THÈSE

Pour l'obtention du titre de

Docteur de l'Université de Lille

Spécialité : Mécanique des milieux fluides

École graduée ENGSYS-632

Etude expérimentale du comportement d'une hydrolienne à flux transverse soumise à des conditions de fonctionnement instationnaires

Experimental study of the behaviour of a vertical axis tidal turbine subjected to unsteady operating conditions

Thèse Cifre n°2023/0217 préparée au sein du Laboratoire d'Hydrodynamique Marine
de l'Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer (Ifremer)
avec l'entreprise HydroQuest

Présentée et soutenue publiquement le 30 avril 2026 par

Yanis SAOULI

Composition du jury :

Anne-Claire BENNIS	Professeure, Université de Caen Normandie	Présidente du jury
Ludovic CHATELLIER	Professeur, ISAE-ENSMA	Rapporteur
Sylvain GUILLOU	Professeur, Université de Caen Normandie	Rapporteur
Julien TOUBOUL	Professeur, Ecole Centrale Méditerranée	Examinateur
Grégory GERMAIN	Chercheur Habilité à Diriger des Recherches, Ifremer	Directeur de thèse
Guillaume MAURICE	Docteur-Ingénieur R&D, HydroQuest	Encadrant industriel

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier sincèrement mes encadrants, sans qui ce mémoire n'aurait pas pu voir le jour. Merci à Grégory Germain pour la confiance qu'il m'a témoignée tout au long de cette aventure, pour sa disponibilité constante et pour les nombreux échanges qui ont guidé ce travail au quotidien. J'adresse également toute ma gratitude à Guillaume Maurice pour son accompagnement, sa rigueur scientifique et la pertinence de ses conseils techniques.

Je remercie chaleureusement l'ensemble de l'équipe du bassin d'essais de l'Ifremer de Boulogne-sur-Mer. Au-delà de l'aide apportée, vous avez contribué à créer un environnement de travail stimulant et convivial qui a rendu ces années particulièrement enrichissantes. Merci à Pierre Bothorel, Robin Linant et Marc-Amaury Dufour (malgré la distance depuis Le Havre), camarades de thèse dont le soutien m'a permis de tenir bon, merci pour tout ce que l'on a pu vivre durant ces années. Merci à Jean-Valéry Facq, Benoît Gaurier et Benoît Gomez pour leur aide à la mise en place et à la réalisation des essais, ainsi qu'à Christèle Requillart pour son soutien administratif. Je souhaite également remercier l'ensemble des collaborateurs d'HydroQuest et de VertiLab pour les échanges enrichissants qui ont jalonné ces trois années. Je remercie particulièrement Christophe Penisson pour son accompagnement et pour m'avoir pris sous son aile lorsque j'étais à Grenoble, Cédric Derveaux pour la conception et le suivi de fabrication de la maquette, Matthieu Guilbot pour les échanges numérique-expé, ainsi qu'à Marion Rafin pour son aide administrative.

J'adresse des remerciements particuliers à Camille Hinard et Eloise Naviliat, dont l'implication lors de leur stage d'ingénieur a contribué à ces travaux et avec qui j'ai eu grand plaisir à échanger bien au-delà du cadre professionnel. Merci également à Zéphyr Dentzer et Mathilde Girardot pour leur enthousiasme, leur investissement et les bons moments partagés durant leur stage. Aussi, un grand merci à Simon, Martin(s), Nicolas, Maelys, Carolin, Yansong, Patricia, Pierre(s), Grégoire, Alexandre, Mila et à tous ceux que je ne peux malheureusement citer ici. Chacun, à sa manière, a contribué à rendre ces années mémorables.
Côté personnel, je suis profondément reconnaissant envers toutes les personnes qui m'ont accompagné et soutenu d'une manière ou d'une autre au cours de mon aventure de thèse. Merci à Margaux pour avoir toujours été là et pour m'avoir supporté à chaque instant, durant ces années loin d'être évidentes. Merci à Kylian, Théophile et Tristan qui, malgré la distance, ne m'ont jamais lâché. J'adresse plus spécifiquement ma gratitude à mes proches, famille et amis pour leur présence et le soutien permanent.

Je souhaite également remercier l'Association Nationale de la Recherche et de la Technologie (ANRT), dont le dispositif Cifre a permis ces travaux. Cette rédaction marque également l'aboutissement d'un long parcours de formation. À ce titre, je souhaite remercier l'ensemble des personnes qui ont nourri ma curiosité et entretenu mon envie d'apprendre et de découvrir au fil des années. Enfin, je souhaite une bonne lecture à celles et ceux qui prendront le temps de parcourir ce manuscrit. J'espère, au cours de ces deux cents pages, pouvoir vous captiver autant que j'ai pu l'être durant la réalisation de ces travaux !

Résumé

Ces travaux de thèse CIFRE visent à caractériser expérimentalement le comportement des hydroliennes à double axe vertical non carénées développées par l'entreprise HydroQuest. Les évolutions de conception envisagées (suppression du carénage, modification des rotors, augmentation de la puissance installée) nécessitent une validation approfondie du fonctionnement de la machine, en particulier dans des conditions d'écoulement instationnaires représentatives des environnements marins rencontrés sur les sites à forts courants de marée. Les travaux reposent sur des essais en bassin réalisés à l'aide d'un modèle réduit de l'hydrolienne, conçu pour reproduire fidèlement la géométrie de la machine par rapport à son environnement. Une attention particulière est portée à la reproduction contrôlée des conditions hydrodynamiques, incluant la reproduction des caractéristiques principales du courant, de la turbulence et la génération de la houle. Les dispositifs expérimentaux, les systèmes de mesure et les méthodes de traitement des données mis en oeuvre durant ces travaux assurent une analyse détaillée des performances de la turbine et des chargements hydromécaniques qu'elle subit. Dans un premier temps, le comportement de la turbine est étudié en conditions stationnaires. Cette analyse permet de caractériser les performances globales, les fluctuations de couple, mais également l'influence du nombre de Reynolds, des paramètres structurels et de l'effet de blocage. La caractérisation de l'écoulement autour de la turbine, réalisée à partir de mesures par vélocimétrie laser, permet d'analyser la dynamique du sillage proche et lointain en fonction du point de fonctionnement de la machine. Ces observations sont complétées par l'élaboration de modèles analytiques de développement du sillage et par l'analyse du bilan de quantité de mouvement. Une seconde partie du travail est consacrée à l'étude du comportement de la turbine en conditions instationnaires. L'influence de la houle sur la réponse de la machine est analysée à travers différentes approches, incluant une étude spectrale, l'analyse des principaux modes énergétiques du couple et une modélisation paramétrique de type Morison étendue. Cette modélisation permet notamment d'étudier les variations du régime de fonctionnement induites par la houle en fonction de ses caractéristiques (amplitude, fréquence, direction de propagation). L'impact d'un écoulement turbulent et non uniforme a également été étudié. Les résultats obtenus mettent en évidence le rôle des variations locales de vitesse sur la réponse moyenne et fluctuante de la turbine. Ces résultats conduisent à une modélisation globale du comportement induit par la variation de fond. Les effets d'inertie des rotors, des lois de similitude associées et des stratégies de contrôle ont pu être étudiés grâce à des modifications substantielles réalisés sur le banc d'essais. Ces derniers développements permettent de formuler des lois de commande des machines en conditions instationnaires. L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus durant cette thèse contribue à une meilleure compréhension des phénomènes d'interactions fluide-structure rencontrés dans le domaine de l'hydrolien et fournit des éléments clés pour l'évaluation et l'optimisation des performances des futures hydroliennes HydroQuest en conditions réelles d'exploitation.

Mots-clefs : Hydrolienne, Axe vertical, Expérimental, Conditions instationnaires

Abstract

This CIFRE PhD work aims to experimentally characterise the behaviour of unducted and dual vertical-axis tidal turbines developed by HydroQuest. The design evolutions currently under consideration (removal of the duct, modifications of the rotors, increase in installed power) require a thorough validation of the turbine performance, particularly under unsteady flow conditions representative of the marine environments encountered at high tidal current sites. The study is based on a series of flume tank experiments carried out using a scaled model of the tidal turbine, designed to faithfully reproduce the geometry of the full-scale machine and its interaction with the surrounding flow. Particular attention is devoted to the controlled reproduction of hydrodynamic conditions, including the main characteristics of the mean current, turbulence and wave propagation. The experimental setups, measurement systems and data processing methods implemented throughout this work enable a robust analysis of both turbine performance and the hydromechanical loads acting on the machine. In a first stage, the turbine behaviour is investigated under steady flow conditions. This analysis allows the characterisation of global performance, torque fluctuations as well as the influence of the Reynolds number, structural parameters and blockage effects. The characterisation of the flow around the turbine, based on laser velocimetry measurements, provides insight into the near and far wake dynamics as a function of the operating point. These observations are complemented by the development of analytical wake models and by an analysis of the momentum balance. A second part of the work focuses on the turbine response under unsteady flow conditions. The influence of waves on turbine dynamics is investigated using complementary approaches, including spectral analysis, the identification of dominant energetic modes of the torque signal and an extended Morison-type parametric modelling. This modelling framework makes it possible to analyse wave-induced variations of the operating regime as a function of wave characteristics such as amplitude, frequency and propagation direction. The impact of turbulent and spatially non-uniform inflows is also examined. The results highlight the role of local velocity variations in both the mean and fluctuating turbine response, leading to a global modelling of the behaviour induced by bathymetric variations. The effects of rotor inertia, the associated similarity laws and control strategies are investigated through substantial modifications of the experimental test bench. These developments make it possible to formulate control laws suitable for turbine operation under unsteady flow conditions. Overall, the experimental results obtained in this PhD contribute to an improved understanding of fluid-structure interaction phenomena in tidal energy systems and provide key insights for the assessment and optimisation of future HydroQuest tidal turbines operating under real environmental conditions.

Keywords: Tidal turbine, Vertical axis, Experimental, Unsteady conditions

Table des matières

Remerciements **iii**

Résumé **v**

Abstract **vii**

Introduction **1**

1 Reproduction expérimentale : matériel et méthodes **11**
1.1 Présentation des infrastructures d'essais 11
1.1.1 Dispositif expérimental en bassin 11
1.1.2 Reproduction des conditions de houle 13
1.1.3 Systèmes de mesure 15
1.2 Description de la maquette d'hydrolienne à axe vertical 19
1.2.1 Caractéristiques principales de la maquette 19
1.2.2 Motorisation et instrumentation 21
1.2.3 Système de régulation des rotors 23
1.3 Acquisition et post-traitement des données 25
1.3.1 Traitement des données 25
1.3.2 Incertitudes de mesures 33
1.4 Conclusion 36

2 Etude de la réponse hydromécanique de la turbine OQ 2.5 en écoulement stationnaire **39**
2.1 Etude du comportement mécanique en conditions stationnaires 39
2.1.1 Etude des performances et des variations de couple 40
2.1.2 Analyse spectrale de la réponse 44
2.1.3 Etude des chargements appliqués à la turbine 46
2.1.4 Etude de l'influence du nombre de Reynolds 47
2.1.5 Etude de l'influence des caractéristiques de la structure 51
2.1.6 Etude de l'effet de blocage 53
2.2 Etude du comportement hydrodynamique 58
2.2.1 Effets d'induction de la turbine 59
2.2.2 Etude de l'écoulement proche de la turbine 62
2.2.3 Caractérisation du sillage lointain 65
2.2.4 Etude de la dynamique du sillage selon le point de fonctionnement . . . 74
2.2.5 Modèle analytique du développement du sillage 81
2.2.6 Etude du bilan de quantité de mouvement 85
2.3 Conclusion 91

3 Etude du comportement de la turbine OQ 2.5 en présence de conditions instationnaires **93**
3.1 Etude des effets de la houle sur la turbine 93
3.1.1 Introduction 94
3.1.2 Présentation des cas expérimentaux 97
3.1.3 Etude du comportement de la turbine 102
3.1.4 Définition d'une fonction de transfert du couple 107
3.1.5 Modélisation paramétrique de type Morison 109
3.1.6 Etude des dynamiques locales 114
3.1.7 Représentation en phase de la contribution de houle 118
3.1.8 Application de la modélisation au chargement hydrodynamique 124
3.1.9 Synthèse 132
3.2 Prise en compte des effets turbulents induits par des variations de fond 133
3.2.1 Dispositif expérimental 134
3.2.2 Impact hydrodynamique de la bathymétrie 134
3.2.3 Etude de la réponse moyenne de la turbine 136
3.2.4 Modélisation globale du comportement induit par les variations de fond 142
3.2.5 Modélisation du comportement par l'étude des variations locales de l'écoulement 146
3.3 Conclusion 154

4 Développement de stratégie de contrôle de VATT **157**
4.1 Etude de l'effet de l'inertie sur le comportement des colonnes de rotors 158
4.1.1 Théorie de la dynamique du rotor 158
4.1.2 Mise à l'échelle du moment d'inertie 160
4.1.3 Etude de l'effet inertiel à vitesse de rotation contrôlée 162
4.2 Stratégies de contrôle des VATT 168
4.2.1 Choix du système de régulation 168
4.2.2 Loi théorique de régulation du couple moteur 169
4.2.3 Identification empirique d'une loi adaptée au contrôle du couple 171
4.2.4 Système de contrôle et conditions d'essais 174
4.3 Etude du comportement de la turbine à couple contrôlé 179
4.3.1 Influence du coefficient de contrôle 179
4.3.2 Effets du moment d'inertie 184
4.3.3 Etude de la réponse en présence de conditions instationnaires 186
4.3.4 Comparaison des stratégies à couple / vitesse de rotation contrôlés . . 189
4.4 Conclusion 191

Conclusion générale et perspectives **193**

A Influence des échelles temporelles à couple contrôlé **197**

Références bibliographiques **201**

Introduction

Contexte et enjeux du déploiement de l'hydrolien

La transition énergétique engagée à l'échelle mondiale vise à répondre simultanément à l'urgence climatique, à la raréfaction des ressources fossiles et à la nécessité de renforcer la sécurité d'approvisionnement énergétique. Dans ce contexte, la réduction des émissions de gaz à effet de serre et la décarbonation des systèmes énergétiques constituent des objectifs centraux aux échelles nationales et internationales. L'Union européenne s'est ainsi fixée des objectifs ambitieux, notamment à travers le programme REPowerEU, qui vise une part de 45 % d'énergies renouvelables dans le mix énergétique européen à l'horizon 2030 ainsi qu'une diminution significative de la dépendance aux énergies fossiles (*Energies renouvelables.* 2017).

Les énergies renouvelables reposent sur l'exploitation de sources naturelles telles que le rayonnement solaire, le vent, la géothermie ou les ressources marines. Si les filières éolienne terrestre et en mer, solaire photovoltaïque et hydraulique conventionnelle ont atteint un niveau de maturité technologique élevé, d'autres technologies restent en phase de structuration industrielle tout en présentant un potentiel énergétique important. C'est notamment le cas des énergies marines renouvelables, et en particulier de l'énergie hydrolienne, issue de la conversion de l'énergie cinétique des courants marins.

L'hydrolien présente plusieurs avantages stratégiques par rapport à d'autres sources renouvelables. Les courants de marée sont en effet hautement prévisibles sur des échelles de temps longues, ce qui confère à cette technologie un caractère pilotable et complémentaire aux productions éolienne et solaire, intrinsèquement intermittentes. De nombreuses études estiment que le potentiel hydrolien exploitable à l'échelle mondiale se chiffre autour de 100 GW, avec une concentration marquée des ressources dans certaines zones côtières soumises à de forts courants de marée. Ainsi, de nombreux projets voient le jour et visent à déployer largement la filière, notamment à l'échelle européenne comme le montre la figure 1.

Le déploiement à grande échelle des hydroliennes marines pour la production d'énergie renouvelable repose sur une compréhension approfondie de leur comportement dans des environnements marins réalistes, caractérisés par des écoulements fortement instationnaires. Dans les zones côtières à fort potentiel hydrolien, l'écoulement induit par la marée interagit fortement avec la bathymétrie locale, générant des gradients verticaux de vitesse, des structures turbulentes cohérentes et des niveaux de turbulence ambiante élevés. À ces phénomènes s'ajoute fréquemment la présence de houle en surface, notamment durant les périodes hivernales (Filipot et al. 2015 ; Bennis et al. 2022). L'interaction entre courants de marée turbulents et vagues de gravité engendre ainsi des conditions hydrodynamiques complexes, variant à la fois dans l'espace et dans le temps. La houle modifie les profils de vitesse et les caractéristiques turbulentes du courant par l'effet orbital dans la colonne d'eau, tandis que la cinématique des vagues est elle-même influencée par la présence du courant sous-jacent Zhang et al. 2021. Ces conditions hydrodynamiques complexes ont des conséquences directes sur le fonctionnement et le dimensionnement des hydroliennes. La turbulence ambiante est responsable de fluctuations instantanées des chargements hydromécaniques, sans toutefois modifier significativement la

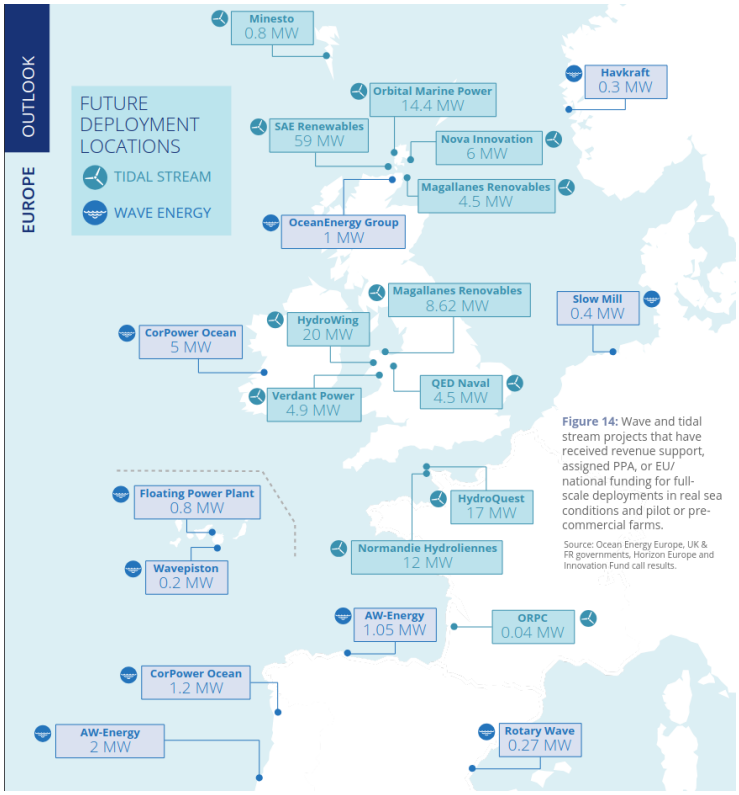


Figure 1 – Projets futurs de développement houlomoteur et hydrolien dans les années à venir (figure issue de *Ocean Energy : Stats and Trends of 2024.* 2025).

puissance moyenne produite (Slama et al. 2021). Elle influence également de manière marquée le développement du sillage de la turbine (Mycek et al. 2014). Gaurier et al. 2020b montrent que les structures turbulentes de grande échelle sont fortement corrélées aux chargements subis par la machine, tandis que Magnier et al. 2022 souligne l'impact du cisaillement vertical de vitesse sur le chargements perçu par les pales, induisant des variations périodiques liées à la vitesse de rotation du rotor et au gradient de vitesse sur la surface balayée. De manière analogue à la turbulence, la houle de surface n'affecte que faiblement la puissance moyenne extraite par la turbine, mais génère des chargements périodiques supplémentaires sur les pales (Draycott et al. 2019). Ces chargements induits par la houle constituent un enjeu majeur pour l'évaluation de la durée de vie en fatigue des hydroliennes et doivent être pris en compte pour une estimation réaliste du productible énergétique et de la fiabilité des machines. Les conditions hydrodynamiques décrites précédemment influencent directement le développement du sillage des turbines, lequel joue un rôle clé tant du point de vue des performances que de l'impact environnemental et de l'implantation en ferme où les effets d'interaction entre machines peuvent être non négligeables (Zanforlin et al. 2016). À l'échelle d'une turbine isolée, Ouro et al. 2017 ont montré que les paramètres opérationnels, et notamment la vitesse de rotation, influencent fortement la structure du sillage, en augmentant le blocage de l'écoulement et en modifiant les déficits de vitesse.

Le Raz-Blanchard : un environnement complexe

À l'échelle européenne, la Manche apparaît comme une zone particulièrement favorable au développement des énergies marines renouvelables. Bras de l'océan Atlantique long d'environ 560 km et large de 34 à 240 km, la Manche présente des profondeurs modérées, généralement

inférieures à 100 m, favorables à l'implantation de structures fixes. Cette configuration bathymétrique, combinée à des vents soutenus et à des courants de marée intenses, en fait une région stratégique pour le déploiement conjoint de parcs éoliens offshore et de fermes hydroliennes. La Manche est partagée entre la France et le Royaume-Uni, deux pays engagés dans le développement de projets d'énergies marines. Le potentiel hydrolien de cette zone est estimé à 5 GW (Coles et al. 2017), avec une valeur souvent citée pour les seuls courants de marée exploitables (figure 2), ce qui en fait l'un des principaux gisements hydroliens d'Europe. Toutefois, ces environnements sont parmi les plus contraignants pour les structures marines, en raison de la combinaison de courants intenses, de forts gradients de vitesse, d'une turbulence élevée et de la présence fréquente de houle.

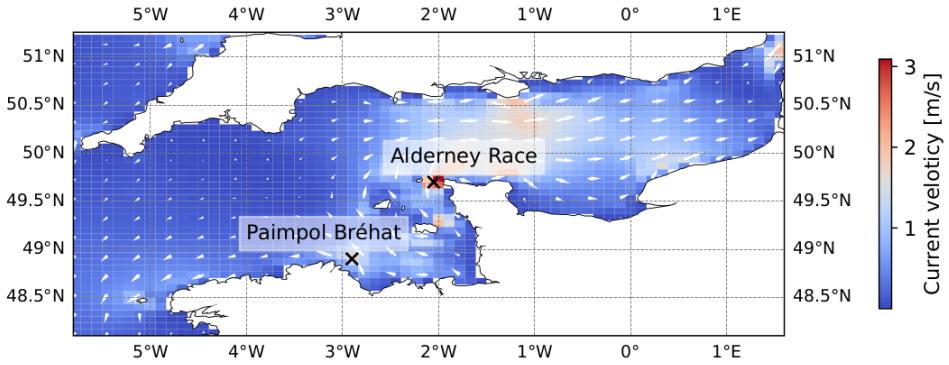


Figure 2 – Champs de vitesse moyenne pour un cycle de marée (moyenne sur 6 heures), issus d'une réanalyse de données provenant du Service de Surveillance de l'Environnement Marin Copernicus (CMEMS).

Le site de Paimpol–Bréhat, situé au large de l'île de Bréhat en Bretagne, a servi de plateforme de démonstration pour les premières technologies hydroliennes en France. Initialement développé dès les années 2000 comme exploitation pilote, ce site a vu l'installation de turbines expérimentales et est aujourd'hui utilisé comme site d'essai pour de nouvelles générations de turbines. Bien que les projets commerciaux initiaux aient évolué, Paimpol-Bréhat demeure un point d'ancrage pour la validation des prototypes hydroliens en conditions réelles, notamment avant leur passage à une échelle encore supérieure.

Le Raz-Blanchard, qui lui est situé au large du cap de la Hague, est reconnu comme l'un des sites hydroliens les plus énergétiques d'Europe. La profondeur moyenne y est de l'ordre de 40 m, les vitesses de courant peuvent atteindre voire dépasser 5 à 7 m/s lors des marées de vives-eaux. Ce site est caractérisé par un environnement hydrodynamique particulièrement sévère, combinant forts courants de marée, houle de surface significative et bathymétrie fortement accidentée. Les états de mer observés au Raz-Blanchard présentent des hauteurs significatives de houle pouvant atteindre 4 m, avec des périodes comprises entre 5 et 15 s. Les interactions houle-courant y induisent des fluctuations spatio-temporelles marquées des champs de vitesse, générant des chargements instationnaires à basse fréquence sur les structures immergées. La bathymétrie irrégulière contribue également à la génération de structures turbulentes cohérentes ainsi qu'à un cisaillement vertical prononcé des profils de vitesse dans la colonne d'eau. De nombreuses campagnes de mesures et études de modélisation ont été menées afin de caractériser finement ces conditions hydrodynamiques. Des mesures in situ à long terme ont notamment permis d'analyser la variabilité temporelle des courants de marée et des états de mer. Furgerot et al. 2020 ont présenté une analyse préliminaire issue d'une année complète de mesures, mettant en évidence la forte variabilité saisonnière et la fréquence des événements énergétiques extrêmes. Les travaux de Lopez et al. 2018 basés sur des mesures radar HF ont permis de caractériser la dynamique conjointe des vagues et des courants

à l'échelle du site, tandis que des mesures ADCP remorquées ont permis de reconstruire la structure tridimensionnelle des courants de marée dans le Raz-Blanchard (Thiébaut et al. 2018). Ces études ont été complétées par des analyses ciblant les événements extrêmes et les interactions houle-courant. Les extrêmes conjoints de vagues et de courants sur plusieurs sites de la Manche incluant le Raz-Blanchard ont également été étudiés (Mackay et al. 2022), soulignant l'importance de considérer ces phénomènes combinés pour le dimensionnement des structures hydroliennes. Les travaux de Sentchev et al. 2020 ont quant à eux mis en évidence la complexité tridimensionnelle des écoulements de marée à partir de mesures de vitesse acquises en navigation, renforçant l'idée que les hypothèses d'écoulement unidimensionnel sont insuffisantes sur ce site.

Au-delà de la caractérisation hydrodynamique, plusieurs études se sont intéressées aux conséquences directes des interactions houle-courant et turbulence sur la ressource hydrolienne. Des études ont aussi montré, à l'aide de modélisations numériques couplées, que la prise en compte réaliste des interactions vagues-courant-turbulence modifie significativement l'estimation de la ressource énergétique et des chargements subis par les turbines (Bennis et al. 2018 ; Hardwick et al. 2021). Plus récemment, des modélisations paramétriques de la structure verticale du courant lors d'événements extrêmes ont été proposées et appliquée au Raz-Blanchard (Goix et al. 2025), mettant en évidence l'impact majeur de ces phénomènes sur les profils de vitesse rencontrés par les hydroliennes. Enfin, ces connaissances ont été mobilisées pour évaluer le potentiel hydrolien du site et ses implications pour le dimensionnement et l'implantation de fermes d'hydroliennes. Mullings et al. 2023 ont comparé des prédictions numériques de la ressource hydrolienne et des chargements en fatigue à des mesures multipoints, soulignant l'importance de la variabilité spatiale du courant sur site. De même, Lo Brutto et al. 2017 s'est intéressé à la gestion énergétique d'un parc d'hydroliennes appliqué au Raz-Blanchard, intégrant les contraintes liées aux interactions entre machines et à la variabilité de l'écoulement.

L'ensemble de ces travaux confirme que le Raz-Blanchard constitue un site d'étude particulièrement exigeant, mais représentatif des conditions extrêmes auxquelles seront confrontées les hydroliennes industrielles. Il apparaît ainsi comme un terrain d'application privilégié pour l'étude des interactions entre environnement hydrodynamique complexe, comportement des turbines et développement de leurs sillages, dans une perspective de déploiement industriel à grande échelle. Dans ce contexte hydrodynamique particulièrement contraignant, le déploiement d'hydroliennes industrielles au Raz-Blanchard requiert des solutions technologiques capables de garantir à la fois des performances énergétiques élevées, une robustesse mécanique accrue et une fiabilité à long terme face à des chargements fortement instationnaires. Les enseignements issus des nombreuses campagnes de mesures et études de modélisation menées sur ce site ont ainsi contribué à orienter le développement de concepts de turbines spécifiquement adaptés à ces conditions extrêmes. Le Raz-Blanchard constitue aujourd'hui un site privilégié pour l'émergence de fermes hydroliennes pilotes. Deux projets majeurs de fermes pilotes sont en cours de développement au Raz-Blanchard : le projet NH1, ave le déploiement d'hydroliennes à axe horizontal, ainsi que le projet FloWatt s'appuyant sur une technologie à axe vertical. Dans ce contexte, ce travail se focalise sur le projet FloWatt et sur les futures hydroliennes à axe vertical, dont l'architecture et le mode de fonctionnement présentent des spécificités adaptées aux environnements à forts courants et aux environnements complexes. La section suivante est ainsi consacrée à la présentation de ce type de technologies.

Technologies à axe vertical

Les turbines à axe vertical (Vertical Axis Turbines, VAT) sont des dispositifs de conversion d'énergie dont les pales sont disposées autour d'un axe de rotation vertical. Cette configuration leur confère une capacité intrinsèque à capter l'énergie d'un écoulement indépendamment de sa direction, ce qui constitue un avantage majeur aussi bien pour des applications éoliennes, notamment en environnement urbain, que pour l'exploitation hydrolienne en milieu marin. En comparaison aux turbines à axe horizontal, largement dominantes dans l'industrie éolienne et hydrolienne, les turbines à axe vertical présentent des avantages spécifiques dans des environnements marins complexes. Leur insensibilité intrinsèque à la direction du flux, leur aptitude à fonctionner dans des écoulements fortement cisaillés et leur potentiel d'intégration en configurations multi-rotors en font des candidates particulièrement adaptées aux sites aux conditions complexes (Roberts et al. 2016). De nombreux concepts de turbines à axe vertical

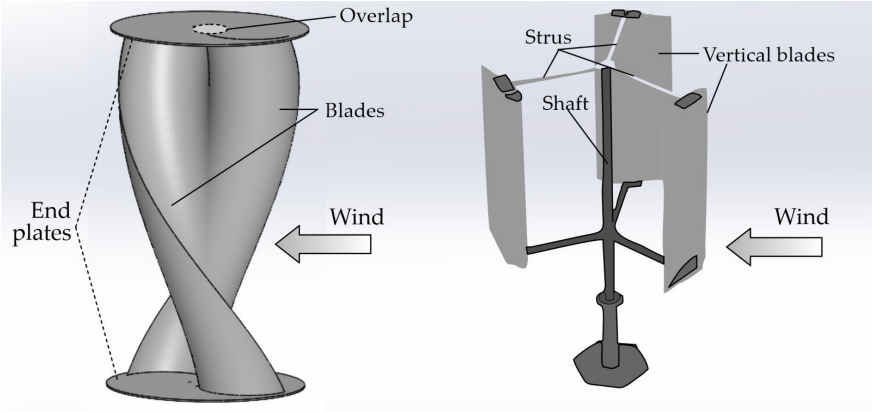


Figure 3 – Technologies d'éoliennes à axe vertical de type Savonius (à gauche) et de type Darrieus (à droite). La figure est issue de Fazylova et al. 2025.

ont été proposés et étudiés au cours des dernières décennies (Kumara et al. 2017). Parmi les architectures les plus répandues, on distingue principalement deux familles. Les turbines de type Savonius reposent sur l'exploitation de la force de traînée, à l'aide de pales généralement en forme de demi-cylindres. Elles présentent une bonne capacité d'auto-démarrage et une robustesse mécanique, mais leurs rendements énergétiques restent relativement limités (Akwa et al. 2012 ; Sanusi et al. 2025). À l'inverse, les turbines de type Darrieus utilisent des pales profilées fonctionnant majoritairement sur le principe d'équilibre traînée/portance. La rotation est alors entraînée par les forces dynamiques induites lorsque le fluide traverse la surface balayée par les pales, permettant d'atteindre des coefficients de performance plus élevés pour des vitesses plus importantes (Fazylova et al. 2025). Dans les applications hydroliennes, les architectures de type Darrieus se sont imposées comme la solution privilégiée pour les turbines à axe vertical, du fait de leurs performances énergétiques élevées, de leur capacité à fonctionner efficacement dans des écoulements à forts courants et de leur compatibilité avec des architectures multi-rotors à grande échelle.

Le comportement hydrodynamique des turbines à axe vertical est fortement dépendant des conditions locales d'écoulement et des paramètres de fonctionnement, notamment la vitesse réduite (appelé plus généralement Tip Speed Ratio, TSR). Ce rapport entre la vitesse estimée en bout de pale et la vitesse du flux incident permet de définir le régime de fonctionnement d'une turbine, en lien avec sa vitesse de rotation (Posa et al. 2024). Le nombre de Reynolds, définissant le régime d'écoulement incident perçu par les turbines, est aussi utilisé comme critère pour distinguer les conditions de fonctionnement (Li et al. 2022). Toutefois, cette architecture induit des chargements hydrodynamiques fortement instationnaires, caractérisés par des fluctuations

périodiques de couple et des efforts cycliques sur les pales et les structures de maintien (Linant et al. 2025a). La maîtrise de ces chargements constitue un enjeu majeur pour le dimensionnement mécanique et l'évaluation de la durée de vie en fatigue des turbines à axe vertical. Ces paramètres conditionnent l'évolution de l'angle d'incidence instantané rencontré par les pales au cours de leur rotation. Dans ce contexte, de nombreuses recherches expérimentales et numériques se sont attachées à optimiser la géométrie des pales selon le profil (Abdolahifar et al. 2025), la cambrure (Athair et al. 2025), l'angle de calage, ainsi que leurs conditions de production afin d'améliorer les performances globales et de limiter les pertes associées aux phénomènes instationnaires. Parmi ces phénomènes, le décrochage dynamique joue un rôle central, en particulier pour les turbines de type Darrieus. Il correspond au détachement transitoire du flux de la surface de la pale lors de variations rapides de l'angle d'attaque au cours de la rotation. Longtemps considéré comme pénalisant en raison des fluctuations de charge qu'il induit, le décrochage dynamique peut également contribuer positivement à la production de couple dans certaines plages de fonctionnement (Beaudet 2014). De nombreux travaux récents, tant numériques qu'expérimentaux, cherchent ainsi à mieux comprendre et exploiter ce phénomène afin d'en tirer parti dans l'optimisation des performances des turbines à axe vertical (Le Fouest 2023 ; Zhao et al. 2023).

À l'échelle d'une turbine réelle de hauteur finie, les effets tridimensionnels, les interactions entre étages de rotors et le développement du sillage complexifient encore la dynamique de l'écoulement. Ces mécanismes conditionnent non seulement les performances d'une machine isolée, mais également les interactions hydrodynamiques au sein de fermes de turbines à axe vertical.

Evolution des turbines HydroQuest et projet FloWatt

Les développements récents du turbinier HydroQuest s'appuient directement sur le retour d'expérience acquis lors du projet de démonstration d'une première génération d'hydrolienne, développée dans le cadre du projet OceanQuest, avec un démonstrateur marin déployé sur le site de Paimpol-Bréhat entre 2019 et 2021 (Moreau et al. 2021). Cette première génération repose sur une architecture à double axe vertical, séparés par un montant central, chaque axe étant constitué de deux étages de rotors déphasés de 60°. Les rotors sont composés de trois pales droites de type H, de profil NACA0018. La machine, carénée et posée sur le fond via une base gravitaire tripode, présentait une hauteur de 18 m pour une largeur de 22 m. Les mesures durant le déploiement en conditions réelles ont permis d'étudier le comportement de la turbine pour différents états de mer et de courants. En parallèle, un ensemble conséquent de travaux expérimentaux en bassin a été conduit, notamment dans le cadre de la thèse Cifre de Martin Moreau, afin d'étudier les performances, les chargements et le développement du sillage à différentes échelles. Ces études ont porté sur l'influence de la direction de l'écoulement (flot/jusant) (Moreau et al. 2023b), du cisaillement vertical (Moreau et al. 2023c), du désalignement du courant incident et des interactions houle-courant (Moreau et al. 2022 ; Linant et al. 2025c) sur le comportement de la machine. Les comparaisons entre essais à échelle réduite et mesures en mer ont permis de valider les lois de similitude retenues et de renforcer la confiance dans les outils de dimensionnement (Moreau et al. 2021). Ces travaux expérimentaux ont été complétés par des études numériques à haute fidélité visant à modéliser le comportement instationnaire de la turbine et la dynamique de son sillage dans des écoulements réalistes. Des approches de type 'actuator line' et 'actuator cylinder' ont également été développées et validées, permettant de reproduire de manière satisfaisante les effets de turbulence ambiante, de blocage et d'interactions entre rotors (Grondeau et al. 2019 ; Grondeau et al. 2023 ; Jégo et al. 2021). Ces outils ont également été mobilisés pour anti-

ciper les interactions hydrodynamiques au sein de configurations multi-machines, notamment dans le cas de fermes d'hydroliennes à l'échelle réelle (Grondeau et al. 2025). L'ensemble de ces travaux expérimentaux, numériques et in situ a permis de valider la robustesse du concept multi-rotors à axe vertical et de fiabiliser les outils de conception pour une hydrolienne munie de son carénage.



Figure 4 – Transition technologique des turbines HydroQuest, avec la premère génération (à gauche) et la nouvelle génération (à droite) (Germain et al. 2022).

Dans ce contexte, le projet FloWatt s'inscrit comme une étape structurante pour le développement industriel de l'hydrolien en France (*Projet FloWatt, les hydroliennes du Raz-Blanchard.* 2020). Porté par une alliance stratégique entre HydroQuest, leader français de l'hydrolien, le producteur indépendant d'énergies renouvelables Qair Marine, et le partenaire industriel CMN, ce projet vise à démontrer la viabilité technologique, économique et environnementale de l'hydrolien à axe vertical à l'échelle préindustrielle. La ferme pilote FloWatt prévoit le déploiement de six hydroliennes de nouvelle génération sur le site du Raz-Blanchard, que l'on nommera par la suite hydrolienne OQ 2.5, pour une puissance installée totale de 17 MW. La nouvelle génération d'hydroliennes OQ 2.5 intègre les enseignements des études menées pour la première génération. Une conception optimisée à la fois simplifiée et allégée est proposée, tout en conservant un haut niveau de production. La technologie conserve le principe du double axe vertical, mais introduit des évolutions majeures, notamment la suppression du carénage, une refonte des géométries structurelles et l'utilisation de pales coudées de profil NACA0022. Les dimensions de la machine sont également modifiées, avec une hauteur d'environ 21 m et une largeur de 23 m, afin de s'adapter aux forts courants rencontrés au Raz-Blanchard. Les machines seront fabriquées à Cherbourg par CMN, renforçant ainsi l'ancrage industriel local du projet. La production annuelle attendue correspond à la consommation électrique d'environ 20 000 habitants, contribuant à une production d'énergie renouvelable locale, prévisible et décarbonée. Environ 60 % de la valeur du projet est attribuée à des entreprises françaises, soulignant l'impact économique national de cette initiative. Les hydroliennes seront implantées à environ 3 km des côtes, à une profondeur comprise entre 30 et 40 m, les rendant totalement invisibles depuis la surface. Cette configuration permet de limiter l'impact paysager tout en exploitant pleinement le potentiel énergétique du site du Raz-Blanchard. Dans ce cadre, la compréhension fine des chargements hydrodynamiques, du comportement instationnaire et du développement du sillage des turbines constitue un enjeu central pour l'optimisation du design, l'évaluation de la fatigue et l'implantation future de fermes hydroliennes à plus grande échelle.

Problématiques scientifiques et industrielles : le laboratoire commun VertiLab

Les éléments présentés précédemment mettent en évidence la complexité des conditions hydrodynamiques rencontrées sur des sites à fort potentiel hydrolien tels que le Raz-Blanchard, ainsi que les enjeux industriels associés au déploiement de fermes d'hydroliennes de nouvelle génération, comme dans le cadre du projet FloWatt. La maîtrise de ces environnements instationnaires, combinant turbulence, cisaillement vertical, houle et interactions entre machines, constitue un verrou scientifique majeur pour l'optimisation des performances, la réduction des chargements en fatigue et la garantie de la durabilité des systèmes hydroliennes à axe vertical.

C'est dans cette perspective que s'inscrivent les travaux menés au sein du laboratoire commun VertiLab, qui fournit le cadre scientifique et méthodologique dans lequel s'inscrit la présente étude.

Le laboratoire commun VertiLab (*Vertilab.* 2024) est dédié au développement de solutions de production d'électricité à partir de l'énergie cinétique des courants marins, à travers l'étude et l'optimisation de systèmes hydroliennes à axe vertical. Il s'inscrit dans la stratégie de l'Ifremer visant à renforcer ses activités de recherche dans le domaine des énergies marines renouvelables, tout en accompagnant le développement industriel de technologies hydroliennes matures et compétitives. VertiLab traduit également la volonté commune de l'Ifremer et de l'entreprise HydroQuest de contribuer à la diversification du mix électrique, en cohérence avec les objectifs fixés par la Programmation Pluriannuelle de l'Énergie (la PPE 3 ayant été signée en février 2026, avec plus de 2 ans de retard), visant notamment une augmentation significative de la part des énergies renouvelables, notamment les énergies marines (Germain et al. 2024).

L'objectif principal du laboratoire VertiLab est de développer les outils de recherche et développement nécessaires à l'industrialisation de systèmes de récupération de l'énergie des courants marins à axe vertical. Dans ce cadre, les équipes de la société HydroQuest et de l'Unité Recherches et Développements Technologiques de l'Ifremer mènent conjointement des travaux visant à améliorer la compréhension, la modélisation et la prédictibilité du comportement des hydroliennes dans des conditions réalistes d'exploitation en mer. Une attention particulière est portée au développement d'outils expérimentaux et numériques de modélisation physique, considérés comme le socle fondateur de ce partenariat. L'approche adoptée repose sur une continuité méthodologique allant de la petite à la grande échelle, afin de faciliter le transfert des connaissances scientifiques vers les applications industrielles. Cette démarche est renforcée par la complémentarité des compétences mobilisées, combinant expertise en mécanique des fluides, connaissance du comportement des structures en milieu marin et retour d'expérience issu de déploiements in situ d'hydroliennes.

Les principaux axes de recherche développés au sein de VertiLab portent sur :

- la modélisation expérimentale et numérique du comportement des hydroliennes à axe vertical, via la réalisation d'essais en bassins à houle et à courant ainsi que des simulations numériques en vue d'optimiser les performances et la robustesse des machines ;
- l'étude de l'influence de la turbulence ambiante, des effets de sillage et des états de mer sur la variabilité du productible énergétique et sur les chargements hydrodynamiques et mécaniques, en particulier dans une perspective de fatigue ;
- le développement de stations de fond et d'outils instrumentés adaptés au suivi en fonctionnement des fermes hydroliennes, permettant à la fois l'évaluation des performances, l'analyse des interactions entre machines et l'étude des interactions avec les écosystèmes marins.

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent pleinement dans les problématiques scientifiques adressées par VertiLab, menés dans le cadre des travaux de l'axe expérimental.

Ces travaux visent à une meilleure compréhension et représentation du comportement d'hydroliennes à axe vertical soumises à des conditions d'écoulement réalistes, représentatives des sites de déploiement industriels tels que le Raz-Blanchard.

Objectifs de la thèse

L'objectif principal de la thèse est d'approfondir la compréhension du comportement d'une hydrolienne à double axe vertical, représentative de la machine OQ 2.5, à travers des essais expérimentaux réalisés sur une maquette à l'échelle 1/20. Ces essais sont menés au bassin à houle et courant de l'Ifremer, permettant de reproduire de manière contrôlée les principales caractéristiques hydrodynamiques rencontrées sur des sites hydrolien à fort potentiel (en particulier au Raz-Blanchard). Les conditions environnementales considérées dans ce travail incluent des écoulements stationnaires et instationnaires, caractérisés par des niveaux de turbulence fluctuants, ainsi que la présence de houle en surface. Ces phénomènes, schématisés sur la figure 5, influencent directement la production, les chargements hydrodynamiques et la réponse globale de la turbine. Dans un cadre de représentation expérimentale, l'effet du gradient vertical ne sera pas abordé dans ce manuscrit.

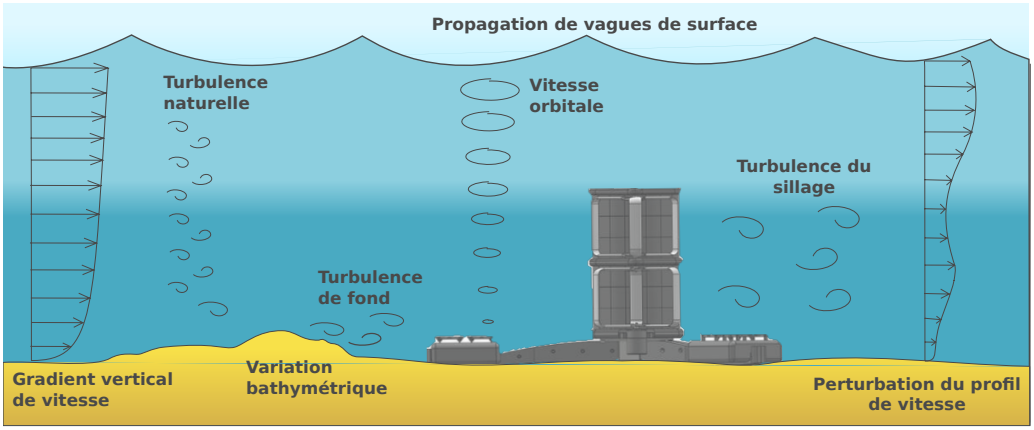


Figure 5 – Représentation schématique des conditions pouvant être rencontrées sur le site du Raz-Blanchard.

Plusieurs questions scientifiques structurent ce travail :

— Dans quelle mesure le comportement de l'hydrolienne OQ 2.5 peut-il être reproduit expérimentalement ?

— Comment les variations locales de l'écoulement, la turbulence et la houle influencent-elles la réponse de la turbine ?

— Peut-on définir, à partir de ces essais, des lois de contrôle adaptées permettant d'optimiser le fonctionnement de la machine en présence de conditions instationnaires ?

Ainsi, ce manuscrit présente, dans un premier temps, les moyens d'essais utilisés pour la reproduction expérimentale du fonctionnement de l'hydrolienne à échelle réduite. Une attention particulière est portée au traitement des données et à l'évaluation des incertitudes, afin de garantir la fiabilité et la reproductibilité des résultats. Ensuite, la réponse hydromécanique de la turbine OQ 2.5 en conditions d'écoulement stationnaires est établie. Pour cela, les caractéristiques du système, l'influence de paramètres mécaniques et hydrodynamiques sont étudiées. Le développement du sillage est également analysé, de son environnement proche au champ lointain. Ces premiers résultats constituent une base de référence pour l'analyse du comportement de la turbine en présence de conditions d'écoulement instationnaires, étudiées au chapitre 3. L'influence de la houle sur la réponse de la machine est notamment étudiée, avec

l'établissement d'un modèle paramétrique de type Morison étendu pour décrire la contribution de houle à la fluctuation du productible. Les effets de la turbulence induite par un obstacle bathymétrique sont également traités. L'ensemble de ces analyses permet de mieux appréhender la variabilité des chargements et du productible en environnement instationnaire.

Dans le dernier chapitre, une modélisation plus réaliste des effets inertiels et des stratégies de contrôle font l'objet de développements spécifiques. Les effets de l'ajustement du moment d'inertie des colonnes sur la réponse de la turbine sont d'abord analysés afin de définir ou non la nécessité de prendre en compte ce paramètre, dans le cadre de la caractérisation expérimentale de ce type d'hydrolienne. Le chapitre se conclut par une étude des stratégies de contrôle des turbines à axe vertical, incluant une discussion des lois couple-vitesse de rotation théoriques et leur ajustement expérimental. L'ensemble des configurations analysées couvre donc de manière globale les conditions de fonctionnement susceptibles d'être rencontrées in situ, fournissant un cadre de travail cohérent pour l'optimisation de la production des futures hydroliennes HydroQuest.

Enfin, la dernière partie de ce manuscrit est consacrée à une synthèse des résultats obtenus au cours de ces travaux. Celle-ci propose également des perspectives scientifiques et industrielles résultant de ces résultats, en lien avec le développement futur des hydroliennes à axe vertical et la poursuite des travaux de recherche engagés dans le cadre du laboratoire commun VertiLab.

CHAPITRE 1

Reproduction expérimentale : matériel et méthodes

L'étude du comportement d'une hydrolienne dans un environnement hydrodynamique complexe (fortement instationnaire) nécessite une approche expérimentale, dans un milieu contrôlé capable de reproduire à l'échelle les interactions complexes entre l'écoulement, la surface libre et la réponse mécanique de la machine. En particulier, les phénomènes transitoires, les couplages fluide-structure et les effets instationnaires sur le chargement et le productible sont difficiles à appréhender par des méthodes purement numériques en raison de la complexité des mécanismes. Les essais en bassin constituent ainsi un outil essentiel pour caractériser finement la réponse de la turbine, valider les outils numériques et extrapoler les résultats à l'échelle réelle, tout en offrant un cadre maîtrisé en terme de reproductibilité et de répétabilité.

Ce chapitre présente l'ensemble du dispositif expérimental, des méthodes de mesure et des traitements de données mis en oeuvre dans ce travail. Dans un premier temps, les infrastructures d'essais sont décrites, en détaillant le dispositif expérimental en bassin, la reproduction des conditions de houle et les systèmes de mesure utilisés pour caractériser l'écoulement et la réponse de la machine. La maquette de la turbine à échelle réduite est ensuite présentée, ainsi que sa motorisation, son instrumentation et les stratégies de pilotage mises en place pour imposer des conditions de fonctionnement contrôlées. Enfin, les méthodes d'acquisition et de post-traitement des données sont décrites. Ce chapitre se conclut par une synthèse des choix méthodologiques retenus et de leur domaine de validité.

1.1 Présentation des infrastructures d'essais

Les essais constituant la base du travail de ce manuscrit ont été réalisés au bassin d'essais de l'IFREMER situé à Boulogne-sur-Mer (France). Cette installation constitue un moyen d'essais hydrodynamique unique en France et l'un des rares en Europe permettant de générer simultanément du courant et des conditions de houle contrôlées.

1.1.1 Dispositif expérimental en bassin

Initialement mise en service dans les années 1990, la veine de circulation a été progressivement modernisée pour intégrer un batteur à houle afin d'étudier les interactions houle-courant et leurs effets sur des structures immergées ou semi-immergées. La structure globale est une boucle fermée de circulation de l'eau. Les 700 m^3 d'eau peuvent être mis en mouvement à

partir de deux pompes de 250 kW chacune. La section d'essais, quant à elle, est une partie supérieure de la boucle de circulation et mesure 18 m de long, 4 m de large et 2 m de profondeur (voir figure 1.1). Sur le côté de la veine, quatre vitres d'une dimension totale de 2 m par 8 m constituent la paroie latérale pour permettre d'observer les essais et d'utiliser les systèmes de mesure optiques, comme détaillé en section 1.1.3.

Un conditionnement de l'écoulement est également effectué en entrée de la veine d'essais, à partir d'une combinaison de grilles de porosité définie et d'une structure en inox de type nid d'abeille avec un assemblage de tubes de section carrée et de 0.025 m de côté. Ce montage permet d'atténuer l'intensité turbulente de l'écoulement en réduisant les structures tourbillonnaires parasites et assurer un écoulement aussi homogène et uniforme que possible dans la section d'essais. Ce dispositif permet de générer des courants établis allant de 0.1 à 2.2 m/s.

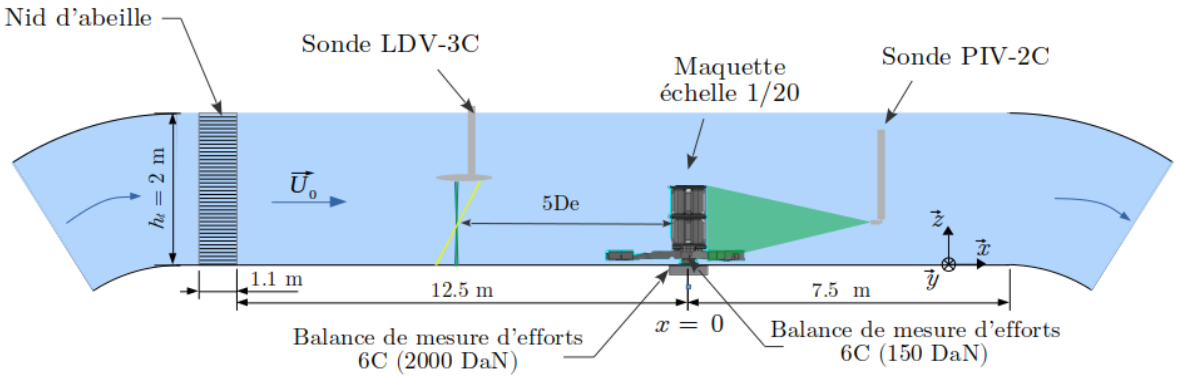


Figure 1.1 – Schéma du bassin d'essais, de l'emplacement de la turbine et de l'instrumentation utilisé (balances de mesure d'effort et dispositifs optiques) lors des essais.

L'écoulement ainsi généré au sein de la zone de test est considéré stationnaire, avec une vitesse imposée que l'on notera (U_0, V_0, W_0) dans le référentiel (Oxyz), présenté figure 1.1. Dans ces conditions, les composantes latérale et verticale de vitesse moyenne en entrée sont inférieures à 2% de la vitesse longitudinale et sont par la suite considérées négligeables par rapport à la composante principale U_0. On note alors $V_0 = W_0 = 0$. Les trois composantes instantanées de la vitesse sont notées (U, V, W) selon les directions (x, y, z), où l'axe x correspond à la direction principale de l'écoulement. Grâce au montage, une faible intensité de turbulence est obtenue dans la zone de test avec $TI_{1D} = 2\%$. La hauteur de couche limite imposée par la rugosité de fond de l'installation est définie par $\delta_{95} = 0.95 \times U_0$ et estimée à $\delta_{95} \approx 0.25$ m. L'évolution de vitesse dans la couche limite suit une loi de puissance 1/7 (voir figure 1.2).

Afin de faciliter l'installation des dispositifs d'étude, la veine d'essais est munie d'une plateforme relevable pouvant remonter jusqu'à la surface. La zone de fixation est motorisée afin de pouvoir notamment tester différents angles d'incidence entre l'écoulement et la structure ainsi positionnée dans le bassin.

Avec l'écoulement ainsi généré, l'expression des composantes de vitesse suit la décomposition de Reynolds :

$$U_i(t) = \overline{U_i} + u_i'(t)$$

où $\overline{U_i}$ est donc la composante moyenne et $u_i'(t)$ la composante fluctuante pour un écoulement stationnaire. Dans la suite du manuscrit, suivant le même schéma, la notation $\overline{\square}$ désigne la moyenne temporelle d'une grandeur étudiée tandis que $\square'$ représente sa composante fluctuante. L'écart-type est noté $\sigma(\square)$ dans la suite.

Le profil de vitesse ainsi obtenu à la position de la turbine ($x = 0$) pour une vitesse consigne $U_0 = 1.0$ m/s est présenté figure 1.2. Sur la hauteur effective de la turbine (zone grise), les profils de $\overline{U}$ et de TI_{1D} apparaissent bien uniforme et homogène sur toute la section, avec un

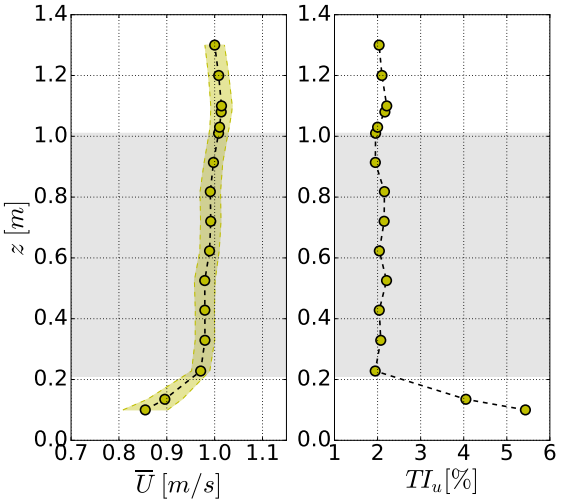


Figure 1.2 – Profils à la position $x = 0$ de la vitesse moyenne $\overline{U}$ (avec son écart-type) et de l'intensité turbulente TI_{1D} pour une vitesse uniforme de $U_0 = 1.0$ m/s.

écart de vitesse moyenne de 0.04 m/s seulement. La couche limite imposée par le bassin pour $z < 0.2$ m est également visible. Ces caractéristiques de l'écoulement sont invariantes sur la largeur de la section d'essais.

1.1.2 Reproduction des conditions de houle

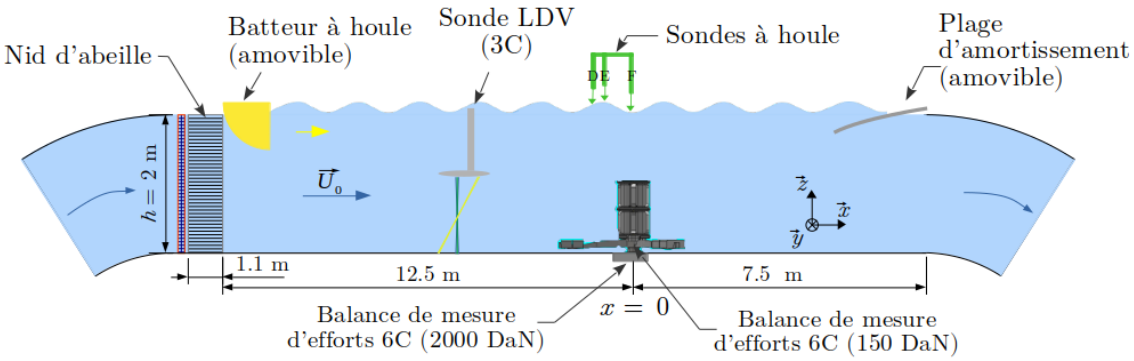


Figure 1.3 – Schéma descriptif du montage en bassin lors des essais avec génération de houle. Le générateur et la plage d'amortissement sont positionnés ici pour la propagation de houle dans le sens du courant.

Comme mentionné précédemment, des développements menés au bassin permettent aujourd'hui de générer différents cas de houle. Les effets de l'interaction houle-courant peuvent alors être étudiés, conditions particulièrement intéressantes dans le cas de représentation à échelle réduite des conditions environnementales de sites complexes tels que le Raz-Blanchard.

Pour ce faire, un générateur de houle composé de 8 modules contrôlables est immergé à 0.50 m de la surface libre (voir figure 1.4). Celui-ci peut être positionné à l'entrée ou à la sortie de la zone de test afin de produire des vagues se propageant respectivement dans le sens du courant (CO) ou contre-courant (OPP), permettant l'étude de cas de houle comme décrits par Dufour et al. 2025a. Les modules suivent un mouvement oscillant, ce qui crée les vagues en surface. La variation d'amplitude du mouvement et de fréquence de battement permet de reproduire une grande variété de conditions de houle, pour des capacités de courant allant

jusque $U_0 = 0.8$ m/s. Une plage d'amortissement de la houle, en inox et de 8% de porosité, est positionnée à l'opposé du batteur à houle afin de réduire la réflexion dans la veine à moins de 15%, suivant la période de houle considérée.

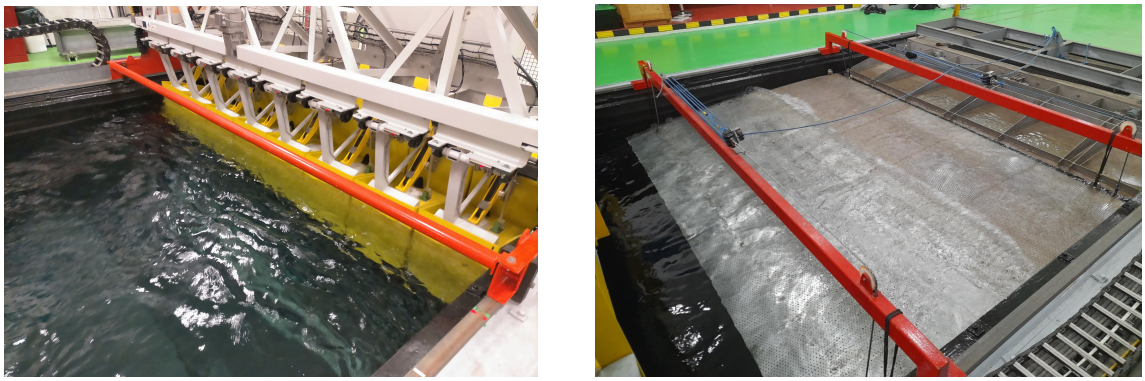


Figure 1.4 – Gauche : batteur à houle immergé et actif. Les modules sont immergés de 0.50 m sous la surface. Droite : plage d'amortissement immergée.

Le sillage imposé par la présence de ces deux structures conduit à une augmentation de l'intensité turbulente TI_{3D}, principalement dans la partie haute de la colonne d'eau : $z \geq 1.0$ m (Gaurier et al. 2025). De plus, la perte de charge liée à l'introduction du batteur ou de la plage induit une modification du profil vertical de vitesse en comparaison avec la consigne de référence U_0.

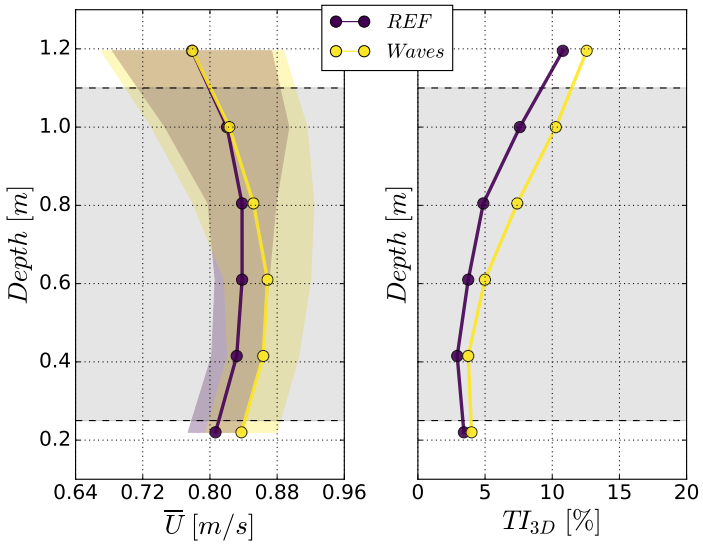


Figure 1.5 – Profils à la position $x = 0$ de la vitesse moyenne $\overline{U}$ (avec écart-type) et de l'intensité turbulente TI_{3D} pour une vitesse consigne de $U_0 = 0.8$ m/s, avec le batteur disposé en amont de la section d'essais.

La figure 1.5 présente ainsi les profils verticaux de vitesse et d'intensité turbulente 3D induits par ce montage à l'emplacement de la turbine (x,y) = (0,0), pour un cas de référence (batteur immergé mais inactif) et un cas où le batteur est actif et génère des vagues de surface. Il apparaît que U_0 et TI_{3D} augmentent pour le passage du cas de référence au cas de propagation de houle. Les profils présentent également un gradient marqué, signature du sillage des équipements placés en amont (batteur ou plage d'amortissement). Dans ces conditions, le profil de vitesse est également uniforme sur l'ensemble de la largeur du bassin. Il est ainsi

possible de calculer, à partir de ces données, la vitesse d'écoulement de référence sur la surface de capture de la turbine pour chaque cas.

En présence de houle, la décomposition de Reynolds évolue par rapport au cas stationnaire et s'écrit :

$$U_i(t) = \overline{U_i} + u_w(t) + u'(t) \tag{1.1}$$

avec $\overline{U_i}$ la composante moyenne, $u_w(t)$ la composante de vitesse orbitale et $u_i'(t)$ la composante relative à la part turbulente de l'écoulement. Cette décomposition est communément utilisée pour l'étude en présence de l'action conjointe de houle et de courant (Kemp et al. 1982, Perez et al. 2020). Pour isoler l'effet imposé par la cinématique des vagues de la turbulence inhérente au montage, une vitesse relative à la contribution de houle peut être définie :

$$U_{i,\text{wave}}(t) = \overline{U_i} + u_w(t) \tag{1.2}$$

Toutes ces évaluations des conditions d'écoulement peuvent être menées grâce aux instruments de mesure présents au bassin. Les outils principaux utilisés dans notre cas sont présentés dans la section suivante.

1.1.3 Systèmes de mesure

Pour caractériser de manière précise les conditions d'écoulement rencontrées en bassin, un ensemble d'instruments de mesure est utilisé. Les systèmes de mesure hydrodynamiques, qui sont deux systèmes de mesure laser, reposent sur l'évaluation du déplacement de particules suivant le déplacement de l'écoulement. Ces particules, des billes de verre recouvertes d'argent dont le diamètre est de l'ordre de 10 μm, sont choisies pour leur capacité à suivre fidèlement l'écoulement tout en étant suffisamment réfléchissantes pour être détectées, soit dans un volume fixe, soit dans un plan laser donné (Gaurier 2020). Ces deux systèmes, décrits ci-après, sont complémentaires en terme de fréquence d'acquisition et de résolution spatiale.

1.1.3.1 Vélocimétrie Laser Doppler (LDV-3C)

La Vélocimétrie Laser Doppler à trois composantes (LDV-3C) est une technique de mesure de vitesse des écoulements de fluides. Cette méthode permet d'accéder aux trois composantes instantanées de la vitesse de l'écoulement en une position spatiale donnée, avec une résolution temporelle élevée, typiquement comprise entre 50 et 100 Hz dans les conditions expérimentales considérées dans ce manuscrit. Cette capacité en fait un outil particulièrement adapté à l'analyse des fluctuations rapides de vitesse à des échelles temporelles associées à la turbulence.



Figure 1.6 – Photo de la LDV-3C lors des essais, en amont de la turbine.

Le système LDV-3C, visible figure 2.18, est composé de trois sources laser de longueurs d'onde distinctes : 488 nm (bleu), 514 nm (vert) et 532 nm (vert-jaune). Chaque faisceau est divisé en deux sous-faisceaux cohérents, dont l'un est décalé en fréquence à l'aide d'une cellule de Bragg, tandis que l'autre reste inchangé. Les six faisceaux ainsi générés sont guidés au moyen de fibres optiques, puis focalisés au point de mesure d'intérêt situé à 600 mm de la sonde. Le volume de mesure, où les faisceaux (de 0.12 mm de diamètre) se croisent, est d'environ 0.01 mm^3. Au voisinage de leur point de croisement, chaque paire de faisceaux de même longueur d'onde forme un réseau de franges d'interférences. Lorsqu'une particule traverse le volume de mesure, la lumière rétrodiffusée est modulée en intensité à une fréquence proportionnelle à la composante de la vitesse de la particule perpendiculaire aux franges conformément à l'effet Doppler. La lumière ainsi diffusée est collectée par l'optique réceptrice située au centre de la sonde, puis dirigée vers un photo-détecteur. La vitesse mesurée est alors donnée par :

$$u = f_D \, d_f$$

avec f_D la fréquence Doppler mesurée et d_f la distance inter-franges, définie par :

$$d_f = \frac{\lambda}{2\sin(\theta/2)}$$

λ désignant la longueur d'onde du faisceau et θ l'angle inter-faisceaux.

La fréquence d'échantillonnage n'est pas imposée mais dépend du passage aléatoire des particules dans le volume de mesure, lui-même fonction de la concentration en particules et de la vitesse locale de l'écoulement. Lorsque cela est nécessaire, notamment pour l'analyse spectrale, les signaux LDV sont ré-échantillonnés sur une base de temps régulière par interpolation linéaire.

En raison de la géométrie de la sonde, les composantes de vitesse mesurées ne correspondent pas directement aux axes du repère cartésien du bassin. Une transformation géométrique est donc appliquée afin de projeter les vitesses mesurées dans le repère (x, y, z). Cette transformation repose sur une matrice de passage déterminée lors de la calibration de la sonde et dépend de l'orientation de celle-ci, notamment pour la paire de faisceaux associée à la composante décalée. La sonde est ici utilisée en mode non coïncident, ce qui signifie que les trois composantes de vitesse sont mesurées indépendamment les unes des autres. Ce choix permet d'augmenter la fréquence effective d'acquisition, au prix d'un échantillonnage temporel non uniforme et distinct pour chaque composante.

La sonde LDV est positionnée dans le plan (y,z) à l'aide d'un système de déplacement automatisé, permettant d'ajuster les coordonnées du volume de mesure avec une précision de l'ordre du mm. Le système est maintenu par une table de déplacement, utilisée afin de déplacer et gérer le positionnement de la sonde suivant l'axe (Ox).

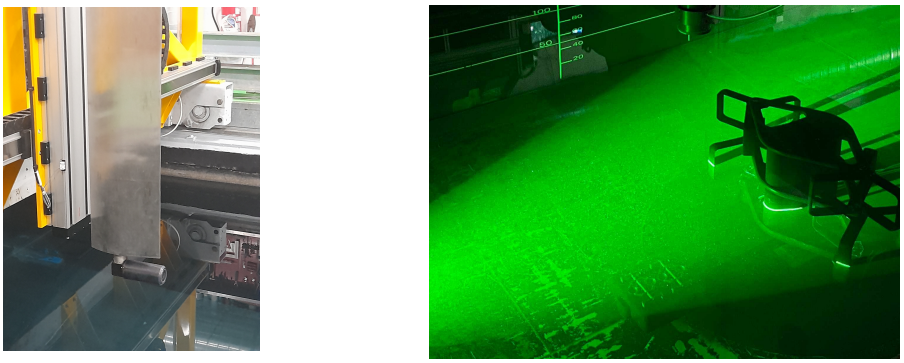
Une attention particulière est portée à la calibration et à l'alignement de la sonde LDV-3C. Le bon positionnement des faisceaux à l'entrée des fibres optiques, ainsi que l'alignement précis entre l'optique émettrice et réceptrice, conditionnent directement la qualité du signal et la fréquence d'acquisition. Les procédures de calibration et l'analyse en temps réel des signaux temporels et spectraux permettent d'identifier et de limiter plusieurs sources de perturbations, réduisant ainsi les biais de mesure observés lors des campagnes expérimentales. En amont des essais, la fréquence moyenne d'acquition est également vérifiée afin de savoir si suffisamment de particules transitent par le volume.

1.1.3.2 Vélocimétrie par Images de Particules (PIV-2D)

La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) constitue la deuxième technique de mesure de la vitesse de l'écoulement utilisée dans ce travail. Il s'agit d'une méthode optique non

intrusive permettant d'accéder aux champs de vitesse 2D instantanés dans un plan de mesure, avec une bonne résolution spatiale.

Le principe de la PIV repose sur l'enregistrement d'images des particules ensemencées dans le fluide et éclairées par une nappe laser de faible épaisseur. À chaque instant d'acquisition t, deux images successives sont capturées par une caméra synchronisée avec le laser, séparées par un intervalle de temps très court Δt. Le déplacement moyen des particules entre ces deux images est ensuite estimé par corrélation croisée spatiale, ce qui permet de déterminer les deux composantes de la vitesse dans le plan éclairé. Dans la configuration classique utilisée ici, la PIV fournit donc une mesure du champ de vitesse dans un plan horizontal (soit U,V) ou vertical (U,W).



(a) **(b)**

Figure 1.7 – (a) canon laser servant à l'éclairement par la nappe laser. (b) nappe laser PIV déployée horizontalement autour de la machine.

Le dispositif expérimental utilisé est développé par l'entreprise Dantec Dynamics©. L'éclairement du plan de mesure est assuré par un laser Nd :YAG de type Gemini-like, de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm, composé de deux cavités délivrant chacune une énergie de 200 mJ par impulsion. Ce laser permet d'illuminer une nappe d'environ 1.0 m de longueur et 0.5 m de largeur, avec une épaisseur typique de l'ordre de quelques millimètres. La nappe laser est générée à l'aide d'un système optique monté sur un mât profilé, permettant un positionnement précis du plan de mesure dans le bassin (figure 1.7a). Les images sont acquises à l'aide d'une caméra haute résolution HighSense Zyla 5.5 Mpx, offrant une gamme de 16 bits par pixel en niveaux de gris. La fréquence d'acquisition est fixée à 15 Hz et les acquisitions sont réalisées sur des durées de 120 à 180 s, conduisant à environ 2000 paires d'images par configuration. La résolution spatiale obtenue est de l'ordre de 0.6 mm/px. Les particules apparaissent en moyenne sur 4 à 10 pixels selon la distance entre la caméra et le plan laser. La résolution spatiale pour nos plans est de $dx = dy = dz = 13$ mm.

Le traitement des données PIV est réalisé à l'aide d'une procédure de corrélation croisée multi-passes. Les images sont d'abord prétraitées afin de supprimer le bruit de fond par soustraction de la valeur moyenne en niveau de gris de chaque pixel. Cette étape limite ainsi les interprétations parasites liées aux éléments fixes du bassin. Les images sont ensuite délimitées en fenêtres d'interrogation glissantes, dont la taille initiale est adaptée au déplacement attendu des particules et à l'intervalle de temps Δt. Dans cette étude, les fenêtres finales ont une taille initiale de 128×128 pixels et une convergence vers une taille minimale de 32×32 pixels est possible si suffisamment de particules (≥ 8) sont présentes dans la fenêtre. Le recouvrement inter-fenêtre est de 50%, offrant un compromis satisfaisant entre résolution spatiale et précision des vecteurs de vitesse. Les vecteurs aberrants sont identifiés et corrigés à l'aide de la méthode 'Universal Outlier Detection' (UOD), basée sur la comparaison locale de chaque vecteur avec

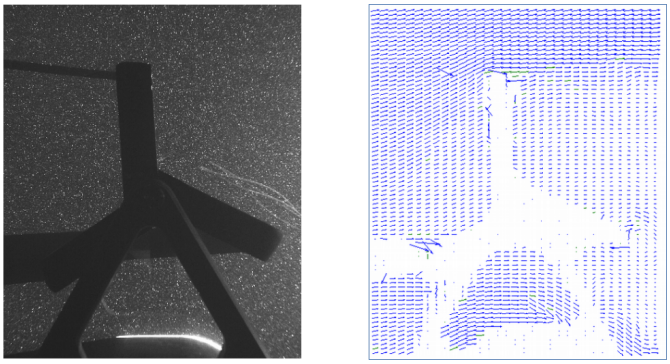


Figure 1.8 – Champ instantané de la vitesse (U,V) obtenu après traitement autour de la colonne de rotors, avec l'éclairement se faisant par la droite de l'image (la lumière du laser se propageant de droite à gauche).

son voisinage immédiat de 7×7 vecteurs (Westerweel 2005). Enfin, un masquage géométrique est appliqué afin d'exclure les zones correspondant à la structure de la turbine. Après traitement, le champ de vitesse (U,V) ou (U,W) est obtenu pour les différents instants de mesure. Un exemple de champ horizontal instantané autour d'un rotor est extrait du logiciel et présenté figure 1.8. Les mesures PIV permettent ainsi d'accéder à la structure spatiale des écoulements à grande échelle autour de la turbine, tandis que les mesures LDV, technique décrite dans la section précédente, fournissent une description temporelle fine des fluctuations locales de vitesse. Ces deux techniques sont donc pleinement complémentaires en termes de résolution spatiale et temporelle.

1.1.3.3 Sondes à houle

En complément des techniques laser, d'autres instruments sont utilisés pour évaluer les caractéristiques de l'écoulement en bassin.

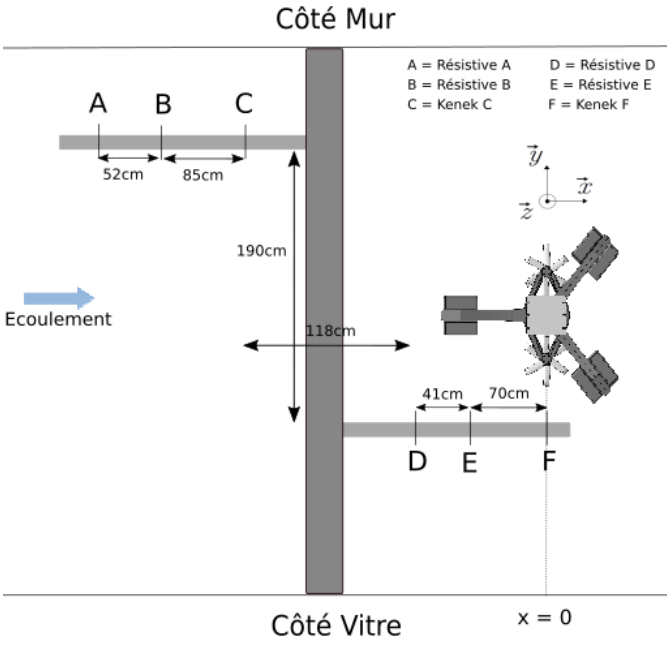


Figure 1.9 – Schéma du positionnement des sondes à houle. La sonde Kenek F est placée à x = 0.

Un ensemble de six sondes à houle, comprenant quatre sondes résistives et deux sondes dynamiques de type servo KENEK, est utilisé pour mesurer l'élévation de la surface libre dans le bassin. Une des sondes dynamiques désignée comme la sonde F sur la figure 1.9, positionnée à $x = 0$, est utilisée comme référence pour les mesures d'élévation de la surface libre. Les signaux d'élévation de surface sont synchronisés avec les données des couplemètres et des efforts mesurés sur la maquette via la station d'acquisition (LABVIEW), pour une fréquence d'acquisition commune de $f_e = 512$ Hz (sauf indication contraire). Les sondes sont préalablement étalonnées en balayant une gamme de profondeurs d'immersion, la fonction de transfert de chaque sonde est alors adaptée au besoin. Les sondes sont également positionnées au niveau de la surface libre à l'aide du système de pilotage automatisé évoqué en section 1.1.3.1.

Il est donc possible, à partir des sondes à houle, de suivre en instantané l'élévation de la surface libre η. La complémentarité des outils permet de caractériser finement les conditions d'essais imposées, avec des résolutions spatiale et temporelle satisfaisantes. Le couplage de tous ces instruments permet ainsi de corréler l'impact d'une perturbation à l'altération du régime d'écoulement et à la réponse de la maquette d'hydrolienne, décrite ci-après.

1.2 Description de la maquette d'hydrolienne à axe vertical

Le modèle étudié est un prototype en similitude géométrique à l'échelle 1/20 de la turbine HydroQuest de puissance nominale 2.5 MW (figure 1.10a), conçue pour un déploiement dans le cadre du projet FloWatt au Raz-Blanchard (Manche). Le modèle est constitué de deux colonnes à axe vertical, elles-mêmes composées de deux étages de rotors disposés avec un déphasage de 60°. Par la suite, les colonnes seront désignées $C1$ et $C2$ suivant la description de la figure 1.10b. Le facteur d'échelle géométrique est défini comme :

$$f = \frac{L_r}{L_m}$$

où les indices r et m désignent respectivement le système réel et la maquette.

1.2.1 Caractéristiques principales de la maquette

Pour cette étude expérimentale, il a été choisi de conserver à échelle réduite le rapport entre hauteur de turbine et profondeur d'eau. Ce choix conduit à un facteur d'échelle 20 (pour représenter une turbine d'environ 20 m de haut immergée à une profondeur moyenne de 40 m). Le modèle ainsi étudié présente une hauteur totale $H_m = 1.010$ m pour une largeur de turbine $w_m = 1.270$ m. Les rotors mesurent $H_b = 0.315$ m de hauteur pour un rayon $R = 0.235$ m. Chaque rotor est composé de trois pales de type NACA0022. L'espacement vertical entre les deux plateaux supportant les colonnes de rotors définit la hauteur effective de la turbine, soit $h_m = 0.830$ m. L'ensemble est monté sur une base gravitaire composée de trois bras lestés, dimensionnée afin de stabiliser l'ensemble de la structure.

La surface de référence est définie comme la surface projetée interceptant le flux (surface bleue sur la figure 1.10a), soit $S_{ref} = h_m \times w_m$ pour une valeur de 0.92 m^2. Conformément aux standards IEC, un diamètre équivalent D_e est déduit de cette surface :

$$D_e = \sqrt{\frac{4S_{ref}}{\pi}}$$

Ce diamètre équivalent permet d'assimiler une machine de section non circulaire à un dispositif équivalent de section circulaire (facilitant ainsi les comparaisons avec des hydroliennes plus

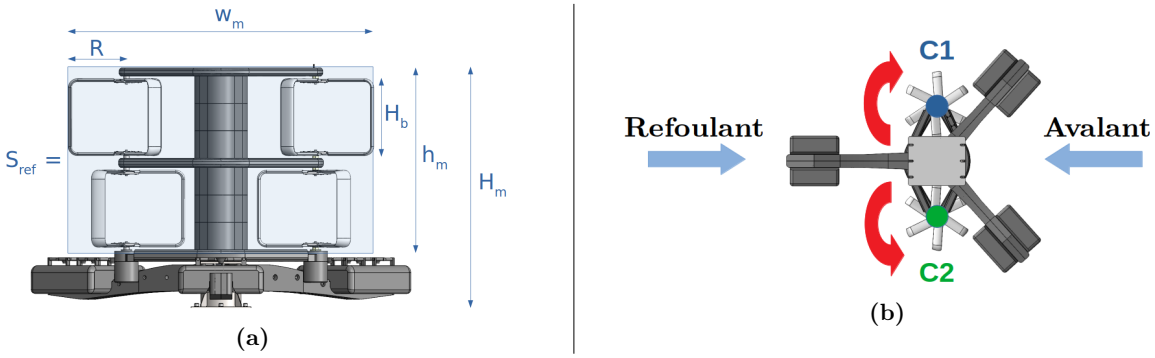


Figure 1.10 – Caractéristiques du modèle. (a) Dimensions principales avec une vue de la section (yz). (b) Appellations des configurations d'étude suivant le sens de rotation relatif des rotors (flèches rouges) par rapport à la direction de l'écoulement (flèche bleue).

classiques à axe horizontale : IEC 2013). Les grandeurs D_e et U_0 sont utilisées comme échelles de référence (longueur et vitesse) pour la normalisation des paramètres étudiés.

Deux configurations principales sont étudiées, permettant de simuler deux directions d'écoulement suivant celles présentées dans Saouli et al. 2025 : la configuration Refoulant correspond à un angle d'incidence écoulement-maquette de 0°, tandis que la configuration Avalant correspond à un angle d'incidence de 180°, comme illustré sur la figure 1.10b. Cette convention permet de distinguer les deux orientations possibles du système contrarotatif vis-à-vis de l'écoulement incident. Dans la configuration Refoulant, le bras principal de la base gravitaire est situé en amont du montant central de la turbine. Les pales se déplacent alors à contre-courant lors du passage au niveau du montant. À l'inverse, dans la configuration Avalant, les pales se déplacent dans le sens du courant lorsqu'elles passent à proximité du montant.

La configuration expérimentale retenue assure le respect du rapport entre la hauteur de la turbine et la profondeur d'eau, plaçant ici l'étude en similitude de Froude. Cette similitude est classiquement adoptée pour les essais hydrodynamiques en bassin lorsque les phénomènes dominants sont gouvernés par l'équilibre entre forces d'inertie et forces de gravité. Elle garantit notamment une reproduction fidèle de la cinématique de la houle et des vitesses caractéristiques de l'écoulement incident ainsi que l'imposition de la vitesse d'écoulement U_0 pour les essais.

Table 1.1 – Facteurs d'échelle des grandeurs physiques sous similitude de Froude, avec rappel des dépendances des grandeurs associées.

Grandeur physique	**Facteur d'échelle (Fr)**	**Dépendance dominante**
Longueur L	f	Géométrie
Surface S	f^2	Géométrie
Volume V	f^3	Géométrie
Temps T	$f^{1/2}$	Froude
Vitesse U	$f^{1/2}$	Froude
Masse M	f^3	Densité constante
Force F	f^3	Inertielle / gravitaire
Couple Q	f^4	F × L
Moment d'inertie I	f^5	M $\times L^2$
Nombre de Froude Fr	$Fr_r = Fr_m$	Imposé
Nombre de Reynolds Re	$Re_r = f^{3/2} Re_m$	Non conservé

Sous l'hypothèse de similitude de Froude, les grandeurs cinématiques et dynamiques se mettent à l'échelle selon les lois rappelées dans le tableau 1.1. Les longueurs évoluent linéaire-

ment avec le facteur d'échelle géométrique f, tandis que les temps et les vitesses varient comme $f^{1/2}$, conformément à la conservation du nombre de Froude. Cette mise à l'échelle assure la cohérence entre les caractéristiques de turbine entre le modèle réduit et le système réel, ainsi qu'une mise à l'échelle des effets dynamiques avec la dépendance à la surface libre (période et amplitude de houle).

En revanche, la similitude de Reynolds ne peut être simultanément respectée avec le nombre de Froude pour des essais à échelle réduite. L'imposition de $Fr_r = Fr_m$ conduit à une évolution du nombre de Reynolds selon la relation $Re_r = f^{3/2} Re_m$, impliquant une diminution significative du nombre de Reynolds en bassin par rapport au cas réel (le rapport donnant $f^{3/2} = 89$). Dans notre cas, pour une condition de $U_0 = 1.0$ m/s, les valeurs obtenues sont données par l'équation (1.3) :

$$F_r = \frac{U_0}{\sqrt{g\,(h_t - H_m)}} = 0.32\ , \qquad R_e = \frac{U_0\, D_e}{2\nu} \sim 10^5 \tag{1.3}$$

avec $D_e/2$ la longueur caractéristique pour chaque colonne de rotors. Le nombre de Reynolds R_e atteint est donc presque cent fois inférieur à celui du système à échelle réelle. Cette non-conservation du nombre de Reynolds implique un renforcement relatif des effets de viscosité au bassin. Néanmoins, les régimes d'écoulement considérés restent en régime turbulent. Les effets visqueux résiduels peuvent toutefois influencer les pertes locales, le développement de couche limite ou les phénomènes de décrochage et doivent être pris en compte lors de l'interprétation quantitative des résultats notamment lors de l'étude des performances moyennes de la turbine (Yamada et al. 2016). Pour limiter ces effets, des valeurs de vitesse d'écoulement U_0 seront surestimées par rapport à l'échelle réelle pour réduire cet impact. Les tendances mécaniques moyennes sont respectées mais ne permettent donc pas une extrapolation directe à l'échelle réelle.

Les grandeurs mécaniques globales associées à la turbine suivent des lois d'échelle spécifiques en similitude de Froude. Les forces hydrodynamiques évoluent en f^3, tandis que les couples sont proportionnels à f^4, traduisant la combinaison des effets inertiels et géométriques. Le moment d'inertie varie quant à lui en f^5, ce qui influence directement la dynamique de rotation de la turbine et sa réponse aux sollicitations.

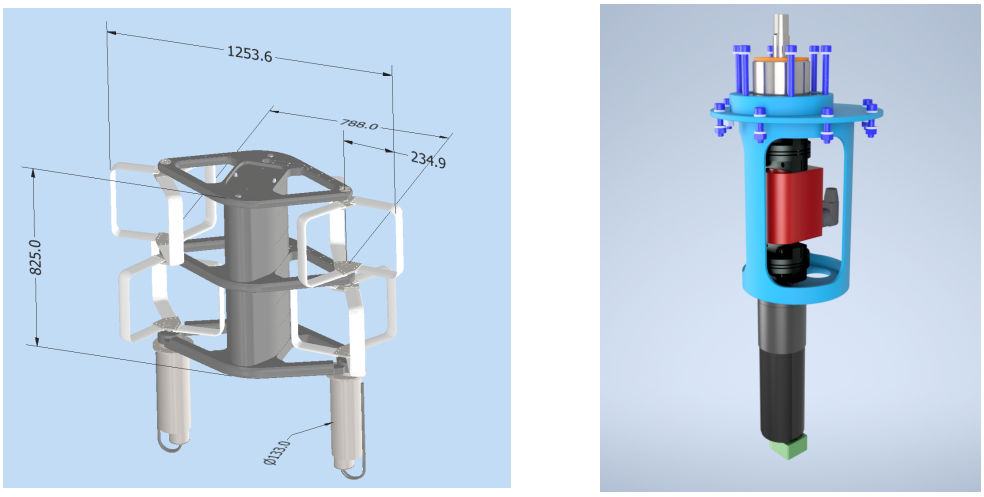
Ainsi, la conservation du nombre de Froude permet de reproduire correctement les mécanismes dominants liés aux conditions d'écoulement et à la dynamique globale de la turbine. Les limitations induites par la non-similitude de Reynolds sont atténuées par le caractère turbulent des écoulements étudiés, mais constituent néanmoins un point d'attention lors de la considération des résultats (principalement lors de l'étude des performances de la turbine). Le tableau 1.1 synthétise les relations d'échelle utilisées et fournit un cadre essentiel pour l'exploitation des résultats expérimentaux.

1.2.2 Motorisation et instrumentation

Pour caractériser le comportement de la structure en fonctionnement et sous différentes conditions, chaque colonne de rotors est équipée d'un moteur Maxon Re50 200W monté avec un motoréducteur GP 52 de rapport de réduction 26 :1, permettant la mise en rotation et le contrôle des rotors. Le codeur angulaire haute précision HEDL (500 impulsions par tour) associé permet également la mesure de la vitesse angulaire des rotors.

Avec ces moteurs sont aussi installés des couplemètres SCAIME DR 2112 alimentés en 12 V. Ces modèles ont une gamme de mesure allant jusque 20 N.m, avec un signal de sortie maximal de 5 V. L'étalonnage (tension - couple) est réalisé au préalable pour les deux capteurs afin d'établir une fonction de transfert précise.

Les ensembles moteur-couplemètre de chaque colonne sont disposés dans le prolongement des colonnes. Les blocs moteurs sont représentés sur le schéma de la figure 1.11.



(a) **(b)**

Figure 1.11 – (a) CAO de la maquette avec les principales cotes indiquées. (b) Schéma CAO d'un bloc moteur avec les éléments à l'extérieur. L'ensemble moteur (pièce basse noire+ codeur en vert), le couplemètre (en rouge) et les pièces intermédiaires (roulement en haut) y sont représentés.

Ceux-ci sont situés sous la structure, ce qui nécessite un aménagement de la plateforme du bassin d'essais afin de pouvoir disposer les deux colonnes regroupant cette instrumentation. Un aménagement des plaques du fond du bassin, en amont de la plateforme relevable, est également réalisé afin de pouvoir positionner la machine plus en amont. Ces modifications sont présentées figure 1.12. Les perçages réalisés ont un diamètre de 0.17 m afin de permettre le passage des blocs moteurs et de laisser l'espace nécessaire pour la sortie des cables de liaison avec la centrale d'acquisition des données.

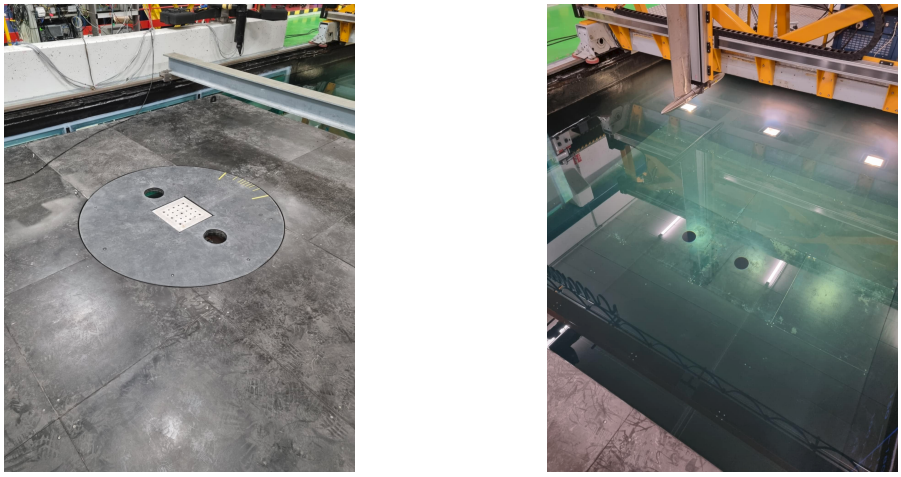
La maquette utilisée pour ces essais ayant été initialement développée pour l'évaluation des efforts subi par la structure, notamment pour les moments de basculement pour le dimensionnement à l'échelle réelle, des modifications ont été apportées pour répondre aux besoins des travaux entrepris dans cette thèse. La structure de la maquette a notamment du être rigidifiée pour soutenir efficacement les blocs de motorisation (spécifiquement développés pour ces travaux) sur des périodes d'essais longues. Les modifications de motorisation entreprises en fin de thèse pour adapter le système de pilotage et de contrôle des colonnes de rotors sont présentées dans la partie relative à ces essais (section 4).

L'ensemble est piloté à une vitesse de rotation imposée ω (exprimée en rad/s ou en rotation par minute rpm) lors de chaque essai, correspondant à une fréquence de rotation f_ω. La consigne de rotation appliquée (en absolu) est toujours similaire entre les deux colonnes. Par l'imposition de ω, l'état de fonctionnement de la turbine est caractérisé par la vitesse réduite en bout de pale, ou Tip Speed Ratio :

$$TSR = \frac{\omega R}{U_0}$$

Ce nombre, communément utilisé dans le cas de machines tournantes, représente le rapport entre la vitesse tangentielle à l'extrémité des pales et la vitesse d'écoulement amont.

Les performances de la turbine sont évaluées via le coefficient de puissance C_p et le coefficient de couple C_Q. Leur variabilité temporelle est décrite grâce au paramètre FI, ou *Fluctuation Intensity*, défini comme le rapport entre l'écart-type et la moyenne temporelle d'un paramètre d'étude (ici représenté par $\square$ via les équations 1.4).



(a) **(b)**

Figure 1.12 – Aménagement du fond du bassin pour le passage des motorisations. (a) Aménagement sur la surface rotative du fond relevable ($x = 0$). La balance de mesure d'effort 1015 est visible au centre du plateau tournant. (b) Aménagement des plaques du fond du bassin pour un positionnement en amont du fond relevable ($x \leq 0$).

$$C_p(t) = \frac{Q(t)\,\omega(t)}{\frac{1}{2}\,\rho\,S_{ref}\,U_0^3} \quad , \quad C_Q(t) = \frac{Q(t)}{\frac{1}{2}\,\rho\,S_{ref}\,R\,U_0^2} \quad , \quad FI(\square) = \frac{\sigma(\square)}{\overline{\square}} \tag{1.4}$$

Afin de mesurer le chargement appliqué à la turbine, deux balances de mesure d'efforts sont utilisés. Celles-ci permettent de mesurer les efforts ($F_\square$) et les moments ($M_\square$) dans les trois directions de l'espace (x,y,z). La première, située à l'interface entre la fondation et la turbine, est une balance de gamme 150 daN et permet la mesure des efforts et moments s'appliquant à la partie turbine seule. Une deuxième balance de mesure, avec une gamme de 2000 daN, est située sous l'ensemble turbine+fondation et permet de mesurer l'ensemble du chargement perçu par la structure. Celles-ci sont alors positionnées comme indiqué sur la figure 1.1. Les mesures des balances sont échantillonnées sur la même base fréquentielle f_e que le couple et la vitesse de rotation. Ces acquisitions permettent notamment de définir les coefficients hydrodynamiques relatifs aux efforts. Ceux étudiés principalement dans la suite du manuscrit sont les coefficients de traînée F_x, de portance F_z et le moment de basculement M_y de la turbine/structure complète tels que :

$$C_x(t) = \frac{F_x(t)}{\frac{1}{2}\,\rho\,S_{ref}\,U_0^2} \quad , \quad C_z(t) = \frac{F_z(t)}{\frac{1}{2}\,\rho\,S_{ref}\,U_0^2} \quad , \quad C_{My}(t) = \frac{M_y(t)}{\frac{1}{2}\,\rho\,S_{ref}\,R\,U_0^2} \tag{1.5}$$

1.2.3 Système de régulation des rotors

Le pilotage des deux colonnes de rotors se fait par deux cartes EPOS2 70/10 indépendantes, configurées en 'Velocity mode'. Le logiciel EPOS Studio est utilisé. Dans cette configuration, la boucle de position est désactivée et seule la boucle de vitesse est utilisée comme boucle externe. La vitesse de rotation de référence ω_{ref} est imposée par le système de pilotage, tandis que la carte EPOS assure en interne la régulation du courant moteur à travers une boucle rapide. Le régulateur de vitesse compare la consigne ω_{ref} à la vitesse mesurée par le codeur et génère une consigne de courant i_{ref}, directement liée au couple électrique appliqué par le

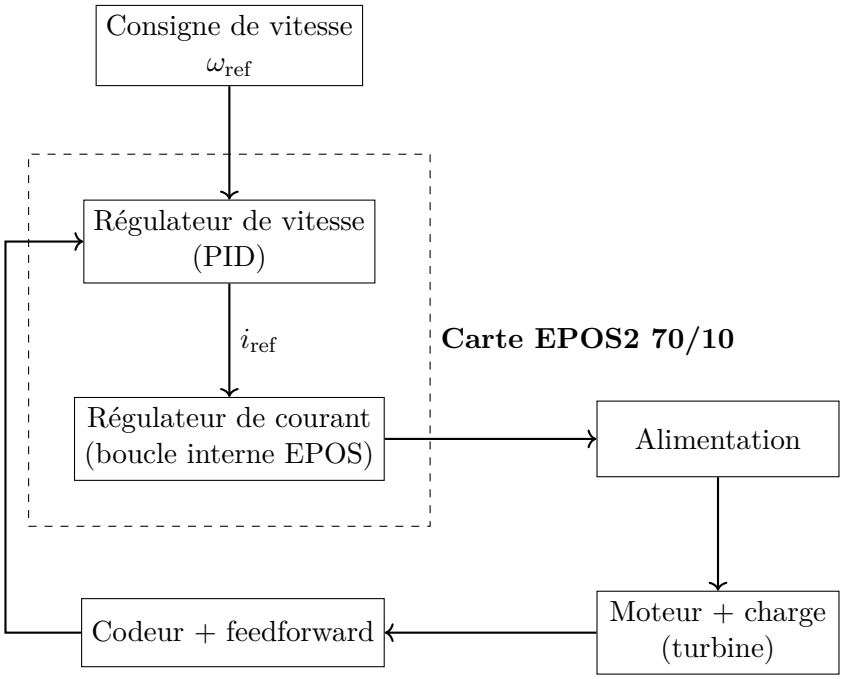


Figure 1.13 – Architecture de contrôle de la turbine en vitesse de rotation imposée à l'aide d'une carte EPOS2 70/10. La boucle de vitesse constitue la boucle externe active, tandis que la boucle de courant est gérée en interne par le contrôleur.

moteur à la colonne via la constante de couple du moteur K_t :

$$Q_{elec}(t) = K_t \ . \ i_{\text{ref}}(t)$$

Cette architecture permet d'imposer précisément la vitesse de rotation de la turbine, indépendamment des fluctuations de couple induites par l'interaction turbine-écoulement, ce qui est particulièrement adapté à l'analyse de la réponse hydrodynamique du système. Cela correspond à une structure de commande standard pour les actionneurs des machines tournantes, largement utilisée dans les applications industrielles et expérimentales (Åström et al. 2008 ; Franklin et al. 2015).

Dans le cas du pilotage en vitesse de rotation imposée, la loi de commande implémentée par la carte EPOS repose sur un correcteur de type proportionnel–intégral (PI) qui s'exprime sous la forme :

$$i_{\text{ref}}(t) = K_p \, e_\omega(t) + K_i \int_0^t e_\omega(\tau) \, d\tau \tag{1.6}$$

où $e_\omega(t) = \omega_{\text{ref}}(t) - \omega(t)$ désigne l'erreur entre la consigne de vitesse de rotation et la vitesse mesurée par le codeur. Le choix d'un correcteur de type PI constitue un compromis classique entre rapidité de convergence, robustesse et simplicité de réglage, particulièrement adapté aux systèmes mécaniques soumis à des perturbations de couple lentes à modérées (Åström et al. 2008). En effet, plus K_p est grand, plus le système converge rapidement vers sa valeur finale. Mais en contre-partie, pour des valeurs de K_p trop grandes, le système oscille. Cependant, seul le réglage de ce coefficient ne suffit pas. Pour K_p fixé, la valeur désirée n'est pas atteinte. Une "erreur statique" existe entre la valeur de vitesse moteur réelle et la valeur désirée en régime établi. Pour compenser l'erreur statique un terme intégral noté K_i est ajouté. A travers K_i, l'idée est d'intégrer l'erreur depuis le début et d'ajouter cette erreur à la consigne jusqu'à ce que celle-ci tende à être nulle. Lorsque cette erreur est nulle, le terme intégral K_i se stabilise et il compense parfaitement l'erreur entre la consigne et la vitesse réelle. Aussi, plus le gain

K_i est grand, plus le système converge vite. En revanche, plus K_i est grand, plus le système oscille et plus le dépassement est grand.

Les coefficients sont paramétrés par calibration de la turbine en eau via le logiciel EPOS Studio. Le contrôle des cartes via EPOS Studio permet de définir manuellement les coefficients de régulation Proportionnel et Intégral appliqués pour chaque colonne en fonction des besoins. Les coefficients des deux colonnes sont équivalents autour du régime de fonctionnement optimal (P = 5200 ; I = 5000) mais peuvent être réajustés pour des TSRs plus faibles. Par exemple, pour pouvoir fonctionner à des TSRs inférieurs à 1, le coefficient Intégral doit être abaissé à 2000, limitant une convergence trop rapide et une correction trop forte.

Ces réglages permettent une bonne stabilisation de la vitesse de rotation au cours des différents tests menés. Les signaux relatifs aussi bien aux caractéristiques de la machine qu'au comportement de l'écoulement peuvent alors être acquis.

1.3 Acquisition et post-traitement des données

Après avoir réalisé ces essais, il est possible d'accéder aux séries temporelles enregistrées. Cependant, du fait de la sensibilité, de la précision et des propriétés ambiantes, des traitements des sorties sont appliquées quasi-systématiquement afin de garantir la meilleure exploitabilité possible des résultats obtenus. Diverses techniques et méthodes peuvent ensuite leur être appliquées. Cette partie détaille les différents traitements utilisés.

1.3.1 Traitement des données

Traitement des séries temporelles

Les signaux bruts issus des différents systèmes de mesure nécessitent un ensemble de traitements préliminaires avant toute exploitation ou analyse conjointe. Ces étapes visent à garantir la qualité, la cohérence temporelle et la comparabilité des données issues de capteurs indépendants. Les grandeurs mécaniques et hydrodynamiques globales, incluant le couple mécanique, les efforts hydrodynamiques et l'élévation de la surface libre, sont enregistrées via la station d'acquisition centralisée du bassin et une interface LABVIEW dédiée. Ces signaux sont numérisés à une fréquence d'échantillonnage donnée, choisie de manière à capturer correctement les fluctuations dynamiques associées à la rotation de la turbine ou aux perturbations. Ces acquisitions sont réalisées à partir de fonctions de transfert étalonnées des capteurs (tension - grandeur). Les mesures de vitesse locales sont réalisées à l'aide des techniques optiques non intrusives (LDV et PIV), chacun de ces sytèmes de mesures sont pilotés par un système informatique dédié de Dantec Dynamics. Les systèmes d'acquisition LABVIEW et Dantex sont synchronisés pour un déclenchement des acquisitions au même instant. En raison de leur nature statistique (nombre de particules) et de leur sensibilité aux conditions optiques, ces mesures font l'objet de traitements spécifiques.

Pour les données LDV, un filtrage a posteriori est appliqué afin d'éliminer les mesures aberrantes associées à des artéfacts de détection (faible signal, multi-particules, bruit optique). Ce filtrage repose sur une méthode basée sur les quantiles, consistant à ne conserver que les données comprises entre les quantiles 10 % et 90 % de la distribution de vitesse (figure 1.14), garantissant ainsi une estimation robuste des moments statistiques sans biais excessif dû aux valeurs extrêmes.

Les différents signaux acquis ne présentent ainsi pas nécessairement la même fréquence d'échantillonnage ni une synchronisation parfaite du fait du décalage spatial. Afin de permettre des analyses croisées, telles que la corrélation entre champs de vitesse, efforts hydrodynamiques et performances mécaniques, une étape de synchronisation temporelle peut être appliquée. Les

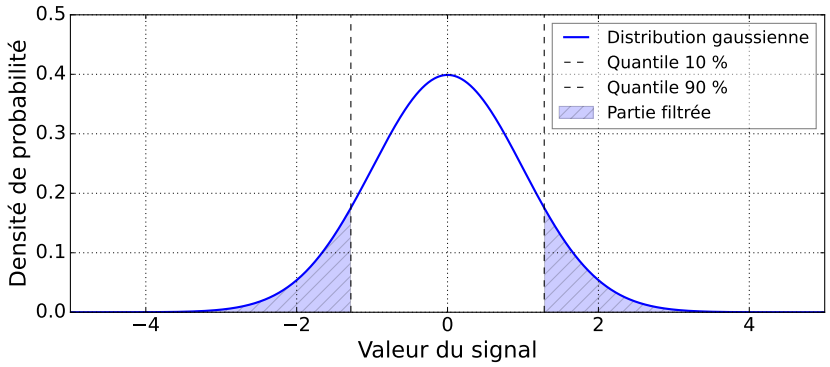


Figure 1.14 – Illustration du filtrage par quantiles appliqué à une distribution gaussienne. Les lignes verticales indiquent les quantiles 10 % et 90 %, définissant l'intervalle dans lequel sont conservées les valeurs centrales du signal. Les zones hachurées correspondent aux queues de la distribution filtrées par la méthode.

signaux sont réinterpolés sur la base de la fréquence d'échantillonnage la plus faible à l'aide d'une interpolation linéaire, réalisée via la fonction 'interp1d', avec l'option 'extrapolate=True'. Cette approche garantit la cohérence temporelle des signaux tout en limitant l'introduction d'artefacts numériques.

L'ensemble de ces étapes de prétraitement constitue une phase indispensable à l'obtention de données fiables et exploitables, sur lesquelles reposent les analyses présentées dans la suite de ce manuscrit.

Analyse spectrale

L'analyse spectrale repose sur la décomposition d'un signal temporel en un ensemble de composantes de fréquences distinctes. Dans le cadre des essais expérimentaux considérés ici, l'analyse spectrale permet d'associer les fluctuations mesurées (élévation de surface libre, vitesses locales ou efforts hydrodynamiques) aux mécanismes physiques dominants tels que la houle incidente, la rotation de la turbine et leurs interactions.

Considérons un signal temporel réel $x(t)$ appartenant à l'espace des fonctions intégrables au carré. Sa transformée de Fourier continue est définie par :

$$X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)\, \mathrm{e}^{-2\pi \mathrm{i} f t}\, \mathrm{d}t \tag{1.7}$$

où f désigne la fréquence. La transformée de Fourier fournit une représentation fréquentielle complexe du signal, dont le module $|X(f)|$ est associé à l'amplitude des composantes fréquentielles, tandis que l'argument $\arg(X(f))$ correspond à la phase spectrale (Bracewell 2000). Cette phase porte une information essentielle sur la dynamique du système, puisqu'elle permet de quantifier le déphasage entre une excitation donnée et la réponse mesurée (Bendat et al. 2010).

