



HAL
open science

Impact du biofouling sur les performances et le sillage des hydroliennes : une étude exploratoire 3D

Ilan Robin

► **To cite this version:**

Ilan Robin. Impact du biofouling sur les performances et le sillage des hydroliennes : une étude exploratoire 3D. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Normandie Université, 2021. Français. NNT : 2021NORMC252 . tel-03602510

HAL Id: tel-03602510

<https://theses.hal.science/tel-03602510>

Submitted on 9 Mar 2022

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

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



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **MECANIQUE DES FLUIDES, ENERGETIQUE, THERMIQUE, COMBUSTION,
ACOUSTIQUE**

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

**Impact du biofouling sur les performances et le sillage des
hydroliennes : une étude exploratoire 3D**

Présentée et soutenue par
ILAN ROBIN

**Thèse soutenue le 09/12/2021
devant le jury composé de**

M. JEFFREY HARRIS	Chargé de recherche HDR, École Nationale des Ponts et Chaussées	Rapporteur du jury
M. PHILIPPE SERGENT	Directeur de recherche, CEREMA	Rapporteur du jury
MME LUMINITA DANAILA	Professeur des universités, Université Rouen Normandie	Membre du jury
M. JEAN-CLAUDE DAUVIN	Professeur émérite, Université Caen Normandie	Membre du jury
M. PIERRE-LUC DELAFIN	Maître de conférences, INP - ENSE3 à Grenoble	Membre du jury
M. GRÉGORY GERMAIN	Chargé de recherche HDR, IFREMER centre de Boulogne	Membre du jury
M. GRÉGORY PINON	Professeur des universités, Université Le Havre Normandie	Président du jury
MME ANNE-CLAIRE BENNIS	Professeur des universités, Université Caen Normandie	Directeur de thèse

**Thèse dirigée par ANNE-CLAIRE BENNIS et JEAN-CLAUDE DAUVIN,
Morphodynamique continentale et côtière**



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE





Normandie Université

Ce travail a été financé par la Région Normandie dans le cadre du programme RIN
Doctorant au sein de Normandie Université, et préparé au sein du laboratoire
Morphodynamique Continentale et Côtière (M2C) à Caen.



Remerciements

Quand j'ai commencé ma thèse, j'étais loin de me douter que je serai confronté à tant de difficultés et d'aléas. Ces trois années ont été longues et parsemées d'embûches. Je doute que j'aurais pu en venir à bout tout seul. C'est pourquoi, je tiens à remercier en quelques mots toutes les personnes qui m'ont permis de finir ce manuscrit.

Alors pourquoi ne pas commencer par le début ? Merci, tout d'abord, à Anne-Claire Bennis et Jean-Claude Dauvin, pour la confiance qu'ils m'ont accordée pour la réalisation de cette thèse. Ils ont été présents et disponibles pendant ces 3 années et m'ont tous deux poussé sur le chemin de la recherche en m'incitant à publier et présenter mes travaux. Ils m'ont permis de mettre les pieds dans un univers qui était mon objectif, celui des énergies renouvelables.

Merci également à la région Normandie pour avoir financé cette thèse, ainsi qu'à l'Université de Caen et au CNRS pour m'avoir accueilli dans leurs locaux. Ces travaux n'auraient pas pu être réalisés sans l'aide du CRIANN et ses moyens de calcul, ni sans leurs équipes de support technique. Je remercie tout particulièrement Patrick Bousquet-Mélou pour son implication à tout faire fonctionner correctement et au temps qu'il a investi pour m'expliquer le fonctionnement du calculateur. Merci à Marie Legay-Meleux pour son implication au sein de l'ED PSIME dont l'aide a été précieuse. Merci à tous les membres de mon jury, Grégory Germain, Luminita Danaila, Pierre-Luc Delafin et Grégory Pinon, d'avoir assisté à ma soutenance de thèse et jugé objectivement mes travaux de recherche et tout particulièrement aux rapporteurs de ce manuscrit, Philippe Sergent et Jeffrey Harris, pour avoir eu le courage de le lire entièrement et pour la rédaction de leurs rapports.

Peut-être ne s'en sont-ils pas rendu compte, mais la présence de **tout** le personnel du M2C a été un support indispensable pour moi. Merci particulièrement à Loïk Poignant, pour ses précieux conseils en début de thèse, à Iskander Abroug pour le partage de ses connaissances en statistiques et sa positivité sans faille, au "bureau LIDAR", Laurent Froideval, Christophe Conessa et Xavier Pellerin-Lebas, pour m'avoir rassuré et avisé à de nombreuses reprises, à Nizar Abcha pour ses petits conseils pour les cours et à Rémy pour nos conversations "animées". Merci à Élise, d'avoir été ma co-thésarde et un soutien important pendant cette longue période. Je te souhaite tout le meilleur pour la suite. Merci également à Léo Pancrazzi dit, le padawan, pour sa bonne humeur et son investissement dans la vie du labo. J'accorde également une mention spéciale à Martial Boutet pour sa prévenance et son aide au cours de ces dernières années, et à Dominique Mouazé pour sa confiance en moi pour la suite.

Il y a aussi celles qui sont parties en cours de route, les anciennes. Merci Noémie Baux, Sahar Seifi, Guiomar Lopez, Alissia Rieux et Salomé Andres pour m'avoir inclus si vite dans cette vie du labo et pour votre joie de vivre à toutes. J'espère avoir pu transmettre votre dynamisme aux petits nouveaux, Guillaume Croguennec et Nathan Chauvel, que je salue.

Je tiens également à exprimer ma gratitude aux équipes du LOMC au Havre pour leur accueil chaleureux lors de mes multiples passages pour les formations Dorothy et tout particulièrement à Grégory Pinon pour le temps qu'il m'a accordé et la passion dont il fait preuve.

Il est impossible pour moi de concevoir ces remerciements sans quelques mots pour les copains du badminton. Nous nous sommes rencontrés pour partager une passion commune, mais elle n'était que le support d'une relation bien plus forte. Alors un grand merci à vous, Juliette, Amélie, Salomé, Léonie, Capucine, Hugo, Benji, Loïs, Thomas, Navid, Ali et Matthieu (les deux).

Et il y a les inclassables, ceux qui ont égayé ma vie à Caen en dehors du travail. Merci à vous, Charlotte, Sonia, Maria, Marguerite et Paul pour votre bienveillance. Merci Alyssia pour tous ces moments d'escapade. Merci Mme. Foisnet Latour pour votre écoute bénévole. Merci à Antoine pour m'avoir fait voyager (on continue!). Merci Mathilde de rester si proche malgré la distance. Merci à Tony et Benjamin pour m'avoir aidé à m'échapper un peu le soir, entre jeux et fous rires. Habitudes à ne pas perdre !

Je ne peux bien évidemment pas laisser Camille Marie passer entre les mailles du filet. Tu es bien placée pour savoir que cette thèse n'a pas été de tout repos. J'ai partagé avec toi des moments de doute et de joie. Je me suis fais une amie sur qui compter dans n'importe quelles circonstances (si tant est que tu aies ton portable... et pas trop de livres à lire), et ça n'a pas de prix. Je t'offre tout le soutien possible à la poursuite de tes études et te souhaite énormément de courage.

Mes derniers remerciement sont adressés à ma famille. Merci à tous mes oncles, tantes, cousins et cousines qui m'ont porté pendant ces trois ans. Merci à mon père, pour le temps qu'il a passé avec moi à la correction de l'anglais de mes articles et l'intérêt qu'il a porté à mon travail. Merci à ma génialissime sœur pour les nuits de discussions téléphoniques chargées d'histoires et d'émotions. Enfin, un grand merci à ma mère pour m'avoir interdit de laisser tomber et m'avoir poussé jusqu'au bout. Léana et moi savons que tu es et seras toujours là pour nous et nous t'aimons.

Table des matières

Chapitre I :	Introduction générale	5
I.1	Contexte de la thèse	5
I.2	Quelques grandeurs physiques importantes	15
I.2.1	Caractérisation des performances des hydroliennes	15
I.2.1.1	Coefficient de vitesse en bout de pale	15
I.2.1.2	Rendement d'une hydrolienne	16
I.2.1.3	Efforts sur les pales	17
I.2.2	Caractérisation du sillage des hydroliennes	19
Chapitre II :	Etat de l'art	23
II.1	Caractérisation du biofouling	23
II.1.1	Processus de formation	23
II.1.2	Impacts connus du biofouling	24
II.1.3	Les solutions anti-fouling	25
II.2	Site d'étude : le Raz Blanchard	27
II.2.1	Caractérisation du site	27
II.2.2	Les habitats benthiques	30
II.3	Expérimentations sur l'impact hydrodynamique de rugosités sur les structures	32
II.3.1	Étude de l'impact de rugosités sur divers supports immergés en mouvement	32
II.3.2	Étude de l'impact de rugosités sur divers types de rotors	37
II.4	Modélisation numérique des rotors	40

II.4.1	Méthodes simplifiées de calcul de performances des rotors	41
II.4.1.1	Théorie du disque de Froude (Actuator Disk Model - ADM)	41
II.4.1.2	Théorie de l'élément de pale (Blade Element Momentum - BEM)	44
II.4.1.3	Théorie de la ligne portante (Lifting Line Theory - LLT) .	45
II.4.2	Modélisation explicite du rotor - CFD	48
II.4.2.1	Principe des méthodes CFD	48
II.4.2.2	Modélisation de la turbulence	49
II.5	Couplage de modèles	54

Chapitre III : Méthodologie 57

III.1	Choix de la méthode pour étudier l'impact du biofouling	57
III.2	Résolution des Équations de Navier-Stokes par une approche Eulérienne avec le code OpenFoam	59
III.2.1	Construction du maillage	61
III.2.2	Conditions aux limites et initiales	62
III.2.3	Loi de parois	64
III.2.4	Algorithme de résolution : couplage vitesse-pression	66
III.2.5	Mise en mouvement de la turbine	70
III.2.6	Modèle de turbulence Eulérien RANS : k- ω SST	73
III.2.7	Modèle de turbulence LES : le modèle de Smagorinsky	78
III.2.7.1	Description du modèle de turbulence	78
III.2.7.2	Qualité du maillage pour une simulation LES	80
III.3	Code Lagrangien Dorothy	82

**Chapitre IV : Effets tridimensionnels d'une balane isolée sur une pale en
translation rectiligne dans le fluide 85**

IV.1	Introduction	85
IV.2	Configuration numérique	86
IV.2.1	Modèles et constantes	86

IV.2.2	Structures 3D et maillage	87
IV.3	Résultats	89
IV.3.1	Champ proche et efforts	89
IV.3.2	Modélisation du sillage	94
IV.4	Discussion et conclusions	101

Chapitre V : Effets hydrodynamiques du biofouling sur un rotor

tridimensionnel 105

V.1	Introduction	105
V.2	Données expérimentales	106
V.2.1	Hydrolienne à axe horizontal	106
V.3	Configuration numérique	107
V.3.1	Modèles et constantes	107
V.3.2	Géométrie 3D et maillage	107
V.4	Validation des simulations	112
V.4.1	Convergence en maillage	112
	V.4.1.1 Sillage hydrolien	112
	V.4.1.2 Efforts sur les pales	115
V.4.2	Comparaison avec les données expérimentales	117
V.5	Impact du biofouling sur l'hydrodynamisme des turbines et leur sillage	119
V.6	Discussion et conclusions	125

Chapitre VI : Impact du biofouling sur le démarrage des hydroliennes :

rotation induite par le fluide 129

VI.1	Introduction	129
VI.2	Étude numérique d'une turbine à axe vertical	130
VI.2.1	Données expérimentales	130
VI.2.2	Configuration numérique	131
VI.2.3	Validation : confrontation aux données expérimentales	132

VI.3	Description des protocoles de l'étude numérique pour la rotation induite	136
VI.3.1	Hydrolienne à axe vertical	136
VI.3.2	Hydrolienne à axe horizontal	138
VI.4	Résultats	139
VI.4.1	Hydrolienne à axe horizontal	139
VI.4.2	Hydrolienne à axe vertical	141
VI.5	Discussion et conclusions	144

Chapitre VII : Tentative de couplage Eulerien/Lagrangien 149

VII.1	Introduction	149
VII.2	Choix de la méthode	151
VII.3	Description du code couplé	152
VII.4	Résultats	156
VII.5	Discussion et conclusions	160

Chapitre VIII : Conclusions Générales 163

VIII.1	Conclusions	163
VIII.2	Perspectives	166

Annexes 181

Table des figures

I.1	Répartition des sources d'énergie renouvelables en France en 2019 d'après le Service des Données Statistiques (2020)	7
I.2	Prix des énergies renouvelables d'après l'ADEME. [https://www.ademe.fr/couts-energies-renouvelables-recuperation-france]	9
I.3	Démonstrateurs d'hydroliennes à axe horizontal avec (figure de gauche) et sans (figure de droite) moyeu central. Le premier est fixé à un mat tandis que le second est posé au fond de l'eau.	10
I.4	Différentes géométries de turbines à axe vertical ((i), d'après Khan <i>et al.</i> (2009)) et hydrolienne HydroQuest carénée ((ii), photographie de Jean Lavalley.	11
I.5	État de maturité des différentes technologies hydroliennes. Selon les données du rapport technique de l'ADEME (2018), et mis à jour selon les avancées technologiques. Les images proviennent des sites internet des projets respectifs.	12
I.6	Hydrolienne à centre ouvert à axe horizontal après trois ans d'immersion dans la réserve naturelle de Race Rocks en Colombie-Britannique (Canada). D'après le site officiel de RaceRocks.	14
I.7	Photos d'une <i>Mytilus edulis</i> (a) et d'une <i>Balanus crenatus</i> (b). Photos tirées respectivement des sites www.msc.org/ et fr.wikipedia.org/	14
I.8	Coefficient de Puissance (C_P) d'une éolienne en fonction de son Tip Speed Ratio et pour des nombres de pales différents (1 à 4)(https://energieplus-lesite.be/).	16
I.9	Schéma explicatif des différents rendements et pertes de puissance d'une hydrolienne	17

I.10	Différentes surfaces vues par le fluide en fonction du type de rotor : HAH à gauche et HAV au centre et à droite. Adapté des images de turbines de www.mini-eoles.com/	18
I.11	Forces exercées et agissant sur la structure pour une pale en rotation (a) et un rotor complet (b).	18
I.12	Méthodes de caractérisation du sillage avec a) le champ de vitesse aval à l'hydrolienne b) un profil de vitesse du fluide à une distance fixée du rotor c) l'évolution du déficit de vitesse en fonction de la distance au rotor. Tiré de Maganga <i>et al.</i> (2010).	20
I.13	Structures vorticielles proches du rotor selon Umair <i>et al.</i> (2015).	21
II.1	Schéma représentatif de l'évolution du biofouling au cours du temps (Martín-Rodríguez <i>et al.</i> , 2015).	24
II.2	Biofouling sur la coque d'un bateau (www.wordpress.com).	25
II.3	Carte bathymétrique autour du Cap de La Hague avec la fosse de La Hague (A), la petite fosse (B), et la zone d'intérêt pour l'installation d'un parc hydrolien (C). La carte est issue de Furgerot <i>et al.</i> (2019) et complétée grâce aux données du SHOM (2019)	29
II.4	Évolutions temporelles de la magnitude de la vitesse et de la direction du courant, mesurées par courantomètre acoustiques à effet doppler (ADCP) (en noir) et radar haute fréquence (en rouge) d'après Lopez <i>et al.</i> (2018).	30
II.5	Profils de vitesse de l'air proche de la plaque plane pour différentes hauteurs de rugosité d'après les travaux de Heechan <i>et al.</i> (2019)	33
II.6	Photographie de 3 des 10 configurations utilisées par Leer-Andersen et Larsson (2003). Chacune montre une densité de présence de balane différente peu dense (a), moyennement dense (b), fortement dense (c).	34
II.7	Photographie du dispositif expérimental de Orme <i>et al.</i> (2001) (a) avec zoom sur les fausses balanes (b).	35
II.8	Balane simplifiée de l'étude de Walker <i>et al.</i> (2020). Géométrie (vue de coupe, A) et dispositif expérimental (B)	37

