with high turbulence level, changes in the solidity (number of blades) of the rotor, not only for horizontal axis tidal turbine. Further studies have to be conducted as well, looking at the changes of velocity profile due to the induction of the turbine, using PIV or LDV measurement just in front of the rotor plane. Moreover, a fatigue study could be led to see how these very frequent and low intensity load fluctuations impact the durability of the turbine blade and make it more sensible to other external solicitations.

3.3 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'étudier les effets des profils verticaux de vitesse sur les chargements moyens et le sillage proche d'un obstacle de fond significatif et sur une hydrolienne tri-pales à axe horizontal. Les quatre profils verticaux utilisés ici sont générés à l'aide d'assemblages de grilles et grillage présentés dans la partie 1.2.

Lorsqu'on étudie les effets de ces profils verticaux sur l'obstacle de fond, il est nécessaire de considérer la vitesse réelle qui impacte l'obstacle. Les résultats montrent que la seule modification majeure est l'augmentation du niveau de turbulence dans la couche cisailée créée par l'obstacle en présence de cisaillement, avec ou sans turbulence. En effet, la présence de profils verticaux cisailés et turbulent ne modifie pas drastiquement les chargements moyens ni la dynamique de l'écoulement moyen proche cylindre. L'augmentation du niveau de fluctuation a lieu à basses fréquences donc sur structures tourbillonnaires de grosse taille. Il faudrait des mesures d'effort plus locales pour relier directement les variations spatiales de chargement au gradient de vitesse vertical.

Lorsqu'on étudie les comportements et évalue les performances d'une hydrolienne tri-pales à axe horizontal, les résultats montrent que la prise en compte du profil de vitesse de l'écoulement qui va impacter le rotor est essentielle. En effet, même si les performances ne sont pas impactées par le gradient de vitesse amont, à condition de le prendre en compte dans le calcul de la vitesse de référence utilisée pour déterminer ces coefficients, les variations de vitesse perçues par les pales se font fortement ressentir sur les chargements de la machine. Plus concrètement, plus le gradient de vitesse est fort sur la hauteur du rotor, plus les chargements sur le rotor fluctuent

au cours d'un tour. De plus, modulo un déphasage différent entre la montée et la descente de la pale, les efforts longitudinaux (perpendiculaires au plan du rotor et parallèles au plan de l'écoulement) perçus par une pale ont exactement le même comportement que la vitesse perçue par la pale. Cette étude permet donc de mettre en évidence les liens forts existant entre la vitesse perçue par la pale et le chargement sur celle-ci. Néanmoins, les interactions entre hydrolienne et écoulement restent complexes à cause de l'effet d'induction et de mise en rotation du fluide par celle-ci, ne permettant pas de calculer directement les efforts sur les pales à partir d'un profil de vitesse donné. Afin d'établir des liens plus précis entre gradient de vitesse et chargements sur les pales de l'hydrolienne, une meilleure compréhension des effets d'induction est nécessaire. Une campagne de mesures LDV 3C à ce sujet est en cours pendant que je rédige ces mots (juillet 2024) et sera analysée par Nabila ASSAYNI et Benoît GAURIER.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale

Outre la réduction indispensable de notre consommation d'énergie, il est nécessaire de la produire la plus proprement possible. Dans ce cadre, les courants de marée constituent une source d'énergie renouvelable intéressante car prévisible. Cependant, leur caractère instationnaire et turbulent rend leur exploitation complexe et nécessite une connaissance fine des conditions de fonctionnement et des sollicitations rencontrées par les hydroliennes. Les mesures *in situ*, partielles, très localisées et ne permettant pas de décrire finement la forte variabilité spatio-temporelle du milieu, nous nous sommes attachés à étudier, en milieu contrôlé, les propriétés hydrodynamique de différents types de sollicitations pouvant être rencontrés dans les sites à haut potentiel hydrolien : courants cisailés, turbulents, en présence ou non de houle. Ces différentes conditions ont été étudiées indépendamment les unes des autres puis en interaction pour déterminer d'éventuels effets cumulés.

En similitude géométrique et de Froude par rapport aux conditions hydrodynamiques rencontrées en Manche, et avec un nombre de Reynolds aussi élevé que possible, ces différentes sollicitations marines sont reproduites, dans le bassin à houle et courant de l'IFREMER, afin de les caractériser finement. Cette caractérisation fine est essentielle pour étudier ensuite leurs interactions réciproques et reproduire plus fidèlement les conditions réelles. Les profils verticaux de vitesse sont générés à l'aide d'assemblages de grilles placés en amont de la veine d'essais, afin de reproduire les cas typiques des sites hydroliens d'Europe. L'un des quatre assemblages de grilles permet de reproduire les cas les plus cisailés, et donc les plus sollicitants, mesurés au Raz Blanchard. Ces différents cas ont été caractérisés en termes de profil moyen et d'intensité turbulente à partir de mesures LDV 3C (*Laser Doppler Velocimetry 3 Composantes*). La dynamique tourbillonnaire présente au Raz-Blanchard, identifiable par des "bouillons" à la surface de l'eau par temps calme, est quant à elle reproduite par l'intermédiaire d'un obstacle de fond. Ce cylindre à base carrée, placé perpendiculairement à l'écoulement, permet de générer dans son sillage de larges structures tourbillonnaires très énergétiques, remontant dans la colonne d'eau. Celles-ci sont émises régulièrement, toutes les 20 s environ en mer (correspondant à un nombre de Strouhal égal à 0.06) et peuvent atteindre la taille d'un rotor d'hydrolienne. La dynamique tourbillonnaire a été caractérisée à partir de mesures PIV (*Particule Image Velocimetry*) dans plusieurs plans horizontaux et verticaux. Ces mesures ont permis de compléter les analyses effectuées par IKHENNICHEU (2019), notamment sur les aspects tri-dimensionnels du sillage. Divers cas de houles générées dans le sens du courant et contre-courant ont été étudiés pour un courant de 0.8 m/s et dans une large gamme de fréquences (de 0.20 Hz à 0.85 Hz) et d'amplitudes (de 20 mm à 110 mm). *In situ*, ces conditions correspondent à des houles de périodes allant de 6 à 22 secondes, couvrant des hauteurs significatives crête-à-creux de 0.8 à 4.5 m pour un courant moyen de 3.5 m/s. Les houles contre-courant permettent de reproduire les conditions moyennes et sévères de Manche tandis que les houles co-courant ne couvrent que la gamme moyenne. Certaines de ces houles, particulièrement les cas avec des périodes moyennes à grandes, c'est-à-dire supérieures à 10 s en mer, impactent fortement les vitesses sur l'ensemble de la colonne d'eau,

constituant des cas d'études privilégiés. Afin de simplifier au maximum l'étude des interactions entre ces différents écoulements, les cas de houles considérés dans ces travaux sont principalement des cas de houle régulière, l'ensemble de ces cas de houle étant décrit en détails, notamment en termes de vitesses orbitales présentes dans la colonne d'eau.

Une étude approfondie des interactions entre le sillage généré par l'obstacle de fond et la houle est ensuite proposée. Les résultats obtenus avec une houle contre-courant sévère de Manche (de fréquence 0.4 Hz et d'amplitude 76 mm en bassin) mettent en évidence des échanges d'énergie significatifs à plusieurs niveaux. Lors de l'initialisation du sillage du cylindre, des tourbillons bien formés sont émis à la fréquence de houle qui est dans ce cas deux fois plus élevée que celle du lâcher tourbillonnaire sans houle. Pendant le développement du sillage dans la colonne d'eau, le transport d'un tourbillon sur deux est renforcé par la houle tandis que l'autre est sans cesse plaqué vers le fond, résultant en un transfert de la majeure partie de l'énergie à la fréquence de houle vers celle du lâcher tourbillonnaire usuel de ce sillage. Cela se caractérise *in fine* par une augmentation de la taille des tourbillons et de leur énergie, renforçant drastiquement, la majorité du temps, la dynamique tourbillonnaire. Avec une houle irrégulière de caractéristiques proches, une amplification de la dynamique tourbillonnaire est également observée, bien que celle-ci soit moins marquée qu'avec la houle régulière. Cette étude, ensuite étendue à l'ensemble des cas de houles évoqués ci-avant, met en évidence trois gammes de fréquences qui conditionnent les effets de la houle sur le sillage du cylindre. De manière générale, les houles de période moyenne à élevée amplifient fortement la dynamique tourbillonnaire du cylindre et ce quelle que soit l'amplitude des vagues. Cette amplification résulte du couplage entre la fréquence de la houle et celle du lâcher tourbillonnaire. Au contraire, les houles de périodes faibles à très faibles n'ont aucun effet sur l'ensemble de la gamme d'amplitude étudiée. Les houles de périodes intermédiaires, quant à elles, modifient le sillage du cylindre dès qu'elles dépassent 1 m crête-à-creux en mer.

L'impact des gradients verticaux de vitesse sur les chargements moyens et le sillage proche d'un obstacle de fond, ainsi que sur le fonctionnement d'une hydrolienne tri-pales à axe horizontal est successivement étudié. Les résultats obtenus montrent que les efforts moyens perçus par l'obstacle et le développement de son sillage sont peu sensibles à la répartition de vitesse amont tant que la vitesse moyenne impactant l'obstacle reste du même ordre de grandeur. Aucun changement majeur sur l'initialisation de la dynamique tourbillonnaire du sillage du cylindre, ni sur sa traînée, n'est observé, le cas de référence comportant lui-même un gradient vertical non négligeable dans la couche limite du fond dans laquelle se trouve le cylindre. Au contraire, les gradients de vitesse ont un fort impact sur les efforts perçus par une hydrolienne tri-pales à axe horizontal. Même si les résultats montrent que ses performances moyennes ne sont pas modifiées, le gradient de vitesse amont doit être pris en compte dans le calcul du coefficient de puissance. De plus, il existe un lien fort entre les fluctuations de vitesse perçue par les pales et ses chargements dans la direction axiale. Cette corrélation est établie à partir de la connaissance de la position angulaire des pales. Ainsi, plus la gamme de vitesse perçue par les pales au cours d'un tour est large, c'est-à-dire plus la différence de la vitesse entre le haut et le bas du rotor est grande, plus les fluctuations des efforts axiaux sont marqués. Ces fluctuations cycliques d'effort ont lieu une fois par tour et sont donc plus fréquentes à mesure que la vitesse de rotation du rotor de l'hydrolienne augmente. Ainsi, plus le point de fonctionnement optimal de l'hydrolienne est à haut TSR, plus les variations de chargement et donc la fatigue sont importantes.