Dans le cadre expérimental, les signaux sont acquis de manière discrétisée et sur une durée finie. Le signal temporel est alors représenté par une suite discrète $x_n = x(n\Delta t)$, où $\Delta t = 1/f_s$ est la période d'échantillonnage et f_s la fréquence d'échantillonnage. La transformée de Fourier discrète (DFT) est définie par :

$$X_k = \sum_{n=0}^{N-1} x_n\, \mathrm{e}^{-2\pi \mathrm{i} k n/N}, \qquad k = 0, \ldots, N-1 \tag{1.8}$$

où N est le nombre total d'échantillons. Son calcul numérique est assuré par des algorithmes de transformée de Fourier rapide (FFT). La résolution fréquentielle associée est donnée par

$$\Delta f = \frac{f_s}{N}$$

ce qui met en évidence le compromis inhérent entre résolution fréquentielle et durée d'observation du signal.

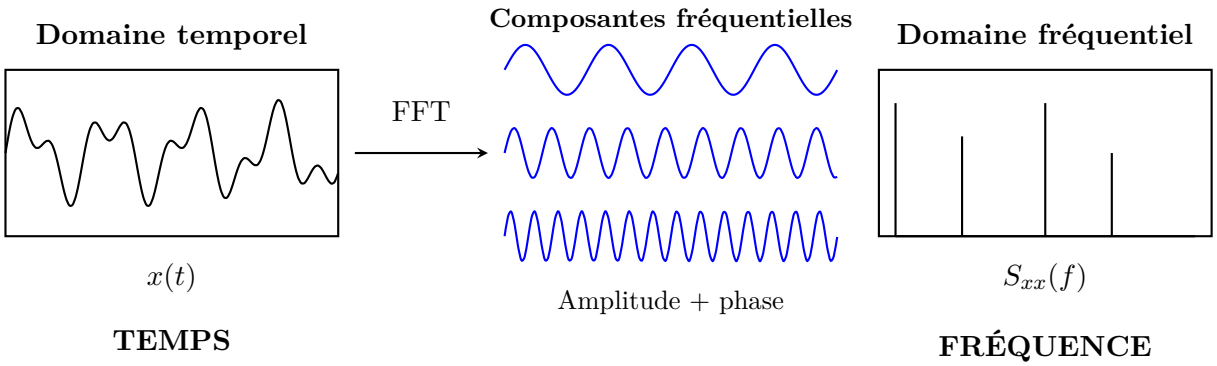


Figure 1.15 – Principe de l'analyse spectrale : décomposition d'un signal temporel en composantes fréquentielles et représentation de son contenu énergétique dans le domaine fréquentiel.

L'analyse directe du module de la FFT permet d'identifier les fréquences dominantes contenues dans le signal. Toutefois, pour des signaux issus de processus aléatoires ou faiblement stationnaires, cette estimation est fortement dépendante de la réalisation temporelle considérée et peut présenter une variance élevée. Afin de caractériser de manière plus robuste la distribution énergétique du signal dans le domaine fréquentiel, on introduit la densité spectrale de puissance (DSP). Pour un signal stationnaire et ergodique, la densité spectrale de puissance est définie comme la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation $R_{xx}(\tau)$, conformément au théorème de Wiener-Khinchin (Papoulis et al. 2002) :

$$S_{xx}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xx}(\tau)\, \mathrm{e}^{-2\pi \mathrm{i} f \tau}\, \mathrm{d}\tau \tag{1.9}$$

où

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)\, x(t+\tau)\, \mathrm{d}t \tag{1.10}$$

La PSD fournit une mesure statistique de l'énergie du signal par unité de fréquence et permet d'identifier les contributions dominantes de manière indépendante de la phase.

Dans la pratique, la PSD est estimée numériquement à partir des données temporelles. Une estimation classique consiste à calculer le module au carré de la FFT, normalisé par la durée d'observation, selon :

$$\hat{S}_{xx}(f) = \frac{1}{N f_s} |X(f)|^2 \tag{1.11}$$

Toutefois, cette estimation dite *périodogramme* présente une variance élevée. Afin de réduire cette variance et d'améliorer la convergence statistique, la méthode de Welch (Welch 1967) est retenue dans cette étude.

La méthode de Welch consiste à diviser le signal en segments de durée finie, partiellement recouvrants, à appliquer une fenêtre de pondération à chaque segment afin de limiter les effets de fuite spectrale, puis à calculer et moyenner les spectres de puissance associés. Cette moyenne réduit la variance de l'estimation au prix d'une légère dégradation de la résolution fréquentielle, liée à la longueur effective des segments.

Les calculs spectraux sont réalisés à l'aide des outils de transformée de Fourier de la bibliothèque `SciPy` sous Python. Pour les paramètres mécaniques, une longueur de segment de $n_{\text{perseg}} = 2^{12}$ échantillons est retenue, correspondant à une durée temporelle d'environ 8 s par fenêtre. Un recouvrement de 50 % entre les segments successifs est appliqué afin d'assurer un compromis optimal entre convergence statistique et résolution fréquentielle. Ces paramètres permettent de capturer avec précision les fréquences caractéristiques associées à la houle, à la rotation de la turbine et à leurs interactions non linéaires.

Enfin, l'analyse conjointe des amplitudes et des phases spectrales est exploitée pour caractériser la réponse dynamique du système. En particulier, le déphasage fréquentiel entre une excitation donnée et la réponse mesurée permet d'identifier les mécanismes de transfert d'énergie, les phénomènes de résonance et les délais de réponse du système hydrodynamique, fournissant ainsi un éclairage essentiel sur les interactions houle-turbine étudiées dans la suite de ce manuscrit.

Filtrage POD : principe et application

La Décomposition en Modes Propres Orthogonaux (appelée POD pour Proper Orthogonal Decomposition) est une méthode de filtrage énergétique efficace pour identifier les structures cohérentes présentes dans un écoulement turbulent, dont l'application est introduite en 1993 par Berkooz et al. 1993. Cet outil mathématique correspond à la résolution d'un problème aux valeurs propres, dont le noyau est le tenseur des corrélations spatiales. Les modes POD sont orthogonaux et constituent une base complète, permettant d'exprimer toute composante de la vitesse fluctuante comme une combinaison linéaire de ces modes. L'algorithme de calcul de la POD, tel que présenté par Weiss 2019, est détaillé ci-dessous.

On note U la matrice des vitesses fluctuantes (voir l'équation 1.12), qui regroupe les composantes $u'(t) = U(t) - \overline{U}$ des n vecteurs de chacune des m images acquises pour constituer le plan PIV. Le choix a ici été fait d'effectuer une POD scalaire, c'est-à-dire que l'algorithme est appliqué séparément aux différentes composantes de vitesse U, V et W. Selon Ikhennicheu 2019, les résultats obtenus par POD scalaire et POD vectorielle sont similaires.

$$U = \begin{pmatrix} u_{11} & \cdots & u_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ u_{m1} & \cdots & u_{mn} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u'_1(t_1) & \cdots & u'_n(t_1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ u'_1(t_m) & \cdots & u'_n(t_m) \end{pmatrix} \tag{1.12}$$

On calcule dans un premier temps la matrice de covariance C, qui est ensuite diagonalisée (voir l'équation 1.13). On note Φ la matrice des vecteurs propres et Λ la matrice des valeurs propres. La matrice de covariance a la propriété d'être symétrique, ce qui implique qu'elle est diagonalisable et que ses vecteurs propres forment une base orthonormale (donc $\Phi^{-1} = \Phi^T$). Ces matrices sont de dimension n * n et sont réordonnées par la suite de telle sorte que les valeurs propres soient triées de la plus grande à la plus petite.

$$C = \frac{1}{m-1} U^T U \xrightarrow{\text{Diagonalisation}} C = \Phi \Lambda \Phi^{-1} = \Phi \Lambda \Phi^T \tag{1.13}$$

On projette maintenant le champ de vitesse fluctuant U dans la nouvelle base orthogonale du problème, formée par les vecteurs propres Φ (voir l'équation 1.14).

$$A = U\Phi \text{ soit } \begin{pmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m1} & \cdots & a_{mn} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{11} & \cdots & u_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ u_{m1} & \cdots & u_{mn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{11} & \cdots & \phi_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \phi_{n1} & \cdots & \phi_{nn} \end{pmatrix} \tag{1.14}$$

L'objectif final de la POD est de décomposer le champ de vitesse fluctuant en une somme de fonctions spatiales déterministes $\Phi_k(x)$ couplées à un coefficient temporel $a_k(t)$ (voir l'équation 1.15). En écriture matricielle, on peut finalement réécrire l'équation 1.14 de manière à exprimer U en fonction de la matrice des coefficients temporels A et des modes spatiaux Φ (voir l'équation 1.16).

$$u'(x,t) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k(t)\phi_k(x) \tag{1.15}$$

$$U = A\Phi^{-1} = A\Phi^T \tag{1.16}$$

Finalement on décompose U selon ses n modes spatiaux, voir l'équation 1.17.

$$U = \begin{pmatrix} a_{11} \\ \vdots \\ a_{m1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{11} & \cdots & \phi_{n1} \end{pmatrix} + \cdots + \begin{pmatrix} a_{1n} \\ \vdots \\ a_{mn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{1n} & \cdots & \phi_{nn} \end{pmatrix} \tag{1.17}$$

$$\text{Soit } U = \sum_{k=1}^{n} \tilde{U}^k \text{ avec la contribution du mode k : } \tilde{U}^k = \begin{pmatrix} a_{1k} \\ \vdots \\ a_{mk} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{1k} & \cdots & \phi_{nk} \end{pmatrix}$$

Lorsque le nombre m de pas de temps (échantillons temporels) est inférieur au nombre n de points (échantillons spatiaux) comme c'est le cas ici, il est plus judicieux d'utiliser la méthode snapshot POD (Sirovich 1987 ; Druault et al. 2007), car cette dernière sera alors plus rapide à exécuter. Cette approche, équivalente à la POD classique, repose sur l'interchangeabilité des dimensions temporelle et spatiale dans l'algorithme mathématique. On commence avec la même matrice de vitesses fluctuantes U de dimension $m \times n$, mais ici la matrice de corrélation C_s est de dimension $m \times m$, au lieu d'être de dimension $n \times n$ dans la méthode directe. Les m vecteurs propres de C_s sont donc des modes temporels jouant le même rôle que les coefficients temporels dans la méthode directe (Weiss 2019). La détermination de la matrice de corrélation temporelle C_s, la matrice des coefficients spatiaux Φ_s et la nouvelle décomposition de U sont données par les équations 1.18, 1.19 et 1.20.

$$C_s = \frac{1}{m-1} UU^T \xrightarrow{\text{Diagonalisation}} C = A_s \Lambda A_s^{-1} = A_s \Lambda A_s^T \tag{1.18}$$

$$\Phi_s = U^T A_s \quad \text{d'où} \quad U = A_s \Phi_s^T \tag{1.19}$$

$$U = \sum_{k=1}^{m} \tilde{U}_s^k \text{ avec la contribution du mode k : } \tilde{U}^k = \begin{pmatrix} a_{s,1k} \\ \vdots \\ a_{s,mk} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_{s,1k} & \cdots & \phi_{s,nk} \end{pmatrix} \tag{1.20}$$

On obtient avec cette méthode la décomposition du champ de vitesse fluctuant en m modes, ordonnés du plus énergétique au moins énergétique. On cherche maintenant à ne conserver que les modes les plus énergétiques, afin de filtrer les composantes d'énergie purement turbulentes. L'énergie associée au mode k mode est directement lié à sa valeur propre λ_k, puisque l'énergie cinétique turbulente est proportionnelle à la trace de la matrice de covariance (et donc proportionnelle à la trace de la matrice des valeurs propres). Il faut donc définir un seuil de filtration énergétique, puis ne garder que les i premières valeurs propres telles que $\sum_1^i \lambda_k = seuil.\sum_1^m \lambda_k$.

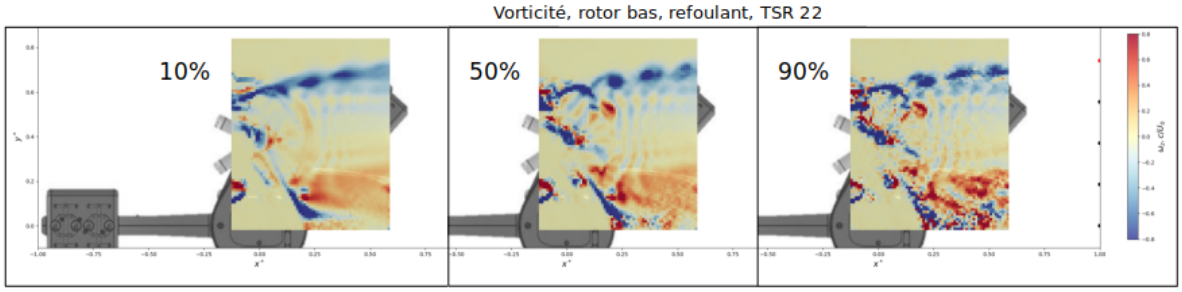


Figure 1.16 – Vorticité instantanée autour de la colonne de rotors pour différents niveaux de filtrage POD.

Plusieurs niveaux de seuil d'énergie turbulente sont testés (de 10% à 90%) et leur effet sur le champ de vorticité est présenté figure 1.16. Pour un seuil trop bas, trop peu d'énergie turbulente est conservée et les structures cohérentes potentielles sont difficilement visibles. Au contraire pour un seuil trop haut, le champ de vorticité est bruité par des phénomènes purement turbulents qui ne sont pas d'intérêt. Un compromis est fait en fixant le seuil de tolérance d'énergie à 50% pour nos jeux de données.

Décomposition Modale Empirique (EMD)

La Décomposition Modale Empirique (Empirical Mode Decomposition, EMD), introduite par Huang et al. 1998, est une méthode d'analyse temps-fréquence adaptative destinée au traitement de signaux non linéaires et non stationnaires. Contrairement à la POD, qui repose sur une base globale optimisant un critère énergétique, l'EMD est une méthode entièrement empirique, ne nécessitant aucune base de fonctions prédéfinie. Elle permet de décomposer un signal en un ensemble fini de composantes oscillatoires élémentaires, appelées *Intrinsic Mode Functions* (IMF), chacune associée à une échelle temporelle (donc une fréquence) caractéristique. Cette approche est particulièrement adaptée à l'analyse des signaux hydrodynamiques mesurés avec des modulations d'amplitude et de fréquence, ainsi qu'un comportement dynamique.

L'EMD repose sur l'hypothèse qu'un signal réel $x(t)$ peut être représenté comme la superposition d'un nombre fini de modes oscillatoires simples et d'une composante résiduelle lente. Cette décomposition s'écrit sous la forme :

$$x(t) = \sum_{k=1}^{K} c_k(t) + r(t) \tag{1.21}$$

où $c_k(t)$ désigne la k-ième IMF et $r(t)$ le résidu final du signal. Une fonction de mode intrinsèque (IMF) est définie comme une composante oscillatoire élémentaire satisfaisant deux propriétés principales. D'une part, sur l'ensemble du signal, le nombre d'extrema locaux et le nombre de passages par zéro diffèrent d'au plus une valeur unitaire. D'autre part, la moyenne locale du signal doit être nulle en tout point. Cette moyenne locale est définie comme la moyenne des enveloppes supérieure et inférieure du signal, construites à partir des maxima et minima locaux. Ces conditions garantissent que chaque IMF correspond à une oscillation localement monochromatique, pour laquelle une fréquence instantanée peut être définie de manière physiquement pertinente.

La détermination des IMF repose sur un processus d'itération appelé 'sifting'. À partir du signal initial $x(t)$, on identifie l'ensemble des maxima et minima locaux. Les enveloppes supérieure $e_{\max}(t)$ et inférieure $e_{\min}(t)$ sont alors construites par interpolation (spline cubique)

des extrema. La moyenne locale est définie par :

$$m(t) = \frac{e_{\max}(t) + e_{\min}(t)}{2} \tag{1.22}$$

Cette moyenne est soustraite au signal courant afin d'obtenir une composante oscillatoire intermédiaire

$$h_1(t) = x(t) - m(t) \tag{1.23}$$

Cette opération est répétée. À l'itération i, on obtient :

$$h_i(t) = h_{i-1}(t) - m_i(t) \tag{1.24}$$

où $m_i(t)$ est la moyenne locale calculée à partir des enveloppes de $h_{i-1}(t)$. Le processus de sifting est poursuivi jusqu'à ce que $h_i(t)$ satisfasse les critères définissant une IMF. La première IMF est alors définie comme :

$$c_1(t) = h_n(t) \tag{1.25}$$

où n correspond au nombre d'itérations nécessaires à la convergence.

Le résidu partiel associé à cette première IMF est donné par :

$$r_1(t) = x(t) - c_1(t) \tag{1.26}$$

Ce résidu est ensuite traité comme un nouveau signal d'entrée, auquel le même processus est appliqué afin d'extraire successivement les IMF suivantes, associées à des échelles temporelles de plus en plus longues. L'algorithme s'arrête lorsque le résidu ne contient plus d'oscillations significatives.

Le critère d'arrêt du sifting peut être formulé à partir d'un indicateur de convergence, souvent défini sous la forme d'un écart normalisé entre deux itérations successives :

$$\mathrm{SD} = \sum_t \frac{|h_{i-1}(t) - h_i(t)|^2}{h_{i-1}^2(t)} \tag{1.27}$$

Le sifting est arrêté lorsque la valeur de SD devient inférieure à un seuil prédéfini, garantissant la stabilité de la composante extraite.

Les IMF sont naturellement ordonnées des hautes vers les basses fréquences, sans qu'aucune hypothèse de linéarité ou de stationnarité ne soit requise. Chaque IMF peut ainsi être interprétée comme la contribution du signal associée à une échelle temporelle donnée, ce qui permet d'isoler efficacement les phénomènes physiques dominants, tels que la houle incidente, la rotation de la turbine ou leurs interactions non linéaires dans la suite.

Une fois les IMF extraites, chacune d'entre elles peut être analysée à l'aide de la transformée de Hilbert. Pour une IMF $c_k(t)$, le signal analytique associé est défini par :

$$\mathcal{X}_k(t) = c_k(t) + i\,\mathcal{H}\{c_k(t)\} \tag{1.28}$$

où $\mathcal{H}\{\cdot\}$ désigne la transformée de Hilbert. L'amplitude instantanée $A_k(t)$ et la phase instantanée $\phi_k(t)$ sont alors définies par :

$$A_k(t) = |\mathcal{X}_k(t)|, \qquad \phi_k(t) = \arg\left(\mathcal{X}_k(t)\right) \tag{1.29}$$

ce qui permet d'introduire la fréquence instantanée :

$$f_k(t) = \frac{1}{2\pi}\frac{d\phi_k(t)}{dt} \tag{1.30}$$

Cette combinaison de l'EMD et de la transformée de Hilbert conduit à la représentation temps-fréquence dite de Hilbert-Huang (Huang et al. 1998 ; Huang et al. 1999), offrant une résolution locale élevée. Le choix de travail avec une IMF particulière permet donc d'isoler un phénomène oscillatoire d'intérêt, pouvant remplacer le filtrage fréquentiel classique (au lieu d'un filtre passe-bande par exemple).

Fonction de transfert fréquentielle et RAO

La réponse dynamique de la turbine soumise à une perturbation peut être analysée comme un système linéaire invariant dans le temps. Dans ce cadre, la machine est assimilée à un système mécanique dont la dynamique filtre l'effet hydrodynamique imposée par la houle. La réponse observée (couple, effort ou vitesse de rotation) résulte alors de l'interaction entre la perturbation de l'écoulement et la dynamique propre de la turbine.

D'un point de vue formel, cette relation entrée-sortie peut être décrite à l'aide d'une réponse impulsionnelle $h(t)$, qui caractérise entièrement le comportement dynamique du système. La réponse mécanique $Q(t)$ à une perturbation de la vitesse d'écoulement $U(t)$ peut alors s'écrire sous la forme d'une convolution temporelle :

$$Q(t) = (U * h)(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(\tau)\, h(t-\tau)\, \mathrm{d}\tau \tag{1.31}$$

Cette formulation constitue un cadre théorique général permettant en principe de reconstruire la réponse temporelle du système pour toute excitation, y compris dans des conditions fortement instationnaires.

Dans ce manuscrit, l'analyse est principalement menée dans le domaine fréquentiel, qui se révèle plus adapté à l'étude de réponses périodiques ou quasi-périodiques induites par une perturbation de l'écoulement. En effet, le passage dans le domaine fréquentiel permet de caractériser la réponse du système par une unique fonction de transfert.

En notant $U(f)$, $Q(f)$ et $H(f)$ les transformées de Fourier respectives de $U(t)$, $Q(t)$ et $h(t)$, le théorème de convolution conduit à la relation :

$$Q(f) = H(f)\, U(f) \tag{1.32}$$

La fonction complexe $H(f)$ correspond à la fonction de transfert du système. Dans le contexte des interactions houle-structure, elle est communément désignée sous le terme de Response Amplitude Operator ou RAO (Faltinsen 1990).

Le module $|H(f)|$ du RAO caractérise l'amplification ou l'atténuation de la réponse mécanique à une excitation sinusoïdale de fréquence f, tandis que son argument $\arg(H(f))$ représente le déphasage entre l'excitation et la réponse.

Cette approche est largement utilisée en hydrodynamique navale pour l'étude de la réponse des structures flottantes ou immergées soumises à la houle (Mousavi et al. 2019). Plus récemment, elle a également été appliquée au domaine de l'hydrolien afin de caractériser la réponse fréquentielle des turbines soumises à des écoulements instationnaires (Gaurier et al. 2022b).

Les approches par convolution temporelle et par RAO sont strictement équivalentes d'un point de vue mathématique. La réponse impulsionnelle du système peut être obtenue à partir du RAO par transformée de Fourier inverse :

$$h(t) = \mathcal{F}^{-1}\{H(f)\} \tag{1.33}$$

Réciproquement, la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle fournit directement la fonction de transfert fréquentielle.

Dans le cadre de cette thèse, l'analyse sera donc conduite à l'aide de la méthode RAO. Les essais expérimentaux sont en effet réalisés en présence de perturbations considérées quasi-périodiques (principalement la houle), pour lesquelles une description fréquentielle permet une identification robuste et synthétique de la réponse dynamique du système.

L'approche par convolution temporelle, bien que plus générale, n'est pas exploitée directement par la suite. Elle est néanmoins conservée ici comme cadre théorique unificateur, permettant de relier la réponse fréquentielle mesurée à la dynamique temporelle du rotor et de la chaîne d'entraînement.

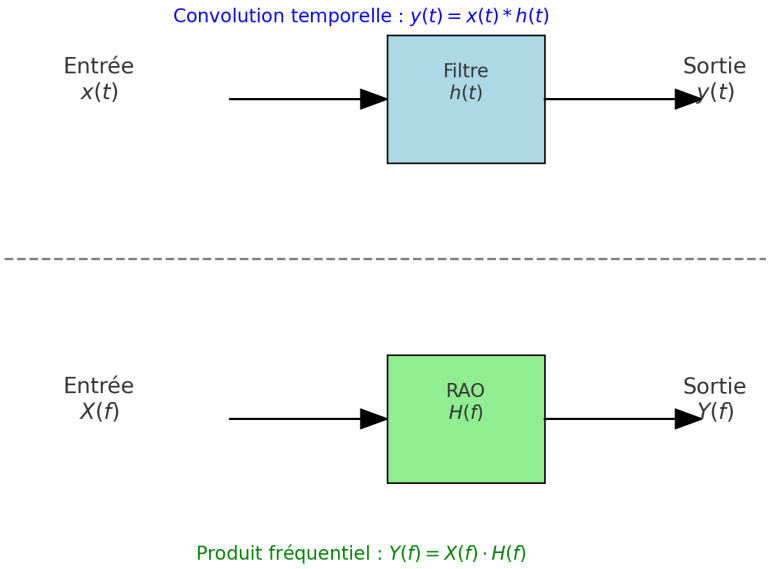


Figure 1.17 – Schéma explicatif des approches fréquentielle (RAO) et temporelle (convolution).

1.3.2 Incertitudes de mesures

Les techniques de mesure optiques non intrusives, telles que la vélocimétrie Doppler laser (LDV) et la vélocimétrie par images de particules (PIV), sont largement employées pour la caractérisation expérimentale des champs de vitesse dans les essais de turbines marines en bassin (Adrian et al. 2011). Elles permettent d'accéder à des champs de vitesse bidimensionnels ou tridimensionnels avec une résolution spatiale élevée, tout en limitant la perturbation de l'écoulement induite par l'instrumentation. Toutefois, la précision des grandeurs mesurées dépend de l'ensemble de la chaîne de mesure, depuis la génération du signal optique jusqu'au traitement numérique des données, rendant indispensable une évaluation rigoureuse des incertitudes associées comme le présentent d'autres études (Albrecht et al. 2003 ; Sciacchitano et al. 2019 ; Raffel 2007).

Dans le cas des mesures LDV-3C et PIV-2D, les principales sources d'incertitude identifiées sont liées à la calibration du système optique, à la synchronisation temporelle entre les dispositifs d'acquisition et le déclenchement du laser, à la puissance laser ainsi qu'à la qualité du traitement des signaux ou des images. L'incertitude de répétabilité du positionnement des instruments est également à considérer, avec des décalages spatiaux de quelques millimètres relatifs à la mise en place par l'opérateur. La conversion des déplacements mesurés en vitesses repose en effet sur une calibration précise des échelles spatiale et temporelle, incluant la géométrie optique du montage expérimental comme montré par Raffel et al. 2018. Même si légère, toute imprécision sur ces paramètres se répercute directement sur la mesure des vitesses instantanées. De plus, une désynchronisation, même faible, entre la caméra et le système d'éclairement peut engendrer des écarts, en particulier dans les écoulements instationnaires ou fortement cisaillés (Adrian et al. 2011).

Pour la PIV spécifiquement, la précision des déplacements mesurés dépend fortement de la qualité de la corrélation croisée entre les images successives. Celle-ci est influencée par le contraste des images, la densité et la distribution spatiale des particules traceuses, ainsi que par la déformation des structures turbulentes au sein des fenêtres d'interrogation (Sciacchitano et al. 2019). L'utilisation des particules en eau constitue également une source d'incertitude importante : si les particules ne suivent pas parfaitement le mouvement du fluide, notamment dans les zones de forts gradients de vitesse ou d'accélération, un biais systématique peut être

introduit, comme décrit par Albrecht et al. 2003. Enfin, les choix relatifs aux algorithmes de traitement d'image et de post-traitement, tels que la taille des fenêtres d'interrogation, le recouvrement spatial ou les méthodes de détection/correction des vecteurs aberrants, influencent directement la robustesse et la précision des champs de vitesse obtenus (Raffel 2007).

Différentes approches sont proposées dans la littérature, comme dans le cas des études de Raffel et al. 2018 ; Sciacchitano et al. 2019, pour quantifier les incertitudes associées aux mesures LDV et PIV. La détermination de l'incertitude totale sur les grandeurs physiques d'intérêt se fait conformément aux recommandations ISO GUM 2008. Les méthodes décrites reposent soit sur une estimation a posteriori exploitant les données expérimentales elles-mêmes à l'aide d'outils statistiques (méthode de type A), soit sur une modélisation a priori de la chaîne de mesure à partir des caractéristiques des instruments et des conditions expérimentales (méthode de type B).

Parmi ces outils, on peut notamment citer l'évaluation de propagation des erreurs ou des méthodes de type Monte Carlo. D'autres approches s'appuient directement sur l'analyse du plan de corrélation afin d'estimer localement l'incertitude associée aux déplacements mesurés, tandis que des méthodes plus récentes évaluent la robustesse de ces estimateurs d'incertitude face aux perturbations expérimentales.

Les mesures des caractéristiques mécaniques de la turbine, telles que les efforts sur les pales, le couple appliqué à l'arbre et la vitesse de rotation, sont sujettes à diverses sources d'incertitude. Ces incertitudes peuvent provenir à la fois des instruments de mesure eux-mêmes et des phénomènes physiques présents dans le dispositif expérimental. La turbine est soumise à des frottements mécaniques dans les paliers et l'arbre de transmission. Ces frottements génèrent un couple résiduel, indépendant de l'écoulement, pouvant atteindre quelques pourcents du couple nominal. Les frottements sont évalués par des essais à vide, avec la turbine en rotation mais sans écoulement, permettant de déterminer le couple mécanique résiduel Q_{friction}.

Les capteurs utilisés pour mesurer le couple, la vitesse de rotation ou les efforts appliqués aux pales présentent aussi des limites de précision souvent connues. Ces informations sont généralement données par le constructeur et sont relatives à un étalonnage préalable. D'autres phénomènes tels que des vibrations ou une dérive de la précision avec le temps peuvent impacter la valeur mesurée.

Dans le cadre des résultats d'essais présentés dans ce manuscrit, les niveaux d'incertitude retenus résultent d'une combinaison de valeurs issues de la littérature et d'évaluations spécifiques au dispositif expérimental utilisé.

Mesures de vitesse

Pour les mesures PIV, l'incertitude sur la vitesse est estimée à partir de la méthode GUM et la méthode de type B. L'incertitude est estimée entre 6 et 8% pour un écoulement de référence de 1.0 m/s, ce qui est cohérent avec des études antérieures menées dans des conditions similaires (Ikhennicheu 2019). Les mesures LDV présentent une incertitude plus faible, de l'ordre de 2%, évaluée à partir de tests de répétabilité réalisés dans des conditions d'écoulement établi (méthode de type A, répétabilité de mesures de 10 min).

Efforts et moments

Concernant l'évaluation des efforts, les incertitudes de mesures sont données par les documents techniques de l'entreprise SIXAXES. Pour la balance n°618 150 DaN, positionnée à l'interface entre la turbine et la fondation, des incertitudes physiques globales de 0.5% pour les efforts et de 0.6% pour les moments sont données relativement à la gamme de mesure permise. Pour la balance de fond de 2000 DaN (n°1015), des incertitudes physiques globales de 0.6% pour les efforts et de 0.1% pour les moments sont données pour la gamme de mesure utilisée.

Performances de la turbine

L'évaluation de la vitesse de rotation de la turbine, assuré par le codeur angulaire intégré, présente un écart-type d'environ 2% sur la vitesse imposée. Enfin, l'incertitude associée à la mesure du couple mécanique est de 0.1 %, conformément aux spécifications fournies par le constructeur du couplemètre.

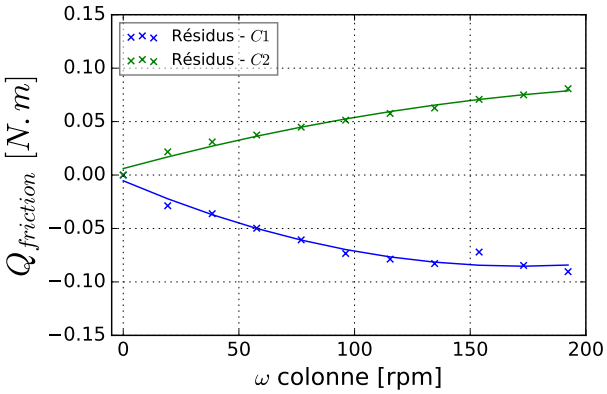


Figure 1.18 – Mesures des frottements en eau, donnant le couple résiduel des colonnes de rotors $C1$ et $C2$.

Par ailleurs, les frottements mécaniques et hydrodynamiques du dispositif ont été quantifiés à l'aide d'essais dédiés en eau, consistant à mesurer le couple résiduel des colonnes de rotors en l'absence de charge utile (figure 1.18). Le couple de frottement mesuré reste inférieur à 0.1 N.m sur l'ensemble de la plage de fonctionnement considérée, ce qui correspond à moins de 2% du couple total mesuré en moyenne. Cette contribution est donc considérée comme négligeable au regard des incertitudes globales et n'est pas corrigée dans les résultats présentés dans la suite de ce manuscrit.

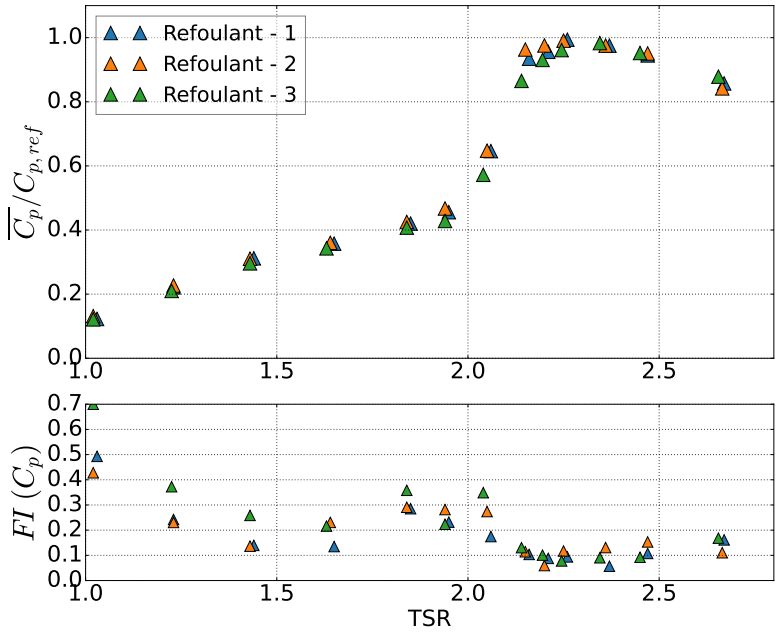


Figure 1.19 – Courbes de performance normalisées du modèle pour la configuration Refoulant. Les valeurs moyennes ainsi que FI(C_P) sont présentés. Les valeurs sont normalisées par une valeur de $C_{P,ref}$ commune.

La figure 1.19 présente ainsi les courbes de performance réalisées en configuration Refoulant pour trois campagnes d'essais différentes. Les courbes de C_p obtenues entre les campagnes d'essais présentent des tendances similaires en moyenne et fluctuations, soutenant la reproductibilité inter-essais de la réponse de la turbine. Les écarts observés à faible TSR s'expliquent par les faibles niveaux de puissance mesurés ($C_p \leq 0.3$) pour lesquels la normalisation amplifie les variations relatives, ainsi que par une sensibilité accrue au réglage du correcteur PID.

Table 1.2 – Récapitulatif des incertitudes de mesure et des coefficients relatifs.

Paramètre	**Incertitude**	**Méthode/référence**
Mesures de vitesse		
PIV (vitesse de référence 1.0 m/s)	6–8%	Méthode GUM, type B
LDV (écoulement établi)	2%	Méthode type A, répétabilité 10 min
Caractéristiques des colonnes de rotors		
Vitesse de rotation ω	2% (écart-type)	Codeur angulaire intégré
Couple mécanique Q	0.1%	Spécifications constructeur
Frottements (couple résiduel)	< 0.1 N.m	Essais dédiés en eau
Efforts et moments		
Balance 150 DaN - Efforts	0.5%	Spécifications SIXAXES
Balance 150 DaN - Moments	0.6%	Spécifications SIXAXES
Balance 2000 DaN - Efforts	0.6%	Spécifications SIXAXES
Balance 2000 DaN - Moments	0.1%	Spécifications SIXAXES
Incertitudes sur les coefficients calculés		
Coefficient de couple (C_Q)	4%	Propagation d'incertitude (GUM)
Coefficient de puissance (C_P)	12%	Propagation d'incertitude (GUM)
Coefficient de traînée (C_x)	4%	Propagation d'incertitude (GUM)

Le tableau récapitule ainsi les différentes incertitudes rencontrées avec les dispositifs expérimentaux présentés dans ce chapitre. D'autres informations d'incertitude, concernant notamment la LDV et les sondes à houle, sont données par Dufour et al. 2025b.

1.4 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter l'ensemble du dispositif expérimental, des outils de mesure et des méthodes de traitement de données mis en oeuvre pour étudier le comportement mécanique et hydrodynamique de la turbine à axe vertical développée par HydroQuest. Les infrastructures d'essais en bassin, la reproduction contrôlée des états de mer, ainsi que la conception de la maquette à échelle réduite ont été décrites en détail, en veillant à respecter les contraintes de la similitude de Froude.

La motorisation et le pilotage de la turbine, assurés par un contrôle en vitesse de rotation imposée, permettent d'étudier le comportement de la turbine en imposant le point de fonctionnement. Les variations du productible et du chargement induites par l'écoulement peuvent ainsi être évaluées. Les systèmes de mesure déployés, notamment la PIV-2D et la LDV-3C, fournissent des informations complémentaires sur l'écoulement, combinant une bonne résolution spatiale des champs de vitesse et une résolution temporelle élevée des fluctuations locales. Les grandeurs mécaniques associées à la turbine (efforts, couple et vitesse de rotation) sont

quant à elles mesurées de manière synchronisée, tout ceci permettant une analyse conjointe fluide-structure.

Les méthodes de traitement des signaux et des champs de vitesse ont également été détaillées, incluant les analyses spectrales, temps-fréquence et les approches par convolution, afin de caractériser les réponses dynamiques de la turbine. Une attention particulière a été portée à l'identification et à la quantification des sources d'incertitude, qu'elles soient liées aux techniques de mesure optiques, à l'instrumentation mécanique ou aux hypothèses de similitude. Bien que la similitude de Reynolds ne puisse être strictement respectée à l'échelle du bassin, les régimes d'écoulement considérés restent turbulents, ce qui limite l'impact des effets visqueux sur les résultats globaux.

L'ensemble de ces choix expérimentaux et méthodologiques constitue ainsi une base cohérente et maîtrisée pour l'exploitation des données acquises. Le chapitre suivant est consacré à l'analyse des données expérimentales obtenues en régime stationnaire permettant de caractériser la réponse hydrodynamique et mécanique de la turbine. Les performances globales, les chargements moyens et fluctuants, ainsi que l'influence de le développement du sillage de la machine y sont étudiés en détail, en s'appuyant sur les moyens présentés dans ce chapitre. L'étude du comportement en régime instationnaire sera ensuite abordé.

CHAPITRE 2

Etude de la réponse hydromécanique de la turbine OQ 2.5 en écoulement stationnaire

Ce chapitre est consacré à la caractérisation expérimentale de l'hydrolienne OQ 2.5, depuis l'analyse de ses performances globales jusqu'à l'étude détaillée de son impact hydrodynamique sur l'écoulement environnant. Les essais ont été réalisés en bassin dans des conditions d'écoulement contrôlées, permettant d'explorer une large gamme de conditions de fonctionnement et d'identifier les mécanismes dominants gouvernant la production, la réponse mécanique de la machine et la structuration du sillage.

Dans un premier temps, l'accent est mis sur la réponse mécanique de la turbine, en analysant ses performances, l'évolution du couple et l'influence de paramètres clés aussi bien géométriques (effet de la fondation et de l'orientation de la machine avec l'écoulement incident) que physiques (effet du nombre de Reynolds et du coefficient de blocage). Une attention est également portée à la correction de l'effet de blocage, inhérent aux essais en milieu confiné, afin de comparer les résultats expérimentaux avec des simulations numériques en milieu infini.

Dans un second temps, l'impact hydrodynamique de la turbine sur l'écoulement est étudié à travers une analyse détaillée des champs de vitesse et du développement du sillage, depuis la zone amont/proche turbine jusqu'au champ lointain. Le développement du sillage est notamment examiné en fonction du régime de fonctionnement de la turbine, mettant en évidence les liens entre extraction de l'énergie de l'écoulement, effets d'induction et dynamique de résorption.

Ce chapitre fournit ainsi un cadre expérimental reliant caractéristiques mécaniques et signature hydrodynamique de la turbine OQ 2.5. Ceci constitue une base essentielle pour l'interprétation physique des résultats présentés par la suite en présence de conditions instationnaires.

2.1 Etude du comportement mécanique en conditions stationnaires

Les essais de caractérisation des performances de la turbine ont principalement été réalisés pour une vitesse d'écoulement imposée en amont du bassin $U_{\text{consigne}} = 1.0\ m/s$, correspondant à une vitesse au réel $U_{reel} = 4.5$ m/s. Afin de caractériser précisément les conditions hydrodynamiques à l'emplacement de la machine ($x = 0$), un plan de mesures (y, z) par LDV a

été réalisé en l'absence de la turbine. La figure 2.1 présente la cartographie de la composante de vitesse longitudinale moyenne $\overline{U}$, obtenue par interpolation linéaire à partir des points de mesure LDV (croix noires). Le contour noir indique la projection de la surface de capture de la turbine sur le plan de mesure, l'homogénéité de la vitesse en entrée est ainsi vérifiée.

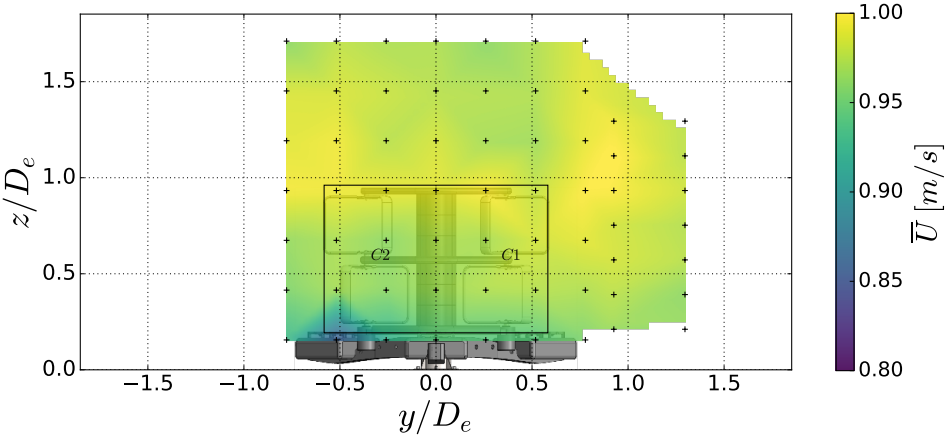


Figure 2.1 – Cartographie dans le plan (y, z) de la composante de vitesse $\overline{U}$ à l'emplacement turbine ($x = 0$). Les croix noires représentent les points de mesure LDV. La cartographie est affichée après interpolation linéaire entre les points. Le contour noir représente la délimitation de la surface de capture projetée de la turbine. Le nom des colonnes est aussi indiqué ($C1$ = colonne de droite, $C2$ = colonne de gauche).

Une vitesse moyenne incidente représentative de l'écoulement vu par la machine en entrée est définie à partir de ces données. Cette vitesse, notée U_0, correspond à la moyenne spatiale de $\overline{U}$ sur la surface de capture de la turbine. Pour le calcul aux ordres supérieurs, les moyennes sont calculées considérant les valeurs discrètes élevées à l'ordre p (équation 2.1). Les composantes V_0 et W_0 moyennes sont considérées nulles (négligeables par rapport à U_0).

$$U_0^p = \frac{1}{S_{\text{ref}}} \iint_{S_{\text{ref}}} \overline{U^p}(y,z)\,\mathrm{d}S \tag{2.1}$$

Sauf indication contraire, U_0 est utilisée comme vitesse de référence pour la normalisation des grandeurs adimensionnelles présentées dans la suite de cette section, notamment les coefficients de performance et de chargement. Il est à noter que, pour le calcul des puissances de la vitesse (U_0^2 et U_0^3), les valeurs instantanées sont d'abord élevées à la puissance considérée, puis moyennées temporellement et spatialement, conformément à la méthodologie décrite par Blackmore et al. 2016.

Les résultats obtenus sont cohérents avec les mesures des profils 1D présentées dans la section précédente, en particulier avec le profil vertical de vitesse mesuré à la position $(x, y) = (0, 0)$ présentant une meilleure résolution selon z (chapitre 1). Cette cohérence confirme la bonne reproductibilité des conditions d'écoulement et la pertinence de la définition retenue pour la vitesse incidente U_0.

La bonne connaissance des conditions hydrodynamiques permet d'étudier les performances et les chargements de la turbine sous conditions de fonctionnement stationnaires.

2.1.1 Etude des performances et des variations de couple

Les performances de l'hydrolienne sont évaluées au travers du coefficient de puissance C_p, représenté en fonction du TSR. La courbe de C_p présentée en figure 2.2 fournit des informa-

tions essentielles sur l'efficacité de conversion énergétique de la turbine et définit ses régimes de fonctionnement optimaux. L'évolution des performances de la machine en fonction du TSR

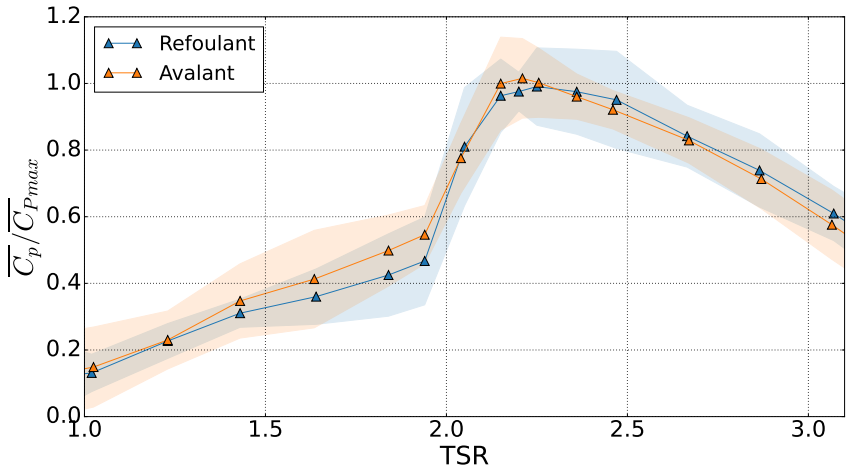


Figure 2.2 – Courbes de performance normalisées du modèle pour les deux configurations. Les écarts-types du coefficient de puissance sont indiquées à l'aide des aires colorées. Les valeurs sont normalisées par le maximum de C_p obtenu entre les deux configurations (maximum obtenu dans le cas Avalant).

présente trois phases principales d'évolution pour les 2 configurations testées. Pour de faibles valeurs de TSR (TSR $\leq$ 2.0), les pales de la turbine subissent de fortes variations d'angle d'attaque (angle d'incidence écoulement-pale) au cours de leur rotation, induisant des décollements de couche limite (Bossard 2012). Ces phénomènes augmentent la traînée et réduisent l'efficacité de captation de l'énergie hydrocinétique. La transition vers le point de fonctionnement optimal (TSR entre 1.9 et 2.2) est marquée par une augmentation rapide du C_p moyen, où les contributions de portance et traînée des rotors s'équilibrent, ce qui maximise l'extraction d'énergie. Au-delà du point de fonctionnement optimal ($TSR_{opt} \geq 2.2$), le coefficient C_p diminue progressivement : les faibles angles d'attaque réduisent la portance générée, tandis que les effets de traînée visqueuse deviennent dominants. Les performances décroissent alors jusqu'à atteindre le régime d'emballement des rotors qui se caractérise par un équilibre entre le couple de production hydrodynamique et le couple imposé au moteur. Ces comportements sont caractéristiques du fonctionnement des turbines à axe vertical (Beaudet 2014).

La vitesse de rotation étant quasi-constante ici (moins de 2 % d'écart-type), la fluctuation de couple est le facteur principal attribué aux variations de puissance. La figure 2.3 présente l'évolution du coefficient de couple moyen $\overline{C_Q}$ en fonction du TSR, normalisé par la valeur maximale rencontrée. Pour la gamme de TSR étudiée, chaque évolution de régime de fonctionnement s'apparente à une loi affine :

$$C_Q(TSR) = a.TSR + b \tag{2.2}$$

dont les valeurs et le signe des coefficients a et b varient selon le régime de fonctionnement.
Pour les faibles TSR (régime I), le coefficient de couple augmente avec le TSR, correspondant à une pente positive (a > 0) et une ordonnée à l'origine quasi-nulle. La seconde phase, correspondant à la transition vers le point optimal, présente une pente plus importante et une ordonnée à l'origine négative. Autour de l'optimum, C_Q atteint sa valeur maximale et présente sa valeur de FI(C_Q) minimale. Pour les valeurs de TSR supérieures (régime III), la courbe décroît progressivement avec l'augmentation de TSR, exprimé par un coefficient directeur négatif

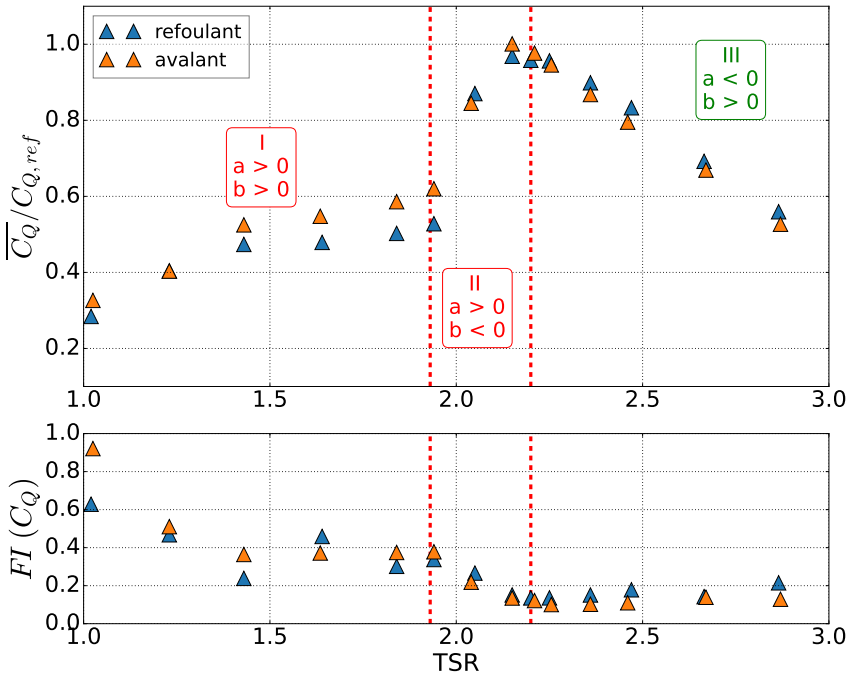


Figure 2.3 – Courbes de $\overline{C_Q}/\overline{C_Q}_{,ref}$ et FI(C_Q) pour les deux configurations de référence. La valeur de normalisation $\overline{C_Q}_{,ref}$ est prise comme la valeur maximale rencontrée entre les deux séries de données.

(a < 0).

Considérant la dynamique du système, la stabilité d'un rotor peut être exprimée via la définition de son équation de la dynamique (chapitre 4). En effet, en considérant les variations naturelles de la vitesse de rotation autour de ω moyen, la résolution de l'équation différentielle donne la stabilité de la vitesse angulaire par le signe de la dérivée du couple en fonction de la vitesse angulaire $dQ/d\omega$ (Leonhard 2001, Hansen 2008). Dans les conditions d'écoulement stationnaires ici établies, le TSR est directement proportionnel à la vitesse angulaire pour une vitesse d'écoulement donnée. Le critère de stabilité s'exprime ainsi à partir de la dérivée du couple par rapport au TSR :

$$\frac{dQ}{d\omega} \sim \frac{dQ}{dTSR} \tag{2.3}$$

Par conséquent, le signe de la pente des fonctions définies pour les trois régimes $a = dC_Q/dTSR$ correspond à la stabilité de la dynamique de la colonne de rotors, avec une valeur positive correspondant à un régime de fonctionnement instable et inversement. Il est à noter que les régimes de fonctionnement décrits sont similaires entre les deux configurations testées et que le comportement moyen de la turbine reste globalement inchangé entre ces deux cas. Cependant, au voisinage du point de fonctionnement optimal, des variations instantanées du TSR causées par des fluctuations de vitesse peuvent amener la turbine à basculer d'état de stabilité. Ainsi, connaître la sensibilité temporelle du couple suivant les conditions permet d'anticiper des situations désavantageuses pour le productible et ses fluctuations.

Afin de caractériser plus finement les fluctuations du couple autour de la moyenne dans les différentes conditions de fonctionnement, deux indicateurs sont introduits : le facteur de pulsation (*Pulsation Factor*, PF) et l'intensité de fluctuation FI (rappelée ici) du coefficient de couple C_Q, définis par l'équation (2.4).

$$PF(\square) = \frac{max(\square) - min(\square)}{\overline{\square}}, \qquad FI(\square) = \frac{\sigma(\square)}{\overline{\square}} \tag{2.4}$$

La figure 2.4 présente l'évolution de ces paramètres normalisés par les valeurs maximales observées dans les deux configurations, permettant ainsi une comparaison directe des différents points de fonctionnement. Avant l'optimum, des valeurs élevées de PF et FI sont observées, en cohérence avec l'influence du décrochage dynamique et les incursions fortes du couple associées à la structure à six lobes. Les indicateurs PF et FI sont minimaux au voisinage du point de fonctionnement optimal pour les deux configurations, marquant l'état de transition entre les régime II (instable) et régime III (stable) pour lequel a = 0.

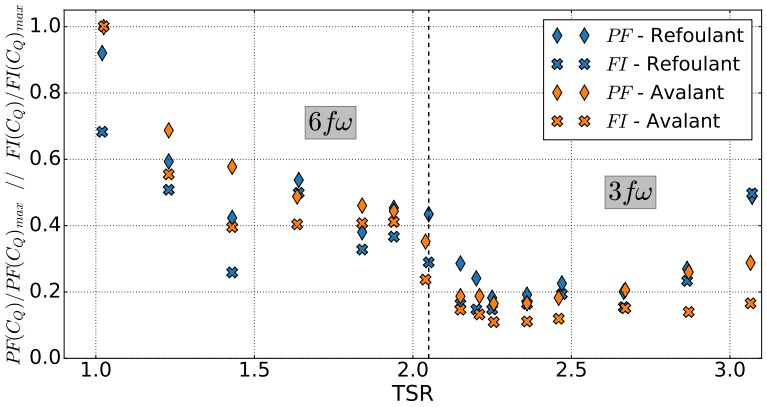


Figure 2.4 – Facteur de pulsation normalisé $PF(C_Q)$ et intensité de fluctuation normalisée $FI(C_Q)$ du coefficient de couple. Une ligne pointillée verticale présente le changement d'état. De part et d'autre de la ligne, la composante spectrale majoritaire est indiquée en gris. Même si le cas Refoulant présente des rapports légèrement plus élevés, les tendances sont similaires avec une diminution suivant les TSR croissants (pour [0 ; 2.2]).

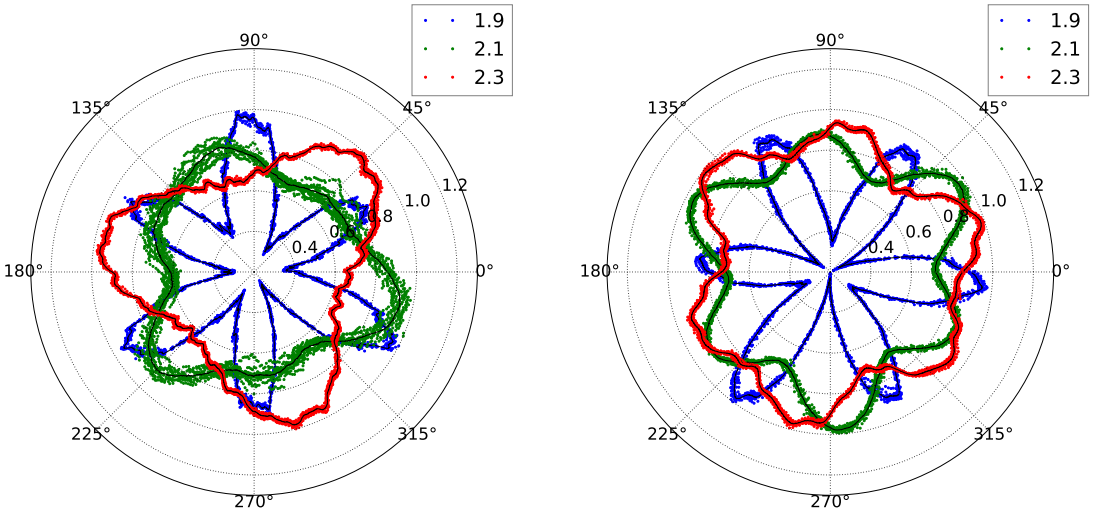


Figure 2.5 – Distribution du coefficient de couple pour les configurations Refoulant (à gauche) et Avalant (à droite). Les coefficients sont normalisés suivant la valeur optimale C_Q obtenue. Des différences de répartition sont observées lorsque le point de fonctionnement varie autour du TSR optimal. Les deux figures se réfèrent à la même colonne de rotor, la répartition du couple s'avère identique des deux côtés de la turbine.

Après avoir étudié l'évolution du coefficient de couple moyen, la distribution angulaire du couple (moyennée sur un cycle de rotation) est présentée. La figure 2.5 affiche la distribution angulaire du coefficient de couple C_Q pour les configurations Refoulant et Avalant, pour trois

valeurs de TSR représentant chaque régime de fonctionnement. Le premier élément notable concerne le nombre de lobes observés sur les distributions, directement corrélé aux harmoniques de la fréquence de rotation de la colonne. La principale différence entre les deux configurations est une transition retardée entre la composante dominante à 6 lobes, soit six fois la fréquence de rotation ($6f_\omega$) , et celle à 3 lobes principaux ($3f_\omega$) dans le cas Avalant. Cette transition s'effectue pour des valeurs de TSR plus élevées ($6f_\omega$ majoritaire jusqu'à TSR $\simeq 2.3$) et s'apparente à une homogénéisation du couple, comparativement au cas Refoulant pour lequel cette transition intervient autour de TSR $\simeq 2.0$. L'analyse comparative montre par ailleurs que la structure à trois lobes est pleinement établie pour des valeurs de TSR supérieures ou égales à 2.5 dans les deux configurations. Ce décalage suggère que la transition spectrale est potentiellement influencée par des effets d'interaction amont induits par la présence des rotors eux-mêmes. Les effets combinés de blocage et d'induction générés par la configuration multi-rotors, ainsi que la spécificité de la géométrie, peuvent engendrer une non-uniformité du champ incident dans la colonne d'eau en champ proche machine. cela peut conduire à des conditions de fonctionnement légèrement différenciées selon la position des rotors (supérieur ou inférieur).

Le choix d'un axe vertical composé de six pales se révèle ainsi particulièrement avantageux du point de vue de la distribution angulaire du couple. La répartition régulière des pales autour de l'axe de rotation favorise une contribution hydrodynamique mieux distribuée sur l'ensemble du cycle de rotation. Le régime de fonctionnement à faibles valeurs de TSR est caractérisé par une contribution dominante de la composante $6f_\omega$, correspondant à la fréquence de passage des pales. Dans cette plage de fonctionnement, des phénomènes de décrochage dynamique apparaissent, la superposition des contributions issues des six pales permet de limiter l'impact de ces événements sur le couple global. Il en résulte des fluctuations de couple mieux réparties temporellement, contribuant à une sollicitation mécanique plus homogène dès les faibles régimes de rotation. La transition progressive vers une dominance de la composante $3f_\omega$ lorsque le TSR augmente est un mécanisme de stabilisation inhérent à la géométrie à six pales, conduisant à des profils de couple plus lisses aux régimes de rotation élevés. En effet, les tourbillons émis en bout de pale et la couche limite associée tendant à raccrocher la pale, cela explique le changement de l'harmonique prépondérante. La composante $3f_\omega$ est expliquée par le décrochage dynamique dans le demi-disque aval du rotor, sans interaction hydrodynamique entre pales. Ces caractéristiques sont particulièrement favorables dans une perspective de développement industriel car elles contribuent à la durabilité des composants et à une production énergétique stable.

2.1.2 Analyse spectrale de la réponse

La figure 2.6 présente l'analyse spectrale de la puissance de la turbine afin d'apporter des informations supplémentaires sur le comportement du système au sein des trois régimes et pour les deux configurations. La représentation est d'abord faite dans un plan fréquence-TSR afin d'illustrer les composantes fréquentielles principales pour chaque point de fonctionnement.

Dans le cas Refoulant (figure 2.6-haut), pour TSR $\leq$ 1.9, le spectre est dominé par la fréquence $6f_\omega$, issue du chargement périodique de chaque pale (3 pales pour chacun des deux rotors) lors de leur interaction avec l'écoulement incident. Ce spectre évolue vers un mélange plus complexe de composantes à $3f_\omega$ et $6f_\omega$ pour l'état de transition jusqu'au point de fonctionnement optimal (TSR $\approx$ 2.1), reflétant l'apparition de dynamiques d'interaction secondaires. La coexistence de ces phénomènes périodiques améliore l'homogénéité du productible, optimisant l'extraction d'énergie. Au-delà du régime optimal, la composante à $3f_\omega$ devient dominante. Ce régime est associé à une répartition plus lissée de l'énergie entre les composantes spectrales (figure 2.6-droite) mais à une performance décroissante avec l'augmentation en vitesse de rotation. L'augmentation de la vitesse de rotation renforce également la fatigue structurelle subie par la turbine. Cette transition traduit la diminution de l'influence des interactions locales

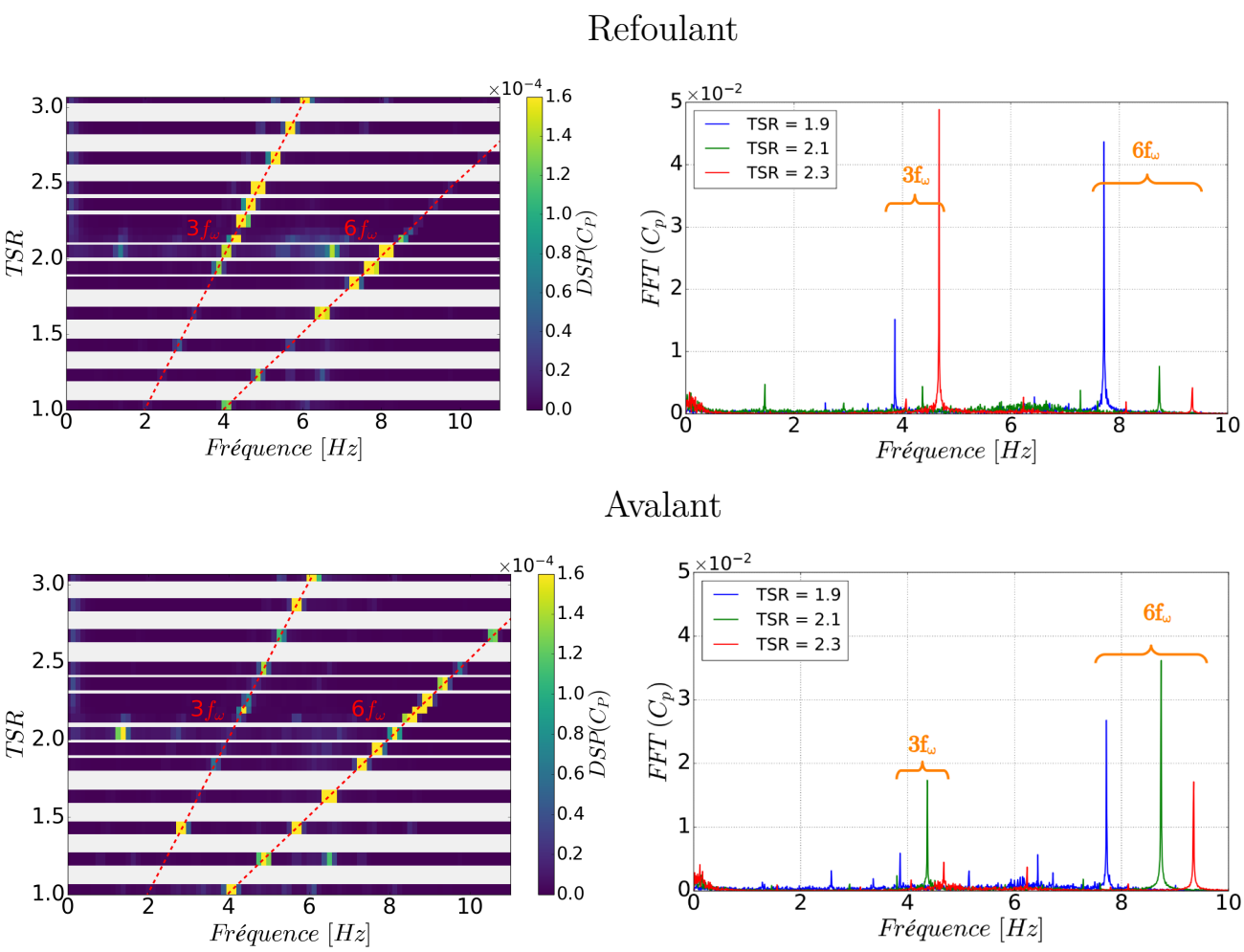


Figure 2.6 – Haut : analyse spectrale pour le cas Refoulant. Bas : analyse spectrale pour le cas Avalant. À gauche : densité spectrale de puissance de C_p en fonction du TSR [-] et de la fréquence [Hz]. À droite : transformée de Fourier (FFT) du coefficient de puissance pour trois valeurs de TSR.

pale-écoulement au profit de modes globaux de la colonne de rotors.

La configuration Avalant (Figure 2.6-bas) présente une évolution spectrale similaire, mais avec une transition de $6f_\omega$ vers $3f_\omega$ apparaissant pour des valeurs de TSR plus élevées. Comme évoqué précédemment, ce décalage peut s'interpréter comme la conséquence d'une hétérogénéité du champ incident effectivement perçu par les différents rotors de la colonne. Dans ce contexte, les rotors ne seraient pas soumis à une vitesse amont uniforme, mais à une vitesse effective dépendant de leur position dans la colonne du fait de la géométrie de la structure et du blocage engendré. Cette non-uniformité peut conduire à une perception de vitesse d'écoulement légèrement plus élevée pour le rotor supérieur, modifiant localement le régime de chargement et retardant ainsi l'apparition du régime dominé par la composante $3f_\omega$ en configuration Avalant.

Ces observations sont en accord avec la distribution angulaire du couple présentée précédemment. Les mêmes observations sont également faites lors de l'étude du coefficient C_Q. Cela atteste d'une dépendance des mécanismes d'interaction fluide-structure au sein des colonnes de rotors à la configuration d'étude. Elles s'expliquent d'abord par des résultats antérieurs sur les turbines à axe vertical, où la transition entre dynamiques de pale et dynamiques de colonne, combinée à une redistribution des forces, conduit à des couples plus homogènes (transition de $3f_\omega$ vers f_ω) et à une vorticité plus structurée pour les TSR élevés (Karimian et al.

2020). Contrairement aux courbes typiques des turbines monorotor (KUMARA et al. 2017), la configuration à deux colonnes présente des écarts près du point optimal suivant l'angle d'incidence, attribués à la forme spécifique de ses pales et aux interactions structurelles internes. Ces particularités influencent les tendances mécaniques, notamment pour les faibles TSR. Il est à noter que les mêmes observations sont faites par l'étude du coefficient de couple C_Q, les deux coefficients étant étroitement liés ($C_P = TSR.C_Q$).

2.1.3 Etude des chargements appliqués à la turbine

L'analyse des chargements appliqués à la turbine est menée à partir des coefficients d'effort longitudinal et vertical, notés respectivement C_x et C_z. Ces coefficients sont obtenus à partir des efforts mesurés sur la turbine (donc sans influence directe de la fondation) et sont présentés en fonction du TSR, pour les deux configurations d'écoulement étudiées : Refoulant et Avalant. La figure 2.7 illustre l'évolution des valeurs moyennes des coefficients avec leurs écarts-types, sur l'ensemble de la plage de fonctionnement considérée. Le coefficient C_x présente une

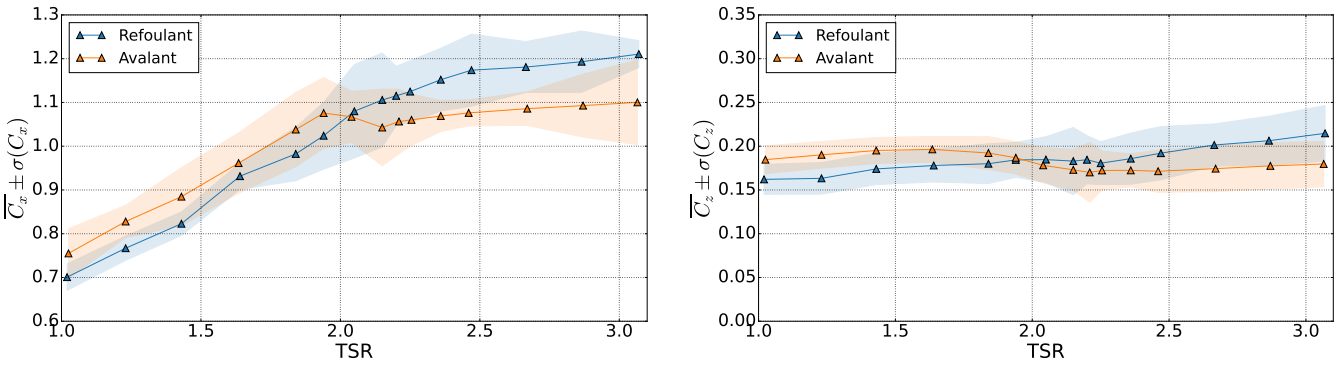


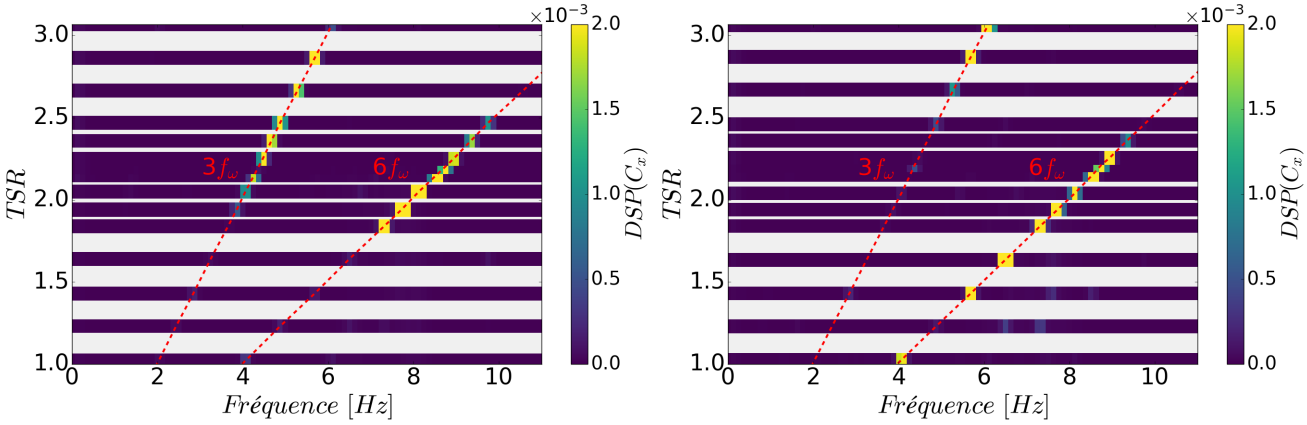
Figure 2.7 – (a) Evolution du coefficient d'effort longitudinal C_x moyen et son écart-type $\sigma(C_x)$. (b) Evolution du coefficient d'effort vertical C_z moyen et son écart-type $\sigma(C_z)$.

évolution croissante avec le TSR pour les deux configurations, traduisant l'augmentation du chargement hydrodynamique perçu par la turbine. Cette évolution se fait en deux phases, avec une croissance particulièrement prononcée pour les faibles valeurs de TSR, avant de tendre vers une valeur établie pour des $TSR \geq 2.2$.

Une différence de comportement notable est observée entre les configurations Refoulant et Avalant autour de TSR $\simeq$ 2.0. Avant le TSR optimal, la configuration Avalant présente des valeurs de C_x légèrement supérieures à la configuration Refoulant, avant que le coefficient C_x ne décroche entre les TSR = 1.9 et 2.2. Cette différence peut s'expliquer par des effets combinés liés au nombre de Reynolds du profil de pale et à l'interaction entre l'écoulement et la fondation. En configuration Avalant, une survitesse locale de l'écoulement au voisinage des deux bras amont de la turbine pourrait modifier la distribution du chargement sur la turbine, conduisant à une réponse globale distincte dans cette plage de fonctionnement. Les écarts-types sont d'un ordre de grandeur comparable pour la gamme de TSR testée. Les fluctuations relatives sont de l'ordre de 10% pour le coefficient longitudinal C_x et semblables entre les deux configurations. La zone de transition observée par la courbe de performance vers le TSR optimal (TSR = 1.9 et 2.2) présente des écarts-types plus prononcés que pour le reste de la courbe, attribuable à un état instable de fonctionnement pour ces TSR, correspondant au raccrochage de couche limite sur les pales.

Le coefficient d'effort vertical C_z présente une évolution plus modérée avec le TSR. Les valeurs moyennes croissent sensiblement sur l'ensemble de la plage étudiée, avec une augmentation plus forte pour les TSR élevés. Les mêmes tendances des courbes sont obtenues que pour

le coefficient C_x, avec un décrochage de la courbe marquée en Avalant autour de TSR = 2.0. Les écarts-types de C_z vont de 10 à 15% et également comparables pour les deux configurations Refoulant et Avalant.



(a) Refoulant **(b)** Avalant

Figure 2.8 – Analyse spectrale de C_x ($DSP(C_x)$) pour (a) le cas Refoulant et (b) le cas Avalant.

La figure 2.8 présente l'évolution de la densité spectrale de puissance du coefficient d'effort longitudinal C_x en fonction du point de fonctionnement, pour les configurations Refoulant et Avalant. Cette analyse spectrale permet de compléter l'étude des efforts moyens en apportant une lecture fréquentielle des chargements hydrodynamiques exercés sur la turbine en régime établi. Dans les deux configurations, la réponse spectrale de C_x est dominée par les composantes aux fréquences $3f_\omega$ et $6f_\omega$. Ces fréquences caractéristiques traduisent la périodicité des chargements liée à la cinématique des rotors et à l'interaction périodique des pales avec l'écoulement. Leur présence confirme que les efforts longitudinaux sont fortement corrélés à la dynamique de rotation de la machine. À l'instar des résultats obtenus pour le coefficient de performance C_P et le couple, une transition marquée est observée autour du TSR optimal. Lorsque le TSR augmente, la composante dominante évolue progressivement d'une contribution majoritaire à $6f_\omega$ vers une contribution centrée sur $3f_\omega$. Dans le cas Avalant, cette transition est clairement identifiable sur l'ensemble des TSR étudiés, avec des niveaux de densité spectrale prononcés, y compris aux faibles TSR. À l'inverse, pour la configuration Refoulant, les niveaux de densité spectrale associés à C_x restent faibles pour des TSR inférieurs à 1.5. Cette absence de contenu spectral significatif peut s'expliquer par une contribution plus faible de la rotation aux efforts longitudinaux dans ce régime, ou par des limitations liées à la sensibilité de la mesure lorsque les chargements sont dominés par la composante moyenne.

En résumé, l'évolution des coefficients de chargement met en évidence une sensibilité du chargement subi par la turbine aux conditions d'écoulement dans la zone de transition autour de TSR $\simeq$ 2.0, suivie d'une convergence des efforts moyens pour les régimes de fonctionnement optimaux. Ces résultats confirment également que l'orientation de l'écoulement influence principalement les valeurs des paramètres pour des TSR inférieurs à l'optimal, tandis que les performances et le chargement tendent à se stabiliser au-delà.

2.1.4 Etude de l'influence du nombre de Reynolds

Dans le cadre de cette étude expérimentale à échelle réduite, les effets du nombre de Reynolds sur les performances globales de la turbine ne peuvent être totalement reproduits à

l'échelle réelle. En effet, le rapport d'échelle géométrique entre la machine réelle et la maquette est de l'ordre de 89, issu de la loi d'échelle en $20^{3/2}$ (justifié en section 1.2.1). Cela induit un écart significatif sur les nombres de Reynolds caractéristiques de l'écoulement autour des pales. Afin d'apporter une première analyse qualitative de cette influence, une variation contrôlée de la vitesse d'écoulement amont est mise en oeuvre, permettant de faire évoluer le nombre de Reynolds tout en conservant une configuration expérimentale identique.

Trois vitesses d'entrée sont considérées, $U_0 = 0.8$, 1.0 et 1.2 m/s, pour les configurations Refoulant et Avalant. Les coefficients de puissance normalisés $C_p/C_{p,\max}$ obtenus en fonction du TSR sont présentés en figure 2.9. Cette approche permet d'évaluer l'impact du régime d'écoulement sur le comportement global de la turbine, en particulier sur le niveau de performance atteint et sur la localisation du point de fonctionnement optimal.

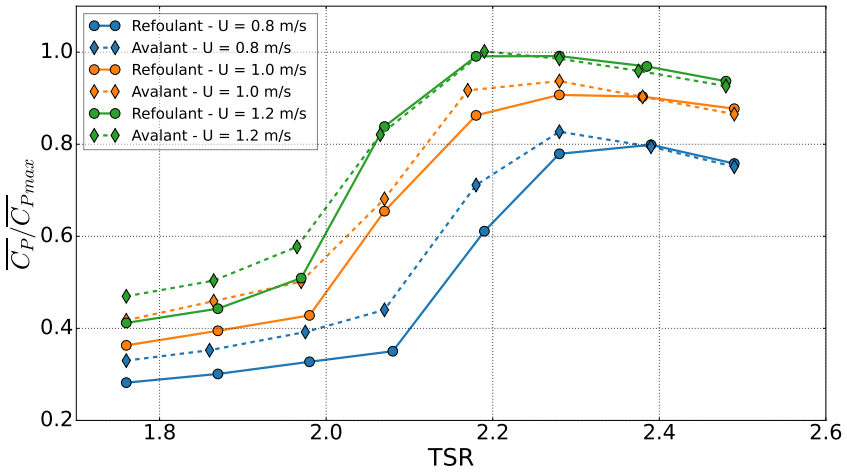


Figure 2.9 – Courbes de performance normalisées dans les deux configurations Refoulant et Avalant pour trois vitesses d'écoulement $U_0 = 0.8$, 1.0, 1.2 m/s. La valeur de référence utilisée pour la normalisation et le maximum de C_P obtenu dans la configuration Avalant à $U_0 = 1.2$ m/s.

Les résultats montrent tout d'abord une augmentation systématique du niveau de performance avec la vitesse d'écoulement. Pour chaque configuration, une hausse du coefficient de puissance de l'ordre de 10% est observée entre $U_0 = 0.8$ et 1.0 m/s, puis entre $U_0 = 1.0$ et 1.2 m/s. Cette tendance est cohérente avec un effet du nombre de Reynolds, traduisant une amélioration des caractéristiques hydrodynamiques des profils, notamment par une réduction relative des pertes visqueuses et un comportement plus favorable vis-à-vis du décrochage dynamique (Ferreira et al. 2009 ; Bachant et al. 2016).

Par ailleurs, l'écart de performance entre les configurations Refoulant et Avalant tend à se réduire lorsque la vitesse augmente. À faible vitesse ($U_0 = 0.8$ m/s), des différences marquées subsistent sur l'ensemble de la plage de TSR, tandis qu'à $U = 1.2$ m/s, l'écart entre les courbes diminue et en particulier autour du plateau de performances maximales. Ce rapprochement suggère que l'influence de la configuration est partiellement amplifiée lorsque les effets de Reynolds deviennent dominants (Bachant et al. 2015). Enfin, une évolution du point de fonctionnement optimal est observée avec la vitesse d'écoulement. Lorsque U_0 augmente, le maximum de C_p est atteint pour des valeurs de TSR légèrement plus faibles. En particulier, pour $U_0 = 1.2$ m/s, le maximum est observé avant TSR $\simeq 2.2$, tandis qu'il apparaît proche de TSR $\simeq 2.3$ pour $U_0 = 0.8$ m/s. Ce décalage vers des TSR plus faibles est caractéristique d'un fonctionnement à nombre de Reynolds plus élevé, pour lequel les profils atteignent leurs conditions dynamiques optimales à des incidences effectives légèrement réduites (McLaren 2011).

La forte similarité des tendances observées pour l'ensemble des vitesses testées indique que l'influence du nombre de Reynolds se manifeste principalement sur le niveau de performance atteint, sans modifier significativement les mécanismes physiques gouvernant le fonctionnement de la turbine. Cette observation est en accord avec les résultats rapportés dans la littérature pour des turbines à axe vertical opérant en régime turbulent (Bachant et al. 2016 ; McLaren 2011), pour lesquelles les effets de Reynolds affectent davantage l'amplitude des performances que leur structure globale.

En complément de l'analyse menée sur les performances, l'influence du nombre de Reynolds sur les efforts hydrodynamiques moyens appliqués à la turbine est examinée à travers l'évolution du coefficient d'effort longitudinale C_x. De la même manière que pour le coefficient de puissance, les résultats sont présentés pour les deux configurations Refoulant et Avalant et pour les trois vitesses d'écoulement $U_0 = 0.8$, 1.0 et 1.2 m/s.

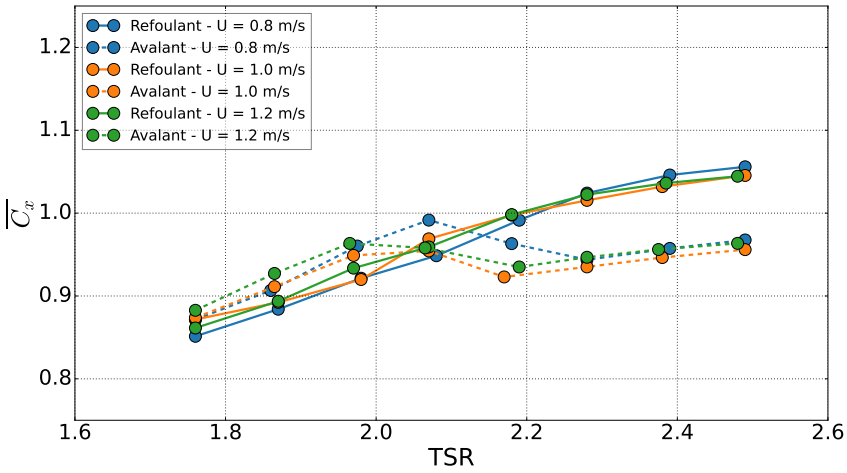


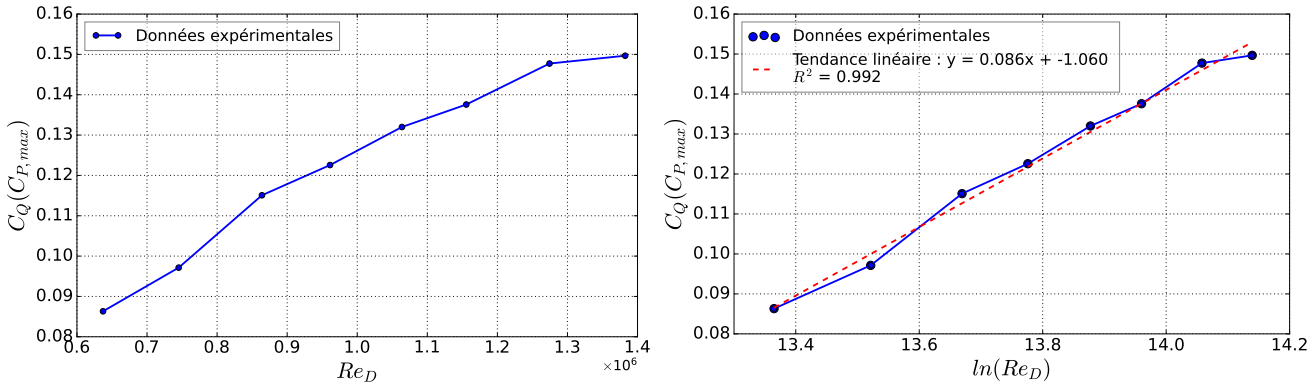
Figure 2.10 – Courbes de traînée normalisées dans les deux configurations Refoulant et Avalant pour trois vitesses d'écoulement $U_0 = 0.8$, 1.0, 1.2 m/s.

La figure 2.10 montre l'évolution de $\overline{C_x}$ en fonction du TSR pour les différentes conditions testées. On observe en premier lieu que les tendances générales des courbes sont similaires pour l'ensemble des vitesses et selon la configuration d'étude. Pour un TSR donné, les niveaux de C_x restent du même ordre de grandeur quelle que soit la vitesse d'écoulement imposée et les écarts observés entre les différentes courbes demeurent faibles. Contrairement aux performances, pour lesquelles une dépendance nette au nombre de Reynolds a été mise en évidence, les efforts moyens apparaissent ici faiblement sensibles aux variations de Reynolds dans la gamme étudiée. Les différences ponctuelles observées entre les courbes peuvent en grande partie être attribuées aux incertitudes expérimentales, en particulier celles liées à la détermination de la vitesse de référence U_0 utilisée pour la normalisation des coefficients. Par ailleurs, les différences de comportement entre les configurations Refoulant et Avalant restent cohérentes avec celles mises en évidence précédemment et ne semblent pas modulées par l'augmentation du nombre de Reynolds. Cela suggère que, dans les conditions expérimentales considérées et la gamme de vitesse servant à l'étude, la structure globale des efforts hydrodynamiques est principalement gouvernée par la cinématique de rotation et l'interaction fluide-structure, plutôt que par les effets visqueux associés au nombre de Reynolds.

Ces résultats confirment que, bien que les conditions de similitude complète ne soient pas complètement respectées, la variation contrôlée de la vitesse d'écoulement permet de mettre en évidence des tendances liées aux effets de Reynolds. Cette analyse constitue ainsi une base pertinente pour interpréter les performances et efforts mesurés à l'échelle du bassin.

Dépendance du couple au nombre de Reynolds

Au terme de l'analyse précédente, une investigation complémentaire a été menée afin d'examiner plus précisément la dépendance du couple mécanique maximal vis-à-vis du nombre de Reynolds. Pour ce faire, les maxima de C_P observés pour des conditions de vitesse allant de $U_0 = 0.6$ m/s à 1.3 m/s ont été établies et le couple mesuré. Les coefficients de couple C_Q correspondant aux maxima de C_P (TSR situés entre 2.2 et 2.4) ont ainsi été tracés en fonction du nombre de Reynolds caractéristique (figure 2.11).



(a) $C_Q = \mathrm{f(Re)}$ **(b)** $C_Q = \mathrm{f(ln\{Re\})}$

Figure 2.11 – Distribution des coefficients de couple C_Q (évalués aux C_P maximaux) pour les différents nombres de Reynolds testés.

Les résultats obtenus montrent une dépendance quasi-linéaire du coefficient de couple maximal en fonction du logarithme du nombre de Reynolds, ce qui s'exprime empiriquement par une loi du type :

$$C_Q = a\ \ln(Re) + b \tag{2.5}$$

où a et b sont des coefficients ajustés expérimentalement sur les données acquises dans le bassin.

Cette relation confirme qualitativement que l'augmentation du nombre de Reynolds tend à augmenter le couple maximal atteint par la turbine, mais selon une loi de croissance ralentie, ce qui est cohérent avec les observations rapportées dans la littérature sur les turbines à axe vertical. En particulier, l'étude de Yamada et al. 2016 sur l'influence du nombre de Reynolds sur les performances de turbine met en évidence une même tendance logarithmique entre les coefficients de performance et le nombre de Reynolds, soulignant que les gains absolus deviennent progressivement moins marqués à mesure que le régime d'écoulement augmente. Ce comportement physique est généralement attribué à une réduction relative des effets visqueux (tels que les pertes de décrochage et la diffusion) à mesure que le régime devient plus turbulent, sans pour autant modifier la structure fondamentale de la distribution du chargement sur les pales.

L'expression du couple mécanique permet de remonter à une formulation présentant l'influence du nombre de Reynolds sur le coefficient de puissance telle que :

$$C_{P,\mathrm{max}} = TSR\ (a.\, C_Q.\ \ln\{Re\} + b) \tag{2.6}$$

Cette ouverture met en lumière que, même en présence de similitude partielle avec le nombre de Reynolds entre le modèle réduit et le système réel, la loi de variation du couple mécanique avec Re peut être décrite et s'inscrit dans des tendances observées expérimentalement et numériquement pour d'autres géométries de turbines. Ces résultats confortent l'utilisation de tels ajustements comme base d'interprétation pour l'extrapolation des performances vers

des régimes réels, sous réserve que les régimes d'écoulement restent pleinement turbulents. Plus précisément, l'impact de l'écart entre les nombres de Reynolds considérés sera à prendre en compte lors de l'implémentation d'une stratégie de contrôle en présence des phénomènes reproduits.

2.1.5 Etude de l'influence des caractéristiques de la structure

Suite à l'étude globale du comportement de la machine considérant l'ensemble de la structure, l'influence des spécificités d'essais relatives à la machine sont analysées : effet de la fondation et de l'orientation de la machine avec l'écoulement incident.

2.1.5.1 Influence de la fondation

En lien avec les observations précédentes et afin d'évaluer l'influence de la fondation sur les caractéristiques globales de la turbine, des mesures complémentaires de performances et d'efforts ont été réalisées avec la turbine seule (sans les bras de fondation) tout en conservant strictement les mêmes conditions expérimentales. Les résultats correspondants sont présentés en figure 2.12, avec à gauche l'évolution des performances et à droite les efforts moyens.

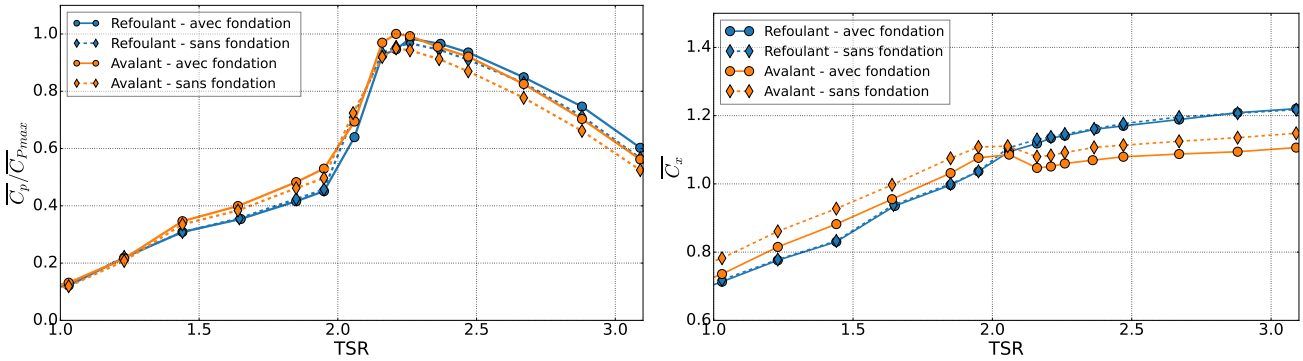


Figure 2.12 – (a) Coefficients de performance avec/sans fondation pour les deux configurations d'étude. (b) Coefficients de traînée de la turbine avec/sans fondation pour les deux configurations.

Les tendances observées avec la fondation sont globalement reproduites même en son absence. Les courbes de coefficient de puissance présentent des évolutions similaires en fonction du TSR, le point de fonctionnement optimal reste également localisé dans la même plage de valeurs. Ceci indique que la présence de la fondation ne semble pas altérer les mécanismes hydrodynamiques dominants gouvernant le fonctionnement de la turbine. Néanmoins, une diminution modérée du niveau de performance maximal est observée lorsque la fondation est retirée, de l'ordre de quelques pourcents (environ 5%). Cette baisse reste limitée et n'est pas associée à une modification notable du TSR optimal. Celle-ci peut s'expliquer par une modification locale mais faible de l'écoulement, la fondation étant à l'origine du blocage dans la couche limite. La structure peut alors induire une survitesse ou une redistribution du flux incident au voisinage du pied du rotor, favorable à l'extraction d'énergie.

Des interactions avec le sillage proche de la turbine peuvent également contribuer à cette différence.

Concernant les efforts hydrodynamiques, les coefficients moyens ainsi que leurs niveaux de fluctuation restent du même ordre de grandeur avec ou sans fondation pour le cas Refoulant. Pour le cas Avalant, des coefficients sensiblement plus élevés sont obtenus sans fondation.

La tendance de la courbe globale est cependant conservée. Le décrochage autour de l'optimum n'est donc pas attribué à d'éventuels effets d'interaction générés par la fondation, ce qui est confirmé par l'analyse des intensités de fluctuations FI qui présentent des niveaux similaires avec ou sans fondation. L'ensemble de ces résultats montre que la base gravitaire ne modifie pas les performances et les efforts perçus par la turbine et que son influence peut être considérée comme un effet de second ordre.

2.1.5.2 Variabilité du productible suivant l'orientation de la turbine

Après avoir étudié l'effet du positionnement de la turbine pour deux angles opposés (Refoulant et Avalant), l'influence du désalignement écoulement-turbine est analysé pour des positions intermédiaires suivant le référentiel donné sur la figure 2.13 de [-10 ; -5 ; -2.5 ; 0 ; +2.5 ; +5 ; +10]°. Ici, l'angle de 0° correspond à la configuration Refoulant.

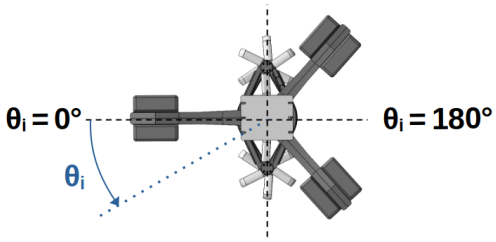


Figure 2.13 – Orientation de la machine par rapport à l'écoulement

La figure 2.14 présente l'évolution du coefficient de puissance moyen normalisé $C_P / \max(C_{P,\max})$ ainsi que l'intensité de fluctuation associée, en fonction du TSR pour les différentes incidences étudiées. La figure 2.14-gauche montre l'ensemble des résultats sur la plage complète de TSR investiguée, tandis que la figure 2.14-droite propose un zoom centré autour du point de fonctionnement optimal.

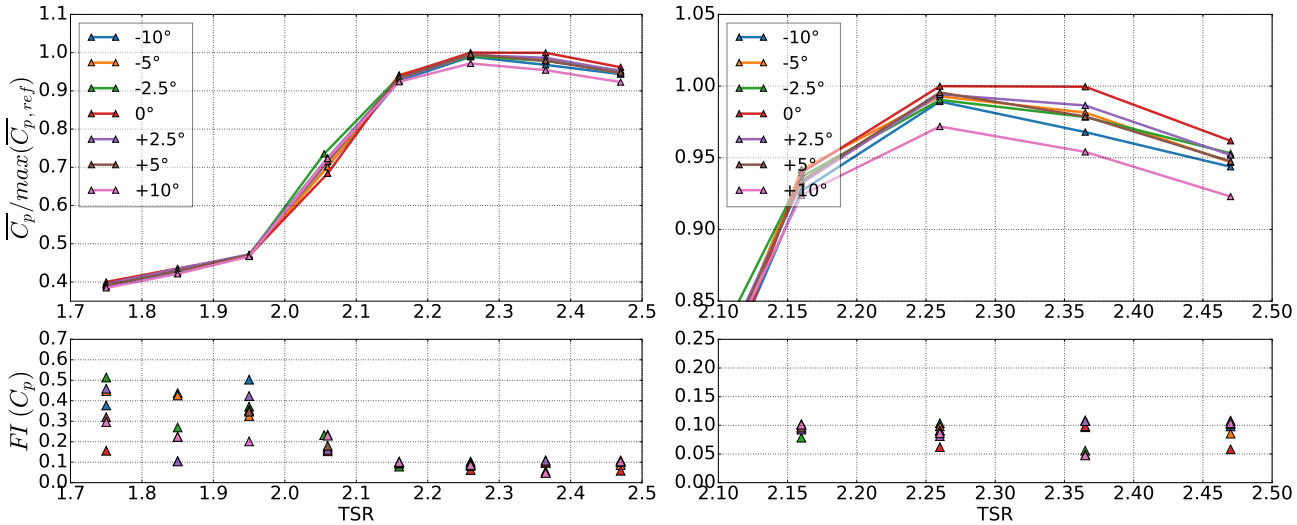


Figure 2.14 – Coefficients de puissance de la turbine pour les différentes incidences écoulement-turbine testées. Gauche : ensemble des TSR testés. Droite : agrandissement sur la gamme de TSR optimale.

Sur l'ensemble des configurations étudiées, les mêmes tendances d'évolution du coefficient de puissance en fonction du TSR sont observées. Une différence autour du TSR = 2.05 apparaît (gamme de transition vers l'optimal), pouvant s'expliquer par une instabilité forte autour de ce

point. Cette augmentation forte est suivie d'un plateau de C_P situé autour de TSR $\simeq 2.3$, puis d'une décroissance pour les valeurs de TSR plus élevées. La tendance générale est conservée pour toutes les incidences considérées, indiquant que le comportement global de la machine n'est pas fondamentalement modifié par un désalignement modéré de l'écoulement. L'analyse fine de la zone de performances optimales révèle une faible influence de l'incidence sur le C_P maximal atteint. Le cas de référence (0°, Refoulant) présente les valeurs de puissance moyenne les plus élevées, constituant ainsi la configuration optimale en termes de performances globales. Un écart de l'ordre de 5% est obtenu pour une variation marquée de l'angle d'incidence (10°), alors que pour des angles faibles de l'ordre de 2.5°, peu de différences apparaissent. Ces observations s'expliquent par la modification de la surface de capture projetée avec l'angle d'incidence, conservée comme S_{ref} ici. Cela est également cohérent avec les résultats de Moreau et al. 2023c pour cette gamme d'angles d'incidence.

En conclusion, cette étude met en évidence une bonne robustesse des performances de la turbine vis-à-vis de variations modérées de l'incidence de l'écoulement, dont la performance reste semblable pour les cas testés. L'optimum des performances est obtenu pour une incidence nulle, correspondant à un écoulement aligné avec l'axe principal de la turbine. Cette étude justifie l'intérêt de l'axe vertical, produisant de manière indépendante de la direction d'écoulement pour un cas mono-rotor, tout en comprenant l'effet du montage à double axe vertical avec la structure spécifique. En effet, pour la technologie à axe horizontal, un désalignement similaire présente une diminution de performance de l'ordre de 10 % (Maganga et al. 2010). Cela corrobore également le montage expérimental réalisé et le choix des configurations Refoulant (0°) et Avalant (180°) comme cas de référence pour l'analyse détaillée des efforts moyens et du sillage, présentée dans la suite de ce chapitre.

2.1.6 Etude de l'effet de blocage

Lors des essais de turbines en bassin, le confinement induit par la proximité des parois extérieures peut générer des effets de blocage significatifs. Le coefficient de blocage, défini comme le rapport entre la surface projetée de la turbine (fondation incluse) et la section transversale du bassin, conditionne directement l'intensité de ces effets. Le confinement est caractérisé par le coefficient de blocage géométrique :

$$\beta = \frac{A_t}{A_c}$$

où A_t désigne la surface projetée du rotor et A_c la section du canal. Dès les premiers travaux sur l'effet du confinement (Hilton 1967), il a été montré que la présence de parois externes dans les écoulements confinés modifie localement la distribution de vitesse et de pression autour de turbines à axe vertical. Lorsque le ratio de blocage β dépasse des valeurs de l'ordre de 10 à 15 %, la présence de la turbine modifie localement la distribution de vitesse et de pression, conduisant à une augmentation de la vitesse débitante à travers les rotors. Ce phénomène entraîne alors une surestimation des coefficients de performance et de chargement, notamment le coefficient de puissance C_p et le coefficient de poussée C_x, par rapport à des conditions de fonctionnement en milieu infini (Ross et al. 2020 ; Arcos 2020).

Afin de corriger ces distorsions, plusieurs méthodes ont été proposées dans la littérature. Parmi les approches analytiques les plus couramment utilisées figurent la méthode de Scott, fondée sur une moyenne de section transversale, ainsi que la méthode de correction par flux moyen, basée sur la vitesse moyenne dans la section d'essais. Toutefois, pour des configurations à forte solidité ou à blocage élevé, comme c'est le cas dans la présente étude avec un coefficient de blocage $\beta \simeq 0.17$, ces modèles théoriques peuvent présenter des limitations importantes et nécessiter des ajustements spécifiques (Hunt et al. 2024 ; Djama Dirieh et al. 2022). Dans ce cadre, Whelan et al. 2009 ont proposé une extension de la théorie 'actuator disk' adaptée

aux écoulements confinés. L'approche repose sur une description analytique de l'écoulement dans un canal de section finie, en imposant la conservation de la masse et de la quantité de mouvement entre l'amont et l'aval du rotor.

En présence de confinement, l'expansion naturelle du sillage est limitée par les parois, ce qui conduit à une augmentation de la vitesse dans le plan du rotor. Le facteur d'induction axial corrigé a_c diffère alors du facteur d'induction a associé à un écoulement non confiné.

Il est montré que le facteur d'induction corrigé vérifie la relation :

$$(1 - a_c) = \frac{1}{1 + \lambda_B} \qquad \lambda_B = \frac{\beta}{(1-a)^2}$$

où le terme λ_B traduit explicitement l'influence du confinement et croît avec le coefficient de blocage.

Sous les hypothèses de la théorie du modèle utilisé, cette formulation permet d'établir une relation directe entre les performances mesurées en milieu confiné et celles attendues en milieu infini. Le coefficient de puissance corrigé s'écrit alors :

$$C_{p,corr} = C_{p,\text{mesuré}} \left(\frac{1-a}{1-a_c} \right)^3$$

L'exposant trois reflète la dépendance de la puissance extraite au cube de la vitesse caractéristique. Cette correction met en évidence qu'à mesure que le coefficient de blocage augmente, la différence entre a et a_c devient significative, entraînant une surestimation systématique des performances mesurées. Bien que largement utilisée dans les domaines de l'hydrolien et l'éolien, cette approche reste fondée sur des hypothèses simplificatrices (géométrie équivalente, écoulement quasi-unidimensionnel), qui peuvent être mises en défaut pour des configurations complexes ou multi-rotors.

Dans ce contexte, l'application directe des corrections analytiques classiques apparaît délicate. Une approche hybride expérimental/numérique est donc proposée afin de quantifier plus finement l'effet du blocage dans le cas spécifique de la turbine étudiée, en s'affranchissant des hypothèses géométriques et cinématiques propres aux modèles analytiques.

Méthode de correction proposée

La stratégie adoptée par HydroQuest repose sur le développement de modèles numériques RANS visant à reproduire fidèlement les conditions expérimentales en bassin, en intégrant explicitement l'effet de confinement imposé par la géométrie du bassin d'essais. La méthodologie présentée dans cette partie s'appuie donc sur les résultats obtenus par le pôle numérique.

Deux niveaux de modélisation complémentaires sont considérés. Un premier modèle RANS 3D est développé afin de représenter l'ensemble de la turbine, incluant la fondation, les éléments structurels de la turbine (plaques, montant central, génératrices,...) ainsi que les rotors sous forme de cylindres poreux. Ce modèle permet de capturer les effets locaux des interactions entre les différents éléments de la structure et les rotors dans des régimes d'écoulement distincts : la porosité des rotors modélisés est reliée directement au point de fonctionnement. En parallèle, un modèle URANS 2D est mis en oeuvre dans le plan horizontal afin de représenter directement les rotors, bien résolus finement (Blade Resolved). Le montant central est également inclus dans cette représentation détaillée.

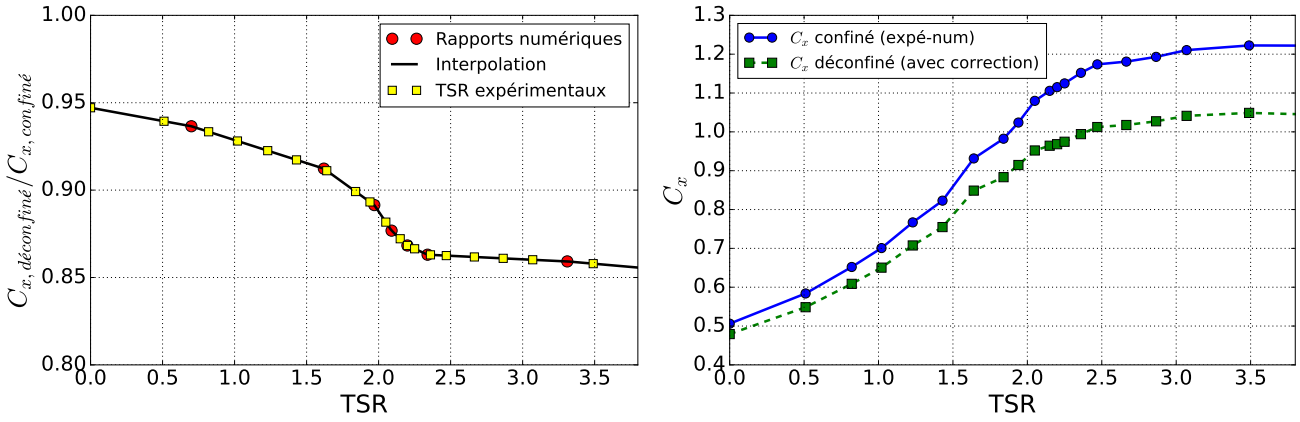
Pour le modèle RANS 3D, la modélisation des rotors par des milieux poreux équivalents s'inscrit dans une approche largement utilisée pour représenter l'effet moyen de dispositifs tournants sans simuler explicitement la rotation des pales. Jeong et al. 2014 ont notamment montré que des modèles de type disque ou cylindre poreux, couplés à des équations RANS, permettent de reproduire correctement les efforts globaux et la structure moyenne du sillage,

à condition d'ajuster les coefficients de résistance suivant le régime de fonctionnement. Plus généralement, les approches de type 'actuator disk' ou milieu poreux sont couramment employées pour représenter l'influence globale des rotors dans les simulations RANS ou LES, en introduisant des termes sources de quantité de mouvement proportionnels aux vitesses locales (Mikkelsen 2004 ; Sorensen et al. 2002).

Pour chaque point de fonctionnement testé expérimentalement, y compris le cas TSR = 0, les efforts quadratiques moyens issus des simulations confinées sont comparés aux résultats obtenus en bassin à l'échelle 1/20. Les efforts longitudinaux sont analysés ici à travers le coefficient de traînée. Un coefficient de porosité (coefficient de Forchheimer F) est alors introduit, suivant une approche classiquement utilisée pour modéliser le comportement hydrodynamique de structures équivalentes poreuses soumises à un écoulement turbulent. En effet, dans le cadre général des écoulements à travers des milieux complexes ou des structures génératrices de pertes de charge, la relation pression-vitesse $P(U)$ est classiquement décrite par la loi de Darcy-Forchheimer, qui combine un terme linéaire proportionnel à la vitesse U (contribution visqueuse de type Darcy) et un terme quadratique proportionnel au carré de la vitesse (contribution inertielle de type Forchheimer) :

$$\Delta P = A\,U + B\,U^2$$

Dans le cadre d'écoulements turbulents à nombre de Reynolds suffisamment élevé, les pertes de charge au travers de structures complexes sont alors modélisées par un terme quadratique de type Forchheimer (B), traduisant la prédominance des effets inertiels sur les effets visqueux. Cette formulation permet de représenter des milieux poreux équivalents sans décrire finement leur géométrie interne, tout en conservant une cohérence physique avec les mécanismes dominants de dissipation (Nield et al. 2013 ; Soulaine et al. 2014).