II.9	Production électrique d'une hydrolienne à axe horizontal avant (rouge) et après (noir) son nettoyage. D'après des photos de https://groups.oist.jp/	39
II.10	Schéma représentatif de l'ADM modifié depuis la figure de Corciulo (2016)	42
II.11	Schéma des recirculations générées par une pale subdivisée en sections pour la LLT (www.wikipedia.fr).	46
II.12	Simulation numérique utilisant un modèle LLT couplé à une méthode vortitielle filamentaire d'une turbine à axe horizontal dans QBlade.	47
II.13	Formes du profil de vitesse dans la couche limite atmosphérique en fonction des différents états de surface d'après Cochran et Derickson (2005).	51
III.1	Schéma montrant les différentes chaînes énergétiques suivant l'approche choisie (Robin <i>et al.</i> , 2021b).	59
III.2	Arbre de décision pour le choix de la méthode d'étude de l'impact du biofouling sur les performances d'hydrolienne	60
III.3	Schéma d'une cellule dans OpenFoam avec l'attribution des numéros de nœuds et d'arêtes, d'après le site internet : https://www.openfoam.com/	61
III.4	Schéma de passage d'une cellule de niveau n à une cellule de niveau n+1	62
III.5	Schéma de coupe d'un maillage 3D avec surface d'entrée ($\delta\Omega_1$; bleu), de sortie ($\delta\Omega_2$; vert) et latérale ($\delta\Omega_{3,4,5,6}$; violet). Le maillage noir est le domaine de calcul Ω_D . La flèche rouge désigne le sens d'écoulement du fluide.	64
III.6	Schéma de fonctionnement des algorithmes SIMPLE (a) et PISO (b)	70
III.7	Schéma de fonctionnement de l'algorithme PIMPLE	71
III.8	Schéma expliquant le mélange des modèles en fonction de la distance aux parois dans le cas où $y^+ \ll 1$ (donc sans fonction de paroi supplémentaire).	77

III.9	Schéma montrant la différence entre un tourbillon pouvant être résolu (a) et un tourbillon sous-maille dont les effets sont modélisés (b)	78
III.10	Méthodes de correction du modèle Smagorinsky	80
III.11	Répartition de l'énergie cinétique dans l'écoulement en fonction du nombre d'onde.	82
III.12	Position des particules de vorticité avant (a) et après (b) le remaillage.	84
IV.1	Vue tridimensionnelle de la géométrie de la pale droite avec une balane conique	87
IV.2	Géométries de la balane conique (a) et de la balane réaliste (b)	88
IV.3	Coupe du maillage global (a) avec un zoom sur la pale (b) et sur la balane (c).	89
IV.4	Opposé du coefficient de pression obtenu expérimentalement (Walker <i>et al.</i> , 2020) (a) et numériquement (Robin <i>et al.</i> , 2021a)(b) autour de la balane pour un angle d'incidence de 5��. Les cercles rouges identifient la position de la balane. Les lignes noires suivent le transect médian d'extraction des valeurs.	90
IV.5	Opposé du coefficient de pression $-C_{\text{pression}}$ autour de la balane pour 5�� (a), 10�� (b), 14�� (c) et 15�� (d) (Robin <i>et al.</i> , 2021a)	91
IV.6	Opposé du coefficient de pression $-C_{\text{pression}}$ le long du transect médian pour 5�� (a), 10�� (b), 14�� (c) et 15�� (d) (Robin <i>et al.</i> , 2021a). Les courbes numériques représentent un état instantané non-moyenné.	92
IV.7	Opposé du coefficient de pression sur l'ensemble de la section de pale à un instant donné pour un angle d'incidence de 5�� (Robin <i>et al.</i> , 2021a).	93
IV.8	évolution du coefficient des forces normales en fonction de l'angle d'incidence. Les résultats numériques apparaissent en losanges rouges et expérimentaux en carrés noirs (Robin <i>et al.</i> , 2021a).	94
IV.9	évolution du coefficient de trainée en fonction de l'angle d'incidence (Robin <i>et al.</i> , 2021a).	95

IV.10	Cas propre (sans biofouling) : Magnitude de la vorticité autour et derrière la pale avec les modèles de Smagorinsky (a) et k- ω SST (b) pour 5�� d'angle d'attaque.	95
IV.11	Cas avec balane : Magnitude de la vorticité autour et derrière la pale avec les modèles de Smagorinsky (a) et k- ω SST (b) pour 5�� d'angle d'attaque.	96
IV.12	Magnitude de la vitesse autour de la pale sans (a) et avec balane (b) pour 5�� d'angle d'attaque.	96
IV.13	Magnitude de la vorticité dans le sillage pour 5�� d'angle d'incidence pour les cas sans (a) et avec (b) balane aux instants $T = 0,04$ s, $T = 0,13$ s, $T = 0,26$ s et $T = 1,14$ s. Les croix vertes représentent les sondes utilisées pour analyser la réponse fréquentielle de l'écoulement dans le sillage.	97
IV.14	Même légende que pour la Fig. IV.13 mais avec un angle d'incidence de 15��. Les croix vertes représentent les sondes utilisées pour analyser la réponse fréquentielle de l'écoulement dans le sillage.	98
IV.15	épaisseur du sillage adimensionnée par la corde en fonction de la position adimensionnée en aval de la pale pour 5�� (a) et 15�� (b) d'angle d'incidence du fluide par rapport à la pale. Le cas sans balane est représenté par les losanges rouges et le cas avec balane par les carré noirs.	99
IV.16	évolution temporelle de la vorticité au bord de fuite (a) et à une corde en aval (b) pour un angle d'incidence de 5��. Le cas avec balane est tracé en rouge et sans balane en noir.	100
IV.17	Même légende que précédemment mais pour un angle d'incidence de 15��	100
IV.18	Amplitude de la vorticité en fonction des fréquences dans le cas d'un angle d'incidence de la pale de 5��. En rouge apparaissent les résultats de la simulation au niveau du transect avec balane et en bleu sans balane. Les sondes sont localisées immédiatement au bord de fuite (a) et 1 corde en aval de la pale (b).	101
IV.19	Même légende que pour la Fig. IV.18 mais pour un angle de 15��.	101

V.1	Caractéristiques générales (a) et photographie (b) de l'hydrolienne IFREMER-LOMC, d'après Mycek <i>et al.</i> (2014)	106
V.2	Structure 3D de la HAH avec (a) et sans (b) moyeu central	108
V.3	Rupture dans le maillage au niveau de l'AMI pour la turbine avec un moyeu central.	108
V.4	Coupe 2D du domaine de calcul avec les conditions aux limites selon le plan X-Y. $\delta\Omega_1$ et $\delta\Omega_2$ (lignes bleues) sont respectivement les surfaces d'entrée et de sortie du domaine. $\delta\Omega_3$ et $\delta\Omega_4$ sont les bords latéraux. Les lignes noires représentent les sondes linéiques (positionnées à 1.2D et 2D en aval de la turbine) et la croix noire, la sonde ponctuelle utilisée dans la Section V.4. Le carré rouge correspond à l'AMI délimitant la zone rotative et l'ellipse bleue représente la position du rotor (Robin <i>et al.</i> , 2021b).	110
V.5	Coupe 2D du maillage autour des pales selon le plan X-Y dans le cas #2.1 (Robin <i>et al.</i> , 2021b)	111
V.6	Coupe 2D du maillage autour des pales selon le plan X-Y dans le cas #2.4 (Robin <i>et al.</i> , 2021b).	111
V.7	Vitesse en x adimensionnée u^* en fonction de y^* en $x^* = 1, 2$ (a) et $x^* = 2$ (b) pour les cas #1, #2.0, #2.4 et #3 (Robin <i>et al.</i> , 2021b)	112
V.8	Amplitude de la vitesse derrière l'hydrolienne mettant en avant le tube d'accélération dans la partie centrale du sillage. La position du rotor est identifiée en vert.	113
V.9	Évolution temporelle de la l'amplitude de la vorticité pour les cas #1 (en rouge) et #2.0 (en bleu) immédiatement derrière le rotor (a) et à $x^* = 1, 2$ (b) (Robin <i>et al.</i> , 2021b).	114
V.10	évolution temporelle du coefficient de puissance C_P pour les cas #1 (en rouge) et #2.0 (en bleu)(Robin <i>et al.</i> , 2021b).	114
V.11	évolution temporelle du coefficient de puissance C_P (a) et du coefficient de trainée C_D (b) pour les cas #2.0, #2.1, #2.2, #2.3 et #2.4 (Robin <i>et al.</i> , 2021b).	115

V.12	Évolution de la différence relative du C_P (a) et C_D (b) au cas #2.4 en fonction du niveau de raffinement (Robin <i>et al.</i> , 2021b). Attention les échelles verticales de (a) et (b) sont différentes.	117
V.13	Profils de vitesse adimensionnée (u^*) en fonction de la position y^* dans le sillage à $x^* = 1, 2$ (a) et $x^* = 2$ (b). Données expérimentales en losange rouges et sortie de modèle en bleu (Robin <i>et al.</i> , 2021b).	118
V.14	Évolution temporelle du coefficient de puissance C_P (a) et du coefficient de traînée C_D (b) pour les cas #2.0 en bleu (Niveau 6; sans hub) et #3 en rouge (Niveau 6; avec hub) (Robin <i>et al.</i> , 2021b).	118
V.15	Photographie (a) et schéma dérivé (b) montrant l'implantation des balanes sur une pale d'hydrolienne après immersion (Walker <i>et al.</i> , 2020).	120
V.16	Structure 3D biofoulée selon les relevés <i>in situ</i> . Les segments rouges 1 et 2 représentent les plans de coupes choisis pour afficher l'écoulement autour des pales.	121
V.17	Maillage raffiné autour des pales (a) avec un gros plan sur les balanes (b)	121
V.18	Isovaleurs du critère Q ($Q = 3$) pour le cas sans (a) et avec (b) biofouling.	122
V.19	Spectre de fréquences vorticielles à $x^* = 1$ et $y^* = \frac{1}{2}$. H1, H2 et H3 sont les harmoniques primaire, secondaire et tertiaire du cas propre (Robin <i>et al.</i> , 2021a).	123
V.20	Amplitude de la vorticité autour d'une pale avec une (a) et deux balanes (b) respectivement dans les plans de coupe (1) et (2) de la Fig. V.16. Les ellipses noires identifient la position des balanes et les ellipses jaunes la position de décrochage hydrodynamique. Modifié d'après Robin <i>et al.</i> (2021a).	123
V.21	Évolution temporelle des coefficients de puissance (C_P^*) et de traînée (C_D^*) corrigés (Robin <i>et al.</i> , 2021a). Modélisation numérique pour une turbine propre (ligne bleue) et encrassée (ligne rouge) et données expérimentales pour une turbine propre (droite verte).	124

VI.1	Schéma de la turbine du LEGI d'après Menchaca Roa (2011)	131
VI.2	Géométrie 3D de la HAV (Robin <i>et al.</i> , 2021b ;c)	132
VI.3	Coupe du domaine selon le plan X-Z de calcul avec les conditions aux limites. $\delta\Omega_1$ et $\delta\Omega_2$ (lignes vertes) sont respectivement les surfaces d'entrée et de sortie du domaine. $\delta\Omega_3$ et $\delta\Omega_4$ sont les bords latéraux. Les lignes noires représentent les sondes linéiques (positionnées à 2D et 4D en aval de la turbine) et la croix noire, la sonde ponctuelle utilisée dans la Section V.4. Les cellules déformées sont liées à la visualisation 2D d'un maillage 3D.	133
VI.4	Profil de vitesse adimensionnée (u^*) en fonction de la position y^* dans le sillage à $x^* = 2$ (a) et $x^* = 4$ (b). Données expérimentales en losange rouge et résultats numériques en ligne bleue.	134
VI.5	Amplitude de la vitesse de l'écoulement dans le sillage une fois celui-ci développé dans le plan X-Y. La position de l'hydrolienne est indiquée par le rectangle noir.	134
VI.6	Évolution temporelle du C_D (a) et du C_P (b). Les valeurs expérimentales et numériques apparaissent respectivement en rouge et en bleu (Case #5). La courbe noire est la moyenne des valeurs expérimentales (Robin <i>et al.</i> , 2021b).	135
VI.7	Exemple de regroupement de moules tridimensionnelles sur une pale (Robin <i>et al.</i> , 2019).	136
VI.8	Maillages correspondant aux différentes cas d'étude : #1.1(a), #1 et #2 (b), #4.3 (c,f), #3 (d), #4.1 et #4.2 (e)	138
VI.9	Évolution temporelle de la vitesse angulaire du rotor d'HAH. Les courbes rouge (#5.1) et bleue (#5.3) décrivent deux niveaux de raffinement respectivement niveau 6 et 7. Le cas forcé (#5.2) est tracée en vert (Robin <i>et al.</i> , 2021b).	140
VI.10	Évolution temporelle de l'amplitude de la vorticité en $x^* = 1$ et $y^* = \frac{1}{2}$. �volution fréquentielle de l'intensité de la vorticité (b). Cas de rotation induite en rouge (#5.1) et en bleu (#5.3) superposés au cas de rotation forcée en vert (#5.2)(Robin <i>et al.</i> , 2021b).	140

VI.11	Évolution temporelle de la vitesse angulaire du rotor pour les maillages des cas #1 (en rouge), #1.1 (en bleu) et #4.3 (en noir). Le cas #4.3 est toujours en cours de calcul, il n'a pas encore atteint sa vitesse seuil.	141
VI.12	Zoom sur la courbe stabilisée de la vitesse angulaire en fonction du temps du cas de référence #1 (①) avec le champ de pression dans le plan X-Z pour chaque position particulière du rotor (②, a,b,c). .	142
VI.13	Évolution temporelle de l'amplitude de vorticité au niveau de la sonde (a) et son signal dans le domaine fréquentiel (b) (Robin <i>et al.</i> , 2019).	143
VI.14	évolution temporelle de la vitesse angulaire du rotor pour une pale propre (rouge,#1), une colonisation sur l'intrados (noir,#4.1) et sur l'extrados (bleu,#3).	144
VI.15	évolution temporelle de la vitesse angulaire pour le cas colonisé sur l'intrados avec (ligne bleue, #4.2) et sans (ligne rouge, #4.1) prendre en compte la masse supplémentaire (a). Un zoom sur la courbe est réalisé pour montrer le déphasage (b) (modifié d'après Robin <i>et al.</i> (2019)).	145
VII.1	Répartition idéale des zones résolues par OpenFoam (en rouge) et Dorothy (en bleu) autour d'une pale (en noir).	151
VII.2	Répartition des zones du domaine de calcul résolues par OpenFoam (en rouge) et Dorothy (en bleu) dans le système couplé. La zone tampon (Buffer zone) est encadrée en noir (Robin <i>et al.</i> , 2021d) . .	152
VII.3	Informations échangées entre OpenFoam (en rouge) et Dorothy (en bleu) au pas de temps de couplage ΔT_C (Robin <i>et al.</i> , 2021d). . . .	153
VII.4	Positions des particules (points bleus) dans Dorothy placé sur le maillage d'OpenFoam (quadrillage noir)(Robin <i>et al.</i> , 2021d). . . .	155
VII.5	Schéma d'interpolation des données issues de Dorothy (points bleus) sur le maillage d'OpenFoam (grille noire). Les données fournies par l'outil de post-traitement de Dorothy sont représentées par la grille bleue (Robin <i>et al.</i> , 2021d).	155