L'ensemble de ces travaux a donc permis d'établir une importante base de données grâce à laquelle nous avons pu caractériser les propriétés spatio-temporelles d'écoulements turbulents et cisailés, en présence ou non de houle, typiques des sites hydroliens. Ces travaux mettent en exergue les principaux phénomènes d'interaction fluide/structure rencontrés sur ces sites et permettent de progresser dans leur compréhension.

Perspectives

Ces travaux ouvrent sur un certain nombre de perspectives. Tout d’abord, la caractérisation fine des différentes sollicitations hydrodynamiques présentes sur les sites hydroliens permettra d’étudier leurs effets sur différents types d’hydroliennes, les premiers cas d’étude ayant été menés durant ces trois dernières années, notamment lors des travaux de doctorat de Martin Moreau portant sur l’hydrolienne à axe vertical OceanQuest d’HydroQuest (MOREAU 2023). Ces conditions d’essais pourront également être utilisées pour d’autres projets hydroliens (d’HydroQuest et de Sabella notamment). Ces travaux ont également permis de mieux comprendre les interactions houle – courant en général et plus particulièrement en bassin d’essais, et de constituer une base d’une vingtaine de cas de houle de référence avec un courant fort. À ce jour, deux cas de houle complémentaires à basse fréquence sont en cours de caractérisation pour la compléter. Il permettront d’ajouter, à ces cas de référence, deux cas de houle de même fréquence, de même amplitude de fluctuation de vitesse à mi-colonne d’eau mais de direction opposée.

Concernant l’étude des interactions entre le sillage généré par l’obstacle de fond et la houle, trois perspectives majeures se distinguent. Tout d’abord, les trois gammes de période définies dans le chapitre 2 sont basées sur l’étude de cas discrets. Pour les consolider, une étude paramétrique avec davantage d’amplitude et de basses fréquences de houle serait nécessaire. Cela permettra également de mieux comprendre les couplages potentiels entre la fréquence de la houle et celle du lâcher tourbillonnaire. D’autre part, la vitesse du courant incident modifie la fréquence de lâcher tourbillonnaire de l’obstacle qui a lieu à un nombre de Strouhal donné. Quand la vitesse du courant augmente, la fréquence du lâcher tourbillonnaire augmente également, ce qui devrait modifier la gamme de fréquences de houle avec laquelle celle-ci interagit. Dans ce cas, des houles de plus hautes fréquences pourraient avoir de l’impact sur le sillage de l’obstacle, si bien que toute la gamme de houle rencontrée en Manche serait à étudier finement en présence d’un obstacle générant des structures tourbillonnaires énergétiques. Finalement, pour compléter cette étude, davantage de cas de houles irrégulières doivent être étudiés.

Concernant l’étude des effets des gradients verticaux de vitesse sur l’obstacle de fond et l’hydrolienne, deux perspectives majeures sont à considérer. Ces travaux sur une hydrolienne à axe horizontal mettent en évidence que l’étude poussée des effets d’induction et de mise en rotation de l’écoulement par le rotor est essentielle pour la compréhension de la réponse des hydroliennes aux conditions hydrodynamiques variables spatio-temporellement. Ces travaux posent également la question du lien entre la géométrie du rotor et sa sensibilité à l’écoulement. Le choix de la technologie utilisée, à axe vertical ou horizontal, est également à prendre en considération avec le projet de ferme pilote HydroQuest dans le Raz Blanchard. D’autres paramètres sont à prendre en compte comme notamment la solidité du rotor et le design des pales.

Finalement, les effets déjà marqués du gradient de vitesse amont sur les chargements de l’hydrolienne, et les études précédentes durant lesquelles l’hydrolienne avait été soumise au sillage du cylindre, montrent l’importance d’étudier ses comportements dans le sillage du cylindre en présence de houle.

Annexe A

Adimensionnalisation des champs de vitesse

Cette annexe a pour objectif de justifier l'adimensionnalisation des champs de vitesse permettant de caractériser le sillage du cylindre par la vitesse incidente amont à $z = 2H = 0.5$ m dans le plan $y0$ (mesurée à l'aide de la LDV 3C en $x = 0$ sans cylindre). Pour rappel, l'adimensionnalisation a pour but de permettre la comparaison des grandeurs caractéristiques du sillage du cylindre entre des cas où la vitesse incidente diffère. Elle est réalisée directement sur les vitesses instantanées, avant tout traitement, comme suit :

$$U^*(x, y, z, t) = U(x, y, z, t) / \overline{U(z = 2H)} \quad ; \quad W^*(x, y, z, t) = W(x, y, z, t) / \overline{U(z = 2H)}$$

Pour valider la pertinence de cette adimensionnalisation, on compare les données issues de deux campagnes PIV avec des vitesses incidentes différentes dans la configuration usuelle du bassin (*Original grid*). Les données avec une vitesse de consigne égale à $U_\infty = 0.8$ m/s proviennent de la campagne de mesures utilisée dans le chapitre 2 tandis que celles à $U_\infty = 1.0$ m/s proviennent de la campagne de mesures utilisée dans le chapitre 3 (mesures faites avec l'ancien système PIV). Quand $U_\infty = 0.8$ m/s, on normalise les champs de vitesse par $\overline{U(z = 2H)} = 0.78$ m/s et quand $U_\infty = 1.0$ m/s, on normalise les champs de vitesse par $\overline{U(z = 2H)} = 0.99$ m/s. Pour que la adimensionnalisation soit valide, il faut alors retrouver des moments statistiques d'ordre 1 et 2 et des PSDs similaires après adimensionnalisation.

Les figures A.1 et A.2 présentent les vitesses moyennes adimensionnées dans les deux cas. Sur ces figures, la seule différence clairement visible se trouve au niveau de l'accélération de l'écoulement au-dessus du cylindre et de la couche cisailée. L'origine la plus probable de cette différence réside dans la qualité moyenne des données PIV dans le cas où $U_\infty = 1.0$ m/s (cf. commentaires des figures 3.7 et 3.8 partie 3.1.2). Mis à part cet écart mineur, aucune différence significative n'apparaît.

Les figures A.3 et A.4 présentent le terme croisé du tenseur de Reynolds et l'énergie cinétique turbulente pour les deux cas. Les figures obtenues pour $U_\infty = 1.0$ m/s montrent les mêmes résultats que pour $U_\infty = 0.8$ m/s mis à part dans le coin haut à gauche de la figure à cause de bruit issu des mesures. Outre cela, le champ d'énergie cinétique turbulente comporte moins d'énergie au-dessus du cylindre dans le cas avec la vitesse incidente la plus faible (diminution d'environ 35%). À $x = 1.0$ m, la hauteur de la zone de haute énergie cinétique turbulente est également un peu plus faible (< 20%) mais leur niveau maximum d'énergie est équivalent tout comme la hauteur de la limite supérieure de cette zone.

La comparaison de ces résultats, obtenus à deux vitesses d'écoulement différentes, est ici possible uniquement parce que ces mesures sont adimensionnées. Sans cette adimensionnalisation, la comparaison des résultats n'aurait pas été faisable en raison des différences trop importantes entre les valeurs dimensionnelles.

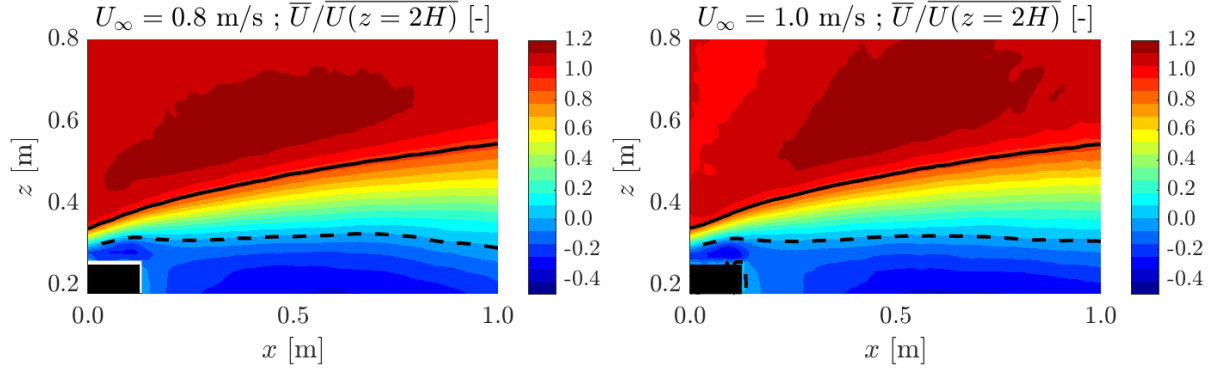


FIGURE A.1 – Cartographie de la vitesse longitudinale moyenne $\overline{U}(x, z)$ adimensionnée, issue de mesures PIV pour la configuration *Original grid* à $U_\infty = 0.8$ m/s et $U_\infty = 1.0$ m/s.

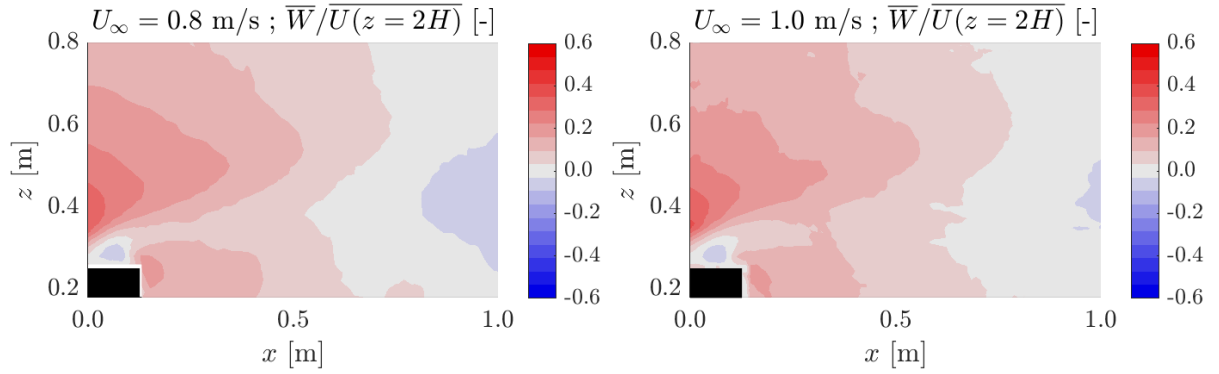


FIGURE A.2 – Cartographie de la vitesse verticale moyenne $\overline{W}(x, z)$ adimensionnée, issue de mesures PIV pour la configuration *Original grid* à $U_\infty = 0.8$ m/s et $U_\infty = 1.0$ m/s.