(a) $C_{x,\text{déconfiné}}/C_{x,\text{confiné}}$ **(b)** C_x avec et sans correction

Figure 2.15 – (a) Facteur de déconfinement des coefficients de traînée C_x déconfiné/confiné. (b) Comparaison des coefficients C_x expérimentaux avec/sans correction.

Une loi $Forchheimer_{num}(TSR_{exp})$ est établi en faisant correspondre les coefficients de traînée numérique $C_{x,num}$ et expérimental $C_{x,exp}$ pour la turbine en configuration Refoulant et en milieu confiné. Ensuite, des simulations numériques analogues sont effectuées en milieu déconfiné pour établir les caractéristiques hydrodynamiques de la turbine quadrirotor résultantes, en s'affranchissant ici des effets de confinement. Des stratégies similaires de calibration de coefficients de résistance équivalents à partir de données expérimentales ont déjà été employées pour des structures complexes, afin d'assurer la cohérence entre simulations numériques et mesures en bassin (Kim et al. 2016).

À partir des simulations numériques, un facteur de déconfinement est défini pour chaque point de fonctionnement sous la forme :

$$r_x(\mathrm{TSR}) = \frac{C^{\mathrm{num}}_{x,\mathrm{déconf}}}{C^{\mathrm{num}}_{x,\mathrm{conf}}} \tag{2.7}$$

où $C^{\mathrm{num}}_{x,\mathrm{conf}}$ et $C^{\mathrm{num}}_{x,\mathrm{déconf}}$ désignent respectivement les coefficients longitudinaux issus des simulations numériques en milieux confiné et non confiné. Ce facteur de déconfinement est ensuite interpolé en fonction du TSR afin d'être appliqué aux points expérimentaux. La figure 2.15 montre ainsi les facteurs obtenus pour les points calculés numériquement et l'interpolation nécessaire pour l'application aux données expérimentales. Les coefficients C_x obtenus par les deux méthodes expé/num sont également présentés et confirment un effet de confinement de par la différence notable entre les deux courbes, allant d'environ 3 % à 18 % de sur-estimation en milieu confiné. Une vitesse caractéristique équivalente peut être reconstruite à partir de ces valeurs. En s'appuyant sur la définition du coefficient C_x, la vitesse déconfinée est estimée selon :

$$U_{\mathrm{déconf}} = U_{\mathrm{conf}} \sqrt{\frac{C^{\mathrm{exp}}_{x,\mathrm{conf}}}{C^{\mathrm{corr}}_{x,\mathrm{déconf}}}} \tag{2.8}$$

où U_{conf} est la vitesse mesurée en bassin et $C^{\mathrm{corr}}_{x,\mathrm{déconf}}$ le coefficient corrigé à partir des facteurs numériques. La correction de la vitesse est ensuite appliquée aux coefficients de performance. En considérant les dépendances classiques des coefficients adimensionnés vis-à-vis de la vitesse, le TSR, les coefficients de puissance et de couple sont corrigés selon :

$$TSR_{\mathrm{déconf}} = TSR_{\mathrm{conf}} \left(\frac{U_{\mathrm{conf}}}{U_{\mathrm{déconf}}} \right) \tag{2.9}$$

$$C_{P,\mathrm{déconf}} = C_{P,\mathrm{conf}} \left(\frac{U_{\mathrm{conf}}}{U_{\mathrm{déconf}}} \right)^3 \tag{2.10}$$

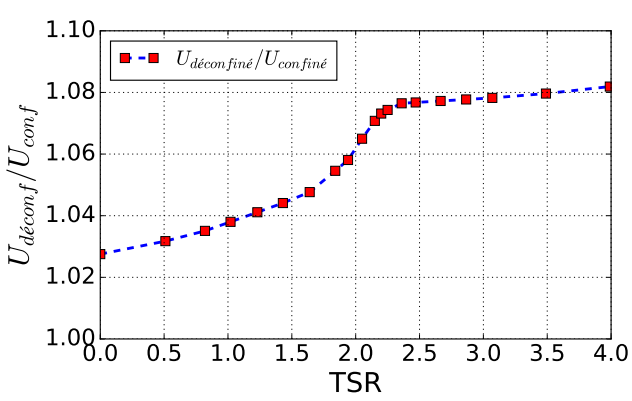
$$C_{Q,\mathrm{déconf}} = C_{Q,\mathrm{conf}} \left(\frac{U_{\mathrm{conf}}}{U_{\mathrm{déconf}}} \right)^2 \tag{2.11}$$

La figure 2.16 présente le facteur de déconfinement des vitesses (déconfiné/confiné) et la correction appliquée aux coefficients de performance. Ainsi, pour les TSR au voisinage du point de fonctionnement optimal, une diminution du C_P de l'ordre de 20 % est obtenue. Ceci est en cohérence avec le coefficient de blocage β calculé et justifie l'approche expérimentale/numérique pour les besoins industriels dans le cadre des développements de turbines à l'échelle réelle. Cependant, il est à noter que la tendance globale d'évolution est conservée et que la normalisation des valeurs permet d'approcher correctement les tendances des paramètres et les gammes de fluctuations autour des moyennes.

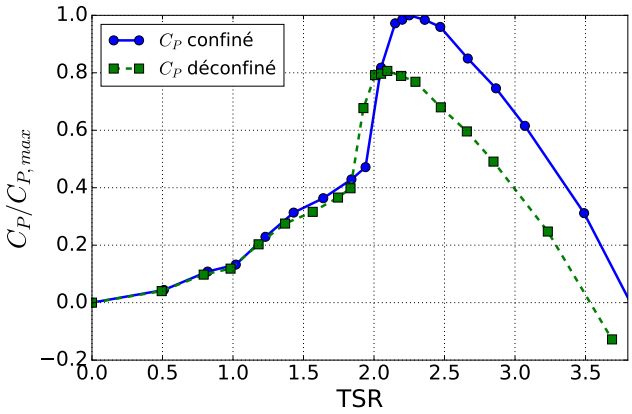
Cette méthodologie permet ainsi, par une première approche cohérente de l'effet de confinement pour les essais en bassin en configuration Refoulant, d'assurer une validité physique des approches expérimentales. Elle constitue une étape essentielle pour la considération des efforts et performances mesurés vers des conditions représentatives du milieu. Dans la suite de ce manuscrit, les données obtenues expérimentalement sont considérées en l'état et non déconfinées. Les résultats sont normalisés et permettent une description des tendances pertinente, avec notamment l'étude des fluctuations induites par des perturbations.

Synthèse intermédiaire

Cette section a permis d'étudier de manière détaillée la réponse mécanique de la turbine OQ 2.5 en écoulement établi à partir d'essais expérimentaux menés en bassin d'essais à l'échelle 1/20. Les performances énergétiques et les efforts globaux ont été analysés sur une large plage



(a) $U_{déconfiné}/U_{confiné}$



(b) C_P confiné/déconfiné

Figure 2.16 – (a) Ratio des vitesses recalculée et mesurée en bassin selon les TSR. (b) Evolution du coefficient de performance normalisé $C_P/C_{P,max}$ avec/sans correction avec les valeurs de TSR respectivement confinées et déconfinées.

de régimes de fonctionnement, permettant d'identifier les principaux mécanismes gouvernant le comportement de la machine à échelle réduite.

L'évaluation du productible en écoulement uniforme a mis en évidence une plage de fonctionnement optimale définie autour d'un point de fonctionnement (TSR = 2.2), associée à un plateau de performances relativement stable. La réponse mécanique caractéristique de la colonne de rotors s'est révélée cohérente avec les tendances classiquement observées pour les turbines à axe vertical opérant en régime turbulent malgré son design original (bi-colonnes, multi-rotors, montant central). Les fréquences de rotation $3f_\omega$ et $6f_\omega$ sont les composantes spectrales principales associées à la distribution du couple, dont la prédominance relative dépend du point de fonctionnement. L'influence de l'interaction entre l'écoulement avec chaque pale est ainsi relevée.

La variation contrôlée de la vitesse d'écoulement amont a permis de quantifier les effets du nombre de Reynolds. Les résultats montrent une augmentation progressive du niveau de performance avec le nombre de Reynolds, accompagnée d'un léger déplacement du point de fonctionnement optimal vers des valeurs de TSR plus faibles (diminution du TSR de 0.1). Toutefois, la forte similarité des tendances observées pour l'ensemble des vitesses testées indique que les mécanismes physiques dominants restent inchangés, l'effet du nombre de Reynolds se manifestant principalement par une modulation de l'amplitude des performances plutôt que par une modification de leur évolution. Ce constat conforte la pertinence de l'approche expérimentale retenue pour analyser les évolutions relatives de performance à échelle réduite.

L'étude de l'influence de la fondation a montré que même si sa présence modifie sensiblement l'écoulement, les tendances globales de performance et de chargement sont conservées. Une légère diminution du C_P maximal a toutefois été observée, de l'ordre de 5%, suggérant un effet secondaire lié à l'interaction entre la structure et l'écoulement environnant, sans remise en cause du comportement global de la turbine.

Enfin, les effets du confinement et du blocage induit, intrinsèques aux essais en bassin, ont été étudiés à travers une revue des méthodes de correction existantes et le développement d'une approche hybride expérimental-numérique. La combinaison de modèles représentant fidèlement les conditions d'essais et de formulations de type milieu poreux équivalent permet de quantifier l'influence du confinement sur les efforts mesurés et de proposer des facteurs de déconfinement cohérents, avec une diminution de quasiment 20% des performances en milieu déconfiné. Cette méthodologie constitue un outil essentiel pour discuter la transposabilité des

résultats expérimentaux vers des conditions de milieu infini.

Les résultats présentés précédemment mettent en évidence des comportements cohérents en termes de performances et de chargement pour les différentes configurations étudiées. Afin de relier ces observations globales aux mécanismes hydrodynamiques en jeu, l'étude du sillage de la turbine apparaît comme une étape clé en particulier au voisinage du point de fonctionnement optimal.

2.2 Etude du comportement hydrodynamique

Au-delà de l'analyse des performances globales et du chargement mécanique de la turbine, la compréhension fine de son interaction avec l'écoulement nécessite l'étude détaillée des variations du champ de vitesse induites par son fonctionnement. La présence de la turbine modifie en effet l'écoulement non seulement en aval, à travers la formation et le développement du sillage, mais également en amont de celle-ci et dans son environnement proche, via des phénomènes d'induction ce qui se traduit par une redistribution de la quantité de mouvement.

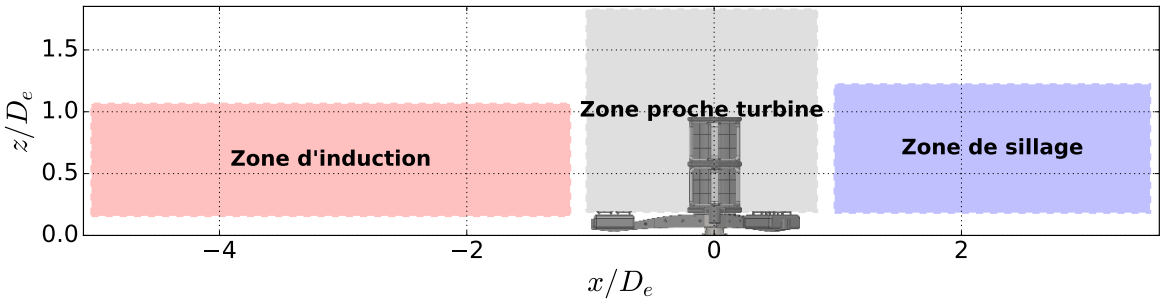


Figure 2.17 – Zones d'étude de l'écoulement en amont, autour et en aval de la turbine.

La figure 2.17 est une illustration du découpage spatial retenu pour l'analyse hydrodynamique. Ce découpage vise à identifier des régions cohérentes du point de vue physique, au sein desquelles les mécanismes écoulement-turbine sont analysés dans les parties suivantes.

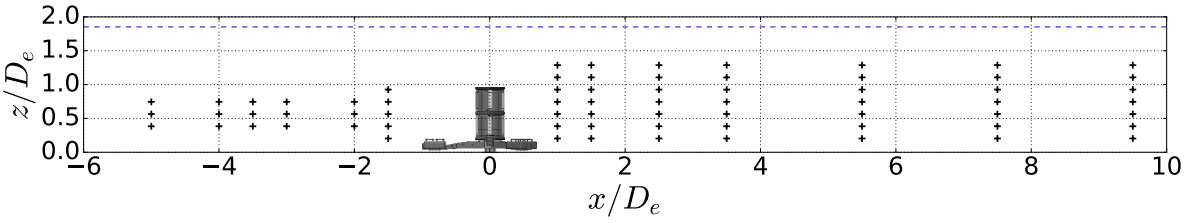
Dans cette section, l'impact hydrodynamique de la turbine est étudié de manière progressive, en s'intéressant successivement aux effets d'induction en amont (section 2.2.1), aux mécanismes de contournement puis au développement et à la résorption du sillage se développant en aval de la turbine (section 2.2.2 à 2.2.5).

Mesures réalisées

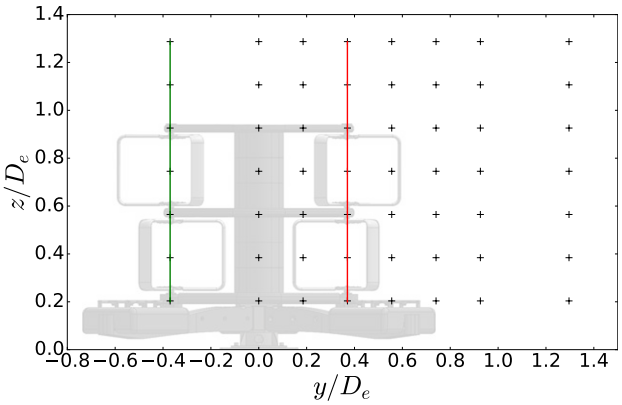
Afin d'évaluer le comportement de l'écoulement à différentes positions dans le bassin, la vitesse du courant est mesurée à l'aide de la LDV-3C en mode non coïncident, de sorte que chaque composante de vitesse est mesurée indépendamment des autres. Le temps d'acquisition est de 3 minutes par point afin de garantir la convergence des mesures. Les mesures LDV sont faites pour différentes positions x (Figure 2.18a) et suivent le maillage présenté figure 2.18b. Ainsi, les plans de mesure en aval contiennent 42 à 56 points en fonction des informations souhaitées, ce qui représente 2h30 à 3h de mesure par plan. La symétrie du sillage a été évaluée par comparaison des profils de vitesse centrés sur la colonne de rotors, à x/D_e =1 (Figure 2.18c).

Les résultats montrent que les composantes de vitesse moyenne et les écarts types sont similaires sur l'ensemble de la colonne d'eau, ce qui démontre le caractère symétrique du développement du sillage. D'autres études expérimentales telles que celle réalisée par Müller et al. 2021, présentant l'interaction de deux rotors à axe vertical, confirment cette symétrie

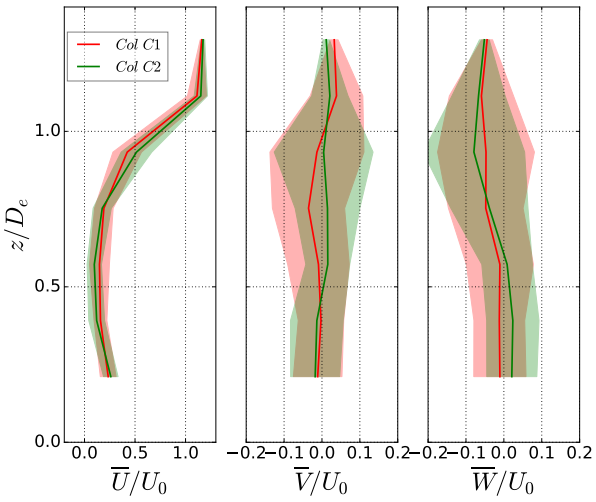
du sillage pour la configuration à deux axes verticaux contrarotatifs. Les résultats de mesures effectuées pour $y > 0$ sont ainsi systématiquement symétrisés, permettant de limiter le temps de mesure.



(a) Plan de mesure (x,z)/D_e^2



(b) Plan de mesure (y,z)/D_e^2



(c) Profils de vitesse 1D (selon z)

Figure 2.18 – (a) Positions des points de mesures LDV dans le bassin (croix noires) dans le plan (x/D_e, z/D_e), à la mi-largeur (y) des colonnes de rotors. (b) Positions des points de mesure dans le plan (y/D_e, z/D_e) en aval de la turbine. (c) Profils de vitesse présentant la symétrie du sillage des colonnes de rotors.

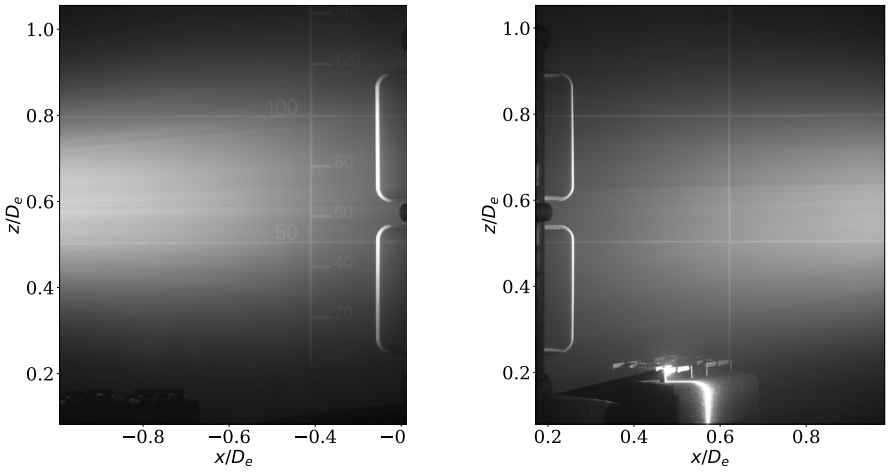
Le comportement de l'écoulement dans l'environnement proche de la machine est quant à lui évalué en utilisant la technique PIV. Les plans verticaux (voir figure 2.19, haut) sont de dimensions 875 mm × 1050 mm avec une résolution spatiale de $dx = dz = 13$ mm. Pour les plans de mesure horizontaux (voir figure 2.19, bas), les dimensions sont de 580 mm × 695 mm, avec $dx = dz = 9$ mm.

Ainsi, les mesures LDV et PIV permettent d'étudier le comportement de l'écoulement en interaction avec la turbine, pour des positions allant de -5 D_e en amont jusqu'à 7.5 D_e en aval de celle-ci. L'ensemble des mesures présentées par la suite ont été réalisées durant 2 campagnes d'essais, soit 4 semaines d'essais.

2.2.1 Effets d'induction de la turbine

La turbine agissant comme un obstacle dynamique qui influence considérablement le profil de vitesse du flux incident, il est important d'évaluer son effet en amont et la modification ainsi engendrée du champ de vitesse. Une étude des effets d'induction de la turbine au point de fonctionnement optimal est ainsi menée.

(a) Plans de mesure verticaux



(b) Plans de mesure horizontaux

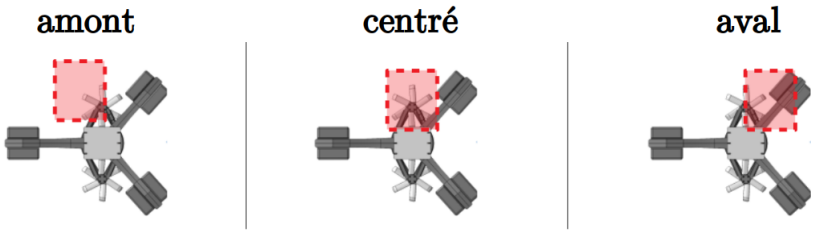


Figure 2.19 – (a) Positions des plans PIV verticaux en amont et aval de la maquette (position y : mi-largeur de la colonne de rotor C1). (b) Positions des plans PIV horizontaux autour de la colonne de rotor (position z : mi-hauteur du rotor supérieur).

La figure 2.20 montre l'évolution moyenne de vitesse $\overline{U}$ pour six emplacements en amont de la zone de capture de la turbine. Les valeurs sont normalisées par la vitesse $\overline{U}_{5De}$ mesurée à la position de mesure la plus en amont (x/D_e = -5). Basé sur un critère de convergence tolérant une différence de 1%, tenant compte de l'incertitude des mesures LDV, les valeurs de vitesse sont convergées pour des valeurs en x situées avant -3D_e de la position de la turbine. Ces observations permettent de définir la position du point de mesure de la vitesse de référence U_0 pour l'ensemble des travaux. Cette position est fixée à x/D_e = -5 et à $z/D_e = H_m/2$.

Au voisinage proche du modèle, le comportement de l'écoulement se retrouve fortement perturbé, comme le soulignent les profils verticaux de vitesse obtenus par PIV, présentés sur la figure 2.21. Si l'on compare les profils à x=$-1.5D_e$ (rouge) et x=$-0.37D_e$ (vert), la composante de l'écoulement $\overline{U}/U_0$ diminue de près de 20% près des rotors en mouvement, l'ensemble agissant comme un obstacle. À l'inverse, les valeurs absolues des composantes de vitesse verticale $\overline{W}/U_0$ augmentent progressivement en amont du rotor haut et diminuent de la même façon en amont du rotor bas, reflétant le contournement de l'écoulement autour de la colonne de rotor.

Les mesures PIV horizontales présentées sur la figure 2.22 montrent que l'effet des rotors sur l'écoulement amont se manifeste par une modification des profils de vitesse lorsque l'écoulement évolue en x, de manière cohérente avec l'évolution des profils verticaux de vitesse. Pour la composante $\overline{U}/U_0$, une réduction de la vitesse est observée, plus prononcée près du montant central de la structure même si cette diminution se manifeste sur l'ensemble de la largeur y/D_e.

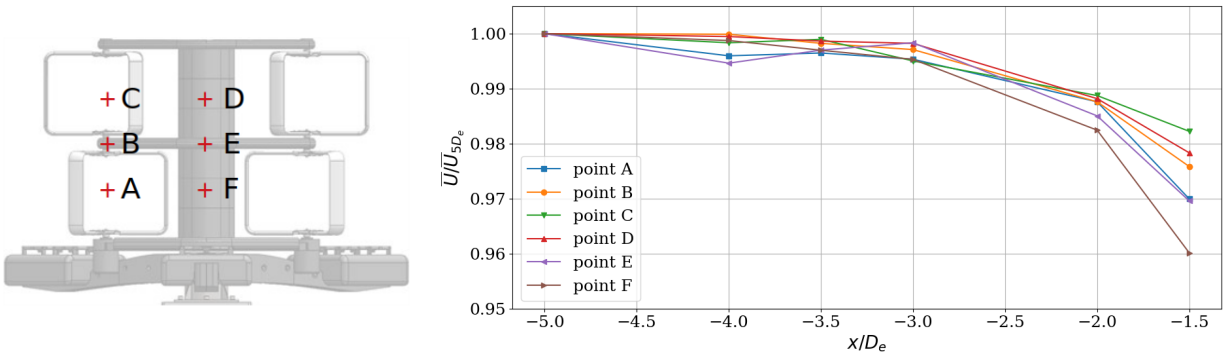


Figure 2.20 – Evolution de l'écoulement (composante de vitesse U) en amont de la turbine suivant la position en x, aux hauteurs z des points considérés (dans l'axe de la structure centrale ou du centre de la colonne de rotors $C1$). Les valeurs de vitesse sont normalisées à chaque position en z par la valeur mesurée à x/D_e = -5. L'étude des valeurs de la composante W apporte les mêmes résultats.

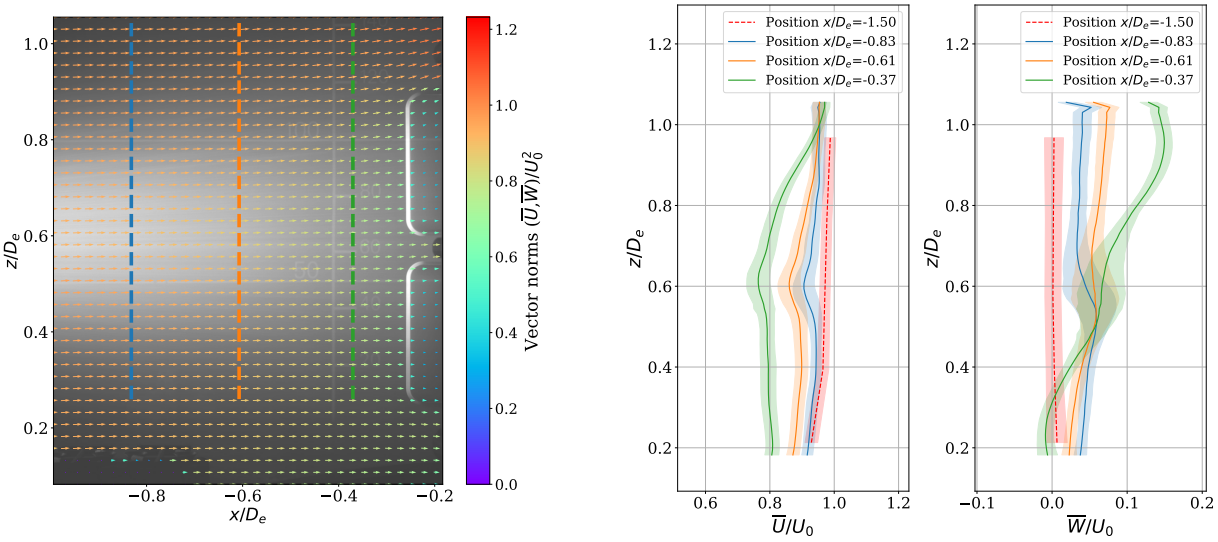


Figure 2.21 – Perturbations de l'écoulement induites par la présence de la machine (vitesses moyennes et écarts-types issus des mesures PIV). Le profil à x/D_e = -1.5 (rouge) est repris des mesures LDV présentées précédemment. Les variations de profil à mi-hauteur (z/D_e = 0.6) sont causées par la présence de la tête de la sonde laser positionnée en amont de la turbine, perturbant l'écoulement à cette hauteur.

Cette tendance traduit le contournement de la turbine par l'écoulement et par l'interaction entre l'écoulement et la machine au niveau des rotors, associée à l'extraction de l'énergie. Ces observations sont similaires à celles obtenues par des études CFD de l'interaction entre deux rotors à axe vertical menées par Zanforlin et al. 2016. La vitesse en amont est fortement réduite en amont des deux rotors, mais accélère à l'extérieur de la surface de capture et est également réduite vers y/D_e = 0 en raison de la présence du montant central. Dans notre cas, le flux présente une accélération latérale prononcée, amplifiée par le passage des pales. Le contournement entraîne une augmentation significative de la composante latérale de vitesse $\overline{V}/U_0$ autour du demi-disque définissant la position des rotors, avec $\overline{V}$ atteignant près de 0.5 U_0 près de la colonne. L'importance de la composante latérale de vitesse, dans le plan et la direction spécifique de la rotation de la colonne, suggère une tendance d'extension du sillage

impliquée par les rotors vers l'extérieur de la surface de capture.

La diminution de la composante de vitesse en amont dans le sens longitudinal $\overline{U}/U_0$ et l'évolution de la vitesse latérale amont $\overline{V}/U_0$ démontrent que la turbine en fonctionnement a un effet significatif sur l'écoulement environnant.

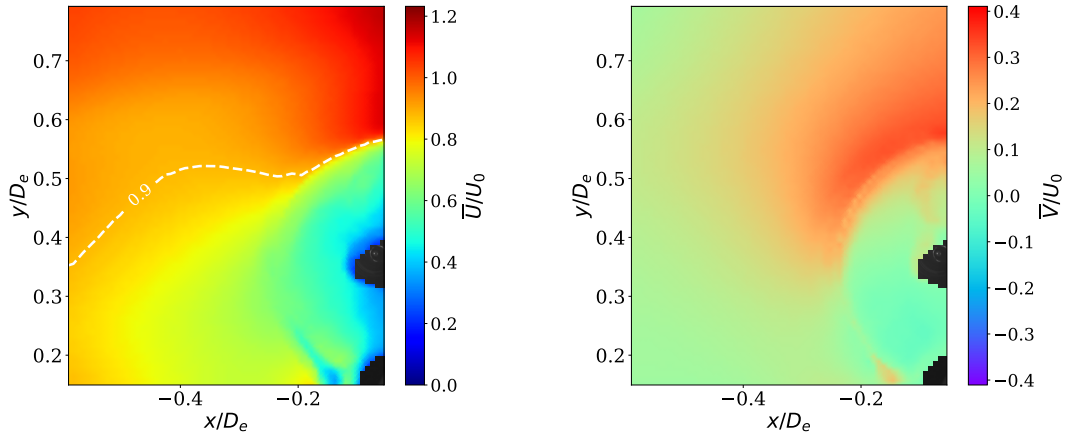


Figure 2.22 – Champs de vitesse dans le plan (x, y) obtenus en amont de la colonne de rotors $C1$ par PIV. Les composantes de vitesses moyennes normalisées $\overline{U}/U_0$ et $\overline{V}/U_0$ sont présentées. Le contour blanc sur la cartographie de $\overline{U}$ définit le conteur pour lequel $\overline{U}/U_0 = 0.9$.

2.2.2 Etude de l'écoulement proche de la turbine

Après avoir étudié la modification de l'écoulement amont induite par la machine, cette section s'intéresse aux premières phases de développement de sillage en aval de la turbine. Pour cela, l'analyse se concentre sur les zones au voisinage des colonnes de rotors.

La figure 2.23 présente les valeurs des composantes $\overline{U}/U_0$ et $\overline{W}/U_0$ au-dessus de la machine jusque la surface libre. Les contours noirs délimitent différents paliers de vitesse rencontrés. Cette augmentation de la composante longitudinale de vitesse apparaît au niveau de la plaque haute amont de la turbine et se propage graduellement jusque la surface libre. Le mouvement vertical traduit également ce changement de comportement local avec une augmentation forte de la composante $\overline{W}/U_0$ en amont de la structure. Ces mesures mettent ainsi en évidence le contournement de la turbine par l'écoulement avec une survitesse importante (jusque $1.2U_0$). Ce comportement est typiquement observé dans le cas d'un écoulement autour d'un obstacle. Le choix de conserver le rapport moyen entre la hauteur de la machine et la profondeur d'eau est donc justifié et présente un intérêt non négligeable.

Les figures 2.24 et 2.25 présentent les mesures PIV effectuées autour de la colonne de rotors, en aval des étages supérieur et inférieur pour les deux configurations Refoulant et Avalant. Des différences significatives dans l'orientation des sillages sont observées ici. En examinant le contour 0.9 U_0 de la figure 2.24, le sillage pour le cas Refoulant présente une expansion latérale forte. Le sillage semble également différer entre les deux étages, le développement du sillage du rotor inférieur étant plus contraint et le déficit de vitesse moins prononcé. Dans le cas Avalant, le sillage est dirigé vers la zone centrale du sillage global (y = 0), avec un schéma similaire entre les deux rotors. La différence de sens de rotation des rotors associée à la contrainte imposée par la présence des bras de fondation apporte une première explication à ces différences inter-configurations. De plus, la survitesse associée au contournement de la structure par l'écoulement intervient à différents endroits autour des rotors. Dans le cas

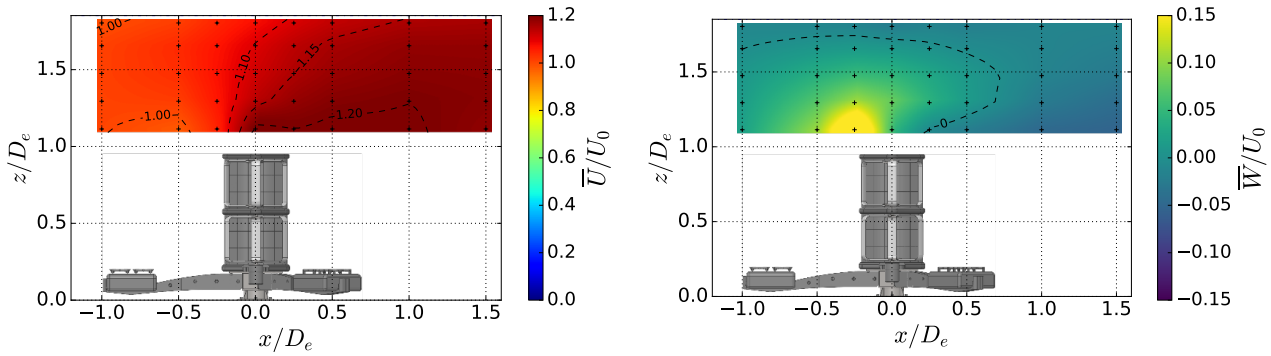


Figure 2.23 – Cartographies $\overline{U}/U_0$ (gauche) et $\overline{W}/U_0$ (droite) de la survitesse au-dessus de la machine pour la configuration Refoulant.

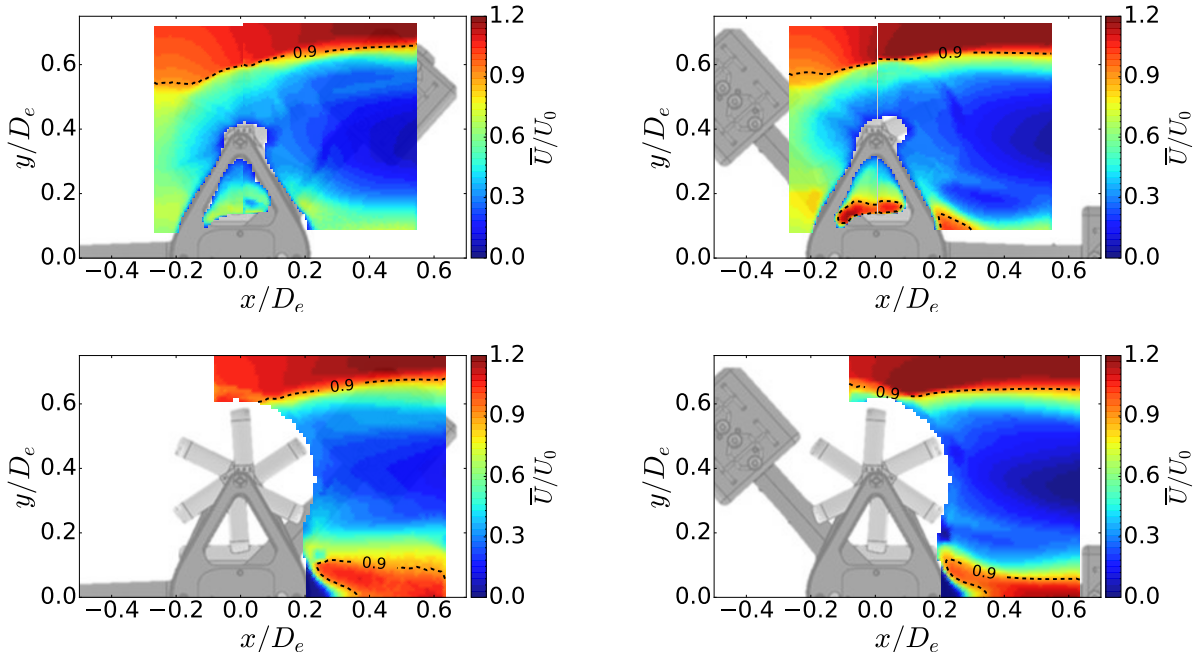


Figure 2.24 – Cartographies $\overline{U}/U_0$ pour la configuration Refoulant (gauche) et Avalant (droite), pour l'étage supérieur (z/D_e = 0.75, figures du haut) et le rotor inférieur (z/D_e = 0.38, figures du bas).

Avalant, la vitesse U près des rotors (exemple à $x/D_e = 0$) présente des valeurs plus élevées que le cas Refoulant, se traduisant par une survitesse intervenant plus tôt. La tendance se retrouve également avec la composante de vitesse latérale V (Figure 2.25), l'amplitude de la composante étant plus importante dans le cas Avalant entre x/D_e = -0.2 et $x/D_e = 0$. Le sens de rotation des colonnes a donc une influence marquée sur l'orientation globale de l'écoulement et donc la formation du sillage. Cependant, plus en aval de la turbine, l'amplitude de survitesse devient uniforme à l'extérieur du sillage, convergeant vers 1.15 U_0 pour les deux configurations. La différence d'orientation des sillages de rotors s'expliquent également par une accélération de l'écoulement plus ou moins prononcée autour du montant central, renforcé par le passage de la pale dans le cas Avalant et induisant une contrainte plus importante à cette position.

La figure 2.26 présente les résultats issus des plans PIV verticaux derrière la colonne de rotors, avec la vitesse moyenne normalisée $\overline{U}/U_0$ et les champs vectoriels $(\overline{U}, \overline{W})/U_0^2$ pour les deux configurations. Le plan est situé en aval de la colonne, à la demi-largeur des rotors. Dans les plans apparaissent les deux sillages des étages de rotors, délimités par le sillage de

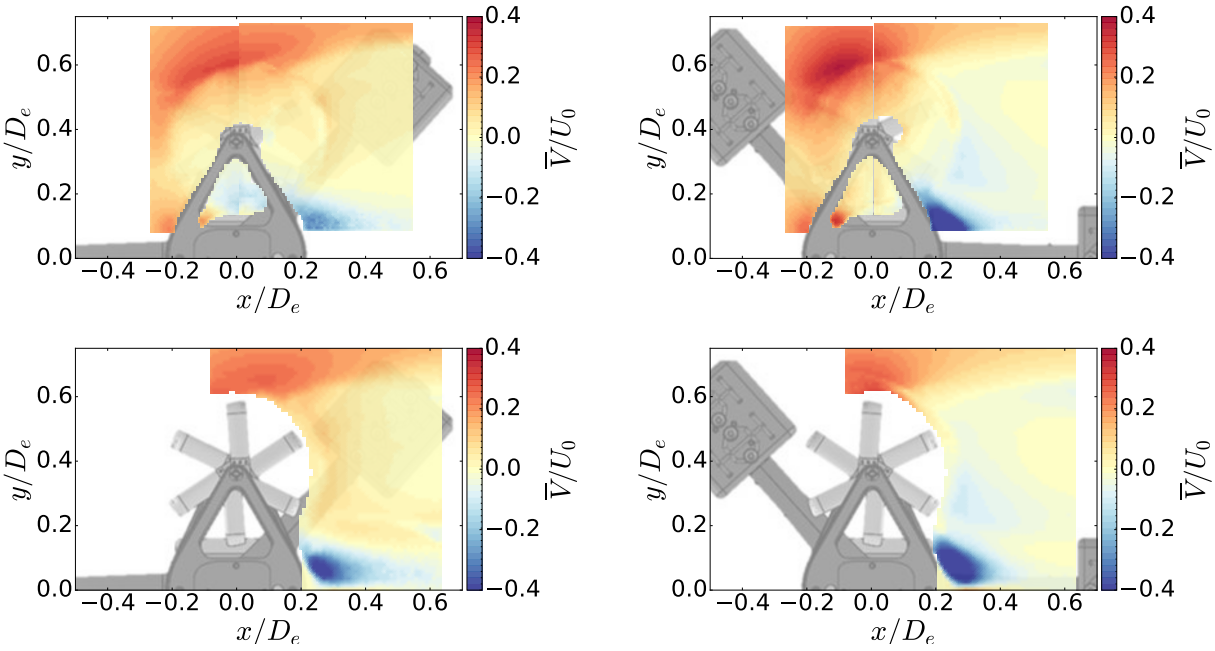


Figure 2.25 – Cartographies $\overline{V}/U_0$ pour la configuration Refoulant (gauche) et Avalant (droite), pour l'étage supérieur ($z/D_e = 0.75$, figures du haut) et le rotor inférieur ($z/D_e = 0.38$, figures du bas).

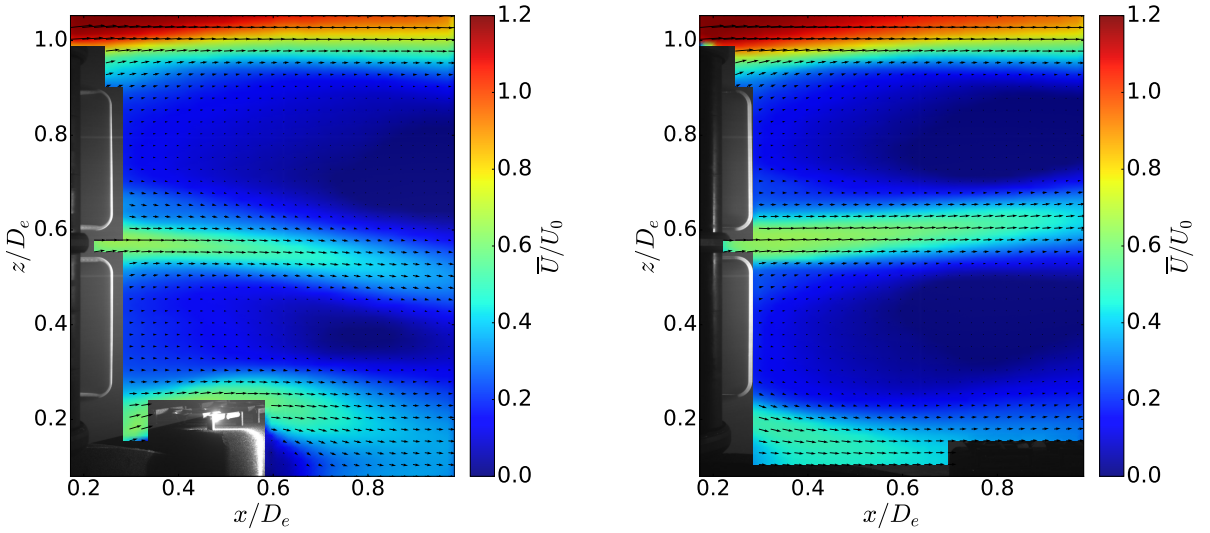


Figure 2.26 – Cartographies $\overline{U}/U_0$ dans les configurations Refoulant (à gauche) et Avalant (à droite), en champ proche aval de la turbine à y/D_e=0.37, i.e. la mi-largeur de la colonne de rotors. Le champ de vecteurs vitesse $(\overline{U}, \overline{W})/U_0^2$ est affiché.

la plaque intermédiaire, à $z/D_e = 0.6$. Pour le cas Refoulant, une asymétrie apparaît entre les deux étages, les zones de faible vitesse étant plus contraintes. Les bras de fondation perturbent l'écoulement en aval de la colonne et le contournement de l'écoulement réduit l'expansion spatiale du déficit de vitesse, comme l'illustre le champ vectoriel décrivant la trajectoire d'écoulement autour de la fondation. Cet effet est également confirmé par les profils de la figure 2.27-droite. À $x/D_e = 0.5$, la vitesse est évaluée comme étant plus de trois fois plus faible derrière le rotor inférieur pour le cas Avalant (0.04 U_0) que pour le cas Refoulant (0.14 U_0), mais sont cependant quasi-similaires derrière le rotor supérieur (0.1 U_0). Ces résultats cor-

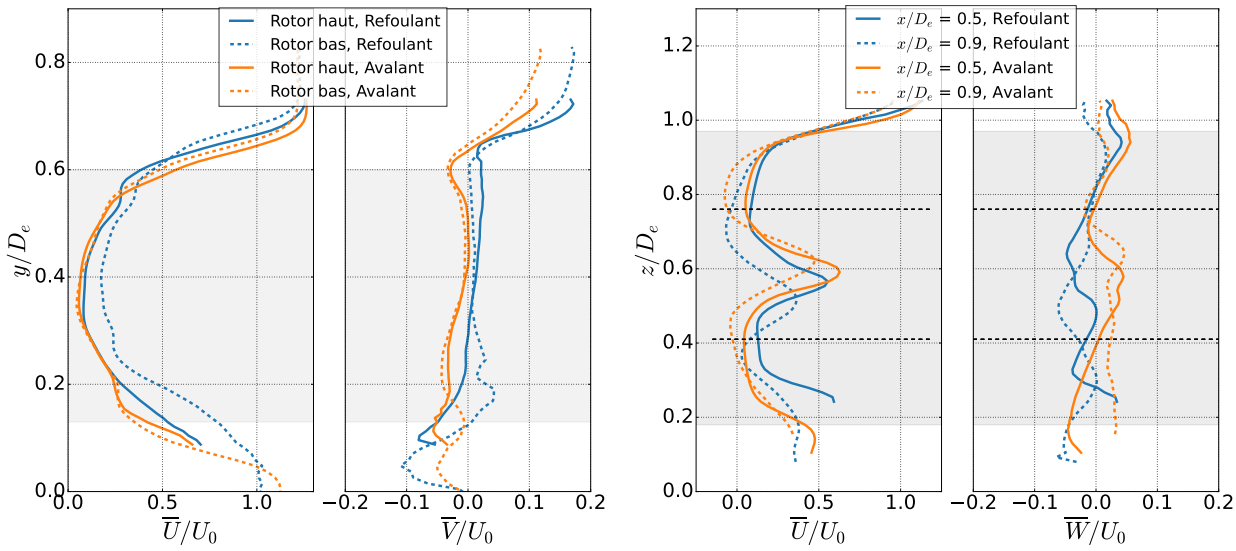


Figure 2.27 – Profils à la position $x/D_e = 0.5$ des composantes de vitesse U et V issues des mesures PIV dans le plan horizontal (à gauche) et des composantes U et W issues des mesures PIV dans le plan vertical (à droite).

roborent également l'effet de la direction du mouvement des pales sur les sillages de rotors, le sillage derrière la plaque centrale étant orienté vers le bas pour le cas Refoulant et vers le haut pour le cas Avalant. Les profils verticaux appuient ces observations, les vitesses $\overline{U}$ correspondant au sillage de la plaque centrale étant à des positions en z séparées de 0.15 D_e pour $x/D_e = 0.9$ entre les deux cas. Une survitesse importante, c'est-à-dire supérieure à la vitesse d'écoulement amont, apparaît ponctuellement aux positions z/D_e les plus hautes du plan. La machine agissant comme un obstacle, le contournement vertical induit une survitesse au-dessus de celle-ci. Cette observation est corroborée avec des mesures LDV complémentaires, présentées sur la figure 2.17 et le tracé de l'iso-contour $1.1U_0$.

Après analyse des mécanismes primaires de l'écoulement autour et proche de la turbine, l'évolution du sillage en champ lointain, les mécanismes relatifs et sa résorption sont étudiés ci-après.

2.2.3 Caractérisation du sillage lointain

Cette section examine les caractéristiques globales du sillage au TSR = 2.2 (optimal) puis une analyse de l'évolution des caractéristiques du sillage. Tous les résultats présentés dans cette partie sont basés sur des mesures LDV et les plans de mesure présentés en section 2.2.

La vitesse moyenne $\overline{U}/U_0$ est présentée dans les figures 2.28 et 2.29 pour les deux configurations. Ces résultats montrent que les sillages des deux colonnes de rotors sont initialement délimités par le sillage du montant central, qui se confondent ensuite progressivement en aval de la turbine dans une zone de déficit de vitesse convergeant ($\overline{U}/U_0 \leq 0.5$). Au niveau du rotor inférieur, indifféremment de la configuration, les sillages convergent à $x/D_e = 2.5$, alors qu'au niveau du rotor supérieur la jonction se produit plus rapidement pour le cas Refoulant que pour le cas Avalant. En définissant la région déficitaire comme la zone où la composante de vitesse |U| est inférieure à 0.5 U_0, les zones déficitaires se rejoignent à $x/D_e = 1.5$ pour le cas Refoulant, alors que les sillages des deux colonnes restent distincts jusqu'à $x/D_e = 2.5$.

Les profils présentés par la figure 2.30 complètent ces observations en présentant les vitesses moyennes mesurées aux sept points de mesure LDV discrétisés sur la largeur du bassin. Ces profils de vitesse confirment que l'écoulement au sein du sillage est dirigé vers y = 0, comme indiqué par les composantes de vitesse latérale négatives. Le cas Avalant présente des pro-

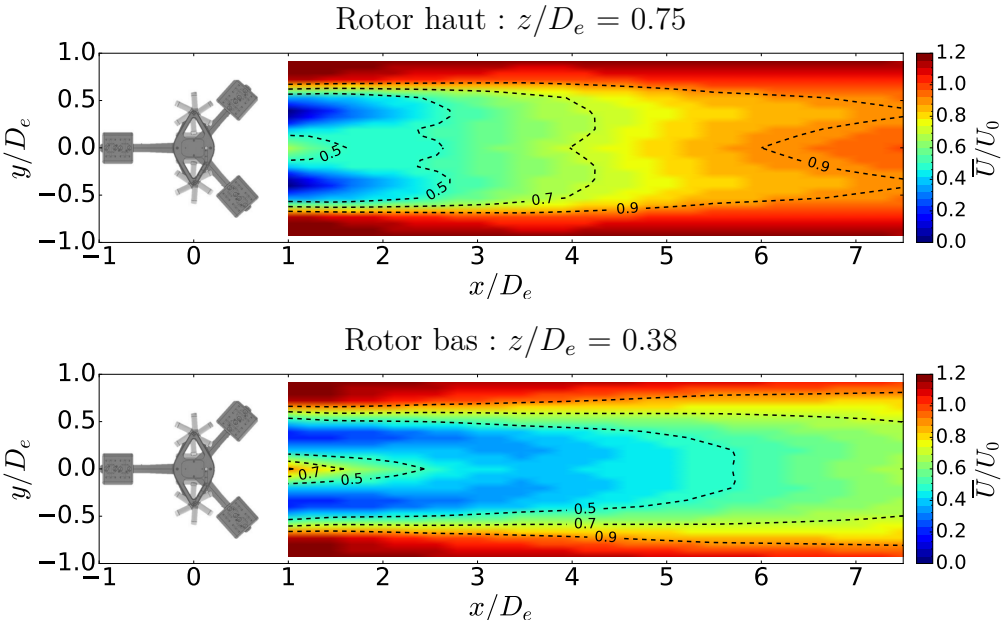


Figure 2.28 – Cartographies des composantes $\overline{U}/U_0$ dans la configuration Refoulant à la mi-hauteur des deux étages de rotors (haut : rotor supérieur, bas : rotor inférieur). Les contours à $\overline{U}/U_0 = [0.5\,;\,0.7\,;\,0.9]$ sont représentés en pointillés noirs.

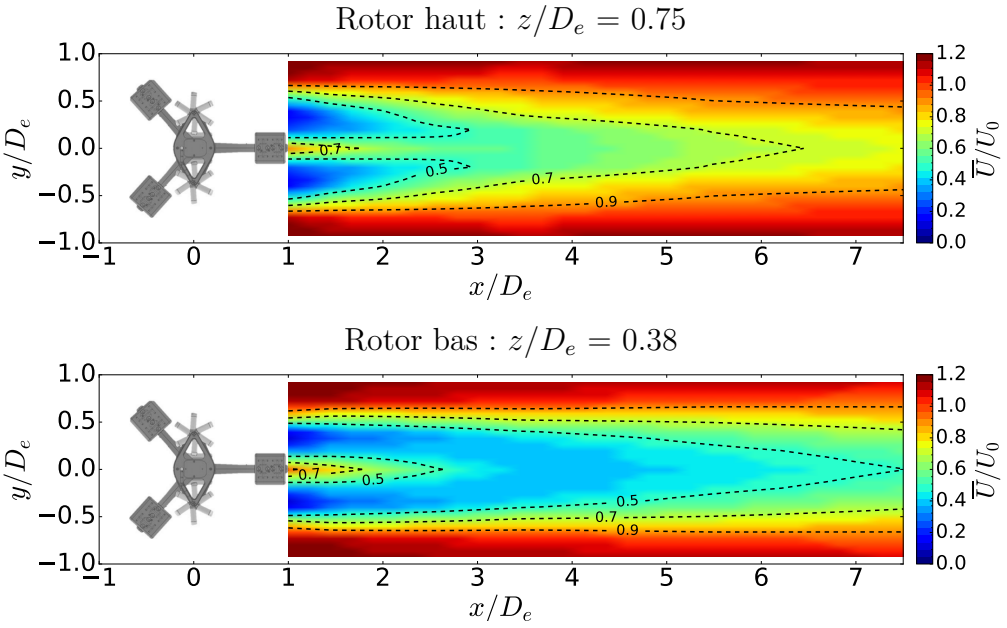


Figure 2.29 – Cartographies des composantes $\overline{U}/U_0$ dans la configuration Avalant à la mi-hauteur des deux étages de rotors (haut : rotor supérieur, bas : rotor inférieur). Les contours à $\overline{U}/U_0 = [0.5\,;\,0.7\,;\,0.9]$ sont représentés en pointillés noirs.

fils $\overline{V}/U_0$ similaires quelle que soit la position suivant l'axe longitudinal (à partir de $x/D_e \geq 1.5$), contrairement au cas Refoulant pour lequel les valeurs $\overline{V}/U_0$ varient jusqu'à 0.1 U_0 en fonction de la distance en aval de la turbine. Le déficit semble également être plus persistant pour la configuration Avalant, avec des valeurs $\overline{U}/U_0$ plus faibles aux différentes positions. En outre, il est révélé que la vitesse $\overline{U}/U_0$ suit une forme proche d'une distribution latérale

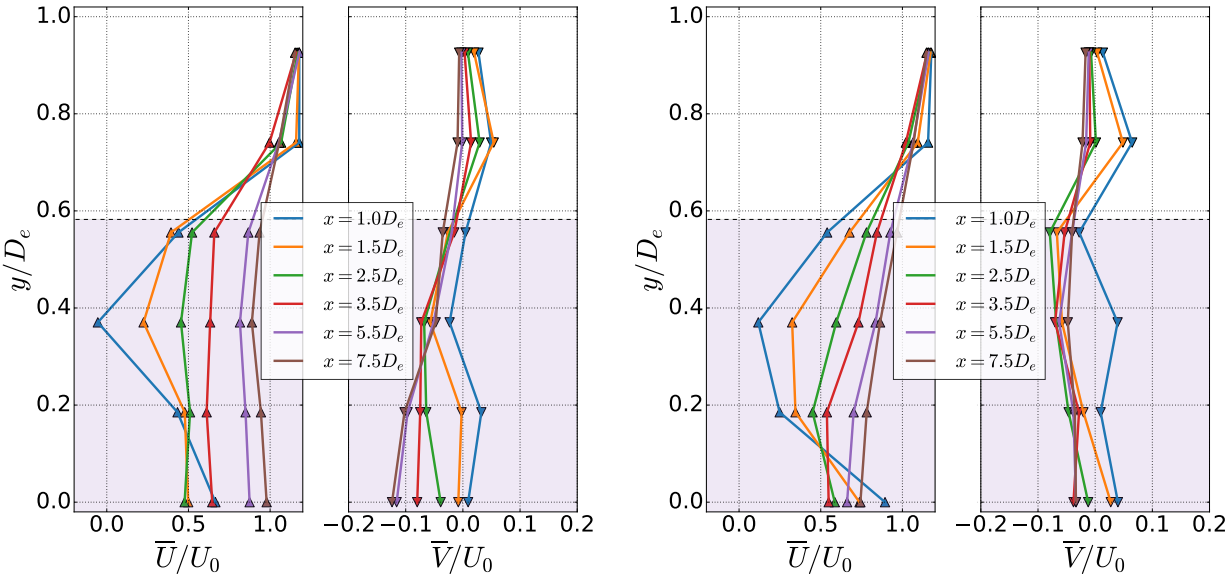


Figure 2.30 – Profils de vitesse $\overline{U}/U_0$ et $\overline{V}/U_0$ aux positions de mesure x/D_e dans le plan latéral (x, y) à la mi-hauteur du rotor supérieur $z/D_e = 0.75$. Les profils sont présentés pour le cas Refoulant à gauche et le cas Avalant à droite. La zone colorée définit la largeur couverte par la surface de capture de la turbine.

gaussienne aux différentes positions testées en x/D_e. De tels profils latéraux de sillage ont été observés dans des études expérimentales et numériques sur des turbines à axe vertical, telles que Abkar et al. 2017, avec un déficit de vitesse redistribué latéralement et se rétablissant progressivement en aval de la machine. La géométrie combinée au sens de rotation contraint ainsi le développement du sillage juste derrière le modèle. La comparaison entre les sillages du rotor supérieur pour les cas Refoulant et Avalant suit les conclusions classiquement faites pour le domaine de l'éolien (Vergaerde et al. 2020 ; Posa 2022), montrant que les turbines contrarotatives en configuration contre-courant (Refoulant ici) induisent une dissipation du sillage plus rapide que la configuration à co-courant (Avalant).

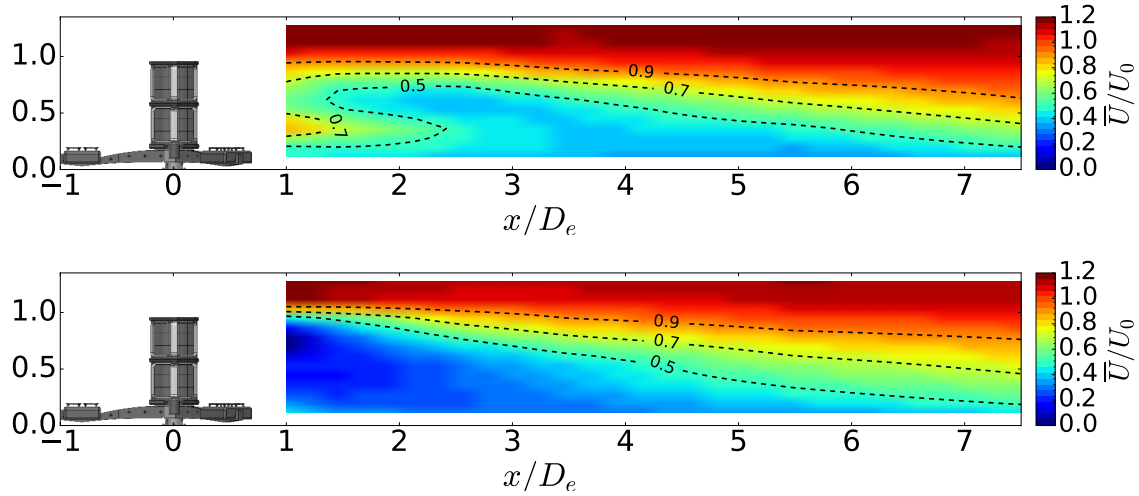


Figure 2.31 – Composante $\overline{U}/U_0$ en configuration Refoulant dans les plans (x, z) au centre et à la mi-largeur (respectivement les figures en haut et en bas). Les contours à $\overline{U}/U_0 = [0.5\,;\, 0.7\,;\, 0.9]$ sont représentés en pointillés noirs.

Les figures 2.31 et 2.32 présentent les champs de vitesse $\overline{U}/U_0$ dans les plans (x, z) au

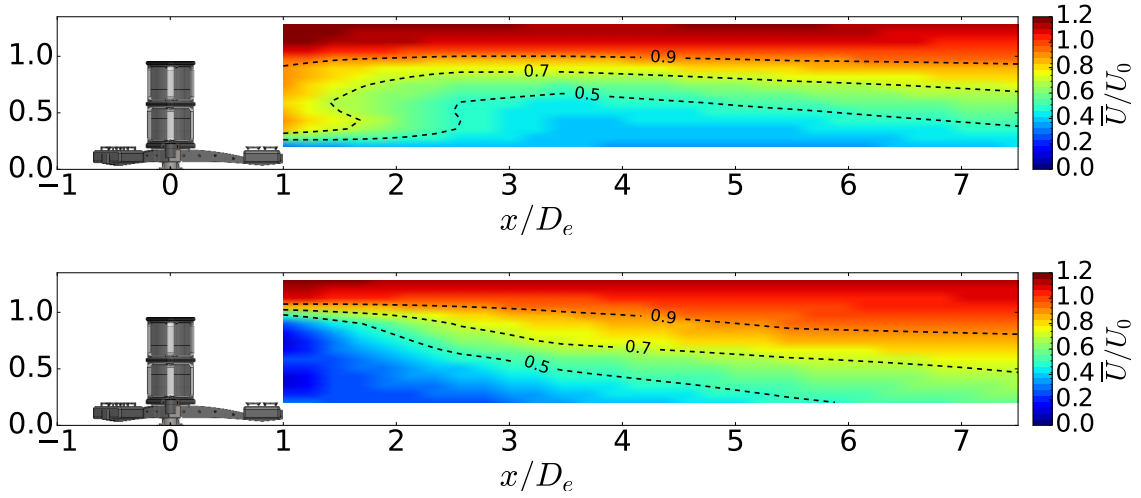


Figure 2.32 – Composante $\overline{U}/U_0$ en configuration Avalant dans les plans (x, z) au centre et à la mi-largeur (respectivement les figures en haut et en bas). Les contours à $\overline{U}/U_0 = [0.5\,;\, 0.7\,;\, 0.9]$ sont représentés en pointillés noirs.

centre du bassin ($y/D_e = 0$) et à la demi-largeur du rotor ($y/D_e = 0.37$) pour respectivement les configurations Refoulant et Avalant. Les structures de sillages montrent des différences significatives selon le cas étudié. Dans le cas Refoulant (Figure 2.31), une seule zone de déficit apparaît en aval du rotor supérieur, tandis qu'un déficit limité et un sillage peu structuré apparaissent en aval du rotor inférieur. Dans le cas Avalant (Figure 2.32), deux régions de déficit émergent en aval de chaque rotor et restent identifiables jusqu'à $x/D_e = 1.5$. Cette configuration révèle une interaction de sillage de rotors peu marquée et reflète l'influence des contraintes structurelles sur le développement de sillage proche de la turbine.

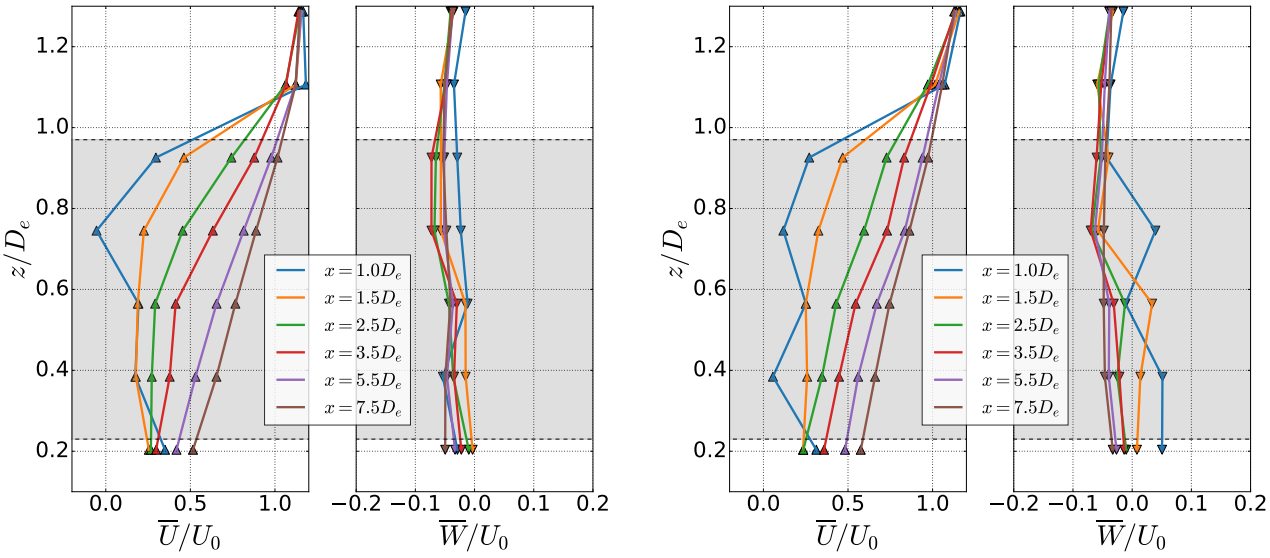


Figure 2.33 – Profils verticaux de vitesse $\overline{U}/U_0$ et $\overline{W}/U_0$ pour chaque position de mesure x/D_e, à la mi-largeur de la colonne de rotor $y/D_e = 0.37$. Les profils pour la configuration Refoulant sont présentés à gauche, ceux pour la configuration Avalant sont à droite. La zone colorée définit la hauteur couverte par la surface de capture de la turbine.

La figure 2.33 présente les profils de vitesse normalisées $\overline{U}/U_0$ et $\overline{W}/U_0$ à la position y = 0 pour les différentes valeurs de x/D_e. Ces profils complètent les cartographies de vitesse précédentes en fournissant une quantification plus claire des composantes de vitesse mesurées

dans le bassin. Les profils de vitesses verticales mettent ainsi en évidence les asymétries entre les sillages des deux étages, ainsi que le changement d'orientation de l'écoulement entre les deux cas notamment à proximité directe des rotors. Alors qu'un déficit plus important est en effet obtenu dans le sillage du rotor supérieur pour la configuration Refoulant, avec des valeurs négatives de $\overline{U}/U_0$, le cas Avalant présente des déficits de vitesse comparables dans le sillage des deux rotors (autour de $\overline{U}/U_0 \approx 0.1$). Dans le cas Avalant, des composantes verticales positives $\overline{W}/U_0$ sont obtenues pour les premières positions de mesure x/D_e, accentuant les différences de mécanismes du sillage proche de la turbine.

Dans l'ensemble, ces résultats confirment l'influence significative du mouvement du rotor et de la structure sur le développement du sillage. La turbine en fonctionnement module à la fois l'amplitude de vitesse et l'organisation spatiale de l'écoulement environnant, notamment en champ proche, même si les performances globales ($\overline{C_p}$) restent similaires entre les deux configurations à ce point de fonctionnement comme présenté en section 2.1.1.

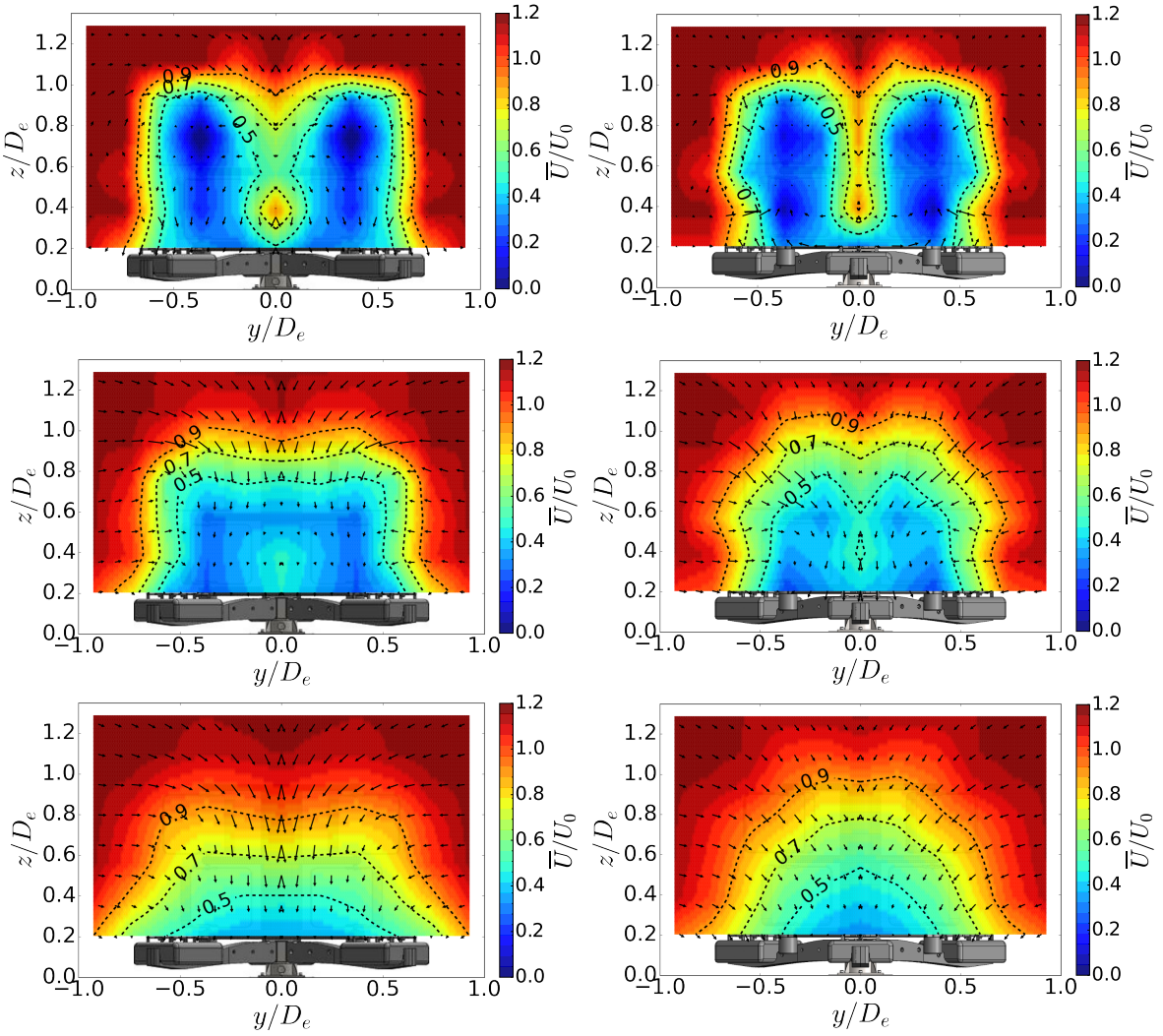


Figure 2.34 – Cartographies de $\overline{U}/U_0$ avec les champs vectoriels $(\overline{V}, \overline{W})/U_0^2$. Côté gauche : configuration Refoulant. Côté droit : configuration Avalant. De haut en bas : 1.0, 2.5 et 5.5 D_e en aval de la turbine. Les contours de [0.5, 0.7, 0.9] sont représentés par les lignes noires en pointillés. Raffinement de l'intensité colorimétrique : variation de 0.04 pour chaque niveau de couleur.

Pour étudier plus en détail les mécanismes du sillage, la figure 2.34 affiche les cartographies $\overline{U}/U_0$ dans le plan (y, z). Les tourbillons décrits par le champ vectoriel mettent en évidence la nature tridimensionnelle du sillage. Ceux-ci sont situés en aval du rotor supérieur dans les deux configurations, mais aussi dans le sillage des rotors inférieurs pour le cas Avalant. Les tourbillons sont situés vers l'extérieur du sillage dans le cas Refoulant, mais tournés vers l'intérieur pour le cas Avalant. Ces tourbillons stationnaires sont caractéristiques des systèmes à double axe vertical contrarotatifs, comme observé expérimentalement par Lam et al. 2017 et Moreau et al. 2023b : leur présence traduit une homogénéisation progressive de l'écoulement dans le sillage. Ce phénomène indique donc un mélange important, qui sera discuté plus en détail dans les sections suivantes. La présence/absence de tourbillons derrière les rotors inférieurs (respectivement pour Avalant et Refoulant) peut s'expliquer par les contraintes imposées par le ou les bras lestés de la fondation et provoquer des différences dans la morphologie du sillage, sa largeur variant de 0.2 D_e (plateau inférieur de la turbine) entre les deux configurations.

Une zone de survitesse est observable dans les régions extérieures du sillage (au-dessus et sur les côtés), où l'écoulement accélère et atteint entre 1.15 et 1.20 U_0 en aval de la turbine. Le montage expérimental (effet de blocage latéral), la rotation des colonnes et le contournement de l'écoulement jouent ici un rôle important dans la génération et la conservation de la survitesse. L'effet de blocage doit être pris en compte lors de l'évaluation de la vitesse aux abords du sillage, plus précisément concernant la survitesse latérale.

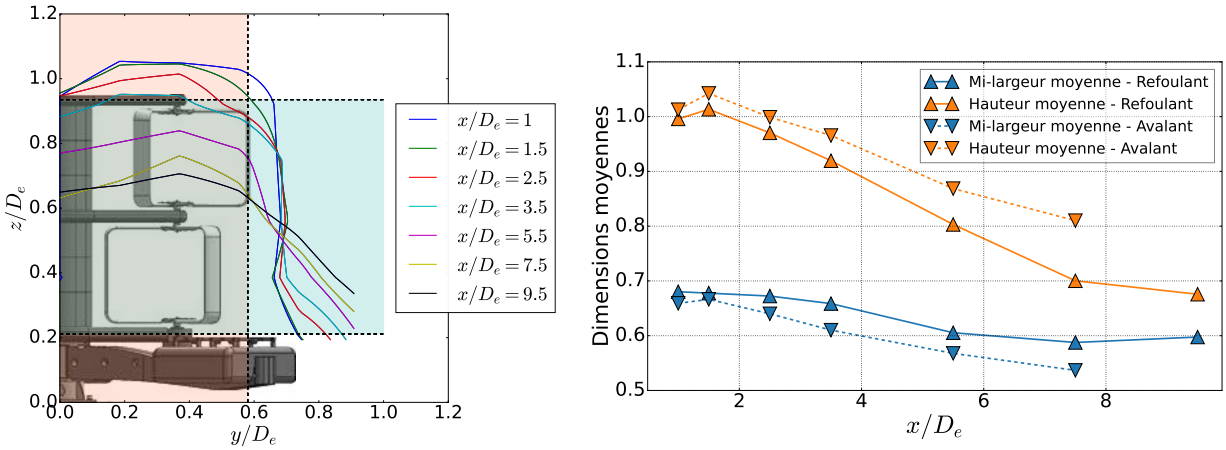


Figure 2.35 – Gauche : représentation des contours du sillage 0.9 U_0 pour le cas Refoulant à chaque x/D_e. Droite : évolution des dimensions du sillage. La hauteur du sillage est calculée en faisant la moyenne des positions en z des contours dans la zone rouge. La largeur du sillage est calculée en faisant la moyenne des positions en y des contours dans la zone bleue.

Afin de quantifier la résorption du sillage en aval, la largeur et la hauteur du sillage sont déterminées à différentes positions x. Pour ce faire, la moyenne des positions z correspondant au contour U = 0.9 U_0 est calculée à une position x donnée, avec des valeurs en y allant de 0 à $w_m/2$, représentées par la zone rouge sur la figure 2.35-gauche. De même, pour déterminer la demi-largeur du sillage à une position x donnée, les positions y du contour U = 0.9 U_0 sont moyennées pour z allant de 0 à H_m, correspondant à la zone bleue sur la figure. En effet, le blocage de la structure en bassin peut amplifier l'effet de fondation latéralement (Ross et al. 2020) et expliquer l'évolution spécifique du sillage proche en configuration Refoulant. Ces paramètres, avec les valeurs présentées sur la figure 2.35-droite, montrent que la hauteur du sillage diminue progressivement avec la distance à la turbine pour les deux cas, avec une diminution de 20% dans le cas Avalant et près de 30% dans le cas Refoulant de $x/D_e = 1.5$ à $x/D_e = 7.5$. Une diminution progressive de la largeur est obtenue pour le cas Avalant alors

que, pour le cas Refoulant, la largeur reste quasiment constante de x/D_e = 1 à 3.5, soutenue par l'effet de fondation. Le paramètre diminue ensuite légèrement, diminuant de 15% de x/D_e = 1 à 7.5 dans les deux configurations. De même que les résultats obtenus avec la première génération de turbines Hydroquest, les tendances s'opposent aux observations de Müller et al. 2021. Ces différences peuvent s'expliquer par la forte influence de la base gravitaire (et donc de la géométrie d'un tel modèle sur le sillage) ainsi que par la couche limite imposée par le fond du bassin.

Après analyse des mécanismes relatifs au développement du sillage au voisinage et en aval de la turbine, les phénomènes hydrodynamiques responsables des variations de morphologie et de structure du sillage lointain sont étudiés ci-après.

Phénomènes énergétiques liés au développement du sillage

Les mécanismes impliqués dans l'initialisation et le développement du sillage peuvent être étudiés expérimentalement en localisant les régions énergétiques de l'écoulement. L'énergie cinétique turbulente $k_{u_iu_j}$ et la vorticité sont définies comme suit :

$$k_{u_iu_j} = \frac{1}{2}\frac{(\overline{u_i'^2} + \overline{u_j'^2})}{U_0^2} \tag{2.12}$$

$$\tilde{\omega_i} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i})e_j \tag{2.13}$$

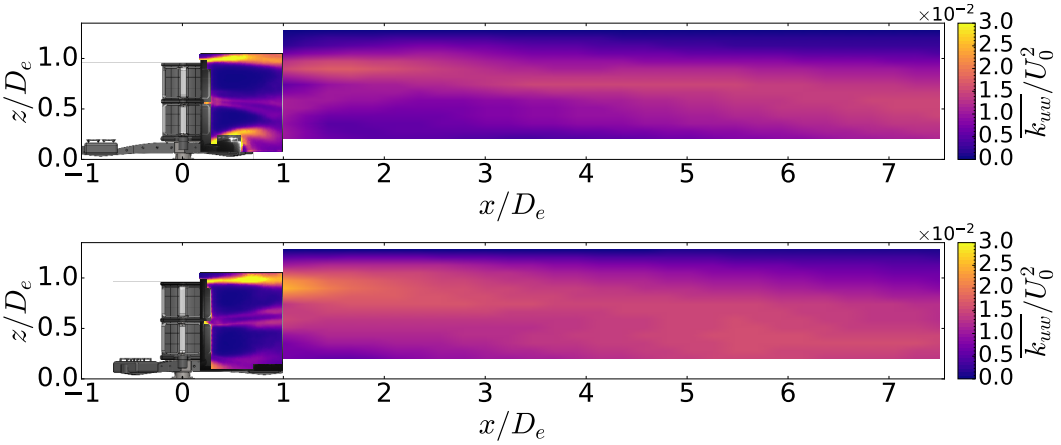


Figure 2.36 – Haut : cas Refoulant. Bas : cas Avalant. Énergie cinétique turbulente normalisée $\overline{k_{uw}}/U_0^2$ à la demi-largeur de la colonne du rotor $y/D_e = 0.37$. Sur les figures sont affichées les résultats PIV (données jusqu'à x/D_e = 1) et les mesures LDV (x/D_e = 1 à 7.5).

La figure 2.36 présente les cartographies $k_{u_iu_j}$ dans le sillage proche de la turbine. Au voisinage de la turbine, un écoulement de forte turbulence est induit par la base gravitaire et l'écoulement contournant les bras lestés. Sur la figure 2.37, comprenant la distribution de l'énergie cinétique turbulente dans le plan (x, z), des valeurs élevées de k_{uw} sont observées derrière le montant central pour le cas Refoulant, tandis que l'amplitude est diminuée pour le cas Avalant. L'énergie cinétique apparaît plus importante au niveau de la plaque supérieure pour le cas Avalant qu'en Refoulant. La même observation est faite sur les côtés de la zone de capture, ce qui est en accord avec les conclusions de Bachant et al. 2015 ainsi que de Moreau et al. 2023b. Pour étudier les principaux phénomènes énergétiques à proximité du modèle, les figures 2.38, 2.39 et 2.40 présentent la vorticité dans le sillage proche de la colonne de rotors.

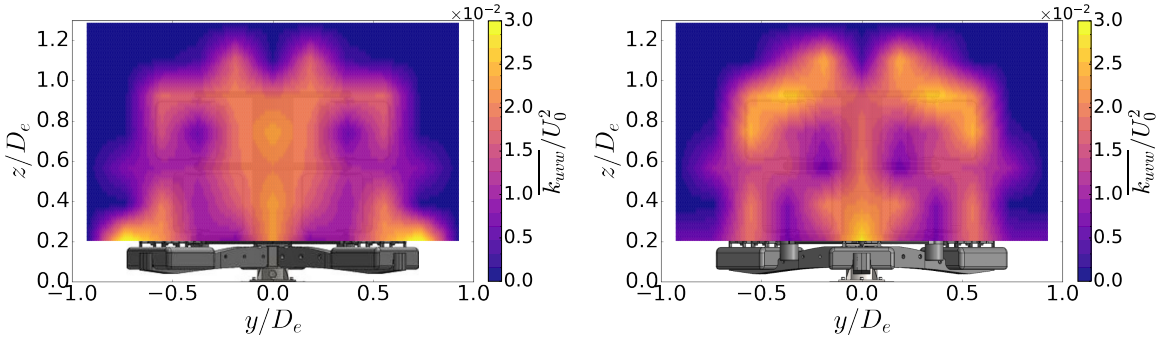


Figure 2.37 – Gauche : cas Refoulant. Droite : Cas Avalant. Énergie cinétique turbulente normalisée k_{uvw}/U_0^2 dans le plan (y, z), à $x/D_e = 1.0$. Raffinement de l'intensité colorimétrique : 0.03 par palier de couleur.

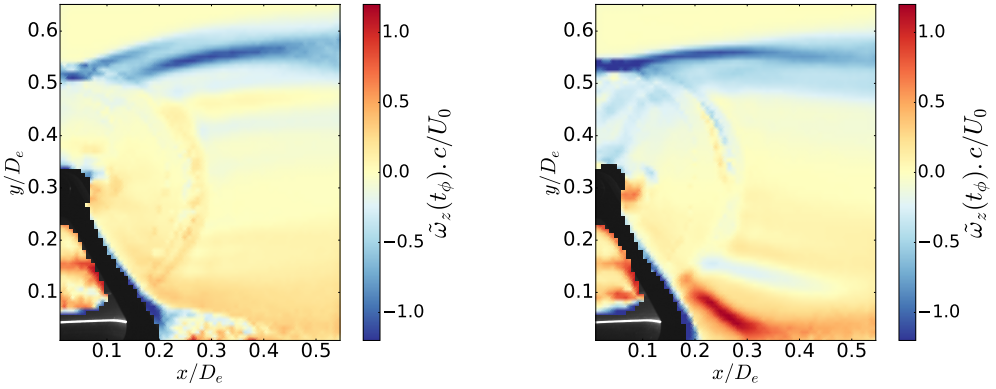


Figure 2.38 – Vorticité normalisée moyennée sur une période de rotation $\overline{\omega}_{z,\phi}$, dans les configurations Refoulant (gauche) et Avalant (droite) pour l'étage de rotor supérieur ($z/D_e = 0.75$). Les champs présentés sont obtenus par moyenne de phase des champs PIV reconstruits après filtrage par Snapshot POD.

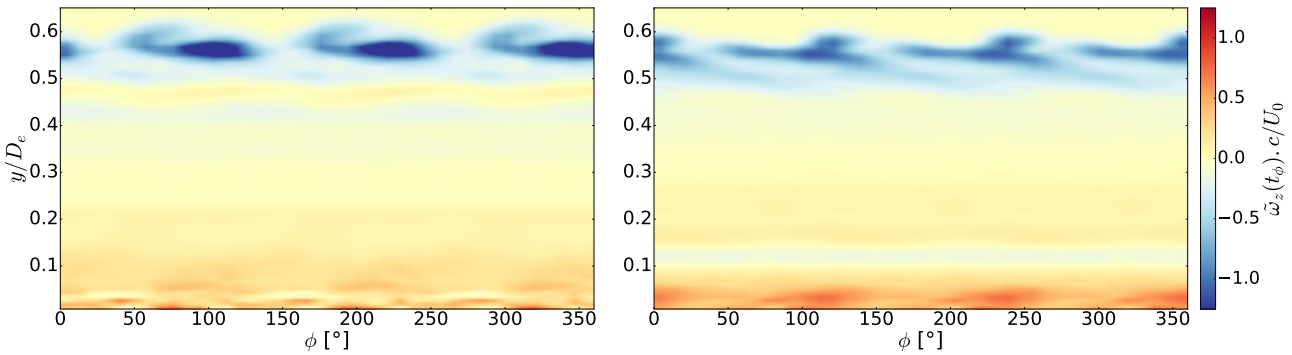


Figure 2.39 – Cartographie de la vorticité normalisée en fonction de la position transverse y/D_e et de la phase de rotation ϕ pour $x/D_e = 0.4$, dans les configurations Refoulant (gauche) et Avalant (droite). Les données sont obtenues à partir des champs PIV reconstruits après application de la méthode Snapshot POD.

En examinant le cycle moyenné en phase (Figure 2.39), un motif cyclique émerge tous les 120°, confirmant que la dynamique d'écoulement est périodique et cohérente pour les trois pales. Pour le cas Refoulant, des structures verticales cohérentes sont émises vers l'extérieur du sillage, tandis que pour le cas Avalant, le sens de rotation favorise le décrochage au niveau du montant central. La différence principale entre les deux configurations réside dans l'angle

d'attaque entre l'écoulement incident et le mouvement des pales. Pour le cas Refoulant, la pale s'oppose à l'écoulement lors du passage à proximité du montant central, tandis que pour le cas Avalant, l'opposition se produit lorsque la pale arrive vers le bord latéral extérieur de la surface de capture. De plus, pour ce cas, les forts niveaux de turbulence derrière le montant central contribuent à une dissipation rapide des structures émises, les rendant globalement moins visibles. Cette dissipation accrue est révélatrice d'un fort mélange turbulent dans le sillage du montant central lorsque l'on compare les deux configurations à $y/D_e = 0$ et 0.6. Les structures tourbillonnaires progressant en aval peuvent ainsi être observées. La trajectoire des tourbillons s'aligne avec le contour de sillage représenté sur la figure 2.24, suggérant que l'émission gouverne les étapes initiales du développement du sillage et la tendance principale d'initialisation (l'expansion latérale par exemple).

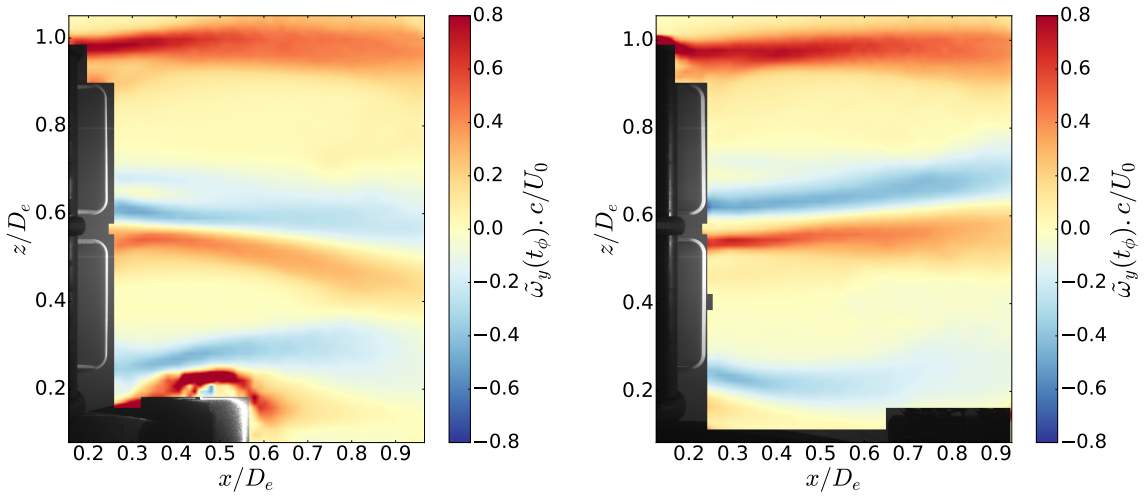


Figure 2.40 – Vorticité normalisée moyennée sur une période de rotation $\overline{\omega}_{y,\phi}$ ($y/D_e = 0.37$), dans les configurations Refoulant (gauche) et Avalant (droite)

La figure 2.40 présente le champ de vorticité moyen dans le plan vertical à la mi-largeur de la colonne de rotors. Les tendances globales de vorticité issues des cartographies s'apparentent étroitement à celles observées pour les distributions de l'énergie cinétique turbulente. La vorticité se dissipe relativement rapidement en aval et devient plus complexe à interpréter au-delà de $0.6D_e$ en aval de la turbine. Il en ressort que les structures verticales sont générées par l'interaction du passage des pales et des plaques inférieure, centrale et supérieure de la turbine. De la même manière que pour le développement latéral du sillage, les tourbillons émis par la plaque supérieure sont alignés et cohérents avec la définition du contour vertical du sillage. Des plans complémentaires réalisés en bout de pale révèlent l'émission des structures, alternant entre la région supérieure du rotor où se forment des tourbillons de vorticité positive et la région inférieure où se créent des tourbillons de vorticité opposée. Cependant, comme vu précédemment, la présence de la fondation perturbe significativement l'écoulement près du rotor inférieur, une vorticité d'intensité plus faible et moins distincte y est alors observée. La comparaison avec la distribution de l'énergie cinétique turbulente montre que ces structures énergétiques définissent le développement initial du sillage, mettant en évidence l'influence d'éléments structurels sur la dynamique de sillage à proximité de la turbine. Wang et al. 2020 met en évidence la même instabilité dans les sillages de VAWT avec l'analyse de séries temporelles, ainsi que la formation d'une couche cisaillée dans le sillage du rotor variant en fonction de la configuration de rotation. En confrontant les résultats sur la morphologie du sillage et l'évolution de la vorticité liée au décrochage dynamique, il est supposé que la performance mais aussi l'évolution du sillage des VAT sont corrélées aux émissions de structures cohérentes, comme cela a été souligné dans de nombreuses études telles que Le Fouest 2023

et Keisar et al. 2024.

2.2.4 Etude de la dynamique du sillage selon le point de fonctionnement

Champs de vitesse et distribution énergétique

Après avoir étudié le comportement de l'écoulement autour de la turbine pour son point de fonctionnement nominal, l'influence du TSR est ici analysée sur la dynamique de l'écoulement en aval de l'hydrolienne. Pour ce faire, des mesures PIV ont d'abord été réalisées autour des colonnes de rotors pour deux vitesses de rotation supplémentaires, constituant une base de données de sillage pour les TSR 1.8, 2.0 et 2.2. Ces trois TSR représentent les trois régimes de fonctionnement étudiés dans la partie 2.1.1.

La figure 2.41 présente l'évolution de la composante longitudinale $\overline{U}$ pour les trois valeurs de TSR, dans deux configurations (Refoulant/Avalant). A TSR élevé, il apparaît que le déficit de vitesse dans le sillage de la colonne est nettement plus prononcé. Ce résultat traduit une plus grande captation d'énergie cinétique par le rotor suivant l'augmentation de la vitesse de rotation des pales jusqu'au point de production optimum (TSR = 2.2). Il est à noter que, même si des tendances différentes sont observables entre les cas, la morphologie globale du sillage reste relativement stable entre les trois points de fonctionnement. En effet, lorsque l'on diminue le TSR, le sillage devient progressivement moins structuré et le déficit de vitesse moins marqué, tant en amplitude qu'en cohérence de la direction de l'écoulement. En Avalant, une expansion latérale amplifiée du sillage est observée lorsque le TSR diminue, détériorant la structure du sillage proche turbine.

Une accélération de l'écoulement est également observée en aval de la colonne centrale au TSR optimal, mais il semble s'atténuer pour les TSR plus faibles en configuration Refoulant. Ce comportement suggère une convergence plus rapide des sillages générés par les deux rotors à bas TSR, traduisant une dynamique d'interaction évolutive suivant la vitesse de rotation considérée. Cela résulte en un sillage de rotor plus diffus. En avalant, le sillage du rotor est également plus diffus à faible TSR, notamment lié à une diminution de l'amplitude du déficit de vitesse. Toutefois, à la différence de la configuration Refoulant, l'accélération du fluide en aval du montant central persiste, bien que son intensité soit réduite. Ce phénomène peut s'expliquer par la différence de sens de rotation des rotors, qui induit une contribution non négligeable au champ de vitesse en Avalant.

La figure 2.42 représente la distribution de l'énergie cinétique turbulente k_{UV} dans le sillage pour les trois TSR considérés, afin de s'intéresser aux phénomènes énergétiques influencant la forme du sillage. Il apparaît clairement que, au TSR optimal (2.2), les niveaux d'énergie sont très faibles dans la majorité du sillage, à l'exception de la zone localisée en aval du montant central. À mesure que le TSR diminue, il y a une augmentation marquée de l'énergie cinétique dans le sillage. Ce comportement révèle une perte de performance du rotor à bas TSR : une plus grande fraction de l'énergie incidente n'est pas convertie en énergie mécanique utile, mais redistribuée et identifiable sous forme de turbulence. L'élévation du niveau énergétique décrit donc une production plus faible, ce qui confirme le caractère de production optimal du TSR 2.2 parmi les trois cas étudiés. Aux TSR 2.0 et 2.2, les zones de forte amplitude énergétique se concentrent principalement au centre et à la périphérie du sillage, en lien avec le développement du contour à $0.9U_0$. En revanche, pour le TSR 1.8, une nouvelle région énergétiquement active apparaît dans le sillage. Cette zone présente une orientation différente selon la configuration : du centre du sillage rotor vers l'extérieur en Avalant et de l'extérieur vers le centre en Refoulant. Cette signature énergétique suggère une modification de la dynamique de détachement tourbillonnaire en bout de pales et de couche limite, en lien avec le changement de régime induit par la baisse du TSR. L'analyse détaillée du champ de vorticité, présentée ci-après, cherche à confirmer cette hypothèse.

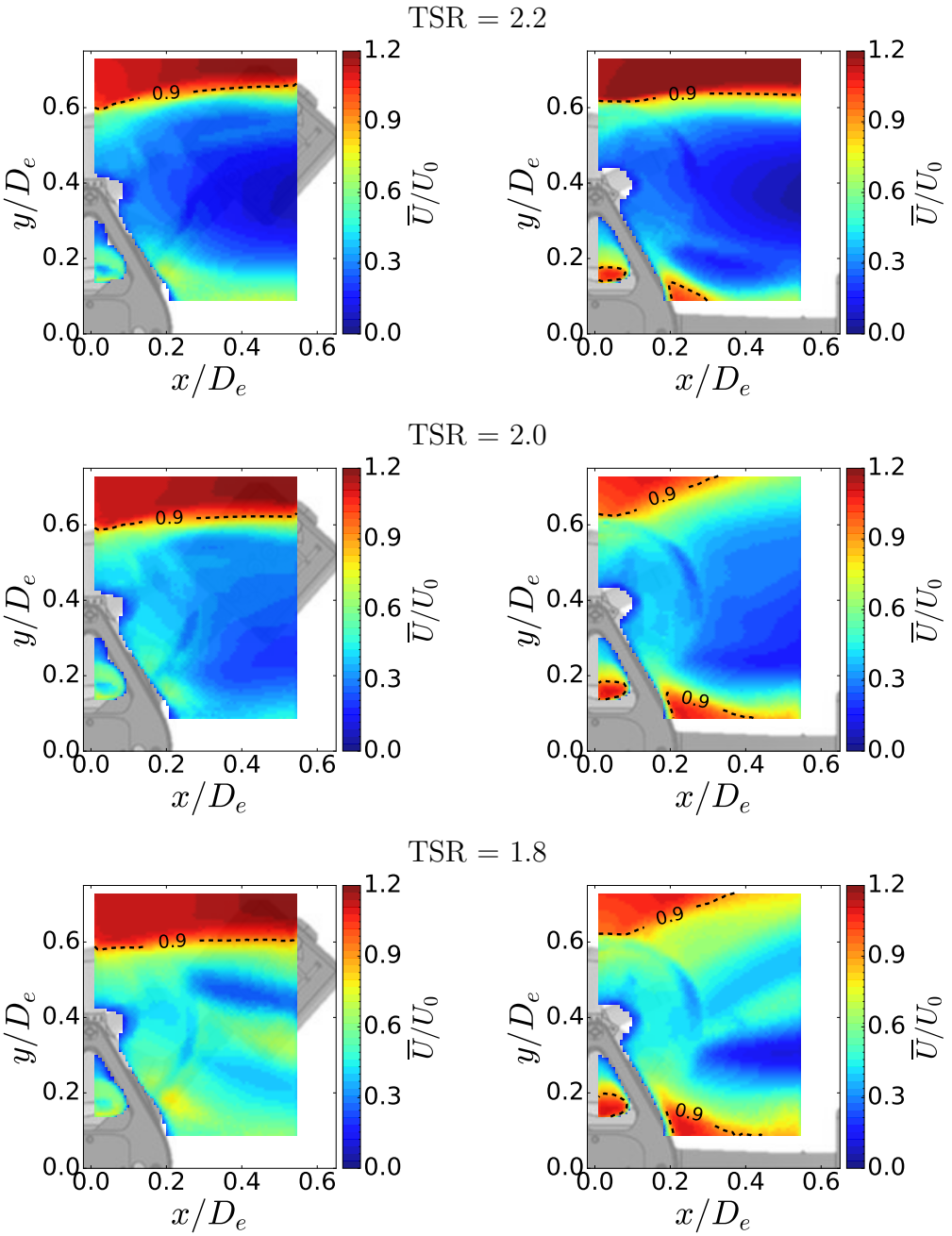


Figure 2.41 – Evolution de la moyenne de vitesse longitudinale $\overline{U}/U_0$ dans le sillage du rotor de l'étage haut. De haut en bas : TSR = 2.2, 2.0 et 1.8. Les configurations Refoulant (gauche) et Avalant (droite) sont représentées.

Etude du détachement tourbillonnaire

Les fréquences de rotation propres à chaque point de fonctionnement ont été déterminées pour effectuer un moyennage en phase cohérent, avec $f_{\omega,\ 1.8} = 1.22$ Hz et $f_{\omega,\ 2.0} = 1.35$ Hz.

La figure 2.43 présente la vorticité pour une phase arbitraire, sur les trois TSR considérés. Des zones perturbées sont toujours visibles, notamment en aval de la colonne centrale, mais ne compromettent pas l'interprétation qualitative des structures dominantes. Il est tout d'abord observable que, pour les TSR élevés, les structures tourbillonnaires générées en bout de pale apparaissent proche du montant central en Avalant, tandis qu'en configuration Refoulant, elles se développent vers l'extérieur du sillage. La localisation et la forme de ces tourbillons restent

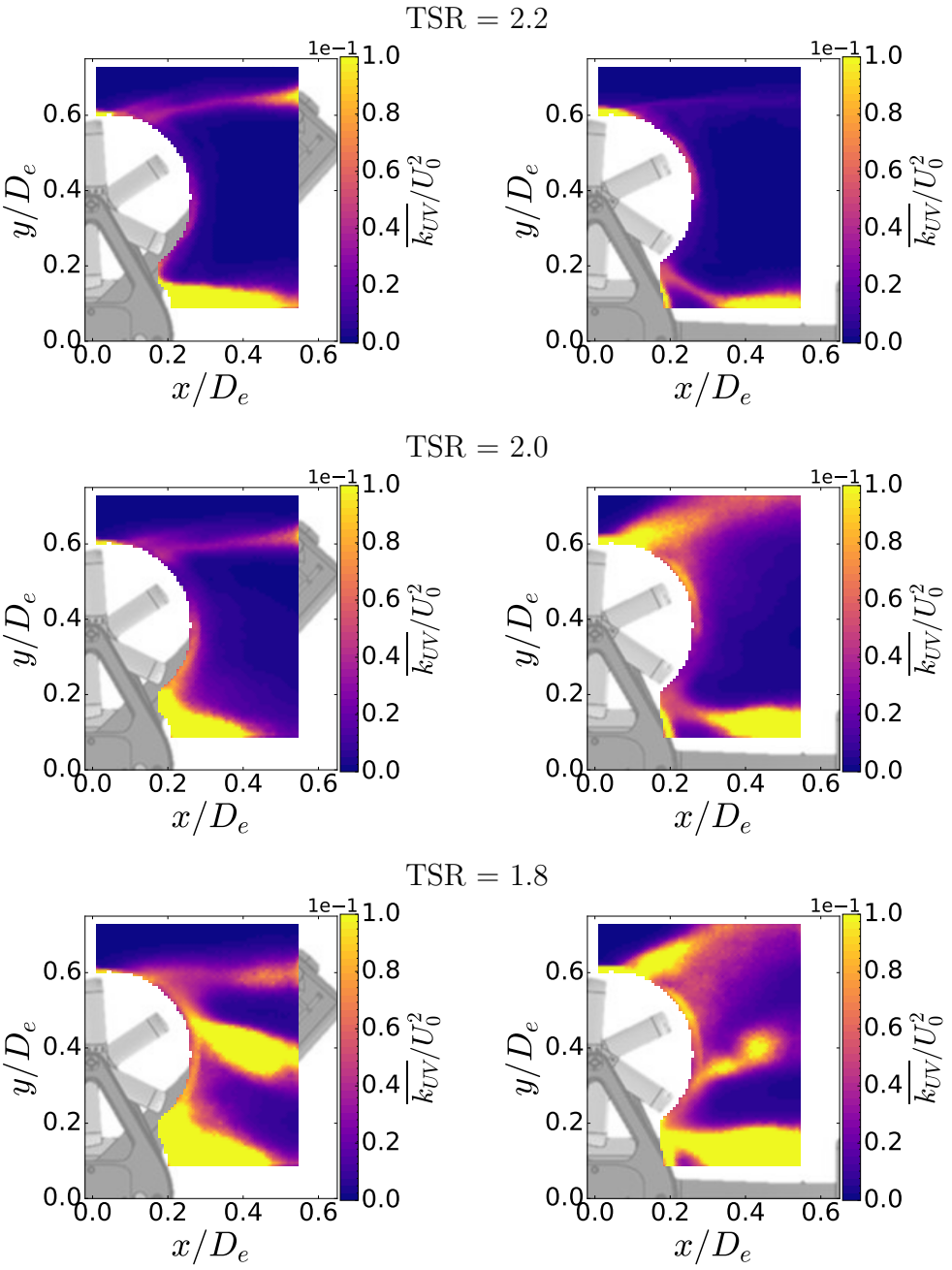


Figure 2.42 – Evolution de l'énergie cinétique turbulente $\overline{k_{UV}}/U_0^2$ dans le sillage du rotor de l'étage haut. De haut en bas : TSR = 2.2, 2.0 et 1.8. Les configurations Refoulant (gauche) et Avalant (droite) sont représentées.

cohérentes pour les TSR = 2.0 et 2.2, traduisant un mode de détachement stabilisé pour ce régime de rotation. En revanche, à plus bas TSR (1.8), la dynamique de détachement évolue significativement. Dans les deux configurations, on identifie désormais deux tourbillons de sens opposés émis successivement par chaque pale. Le premier est généré au niveau de l'intrados de pale et possède le même sens de rotation que le mouvement du rotor. Le second, émis par l'extrados de pale, est de sens opposé. À TSR élevé, seul le premier tourbillon se détache, tandis que le second reste accroché au profil. Cette évolution du comportement tourbillonnaire avec le TSR reflète un changement de régime dynamique lié au rapport entre vitesse de rotation et vitesse d'écoulement. Par ailleurs, la zone de détachement du second tourbillon coincide, pour

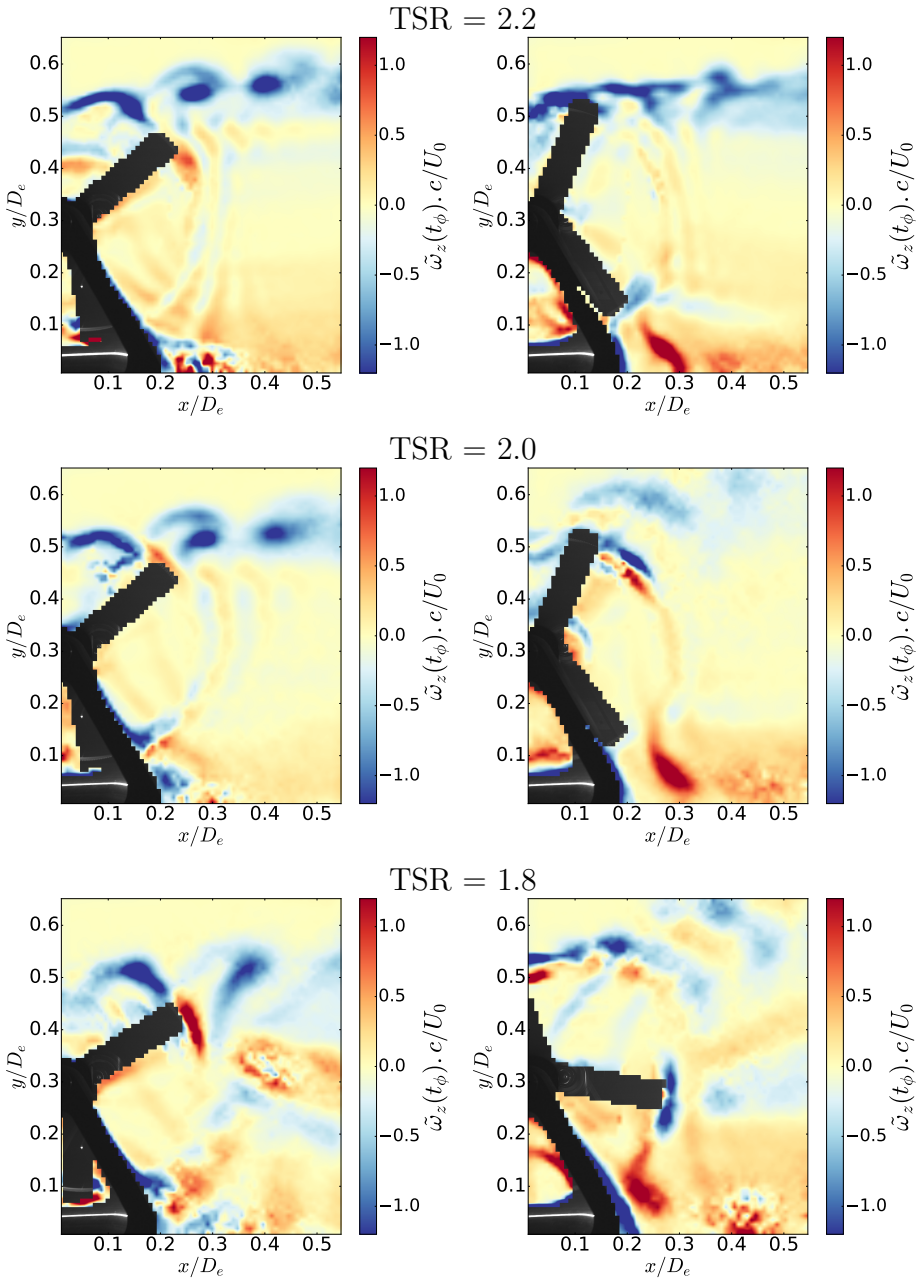


Figure 2.43 – Instants de phase (arbitraires) de la vorticité en aval du rotor haut, pour de haut en bas les TSR = 2.2, 2.0 et 1.8. Les configurations Refoulant (gauche) et Avalant (droite) sont représentées.

le TSR = 1.8, avec les zones de forte énergie cinétique turbulente observées, ce qui renforce l'interprétation d'un phénomène d'émission différent à bas TSR. L'interaction entre l'écoulement et la pale lorsque celle-ci remonte le courant est ensuite étudiée, se faisant vers l'extérieur du sillage en Avalant et au niveau du montant central en Refoulant. Le phénomène reste difficile à caractériser en Refoulant en raison des artefacts de mesure, mais reste perceptible au TSR = 1.8. En Avalant, des structures tourbillonnaires secondaires, résultant de cette interaction, sont clairement visibles dans le sillage périphérique. Leur morphologie et leur cohérence spatiale varient notablement d'un TSR à l'autre, ce qui suggère une forte dépendance de l'interaction sillage-pale au rapport entre vitesse d'écoulement et vitesse de rotation.