VII.6	Schéma fonctionnel de la méthode de couplage développée. Les parties propres à OpenFoam (encadré rouge), à Dorothy (encadré bleu) et au code de couplage (encadré noir) y sont représentées. (Robin <i>et al.</i> , 2021d).	156
VII.7	Sillage de l’HAH dans Dorothy (a) dont la position dans le domaine OpenFoam (b) est identifiée par un rectangle vert. Les vorticités anormales sont entourées en rouge et un zoom sur leur origine est réalisé (carré rouge, (c))	157
VII.8	Comparaison de l’amplitude des vorticités extraites d’OpenFoam (a) avec celle reconstruite par les outils de post-traitement de Dorothy à l’instant où le plan est ajouté (b) (Robin <i>et al.</i> , 2021d). .	158
VII.9	Coupe de l’intensité de vitesse et de vortacité dans du plan XY dans OpenFoam (a) et Dorothy (b)(Robin <i>et al.</i> , 2021d).	159
VII.10	Coupe de d’intensité de la vortacité dans le plan XY dans OpenFoam (a) et Dorothy (b) avec une extraction tridimensionnelle.	160

Liste des tableaux

III.1	Valeurs des constantes par défaut du modèle k- ϵ	76
III.2	Valeurs des constantes par défaut du modèle k- ϵ	76
III.3	Valeurs des constantes par défaut du modèle LES Smagorinsky avec une fermeture sur l'énergie cinétique	81
IV.1	Paramètres physiques appliqués au cas d'écoulement rectiligne uniforme.	86
IV.2	Différences relatives des coefficients C_n et C_D en fonction de l'angle d'incidence du fluide. La valeur expérimentale de ces coefficients à 14° est estimée à l'aide d'une régression linéaire.	94
V.1	Tableau des paramètres physiques utilisés pour la turbine d'IFREMER-LOMC	107
V.2	Pas d'espace en x (Δ_x) en fonction des niveaux de raffinement. . .	109
V.3	Résumé des cas pour la HAH, présentant successivement le nom du cas, le niveau de raffinement du maillage au niveau des pales et dans le sillage, la présence de moyeu ou non et le nombre de nœuds de calcul (Nb). Le temps physique calculé (T_{phy}) et le temps de calcul correspondant (T_{proc}) sont également donnés.	110
V.4	Tableau récapitulatif des valeurs convergées du C_P pour les différents niveaux de raffinement autour des pales. La différence relative est calculée par rapport au cas #2.4 (Robin <i>et al.</i> , 2021b) .	116
V.5	Même légende que pour le Tableau V.4 mais pour le coefficient de trainée	116
V.6	Valeur des coefficients de puissance (C_P et C_P^*) et de trainée (C_D et C_D^*) de cas #2.4 et de leur différence relative avec les données expérimentales.	119

VI.1	Liste des paramètres physiques utilisés pour la turbine du LEGI .	131
VI.2	Longueurs caractéristiques des cellules en fonction de leur niveau de raffinement pour la HAV.	133
VI.3	Valeurs expérimentales et numériques des coefficients de puissance (C_P) et de trainée (C_D). La dernière colonne est la différence relative des résultats numériques par rapport aux résultats expérimentaux .	135
VI.4	Paramètres des différentes simulations incluant, le type de rotation, la masse de la turbine, la localisation du biofouling, le niveau de raffinement du maillage autour des pales et le nombre de nœuds de calculs. Le temps physique calculé (T_{phy}) et le temps de calcul correspondant (T_{proc}) sont également donnés.	137
VI.5	Le temps physique calculé (T_{phy}) et le temps de calcul correspondant (T_{proc}) pour chaque cas.	137
VI.6	Caractéristiques des différentes simulations sur l'hydrolienne d'IFREMER-LOMC : type de rotation et masse de la turbine . . .	138

Nomenclature

Symbole	Nom	Unité
λ	Tip Speed Ratio (TSR)	-
ω_R	Vitesse de rotation du rotor	rad.s ⁻¹
R	Rayon de l'hydrolienne	m
U_∞	Vitesse moyenne de l'écoulement	m.s ⁻¹
C_P	Coefficient de puissance	-
P	Puissance	W
ρ	Masse volumique du fluide	kg.m ⁻³
S	Surface balayée par les pales	m ²
C_{pression}	Coefficient de pression	-
q	Pression dynamique	Pa
p	Pression totale s'appliquant sur le rotor	Pa
p_∞	Pression de l'écoulement à l'infini	Pa
C_D	Coefficient de traînée	-
F_{pression}	Forces de pressions	kg.m.s ⁻²
$F_{\text{frottement}}$	Forces de frottement	kg.m.s ⁻²
F_D	Force de traînée	kg.m.s ⁻²
F_L	Force de portance	kg.m.s ⁻²
C_L	Coefficient de portance	-
U	Vecteur vitesse	-
X	Vecteur position	-
{ }*ou{ }+	variable adimensionnée	-
L	Longueur caractéristique	m
ω	Vorticité	s ⁻¹
S_{ij}	Partie symétrique du tenseur des déformations	-
Ω_{ij}	Tenseur des rotations	-
Q	Critère Q	s ⁻¹
h	Hauteur des rugosités	m
Re	Nombre de Reynolds	-
a	Facteur d'induction axial	-
V_d	Vitesse de l'écoulement au niveau de la turbine	m.s ⁻¹
V_{am}	Vitesse de l'écoulement en amont du rotor	m.s ⁻¹
V_{av}	Vitesse de l'écoulement en aval du rotor	m.s ⁻¹
V	Volume	m ³
D_φ	Coefficient de diffusion	-
S_φ	Terme source	-
t	Temps	s
c	Corde des profils de pale	m
C_T	Coefficient de poussée	-
h+	Hauteur adimensionnée des rugosités	-
n_i	Vecteur normaux dans la direction i	-

LISTE DES TABLEAUX

Symbole	Nom	Unité
τ_ω	Contrainte de cisaillement	Pa
k	Énergie cinétique du fluide	$\text{kg.m}^2.\text{s}^{-2}$
U_c	Vitesse du fluide dans la cellule la plus proche de la paroi	m.s^{-1}
U_ω	Vitesse du fluide à la paroi	m.s^{-1}
F et f	Forces extérieures	kg.m.s^{-2}
ν	Viscosité dynamique	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
C_o	Nombre de courant	-
g	Accélération	m.s^{-2}
ε	Taux de dissipation turbulente	-
ν_t	Viscosité dynamique turbulente	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
d	distance à la paroi	m
ν_{sgs}	Viscosité sous-maille	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
Δ_x	Longueur caractéristique d'une cellule de calcul	m
N_o	Nombre d'onde	m^{-1}
Ma	Nombre de Mach	-
e	Épaisseur	m
L_λ	Longueur d'onde	m
I_∞	Taux d'intensité turbulente	-
D	Diamètre du rotor	m
ρ_s	Masse volumique de la structure	kg.m^{-3}
Ω	Intensité vorticelle	s^{-1}
ΔT_C	Pas de temps de couplage	s
ΔX	Épaisseur de la zone tampon	m

Liste des acronymes

Acronyme	Nom complet
ADCP	Acoustic Doppler Current Profiler
ADEME	Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Énergie
ADM	Actuator Disk Method
ALM	Actuator Line Method
AMI	Arbitrary Mesh Interface
BEM	Blade Element Method
CFD	Computational Fluid Dynamics
DMEC	Dutch Marine Energy Center
DNS	Direct Navier-Stokes Simulation
EAST	Experimental Advanced Superconducting Tokamak
EMR	Énergie Marine Renouvelable
ENR	Énergie Renouvelable
FFT	Fast Fourier Transform
FNS	Full Navier-Stokes
GES	Gas à Effet de Serre
GIEC	Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat
HAH	Hydrolienne à Axe Horizontal
HAV	Hydrolienne à Axe Vertical
HBOI	Harbor Branch Oceanographic Institution
IFREMER	Institut Français de Recherche pour L'Exploitation en Mer
LEGI	Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels
LES	Large Eddy Simulation
LDV	Laser Doppler Velocimeter
LLT	Lifting Line Theory
NIF	National Ignition Facility
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RRF	Rotating Reference Frame
SHOM	Service Hydrographique et Océanographique de la Marine
SMM	Sliding Mesh Model
TAH	Turbine à Axe Horizontal
TAV	Turbine à Axe Vertical
TBT	Tributylétain
TSR	Tip Speed Ratio

Chapitre I

Introduction générale

I.1 Contexte de la thèse

Dans le cadre des accords de Paris, signés par 195 états et ratifiés par 189 d'entre eux en 2016, la lutte contre le réchauffement climatique est devenue un enjeu important de la politique des pays à moyen terme. Le but de l'Union Européenne est la neutralité climatique d'ici 2050 pour atteindre les objectifs fixés par le Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC) de limiter le réchauffement climatique à 1,5°C d'ici 2100 par rapport aux températures relevées en 1880. Pour ce faire, elle vise le verdissage et la décarbonation de l'énergie. Le premier principe consiste à privilégier ou remplacer les activités polluantes par de nouvelles plus respectueuses de l'environnement. Bien qu'il puisse sembler être une bonne solution, le verdissage de l'énergie n'entraîne pas forcément la réduction de l'impact humain sur l'atmosphère. Une entreprise qui réalise des actions vertes peut continuer à émettre du CO₂ sans restriction supplémentaire. Le second principe (décarbonation) a pour objectif direct de réduire les quantités de gaz à effet de serre (GES) émises par l'homme et responsables à 95% du dérèglement climatique d'après le GIEC (2019). La réduction de la consommation, aussi appelée "sobriété énergétique" est la manière la plus efficace de réduire les émissions de gaz à effet de serre. En revanche, la réduction trop brutale de la consommation en énergie pourrait fortement impacter la croissance et l'économie mondiale (Bayramoğlu et Yildirim, 2017). Pour atteindre ces objectifs en limitant les impacts économiques, les stratégies s'orientent plus vers un remplacement progressif des énergies carbonées par les renouvelables (ENRs) que vers leur simple abandon.

Si l'énergie de fission nucléaire constitue une bonne solution de transition malgré ses dangers (explosion, traitement et stockage des déchets,...), les réserves mondiales restent limitées. Elle ne peut donc pas satisfaire les besoins à long terme de l'humanité. La fusion reste, elle, au stade de recherche avec trois projets majeurs à l'échelle mondiale : le NIF (National Ignition Facility) aux États-Unis, EAST (Experimental Advanced Superconducting Tokamak) en Chine et ITER en France (Projet international). Aucun de ces projets n'a montré jusqu'alors une viabilité réelle de cette énergie. Ainsi, les énergies renouvelables semblent être la solution la plus adaptée à la transition énergétique en considérant les technologies actuelles.

L'analyse de la répartition des énergies renouvelables en France montre une dominance des énergies terrestres (Service des Données Statistiques, 2020) : biomasse (37,1%), hydraulique (18%), biocarburants (9,6%) et éolien (10,8%)... Ces technologies sont plus matures, car utilisées depuis plus longtemps. Elles souffrent toutefois de certaines résistances et limitations. L'éolien, par exemple, est critiqué pour son impact sonore et visuel. Ainsi, les industriels se tournent peu à peu vers les Énergies Marines Renouvelables (EMRs) qui représentent moins de 1% des sources en énergies françaises (Fig. I.1). Les investissements dans cette branche des énergies renouvelables se voient progresser à 1,2 milliard d'euros en 2019 contre 800 millions en 2016 (Observatoire des Énergies de la Mer, 2020). D'après le Syndicat des Énergies Renouvelables (2020), les emplois temps-pleins liés à l'éolien en mer devraient passer de 3000 à 20 000 d'ici 2030.

L'éolien en mer et l'énergie marémotrice sont, à ce jour, les technologies les mieux connues dans la filière EMR car elles reposent toutes les deux sur des systèmes équivalents terrestres (éolien terrestre et barrages hydroélectriques). À ce jour, on peut identifier quatre technologies majeures émergentes dans le domaine des EMRs.

L'énergie osmotique est la moins connue à ce jour. Elle utilise la différence de salinité de l'eau pour générer un effort sur une membrane et récupérer de l'énergie. Ce type d'installation serait donc placé proche des estuaires où l'eau douce jaillit des fleuves pour se jeter dans la mer. La viabilité de ces systèmes n'est pas encore prouvée, mais le potentiel mondial d'une telle énergie avoisinerait les 7 EJ/an. **L'énergie thermique des mers** s'appuie sur la différence de densité entre les eaux profondes, peu réchauffées par le soleil et donc plus denses, et les eaux de surface plus chaudes. Les centrales utiliseraient donc des machines thermodynamiques pour faire tourner des turbines et produire de

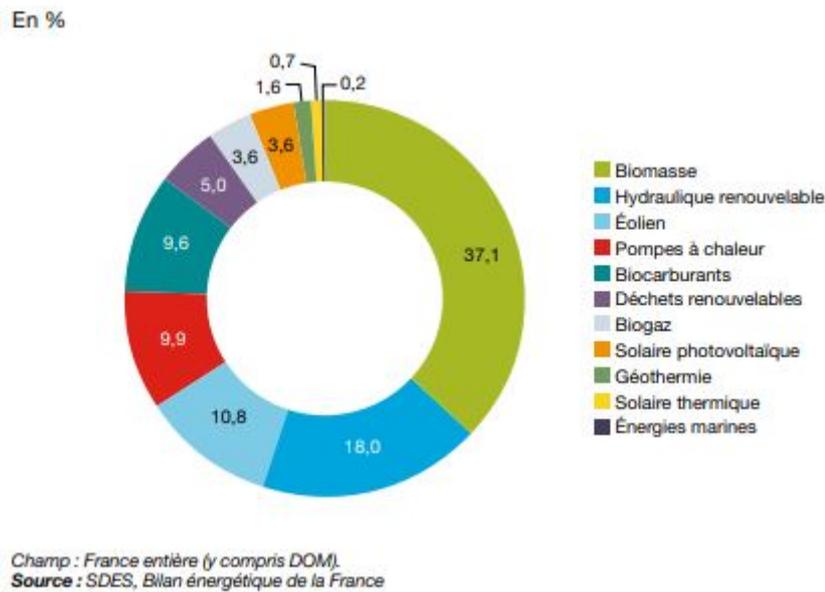


FIGURE I.1 – Répartition des sources d'énergie renouvelables en France en 2019 d'après le Service des Données Statistiques (2020)

l'électricité. Elles seraient déployables dans les zones chaudes de la planète avec une bathymétrie élevée. Pelc et Fujita (2002) évaluent leur potentiel mondial à 300 EJ/an. **L'énergie houlomotrice** récupère l'énergie des vagues pour la transformer en électricité. À ce jour, plusieurs systèmes de transformation de l'énergie sont étudiés. La chaîne flottante articulée, le capteur de pression immergé et la colonne à oscillation verticale utilisent les différences de potentiel entre le creux et les pics des vagues tandis que la paroi oscillante immergée et le piège à déferlement en récupère l'énergie orbitale. Le potentiel de l'énergie houlomotrice est évalué à 20 EJ/an. Elle a pour avantage sa grande disponibilité dans le monde entier. Elle est limitée par : i) sa résistance aux événements extrêmes, ii) la difficulté de raccordement qu'elle impose pour les faibles puissances produites, iii) son ancrage et sa résistance à long terme à l'environnement marin. Enfin **l'énergie des courants (hydrolienne)**, est la plus mature derrière la technologie éolienne car leur fonctionnement est proche. Elle souffre toutefois de limitations techniques et économiques qui semblent restreindre son potentiel global à 3,6 EJ/an (Hoogwijk et Graus, 2008). Il est ici important de souligner que les études de potentiel à l'échelle globale ne prennent pas les mêmes hypothèses pour les différentes technologies. En effet, comme elles ne sont pas toutes à l'étape industrielle, il est difficile de les comparer efficacement. Le Centre Néerlandais de l'Énergie Marine (DMEC) a évalué qu'en Europe, seuls la France et l'Angleterre avaient un potentiel suffisant pour s'y intéresser avec respectivement 4 GW

et 10 GW. Le site du Raz Blanchard (Normandie, France), constitue à lui seul plus de la moitié du potentiel d'énergie hydrolienne avec des estimations autour de 2,5 GW. Les autres sites importants sont ceux de Paimpol-Bréhat et de la Passe du Fromveur en Bretagne.