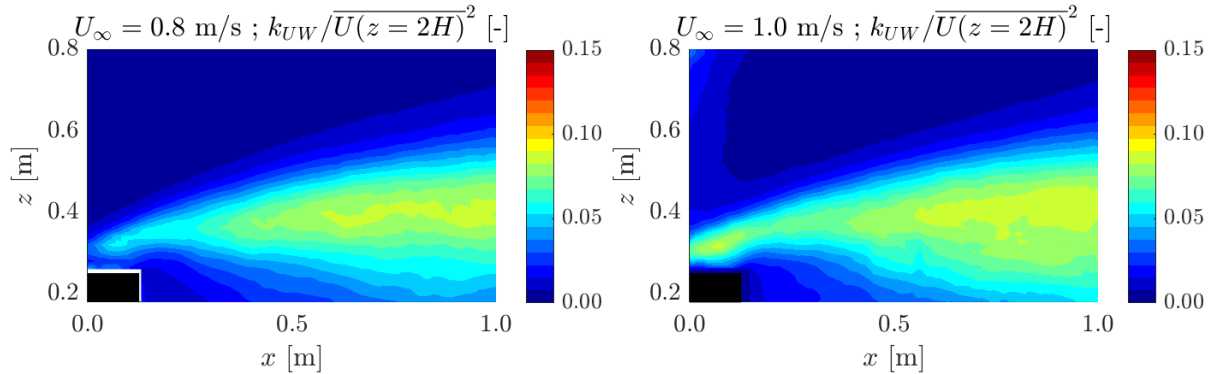


FIGURE A.3 – Cartographie de l'énergie cinétique turbulente 2D : $k_{UW}(x, z) = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{w'^2})$ adimensionnée pour la configuration *Original grid* à $U_\infty = 0.8$ m/s et $U_\infty = 1.0$ m/s.

Le deuxième point sur lequel les effets de la adimensionnalisation sont à vérifier est le niveau des PSDs et le nombre de Strouhal caractéristique de ce sillage. La figure A.5 présente les PSDs du u' (gauche) et w' (droite) non adimensionnées et en fonction de la fréquence. Dans ce cas, les spectres à la vitesse incidente élevée contiennent légèrement plus d'énergie et sont décalés vers les hautes fréquences. Cela est bien mis en évidence par la partie inertielle de ces spectres où les courbes associées aux deux cas sont visibles distinctement.

La figure A.6 présente ces spectres calculés avec les composantes de vitesses fluctuantes adimensionnées et la fréquence adimensionnée en nombre de Strouhal, défini comme $St = fH/\overline{U}(z = 2H)$. Dans ce cas, la partie inertielle des spectres se superpose bien, même le spectre

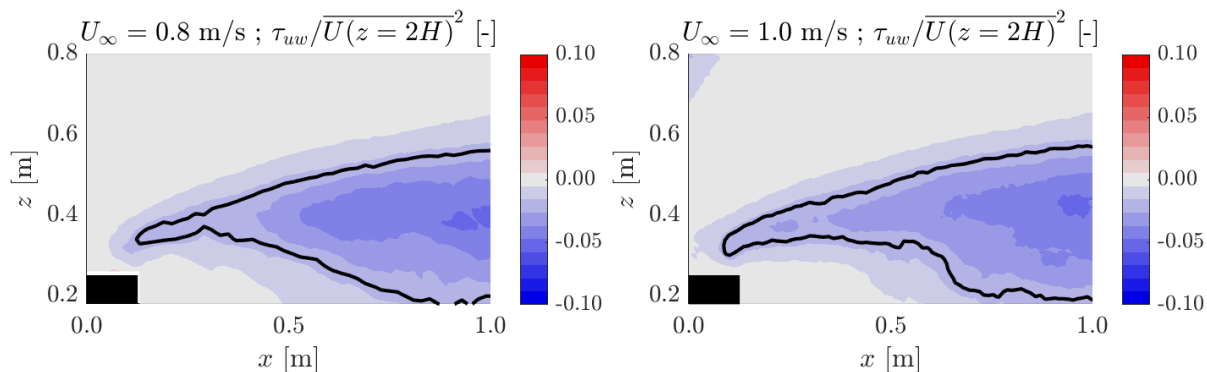


FIGURE A.4 – Cartographie de la tension de cisaillement du tenseur de Reynolds $\tau_{uw}(x, z) = \overline{u'w'}$ adimensionnée pour la configuration *Original grid* à $U_\infty = 0.8$ m/s et $U_\infty = 1.0$ m/s.

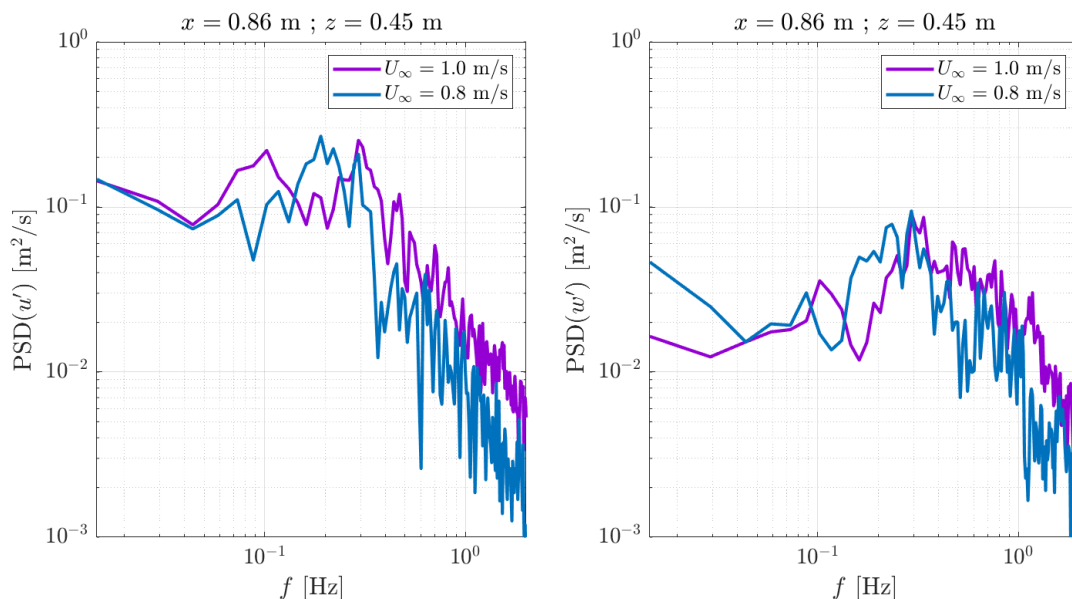


FIGURE A.5 – PSDs des vitesses fluctuantes PIV en un point en fonction de la fréquence pour la configuration *Original grid* à $U_\infty = 0.8$ m/s et $U_\infty = 1.0$ m/s.

du cas $U_\infty = 1.0$ m/s comporte davantage de pics. À basses fréquences, l'allure des spectres se ressemble, bien que le cas $U_\infty = 1.0$ m/s contienne légèrement plus d'énergie. De plus, ces spectres sont issus de mesures réalisées à $x = 0.86$ m et $z = 0.45$ m, une position proche du cylindre. C'est la raison pour laquelle la fréquence de lâcher tourbillonnaire n'est pas précise et bien apparente sur les spectres. On observe néanmoins des pics à basse fréquence autour de $St = 0.06$, correspondant à ces décrochements.

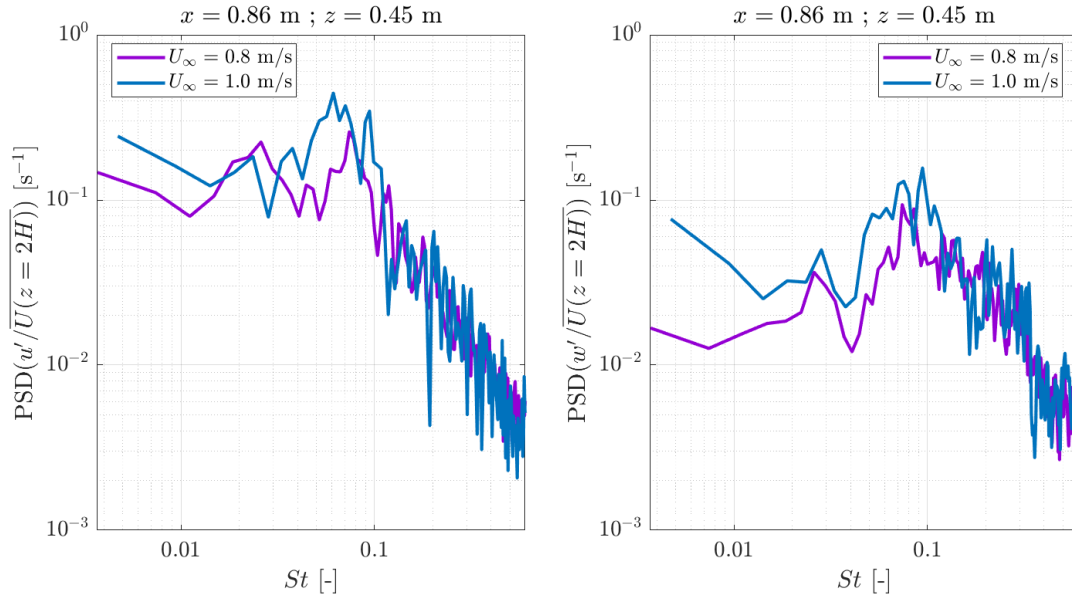


FIGURE A.6 – PSDs des vitesses fluctuantes PIV adimensionnée par $\overline{U}(z = 2H)$ en un point en fonction du nombre de Strouhal pour la configuration *Original grid* à $U_\infty = 0.8$ m/s et $U_\infty = 1.0$ m/s.

En résumé, malgré les légers écarts sur les fluctuations de vitesse, qui sont notamment liés aux temps d'acquisitions relativement courts par rapport au caractère très turbulent de l'écoulement étudié, cette adimensionnalisation permet que les moments d'ordre 1 et 2 et les PSDs soit du même ordre de grandeur pour des vitesses incidentes entre 0.8 m/s et 1.0 m/s. Il est ainsi possible de comparer la dynamique du sillage du cylindre avec des vitesses incidentes amont différentes, comme lorsque le générateur de houle et la plage d'amortissement sont immergés.