Enfin, la figure 2.44 propose une représentation de la vorticité moyennée en phase en

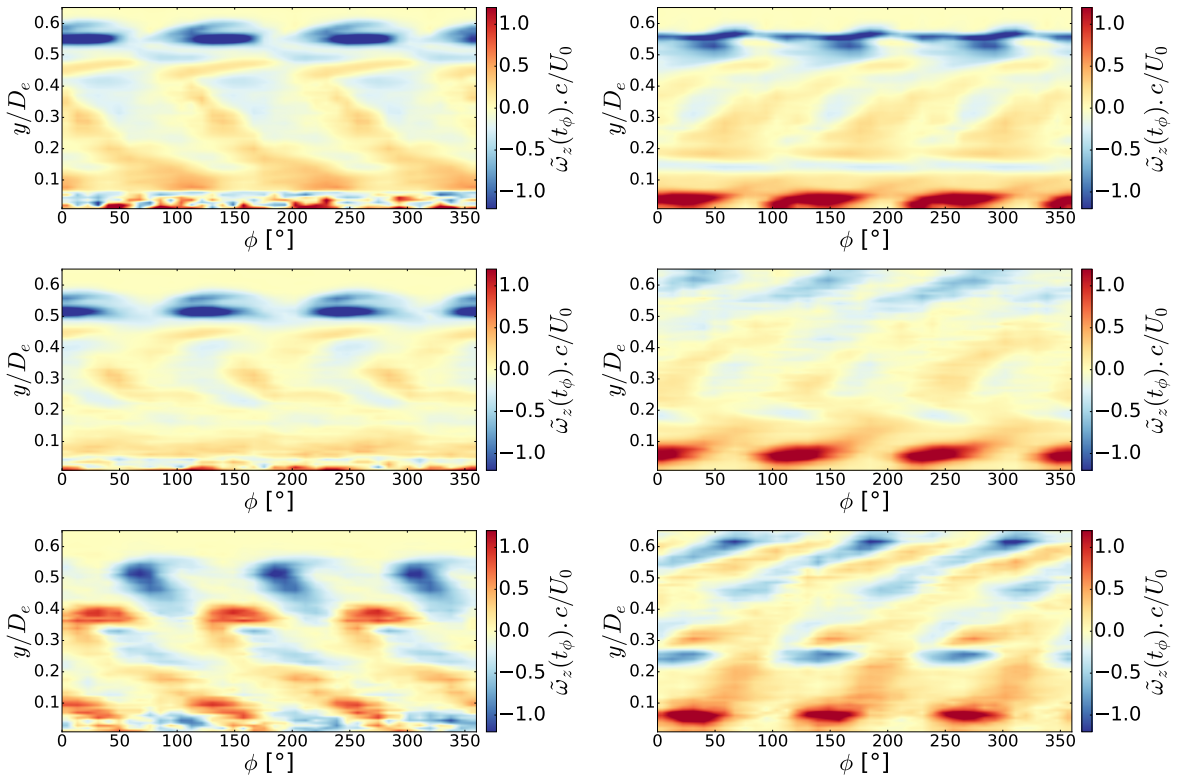


Figure 2.44 – Vorticité moyennée en phase sur un cycle de rotation, pour la position $x/D_e = 0.25$. De haut en bas : TSR = 2.2, 2.0 et 1.8. Les configurations Refoulant (gauche) et Avalant (droite) sont représentées.

fonction de la position angulaire relative du rotor, à une position longitudinale fixe située à $x/D_e = 0.25$ en aval de la machine. Cette approche permet de mettre en évidence les mécanismes de détachement tourbillonnaire simple aux TSR = 2.0 et 2.2, pour lesquels un seul tourbillon structuré et cohérent est émis par chaque pale, tandis qu'au TSR = 1.8, une paire de tourbillons est bien émise à chaque passage de pale. Il est également remarquable que, pour cette position en configuration Avalant, les deux tourbillons de la paire passent quasi-simultanément, tandis qu'un décalage temporel est observé en configuration Refoulant. Cette dissymétrie peut s'expliquer par la différence de vitesse de propagation des structures situées au centre du sillage (plus lentes) par rapport à celles en périphérie, ainsi que par la présence du montant central qui influence fortement le mécanisme de détachements en configuration Avalant. Enfin, la périodicité du motif tous les 120° confirme la symétrie de l'écoulement pour chacune des pales, ainsi que pour l'ensemble des TSR étudiés.

Dynamique de résorption du sillage

Le sillage généré par la machine à trois valeurs de TSR pour la configuration Refoulant est ici comparé. L'objectif est d'évaluer l'influence du point de fonctionnement sur la structure du sillage. Les résultats précédents montrant que les sillages à TSR 2.0 et 2.2 sont quasi-similaires, l'analyse du développement du sillage en fonction du TSR est ici complétée à partir des mesures réalisées à TSR = 1.2, 1.8 et 2.2.

La figure 2.45 présente les valeurs de la vitesse moyenne $\overline{U}$ pour les trois TSR, à trois positions en aval de la turbine. Les tendances d'évolution des composantes $\overline{V}$ et $\overline{W}$ sont également présentées par l'affichage du champ vectoriel. Le développement du sillage est alors plus marqué lorsque le TSR augmente. En effet, au voisinage du TSR optimal, le déficit de

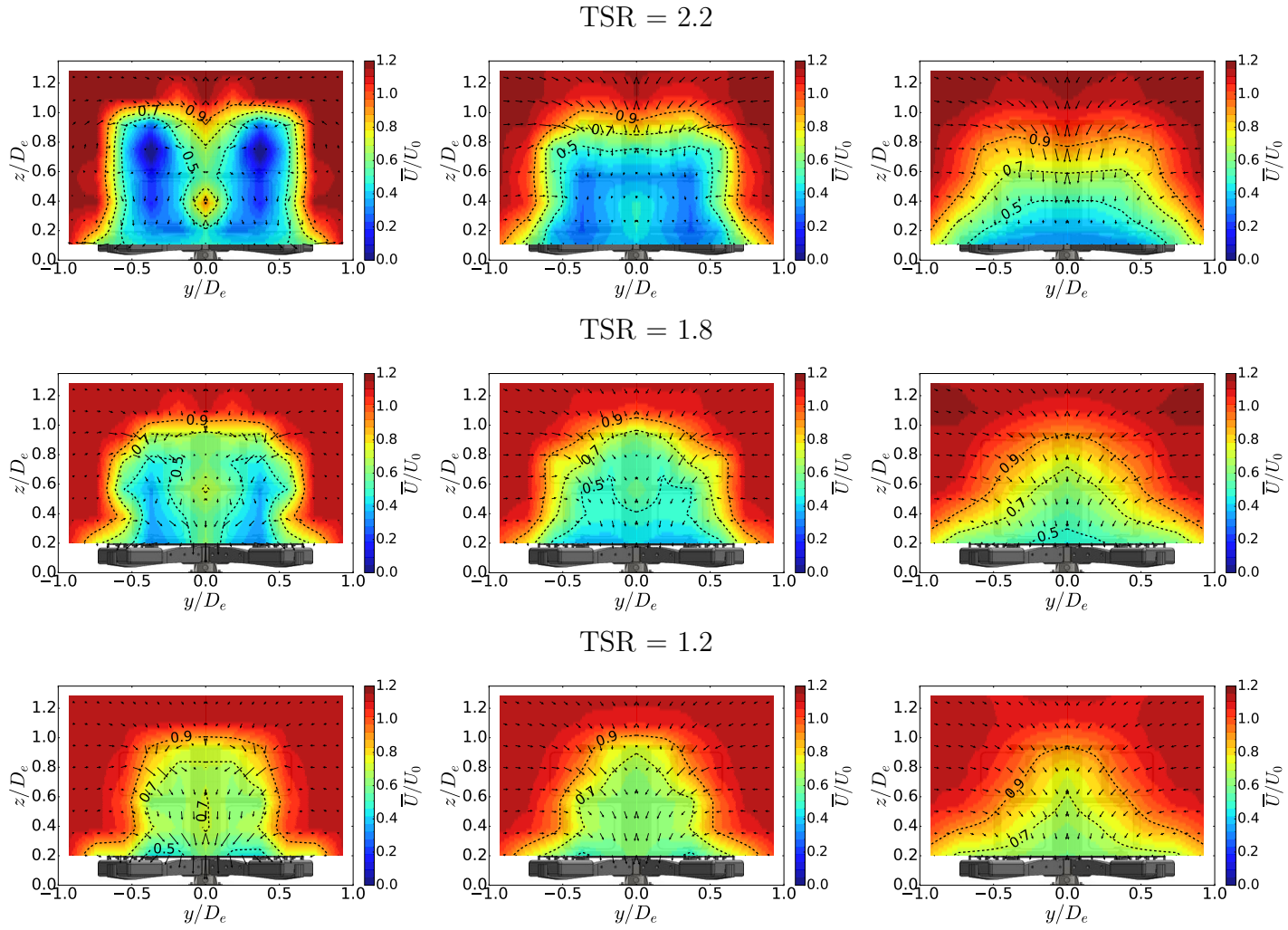


Figure 2.45 – Evolution de $\overline{U}/U_0$ aux positions $x/D_e = 1.0$ (gauche) et $x/D_e = 2.5$ (centre) et $x/D_e = 5.5$. Trois TSR sont étudiés : 2.2 (haut), 1.8 (centre) et 1.2 (bas).

vitesse est plus prononcé. Une valeur de vitesse minimale de -0.05U_0 est obtenue pour le TSR = 2.2, contre 0.3U_0 pour un TSR = 1.8 et aux alentours de 0.5U_0 pour le TSR = 1.2. Le sillage associé au TSR optimal est également plus étendu spatialement, traduisant une interaction plus intense entre la turbine et l'écoulement incident. À l'inverse, pour le régime sous-optimal à TSR = 1.2, le déficit de vitesse est moins fort et le sillage apparaît moins étendu spatialement, en cohérence avec une extraction d'énergie plus faible. Cependant, en portant attention à la forme globale du sillage et son évolution en x, celle-ci apparaît globalement similaire pour les trois régimes étudiés. Dans les trois cas, le sillage présente une organisation comparable, avec un affaissement progressif de la structure en fonction de la distance en aval. Les structures tourbillonnaires transverses générées à l'arrière des rotors conservent une topologie analogue, indépendamment du TSR, même si leur intensité varie sensiblement (peu identifiable au TSR = 1.2). Des différences notables sont en revanche observées concernant la survitesse dans la zone hors sillage. Pour le TSR optimal, la vitesse longitudinale moyenne atteint localement des valeurs comprises entre 1.15 et 1.20U_0. Cette survitesse est légèrement plus faible pour TSR = 1.8, avec des valeurs maximales inférieures à 1.15U_0 et devient encore moins marquée pour TSR = 1.2 (inférieur à 1.10U_0). Cela montre que la vitesse de rotation des rotors influence directement l'effet de blocage induit par la turbine, celui-ci étant d'autant plus marqué que le TSR est élevé. Toutefois, la stabilité de la géométrie du sillage observée (iso-contour 0.9

U_0), sans considération de la variation d'intensité de survitesse, suggère que l'effet de blocage n'altère pas significativement la structure globale du sillage. Les conclusions de ce travail sont ainsi utilisables pour les développements industriels.

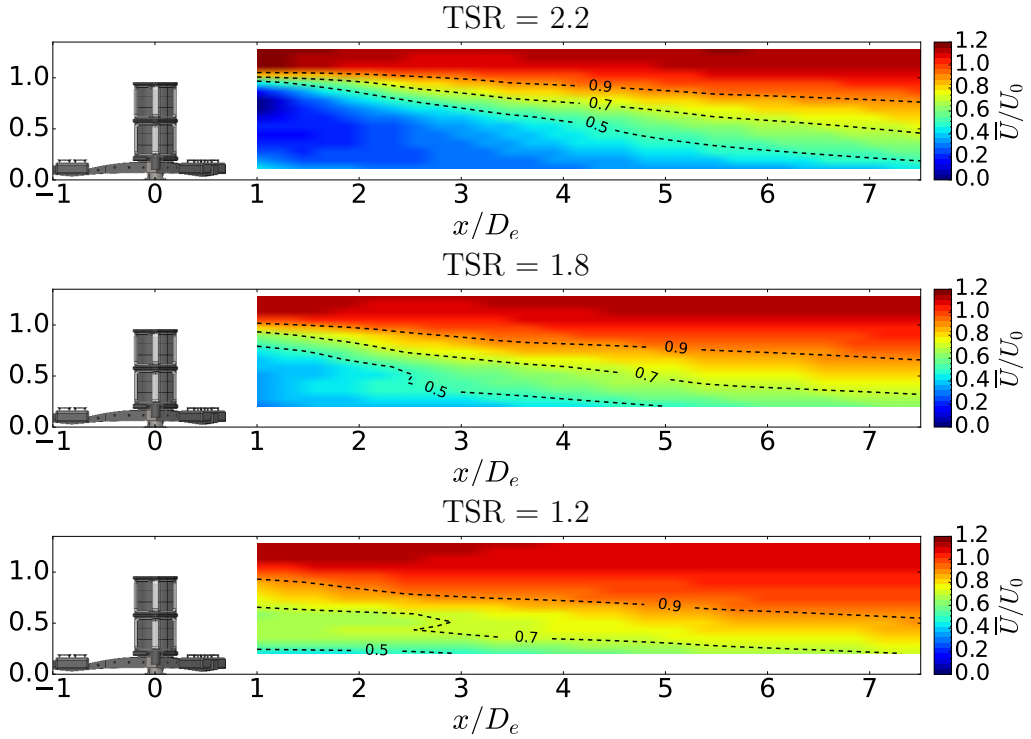


Figure 2.46 – Evolution de $\overline{U}/U_0$ à mi-largeur de la colonne de rotors ($y/D_e = 0.37$). Trois TSR sont étudiés : 2.2 (haut), 1.8 (centre) et 1.2 (bas).

La figure 2.46 présente l'évolution de la vitesse longitudinale moyenne normalisée $\overline{U}/U_0$ dans le plan vertical (x, z), à mi-largeur de la colonne de rotors ($y/D_e = 0.37$), pour les trois régimes de fonctionnement considérés. Lorsque le TSR est élevé (TSR = 2.2), le déficit de vitesse est plus intense et persistant, avec des iso-contours $\overline{U}/U_0 = 0.5$ et 0.7 s'étendant plus loin en aval. Le sillage conserve alors une structure marquée sur plusieurs D_e, illustrant une interaction accrue entre la turbine et l'écoulement incident. Pour le TSR = 1.8, un comportement intermédiaire est observé, avec un déficit de vitesse moins prononcé et une récupération plus rapide de la vitesse en cohérence avec les résultats obtenus dans les plans transverses. À l'inverse, pour le régime sous-optimal à TSR = 1.2, le déficit de vitesse est significativement réduit et le sillage se dissipe plus rapidement selon x. Les contours de vitesse atteignent des valeurs z/D_e plus faibles que pour les autres cas, traduisant une extraction d'énergie plus faible et une perturbation limitée de l'écoulement amont.

Malgré ces différences d'intensité, la morphologie du sillage demeure similaire pour les trois régimes de fonctionnement, avec une inclinaison comparable des contours de vitesse et une évolution cohérente du sillage en aval. Cette observation confirme que la variation du TSR affecte principalement l'amplitude des mécanismes d'interaction fluide-structure, sans modifier fondamentalement la géométrie du sillage toujours en accord avec les conclusions issues de l'analyse des plans transverses.

La figure 2.47 présente l'évolution des dimensions caractéristiques du sillage en configuration Refoulant pour les trois TSR. Les dimensions sont caractérisées par la hauteur moyenne du sillage ainsi que par la demi-largeur moyenne, normalisées par le diamètre équivalent D_e et représentées en fonction de la distance adimensionnée à la turbine x/D_e.

En champ proche de la machine ($x/D_e \leq 2$), les dimensions du sillage dépendent fortement

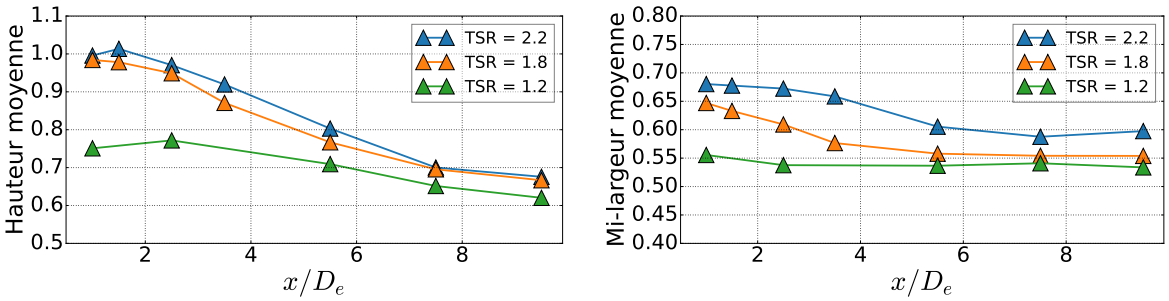


Figure 2.47 – Évolution de la hauteur moyenne et de la demi-largeur du sillage en fonction de la distance aval pour trois régimes de fonctionnement en configuration Refoulant.

du TSR. Le cas TSR = 2.2, correspondant au point de fonctionnement optimal, présente un sillage initialement plus étendu, tant en hauteur qu'en largeur, traduisant une extraction d'énergie plus importante et un déficit de vitesse plus prononcé dans la zone proche machine. À l'inverse, pour TSR = 1.2, le sillage apparaît plus compact dès l'amont, cohérent avec un chargement hydrodynamique plus faible et une interaction rotor-écoulement plus modérée.

En aval, une contraction progressive du sillage est observée pour l'ensemble des régimes étudiés. Toutefois, la dynamique de résorption diffère selon le TSR. Pour TSR = 2.2, la décroissance de la hauteur et de la largeur du sillage est plus rapide, conduisant à une convergence des dimensions vers des valeurs comparables à celles observées pour les régimes sous-optimaux à partir de $x/D_e \geq 6$. Ce comportement suggère des transports plus importants dans l'écoulement lorsque la turbine opère à son régime optimal, favorisant un rééquilibrage plus rapide par la quantité de mouvement. Pour TSR = 1.2 et 1.8, les dimensions du sillage évoluent de manière plus modérée, avec une résorption progressive. Ces résultats indiquent que le régime de fonctionnement influence non seulement le développement initial du sillage, mais influence également la cinétique de l'écoulement en aval.

La figure 2.48 représente l'énergie cinétique turbulente 3D (notée k_{uvw}) ici normalisée, en fonction de la distance en aval. Les deux bras de la fondation situés en aval de la turbine sont à l'origine de la génération d'un niveau énergétique important quel que soit le TSR. Cela s'explique par le contournement de la fondation par l'écoulement et donc de la survitesse engendrée. Il est à noter que l'intensité de k_{uvw} globalement est nettement plus importante au TSR optimal qu'aux TSR plus faibles. Cela indique que le niveau de turbulence augmente avec la vitesse de rotation de la machine, traduisant un effet direct du régime de fonctionnement sur la dynamique du sillage. Cette observation est mise en relation avec l'étude de la vorticité en amont de la machine, présentant des structures fortement cohérentes pour le TSR optimal et mis en évidencce avec la POD.

2.2.5 Modèle analytique du développement du sillage

Les parties précédentes ont permis de caractériser les tendances d'évolution du sillage suivant la configuration d'étude et les phénomènes qui en sont à l'origine. Après ces observations, on cherche à définir un modèle de représentation de la résorption du sillage. Des travaux concernant les turbines à axe vertical ont proposé diverses approches pour modéliser cela. Par exemple, Abkar 2019 a établi une relation entre le coefficient de poussée et le déficit de vitesse maximal. Néanmoins, cette approche basée sur la poussée ne permet pas d'obtenir des résultats satisfaisants dans le cas de la turbine quadrirotor étudiée ici. Araya et al. 2017 propose une formulation en loi de puissance pour modéliser l'évolution du déficit de vitesse en aval d'une turbine de la forme :

$$\frac{\Delta U(x)}{U_0} = c_1 \left(\frac{x}{D_e}\right)^{c_2} + c_3 \tag{2.14}$$

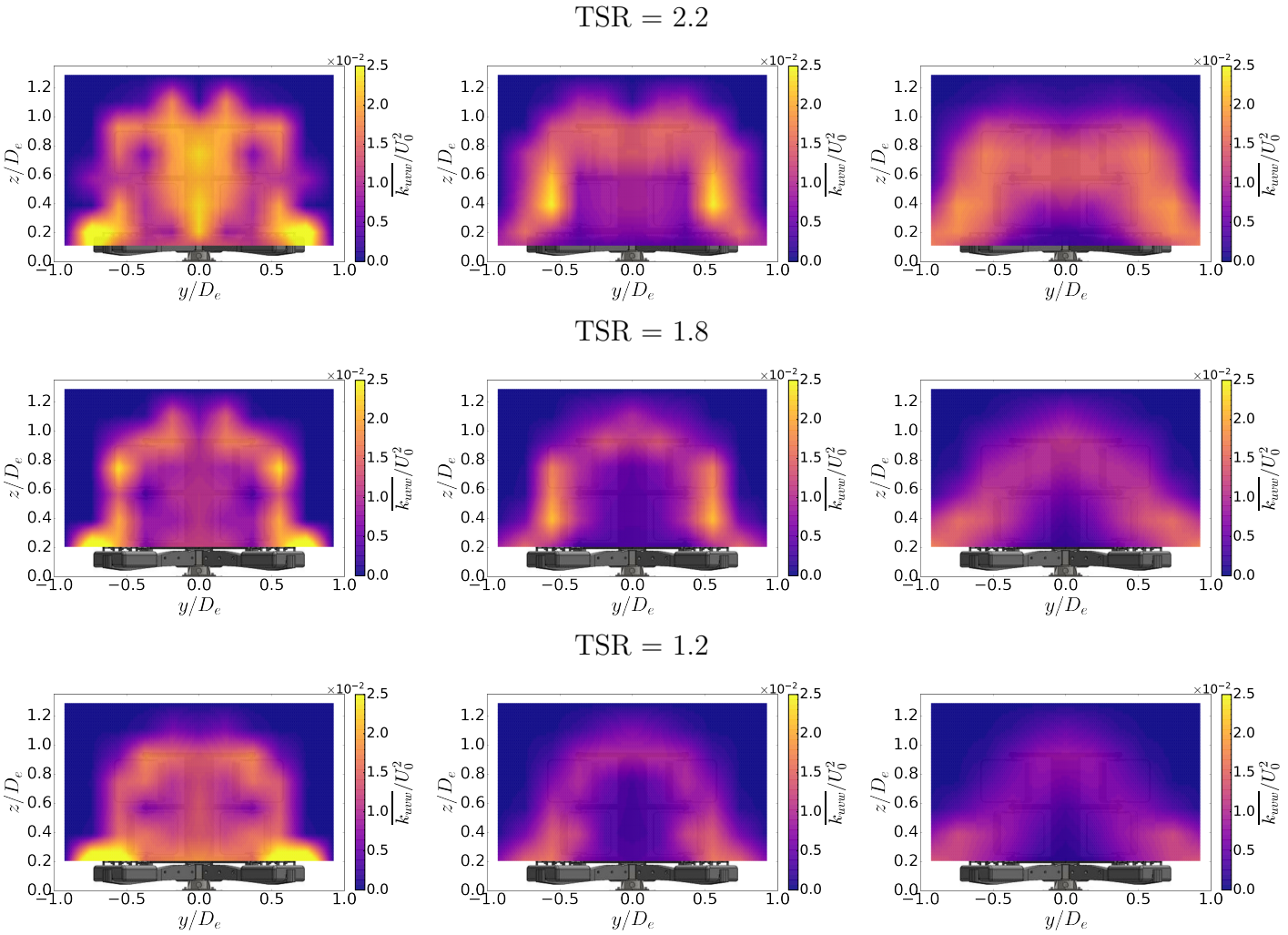


Figure 2.48 – Evolution de $\overline{k_{uvw}}/U_0^2$ aux positions $x/D_e = 1.0$ (gauche) et $x/D_e = 2.5$ (centre) et $x/D_e = 5.5$. Trois TSR sont étudiés : 2.2 (haut), 1.8 (centre) et 1.2 (bas).

où le déficit de vitesse est défini comme $\Delta U(x) = U_0 - \min[\overline{U}(x)]$, avec U_0 la vitesse amont et $\min[\overline{U}(x)]$ la valeur minimale de la vitesse moyenne longitudinale mesurée pour chaque position x. Les coefficients c_1, c_2 et c_3 dépendent de la technologie de turbine considérée.

Ouro et al. 2019 propose une version modifiée de ce modèle, où l'évolution du déficit est liée au déficit maximal observé dans le sillage de la turbine. Le modèle est ainsi réadapté en introduisant U_{min}, la valeur minimale absolue de la vitesse moyenne sur l'ensemble du sillage :

$$\frac{\Delta U(x)}{U_0} = a\left(\frac{x}{D}\right)^b - U_{min} \tag{2.15}$$

Ce modèle permet de mieux représenter le mécanisme de résorption du sillage dans la zone en aval, mais n'est pas pleinement satisfaisant.

Afin d'évaluer la pertinence de la loi de puissance pour représenter la résorption du sillage de la turbine OQ 2.5, un ajustement du modèle a été réalisé à partir des données expérimentales, notamment par la prise en compte de la vitesse moyenne surfacique notée U_{surf}. Le modèle utilisé prend la forme suivante :

$$\frac{U_{surf}}{U_0} = a_{surf}\left(\frac{x}{D_e}\right)^{b_{surf}} \tag{2.16}$$

Dans cette équation, a_{surf} et b_{surf} sont les paramètres d'ajustement, tandis que le terme constant c_3 est fixé à zéro, car le contraindre à U_{min} n'améliore pas la qualité de l'ajustement pour ces cas.

La figure 2.49 montre une bonne correspondance entre le modèle et les données expérimentales, avec un coefficient de corrélation $R^2 > 0.9$ et une erreur quadratique moyenne (RMSE) inférieure à 0.02. Le paramètre b_{surf} peut être interprété comme un indicateur du taux de résorption, permettant de comparer les différentes configurations testées. Les résultats montrent notamment une résorption plus rapide pour la configuration Refoulant, cohérent avec les observations précédentes, mettant en évidence l'influence de la configuration de la turbine sur la dynamique de recouvrement du sillage.

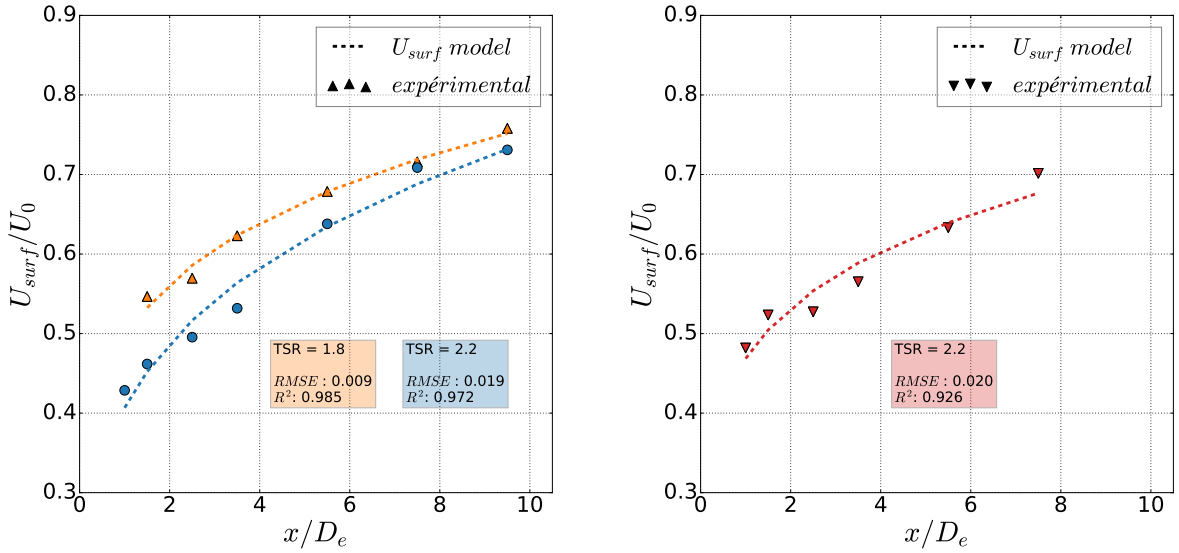


Figure 2.49 – Evolution du modèle de vitesse surfacique U_{surf} (Eq. 2.16) pour l'étude de la résorption de sillage en aval de la turbine pour les deux configurations (à gauche : Refoulant aux TSR=1.8 et 2.2, à droite : Avalant au TSR=2.2).

Equation [2.16]	a_{surf}	b_{surf}
Refoulant 2.2	0.406	0.261
Refoulant 1.8	0.494	0.187
Avalant 2.2	0.468	0.182

Table 2.1 – Coefficients obtenus à partir du modèle U_{surf} (méthode des moindres carrés non linéaires).

Le modèle basé sur le déficit de vitesse constitue une première représentation fiable de la tendance de résorption du sillage. Toutefois, son développement est aussi intrinsèquement lié à ses dimensions spatiales. Pour mieux caractériser cette dynamique, un modèle relatif à la surface de sillage, appelé $S-model$, est introduit. Celui-ci décrit l'évolution de la zone interne du sillage, en suivant une formulation similaire à celle utilisée pour le modèle de déficit de vitesse :

$$\frac{S(x)}{D_e^2} = a_s \, (\frac{x}{D_e})^{b_s} \tag{2.17}$$

avec a_s un coefficient multiplicateur et b_s un exposant positif caractérisant la vitesse d'expansion du sillage. Pour la définition du $S - model$, les données à la position $x/D_e = 1.0$ ne sont pas prises en compte. En effet, la figure 2.35 montre que le sillage est encore en phase d'expansion à cette position, ce qui affecte ses dimensions moyennes et compromet une description asymptotique fiable.

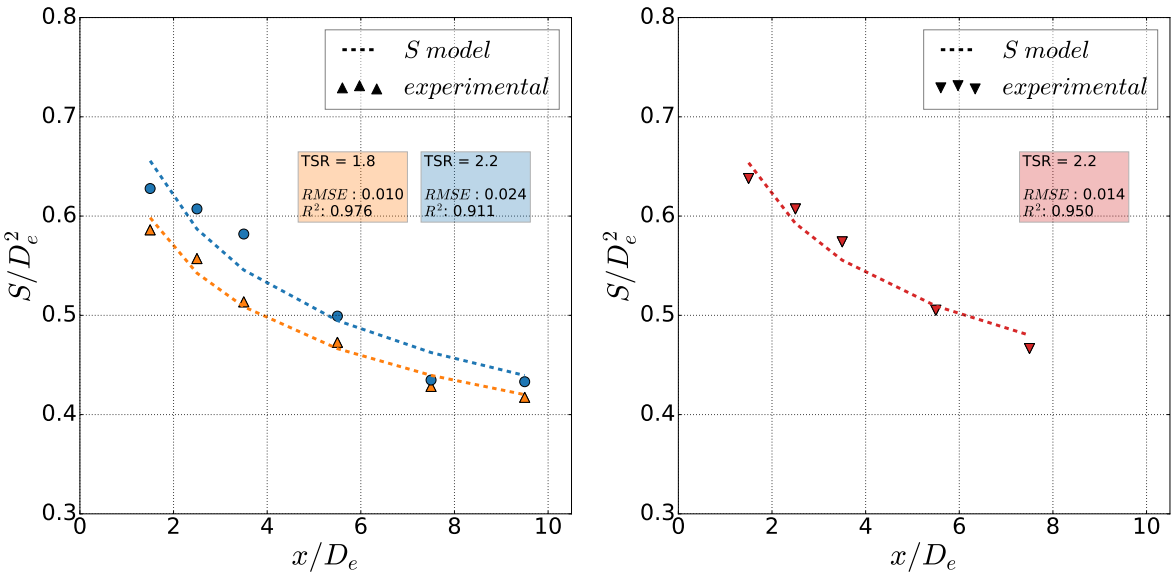


Figure 2.50 – Evolution du S-model (Eq. 2.17) afin caractériser le développement du sillage en aval de la turbine pour les deux configurations (à gauche : Refoulant aux TSR=1.8 et 2.2, à droite : Avalant au TSR=2.2).

Equation [2.17]	a_s	b_s
Refoulant 2.2	0.708	-0.212
Refoulant 1.8	0.647	-0.192
Avalant 2.2	0.694	-0.184

Table 2.2 – Coefficients issus du S-model pour les deux configurations d'étude (méthode des moindres carrés non linéaires).

De la même manière que pour le modèle précédent, l'ajustement du S-model montre une bonne concordance avec les données expérimentales et une erreur quadratique moyenne faible (RMSE global inférieur à 0.05).

Cependant, ces tendances sont établies à partir d'un jeu de données relativement limité. La modélisation globale proposée dans le cas des technologies à axe vertical doit être discutée plus en détail, notamment au vu de la complexité structurelle de la turbine étudiée. Des limitations apparaissent également lorsqu'on cherche à estimer la longueur de résorption du sillage en utilisant le critère $U_{surf}/U_0 = 0.9$ pour représenter un retour à l'écoulement incident. Les modèles de U_{surf} renvoient alors des longueurs de résorption de $x_{recov} = 22.7\ D_e$ pour le cas Refoulant et $x_{recov} = 38.7\ D_e$ pour le cas Avalant aux TSR=2.2.

Pour ce dernier cas, l'ajout de données expérimentales à des positions plus éloignées en aval (valeurs plus élevées de x/D_e) permettrait d'améliorer l'estimation de cette longueur. En effet, la même méthode appliquée sans prendre en compte la valeur de U_{surf} à $x/D_e = 7.5$

fournit une longueur de résorption de $x_{recov} = 74\ D_e$, ce qui justifie cette hypothèse.

Une comparaison entre les coefficients du modèle et les paramètres physiques liés au fonctionnement de la turbine devrait être envisagée afin de développer une approche cohérente. Iungo et al. 2014 suggère que, pour le modèle d'évolution du déficit, le coefficient multiplicatif a est lié aux caractéristiques de la turbine, représentant notamment le coefficient de traînée, tandis que le coefficient b représente le taux de résorption lié à la machine. Comparées à d'autres travaux, les valeurs présentées dans le tableau 2.1 s'écartent des gammes proposées et ne correspondent pas aux coefficients de charge associés au modèle. Comme le sillage est ici considéré dans son ensemble, i.e. en incluant l'influence de la couche limite imposée par le fond du bassin, les mécanismes de résorption, en particulier dans la partie inférieure du sillage, diffèrent probablement des tendances généralement observées dans des environnements non contraints.

Même si une forte corrélation est observée entre les données et les modèles analytiques, une définition plus précise de l'évolution du sillage permettrait d'améliorer l'estimation de la longueur de résorption. La définition d'un paramètre associé à une surface de capture, par exemple, pourrait permettre d'évaluer le recouvrement de vitesse en fonction de la distance aval dépendemment du point de fonctionnement de la machine. Par ailleurs, d'autres formulations sont utilisées numériquement, notamment pour les sillages d'éoliennes Abkar 2019. Ces modèles intègrent le coefficient de traînée de la turbine ainsi que l'écart type équivalent, associé aux profils de déficit de vitesse (type gaussien). De telles considérations pourraient être intégrées dans de futures comparaisons entre modèles d'éoliennes et d'hydroliennes, dans le but d'identifier des paramètres reflétant correctement l'influence des conditions d'essais (présence de couche limite) et des différentes configurations.

Enfin, il pourrait être pertinent de considérer l'évolution du sillage en aval comme se produisant en plusieurs régions distinctes, de l'amont proche à l'aval lointain de la turbine, chacune étant régie par des dynamiques spécifiques telles que le développement initial du sillage, le mélange turbulent et la résorption en champ lointain. Cette hypothèse est notamment appuyée par la variabilité observée dans la forme du sillage pour $x/D_e \leq 1.5$, ce qui justifie également la non-considération des données de surface de sillage avant cette position. Cette approche segmentée pourrait améliorer les tentatives de modélisation, en la mettant davantage en lien avec les processus physiques observés relatifs au comportement du sillage, notamment à partir du bilan de quantité de mouvement réalisé ci-après.

2.2.6 Etude du bilan de quantité de mouvement

Du fait du dispositif expérimental utilisé et des mesures disponibles, un bilan de quantité de mouvement réduit peut être établi à partir de l'équation de quantité de mouvement moyenne (équation RANS) dans la direction de l'écoulement. Cette décomposition permet d'analyser le sillage derrière un obstacle et la comparaison des différents cas tests (Araya et al. 2017). Les termes de convection et de transport lié aux composantes du tenseur de Reynolds selon les directions transversale (y) et verticale (z) sont étudiés ici (Eq. 2.18).

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} = \frac{1}{\overline{U}}\left(-\cancel{\frac{\partial P}{\partial x}} - \overline{V}\frac{\partial \overline{U}}{\partial y} - \overline{W}\frac{\partial \overline{U}}{\partial z} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} + \nu\left[\cancel{\frac{\partial^2 \overline{U}}{\partial x^2}} + \cancel{\frac{\partial^2 \overline{U}}{\partial y^2}} + \cancel{\frac{\partial^2 \overline{U}}{\partial z^2}}\right]\right) \tag{2.18}$$

Les composantes du tenseur considérées pour cette étude sont donc :

$$\left.\begin{array}{l} -\overline{V}\frac{\partial \overline{U}}{\partial y} \\ -\overline{W}\frac{\partial \overline{U}}{\partial z} \end{array}\right\} \textit{convection } (y,z) \qquad \left.\begin{array}{l} -\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} \\ -\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \end{array}\right\} \textit{transport (Reynolds) } (y,z)$$

Comparaison Refoulant/Avalant

La figure 2.51 présente l'évolution de chaque terme pour les deux configurations, ainsi que la somme des termes du bilan réduit. Les grandeurs sont ici moyennées sur l'ensemble du plan de mesure afin d'analyser les échanges intervenant au sein de la demi-section du bassin. Des conclusions similaires sont aussi obtenues indépendamment de la surface d'intégration (mêmes tendances en ne moyennant que les quantités dans la zone interne du sillage par exemple), bien que les rapports entre les différentes contributions puissent légèrement varier. Pour les deux configurations, les termes relatifs au tenseur de Reynolds présentent des maxima de valeurs dans les champs proche machine ($x/D_e = 1$). Cette observation met en évidence le mélange induit par le mouvement des rotors, générant une forte diffusion dans cette région. Ces résultats montrent que les phénomènes associés à la vorticité ainsi que les effets de rotation des colonnes demeurent prédominants, même à cette distance en aval de la turbine. Ceux-ci jouent ainsi un rôle déterminant dans les premières étapes du développement du sillage.

Plus loin en aval de la turbine, l'intensité des termes du tenseur de Reynolds diminue fortement, représentant moins de 10 %, souvent moins de 5%, du bilan global de quantité de mouvement. Les termes convectifs deviennent alors les principaux contributeurs du développement du sillage pour les deux cas. Même si le bilan global suit les mêmes tendances que dans Talamalek et al. 2024, les rapports entre les termes de convection et de transport de Reynolds diffèrent entre les études. Les spécificités propres à chaque type de turbine (HAWT/VAWT), à leur géométrie (turbine mono-rotor ou quadrirotor) ainsi que les contraintes du milieu (distance au fond du bassin) expliquent logiquement l'écart des ordres de grandeur observés. La somme de ces termes est toutefois équivalente entre les deux configurations, présentant une influence similaire associée à l'équivalence du point de fonctionnement. L'évolution de la convection dans les directions transversale (y) et verticale (z) permet d'interpréter les transferts globaux dans le plan de mesure. L'évolution de la convection, en particulier dans la direction transversale, met en évidence le transfert de quantité de mouvement vers la région interne du sillage, conduisant ainsi à la diminution des dimensions globales et la réduction de la zone décrite par l'iso-contour. Dans le cas Refoulant, le terme convectif vertical reste quasi constant, ce qui peut expliquer la diminution progressive de la hauteur du sillage et le recouvrement plus rapide par rapport au cas Avalant. En revanche, le terme convectif transverse décroît plus rapidement pour le cas Refoulant, ce qui est cohérent avec les différences d'évolution de la largeur du sillage précédemment observées entre les deux configurations.

Afin d'illustrer la distribution spatiale des termes convectifs, les figures 2.52 et 2.53 présentent l'évolution des quantités d'advection avec la distance aval pour trois positions x/D_e. La figure 2.52 montre que les termes sources de convection latérale sont principalement localisées autour des contours du sillage pour les deux configurations, confirmant la pertinence du critère de limite de sillage retenu (0.9 U_0). Dans la configuration Avalant, la convection latérale intra-sillage est plus marquée, tandis que le cas Refoulant présente un mélange spatial moins diffus, notamment pour la partie basse du plan, où les bras de la fondation impacte l'écoulement. La figure 2.53 montre que la convection verticale persiste dans toute la colonne d'eau et à l'intérieur du sillage et ce pour les différentes positions en aval de la turbine. La source se recentre progressivement vers le centre du bassin ($y/D_e = 0$), une intensité plus prononcée est aussi obtenue pour la configuration Refoulant. Ces constats sont en cohérence avec les analyses et bilans précédents, soulignant le rôle déterminant de la base gravitaire et du mouvement des rotors dans la structuration du sillage.

L'étude du bilan de quantité de mouvement réduit met ainsi en évidence le rôle des composantes de convection et de turbulence dans le mécanisme de résorption du sillage. Les résultats sont cohérents avec l'observation antérieure de l'évolution des dimensions du sillage. Si les bilans moyens globaux présentent des tendances similaires entre les configurations, la répartition des termes explique les différences structurelles du sillage entre les configurations d'étude.

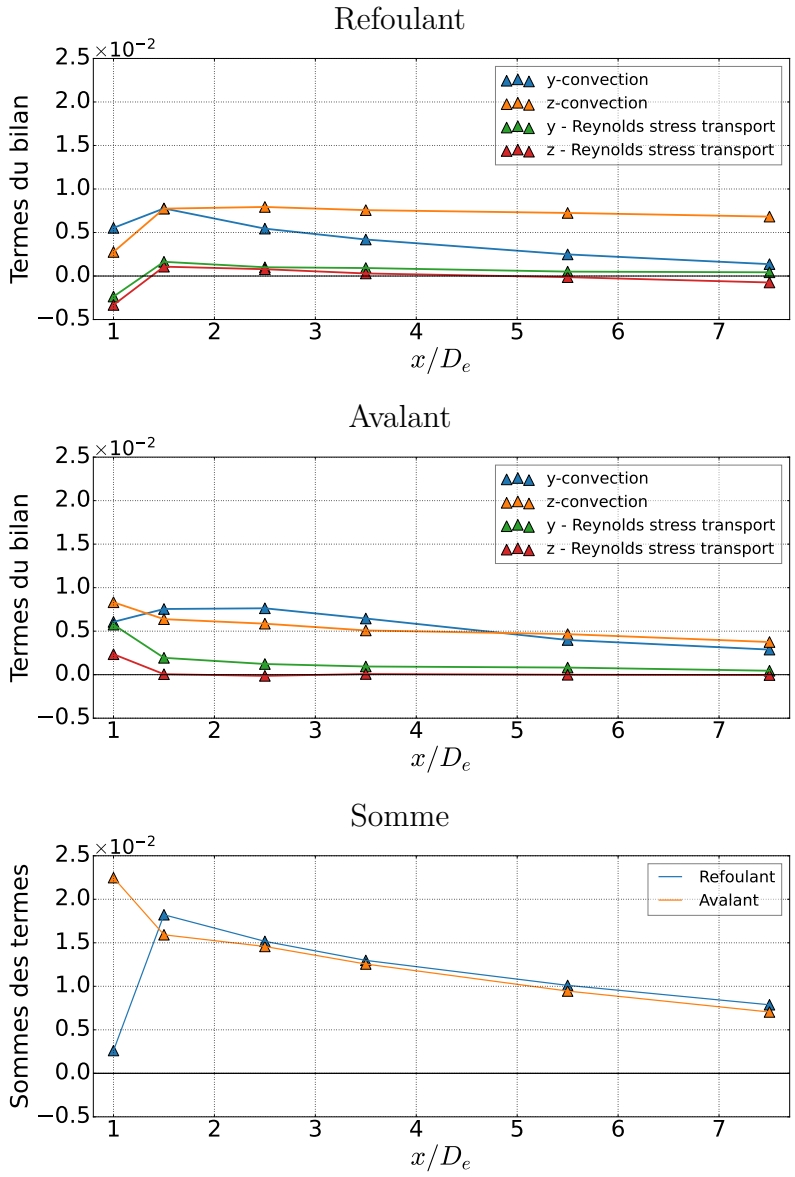


Figure 2.51 – Évolution des termes du bilan de quantité de mouvement réduit pour les configurations Refoulant (haut) et Avalant (centre). Les sommes des termes du bilan sont également présentées (bas). Les résultats sont obtenus pour la turbine à son point de fonctionnement optimal (TSR = 2.2).

Influence du point de fonctionnement sur le bilan

L'influence du régime de fonctionnement sur les mécanismes de résorption du sillage est analysée plus finement à partir du bilan réduit de quantité de mouvement, dont les valeurs sont présentées en figure 2.54. Les contributions des termes convectifs (transverse et vertical) ainsi que des termes du tenseur de Reynolds sont représentés pour les trois valeurs de TSR considérées. Pour le TSR = 2.2, comme vu précédemment, les termes convectifs présentent des amplitudes significativement plus importantes dans la zone proche du sillage. À mesure que le TSR diminue, l'intensité globale des contributions convectives se réduit. Pour TSR = 1.8, les termes de convection restent dominants mais avec des amplitudes plus modérées, traduisant un mélange moins intense que pour le régime optimal. Dans le cas TSR = 1.2, les contributions convectives et turbulentes sont nettement plus faibles sur l'ensemble du domaine considéré, indiquant un sillage moins énergétique et une dynamique de résorption plus lente.

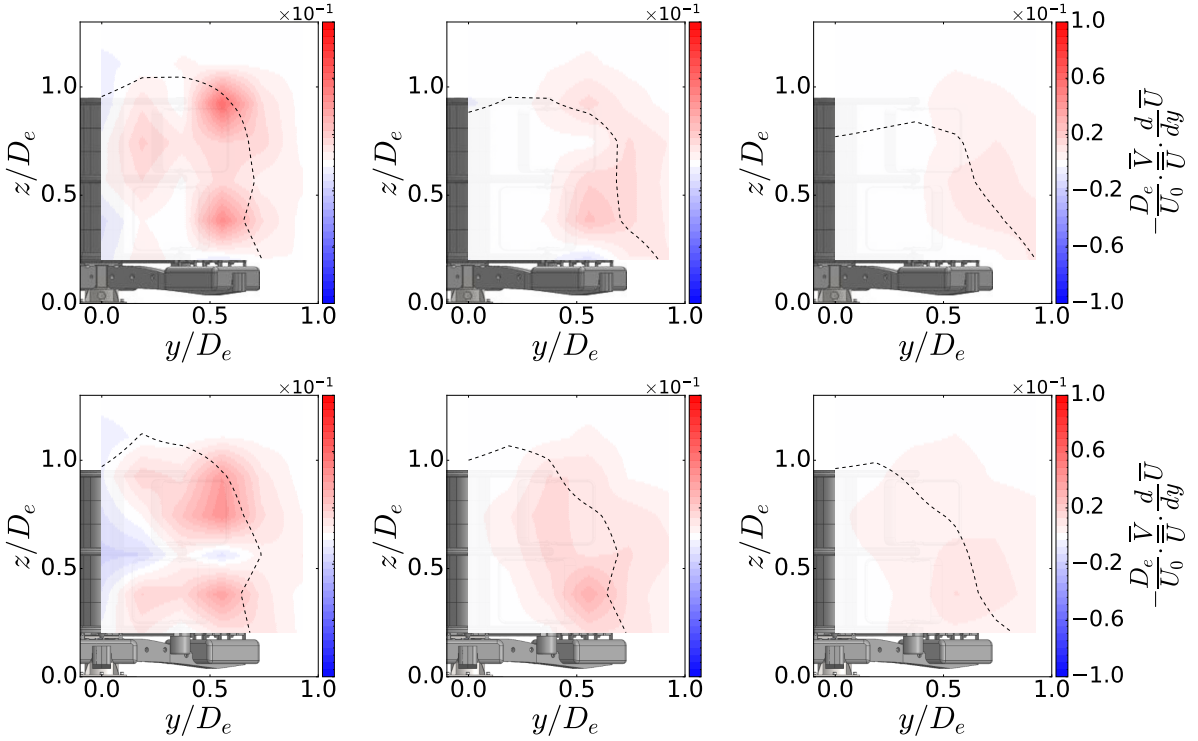


Figure 2.52 – Cartographies des termes convectifs transverses y pour les positions $x/D_e =$ 1.0, 3.5 et 5.5 dans les deux configurations Refoulant (haut) et Avalant (bas). L'iso-contour 0.9 U_0 précédemment déterminé est également affiché.

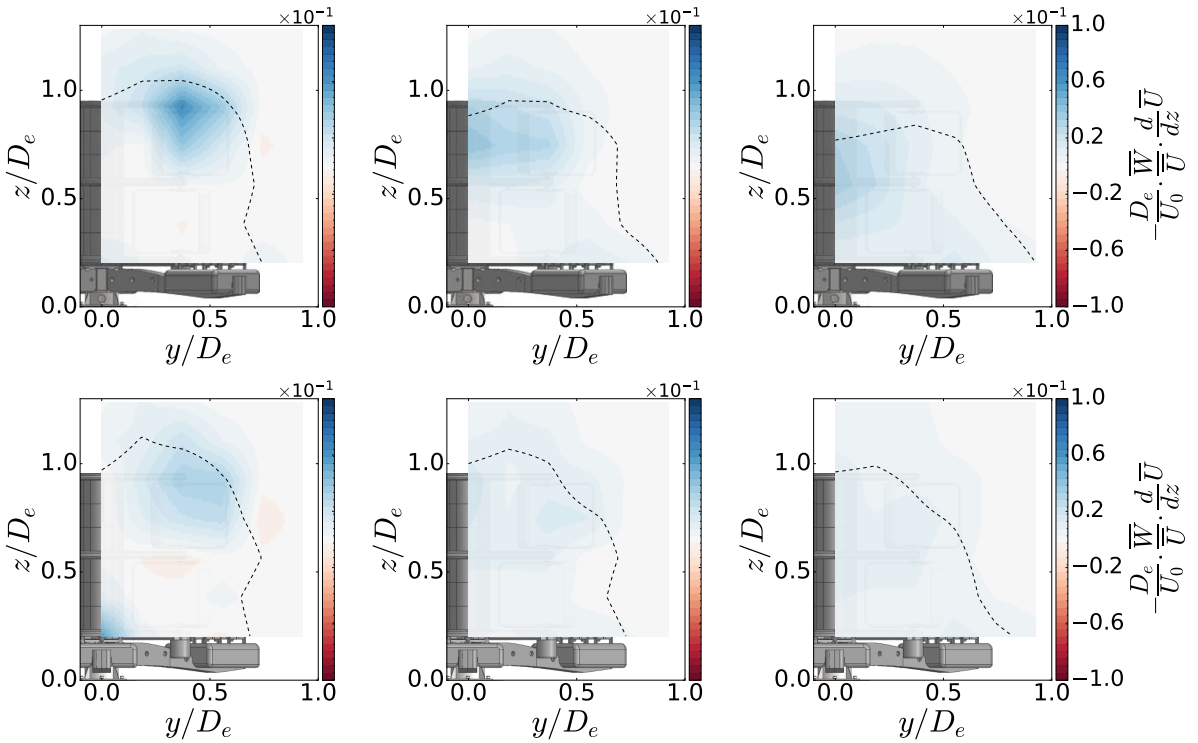


Figure 2.53 – Cartographies des termes convectifs verticaux y pour les positions $x/D_e = 1.0$, 3.5 et 5.5 dans les deux configurations Refoulant (haut) et Avalant (bas). L'iso-contour 0.9 U_0 précédemment déterminé est également affiché.

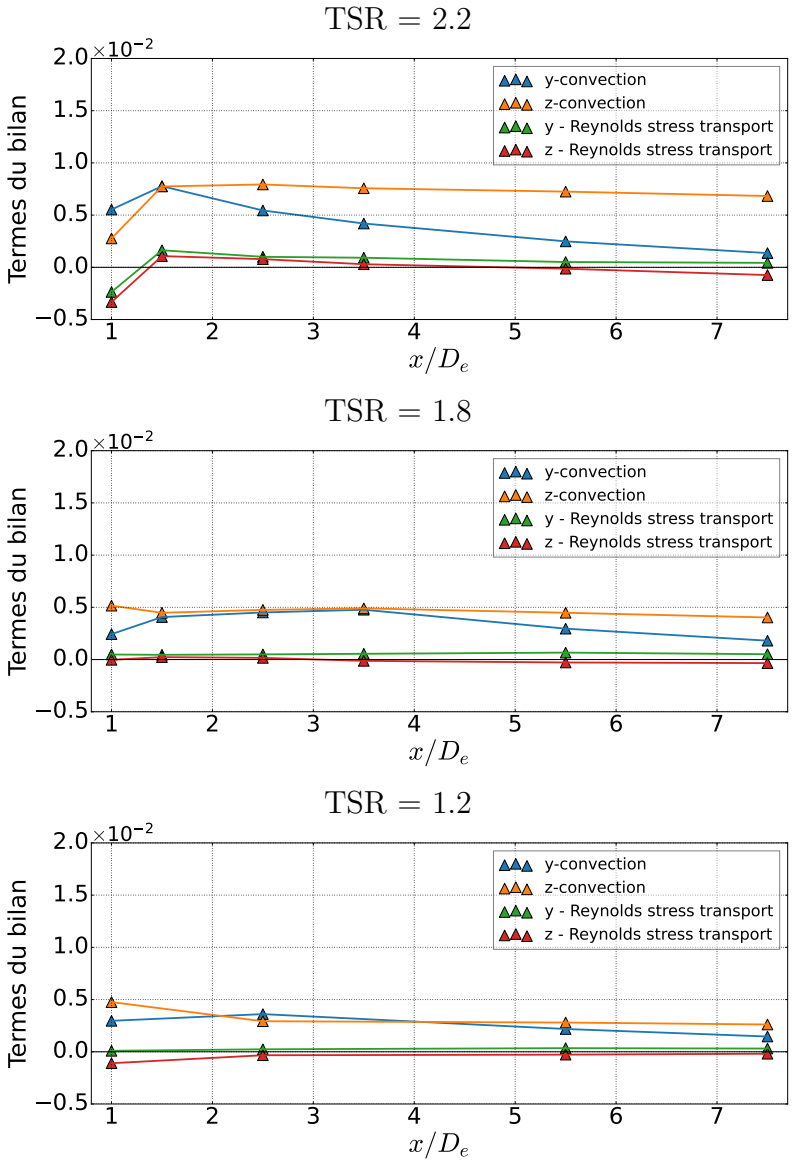


Figure 2.54 – Évolution des termes du bilan de quantité de mouvement réduit pour les 3 TSR étudiés en configuration Refoulant.

Cette contribution convective élevée traduit un transfert plus efficace de quantité de mouvement depuis les régions externes vers la zone interne du sillage, cohérent avec la résorption plus rapide observée sur les dimensions géométriques. Cela traduit également un déficit de vitesse plus prononcé dans le sillage à mesure que le TSR augmente entre ces cas, nécessitant des transferts de quantité de mouvement accrus pour le rétablissement de l'état de l'écoulement. Les mêmes tendances d'évolution des termes de convection, notamment la conservation des valeurs de la convection verticale, sont cependant observées pour les 3 TSR. Ce résultat met en lumière l'influence de la configuration et de la géométrie de la turbine sur le développement du sillage. Les termes de transport de Reynolds, bien que parfois non négligeables à proximité immédiate de la turbine pour le TSR optimal, décroissent rapidement avec la distance et deviennent secondaires au-delà de $2D_e$ en aval.

La figure 2.55 présente enfin la somme de ces termes pour les trois configurations. Plus le TSR étudié est élevé, plus la somme des termes est importante. A partir de $2D_e$ en aval, les valeurs décroissent et les écarts entre les configurations diminuent.

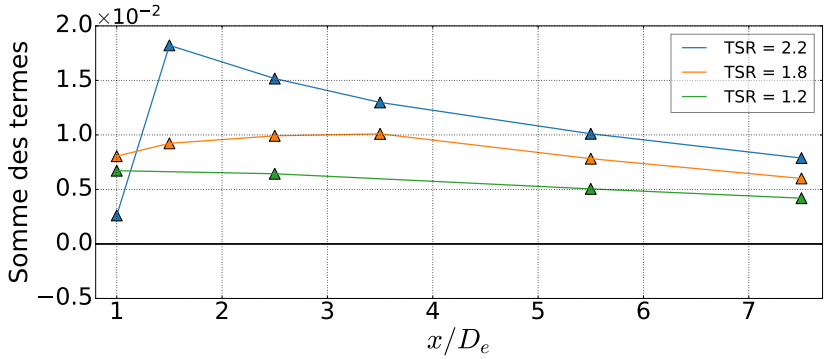


Figure 2.55 – Somme des termes du bilan de quantité de mouvement réduit pour les 3 TSR étudiés en configuration Refoulant.

Ces résultats confirment que le régime de fonctionnement contrôle directement les mécanismes responsables de la résorption du sillage. Lorsque la turbine opère à proximité de son optimum, l'extraction d'énergie plus importante s'accompagne d'une intensification des échanges de quantité de mouvement, favorisant une récupération plus forte de l'écoulement en aval. À l'inverse, en régime sous-optimal, la réduction des termes de transports limite la capacité de l'écoulement à se réorganiser efficacement.

Synthèse

L'analyse comparative entre les deux configurations étudiées (Refoulant/avalant) a révélé des différences marquées dans l'orientation du sillage, la génération de vorticité et l'intensité de la turbulence. Les dimensions du sillage et son évolution globale sont ainsi dépendantes de la configuration. En exemple, la résorption du déficit de vitesse intervient plus en aval dans le cas Avalant que dans le cas Refoulant, avec les sillages des colonnes de rotors se rejoignant plus en aval. Les mêmes observations sont rapportées par Vergaerde et al. 2020 dans le cas de deux éoliennes à axe vertical appariées, où la jonction des sillages se produit à des positions différentes de celles observées dans nos cas. L'espacement entre les colonnes, les rotors et la présence du pilier central peuvent être à l'origine de ce phénomène, introduisant des interactions supplémentaires écoulement-turbine et modifie la dynamique globale des sillages. La rotation des pales et les interactions avec des éléments structurels, modifiant l'orientation de l'écoulement, déterminent l'initialisation du sillage proche. Les schémas observés de jonction et de dissipation des sillages soulignent l'importance de la conception géométrique des turbines, en particulier avec les éléments structurels de la base gravitaire, tant pour l'efficacité énergétique (section 3.2.3.1) que pour la stabilité des sillages.

De plus, la présente étude fournit une compréhension générale des principaux mécanismes d'évolution par convection et transports liés aux contraintes de Reynolds, une résolution spatiale plus fine du maillage de mesure pourrait permettre d'améliorer les évaluations des autres termes. Des études antérieures (Guerra et al. 2017 ; Ross et al. 2020) ont souligné que le taux de dissipation visqueuse reflète les dissipations énergétiques au sein de l'écoulement et doit être intégré aux bilans de quantité de mouvement appliqués au système pour étudier l'interaction entre écoulement et turbine en fonctionnement. La prise en compte d'une tendance du sillage évoluant avec la distance en aval de la turbine aiderait également à définir plus précisément le développement et la résorption du sillage. Un modèle de déficit de vitesse basé sur une loi de puissance, inspiré de travaux antérieurs sur les turbines à axe vertical, est proposé. Même si le modèle a démontré une forte corrélation avec les données expérimentales, certaines limites sont apparues. Des écarts par rapport aux tendances courantes observées dans des environnements

moins contraints apparaissent, probablement en raison de l'influence des limites de la zone d'essai et de la géométrie complexe de la turbine. De plus, l'approximation de la longueur de résorption s'est révélée difficile avec la formulation actuelle du modèle et le manque de valeurs expérimentales. Des travaux futurs pourraient explorer des analyses asymptotiques ou intégrer des formulations alternatives, telles que des approches gaussiennes liées aux coefficients de poussée (Abkar et al. 2017), afin de mieux saisir les mécanismes d'évolution du sillage.

Les tendances distinctes observées entre les configurations étudiées mettent en évidence des différences dans la distribution de la quantité de mouvement, influencées par la conception de la turbine et les conditions d'écoulement. Le changement du point de fonctionnement induit une variation de l'extraction de l'énergie de l'écoulement, ce qui se répercute sur le déficit de vitesse en résultant et les mécanismes globaux de résorption. Plus le déficit est important, plus les transports de quantité de mouvement sont importants, traduisant un rétablissement de l'écoulement. Ces résultats soulignent le rôle principal de la convection dans le développement du sillage.

2.3 Conclusion

Ce chapitre a permis de caractériser de manière approfondie la réponse hydrodynamique et mécanique de la turbine OQ 2.5 à partir d'essais expérimentaux à l'échelle 1/20. L'analyse des performances de la turbine a mis en évidence des tendances communes à celles obtenues avec les technologies à axe vertical pour les trois régimes principaux de fonctionnement. Les variations de la réponse mécanique et du régime de couple ont pu être analysés, avec un focus autour du point optimal de production.

L'influence des paramètres structurels de la turbine (effet de la fondation, du montant central) et des conditions d'essais (angle d'incidence écoulement-machine, nombre de Reynolds) a été analysée. Les résultats montrent que les deux configurations étudiées (Refoulant, Avalant) présentent des régimes de fonctionnement similaires, malgré un décalage sensible de la transition de la composante $6f_\omega$ vers $3f_\omega$ (composantes spectrales principales). De plus, les performances sont conservées avec et sans la présence de la fondation (variation sensible de l'ordre de 5% pour la configuration Avalant). De la même façon, un désalignement faible entre l'écoulement et la turbine (variation de l'ordre de 10°) modifie faiblement ses performances, une diminution de 3 à 5% étant observée lors du travail autour de la configuration Refoulant.

Une méthodologie de correction de l'effet de blocage, fondée sur des comparaisons avec des simulations numériques RANS réalisées par HydroQuest, a été proposée afin d'estimer des coefficients de performance représentatifs dans des conditions non confinées. Les résultats montrent que les valeurs de performance sont surestimées avec la configuration d'essais confinée, avec une différence de l'ordre de 20%, mais les tendances d'évolution sont correctement reproduites. L'investigation des caractéristiques mécaniques normalisées de la turbine apparaît donc pertinente.

L'étude de l'impact hydrodynamique de la turbine dans le milieu a révélé un effet d'induction jusque $3D_e$ en amont de la machine, ainsi qu'une initialisation du sillage dépendante du sens et de la vitesse de rotation des colonnes. Notamment, les mécanismes de décrochage dynamique engendrent une structuration spécifique du sillage, caractérisée par un déficit de vitesse persistant et une expansion latérale/verticale de l'écoulement variant fortement suivant la configuration d'étude. Le contournement de la machine par l'écoulement est également mis en évidence, avec une survitesse au-dessus de la turbine 20% plus importante que la vitesse amont. Concernant le développement du sillage en aval de la structure, si l'intensité du déficit de vitesse et donc les mécanismes de recouvrement varient avec le TSR, sa géométrie globale et son organisation spatiale demeurent relativement stables pour une même configuration. Des mécanismes d'évolution avec la distance diffèrent cependant entre les configurations Refou-

lant/Avalant, expliqués par des transports de quantité de mouvement au sein de l'écoulement variant latéralement et verticalement. Des modèles analytiques de résorption de sillage initialement développés pour d'autres technologies permettent de reproduire l'évolution de la vitesse intra-sillage et sa surface, l'utilisation des modèles basés sur le coefficient de poussée n'est cependant pas fructueux ici.

L'ensemble des observations faites mettent en évidence le lien étroit entre performances, régime de fonctionnement et impact hydrodynamique de la turbine. Dans leur ensemble, ces résultats fournissent une base de référence robuste pour la compréhension du comportement de la turbine OQ 2.5 en écoulement établi. Ils permettent d'isoler les effets liés à la configuration expérimentale et de poser un cadre méthodologique solide pour l'analyse des régimes plus complexes abordés dans la suite de ce travail, notamment en présence d'écoulements instationnaires.

CHAPITRE 3

Etude du comportement de la turbine OQ 2.5 en présence de conditions instationnaires

Ce chapitre est dédié à l'étude du comportement de l'hydrolienne à axe vertical OQ 2.5 soumise à des conditions d'écoulement instationnaires, représentatives des environnements réels d'exploitation. Ces conditions se traduisent à la fois par des variations temporelles de l'écoulement, liées à la propagation de la houle en surface, et par des perturbations spatiales induites par la présence de reliefs bathymétriques en amont de la machine.

Dans un premier temps, l'effet de la propagation de la houle sur le comportement de la turbine est étudié à partir de mesures expérimentales. L'influence de la houle sur le couple et la puissance est analysée, puis étudiée à partir d'une modélisation paramétrique de type Morison étendue. Dans un second temps, l'impact d'un écoulement turbulent généré par une variation bathymétrique est examiné. L'étude de l'écoulement perturbé et la variabilité locale induite permet alors de relier les performances et chargements mesurés aux conditions hydrodynamiques effectivement perçues au niveau de la turbine, ainsi que d'en proposer une modélisation globale.

3.1 Etude des effets de la houle sur la turbine

Cette première partie, organisée sur la base d'un futur article scientifique, est consacrée à l'étude des effets de la houle sur le couple des colonnes de la turbine OQ 2.5. Tout d'abord, l'analyse portera sur les régimes de fonctionnement de la turbine et les possibles variations induites par les conditions de fonctionnement imposées. Ensuite, une approche temporelle vise à établir une fonction de transfert entre la variation de vitesse en amont de la colonne de rotors et les fluctuations de couple. Au vu de l'importance des effets de la houle au voisinage des régimes optimaux de fonctionnement, une modélisation paramétrique du couple, basée sur une formule de Morison étendue prenant en compte le point de fonctionnement, sera proposée. La distribution de la composante de couple relative à l'effet de la houle est ensuite comparée entre les différents cas. Enfin, un modèle équivalent est appliqué aux chargements hydrodynamiques pour étudier l'effet de la houle sur le chargement d'une machine tournante.

3.1.1 Introduction

Le déploiement à grande échelle des hydroliennes pour la production d'une énergie renouvelable repose sur une compréhension approfondie de leur comportement en présence de conditions marines réalistes et instationnaires. Parmi les différents concepts de turbines, les hydroliennes à axe vertical (VATT) offrent plusieurs avantages dans les environnements à écoulement complexe (Jaquier 2011), en particulier dans les sites en eaux peu profondes ou de profondeurs intermédiaires, pour lesquels les directions d'écoulement sont variables et les écoulements impactés par les variations bathymétriques. Dans des environnements côtiers tels que le Raz-Blanchard, l'interaction entre les vagues de surface et les courants de marée devient un facteur majeur influençant les performances des turbines (Guillou et al. 2021). Cette interaction est particulièrement critique dans les sites hydroliens à haute énergie ouverts sur la mer, où les ondes de gravité de surface induisent des composantes dans l'écoulement se superposant au courant de marée. Il est donc essentiel de comprendre ces interactions pour optimiser la production d'énergie tout en garantissant la fiabilité structurelle et une durée de vie suffisante des hydroliennes déployées sur ces sites.

L'approche de ces conditions de vagues dans des environnements contrôlés à échelle réduite est essentielle afin de caractérister finement les effets de conditions marines réalistes. Les approches modernes de modélisation des vagues, telles que celles examinées par Chawla et al. 2021, vont au-delà de la théorie classique des vagues d'Airy en intégrant des effets non linéaires et des représentations spectrales. Cela permet de disposer d'un cadre de travail plus complet pour simuler les vagues océaniques, en particulier dans le cas des profondeurs intermédiaires. En effet, la validation des paramètres clés des vagues, tels que la fréquence, la longueur d'onde et l'élévation de la surface, est nécessaire lorsqu'il s'agit d'extrapoler les résultats obtenus dans un environnement contrôlé à des applications à grande échelle (Vicinanza et al. 2019). Dans le cas de la Manche, Mackay et al. 2022 a montré que la distribution conjointe amplitude-période doit être liée à la vitesse locale du courant afin d'évaluer correctement les chargements induits.

Des recherches antérieures sur les hydroliennes à axe horizontal (HATT) ont montré que les fluctuations de vitesse induites par la houle peuvent entraîner des variations locales importantes, affectant directement le productible, le chargement mécanique et les dommages dus à la fatigue (Huang et al. 2024). Ces implications sur la durée de vie des turbines augmentent ainsi les besoins de maintenance, rendant complexe les déploiements longue durée. Des travaux expérimentaux récents, telles que celles de Linant et al. 2025c et Tatum et al. 2016, ont étudié l'influence des vagues de surface régulières sur le chargement des turbines et la dynamique de leur sillage. De la même manière, des études numériques (Arcos et al. 2025) fournissent des informations sur la nécessité de prendre en compte l'effet inertiel induit lors de l'étude du chargement appliqué aux turbines. Les résultats confirment que les interactions entre les vagues et les courants introduisent un forçage périodique sur les rotors et l'écoulement en aval, soulignant la nécessité de développer des stratégies de contrôle des turbines et de modélisation de performance adaptées aux environnements influencés par les vagues.

Les approches dans le domaine temporel permettent de préserver la structure des fluctuations induites par la houle et de compléter les connaissances du comportement. Elles permettent une description résolue en phase de la réponse de la turbine, ce qui est particulièrement pertinent en présence de vagues régulières ou à bande étroite. L'une de ces méthodes s'appuie sur la formulation de Morison (Morison et al. 1950), initialement développée pour les structures offshore, formulation empirique qui décompose la force hydrodynamique en composantes inertielle (liées à l'accélération orbitale) et hydrodynamiques (liées au terme quadratique de vitesse). Appliquée aux hydroliennes, cette formulation fournit un modèle simplifié et physiquement interprétable des variations de chargement induites par la propagation des vagues (Schmitt et al. 2016 ; Jesus Henriques et al. 2022). De plus, des études récentes ont dé-

montré que les interactions entre les vagues et les courants peuvent influencer de manière significative l'amplitude et la phase de ces chargements hydrodynamiques (Fu et al. 2021). Cela souligne la nécessité de tenir compte des effets temporels des vagues dans ces conditions de fonctionnement. Plusieurs organismes de classification et institutions techniques ont étendu ou adapté les formulations de type Morison pour les appliquer aux systèmes d'énergie marine renouvelable. Ces adaptations sont spécifiées dans les normes de conception et comprennent des ajustements des coefficients hydrodynamiques (Bureau Veritas 2015). Cela implique l'utilisation de techniques de linéarisation et de stratégies de mise en oeuvre dans le domaine temporel pour les environnements couplés vagues-courants (Bureau Veritas 2015). Ces modèles sont couramment utilisés dans les codes de conception et les logiciels d'ingénierie pour l'évaluation structurelle et les prévisions de chargement dans des conditions marines instationnaires. Afin d'étudier l'impact des vagues de surface sur les performances des hydroliennes, un modèle réduit à axe vertical quadrirotors et caréné a été testé entre 2020 et 2023 dans le bassin d'essai de l'Ifremer à Boulogne-sur-Mer. Ce modèle a été étudié dans une large gamme de conditions de courant (Moreau et al. 2023b) et de vagues-courants (Moreau et al. 2023a), démontrant l'influence significative des vagues de surface sur la variabilité de la puissance, les efforts et la dynamique du sillage à l'échelle expérimentale (Linant et al. 2025c).

Théorie de l'interaction houle-courant

Dans les conditions de profondeur considérées, la houle générée est assimilée à une onde régulière quasi sinusoïdale, appartenant à un train de vagues monochromatiques (Inman et al. 1956). Le mouvement des vagues est principalement gouverné par leur longueur d'onde λ et leur pulsation ω_ϕ, la hauteur de vague intervenant comme paramètre d'amplitude.

Sous les hypothèses classiques de la théorie linéaire d'Airy (Airy 1845 : fluide incompressible, non visqueux, irrotationnel et vagues de faible cambrure), l'élévation de la surface libre s'écrit :

$$\eta(t) = a\cos(\omega_\phi t + \Phi) \tag{3.1}$$

où a désigne l'amplitude de la vague et Φ la phase de houle. La propagation de la houle induit un mouvement orbital des particules fluides, dont l'intensité décroît avec la profondeur et qui présente une structure elliptique caractéristique dans la colonne d'eau (Molin 2002). Sous ces mêmes hypothèses, le champ de vitesse peut être décrit à l'aide d'un potentiel de vitesse $\phi(x, z, t)$ tel que :

$$\mathbf{u} = \nabla\phi$$

Le potentiel vérifie alors l'équation de Laplace dans le domaine fluide :

$$\nabla^2\phi = 0$$

La condition d'imperméabilité au fond ($z = 0$) impose :

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = 0 \quad \text{pour } z = 0$$

tandis qu'à la surface libre, les conditions cinématique et dynamique sont linéarisées et évaluées au niveau moyen $z = h$. Elles établissent ainsi le couplage entre le potentiel de vitesse et l'élévation de la surface libre $\eta(x, t)$ (Phillips 1967 ; Dean et al. 1991).

L'interaction houle-courant est décrite en introduisant un référentiel se déplaçant à la vitesse du courant uniforme U_0 dans la direction x. Dans ce référentiel relatif, la coordonnée spatiale s'écrit :

$$x_{eff} = x - U_0 t$$

L'élévation de la surface libre associée à une houle monochromatique régulière peut alors être formulée sous la forme :

$$\eta(x_{eff}, t) = a\cos(kx_{eff} - \omega_{eff}t)$$

où a désigne l'amplitude réelle de la houle, k le nombre d'onde et ω_{eff} la pulsation relative, c'est-à-dire mesurée dans le référentiel se déplaçant avec le courant.

Longuet-Higgins et al. 1961 ; Brevik et al. 1979 donnent notamment une formulation de l'amplitude de houle a modifiée par le courant, basée sur l'équation de conservation de l'action de vagues, telle que :

$$\frac{a}{a_0} = \left[\frac{1+G_0}{(\frac{\lambda_{eff}}{\lambda_0} - \frac{U}{c_0})(1+G) + \frac{2U}{c_0}}(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_{eff}}\frac{U}{c_0})\right]^{1/2} \tag{3.2}$$

avec λ_{eff} la longueur d'onde effective, U la vitesse du courant, $G = 2khsinh(2kh)$ et (λ_0, c_0, G_0) les paramètres de houle équivalents sans courant.

En revenant au référentiel fixe lié au bassin, l'expression précédente de l'élévation de surface libre devient :

$$\begin{aligned}\eta(x,t) &= a\cos\left[k(x - U_0 t) - \omega_{eff}t\right] \\ &= a\cos\left[kx - (\omega_{eff} + kU_0)t\right]\end{aligned}$$

Cette écriture met en évidence que le nombre d'onde k (et donc la longueur d'onde λ) reste inchangé entre les deux référentiels, tandis que la pulsation relative, correspondant à la pulsation perçue dans le référentiel du courant, est alors donnée par :

$$\omega_{eff} = \omega_\phi - \epsilon k U_0 \tag{3.3}$$

où $\epsilon = +1$ pour une houle se propageant dans le sens du courant et $\epsilon = -1$ pour une houle opposée au courant (signe de U dans le référentiel du bassin).

La relation de dispersion associée à la propagation de la houle en présence de courant conserve la même forme que dans le cas sans courant, à condition d'être exprimée en termes de pulsation relative :

$$\omega_{eff}^2 = gk\tanh(kh) \tag{3.4}$$

avec g l'accélération de la pesanteur et h la profondeur d'eau. Le décalage de pulsation entre les référentiels fixe et mobile correspond à un effet Doppler classique, résultant de l'advection de la houle par le courant uniforme (Phillips 1967).

Pour les houles de forte cambrure, ce qui se retouve dans notre étude notamment pour le cas contre-courant, la relation de dispersion linéaire ne suffit pas pour décrire le système. Pour une cambrure forte, une expression au premier ordre ne donne pas de solution de propagation. Ainsi, il faut développer la formule jusqu'à un ordre 3 afin d'obtenir une solution réelle de :

$$\omega_{eff}^2 = gk\tanh(kh)[1 + \frac{9 - 10\sigma^2 + 9\sigma^4}{8\sigma^4}(ka)^2] + O((ka)^4)$$

avec $\sigma = tanh(kh)$. De telles corrections non linéaires sont classiquement introduites pour décrire les vagues de cambrure élevée en profondeur finie (Fenton 1985).

En présence d'un courant uniforme et irrotationnel, le potentiel de vitesse total peut être décomposé en la somme d'un potentiel associé au courant moyen et d'un potentiel de houle :

$$\phi_{tot} = U_0 x + \phi_{wave}$$

Le courant n'altère pas la structure spatiale du potentiel de houle, mais modifie la pulsation observée dans le référentiel fixe par un effet Doppler. Pour une houle monochromatique se

propageant dans la direction x, une solution harmonique du potentiel de vitesse est recherchée sous la forme :

$$\phi(x,z,t) = \Phi(z)\,\sin(kx - \omega_\phi t)$$

où k est le nombre d'onde et ω_ϕ la pulsation observée dans le référentiel fixe. La résolution de l'équation de Laplace associée aux conditions aux limites conduit à l'expression classique du potentiel de vitesse :

$$\phi(x,z,t) = \frac{ag}{\omega_{eff}}\frac{\cosh(kz)}{\cosh(kh)}\sin(kx - \omega_\phi t)$$

Les composantes horizontale et verticale de la vitesse orbitale induite par la houle, à une profondeur z mesurée depuis le fond ($z = 0$) jusqu'au niveau moyen de la surface libre ($z = h$), sont obtenues par dérivation du potentiel de vitesse :

$$\begin{aligned} u_w(z,t) &= \epsilon\, a\, \omega_{eff}\,\frac{\cosh(kz)}{\sinh(kh)}\cos(\omega_\phi t) \\ w_w(z,t) &= a\,\omega_{eff}\,\frac{\sinh(kz)}{\sinh(kh)}\sin(\omega_\phi t) \end{aligned} \tag{3.5}$$

Ces expressions traduisent la décroissance exponentielle du mouvement orbital avec la profondeur et la structure elliptique des trajectoires de particules, caractéristique des vagues de gravité en profondeur finie. Ces formulations permettent notamment d'évaluer la vitesse relative à l'effet de houle exprimée précédemment par l'équation 1.2.

Les accélérations orbitales associées à la houle, intervenant notamment dans les termes inertiels du modèle de Morison, s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_w}{\partial t}(z,t) &= -\epsilon\, a\, \omega_{eff}\,\frac{\cosh(kz)}{\sinh(kh)}\,\omega_\phi\,\sin(\omega_\phi t) \\ \frac{\partial w_w}{\partial t}(z,t) &= a\,\omega_{eff}\,\frac{\sinh(kz)}{\sinh(kh)}\,\omega_\phi\,\cos(\omega_\phi t) \end{aligned} \tag{3.6}$$

Ces expressions permettent d'évaluer analytiquement le champ de vitesse et d'accélération induit par la houle en toute profondeur, et en particulier au voisinage immédiat de la turbine, constituant ainsi une base cohérente pour la modélisation des chargements hydrodynamiques houle-courant en présence de la turbine. Les éléments théoriques ainsi présentés serviront à la représentation de la propagation de la houle dans la colonne d'eau.

3.1.2 Présentation des cas expérimentaux

Les essais en présence de houle sont également réalisés au bassin d'essais de l'Ifremer à Boulogne-sur-Mer. Le montage expérimental détaillé en section 1.1.2 est rappelé par la figure 3.1. Le référentiel est défini comme pour les chapitres précédents. Deux vitesses d'écoulement sont ici testées, avec $U_0 = [0.6\,;\,0.8]$ m/s. Les valeurs de référence sont mesurées à partir du système LDV, les profils obtenus sont donnés en section précédente. Afin de quantifier les chargements appliqués à la turbine, les résultats concernant les efforts hydrodynamiques sont donnés à partir des mesures de la balance située à l'interface turbine-fondation.

Dans notre cas, quatre conditions de houle sont étudiées pour chaque vitesse de courant testée ($U_0 = [0{,}6\,;\,0{,}8]$ m/s) et sont considérées régulières. Trois cas correspondent à des vagues se propageant dans la même direction que le courant (co-courant, '*co*'), tandis qu'un cas implique des vagues se propageant à contre-courant (s'opposant au courant, '*opp*'). La durée des mesures est de 140 s, correspondant à $N_T = 83$ périodes de houle pour les cas où la fréquence de houle est de $f_{wave} = 0.60$ Hz et à $N_T = 63$ cycles pour les cas où $f_{wave} = 0.45$ Hz. Les caractéristiques de vagues (fréquence, amplitude et phase) sont déterminées à partir des mesures

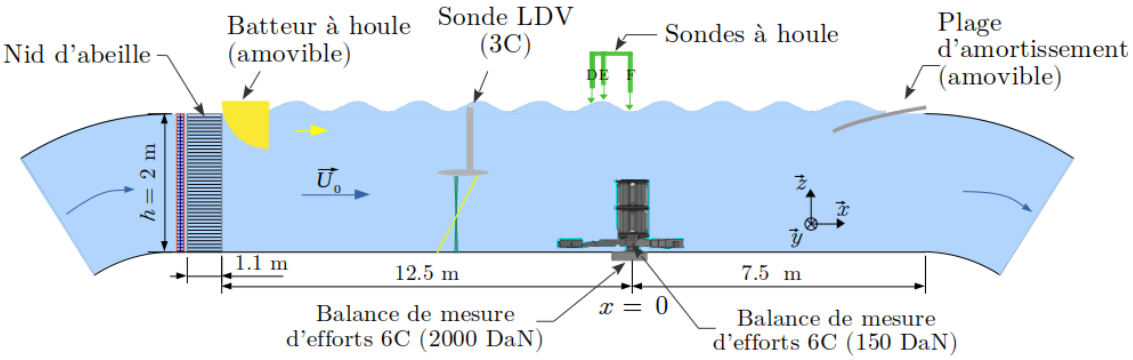


Figure 3.1 – Rappel du montage expérimental au bassin d'essais, de la position de la turbine et de l'instrumentation utilisée (sondes, balances de mesure d'efforts et techniques laser) durant les essais. Le batteur à houle est ici positionné à l'entrée de la veine d'essais, générant des vagues se propageant dans le sens du courant.

Table 3.1 – Paramètres de houle évalués à partir des mesures effectuées durant les tests. Pour les cas de houle suivant le sens du courant, la longueur d'onde est calculée à partir de la relation de dispersion. Pour le cas de houle contre-courant, la longueur d'onde est déterminée à partir de la phase inter-sondes.

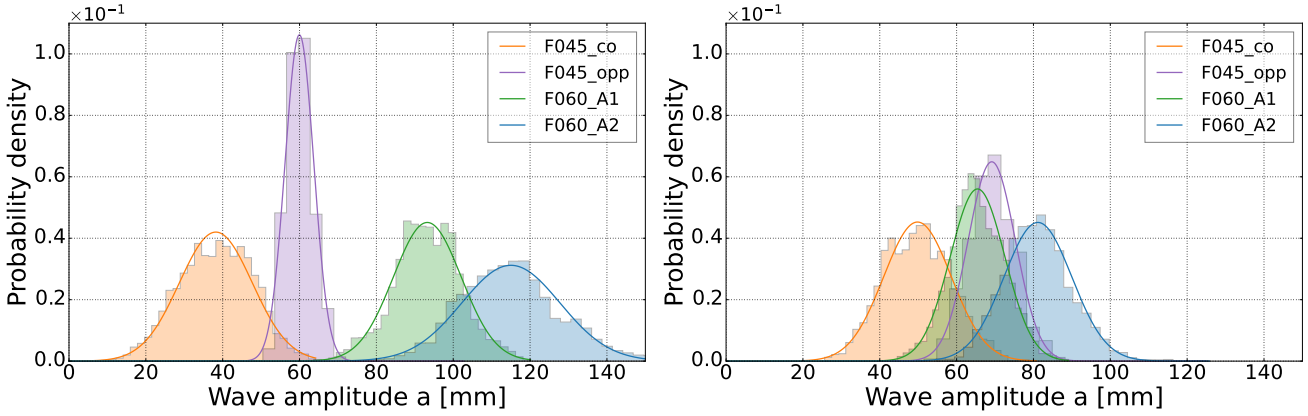
U_0	**Wave case**	Période T [s]	Hauteur H [m]	Longueur d'onde λ [m]	KC
0.8 m/s	**F045_co**	2.22	0.11	10.1	0.19
	F045_opp	2.22	0.14	4.5	0.07
	F060_A1	1.67	0.13	6.8	0.14
	F060_A2	1.67	0.16	6.8	0.18
0.6 m/s	**F045_co**	2.22	0.10	9.4	0.17
	F045_opp	2.22	0.13	4.2	0.12
	F060_A1	1.67	0.15	6.2	0.14
	F060_A2	1.67	0.19	6.2	0.18

des sondes à houles et sont indiquées dans le tableau 3.1. L'ensemble de ces bases de données représentent ainsi 2 semaines d'essais au bassin. Sur la base de la similitude géométrique et afin de garantir la représentation de la dynamique des vagues entre les conditions réelles et celles du bassin d'essais, le nombre de Froude Fr est conservé (équation 3.7). Ce nombre caractérise l'équilibre entre les forces inertielle et gravitationnelle, sa conservation valide la mise à l'échelle correcte des interactions entre les vagues et le courant pour le dispositif expérimental. Le nombre de Keulegan-Carpenter est également donné dans ce tableau, fournissant une évaluation de l'importance relative des forces de traînée et d'inertie induites par les vagues sur la turbine. Pour les cas de houle considérés, les valeurs de KC restent inférieures à 0.2, suggérant que les effets induits par la traînée prédominent sur les contributions induites par le mouvement orbital, même si celles-ci ne peuvent pas être considérées totalement négligeables.

$$KC = \frac{u_w\, T}{D_e} \qquad F_r = \frac{U_0}{\sqrt{g(h - H_m)}} \tag{3.7}$$

La distribution des amplitudes des vagues ($a = H/2$) est donnée par la densité de probabilité (figure 3.2). L'écart type de l'amplitude est d'environ 15 % selon le modèle de distribution gaussienne défini, indiquant un train de houle régulier. Il est à noter que les amplitudes trouvées sont cohérentes avec Brevik 1980, qui détermine l'amplitude des vagues modifiée par le

courant.



(a) $U_0 = 0.6$ m/s. **(b)** $U_0 = 0.8$ m/s.

Figure 3.2 – Distribution des amplitudes de houle pour les 4 conditions d'essais (63 périodes de houle pour $f_{wave} = 0.45$ Hz et 83 périodes pour $f_{wave} = 0.60$ Hz). (a) Distribution des hauteurs de houle à $U_0 = 0.6$ m/s. (b) Distribution des hauteurs de houle pour $U_0 = 0.8$ m/s.

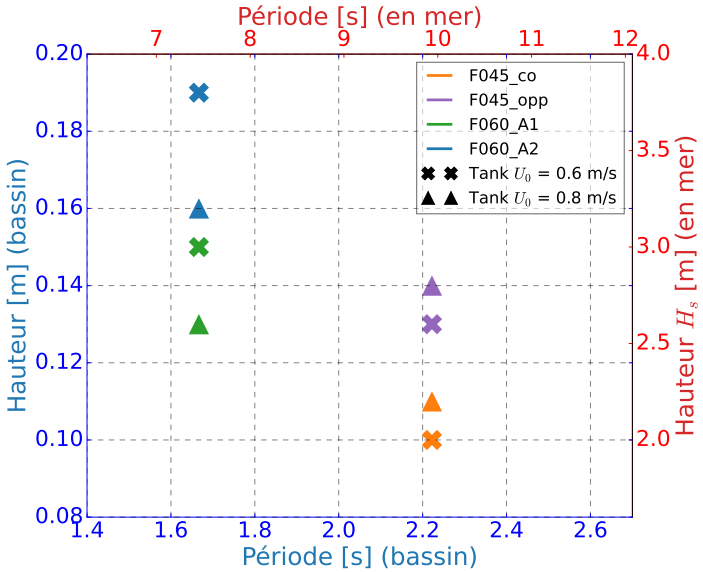
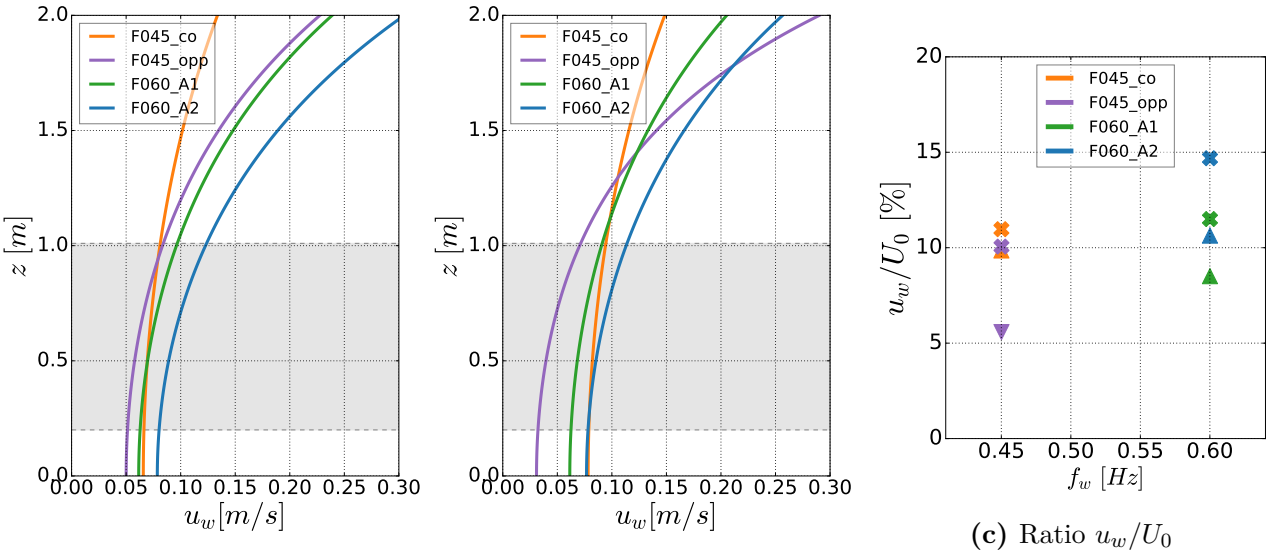


Figure 3.3 – Conditions de houle testées au bassin, avec leurs équivalences en mer. '△' représente les cas générés pour $U_0 = 0.6$ m/s et '×' générés pour $U_0 = 0.8$ m/s.

Les conditions équivalentes in situ, représentatives d'évènements typiques du Raz-Blanchard pour cette incidence houle-courant (Furgerot et al. 2020), sont présentées sur la figure 3.3. Les cas de houle générés couvrent ainsi une plage d'amplitude équivalente de 2 à 3.5 m de hauteur, avec une période de 7 à 10 s. Ces paramètres sont jugés modérés (voire forts) pour les conditions évaluées sur le site du Raz-Blanchard. Ainsi, le forçage représenté par ces cas est cohérent avec les conditions que les turbines peuvent rencontrer en mer.

Afin de décrire le mouvement orbital induit dans la colonne d'eau par la propagation des vagues de surface, la théorie linéaire d'Airy est appliquée pour ces cas de houle. Cette approche permet une évaluation analytique des composantes des vitesses orbitales (horizontale et verticale) suivant la position dans la colonne d'eau (section 3.1.1). Les figures 3.4a et 3.4b présentent les profils de vitesse orbitale correspondants pour les cas de vagues à $U_0 = 0.6$ et 0.8 m/s.



(a) $U_0 = 0.6$ m/s **(b)** $U_0 = 0.8$ m/s **(c)** Ratio u_w/U_0

Figure 3.4 – (a)-(b) Amplitudes des profils de vitesse orbitale longitudinale (valeurs absolues) obtenues pour les cas de houle étudiés. L'aire grise définit la hauteur de la turbine h_m. (c) Rapports entre la vitesse orbitale moyenne u_w sur la hauteur de la turbine et la vitesse de référence U_0, appelés "rapport orbital". "×" représente les cas de houle générés pour une vitesse de courant $U_0 = 0.6$ m/s et "△" représente les cas de houle pour une vitesse de courant $U_0 = 0.8$ m/s.

Afin de caractériser l'influence des effets induits par les vagues indépendamment des configurations d'essai spécifiques (vitesse d'écoulement, direction de la houle), un paramètre lié à la vitesse orbitale, le «"ratio orbital", est introduit. Ce paramètre est défini en calculant la moyenne de l'amplitude de la composante horizontale u_w de la vitesse orbitale calculée à l'aide de la théorie linéaire de houle sur toute la hauteur de la turbine et normalisée par la vitesse de l'écoulement incident U_0. Cette approche fournit une évaluation cohérente de la perturbation induite par la houle au niveau de la machine, permettant les comparaisons de forçage entre les différents cas tests et indépendamment des conditions d'écoulement. Les différents rapports orbitaux calculés pour nos cas sont représentés en figure 3.4c. Trois niveaux distincts d'influence des vagues peuvent être identifiés sur la base de ce rapport. Dans la plupart des cas, u_w/U_0 représente environ 10 % de la vitesse du courant incident. Cependant, certaines configurations montrent des niveaux d'influence plus faibles (environ 6 % pour le cas contre-courant à $U_0 = 0.8$ m/s), tandis que d'autres présentent des effets plus importants pouvant atteindre 15 %. Ces variations reflètent l'influence combinée de l'amplitude de houle, de la période et de la direction du courant sur l'écoulement au voisinage de la turbine. En complément de l'approche théorique basée sur la théorie des ondes présentée, des mesures par vélocimétrie par images de particules (PIV) sont également effectuées pour évaluer les profils réels de vitesse orbitale en amont de la turbine. Les mesures sont effectuées à l'aide de caméras Hisense Zyla de 5.5 millions de pixels, avec une profondeur de gris de 16 bits par pixel. L'acquisition est effectuée à une fréquence d'échantillonnage de $f_s = 15$ Hz, pendant une durée de 120 s. Les plans PIV verticaux s'étendent sur 0,60 m dans le sens longitudinal et couvrent la hauteur de la turbine. La résolution spatiale dans les directions longitudinale et verticale est de $dx = dz = 0.01$ m.

La figure 3.5 présente les profils de vitesse à trois positions dans le plan. Les différences soulignent l'effet inductif de la turbine, avec une diminution de 7 % des profils de vitesse moyens entre $x =$ -0.6 m et $x =$ -0.4 m. De plus, l'influence de l'action des vagues est observable à travers l'écart type des profils de vitesse. Les fluctuations deviennent de plus en plus importantes à

mesure que l'on s'approche de la surface, reflétant l'évolution des vitesses orbitales des vagues en fonction de la profondeur. Cette tendance souligne la distribution non uniforme de l'énergie des vagues le long de la profondeur, avec des vitesses orbitales plus fortes près de la surface libre.

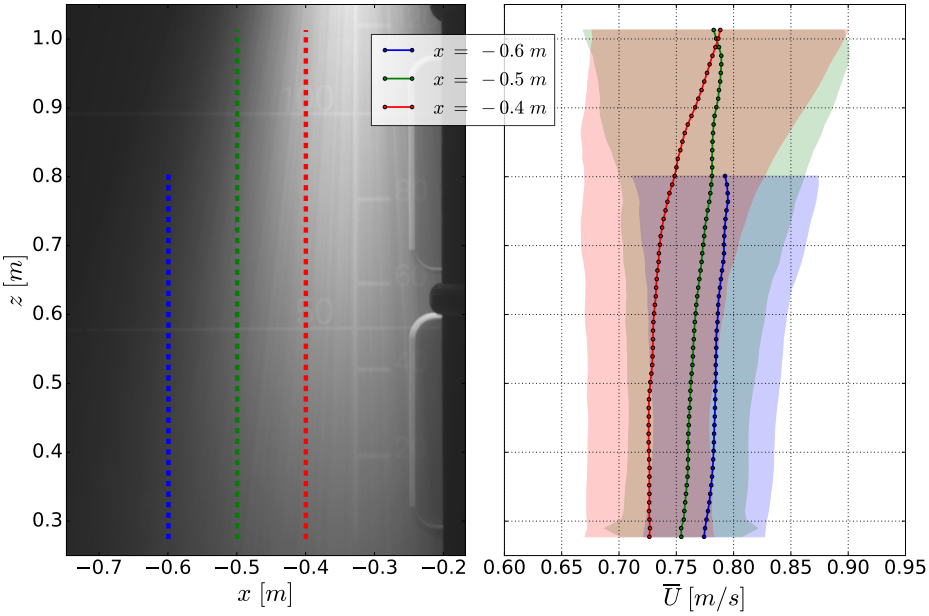
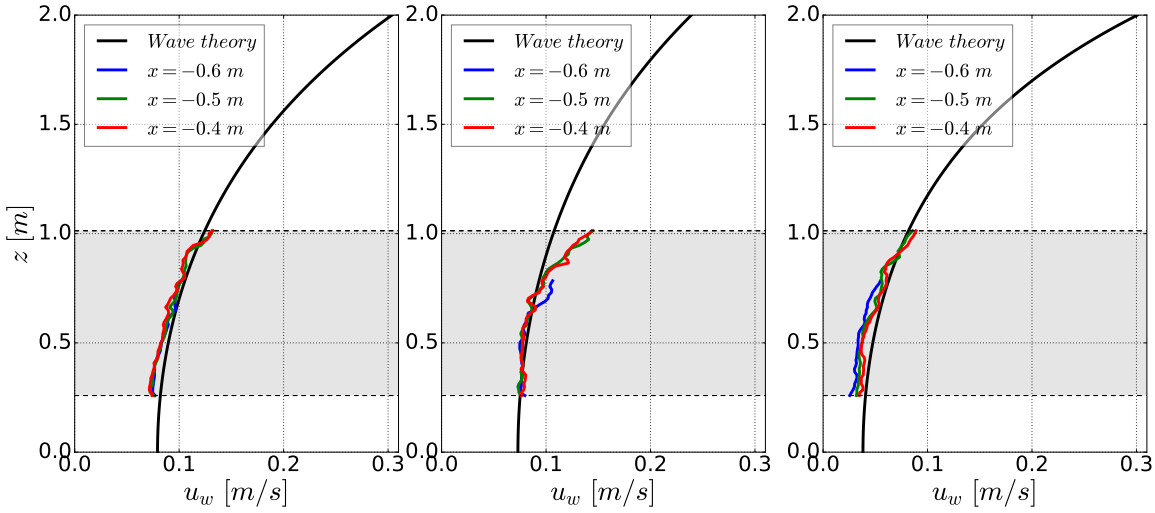


Figure 3.5 – Plan PIV en amont de la turbine pour le cas $F060_A2$. Les profils de vitesse orbitale sont extraits des positions des trois lignes en pointillés présentées dans le plan.

Ces mesures permettent d'effectuer une comparaison directe entre les prédictions théoriques et les champs de vitesse mesurés expérimentalement. La figure 3.6 montre la comparaison expérimentale / théorique pour trois cas de houle, en tenant compte des trois niveaux de u_w/U_0 observés précédemment.



(a) $F060_A2$, $U_0 = 0.6$ m/s **(b)** $F060_A2$, $U_0 = 0.8$ m/s **(c)** $F045_opp$, $U_0 = 0.8$ m/s

Figure 3.6 – Profils expérimentaux de vitesse u_w (PIV) comparés à la théorie de houle. La comparaison est effectuée pour trois cas avec différents rapports u_w/U_0. À gauche : F060_A2 à $U_0 = 0.6$ m/s. Au centre : F060_A2 à $U_0 = 0.8$ m/s. À droite : F045_opp à $U_0 = 0.8$ m/s.

La vitesse orbitale est déduite des mesures expérimentales en appliquant un filtre passe-bande étroit autour de la fréquence moyenne des vagues [f_{wave} - 0.05 ; f_{wave} + 0.05] Hz. Le profil de vitesse orbitale peut alors être capturé à partir des mesures sur la hauteur de la turbine. Les résultats obtenus dans les conditions de vagues testées montrent une bonne concordance entre les profils mesurés et théoriques en termes d'amplitude de vitesse et de distribution verticale, les différences entre les profils expérimentaux et théoriques se situant dans les limites de l'incertitude de mesure associée à la mesure PIV (environ 6 à 8 % selon la méthode GUM). Cette cohérence, associée aux faibles valeurs de KC (< 0.2), justifie l'utilisation des profils de vitesse théoriques dans le reste de l'étude comme représentation fiable et systématique de l'écoulement induit par les vagues.

3.1.3 Etude du comportement de la turbine

Acquisitions temporelles

Pour illustrer tout d'abord la nature des mesures acquises, la figure 3.7 donne un exemple représentatif des signaux d'élévation de la surface libre et de couple de la turbine. La fenêtre temporelle représentée correspond à une partie de l'enregistrement située après $t = 40$ s, une fois que le train de vagues est pleinement établi et que le régime transitoire initial associé au démarrage du mouvement du batteur à houle s'est dissipé.

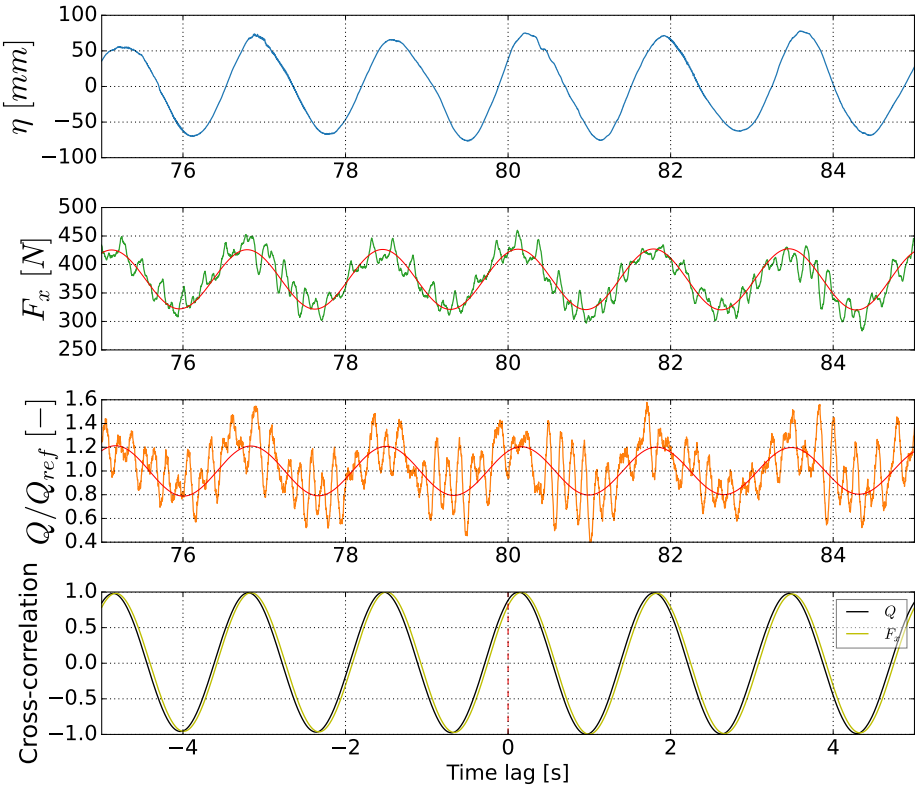


Figure 3.7 – Signaux bruts et corrélation croisée à partir des mesures sur une plage de 10 s, au point de fonctionnement optimal (TSR = 2.2) dans le cas $F060_A1$ pour $U_0 = 0.8$ m/s. Les signaux d'effort et de couple filtrés autour de la fréquence de houle [f_{wave}-0.05 ; f_{wave}+0.05] Hz sont affichés en rouge. Le signal de couple est normalisé par la valeur de référence Q_{ref}, la valeur moyenne du couple du signal.

Le signal brut $\eta(t)$ mesuré par la sonde à houle positionnée à la verticale de la machine en $x = 0$ présente une oscillation presque monochromatique, avec une amplitude et une fréquence

stables. Les paramètres évalués sont cohérents avec les conditions de houle régulière imposées, malgré quelques variations liées à la précision de la sonde et à l'état de surface libre. Les signaux bruts de couple et d'effort contiennent plusieurs contributions superposées, comprenant l'impact périodique induit par les vagues (signal filtré par passe-bande autour de la fréquence de houle en rouge), des fréquences plus élevées correspondant aux fréquences rotationnelles des colonnes, puis le bruit turbulent apporté par l'écoulement. Les signaux à la composante de houle présente une périodicité claire, synchrone avec l'élévation de la surface, mettant en évidence les variations induites par les vagues. La fonction de corrélation croisée appliquée à ces signaux présente une structure périodique forte à la période de houle imposée, avec un maximum prononcé situé près d'un décalage temporel nul (environ 0.15 s). L'absence de décalage significatif souligne encore davantage le couplage élevé entre la cinématique des vagues incidentes et la réponse globale de la turbine.

Cela confirme à la fois la régularité du train de houle généré et la répétabilité du forçage hydrodynamique appliqué à la turbine.

Etude du couple et stabilité

Cette section se concentre sur la dynamique du couple sous l'effet de la houle, le système étant contrôlé à une vitesse de rotation fixe ω. Le cas $U_0 = 0.8$ m/s est considéré comme la condition de fonctionnement principale pour les parties suivantes et fournit une référence solide pour l'évaluation des fluctuations induites par la houle. Les résultats complémentaires obtenus pour $U_0 = 0.6$ m/s sont également présentés à des fins de comparaison. Un cas de référence avec courant seul (REF) est également considéré, avec le batteur à houle et la plage immergés.

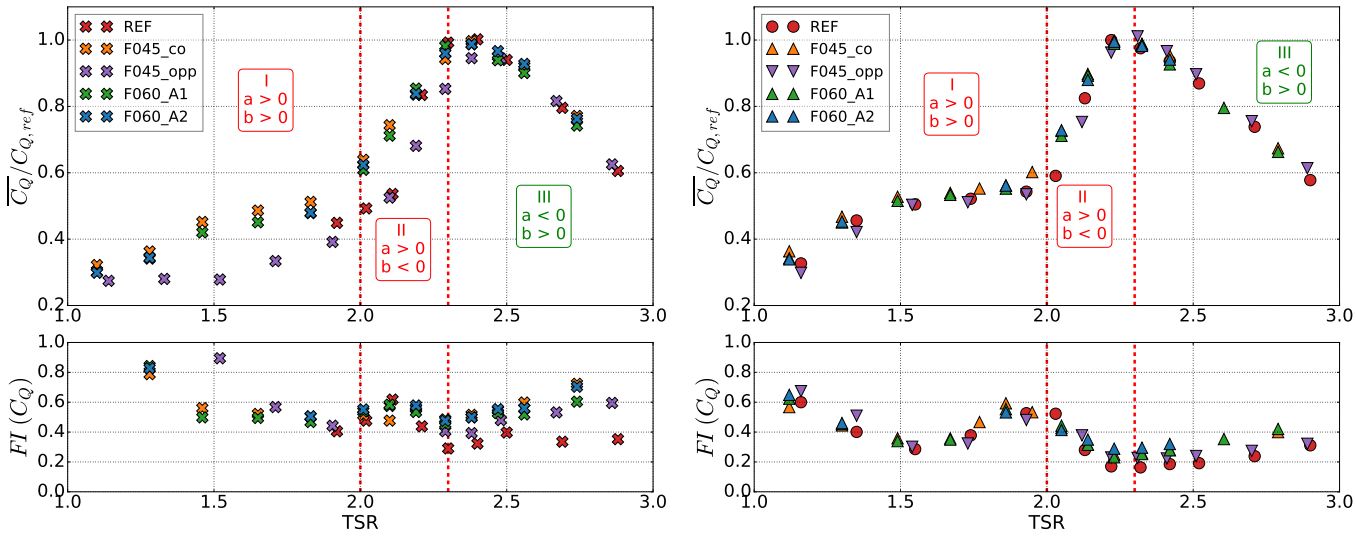


Figure 3.8 – Courbes de $\overline{C_Q}/\overline{C_{Q,ref}}$ et FI(C_Q) pour le cas de référence (courant seul) et les cas de houle testés. $C_{Q,ref}$ est défini comme le maximum du coefficient de couple obtenu sans houle pour la vitesse d'écoulement U_0.