L'avantage primordial des hydroliennes sur les autres énergies renouvelables est sa prédictibilité. En effet, les courants dans les zones d'implantation sont bien connus et facilement modélisables. De ce fait, il devient relativement aisé d'évaluer la production des fermes hydroliennes dans le temps. Cette particularité est un atout majeur pour la diversification de l'énergie et l'implantation des hydroliennes dans les modèles de "smart grid" (réseaux électriques intelligents). On pourrait ajouter à cela le facteur de charge plus élevé par rapport autres énergies renouvelables (autour de 50% contre 33% pour l'éolien). Celui-ci représente le rapport de l'énergie produite pendant un temps donné par la machine sur celle qu'elle aurait produite sur la même période aux conditions nominales (idéales) de fonctionnement. L'hydrolien s'affranchit également des problématiques liées au bruit. Seules certaines espèces semblent pouvoir être impactées par les sons générés par les hydroliennes : les marsouins et les lieux (Lossent *et al.*, 2016). Du fait qu'elles soient loin des côtes et sous la surface de l'eau, les hydroliennes ne peuvent pas induire d'effet stroboscopique sur les riverains avoisinants. Elles pourraient même favoriser l'effet récif et permettre la prolifération de certaines espèces comme sur les mâts d'éoliennes (Raoux *et al.*, 2017). Le dernier avantage, non négligeable, des hydroliennes, est la densité énergétique. La masse volumique de l'eau de mer est d'environ 1027 kg.m^{-3} contre $1,3 \text{ kg.m}^{-3}$ pour l'air. Ainsi, il faut des hydroliennes beaucoup plus petites (3 à 4 fois) pour produire la même puissance qu'une éolienne.

La rentabilité économique est un facteur important du développement d'une énergie. L'environnement marin dans lequel sont placées les hydroliennes apporte son lot de nouvelles problématiques, il est connu pour être mauvais pour les systèmes mécaniques à cause de la corrosion par l'eau de mer et par la présence d'espèces sessiles qui détériorent les surfaces (cf. Section II.1). On peut également noter que les hydroliennes sont soumises à des efforts mécaniques importants générés par la turbulence ambiante et de sillage, ce qui augmente leur fatigue mécanique. Des opérations de maintenance sont donc à prévoir pour conserver des performances optimales et augmenter la durée de vie des machines. Ces opérations représentent un coût non négligeable car dans la plupart des cas, elles

nécessitent souvent la récupération complète du dispositif immergé ou l'intervention de plongeurs (sauf dans le cas où elles sont fixées à un mât). Le raccordement électrique des parcs hydroliens au réseau soulève également des questions techniques et technologiques. Les câbles devront être enfouis ce qui nécessite une bonne connaissance des fonds marins et à une grande prudence quant aux impacts de tels chantiers sur la faune et la flore locale. On notera, que ces problématiques se posent également pour l'éolien en mer et que les hydroliennes profiteront des solutions proposées dans ce domaine. L'ADEME (Agence de la Transition Écologique) estime enfin que même avec un développement industriel, le coût de l'énergie hydrolienne aujourd'hui compris entre 150 €/MWh et 507 €/MWh, ne devrait pas passer en dessous des 120 €/MWh.

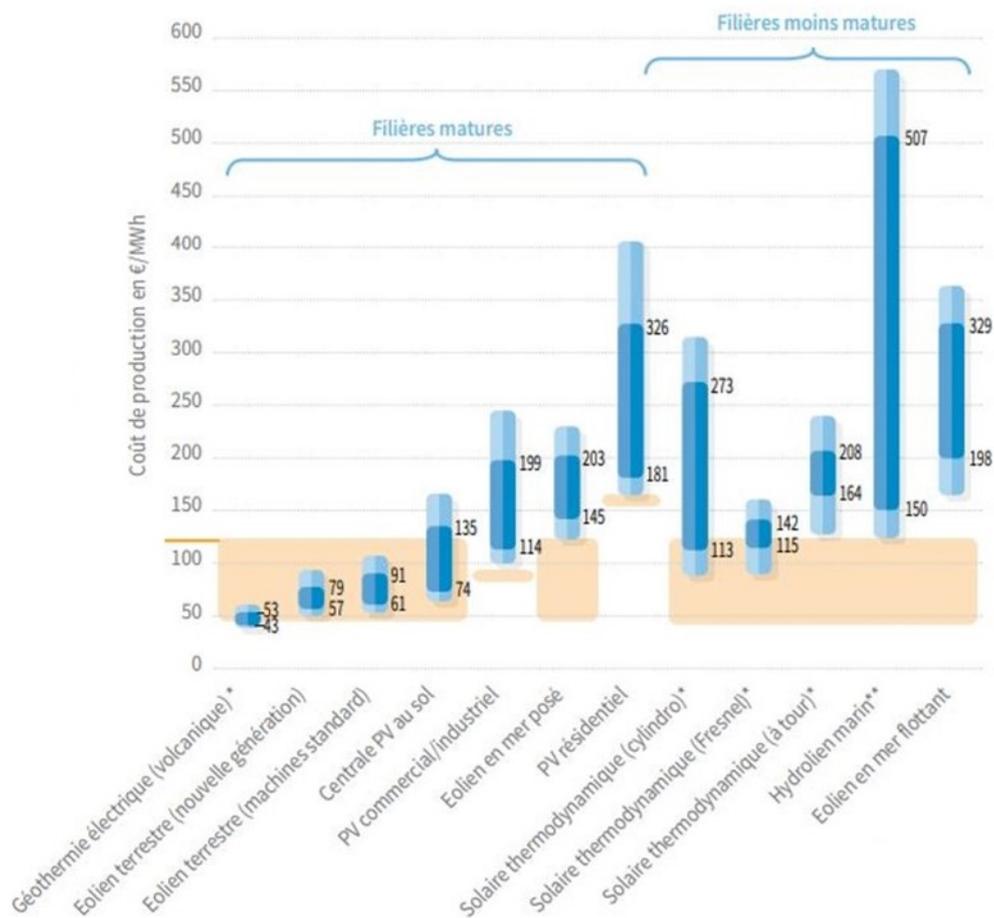


FIGURE I.2 – Prix des énergies renouvelables d'après l'ADEME. [<https://www.ademe.fr/couts-energies-renouvelables-recuperation-france>]

Deux grandes familles de turbines sont présentes au sein des technologies hydroliennes. Les turbines à axe horizontal (TAH) qui tournent autour d'un axe parallèle au sol (Fig I.3) se répartissent en deux sous-familles : l'une inspirée de la filière de l'éolien de puissance,

les turbines avec moyeu central, l'autre développée spécifiquement pour la technologie hydrolienne, les turbines à centre ouvert. Les premières comptent un nombre de pales limité (2 ou 3 selon les projets) et sont implantées soit sur un mat (Atlantis) soit sous une plateforme flottante (Scotrenewables). Les secondes sont composées de plus d'une dizaine de pales, beaucoup plus petites fixées à un carénage circulaire. Les hydroliennes à axe horizontal sont celles qui sont le plus proche de la phase commerciale car elles montrent de très bonnes performances dans les écoulements bi-directionnels et alternatifs comme ceux rencontrés dans les mers à marée. Toutefois, une faible variation horizontale dans la direction du courant (qui normalement n'est pas censée se produire) peut grandement affecter leur production.



FIGURE I.3 – Démonstrateurs d'hydroliennes à axe horizontal avec (figure de gauche) et sans (figure de droite) moyeu central. Le premier est fixé à un mat tandis que le second est posé au fond de l'eau.

Ce n'est pas le cas de la deuxième grande famille d'hydroliennes, les turbines à axe vertical (TAV) (Fig. I.4). En effet, celles-ci ne sont pas affectées par les changements horizontaux de direction du courant, excepté dans le cas des turbines à axe vertical carénées comme les hydroliennes d'HydroQuest. Elles ont toutefois l'inconvénient d'avoir des rendements plus faibles que les TAH. Les turbulences émises par la pale en amont et par le mât central interagissent avec les pales en aval et affectent la production d'énergie. Les TAV sont plus souvent utilisées dans les lieux où l'espace manque ou pour la petite puissance (comme sur les toits des immeubles dans le cas des éoliennes). Elles fonctionnent pour des vitesses d'écoulement plus faibles et occupent moins de place. Elles restent donc minoritaires pour l'espace maritime mais sont privilégiées pour la récupération d'énergie fluviale.

Bien qu'ils ne dépassent pas encore le stade du prototype, il existe un certain nombre

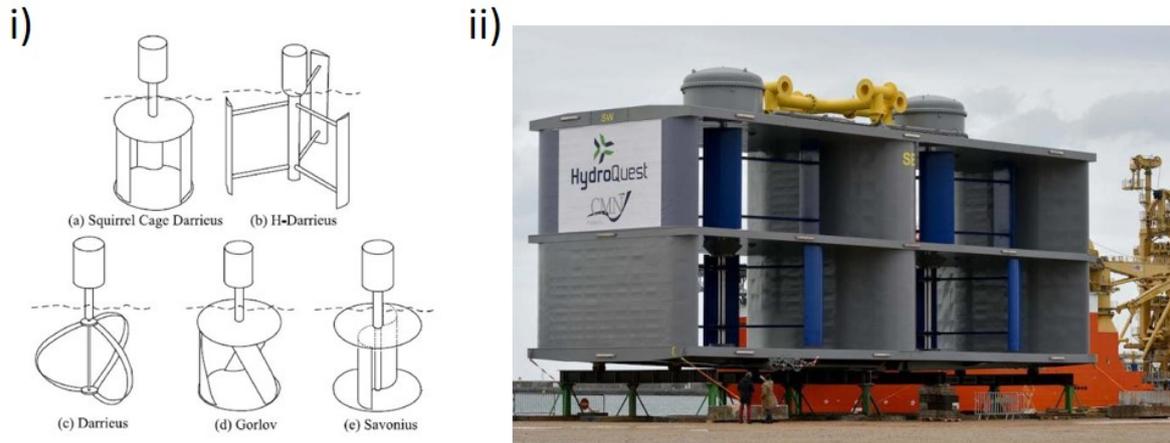


FIGURE I.4 – Différentes géométries de turbines à axe vertical ((i), d'après Khan *et al.* (2009)) et hydrolienne HydroQuest carénée ((ii), photographie de Jean Lavalley.

de projets alternatifs qui méritent d'être cités. Les hydroliennes à flux transverse sont positionnées de manière à avoir leur axe de rotation perpendiculaire à l'écoulement. A l'instar des turbines de type Savonius, elles exploitent plus les effets de trainée que de portance. Parmi les méthodes innovantes, on trouve également les pales oscillantes, qui utilisent les effets de portance et un système mécanique complexe pour se déplacer alternativement d'un point haut à un point bas et ainsi générer un courant électrique. Enfin, plusieurs projets proposent des solutions de type vis d'Archimède, qui ont l'avantage d'avoir une durée de vie comprise entre 20 et 40 ans, et d'autres de type cerf-volant à marée proposés par les sociétés *Mitsubishi* et *Minesto*. La Fig. I.5 montre les différents prototypes et l'état d'avancement des technologies.

La première hydrolienne à taille réelle installée en mer est celle de *Marine Current Turbines Ltd* avec le projet *Seaflow* en 2003. Avec une puissance nominale de 300 kW, la turbine est placée sur une nacelle submersible guidée par un mât de 2,1 m de diamètre et 242,5 m de haut. Située au large d'Exmoor au Royaume-Uni, l'hydrolienne est plongée dans un courant de marée bi-directionnel atteignant jusqu'à $2,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Le système ne fonctionne que dans un sens, ce qui limite beaucoup sa production potentielle à long terme, bien qu'il n'ait jamais été raccordé au réseau. À la même période, le projet *E-Tide* présente son démonstrateur construit par *Hammerfest Strom*. Cette fois, l'hydrolienne est posée au fond de l'eau et possède un système permettant l'orientation des pales en les faisant tourner autour de leur propre axe. La puissance développée par la machine équivaut à celle du projet *SeaFlow*. Dans la continuation de

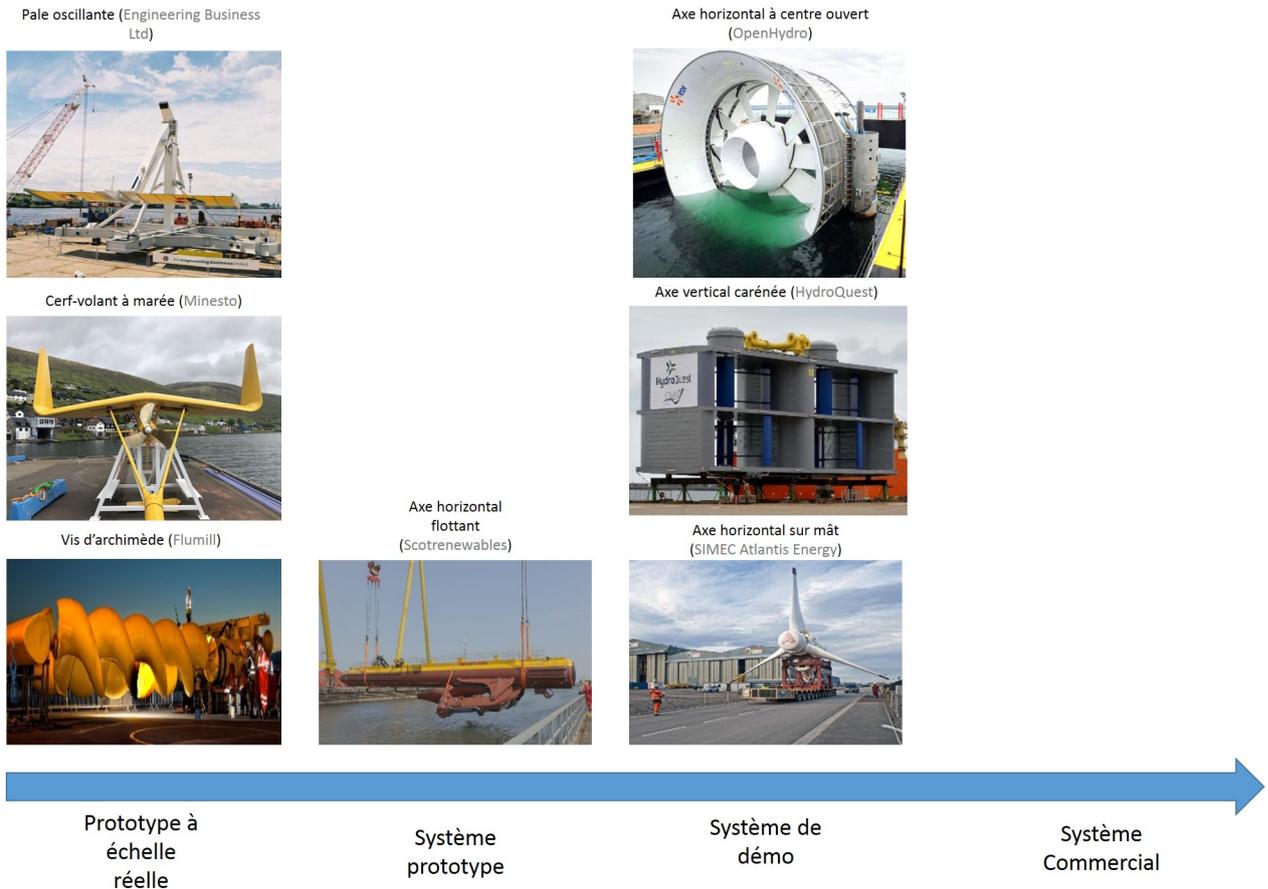


FIGURE I.5 – État de maturité des différentes technologies hydroliennes. Selon les données du rapport technique de l'ADEME (2018), et mis à jour selon les avancées technologiques. Les images proviennent des sites internet des projets respectifs.