Annexe B

Validation des données PIV 12 bits low et $\Delta t = 900 \mu s$

Cette annexe a pour objectif de valider l'utilisation des données PIV acquises avec le système PIV partiellement mal paramétré. Pour ce faire, les moments statistiques d'ordre 1 et 2 issus de ces données filtrées sont comparés aux mêmes quantités calculées sur des données mesurées ultérieurement avec le système PIV correctement paramétré. Ces soucis de paramétrage concernent deux paramètres :

- le temps inter-image Δt était trop faible comparé à la taille de la fenêtre d'interrogation utilisée pour le calcul des vitesses ;
- le paramètre "well capacity", présent uniquement lorsque que le codage du niveau gris se fait sur 12 bits (inconnu au moment de l'acquisition). Ce paramètre indique quelle quantité d'électron peut contenir chaque cellule du pixel (DANTEC DYNAMICS 2019). En mode "low", les niveaux de gris sont aussi discrétisés qu'en 16 bits mais couvrent une toute petite partie de la gamme de couleur (6.25%). En mode "high", les niveaux de gris sont moins discrétisés (16 fois moins) et couvre l'entièreté de la gamme de couleur.

Dans le cas des données acquises avec le système PIV mal paramétré, le temps inter-image était égal à $\Delta t = 900 \mu s$ (déplacement des particules de l'ordre du pixel entre deux images d'une paire) et la caméra était en 12 bits avec une "well capacity low" donc avec des images à faible contraste. Pour la deuxième campagne, réalisée sur quelques cas pour estimer l'erreur faite en utilisant ces données de piètre qualité, le temps inter-image était égal à $\Delta t = 4000 \mu s$ – le pic de corrélation croisée arrivant au quart de la fenêtre ($64 \times 64 \text{ px}^2$) pour les vitesses les plus hautes – et les niveaux de gris étaient codés sur 16 bits (pas de paramètre "well capacity"). Dans les deux cas, il s'agit de mesure dans le sillage du cylindre soumis à la houle co-courant $f040 L$ fol.

La figure B.1 présente des signaux temporels de u' en $(x, z) = (2.0 \text{ m}, 0.5 \text{ m})$ pour les données mal paramétrées brutes, filtrées et les données bien paramétrées. Tout d'abord, en comparant les données brutes avec les mauvais paramètres d'acquisition à celles de bonne qualité, on voit que le signal u' est bien plus bruité avec le mauvais paramétrage qu'avec le bon, mais que les comportements temporels semblent similaires. En filtrant les données issues des mesures mal paramétrées à l'aide d'un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure de 2 Hz (en bleu sur la figure), le signal u' devient plus lisse, avec un comportement toujours proche du cas de référence mais sans les fluctuations haute fréquence cette fois-ci. On choisit de garder ce mode de filtrage pour la suite et on compare les données mal paramétrées et filtrées aux données de référence.

Les figures B.2 et B.3 présentent 4 profils des vitesses moyennes longitudinales et verticales, pour les données filtrées et les données de références. Sur ces figures, les données issues des deux campagnes donnent exactement les mêmes vitesses moyennes donc l'utilisation des données bruitées filtrées est acceptable pour les moments de 1^{er} ordre.

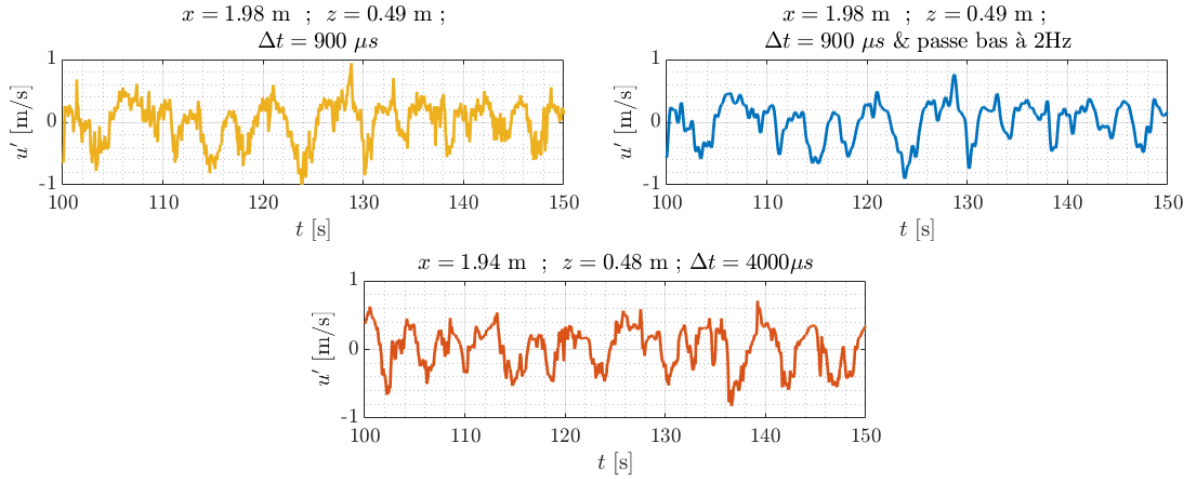


FIGURE B.1 – Composante fluctuante de la vitesse longitudinale. Jaune : pour les données bruitées brutes. Bleu : pour les données bruitées filtrées. Orange : pour les données de références.

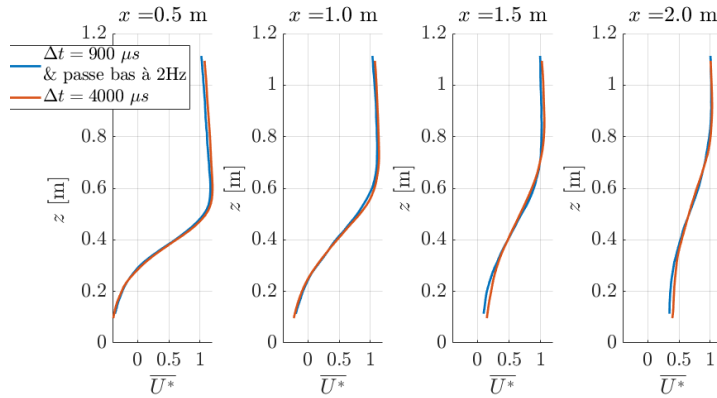


FIGURE B.2 – Profils de vitesse moyenne longitudinale normalisée par U_{ref} (donnée dans le tableau 2.3) à quatre positions x dans le sillage du cylindre soumis au cas de houle co-courant $f040 L$ fol. Bleu : Données bruitées et filtrées. Orange : Données de références, issues des mesures bien paramétrées.

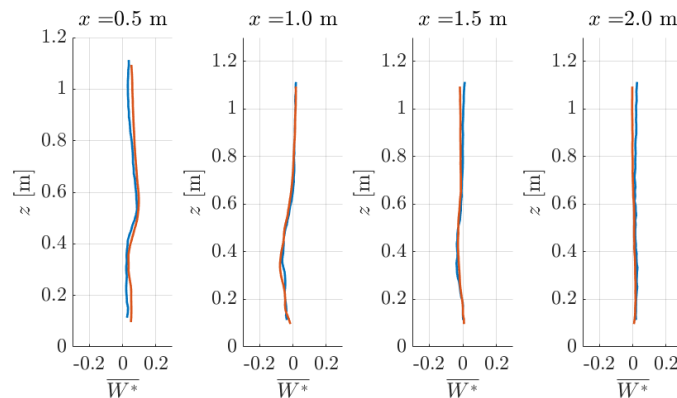


FIGURE B.3 – Profils de vitesse moyenne verticale normalisée par U_{ref} (donnée dans le tableau 2.3) à quatre positions x dans le sillage du cylindre soumis au cas de houle co-courant $f040 L$ fol. Bleu : Données bruitées et filtrées. Orange : Données de références, issues des mesures bien paramétrées.

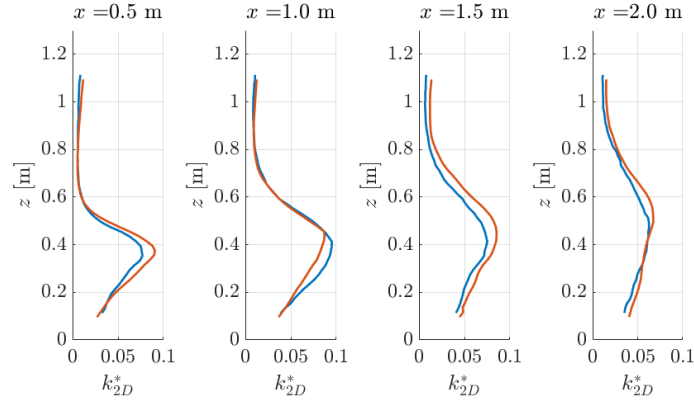


FIGURE B.4 – Profils d'énergie cinétique turbulente 2D normalisé par U_{ref}^2 (donnée dans le tableau 2.3) à quatre positions x dans le sillage du cylindre soumis au cas de houle co-courant $f040 L$ fol. Bleu : Données bruitées et filtrées. Orange : Données de références, issues des mesures bien paramétrées.

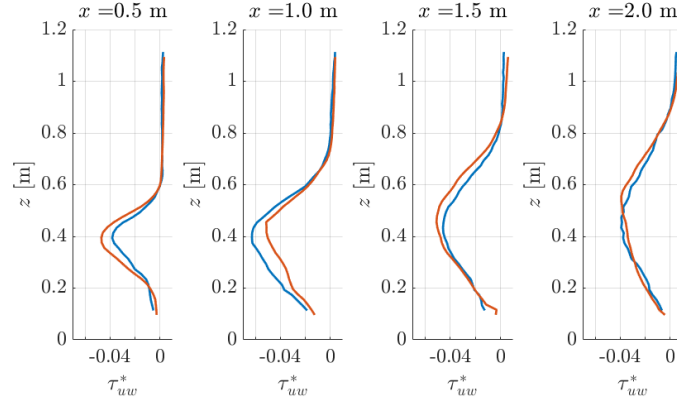


FIGURE B.5 – Profils de tension de cisaillement normalisée par U_{ref}^2 (donnée dans le tableau 2.3) à quatre positions x dans le sillage du cylindre soumis au cas de houle co-courant $f040 L$ fol. Bleu : Données bruitées et filtrées. Orange : Données de références, issues des mesures bien paramétrées.