La figure 3.8 présente l'évolution du coefficient de couple moyen $\overline{C_Q}$, normalisé par le coefficient de couple maximal de référence $\overline{C_{Q,\mathrm{ref}}}$ (obtenu pour les cas REF à chaque vitesse) en fonction du TSR. L'intensité de fluctuation $FI(C_Q)$ est également affichée.

L'intensité des fluctuations FI met en évidence l'impact de l'instabilité induite par les vagues sur la puissance produite liée notamment à la fluctuation forte de vitesse incidente. L'introduction de la cinématique de houle entraîne une augmentation marquée des fluctuations en comparaison au cas de référence, en particulier à proximité et au-delà du point de

fonctionnement optimal (passage de 15% sans houle à 30% avec superposition de houle vers TSR = 2.2). Pour une vitesse d'écoulement de $U_0 = 0.8$ m/s, le niveau de fluctuation le plus élevé est observé pour la configuration $F060_A2$, avec un $FI(C_Q)$ atteignant 30 % au TSR optimal. Une telle instabilité souligne la sensibilité de la turbine au forçage des vagues à ce régime. Des niveaux de fluctuations similaires sont observés entre les cas $F060_A1$ et $F045_A1$ (10 % à 15 % d'augmentation par rapport au cas référence), bien que le cas $F045_A1$ présente des amplitudes de vagues environ 15 % inférieures à celles du cas $F060_A1$.

À la vitesse d'écoulement $U_0 = 0.6$ m/s, les tendances sont globalement cohérentes avec les résultats obtenus à $U_0 = 0.8$ m/s, mais avec des effets relatifs encore plus marqués : les intensités de fluctuations atteignent 50 % sur l'ensemble des TSR testés, avec des niveaux similaires dans les différents cas de houle. Par rapport au cas de référence, cela représente une variabilité jusqu'à deux fois plus importante à partir de TSR$\geq$ 2.3. Il convient également de noter que les variations relatives des coefficients moyens pour $TSR \leq 2.0$ à $U_0 = 0.6$ m/s sont dues à l'effet du nombre de Reynolds pour le régime turbulent critique observé ici, des coefficients similaires avec ou sans houle étant obtenus pour $U_0 = 0.8$ m/s.

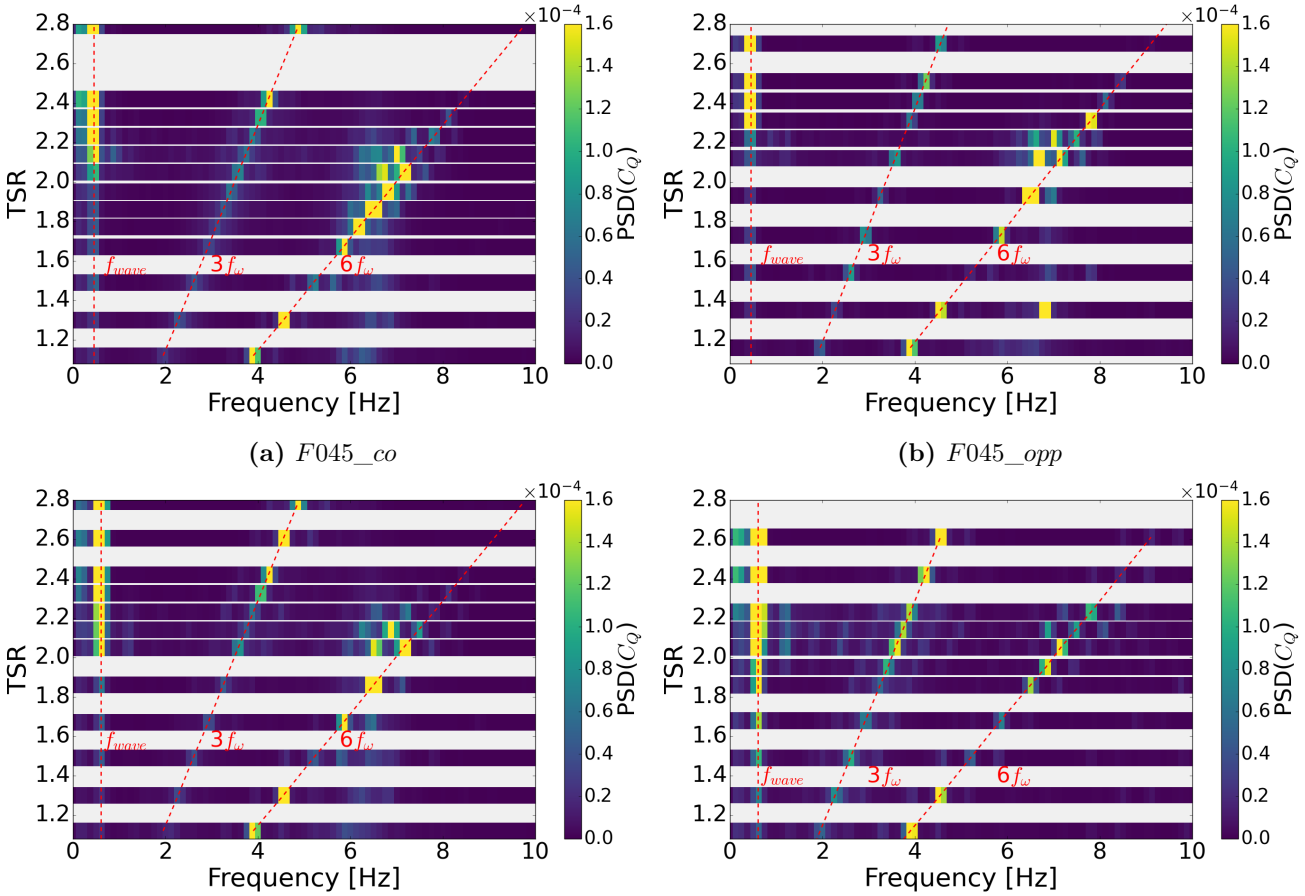
Sur la plage de TSR étudiée, l'évolution du coefficient de couple moyen peut être approximée par des formes de loi affine $C_Q(TSR) = a.TSR + b$ avec identification de trois régimes distincts sur la gamme de TSR, comme observé en section 2. Avec ou sans houle, les mêmes régimes sont obtenus, seuls les niveaux de fluctuations autour de la moyenne changent. Les fluctuations de vitesse induites par la houle aux zones de transition entre les régimes (pointillés rouges sur la figure) peuvent conduire la machine à évoluer sur deux régimes, altérant sa stabilité. Dans ce contexte, la suite de la section vise à établir les gammes de couples rencontrées autour de chaque point de fonctionnement.

Analyse spectrale

La figure 3.9 montre l'évolution de la densité spectrale du couple sur la plage de TSR en présence de houle. Les figures sont obtenues à partir des mesures à $U_0 = 0.8$ m/s. Une caractéristique évoquée précédemment en conditions stationnaires est l'évolution des harmoniques induites par le rotor : à mesure que le TSR augmente, les harmoniques dominantes passent de $6f_\omega$ à $3f_\omega$, ce qui reflète un changement dans le comportement hydrodynamique (section 2.1.1).

Pour ces cas, une composante distincte apparaît également à la fréquence de houle f_{wave}, dont l'intensité relative devient plus importante à mesure que la vitesse de rotation augmente. Cela indique que les fluctuations induites par les vagues modulent progressivement la dynamique du couple à mesure que la turbine s'approche et dépasse son point de fonctionnement optimal. Parmi les configurations, le cas $F060_A2$, associé au rapport de vitesse orbitale le plus élevé (12%), présente la contribution de houle la plus importante. À un TSR élevé, l'intensité de la PSD près de f_{wave} devient comparable voire supérieure aux composantes rotationnelles, marquant une transition entre des fluctuations de couple dominées par la rotation et dominées par le motif de houle.

Dans le cadre de cette étude, l'Empirical Mode Decomposition (EMD, section 1.3) s'est imposée comme une méthode pertinente pour analyser les signaux mesurés en présence de houle et permettre la quantification de chaque mécanisme. Contrairement aux approches spectrales classiques (FFT, ondelettes), l'EMD permet de décomposer le signal de façon adaptative en Intrinsic Mode Functions (IMFs), directement issues des signaux temporels, sans hypothèse de stationnarité ni de linéarité. Cette propriété est essentielle ici : le forçage régulier des vagues introduit dans le signal de couple des composantes non stationnaires et non linéaires, dont la fréquence instantanée peut fluctuer légèrement autour de la fréquence de houle f_{wave}. La figure 3.10 présente ainsi les modes obtenus par application aux signaux de couple pour 3 TSR



(a) $F045_co$ **(b)** $F045_opp$

(c) $F060_A1$ **(d)** $F060_A2$

Figure 3.9 – Densité Spectrale de Puissance DSP(C_Q) pour les conditions de houle générées à $U_0 = 0.8$ m/s.

et les amplitudes associées à chacun. En isolant les IMFs dont la fréquence moyenne se situe dans une bande définie autour de f_{wave} (typiquement $[f_{wave} - \Delta f,\ f_{wave} + \Delta f]$ Hz), on obtient un filtrage adaptatif de notre signal de couple qui restitue la contribution dynamique de la houle, tout en préservant l'intégrité temporelle du signal.

L'amplitude du mode relatif à la composante de houle peut ainsi être confrontée à l'amplitude des modes liés aux harmoniques de la fréquence de rotation. On définit ainsi le ratio entre amplitude du mode de houle et des modes des harmoniques de f_ω tel que :

$$r_A = \frac{A_{wave}}{A_{3f_\omega} + A_{6f_\omega}} \tag{3.8}$$

La figure 3.11 présente l'évolution de r_A en fonction du point de fonctionnement considéré. Les tendances présentées sont cohérentes avec l'analyse spectrale, le ratio augmentant progressivement avec le TSR. Pour les TSR inférieurs à 1, l'effet de la houle représente moins de la moitié de l'amplitude des composantes rotationnelles. Autour du TSR optimal, les deux amplitudes deviennent comparables (ratio de 1 :1 pour TSR ≈ 2.3) et atteignent rapidement 1.5. L'influence de la houle apparaît comme dépendante du TSR, jusqu'à devenir prédominante à partir du point de fonctionnement optimal.

Cette tendance est reproduite pour les différentes amplitudes, périodes et directions de propagation. Une dynamique comparable est observée pour les essais à $U_0 = 0.6$ m/s, ce qui confirme la robustesse de ces conclusions.

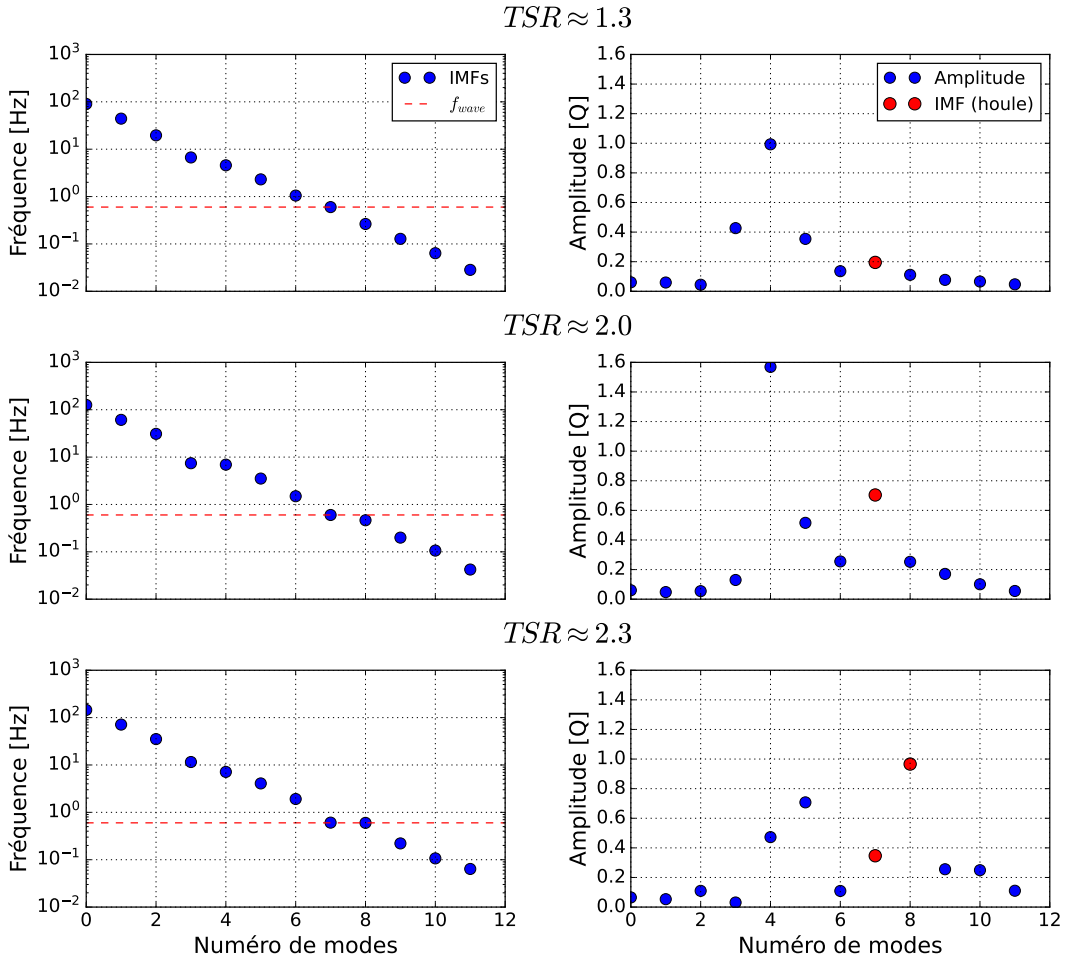


Figure 3.10 – Fréquences et amplitudes des modes énergétiques obtenus par EMD. La fréquence de houle f_{wave} et l'amplitude du mode relatif sont présentés en rouge.

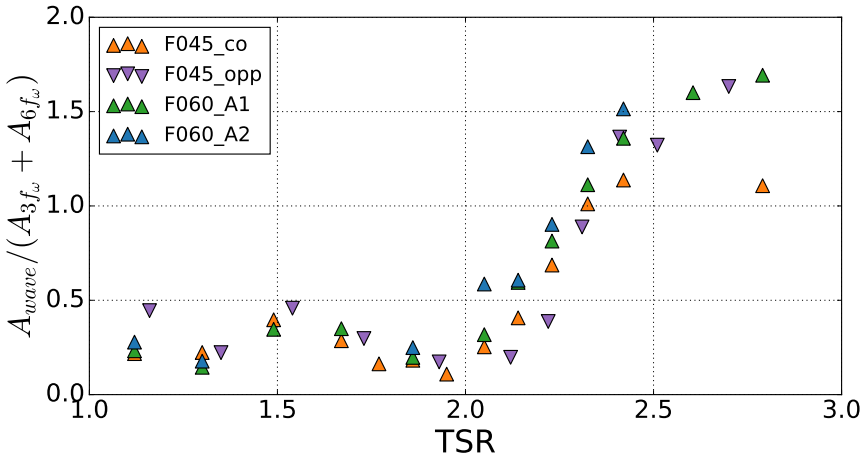


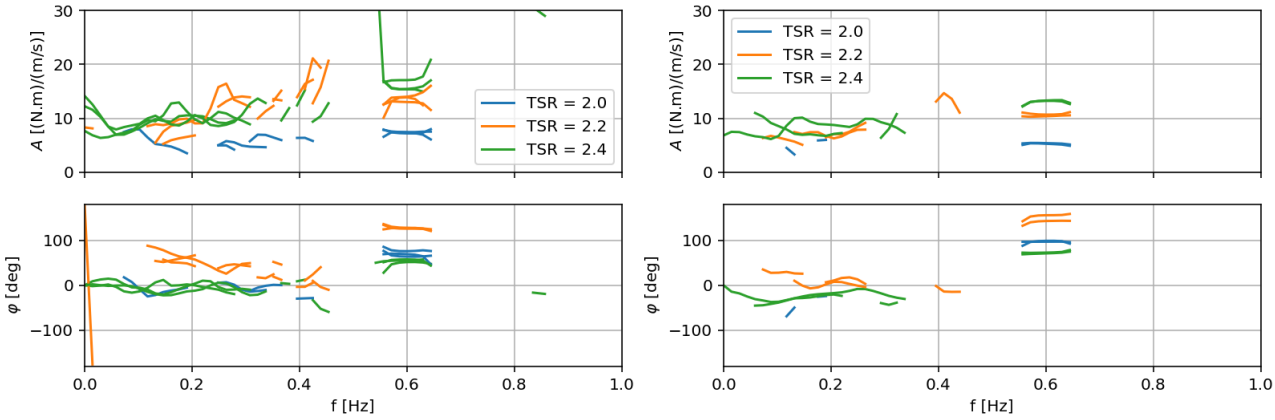
Figure 3.11 – Rapport r_A des amplitudes des modes EMD aux fréquences de houle et rotationnelles pour l'ensemble des TSR testés.

3.1.4 Définition d'une fonction de transfert du couple

La méthode des fonctions de réponse fréquentielle (Response Amplitude Operator, ou RAO) est classiquement utilisée en hydrodynamique offshore pour quantifier la réponse d'un système linéaire soumis à une excitation harmonique, généralement la houle. Elle permet de caractériser la sensibilité d'une structure ou d'un système à une entrée périodique selon la fréquence, en décrivant à la fois l'amplitude de la réponse et son déphasage. Les RAO sont largement employés pour prédire les mouvements des structures flottantes (heave, pitch, surge), les chargements hydrodynamiques, les efforts sur des fondations ou des ancrages, ou encore la tension dans des lignes d'amarrage (Faltinsen 1990 ; Chakrabarti 2005). Dans le cadre des énergies marines renouvelables, cette approche a été utilisée pour estimer les chargements sur les pales de turbines soumises à une houle incidente (Gaurier et al. 2022a), ou la réponse de plateformes houlomotrices et hydroliennes flottantes.

La méthode RAO est ici appliquée aux données expérimentales afin de définir une fonction de transfert reliant la vitesse incidente mesurée $U(t)$, en amont de la colonne de rotor $C1$, par PIV au couple hydrodynamique $Q(t)$. Cette approche repose sur l'hypothèse d'un comportement quasi linéaire du système dans un voisinage fréquentiel restreint (autour de la fréquence de houle f_{wave}), hypothèse classiquement adoptée en hydrodynamique offshore pour l'analyse de réponses périodiques. L'objectif est ainsi d'établir la contribution des informations basses fréquences pour la reconstruction du couple à partir de la vitesse incidente. Pour cela, la cohérence est calculée entre les signaux de couple mécanique et de vitesse. Un seuil de sélection est alors établi : la cohérence doit être supérieure à $C = 0.5$ pour que la bande fréquentielle concernée soit considérée.

La Figure 3.12 présente les RAO obtenus en amplitude et en phase pour différentes configurations expérimentales, correspondant à deux vitesses moyennes d'écoulement ($U = 0.6$ m/s et $U = 0.8$ m/s), à la fréquence de houle $f_{wave} = 0.60$ Hz ($F060_A1$ et $F060_A2$) et trois TSR spécifiques (précisés pour chaque figure). Le choix des TSR est fait pour mener l'étude au voisinage du TSR optimal, pour trois paliers de couple différents.



(a) $f_{wave} = 0.60$ Hz, $U_0 = 0.8$ m/s **(b)** $f_{wave} = 0.60$ Hz, $U_0 = 0.6$ m/s

Figure 3.12 – RAO appliquées aux données expérimentales pour les différents cas de houle à $f_{wave} = 0.60$ Hz.

Pour tous ces cas, une réponse cohérente est observée pour les basses fréquences situées entre 0 et 0.40 Hz avec une amplitude RAO relativement similaire entre 8 et 10 (N.m)/(m/s). Cette gamme de fréquences est associée aux plus larges structures turbulentes émises dans l'écoulement. Une autre réponse du couple est observée au voisinage de la fréquence de houle imposée, caractérisée par une amplitude RAO relativement constante dans une bande fréquentielle étroite autour de f_{wave}. L'amplitude apparaît comme dépendante du TSR considéré, avec

les plus hautes amplitudes associées au plus haut TSR ici testé. Cette observation est en lien avec les conclusions précédentes, justifiant une influence de la houle augmentant avec le TSR au voisinage du régime optimal. Un déphasage proche de 100° entre la vitesse incidente et le couple est également observé autour de cette fréquence. Ces résultats confirment l'existence d'un mécanisme de transfert d'énergie de la houle vers le couple, prépondérant par rapport à l'effet de la turbulence. Cela justifie l'usage d'une approche de type RAO pour quantifier l'impact des vagues sur la réponse mécanique de la turbine.

Néanmoins, l'analyse fréquentielle met également en évidence plusieurs limites. En dehors de la bande de fréquence associée à la houle, les amplitudes et les phases présentent une forte dispersion, en particulier aux basses fréquences. Ces contributions sont liées à des phénomènes indépendents de la houle, tels que la turbulence de l'écoulement, des interactions basses fréquences rotor-écoulement et les fluctuations lentes autour du régime de fonctionnement. Dans ces bandes fréquentielles, la cohérence entre l'entrée et la sortie est plus faible, rendant l'interprétation d'une fonction de transfert linéaire moins pertinente.

Par ailleurs, l'amplitude de la RAO varie sensiblement avec le TSR et la vitesse moyenne d'écoulement, traduisant un comportement non strictement linéaire du système. Cela indique que la RAO ne peut être considérée comme une propriété intrinsèque unique de la machine, mais dépend fortement de son point de fonctionnement.

L'analyse RAO met ainsi clairement en évidence le rôle prépondérant des basses fréquences dans la dynamique du couple, celles-ci concentrant l'essentiel des fluctuations mesurées. Toutefois, au sein de cette réponse large bande, la houle se distingue par sa capacité à induire une excitation cohérente, localisée fréquentiellement et fortement corrélée à la réponse mécanique de la turbine. Elle agit ainsi comme un mécanisme majeur de la structure du couple, superposé aux contributions plus diffuses de la turbulence et des interactions rotor-écoulement.

Dans ce contexte, si l'approche RAO permet d'identifier et de quantifier cette contribution fréquentielle dominante, elle ne fournit pas en elle-même une description physique directe des mécanismes hydrodynamiques responsables des fluctuations observées. Cela motive l'introduction d'un modèle simplifié, visant à représenter explicitement l'effet de la houle à travers les contributions hydrodynamiques, tout en conservant une formulation adaptée à une analyse physique relative au point de fonctionnement.

3.1.4.1 Etude de la distribution en phase de $C_{Q,wave}$

Afin d'illustrer le comportement mécanique du couple de la turbine face aux conditions de houle et la complexité d'établir une fonction de transfert unique, la figure 3.13 présente le coefficient de couple $C_{Q,\mathrm{wave}}(\phi)$ représenté en fonction du TSR modulé par la houle (McNaughton et al. 2025) pour une phase moyenne de houle dont les instants de phase sont notés ϕ :

$$TSR_{\mathrm{wave}}(\phi) = \frac{\omega R}{U_{wave}(\phi)} \; ; \quad C_{Q,wave}(\phi) = \frac{Q_{wave}(\phi)}{\frac{1}{2}\,\rho\, S_{ref}\, R\, U^2_{wave}(\phi)}$$

Le TSR n'est ainsi pas unique mais parcourt une plage de valeurs TSR_{wave} en raison de la modulation de vitesse rencontrée par l'écoulement incident, du fait du mouvement orbital dans la colonne d'eau. Les trajectoires moyennes en phase décrites ici suivent des tendances elliptiques distinctes dans l'espace $(TSR_{\mathrm{wave}}, C_{Q,\mathrm{wave}})$. Sur une grande partie du cycle, la distribution de C_Q suit la tendance de la courbe du coefficient de couple moyen $C_Q(TSR)$, représentée par la ligne continue. Cela indique qu'en première approximation, l'effet principal de la houle régulière est une modulation de la vitesse en entrée ; le coefficient C_Q évolue donc le long de la courbe équivalente à celle obtenue sous conditions stationnaires. Cependant, la différence de valeur observée pour un même TSR_{wave} traduit ici un effet d'hystérésis. La relation n'est pas directement linéaire et dépend de la phase orbitale. Cette observation démontre

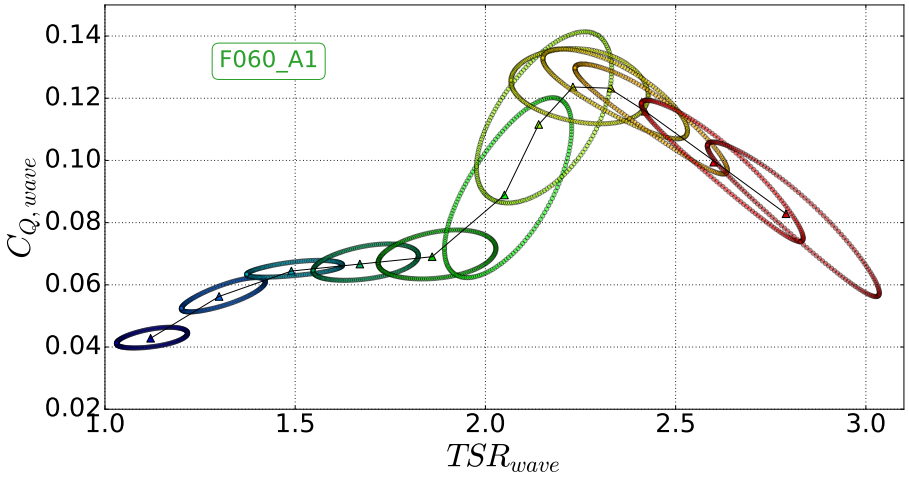


Figure 3.13 – Distribution en phase du coefficient de couple relatif à la contribution de houle $C_{Q,wave}$ en fonction du TSR relatif à la houle TSR_{wave}. Les résultats expérimentaux sont présentés pour le cas $F060_A1$ pour $U_0 = 0.8$ m/s.

que la réponse du couple ne peut être décrite seulement comme une fonction quasi-stationnaire du TSR_{wave} instantané en présence de houle. La description elliptique révèle des mécanismes supplémentaires dépendants de la phase, principalement associés à des effets inertiels et à des déphasages des maxima entre la vitesse d'écoulement, l'accélération orbitale et la réponse mécanique du couple.

Les parties précédentes ont permis de caractériser la réponse mécanique de la turbine OQ 2.5 soumise à des conditions de houle, à travers des analyses temporelles et fréquentielles. Les méthodes appliquées, notamment via une décomposition des modes énergétiques du signal de couple par EMD, se sont révélées pertinentes pour identifier les composantes dominantes de la réponse de couple. Cela a également permis de quantifier l'amplitude des fluctuations induites par la houle. Toutefois, ces analyses mettent également en évidence une limite majeure d'une description purement basée sur une fonction de transfert linéaire. Les effets de houle avec la modulation de vitesse incidente et également un effet inertiel contribuent à la distribution de ce coefficient en phase. Ces effets apparaîssent également comme dépendant du TSR considéré. Les résultats expérimentaux montrent en effet que l'influence inertielle de la houle est réduite aux faibles TSR, s'amplifie à proximité du régime optimal, puis tend à être amortie aux TSR plus élevés.

Dans cette optique et dans une perspective de modélisation orientée conception et dimensionnement, il est ici pertinent de rechercher un modèle simple et physiquement interprétable, capable de décrire l'effet de la houle tout en intégrant explicitement la dépendance au TSR. Pour cela, un modèle paramétrique inspiré de la formulation de Morison est introduit dans la suite.

3.1.5 Modélisation paramétrique de type Morison

3.1.5.1 Modèle de Morison réadapté

Les formulations type Morison sont généralement utilisées en ingénierie offshore pour représenter les chargements hydrodynamiques sur des corps rigides exposés à des conditions combinées de houle et de courant (Morison et al. 1950 ; Marty et al. 2022). Dans le domaine des énergies renouvelables, ces modèles hydro-inertiels ont prouvé leur robustesse dans le domaine industriel (Konstantinidis et al. 2017). Ils sont par exemple utilisés pour la pré-

vision du chargement global et les réponses locales de structures fixes telles que les fondations monopieux (Húsgard et al. 2020) et jackets (Bai et al. 2025) pour les turbines offshore soumises à des écoulements instables. Appliquée aux hydroliennes, cette formulation fournit un modèle simplifié et physiquement interprétable des fluctuations des chargements induits par le mouvement orbital dans la colonne d'eau (Schmitt et al. 2016 ; Jesus Henriques et al. 2022). Des études telles que Fu et al. 2021 ont également démontré une influence significative sur l'amplitude et la phase du chargement sous l'interaction houle-courant.

Divers organismes de classification et institutions techniques ont étendu ou adapté les formulations de type Morison pour les appliquer aux systèmes EMR. Ces adaptations sont spécifiées dans les normes de conception et comprennent des ajustements des coefficients hydrodynamiques (Bureau Veritas 2015). Cela implique l'utilisation de techniques de linéarisation et de stratégies de mise en oeuvre dans le domaine temporel pour les environnements couplés vagues-courants (Bureau Veritas 2015) notamment dans les codes de conception et les logiciels d'ingénierie.

Dans le cadre de l'évaluation des variations du productible, ce concept est ici étendu à l'analyse du couple mécanique d'une turbine à axe vertical soumise à des conditions instationnaires. Sur la base de l'équation de Morison, une formulation de premier ordre du couple lié à la houle peut être écrite sous la forme :

$$Q_{wave}(t) = \frac{1}{2}\ \rho\ S_{ref}\ R\ C_Q\ U_{wave}(t)^2 + \rho\ V_{ref}\ R\ C_{MQ}\ \frac{dU_{wave}(t)}{dt} \tag{3.9}$$

où C_Q est le coefficient hydrodynamique classiquement défini en écoulement stationnaire et C_{MQ} représente un terme inertiel associé aux accélérations orbitales. Ce dernier est généralement relié à un coefficient de masse ajoutée ($c_m = 1 - C_{MQ}$), dépendant de la structure étudiée.

Toutefois, cette formulation ne prend pas en compte la dépendance du couple au point de fonctionnement de la turbine, alors même que les analyses spectrales présentées en section 3.1.3 ont mis en évidence une réponse fortement dépendante du TSR.

Afin d'introduire explicitement cette dépendance, la formule est réécrite en s'appuyant sur l'expression en loi affine donnée précédemment :

$$C_{Q,wave}(t) = C_{Qa}.TSR_{wave}(t) + C_{Qb}$$

Néanmoins, cette écriture ne permet pas d'identifier explicitement le coefficient de couple moyen sous houle. Afin de conserver un lien direct avec les régimes moyens mis en évidence, le coefficient de couple est réexprimé autour du TSR moyen noté TSR_0 :

$$C_{Q,\text{wave}}(t) = C_{Q0} + C_{Q1}(TSR_{wave}(t) - TSR_0) \tag{3.10}$$

avec

$$C_{Q0} = C_{Qa}.TSR_0 + C_{Qb} \quad \text{et} \quad C_{Q1} = C_{Qa}$$

En réinjectant cette expression dans la formulation de Morison, le couple lié à la houle s'écrit :

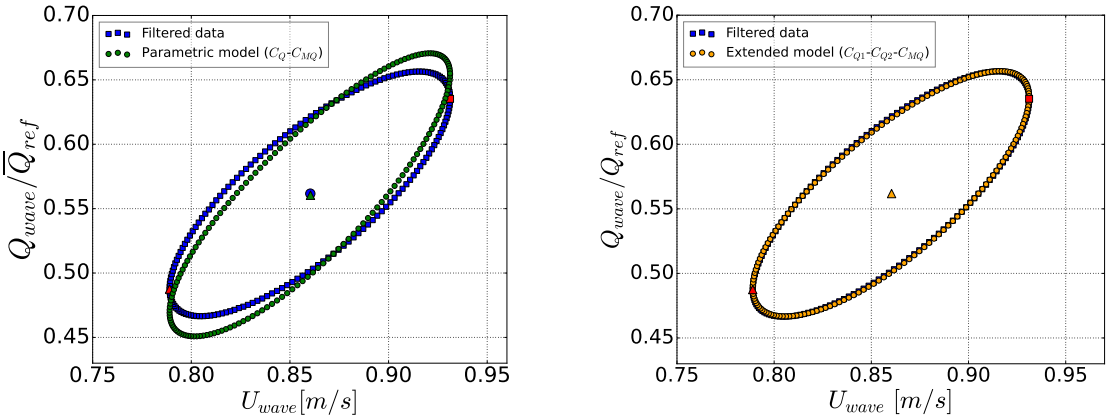
$$\begin{aligned} Q_{wave}(t) = & \underbrace{\tfrac{1}{2}\rho S_{ref} R C_{Q1}[TSR_{wave}(t) - TSR_0]U_{wave}(t)^2}_{(1)} \\ & + \underbrace{\tfrac{1}{2}\rho S_{ref} R C_{Q0} U_{wave}(t)^2}_{(2)} \\ & + \underbrace{\rho V_{ref} R C_{MQ} \tfrac{dU_{wave}(t)}{dt}}_{(3)} \end{aligned} \tag{3.11}$$

Cette formulation distingue clairement trois contributions :
(1) un terme dynamique lié aux fluctuations locales de TSR autour du TSR moyen,
(2) un terme hydrodynamique moyen équivalent,
(3) un terme inertiel associé aux accélérations orbitales.

Le coefficient C_{Q0} correspond ainsi au coefficient de couple moyen équivalent en conditions de houle et s'apparente directement aux valeurs moyennes de couple obtenues en section 3.1.3.

Le coefficient C_{Q1} gouverne la sensibilité du couple aux variations instantanées de TSR induites par la houle. D'un point de vue physique, il représente la pente locale de la réponse du couple/TSR activée par la dynamique de houle et peut être interprété comme un coefficient analogue au critère de stabilité classiquement étudié en régime stationnaire.

En négligeant temporairement le terme inertiel, cette formulation permet une lecture directe des effets sur la stabilité induits par la houle. La pente de régime obtenu en houle (définie par C_{Q1}) peut être comparée à la pente de la réponse moyenne (traduite par $dC_{Q0}/dTSR$). Ainsi, des valeurs positives de $C_{Q1} - dC_{Q0}/dTSR$ indiquent une amplification des fluctuations de couple avec les excursions de TSR (pentes en présence de houle plus importantes), tandis que des valeurs négatives correspondent à un comportement d'amortissement (diminution des excursions de couple). Ce cadre fournit ainsi une interprétation unifiée, fondée sur la stabilité et ouvre des perspectives pour le développement de stratégies de contrôle tenant compte de la modulation périodique du point de fonctionnement induite par les vagues.



(a) **(b)**

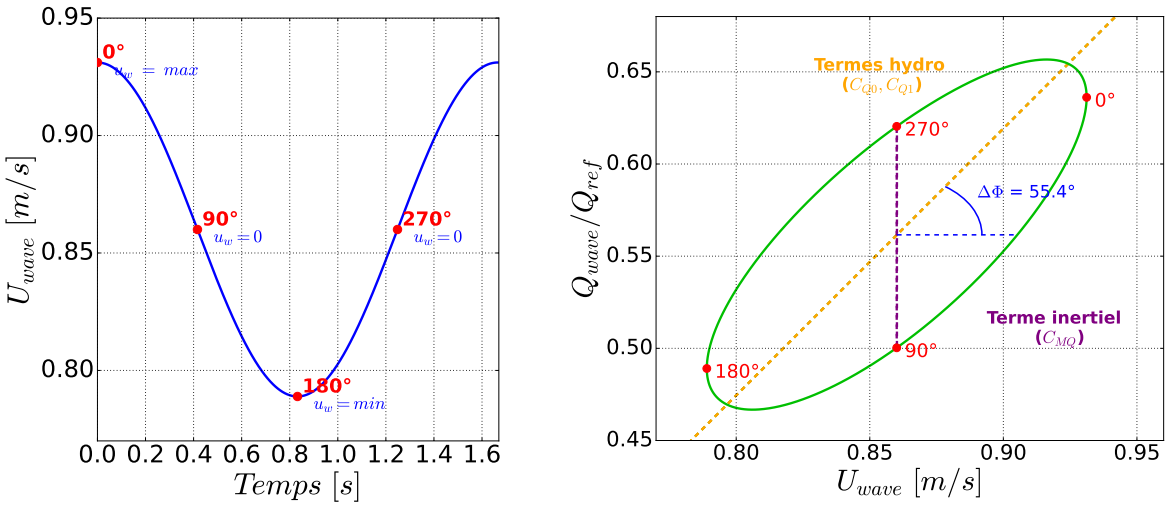
Figure 3.14 – Fluctuations du couple induites par la houle au TSR $\sim$ 1.8, pour le cas $F060_A1$. (a) représentation utilisant la formulation simplifiée "$C_Q - C_{MQ}$". (b) représentation obtenue à partir de la formulation donnée par l'équation 4.1.3, utilisant les coefficients empiriques C_{Q0}, C_{Q1} and C_{MQ}.

La figure 3.14 compare la distribution du couple filtré à la fréquence de houle et moyenné en phase pour un point de fonctionnement à TSR = 1.8 avec les résultats du modèle. La sous-figure (a) présente la formulation simplifiée ne comportant qu'un terme hydrodynamique constant, tandis que la sous-figure (b) correspond au modèle développé intégrant une dépendance explicite au TSR ($C_{Q,\text{wave}}(t) = C_{Q0} + C_{Q1}(TSR_{wave}(t) - TSR_0)$).

Cette figure met en évidence la structure de phase de la réponse du couple pour les deux formulations. Le modèle simplifié ne parvient pas à reproduire correctement l'amplitude de l'hystérésis observée expérimentalement. En particulier, les valeurs extrêmes du couple sont sur-estimées pour ce TSR. À l'inverse, la formulation proposée intégrant un coefficient hydrodynamique dépendant du TSR rend mieux compte de l'interaction dynamique entre le mouvement du rotor et l'écoulement incident modulé par la houle. Ce modèle permet non seulement une meilleure estimation des tendances de couple, mais capture également de ma-

nière plus fidèle l'orientation et les extrema au cours du cycle de houle.

Ces résultats confirment l'intérêt de l'introduction d'une dépendance au point de fonctionnement instantané pour décrire la réponse mécanique de la turbine. Cela soutient l'utilisation de cette formulation dans une optique de modélisation plus réaliste et plus pertinente pour le dimensionnement et l'analyse du chargement en conditions houle-courant.



(a) Vitesse modifiée par la houle U_{wave} [m/s]

(b) Moyenne de phase de Q_{wave}

Figure 3.15 – Analyse physique des fluctuations de couple induites par la houle au TSR ~ 1.8 pour le cas $F060_A1$. Les contributions de chaque terme de l'équation 4.1.3 sont associées aux dimensions d'ellipse.

Afin d'approfondir la description du modèle, la figure 3.15 propose une analyse physique détaillée de Q_{wave}, moyenné en phase, pour le cas de houle $F060_A1$ à un point de fonctionnement au voisinage de $TSR \simeq 1.8$. La figure 3.15a présente l'évolution de la vitesse modifiée par la houle U_{wave} sur une période de houle. Plusieurs phases caractéristiques sont mises en évidence à intervalles de 90°, correspondant aux maxima, minima et passages par zéro de la vitesse orbitale u_w.

La figure 3.15b montre la réponse correspondante du couple, exprimée dans le plan de phase. La trajectoire elliptique obtenue traduit la contribution conjointe des termes hydrodynamiques associés aux coefficients C_{Q0} et C_{Q1}, ainsi que du terme inertiel gouverné par le coefficient C_{MQ}. Les marqueurs rouges indiquent les mêmes phases caractéristiques que celles représentées en figure 3.15a, permettant une comparaison directe entre les fluctuations instantanées de vitesse induites par la houle et la réponse en couple dans le plan de représentation.

Un extremum de la vitesse orbitale induit bien un extremum de la composante U_{wave} ; toutefois, celui-ci ne correspond pas ici à un extremum du couple. Ce déphasage est imposé par la contribution inertielle, qui introduit un retard temporel entre les composantes du couple liées à la vitesse et à l'accélération.

L'angle entre l'axe horizontal et l'axe associé aux termes hydrodynamiques est défini sur le repère comme $\Delta\Phi$. Cet angle constitue un indicateur pertinent de l'orientation de l'ellipse, la notation sera utilisée pour la comparaison des différents cas de houle.

Cette double représentation met ainsi en évidence les mécanismes par lesquels la cinématique de houle impacte la dynamique de la turbine et permet d'attribuer clairement la déformation elliptique observée à la superposition des contributions hydrodynamiques et inertielle.

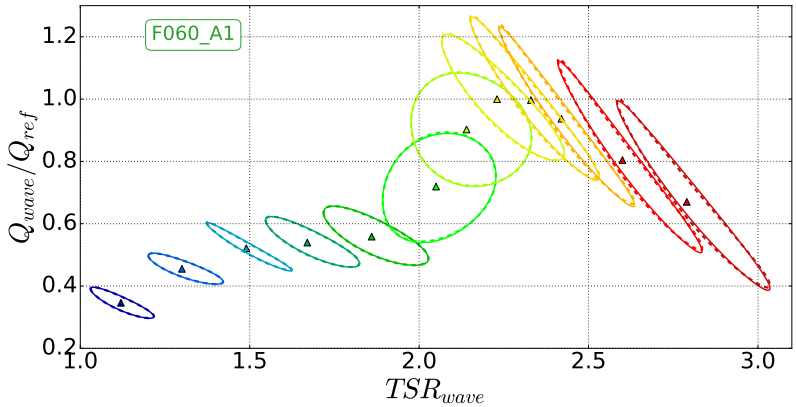


Figure 3.16 – Comparaison des moyennes de phase des valeurs expérimentales (pointillés) avec les valeurs de couple recalculé à l'aide du modèle et de ses coefficients (traits continus). Les résultats présentés sont ceux obtenus pour le cas $F060_A1$ à $U_0 = 0.8$ m/s.

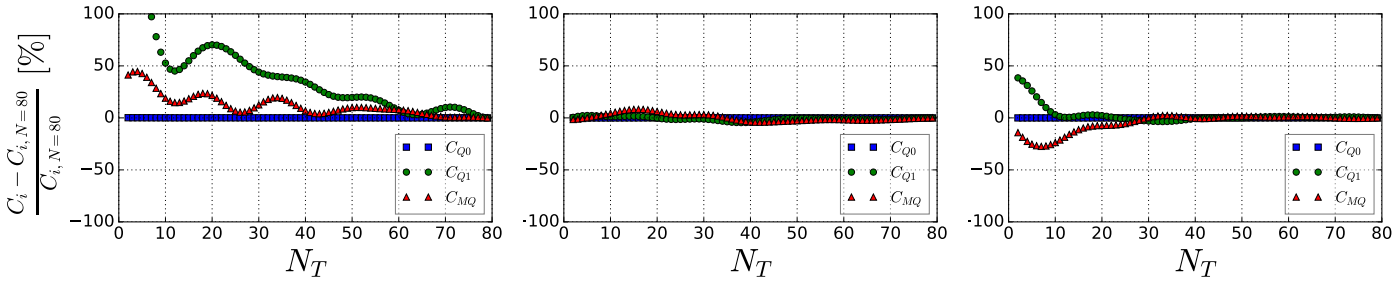
La figure 3.16 représente ainsi le couple reconstruit moyenné en phase selon TSR_{wave}. Il est établi que, pour cette figure et la suite de l'étude, c'est la valeur du couple obtenu (normalisé par une valeur de référence Q_{ref}) à partir du modèle de Morison étendu et non $C_{Q,wave}$ qui est représentée.
Pour chaque point de fonctionnement testé, il apparaît que la modélisation par les coefficients moyens empiriques reproduit fidèlement la phase moyenne du couple sur un cycle de houle. Pour la suite de l'étude, les représentations se baseront sur les distributions obtenues par la formulation de Morison étendue.

3.1.5.2 Convergence des coefficients extraits des séries temporelles

Les coefficients hydrodynamiques (C_{Q0}, C_{Q1}) et le coefficient inertiel (C_{MQ}) sont identifiés par ajustement des moindres carrés non linéaires entre le couple mesuré et le modèle. Cependant, ces coefficients peuvent dépendre de la durée de la fenêtre temporelle considérée. L'utilisation d'un nombre trop faible de périodes de houle peut conduire à une forte variabilité des coefficients estimés, en raison du caractère instationnaire de la réponse mécanique et de la représentativité statistique limitée de l'échantillon. Afin d'évaluer la robustesse et la convergence des résultats du modèle de Morison étendu, une analyse de convergence dédiée est menée à partir des mesures du cas $F060_A1$ à $U_0 = 0.8$ m/s. À l'inverse, l'analyse de fenêtres temporelles excessivement longues peut introduire des biais liés à réflexion de la houle ou de modes propres se développant dans la veine d'essais, conduisant à des dérives lentes de l'effet de houle et affectant l'identification des coefficients.

Afin de quantifier cette sensibilité, les coefficients sont recalculés pour un nombre croissant de périodes de houle N_T, allant de 2 à 80 vagues. Pour chaque valeur de N_T, un segment temporel centré sur N_T périodes de houle consécutives est extrait, puis les coefficients du modèle sont identifiés. L'évolution des coefficients en fonction de N_T fournit ainsi une évaluation directe de leur convergence. Afin de caractériser la variabilité résiduelle associée à chaque valeur de N_T, une moyenne glissante et un écart à la valeur finale sont calculés, permettant d'estimer des intervalles de confiance sur les coefficients extraits. Cette démarche est essentielle pour déterminer le nombre minimal de périodes de houle nécessaire à l'obtention de coefficients statistiquement fiables.

La Figure 3.17 présente l'écart relatif des coefficients identifiés par rapport aux valeurs obtenues en considérant 80 périodes de houle. Pour des valeurs plus faibles de N_T, des écarts



(a) TSR = 1.3 **(b)** TSR = 2.0 **(c)** TSR = 2.3

Figure 3.17 – Convergence des coefficients empiriques suivant l'erreur relative par rapport à la valeur obtenue sur les 80 cycles de houle pour le cas $F060_A1$ à $U_0 = 0.8$ m/s. Les valeurs sont affichées tous les 2 périodes de houle ici.

marqués peuvent être observés pour certains TSR, en particulier aux faibles valeurs de TSR. Ces écarts peuvent être attribués aux amplitudes plus faibles du couple dans ces régimes, rendant l'identification plus sensible au bruit de mesure et aux fluctuations autour de la valeur moyenne. Pour l'ensemble des points de fonctionnement étudiés, les résultats montrent que les coefficients C_{Q0}, C_{Q1} et C_{MQ} atteignent une valeur stable dès qu'environ 40 périodes de houle sont incluses dans la régression.

Au-delà d'environ 30 à 40 périodes de houle, les coefficients présentent en effet une faible sensibilité à N_T, avec un écart inférieur à 5% par rapport aux valeurs obtenues pour $N_T = 80$. Ces résultats confirment la stabilité des paramètres identifiés dans cette étude et indiquent que l'utilisation de fenêtres temporelles comprenant 60 à 80 périodes de houle constitue un compromis pertinent, garantissant la robustesse de l'identification des coefficients du modèle de Morison étendu.

3.1.6 Etude des dynamiques locales

Après avoir établi la cohérence et la robustesse des coefficients identifiés, les jeux de paramètres (C_{Q0}, C_{Q1}, C_{MQ}) sont maintenant analysés pour l'ensemble des conditions de houle étudiées. Cette section vise à interpréter physiquement leur évolution en fonction du TSR, afin de caractériser les dynamiques locales et les régimes de stabilité induits par la houle.

Coefficients empiriques à $U_0 = 0.8$ m/s

Pour la vitesse d'écoulement $U_0 = 0.8$ m/s (figure 3.18), l'évolution du coefficient de couple moyen C_{Q0} suit la tendance de la courbe du coefficient de couple obtenu en état stationnaire. Le maximum de C_{Q0} est obtenu autour du TSR optimal. Les coefficients C_{Q0} obtenus entre les différents cas de houle sont ainsi similaires, comme vu en partie 3.1.3.

Le coefficient C_{Q1} présente une dépendance forte vis-à-vis de la gamme de TSR d'intérêt, avec trois régimes particuliers correspondant à ceux établis précédemment. Pour les faibles valeurs de TSR (inférieures à 1.9), C_{Q1} présente des valeurs proches de zéro. Cela indique un couplage faible entre la dynamique locale imposée par la houle et la réponse du couple, les fluctuations cinématiques se traduisant principalement par des variations de vitesse sans impact significatif sur la tendance du régime.

En revanche, près de la zone de fonctionnement optimale, C_{Q1} atteint des valeurs positives importantes, révélant une forte augmentation des fluctuations de couple induites par la cinématique des vagues. Cela traduit une sensibilité accrue à l'effet de propagation de houle avec un TSR au voisinage du TSR optimal, cohérente avec les analyses précédentes. Au-delà du

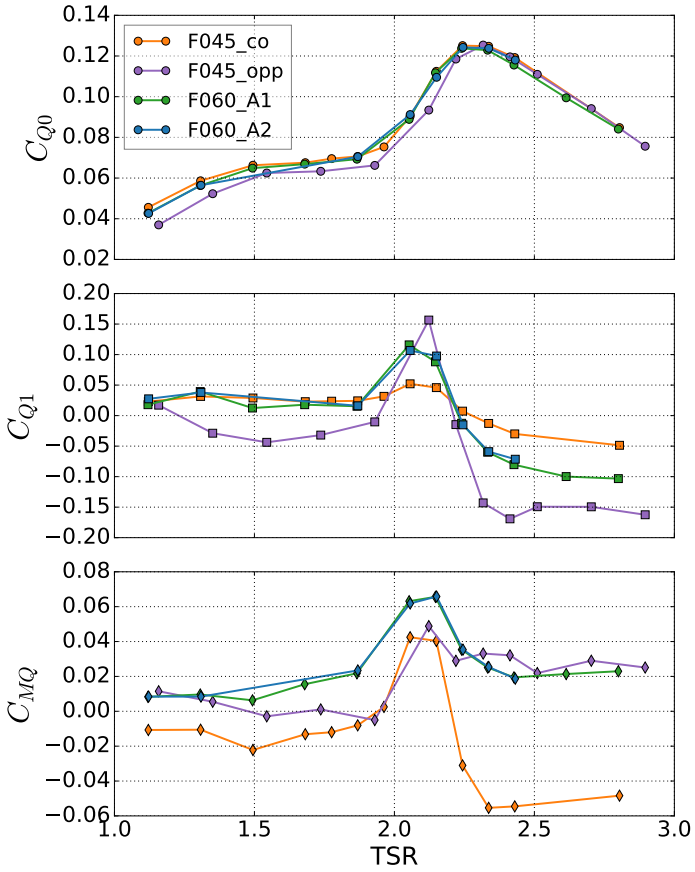


Figure 3.18 – Jeux de coefficients (C_{Q0}, C_{Q1}, C_{MQ}) obtenus pour la gamme de TSR et l'ensemble des conditions de houle à $U_0 = 0.8$ m/s.

TSR optimal, C_{Q1} devient fortement négatif, indiquant une réponse stabilisatrice de la turbine dans le régime sur-optimal.

Le coefficient d'inertie C_{MQ} présente un pic marqué autour du TSR optimal, soulignant le rôle important de l'accélération orbitale lorsque la turbine fonctionne à un rendement proche du maximum. Bien que la vitesse orbitale relative diminue avec l'augmentation de la vitesse d'écoulement, les effets d'accélération restent importants et contribuent de manière notable à la réponse instable du couple dans ce régime. À des valeurs TSR plus élevées, C_{MQ} diminue, confirmant le rôle secondaire des effets d'inertie dans des conditions fortement sur-optimales.

Afin d'analyser l'influence de la houle sur la stabilité dynamique du coefficient de couple, la Figure 3.19 compare l'évolution du coefficient C_{Q1} avec le gradient du coefficient C_{Q0} par rapport au TSR. Le gradient $dC_{Q0}/dTSR$, traduisant les tendances des régimes stationnaires, constitue en effet un critère classique de stabilité, la pente locale de la courbe $C_Q(TSR)$ gouvernant l'amplification ou l'amortissement des perturbations du point de fonctionnement. Dans la mesure où les coefficients C_{Q0} identifiés sous les différentes conditions de houle présentent des valeurs proches et correspondent à des TSR quasi équivalents, seule la courbe du gradient de C_{Q0} pour le cas $F060_A1$ est représentée sur la figure (trait noir continu). Le coefficient C_{Q1} peut alors être interprété comme la pente dynamique effective activée par les fluctuations de TSR induites par la houle.

Le schéma proposé figure 3.20 vise à illustrer qualitativement le rôle relatif de la pente stationnaire $dC_{Q0}/dTSR$ et du coefficient dynamique C_{Q1}. Lorsque $|C_{Q1}|$ reste inférieur à $|\mathrm{d}C_{Q0}/\mathrm{d}TSR|$, les excursions de TSR imposées par la houle tendent à être amorties dans la réponse en couple, conduisant à une réduction des variations suivant la courbe moyenne

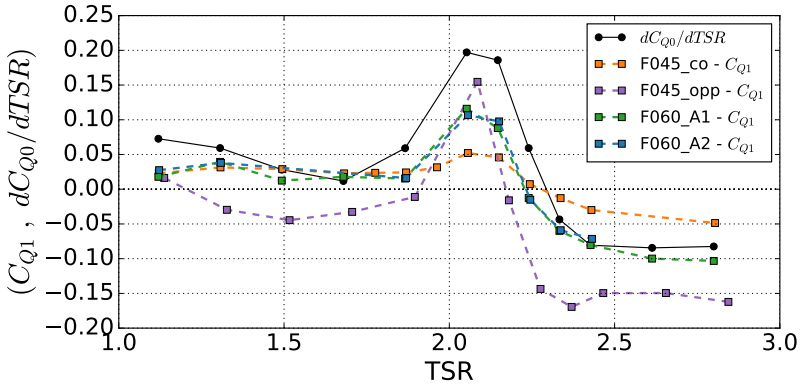


Figure 3.19 – Comparaison de l'évolution de C_{Q1} (traits pointillés) avec le gradient de $C_{Q0}/dTSR$ (trait continu) pour $U_0 = 0.8$ m/s.

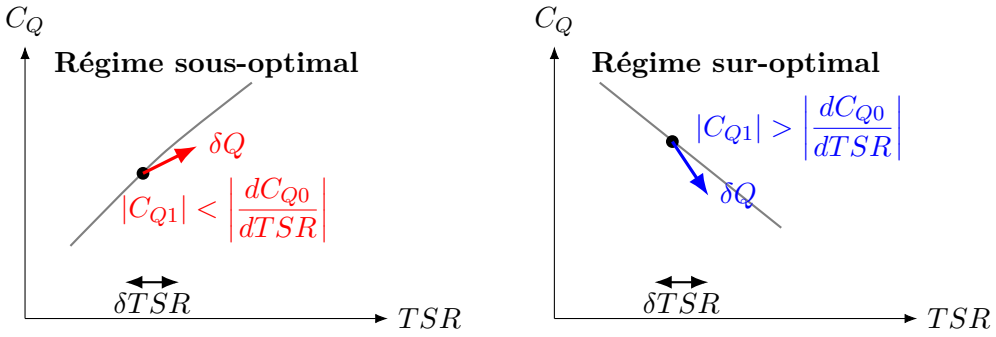


Figure 3.20 – Illustration conceptuelle de l'effet des fluctuations de TSR induites par la houle sur la stabilité du couple, selon le régime de fonctionnement. La courbe continue représente la tendance de la courbe de C_Q moyenne dépendamment du régime de fonctionnement.

C_Q. Ce comportement est cohérent avec les arguments classiques de stabilité associés à une pente locale négative du coefficient de couple. À l'inverse, lorsque C_{Q1} devient comparable ou supérieur au gradient de C_{Q0}, la houle active une réponse dynamique plus sensible que celle prédite par le comportement stationnaire moyen, traduisant un régime local d'amplification des fluctuations de couple. Cette comparaison met ainsi en évidence le rôle de C_{Q1} comme indicateur pertinent de la stabilité dynamique sous houle, en lien direct avec les propriétés de la courbe $C_Q(TSR)$.

Coefficients empiriques à $U_0 = 0.6$ m/s

À $U_0 = 0.6$ m/s (figure 3.21), des tendances qualitatives similaires à celles observées pour $U_0 = 0.8$ m/s sont mises en évidence, mais avec des amplitudes de coefficients réduites. Le coefficient C_{Q0} présente à nouveau une évolution suivant la distribution des coefficients moyens, avec un maximum atteint autour de $TSR \approx 2.4$. L'évolution de C_{Q1} révèle une transition progressive entre les différents régimes de fonctionnement. Dans la plage sous-optimale, C_{Q1} reste proche de zéro, ce qui indique que les fluctuations du TSR induites par la houle ont un impact limité sur la réponse dynamique du couple. À mesure que la turbine s'approche de son point de fonctionnement optimal, C_{Q1} devient positif et atteint un maximum, reflétant une sensibilité accrue à l'excitation cinématique induite par la perturbation. Pour les valeurs TSR supérieures à l'optimum, C_{Q1} diminue et devient négatif, marquant la transition vers un régime sur-optimal dynamiquement stable (pente de $C_{Q,wave}$ négative). Le coefficient d'inertie C_{MQ} reste globalement positif sur toute la plage TSR et présente un pic prononcé proche du

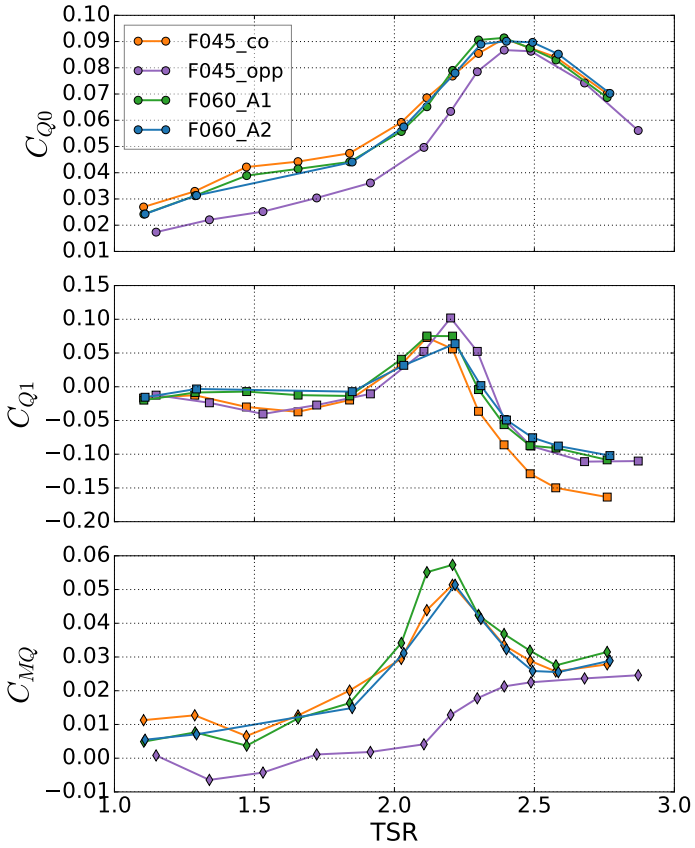


Figure 3.21 – Jeux de coefficients (C_{Q0}, C_{Q1}, C_{MQ}) obtenus pour la gamme de TSR et l'ensemble des conditions de houle à $U_0 = 0.6$ m/s.

TSR optimal. Les tendances et valeurs observées sont similaires à celles déterminée à $U_0 = 0.8$ m/s.

La comparaison entre C_{Q1} et le gradient du coefficient moyen $\mathrm{d}C_{Q0}/\mathrm{d}TSR$ (figure 3.22) confirme cette interprétation. Les valeurs de $|C_{Q1}|$ restent globalement inférieures à $|\mathrm{d}C_{Q0}/\mathrm{d}TSR|$ jusqu'à la valeur de TSR optimal, indiquant que les excursions de TSR imposées par la houle tendent à être amorties dans la réponse en couple. Au-delà du TSR optimal, les coefficients C_{Q1} et $\mathrm{d}C_{Q0}/\mathrm{d}TSR$ deviennent tous deux négatifs, traduisant un régime sur-optimal classiquement stable. Lorsque $|C_{Q1}|$ excède la valeur absolue du gradient $\mathrm{d}C_{Q0}/\mathrm{d}TSR$, la réponse dynamique du couple aux fluctuations de TSR induites par la houle est plus marquée que celle prédite par le comportement stationnaire moyen.

Cette configuration correspond à un amortissement de la fluctuation autour du TSR : les excursions de TSR sont associées à une variation de couple qui s'oppose plus efficacement à la perturbation, conduisant à une stabilisation accrue du TSR mais une excursion du couple plus importante.

Le coefficient d'inertie C_{MQ} reste positif sur l'ensemble de la plage de TSR et présente un maximum marqué à proximité du TSR optimal. Cela souligne le rôle renforcé des effets d'accélération orbitale à faible vitesse d'écoulement, où la contribution inertielle devient proportionnellement plus significative dans la réponse dynamique du couple.

Dans l'ensemble, l'évolution combinée de C_{Q0}, C_{Q1} et C_{MQ} met en évidence le double rôle des vagues de surface : si leur impact sur le niveau de couple moyen reste limité, elles modulent fortement la réponse dynamique locale de la turbine par le biais des fluctuations de TSR et des effets d'inertie. Le coefficient C_{Q1} apparaît ainsi comme un indicateur clé de la stabilité (et sa

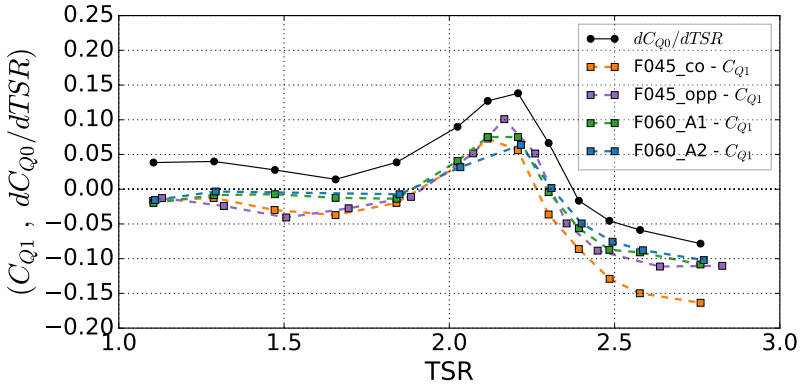


Figure 3.22 – Comparaison de l'évolution de C_{Q1} (traits pointillés) avec le gradient de $C_{Q0}/dTSR$ (trait continu) pour $U_0 = 0.6$ m/s.

variabilité) induite par la houle, établissant un lien direct entre les forçages instationnaires et les régimes de fonctionnement stationnaires classiques, ouvrant la voie à une analyse orientée stabilité et contrôle.

Un résultat notable apparaît lorsque l'on compare le comportement du cas $F045_co$ pour différentes vitesses d'écoulement incident. À $U_0 = 0.6$ m/s, les coefficients associés suivent les mêmes tendances que celles observées pour les autres cas de houle, tant en termes de variation d'amplitude que de contribution inertielle. Ce comportement contraste avec celui observé à $U_0 = 0.8$ m/s, pour lequel le cas $F045_co$ présente des caractéristiques distinctes, suggérant l'existence de mécanismes d'interaction houle-courant supplémentaires. Cette différence peut être interprétée relativement à la longueur d'onde de la houle imposée. À vitesse d'écoulement plus élevée, la longueur d'onde effective associée au cas $F045$ dépasse environ 10 m, devenant grande devant les dimensions caractéristiques de la turbine et de la zone d'interaction hydrodynamique. Dans ces conditions, le champ cinématique induit par la houle ne peut plus être considéré comme localement homogène à l'échelle du rotor, et l'hypothèse d'un forçage orbital seul devient moins pertinente. Il en résulte un couplage renforcé entre la houle et l'écoulement moyen, susceptible de modifier la réponse de la turbine. À plus faible vitesse d'écoulement, la réduction de la longueur d'onde rapproche l'échelle spatiale de la houle de celle de la turbine, rétablissant un régime dominé par les effets locaux de la vitesse orbitale. La convergence des coefficients du cas $F045_co$ vers les tendances observées pour les autres conditions de houle à $U_0 = 0.6$ m/s appuie ainsi l'hypothèse selon laquelle les écarts observés à vitesse plus élevée sont principalement liés à des effets d'échelle et d'interaction houle-courant.

3.1.7 Représentation en phase de la contribution de houle

Après avoir analysé l'évolution des coefficients empiriques du modèle et leur sens physique, il est pertinent d'examiner plus directement l'influence des paramètres de houle sur la distribution du couple à partir de la reconstruction via le modèle de Morison étendu. Cette approche complémentaire permet de relier les variations observées des coefficients hydrodynamiques et inertiels à des modifications mesurables de la réponse du couple et d'évaluer la manière dont les caractéristiques de la houle modulent la dynamique locale de la turbine. Cette étude est ici menée pour les cas de houle générés à $U_0 = 0.8$ m/s.

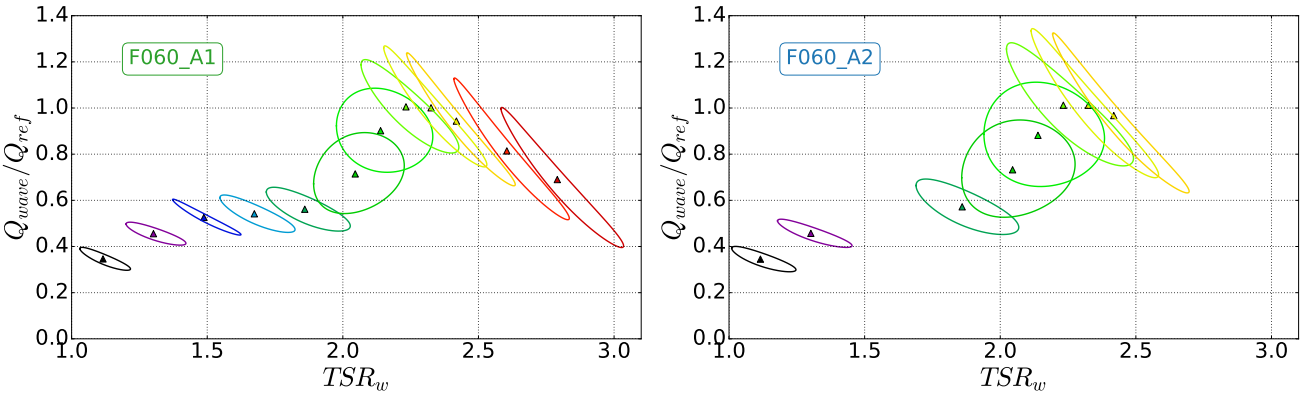
3.1.7.1 Influence de l'amplitude de houle

Dans cette sous-section, l'effet de l'amplitude de houle est étudié, à période et direction d'écoulement identiques afin d'isoler l'impact de la cinématique orbitale sur le couple.

Table 3.2 – Paramètres de houle obtenus durant les essais à $U_0 = 0.8$ m/s, pour les cas $F060_A1$ et $F060_A2$.

Wave case	Période T [s]	Hauteur H [m]	Longueur d'onde λ [m]	u_w/U_0 [%]
F060_A1	1.67	0.13	6.8	8.5
F060_A2	1.67	0.16	6.8	10.5

La Table 3.2 récapitule les caractéristiques des conditions de houle considérées pour cette analyse, à une vitesse d'écoulement fixée à $U_0 = 0.8$ m/s. Les cas $F060_A1$ et $F060_A2$ correspondent à des houles régulières de même période ($T = 1.67$ s) et de longueur d'onde comparable ($\lambda \simeq 6.8$ m), tandis que la hauteur de vague est augmentée de $H = 0.13$ m à $H = 0.16$ m. Cette variation de hauteur entraîne une augmentation modérée de l'amplitude de la vitesse orbitale, avec un rapport u_w/U_0 passant de 8.5 % à 10.5 %, soit une augmentation d'environ 20 %. Après avoir mis en évidence le rôle des coefficients du modèle dans la réponse



(a) $F060_A1$ **(b)** $F060_A2$

Figure 3.23 – Distributions en phase du couple Q_{wave}/Q_{ref} en fonction de TSR_{wave} pour les deux cas de houle $F060_A1$ et $F060_A2$ à $U_0 = 0.8$ m/s.

dynamique de la turbine, l'influence directe des paramètres de houle sur la distribution du couple peut être analysée à partir des représentations dans l'espace (TSR_{wave}, Q_{wave}).

La figure 3.23 présente la distribution du couple liée à la houle en moyenne de phase pour les deux cas $F060_A1$ et $F060_A2$. Les deux distributions présentent une organisation globale très similaire sur l'ensemble de la plage de TSR_{wave} considérée. En particulier, les structures caractéristiques sont conservées deux à deux (pour chaque point de fonctionnement), traduisant un mécanisme dynamique identique de modulation du couple par la houle.

La figure 3.24 propose un centrage sur ces distributions pour un point de fonctionnement donné, $TSR \approx 2.3$. Cette représentation permet de comparer plus finement la réponse locale de la turbine pour les deux amplitudes de houle considérées. On observe que les deux distributions conservent la même orientation ($\Delta\Phi \approx -54°$) et la même organisation relative dans l'espace (TSR_{wave}, Q_{wave}), indiquant que la relation de phase entre la cinématique induite par la houle et la réponse du couple est inchangée. La différence principale entre les deux cas réside dans l'amplitude des fluctuations de couple autour de la courbe moyenne. Le cas $F060_A2$, associé à une hauteur de houle plus élevée, conduit à des excursions plus importantes du couple et de TSR_{wave}. Cette amplification est directement liée à l'augmentation du ratio orbital u_w/U_0, qui caractérise l'intensité relative de la vitesse orbitale par rapport à la vitesse d'écoulement

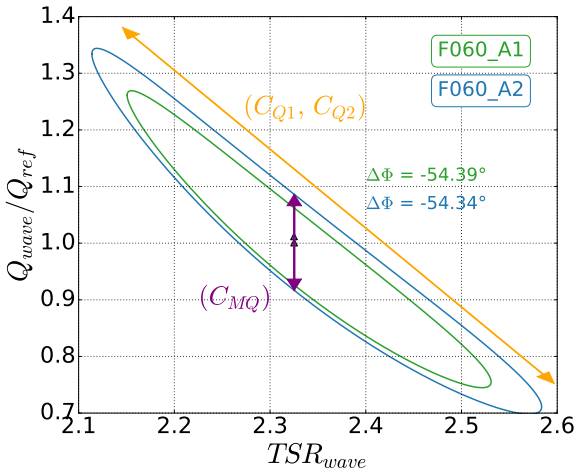


Figure 3.24 – Comparaison des distributions du couple pour le TSR≈2.3.

incident. Entre ces deux cas, l'augmentation de hauteur de houle entraîne une augmentation du ratio de presque 20%, cohérent avec le coefficient d'expansion calculé entre les deux ellipses.

Ces résultats montrent ainsi que, à fréquence de houle identique, l'amplitude de la houle n'altère pas la structure dynamique de la réponse de la turbine, mais agit principalement comme un facteur d'amplification des fluctuations des grandeurs. Cela est également en lien avec les tendances des coefficients du modèle, quasi-similaires entre les deux cas. La dynamique locale reste gouvernée par les mêmes mécanismes, tandis que l'intensité de la réponse est directement pilotée par la sollicitation imposée en entrée (vitesse orbitale).

Distribution du couple à la fréquence de la houle

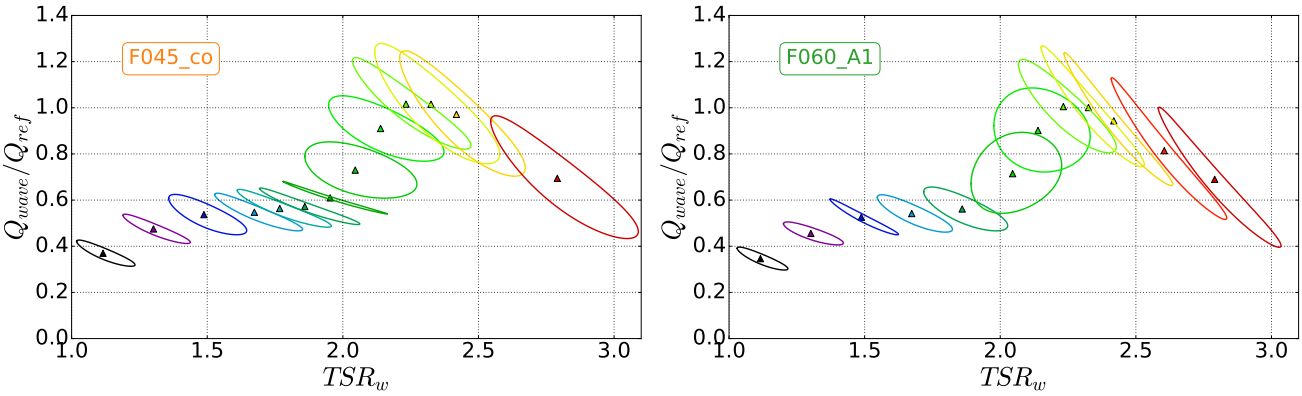
Table 3.3 – Paramètres de houle évalués à partir des mesures réalisées durant les essais ($U_0 = 0.8$ m/s) pour les cas $F045_co$ et $F060_A1$.

Cas de houle	Période T [s]	Hauteur H [m]	Longueur d'onde λ [m]	u_w/U_0 [%]
F045_co	2.22	0.11	10.1	10.0
F060_A1	1.67	0.13	6.8	8.5

Les cas $F045_co$ et $F060_A1$ se distinguent principalement par leur période et leur longueur d'onde, ce qui conduit à des rapports orbitaux u_w/U_0 variant sensiblement (Table 3.3). À vitesse de courant identique ($U_0 = 0.8$ m/s), le cas de plus longue période $F045_co$ génère ici un rapport orbital supérieur à celui du cas $F060_A1$. La réponse en couple est analysée à travers la représentation moyenne de phase dans le plan (TSR_{wave}, Q_{wave}/Q_{ref}), permettant d'examiner l'organisation des fluctuations induites par la houle et leur dépendance à la fréquence d'excitation.

La figure 3.25 présente, pour les deux fréquences de houle considérées, l'espace couvert par la composante du couple induite par la houle.

Pour un même point de fonctionnement, les distributions associées au cas de plus longue période ($F045_co$) couvrent un domaine plus étendu dans l'espace (TSR_{wave}, Q_{wave}/Q_{ref}) que celles du cas $F060_A1$. Cette différence est cohérente avec le rapport orbital plus élevé, traduisant des fluctuations plus marquées de la vitesse incidente instantanée et, par conséquent, une modulation hydrodynamique plus intense du couple.



(a) $F045_co$ **(b)** $F060_A1$

Figure 3.25 – Distributions en phase du couple Q_{wave}/Q_{ref} en fonction de TSR_{wave} pour les deux cas de houle $F045_co$ et $F060_A1$ à $U_0 = 0.8$ m/s.

Au-delà de cet effet d'échelle, la comparaison met également en évidence une influence spécifique de la fréquence de houle sur la contribution inertielle. Malgré une hauteur de houle plus faible, le cas $F045_co$ présente des variations de couple comparables, voire supérieures, dans certaines plages de fonctionnement. Cela suggère que l'allongement de la période de houle modifie la dynamique d'interaction écoulement-machine et renforce la contribution associée à l'accélération orbitale, indépendamment de la seule amplitude de houle.

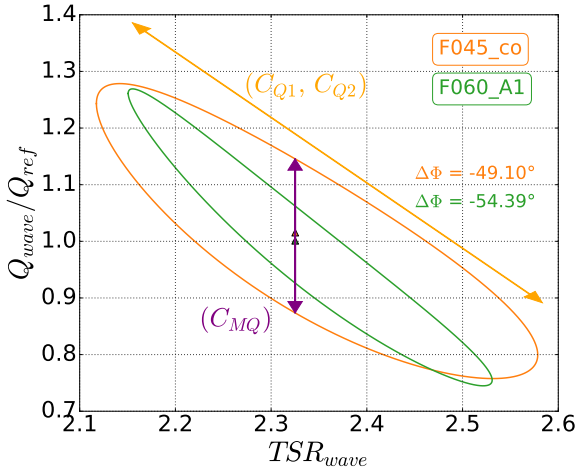


Figure 3.26 – Comparaison des distributions du couple pour le TSR≈2.3.

L'organisation globale des distributions reste néanmoins très similaire entre les deux cas. La figure 3.26 présente les distributions de Q_{wave} au voisinage de TSR ≈ 2.3. Les déphasages mesurés évoluent entre les deux cas mais restent cependant proches, traduisant une évolution modérée de la réponse dynamique avec la fréquence.

Ainsi, l'augmentation du rapport orbital u_w/U_0 agit principalement comme un facteur d'amplification des fluctuations hydrodynamiques du couple, tandis que la modification de la fréquence de houle influe sur l'équilibre entre les mécanismes quasi-stationnaires et inertiel. Les différences observées pour le cas de plus grande longueur d'onde peuvent également impliquer des interactions non linéaires, notamment vis-à-vis de la profondeur d'eau et du confinement du bassin, qui ne sont pas entièrement décrites par la représentation locale sur la hauteur de turbine.

En résumé, la variation de la fréquence de houle modifie la dynamique du couple principalement en ajustant la part relative des contributions hydrodynamique et inertielle, tout en préservant l'organisation globale de la réponse. Cette cohérence constitue un élément clé pour l'extension des modèles de type Morison à des états de mer variés en environnement houle-courant.

Distribution du couple selon la direction houle-courant

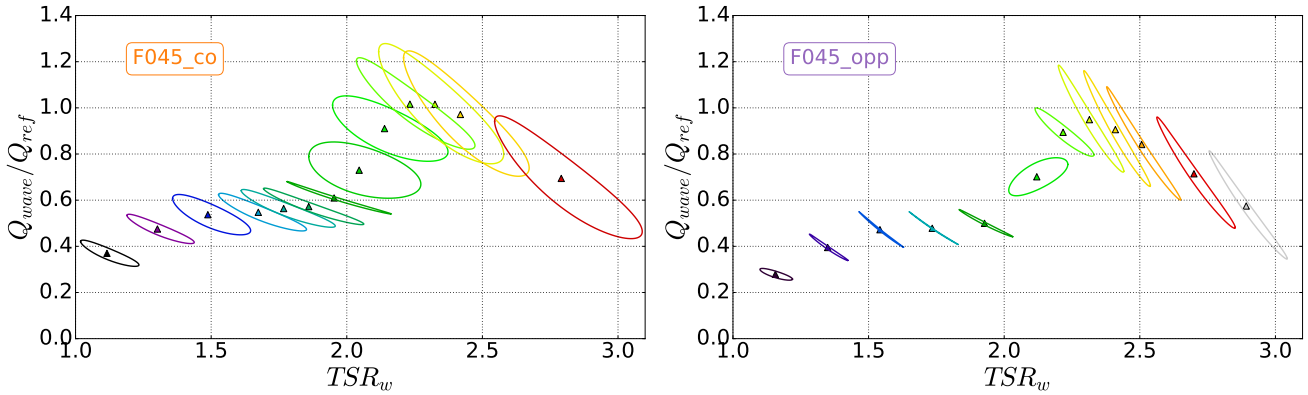
L'influence de la direction de propagation de la houle par rapport au courant est analysée en comparant les cas *F045_co* et *F045_opp*, dont les paramètres principaux sont rappelés dans le Tableau 3.4. Les essais sont réalisés pour une même vitesse de courant ($U_0 = 0.8$ m/s) et une même période de houle ($T = 2.22$ s), ce qui permet d'isoler l'effet de l'incidence houle-courant sur la réponse de la turbine.

Table 3.4 – Paramètres de houle évalués à partir des mesures réalisées durant les essais ($U_0 = 0.8$ m/s) pour les cas *F045_co* et *F045_opp*.

Cas de houle	Période T [s]	Hauteur H [m]	Longueur d'onde λ [m]	u_w/U_0 [%]
F045_co	2.22	0.11	10.1	10
F045_opp	2.22	0.14	4.5	5.5

Lorsque la houle se propage dans le sens du courant (*F045_co*), les vitesses orbitales demeurent significatives sur toute la hauteur de la machine, conduisant à un rapport orbital local de l'ordre de $u_w/U_0 \approx 10\%$. À l'inverse, dans la configuration opposée (*F045_opp*), l'action du courant incident atténue fortement les vitesses orbitales près du fond, ce qui réduit le rapport orbital perçu par la turbine à environ 5.5%. Cette réduction pour le cas contre-courant suggère au préalable une modulation plus faible du couple de la turbine induite par la houle. De la même façon, la gamme de TSR rencontrée du fait de l'effet de houle est ainsi modulée d'un facteur 2 entre ces cas.

La figure 3.27 présente les distributions du couple adimensionné Q_{wave}/Q_{ref} en fonction de TSR_{wave} pour les deux directions de propagation, tandis que la figure 3.28 propose un cadre comparatif au voisinage de TSR ≈ 2.3.



(a) *F045_co* **(b)** *F045_opp*

Figure 3.27 – Distributions en phase du couple Q_{wave}/Q_{ref} en fonction de TSR_{wave} pour les deux cas de houle *F045_co* et *F045_opp* à $U_0 = 0.8$ m/s.

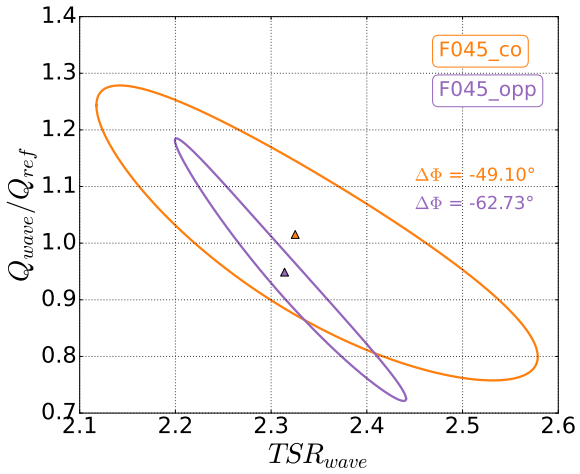


Figure 3.28 – Comparaison des distributions du couple pour le TSR≈2.3.

Les distributions montrent que, lorsque la houle se propage dans le sens du courant ($F045_co$), la réponse du couple reste fortement modulée par l'effet orbital, avec des excursions marquées dans l'espace (TSR_{wave}, Q_{wave}/Q_{ref}). À l'inverse, dans le cas opposé $F045_opp$, la distribution du couple apparaît bien moins étendue. Les fluctuations de couple induites par la houle sont fortement réduites, en cohérence avec la diminution du rapport orbital local. La dynamique du couple est alors largement dominée par le courant moyen et la contribution inertielle devient marginale, conduisant à un comportement proche de celui équivalent au régime quasi-stationnaire.

La différence de distribution est particulièrement visible au voisinage de TSR $\approx$ 2.3 (figure 3.28), où la distribution associée au cas $F045_opp$ est essentiellement gouvernée par les termes quadratiques en vitesse (effet inertiel et donc largeur d'ellipse presque négligeable). À l'inverse, le cas $F045_co$ conserve un effet inertiel étendu, caractéristique d'un couplage persistant entre effets hydrodynamique et inertiel.

Ces résultats montrent que la seule caractérisation de la houle à partir de paramètres de surface (hauteur, période, direction) n'est pas adéquate pour décrire la dynamique du couple de la turbine. Le rapport orbital local u_w/U_0, évalué à l'échelle de la hauteur de turbine, apparaît comme un paramètre clé pour quantifier l'impact réel de la houle sur le couple. La formulation de type Morison étendue restitue correctement cette transition de comportement, en prédisant à la fois la persistance d'une réponse couplée en co-courant et l'effondrement des contributions inertielles dans la configuration opposée, lorsque la vitesse orbitale au fond devient négligeable par rapport à l'écoulement (à peine 5 % ici). Cette capacité à intégrer l'effet de l'incidence houle-courant constitue un atout majeur pour l'application du modèle à des conditions de mer réalistes.

En résumé, l'analyse des distributions en phase du couple Q_{wave} met en évidence une organisation dynamique cohérente de la réponse de la turbine face aux variations des caractéristiques de houle. La représentation dans l'espace (TSR_{wave}, Q_{wave}) permet ainsi de relier les paramètres de houle aux mécanismes hydrodynamiques gouvernant la réponse dynamique de la machine. L'amplitude de houle agit principalement comme un facteur d'amplification des fluctuations, tandis que la fréquence et la direction de propagation modulent l'équilibre relatif entre contributions quasi-stationnaires et inertielles, sans destructurer la distribution entre les cas. L'ensemble des résultats indique que le rapport orbital local u_w/U_0 permet d'évaluer l'influence combinée des paramètres de la houle sur la réponse dynamique de la machine. Dans cette perspective, cette approche est alors étendue à la description des chargements hydrodynamiques subis par la turbine. L'adaptation du modèle de type Morison, déjà validée pour la

restitution du couple, offre en effet un cadre unifié pour représenter simultanément les efforts instantanés et leur organisation temporelle sous l'action combinée du courant et de la houle.

3.1.8 Application de la modélisation au chargement hydrodynamique

Les développements précédents ont permis d'établir une formulation de type Morison étendue pour la modélisation du couple hydrodynamique d'une turbine à axe vertical en présence de houle. En introduisant une dépendance explicite au point de fonctionnement instantané, via le TSR_{wave}, ce modèle a montré sa capacité à restituer à la fois le niveau moyen de couple et ses fluctuations dynamiques induites par les vagues, en lien direct avec les propriétés de la courbe de performance stationnaire. Dans cette optique, cette approche est ainsi appliquée aux efforts hydrodynamiques s'exerçant sur la turbine. Les efforts longitudinaux F_x et verticaux F_z, ainsi que le moment M_y associé, constituent des grandeurs physiques clés pour le dimensionnement mécanique de la machine et de sa fondation. L'application d'un formalisme analogue à celui développé pour le couple permet ainsi de proposer une description cohérente et unifiée des chargements hydrodynamiques sous houle, en conservant une structure de modèle simple, interprétable physiquement et directement exploitable pour l'analyse des chargements. La pertinence d'une telle formulation est présenté dans cette section en se basant sur les mesures réalisées à $U_0 = 0.8$ m/s.

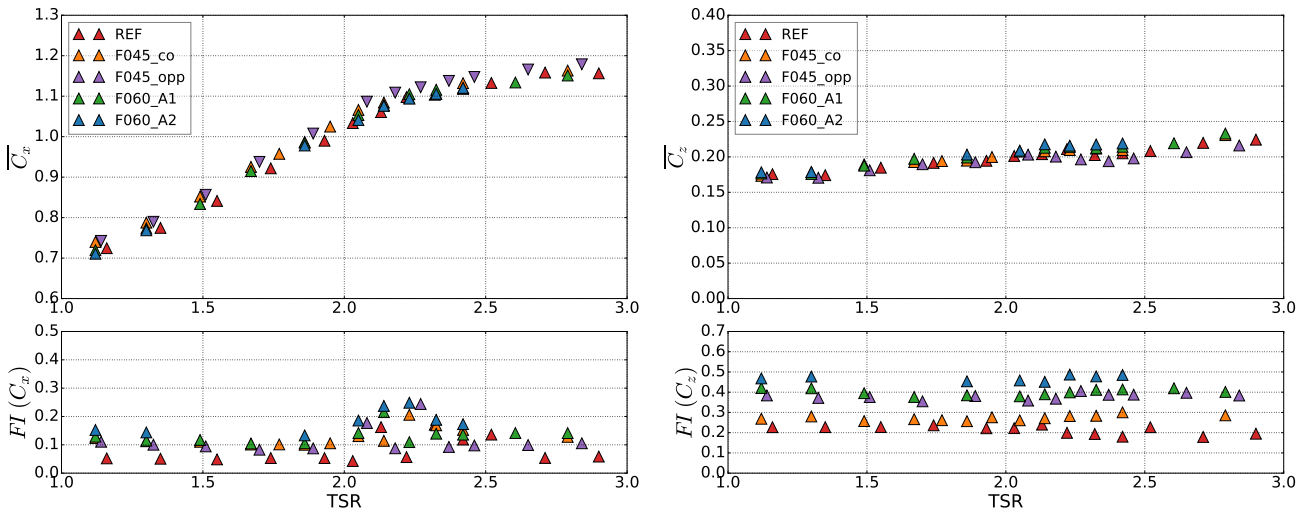


Figure 3.29 – Coefficient de traînée et de portance de la turbine seule à $U_0 = 0.8$ m/s, pour les différentes conditions de houle.

La figure 3.29 présente les coefficients moyens de traînée C_x et de portance C_z de la turbine pour l'ensemble des conditions de houle considérées, à une vitesse de courant fixée $U_0 = 0.8$ m/s. Les valeurs moyennes des coefficients restent du même ordre de grandeur pour l'ensemble des cas, indiquant que la houle n'affecte pas significativement le niveau moyen des efforts lorsque ceux-ci sont normalisés par les grandeurs de référence usuelles. Le coefficient C_x croît jusqu'au TSR optimal (≈2.4) et tend à stagner pour le régime sur-optimal. Le coefficient de portance moyen C_z présente des tendances similaires. En revanche, la présence de houle induit des fluctuations marquées autour de ces valeurs moyennes, dont l'intensité dépend des caractéristiques de l'état de mer. Pour le coefficient moyen C_x, les fluctuations relativement à la moyenne passent de 5% dans le cas de référence à 10% pour les différentes conditions de houle, voire passant de 10% à 20% autour du régime optimal de fonctionnement.

Ce comportement est cohérent avec les observations réalisées sur le couple : la houle agit principalement comme un mécanisme de modulation dynamique du chargement hydrodyna-

mique, sans modifier profondément la réponse moyenne de la turbine.

Formulation appliquée aux efforts F_x

Dans un premier temps, l'effort longitudinal relatif à la composante de houle $F_{x,wave}$ est modélisé à l'aide d'une formulation classique de type Morison, reposant sur une contribution quadratique en vitesse et un terme inertiel :

$$F_{x,wave}(t) = \frac{1}{2}\ \rho\ S_{ref}\ C_x\ \ U_{wave}(t)\ \ |U_{wave}(t)| +\ \rho\ V_{ref}\ C_M\ \frac{dU_{wave}(t)}{dt} \tag{3.12}$$

Cette approche permet de restituer une première estimation de la contribution de la houle au chargement longitudinal. Néanmoins, comme illustré figure 3.30, cette formulation reste limitée, ne prenant pas en compte l'évolution du C_x suivant le TSR. De ce fait, les extrema de chargement sont mal reproduits et la structure dynamique de la réponse reste incomplète.

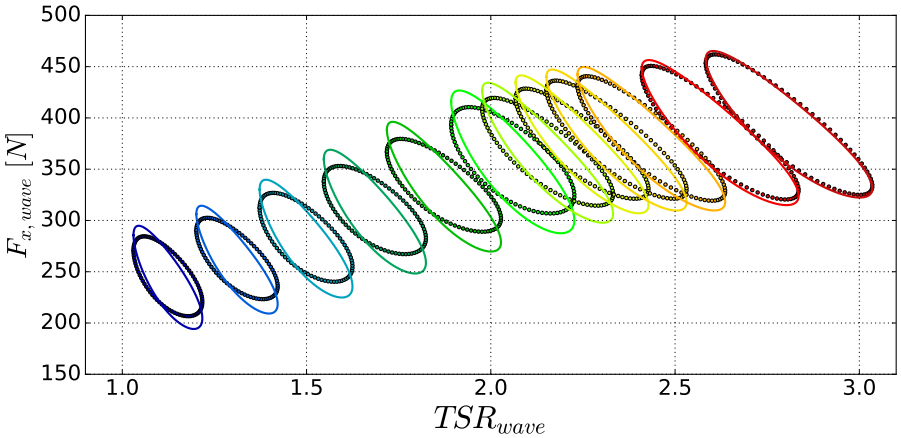


Figure 3.30 – Distribution des efforts $F_{x,wave}$ mesurés expérimentalement (marqueurs 'o') et reconstruits à partir du modèle de Morison classique (traits continus).

Afin de tenir compte du caractère dynamique du fonctionnement de la turbine, une formulation étendue du modèle de Morison est proposée par analogie avec celle développée pour le couple hydrodynamique. Une nouvelle formulation repose ainsi sur un jeu de trois coefficients (C_{x0}, C_{x1}, C_M). Cette formulation introduit explicitement l'influence du point de fonctionnement instantané, via la vitesse de rotation $\omega(t)$ et le TSR associé à la houle :

$$\begin{aligned} F_{x,wave}(t) = & \underbrace{\tfrac{1}{2}\ \rho\ S_{ref}\ C_{x1}\ [TSR_{wave}(t) - TSR_0]\ U_{wave}(t)\ |U_{wave}(t)|}_{(1)} \\ & + \underbrace{\tfrac{1}{2}\ \rho\ S_{ref}\ C_{x0}\ U_{wave}(t)\ |U_{wave}(t)|}_{(2)} \\ & + \underbrace{\rho\ V_{ref}\ C_M\ \tfrac{du_w(t)}{dt}}_{(3)} \end{aligned} \tag{3.13}$$

avec ici $|U_{wave}|$ associée à la norme de vitesse intégrée sur la hauteur de la turbine, avec une composante moyenne U_0 et la contribution de houle.

Cette écriture permet de distinguer les contributions liées à la rotation de la turbine et celles directement associées à la cinématique orbitale de la houle, tout en conservant un terme inertiel traduisant les effets d'accélération du fluide. La figure 3.31 présente la distribution des efforts longitudinaux obtenue pour le cas de houle $F060_A1$ à $U_0 = 0.8$ m/s.

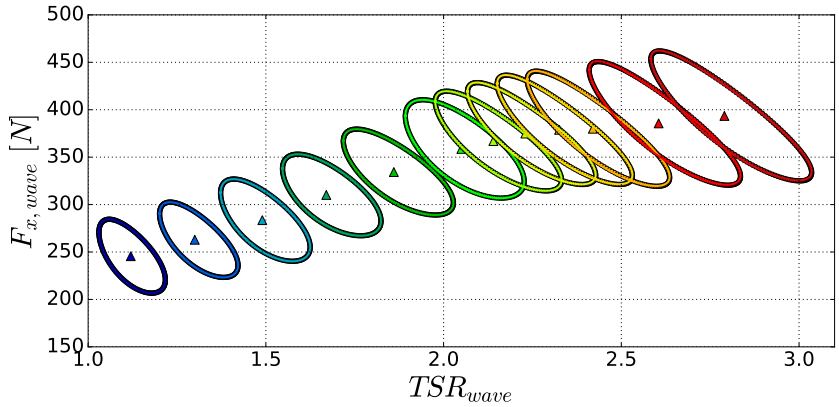


Figure 3.31 – Distribution des efforts $F_{x,wave}$ filtrés autour de la fréquence de houle, pour le cas $F060_A1$ à $U_0 = 0.8$ m/s.

On observe que la formulation étendue permet une restitution plus juste de la forme et de l'amplitude de la distribution des efforts relatifs au forçage de houle, en particulier dans les phases de chargement maximal. La prise en compte explicite du point de fonctionnement dynamique apparaît donc essentielle pour une description réaliste des efforts longitudinaux en présence de houle.

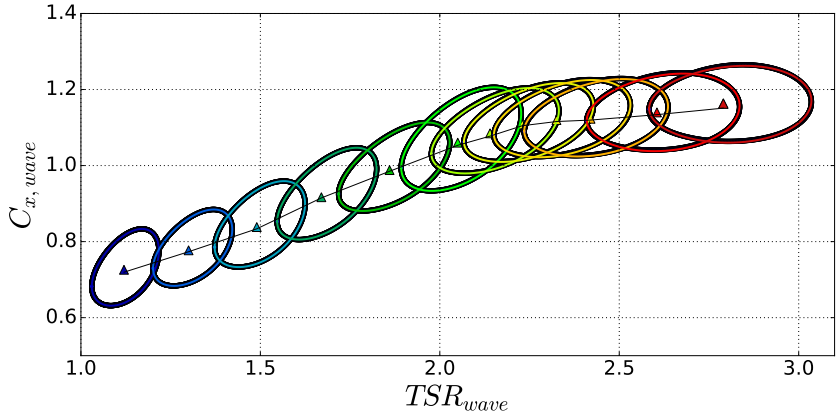
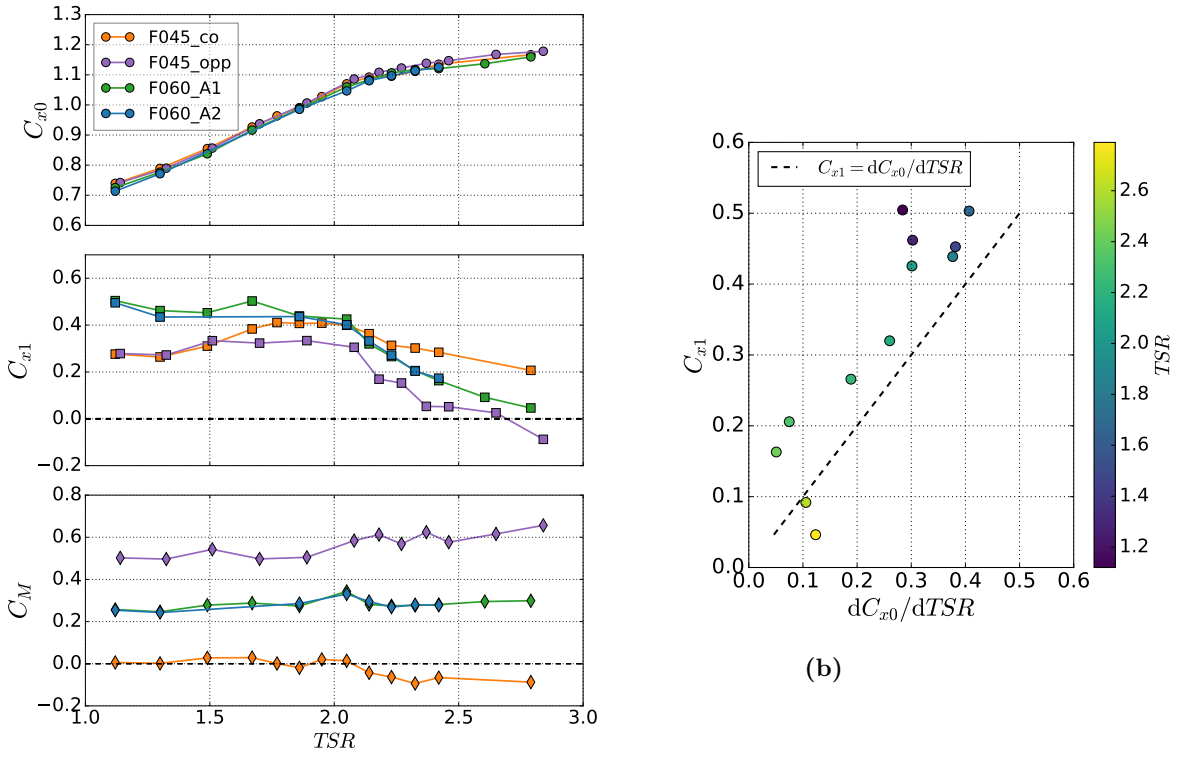


Figure 3.32 – Coefficients de traînée équivalente $C_{x,wave}$ recalculé en phase à partir de $F_{x,wave}$, pour le cas $F060_A1$ à $U_0 = 0.8$ m/s.

L'effort à chaque instant de phase est ensuite normalisé pour recalculer un coefficient $C_{x,wave}$ relatif en phase. La figure 3.32 présente les distributions de $C_{x,wave}$ ainsi obtenues, le but étant de comparer l'évolution du coefficient de traînée global moyen avec les excursions induites par le forçage de houle. Il apparaît que les grands axes d'ellipses, traduisant l'effet hydrodynamique par le biais de C_{x0} et C_{x1}, ne sont pas alignés avec la courbe moyenne. Ainsi, la houle conduit à une amplification des fluctuations des efforts F_x par un changement de la dynamique de pente locale.

La figure 3.33a corrobore ces résultats en présentant les valeurs des coefficients du modèle. Tout d'abord, le coefficient C_{x0} reproduit correctement l'évolution du coefficient C_x moyen, associant le coefficient C_{x1} aux dynamiques locales de la distribution autour du TSR moyen. Les cas de houle présentent des C_{x1} avec les mêmes tendances, quasi-constants jusqu'au régime optimal et, passé TSR = 2.0, diminue progressivement. Ces observations sont en accord avec le C_x moyen, avec une croissance progressive sur le régime sous-optimal (gradient quasi-constant) puis tendant vers une valeurs seuil (gradient tendant vers 0). C_{x1} et $dC_{x0}/dTSR$ sont comparés

figure 3.33b pour le cas $F060_A1$ et montrent des valeurs de C_{x1} globalement supérieurs au gradient du coefficient stationnaire pour la gamme de TSR testée. Cela traduit une dynamique locale conduisant à une amplification des fluctuations d'efforts en présence de houle, résultat cohérent avec le forçage induit. Enfin, la figure présente les valeurs du coefficient inertiel C_M identifiées à partir de la formulation. Le coefficient est globalement constant sur l'ensemble de la gamme de TSR, ce qui suggère que les effets inertiels sont principalement gouvernés par les caractéristiques de la houle (période, direction), plutôt que par le point de fonctionnement instantané. Le comportement singulier observé pour le cas $F045_co$ à $U_0 = 0.8$ m/s, avec des valeurs quasi-nulles pour chaque TSR, est hypothétiquement lié à des effets paramétriques de la houle compte tenu de la longueur d'onde élevée par rapport à la longueur utile du bassin (allant de 10 à 15 m pour une veine d'essais de 18 m de long). Une interaction houle-machine-sillage est à considérer et confirme les observations pour Q_{wave}. En effet, pour le cas $U_0 = 0.6$ m/s, un coefficient inertiel non nul est obtenu.



(a) **(b)**

Figure 3.33 – (a) Jeux de coefficients (C_{x0}, C_{x1}, C_M) issus du modèle de Morison étendu appliqués aux efforts F_x ($U_0 = 0.8$ m/s). (b) Comparaison des coefficients C_{x1} avec le gradient $dC_{x0}/dTSR$ pour le cas $F060_A1$. La ligne noire représente l'équivalence des deux coefficients.

Application à l'effort vertical F_z et au moment de basculement M_y

Au-delà de l'effort longitudinal, les composantes verticales de l'effort F_z et le moment de basculement M_y présentent également une signature périodique fortement corrélée au forçage de houle. Contrairement à l'effort F_x, essentiellement gouverné par les variations de vitesse horizontale et par la dynamique du point de fonctionnement, les composantes F_z et M_y se révèlent plus sensibles aux accélérations orbitales et aux effets inertiels associés, ainsi qu'aux variations de pression induites par le mouvement vertical dans la colonne d'eau autour de la turbine. Ces grandeurs constituent dès lors des indicateurs privilégiés de la contribution

inertielle du chargement hydrodynamique. Les efforts latéraux et les moments autour de l'axe vertical restent négligeables dans la configuration étudiée, en cohérence avec la direction de propagation des vagues et la symétrie du dispositif expérimental et ne sont donc pas considérés dans la suite. Dans la continuité de l'approche retenue pour F_x, les efforts verticaux F_z et le moment de basculement M_y sont modélisés à l'aide d'une formulation de type Morison étendue, conservant une structure similaire et introduisant explicitement la dépendance au point de fonctionnement instantané via le TSR_{wave}. Pour l'effort vertical F_z, le modèle repose sur un jeu de coefficients $(C_{z0}, C_{z1}, C_{M,z})$, où le terme inertiel est associé à l'accélération orbitale verticale dw_w/dt. De manière analogue, les coefficients du modèle appliqué au moment de basculement s'écrivent $(C_{My,0}, C_{My,1}, C_{M,My})$. Ces coefficients sont identifiés à partir des signaux expérimentaux filtrés autour de la fréquence de houle, puis moyennés en phase afin de caractériser la distribution périodique associée au forçage de houle.