ce dernier, l'hydrolienne Seagen remplace l'ancien modèle sur le mât par une double turbine en 2008. En France, Sabella installe en 2015 un rotor de 10 m de diamètre dans le passage du Fromveur en Bretagne. Sa taille et son emplacement lui permettent d'atteindre une puissance nominale de 1MW. Plus récemment encore, la première hydrolienne grande puissance française est construite par OpenHydro, une filiale de Naval Energy. Il s'agit d'une modèle à centre ouvert visant également une puissance de 0,5 MW. Les démonstrateurs, posés en Baie de Saint-Brieuc, sont remontés en 2017 en raison de l'abandon du projet par Naval Group. Ce n'est qu'en mai 2021, que le groupe HydroQuest déclarera, après 2 ans de tests sur ses prototypes, la reprise de la ferme pilote d'EDF renouvelable. En parallèle, Normandie Hydrolienne a récupéré la concession d'ENGIE en 2020 pour l'installation d'une ferme pilote dans le Raz Blanchard. Quatre hydroliennes Simec Atlantis Energy devront ainsi être implantées. Deux projets de fermes hydroliennes pilotes (un porté par HydroQuest Energie et un

porté par Normandie Hydrolienne) sont en cours d'examen à l'ADEME pour financement.

Si beaucoup de projets ont émergés et peu finissent par se concrétiser, c'est surtout à cause des forts coûts imposés par la technologie hydrolienne. Les multiples prototypes et démonstrateurs à travers le monde, ont montré une viabilité de cette énergie, surtout à court terme (≤ 2 ans). À plus long terme, les hydroliennes immergées sont soumises à des contraintes biologiques, chimiques et mécaniques très peu étudiées jusqu'alors et les prévisions de rentabilité reposent sur un fonctionnement moyen relativement bon des machines. Avant de réaliser des investissements plus importants, les industriels ont besoin de diminuer le coût de l'énergie hydrolienne en optimisant les coûts de maintenance sur la durée de vie totale des hydroliennes (20 ans). C'est dans ce cadre que se situe ces travaux : au cours du temps, les surfaces immergées en espace naturel sont peu à peu colonisées par des organismes vivants comme présenté sur la Fig. I.6. On appelle ce phénomène le biofouling ou encrassement biologique. Il est donc pertinent de s'intéresser aux interactions possibles entre les espèces biologiques sessiles et les hydroliennes. Le projet *OIST Wave Energy* montre, par exemple, que la simple présence d'algues sur le rotor peut dégrader le voltage produit par une petite hydrolienne de 33% (le faisant passer de 300 V à 200 V).

Pour le Raz Blanchard, les hydroliennes seraient placées trop profondément pour voir le développement de ce type d'encrassement. Les algues ne seront donc pas considérées dans ce travail et nous nous focaliserons sur deux espèces sessiles de grosses tailles (relativement aux autres espèces animales), les balanes *Balanus crenatus* et les moules bleues *Mytilus edulis* (Fig. I.7).

Ainsi, tout au long de cette thèse nous essaierons de répondre aux questions scientifiques suivantes :

- Comment décrire et quantifier les phénomènes physiques provoqué par le biofouling sur les hydroliennes ?
- Quels sont les paramètres principaux jouant un rôle dans l'impact du biofouling sur les performances ou le sillage des hydroliennes ?
- Comment modéliser efficacement l'encrassement biologique pour pouvoir tester un grand nombre d'implantations ?
- Quel est l'impact du biofouling sur les performances hydrodynamiques des hydroliennes ?



FIGURE I.6 – Hydrolienne à centre ouvert à axe horizontal après trois ans d’immersion dans la réserve naturelle de Race Rocks en Colombie-Britannique (Canada). D’après le site officiel de RaceRocks.

a)



b)



FIGURE I.7 – Photos d’une *Mytilus edulis* (a) et d’une *Balanus crenatus* (b). Photos tirées respectivement des sites www.msc.org/ et fr.wikipedia.org/.

- Comment le biofouling modifie-t-il leur sillage ?
- Dans quelle mesure la masse des espèce colonisatrices affecte la production électrique des hydroliennes ?

Afin de répondre à ces questions, la thèse est divisée en huit chapitres : le Chapitre II, constitue un état de l’art des recherches passées et actuelles relatives à l’encrassement biologique et son impact sur les performances hydrodynamiques et le sillage dans un écoulement. Le site d’étude du Raz Blanchard ainsi que les différentes méthodes de simulations numériques y sont également abordées. Le Chapitre III, détaille la

méthodologie et les outils numériques utilisés au cours de cette thèse. Dans le Chapitre IV, l'impact d'une balane fixée sur une pale dans un écoulement rectiligne uniforme est investigué. Ensuite, un cas de biofouling réaliste sur un rotor complet est testé dans le Chapitre V. Les problématiques dynamiques du biofouling (ie. notamment celles liées à la variation de masse induite par l'encrassement) sont soulevées dans le Chapitre VI où un modèle innovant d'interaction fluide structure est présenté. La rotation de l'hydrolienne est alors induite par le fluide et non forcée par un moteur numérique comme dans les expérimentations en labo. L'intérêt et les limitations d'une telle approche sont ensuite discutés. Le Chapitre VII porte quant à lui sur le couplage du code Eulérien OpenFoam avec Dorothy, un code Lagrangien, dans le but de réduire le temps de calcul. Enfin, les conclusions et perspectives de cette thèse sont dressées et développées dans le Chapitre VIII.

Avant de décrire l'état de l'art, un certain nombre de notions importantes doivent être introduites, en particulier pour étudier les performances et le sillage des hydroliennes.

I.2 Quelques grandeurs physiques importantes

I.2.1 Caractérisation des performances des hydroliennes

I.2.1.1 Coefficient de vitesse en bout de pale

Le coefficient de vitesse en bout de pale ou Tip Speed Ratio (TSR ou λ) est un paramètre essentiel à l'étude des turbines hydroliennes. Il est défini comme le rapport entre la vitesse tangentielle du bout des pales et la vitesse de l'écoulement. Le TSR est donné par :

$$\lambda = \frac{|\omega_{\mathbf{R}}|R}{U_{\infty}}, \quad (\text{I.1})$$

Si le TSR est trop faible, une grande partie du fluide s'écoule sans que son énergie ne puisse être récupérée par le rotor. S'il est trop élevé, les pales sont susceptibles de subir des effets centrifuges ou acoustiques. Pour les plus grandes vitesses de rotation le sillage laissé par une pale peut rencontrer la pale suivante qui en subit les turbulences. Pour une hydrolienne produisant de l'électricité, la vitesse de rotation du rotor est régulée par le système de conversion d'énergie ; le TSR peut donc être modulé à volonté dans les

limites de la physique. Chaque turbine a un λ optimal lié à sa géométrie, mais surtout à son nombre de pales. Plus celui-ci est élevé, plus le TSR optimal est faible, mais moins la zone de fonctionnement est étendue. La Fig. I.8 montre l'évolution du coefficient de puissance d'une éolienne en fonction du TSR pour différents nombres de pales. Aucun schéma équivalent pour les hydroliennes n'a pu être trouvé (faisant intervenir le nombre de pale), mais la forme générale de ce schéma serait respectée. Les TSR de fonctionnement des hydroliennes sont toutefois beaucoup plus faibles (compris entre 2 et 12) à cause de la masse volumique supérieure de l'eau et de la plus forte densité énergétique énoncée dans ce chapitre.

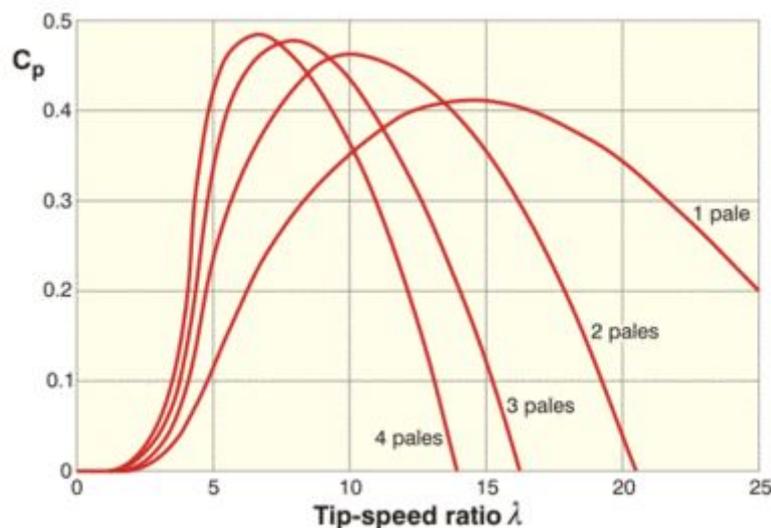


FIGURE I.8 – Coefficient de Puissance (C_p) d'une éolienne en fonction de son Tip Speed Ratio et pour des nombres de pales différents (1 à 4)(<https://energieplus-lesite.be/>).

Dans cette thèse, le terme "point de fonctionnement" fera à référence un couple ω_R/U_∞ menant à un TSR donné.

I.2.1.2 Rendement d'une hydrolienne

Le rendement global d'une hydrolienne dépend de trois facteurs principaux (Fig. I.9) : sa capacité à récupérer l'énergie contenue dans le fluide, à la transmettre mécaniquement à une génératrice qui la convertit en énergie électrique.

Le système mécanique et la génératrice d'une hydrolienne sont dans une structure étanche. Bien qu'il puisse y avoir une modification des rendements liée à l'implantation d'espèces sessiles entre le rotor et le stator de la turbine, dans le cadre de ces travaux, seul

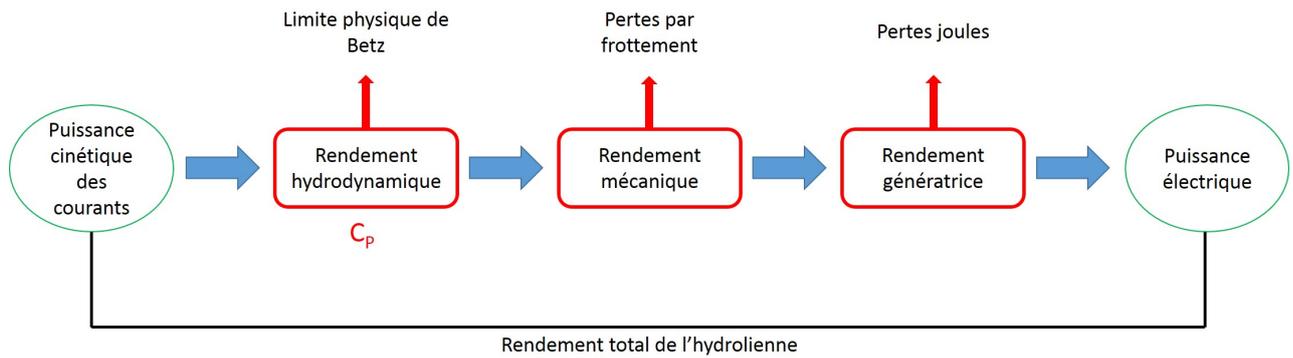


FIGURE I.9 – Schéma explicatif des différents rendements et pertes de puissance d'une hydrolienne

le rendement hydrodynamique sera traité car c'est sur lui qu'influe majoritairement le biofouling. Celui-ci est représenté par le coefficient de puissance C_P qui est défini comme étant le ratio de la puissance récupérée par le rotor sur celle contenue dans le fluide sur la surface (S) balayée par les pales (Eq. (I.2)). C'est donc le C_P qui est borné par limite de Betz égale à $\frac{16}{27}$ impliquant une puissance récupérée d'au maximum 59,3% de la puissance disponible dans le fluide (cf. Chapitre II).

$$C_P = \frac{P_{\text{rotor}}}{P_{\text{Fluide}}} = \frac{P_{\text{rotor}}}{\frac{1}{2}\rho S U_{\infty}^3}, \quad (\text{I.2})$$

où P_{rotor} est la puissance récupérée par le rotor et P_{Fluide} est celle contenue dans le fluide en amont de l'hydrolienne.

A noter que, comme le montre la Fig. I.10, pour une HAH, la surface du rotor vue par le fluide est un disque tandis que c'est un rectangle ou une vesica piscis (forme d'amande) pour une HAV (selon la géométrie du rotor).

I.2.1.3 Efforts sur les pales

Pour calculer la puissance récupérée par une hydrolienne, il faut s'intéresser aux efforts qui s'appliquent dessus. Trois coefficients sont couramment utilisés. Le coefficient de pression (C_{pression}), généralement noté C_p (distingué ici pour éviter les confusion avec le C_P , le coefficient de puissance), se calcule comme :

$$C_{\text{pression}} = \frac{p - p_{\infty}}{q}, \quad (\text{I.3})$$

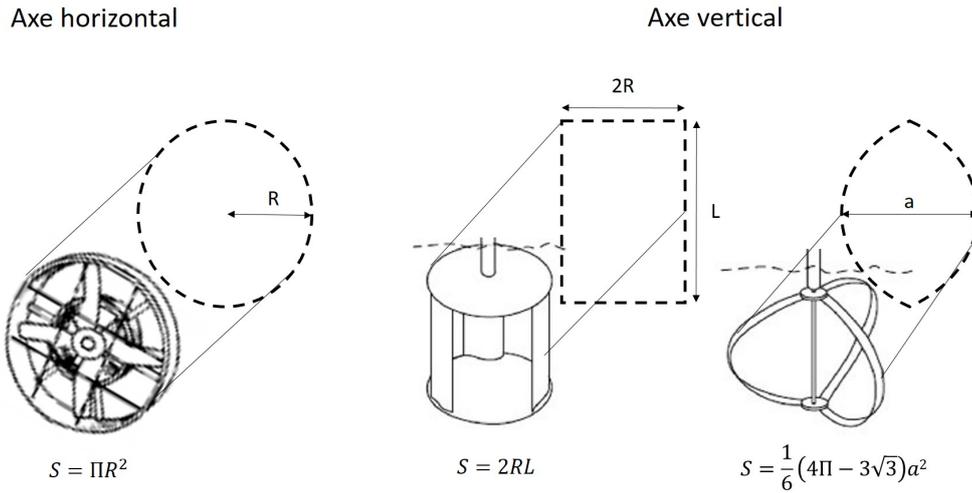


FIGURE I.10 – Différentes surfaces vues par le fluide en fonction du type de rotor : HAH à gauche et HAV au centre et à droite. Adapté des images de turbines de www.mini-eoles.com/.

où $q = \frac{1}{2}\rho U_{\infty}^2$.