Les figures B.4 et B.5 présentent 4 profils d'énergie cinétique turbulente 2D et de tension de cisaillement. Les niveaux obtenus avec les données filtrées sont jusqu'à 25% plus faible qu'avec les données de référence, mais les répartitions spatiales sont identiques. Comme les PSD sont identiques entre les deux cas à basse fréquence (figure B.6), cela s'explique principalement par la non-contribution des hautes fréquences dans le calcul du niveau de turbulence.

En résumé, il est possible de travailler avec les données acquises avec le système PIV mal paramétré, filtrées avec un filtre passe-bas à 2 Hz, à condition de se concentrer sur le contenu énergétique basse fréquence.

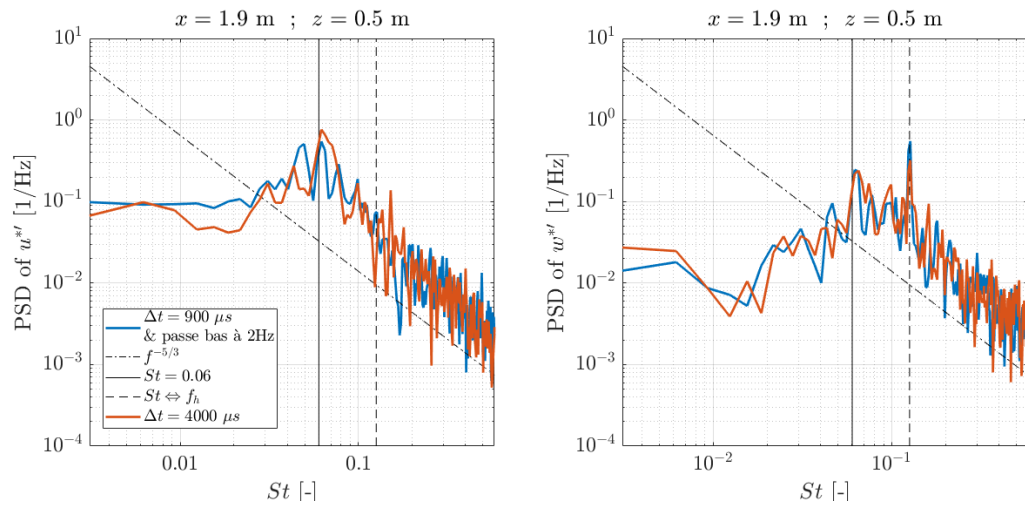


FIGURE B.6 – Densité spectrale de puissance dans le sillage du cylindre soumis au cas de houle co-courant $f040 L$ fol.

Bibliographie

- AHMED, U., D. D. APSLEY, I. AFGAN, T. STALLARD et P. K. STANSBY (2017). “Fluctuating loads on a tidal turbine due to velocity shear and turbulence : Comparison of CFD with field data”. In : *Renewable Energy* 112, p. 235-246. DOI : [10.1016/j.renene.2017.05.048](https://doi.org/10.1016/j.renene.2017.05.048).
- ANTONIOU, I., S. M. PEDERSEN et P. B. ENEVOLDSEN (2009). “Wind shear and uncertainties in power curve measurement and wind resources”. In : *Wind Engineering* 33.5, p. 449-468. DOI : [10.1260/030952409790291208](https://doi.org/10.1260/030952409790291208).
- Aqua-RET*. URL : <https://www.aquaret.com/index-2.html> (visité le 11/05/2023).
- BADDOUR, E. et S. SONG (1990). “On the interaction between waves and currents”. In : *Ocean Engineering* 17.1-2, p. 1-21. DOI : [10.1016/0029-8018\(90\)90011-T](https://doi.org/10.1016/0029-8018(90)90011-T).
- BADSHAH, M., S. BADSHAH, J. VANZWIETEN, S. JAN, M. AMIR et S. A. MALIK (2019). “Coupled fluid-structure interaction modelling of loads variation and fatigue life of a full-scale tidal turbine under the effect of velocity profile”. In : *Energies* 12.11. DOI : [10.3390/en12112217](https://doi.org/10.3390/en12112217).
- BAILLY DU BOIS, P., F. DUMAS, M. MORILLON, L. FURGEROT, C. VOISEUX, E. POIZOT, Y. MÉAR et A. C. BENNIS (2020). “The Alderney Race : general hydrodynamic and particular features”. In : *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences* 378.2178, p. 20190492. DOI : [10.1098/rsta.2019.0492](https://doi.org/10.1098/rsta.2019.0492).
- BANDI, M. M. (2017). “Spectrum of Wind Power Fluctuations”. In : *Physical Review Letters* 118.2, p. 1-5. DOI : [10.1103/PhysRevLett.118.028301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.028301).
- BARMAN, K., K. DEBNATH et B. S. MAZUMDER (2016). “Turbulence between two inline hemispherical obstacles under wave-current interactions”. In : *Advances in Water Resources* 88, p. 32-52. DOI : [10.1016/j.advwatres.2015.12.001](https://doi.org/10.1016/j.advwatres.2015.12.001).
- BENNIS, A. C., P. BAILLY DU BOIS, F. DUMAS, C. LATHUILLIÈRE, F. ADONG et J.-F. FILIPOT (2018). “Towards a realistic numerical modelling of wave-current-turbulence interactions in Alderney Race”. In : *2018 OCEANS - MTS/IEEE Kobe Techno-Oceans (OTO)*, p. 1-7. DOI : [10.1109/OCEANSKOB.2018.8558790](https://doi.org/10.1109/OCEANSKOB.2018.8558790).
- BENNIS, A. C., L. FURGEROT, P. BAILLY DU BOIS, E. POIZOT, Y. MÉAR et F. DUMAS (2022). “A winter storm in Alderney Race : Impacts of 3D wave-current interactions on the hydrodynamic and tidal stream energy”. In : *Applied Ocean Research* 120, p. 103009. DOI : [10.1016/j.apor.2021.103009](https://doi.org/10.1016/j.apor.2021.103009).
- BEST, J. (2005). “The fluid dynamics of river dunes : A review and some future research directions”. In : *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* 110.4, p. 1-21. DOI : [10.1029/2004JF000218](https://doi.org/10.1029/2004JF000218).
- BLACKMORE, T., L. E. MYERS et A. S. BAHAJ (2016). “Effects of turbulence on tidal turbines : Implications to performance, blade loads, and condition monitoring”. In : *International Journal of Marine Energy* 14, p. 1-26. DOI : [10.1016/j.ijome.2016.04.017](https://doi.org/10.1016/j.ijome.2016.04.017).
- BOSSUYT, J., C. MENEVEAU et J. MEYERS (2017). “Wind farm power fluctuations and spatial sampling of turbulent boundary layers”. In : *Journal of Fluid Mechanics* 823, p. 329-344. DOI : [10.1017/jfm.2017.328](https://doi.org/10.1017/jfm.2017.328).
- BOUGIS, J. (1993). *Les houles périodiques simples*. Rapp. tech. Université de Toulon et du Var. URL : <https://www.scs-ingenierie.com/pdf/cours/Houles.pdf>.
- BREVIK, I. et A. BJØRN (1979). “Flume experiment on waves and currents. I. Rippled bed”. In : *Coastal Engineering* 3.C, p. 149-177. DOI : [10.1016/0378-3839\(79\)90019-X](https://doi.org/10.1016/0378-3839(79)90019-X).

- CALHOUN, R. J. et R. L. STREET (2001). “Turbulent flow over a wavy surface : Neutral case”. In : *Journal of Geophysical Research : Oceans* 106.C5, p. 9277-9293. DOI : [10.1029/2000jc900133](https://doi.org/10.1029/2000jc900133).
- CHEN, Y. L., J. B. HUNG, S. L. HSU, S. C. HSIAO et Y. C. WU (2014). “Interaction of water waves and a submerged parabolic obstacle in the presence of a following uniform/shear current using RANS model”. In : *Mathematical Problems in Engineering* 2014. DOI : [10.1155/2014/896723](https://doi.org/10.1155/2014/896723).
- DREAL BASSE-NORMANDIE (2012). *Determination du potentiel hydrolien en Basse-Normandie*. Rapp. tech. URL : http://www.etudes-normandie.fr/upload/crnb\{}_cat/1/354\{}_1350\{}_ET31\{}_4.pdf.
- DANTEC DYNAMICS (2019). *DynamicStudio User's Guide*. Rapp. tech., p. 1029.
- DRAYCOTT, S., A. NAMBIAR, B. SELLAR, T. DAVEY et V. VENUGOPAL (2019a). “Assessing extreme loads on a tidal turbine using focused wave groups in energetic currents”. In : *Renewable Energy* 135, p. 1013-1024. DOI : [10.1016/j.renene.2018.12.075](https://doi.org/10.1016/j.renene.2018.12.075).
- DRAYCOTT, S., G. PAYNE, J. STEYNOR, A. NAMBIAR, B. SELLAR et V. VENUGOPAL (2019b). “An experimental investigation into non-linear wave loading on horizontal axis tidal turbines”. In : *Journal of Fluids and Structures* 84, p. 199-217. DOI : [10.1016/j.jfluidstructs.2018.11.004](https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2018.11.004).
- DRUAULT, P., B. GAURIER et G. GERMAIN (2022a). “Spatial integration effect on velocity spectrum : Towards an interpretation of the - 11/3 power law observed in the spectra of turbine outputs”. In : *Renewable Energy* 181, p. 1062-1080. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.renene.2021.09.106>.
- DRUAULT, P. et G. GERMAIN (2022b). “Stochastic estimation of turbine power fluctuations from incoming velocity measurements in front of a scaled tidal turbine”. In : *Submitted to Renewable Energy*.
- DURÁN MEDINA, O., F. G. SCHMITT, R. CALIF, G. GERMAIN et B. GAURIER (2017). “Turbulence analysis and multiscale correlations between synchronized flow velocity and marine turbine power production”. In : *Renewable Energy* 112, p. 314-327. DOI : [10.1016/j.renene.2017.05.024](https://doi.org/10.1016/j.renene.2017.05.024).
- EBDON, T., M. J. ALLMARK, D. M. O'DOHERTY, A. MASON-JONES, T. O'DOHERTY, G. GERMAIN et B. GAURIER (2020). “The impact of turbulence and turbine operating condition on the wakes of tidal turbines”. In : *Renewable Energy* 165, p. 96-116. DOI : [10.1016/j.renene.2020.11.065](https://doi.org/10.1016/j.renene.2020.11.065).
- FILIPOT, J.-F., M. PREVOSTO, C. MAISONDIEU, M. LE BOULLUEC et J. THOMSON (2015). “Wave and turbulence measurements at a tidal energy site”. In : *IEEE/OES Current, Waves and Turbulence Measurement (CWTM)*. DOI : [10.1109/CWTM.2015.7098128](https://doi.org/10.1109/CWTM.2015.7098128).
- FURGEROT, L., P. B. DU BOIS, Y. MÉAR, M. MORILLON, E. POIZOT et A. C. BENNIS (2018). “Velocity profile variability at a tidal-stream energy site (Alderney Race, France) : From short (second) to yearly time scales”. In : *2018 OCEANS - MTS/IEEE Kobe Techno-Oceans, OCEANS - Kobe 2018*, p. 1-8. DOI : [10.1109/OCEANSKobe.2018.8559326](https://doi.org/10.1109/OCEANSKobe.2018.8559326).
- FURGEROT, L., Y. POPRAWSKI, M. VIOLET, E. POIZOT, P. BAILLY DU BOIS, M. MORILLON et Y. MEAR (2019). “High-resolution bathymetry of the Alderney Race and its geological and sedimentological description (Raz Blanchard, northwest France)”. In : *Journal of Maps* 15.2, p. 708-718. DOI : [10.1080/17445647.2019.1657510](https://doi.org/10.1080/17445647.2019.1657510).
- FURGEROT, L., A. SENTCHEV, P. BAILLY DU BOIS, G. LOPEZ, M. MORILLON, E. POIZOT, Y. MÉAR et A. C. BENNIS (2020). “One year of measurements in Alderney Race : preliminary results from database analysis”. In : *Phil. Trans. R. Soc A* 378, p. 20190625. DOI : [10.1098/rsta.2019.0625](https://doi.org/10.1098/rsta.2019.0625).
- GAURIER, B. (2020). “Étude expérimentale des performances d'une hydrolienne, soumise aux effets de la turbulence et de l'interaction houle-courant”. Thèse de doct. Normandie Université. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03030615>.