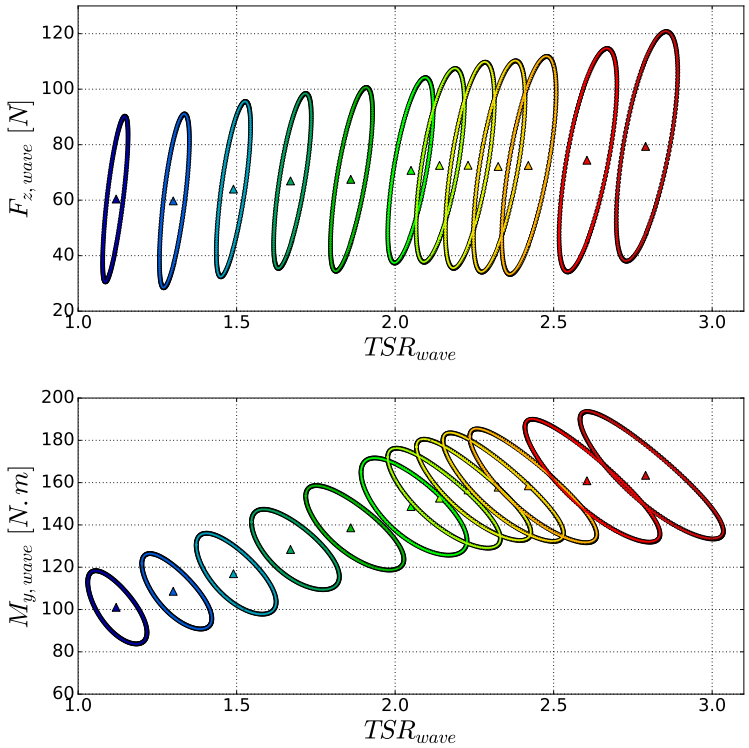
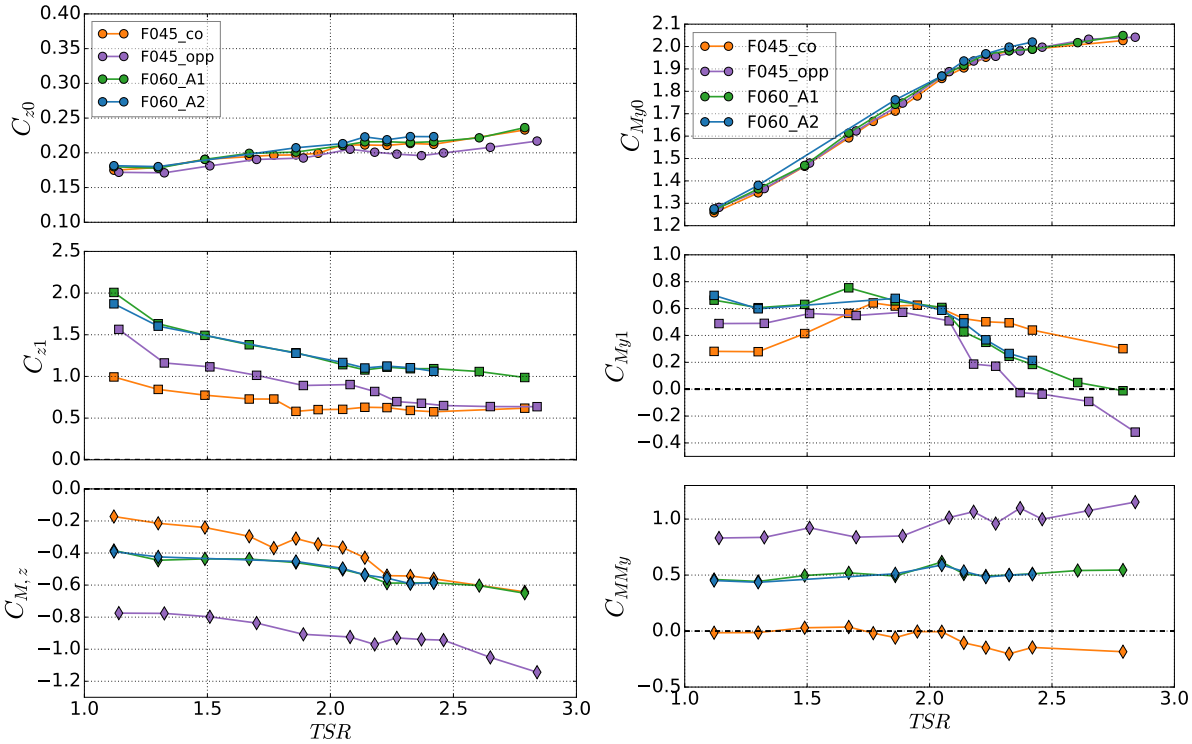


Figure 3.34 – Formulation de Morison pour la distribution des efforts verticaux F_z et du moment de basculement M_y pour le cas $F060_A1$ avec $U_0 = 0.8$ m/s.

La figure 3.34 montre que la formulation de Morison étendue permet de restituer de manière satisfaisante la réponse des efforts verticaux F_z et du moment de basculement M_y. La phase et l'amplitude des signaux reconstruits sont correctement reproduites, en particulier lors des phases de chargement maximal, confirmant le rôle prépondérant des effets inertiels pour ces composantes du chargement. Le terme inertiel apparaît ici comme un contributeur important, traduisant directement l'influence des accélérations orbitales induites par la houle.

La figure 3.35 présente l'évolution des coefficients pour ces deux grandeurs en fonction du TSR. Les coefficients C_0 reproduisent encore une fois l'évolution du coefficient moyen calculé pour chaque TSR. Concernant le coefficient relatif au moment de basculement M_y, les tendances des différents coefficients suivent celles rencontrées pour les efforts de traînée. La composante majoritaire influençant M_y étant F_x, les observations sont cohérentes. Pour la composante verticale d'effort F_z, les tendances sont cohérentes entre les différents cas de houle testés. C_{z1} diminue jusqu'au régime de fonctionnement optimal, puis atteint une valeur



(a) F_z **(b)** M_y

Figure 3.35 – (a) Jeux de coefficients issus du modèle de Morison étendu appliqués aux (a) efforts F_z et (b) moments M_y ($U_0 = 0.8$ m/s).

seuil. Le coefficient inertiel présente des évolutions similaires mais moins prononcées, avec des valeurs de coefficients négatives pour cette composante d'effort. Les valeurs de C_M les plus importantes en absolu sont atteintes ici pour les plus hauts TSR.

L'extension du modèle aux efforts hydrodynamiques fournit ainsi un cadre cohérent et unifié pour l'analyse des chargements sous houle, permettant d'interpréter conjointement les niveaux moyens et les fluctuations dynamiques et offrant un outil pertinent pour l'évaluation des chargements et des marges de conception en présence de houle et de courant.

L'analyse de l'évolution des coefficients du modèle en fonction du TSR apporte des éléments essentiels en vue d'une application au dimensionnement structurel. La relative stabilité des coefficients inertiels, ainsi que l'existence de valeurs maximales atteintes pour des gammes de fonctionnement bien identifiées, permet de considérer les coefficients majorants dans le but de représenter les efforts induits par la houle.

Cette approche offre ainsi la possibilité de transposer le modèle étendu dans un cadre simplifié, en s'affranchissant d'une description fine du point de fonctionnement instantané. En parallèle, une représentation réaliste des chargements dynamiques extrêmes serait conservée.

Vers une considération des états de mer irréguliers

Si l'étude en houle régulière constitue une étape indispensable pour la compréhension des mécanismes physiques et l'identification des coefficients hydrodynamiques du modèle, elle demeure toutefois éloignée des conditions de fonctionnement réelles rencontrées par une hydrolienne en environnement marin. En pratique, les sollicitations hydrodynamiques auxquelles sont soumises les turbines sont gouvernées par des états de mer irréguliers, résultant de la superposition d'un large spectre de composantes fréquentielles, souvent décrits par des spectres

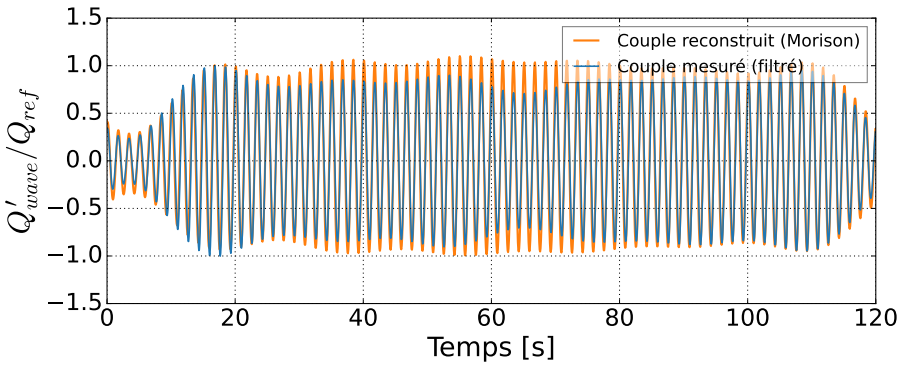
de type JONSWAP ou Pierson-Moskowitz. C'est dans cette perspective que le modèle identifié à partir des essais en houle régulière est ici mobilisé afin d'évaluer sa capacité à restituer les fluctuations de couple induites par des états de mer irréguliers. Cette démarche vise à explorer le potentiel du modèle comme outil de prédiction opérationnelle, permettant d'encadrer les chargements dynamiques en conditions réalistes, sans recourir à des simulations numériques pleinement instationnaires, plus coûteuses en données et en temps de calcul.

Les figures 3.36 et 3.37 présentent la reconstruction du signal temporel de couple pour un cas de houle régulière et un cas de houle irrégulière de type JONSWAP de caractéristiques proches, obtenue à partir du modèle de type Morison développé précédemment. Les caractéristiques du cas irrégulier JONSWAP sont données dans le tableau 3.5.

Table 3.5 – Caractéristiques du cas de houle irrégulière (spectre de type JONSWAP) évaluées à partir des mesures d'élévation de surface libre durant les essais (à $U_0 = 0.8$ m/s).

Cas de houle	Période pic T_p [s]	Hauteur significative H_s [m]	γ
JS	1.67	0.09	3.33

La reconstruction repose sur l'utilisation d'un jeu de coefficients (C_{Q0}, C_{Q1}, C_{MQ}) identifié en houle régulière au point de fonctionnement moyen considéré ($TSR \simeq 2.4$), ainsi que sur la vitesse incidente mesurée par PIV en amont de la colonne de rotors $C1$. La vitesse instantanée utilisée dans le modèle est obtenue en moyennant le profil de vitesse de $\overline{U}$ sur la hauteur immergée de la machine, afin de représenter une fluctuation globalisée cohérente avec la mesure de couple sur l'ensemble de la colonne.

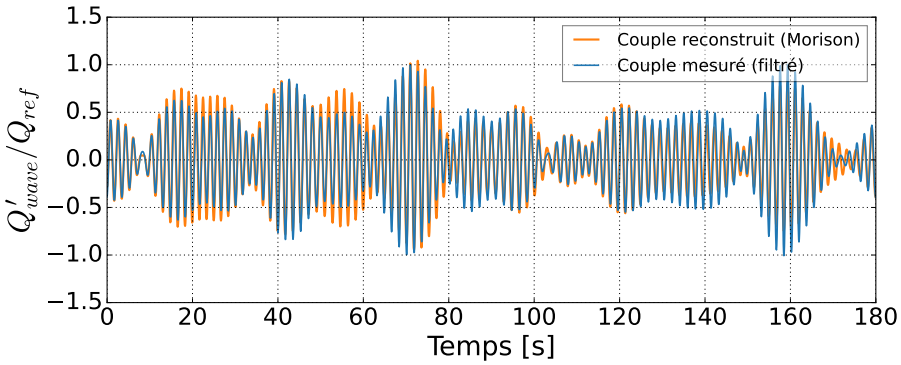


Q_{wave}	$\sigma(Q_{wave})/Q_{ref}$ [%]
Filtré	16
Reconstruit	18
R^2	0.95

Figure 3.36 – Reconstruction des fluctuations temporelles du couple pour un cas de houle régulière $F060_A1$ à $U_0 = 0.8$ m/s. Le TSR moyen étudié est $TSR = 2.4$. Les mesures PIV sont réalisées en amont de la colonne de rotors $C1$.

Pour le cas de houle régulière, la reconstruction met en évidence une très bonne capacité du modèle à reproduire les fluctuations de couple à la fréquence de houle. Les amplitudes normalisées des fluctuations reconstruites sont du même ordre de grandeur que celles mesurées expérimentalement, avec un écart-type relatif de l'ordre de 18 % pour le signal reconstruit contre 16 % pour le signal filtré. Un coefficient de corrélation R^2 est calculé et est supérieur à 0.9, indiquant une bonne reproduction du motif et de l'amplitude. La phase des fluctuations

est globalement bien capturée, ce qui confirme que la modélisation de type Morison étendue permet une extrapolation des coefficients à d'autres essais avec des cas similaires, permettant de retranscrire la réponse dynamique du couple.



Q_{wave}	$\sigma(Q_{wave})/Q_{ref}$ [%]
Filtré	6.3
Reconstruit	6.5
R^2	0.91

Figure 3.37 – Reconstruction des fluctuations temporelles du couple pour un cas de houle irrégulière de type JONSWAP (JS) à $U_0 = 0.8$ m/s. Le TSR moyen étudié est $TSR = 2.4$. Les mesures PIV sont réalisées en amont de la colonne de rotors $C1$.

Dans le cas de houle irrégulière de type JONSWAP, la reconstruction conserve un bon niveau de fidélité, malgré la complexité accrue du signal incident. Le modèle parvient à reproduire les principales modulations temporelles du couple, tant en amplitude qu'en organisation temporelle, avec un niveau de corrélation légèrement dégradé mais restant élevé ($R^2 = 0.91$). Ces résultats indiquent que la superposition temporelle des contributions associées aux différentes composantes fréquentielles de la houle est correctement prise en compte par la formulation retenue, bien que les coefficients aient été identifiés à partir d'états de mer réguliers.

Les écarts résiduels observés entre les signaux mesurés et reconstruits peuvent s'expliquer par plusieurs facteurs. En premier lieu, la vitesse incidente utilisée dans le modèle est mesurée en amont de la machine et ne tient pas compte des modifications locales du champ d'écoulement induites par la présence des rotors, ni des effets de retard de corrélation entre la zone de mesure PIV et la zone d'établissement du couple. Par ailleurs, l'utilisation d'un jeu de coefficients unique, associé au TSR moyen, ne capture pas finement les variations instantanées du point de fonctionnement induites par les fluctuations simultanées de vitesse de rotation, même si celles-ci sont considérées faibles ($\sigma(\omega) \leq 3\%$ de ω_0 imposé). Une convolution des coefficients obtenus pour une gamme spectrale plus large permettrait alors une reproduction plus fidèle des états de mer irréguliers. Néanmoins, ces résultats démontrent que le modèle de type Morison proposé est capable de restituer de manière robuste la contribution de la houle aux fluctuations de couple, y compris dans le cas d'états de mer irréguliers, à partir d'un nombre limité de paramètres identifiés en houle régulière. Cette capacité du modèle constitue un apport important, dans la mesure où elle suggère que les effets de la houle peuvent être modélisés comme une perturbation dynamique autour d'un point de fonctionnement moyen, sans recourir à des modèles instationnaires complets ou à des simulations à haute fidélité.

Dans cette perspective, l'utilisation de coefficients majorants ou d'enveloppes de coefficients issues des essais en houle régulière apparaît comme une stratégie pertinente pour encadrer de manière conservative les fluctuations de couple induites par un état de mer donné. Une telle approche permettrait de représenter efficacement les chargements dynamiques associés à des

états de mer moyens, tout en conservant une formulation compacte et opérationnelle du modèle. Elle constitue ainsi une étape intermédiaire entre les approches purement spectrales, fondées sur des fonctions de transfert linéaires, et des modèles numériques pleinement instationnaires, beaucoup plus coûteux en données et en temps de calcul.

Ces résultats ouvrent des perspectives intéressantes pour l'intégration du modèle dans des outils de prévision de chargement ou de contrôle avancé. En particulier, la connaissance du spectre incident (par exemple de type JONSWAP) pourrait être exploitée directement pour estimer la réponse temporelle du couple et, par extension, des efforts hydrodynamiques, sous réserve d'une validation complémentaire sur une gamme élargie d'états de mer irréguliers, incluant des conditions extrêmes et des variations significatives du point de fonctionnement.

3.1.9 Synthèse

Cette partie a permis d'analyser de manière approfondie l'impact de la houle sur la réponse dynamique de la turbine, en se focalisant principalement sur l'évolution du couple mécanique de la colonne de rotors. Les résultats montrent que, si la houle n'affecte pas les valeurs moyennes du couple, elle induit en revanche des fluctuations significatives autour de cette moyenne, atteignant jusqu'à 30 % selon les conditions d'essai. Les régimes de fonctionnement moyens restent ainsi comparables à ceux observés sans houle, mais la présence de vagues engendre des excursions plus marquées autour du point de fonctionnement nominal, pouvant favoriser des transitions fréquentes entre régimes locaux.

L'analyse spectrale et modale du couple mécanique met en évidence une contribution de la houle fortement dépendante du point de fonctionnement. Cette contribution devient majoritaire par rapport à celles associées à la turbulence de l'écoulement ou aux fréquences rotationnelles de la turbine, comme le montrent les analyses par fonctions de transfert (RAO) et par densités spectrales de puissance. Ces observations soulignent l'importance de représenter fidèlement l'effet de la houle dans les modèles dynamiques de turbine comparativement aux approches reposant sur une simple proportionnalité linéaire entre excitation de houle et réponse mécanique. Ces dernières s'avèrent en effet insuffisantes et trop peu fiables face à la diversité des conditions expérimentales étudiées dans ce manuscrit et leur interprétation physique.

Dans ce contexte, l'adaptation d'une formulation de type Morison pour représenter la dynamique du couple mécanique, enrichie par une dépendance explicite au point de fonctionnement instantané TSR_{wave}, s'est révélée particulièrement efficace. L'introduction d'un jeu restreint de trois coefficients empiriques (C_{Q0}, C_{Q1} et C_{MQ}) permet de décrire de manière cohérente l'effet de la houle en fonction des conditions de fonctionnement. Le coefficient C_{Q0} rend compte de l'évolution du niveau moyen de couple, tandis que C_{Q1} caractérise la dynamique locale autour du point de fonctionnement, traduisant des phénomènes d'amplification ou d'amortissement des fluctuations. Le terme inertiel C_{MQ} met en évidence que l'action de la houle ne se limite pas à une simple modulation de la vitesse incidente, mais induit également des effets inertiels et des modifications locales de la pente de la courbe de performance, difficiles à capturer par des approches simplifiées. La formulation proposée a ensuite été étendue à la description du chargement hydrodynamique subi par la turbine. L'utilisation de coefficients hydrodynamiques dépendant du point de fonctionnement permet de représenter non seulement les niveaux moyens d'efforts, mais également leur comportement temporel et leur variabilité périodique sous l'action de la houle. Une telle représentation constitue un atout majeur dans une perspective de dimensionnement structurel, mais également pour le développement de stratégies de contrôle prédictif ou d'optimisation de la production, pour lesquels une modélisation efficace des interactions non linéaires fluide-structure est requise (Coe et al. 2017 ; Shapiro et al. 2021).

Enfin, ces résultats ouvrent des perspectives quant à l'application des coefficients identifiés à la description d'états de mer irréguliers. La convergence observée des coefficients du modèle,

ainsi que les premiers éléments relatifs à la réponse de la turbine sous des groupes de vagues de durée limitée, suggèrent que la dynamique de la machine intègre l'effet de la houle sur des échelles de temps finies. Dans ce cadre, une vague extrême isolée ne modulerait pas instantanément l'état de fonctionnement de la turbine, mais son impact dépendrait de la durée et de la persistance de la perturbation, soulignant la nécessité d'une approche temporelle cohérente pour l'analyse des chargements en conditions in-situ.

3.2 Prise en compte des effets turbulents induits par des variations de fond

D'un point de vue méthodologique, l'une des bases de l'analyse du comportement de la turbine classiquement mise en oeuvre repose sur la caractérisation de sa réponse suivant une vitesse incidente définie loin en amont de la machine. Cette approche est cohérente avec les pratiques de mesure in situ, où la vitesse du courant est généralement estimée à l'aide d'ADCP positionnés à distance des zones d'implantation des hydroliennes, afin de limiter l'influence locale des structures. La vitesse amont ainsi mesurée constitue alors une grandeur de référence pour l'évaluation des performances et du chargement des machines. Cependant, plusieurs études ont montré que des structures turbulentes, issues des variations bathymétriques, peuvent être convectées sur de longues distances et interagir directement avec les hydroliennes installées en aval (Mwero et al. 2025). Les campagnes de mesures et les travaux de modélisation réalisés au Raz Blanchard mettent également en évidence la forte hétérogénéité spatiale des écoulements et l'importance des interactions entre courant de marée et bathymétrie locale (Mercier et al. 2022). Contrairement à une turbulence homogène et isotrope, ces structures présentent une cohérence spatiale et temporelle marquée, induisant des fluctuations de vitesse et de chargement potentiellement critiques pour le fonctionnement et la durabilité des machines (Kelley 1994 ; Churchfield et al. 2012). Ouro et al. 2019 soulignent notamment que les structures turbulentes énergétiques rencontrées dans les zones à fort courant constituent l'une des sollicitations hydrodynamiques dominantes pour les hydroliennes.

Dans ce contexte, la compréhension de l'effet des variations bathymétriques sur l'écoulement est un enjeu clé pour le dimensionnement et l'implantation des hydroliennes. Les études expérimentales et numériques menées à ce jour montrent que l'intensité de la turbulence, la taille caractéristique des structures émises et leur cohérence dépendent fortement de la géométrie de la bathymétrie (Chamorro et al. 2015). En particulier, Ikhennicheu 2019 a mis en évidence que des obstacles larges, dont la largeur est significativement supérieure à leur hauteur, génèrent des sillages particulièrement énergétiques, capables de remonter jusqu'à la surface libre. Ces configurations sont représentatives de certaines structures bathymétriques rencontrées au Raz Blanchard, telles que les marmites, associées à de fortes variations locales de profondeur et à l'émission périodique de structures turbulentes de grande échelle (Mercier et al. 2020). Ces dernières présentent des dimensions comparables à celles des turbines à l'échelle considérée, rendant leur interaction avec la machine particulièrement critique (Ikhennicheu et al. 2019).

Afin d'étudier de manière contrôlée l'impact de ce type de bathymétrie sur l'écoulement et d'évaluer ses conséquences hydrodynamiques en amont et au voisinage d'une turbine, une variation de fond fortement marquée est reproduite expérimentalement en bassin. Cette bathymétrie idéalisée est modélisée à l'aide d'un cylindre à base carrée de rapport d'aspect 6 (noté C6), représentant à l'échelle réduite une variation bathymétrique abrupte typique des sites hydroliens à fort courant (Magnier et al. 2023).

Dans ce contexte, l'approche retenue ici consiste à analyser successivement le comportement de la turbine en présence de l'obstacle à partir de la vitesse mesurée loin en amont de l'obstacle, puis à confronter ces résultats à une description locale de l'écoulement à l'entrée de la machine.

3.2.1 Dispositif expérimental

Les essais présentés dans cette partie ont pour objectif d'évaluer l'impact d'une variation bathymétrique émétrice de structures turbulentes cohérentes sur le comportement hydrodynamique de l'hydrolienne OQ 2.5. L'influence de cette perturbation est évaluée à partir des performances globales de la machine ainsi que du chargement hydrodynamique appliqué à la turbine.

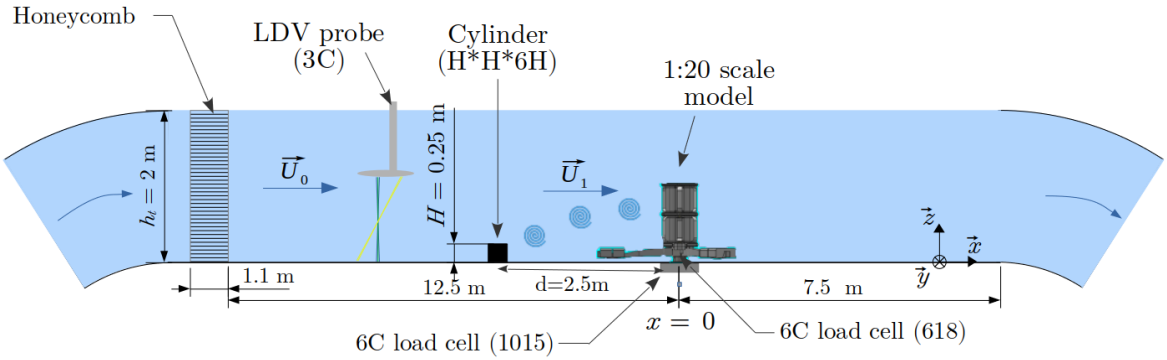


Figure 3.38 – Dispositif expérimental utilisé pour évaluer les effets de la variation bathymétrique sur la turbine OQ 2.5.

Le dispositif expérimental est schématisé figure 3.38. La variation bathymétrique est modélisée par un cylindre à base carrée de rapport d'aspect 6, de dimensions $H \times H \times 6H$, avec $H = 0.25$ m. Cet obstacle est positionné à 2.5 m en amont de la turbine et constitue la seule source de perturbation de l'écoulement dans le bassin.

Pour rappel, en amont de l'obstacle, l'écoulement incident est conditionné par un nid d'abeille permettant d'imposer un taux de turbulence faible ($TI_{3D} = 1.5\,\%$) défini par l'équation 3.14 :

$$TI_{3D} = 100 \times \sqrt{\frac{\frac{1}{3}\left(\sigma(U)^2 + \sigma(V)^2 + \sigma(W)^2\right)}{\overline{U}^2 + \overline{V}^2 + \overline{W}^2}} \tag{3.14}$$

Les essais sont réalisés pour trois vitesses d'écoulement incident, $U_0 = [0.6; 0.8; 1.0]$ m/s. Pour chaque vitesse d'écoulement, 11 TSR sont testés. Le TSR est systématiquement calculé en se basant sur la valeur de vitesse d'écoulement loin en amont U_0, afin de garantir une comparaison cohérente entre les différentes configurations et indépendamment des modifications locales du champ de vitesse induites par l'obstacle. Les essais sont conduits pour deux orientations écoulement-machine nommées Refoulant et Avalant (les configurations sont présentées section 1). Cette distinction permet une première approche de l'influence de l'orientation de la turbine vis-à-vis de l'écoulement turbulent sur ses performances et son chargement.

Les efforts et moments présentés dans cette section proviennent, sauf mention contraire, des mesures de la balance six composantes située à l'interface turbine/fondation, mesurant les efforts de la turbine seule. Les grandeurs d'intérêt sont les efforts longitudinaux F_x, verticaux F_z et le moment M_y induit par ces efforts. Des mesures de vitesse sont également réalisées à l'aide de la sonde LDV afin de caractériser localement l'écoulement incident perturbé.

3.2.2 Impact hydrodynamique de la bathymétrie

Cette section s'appuie sur les résultats de l'étude de référence de Ikhennicheu 2019, consacrée à la caractérisation hydrodynamique de l'écoulement en présence du cylindre C_6,

en l'absence de turbine. L'objectif de cette étude est d'identifier les caractéristiques principales des perturbations générées par l'obstacle, afin d'anticiper les conditions d'écoulement rencontrées par la turbine positionnée dans le sillage du cylindre. Les profils de vitesse à l'emplacement de la machine ainsi que la structure du sillage de l'obstacle sont donc d'abord estimés indépendamment de toute interaction machine-écoulement.

La figure 3.39a présente des cartographies de la vitesse longitudinale moyenne normalisée $\overline{U}/U_0$ dans trois plans (x, z) situés respectivement à $y = 0$, $y = H$ et $y = 2H$. Les positions de ces plans par rapport à la turbine sont illustrées figure 3.40. Les dimensions principales de la turbine sont également rappelées. Les coordonnées sont adimensionnées par la hauteur de l'obstacle ($x^* = x/H$, $z^* = z/H$). L'écoulement est analysé à la position $x^* = 10$, correspondant à l'emplacement de la turbine dans le référentiel lié au cylindre, pour des hauteurs allant jusqu'à $z^* = 4$. Le cylindre induit un déficit de vitesse marqué, particulièrement prononcé dans le plan central $y = 0$ et en aval proche de l'obstacle. Sur la cartographie supérieure de la figure 3.39a, le trait continu représente la limite du sillage définie par $\overline{U} < 0.9\,U_0$. Dans la zone interne du sillage, la vitesse longitudinale moyenne devient négative en certaines positions, traduisant la présence d'une zone de recirculation. La zone de déficit de vitesse du sillage s'étend jusqu'à l'emplacement machine pour les trois plans considérés, sans toutefois interagir directement avec la zone de recirculation. Les rotors de l'étage supérieur sont en revanche proches du contour $\overline{U} = 0.9\,U_0$, région identifiée comme fortement énergétique et marquée par de fortes fluctuations de vitesse (Magnier et al. 2021).

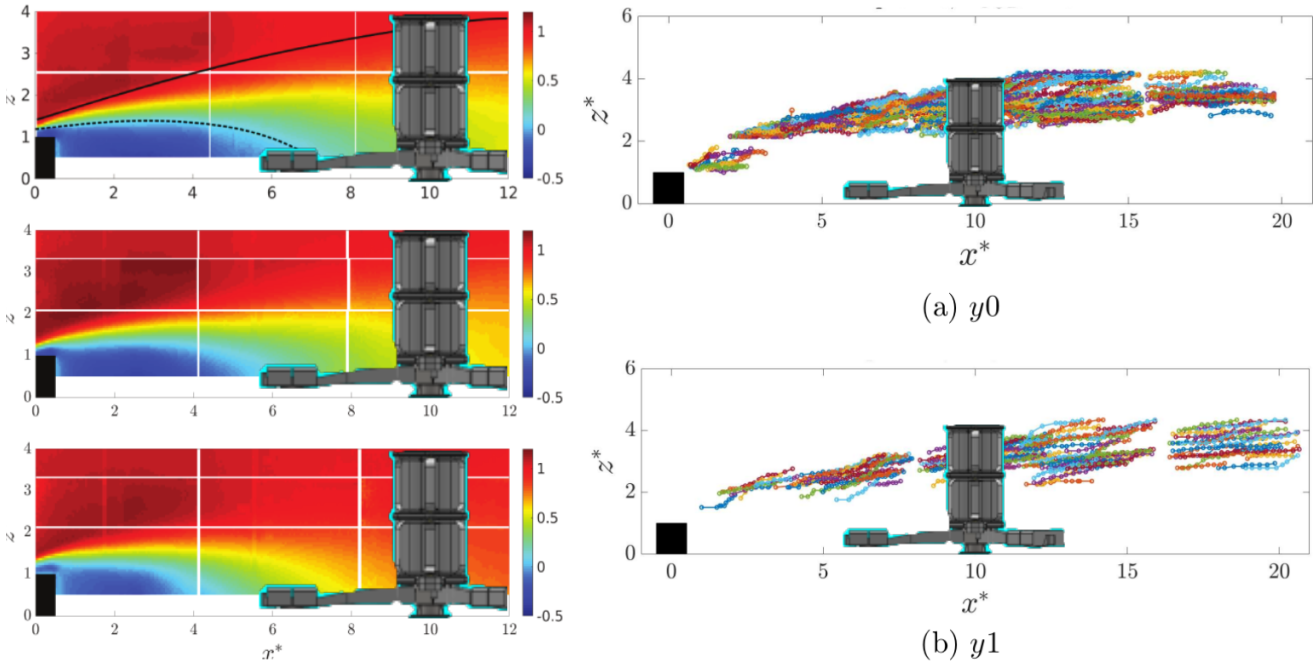


Figure 3.39 – (a) Cartographies d'isosurface de $\bar{U}/U_0$ dans les plans $y_0 = 0$ (haut), $y_1 = H$ (milieu) et $y_2 = 2H$ (bas) pour le cas C_6 tiré de Ikhennicheu 2019 avec images rajoutées de OQ 2.5. (b) Trajectoires des tourbillons dans les plans $y_0 = 0$ (haut) et $y_1 = H$ (bas) pour le cas C_6 avec images rajoutées de OQ 2.5.

Ikhennicheu et al. 2020 met également en évidence un phénomène de relâcher tourbillonnaire, caractérisé par une fréquence moyenne $f_r \approx 0.25$ Hz pour les vitesses d'écoulement considérées. La figure 3.39b illustre les trajectoires moyennes de ces structures tourbillonnaires ainsi que leur interaction potentielle avec la zone balayée par la turbine. Ces tourbillons, émis

au niveau du cylindre, se propagent verticalement dans la colonne d'eau et atteignent les rotors supérieurs de la machine. L'interaction tourbillon-turbine constitue ainsi un mécanisme clé à prendre en compte dans l'analyse des performances et des chargements hydrodynamiques. La présence du cylindre modifie enfin de manière significative le niveau de turbulence de l'écoulement. Le taux de turbulence TI_{3D} passe ainsi de 1.5 % en amont de l'obstacle à près de 30 % à l'emplacement de la turbine.

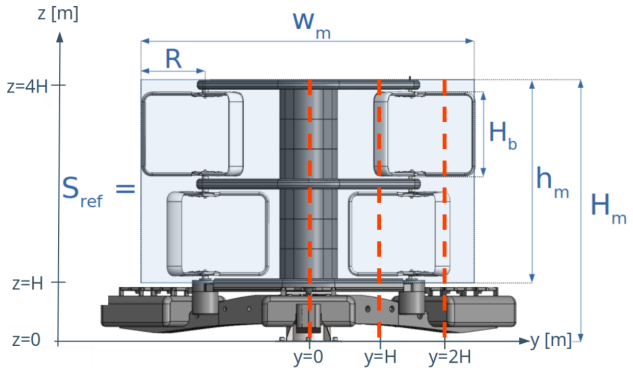


Figure 3.40 – Visualisation de la position des plans PIV (lignes pointillées) suivant les dimensions de la turbine.

Ces modifications profondes de la structure de l'écoulement ont des conséquences directes sur le comportement des hydroliennes positionnées dans le sillage de telles variations bathymétriques. Des études antérieures ont mis en évidence des fluctuations accrues de la vitesse incidente, du couple et des efforts hydrodynamiques, dont les fréquences caractéristiques correspondent notamment à celles du relâcher tourbillonnaire (Gaurier et al. 2020a). Pour une hydrolienne à axe vertical carénée, Moreau 2023 montre ainsi une dégradation des performances moyennes accompagnée d'une augmentation significative des fluctuations de couple et d'efforts. Ces résultats soulignent la nécessité d'analyser finement la réponse de la turbine OQ 2.5 lorsqu'elle est soumise à un écoulement fortement perturbé par une variation bathymétrique.

3.2.3 Etude de la réponse moyenne de la turbine

Cette section vise à comparer les résultats concernant la réponse hydrodynamique et mécanique de la turbine en écoulement établi (voir section 3.2.3.1) et en écoulement fortement perturbé par la présence d'un obstacle bathymétrique en amont. Les deux configurations sont comparées pour une vitesse incidente $U_0 = 1.0$ m/s.

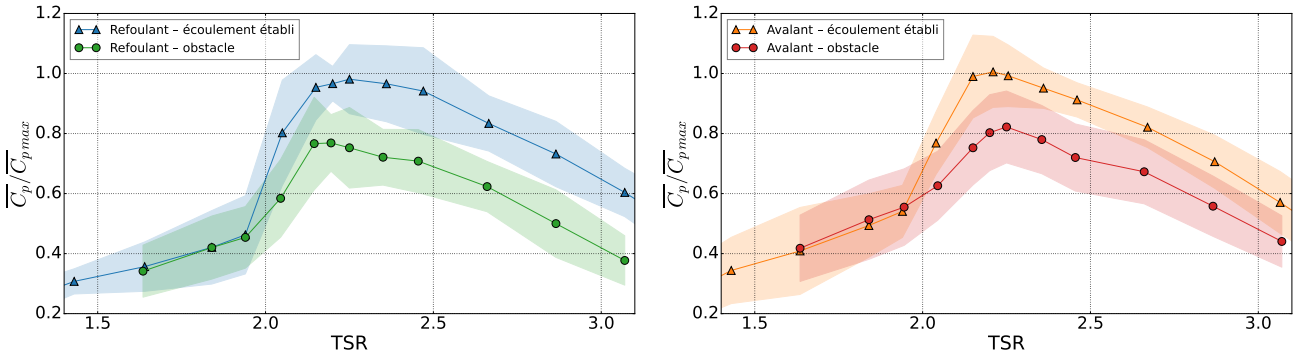
L'influence de l'écoulement turbulent est ici analysée à travers les grandeurs moyennes caractéristiques du fonctionnement de la machine, à savoir les performances ainsi que les efforts et moments hydrodynamiques appliqués à la turbine.

3.2.3.1 Etude des grandeurs moyennes

Etude des performances

Dans cette suite, le coefficient de puissance C_p est normalisé par la valeur maximale obtenue en conditions stationnaires, notée $C_{p,\max}$. Cette valeur correspond au maximum de C_p mesuré pour les essais à $U_0 = 1.0\,\mathrm{m/s}$ en configuration Avalant.

La figure 3.41 présente les courbes de performance de la turbine en écoulement établi et en écoulement perturbé par la présence du cylindre, pour les deux configurations.



(a) Refoulant **(b)** Avalant

Figure 3.41 – Courbes de performance C_p avec et sans cylindre à U_0 =1.0 m/s, en configuration (a) Refoulant et (b) Avalant.

Les résultats montrent que la présence de l'obstacle bathymétrique en amont entraîne une diminution des performances maximales de l'ordre de 20 %. Cette réduction est observée pour l'ensemble des vitesses incidentes testées et est conservée avec le changement de configuration. Il apparaît cependant que le même régime de fonctionnement optimal est atteint avec ou sans cylindre. Cela suggère que la bathymétrie affecte principalement le niveau d'énergie disponible dans l'écoulement incident, sans modifier significativement le régime de fonctionnement optimal de la turbine. Les trois régimes de fonctionnement sont également conservés, avec des ruptures de tendances aux TSR = 1.9 et 2.2. En régime sous-optimal (TSR$\leq$ 1.9), les mêmes valeurs moyennes sont obtenues avec et sans cylindre, les fluctuations autour de la moyenne restent également semblables. Les différences significatives apparaissent à partir de l'intervalle de TSR entre 1.9 et 2.2, où la rupture de pente distincte entre les deux courbes est fortement marquée. Cette différence se creuse jusqu'à atteindre les 20 % d'écart de C_p moyen au niveau de l'optimal. A partir du TSR$\approx$ 2.2, le niveau de C_p décroît avec la même tendance avec ou sans cylindre. Malgré la différence de C_p à partir de TSR=1.9, les fluctuations autour de la moyenne sont équivalentes voire sensiblement supérieures. Cette observation se justifie par une augmentation de la turbulence de l'écoulement, comme attendu au vu des analyses antérieures sur le sillage de l'obstacle.

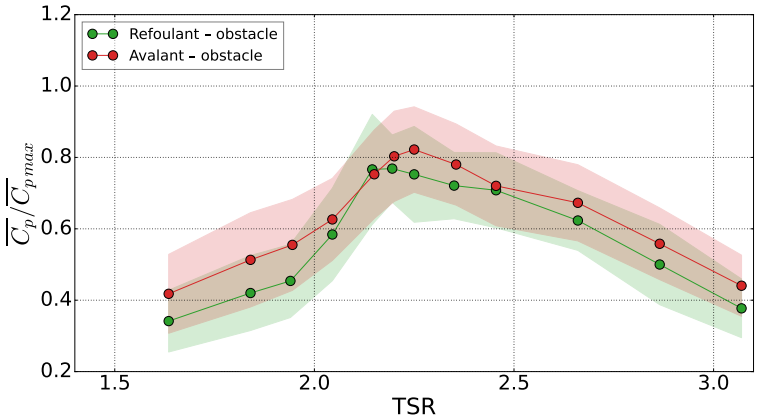


Figure 3.42 – Courbes de performance C_p avec cylindre à $U_0 = 1.0\,m/s$, en configuration Refoulant (vert) et Avalant (rouge).

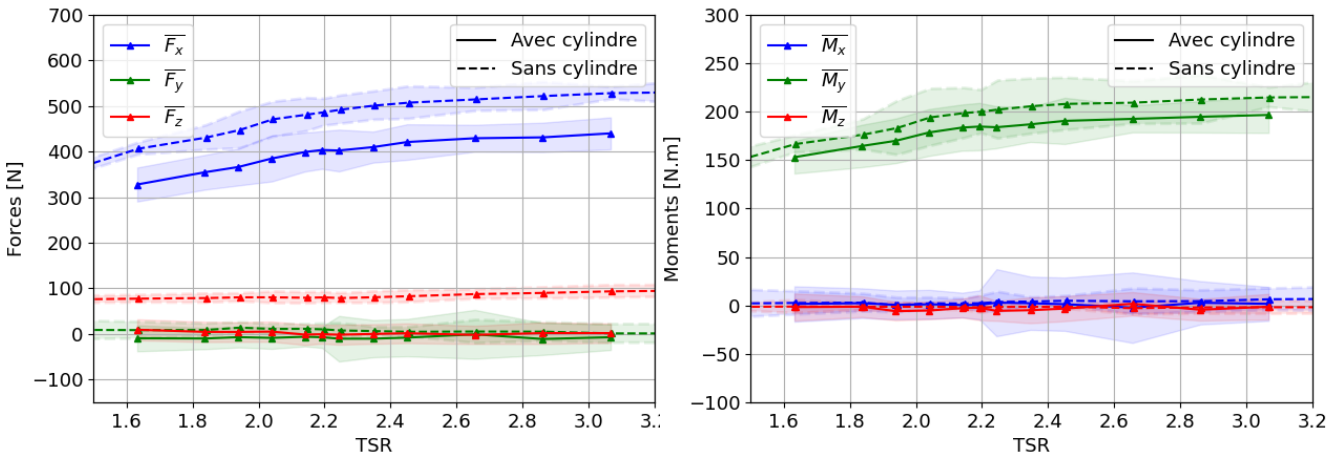
La figure 3.42 permet la comparaison entre les résultats en configurations Refoulant et Avalant en présence de l'obstacle en amont. Alors que les évolutions des performances sont

similaires, la différence principale réside sur la différence de performance du régime sous-optimal avec 10 % d'écart. Par la suite, la configuration Refoulant est considérée comme configuration de référence pour les différentes analyses.

Etude des efforts et moments moyens

La présence de l'obstacle bathymétrique modifie également les efforts et moments hydrodynamiques moyens appliqués à la turbine. La figure 3.43 présente les forces (a) et les moments (b) mesurés en écoulement établi et en écoulement turbulent.

La présence du cylindre induit une diminution moyenne de la force longitudinale F_x d'environ 17 % et du moment M_y d'environ 9 %. Cette réduction s'explique principalement par la diminution de la vitesse incidente moyenne à l'emplacement de la turbine, conséquence directe du déficit de vitesse généré par le sillage de l'obstacle. Cela est justifié à partir des profils de vitesse dans le sillage de l'obstacle (partie 3.2.2). La composante verticale F_z présente une valeur moyenne proche de zéro en écoulement perturbé, rendant peu pertinente l'évaluation d'un écart relatif. Néanmoins, une évolution notable est observée, la valeur moyenne de F_z passant d'environ 75 N en écoulement établi à une valeur quasi nulle en présence du cylindre. L'effet de l'obstacle en amont semble ainsi générer une sollicitation périodique sur la machine, conduisant à un effort vertical oscillant autour d'une moyenne nulle.



(a) Forces **(b)** Moments

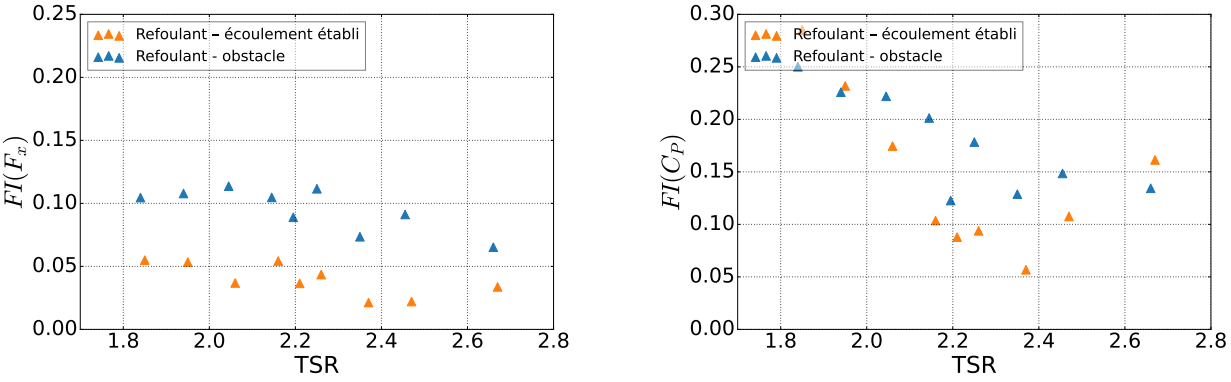
Figure 3.43 – Evolution des forces et moments avec et sans cylindre en configuration Refoulant en fonction du TSR, à $U_0 = 1.0$ m/s.

Les autres composantes, peu dépendantes du TSR, sont globalement faiblement impactées par la présence de l'obstacle. L'influence de la bathymétrie se manifeste donc principalement sur les efforts longitudinaux F_x et F_z et par conséquent sur le moment M_y. Les tendances d'évolution avec le point de fonctionnement sont conservées, l'effet du l'obstacle amont sur les composantes moyennes se traduit donc par une modulation de la vitesse de l'écoulement incident.

Comme précisé en section 3.2.1 et au vu des résultats, l'analyse de l'effort vertical F_z nécessiterait une étude parallèle. L'étude de l'impact de la bathymétrie sur le comportement mécanique de l'hydrolienne relative au chargement se concentre donc en priorité sur l'évolution de la force longitudinale F_x.

Intensité de fluctuation

Si l'analyse des valeurs moyennes permet d'évaluer l'impact global de la bathymétrie sur les performances et le chargement de la turbine, elle ne rend toutefois pas compte de la variabilité temporelle induite par l'écoulement turbulent. Dans un contexte de dimensionnement et d'étude de la fatigue, il est important de considérer les fluctuations des efforts et de la puissance. L'étude de l'intensité des fluctuations autour de la valeur moyenne constitue ainsi un complément indispensable à l'analyse des grandeurs moyennes.



(a) $FI(F_x)$ **(b)** $FI(C_p)$

Figure 3.44 – Intensité de fluctuation des grandeurs F_x et C_p (Refoulant, $U_0 = 1.0$ m/s).

L'intensité de fluctuation FI est utilisée dans cette section afin de quantifier, de manière statistique, l'amplitude des fluctuations temporelles relativement à la valeur moyenne. Contrairement à l'écart type absolu, la FI permet de comparer des séries temporelles dont les moyennes diffèrent, ce qui est particulièrement pertinent dans le cas présent où les valeurs moyennes des efforts et des performances sont modifiées par la présence de l'obstacle bathymétrique. De plus, l'intensité de fluctuation du coefficient de puissance est indépendante de la valeur de la vitesse de référence U_0 utilisée pour son calcul, ce qui permet de s'affranchir de ce biais lors de l'analyse des fluctuations et d'assurer une comparaison cohérente entre les différentes conditions d'écoulement.

La figure 3.44 présente l'intensité de fluctuation des efforts longitudinaux F_x et du coefficient de puissance C_p pour la configuration Refoulant à $U_0 = 1.0\,\mathrm{m/s}$, en écoulement établi (sans cylindre) et en écoulement perturbé (avec cylindre). En présence de l'obstacle bathymétrique, l'intensité de fluctuation de F_x augmente de 55 % en moyenne sur l'ensemble de la gamme de TSR testée. D'autre part, l'intensité de fluctuation de C_p augmente d'environ 80 % par rapport au cas sans cylindre, principalement à partir de TSR = 1.9 (à l'approche et après le régime optimal). Ces augmentations significatives traduisent l'impact direct de la turbulence générée par l'obstacle et en particulier des structures cohérentes issues du sillage, sur la réponse de la turbine.

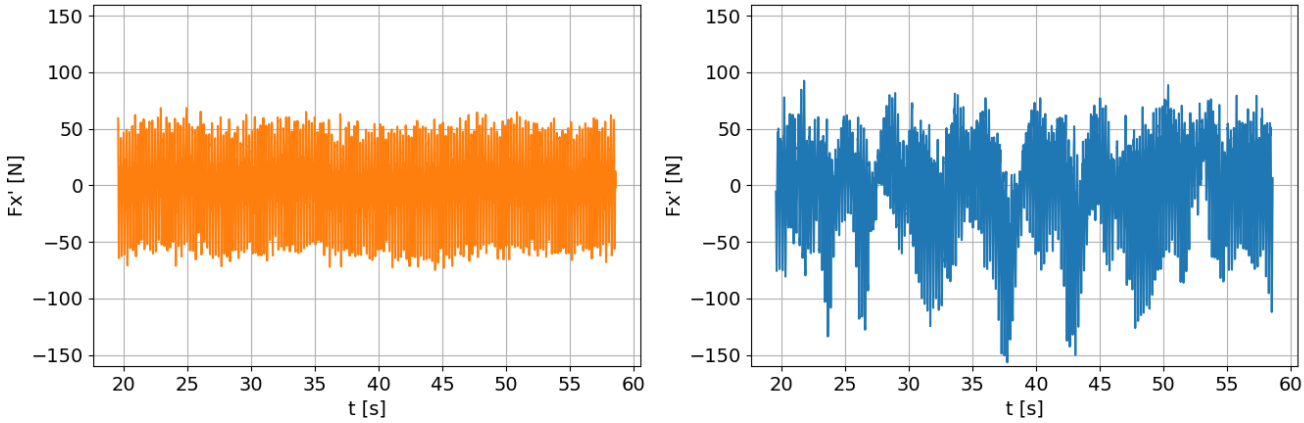
Ces résultats soulignent l'importance de prendre en compte non seulement les variations moyennes des efforts et des performances, mais également leur variabilité temporelle moyenne. Une sous-estimation de ces fluctuations relatives pourrait conduire à une évaluation non conservative des chargements dynamiques, avec des conséquences directes sur le dimensionnement des systèmes de régulation, la fatigue structurelle et ainsi la durée de vie de la machine en conditions réelles d'exploitation.

3.2.3.2 Etude de la variabilité temporelle induite par l'obstacle

Après avoir analysé les grandeurs moyennes et leur variabilité relative, cette section s'attache à caractériser l'évolution temporelle des paramètres étudiés précédemment. L'objectif est d'identifier les signatures périodiques induites par la présence de l'obstacle bathymétrique et contenu dans la réponse de la turbine. Cette démarche est menée à partir d'une analyse conjointe des signaux temporels et de leur contenu fréquentiel. Les fluctuations des grandeurs seront notées $\square'$ dans la suite.

Fluctuations temporelles

La figure 3.45 compare les fluctuations temporelles de l'effort longitudinal, notées F'_x, en écoulement établi et en présence du cylindre. Dans les deux configurations, la rotation de la colonne induit des fluctuations périodiques d'amplitude de l'ordre de 100 N, associées principalement à l'interaction écoulement-cylindre.



(a) Sans cylindre **(b)** Avec cylindre

Figure 3.45 – Evolution des fluctuations temporelles de F_x sans et avec cylindre (Refoulant, $U_0 = 1.0\,m/s$, $TSR = 2.2$.)

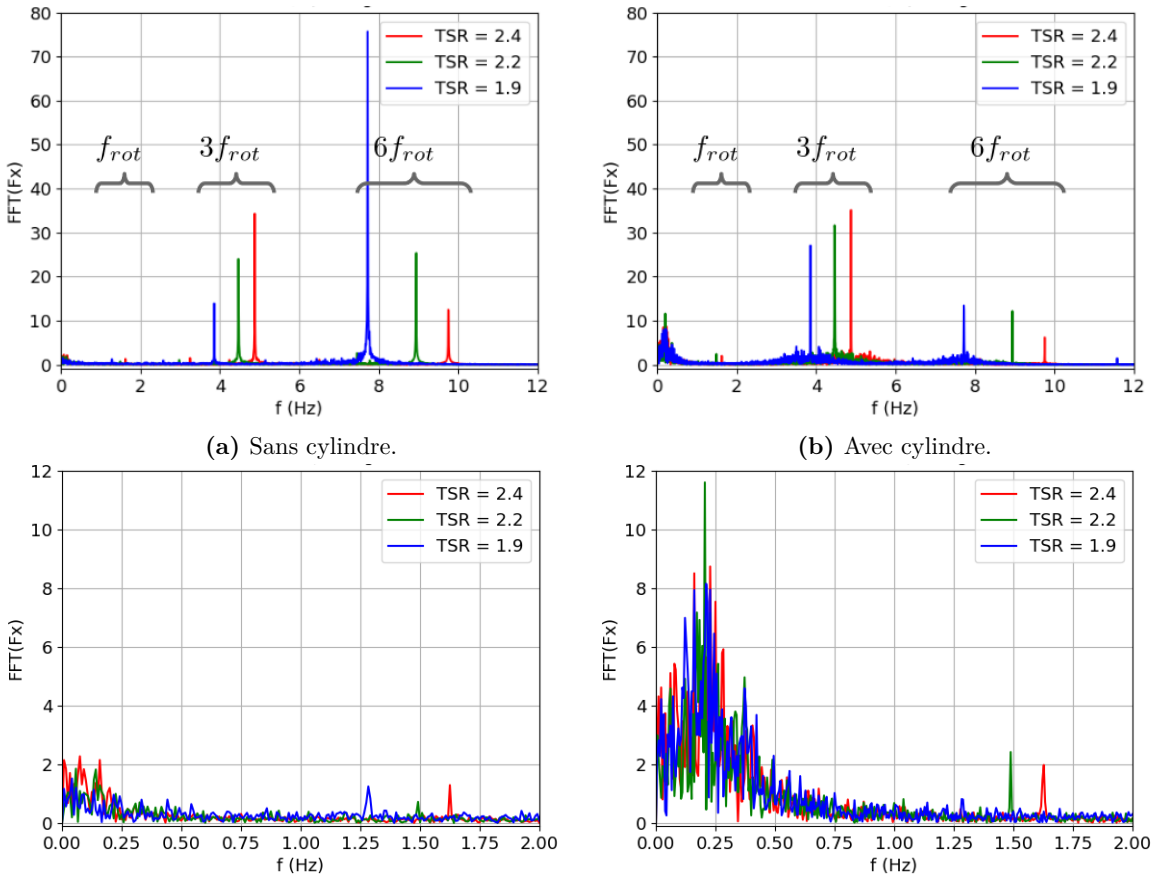
En présence de l'obstacle (figure 3.45b), un motif de fluctuation supplémentaire apparaît, absent du cas sans obstacle (figure 3.45a). Ce motif se répète à une fréquence $f_r \approx 0.25$ Hz, correspondant à la fréquence d'émission tourbillonnaire du cylindre, telle que décrite en section 3.2.2. L'apparition de structures cohérentes dans les efforts exercés sur la turbine en écoulement perturbé a déjà été mise en évidence par Gaurier et al. 2020a.

Ce motif de fluctuation n'est pas symétrique autour de la valeur moyenne (F'_x=0). La valeur maximale des fluctuations atteint environ 90 N (à $t \simeq 22$ s), tandis que la valeur minimale atteint -160 N (à $t \simeq 38$ s). Cette dissymétrie est attribuée à la configuration de rotation des colonnes, ainsi qu'à un effet d'interaction turbine-sillage potentiel. En effet, un comportement inverse est observé en configuration Avalant. Des tendances similaires d'évolution temporelle sont cependant observées pour les autres composantes d'efforts, ainsi que pour la puissance en temporel. Des mesures complémentaires au voisinage de la turbine pourraient permettre l'investigation de ces effets.

Analyse spectrale

Afin de caractériser les mécanismes responsables des fluctuations observées dans le domaine temporel, une analyse fréquentielle des efforts est réalisée. La figure 3.46 présente la transformée de Fourier de l'effort F_x pour trois valeurs de TSR (1.9, 2.2 et 2.4), avec et sans cylindre.

Seule la transformée de Fourier de F_x est présentée ici, celle du coefficient de puissance C_p et du couple présentant des tendances similaires. En écoulement établi, deux pics fréquentiels dominants sont observés : un pic à $3f_\omega$ et un autre à $6f_\omega$, attribuables au passage des pales des colonnes de rotors. En présence du cylindre, ces pics persistent mais apparaissent plus bruités et avec une différence plus prononcée entre les amplitudes des deux composantes. En effet, les rotors inférieurs de la machine évoluant dans le déficit de vitesse du sillage du cylindre, l'amplitude de la composante à $6f_{rot}$ est fortement réduite au profit de celle à $3f_{rot}$, traduisant une modification du chargement hydrodynamique entre les deux étages des colonnes.



(a) Sans cylindre.

(b) Avec cylindre.

(c) Sans cylindre (basses fréquences).

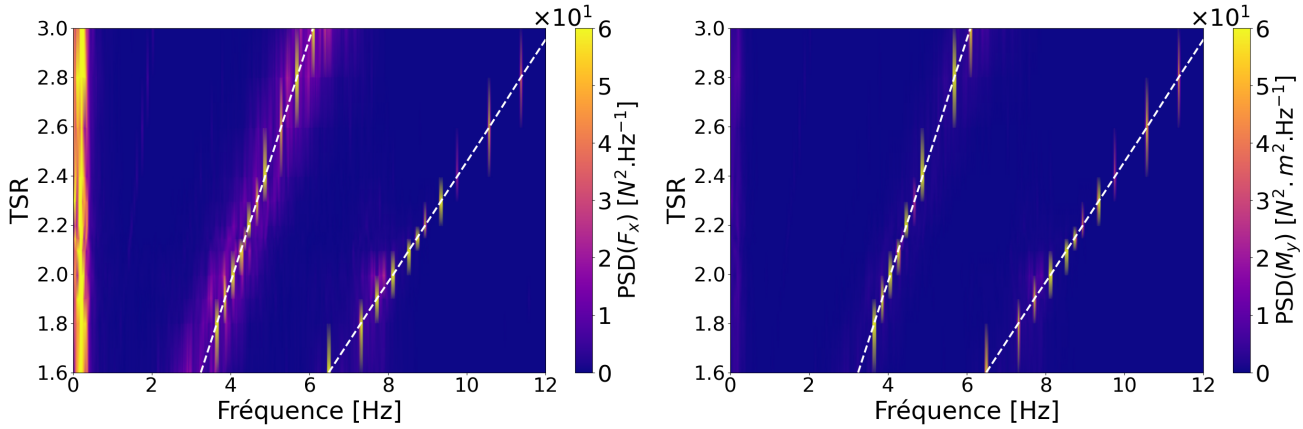
(d) Avec cylindre (basses fréquences).

Figure 3.46 – Transformée de Fourier de F_x [N^2/Hz] sans et avec cylindre (Refoulant, $U_0 = 1.0\,m/s$). Sur ces graphiques, f_{rot} représente la fréquence de rotation des colonnes ($f_{rot} = f_\omega$).

Un nouvel ensemble de composantes en basses fréquences, comprises entre 0 et 0.50 Hz, émerge également. Ces composantes basses fréquences correspondent au motif de fluctuation identifié dans l'analyse temporelle (section 3.2.3.2) et sont attribuées au passage des structures tourbillonnaires émises par le cylindre, autour de $f_r = 0.25$ Hz, impactant principalement les rotors supérieurs de la turbine. Les figures (c) et (d) présentent un zoom sur ces basses fréquences, mettant en évidence une amplitude nettement plus élevée en présence de l'obstacle. Bien que de légères composantes basses fréquences soient également présentes sans cylindre, leur amplitude est environ quatre fois plus faible et est attribuée principalement au bruit de mesure. Les basses fréquences observées en présence du cylindre sont donc majoritairement liées à l'interaction entre les structures du sillage de l'obstacle et la turbine, malgré la présence résiduelle de bruit difficilement décorrélable.

La figure 3.47 présente le diagramme TSR-fréquence de la densité spectrale de puissance de l'effort F_x et du moment M_y, en configuration Refoulant avec cylindre. Ce diagramme offre

une vision globale des phénomènes dynamiques sur l'ensemble des points de fonctionnement étudiés.



(a) $DSP(F_x)$ **(b)** $DSP(M_y)$

Figure 3.47 – Densité Spectrale de Puissance DSP de F_x et M_y dans le repère TSR-fréquence (Refoulant, Avec cylindre, $U_0 = 1.0$ m/s).

Trois zones principales sont identifiées : une zone associée à la fréquence $3f_{rot}$, une à $6f_{rot}$, ainsi qu'une zone basse fréquence comprise entre 0 et 0.50 Hz. Les deux premières sont liées au passage des pales et la géométrie des colonnes, comme vu avec la FFT précédente, tandis que la zone basse fréquence est directement induite par les structures tourbillonnaires émises par l'obstacle bathymétrique. La contribution énergétique associée à ces basses fréquences présente une intensité comparable pour l'ensemble des TSR testés, indiquant que l'impact du cylindre sur la dynamique basse fréquence est peu dépendant du régime de fonctionnement de la turbine. L'obstacle introduit ainsi une signature spectrale persistante, clairement identifiable dans le domaine fréquentiel et dépendante de la vitesse incidente. L'effort F_x est marqué par la coexistence de ces deux mécanismes, alors que le moment M_y apparaît principalement dominé par les composantes liées à la rotation du rotor et peu par les structures turbulentes.

L'analyse fréquentielle met en évidence l'apparition, en présence du cylindre, d'un ensemble de composantes énergétiques concentrées dans la bande des basses fréquences, comprises entre 0 et 0.50 Hz. Ces composantes, absentes ou très faiblement présentes en écoulement établi, sont associées au passage des structures tourbillonnaires émises par l'obstacle et constituent une signature dynamique spécifique de l'écoulement perturbé. Les mêmes observations sont également faites lors de l'étude des performances de la turbine.

3.2.4 Modélisation globale du comportement induit par les variations de fond

Afin de quantifier précisément la contribution de ces structures tourbillonnaires aux fluctuations des efforts et des performances de la turbine, une analyse ciblée de la composante basse fréquence des signaux temporels est menée dans la suite. Celle-ci repose sur un filtrage des signaux permettant d'isoler les fluctuations associées à l'émission tourbillonnaire du cylindre et de les distinguer du bruit et des autres mécanismes.

Filtrage de la composante turbulente

Comme mis en évidence en section 3.2, les structures tourbillonnaires émises par le cylindre induisent des fluctuations à une fréquence proche de 0.25 Hz. Ces fluctuations se situent

dans une bande de basses fréquences clairement identifiable dans le domaine spectral. Dans cette section, les signaux temporels sont filtrés afin d'isoler cette composante basse fréquence et de quantifier la part des fluctuations directement attribuable à la présence du cylindre, indépendamment du bruit de mesure et des autres sources de fluctuations hydrodynamiques ou mécaniques.

Comparaison de différentes méthodes de filtrage

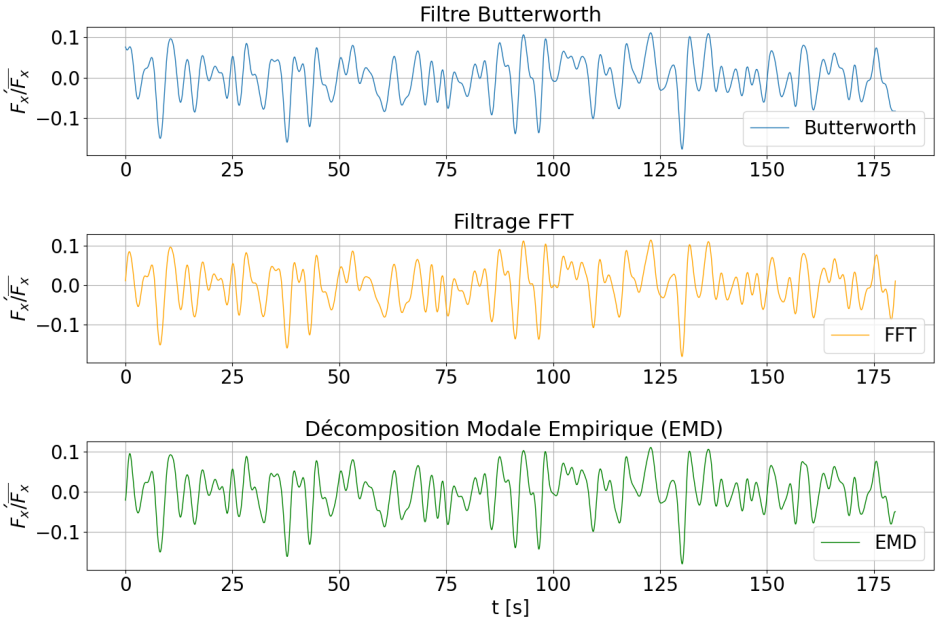


Figure 3.48 – Fluctuations relatives de F_x filtrées en utilisant un filtrage Butterworth (haut), un filtrage par FFT (milieu), un filtrage par décomposition EMD (bas) (Refoulant, $U_0 = 1.0$ m/s, $TSR = 2.2$).

La figure 3.48 compare les fluctuations relatives de l'effort F_x obtenues à l'aide de trois méthodes de filtrage visant à extraire les composantes comprises dans la bande $[0; 0.5]$ Hz :

- Filtre de type Butterworth : La première méthode consiste en l'application d'un filtre de Butterworth de type passe-bas, de fréquence de coupure $f_c = 0.50Hz$, pour atténuer les composantes hautes fréquences du signal. Ce type de filtre est utilisé pour sa réponse en fréquence dans la bande passante (gain de 1 entre 0 et $0.50\,Hz$), ce qui permet de conserver la forme du signal tout en ne gardant que les composantes d'intérêt.

- Filtrage passe-bande (FFT) : La deuxième méthode utilise la Transformation de Fourier Rapide pour appliquer un filtre passe-bande. Le signal est transformé dans le domaine fréquentiel, où les composantes en dehors de la bande de fréquences (entre 0 et $0.50\,Hz$) sont supprimées. Ensuite, une transformation inverse de Fourier est appliquée pour revenir au domaine temporel.

- Décomposition Modale Empirique (EMD) : La Décomposition Modale Empirique (EMD) est utilisée pour décomposer le signal en un ensemble de fonctions intrinsèques (IMF), qui représentent différentes échelles de temps caractéristiques du signal (voir chapitre 1). Chaque IMF est analysée pour déterminer sa fréquence instantanée et son amplitude (Rilling et al. 2003). Les IMF appartenant à la bande considérée sont sélectionnées et sommées pour la reconstruction du signal filtré.

Les trois méthodes conduisent à des signaux filtrés très similaires, tant en amplitude qu'en

structure temporelle. Les fluctuations à la moyenne recalculées après filtrage présentent des amplitudes d'environ 10%, avec un évènement fort reproduit vers $t \approx 130$ s (≈ 20 %). La reconstruction via EMD étant semblable aux signaux obtenus par les autres techniques, il apparaît que les fluctuations basses fréquences s'apparentent à l'interaction entre la turbine et les structures énergétiques émises au niveau de l'obstacle.

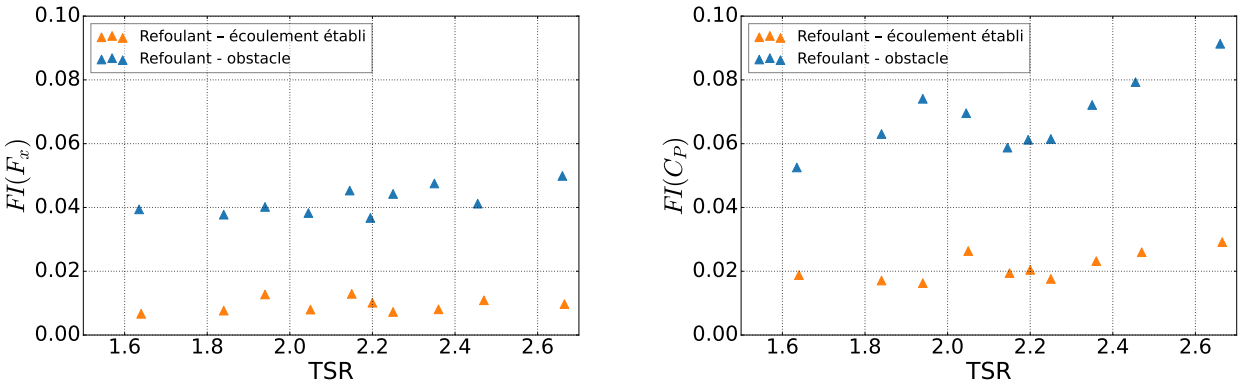
En conséquence, par souci de simplicité et de robustesse numérique, un filtre passe-bas type Butterworth (de fréquence de coupure $f_c = 0.50\,\text{Hz}$) est retenu pour la suite de l'étude.

Écart type relatif par filtrage

Les observations précédentes étant similaires pour les autres grandeurs de l'étude, le filtre passe-bas est ici appliqué aux fluctuations temporelles F_x' et C_p'. L'intensité de fluctuation de la composante filtrée est ensuite recalculée. Il est ainsi possible de quantifier la contribution des mécanismes induits par l'obstacle à la variabilité des grandeurs étudiées, indépendamment du bruit évoqué en section 3.2. La valeur moyenne utilisée pour le calcul de l'écart type relatif correspond à la moyenne temporelle de la grandeur considérée au TSR étudié.

La figure 3.49 compare les intensités de fluctuations des composantes filtrées de F_x et C_p, avec et sans cylindre. Pour F_x (figure 3.49a), le cas sans cylindre présente un écart relatif quasi constant, de l'ordre de 1%. Cette faible contribution suggère que la contribution basse fréquence mesurée sans cylindre est principalement liée au bruit ou à des phénomènes indépendants de l'obstacle. En présence du cylindre, ce coefficient reste également quasi constant mais atteint un rapport d'environ 4 à 5 %. Pour le C_P (figure 3.49b), le cas sans cylindre a un écart relatif de l'ordre de 2 % (bruit de mesure), tandis que la présence de l'obstacle induit une augmentation pouvant atteindre 9 %. La part de fluctuation directement induite par le cylindre peut alors être estimée par la différence entre les deux courbes. Cette contribution est ici notée α.

On obtient ainsi $\alpha(F_x) \simeq 0.04$ et $\alpha(C_p) \simeq 0.06$. Par souci de simplification d'un modèle généralisable aux différents paramètres mécaniques de la turbine, le choix est fait d'introduire un coefficient additif unique α. Ce dernier est alors défini comme la moyenne de ces deux valeurs, soit $\alpha = 0.05$ et utilisé indifféremment du paramètre d'étude.

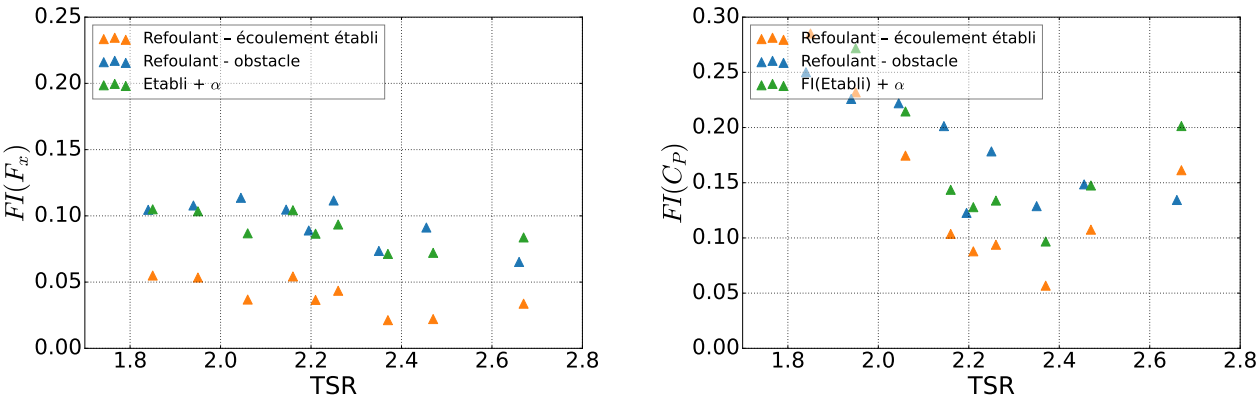


(a) $FI(F_x)$ **(b)** $FI(C_p)$

Figure 3.49 – Intensité de fluctuation de F_x et C_p selon le TSR, avec application du filtre passe-bas avec coupure au-delà de $0.50\,Hz$ (Refoulant, $U_0 = 1.0$ m/s).

La figure 3.50 présente les écarts types relatifs calculés à partir des signaux non filtrés. La constante α est additionnée aux valeurs de l'intensité de fluctuations obtenues sans l'obstacle. Il apparaît que l'addition de ce terme correctif simple permet de reproduire de manière satisfaisante les niveaux de fluctuations observés en présence du cylindre sur l'ensemble de la gamme de fonctionnement étudiée. Cette observation indique que l'impact des structures émises sur

les fluctuations peut être modélisé, en première approximation, comme une contribution additive quasi constante. Ainsi, l'augmentation des fluctuations semble principalement liée à la physique du détachement tourbillonnaire lui-même et peu influencée par son interaction avec la rotation des rotors ou par le point de fonctionnement de la turbine. Cette contribution



(a) $FI(F_x)$ **(b)** $FI(C_p)$

Figure 3.50 – Intensité de fluctuation de F_x et C_p en fonction du TSR, non filtrés et en vert la constante α additionnée aux FI en écoulement établi (Refoulant, $U_0 = 1.0$ m/s).

s'apparente ici à la moyenne de l'enveloppe des fluctuations filtrées via l'application du filtre passe-bas. D'autres possibilités seraient de considérer l'extremum de fluctuation obtenu pour les fluctuations filtrées, permettant de donner une approximation majorante de l'implication de cette organisation spatiale.

Résumé intermédiaire

Ces premières analyses ont permis d'identifier et de quantifier les principales sources de fluctuations affectant les efforts et les performances de la turbine. Deux mécanismes dominants ont été mis en évidence : d'une part les fluctuations liées au passage des pales et d'autre part celles induites par l'interaction entre la turbine et les structures tourbillonnaires émises par l'obstacle bathymétrique. Ces structures génèrent un motif de fluctuation récurrent à une fréquence proche de $f_r = 0.25\,\text{Hz}$, identifiable dans les signaux temporels et isolable dans le domaine fréquentiel. Leur présence entraîne une augmentation significative du rapport entre écart-type et moyenne, avec une croissance de l'ordre de 50 à 80 % par rapport au cas sans obstacle. L'application d'un filtrage passe-bas à $f_c = 0.50\,\text{Hz}$ a permis de montrer que cette amplification est quasi exclusivement attribuable aux émissions périodiques du cylindre. De plus, cette contribution apparaît indépendante de la vitesse de rotation de la turbine et dépend essentiellement des caractéristiques hydrodynamiques des structures turbulentes.

Sur cette base, l'impact de l'obstacle est présenté comme modélisable de manière simplifiée par l'introduction d'un coefficient additif α. Appliqué à l'écart relatif mesuré en écoulement établi, ce coefficient (évalué ici à $\alpha \simeq 0.05$) représente une contribution moyenne supplémentaire aux fluctuations induite par l'interaction avec les structures turbulentes.

D'un point de vue physique, cette contribution s'apparente à la moyenne de l'enveloppe des fluctuations filtrées par le filtre passe-bas et caractérise l'intensité moyenne des efforts induits par ces mécanismes. D'autres définitions de ce coefficient peuvent toutefois être envisagées selon l'objectif visé. En particulier, considérer l'extrémum des fluctuations filtrées permettrait de définir un coefficient majorant, plus conservatif, fournissant une estimation supérieure de l'impact de l'obstacle. Une telle approche serait pertinente dans une optique de dimensionnement ou d'analyse en fatigue, où les chargements maximaux jouent un rôle prépondérant.

La représentation proposée jusqu'ici repose sur la connaissance de la vitesse mesurée loin en amont de la turbine, ainsi que sur l'identification qualitative d'une variation bathymétrique située en amont de la turbine. Le choix méthodologique d'une vitesse U_0, mesurée loin en amont de la machine, est cohérent avec les pratiques de mesure in situ, où la caractérisation du courant est généralement réalisée à l'aide d'ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler). Ces instruments, en raison de leur résolution spatiale et de contraintes opérationnelles, sont le plus souvent positionnés en amont des parcs (ou des futurs sites d'implantation), fournissant ainsi une estimation représentative des conditions hydrodynamiques à grande échelle. Dans ce cadre, les grandeurs moyennes de performance et de chargement ($\overline{C_p}$, $\overline{F_x}$) ne sont pas recalculées à partir d'un écoulement local reconstruit, mais uniquement comparées à un écoulement sans cette variation de fond. Cette approche fournit ainsi une estimation approximative de l'évolution des valeurs moyennes, sans accéder aux mécanismes hydrodynamiques responsables de ces variations.

Il apparaît donc nécessaire d'analyser plus finement la dynamique locale de l'écoulement entre l'obstacle et la turbine. Dans la suite de cette étude, les caractéristiques du sillage de l'obstacle sont exploitées afin d'établir une relation directe entre les modifications locales du champ de vitesse et les variations observées des paramètres de performance et de chargement de la machine.

3.2.5 Modélisation du comportement par l'étude des variations locales de l'écoulement

Les limites des approches fondées sur une description amont de l'écoulement motivent l'étude des variations locales du champ de vitesse induites par la présence d'un obstacle bathymétrique. La modélisation du comportement moyen de la turbine ne peut en effet se limiter à une caractérisation globale de l'écoulement incident, la structure hydrodynamique intermédiaire modifiant significativement les conditions de vitesse incidente au niveau de la surface de capture. Le sillage généré par l'obstacle induit en particulier un déficit de vitesse ainsi qu'une redistribution du champ de vitesse, modifiant directement les grandeurs moyennes de performance et de chargement de la turbine. L'utilisation exclusive de U_0 pour l'évaluation des coefficients hydrodynamiques conduit alors à une représentation approchée, aveugle aux mécanismes physiques responsables de ces variations locales.

La section suivante propose ainsi une modélisation du comportement moyen de la turbine reposant sur l'analyse du sillage de l'obstacle. En s'appuyant sur les mesures de vitesse précédemment menées dans le sillage, un profil de vitesse local représentatif des conditions réellement rencontrées par la machine est reconstruit. Cette approche vise à établir un lien direct entre les modifications du champ de vitesse incident à l'échelle locale et les variations observées, afin d'établir un modèle empirique d'établissement des performances moyennes et des efforts hydrodynamiques.

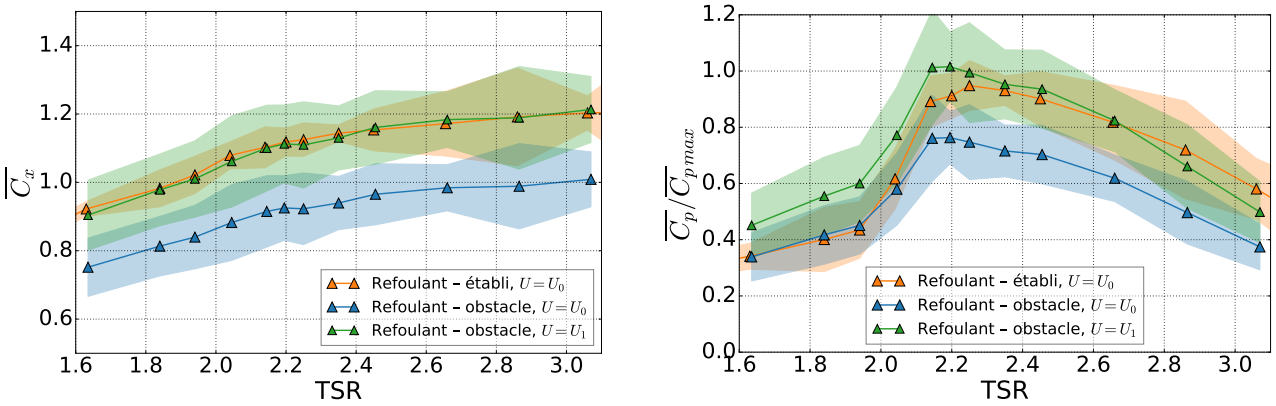
Détermination empirique de la vitesse à l'emplacement machine

La détermination de la vitesse effective de l'écoulement au voisinage du rotor apparaît essentielle pour le calcul de coefficients adimensionnés tels que le coefficient de puissance C_p ou le coefficient de traînée global de la machine C_x. En présence d'un obstacle bathymétrique situé en amont, la vitesse locale incidente diffère de la vitesse U_0 mesurée loin en amont. Dans la suite, cette vitesse locale est notée U_1.

Les résultats des chapitres précédents (section 2.1.4) mettent en évidence que le coefficient de traînée dépend principalement du TSR mais demeure indépendant de la vitesse de l'écoulement incident pour une même configuration. Cette indépendance vis-à-vis de la vitesse est cohérente avec un régime d'écoulement turbulent, caractérisé ici par un nombre de Reynolds

de l'ordre de $Re \sim 10^5$, pour lequel les effets visqueux sont négligeables et les coefficients adimensionnels deviennent indépendants de Re. Sur cette base, une première estimation de la vitesse locale U_1 est réalisée de manière empirique. La vitesse U_1 est alors définie comme la vitesse permettant d'obtenir, pour les essais avec l'obstacle, un coefficient C_x identique à celui mesuré lors des essais sans cylindre.

Cette démarche conduit à une valeur empirique de $U_1 = 0.89$ m/s, déterminée à partir de l'expression de C_x. Cette vitesse corrigée est ensuite utilisée pour le calcul du coefficient de puissance C_p.



(a) C_x **(b)** C_p

Figure 3.51 – Coefficients adimensionnés calculés avec U_0 (cas d'écoulement établi et avec obstacle) et U_1 (pour le cas avec obstacle) déterminée de manière empirique (Refoulant, $U_0 = 1.0\,m/s$).

La figure 3.51 présente les coefficients C_x et C_p calculés en utilisant la vitesse amont U_0 et la vitesse corrigée U_1. L'utilisation de U_1 permet de réduire la différence des valeurs moyennes entre les courbes de C_x obtenues en écoulement établi et en écoulement perturbé à moins de 4 %. Pour le coefficient de puissance, les valeurs de C_p obtenues avec U_1 apparaissent supérieures à celles mesurées en écoulement établi, notamment au voisinage du TSR optimal. Cette augmentation est probablement surestimée, l'approche reposant sur l'hypothèse simplificatrice d'une vitesse uniforme à l'échelle du rotor. Néanmoins, cette première estimation fournit un ordre de grandeur pertinent de la vitesse réellement incidente et constitue une base encourageante pour affiner l'analyse.

Mesures de la vitesse locale de l'écoulement

Afin d'obtenir une estimation plus réaliste de la vitesse incidente au voisinage de la machine, la vitesse locale U_1 peut également être déterminée à partir de mesures de PIV. Ces données sont issues des travaux de (Ikhennicheu 2019) et ont déjà pu être présentées dans les sections 3.39a et 3.39b. Les plans de mesure permettent de caractériser l'impact de l'obstacle sur l'écoulement sur l'ensemble de la surface de capture de la turbine. En effet, l'influence du cylindre est strictement 3D, ce qui rend nécessaire une description spatiale détaillée du champ de vitesse.

La figure 3.52 présente les profils de vitesse extraits de ces mesures. Ces profils correspondent aux valeurs de vitesse établis à l'emplacement de la turbine, soit 10 H en aval du cylindre. Les données manquantes (zone intermédiaire, marqueurs vides) sont reconstruites par interpolation linéaire entre les plans. La figure 3.53 présente la transformée de Fourier de la fluctuation longitudinale u', mettant en évidence une contribution basse fréquence associée au passage des structures tourbillonnaires émises par le cylindre. Ces résultats confirment les

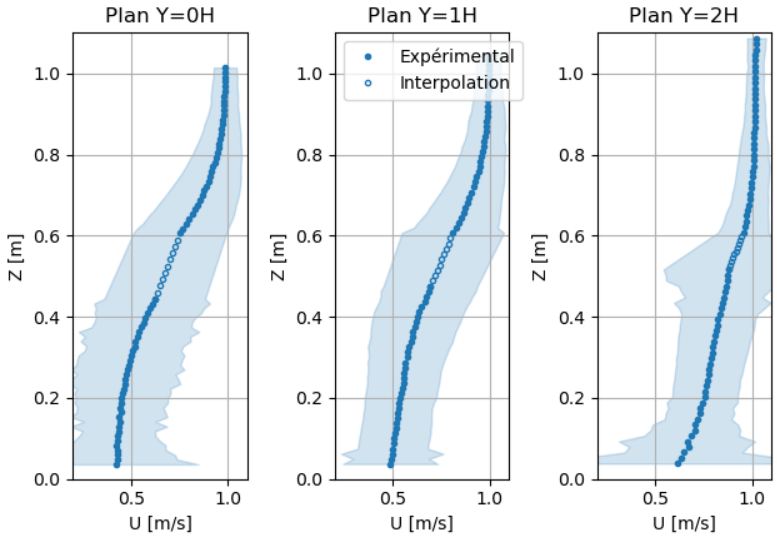


Figure 3.52 – Analyse temporelle des profils verticaux de vitesse obtenus à l'emplacement machine pour y = 0, 1H et 2H, issues de Ikhennicheu 2019.

observations formulées en section 3.2.2. Le champ de vitesse à l'emplacement de la machine présente à la fois un gradient vertical et un gradient transversal marqués, traduisant une forte hétérogénéité spatiale de l'écoulement. La vitesse moyenne arrivant au niveau de la colonne de rotors est significativement inférieure à la vitesse incidente U_0 mesurée loin en amont de l'obstacle. Le déficit est particulièrement prononcé dans la partie basse du profil, dans le sillage du cylindre. Les écarts types de la vitesse sont également fortement modifiés par la présence

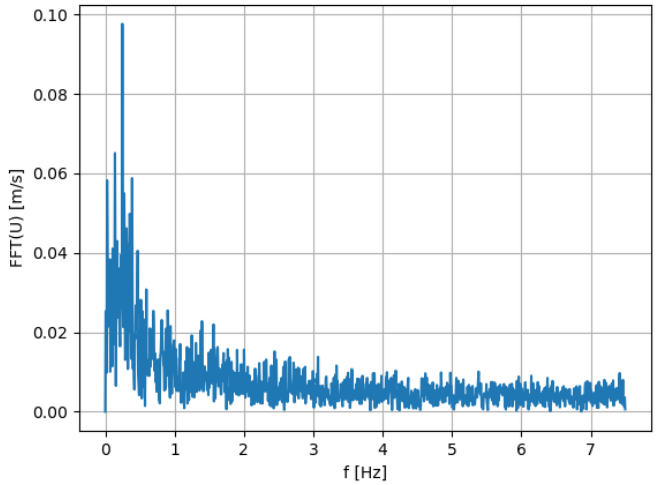


Figure 3.53 – Analyse fréquentielle de la vitesse dans le sens de l'écoulement à la position $x = 10H$, $y = 0$, $z = 4H$ issues de Ikhennicheu 2019.

de l'obstacle. Ils sont maximaux dans la zone basse du sillage et varient selon l'axe transversal y. Les fluctuations les plus intenses sont observées dans l'axe de la machine (centre du bassin, $y = 0$), au niveau de l'étage inférieur, ce qui suggère une sollicitation hydrodynamique accrue pour cette partie de la structure. À partir de ces profils et conformément à la formulation donnée par l'équation 2.1, une nouvelle vitesse locale est définie, notée U^p_{PIV} correspond à la vitesse mesurée issu du profil établi par PIV à l'emplacement de la machine dans cette même

configuration. Afin d'obtenir une vitesse représentative de l'écoulement incident sur la surface de référence S_{ref}, les valeurs issues des profils de vitesse sont moyennées en appliquant une pondération tenant compte de la fraction de surface couverte. Cette pondération permet de prendre en compte la non-uniformité spatiale du champ de vitesse sur la surface balayée.

Le tableau 3.6 synthétise les différentes vitesses considérées dans cette étude : la vitesse incidente U_0 mesurée en amont de l'obstacle, la vitesse U_1 déterminée empiriquement à partir du coefficient de traînée et la vitesse U_{PIV} obtenue à partir des mesures PIV à l'emplacement machine. Une diminution d'environ 20 % des grandeurs U, U^2 et U^3 est observée lorsque l'effet de la bathymétrie amont est pris en compte. Les deux méthodes d'estimation de la vitesse locale donnent des résultats cohérents, avec un écart relatif inférieur à 5 %, ce qui conforte la pertinence de l'approche empirique tout en soulignant l'apport des mesures PIV pour une description plus fidèle de l'écoulement (notamment pour le domaine spectral).

	$U_X[m/s]$	$U_X^2[m^2/s^2]$	$U_X^3[m^3/s^3]$
U_0	0.98	0.96	0.93
U_1 (empirique)	0.89	0.79	0.70
U_{PIV}	0.85	0.78	0.72

Table 3.6 – Tableau récapitulatif des vitesses amont U_0, U_1 déterminée de manière empirique et U_{PIV} obtenue expérimentalement (en configuration Refoulant, à une vitesse consigne de l'ordre de 1.0 m/s).

Enfin, ces données permettent d'effectuer des vérifications complémentaires à celles présentées dans Ikhennicheu 2019, notamment sur la capacité du cylindre à reproduire un écoulement fortement perturbé, représentatif des conditions rencontrées dans des zones à bathymétrie marquée telles que le Raz-Blanchard. En effet, la figure 3.54 montre la composante $u'w'$ du tenseur de Reynolds dans le plan (x, z) à $y = H$. Cette composante est quasi nulle dans le bassin en amont et devient négative dans le sillage du cylindre, traduisant un transfert de quantité de mouvement favorisant des sollicitations accrues. Ce comportement, caractéristique d'un écoulement fortement perturbé, renforce la pertinence de l'utilisation de cet obstacle pour modéliser l'impact d'une bathymétrie amont sur le comportement mécanique de la machine.

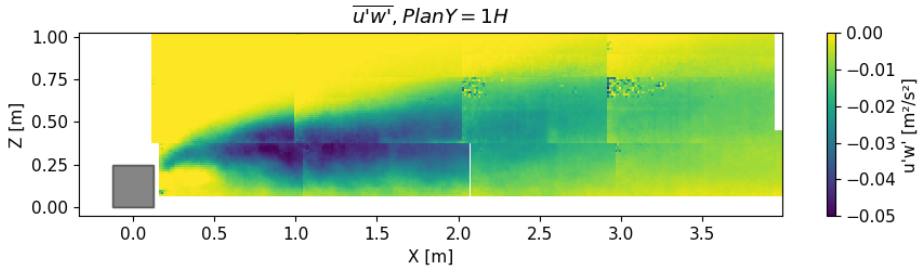
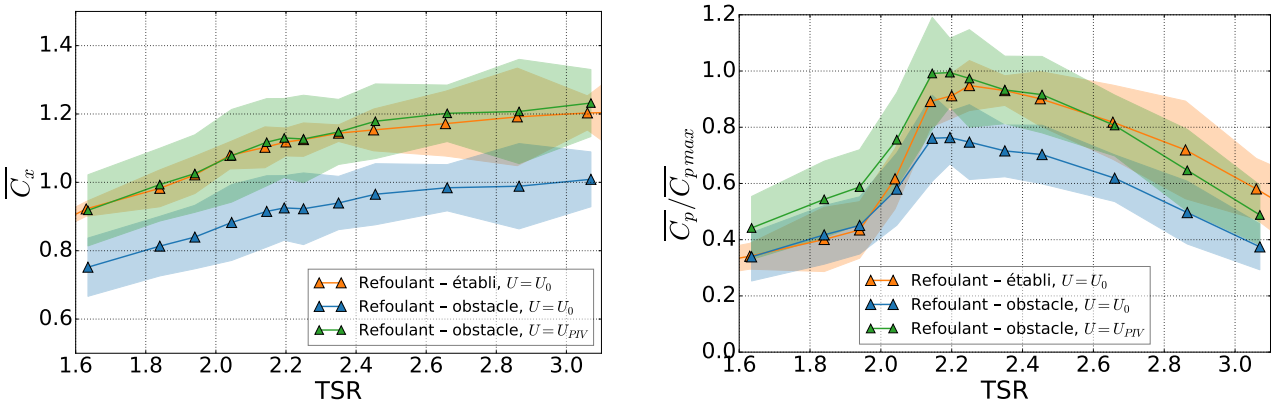


Figure 3.54 – Composante du tenseur de Reynolds $u'w'$ à $y = H$ ($U_0 = 1.0$ m/s).

3.2.5.1 Coefficients calculés avec la vitesse U_{PIV} à l'emplacement machine

L'introduction d'une vitesse locale U_1, représentative de l'écoulement incident à l'emplacement de la machine, permet de réévaluer les coefficients de puissance C_p et de traînée C_x de manière cohérente. Les résultats présentés en figure 3.55 montrent que, lorsque les coefficients sont calculés à partir de U_1, les valeurs obtenues en écoulement établi et en écoulement perturbé par l'obstacle bathymétrique présentent des efforts moyens similaires. Concernant le C_P, les

valeurs optimales sont bien représentées. Cependant, l'écart de régime pour les TSR ≤ 2.0, lié notamment à l'effet de Reynolds pour les régimes faibles, n'est pas retranscrit. Les tendances principales sont convenablement reproduites mais les valeurs ne sont pas représentatives pour tous les points de fonctionnement.



(a) C_x **(b)** C_p

Figure 3.55 – Coefficients adimensionnés calculés avec U_0 (cas d'écoulement établi et avec obstacle) et U_{PIV} (pour le cas avec obstacle) déterminée à partir des mesures PIV à l'emplacement machine (Refoulant, $U_0 = 1.0\,m/s$).

L'hypothèse d'équivalence entre les paramètres moyens en régime établi et turbulent est renforcée par l'analyse du coefficient C_x. En effet, celui-ci ne présente pas de dépendance notable à la variation du nombre de Reynolds, conformément à sa définition. Les figures 3.51 et 3.55 montrent par ailleurs une excellente cohérence entre les deux méthodes d'estimation de U_1 et U_{PIV}, ce qui confirme leur admissibilité. La détermination de U_{PIV} est réalisée par mesure laser en l'absence de la maquette de l'hydrolienne. La méthode ne prend donc pas en compte les effets d'induction liés à l'interaction machine-écoulement, susceptibles de modifier localement le profil de vitesse. En particulier, un ralentissement du flux en amont immédiat de la machine, associé à une accélération latérale due au contournement de l'écoulement et un effet de blocage prononcé, est attendu en présence de la turbine. De plus, les mesures PIV ont été effectuées pour un nombre limité de plans selon l'axe transverse y, ne couvrant pas intégralement la surface de capture de la turbine. La reconstruction du profil de vitesse à l'emplacement machine repose donc sur une interpolation de ces données, ne restituant pas l'ensemble des structures du sillage généré par l'obstacle bathymétrique. Ces limitations expliquent en partie les écarts résiduels observés sur les coefficients recalculés.

Malgré ces restrictions, les profils de vitesse obtenus restent cohérents et physiquement applicables ici. Ils constituent une base suffisamment robuste pour définir la vitesse locale U_1 (écriture généralisée à la détermination de la vitesse réelle), utilisée dans la suite de l'étude.

3.2.5.2 Élaboration d'un modèle analytique

Les résultats présentés précédemment suggèrent qu'il est possible de déduire le comportement moyen de la machine en écoulement perturbé à partir de caractéristiques mesurées en écoulement établi, sous réserve d'introduire une vitesse incidente locale adaptée et de prendre en compte l'augmentation des fluctuations induites par l'obstacle bathymétrique.

Cette démarche repose sur deux hypothèses complémentaires :

— l'invariance des coefficients adimensionnés entre écoulement établi et écoulement perturbé lorsqu'ils sont calculés avec la vitesse locale U_1 (faible selon C_P),

— la modification de l'intensité de fluctuations de F_x et C_p par l'ajout d'un coefficient additif α à l'écart type relatif.

À partir de ces hypothèses, un modèle analytique simple est proposé afin de prédire les valeurs moyennes et les fluctuations des efforts et des performances en écoulement perturbé.

L'égalité des coefficients C_x entre les deux configurations conduit à :

$$\begin{aligned} & C_{x,\text{turbulent}}(U_1) = C_{x,\text{établi}}(U_0) \\ \Leftrightarrow\ & \frac{F_{x,\text{turbulent}}}{\frac{1}{2}\,\rho\,S_{\text{ref}}\,U_1^2} = \frac{F_{x,\text{établi}}}{\frac{1}{2}\,\rho\,S_{\text{ref}}\,U_0^2} \end{aligned}$$

D'où :

$$F_{x,\text{turbulent}} = \frac{U_1^2}{U_0^2}\,F_{x,\text{établi}} = k_2\,F_{x,\text{établi}} \tag{3.15}$$

avec $k_2 = U_1^2/U_0^2$.

L'écart type est alors modélisé à partir de l'écart type relatif :

$$\begin{aligned} & FI(F_{\text{x turbulent}}) = FI(F_{\text{x établi}}) + \alpha \\ \Leftrightarrow\ & \frac{\sigma(F_{\text{x turbulent}})}{\overline{F_{\text{x turbulent}}}} = \frac{\sigma(F_{\text{x établi}})}{\overline{F_{\text{x établi}}}} + \alpha \\ \Leftrightarrow\ & \frac{\sigma(F_{\text{x turbulent}})}{k_2 \cdot \overline{F_{\text{x établi}}}} = \frac{\sigma(F_{\text{x établi}})}{\overline{F_{\text{x établi}}}} + \alpha \end{aligned}$$

Ainsi :

$$\Rightarrow \sigma(F_{x,\text{turbulent}}) = k_2\,\sigma(F_{x,\text{établi}}) + \alpha\,k_2\,\overline{F_{x,\text{établi}}}$$

En raisonnant de manière analogue et en tenant compte de la dépendance cubique à la vitesse, on obtient :

$$C_{p,\text{turbulent}}(U_0) = \frac{U_1^3}{U_0^3}\,C_{p,\text{établi}}(U_0) = k_3\,C_{p,\text{établi}}(U_0) \tag{3.16}$$

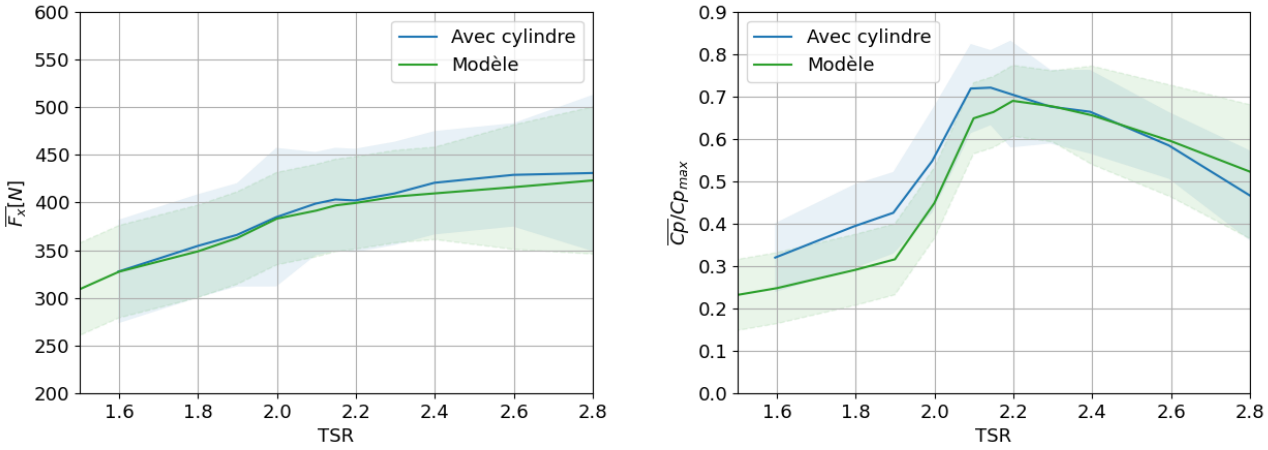
avec $k_3 = U_1^3/U_0^3$.

L'écart type associé s'écrit :

$$\sigma(C_{p,\text{turbulent}}) = k_3\,\sigma(C_{p,\text{établi}}) + \alpha\,k_3\,\overline{C_{p,\text{établi}}} \tag{3.17}$$

L'application de ce modèle au cas de référence (configuration Refoulant, $U_0 = 1.0$ m/s) conduit aux résultats présentés en figure 3.56. Le modèle reproduit avec une très bonne précision l'évolution de l'effort axial F_x, avec un écart relatif moyen de l'ordre de 4 % sur les valeurs moyennes et inférieur à 10 % sur les écarts types. Pour le coefficient de puissance C_p, le modèle se révèle moins performant quantitativement, tout en restituant correctement les tendances globales. En particulier, le déplacement du TSR optimal est bien capturé, passant de 2.2 à 2.1, correspondant respectivement à des vitesses de rotation de 89.4 et 85.4 rot/min.

Ces résultats montrent que, malgré sa simplicité, le modèle analytique proposé constitue un outil pertinent pour estimer le comportement moyen et la variabilité des efforts et performances en présence d'un obstacle bathymétrique. Il sera désormais appliqué à d'autres configurations d'écoulement afin d'évaluer la robustesse des coefficients k_2, k_3 et α.



(a) F_x **(b)** C_p

Figure 3.56 – Comparaison de F_x et C_p extrapolés à partir des données obtenues en écoulement établi et de F_x et C_p issus d'essais avec cylindre (Refoulant, $U_0 = 1.0\,m/s$).

Synthèse

Cette section a été consacrée à l'analyse des effets hydrodynamiques induits par une variation de fond marquée et à leurs conséquences sur le fonctionnement d'une hydrolienne à axe vertical. À travers une approche expérimentale progressive, allant de la caractérisation de l'écoulement jusqu'à la modélisation globale du comportement de la machine, cette étude met en évidence le rôle central des modifications locales du champ de vitesse et de la turbulence générée par l'obstacle bathymétrique.

Dans un premier temps, le dispositif expérimental a permis de reproduire de manière contrôlée l'influence d'un obstacle de fond sur l'écoulement incident. Les mesures hydrodynamiques ont montré que la présence du cylindre engendre un déficit de vitesse significatif à l'emplacement de la turbine, associé à une augmentation marquée du niveau de turbulence. Pour une vitesse amont de $U_0 = 1.0$ m/s, la vitesse locale incidente U_1 est réduite de plusieurs dizaines de pourcents selon la configuration, traduisant l'impact direct du sillage de l'obstacle sur les conditions d'écoulement rencontrées par la machine.

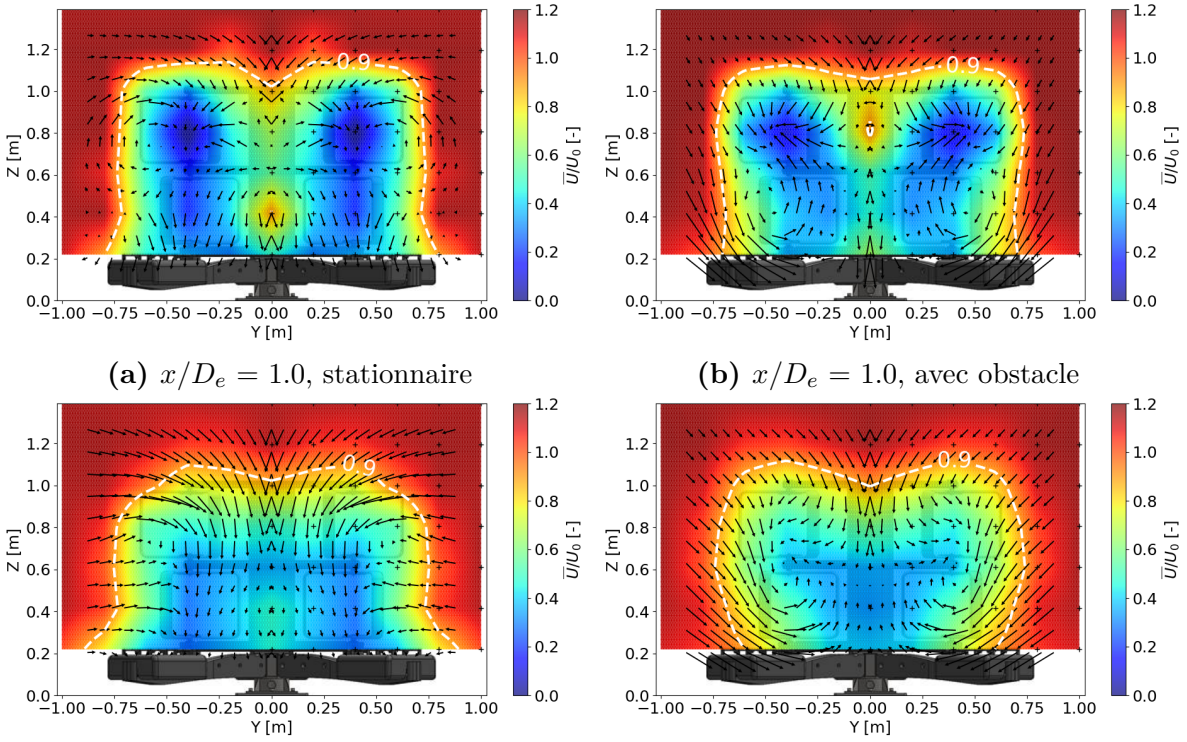
L'étude de la réponse moyenne de la turbine a ensuite mis en évidence que cette modification de l'écoulement se traduit par une diminution apparente des performances et des efforts lorsque ceux-ci sont exprimés à partir de la vitesse amont U_0. En revanche, une augmentation nette des fluctuations est observée : l'intensité des fluctuations, quantifiée par l'écart type relatif (ou fluctuation intensity), augmente de l'ordre de 55 % pour l'effort axial F_x et de 80 % pour le coefficient de puissance C_p en écoulement perturbé par rapport à l'écoulement établi. Ces résultats soulignent l'importance de prendre en compte les effets turbulents induits par la bathymétrie dans une optique de dimensionnement et d'évaluation de la fatigue des structures.

Afin de dépasser une analyse purement descriptive, une modélisation globale du comportement de la machine a été proposée. Elle repose sur deux hypothèses principales : (i) l'invariance du coefficient adimensionné C_x lorsqu'il est calculé à partir de la vitesse incidente locale appropriée et (ii) l'augmentation des fluctuations via l'introduction d'un coefficient additif $\alpha = 0.05$ sur l'écart type relatif. L'introduction d'une vitesse locale U_1, déterminée à partir des mesures PIV du sillage de l'obstacle, permet ainsi de concilier les comportements observés en écoulement établi et perturbé. L'application de ce modèle analytique simple conduit à des prédictions satisfaisantes, en particulier pour l'effort axial F_x, avec un écart relatif moyen inférieur à 4 % sur les valeurs moyennes et inférieur à 10 % sur les écarts types dans le cas de référence. Pour le coefficient de puissance C_p, le modèle reproduit correctement les tendances globales et le

déplacement du point de fonctionnement optimal, bien que des écarts subsistent, liés notamment aux limitations des mesures de vitesse et à l'absence de prise en compte explicite de l'interaction machine-écoulement.

Dans l'ensemble, cette section met en évidence que les variations de fond ne modifient pas fondamentalement le comportement intrinsèque de la turbine, mais qu'elles agissent principalement via une modification locale de l'écoulement incident et une amplification des fluctuations. Ces résultats soulignent les limites des approches fondées uniquement sur des grandeurs amont globales, telles que celles mesurées par ADCP en conditions réelles loin en amont des turbines, et justifient la nécessité d'une analyse locale du champ de vitesse pour une estimation réaliste des performances et des chargements. Ces conclusions motivent la poursuite de l'étude vers une description plus fine de la dynamique locale de l'écoulement et de son interaction avec la machine, afin d'améliorer la robustesse des modèles prédictifs et leur applicabilité à des configurations de site réelles.

Si l'analyse s'est concentrée sur la modification des conditions incidentes et la réponse globale de la turbine par la présence de variation bathymétrique en amont, des premiers résultats concernant le développement du sillage suggèrent également une modification de sa dynamique (Naviliat et al. 2025).



(a) $x/D_e = 1.0$, stationnaire

(b) $x/D_e = 1.0$, avec obstacle

(c) $x/D_e = 2.5$, stationnaire

(d) $x/D_e = 2.5$, avec obstacle

Figure 3.57 – Cartographies de la vitesse moyenne $\overline{U}$ et le champ vectoriel (V, W) pour la configuration Refoulant, à $U_0 = 1.0$ m/s et $TSR = 2.2$. (a)-(c) plans obtenus à $x/D_e = [1.0\,;\, 2.5]$ en écoulement stationnaire. (b)-(d) plans obtenus à $x/D_e = [1.0\,;\, 2.5]$ en présence de l'obstacle en amont.