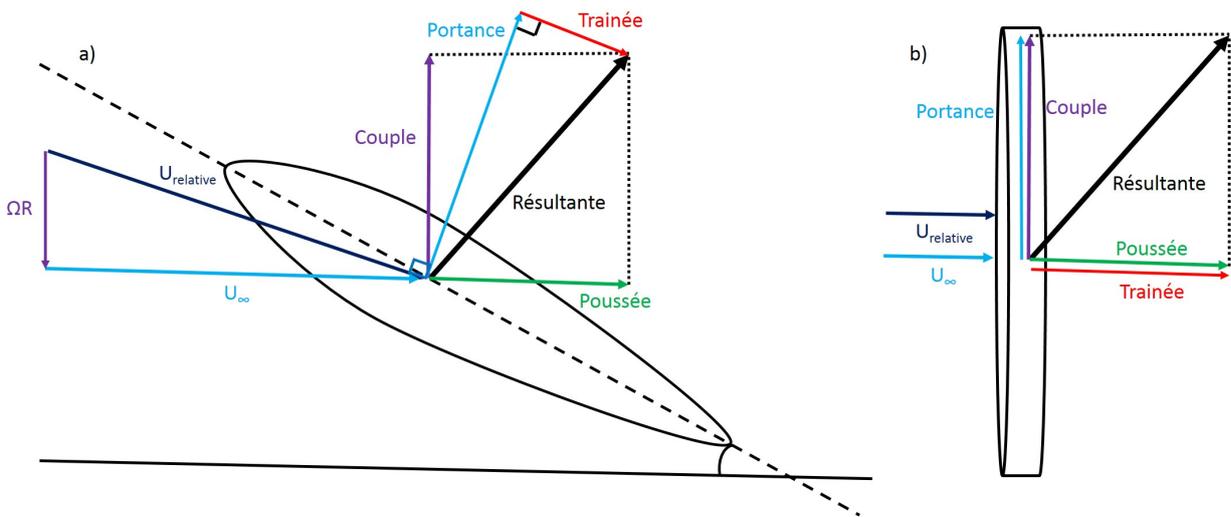


FIGURE I.11 – Forces exercées et agissant sur la structure pour une pale en rotation (a) et un rotor complet (b).

Le coefficient de traînée C_D (aussi noté C_x dans la bibliographie francophone), permet de quantifier la résistance d'une structure dans un écoulement. Celle-ci est peut-être décrite par deux phénomènes physiques. Le premier constitue les effets de frottements visqueux qui dépendent de l'état de surface du solide immergé et de la viscosité du fluide. Le second est dû aux effets de pression, en amont, le fluide exerce une force colinéaire à l'écoulement et à l'aval les boucles de recirculation peuvent générer une composante opposée. On peut écrire :

$$C_D = \frac{F_{\text{pression}|D} + F_{\text{Frottement}|D}}{qS} = \frac{F_D}{qS}, \quad (\text{I.4})$$

où $F_{\text{pression}|D}$, $F_{\text{Frottement}|D}$ et F_D sont respectivement les forces de pression, de frottement et de traînée projetées sur l'axe colinéaire à la vitesse relative de l'objet étudié par rapport au fluide.

La force de traînée F_D est alors définie par :

$$F_D = \frac{1}{2} \rho S C_D U_\infty^2, \quad (\text{I.5})$$

La force de portance F_L est la force générée par le fluide. Elle est d'incidence normale à la vitesse relative du fluide incident (dans le cas d'une pale, c'est la vitesse vue par le profil). Par définition, elle s'écrit :

$$F_L = \frac{1}{2} \rho S C_L U_\infty^2, \quad (\text{I.6})$$

où C_L est le coefficient de portance défini par :

$$C_L = \frac{F_{\text{pression}|L} + F_{\text{Frottement}|L}}{qS} = \frac{F_L}{qS}. \quad (\text{I.7})$$

Les forces de couple et de poussée sont également des projections de la force résultante mais sur les axes normal et colinéaire à l'écoulement. La Fig. I.11 résume les différences entre les différentes forces.

I.2.2 Caractérisation du sillage des hydroliennes

La grandeur physique la plus utilisée pour caractériser le sillage d'une hydrolienne est la vitesse du fluide. Au passage du rotor, le transfert d'énergie du fluide vers la turbine se traduit par un ralentissement de l'écoulement en aval. Le champ de vitesse montre donc un déficit de vitesse sur une longueur de plusieurs diamètres de rotor après la turbine. Une fois cette distance parcourue, le transfert d'énergie devient négligeable et la vitesse du fluide redevient proche de la vitesse de l'écoulement non perturbé. Deux grandeurs représentent donc bien ce sillage : l'intensité du déficit de vitesse dans le sillage et la longueur à laquelle il disparaît. La vitesse peut-être représentée sous deux formes, soit un champ de vitesse 2D dans le sens de l'écoulement, soit un profil de vitesse pris sur la largeur du sillage.

Pour rendre les résultats des différentes expériences comparables, les valeurs de vitesse $\mathbf{U}^* = (u_i/U_\infty, u_j//U_\infty, u_k//U_\infty) = (u^*, v^*, w^*)$ et de position sont adimensionnées tel que $\mathbf{X}^* = (x/L, y/L, z/L) = (x^*, y^*, z^*)$ où L est une grandeur caractéristique de l'essai (corde pour un profil de pale ou un diamètre pour une turbine).

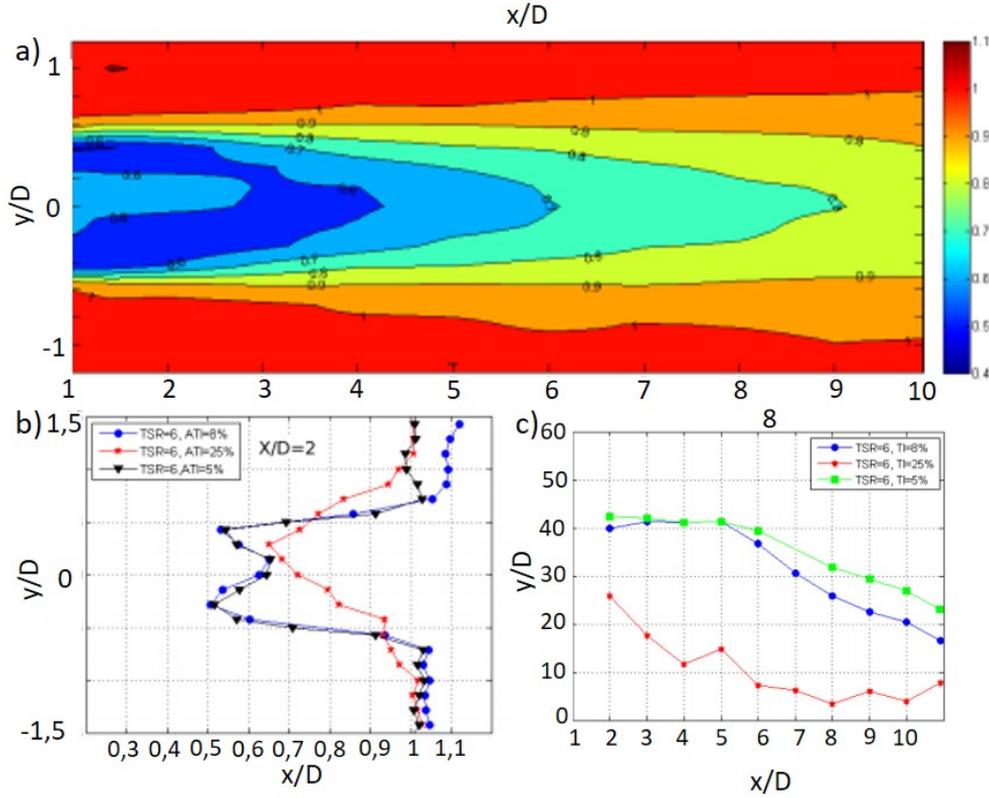


FIGURE I.12 – Méthodes de caractérisation du sillage avec a) le champ de vitesse aval à l'hydrolienne b) un profil de vitesse du fluide à une distance fixée du rotor c) l'évolution du déficit de vitesse en fonction de la distance au rotor. Tiré de Maganga *et al.* (2010).

Deux autres grandeurs permettent de caractériser le sillage : la vorticité et le critère Q . La vorticité est définie comme étant le rotationnel de la vitesse de l'écoulement. Il s'agit d'un champ vectoriel qui a une direction, un sens et une amplitude en chaque point de l'espace. Dans cette thèse, seule la vorticité en coordonnée cartésienne sera donnée :

$$\boldsymbol{\omega} = \text{rot}\mathbf{U} = \vec{\nabla} \wedge \mathbf{U} = \text{curl}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \\ \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \\ \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \end{pmatrix} \quad (\text{I.8})$$

pour une vitesse (u_i, u_j, u_k) et un vecteur position (x_i, x_j, x_k) .

La vorticité est une grandeur qui quantifie la vitesse de rotation locale d'un fluide. Elle

permet ainsi d'identifier les tourbillons et de suivre leur évolution, en particulier dans le sillage. C'est également le but du critère Q , plus complexe, qui met en avant les structures vorticielles cohérentes dans un écoulement. Il est particulièrement utilisé pour traquer les tourbillons de bout de pale générés par les turbines d'hydroliennes. Il est défini par :

$$Q = \frac{1}{2}(\|\Omega_{ij}\|^2 - \|S_{ij}\|^2). \quad (\text{I.9})$$

où S est la partie symétrique du tenseur des déformations défini par $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ et $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$, le tenseur des rotations. Les structures tourbillonnaires sont alors représentées en traçant les iso valeurs de Q (isoQ) (Fig I.13).

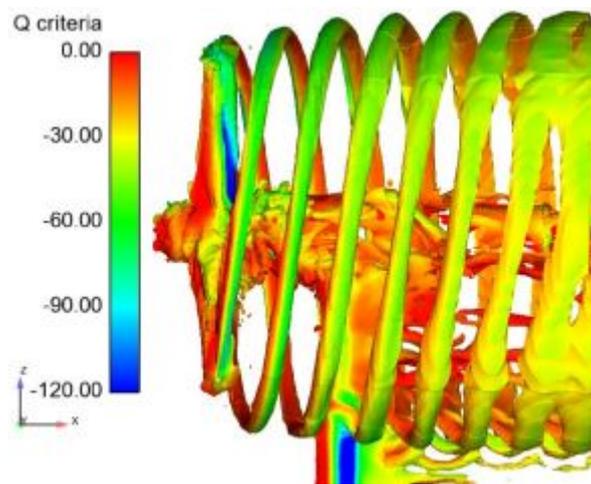


FIGURE I.13 – Structures vorticielles proches du rotor selon Umair *et al.* (2015).



Chapitre II

Etat de l'art

II.1 Caractérisation du biofouling

II.1.1 Processus de formation

Le biofouling (ou encrassement biologique) est un processus de colonisation des structures solides immergées dans l'eau en milieu naturel par des organismes vivants (faune et flore). Son mécanisme est relativement lent (quelques semaines), complexe et comprend plusieurs étapes distinctes. Dès les premières secondes qui suivent l'immersion d'un solide, des particules organiques s'y fixent en utilisant les petites porosités à sa surface. Cette couche primaire à échelle moléculaire (ou couche de conditionnement) constitue un environnement nutritif suffisant pour faciliter l'implantation de bactéries en quelques heures. Une fois installées, elles se multiplient et recouvrent la surface d'une fine couche appelée "biofilm" (Martín-Rodríguez *et al.*, 2015 ; Titah-Benbouzid, 2015). Celle-ci est essentielle au développement d'organismes de plus grandes tailles comme les micro-algues qui servent à leur tour de facilitation pour les larves d'invertébrés sessiles (balanes, moules, etc, ...)(Fig. II.1). En quelques semaines, la taille des espèces biofoulantes peut atteindre jusqu'à 5 cm de hauteur. Le type de biofouling est lié à de nombreux facteurs comme détaillé par Redfield et Deevy (1952) : profondeur, lumière, température de l'eau, salinité, zone géographique, vitesse et composition du support, ... À cause de cet impact multi-factoriel, il est relativement difficile de décorrélérer les différents paramètres en milieu naturel. Toutefois, Dafforn *et al.* (2009) montrent que les espèces sessiles fixées sur un support préfèrent les eaux peu profondes (0,5 m) dynamiques à celles en profondeur.

Holloway et Connell (2002) expliquent ce phénomène par la luminosité plus élevée en eau peu profonde et le renouvellement des nutriments et de l'oxygène grâce à la turbulence générée par les vagues.

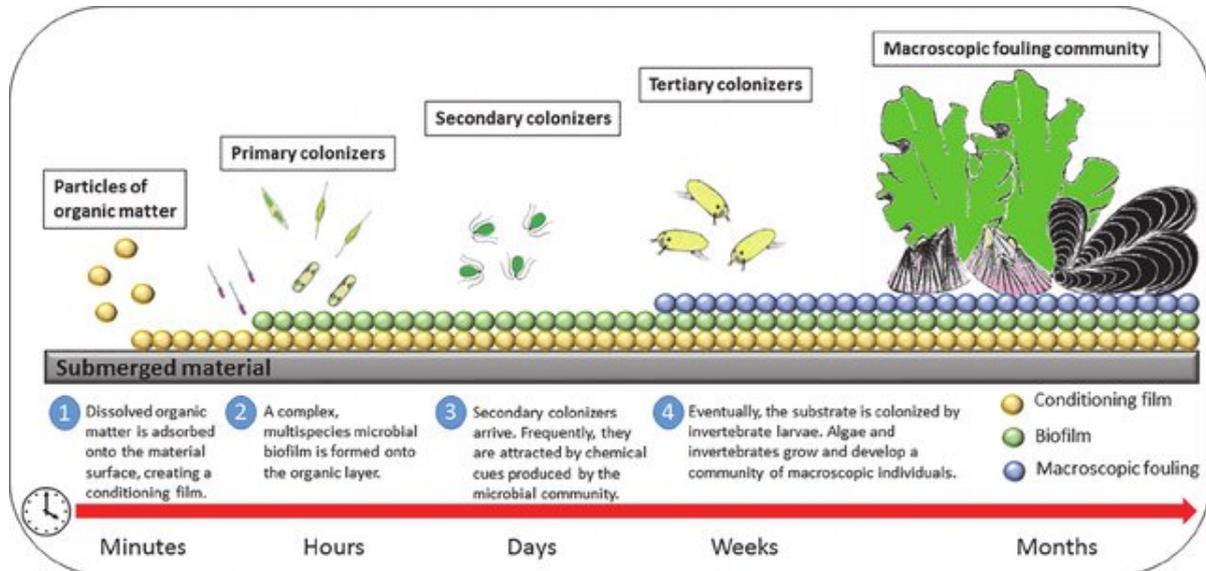


FIGURE II.1 – Schéma représentatif de l'évolution du biofouling au cours du temps (Martín-Rodríguez *et al.*, 2015).