- GAURIER, B., T. BACCHETTI, J.-V. FACQ et G. GERMAIN (2010). *Essais combinés houle-courant. Caractérisation des conditions générées au bassin de Boulogne-sur-Mer*. Rapp. tech.
- GAURIER, B., P. DAVIES, A. DEUFF et G. GERMAIN (2013). “Flume tank characterization of marine current turbine blade behaviour under current and wave loading”. In : *Renewable Energy* 59, p. 1-12. DOI : [10.1016/j.renene.2013.02.026](https://doi.org/10.1016/j.renene.2013.02.026).
- GAURIER, B., P. DRUAULT, M. IKHENNICHEU et G. GERMAIN (2020a). “Experimental analysis of the shear flow effect on tidal turbine blade root force from three-dimensional mean flow reconstruction”. In : *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences* 378.2178, p. 20200001. DOI : [10.1098/rsta.2020.0001](https://doi.org/10.1098/rsta.2020.0001).
- GAURIER, B., G. GERMAIN, J.-V. FACQ et T. BACCHETTI (2018). *Wave and current flume tank of Ifremer at Boulogne-sur-mer. Description of the facility and its equipment*. Rapp. tech. DOI : [10.13155/58163](https://doi.org/10.13155/58163).
- GAURIER, B., G. GERMAIN, J.-V. FACQ, C. M. JOHNSTONE, A. D. GRANT, A. H. DAY, E. NIXON, F. DI FELICE et M. COSTANZO (2015). “Tidal energy "Round Robin" tests comparisons between towing tank and circulating tank results”. In : *International Journal of Marine Energy* 12, p. 87-109. DOI : [10.1016/j.ijome.2015.05.005](https://doi.org/10.1016/j.ijome.2015.05.005).
- GAURIER, B., M. IKHENNICHEU, G. GERMAIN et P. DRUAULT (2020b). “Experimental study of bathymetry generated turbulence on tidal turbine behaviour”. In : *Renewable Energy* 156, p. 1158-1170. DOI : [10.1016/j.renene.2020.04.102](https://doi.org/10.1016/j.renene.2020.04.102).
- GAURIER, B., S. E. ORDONEZ-SANCHEZ, J.-V. FACQ, G. GERMAIN, C. M. JOHNSTONE, R. MARTINEZ, F. SALVATORE, I. SANTIC, T. DAVEY, C. OLD et B. G. SELLAR (2020c). “MARINET2 tidal energy round robin tests-performance comparison of a horizontal axis turbine subjected to combined wave and current conditions”. In : *Journal of Marine Science and Engineering* 8.6. DOI : [10.3390/JMSE8060463](https://doi.org/10.3390/JMSE8060463).
- GOOCH, S., J. THOMSON, B. POLAGYE et D. MEGGITT (2009). “Site characterization for tidal power”. In : *MTS/IEEE Biloxi - Marine Technology for Our Future : Global and Local Challenges, OCEANS 2009*. DOI : [10.23919/oceans.2009.5422134](https://doi.org/10.23919/oceans.2009.5422134).
- GRAF, W. H. et F. F. MANSOUR (1975). “Le coefficient de trainée turbulente d’objets a bords vifs”. In : *Journal of Hydraulic Research* 13.2, p. 127-147. DOI : [10.1080/00221687509499710](https://doi.org/10.1080/00221687509499710).
- GROENEWEG, J. et J. A. BATTJES (2003). “Three-dimensional wave effects on a steady current”. In : *J. Fluid Mech* 478, p. 325-343. DOI : [10.1017/S0022112002003476](https://doi.org/10.1017/S0022112002003476).
- GUÉRIN, O. (2004). *Tout savoir sur les marées*. Ouest-France, p. 166. URL : <https://www.decitre.fr/livres/tout-savoir-sur-les-marees-9782737335051.html>.
- GUILLOU, N. (2017). “Modelling effects of tidal currents on waves at a tidal stream energy site”. In : *Renewable Energy* 114, p. 180-190. DOI : [10.1016/j.renene.2016.12.031](https://doi.org/10.1016/j.renene.2016.12.031).
- GUILLOU, N., G. CHAPALAIN et S. P. NEILL (2016). “The influence of waves on the tidal kinetic energy resource at a tidal stream energy site”. In : *Applied Energy* 180, p. 402-415. DOI : [10.1016/j.apenergy.2016.07.070](https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2016.07.070).
- HASSELMANN, K., T. BARNETT, E. BOUWS, H. CARLSON, D. CARTWRIGHT, K. ENKE, J. EWING, H. GIENAPP, D. HASSELMANN, P. KRUSEMAN, A. MEERBURG, P. MÜLLER, D. OLBERS, K. RICHTER, W. SELL et H. WALDEN (1973). *Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP)*. Rapp. tech. 1. Hamburg : Deutsches Hydrographisches Institut, p. 399-404. URL : <http://resolver.tudelft.nl/uuid:f204e188-13b9-49d8-a6dc-4fb7c20562fc>.
- HEARST, R. J., G. GOMIT et B. GANAPATHISUBRAMANI (2016). “Effect of turbulence on the wake of a wall-mounted cube”. In : *Journal of Fluid Mechanics* 804, p. 513-530. DOI : [10.1017/jfm.2016.565](https://doi.org/10.1017/jfm.2016.565).
- IEC TS 62600-200 :2013 (2013). “Part 200 : Electricity producing tidal energy converters - Power performance assessment”. In : *Marine energy - Wave, tidal and other water current converters*. Sous la dir. d’INTERNATIONAL, ELECTROTECHNICAL et COMMISSION, p. 51. URL : <https://webstore.iec.ch/publication/7242>.

- IPCC (2023). “Climate Change 2023 : Synthesis Report.” A Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Contribution of Working Groups I, II and III to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Core Writing Team, H. Lee and J. Romero (eds.)]. Geneva, Switzerland : IPCC (in press). URL : <https://www.ipcc.ch/report/sixth-assessment-report-cycle/>.
- IRENA (2014). *Ocean Energy : Technology Readiness, Patents, Deployment Status and Outlook*. Rapp. tech., p. 76. URL : http://www.irena.org/DocumentDownloads/Publications/IRENA__Ocean__Energy__report__2014.pdf.
- IKHENNICHEU, M. (2019). “Étude expérimentale de la turbulence dans les zones à forts courants et de son impact sur les hydroliennes”. Thèse de doct. URL : <https://archimer.ifremer.fr/doc/00590/70177/>.
- IKHENNICHEU, M., B. GAURIER, G. GERMAIN, P. DRUAULT, G. PINON et J.-V. FACQ (2019a). “Experimental study of the wall-mounted cylinder wake effects on a tidal turbine behaviour compared to free stream turbulence”. In : *13th European Wave and Tidal Energy Conference*, p. 6-14. URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02570118https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02570118/document>.
- IKHENNICHEU, M., G. GERMAIN, P. DRUAULT et B. GAURIER (2019b). “Experimental investigation of the turbulent wake past real seabed elements for velocity variations characterization in the water column.” In : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 78, June, p. 108426. DOI : [10.1016/j.ijheatfluidflow.2019.108426](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2019.108426).
- (2019c). “Experimental study of coherent flow structures past a wall-mounted square cylinder”. In : *Ocean Engineering journal* 182, p. 137-146. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2019.04.043](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2019.04.043).
- ISLAM, M., D. SPENCER, P. HERRINGTON, D. WALKER, H. MOIDEEN et Y. C. PARK (2013). “Sheared current generation in flume tank for experimental research”. In : *Proceedings of the International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering - OMAE*. T. 1. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. DOI : [10.1115/OMAE2013-10109](https://doi.org/10.1115/OMAE2013-10109).
- KE, S., W. WEN-QUAN et Y. YAN (2020). “The hydrodynamic performance of a tidal-stream turbine in shear flow”. In : *Ocean Engineering* 199, p. 107035. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2020.107035](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2020.107035).
- KEMP, P. H. et R. R. SIMONS (1981). “The interaction between waves and a turbulent current : waves propagating with the current”. In : *Journal of Fluid Mechanics* 116, p. 227-250. DOI : [10.1017/S0022112082000445](https://doi.org/10.1017/S0022112082000445).
- KOLMOGOROV, A. N. (1941). “The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers”. In : 434.1890, p. 9-13. URL : <https://about.jstor.org/terms>.
- KUKULKA, T. (2019). “Wave-Driven Upper Ocean Processes”. In : *Encyclopedia of Ocean Sciences (Third Edition)*. Sous la dir. de J. K. COCHRAN, H. J. BOKUNIEWICZ et P. L. YAGER. Third Edit. Oxford : Academic Press, p. 105-112. DOI : <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-409548-9.10831-0>.
- LAFFITTE, É. (2018). “Modélisation de la propagation de la houle en présence de courants variable cisailés et par bathymétrie”. Thèse de doct. Université de Toulon. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02484402/document>.
- LE, H., P. MOIN et J. KIM (1997). “Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step”. In : *Journal of Fluid Mechanics* 330, p. 349-374. DOI : [10.1017/S0022112096003941](https://doi.org/10.1017/S0022112096003941).
- LEWIS, M. J., S. P. NEILL, P. E. ROBINS, M. R. HASHEMI et S. L. WARD (2017). “Characteristics of the velocity profile at tidal-stream energy sites”. In : *Renewable Energy* 114, p. 258-272. DOI : [10.1016/j.renene.2017.03.096](https://doi.org/10.1016/j.renene.2017.03.096).