La figure 3.57 illustre cette évolution à travers les cartographies de la vitesse moyenne $\overline{U}$ et les champs de vecteurs transverses (V, W) aux positions $x/D_e = 1.0$ et 2.5, avec et sans obstacle en amont. En sillage proche, la présence du cylindre entraîne un mélange prononcé des sillages des rotors inférieurs des colonnes. Plus en aval, cette réorganisation persiste et se traduit par une modification de la répartition verticale du déficit de vitesse et donc du contour du sillage. Le déficit devient en effet plus marqué dans l'axe de symétrie de la turbine, illustrant un pro-

cessus de mélange différent et une dynamique de décrochage tourbillonnaire impactée par la turbulence issue du sillage de l'obstacle. Ces observations indiquent que la bathymétrie agit non seulement comme un modificateur des conditions incidentes, mais également comme un paramètre structurant du développement du sillage en aval. Cette modification de l'écoulement incident peut entrainer un changement de la dynamique de résorption en aval et, par extension, les interactions potentielles dans un configuration de ferme hydrolienne. Une caractérisation plus approfondie du développement du sillage en présence de variations bathymétriques apparaît ainsi comme une perspective essentielle pour intégrer les effets de l'environnement dans les outils de dimensionnement et d'optimisation.

3.3 Conclusion

Ce chapitre a permis d'analyser l'impact de conditions instationnaires sur la réponse hydrodynamique et mécanique de la turbine OQ 2.5, en considérant successivement l'effet de la houle incidente puis celui de variations turbulentes induites par la bathymétrie. L'ensemble des résultats met en évidence que, si le fonctionnement moyen de la turbine reste globalement robuste face à ces perturbations, les mécanismes instationnaires modifient profondément la dynamique locale des efforts et du couple, avec des implications directes en termes de chargement, de fatigue et de modélisation.

La première partie du chapitre a montré que la houle n'altère que marginalement les valeurs moyennes de couple et de performance, mais induit des fluctuations significatives pouvant atteindre jusqu'à 30 % de la valeur moyenne selon les conditions considérées. L'analyse fréquentielle par RAO a permis d'identifier le rôle prépondérant des basses fréquences dans la dynamique du couple, tout en mettant en évidence une contribution spécifique et cohérente de la houle à la fréquence d'excitation imposée. Toutefois, la dépendance marquée de la fonction de transfert au point de fonctionnement (TSR, vitesse d'écoulement) a souligné les limites d'une approche purement linéaire pour décrire la réponse de la turbine.

Ces observations ont motivé le développement d'un modèle paramétrique de type Morison étendu au couple, permettant de représenter explicitement les contributions hydrodynamique et inertielle induites par la houle. L'introduction de coefficients dépendants du TSR s'est révélée essentielle pour reproduire la distribution des fluctuations de couple et en interpréter le sens physique. L'analyse des dynamiques locales et des représentations en phase (TSR_{wave}, Q_{wave}) a montré que la houle agit principalement comme un mécanisme de structuration de la réponse instationnaire, l'amplitude des fluctuations étant gouvernée par le rapport orbital local u_w/U_0, tandis que la fréquence de houle module l'équilibre entre contributions quasi-stationnaires et inertielle. Il apparaît que l'emploi des coefficients du modèle étendu, couplé à la mesure de vitesse en amont, permet de correctement représenter les gammes de fluctuations même en présence d'états de mer irréguliers, avec par exemple un spectre de type JONSWAP.

La seconde partie du chapitre a étendu cette analyse aux perturbations turbulentes induites par des variations de fond. Le sillage de l'obstacle bathymétrique engendre un déficit de vitesse et une augmentation marquée du niveau de fluctuations en aval de celui-ci, avec une intensité turbulente locale pouvant atteindre 20 %. Contrairement à la houle, ces perturbations se caractérisent par un contenu fréquentiel large bande, ne conduisant pas à une réponse périodique identifiable du couple. Les résultats montrent toutefois une modification significative des grandeurs moyennes, avec des variations mesurables du couple et des performances globales directement corrélées au déficit de vitesse local à l'emplacement de la turbine. Ces observations justifient l'introduction de modèles globaux et relatifs à la vitesse effective rencontrée par le rotor. En particulier, l'exploitation des mesures du sillage de l'obstacle permet de définir un profil de vitesse local représentatif à l'emplacement de la machine, à partir duquel les variations observées des performances et des efforts moyens peuvent être reconstruites de manière

cohérente. Cette approche met en évidence que la prise en compte explicite des variations locales de l'écoulement améliore significativement la prédiction du comportement moyen de la turbine par rapport à une description fondée uniquement sur la vitesse amont U_0.

Enfin, les résultats présentés dans ce chapitre suggèrent que l'effet combiné de la houle et des variations bathymétriques constitue un enjeu majeur pour la compréhension du comportement instationnaire des hydroliennes. La présence d'un écoulement spatialement hétérogène pourrait ainsi moduler la cinématique orbitale et les structures tourbillonnaires (Magnier et al. 2023), en modifiant le rapport local u_w/U_0 et en introduisant des variations lentes du point de fonctionnement. Ces effets pourraient conduire à une altération partielle de la réponse périodique observée en houle régulière, ou au contraire à une amplification locale des fluctuations de couple dans certaines configurations. L'analyse conjointe de ces phénomènes nécessiterait des approches spatiale et temporelle conjointes, capable de relier la variabilité de l'écoulement incident à la réponse mécanique de la turbine. La formulation paramétrique de type Morison, combinée à une description locale de la vitesse effective rencontrée par le rotor, offre un cadre prometteur pour intégrer simultanément les effets de la houle et des perturbations bathymétriques. Des travaux futurs pourraient ainsi s'attacher à évaluer la validité de l'hypothèse de superposition des contributions, ou à identifier les régimes pour lesquels des effets de couplage non linéaires deviennent prépondérants.

L'ensemble de ces résultats constitue ainsi une base expérimentale et méthodologique pour les développements ultérieurs, en particulier pour l'intégration des effets instationnaires dans des modèles de chargement hydrodynamique et dans des stratégies de contrôle ou d'optimisation de la production. Les approches proposées, fondées sur des modèles interprétables et validés expérimentalement, ouvrent la voie à une prise en compte plus réaliste des conditions environnementales complexes rencontrées par les hydroliennes.

CHAPITRE 4

Développement de stratégie de contrôle de VATT

Les résultats précédents ont permis de caractériser finement le comportement hydrodynamique et mécanique de la turbine OQ 2.5 dans des conditions d'écoulement stationnaires puis instationnaires. Ces analyses ont montré que, si les performances moyennes de la machine demeurent globalement robustes, la dynamique de la réponse, en particulier celle du couple et de la vitesse de rotation, est fortement influencée par des mécanismes instationnaires dépendant à la fois de l'écoulement et du point de fonctionnement. Toutefois, l'interprétation et l'exploitation de ces résultats nécessite une attention particulière pour un passage vers l'échelle réelle. En effet, l'étude du comportement de la maquette a été menée sous des hypothèses fortes. Certaines caractéristiques inhérentes au comportement de la turbine, telles que l'inertie globale des colonnes de rotors, les constantes de temps mécaniques et le mode de régulation, n'ont pas ou partiellement été respectées. Ces paramètres peuvent cependant jouer un rôle central dans la réponse dynamique de l'hydrolienne, en particulier en conditions instationnaires, car ils peuvent conditionner la capacité de la turbine à filtrer ou amplifier les fluctuations de l'écoulement. Ce chapitre s'attache ainsi à étudier l'influence de l'inertie et des stratégies de contrôle sur la dynamique d'une hydrolienne à axe vertical en intégrant expérimentalement ces paramètres.

Dans un premier temps, la dynamique du rotor est introduite afin d'établir un cadre théorique cohérent reliant le comportement du modèle réduit à celui d'une machine à l'échelle réelle. L'influence du moment d'inertie sur la réponse de la turbine est alors étudiée expérimentalement à vitesse de rotation contrôlée. Ensuite, différentes lois de contrôle basées sur un contrôle du couple moteur sont développées. Après avoir établi la forme théorique des lois résistives à considérer, une identification empirique permet de définir une formulation adaptée aux conditions expérimentales, intégrant les effets d'échelle propres aux essais en bassin. Enfin, ces lois de contrôle sont testées afin d'analyser la réponse de la turbine à couple contrôlé. L'influence des paramètres de contrôle et du moment d'inertie sur la stabilité du point de fonctionnement et sur la dynamique de la turbine est étudiée. Ce travail est mené notamment en présence de houle, engendrant des conditions de fonctionnement instationnaires.

Ce chapitre vise ainsi à déterminer dans quelle mesure les stratégies de régulation peuvent être utilisées pour adapter le comportement de l'hydrolienne de manière optimale, en particulier pour limiter les fluctuations de chargement induites par la variabilité de l'écoulement incident.

4.1 Etude de l'effet de l'inertie sur le comportement des colonnes de rotors

Les chapitres précédents ont permis d'analyser la réponse hydrodynamique et mécanique de la turbine OQ 2.5 dans des conditions stationnaires puis instationnaires, en s'appuyant sur une maquette géométriquement similaire à l'échelle 1/20 de la machine destinée à un déploiement en mer. Si cette similitude géométrique permet de reproduire les mécanismes hydrodynamiques dominants, elle ne garantit pas à elle seule une représentation fidèle des caractéristiques mécaniques de la turbine, en particulier du point de vue inertiel. Tout d'abord, la théorie de la dynamique du rotor est présentée. Ensuite, les modifications apportées au dispositif expérimental sont précisées. Enfin, l'étude du comportement de la turbine est menée afin d'évaluer l'effet de l'ajustement inertiel sur la réponse.

4.1.1 Théorie de la dynamique du rotor

La dynamique de rotation du rotor est décrite à partir de la loi fondamentale de la dynamique appliquée au mouvement de rotation autour de l'axe de la turbine. En notant $\omega(t)$ la vitesse angulaire du rotor, l'équation du mouvement s'écrit (Bossard 2012) :

$$J \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}t}(t) = \sum Q(t) \tag{4.1}$$

avec J désignant l'inertie totale équivalente du système ramenée sur l'arbre de rotation et $\sum Q$ la somme des couples appliqués au rotor.

Dans le cas de la turbine étudiée, les contributions principales sont :

— le couple hydrodynamique $Q_h(t)$, résultant de l'action de l'écoulement sur les pales ;
— le couple électromécanique $Q_{\mathrm{elec}}(t)$, imposé par le moteur ou le générateur selon le mode de fonctionnement ;
— le couple de frottement $Q_{\mathrm{frott}}(t)$, associé aux pertes mécaniques de l'arbre et des paliers.

Les essais à vide ont montré que les couples de frottement sont négligeables devant les couples hydrodynamiques et électromécaniques dans la plage de fonctionnement considérée (section 1.3.2). Ils sont donc négligés dans la suite. L'équation de la dynamique du rotor s'écrit alors :

$$J \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}t}(t) = Q_h(t) - Q_{\mathrm{elec}}(t) \tag{4.2}$$

Afin d'adapter la formulation au cadre expérimental, puisque le couple net ΔQ est directement accessible à partir des mesures du couplemètre situé sur l'arbre lent entre le moteur et les rotors, il est introduit la formule du couple net :

$$\Delta Q(t) = Q_h(t) - Q_{\mathrm{elec}}(t)$$

de sorte que l'équation dynamique se ramène à :

$$J \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}t}(t) = \Delta Q(t) \tag{4.3}$$

L'équation (4.3) met en évidence le rôle central de l'inertie J dans la dynamique du rotor. Pour une fluctuation donnée du couple net, l'accélération angulaire est inversement proportionnelle à l'inertie totale du système. Une inertie élevée limite ainsi les variations rapides de vitesse de rotation, tandis qu'une inertie faible rend le rotor plus sensible aux fluctuations rapides du couple hydrodynamique, notamment en présence de turbulence ou d'écoulements instationnaires.

L'équation (4.3) est une équation différentielle linéaire du premier ordre, dont la solution générale s'écrit :

$$\omega(t) = \omega(0) + \frac{1}{J}\int_0^t \Delta Q(\tau)\,\mathrm{d}\tau$$

Cette expression montre que la vitesse de rotation résulte de l'intégration temporelle du couple net appliqué au rotor. Le moment d'inertie J agit ainsi comme un facteur de filtrage : les fluctuations rapides de ΔQ sont atténuées dans la réponse en vitesse (Kundur 1994).

En décomposant le couple net sous la forme :

$$\Delta Q(t) = \overline{\Delta Q} + \delta Q(t)$$

la solution devient :

$$\omega(t) = \omega(0) + \frac{\overline{\Delta Q}}{J}\,t + \frac{1}{J}\int_0^t \delta Q(\tau)\,\mathrm{d}\tau \tag{4.4}$$

Dans le cas d'un fonctionnement stationnaire en moyenne, caractérisé par $\overline{\Delta Q} \simeq 0$, la dynamique de la vitesse est uniquement gouvernée par l'intégration des fluctuations de couple.

Stabilité du régime de fonctionnement

Pour étudier la stabilité en rotation de la colonne de rotor, le comportement du système au voisinage d'un point de fonctionnement stationnaire est ici défini par $\omega = \omega_0$ et $\Delta Q(\omega_0) = 0$. En introduisant la perturbation $\delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_0$ et en linéarisant le couple net autour de ω_0, on obtient :

$$\Delta Q(\omega) \simeq \left.\frac{\mathrm{d}\Delta Q}{\mathrm{d}\omega}\right|_{\omega_0} \delta\omega$$

L'équation dynamique linéarisée s'écrit alors :

$$J\,\frac{\mathrm{d}\delta\omega}{\mathrm{d}t} = \left.\frac{\mathrm{d}\Delta Q}{\mathrm{d}\omega}\right|_{\omega_0} \delta\omega$$

La solution de cette équation est donnée par :

$$\delta\omega(t) = \delta\omega(0)\exp\left(\frac{1}{J}\left.\frac{\mathrm{d}\Delta Q}{\mathrm{d}\omega}\right|_{\omega_0} t\right) \tag{4.5}$$

La stabilité du régime de fonctionnement est donc directement déterminée par le signe de la dérivée du couple net par rapport à la vitesse de rotation :

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}\Delta Q}{\mathrm{d}\omega} < 0 & \Rightarrow \text{régime stable,} \\[2ex] \dfrac{\mathrm{d}\Delta Q}{\mathrm{d}\omega} > 0 & \Rightarrow \text{régime instable.} \end{cases} \tag{4.6}$$

En effet, une pente négative garantit un mécanisme de rétroaction négative : toute perturbation de vitesse de rotation engendre un couple net opposé, assurant le retour vers l'équilibre.

Bien que le moment d'inertie n'intervienne pas directement dans le critère de stabilité, il conditionne la vitesse de convergence vers l'équilibre via la constante de temps caractéristique du système (Leonhard 2001). Une inertie plus élevée ralentit la dynamique transitoire mais amortit les variations rapides. Un comportement analogue est observé dans les systèmes électromécaniques couplés, où l'augmentation de l'inertie, réelle ou virtuelle, améliore la stabilité transitoire mais est associée à un ralentissement de la réponse globale (Zhang et al. 2020).

Influence de la régulation à vitesse de rotation contrôlée

Dans le cadre des essais, la turbine est pilotée en vitesse de rotation, le système d'entraînement cherchant à maintenir $\omega(t)$ au voisinage d'une valeur de consigne ω_0. Lorsque la régulation est suffisamment rigide pour imposer $\mathrm{d}\omega/\mathrm{d}t \simeq 0$, l'équation (4.3) implique que les fluctuations du couple hydrodynamique sont directement compensées par des fluctuations du couple moteur. Le moment d'inertie agit ainsi comme un paramètre clé de la dynamique du système, gouvernant le partage des fluctuations entre vitesse de rotation et couple transmis à la colonne.

Dans le cas des turbines à axe vertical, plusieurs travaux ont montré que le moment d'inertie influence non seulement la dynamique transitoire, mais également les performances globales d'un rotor isolé. Yang et al. 2013 ont mis en évidence que la valeur de l'inertie modifie la distribution autour d'un même TSR et peut affecter indirectement les performances moyennes d'une VAT. L'inertie conditionne également les capacités d'auto-démarrage et la persistance du régime de rotation en régime instationnaire. Khalid et al. 2022 ainsi que Sun et al. 2020 montrent qu'une inertie plus élevée augmente le temps d'accélération initiale mais favorise la stabilisation la plus rapide vers un régime de fonctionnement établi. Plus récemment, Wong et al. 2025 ont confirmé que l'augmentation du moment d'inertie réduit l'amplitude des fluctuations instantanées de vitesse de rotation en présence de conditions instationnaires contre une réponse en couple moins marquée. Ces observations corroborent l'interprétation issue de l'équation (4.3), où l'inertie apparaît comme un intégrateur des fluctuations du couple. En régime instationnaire, Makdah et al. 2021 ont montré que le rapport entre l'inertie du rotor et l'inertie associée au volume balayé constitue un paramètre déterminant de la réponse mécanique. Lorsque ce rapport n'est pas conservé entre le modèle et le prototype, les amplitudes et fréquences caractéristiques des oscillations de vitesse peuvent être significativement modifiées.

Ces résultats confirment que l'inertie constitue un paramètre structurant la dynamique du rotor et qu'une sous-estimation significative du moment d'inertie en modèle réduit peut conduire à une mauvaise estimation des fluctuations des grandeurs (vitesse de rotation, couple). Une redistribution non représentative des chargements mécaniques à l'échelle des pales peut également intervenir dans ce cas.

4.1.2 Mise à l'échelle du moment d'inertie

Les pales utilisées pour les essais présentés dans ces travaux sont réalisées dans un matériau dont la masse volumique est significativement plus faible que celle des matériaux métalliques utilisés à l'échelle réelle. Les moments d'inertie des colonnes de rotors sont donc bien plus faibles que pour la similitude espérée avec l'échelle réelle. Le tableau 4.1 rappelle les facteurs d'échelle basés sur la similitude de Froude.

Table 4.1 – Facteurs d'échelle des grandeurs physiques en similitude de Froude et des dépendances des grandeurs associées.

Grandeur physique	**Facteur d'échelle (Fr)**	**Grandeurs dominantes**
Couple Q	f^4	F × L
Moment d'inertie J	f^5	M $\times L^2$
Nombre de Froude Fr	$Fr_r = Fr_m$	Imposé
Nombre de Reynolds Re	$Re_r = f^{3/2} Re_m$	Non conservé

Le moment d'inertie, caractérisant l'énergie cinétique associée au mouvement de rotation, s'écrit sous la forme :

$$J = \frac{1}{2} m R^2$$

avec m la masse des rotors d'une colonne et R le rayon des rotors. Le moment d'inertie suit par conséquent une loi de similitude en :

$$J \propto f^5$$

Une inertie de référence des colonnes $J_{\text{réel}} = 5.00 \times 10^6$ kg.m^2, fournie par l'entreprise pour la machine à taille réelle, permet d'établir le moment d'inertie théorique à respecter en bassin tel que :

$$J_{\text{maquette,th}} = \frac{J_{\text{réel}}}{f^5} = \frac{5.00 \times 10^6}{20^5} = 1.56 \text{ kg.m}^2 \tag{4.7}$$

Or, le moment d'inertie des colonnes de rotors considéré dans les parties précédentes, incluant les pales et le moment d'inertie du système moteur, est estimé à :

$$J_{\text{rotor}} \simeq 0.10 \text{ kg.m}^2$$

soit plus de quinze fois inférieure à la valeur requise pour respecter la similitude en inertie.

Afin de se placer en similitude du moment d'inertie, deux approches techniques sont envisagées : changer les matériaux utilisés pour les rotors et/ou modifier la motorisation. En considérant des pales réalisées en acier ($\rho \simeq 7800$ kg/m^3) et un volume total estimé à $V = 6 \times 4.0 \times 10^{-3}$ m^3, le moment d'inertie obtenu pour chaque colonne serait : $J_{\text{acier}} = 0.52$ kg.m^2. Cette valeur reste largement insuffisante pour atteindre l'inertie cible définie par la similitude.

Le choix d'une nouvelle motorisation offrant la possibilité d'augmenter substantiellement l'inertie des colonnes, cette option a été privilégiée. Le choix s'est porté sur des moteurs brushless Maxon EC90-flat (400 W). Leur diamètre de 90 mm et leur conception plate côté arbre rapide facilitent l'intégration de volants d'inertie usinés sur mesure, montés de manière coaxiale et rigide. Par ailleurs, ces moteurs présentent une inertie propre plus élevée que les moteurs précédemment utilisés, ce qui constitue un avantage secondaire dans la recherche d'une inertie globale accrue. En retenant un nouveau rapport de réduction $r = 15.17$, une valeur de vitesse de rotation compatible avec l'ensemble des régimes étudiés peut être atteinte. Ce choix permet également de satisfaire les contraintes extrêmes de couple, tout en conservant une marge suffisante en vitesse de rotation (respect global des limites nominales moteur). Avec ce nouveau système de motorisation, une nouvelle valeur du moment d'inertie de la colonne est obtenue : $J_{\text{motor}} = 0.35$ kg m^2, incluant les deux rotors, le système moteur-réducteur et les supports mécaniques. L'inertie totale à compenser est alors :

$$J_{\text{ajout}} = J_{\text{maquette,th}} - J_{\text{motor}} = 1.21 \text{ kg m}^2$$

Un premier dimensionnement a conduit à la conception de disques d'inertie de 50 mm de rayon. La variation de hauteur du volant permet alors de moduler le moment d'inertie afin d'atteindre la valeur garantissant la similitude.

Afin de pouvoir étudier l'influence de l'inertie sur la dynamique de la turbine de manière progressive, une architecture modulable a été retenue. Cette approche présente plusieurs avantages, notamment la possibilité de modifier l'inertie des colonnes par le simple remplacement des volants d'inertie et de limiter les jeux mécaniques et les balourds. Cette capacité d'ajustement en inertie constitue ainsi un outil expérimental essentiel pour étudier l'impact de l'inertie sur le fonctionnement et la réponse mécanique de la turbine. Trois volants d'inertie de dimensions variables ont été réalisés, permettant d'étudier plusieurs valeurs du moment inertiel total. Dans la suite de ce manuscrit, seules deux valeurs seront étudiées : le moment d'inertie noté J_0 relatif à la nouvelle motorisation seule, ainsi qu'un moment d'inertie noté J_3 respectant la similitude en inertie avec le système réel. Les moments d'inertie intermédiaires J_1 et J_2 ne seront pas étudiés ici. L'évolution progressive engendrée par ces changements est récapitulée

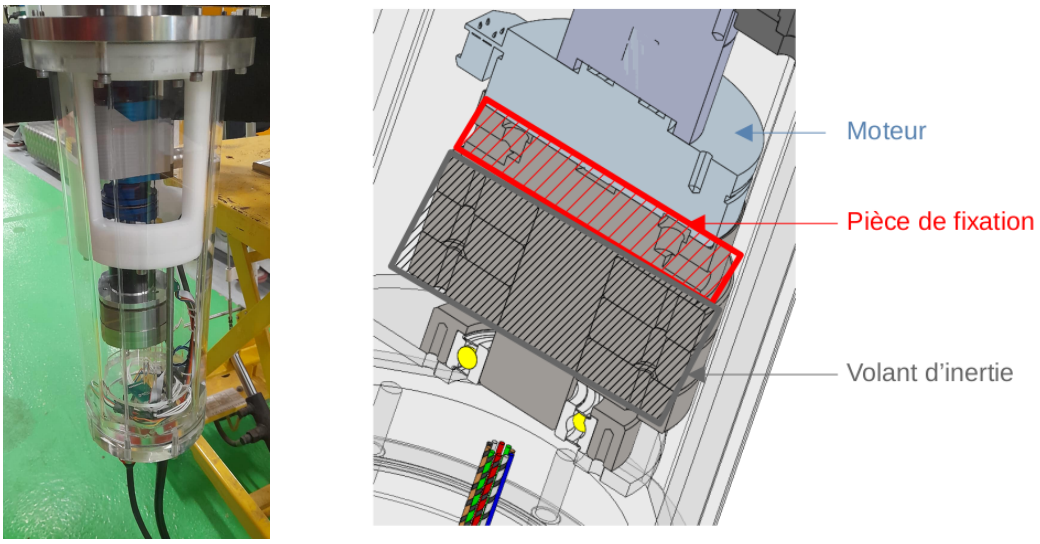


Figure 4.1 – Montage de la motorisation avec le volant d'inertie.

figure 4.2. Le cas 'référence' est l'appellation utilisée par la suite pour évoquer la précédente motorisation ($J = 0.1$ kg.m^2). J_0 et J_3 seront utilisées pour désigner l'augmentation progressive en inertie (nouveaux moteurs sans volant J_0, puis avec le passage en similitude inertielle J_3).

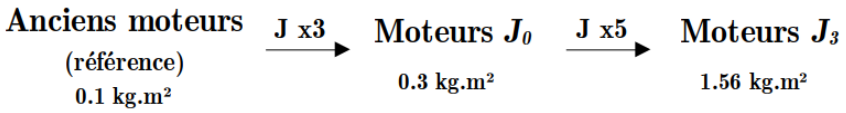


Figure 4.2 – Evolution du moment d'inertie à partir d'un changement de motorisation et d'ajout de disques d'inertie.

4.1.3 Etude de l'effet inertiel à vitesse de rotation contrôlée

Cette étude vise à vérifier la cohérence des performances obtenues avec la nouvelle motorisation, c'est-à-dire pour un moment d'inertie J_0, avec celles obtenues précédemment (notée 'référence'). De plus, la comparaison avec l'ajustement en similitude, noté J_3, cherche à étudier l'impact de l'inertie sur la réponse de la machine.

Les effets de l'inertie sont étudiés pour un régime d'écoulement établi à $U_0 = 1.0$ m/s (condition notée 'U10' par la suite) et à vitesse de rotation contrôlée. Les signaux sont ici acquis pour une fréquence d'échantillonnage $f_e = 1024$ Hz. Pour les moteurs EC-90, les coefficients d'asservissement sont fixés à P = 30000 et I = 3000. Les résultats présentés sont obtenus pour la colonne de rotors $C1$, la motorisation de la colonne $C2$ présentant un sensible problème d'équilibrage.

Répétabilité et effet du réglage en inertie

La figure 4.3 présente les courbes de performance de la turbine obtenues pour les cas $référence$ et J_0. Les mêmes tendances globales sont observées et les niveaux de performance restent comparables sur l'ensemble de la plage de TSR testée. Les écarts observés au niveau de la pente du régime sous-optimal, correspondant au régime II, peuvent être attribués à une différence de vitesse incidente entre les campagnes expérimentales et à une meilleure stabilité

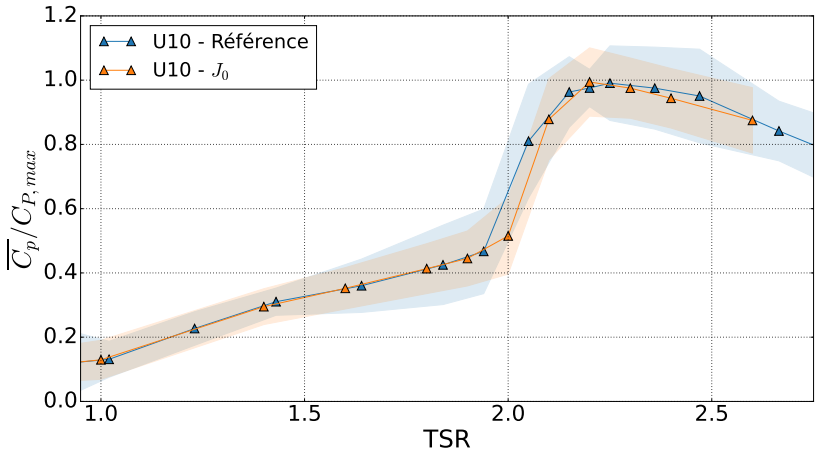
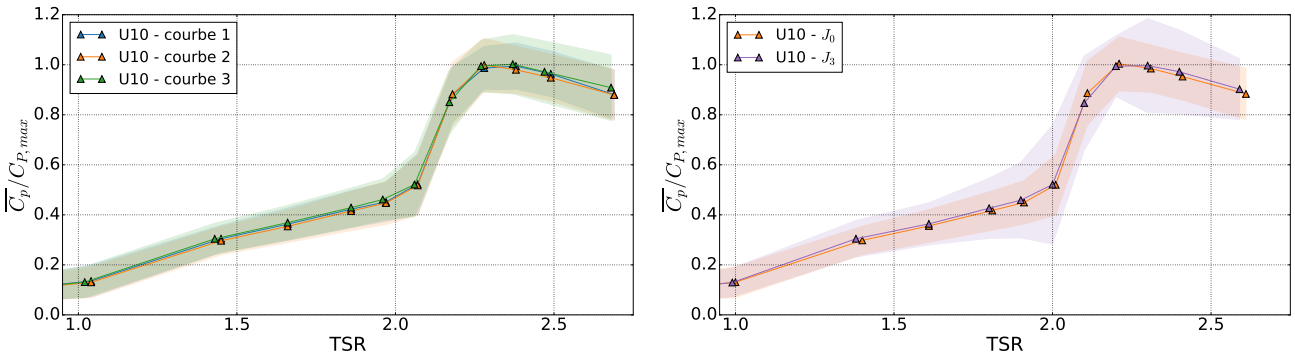


Figure 4.3 – Courbes de performance de la turbine avec les deux motorisations utilisées durant ces travaux de thèse.

du point de fonctionnement avec la configuration J_0. De même, les fluctuations autour de la valeur moyenne sont du même ordre de grandeur entre les deux systèmes.

La figure 4.4a met en évidence la bonne répétabilité des mesures du C_P avec la nouvelle motorisation J_0. Les valeurs moyennes sont correctement reproduites d'un essai à l'autre et les écarts-types restent comparables. Cela atteste de la robustesse du dispositif expérimental et de la bonne stabilité de fonctionnement de la colonne de rotors. Dans ce même temps, la figure 4.4b illustre l'effet de l'ajustement inertiel sur les performances de la turbine. Lorsque l'inertie du système est ajustée afin de respecter la similitude inertielle J_3, les valeurs moyennes du coefficient de performance demeurent inchangées avec le cas J_0. Cela confirme que le comportement global de la machine est correctement conservé et indépendant à vitesse de rotation contrôlée.



(a) Répétabilité J_0 **(b)** Ajustement inertiel

Figure 4.4 – Courbes de performance présentant (a) la répétabilité avec la nouvelle motorisation et (b) l'effet de l'ajustement en inertie (J_0 et J_3).

L'augmentation des fluctuations du C_P observées figure 4.4b est cohérente avec les prédictions théoriques qui montrent qu'à vitesse de rotation quasi constante (donc équivalence de ω entre les configurations J_0 et J_3), une augmentation du moment d'inertie entraîne une augmentation des fluctuations de couple (Eq. 4.2). Ainsi, le réglage en similitude inertielle n'affecte pas les performances moyennes, mais modifie modestement la réponse fluctuante du système.

La figure 4.5 présente l'évolution du coefficient de couple pour les trois cas étudiés. Les

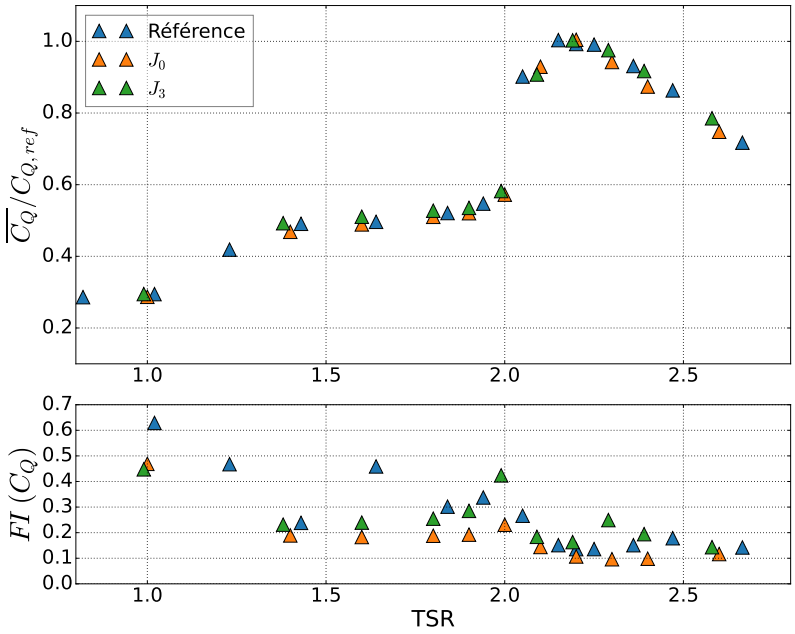


Figure 4.5 – Evolution du coefficient de couple de la colonne de rotors $C1$ avec les deux motorisations utilisées en configuration Refoulant.

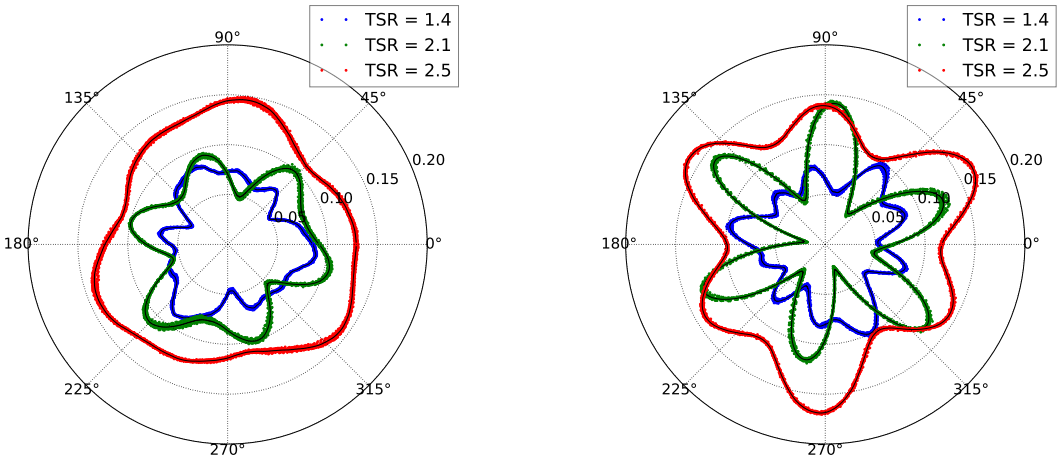
différents régimes de couple identifiés précédemment sont correctement reproduits, indiquant encore une fois un comportement moyen similaire de la colonne de rotors. Néanmoins, pour les faibles valeurs du TSR (≤ 1.9), une stabilisation de l'écart relatif à la moyenne FI(C_Q) entre 15 % et 20 % est observée. Cette réduction des fluctuations relatives traduit une meilleure distribution du couple mécanique le long de la colonne de rotors pour les cas J_0 et J_3, qui peut être notamment attribué au bon réglage des coefficients PID de contrôle.

Ces résultats soulignent l'importance de la prise en compte de l'inertie dans l'analyse de la dynamique des turbines, en particulier dans des conditions d'écoulement instationnaires.

Distribution du coefficient de couple

La figure 4.6 présente la distribution angulaire du coefficient de couple C_Q pour les moments d'inertie testés à différents TSR. Pour le moment d'inertie J_0 (figure 4.6a), la distribution angulaire met en évidence un passage progressif d'une signature dominée par $6f_\omega$ vers une structure à $3f_\omega$ lorsque le TSR augmente, comme indiqué par le nombre de lobes observables. Cette évolution reflète une réorganisation des contributions principales au cours de la rotation, liée à l'évolution de l'interaction écoulement-machine, avec une évolution du gradient de vitesse en amont proche relatif aux effets d'induction. En présence d'une inertie plus élevée (figure 4.6b), la composante à $6f_\omega$ demeure dominante pour l'ensemble des TSR présentés, avec un profil à six lobes marqués. Pour les faibles valeurs du TSR, notamment à $TSR = 1.4$, une excitation accrue des harmoniques supérieures est également observée, traduisant une réponse dynamique plus riche et plus contrainte par l'inertie du système. L'augmentation de l'inertie limite ainsi la capacité du rotor à adapter instantanément sa vitesse aux variations du couple, ce qui se traduit par une amplification des composantes périodiques du couple.

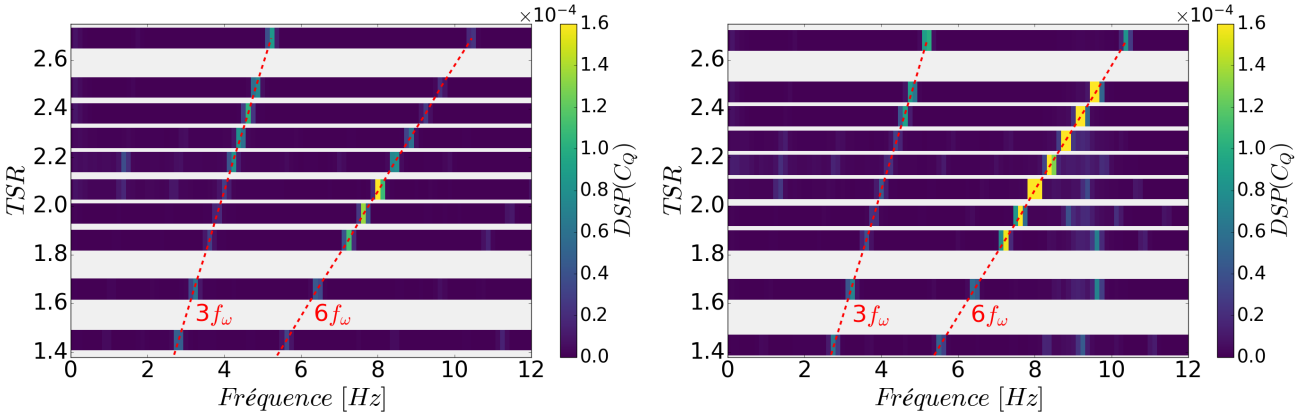
La figure 4.7 présente les densités spectrales de puissance du coefficient de couple DSP(C_Q) mesurées pour la colonne de rotors $C1$, pour les deux niveaux d'inertie considérés. Dans le cas J_0, figure 4.7a, une transition marquée du contenu fréquentiel est observée autour du TSR optimal (≈ 2.2). En régime sous-optimal, la composante dominante du couple est associée à la fréquence $6f_\omega$, tandis qu'au voisinage du TSR optimal et au-delà, la composante à $3f_\omega$ devient



(a) Inertie J_0 **(b)** Inertie J_3

Figure 4.6 – Distribution angulaire relative du coefficient de couple pour les deux inerties testées et pour trois points de fonctionnement.

prépondérante. Il est toutefois à noter que la composante à $6f_\omega$ reste d'une intensité non négligeable même après le passage du TSR optimal, traduisant la persistance d'interactions périodiques liées à la rotation des deux rotors de la colonne (pour les six pales).



(a) Inertie J_0 **(b)** Inertie J_3

Figure 4.7 – Densités spectrales de puissance du coefficient de couple DSP(C_Q) pour les moments d'inertie J_0 (a) et en similitude inertielle J_3 (b).

Lorsque la similitude inertielle est atteinte avec le cas J_3, figure 4.7b, le contenu spectral du couple est sensiblement modifié. La composante à $6f_\omega$ reste majoritaire sur l'ensemble de la plage de TSR étudiée et la transition vers une dynamique dominée par $3f_\omega$ apparaît atténuée. En effet, la composante $3f_\omega$ émerge pour des valeurs de TSR sensiblement plus élevées (TSR $\approx$ 2.4).

L'ensemble de ces résultats met en évidence le rôle structurant du moment d'inertie dans la dynamique du couple : si les performances moyennes sont peu affectées, le réglage inertiel modifie profondément la répartition fréquentielle et angulaire des fluctuations de couple, avec des implications directes pour l'analyse des chargements et de fatigue.

Réponse à la propagation de houle

Des essais complémentaires ont été réalisés afin d'évaluer l'influence de l'ajustement inertiel sur la réponse de la turbine en présence de houle régulière, à $U_0 = 0.8$ m/s. Les conditions hydrodynamiques imposées (courant moyen, caractéristiques de houle) sont identiques à celles étudiées au chapitre 3.1, la vitesse de rotation étant imposée et seule l'inertie équivalente de la colonne est modifiée. Les paramètres du cas de houle testé sont donnés dans la table 4.2.

Table 4.2 – Paramètres de houle obtenus durant les essais à $U_0 = 0.8$ m/s, correspondant au cas $F060_A1$.

Wave case	Période T [s]	Hauteur H [m]	Longueur d'onde λ [m]	u_w/U_0 [%]
F060_A1	1.67	0.13	6.8	8.5

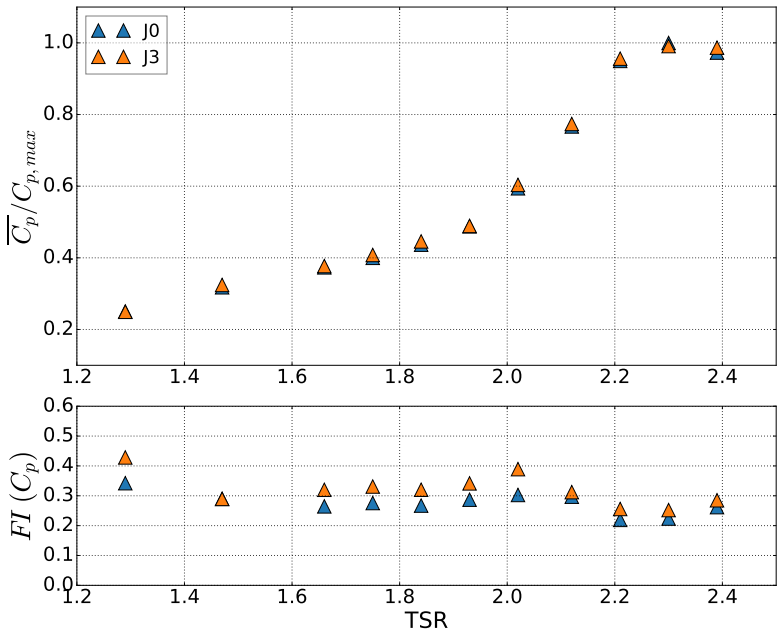


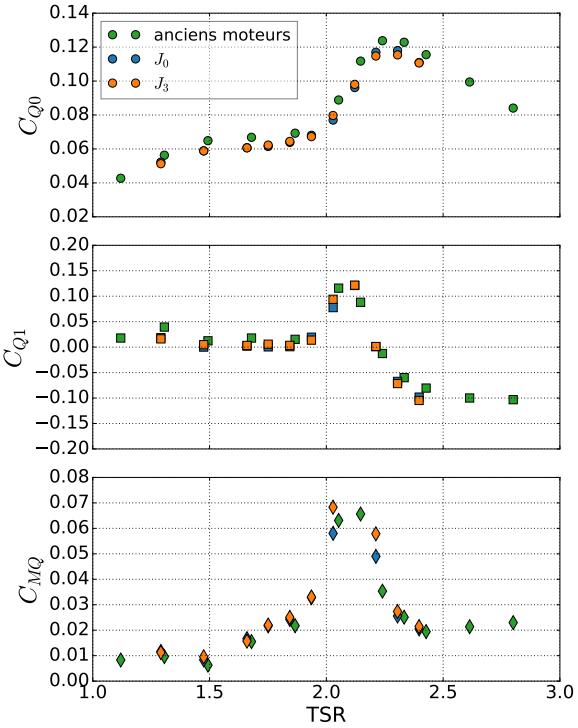
Figure 4.8 – Évolution du coefficient de performance C_P et de l'intensité de fluctuation FI en présence de houle pour les deux inerties considérées.

La figure 4.8 présente les coefficients de performance moyens ainsi que les facteurs d'instationnarité associés, pour les configurations sans ajout d'inertie (J_0) et avec inertie en similitude (J_3). Les valeurs moyennes de C_P restent très proches pour les deux configurations, indiquant que le réglage inertiel n'altère pas le niveau global de performance énergétique de la turbine en présence de houle. En revanche, une augmentation sensible des fluctuations du couple est observée lorsque l'inertie est augmentée, se traduisant par une hausse moyenne de l'intensité de fluctuations de l'ordre de 5 %. Cette évolution est cohérente avec l'équation de la dynamique du rotor : à vitesse de rotation imposée, une inertie plus élevée conduit à une meilleure stabilité de ω, contre une adaptation plus lente du système aux variations instantanées du couple induites par la houle. Les fluctuations sont alors principalement reportées sur le couple moteur.

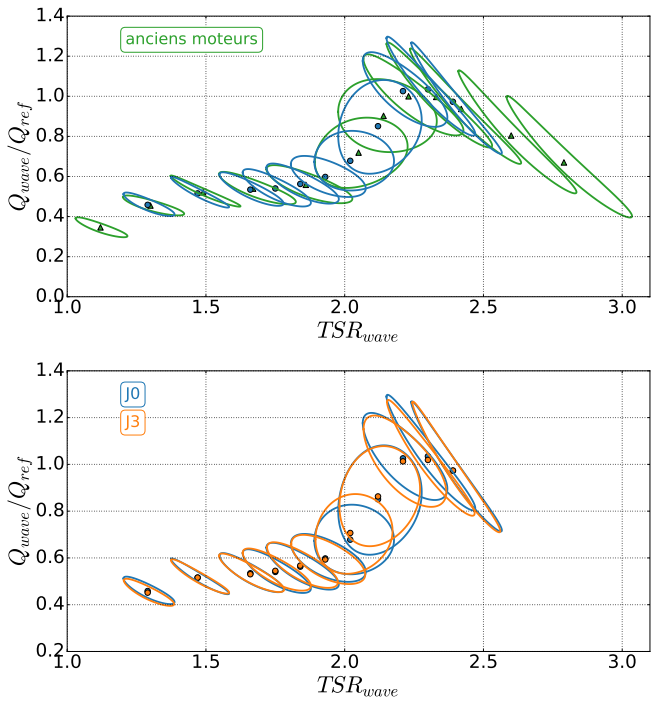
Afin de distinguer l'influence propre de la houle de celle de la dynamique du rotor, les résultats expérimentaux sont analysés à l'aide du modèle de type Morison réadapté développé

précédemment :

$$Q_{wave}(t) = \underbrace{\tfrac{1}{2}\rho S_{ref} R C_{Q1}[TSR_{wave}(t) - TSR_0]U_{wave}(t)^2}_{(1)} + \underbrace{\tfrac{1}{2}\rho S_{ref} R C_{Q0} U_{wave}(t)^2}_{(2)} + \underbrace{\rho V_{ref} R C_{MQ} \frac{dU_{wave}(t)}{dt}}_{(3)}$$



(a) Coefficients identifiés du modèle.



(b) $(TSR_{\text{wave}}, Q_{\text{wave}})$

Figure 4.9 – Comparaison des résultats du modèle de Morison réadapté pour les deux motorisations. Les mesures sont réalisées pour le cas $F060_A1$ à $U_0 = 0.8$ m/s.

La figure 4.9a présente les coefficients identifiés par le modèle, tandis que la figure 4.9b présente les distributions du couple relatives à la houle Q_{wave} pour le cas testé. Les résultats obtenus apparaissent similaires pour les deux motorisations ('anciens moteurs' et 'J_0'), les faibles différences notamment pour le coefficient C_{Q0} s'expliquent par la différence de vitesse de normalisation inter-campagnes. Cela indique que le changement de moteur et donc la dynamique interne de la commande, n'altère pas la contribution hydrodynamique de la houle sur le couple mécanique. Le coefficient inertiel C_{MQ} présente des tendances correctement reproduites avec la nouvelle motorisation, suggérant une dynamique des rotors à la contribution de houle conservée. La même analyse est faite indépendamment des valeurs du moment d'inertie (J_0 et J_3). La figure 4.9a confirme également que l'ajout d'inertie n'affecte pas la détermination des coefficients identifiés par le modèle. L'influence de la houle sur le couple apparaît ainsi indépendante du réglage inertiel, ce dernier agissant principalement sur la réponse dynamique globale du rotor et sur la répartition des fluctuations entre vitesse et couple.

Les essais menés avec l'ajustement en similitude inertiel permettent d'établir plusieurs conclusions concernant l'influence du réglage inertiel. Tout d'abord, il apparaît que les performances moyennes de la turbine sont conservées lors du passage à la similitude inertielle. Cela confirme la validité des résultats obtenus pour les deux motorisations, aussi bien en terme de

performances moyennes qu'en terme de l'impact hydrodynamique. L'augmentation de l'inertie conduit à une meilleure stabilité de la vitesse de rotation lorsque celle-ci est imposée, ceci résultant en une augmentation modérée des fluctuations de couple dépendamment du régime de fonctionnement. La contribution hydrodynamique de la houle, isolée sur une bande spectrale distincte des fréquences associées à la rotation, est peu voire non affectée par le changement d'inertie ni par le changement de motorisation.

Le réglage inertiel agit donc principalement sur la dynamique du rotor et la répartition des fluctuations entre les variables mécaniques, sans modifier les mécanismes physiques associés à l'excitation par la houle. Ces résultats justifient l'utilisation des configurations à vitesse de rotation contrôlée précédentes pour l'étude du comportement instationnaire de la turbine.

4.2 Stratégies de contrôle des VATT

Le système de contrôle d'une hydrolienne joue un rôle central dans la maîtrise du productible, des chargements mécaniques et de la sûreté de fonctionnement dans un environnement naturellement instationnaire. Les fluctuations de l'écoulement, liées à la turbulence (Frost et al. 2018), à la houle ou aux hétérogénéités bathymétriques, imposent aux rotors des sollicitations dynamiques dont l'impact dépend fortement du paramètre de commande choisi (Nambiar et al. 2021 ; Ordonez-Sanchez et al. 2019). Le choix d'une stratégie de contrôle est étroitement lié à la géométrie de la turbine (axe horizontal ou vertical), à son inertie mécanique, ainsi qu'aux objectifs visés en termes de performance énergétique et de robustesse. Dans ce cadre, deux approches principales sont généralement considérées pour les turbines à axe vertical : le contrôle de la vitesse de rotation et le contrôle du couple (Bassett et al. 2025 ; Forbush et al. 2017).

Cette section présente l'aspect théorique du passage à une stratégie à couple contrôlé, ainsi que la détermination expérimentale d'une loi adéquate et les conditions d'essais pouvant être imposées.

4.2.1 Choix du système de régulation

Comme vu précédemment, la dynamique de rotation d'une hydrolienne peut être décrite, en première approximation, par l'équation du moment cinétique (équation 4.2). Les différentes stratégies de contrôle se distinguent par la variable que l'on choisit de contraindre directement : la vitesse de rotation ω ou le couple Q_{elec}. Cette première partie présente les caractéristiques des deux systèmes de contrôle généralement utilisés pour la technologie à axe vertical.

Contrôle de la vitesse de rotation

Le contrôle en vitesse consiste à imposer une consigne de vitesse angulaire $\omega = \omega_0$ au rotor, de sorte que :

$$\frac{d\omega}{dt} \simeq 0$$

Dans ce cas, l'équation de la dynamique (Eq. 4.2) se réduit à :

$$Q_{elec} \simeq Q_h$$

Le système de commande ajuste en permanence le couple électromécanique afin de compenser les fluctuations du couple hydrodynamique et de maintenir une vitesse quasi-constante.

Cette stratégie est largement utilisée pour les turbines à axe horizontal, également couplée avec un contrôle actif du Pitch, pour lesquelles la relation entre le coefficient de puissance C_P et le TSR est bien définie et relativement peu sensible aux fluctuations locales de l'écoulement

(Zalkind et al. 2021 ; Zhang et al. 2025) en comparaison à d'autres technologies. En revanche, pour les turbines à axe vertical, le maintien strict d'une vitesse imposée peut engendrer de fortes variations du couple en amplifiant les chargements dynamiques transmis à l'arbre moteur (Strom et al. 2017). De plus, lorsque le couple hydrodynamique instantané devient négatif, le système doit fournir de l'énergie au rotor pour maintenir la consigne de vitesse, ce qui peut conduire à des valeurs instantanées négatives du coefficient de puissance (Bassett et al. 2025). Ces limitations rendent le contrôle en vitesse moins adapté aux régimes fortement instationnaires.

Contrôle du couple

Pour le contrôle du couple via le contrôle du couple moteur, une loi de commande préalablement définie impose directement la valeur de Q_{elec}. La définition de la loi se fait généralement en fonction de la vitesse de rotation, selon une relation du type :

$$Q_{elec} = k(\Lambda, Re).\,\omega^n$$

où le coefficient k traduit l'intensité du contrôle et l'exposant n caractérise la nature de la dépendance (quadratique, cubique, quartique, ...). La vitesse de rotation évolue alors librement en réponse au déséquilibre induit par le couple hydrodynamique perçu par les rotors, conformément à :

$$J\,\frac{d\omega}{dt} = Q_h - k\omega^n \tag{4.8}$$

Ce type de loi est classiquement utilisé dans les stratégies de recherche du point de puissance maximale (MPPT), notamment pour les hydroliennes et les éoliennes (Fjellstedt 2024 ; Liu et al. 2024). Dans cette configuration, le moment d'inertie J joue un rôle central en filtrant les fluctuations rapides du couple hydrodynamique. La vitesse de rotation s'adapte naturellement aux variations de l'écoulement, ce qui confère au système une meilleure robustesse face à la turbulence et à la houle. Cette approche limite également les inversions de sens de rotation du rotor, évitant les phases de fonctionnement non productives. En contrepartie, un mauvais dimensionnement de la loi de contrôle imposée à la turbine peut conduire à un fonctionnement hors du domaine optimal, voire à des phénomènes de décrochage (Bossard 2012 ; Bassett et al. 2025). Le réglage de la loi $Q_{elec}(\omega)$ constitue donc un élément clé de la stratégie de commande.

Au regard de ces éléments et afin de reproduire à échelle réduite un comportement plus proche de ce qui est mis en place à l'échelle réelle, le choix est fait dans ce chapitre d'adopter le contrôle du couple moteur. L'objectif est ainsi de modéliser la réponse naturelle du système turbine-moteur en imposant une loi de pilotage résistive, reliant le couple du moteur Q_{elec} à la vitesse de rotation ω. Pour ces travaux, la loi sera définie de sorte à travailler à un point de fonctionnement quasi constant. Cette modification de la régulation permettra de comparer les deux stratégies de contrôle et de mettre en avant leurs spécificités respectives.

4.2.2 Loi théorique de régulation du couple moteur

La section précédente a permis d'établir les spécificités des deux types de contrôle généralement utilisés. Cette partie vise à présent à établir le cadre théorique d'une loi résistive pour le contrôle du couple moteur. Dans la suite de ce chapitre, le point de fonctionnement sera appelé Λ pour clarifier l'écriture (Λ = TSR) et $S = S_{ref}$.

Dépendance théorique $Q \propto \omega$

Classiquement, le couple hydrodynamique moyen vu par la colonne de rotors peut s'écrire sous la forme :

$$Q_h = \frac{1}{2}\,\rho\, S\, R\, C_Q(\Lambda)\, U^2$$

Cette relation peut être réécrite en exprimant la vitesse d'écoulement U en fonction de ω et du TSR telle que $U = \frac{\omega R}{\Lambda}$. En injectant cette réécriture dans l'expression précédente, on obtient :

$$Q_h \;=\; \frac{1}{2}\,\rho\, S\, \frac{R^3}{\Lambda^2}\, C_Q(\Lambda)\, \omega^2$$

Cette écriture montre que, pour un rapport de vitesses donné, le couple hydrodynamique est proportionnel au carré de la vitesse de rotation : $Q_h \propto \omega^2$ pour un fonctionnement à TSR constant. Cette relation justifie naturellement la considération d'une loi de commande du couple moteur suivant la même dépendance, du type :

$$Q_{elec} = k\,\omega^2$$

dans laquelle le coefficient de contrôle k peut être interprété comme un coefficient hydrodynamique moyen, ajusté pour positionner l'étude à un TSR cible. Une loi de contrôle d'ordre $n = 2$ est donc communément utilisée pour le contrôle de turbines (Ortega et al. 2020) afin d'exprimer la dépendance quadratique du couple aux variations hydrodynamiques. Cette formulation repose toutefois sur plusieurs hypothèses implicites. En particulier, elle suppose que le coefficient de couple $C_Q(\Lambda)$ est invariant suivant le nombre de Reynolds dans la gamme de fonctionnement considérée, hypothèse généralement admise à l'échelle réelle lorsque le régime est pleinement turbulent. Elle implique également la stabilité du point de fonctionnement, c'est-à-dire que la turbine évolue au voisinage d'un TSR d'équilibre pour lequel la caractéristique hydrodynamique $C_Q(\Lambda)$ ne présente pas de variation brusque susceptible d'engendrer des dynamiques instables. Sous ces hypothèses, la loi quadratique constitue une approximation cohérente du comportement hydrodynamique moyen à échelle réelle.

Cependant, les résultats à l'échelle du bassin présentés dans le chapitre 2 ont mis en évidence que le coefficient de couple au TSR optimal noté $C_{Q,opt}$ (c'est-à-dire pour C_P maximal) présente une dépendance forte au nombre de Reynolds $C_Q(\Lambda, Re)$. Dans la plage expérimentale considérée, cette évolution suit une tendance logarithmique :

$$C_{Q,\mathrm{opt}}(Re) = A_1 \ln(Re) + A_2$$

En réinjectant cette dépendance dans l'expression du couple hydrodynamique, on obtient alors :

$$Q_h \propto \omega^2 \ln(Re)$$

Cette relation met en évidence que, dans le régime de Reynolds étudié, le couple ne suit plus strictement une loi quadratique en vitesse de rotation. L'évolution du coefficient de couple avec le Reynolds induit un déplacement progressif du point de fonctionnement optimal lorsque la vitesse d'écoulement varie. La considération d'un exposant n général permet ainsi de prendre en compte cet effet. L'écriture générale à l'exposant n est donc utilisée ici.

Définition théorique du coefficient de contrôle k

Le coefficient de contrôle k peut être exprimé par une expression du couple hydrodynamique et la recherche de la condition d'équilibre. Pour la suite du développement, la dépendance temporelle sera implicitement considérée. Comme établi dans le chapitre 2, le coefficient de couple

peut être décomposé comme une fonction affine, dépendamment du régime de fonctionnement, telle que $C_Q = a.\Lambda + b$. Le couple hydrodynamique peut alors s'écrire :

$$Q_h \;=\; \frac{1}{2}\rho S R C_Q U^2 \;=\; \frac{1}{2}\rho S R \left[a\ \Lambda \;+\; b\right] U^2$$

$$Q_h \;=\; \frac{1}{2}\rho S \omega R^2 a U \;+\; \frac{1}{2}\rho S R b U^2$$

L'équation de la dynamique du rotor 4.2 s'exprime alors comme :

$$J\frac{d\omega}{dt} \;=\; \frac{1}{2}\rho S R b U^2 \;+\; \frac{1}{2}\rho S \omega R^2 a U \;-\; k\omega^n \tag{4.9}$$

En régime établi, si l'on recherche la condition d'équilibre de l'équation telle que $\frac{d\omega}{dt} = 0$, la formulation moyennée en temps devient :

$$\frac{1}{2}\rho S R b U^2 \;+\; \frac{1}{2}\rho S \omega R^2 a U \;=\; k\omega^n$$

Il est déduit de cette égalité l'expression de k :

$$k \;=\; \frac{1}{\omega^n}\left[\ \frac{1}{2}\rho S R b U^2 + \frac{1}{2}\rho S \omega R^2 a U\ \right] \;=\; \frac{1}{2}\rho S R\left[\ \frac{b\,U^2}{\omega^n} + \frac{a\ R\ U}{\omega^{n-1}}\ \right]$$

Cette expression peut également se réécrire dépendamment du point de fonctionnement, avec $\Lambda \;=\; \frac{\omega R}{U}$. On trouve l'expression du coefficient de contrôle k :

$$k = \frac{1}{2}\rho S R^{n+1}\left[\ \frac{b}{\Lambda^n\ U^{n-2}} \;+\; \frac{a}{\Lambda^{n-1}\ U^{n-2}}\ \right] \tag{4.10}$$

L'expression en fonction du point de fonctionnement montre que le coefficient de contrôle k fixe implicitement le point de fonctionnement de la colonne. Sa modulation entraîne alors une variation du régime de fonctionnement. Ainsi, le coefficient k apparaît comme le paramètre d'adaptation de la dynamique de la colonne et permet de reproduire les différents régimes de fonctionnement du système colonne-moteur.

4.2.3 Identification empirique d'une loi adaptée au contrôle du couple

Afin d'identifier une loi de commande adaptée aux conditions expérimentales et caractérisant la déviation par rapport à la définition théorique classique, une démarche empirique est adoptée. Celle-ci consiste à identifier une relation effective entre le couple et la vitesse de rotation à partir des données expérimentales. Pour ce faire, les courbes de performance moyennes obtenues en contrôle de vitesse imposée sont exploitées. Ces essais permettent de déterminer, pour différentes conditions d'écoulement, les points de fonctionnement optimaux correspondant au maximum du coefficient de puissance C_P. Le couple moyen associé à ces points constitue alors une première estimation du couple caractéristique du régime nominal. À partir de ces données, plusieurs modèles de lois de type puissance sont testés afin de relier le couple moteur à la vitesse de rotation du rotor. La forme générale considérée s'écrit :

$$Q_{\text{elec}} = k_n\,\omega^n, \qquad n \in \mathbb{N}$$

Cette approche généralisée permet ainsi d'identifier une loi de commande adaptée aux conditions réelles d'exploitation et d'évaluer dans quelle mesure la loi théorique classique doit être corrigée pour reproduire fidèlement la dynamique du rotor à échelle réduite.

Pour analyser la dépendance du couple vis-à-vis de la vitesse de rotation, une approche différentielle (rapport de proportionnalité entre le couple mesuré Q_{mes} au C_P optimal et ω^n) a été adoptée au voisinage des points de fonctionnement optimaux. La figure 4.10 présente, pour chaque exposant n, les valeurs de Q_{mes}/ω^n en fonction de ω_{opt} et ajustée par une relation affine :

$$\frac{Q_{mes}}{\omega^n} = a_n\,\omega + b_n$$

où le coefficient a_n caractérise la dépendance résiduelle à la vitesse de rotation. La valeur du coefficient a_n décroît lorsque l'exposant n augmente et devient quasi nulle pour $n = 3$. Cela indique que la quantité Q_{mes}/ω^3 est pratiquement indépendante de ω dans le domaine étudié, validant une loi effective de type $Q \propto \omega^3$ au voisinage du point de fonctionnement optimal. Ce

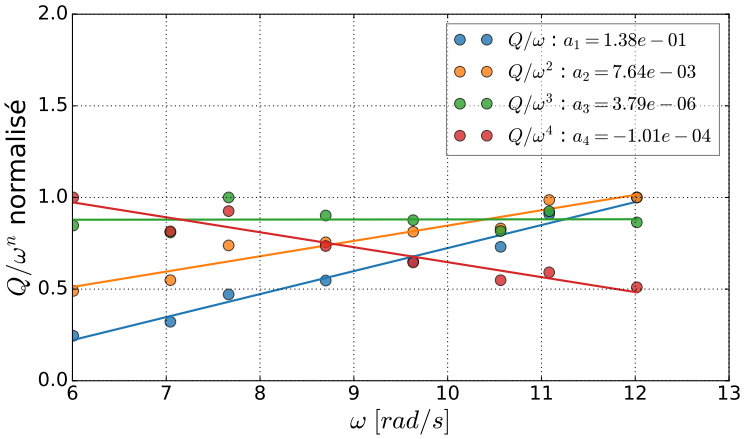


Figure 4.10 – (a) Évolution des grandeurs Q/ω^n en fonction de ω pour différents exposants entiers n. Pour chaque valeur de n, les rapports sont normalisés par la plus grande valeur obtenue afin d'avoir un cadre de comparaison adapté.

résultat diffère de la dépendance quadratique classiquement attendue pour ce type de rotor. Dans le domaine de fonctionnement considéré, correspondant à des vitesses de rotation ω comprises entre 6 et 12 rad/s, l'augmentation du nombre de Reynolds s'accompagne d'une augmentation progressive du coefficient de performance. Celle-ci se traduit par une croissance du coefficient de couple au point optimal, qui peut être interprétée comme une correction multiplicative au terme quadratique théorique. L'ensemble de ces effets conduit à une loi de puissance effective d'ordre n supérieur, traduisant les effets d'échelle pour ces régimes.

Ainsi, pour chacun des exposants testés, les coefficients de contrôle k_n associés sont alors déterminés par minimisation quadratique du résidu :

$$r_{n,i} = Q_{\mathrm{mes},i} - (k_n\,\omega_i^n)$$

La qualité des ajustements est alors évaluée à l'aide de plusieurs indicateurs d'erreur complémentaires :

$$E_2(n) = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} r_{n,i}^2}, \qquad \text{(erreur quadratique absolue)}$$

$$E_{\mathrm{rel}}(n) = \frac{E_2(n)}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N} Q_{\mathrm{opt},i}^2}}, \qquad \text{(erreur relative)}$$

$$E_\infty(n) = \max_i |r_{n,i}| \qquad \text{(erreur maximale ponctuelle)}$$

Les résultats sont synthétisés dans le tableau 4.3, tandis que les distributions des résidus sont présentées figure 4.11. Parmi les exposants entiers testés, la loi cubique ($n = 3$) fournit l'ajustement le plus précis sur l'ensemble de la plage de vitesses d'écoulement considérée, avec une erreur relative inférieure à 6 % et des résidus faiblement dispersés. À l'inverse, la loi quadratique ($n = 2$) sur-estime une majorité des valeurs de couple, tandis que la loi quartique ($n = 4$) conduit à une sous-estimation de la pente à bas régime. Ces écarts traduisent l'incapacité de ces modèles (pour n = 2 et 4) à reproduire correctement les variations de couple sur l'ensemble de la plage de vitesses. Les résultats montrent que l'exposant $n = 3$ minimise la dispersion des grandeurs Q/ω^n et fournit les résidus les plus faibles sur l'ensemble du domaine de fonctionnement. Cependant, une condition libre d'un paramètre n non entier conduit à un exposant équivalent de $n = 2.94$, confirmant le caractère intermédiaire entre les dépendances quadratique et cubique ainsi que la tendance forte de $n = 3$.

Table 4.3 – Résultats de l'ajustement des lois $Q = k\,\omega^n$

n	k	E_{rel}	E_2	E_∞	Observations
2	0.088	0.16	0.35	0.22	Sous-estimation pour les fortes vitesses
3	0.0087	**0.06**	**0.12**	**0.08**	Très bon ajustement global
4	0.0008	0.12	0.27	0.14	Surestime la pente à haut régime

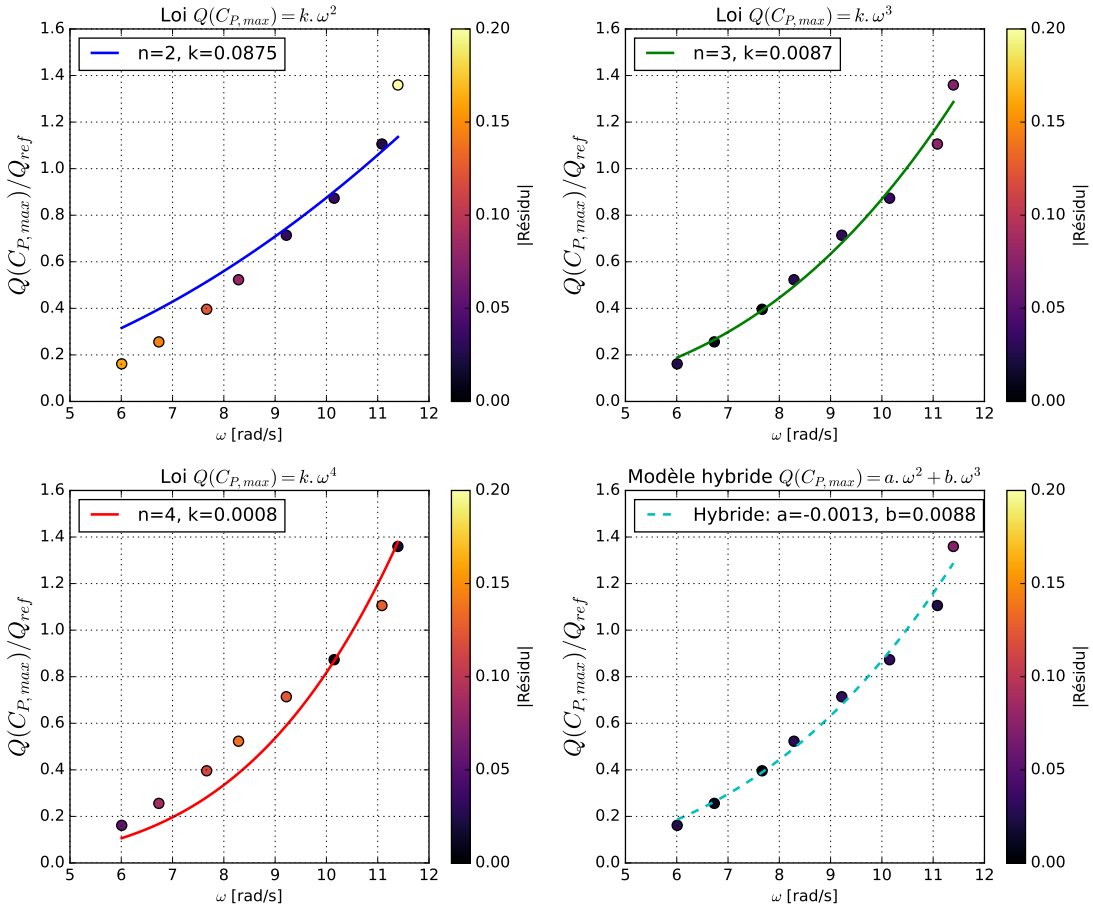


Figure 4.11 – Résidus de l'ajustement du couple normalisé par une valeur Q_{ref}, suivant des lois en puissance en fonction de la vitesse de rotation. La loi cubique ($n = 3$) présente les résidus les plus faibles et donc le meilleur ajustement sur l'ensemble du domaine de fonctionnement.

Afin d'évaluer plus finement la position de la loi expérimentale entre les dépendances quadratique et cubique, un modèle hybride de la forme $Q = a\,\omega^2 + b\,\omega^3$ a également été ajusté aux données. L'identification conduit aux coefficients $a = -1.3 \times 10^{-3}$ et $b = 8.8 \times 10^{-3}$, soit une contribution largement dominante du terme cubique. La faible amplitude du terme quadratique, associée à son signe négatif, indique qu'il ne joue qu'un rôle correctif mineur sur la courbure locale de la loi établie ici. Ce résultat confirme que la dépendance effective du couple vis-à-vis de la vitesse de rotation est proche d'une loi purement cubique. Il justifie ainsi l'utilisation d'une loi résistive en ω^3 comme approximation robuste et physiquement pertinente pour la modélisation et le pilotage de notre système à l'échelle 1/20.

L'établissement du contrôle du couple apparaît comme une approche pertinente pour reproduire, à échelle réduite, la dynamique de la turbine. La vitesse de rotation résulte alors de l'équilibre entre inertie, efforts hydrodynamiques et couple moteur. La définition théorique montre qu'une loi résistive de type $Q_{elec} = k\,\omega^n$ s'inscrit naturellement dans ce cadre, la dépendance quadratique ($n = 2$) correspondant au cas idéal d'un fonctionnement à TSR constant et à C_Q invariant. Cependant, les résultats expérimentaux ont mis en évidence une influence marquée des effets de Reynolds sur le point de fonctionnement optimal, conduisant à une déviation progressive de cette loi théorique à échelle réduite. L'identification empirique réalisée à partir des conditions optimales montre ainsi qu'une dépendance effective proche d'une loi cubique ($n \simeq 3$) permet de reproduire fidèlement les tendances observées sur l'ensemble du domaine étudié.

Ainsi, la loi cubique retenue ne remet pas en cause le cadre théorique classique, mais en constitue une approximation empirique intégrant les effets d'échelle propres aux essais en bassin. Elle fournit dès lors un modèle de commande cohérent et physiquement représentatif, qui servira de base à l'analyse du comportement de la turbine dans la suite de ce chapitre.

4.2.4 Système de contrôle et conditions d'essais

La section précédente a été consacrée à l'établissement d'une loi de contrôle du couple moteur adaptée au cadre expérimental. Cette partie abord à présent la mise en oeuvre de cette stratégie de contrôle en bassin d'essais. Elle introduit le dispositif de pilotage développé pour imposer les lois de régulation du couple moteur, ainsi que les conditions hydrodynamiques retenues pour les essais. Le système de contrôle, son principe de fonctionnement et le protocole d'essais adoptés sont ainsi présentés dans cette partie.

Le contrôle des colonnes de rotors s'effectue à l'aide d'une station de contrôle dédiée, spécifiquement développée pour ces essais. La communication avec les cartes EPOS2 est assurée via des liaisons USB, permettant l'envoi des consignes moteur et la récupération des mesures de vitesse de rotation. Les moteurs sont alimentés via quatre batteries de 12 V afin de limiter les risques de retour liées à la production de la turbine, même si celle-ci reste limitée. Chaque moteur étant monté sur une colonne de rotor distincte, le pilotage peut être réalisé à travers une boucle de commande unique renvoyant les informations de pilotage aux deux systèmes.

Le principe général de la boucle de commande est illustré sur la figure 4.12.

L'objectif est de reproduire, par le biais d'un contrôle moteur approprié, le comportement résistif d'une hydrolienne soumise à un écoulement incident. La séquence de commande se déroule en deux phases successives :

1. **Phase d'initialisation - ω imposée :** le moteur est d'abord piloté en mode vitesse de rotation afin d'atteindre un régime de rotation de référence (ici fixé à 50 rpm). Cette phase permet de stabiliser la rotation de la colonne dans un sens de rotation donné et d'assurer des conditions de démarrage reproductibles.

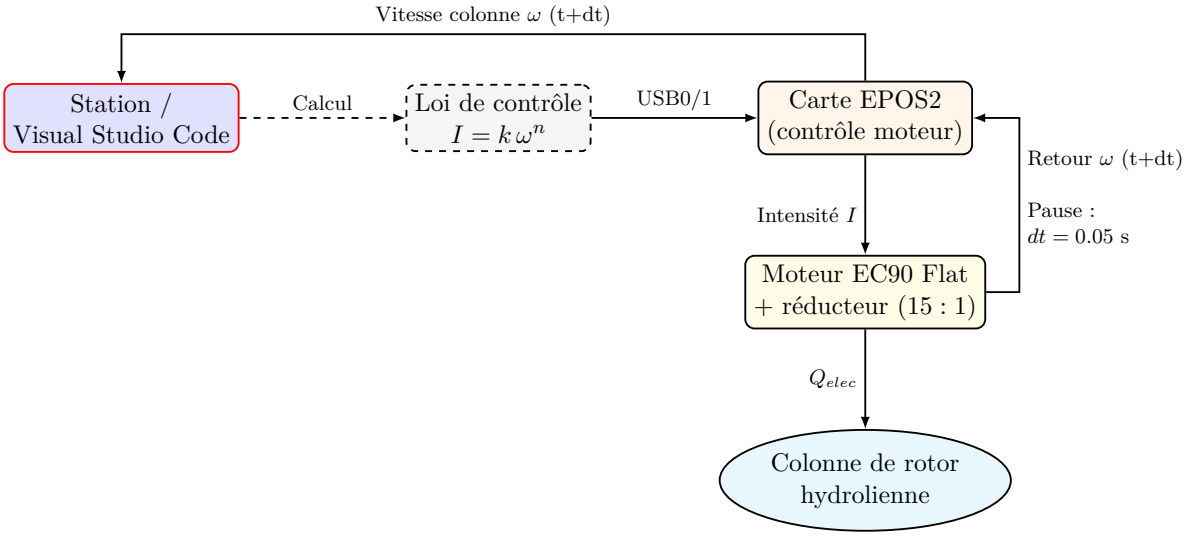


Figure 4.12 – Schéma bloc du système de contrôle de l'intensité moteur I, proprtionnel au couple moteur.

2. **Phase d'essais - couple contrôlé (loi résistive) :** une fois le régime stabilisé, la commande bascule en mode courant. La consigne de courant moteur est alors calculée en temps réel à partir de la mesure de la vitesse de rotation instantanée, selon une loi de commande prédéfinie. Cette approche permet d'imposer un couple moteur dépendant de la vitesse, mimant ainsi le comportement d'une hydrolienne réelle.

Pour établir le pas de temps de la régulation à imposer, différents pas de temps Δt ont été testées. Ces essais couvrent une plage comprise entre 0.005 s et 1 s. L'analyse des distributions instantanées du couple en fonction de la vitesse de rotation, obtenues à partir de l'ensemble des échantillons mesurés à la fréquence d'acquisition nominale ($f_e = 1024$ Hz), montre que le choix de Δt n'influence peu ou pas la relation intrinsèque $Q(\omega)$ ni la dynamique globale du système. En revanche, ce paramètre joue un rôle important lors du traitement statistique des données. En effet, lorsque les grandeurs sont moyennées sur des intervalles de durée comparable à chaque Δt, les fluctuations rapides des grandeurs, notamment du couple dans notre cas, peuvent être plus ou moins filtrées. Cela modifie l'interprétation des niveaux de dispersion et des phénomènes transitoires. Dans cette étude, une valeur imposée $\Delta t = 0.05$ s a été retenue, pour un nombre de 50 points de mesure par pas de régulation. Ce choix constitue un compromis entre la réactivité de la boucle de commande et la stabilité numérique du système de pilotage, tout en limitant la charge de calcul en temps réel. L'analyse des résultats repose cependant sur l'ensemble des échantillons instantanés de couple et de vitesse de rotation, réinterpolés sur la base temporelle des mesures LDV afin de permettre une mise en cohérence avec la mesure de vitesse de l'écoulement incident.

Ainsi, à chaque pas de temps Δt, la vitesse de rotation $\omega(t)$ est évaluée via l'information du codeur angulaire et transmise au PC, qui calcule la nouvelle consigne relative selon la loi de contrôle choisie. Cette consigne est ensuite renvoyée à la carte EPOS2 pour pilotage du moteur en temps réel. La boucle fermée ainsi constituée permet d'imposer un couple moteur dépendant des variations de ω imposée par les fluctuations de l'écoulement, tout en laissant la dynamique du rotor évoluer librement sous l'effet du déséquilibre des couples hydrodynamique et moteur sur la plage de temps accordée.

Le moteur est ainsi piloté en contrôle courant, le couple électromécanique appliqué à la colonne étant proportionnel au courant injecté I via la constante de couple K_t. En tenant compte du rapport de réduction noté R_t, la relation entre le couple moteur Q et le courant

s'écrit :

$$I = \frac{Q}{R_t.K_t} \tag{4.11}$$

avec $R_t = 15.17$ et $K_t = 0.136$ N.m/A, suivant les informations du constructeur. Dans ce cadre, les lois de commande testées visent à reproduire le comportement résistif d'une turbine soumise à un écoulement incident, en imposant une dépendance contrôlée du couple moteur à la vitesse de rotation ω. La forme générale retenue est :

$$I = k_i\,\omega^n + C_0 \tag{4.12}$$

comme présenté précédemment, où k_i est le coefficient de contrôle relatif à l'intensité moteur (proportionnel au k défini par le couple), n un exposant caractérisant la loi de contrôle et C_0 un terme de calage permettant notamment une homogénéisation du pilotage entre les deux colonnes. Afin d'adapter l'affichage des lois théoriques aux caractéristiques moteurs, le rendement moteur ($\epsilon = 0.87$) est appliqué comme coefficient multiplicateur à la loi théorique 4.12.

Au vu des résultats obtenus dans la section précédente, deux types principaux de lois sont étudiés :

— les lois quadratiques ($n = 2$), de la forme $I = k_i\,\omega^2$, avec des valeurs de k_i entre 30 et 40 ;

— les lois cubiques ($n = 3$), de la forme $I = k_i\,\omega^3$, avec des valeurs typiques de k_i comprises entre 2 et 4.

Les coefficients (k, n) ont été calibrés à partir d'essais en écoulement établi et à vitesse de rotation imposée, en comparant la loi de commande à la distribution de couple mesurée au voisinage du point de fonctionnement optimal et correspondant au maximum de C_p pour un TSR de référence (section 4.2.3). Ces essais de calibration montrent que les lois cubiques reproduisent plus fidèlement la répartition de couple observée expérimentalement. En particulier, une loi de type $Q \propto \omega^3$ permet d'intégrer implicitement les effets d'échelle et de Reynolds propres à l'expérimentation à échelle réduite.

Il convient toutefois de noter que la calibration repose sur les mesures issues du couplemètre, qui intègrent l'ensemble des contributions mécaniques et hydrodynamiques. Le coefficient k_i optimal issu de cette approche est ainsi légèrement surestimé. Ainsi, un coefficient $k_i \simeq 3$ pour $n = 3$ a été retenu comme valeur de référence.

Lois hybrides et stratégies complémentaires Afin d'améliorer la robustesse de la commande en conditions instationnaires (houle, variations rapides de vitesse incidente), des lois hybrides peuvent être testées. Celles-ci combinent les dépendances quadratique et cubique selon :

$$I = k_{i,2}\,\omega^2 + k_{i,3}\,\omega^3 \tag{4.13}$$

ou sont définies par morceaux afin d'adapter le couple moteur au régime de fonctionnement considéré :

$$I_1(\omega, t) = \begin{cases} k_{i,2}\,\omega^2(t), & \omega(t) < \omega_{\text{lim}}, \\ k_{i,3}\,\omega^3(t), & \omega(t) \geq \omega_{\text{lim}}. \end{cases} \tag{4.14}$$

La continuité de la commande au point de transition est assurée en imposant :

$$k_{i,2}\,\omega_{\text{lim}}^2 = k_{i,3}\,\omega_{\text{lim}}^3 \quad \Rightarrow \quad k_{i,2} = k_{i,3}\,\omega_{\text{lim}}$$

garantissant l'absence de discontinuité du couple moteur appliqué.

Enfin, des seuils de saturation sur le courant sont appliqués afin de limiter les efforts mécaniques qui pourraient s'avérer dommageables :

$$I(\omega, t) = \begin{cases} I_{\text{min}}, & I_1(\omega, t) < I_{\text{min}}, \\ I_{\text{max}}, & I_1(\omega, t) > I_{\text{max}}. \end{cases} \tag{4.15}$$

Ces stratégies hybrides, dont une représentation est donnée figure 4.13, offrent une flexibilité accrue pour moduler la réponse dynamique du système, tout en conservant une cohérence physique avec les chargements hydrodynamiques attendues sur la turbine. Elles constituent un compromis pertinent entre stabilité, capacité de chargement appliqué au moteur et robustesse face aux conditions d'écoulement instationnaires.

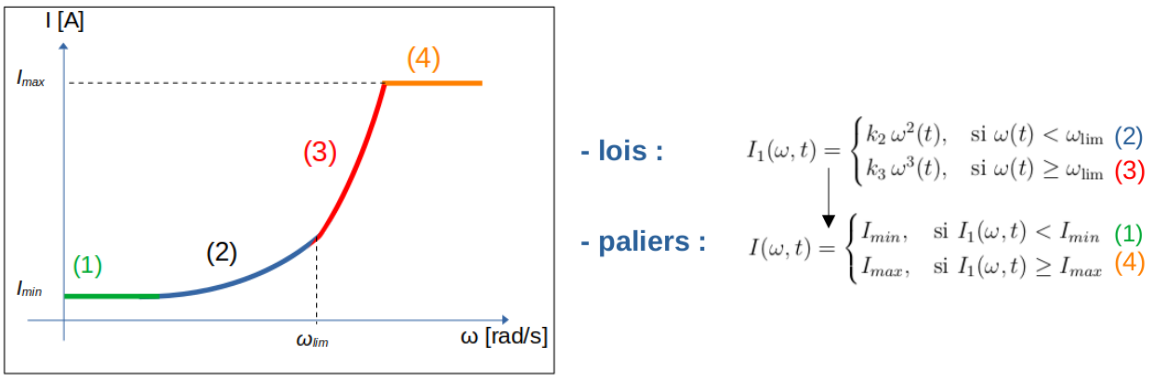


Figure 4.13 – Représentation schématique de composition d'une loi hybride, avec identification des valeurs extrêmes de coupure. Dans les cas présentés dans ce manuscrit, les phases (2) et (3) ne consituent qu'une seule et même loi de régulation.

Définition du protocole d'essais

La mise en place de la boucle de régulation permet désormais de piloter la turbine en bassin suivant un contrôle du couple moteur, en imposant une loi résistive de la forme identifiée précédemment. Ce dispositif offre ainsi la possibilité de reproduire expérimentalement une adaptation plus naturelle de la turbine aux conditions de fonctionnement. L'objectif des essais est alors d'évaluer la robustesse et la stabilité du point de fonctionnement associé aux différentes lois de contrôle, en particulier face aux variations de la vitesse d'écoulement. Il s'agit notamment d'analyser la capacité de ces lois à maintenir un régime stable lorsque les conditions hydrodynamiques évoluent, ainsi que leur influence sur la dynamique de réponse de la turbine. Au-delà de la caractérisation des points de fonctionnement moyens, ce cadre expérimental vise également à réaliser par la suite des études du comportement de la turbine pour des instationnarités fortes, telles que l'étude des temps de réponse du système à une forte variation de l'écoulement incident ou l'identification d'éventuels phénomènes d'hystérésis lors des phases d'accélération et de décélération de l'écoulement. Dans cette perspective, il est choisi de reproduire de manière idéalisée un cycle de marée réduit, au cours duquel la vitesse incidente varie progressivement, avec une phase d'augmentation progressive de la vitesse d'écoulement, puis une phase de diminution. Ce cycle est réalisé expérimentalement sous la forme de rampes de vitesse d'écoulement constituées de paliers quasi stationnaires, séparés par des phases transitoires identifiables.

Un exemple de profil de rampe de vitesse générable au bassin est présenté figure 4.14, via des mesures par LDV de la vitesse de l'écoulement. Ici, chaque palier présente une durée typique de 60 s, permettant d'atteindre un régime statistiquement stable tout en conservant une résolution temporelle suffisante pour une analyse future des phases de transition. Le protocole défini ici présente plusieurs avantages méthodologiques. Il permet, au sein d'un même essai, de couvrir une large gamme de conditions de fonctionnement tout en garantissant des phases quasi stationnaires clairement identifiées. Il offre également la possibilité d'étudier la stabilité du point de fonctionnement pour différents régimes et d'identifier les éventuels phénomènes d'hystérésis entre les phases d'évolution de la vitesse du courant.

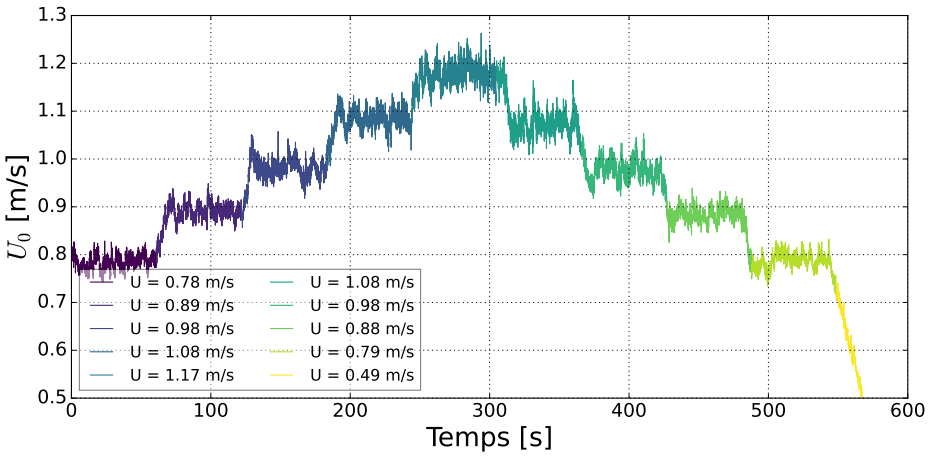


Figure 4.14 – Profil de vitesse d'écoulement imposé lors des essais en rampe de vitesse, représentant un cycle de marée réduit composé de paliers quasi stationnaires.

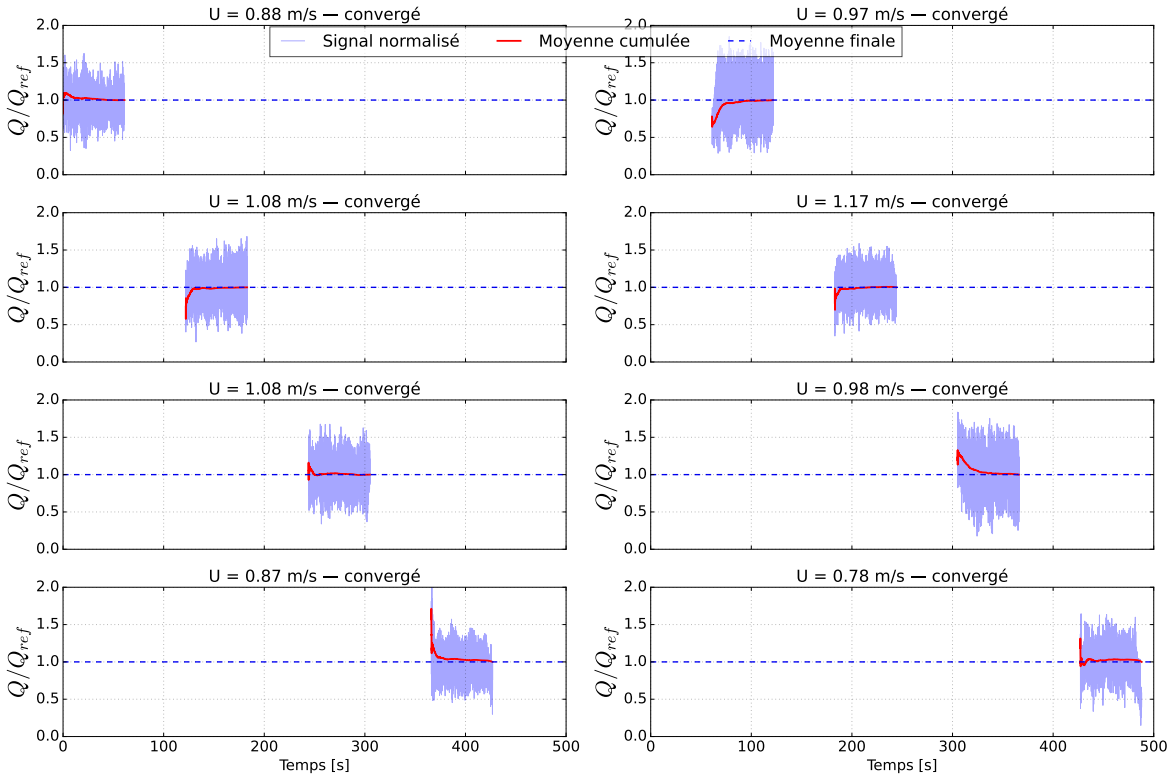


Figure 4.15 – Convergence du couple pour les différents paliers de vitesse d'écoulement (durée 60 s). Loi de contrôle utilisée : $k_i = 3$, $n = 3$. Pour ce graphique, la moyenne cumulée est utilisée pour chaque segment comme valeur de normalisation.

Pour chaque palier, les grandeurs caractéristiques du fonctionnement de la turbine (vitesse de rotation, couple et puissance) sont ainsi évaluées temporellement sur la durée du palier de vitesse. La figure 4.15 illustre la convergence typique du couple sur les paliers établis, montrant qu'une durée de 60 s permet d'obtenir des estimations statistiquement stables des grandeurs d'intérêt. L'analyse repose ainsi sur une segmentation locale des conditions à chaque palier, permettant d'associer à chaque vitesse d'écoulement un point de fonctionnement caractéristique. Ce protocole peut ainsi être appliqué de manière systématique pour différentes lois de

régulation et configurations inertielles, afin d'étudier leur influence sur la réponse de la turbine.

Le protocole est ainsi appliqué pour diverses lois de régulation, comparant les effets des paramètres mécaniques et de contrôle sur la réponse de la turbine. Des essais sont ainsi menés suivant la disposition du bassin présentée au chapitre 1, dans deux configurations hydrodynamiques principales :

— En courant seul, pour des vitesses de courant nominales comprises entre 0.75 et 1.20 m/s ;
— Avec courant et houle, pour des vitesses comprises entre 0.80 et 1.00 m/s avec de la houle régulière co-courant (équivalent au cas $F060_A1$ présentée dans le chapitre 3.1).

Concernant l'instrumentation spécifique, les efforts et moments globaux appliqués à la structure sont mesurés à l'aide de la balance d'efforts de capacité 2 kN. Enfin, la sonde LDV-3C est positionnée à une distance $x = -5D_e$ (en amont) de la turbine afin de mesurer la vitesse d'écoulement, non perturbée par l'induction liée à la rotation des colonnes. Cette instrumentation permet de relier précisément la réponse de la colonne aux variations de l'écoulement incident.

Dans cette section, après avoir rappelé le cadre théorique classique des lois résistives de type $k\,\omega^n$, une identification empirique a permis de déterminer une formulation cohérente avec les résultats obtenus à vitesse de rotation imposée, tout en intégrant implicitement les effets d'échelle propres aux essais en bassin. Le dispositif expérimental mis en place permet alors de disposer d'un cadre expérimental robuste, permettant d'évaluer la capacité de ces lois à reproduire à échelle réduite le comportement de la turbine. L'ensemble de ces éléments conduisent ainsi à analyser la réponse de la turbine dépendamment de la loi de contrôle imposée et aux paramètres d'étude.

4.3 Etude du comportement de la turbine à couple contrôlé

Cette section présente les principaux résultats obtenus lors des essais de caractérisation de lois de régulation de la turbine, réalisés en bassin d'essais. Les expériences ont été menées dans deux configurations d'inertie de la colonne de rotation : la configuration J_0, correspondant à une inertie relativement faible et la configuration J_3, correspondant à une similitude inertielle avec l'échelle réelle. Le cas J_0 constitue notre cas de référence pour l'étude de la distribution initiale. Les essais sont d'abord conduits en écoulement établi, puis en présence de houle régulière, afin d'évaluer la robustesse de la régulation dans différentes conditions de perturbation. Afin de travailler avec une base de temps similaire, les signaux de couple et de vitesse de rotation sont réinterpolés sur la base de temps du signal de vitesse de l'écoulement obtenu via la LDV. Par souci de simplicité, l'ordonnée à l'origine notée C_0 ne sera pas systématiquement donnée. Cette valeur représente la valeur seuil d'intensité moteur après laquelle la colonne entre en rotation (C_0 = -60 mA pour $n = 3$, C_0 = -250 mA pour $n = 2$). Ici, la loi considérée de référence a pour paramètres $k_i = 3$ et $n = 3$, car celle-ci présente une bonne stabilité du point de fonctionnement. Ainsi, dans cette section, la valeur de normalisation Q_{ref} sera prise comme étant la valeur de couple moyenne maximale obtenue avec la loi $k_i = 3$ et $n = 3$.

4.3.1 Influence du coefficient de contrôle

Les figures 4.16 à 4.19 présentent la réponse de la turbine pour différentes lois de commande appliquées à la configuration d'inertie faible J_0. Pour chaque cas, la figure de gauche représente l'évolution du couple en fonction de la vitesse de rotation, tandis que la figure de droite met en regard les régimes effectivement atteints dans le plan (TSR, Q) avec les courbes de référence obtenues à vitesse de rotation imposée. L'axe du couple est volontairement normalisé afin de concentrer l'analyse sur les tendances dynamiques et le positionnement relatif des régimes de

fonctionnement, indépendamment des valeurs absolues. Les différences entre les lois théoriques et les valeurs moyennes, même si elles restent faibles, s'expliquent par les frottements résiduels de la colonne de rotors.

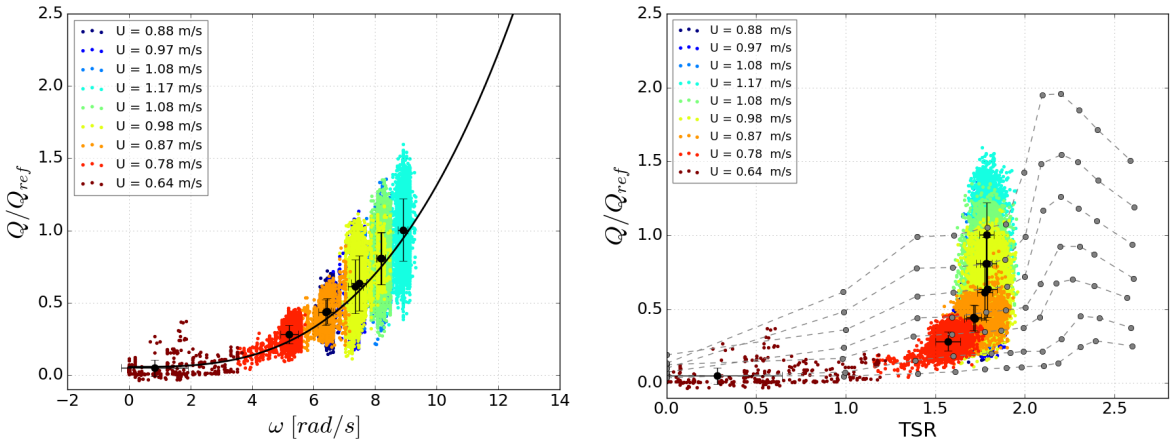


Figure 4.16 – Evolution temporelle du couple pour la loi de paramètres $k_i = 3$, $n = 3$. Trait continu noir = loi résistive imposée. Traits pointillés gris = valeurs de couple à ω imposée.

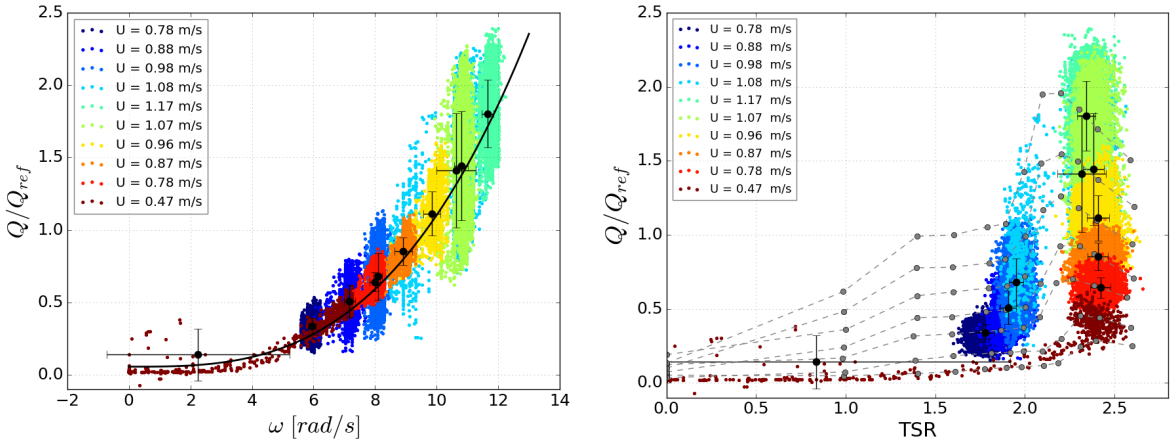


Figure 4.17 – Evolution temporelle du couple pour la loi de paramètres $k_i = 2.5$, $n = 3$. Trait continu noir = loi résistive imposée. Traits pointillés gris = valeurs de couple à ω imposée.

Dans le plan (ω, Q), les résultats montrent que le système suit globalement la loi de commande imposée, matérialisée par le trait noir continu. Les moyennes des segments quasi-stationnaires se distribuent autour de cette loi, traduisant une bonne convergence du régime pour l'ensemble des vitesses d'écoulement testées. L'élargissement du nuage de points avec l'augmentation de ω reflète l'amplification des fluctuations hydrodynamiques à haut régime, caractéristique d'une inertie réduite. L'analyse dans le plan (TSR, Q) met en évidence l'influence déterminante des paramètres de contrôle sur la position du point de fonctionnement par rapport à l'optimum hydrodynamique. Pour la loi cubique avec $k_i = 3$ (figure 4.16), les régimes atteints se concentrent au voisinage du maximum des courbes de référence, indiquant un bon compromis entre limitation de la vitesse de rotation et maintien d'un fonctionnement proche de l'optimum. Plus le coefficient de contrôle diminue ($k_i = 2.5$ puis $k_i = 2$, figures 4.17 et 4.18), plus le point de fonctionnement se déplace progressivement vers des valeurs plus élevées de TSR. Cette évolution traduit une réduction de la charge résistive appliquée par la loi de commande, favorisant l'accélération du rotor. Dans ces configurations, une partie significative

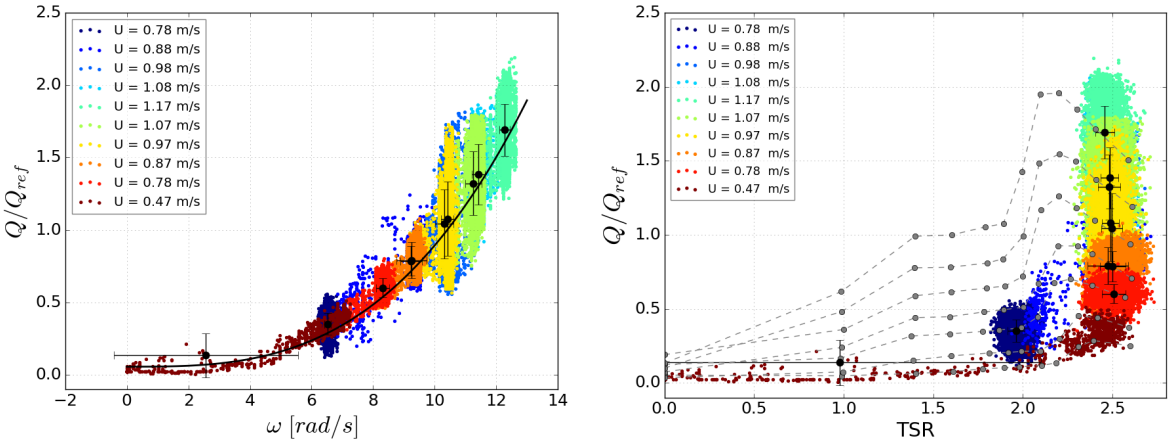


Figure 4.18 – Evolution temporelle du couple pour la loi de paramètres $k_i = 2$, $n = 3$. Trait continu noir = loi résistive imposée. Traits pointillés gris = valeurs de couple à ω imposée.

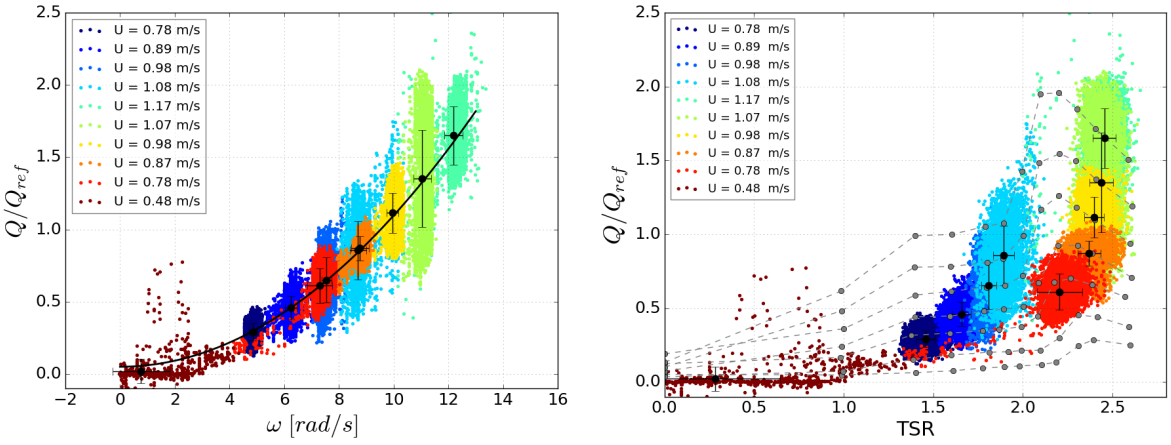


Figure 4.19 – Evolution temporelle du couple pour la loi de paramètres $k_i = 25$, $n = 2$. Trait continu noir = loi résistive imposée. Traits pointillés gris = valeurs de couple à ω imposée.

des points se situe sur la pente descendante de la courbe de performance, correspondant à une transition du régime de fonctionnement vers le régime sur-optimal lorsque $U_0 \approx 1.2$ m/s est atteinte. Cette bascule entraîne cependant une augmentation significative du couple moyen, 40 % plus important au palier de vitesse le plus haut. À l'inverse, la loi quadratique ($n = 2$, figure 4.19) conduit à une dispersion plus marquée du point de fonctionnement selon le régime de vitesse. La croissance plus lente du couple avec la vitesse de rotation entraîne une dispersion accrue des points dans le plan (TSR, Q), avec une sensibilité marquée aux variations de l'écoulement. Ce type de loi tend ainsi à favoriser des régimes à droite de l'optimum et des fluctuations marquées dans ce plan.

Ces résultats montrent que, pour la configuration J_0, la combinaison d'un exposant cubique et d'un coefficient de contrôle intermédiaire permet de stabiliser le fonctionnement de la turbine autour d'un TSR, tandis que des lois trop permissives (faible k_i ou exposant quadratique) augmentent le risque de bascule vers des régimes sur-optimaux. Les représentations $Q(\omega)$ et $Q(TSR)$ présentées précédemment mettent également en évidence l'influence marquée du coefficient de contrôle k_i sur la dynamique de fonctionnement de la turbine pour une loi cubique ($n = 3$). Une loi trop permissive entraîne des changements de régimes de fonctionnement suivant la vitesse d'écoulement incidente. Pour les lois testées, la vitesse de rotation maximale passe alors de 9 rad/s à presque 13 rad/s, pouvant entraîner une fatigue mécanique plus

importante. Si ces résultats permettent d'identifier qualitativement les domaines de stabilité et les tendances globales du point de fonctionnement, ils restent cependant limitées pour une comparaison quantitative fine entre les différentes lois testées.