II.1.2 Impacts connus du biofouling

Chaque étape du processus de colonisation impacte d'une certaine façon le solide immergé. De nombreuses bactéries et champignons susceptibles de se développer sur les surfaces immergées produisent des acides biologiques pendant la fermentation du substrat organique. Ceux-ci dégradent le solide et permettent aux micro-organismes de prendre la place des volumes ainsi rongés. Selon les courants et le cycle de vie des espèces le composant, le biofilm finit par se détacher et laisser place à des irrégularités sur la surface. Ce phénomène est appelé "corrosion micro-biologiquement influencée" (MIC). Ses effets à court terme sont plutôt limités, mais leur accumulation peut mener à une fragilisation (par corrosion) du matériau (Beech et Sunner, 2004 ; Videla, 1996) et à une dégradation de ses performances hydrodynamiques. Si le biofouling atteint l'étape de colonisation par des macro-organismes, les effets peuvent être bien plus impactants : à l'échelle de la structure elle-même, l'augmentation importante de la masse peut mener la rupture du matériau (pour les câbles électriques sous-marins par exemple). Shun-Han *et al.* (2017) montrent par simulation numérique que la présence de biofouling sur les câbles des systèmes de

récupération d'énergie des vagues peut provoquer une perte de puissance des installations de 10% ainsi qu'une diminution de la durée de vie par fatigue des câbles de 20%. Les échelles de temps nécessaires pour atteindre une stabilisation des caractéristiques du biofouling varient beaucoup selon les sources. Le rapport de NORSOK (2007) suggère une croissance linéaire du biofouling pendant 2 ans après l'immersion tandis que Tiron *et al.* (2012) montrent plutôt qu'il faut une dizaine d'années aux *Mytilus edulis* (moules) et *Laminaria digitata* (algues) pour stabiliser leur colonisation des câbles. L'implantation d'espèces biofoulantes sur les coques des bateaux est responsable de l'augmentation des effets de friction, ce qui entraîne à une surconsommation énergétiques des navires.



FIGURE II.2 – Biofouling sur la coque d'un bateau (www.wordpress.com).

II.1.3 Les solutions anti-fouling

Les systèmes anti-fouling ont pour objectifs d'empêcher ou de ralentir la colonisation ou le développement d'espèces sur les surface immergées, et de ce fait limiter les effets cités précédemment. Il existe deux grands groupes de systèmes anti-fouling : les systèmes chimiques et mécaniques (Melo et Bott, 1997).

Historiquement, les méthodes chimiques sont les premières à se développer. William Beale dépose le premier brevet connu en 1625 (Arnold *et al.*, 1952). Très vite les biocides les plus dangereux pour l'environnement (plomb, arsenic, mercure...) sont interdits. Ils seront remplacés pendant longtemps par un polymère antifoulant au tributylétain plus connu

sous le nom de TBT. Cette molécule semble faciliter l'apparition de déformation chez les mollusques gastéropodes comme la masculinisation des *Nucella Lapillus* et l'accumulation d'étain dans le corps d'espèces prédatrices comme les canards ou les poissons. Elle est donc interdite par l'Organisation Internationale Maritime en 2008 (Chambers *et al.*, 2006). De nouvelles méthodes avec des composés ne contenant pas d'étain ont alors été recherchées. La plupart se présente sous forme de peintures et montre des faiblesses qui leur sont propres.

Les copolymères autopolissants ralentissent la formation du biofilm et permettent une réduction de la friction. Ils utilisent à la fois les effets de l'hydrolyse et d'érosion de la surface pour contrôler l'apparition du biofilm. Il en existe deux formes différentes : celles à matrices solubles et non-solubles. Dans le premier cas, la couche anti-fouling se dissout peu à peu dans l'eau, abaissant ainsi son épaisseur. Le contrôle de la vitesse de dissolution est une problématique importante de ce type de systèmes car ils pourraient relâcher des concentrations létales de métaux lourds dans l'environnement. Dans le second cas, l'épaisseur de la couche reste la même. L'antifouling épuisé crée une sur-couche et perd donc plus vite en efficacité. L'utilisation des métaux lourds reste deux fois plus chères que celle d'une peinture classique au TBT. Ils sont surtout utilisés en réponse à l'interdiction de la molécule mais restent toxiques pour l'environnement. Ils seront soumis à de plus en plus de d'interdictions dans les prochaines années. Les peintures conventionnelles restent, quant à elles uniquement adaptées aux zones peu biofoulantes car leur durée d'efficacité n'est que de 18 mois contre 5 ans pour les copolymères. D'autres biocides, issus de leur utilisation terrestre ont également été employés mais leur impact environnemental reste très important. Du côté des anti-fouling chimiques, le revêtement anti-salissures (FRC) semble le plus viable. Leur principe n'est pas de tuer les larves qui s'approchent mais de réduire leur capacité à s'accrocher à la surface. Les plus connus sont les revêtements polymères à base de fluoropolymère et de silicone qui peuvent réduire de 60% la proportion de zoospores sur une coque de bateau comparativement à une surface non traitée.

Ainsi, les solutions chimiques posent beaucoup de problèmes environnementaux. Il est donc logique d'étudier une amélioration des structures elles-mêmes pour éviter la colonisation. En milieu confiné, comme pour un écoulement dans un tuyau par exemple, le développement du biofilm peut être limité par le passage régulier de balles en mousse qui le détachent de la paroi. Parmi les moyens préventifs, on trouve également des méthodes

de contrôle de la surface à protéger. Rendre celle-ci plus lisse en la polissant ou en la recouvrant de polymères particuliers contribue à ralentir la formation du biofilm. Certaines recherches, comme celles réalisées par Magin *et al.* (2010), axent même leur travaux autour de surfaces biomimétiques anti-fouling (qui cherchent à imiter la nature) comme celle des peaux de requin, coquilles de moules (*Mytilus edulis*) ou carapaces de crabe... Le contrôle de l'état de surface est appelé topographie des micro/nano-échelles empêche les moules de s'attacher, rend plus difficile la fixation des balanes et permet même d'agir sur la colonisation par les bactéries. Les surfaces hydrophobes (créées par l'ajout de micro-rugosités) semblent avoir un effet similaire. Par ailleurs, les propriétés hydrodynamiques de la structure, qui elles-même jouent un rôle important sur la répartition du biofouling, peuvent être utilisées pour contrôler son développement. CRISP (1955) montre qu'un trop grand gradient de vitesse le long d'une surface empêche les larves de balanes de se fixer à la paroi. Enfin, certaines méthodes privilégient l'augmentation du coefficient de glissement entre la surface et l'eau.

Les solutions chimiques présentent donc toutes à ce jour un danger pour les écosystèmes locaux et les solutions mécaniques commencent à peine à émerger. Pour les hydroliennes, les constructeurs, comme HydroQuest, prévoient d'ores et déjà des revêtements anti-fouling mais leur durée d'efficacité en milieu naturel reste limitée. En prenant ces paramètres en compte, il est judicieux de se demander quel pourrait être l'impact de l'encrassement biologique sur la production des hydroliennes, tout particulièrement dans des zones protégées comme celle du Raz Blanchard.

II.2 Site d'étude : le Raz Blanchard

II.2.1 Caractérisation du site

Le terme de "Raz" (ou "ras") peut désigner à la fois des courants très forts et des détroits traversés par des courants de marée intenses. L'étymologie du mot suggère des origines nordiques, et celui-ci ne semble s'appliquer qu'à des zones proches des côtes françaises. On pourra citer le Raz-Bannes, dans la commune de La Hague, le Raz de Barfleur localisé à la pointe de Barfleur, le Raz de la Percée dans le Calvados, etc... Le Raz Blanchard (Alderney race en anglais) se distingue des autres par ses courants très forts dus à l'effet Venturi causé par la proximité du cap de La Hague (côte française) et de

l'île d'Aurigny (Royaume-Uni), zone où les courants de marée sont intenses. Ainsi, ce site est prometteur pour l'installation de fermes hydroliennes. Le nom « Blanchard » vient de l'écume blanche présente à sa surface due au déferlement des vagues causé par les forts courants. Le Raz Blanchard est un bras de mer large de 15 km et dont la profondeur varie entre 20 m et 80 m (Fig. II.3).

Pour le développement de projets hydroliens, une bonne connaissance des fonds marins est nécessaire. Plusieurs projets avec divers objectifs fournissent déjà des informations importantes sur la bathymétrie du Raz Blanchard. Les données de Bailly du Bois *et al.* (2012) acquises pendant le projet BATHAGUE grâce à un sonar de résolution verticale de 1 m ont servi à étudier la dispersion des éléments radioactifs dans la zone et permettent d'avoir accès à une bathymétrie avec une précision horizontale de 100 m. En 2013, le SHOM a effectué une nouvelle campagne d'étude bathymétrique à l'échelle du territoire dans le cadre du projet HOMONIM. Des sondeurs multi-faisceaux sont alors déployés avec une résolution horizontale finale de 100 m et une précision verticale inférieure au mètre dans la zone. Les données sont disponibles dans la base de donnée du SHOM (2019). Ces cartes bathymétriques sont complétées par celle du projet LIDAR NHDF (SHOM-ROL, 2018) pour la bande côtière, peu profonde (jusqu'à 20 m de profondeur).

Au large du cap de la Hague, des zones à fort gradient bathymétrique sont observées. La plus notable est la fosse de La Hague (Fig. II.3). Elle coïncide avec la localisation d'un ancien méandre de la Seine et de la Vire et se positionne à l'ouest et au nord du cap de La Hague avec une orientation NE-SO (ouest) et au nord du même cap avec une orientation E-O (nord). A son extrémité S-O, se trouve une autre structure profonde (petite fosse) détachée de la fosse de La Hague. Le reste du Raz Blanchard montre des profils de variations bathymétriques bien moins importants (Furgerot *et al.*, 2019). Cependant, son fond reste très hétérogène et accidenté, avec notamment des falaises sous-marines, en raison du type de substratum géologique ancien (Furgerot *et al.*, 2019). Cette particularité morphologique est à l'origine de fortes turbulences tridimensionnelles dans la colonne d'eau éjectées depuis le fond vers la surface (marmites) (Mercier *et al.*, 2020).

Le projet HYD2M, qui vise à mieux comprendre les interactions hydrodynamiques dans le Raz Blanchard, a permis à l'aide de modélisation numérique 3D couplée vagues-courant turbulence (Bennis *et al.*, 2020 ; 2021a) et de mesures de radars Haute-Fréquence (HF) d'étudier les vagues et les courants (Lopez *et al.*, 2018 ; 2020). Les

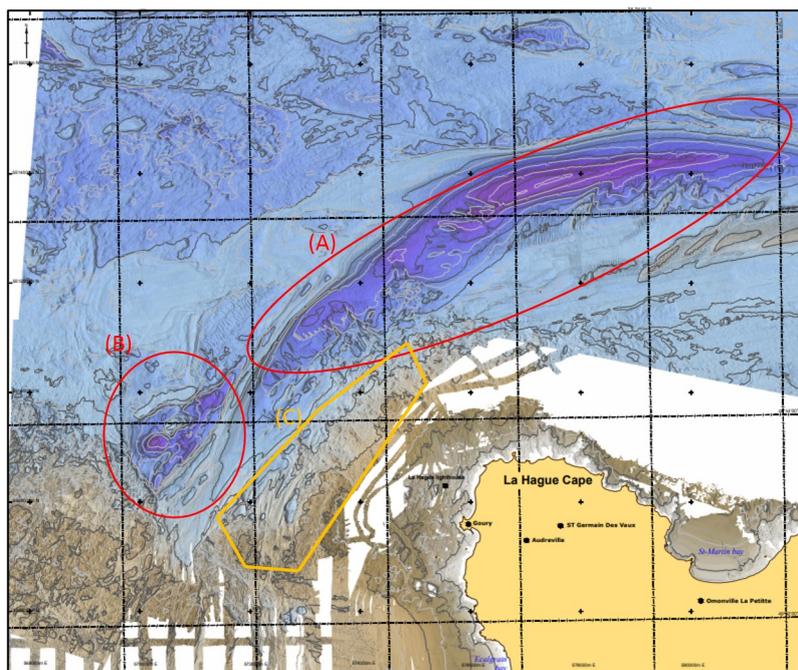


FIGURE II.3 – Carte bathymétrique autour du Cap de La Hague avec la fosse de La Hague (A), la petite fosse (B), et la zone d'intérêt pour l'installation d'un parc hydrolien (C). La carte est issue de Furgerot *et al.* (2019) et complétée grâce aux données du SHOM (2019)

courants sont générés principalement par la marée semi-diurne et sont majoritairement bi-directionnels (orientés N-E pendant le flot et S-O lors du jusant) guidés par le détroit dans lequel ils s'engouffrent. Ils peuvent atteindre 5 m.s^{-1} en vives-eaux. Des courants de 7 m.s^{-1} ont même été enregistrés au cours d'événements rares en terme d'intensité de la marée et de la turbulence (Furgerot *et al.*, 2021). La Fig. II.4 montre un exemple d'évolution temporelle de la magnitude de la vitesse et de la direction des courants de surface dans le Raz Blanchard mesurées par un courantomètre et par les radars Haute-Fréquence.

Les industriels prévoient d'installer les fermes hydroliennes dans la partie extérieure du Raz Blanchard située le long des côtes françaises, et pas dans la veine de courant principale, privilégiant plutôt une zone du Raz où les courants sont moins énergétiques ($< 2,5 \text{ m.s}^{-1}$).

Le Raz Blanchard est aussi connu pour être difficilement navigable en raison de sa mer croisée, avec des trains de vagues de différentes directions. De plus, des vagues se propageant en sens opposé au courant génèrent des déferlantes et des hauteurs de vagues atteignant 4 mètres. De plus, il est souvent observé des vagues de petites longueurs d'ondes

(< 50 m), qui rendent la surface de la mer hachée et difficilement praticable. Dans le cadre du projet HYD2M, Bennis *et al.* (2020 ; 2021a) ont montré que l'effet des vagues se faisait sentir sur l'intensité du courant même en période de vives-eaux en modifiant sa distribution verticale. De plus, il est montré par Bennis *et al.* (2021b) que lors de la tempête Eleanor de 2018, les vagues ont modifié l'asymétrie de la marée de 3 % sans vagues à 13 % avec vagues, entraînant une baisse du productible hydrolien de 30 %. Lors de cette tempête, des hauteurs significativement supérieures à 6 m ont été mesurées dans le Raz Blanchard.

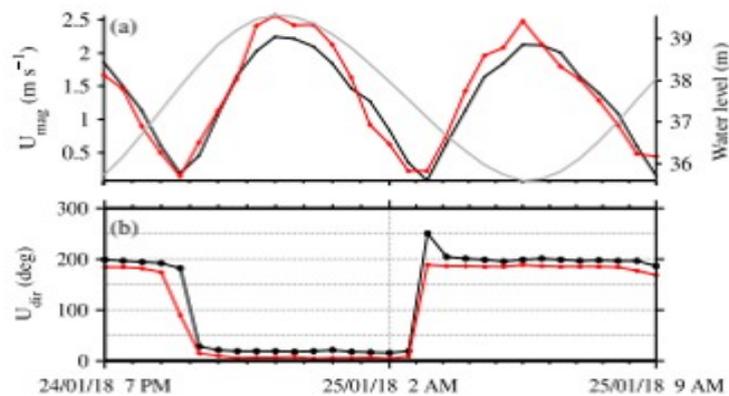


FIGURE II.4 – Évolutions temporelles de la magnitude de la vitesse et de la direction du courant, mesurées par courantomètre acoustiques à effet doppler (ADCP) (en noir) et radar haute fréquence (en rouge) d'après Lopez *et al.* (2018).