- LI, L., Y. LIU, Z. YUAN et Y. GAO (2018). “Wind field effect on the power generation and aerodynamic performance of offshore floating wind turbines”. In : *Energy* 157, p. 379-390. DOI : [10.1016/j.energy.2018.05.183](https://doi.org/10.1016/j.energy.2018.05.183).
- MAGNIER, M., N. DELETTE, P. DRUAULT, B. GAURIER et G. GERMAIN (2022a). “Experimental study of the shear flow effect on tidal turbine blade loading variation”. In : *Renewable Energy* 193, p. 744-757. DOI : [10.1016/j.renene.2022.05.042](https://doi.org/10.1016/j.renene.2022.05.042).
- MAGNIER, M., P. DRUAULT, B. GAURIER et G. GERMAIN (2020). “Comparison of bathymetry variation effects on tidal turbine behaviour”. In : *17ème journées de l'hydrodynamique JH2020*, p. 1-12. URL : <https://archimer.ifremer.fr/doc/00660/77243/78695.pdf>.
- MAGNIER, M., P. DRUAULT et G. GERMAIN (2021a). “Experimental investigation of upstream cube effects on the wake of a wall-mounted cylinder : Wake rising reduction, TKE budget and flow organization”. In : *European Journal of Mechanics, B/Fluids* 87, p. 92-102. DOI : [10.1016/j.euromechflu.2021.01.004](https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2021.01.004).
- MAGNIER, M., B. GAURIER, G. GERMAIN et P. DRUAULT (2022b). “Analysis of the wake of a wide bottom-mounted obstacle in presence of surface wave following tidal current”. In : *Trends in Renewable Energies Offshore*, p. 151-159. DOI : [10.1201/9781003360773-18](https://doi.org/10.1201/9781003360773-18).
- MAGNIER, M., G. GERMAIN, B. GAURIER et P. DRUAULT (2021b). “Velocity profile effects on a bottom-mounted square cylinder wake and load variations”. In : *Proceedings of the 14th European Wave and Tidal Energy Conference 5-9th Sept 2021, Plymouth, UK*, p. 2249-1-10. URL : <https://archimer.ifremer.fr/doc/00721/83291/>.
- MAGNIER, M., Y. SAOULI, B. GAURIER, P. DRUAULT et G. GERMAIN (2023). “Modification of the wake of a wall-mounted bathymetry obstacle submitted to waves opposing a tidal current”. In : *Ocean Engineering* 288, p. 116087. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2023.116087>.
- MARGARETHA, H. (2005). “Mathematical modelling of wave-current interaction in a hydrodynamic laboratory basin”. Thèse de doct. Universiteit Twente, p. 132. URL : <https://research.utwente.nl/en/publications/mathematical-modelling-of-wave-current-interaction-in-a-hydrodyna>.
- MARTINUZZI, R. J. et C. TROPEA (1993). “The flow around surface-mounted, prismatic obstacles placed in a fully developed channel flow”. In : *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*. DOI : [10.1115/1.2910118](https://doi.org/10.1115/1.2910118).
- MASON-JONES, A., D. M. O'DOHERTY, C. E. MORRIS et T. O'DOHERTY (2013). “Influence of a velocity profile & support structure on tidal stream turbine performance”. In : *Renewable Energy* 52, p. 23-30. DOI : [10.1016/j.renene.2012.10.022](https://doi.org/10.1016/j.renene.2012.10.022).
- MERCIER, P. (2019). “Modélisation de la turbulence engendrée par la morphologie du fond dans le Raz Blanchard : approche locale avec la LBM-LES”. Thèse de doct. Normandie Université. URL : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-02310727>.
- MERCIER, P. et S. S. GUILLOU (2022). “Spatial and temporal variations of the flow characteristics at a tidal stream power site : A high-resolution numerical study”. In : *Energy Conversion and Management* 269, May, p. 116123. DOI : [10.1016/j.enconman.2022.116123](https://doi.org/10.1016/j.enconman.2022.116123).
- MERCIER, P. et S. GUILLOU (2021). “The impact of the seabed morphology on turbulence generation in a strong tidal stream”. In : *Physics of Fluids* 33.5. DOI : [10.1063/5.0047791](https://doi.org/10.1063/5.0047791).
- MERCIER, P., M. IKHENNICHEU, S. GUILLOU, G. GERMAIN, E. POIZOT, M. GRONDEAU, J. THIÉBOT et P. DRUAULT (2020). “The merging of Kelvin–Helmholtz vortices into large coherent flow structures in a high Reynolds number flow past a wall-mounted square cylinder”. In : *Ocean Engineering* 204, p. 107274. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2020.107274](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2020.107274).
- MÉTÉO FRANCE (2023). *Bilan climatique de l'année 2022*. Rapp. tech. DOI : [10.37053/lameteorologie-2023-0002](https://doi.org/10.37053/lameteorologie-2023-0002).
- MEYER FORSTING, A. R. (2017). “Modelling Wind Turbine Inflow : The Induction Zone”. Thèse de doct. DOI : [10.11581/DTU:00000022](https://doi.org/10.11581/DTU:00000022).

- MILNE, I. A., J. M. GRAHAM et D. S. COLES (2021). “On the scaling of turbulence in a high Reynolds number tidal flow”. In : *Journal of Fluid Mechanics* 915, p. 1-20. DOI : [10.1017/jfm.2021.169](https://doi.org/10.1017/jfm.2021.169).
- MILNE, I. A., R. N. SHARMA, R. G. FLAY et S. BICKERTON (2013). “Characteristics of the turbulence in the flow at a tidal stream power site”. In : *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 371.1985. DOI : [10.1098/rsta.2012.0196](https://doi.org/10.1098/rsta.2012.0196).
- MOLIN, B. (2002). *Hydrodynamique des structures offshore*. Editions T, p. 440. URL : <http://www.editionstechnip.com/fr/catalogue-detail/710/hydrodynamique-des-structures-offshore.html>.
- MOREAU, M., G. MAURICE et G. GERMAIN (2023). “Experimental study of misaligned sheared flow effects on a ducted twin vertical axis tidal turbine”. In : *Applied Ocean Research* 138.March, p. 103626. DOI : [10.1016/j.apor.2023.103626](https://doi.org/10.1016/j.apor.2023.103626).
- MOREAU, M. (2023). “Comportement d’une hydrolienne carénée à double axe vertical dans une diversité de conditions d’écoulement en mer et en bassin d’essais”. Thèse de doct. Université de Lille.
- MOREAU, M., G. GERMAIN, G. MAURICE et A. RICHARD (2022). “Sea states influence on the behaviour of a bottom mounted full-scale twin vertical axis tidal turbine”. In : *Ocean Engineering* 265, p. 112582. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2022.112582](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2022.112582).
- MOREAU, M., G. GERMAIN, G. MAURICE, A. RICHARD et R. COQUET (2021). “HydroQuest : Feedback from Paimpol-Bréhat and validation of the design method”. In : *Proceedings of the 14th European Wave and Tidal Energy Conference 5-9th Sept 2021, Plymouth, UK*, p. 2229-1-8.
- MYCEK, P., B. GAURIER, G. GERMAIN, G. PINON et E. RIVOALEN (2014). “Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. Part I : One single turbine”. In : *Renewable Energy* 66, p. 729-746. DOI : [10.1016/j.renene.2013.12.036](https://doi.org/10.1016/j.renene.2013.12.036).
- NEZU, I. et H. NAKAGAWA (1989). “Turbulent Structure of Backward-Facing Step Flow and Coherent Vortex Shedding from Reattachment in Open-Channel Flows”. In : *Turbulent Shear Flows 6*. Springer Berlin Heidelberg, p. 313-337. DOI : [10.1007/978-3-642-73948-4_26](https://doi.org/10.1007/978-3-642-73948-4_26).
- OCDE (2021). *Énergies renouvelables (indicateur)*. DOI : [10.1787/b78004f1-fr](https://doi.org/10.1787/b78004f1-fr).
- OBSERVATOIRE DES ÉNERGIES DE LA MER (2020). *Le marché des EMR : un formidable potentiel mondial, une Europe toujours leader, la France hisse les voiles*. Rapp. tech., p. 1-8. URL : <http://merenergies.fr/http://merenergies.fr/media/note-OEM-06.pdf>.
- OCEAN ENERGY SYSTEMS (2023). *Tidal Current Energy Developments Highlights*. Rapp. tech. URL : <https://www.ocean-energy-systems.org/publications/oes-brochures/document/tidal-current-energy-developments-highlights-2023/>.
- OFFSHORE ENERGY (2015). *Estimate of global potential tidal resources*. URL : <https://www.offshore-energy.biz/estimate-of-global-potential-tidal-resources/> (visité le 25/05/2023).
- OMIDYEGANEH, M. et U. PIOMELLI (2011). “Large-eddy simulation of two-dimensional dunes in a steady, unidirectional flow”. In : *Journal of Turbulence* 5248. DOI : [10.1080/14685248.2011.609820](https://doi.org/10.1080/14685248.2011.609820).
- OWEN, P. R. et H. K. ZIENKIEWICZ (1957). “The production of uniform shear flow in a wind tunnel”. In : *Journal of Fluid Mechanics* 2.6, p. 521-531. DOI : [10.1017/S0022112057000336](https://doi.org/10.1017/S0022112057000336).
- PAYNE, G. S., T. STALLARD, R. MARTINEZ et T. BRUCE (2018). “Variation of loads on a three-bladed horizontal axis tidal turbine with frequency and blade position”. In : *Journal of Fluids and Structures* 83, p. 156-170. DOI : [10.1016/j.jfluidstructs.2018.08.010](https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2018.08.010).
- PEREZ, L., R. COSSU, C. COUZI et I. PENESIS (2020a). “Wave-turbulence decomposition methods applied to tidal energy site assessment”. In : *Energies* 13.5, p. 1245. DOI : [10.3390/en13051245](https://doi.org/10.3390/en13051245).