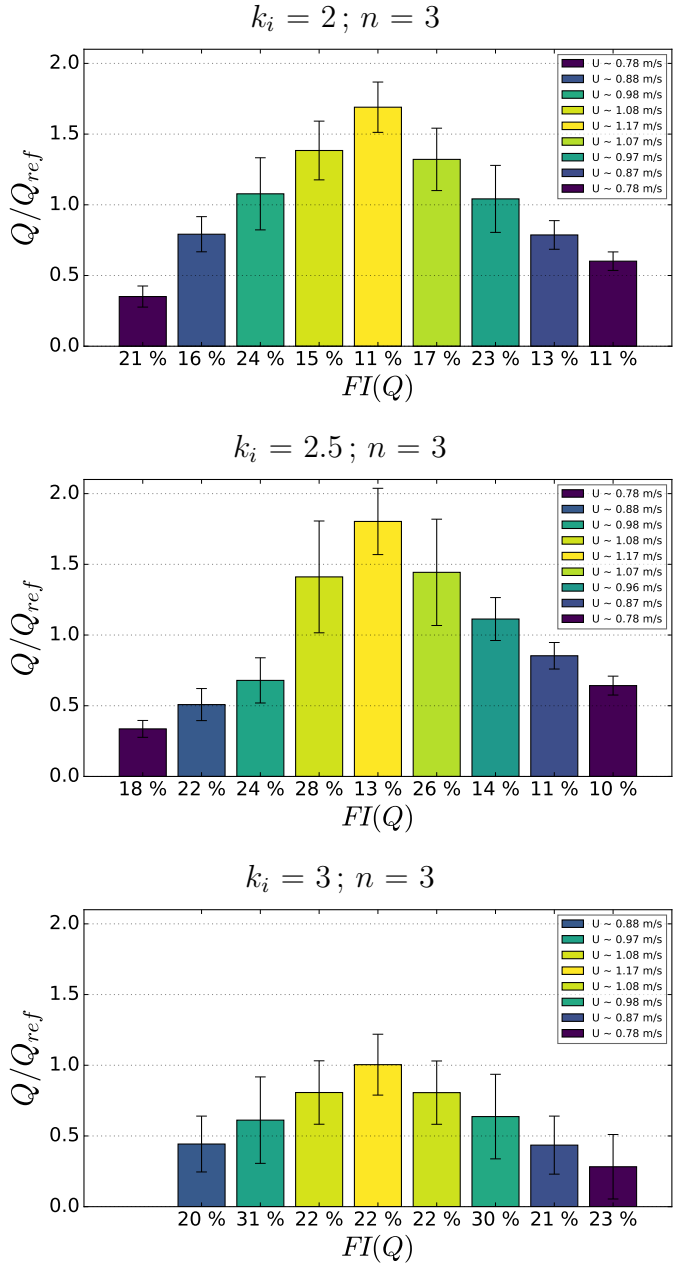


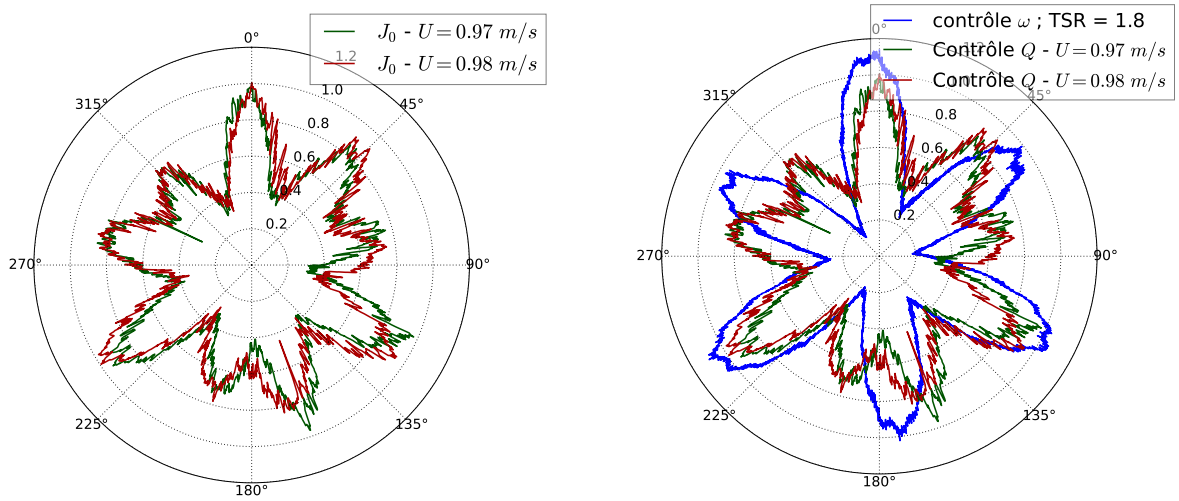
Figure 4.20 – Diagrammes de distributions des moyennes et intensité de fluctuations du couple pour chaque palier de vitesse d'écoulement. De haut en bas, les coefficients de contrôle testés sont : $k_i = [2\,;\, 2.5\,;\, 3]$, pour $n = 3$.

Afin de compléter l'analyse des nuages de points $Q(\omega)$ et $Q(TSR)$, une approche statistique par segmentation temporelle a été adoptée. La figure 4.20 présente, pour la configuration d'inertie J_0, la valeur moyenne du couple hydrodynamique par segment, accompagnée de son écart-type, pour différentes valeurs du coefficient de contrôle k_i ($k_i = 2$, 2.5 et 3). Sous chaque barre est également indiquée l'intensité relative de fluctuation du couple. Pour $k_i = 3$, la distribution du couple moyen reste relativement centrée autour des segments associés au voisinage du point de fonctionnement optimal. Les niveaux de fluctuation demeurent modérés et

relativement homogènes d'un segment à l'autre, traduisant un compromis entre performance et stabilité. Cette configuration correspond à une régulation suffisamment contraignante pour maintenir la turbine à un point de fonctionnement stable, tout en limitant les variations de la vitesse de rotation. Lorsque le coefficient de contrôle est réduit ($k_i = 2.5$ puis $k_i = 2$), une redistribution progressive du couple moyen est observée. La contribution maximale se déplace vers des segments correspondant à des régimes sur-optimaux, illustrant la bascule à droite du point de fonctionnement observée via $Q(TSR)$. Cette évolution est cohérente avec les observations issues des nuages de points, où la turbine atteint des TSR plus élevés pour une même vitesse d'écoulement amont. Cette bascule s'accompagne d'une augmentation marquée du couple moyen obtenu, avec des valeurs 40 % à 50 % plus importantes comme observé précédemment. En particulier, pour la diminution du coefficient de contrôle, la loi de régulation devient alors moins contraignante vis-à-vis de l'accélération du rotor, ce qui favorise l'accès à des régimes à fort couple instantané, contre cependant une variabilité de la vitesse de rotation plus importante. Les intensités de fluctuations obtenues sont alors inférieures à celles obtenues pour le régime sous-optimal, passant de 25 à 15 % environ, ce qui confirme la stabilité du régime sur-optimal. Ces observations rejoignent les conclusions faites à vitesse de rotation imposée, où la plus faible intensité de fluctuations était obtenue à partir du point de fonctionnement optimal. Ces représentations permettent ainsi de quantifier indirectement la bascule du point de fonctionnement induite par le réglage du coefficient de contrôle. Ils montrent que, pour des valeurs faibles de k_i, une part croissante du couple moyen est produite dans des régimes sur-optimaux, associés à une intensité de fluctuation plus faibles. Cette observation confirme que le choix du coefficient de contrôle joue un rôle déterminant non seulement sur la localisation moyenne du point de fonctionnement, mais également sur la maîtrise des états de transition, en particulier sur la pente avant l'optimum, identifiée comme une zone intrinsèquement instable.

De plus, l'analyse met ici en évidence une forte sensibilité de la stabilité du régime au voisinage du point de fonctionnement optimal. En particulier, la zone de pente abrupte (avant d'atteindre le point de fonctionnement optimal) se révèle intrinsèquement instable et ne présente pas de fonctionnement de la turbine possible dans cette région et ce type de contrôle. Ainsi, pour des coefficients de contrôle k_i trop faibles, la réduction de la consigne résistive peut entraîner une accélération forte de la turbine, conduisant à une bascule vers le régime situé à droite de l'optimum. Ce phénomène est excité par les variations de vitesse de l'écoulement et peut se traduire par des variations importantes de couple, de puissance et de vitesse de rotation instantanées. Ces observations soulignent également la nécessité d'un compromis entre performance moyenne et stabilité/fatigue dans le choix de la loi et la stratégie de contrôle.

Afin d'évaluer la dynamique du rotor induite par les lois de régulation à celle observée à vitesse de rotation imposée, la distribution angulaire du couple est analysée pour un écoulement de référence $U = 1.0$ m/s. La figure 4.21a présente les distributions obtenues pour deux essais réalisés avec la loi cubique identifiée ($k = 3$, $n = 3$) en configuration inertielle J_0, obtenues à $U_0 = 1.0$ m/s pour les deux paliers de la rampe à cette vitesse (montante et descendante). Les deux distributions sur un cycle de rotation présentent un motif identique, mettant en évidence une bonne répétabilité du fonctionnement de la colonne sur ces deux segments. La signature angulaire est caractérisée par une structure périodique dominée par six lobes principaux, cohérente avec la dynamique d'interaction entre les pales et l'écoulement. Des excursions intermédiaires sont également présentes, attribuables à la géométrie globale de la colonne. La figure 4.21b compare cette distribution à celle obtenue pour la vitesse de rotation imposée. Dans le cas de contrôle de ω, les extrema du couple apparaissent significativement amplifiées et présentent des lobes marqués. Cette amplification résulte du type de fonctionnement, pour lequel les variations instantanées du couple hydrodynamique sont directement compensées par des variations du couple moteur conformément à l'équation dynamique du rotor. À l'inverse, la loi de contrôle résistive permet de conserver une distribution angulaire plus régulière et



(a) J_0 (paliers montée/descente)

(b) Contrôles ω et résistif Q

Figure 4.21 – Distributions angulaires du couple Q/Q_{ref} pour (a) la loi résistive cubique $k_i = 3$, $n = 3$ et (b) la comparaison des deux types de contrôle à un TSR similaire.

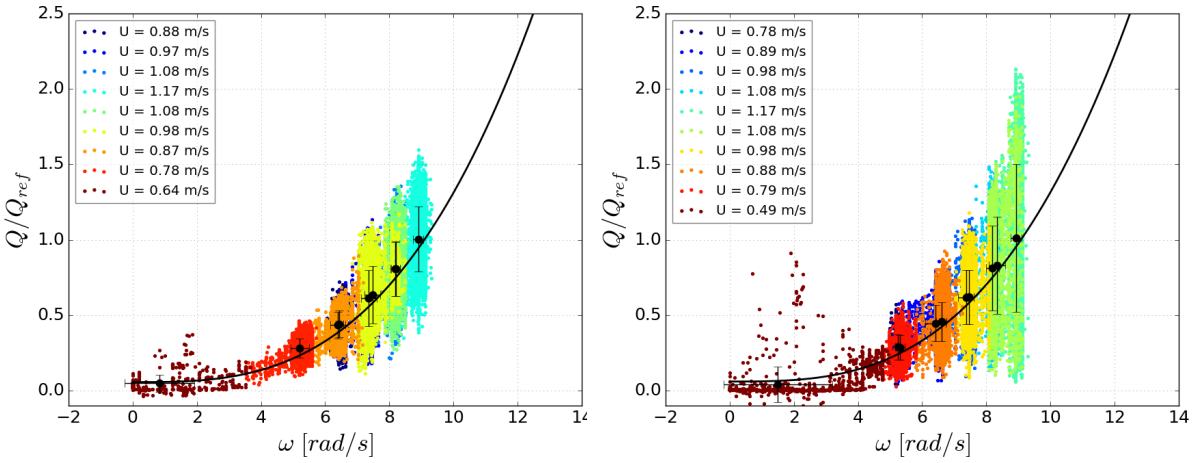
d'amplitude plus modérée, proche du comportement naturel du rotor. Elle reproduit ainsi de manière fidèle la répartition instantanée des efforts hydrodynamiques au cours de la rotation, malgré les quelques variations du motif et les composantes secondaires apparaissant. Ces résultats confirment que la relation empirique $Q \propto \omega^3$ constitue non seulement un bon ajustement des performances moyennes, mais également un modèle de commande capable de restituer correctement la dynamique fluctuante du couple. Le contrôle en vitesse de rotation imposée tend quant à lui à introduire des excursions mécaniques plus importantes du fait de la rigueur de l'asservissement.

4.3.2 Effets du moment d'inertie

L'influence du moment d'inertie J de la colonne de rotors est étudiée en comparant les deux configurations J_0 (inertie réduite) et J_3 (similitude inertielle). Les résultats présentés dans cette section concernent l'application d'une loi de commande cubique de type $I = k_i\,\omega^3$, avec $k = 3$, mais se retrouvent également avec les autres cas tests.

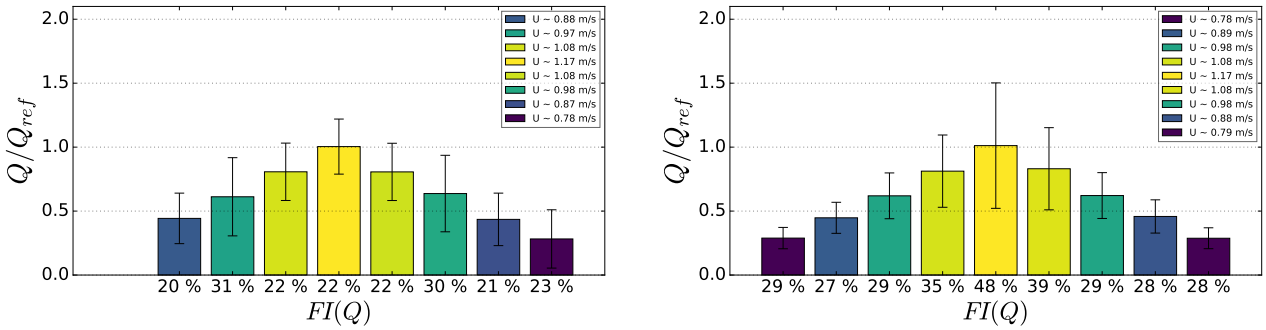
Les figures 4.22 présentent la distribution du couple Q en fonction de la vitesse de rotation ω pour les deux configurations inertielles considérées. Les points expérimentaux (mesure de l'ensemble du couple de la colonne) sont colorisés dépendamment du palier de vitesse étudié (montée + descente), les marqueurs noirs représentent les valeurs moyennes pour chaque palier avec leurs barres d'erreur. La ligne continue noire représente la loi imposée pour Q_{elec}. Ces représentations permettent d'analyser conjointement la dispersion instantanée du couple et la variabilité de la vitesse de rotation autour du point de fonctionnement moyen. Le passage de la configuration J_0 à J_3 induit une modification notable de la dynamique temporelle du système. Pour la configuration à inertie élevée J_3, une augmentation marquée de la dispersion instantanée du couple est observée, en particulier pour les plus grandes vitesses d'écoulement testées. Cette amplification des fluctuations de couple peut être interprétée comme le changement de répartition des fluctuations de couple/vitesse de rotation. L'ajustement inertiel entraîne ici une réduction des variations de ω, mais reportant les fluctuations sur l'effort transmis à la colonne par le biais du couple.

Cette tendance est confirmée par l'analyse statistique présentée en figure 4.23, qui montre



(a) J_0 **(b)** J_3

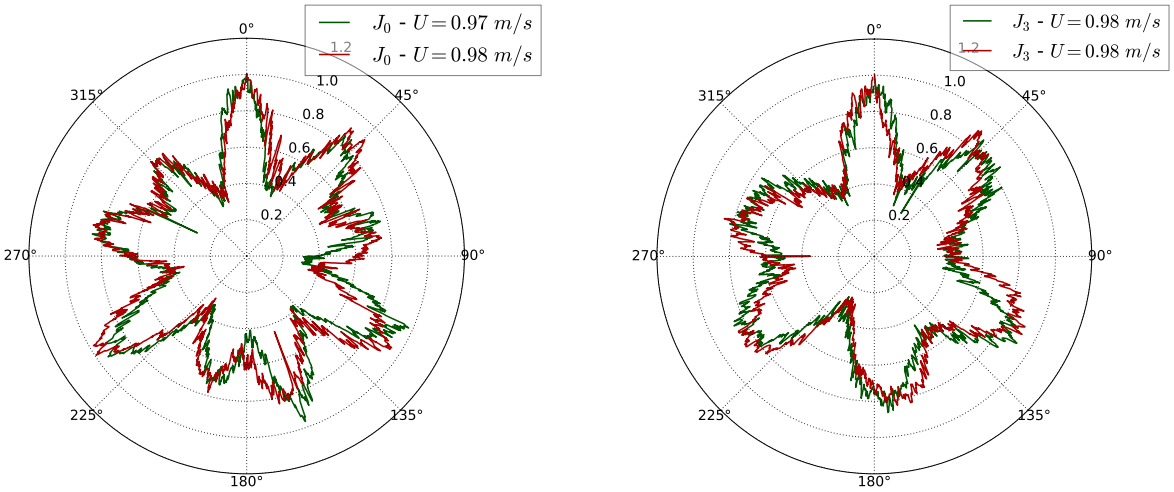
Figure 4.22 – Distribution du couple en fonction de la vitesse de rotation, pour les deux moments d'inertie testés J_0 (a) et J_3 (b). Les paramètres de la loi testée sont : $k_i = 3$, $n = 3$.



(a) J_0 **(b)** J_3

Figure 4.23 – Valeurs moyennes et écarts-types du couple normalisé (Q_{ref} = valeur moyenne max. pour $k_i = 2.5$, $n = 3$) pour les différents paliers de vitesse d'écoulement, pour les deux moments d'inertie testés J_0 (a) et J_3 (b). Les paramètres de la loi testée sont : $k_i = 3$, $n = 3$.

les valeurs moyennes et l'intensité de fluctuations du couple normalisé Q/Q_{ref} pour les différents paliers de vitesse d'écoulement. Pour la configuration J_3, les niveaux moyens de couple restent globalement comparables à ceux observés pour J_0, tandis que les écarts-types augmentent de manière systématique. La part relative des fluctuations, quantifiée par l'indicateur $FI(Q)$, est ainsi globalement plus élevée pour la configuration inertielle J_3, avec un passage de l'intensité de fluctuation de 20 % pour J_0 à 35 % voire 40 % en moyenne pour J_3. Les fluctuations du productible augmente donc par le biais du couple. Ces observations sont cohérentes avec les résultats de la section précédente. En contrepartie, cette augmentation des fluctuations de couple s'accompagne d'une réduction de la dispersion de la vitesse de rotation et donc de la variation du TSR. Dans le plan (ω, Q), la configuration J_3 conduit à une concentration plus marquée des points expérimentaux autour d'une valeur moyenne de fonctionnement, tandis que la configuration J_0 présente une répartition plus étalée horizontalement, révélatrice d'excursions cinématiques plus importantes. L'intensité de fluctuation de ω passent ainsi de 3 % pour J_0 à 2 % à J_3. Cet effet stabilisant de l'inertie sur le régime de fonctionnement est également mis en évidence par les distributions angulaires du couple présentées en figure 4.24, pour lesquelles la structure périodique reste comparable entre les deux configurations, mais avec des motifs de distribution plus homogènes pour J_3.



(a) J_0 **(b)** J_3

Figure 4.24 – Distribution angulaire du couple Q/Q_{ref} pour les deux moments d'inertie testés (a) J_0 et (b) J_3. Les paramètres de la loi testée sont : $k_i = 3$, $n = 3$.

L'ensemble de ces observations met en évidence un compromis fondamental induit par le réglage inertiel : une inertie plus élevée permet de stabiliser le point de fonctionnement cinématique de la turbine, en limitant les variations de vitesse de rotation et de TSR, mais au prix d'une augmentation des fluctuations de couple transmises à la chaîne mécanique. Ce compromis est cohérent avec les mécanismes dynamiques attendus pour une hydrolienne soumise à des sollicitations hydrodynamiques instationnaires et souligne l'importance du choix du moment d'inertie dans l'analyse conjointe des performances énergétiques et des charges mécaniques.

Dans la suite de ce travail, l'analyse sera menée en priorité sur la configuration J_3, correspondant à la similitude inertielle avec l'échelle réelle, afin de se placer dans un cadre représentatif des conditions de fonctionnement d'une hydrolienne en présence de conditions instationnaires.

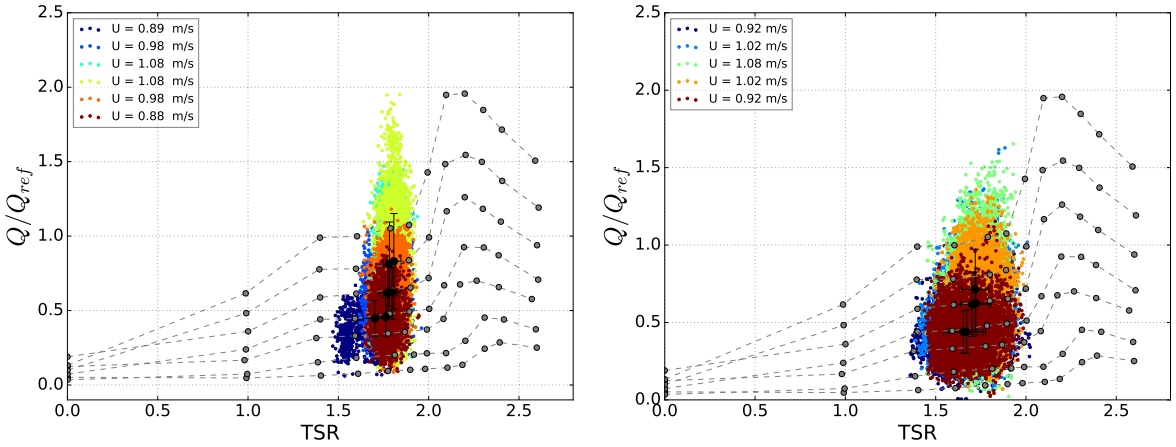
4.3.3 Etude de la réponse en présence de conditions instationnaires

Cette section est dédiée à l'analyse des effets de houle (représentant des sollicitations instationnaires périodiques) sur le régime de fonctionnement et sur la stabilité des lois de contrôle étudiées, en se plaçant dans la configuration inertielle représentative J_3. Les paramètres du cas de houle testé sont rappelés dans la table 4.4. Dans cette partie, seuls les paliers de l'écoulement stationnaire dont les vitesses sont comparables à celles obtenues en présence de houle ont été considérés.

Table 4.4 – Paramètres de houle obtenus durant les essais à $U_0 = 0.8$ m/s, correspondant au cas $F060_A1$. A chaque palier de vitesse, l'amplitude de houle est sensiblement réadaptée pour rester à une amplitude moyenne proche de 130 mm.

Wave case	Période T [s]	Hauteur H [m]	Longueur d'onde λ [m]	u_w/U_0 [%]
F060_A1	1.67	0.13	6.8	8.5

Les figures 4.25 et 4.26 présentent la distribution du couple en fonction du TSR pour les différents paliers de vitesse testés en conditions de courant seul et avec houle, pour respectivement les lois de contrôle définies par $k_i = 3$ et $k_i = 2.5$. Les courbes grises correspondent aux caractéristiques stationnaires obtenues à vitesse de rotation imposée. Pour la loi $k_i = 3$ (figure 4.25), la propagation de la houle ne modifie pas fondamentalement la valeur moyenne du point de fonctionnement dans le plan (TSR, Q). Les nuages de points restent centrés sur des domaines de TSR comparables à ceux observés en courant seul, ce qui indique que la loi de contrôle conserve un pilotage globalement similaire malgré les sollicitations instationnaires. En revanche, la présence de la houle se traduit par une augmentation nette de la dispersion

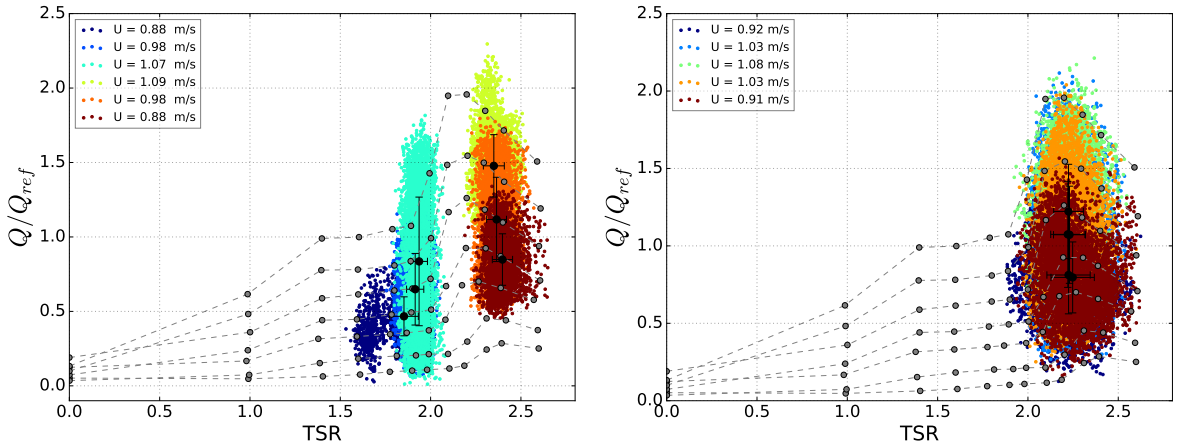


(a) courant seul **(b)** avec houle

Figure 4.25 – Distribution du couple suivant le TSR aux différents paliers de vitesse d'écoulement, pour le cas (a) sans houle et (b) avec houle. Les paramètres de la loi testée sont : $k_i = 3$, $n = 3$.

des points, tant en TSR qu'en couple. Les fluctuations de couple sont ainsi amplifiées, traduisant la réponse dynamique de la colonne de rotors à la perturbation périodique de la vitesse d'écoulement en entrée. Les variations de TSR sont principalement attribuées à la fluctuation de vitesse imposée par la vitesse orbitale, l'intensité de fluctuation de la vitesse de rotation ω se situant autour de 2 à 3 %. Une faible diminution apparente du TSR moyen est également observée en présence de houle. Celle-ci est attribuée à une surestimation de la vitesse d'écoulement mesurée (de l'ordre de 5 cm/s), liée aux pertes de charge induites par le dispositif expérimental en bassin, plutôt qu'à une modification du régime de fonctionnement.

Pour la loi $k_i = 2.5$ (figure 4.26), l'effet de la houle est plus marqué et met en évidence une transition entre les régimes de fonctionnement. En courant seul, la transition vers un fonctionnement à droite de l'optimum de couple intervient pour des vitesses d'écoulement élevées (environ $U = 1.07$ m/s) et s'accompagne de fortes fluctuations autour de la courbe de couple caractéristique (en gris). La gamme de TSR comprise entre 1.9 et 2.3, définie précédemment comme le régime II, apparaît alors comme fondamentalement instable avec une transition quasiment directe de TSR = 1.8 vers TSR = 2.3. La turbine ne s'y maintient pas et passe au régime de fonctionnement à droite de l'optimum, pour le régime plus stable. En présence de houle, la bascule à droite de l'optimum se produit de manière beaucoup plus précoce. Dès les premiers paliers de vitesse d'écoulement, le TSR effectif est supérieur à l'optimum (TSR *approx* 2.3), avec des fluctuations de couple importantes pour chaque palier. En tenant compte de la surestimation de la vitesse incidente, le régime observé correspond en réalité à des valeurs de $TSR \simeq 2.4$, confirmant un fonctionnement à droite de l'optimum. Cette observation est cohérente avec les résultats obtenus dans les chapitres précédents en conditions instationnaires, qui ont montré que la pente descendante définie par le paramètre $dC_Q/dTSR$ est amplifiée en

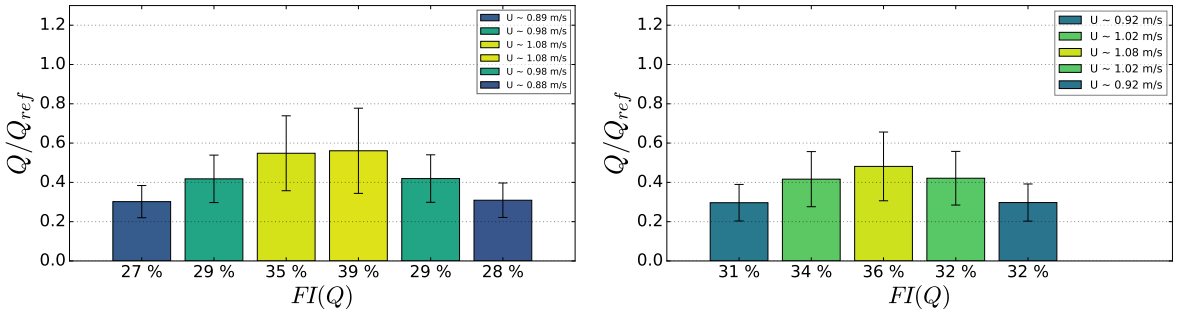


(a) courant seul **(b)** avec houle

Figure 4.26 – Distribution du couple suivant le TSR aux différents paliers de vitesse d'écoulement, pour le cas sans houle (a) et avec houle (b). Les paramètres de la loi testée sont : $k_i = 2.5$, $n = 3$.

présence de houle, tandis qu'un effet d'amortissement est observé à gauche de l'optimum. La houle agit ainsi comme un mécanisme de bascule dynamique vers un régime de fonctionnement à droite de l'optimum, caractérisé par une meilleure stabilité mais des fluctuations de couple liées à la houle plus importantes que celles en régime sous-optimal.

Les figures 4.27 et 4.28 présentent en complément les valeurs moyennes et les écarts-types du couple normalisé pour les différents paliers de vitesse d'écoulement, en courant seul et avec houle. Pour les deux lois de contrôle considérées, les valeurs moyennes de couple restent globalement du même ordre de grandeur en présence de houle. Les différences entre les valeurs

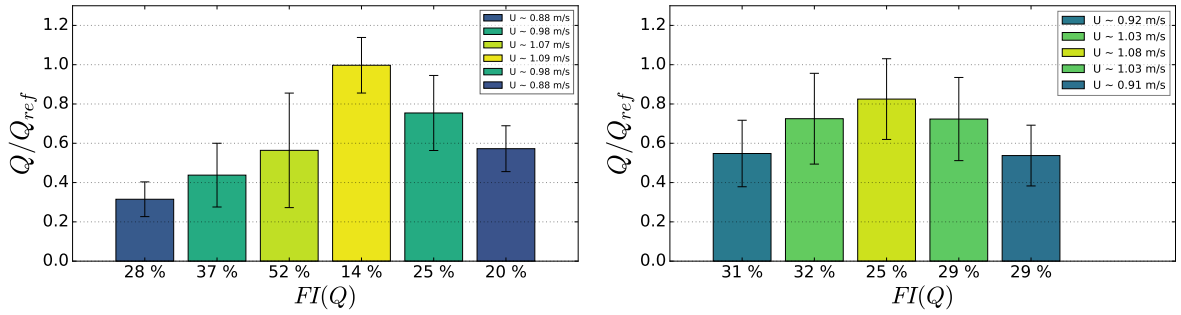


(a) courant seul **(b)** avec houle

Figure 4.27 – Moyennes et intensités de fluctuations du couple aux différents paliers de vitesse d'écoulement, pour le cas sans houle (a) et avec houle (b). Paramètres de la loi testée : $k_i = 3$, $n = 3$.

moyennes, de l'ordre de 10 %, s'expliquent notamment par la valeur de vitesse d'écoulement réellement vue par la colonne de rotors, plus faible que les valeurs indiquées dans la légende (accélération à la position LDV du fait de la perte de charge engendrée par le batteur). Cela indique que la production moyenne n'est pas significativement dégradée en présence de houle, ce qui est cohérent avec les courbes de C_P et C_Q présentées dans le chapitre 3.

En revanche, les écarts-types augmentent lorsque la houle est introduite, traduisant une amplification des fluctuations de couple induites par la vitesse orbitale. Cette augmentation est particulièrement marquée pour la loi $k_i = 2.5$ (figure 4.28), pour laquelle certains paliers de



(a) courant seul **(b)** avec houle

Figure 4.28 – Moyennes et écarts-types du couple aux différents paliers de vitesse d'écoulement, pour le cas sans houle (a) et avec houle (b). Paramètres de la loi testée : $k_i = 2.5$, $n = 3$.

vitesse, stables en conditions stationnaires, basculent vers des régimes fortement fluctuants en présence de houle comme vu précédemment. Une augmentation de 5 à 10 % de l'intensité de fluctuation $FI(Q)$ est observée, la valeur de 52% en stationnaire s'expliquant par la transition de palier vers la droite de l'optimum à cette vitesse d'écoulement. Pour $k_i = 3$ (figure 4.27), on retrouve des intensités de fluctuations du même ordre de grandeur entre nos cas (entre 25 et 35 %), avec moins de 5 % d'écart entre les cas avec et sans houle. Cela corrobore les résultats obtenus précédemment pour le C_Q, où la houle n'impacte que peu le rapport entre moyenne et fluctuations en régime sous-optimal. Ces résultats confirment alors que la houle agit comme un élément perturbant la stabilité de la turbine en mettant en évidence des comportements évolutifs, non appréciés en écoulement établi ou à vitesse de rotation imposée.

Ainsi, avec une loi de régulation à couple contrôlé, la houle n'altère pas ou peu les niveaux moyens de couple extrait, mais elle amplifie fortement les fluctuations des paramètres de la turbine. Elle favorise notamment une transition précoce vers des points de fonctionnement plus élevés, c'est-à-dire vers des régimes plus stables, entraînant des excursions de couple plus élevées. Ces résultats soulignent l'importance de considérer les sollicitations instationnaires dans l'évaluation de la robustesse et de la stabilité des lois de contrôle pour les hydroliennes.

4.3.4 Comparaison des stratégies à couple / vitesse de rotation contrôlés

L'ensemble des résultats présentés dans cette section montre que le choix d'une stratégie de contrôle ne peut être fondé uniquement sur des critères de performance moyenne, tels que le couple ou la puissance extraits. La stabilité du point de fonctionnement, la sensibilité aux perturbations hydrodynamiques ainsi que les chargements instantanés transmis à la structure constituent des critères tout aussi déterminants pour son élaboration.

Dans le cas des deux stratégies de contrôle testées (couple / vitesse de rotation contrôlés), la comparaison des configurations J_0 et J_3 met en évidence le rôle central du moment d'inertie dans la dynamique du système. Le passage vers une inertie représentative de l'échelle réelle conduit à une stabilisation marquée de la vitesse de rotation et du TSR, mais implique une augmentation des fluctuations instantanées de couple. Cette évolution met en évidence un compromis entre stabilité et chargements à l'échelle des rotors, à prendre en compte dès la phase d'établissement du contrôle et du dimensionnement de la turbine. Les résultats révèlent également l'existence d'une zone de transition critique du point de fonctionnement de la turbine OQ 2.5, comprise entre $TSR \simeq 1.8$ et $TSR \simeq 2.3$, correspondant au voisinage de l'optimum de performance. Dans cette zone, le comportement est particulièrement sensible au réglage du coefficient de contrôle k_i. Des valeurs élevées du coefficient favorisent un maintien à proximité de l'optimum, mais au prix d'une sensibilité accrue aux perturbations, tandis que des valeurs

plus faibles conduisent à des bascules prématurées vers des régimes situés à droite de l'optimum, caractérisés par une stabilité accrue mais des vitesses de rotation plus élevées induisant une fatigue plus importante (Bassett et al. 2025).

Les deux approches de pilotage étudiées présentent des avantages distincts selon le paramètre que l'on cherche à maîtriser. En effet, la comparaison des stratégies de contrôle met en évidence des différences fondamentales entre un contrôle imposant directement la vitesse de rotation (ω) et un contrôle en couple. Le contrôle en ω permet une maîtrise fine du point de fonctionnement et une grande stabilité des paramètres cinématiques. Toutefois, ce type de pilotage repose sur l'hypothèse de systèmes de motorisation capables d'imposer instantanément la vitesse, ce qui, à l'échelle du bassin, correspond à des moteurs surdimensionnés et peu représentatifs des systèmes moteurs à échelle réelle. Dans ce contexte, les fluctuations du couple hydrodynamique sont directement compensées par le système de commande, ce qui tend à amplifier artificiellement les efforts transmis à la structure et à masquer une partie des mécanismes dynamiques naturels (Bossanyi 2000). À l'inverse, le contrôle en couple reproduit plus fidèlement la physique du fonctionnement d'une turbine réelle, dans lesquelles la dynamique du système est gouvernée par l'équilibre entre les efforts hydrodynamiques, l'inertie et la résistivité imposée par le moteur. Cette approche permet de restituer des fluctuations de couple plus naturelles du système (Bahaj et al. 2003), directement liées aux variations de l'écoulement et aux interactions pale-écoulement. Bien que ce mode de contrôle conduise à une dispersion plus importante des paramètres, il fournit une représentation plus pertinente des chargements et des phénomènes susceptibles d'influencer la fatigue structurelle. Une synthèse des principales caractéristiques établies ici sont donc synthétisées dans le tableau 4.5.

Table 4.5 – Comparaison des deux stratégies de contrôle testées.

Critère	**Contrôle de ω**	**Contrôle du couple**
Variable imposée	Vitesse de rotation ω	Couple Q_{elec}
Équation dominante	$Q_{elec} \simeq Q_h$	$J\dot{\omega} = Q_h - Q_{elec}$
Gestion des fluctuations	Compensation active du couple	Adaptation naturelle de ω
Rôle de l'inertie	Secondaire	Intégrateur (dynamique)
Avantage principal	Régime régulier	Robustesse en régime instationnaire
Limitation	Chargements fluctuants	Réglage de la loi de couple

Il convient néanmoins de souligner les biais inhérents aux essais en bassin. Les variations du nombre de Reynolds modifient les pentes locales des caractéristiques couple-vitesse, conduisant notamment à des comportements instables à gauche de l'optimum. Ces effets d'échelle doivent être pris en compte dans l'interprétation des résultats. Dans ce contexte, les résultats présentés constituent néanmoins une première approche cohérente d'un système de pilotage réaliste, combinant une inertie représentative de l'échelle réelle et une loi de régulation à couple contrôlé. L'évolution observée entre les configurations J_0 et J_3 permet de mieux appréhender les mécanismes dynamiques qui gouvernent le point de fonctionnement et fournit un cadre robuste pour l'analyse des stratégies de contrôle en conditions instationnaires.

4.4 Conclusion

Ce chapitre a abordé le développement d'une stratégie de contrôle représentative de la dynamique réelle d'une hydrolienne, en intégrant explicitement la question de la similitude inertielle et du choix des lois de pilotage.

Dans un premier temps, la dynamique fondamentale du rotor a été rappelée à partir de la loi de conservation du moment cinétique. L'analyse linéaire au voisinage d'un point de fonctionnement a montré que la stabilité est déterminée par le signe de la pente du couple net par rapport à la vitesse de rotation, tandis que le moment d'inertie conditionne la constante de temps de la réponse de la turbine. L'inertie ne modifie donc pas le critère de stabilité lui-même, mais gouverne la rapidité d'évolution du système et la répartition des fluctuations entre vitesse et couple transmis à la colonne. L'étude de la similitude inertielle a mis en évidence un écart significatif entre l'inertie théorique et l'inertie réelle de la maquette en l'état initial. Cette sous-estimation conduit à une estimation artificiellement biaisée des fluctuations des paramètres mécaniques, notamment concernant la distribution du couple mécanique. L'adaptation de la motorisation et l'augmentation du moment d'inertie ont permis d'approcher d'un comportement des colonnes de rotors en cohérence avec les similitudes d'échelle. Les essais réalisés avec l'inertie ajustée ont confirmé que l'augmentation de J induit en effet une réduction de la dispersion de la vitesse de rotation ω, mais avec une augmentation corrélée des fluctuations de couple vues par la colonne de rotors. Ces observations traduisent le rôle structurant de l'inertie dans la stabilité effective du point de fonctionnement, en particulier en écoulement instationnaire.

Dans un second temps, différentes lois de contrôle résistives ont été étudiées. Les lois cubiques de type $Q = k\,\omega^3$ se révèlent adaptées dans notre cas, pour reproduire un comportement global cohérent avec les observations à vitesse de rotation imposée. Des différences de dimensionnement de lois par rapport à l'approche théorique interviennent notamment en raison des effets d'échelle, modifiant les caractéristiques hydrodynamiques en bassin (influence du régime de turbulence critique ici). La comparaison entre contrôle en vitesse de rotation et contrôle du couple moteur met en évidence un compromis intrinsèque au paramètre de régulation choisi. Le contrôle en vitesse permet une stabilisation fine et plus rapide du régime, mais il tend à masquer des mécanismes naturels du rotor en raison de la rigidité importante du système de pilotage et donc impacte la fatigue des éléments mécaniques. À l'inverse, le contrôle en couple apparaît plus représentatif d'un fonctionnement réel, dans lequel la vitesse résulte de l'équilibre entre la dynamique du couple hydrodynamique et du couple moteur. Les tendances observées concernant l'influence du coefficient k_i, la transition vers le régime situé à droite de l'optimum et la sensibilité accrue en présence de houle restent néanmoins cohérentes entre les deux approches.

Ainsi, ce chapitre montre que la représentativité d'un essai en bassin ne peut être pleinement assurée par la seule similitude géométrique. Le respect de la similitude inertielle, ainsi que le choix d'une loi de contrôle cohérente avec la physique du système, constituent des conditions nécessaires pour reproduire fidèlement la réponse de la turbine autour d'un point de fonctionnement. Ces éléments posent les bases d'une méthodologie de pilotage pour les essais à échelle réduite en bassin. Cela ouvre la voie à une analyse plus fine du comportement mécanique en conditions instationnaires et à la définition d'une stratégie de pilotage optimisée pour l'échelle réelle.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion

Ce manuscrit présente les travaux menés en bassin d'essais dans le but d'étudier le comportement mécanique et hydrodynamique d'une hydrolienne à double axe vertical, représentative de la machine OQ 2.5 développée par HydroQuest. Les travaux menés s'inscrivent à l'interface entre recherche académique et développement industriel, avec pour objectif d'analyser l'effet des conditions environnementales rencontrées en mer sur les mécanismes physiques gouvernant la performance, les chargements et la dynamique de fonctionnement des turbines.

Les résultats obtenus à vitesse de rotation contrôlée ont permis d'établir une base de référence expérimentale robuste du comportement de la turbine OQ 2.5 en écoulement stationnaire. L'analyse conjointe des performances, de la réponse mécanique et du développement du sillage a mis en évidence le lien étroit entre le régime de fonctionnement (via le TSR), la réponse mécanique de la turbine et l'impact hydrodynamique de la machine sur l'écoulement. Les effets des paramètres structurels (fondation, montant central), des conditions d'alignement et du nombre de Reynolds ont pu être quantifiés, montrant une bonne robustesse des performances globales vis-à-vis de variations modérées des conditions de fonctionnement, avec des variations perceptibles sur la dynamique du couple et le développement du sillage. Une première approche de l'effet de blocage inhérent aux conditions d'essais a été menée à partir d'un modèle numérique en milieu déconfiné. La mise en évidence d'un effet d'induction amont étendu, ainsi qu'une structuration du sillage fortement dépendante du sens et de la vitesse de rotation des rotors, souligne l'importance de considérer les interactions turbine-écoulement au voisinage de la structure. Si des modèles analytiques existants permettent de reproduire certaines tendances de résorption du sillage, leurs limites dans le cas des turbines à axe vertical ont été clairement identifiées, notamment lorsqu'ils reposent sur des paramètres globaux tels que le coefficient de poussée. Ces observations constituent des éléments essentiels pour le dimensionnement des machines et l'organisation spatiale pour l'implantation de futures fermes hydroliennes.

Dans un deuxième temps, l'étude de la turbine en présence de conditions instationnaires a montré que la robustesse apparente des performances moyennes masque une dynamique en réalité plus complexe de la réponse mécanique. La houle, bien qu'ayant un impact limité sur la production moyenne, induit des fluctuations significatives et structurées sur les paramètres mécaniques, susceptibles de jouer un rôle majeur dans les problématiques de chargement et de fatigue. L'analyse fréquentielle et la construction de fonctions de transfert ont permis d'identifier les mécanismes dominants, tout en mettant en évidence la dépendance marquée de la réponse au point de fonctionnement limitant la portée des approches purement linéaires. Dans ce contexte, le développement d'un modèle paramétrique de type Morison étendu au couple mécanique constitue un apport méthodologique important de ce travail. L'introduction de coefficients dépendants du TSR permet de relier explicitement les fluctuations observées aux mécanismes hydrodynamiques sous-jacents et d'obtenir une représentation cohérente de la réponse de la turbine, y compris en présence d'états de mer irréguliers. Ce cadre offre une base

pertinente pour l'intégration des effets de houle dans des modèles de chargement utilisables à des fins de dimensionnement et d'analyse de durée de vie.
Les perturbations turbulentes induites par des variations bathymétriques ont mis en évidence une instationnarité de nature différente, caractérisée par un contenu fréquentiel large bande et une influence prédominante sur le comportement moyen de la turbine. Les résultats montrent que la réponse de la machine est majoritairement gouvernée par la vitesse effective locale perçue par la colonne de rotors, ainsi que par les fluctuations instantanées induites par la forte turbulence. La modélisation cohérente des performances à partir d'une description locale de l'écoulement souligne l'importance, pour la prédiction du comportement en site réel, de dépasser une approche fondée uniquement sur une évaluation de vitesse d'écoulement loin en amont des structures.

Les premiers résultats relatifs au réglage inertiel et aux stratégies de contrôle montrent que la similitude inertielle permet de se rapprocher d'un comportement représentatif de la machine réelle, mais que le non respect de cette similitude n'altère pas fondamentalement les mécanismes hydrodynamiques. Ils soulignent également que le choix d'une loi de commande ne peut se limiter à l'optimisation de la performance moyenne, mais doit intégrer des considérations de stabilité de la dynamique, de sensibilité aux perturbations rencontrées et de fatigue. Ces conclusions ouvrent des perspectives directes pour l'élaboration de stratégies de contrôle adaptées aux environnements marins sévères, en particulier pour les futures turbines qui seront déployées au Raz-Blanchard.

Dans leur ensemble, les travaux présentés démontrent que l'expérimentation en bassin, lorsqu'elle est associée à des méthodologies de correction, de modélisation et d'interprétation adaptées, constitue un outil puissant pour renseigner le dimensionnement, la modélisation et la prédiction du comportement des futures hydroliennes. Les bases de données ainsi obtenues serviront au développement industriel notamment par la validation d'outils numériques, aussi bien pour l'entreprise HydroQuest que pour les partenaires du projet Tidal Race, en contribuant à une prise en compte explicite des conditions environnementales complexes rencontrées en mer. Les analyses menées soulignent par ailleurs la pertinence du nouveau design de turbine étudié dans ce travail. En comparaison à la génération précédente, qui reposait sur une architecture incluant un carénage et des profils de pales différents, la configuration actuelle démontre une optimisation notable de la production et du comportement hydrodynamique global (Saouli et al. 2023). Cela confirme notamment la pertinence des orientations retenues pour le développement des futures machines à grande échelle, notamment la suppression du carénage et le développement de rotors en O.

L'ensemble de ces travaux posent des bases scientifiques nécessaires à l'intégration conjointe des effets stationnaires et instationnaires dans des modèles de chargement et de contrôle, en vue d'un déploiement fiable et pérenne des hydroliennes à axe vertical.

Perspectives

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ont permis d'apporter des connaissances nouvelles sur le comportement hydrodynamique et mécanique d'une hydrolienne à axe vertical en conditions stationnaires et instationnaires. Intégralement inscrits au sein du laboratoire commun Verti-Lab, ils ouvrent naturellement plusieurs perspectives de recherche, à la fois fondamentales et appliquées, visant à améliorer la compréhension, la modélisation et l'intégration industrielle de ces technologies.

Les résultats obtenus ont mis en évidence la pertinence d'un modèle paramétrique de type Morison étendu pour décrire les fluctuations de couple induites par la houle. Une perspective importante consiste à compléter la base de données expérimentales pour identifier les

coefficients du modèle sur une gamme élargie de conditions de fonctionnement et de régimes hydrodynamiques. L'établissement de coefficients majorants, adaptés à une utilisation dans les outils de dimensionnement industriel, constitue également un enjeu clé pour l'intégration de ces dépendances des régimes de fonctionnement dans les méthodologies de conception.

Par ailleurs, les résultats obtenus en présence d'écoulements turbulents, induits par le sillage des variations bathymétriques, fournissent les bases d'un développement de modèle paramétrique capable de corréler la turbulence incidente à la réponse de la turbine. Une telle approche permettrait d'intégrer l'impact des phénomènes turbulents, de différentes échelles spatiales, au sein des outils prédictifs.

L'analyse conjointe des effets imposés par la houle et les variations bathymétriques constitue alors une suite logique. Des études antérieures suggèrent l'existence de mécanismes de couplage susceptibles de moduler la réponse périodique de la turbine et d'amplifier localement les fluctuations de couple. La compréhension de ces interactions nécessite des approches expérimentales combinant des descriptions spatiales et temporelles de l'écoulement, afin de relier la variabilité de l'écoulement incident à la dynamique de la turbine. Les approches paramétriques proposées dans ce travail constituent un cadre prometteur pour intégrer simultanément ces effets dans des modèles de chargement hydrodynamique adaptés aux conditions réelles d'exploitation. Une modélisation générale de ces phénomènes pourra permettre d'intégrer ces effets de manière systématique dans les développements industriels.

Parmi les perspectives directes de ce travail figure également l'analyse détaillée des efforts hydrodynamiques mesurés pour les différentes conditions d'écoulement. Identifier plus finement les mécanismes de chargement, leur distribution spectrale et leur évolution en fonction du point de fonctionnement pourra ainsi fournir des éléments essentiels à l'évaluation de la fatigue, l'optimisation du dimensionnement structurel et l'amélioration des modèles prédictifs pour de futurs designs de turbines.

Une autre perspective concerne l'étude approfondie du développement du sillage des turbines en présence de conditions instationnaires. Si les résultats obtenus montrent que la géométrie globale du sillage reste relativement stable en régime établi, les mécanismes de structuration et de résorption pourraient être significativement modifiés par les variations spatio-temporelles de l'écoulement (dues à la présence de houle et à la turbulence ambiante). La caractérisation de ces effets constitue un enjeu majeur pour le dimensionnement des fermes hydroliennes, notamment pour la définition des distances inter-machines et l'évaluation des pertes de production associées aux interactions de sillage. Dans cette continuité, l'étude des interactions hydrodynamiques entre turbines représente un axe de recherche essentiel pour l'optimisation des parcs. Des travaux menés dans le cadre du laboratoire commun VertiLab visent à étudier l'effet d'un profil vertical de vitesse cisaillé couplé à un profil d'intensité turbulente plus élevée sur les performances mais aussi sur le développement du sillage des machines. Linant et al. 2025b explore ces différents effets et leurs conséquences sur la résorption des sillages, en comparaison au profil homogène présenté dans ce manuscrit et par application des modèles analytiques définis ici. Plus spécifiquement, les sillages engendrés par les rotors sont également appréciés à partir d'étude monorotor réalisée au bassin. Ceux-ci sont corrélés aux variations d'efforts et aux régimes de décrochage dynamique observés (Linant et al. 2025a). Des études sont également menés au sein du laboratoire commun afin de caractériser la variabilité spatiale du sillage des turbines en présence de houle. L'objectif est ainsi de quantifier expérimentalement l'influence des instationnarités induites par l'environnement sur les mécanismes hydrodynamiques, présentant un enjeu majeur dans l'implantation des futures fermes hydroliennes.

Enfin, les premiers résultats relatifs au contrôle en couple moteur ouvrent des perspectives importantes pour l'optimisation du fonctionnement des hydroliennes. Une analyse approfondie des différentes stratégies de contrôle, incluant des lois hybrides ou adaptatives, permettrait

d'évaluer leur influence sur la stabilité, la fatigue et la robustesse de la réponse mécanique de la turbine face aux perturbations environnementales. Dans cette optique, l'évaluation des caractéristiques du sillage et les mécanismes d'interaction turbine-écoulement, en comparant les deux stratégies de contrôle, constitueraient un axe de recherche prometteur.

Elle permettrait de déterminer si les modifications de la dynamique des colonnes de rotors induites par les lois de contrôle se traduisent par des évolutions significatives des propriétés du sillage, notamment face à des régimes de fonctionnement instationnaires.

Dans leur ensemble, ces perspectives s'inscrivent dans la continuité des enjeux scientifiques et industriels relatifs aux projets hydroliens à venir. Elles visent à renforcer les capacités de prédiction du comportement des turbines en conditions réalistes afin de contribuer à la conception, au dimensionnement et à l'exploitation fiable des futures fermes hydroliennes, notamment de la ferme pilote FloWatt.

ANNEXE A

Influence des échelles temporelles à couple contrôlé

Le contrôle en couple repose sur une loi de type puissance :

$$Q_{elec} = k\,\omega^n$$

En pratique, cette loi est implémentée numériquement et évaluée de manière discrète avec un pas de régulation dt. À chaque instant d'échantillonnage $t_k = k\,dt$, la vitesse mesurée ω_k est utilisée pour calculer la consigne de couple $Q_{elec,k}$, maintenue constante jusqu'à l'instant de calcul suivant. Dans l'analyse des résultats, une seconde échelle temporelle intervient : l'intervalle de moyennage t_e, utilisé pour calculer les valeurs moyennes du couple ou pour représenter les variations autour de la loi théorique.

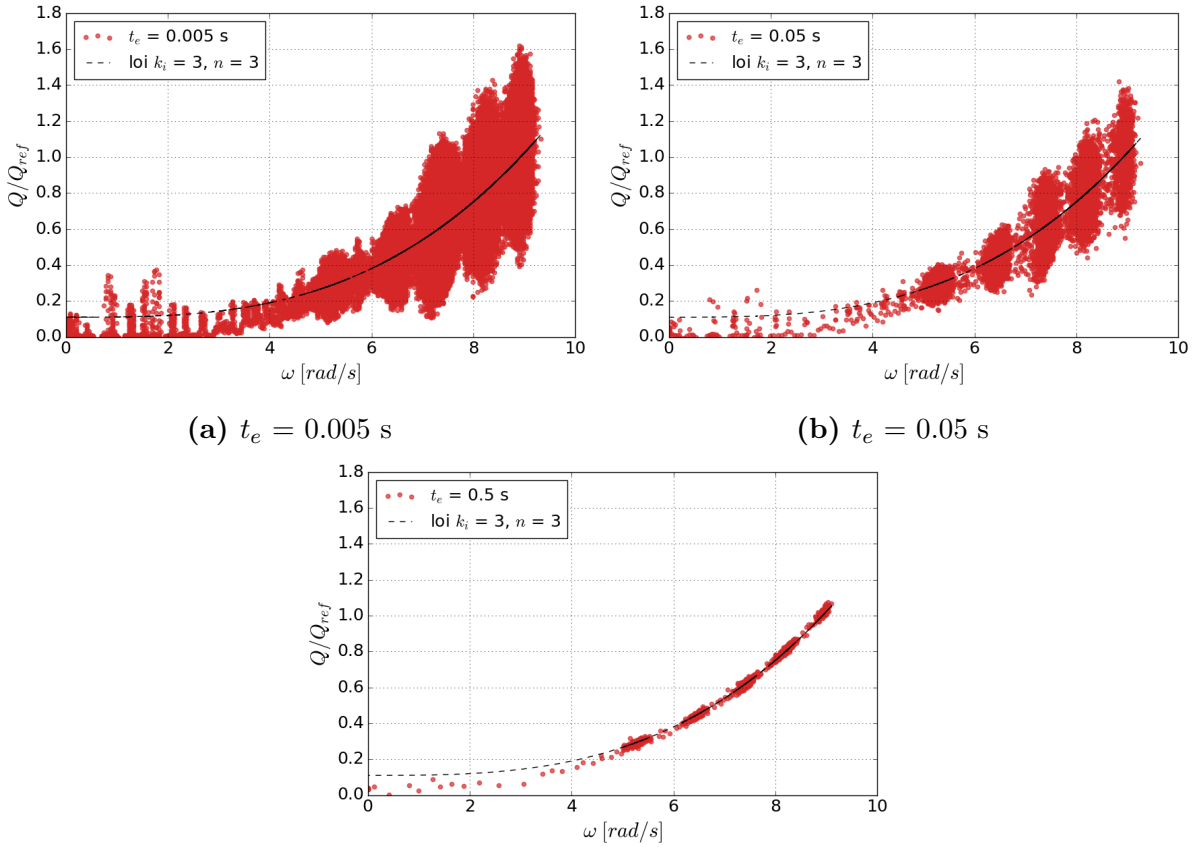
Il convient ainsi de distinguer dans cette partie :

— le pas de régulation dt, paramètre du contrôleur ;

— l'intervalle d'échantillonnage des signaux t_e, paramètre d'analyse des données.

Les résultats montrent que la variation de dt n'affecte pas la relation moyenne couple-vitesse, les signaux expérimentaux mesurés pour $f_e = 1024$ Hz restent en effet similaires. En régime quasi-stationnaire, la loi de contrôle impose un couple moyen déterminé uniquement par la vitesse utilisée pour le calcul. Ainsi, la relation moyenne $Q(\omega)$ demeure cohérente avec la loi théorique $Q_{elec} = k\,\omega^n$, indépendamment de la fréquence de régulation. Tant que dt reste faible devant les échelles dynamiques caractéristiques du système, il n'influence pas la distribution globale du couple ni les performances moyennes. Cependant, la considération d'un signal pour un échantillon faible, c'est-à-dire un pas de temps entre deux mesures du couple synchronisées avec le pas de régulation, peut influencer fortement la représentation des variations autour de la loi théorique. Plus précisément, la résolution temporelle détermine la capacité à capturer la variabilité instantanée du système.

La Figure A.1 présente la relation entre le couple moyen et la vitesse pour différents intervalles de mesure. L'étude des variations autour de la loi théorique dépend principalement du choix de l'intervalle de moyennage t_e. Lorsque t_e est faible (par exemple $t_e = 0.005$ s, soit un filtre haute fréquence de 200 Hz), la commande suit fidèlement les variations instantanées de vitesse. Le nuage de points présente alors une dispersion importante autour de la loi $k\,\omega^3$. Cette dispersion reflète la variabilité réelle du système, issue des interactions hydrodynamiques et électromécaniques. Pour un pas intermédiaire ($t_e = 0.05$ s, soit 20 Hz), la dispersion diminue. Les points restent centrés sur la loi théorique, mais les fluctuations rapides sont partiellement atténuées artificiellement, sans que la dynamique physique du système ne soit modifiée. Le



(a) $t_e = 0.005$ s **(b)** $t_e = 0.05$ s

(c) $t_e = 0.5$ s

Figure A.1 – Moyenne temporelle du signal de couple sur un intervalle de temps t_e entre deux mesures correspondant à différents pas de régulation testés. Pour respectivement (a), (b) et (c), dt = [0.005 ; 0.05 ; 0.5] s.

système apparaît plus régulier, sans modification notable de la tendance moyenne. Il est important de souligner que l'augmentation de t_e ne modifie pas les valeurs moyennes globales, mais réduit l'écart instantané à la moyenne. Autrement dit, le choix de t_e conditionne la visibilité des phénomènes instationnaires. Enfin, pour un pas plus long ($t_e = 0.5$ s), le nuage de points se resserre nettement autour de la loi théorique. Le signal de couple apparaît plus lisse et plus stable. Cette réduction progressive de la dispersion ne traduit pas une modification du comportement physique du système, mais résulte d'un effet de filtrage temporel induit par la discrétisation. En effet, lorsque dt augmente, la commande agit comme un filtre passe-bas : les variations rapides de vitesse sont moins fréquemment prises en compte et la consigne de couple est maintenue constante sur une durée plus longue. Les fluctuations intra-intervalle sont alors intégrées dans la moyenne.

Implications pour l'interprétation des résultats

Il est essentiel de souligner que l'augmentation du pas de régulation dt ne modifie pas ici les valeurs moyennes, mais le choix d'un pas d'échantillonnage t_e réduit artificiellement l'écart instantané à la moyenne. On observe ainsi un lissage progressif de la variabilité autour de la loi de contrôle. Si le pas de temps choisi est trop grand par rapport aux échelles temporelles caractéristiques des phénomènes instationnaires, certains mécanismes à forte variabilité peuvent ne plus être visibles dans l'analyse. La dynamique fine du couplage entre la turbine et le système de contrôle peut alors être sous-estimée, même si les performances moyennes

restent inchangées.

Cette problématique prend une dimension particulière lors de la transposition à l'échelle réelle. En exploitation industrielle, les grandeurs de pilotage et de supervision sont souvent acquises à des fréquences limitées par les capteurs, puis moyennées sur des intervalles pouvant atteindre plusieurs dizaines de secondes, voire plusieurs minutes. Ces valeurs moyennes sont ensuite utilisées pour le suivi des performances, l'optimisation ou l'élaboration des stratégies de contrôle. Un intervalle de mesure trop important peut alors masquer des fluctuations de couple susceptibles de générer des charges cycliques significatives et d'affecter la durée de vie mécanique des composants. De même, les amplitudes instantanées de puissance ou de charge peuvent être sous-estimées, conduisant à une perception atténuée des sollicitations réelles subies par la structure. Enfin, une information trop fortement moyennée peut retarder la détection de variations rapides de l'écoulement et limiter la réactivité du système de contrôle.

Le choix du pas de régulation doit donc être cohérent avec l'objectif de l'étude : pour une analyse des performances moyennes, un échantillonnage modéré peut être suffisant mais pour l'étude des phénomènes instationnaires, de la stabilité ou des mécanismes dynamiques, un pas plus fin est nécessaire afin de ne pas masquer la variabilité intrinsèque du système. En résumé, le pas de régulation agit comme un filtre temporel : il ne modifie pas les performances moyennes, mais détermine la fidélité avec laquelle les fluctuations instantanées sont représentées. Un compromis doit donc être trouvé entre la charge de calcul, la résolution temporelle et la précision requise pour l'analyse des phénomènes physiques.

Dans le cadre de cette étude, un compromis est recherché entre la charge de calcul et la fidélité de représentation des phénomènes instationnaires. Le pas de régulation est fixé à $dt = 0.05$ s, valeur assurant une mise à jour suffisamment rapide de la loi de contrôle tout en maintenant une stabilité numérique satisfaisante. Afin d'éviter un lissage excessif lors de l'analyse des signaux, l'intervalle d'échantillonnage retenu est choisi en cohérence avec la fréquence d'acquisition la plus basse du dispositif expérimental, correspondant à la mesure de la vitesse d'écoulement par le système LDV, de l'ordre de 80 à 100 Hz pour les essais considérés.

Références bibliographiques

A. Abdolahifar et A. Zanj (2025). « A review of available solutions for enhancing aerodynamic performance in Darrieus vertical-axis wind turbines : A comparative discussion ». In : *Energy Conversion and Management* 327, p. 119575. ISSN : 0196-8904. DOI : https://doi.org/10.1016/j.enconman.2025.119575.

M. Abkar (2019). « Theoretical Modeling of Vertical-Axis Wind Turbine Wakes ». In : *Energies* 12.1. ISSN : 1996-1073. DOI : 10.3390/en12010010.

M. Abkar et J. Dabiri (jan. 2017). « Self-similarity and flow characteristics of vertical-axis wind turbine wakes : an LES study ». In : *Journal of Turbulence* 18, p. 373-389. DOI : 10.1080/14685248.2017.1284327.

R. Adrian et J. Westerweel (2011). « Particle Image Velocimetry ». In : *Cambridge University Press* 1. Chapter on uncertainty quantification, p. 1-456. URL : https://www.cambridge.org/core/books/particle-image-velocimetry/.

G. Airy (1845). *Tides and Waves*. B. Fellowes. URL : https://books.google.fr/books?id=LUdInQEACAAJ.

J. V. Akwa, H. A. Vielmo et A. P. Petry (2012). « A review on the performance of Savonius wind turbines ». In : *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 16.5, p. 3054-3064. ISSN : 1364-0321. DOI : https://doi.org/10.1016/j.rser.2012.02.056.

H.-E. Albrecht, M. Borys, N. Damaschke et C. Tropea (2003). « Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques ». In : *Springer* 1. Includes sections on measurement uncertainty for LDV, p. 1-350.

D. B. Araya, T. Colonius et J. O. Dabiri (2017). « Transition to bluff-body dynamics in the wake of vertical-axis wind turbines ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 813, 346–381. DOI : 10.1017/jfm.2016.862.

F. Z. de Arcos (2020). « Numerical analysis of blockage correction methods for tidal turbines ». In : *Energy Reports* 6, p. 130-137. DOI : 10.1016/j.egyr.2019.11.036.

F. Arcos, J. McNaughton, R. Willden, C. Vogel et G. Pinon (sept. 2025). « Tidal turbines under combined currents and waves : experimental and numerical study ». In : *Proceedings of the European Wave and Tidal Energy Conference* 16. DOI : 10.36688/ewtec-2025-1006.

A. Athair et A. Hunt (2025). « Optimizing the interplay between the chord to radius ratio, camber and pitch of cross-flow turbine blades ». In : *Proceedings of the European Wave and Tidal Energy Conference* 16. DOI : 10.36688/ewtec-2025-995.

P. Bachant et M. Wosnik (2016). « Performance measurements of a cross-flow turbine in uniform flow ». In : *Journal of Renewable and Sustainable Energy* 8.3.

P. Bachant et M. Wosnik (2015). « Characterising the near-wake of a cross-flow turbine ». In : *Journal of Turbulence* 16.4, p. 392-410. ISSN : 1468-5248. DOI : 10.1080/14685248.2014.1001852.

A. Bahaj et L. Myers (2003). « Fundamentals applicable to the utilisation of marine current turbines for energy production ». In : *Renewable Energy* 28.14, p. 2205-2211. ISSN : 0960-1481. DOI : https://doi.org/10.1016/S0960-1481(03)00103-4.

J. Bai, C. Jiao, F. Ai, Y. Wang et Q. Yang (2025). « Dynamic response of the jacket offshore wind turbines subjected to coupled wind, wave, and earthquake loads under scour conditions ». In : *Ocean Engineering* 328, p. 120901. ISSN : 0029-8018. DOI : https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2025.120901.

C. S. Bassett, P. J. Gibbs, H. D. Wood, R. J. Cavagnaro, B. Cunningham, J. A. Dosher, J. B. Joslin et B. L. Polagye (2025). « Lessons learned from the design and operation of a small-scale cross-flow tidal turbine ». In : *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy* 11, p. 909-929. DOI : 10.1007/s40722-025-00411-y.

L. Beaudet (juill. 2014). « Etude expérimentale et numérique du décrochage dynamique sur une éolienne à axe vertical de forte solidité ». Theses. Université de Poitiers. URL : https://theses.hal.science/tel-01058929.

J. S. Bendat et A. G. Piersol (2010). *Random Data : Analysis and Measurement Procedures, 4th edition.* Wiley, 2010.

A.-C. Bennis, P. Bailly Du Bois, F. Dumas, C. Lathuillère, 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/OCEANSKOBE.2018.8558790.

A.-C. Bennis, L. Furgerot, P. Bailly du Bois, E. Poizot et F. Dumas (mars 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.

G Berkooz, P Holmes et J. L. Lumley (1993). « The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 25.Volume 25, 1993, p. 539-575. ISSN : 1545-4479. DOI : https://doi.org/10.1146/annurev.fl.25.010193.002543.

T. Blackmore, L. E. Myers et A. S. Bahaj (juin 2016). « Effects of turbulence on tidal turbines : Implications to performance, blade loads, and condition monitoring ». en. In : *International Journal of Marine Energy* 14, p. 1-26. ISSN : 22141669. DOI : 10.1016/j.ijome.2016.04.017.

E. A. Bossanyi (2000). « The Design of closed loop controllers for wind turbines ». In : *Wind Energy* 3.3, p. 149-163. DOI : https://doi.org/10.1002/we.34.

J. Bossard (sept. 2012). « Caractérisation expérimentale du décrochage dynamique dans les hydroliennes à flux transverse par la méthode PIV (Particle Image Velocimetry). Comparaison avec les résultats issus des simulations numériques ». Theses. Université de Grenoble. URL : https://theses.hal.science/tel-00848242.

R. N. Bracewell (2000). *The Fourier Transform and Its Applications.* McGraw-Hill.

I. Brevik (1980). « Flume experiment on waves and currents II. Smooth bed ». In : *Coastal Engineering* 4, p. 89-110. ISSN : 0378-3839. DOI : https://doi.org/10.1016/0378-3839(80)90009-5.

I. Brevik et A. Bjørn (1979). « Flume experiment on waves and currents. I. Rippled bed ». In : *Coastal Engineering* 3, p. 149-177. ISSN : 0378-3839. DOI : https://doi.org/10.1016/0378-3839(79)90019-X.

Bureau Veritas (2015). *Guidance Note NI 603 – Current and Tidal Turbines.* URL : https://marine-offshore.bureauveritas.com.

Bureau Veritas (2015). *Hydrodynamics Technical Bulletin – Application of Morison-type Formulations.* Internal technical communication, available on request.

S. K. Chakrabarti (2005). « Chapter 4 - Loads and Responses ». In : *Handbook of Offshore Engineering.* London : Elsevier, p. 133-196. ISBN : 978-0-08-044381-2. DOI : https://doi.org/10.1016/B978-008044381-2.50007-2.

L. Chamorro, C. Hill, V. Neary, B. Gunawan, R. Arndt et F. Sotiropoulos (mai 2015). « Effects of energetic coherent motions on the power and wake of an axial-flow turbine ». In : *Physics of Fluids* 27. DOI : 10.1063/1.4921264.

A. Chawla et H. T. Özkan Haller (2021). « Wave modeling in coastal and offshore applications ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 53, p. 441-469.

M. Churchfield, S. Lee, J. Michalakes et P. Moriarty (jan. 2012). « Numerical Study of the Effects of Atmospheric and Wake Turbulence on Wind Turbine Dynamics ». In : *Journal of Turbulence* 13. DOI : 10.1080/14685248.2012.668191.

R. G. Coe, G. Bacelli, D. G. Wilson, O. Abdelkhalik, U. A. Korde et R. D. Robinett III (2017). « A comparison of control strategies for wave energy converters ». In : *International Journal of Marine Energy* 20, p. 45-63. ISSN : 2214-1669. DOI : https://doi.org/10.1016/j.ijome.2017.11.001.

D. Coles, L. Blunden et A. Bahaj (2017). « Assessment of the energy extraction potential at tidal sites around the Channel Islands ». In : *Energy* 124, p. 171-186. ISSN : 0360-5442. DOI : https://doi.org/10.1016/j.energy.2017.02.023.

R. Dean et R. Dalrymple (1991). *Water Wave Mechanics For Engineers And Scientists*. Advanced Series On Ocean Engineering. World Scientific Publishing Company. ISBN : 9789814365697. URL : https://books.google.fr/books?id=1SM8DQAAQBAJ.

N. Djama Dirieh, J. Thiébot, S. Guillou et N. Guillou (2022). « Blockage Corrections for Tidal Turbines—Application to an Array of Turbines in the Alderney Race ». In : *Energies* 15.10. ISSN : 1996-1073. DOI : 10.3390/en15103475.

S. Draycott, A. Nambiar, B. Sellar, T. Davey et V. Venugopal (2019). « Assessing extreme loads on a tidal turbine using focused wave groups in energetic currents ». In : *Renewable Energy* 135, p. 1013-1024. ISSN : 0960-1481. DOI : https://doi.org/10.1016/j.renene.2018.12.075.

P. Druault et C. Chaillou (2007). « Use of Proper Orthogonal Decomposition for reconstructing the 3D in-cylinder mean-flow field from PIV data ». In : *Comptes Rendus Mécanique* 335.1, p. 42-47. ISSN : 1631-0721. DOI : https://doi.org/10.1016/j.crme.2006.11.004.

M. Dufour, B. Gaurier, G. Germain et G. Pinon (2025a). « Experimental and analytical study of surface waves effects on a horizontal axis tidal turbine : loads and wake dynamics investigation ». In : *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy*. DOI : 10.1007/s40722-026-00476-3.

M.-A. Dufour, B. Gaurier, G. Germain, J.-V. Facq, B. Gomez et G. Pinon (déc. 2025b). *Experimental database of loads and wake of a single horizontal axis tidal turbine (HATT) immersed in two different wave and current conditions*. DOI : 10.17882/111192.

Energies renouvelables. (2017). Energies renouvelables (2017). Énergies renouvelables : des objectifs ambitieux pour l'Eu- rope. fr. https://commission.europa.eu/topics/energy/repowereu_fr.

O. M. Faltinsen (1990). *Sea Loads on Ships and Offshore Structures*. Cambridge University Press.

A. Fazylova, K. Alipbayev, A. Aden, F. Oraz, T. Iliev et I. Stoyanov (2025). « A Comparative Review of Vertical Axis Wind Turbine Designs : Savonius Rotor vs. Darrieus Rotor ». In : *Inventions* 10.6. ISSN : 2411-5134. DOI : 10.3390/inventions10060095.

J. D. Fenton (1985). « A Fifth-Order Stokes Theory for Steady Waves ». In : *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* 111.2, p. 216-234. DOI : 10.1061/(ASCE)0733-950X(1985)111:2(216).

C. J. S. Ferreira, G. J. W. van Bussel et G. A. M. van Kuik (2009). « Dynamic stall in a vertical axis wind turbine ». In : *Journal of Fluids and Structures* 25, p. 1252-1266.

J.-F. Filipot, M. Prevosto, C. Maisondieu, M. Le Boulluec et J. Thomson (mars 2015). « Wave and turbulence measurements at a tidal energy site ». In : *2015 IEEE/OES 11th Current, Waves and Turbulence Measurement, CWTM 2015*. DOI : 10.1109/CWTM.2015.7098128.

C. Fjellstedt (2024). « Evaluation of maximum power point tracking methods for marine current power ». In : *IET Renewable Power Generation (or IET Research)*. DOI : 10.1049/pel2.12756.

D. Forbush, R. J. Cavagnaro, J. Donegan, J. McEntee et B. Polagye (2017). « Multi-mode evaluation of power-maximizing cross-flow turbine controllers ». In : *International Journal of Marine Energy* 20, p. 80-96. DOI : 10.1016/j.ijome.2017.09.001.

G. F. Franklin, J. D. Powell et A. Emami-Naeini (2015). *Feedback Control of Dynamic Systems*. Pearson.

C. Frost, I. Benson, P. Jeffcoate, B. Elsässer et T. Whittaker (2018). « The Effect of Control Strategy on Tidal Stream Turbine Performance in Laboratory and Field Experiments ». In : *Energies* 11.6. ISSN : 1996-1073. DOI : 10.3390/en11061533.

L. Fu et C. Johnstone (2021). « Numerical modelling of wave–current interactions on a tidal turbine using OpenFOAM ». In : *Renewable Energy* 170, p. 1-14. DOI : 10.1016/j.renene.2021.01.129.

L. Furgerot, A. Sentchev, P. Bailly du Bois, G. Lopez, M. Morillon, E. Poizot, Y. Méar et A.-C. Bennis (juill. 2020). « One year of measurements in Alderney Race : preliminary results from database analysis ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 378.2178, p. 20190625. ISSN : 1364-503X. DOI : 10.1098/rsta.2019.0625.

I. GUM (2008). *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*. ISO/IEC Guide 98-3 :2008. Geneva, Switzerland.

B. Gaurier, P. Druault et G. Germain (2025). « Wave effects on large scale turbulent flow structures propagating in the water column ». In : *Marine Energy Research*. URL : https://doi.org/10.70322/mer.2025.10020.

B. Gaurier, P. Druault, M. Ikhennicheu et G. Germain (juill. 2020a). « Experimental analysis of the shear flow effect on tidal turbine blade root force from three-dimensional mean flow reconstruction ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 378, p. 20200001. DOI : 10.1098/rsta.2020.0001.

B. Gaurier (2020). « Étude expérimentale des performances dune hydrolienne, soumise aux effets de la turbulence et de l'interaction houle-courant ». fr. Thèse de doct. Université Le Havre Normandie. URL : https://archimer.ifremer.fr/doc/00660/77197/.

B. Gaurier, G. Germain et J.-V. Facq (2022a). « Determination of the Response Amplitude Operator of a tidal turbine as a spectral transfer function ». In : *International Marine Energy Journal* 5.2. Sous la dir. d'E. Wave et T. E. Conference, p. 151-160. DOI : 10.36688/imej.5.151-160.

B. Gaurier, G. Germain et J.-V. Facq (2022b). « Determination of the Response Amplitude Operator of a tidal turbine as a spectral transfer function ». In : *International Marine Energy Journal* 5.2, 151–160. DOI : 10.36688/imej.5.151-160.

B. Gaurier, 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. ISSN : 0960-1481. DOI : https://doi.org/10.1016/j.renene.2020.04.102.

G. Germain, A.-C. Bennis, R. Coquet, S. Guillou et M Lafosse (2022). *The FloWatt Project*. Poster. URL : https://archimer.ifremer.fr/doc/00800/91221/.

G. Germain et G. Maurice (2024). *A common laboratory to develop vertical axis tidal turbine. 2024- 2028*. Sous la dir. d'Ifremer. Poster. URL : https://archimer.ifremer.fr/doc/00924/103611/.

M. Goix, A.-C. Bennis et M. Pierre-Henri (sept. 2025). « Towards parametrized modeling of the current vertical structure during extreme events : application to Alderney Race. » In : *Proceedings of the European Wave and Tidal Energy Conference* 16. DOI : 10.36688/ewtec-2025-845.

M. Grondeau et G. Sylvain (sept. 2023). « High-fidelity modeling of a vertical axis tidal turbine model under realistic flow conditions ». In : *Proceedings of the European Wave and Tidal Energy Conference* 15. DOI : 10.36688/ewtec-2023-218.

M. Grondeau et G. Sylvain (juill. 2025). « Predicting Interactions Between Full-Scale Counter-Rotating Vertical-Axis Tidal Turbines Using Actuator Lines ». In : *Journal of Marine Science and Engineering* 13. DOI : 10.3390/jmse13081382.

M. Grondeau, G. Sylvain, P. Mercier et E. Poizot (nov. 2019). « Wake of a Ducted Vertical Axis Tidal Turbine in Turbulent Flows, LBM Actuator-Line Approach ». In : *Energies* 12, p. 4273. DOI : 10.3390/en12224273.

M. Guerra, R. Cienfuegos, J. Thomson et L. Suarez (1er déc. 2017). « Tidal energy resource characterization in Chacao Channel, Chile ». In : *International Journal of Marine Energy* 20, p. 1-16. ISSN : 2214-1669. DOI : 10.1016/j.ijome.2017.11.002.

S. Guillou, C. Gros, J. Thiébot, D. Filizola et G. Germain (2021). « Wave–current interactions and their impact on tidal energy resource assessment : Application to the Alderney Race (Raz Blanchard) ». In : *Energies* 14.12. Accessed May 2025, p. 3625. DOI : 10.3390/en14123625.

M. Hansen (2008). *Aerodynamics of Wind Turbines : second edition*. English. 2e éd. Earthscan. ISBN : 978-1-84407-438-9. URL : https://doi.org/10.4324/9781849770408.

J. Hardwick, E. Mackay, I. Ashton, H. Smith et P. Thies (juin 2021). « Quantifying the Effects of Wave—Current Interactions on Tidal Energy Resource at Sites in the English Channel Using Coupled Numerical Simulations ». In : *Energies* 14, p. 3625. DOI : 10.3390/en14123625.

W. F. Hilton (1967). « Low Speed Wind Tunnel Testing.Alan Pope and John J. Harper and John J. Harper. John Wiley & Sons, New York.1966. 457pp. Illustrations. Diagrams. Tables. 110s. » In : *The Journal of the Royal Aeronautical Society* 71, p. 445 -445. URL : https://api.semanticscholar.org/CorpusID:163693028.

N. E. Huang, S. R. Long et Z. Shen (1999). « A new view of nonlinear water waves : the Hilbert spectrum ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 31.1, p. 417-457. URL : https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.31.1.417.

N. E. Huang, Z. Shen, S. R. Long, M. C. Wu, H. H. Shih, Q. Zheng, N.-C. Yen, C. C. Tung et H. H. Liu (1998). « The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 454.1971, p. 903-995. ISSN : 1364-5021. DOI : 10.1098/rspa.1998.0193.

R. Huang, S. Wang, Y. Lu, J. Tang et W. Guo (2024). « Research on bidirectional fluid-structure interaction characteristics of horizontal axis tidal turbines under wave current conditions ». In : *Ocean Engineering* 294, p. 116806. ISSN : 0029-8018. DOI : https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2024.116806.

A. Hunt, A. Athair, O. Williams et B. Polagye (2024). « Experimental validation of a linear momentum and bluff-body model for high-blockage cross-flow turbine arrays ». In : *arXiv preprint arXiv :2408.16705*. URL : https://arxiv.org/abs/2408.16705.

J. Húsgard, F. Uhre, B. Nabuco, R. Grabowsky, S. Amador, E. Katsanos, E. Christensen et R. Brincker (fév. 2020). « OMA-based modal identification and response estimation

of a monopile model subjected to wave load ». In : 237–245. ISBN : 978-3-030-47716-5. DOI : 10.1007/978-3-030-47717-2_24.

IEC (2013). « PD IEC/TS 62600-200 : 2013 BSI Standards Publication Marine Energy—Wave ». In : *Tidal and Other Water Current Converters Energy Converters—Power Performance*.

M. Ikhennicheu (2019). « Étude expérimentale de la turbulence dans les zones à forts courants et de son impact sur les hydroliennes ». Thèse de doctorat dirigée par Germain, Grégory et Druault, Philippe Mécanique des milieux fluides Université de Lille (2018-2021) 2019. Thèse de doct. URL : http://www.theses.fr/2019LILUI055.

M. Ikhennicheu, P. Druault, B. Gaurier et G. Germain (août 2020). « Turbulent kinetic energy budget in a wall-mounted cylinder wake using PIV measurements ». In : *Ocean Engineering* 210, p. 107582. DOI : 10.1016/j.oceaneng.2020.107582.

M. Ikhennicheu, G. Germain, P. Druault et B. Gaurier (2019). « Experimental study of coherent flow structures past a wall-mounted square cylinder ». In : *Ocean Engineering* 182, p. 137-146. ISSN : 0029-8018. DOI : https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2019.04.043.

D. Inman, N. Nasu, U. S. B. E. Board, U. S. A. O. of the Chief of Engineers et U. S. W. Department (1956). *Orbital Velocity Associated with Wave Action Near the Breaker Zone*. Technical memorandum. U.S. Beach Erosion Board. URL : https://books.google.fr/books?id=_4kAYgfHdyEC.

G. V. Iungo et F. Porté-Agel (2014). « Volumetric Lidar Scanning of Wind Turbine Wakes under Convective and Neutral Atmospheric Stability Regimes ». In : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 31.10, p. 2035 -2048. DOI : 10.1175/JTECH-D-13-00252.1.

T. Jaquier (déc. 2011). « Hydroliennes à flux transverse : développement d'un prototype HARVEST en canal ». Theses. Université de Grenoble. URL : https://theses.hal.science/tel-01424843.

M. S. Jeong, F. Hussain et R. Mittal (2014). « Large-eddy simulation of flow through an actuator disk model of wind turbines ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 736, p. 404-432. DOI : 10.1017/jfm.2013.602.

R. de Jesus Henriques, C. Frost, A. Nambiar et L. Johanning (2022). « A Morison-based model to predict unsteady hydrodynamic loads on tidal turbines under combined wave and current conditions ». In : *Renewable Energy* 201, p. 577-592. DOI : 10.1016/j.renene.2022.01.074.

L. Jégo et G. Sylvain (août 2021). « Study of a Bi-Vertical Axis Turbines Farm Using the Actuator Cylinder Method ». In : *Energies* 14, p. 5199. DOI : 10.3390/en14165199.

S. Karimian et A. Abdolahifar (2020). « Performance investigation of a new Darrieus Vertical Axis Wind Turbine ». In : *Energy* 191, p. 116551. ISSN : 0360-5442. DOI : https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.116551.

D. Keisar, I. Arava et D. Greenblatt (2024). « Dynamic-stall-driven vertical axis wind turbine : An experimental parametric study ». In : *Applied Energy* 365, p. 123199. ISSN : 0306-2619. DOI : https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2024.123199.

N. D. Kelley (juill. 1994). « Turbulence descriptors for scaling fatigue loading spectra of wind turbine structural components ». In : National Renewable Energy Lab., Golden, CO (United States). URL : https://www.osti.gov/biblio/10169993.

P. H. Kemp et R. R. Simons (1982). « The interaction between waves and a turbulent current : waves propagating with the current ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 116, 227–250. DOI : 10.1017/S0022112082000445.

M. S. U. Khalid, D. Wood et A. Hemmati (2022). « Self-Starting Characteristics and Flow-Induced Rotation of Single- and Dual-Stage Vertical-Axis Wind Turbines ». In : *Energies* 15.24. ISSN : 1996-1073. DOI : 10.3390/en15249365.

S. Kim et H. Lim (2016). « Numerical modeling of turbulent flow through porous media using the Forchheimer equation ». In : *Applied Mathematical Modelling* 40.17–18, p. 7702-7716. DOI : 10.1016/j.apm.2016.03.039.

E. Konstantinidis et D. Bouris (2017). « Drag and inertia coefficients for a circular cylinder in steady plus low-amplitude oscillatory flows ». In : *Applied Ocean Research* 65, p. 219-228. ISSN : 0141-1187. DOI : https://doi.org/10.1016/j.apor.2017.04.010.

E. Kumara, N. Hettiarachchi et R. Jayathilake (août 2017). « Review Paper : Overview of the Vertical Axis Wind Turbines ». In : *International Journal of Scientific Research and Innovative Technology* 4, p. 2313-3759.

P. Kundur (1994). *Power System Stability and Control*. McGraw-Hill. ISBN : 978-0-07-035958-1.

H. Lam et H. Peng (2017). « Measurements of the wake characteristics of co- and counter-rotating twin H-rotor vertical axis wind turbines ». In : *Energy* 131, p. 13-26. ISSN : 0360-5442. DOI : https://doi.org/10.1016/j.energy.2017.05.015.

S. Le Fouest (2023). « Dynamic stall characterisation and control for vertical-axis wind turbines ». en. Thèse de doct. Lausanne : EPFL. DOI : 10.5075/epfl-thesis-9744.

W. Leonhard (2001). *Control of Electrical Drives*. 3e éd. Berlin, Heidelberg : Springer. ISBN : 978-3-540-41820-7. DOI : 10.1007/978-3-642-56649-3.

G. Li, W. Xu, y. li et W. Fuxin (avr. 2022). « Univariate analysis of scaling effects on the aerodynamics of vertical axis wind turbines based on high-resolution numerical simulations : The Reynolds number effects ». In : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 223, p. 104938. DOI : 10.1016/j.jweia.2022.104938.

R. Linant, G. Germain, G. Benoit, J. Facq, C. Penisson et G. Maurice (sept. 2025a). « Load variations on the blades of a vertical axis tidal turbine rotor ». In.

R. Linant, G. Germain, Y. Saouli, G. Benoit, F. Jean-Valéry, P. Christophe et M. Guillaume (déc. 2025b). « Vertical Axis Tidal Turbine Behaviour under Sheared Flow Effects ». In : *Marine Energy Research* 2, p. 10022-10022. DOI : 10.70322/mer.2025.10022.

R. Linant, Y. Saouli, G. Germain et G. Maurice (2025c). « Experimental Study of the Wave Effects on a Ducted Twin Vertical Axis Tidal Turbine Wake Development ». In : *Journal of Marine Science and Engineering* 13.2. ISSN : 2077-1312. DOI : 10.3390/jmse13020375.

D. Liu, J. Chen, J. Cang, P. Zhang, X. Bai, H. Liu et F. Long (2024). « A maximum power point tracking control strategy of tidal energy conversion system based on fixed-time observer technology ». In : *Ocean Engineering* 309, p. 118386. ISSN : 0029-8018. DOI : https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2024.118386.

O. A. Lo Brutto, S. S. Guillou, J. Thiébot et H. Gualous (2017). « Assessing the effectiveness of a global optimum strategy within a tidal farm for power maximization ». In : *Applied Energy* 204, p. 653-666. ISSN : 0306-2619. DOI : https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2017.07.090.

M. S. Longuet-Higgins et R. W. Stewart (1961). « The changes in amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 10.4, 529–549. DOI : 10.1017/S0022112061000342.

G. Lopez, A.-C. Bennis, Y. Barbin, L. Benoit, R. Cambra, D. C. Conley, T. Helzel, J.-L. Lagarde, L. Marié, L. Perez, S. Smet et L. Wyatt (fév. 2018). « Hydrodynamics of Raz Blanchard : HF Radar Measurements ». In : *Ocean Sciences Meeting*. Portland, United States. URL : https://normandie-univ.hal.science/hal-02065892.

E. Mackay et J. Hardwick (juin 2022). « Joint Extremes of Waves and Currents at Tidal Energy Sites in the English Channel ». In : t. Volume 8 : Ocean Renewable Energy. International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, V008T09A003. DOI : 10.1115/OMAE2022-79348.

F. Maganga, G. Germain, J. King, G. Pinon et E. Rivoalen (déc. 2010). « Experimental characterisation of flow effects on marine current turbine behaviour and on its wake properties ». In : *Renewable Power Generation, IET* 4, p. 498 -509. DOI : 10.1049/iet-rpg.2009.0205.

M. Magnier, N. Delette, P. Druault, B. Gaurier et G. Germain (mai 2022). « Experimental study of the shear flow effect on tidal turbine blade loading variation ». In : *Renewable Energy* 193. DOI : 10.1016/j.renene.2022.05.042.

M. Magnier, P. Druault et G. Germain (jan. 2021). « 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. DOI : 10.1016/j.euromechflu.2021.01.004.

M. Magnier, Y. Saouli, B. Gaurier, P. Druault et G. Germain (oct. 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 : 10.1016/j.oceaneng.2023.116087.

A. M. E. Makdah, K. Zhang et D. E. Rival (2021). « The scaling of rotor inertia under dynamic inflow conditions ». In : *Journal of Fluids and Structures* 106, p. 103357. ISSN : 0889-9746. DOI : https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2021.103357.

A. Marty, F. Schoefs, G. Damblans, J.-V. Facq, B. Gaurier et G. Germain (2022). « Experimental study of two kinds of hard marine growth effects on the hydrodynamic behavior of a cylinder submitted to wave and current loading ». In : *Ocean Engineering* 263, p. 112194. ISSN : 0029-8018. DOI : https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2022.112194.

K. McLaren (2011). « Development of a numerical model of a vertical axis wind turbine ». Thèse de doct. McGill University.

J. McNaughton, F. Zilic de Arcos, C. Vogel et R. Willden (2025). « Dynamic loading of two side-by-side tidal stream turbines in regular waves ». In : *Journal of Fluids and Structures* 133, p. 104259. ISSN : 0889-9746. DOI : https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2024.104259.

P. Mercier, M. Grondeau, G. Sylvain, J. Thiebot et E. Poizot (avr. 2020). « Numerical study of the turbulent eddies generated by the seabed roughness. Case study at a tidal power site ». In : *Applied Ocean Research* 97, p. 102082. DOI : 10.1016/j.apor.2020.102082.

P. Mercier et G. Sylvain (oct. 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. DOI : 10.1016/j.enconman.2022.116123.

R. Mikkelsen (jan. 2004). « Actuator Disc Methods Applied to Wind Turbines ». English. Thèse de doct. ISBN : 87-7475-296-0.

B. Molin (2002). *Hydrodynamique des structures offshore*. Collection des guides pratiques sur les ouvrages en mer. Editions Technip. ISBN : 9782710808152. URL : https://books.google.fr/books?id=ynsq9BLf0kEC.

M. Moreau (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. URL : http://www.theses.fr/2023ULILN028.

M. Moreau, G. Germain et G. Maurice (2023a). « Experimental Investigation of Surface Waves Effect on a Ducted Twin Vertical Axis Tidal Turbine ». In : *Journal of Marine Science and Engineering* 11.10. ISSN : 2077-1312. DOI : 10.3390/jmse11101895.

M. Moreau, G. Germain et G. Maurice (juin 2023b). « Experimental performance and wake study of a ducted twin vertical axis turbine in ebb and flood tide currents at a 1/20th scale ». In : *Renewable Energy* 214. DOI : 10.1016/j.renene.2023.05.125.

M. Moreau, G. Germain, G. Maurice et A. Richard (sept. 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.

M. Moreau, G. Germain, G. Maurice, A. Richard et R. Coquet (sept. 2021). « HydroQuest : Feedback from Paimpol-Bréhat and validation of the design method ». In : *14th European Wave and Tidal Energy Conference*.

M. Moreau, G. Germain et G. Maurice (2023c). « Misaligned sheared flow effects on a ducted twin vertical axis tidal turbine ». In : *Applied Ocean Research* 138. doi : https://doi.org/10.1016/j.apor.2023.103626.

J. R. Morison, M. P. O'Brien, J. W. Johnson et S. A. Schaaf (1950). « The force exerted by surface waves on piles ». In : *Petroleum Transactions, American Institute of Mining Engineers* 189, p. 149-154.

M.-A. Mousavi et J. Wolfram (2019). « Updated RAO formulation for floating structures in combined wave–current fields ». In : *Ocean Engineering* 188, p. 106300.

H. Mullings, S. Draycott, J. Thiébot, S. Guillou, P. Mercier, J. Hardwick, E. Mackay, P. Thies et T. Stallard (2023). « Evaluation of Model Predictions of the Unsteady Tidal Stream Resource and Turbine Fatigue Loads Relative to Multi-Point Flow Measurements at Raz Blanchard ». In : *Energies* 16.20. issn : 1996-1073. doi : 10.3390/en16207057.

N. Mwero, S. Fu, T. Inamitsu, S. Ordonez, B. Mwangi, P. Garcia Novo, C. Johnstone et D. Sakaguchi (mars 2025). « Effects of Irregular Bathymetry on the Performance and Wake Characteristics of Tidal Stream Turbines : A Case Study of a Tidal Power Site ». In : *Journal of Ocean Engineering and Technology* 39. doi : 10.26748/KSOE.2024.096.

P. Mycek, 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. issn : 09601481. doi : 10.1016/j.renene.2013.12.036.

S. Müller, V. Muhawenimana, C. Wilson et P. Ouro (sept. 2021). « Experimental investigation of the wake characteristics behind twin vertical axis turbines ». In : *Energy Conversion and Management* 247. doi : 10.1016/j.enconman.2021.114768.

A. Nambiar, S. Draycott, G. S. Payne, B. Sellar et A. Kiprakis (2021). « Influence of tidal turbine control on performance and loads ». In : *Applied Ocean Research* 114, p. 102806. issn : 0141-1187. doi : https://doi.org/10.1016/j.apor.2021.102806.

E. Naviliat, Y. Saouli et G. Germain (2025). *Etude expérimentale du comportement hydrodynamique d'hydrolienne à axe vertical en présence d'écoulements instationnaires*. Report. url : https://archimer-intranet.ifremer.fr/doc/01012/112340/.

D. A. Nield et A. Bejan (2013). *Convection in Porous Media*. 4e éd. Springer. doi : 10.1007/978-1-4614-5541-7.

Ocean Energy : Stats and Trends of 2024. (2025). Ocean Energy : Stats and Trends 2024. https://www.oceanenergy-europe.eu/wp-content/uploads/2025/04/Ocean-Energy-Stats-Trends-2024.pdf.

S. Ordonez-Sanchez, M. Allmark, K. Porter, R. Ellis, C. Lloyd, I. Santic, T. O'Doherty et C. Johnstone (2019). « Analysis of a Horizontal-Axis Tidal Turbine Performance in the Presence of Regular and Irregular Waves Using Two Control Strategies ». In : *Energies* 12.3. issn : 1996-1073. doi : 10.3390/en12030367.

A. Ortega, A. Nambiar, D. Ingram et D. Sale (août 2020). « Torque Control of a Laboratory Scale Variable Speed Hydrokinetic Tidal Turbine : CFD Simulation and Validation ». In : t. Volume 9 : Ocean Renewable Energy. International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, V009T09A005. doi : 10.1115/OMAE2020-18830.

P. Ouro, S. Runge, Q. Luo et T. Stoesser (2019). « Three-dimensionality of the wake recovery behind a vertical axis turbine ». In : *Renewable Energy* 133, p. 1066-1077. ISSN : 0960-1481. DOI : https://doi.org/10.1016/j.renene.2018.10.111.

P. Ouro et T. Stoesser (août 2017). « Wake Generated Downstream of a Vertical Axis Tidal Turbine ». In : URL : https://api.semanticscholar.org/CorpusID:26401809.

A. Papoulis et S. U. Pillai (2002). *Probability, Random Variables, and Stochastic Processes. 4th Edition*. McGraw-Hill, Boston.

L. Perez, R. Cossu, A. Grinham et I. Penesis (2020). « Evaluation of wave-turbulence decomposition methods applied to experimental wave and grid-generated turbulence data ». In : *Ocean Engineering* 218, p. 108186. ISSN : 0029-8018. DOI : https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2020.108186.

M. Phillips (1967). « The Dynamics of the Upper Ocean. By 0. M. PHILLIPS. Cambridge Uni-versity Press, 1966. 261 pp. 60s. » In : *Journal of Fluid Mechanics* 29.4, 822–825. DOI : 10.1017/S0022112067211193.

A. Posa (2022). « Wake characterization of paired cross-flow turbines ». In : *Renewable Energy* 196, p. 1064-1094. ISSN : 0960-1481. DOI : https://doi.org/10.1016/j.renene.2022.07.002.

A. Posa et R. Broglia (mai 2024). « Influence of the tip speed ratio on the wake dynamics and recovery of axial-flow turbines ». In : *Physics of Fluids* 36. DOI : 10.1063/5.0203285.

Projet FloWatt, les hydroliennes du Raz-Blanchard. (2020). FloWatt. https://www.flowatt.fr.

M. Raffel (2007). « Principles and Applications of LDV for Fluid Flow Measurements ». In : *Experiments in Fluids* 42, p. 771-787. DOI : 10.1007/s00348-007-0304-8.

M. Raffel, C. Willert, S. Wereley et J. Kompenhans (2018). *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide*. 3rd. Cham, Switzerland : Springer. ISBN : 978-3-319-68852-7.

G. Rilling, P. Flandrin et P. Gonçalves (juin 2003). « On empirical mode decomposition and its algorithms ». In : *IEEE-EURASIP Workshop on Nonlinear Signal and Image Processing NSIP-03*. Grado, Italy. URL : https://inria.hal.science/inria-00570628.

A. Roberts, B. Thomas, P. Sewell, Z. Khan, S. Balmain et J. Gillman (mai 2016). « Current tidal power technologies and their suitability for applications in coastal and marine areas ». In : *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy* 2. DOI : 10.1007/s40722-016-0044-8.

H. Ross et B. Polagye (août 2020). « An experimental evaluation of blockage effects on the wake of a cross-flow current turbine ». In : *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy* 6. DOI : 10.1007/s40722-020-00172-w.

A. Sanusi, J. Ut Jasron et S. Syam (mars 2025). « Experimental study on the use of Savonius combined blade rotors as wind turbines and hydrokinetic turbines ». In : *International Journal of Power Electronics and Drive Systems (IJPEDS)* 16, p. 555. DOI : 10.11591/ijpeds.v16.i1.pp555-563.

Y. Saouli, B. Gaurier, G. Germain, R. Linant et G. Maurice (2025). « Experimental investigation of the flow direction effects on a quadrirotor vertical axis tidal turbine ». In : *Ocean Engineering* 341, p. 122519. ISSN : 0029-8018. DOI : https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2025.122519.

Y. Saouli, R. Coquet, J.-V. Facq, B. Gaurier, G. Germain, B. Gomez, N. Marcon, G. Maurice et M. Moreau (sept. 2023). « Experimental comparison of the flow-induced loading between a ducted bottom-mounted twin vertical axis tidal turbine at still and an unducted prototype ». In : *Proceedings of the European Wave and Tidal Energy Conference* 15. DOI : 10.36688/ewtec-2023-498.

P. Schmitt et B. Elsaesser (2016). « Hydrodynamic loads on tidal stream turbine blades : Comparison between CFD and BEMT ». In : *Proceedings of the 4th International Conference on Renewable Energies Offshore (RENEW)*. Lisbon, Portugal.

A. Sciacchitano et B. Wieneke (2019). « PIV uncertainty quantification from correlation statistics ». In : *Measurement Science and Technology* 30.12, p. 124005. doi : 10.1088/1361-6501/ab504a.

A. Sentchev, N. Duc Thinh, L. Furgerot et P. Bailly du Bois (juill. 2020). « Underway velocity measurements in the Alderney Race : towards a three-dimensional representation of tidal motions ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 378, p. 20190491. doi : 10.1098/rsta.2019.0491.

C. Shapiro, V. Neary et B. Gunawan (2021). « Hydrokinetic turbine control for maximizing power capture in unsteady flow conditions ». In : *Renewable Energy* 164, p. 703-714.

L. Sirovich (1987). In : *Quart. Appl. Math. 45 (1987), 561-571.* doi : https://doi.org/10.1090/qam/910462.

M. Slama, G. Pinon, C. Hadi, M. Togneri, B. Gaurier, G. Germain, J.-V. Facq, J. Nuño, P. Mansilla, E. Nicolas, J. Marcille et A. Pacheco (août 2021). « Turbine design dependency to turbulence : An experimental study of three scaled tidal turbines ». In : *Ocean Engineering* 234, p. 109035. doi : 10.1016/j.oceaneng.2021.109035.

J. N. Sorensen et W. Z. Shen (2002). « Numerical modeling of wind turbine wakes ». In : *Journal of Fluids Engineering* 124.2, p. 393-399. doi : 10.1115/1.1471361.

C. Soulaine et M. Quintard (2014). « On the use of Darcy–Forchheimer models for the simulation of turbulent flow through porous media ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 68, p. 559-572. doi : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.09.061.

B. Strom, S. L. Brunton et B. Polagye (2017). « Intracycle angular velocity control of cross-flow turbines ». In : *Nature Energy* 2, p. 17107. doi : 10.1038/nenergy.2017.103.

X. Sun, J. Zhu, A. Hanif, Z. Li et G. Sun (2020). « Effects of blade shape and its corresponding moment of inertia on self-starting and power extraction performance of the novel bowl-shaped floating straight-bladed vertical axis wind turbine ». In : *Sustainable Energy Technologies and Assessments* 38, p. 100648. issn : 2213-1388. doi : https://doi.org/10.1016/j.seta.2020.100648.

A. Talamalek, M. Runacres et T. De Troyer (juin 2024). « Impact of rotational direction on wake replenishment mechanisms of counter-rotating paired vertical-axis wind turbines ». In : *Journal of Physics : Conference Series* 2767, p. 072005. doi : 10.1088/1742-6596/2767/7/072005.

S. Tatum, C. Frost, M. Allmark, D. O'Doherty, A. Mason-Jones, P. Prickett, R. Grosvenor, C. Byrne et T. O'Doherty (2016). « Wave–current interaction effects on tidal stream turbine performance and loading characteristics ». In : *International Journal of Marine Energy* 14, p. 161-179. issn : 2214-1669. doi : https://doi.org/10.1016/j.ijome.2015.09.002.

M. Thiébaut, A. Sentchev et P. Bailly Du Bois (oct. 2018). « Monitoring tidal currents with a towed ADCP at tidal energy site in Alderney Race (Raz Blanchard) ». In : *Advances in Renewable Energies Offshore Proceedings of the 3rd International Conference on Renewable Energies Offshore (RENEW 2018), 2018, Lisbon, Portugal*, p. 49-56. doi : 10.1201/9780429505324.

A. Vergaerde, T. De Troyer, S. Muggiasca, I. Bayati, M. Belloli, J. Kluczewska-Bordier, N. Parneix, F. Silvert et M. C. Runacres (2020). « Experimental characterisation of the wake behind paired vertical-axis wind turbines ». In : *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 206, p. 104353. issn : 0167-6105. doi : https://doi.org/10.1016/j.jweia.2020.104353.

Vertilab. (2024). VertiLab. https://vertilab.ifremer.fr.

D. Vicinanza, P. Contestabile et V. Ferrante (2019). « Wave energy resource assessment and its potential for the Mediterranean Sea ». In : *Renewable Energy* 135, p. 745-758.
K. Wang, L. Zou, A. Wang, P. Zhao et Y. Jiang (2020). « Wind Tunnel Study on Wake Instability of Twin H-Rotor Vertical-Axis Turbines ». In : *Energies* 13.17, p. 4310. ISSN : 1996-1073. DOI : 10.3390/en13174310.
J. Weiss (2019). « A Tutorial on the Proper Orthogonal Decomposition ». In : DOI : 10.14279/depositonce-8512.
P. D. Welch (1967). « The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra ». In : *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics* 15.2, p. 70-73.
J. Westerweel (2005). « Universal outlier detection for PIV data ». In : DOI : 10.1007/s00348-005-0016-6.
J. I. Whelan, J. M. R. Graham et J. Peiró (2009). « A free-surface and blockage correction for tidal turbines ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 624, p. 281-291. DOI : 10.1017/S0022112009005916.
K. H. Wong, K. Y. Lee, J. H. Ng, X. H. Wang et A Fazlizan (2025). « The effects of inertia on a straight-bladed vertical axis wind turbine ». In : *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science* 1500.1, p. 012005. DOI : 10.1088/1755-1315/1500/1/012005.
S. Yamada, T. TAMURA et S. Mochizuki (août 2016). « Effect of the Reynolds number on the performance and approximate modeling of the small straight-bladed vertical-axis wind turbine ». In : *Journal of Fluid Science and Technology* 11, JFST0014-JFST0014. DOI : 10.1299/jfst.2016jfst0014.
C. X. Yang et S. T. Li (2013). « Effect of moment of inertia to H type vertical axis wind turbine aerodynamic performance ». In : *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering* 52.5, p. 052014. DOI : 10.1088/1757-899X/52/5/052014.
D. S. Zalkind, M. M. Nicotra et L. Y. Pao (2021). « Constrained power reference control for wind turbines ». In : *Wind Energy* 25.5, p. 914-934. DOI : 10.1002/we.2705.
S. Zanforlin, F. Burchi et N. Bitossi (nov. 2016). « Hydrodynamic Interactions Between Three Closely-spaced Vertical Axis Tidal Turbines ». In : *Energy Procedia* 101, p. 520-527. DOI : 10.1016/j.egypro.2016.11.066.
F. Zhang, W. Zhu, S. Zu, X. Zhang, J. Chen, B. Wu et J. Huang (2025). « Control Research on Active Pitch Control System for Horizontal-Axis Tidal-Current Turbine Generator ». In : *Energies* 18.4, p. 764. DOI : 10.3390/en18040764.
X. Zhang, Z. Zhu, Y. Fu et L. Li (2020). « Optimized virtual inertia of wind turbine for rotor angle stability in interconnected power systems ». In : *Electric Power Systems Research* 180, p. 106157. ISSN : 0378-7796. DOI : https://doi.org/10.1016/j.epsr.2019.106157.
X. Zhang, R. Simons, J. Zheng et C. Zhang (déc. 2021). « 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.
R.-w. Zhao, A. Creech, y. li, V. Venugopal et A. Borthwick (juill. 2023). « Numerical analysis of the performance of a three-bladed vertical-axis turbine with active pitch control using a coupled unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes and actuator line model ». In : *Journal of Hydrodynamics* 35. DOI : 10.1007/s42241-023-0035-x.
K. Åström et R. Murray (jan. 2008). « Feedback Systems : An Introduction for Scientists and Engineers ». In : *Feedback Systems : An Introduction for Scientists and Engineers, Princeton University Press, Princeton.*