- PEREZ, L., R. COSSU, A. GRINHAM et I. PENESIS (2020b). “Evaluation of wave-turbulence decomposition methods applied to experimental wave and grid-generated turbulence data”. In : *Ocean Engineering* 218, p. 108186. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2020.108186](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2020.108186).
- PETERSON, E. W. et J. P. HENNESSEY (1977). “On the Use of Power Laws for Estimates of Wind Power Potential”. In : *Journal of Applied Meteorology* 17, p. 390-394.
- POPE, S. B. (2000). *Turbulent Flows*. IOP Publishing. DOI : [10.1088/0957-0233/12/11/705](https://doi.org/10.1088/0957-0233/12/11/705).
- REY, V., J. CHARLAND et J. TOUBOUL (2014). “Wave-current interaction in the presence of a three-dimensional bathymetry : Deep water wave focusing in opposing current conditions”. In : *Physics of Fluids* 26.9. DOI : [10.1063/1.4894740](https://doi.org/10.1063/1.4894740).
- RICHARDSON, L. F. (1922). *Weather prediction by numerical process*. Cambridge (University Press). DOI : [10.1002/qj.49704820311](https://doi.org/10.1002/qj.49704820311).
- ROBINS, P. E., S. P. NEILL, M. J. LEWIS et S. L. WARD (2015). “Characterising the spatial and temporal variability of the tidal-stream energy resource over the northwest European shelf seas”. In : *Applied Energy* 147.September, p. 510-522. DOI : [10.1016/j.apenergy.2015.03.045](https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2015.03.045).
- ROY, S., K. DEBNATH et B. S. MAZUMDER (2017). “Distribution of eddy scales for wave current combined flow”. In : *Applied Ocean Research* 63, p. 170-183. DOI : [10.1016/j.apor.2017.01.005](https://doi.org/10.1016/j.apor.2017.01.005).
- ROY, S., S. S. SAMANTARAY et K. DEBNATH (2018). “Study of turbulent eddies for wave against current”. In : *Ocean Engineering* 150.November 2017, p. 176-193. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2017.12.059](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2017.12.059).
- SIMEC ATLANTIS ENERGY (2020). *Innovation in Tidal Energy - The Subsea Hub*. URL : <https://simecatlantis.com/2020/11/19/innovation-in-tidal-energy-the-subsea-hub/> (visité le 12/08/2021).
- SAOULI, Y., M. MAGNIER, G. GERMAIN, B. GAURIER et P. DRUAULT (2022). “Experimental characterisation of the waves propagating against current effects on the wake of a wide bathymetric obstacle”. In : *18ème Journées de l’Hydrodynamique*. URL : <https://jh2022.sciencesconf.org/413878>.
- SCRUTON, C. et E. W. E. ROGERS (1971). “Steady and unsteady wind loading of buildings and structures”. In : *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 269, p. 353-383. DOI : <https://doi.org/10.1098/rsta.1971.0038>.
- SENTCHEV, A., T. D. NGUYEN, L. FURGEROT et P. BAILLY DU BOIS (2020). “Underway velocity measurements in the Alderney Race : towards a three-dimensional representation of tidal motions”. In : *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences* 378.2178, p. 20190491. DOI : [10.1098/rsta.2019.0491](https://doi.org/10.1098/rsta.2019.0491).
- SERTA FRAGA, V., G. YIN et M. C. ONG (2021). “Three-dimensional numerical simulations and proper orthogonal decomposition analysis of flow over different bottom-mounted ribs”. In : *Ships and Offshore Structures* 0.0, p. 1-36. DOI : [10.1080/17445302.2021.1877939](https://doi.org/10.1080/17445302.2021.1877939).
- SEZER-UZOL, N. et O. UZOL (2013). “Effect of steady and transient wind shear on the wake structure and performance of a horizontal axis wind turbine rotor”. In : *Wind Energy* 16.1, p. 1-17. DOI : [10.1002/we.514](https://doi.org/10.1002/we.514).
- SHEN, X., X. ZHU et Z. DU (2011). “Wind turbine aerodynamics and loads control in wind shear flow”. In : *Energy* 36.3, p. 1424-1434. DOI : [10.1016/j.energy.2011.01.028](https://doi.org/10.1016/j.energy.2011.01.028).
- SLINGSBY, J., B. E. SCOTT, L. KREGTING, J. MCILVENNY, J. WILSON, A. COUTO, D. ROOS, M. YANEZ et B. J. WILLIAMSON (2021). “Surface Characterisation of Kolk-Boils within Tidal Stream Environments Using UAV Imagery”. In :
- SOUKISSIAN, T., A. M. O’HAGAN, A. AZZELLINO, F. BOERO, A. BRITO E MELO, P. COMISKEY, Z. GAO, D. HOWELL, M. LE BOULLUEC, C. MAISONDIEU, B. E. SCOTT, E. TEDESCHI, A. MAHERI et S. PENNOCK (2023). *European offshore renewable energy : Towards a sustainable future*. Sous la dir. de J. J. HEYMANS, B. KELLETT, P., ALEXANDER, Á. MUÑIZ PINIELLA,

- A. RODRIGUEZ PEREZ et J. VAN ELSLANDER. Future Science Brief N°9. Ostend, Belgium. DOI : [10.5281/zenodo.7561906](https://doi.org/10.5281/zenodo.7561906).
- SOULSBY, R. (1997). *Dynamics of marine sands*. Thomas Telford Publishing. DOI : [10.1680/doms.25844](https://doi.org/10.1680/doms.25844).
- TAUQEER, M. A., Z. LI et M. C. ONG (2017). “Numerical simulation of flow around different wall-mounted structures”. In : *Ships and Offshore Structures* 12.8, p. 1109-1116. DOI : [10.1080/17445302.2017.1316557](https://doi.org/10.1080/17445302.2017.1316557).
- THIÉBAUT, M., J.-F. FILIPOT, C. MAISONDIEU, G. DAMBLANS, C. JOCHUM, L. F. KILCHER et S. GUILLOU (2020). “Characterization of the vertical evolution of the three-dimensional turbulence for fatigue design of tidal turbines”. In : *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences* 378.2178, p. 20190495. DOI : [10.1098/rsta.2019.0495](https://doi.org/10.1098/rsta.2019.0495).
- THIÉBAUT, M. et A. SENTCHEV (2017). “Asymmetry of tidal currents off the W.Brittany coast and assessment of tidal energy resource around the Ushant Island”. In : *Renewable Energy* 105, p. 735-747. DOI : [10.1016/j.renene.2016.12.082](https://doi.org/10.1016/j.renene.2016.12.082).
- THOMAS, G. P. (1981). “Wave-Current Interactions : An Experimental And Numerical Study. Part 1. Linear Waves”. In : *Journal of Fluid Mechanics* 110, p. 457-474. DOI : [10.1017/S0022112081000839](https://doi.org/10.1017/S0022112081000839).
- THOMSON, J., B. POLAGYE, V. DURGESH et M. C. RICHMOND (2012). “Measurements of turbulence at two tidal energy sites in puget sound, WA”. In : *IEEE Journal of Oceanic Engineering* 37.3, p. 363-374. DOI : [10.1109/JOE.2012.2191656](https://doi.org/10.1109/JOE.2012.2191656).
- TING, F. C. et Y. K. KIM (1994). “Vortex generation in water waves propagating over a submerged obstacle”. In : *Coastal Engineering* 24.1-2, p. 23-49. DOI : [10.1016/0378-3839\(94\)90025-6](https://doi.org/10.1016/0378-3839(94)90025-6).
- TRÄSCH, M. (2019). “Caractérisation expérimentale et numérique du comportement hydrodynamique d’une hydrolienne à membrane ondulante”. Thèse de doct. Lille. URL : <https://archimer.ifremer.fr/doc/00490/60185/>.
- UICN FRANCE (2014). *Développement des énergies marines renouvelables et préservation de la biodiversité. Synthèse à l’usage des décideurs*. Paris, France. URL : https://uicn.fr/wp-content/uploads/2014/06/Energies{_}renouvelables{_}marines-bd.pdf.
- VINOD, A., C. HAN et A. BANERJEE (2021). “Tidal turbine performance and near-wake characteristics in a sheared turbulent inflow”. In : *Renewable Energy* 175, p. 840-852. DOI : [10.1016/j.renene.2021.05.026](https://doi.org/10.1016/j.renene.2021.05.026).
- WAGNER, R., I. ANTONIOU, S. M. PEDERSEN, M. S. COURTNEY et H. E. JØRGENSEN (2009). “The influence of the wind speed profile on wind turbine performance measurements”. In : *Wind Energy* 12.4, p. 348-362. DOI : [10.1002/we.297](https://doi.org/10.1002/we.297).
- WAGNER, R., M. COURTNEY, P. LINDELÖW-MARSDEN et J. GOTTSCHALL (2011). “Accounting for the speed shear in wind turbine power performance measurement”. In : *Wind Energy* 14.October, p. 933-1004. DOI : [10.1002/we.509](https://doi.org/10.1002/we.509).
- WESTERWEEL, J. et F. SCARANO (2005). “Universal outlier detection for PIV data”. In : *Experiments in Fluids* 39, p. 1096-1100. DOI : [10.1007/s00348-005-0016-6](https://doi.org/10.1007/s00348-005-0016-6).
- ZAMAN, M. H., H. TOGASHI et E. BADDOUR (2008). “Deformation of monochromatic water wave trains propagating over a submerged obstacle in the presence of uniform currents”. In : *Ocean Engineering* 35.8-9, p. 823-833. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2008.01.018](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2008.01.018).
- ZHANG, X., R. SIMONS, J. ZHENG et C. ZHANG (2022). “A review of the state of research on wave-current interaction in nearshore areas”. In : *Ocean Engineering* 243, p. 110202. DOI : [10.1016/j.oceaneng.2021.110202](https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2021.110202).