Plusieurs études se sont déjà intéressées au potentiel de puissance ainsi qu'aux effets hydrodynamiques induits par l'implantation d'une ferme hydrolienne dans le Raz Blanchard. Myers et Bahaj (2005) estiment, par simulation numérique à l'échelle régionale, un potentiel de puissance extractible de 1,5 GW (pour un potentiel de puissance total de 5,1 GW), ce qui positionnerait la zone comme l'un des plus forts potentiels hydrolien en Europe. Toutefois, Neill et Couch (2011) préviennent que tout ajout de systèmes de récupération d'énergie pourrait modifier la répartition des sédiments à échelle régionale en perturbant les écoulements de la zone.

II.2.2 Les habitats benthiques

Dans le Raz Blanchard, le fond marin est principalement composé de granite et de roches calcaires d'âges cambrien, silurien et crétacé. Certains sédiments superficiels sont piégés dans de petites enclaves entre ce substrat rocheux ; elles sont principalement

composés de graviers et de cailloux (Foveau et Dauvin, 2017). Les données sur la macrofaune de cette zone avec un très fort hydrodynamisme sont très rares et ont été principalement obtenues dans les années 1970. Dans sa thèse, Retière (1979) décrivait une communauté de moules *Musculus discors* (Linnaeus, 1767) et signalé la présence de modioles *Modiolus modiolus* (Lamarck, 1799) formant de véritables moulières dans le Raz Blanchard. Cependant, cette espèce n'a pas été observée récemment en 2015-2016 dans des stations où Retière signalait leur présence. La persistance de cette espèce d'intérêt patrimonial dans cette zone, correspondant à la limite sud de son aire de répartition dans l'Atlantique nord-est, doit être confirmée (Foveau et Dauvin, 2017). Foveau et Dauvin (2017) ont décrit la faune associée aux enclaves sédimentaires et malgré un faible nombre de stations où du sédiment a pu être prélevé, la faune collectée montrait une grande diversité avec 140 taxons différents, dominés par des crustacés (69 taxons). La faune était caractérisée par de petites espèces interstitielles, des espèces de l'endofaune, et des hydrozoaires dressés. Selon la classification de Michez et al. (2015), trois principaux habitats benthiques ont été identifiés : (1) des sédiments infralittoraux très mobiles et grossiers avec une faune dispersée ; (2) des cailloux circalittoraux dans des conditions hydrodynamiques extrêmes avec une faune dispersée ; et (3) des graviers et cailloux circalittoraux côtiers mobiles colonisés par le polychète *Spirobranchus triqueter* (Linnaeus, 1758), des balanes et de bryozoaires encroûtants. Afin d'acquérir des données complémentaires aux observations benthiques obtenues par dragages, Foveau et Dauvin (2017) ont mis au point un nouveau système d'imagerie sous-marine pour photographier le fond marin et les communautés benthiques du Raz Blanchard. Malgré la difficulté de l'acquisition, les images sous-marines ont mis en évidence la nature hétérogène des fonds marins et ont reconnu deux principaux types de substrats : (1) des graviers et des blocs, mélangés de façon plus ou moins cohésive, et (2) du substrat rocheux. La faune sessile a été identifiée à partir de photos, qui comprenaient des balanes, *Balanus Crenatus* (Bruguière, 1789), des hydrozoaires appartenant au genre *Sertularia*, ainsi que des éponges et des bryozoaires dressés. Une méthode de vidéo a également été utilisée par Sheehan et al. (2010) pour caractériser les fonds rocheux de Cornouailles anglaise favorable aux implantations d'EMR. De même, Bicknell et al. (2019) utilisèrent un système de vidéo sous-marine pour évaluer la diversité, l'abondance et les assemblages faunistiques toujours en Cornouailles anglaise entre 20 et 50 m de profondeur en lien avec les effets de câbles et

infrastructures d'énergie marine renouvelable. Ils déterminèrent quatre grands types de substrat avec cette technique d'observation : substrat rocheux, cailloutis, graviers et sables. Il est manifeste que de telles techniques d'observations soient privilégiées aujourd'hui par rapport au prélèvement à la benne ou à la drague pour identifier les fonds marins et la mégafaune de l'épifaune fixée ou vagile dans ces zones à très fort hydrodynamisme. Cette technique a également été utilisée par Taormina *et al.* (2020) sur le site d'implantation d'hydroliennes au large de l'île Bréhat. Sur les trois sites étudiés, l'habitat naturel est essentiellement composé de cailloux avec seulement quelques rochers. De forts courants de marée dans la région peuvent régulièrement déstabiliser ces cailloux, ce qui en fait un habitat très instable pour la macrofaune benthique et empêche le développement de taxons dressés et complexes.

II.3 Expérimentations sur l'impact hydrodynamique de rugosités sur les structures

Les problématiques de l'hydrodynamique et des performances liées à la rugosité n'ont pas été soulevées par l'émergence des hydroliennes. Elles apparaissent déjà pour les éoliennes, et encore plus tôt dans les domaines aéronautique et naval. Les puissances de calcul n'étaient alors pas encore suffisantes pour y répondre, et un certain nombre de données expérimentales sur les effets de la rugosité ont été collectées dans l'espoir de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu.

II.3.1 Étude de l'impact de rugosités sur divers supports immergés en mouvement

La dynamique d'un écoulement autour d'un solide en translation dans un fluide est très différente de celle autour d'une structure en rotation. Toutefois, même s'il s'agit d'un cas simplifié, l'étude de la rugosité sur des structures immergées dans un écoulement rectiligne uniforme facilite la compréhension du cas d'un rotor complet.

La filière aéronautique semble plus documentée que celle des énergies renouvelables sur les effets des rugosités. Ainsi, de nombreuses études s'intéressent à des cas applicables aux ailes d'avion ou aux pales d'hélicoptère. Heechan *et al.* (2019) étudient les effets de la

corrosion et de l'érosion en plaçant des rugosités allant de $h = 1,27 \mu\text{m}$ à $h = 373,2 \mu\text{m}$ sur une plaque plane aux bords elliptiques (pour éviter un décrochage hydrodynamique au bord d'attaque). Celle-ci est placée dans la soufflerie de l'Université Nationale de Séoul (Corée du Sud) dans un écoulement d'air de $35,6 \text{m.s}^{-1}$. Les résultats montrent que plus la taille des rugosités augmente, plus la transition de la couche limite sur la plaque se fait proche du bord d'attaque. Elle est également spatialement de plus en plus courte. Corke *et al.* (1986) identifient trois effets qui mènent à l'instabilité et à la transition de la couche limite. Les zones de faibles inerties, plutôt situées entre deux rugosités, sont plus sensibles aux turbulences déjà présentes dans l'écoulement. De plus, les instabilités s'accumulent tant que les rugosités sont assez proches les unes des autres pour ne pas laisser le temps au fluide de se stabiliser. Enfin, les rugosités créent des effets tri-dimensionnels qui se répercutent dans d'autres plans de l'écoulement, créant des instabilités surharmoniques. Leur accumulation mène à la transition de la couche limite d'un état laminaire à un état turbulent.

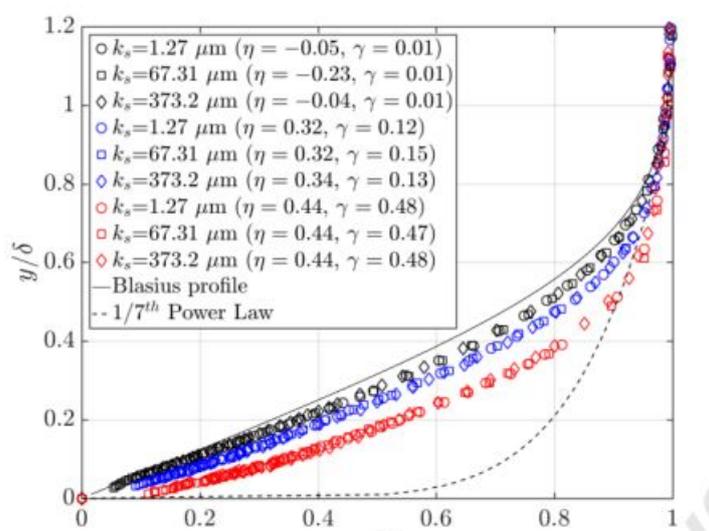


FIGURE II.5 – Profils de vitesse de l'air proche de la plaque plane pour différentes hauteurs de rugosité d'après les travaux de Heechan *et al.* (2019)

Dans l'objectif de construire une base de données expérimentales suffisante au développement de meilleurs modèles numériques CFD (Computational Fluid Dynamics), Balachandar et Blakely (2004) réalisent le même type de travaux dans l'eau. Cette fois, la couche limite est déjà turbulente et ils cherchent à déterminer les effets des rugosités (du sable) pour des $h^+ = \frac{h}{L}$ (rapport de la hauteur des rugosités sur la taille caractéristique du

solide sur lequel elles se trouvent) allant de 6 à 146 et des nombres de Reynolds variants de ~ 550 à ~ 3400 . Deux tailles de grains de sable et un treillis métallique sont testés et comparés. Les auteurs aboutissent aux conclusions suivantes : les effets induits ne sont pas seulement liés à la taille des rugosités mais également à leur types et à leur formes. Pour les nombres de Reynolds faibles, le profil de vitesse sur la plaque est conservé pour les h^+ faibles, mais se détériore avec l'augmentation de la taille des rugosités. Ce phénomène est inversé pour les nombres de Reynolds plus élevés ou l'augmentation du h^+ aide à conserver un profil de vitesse stable. Ainsi, pour une plaque plane avec de petites structures rugueuses, le profil de vitesse et l'intensité de la turbulence sont dépendants à la fois de la rugosité mais également du nombres de Reynolds de l'écoulement.

Les problématiques de biofouling ne s'appliquent pas qu'aux hydroliennes. On trouve notamment des données sur les effets de frottement liés à l'encrassement biologique dans un tuyau dans les travaux de Leer-Andersen et Larsson (2003). Dix configurations de colonisation par des balanes sont comparées et leur hauteur moyenne varie entre 0,1 et 4 mm (Fig. II.6). Les pertes de charges sont déterminées par différences de pressions. Les auteurs montrent, que bien que la hauteur des balanes constitue un paramètre important, leur densité de présence sur le support impacte bien plus les résultats. Par ailleurs, l'augmentation de la vitesse de l'écoulement d'eau de 4m.s^{-1} à 8m.s^{-1} fait chuter les effets de friction dans tous les cas. Le tuyaux dans lequel cet effet est maximisé est celui avec la densité la plus faible, et le coefficient de friction chute de près de 12%.



FIGURE II.6 – Photographie de 3 des 10 configurations utilisées par Leer-Andersen et Larsson (2003). Chacune montre une densité de présence de balane différente peu dense (a), moyennement dense (b), fortement dense (c).

Pour étudier le micro-fouling des bateaux, Schultz et Swain (1999) utilisent des spécimens vivants élevés en aquaculture à l'HBOI (Harbor Branch Oceanographic

Institute, Florida Atlantic University). Il s'agit de biofilms de différentes épaisseurs allant de 25 à 300 μm constitués soit entièrement de bactéries, formant une simple couche visqueuse, soit d'un mélange de ces dernières et d'algues (*Enteromorpha* spp.). Dans le premier cas, l'augmentation des effets de friction est proportionnel à l'épaisseur de la couche visqueuse (jusqu'à 68%), mais dans le cas incluant des algues, elle monte rapidement à 190%. Par ailleurs, les modèles classiques de prévision des effets rugueux (comme ceux utilisés pour le sable) sous-estiment l'effet de cette fine couche. Les auteurs proposent donc de nouveaux modèles numériques, plus appropriés à l'environnement marin et détaillés dans la Section II.4.

En raison de la complexité à évaluer l'impact du micro-fouling, nous avons restreint notre étude aux macro-structures tels que les balanes et les moules.

Orme *et al.* (2001) constitue un document de référence quant à l'étude expérimental du macro-fouling. Pour cette étude, une pale droite de NACA4424 est placée dans une soufflerie qui génère un écoulement d'air stationnaire. Quatre types de rugosités sont comparées (Fig. II.7). Pour le cas de référence, la pale est enveloppée dans un papier dont l'épaisseur est considérée comme nulle. Les trois autres rugosités sont constituées d'une répartition uniforme de fausses balanes dont les hauteurs sont de $7 \cdot 10^{-4}$ m (petit), $3,2 \cdot 10^{-3}$ m (moyen) et $5,75 \cdot 10^{-3}$ m (grand) correspondent respectivement au rapport hauteur rugosité/corde de la pale, (h^+) de $3,5 \cdot 10^{-3}$, $1,6 \cdot 10^{-2}$ et $2,85 \cdot 10^{-2}$

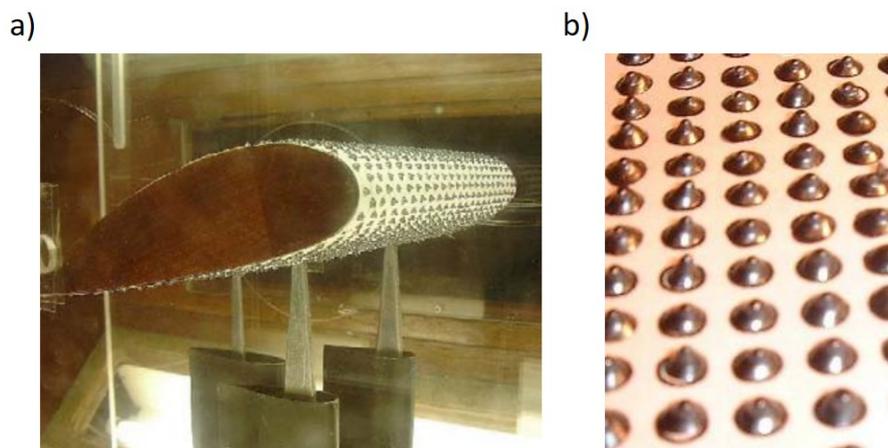


FIGURE II.7 – Photographie du dispositif expérimental de Orme *et al.* (2001) (a) avec zoom sur les fausses balanes (b).

En plus de la hauteur, différentes densités d'implantation sont également étudiées. Trois densités de présence sont comparées pour des rugosités moyennes. Dans tous les

cas, le coefficient de trainée augmente avec l'angle d'incidence de la pale. Par ailleurs, la trainée est plus importante pour les cas avec les grosses balanes et à faible densité. On observe également une chute importante du coefficient de portance pour tous les cas biofoulés. Toutefois, la différence entre chacun des cas est relativement faible comparée à celle qu'il y a entre les cas colonisés et le cas de référence. De plus, les auteurs remarquent que lorsque les balanes sont présentes, l'angle de décrochage aérodynamique augmente. Pour comparer les performances des pales, le ratio des coefficients de portance et de trainée (C_L/C_D) est souvent utilisé. Pour chaque cas, le maximum de ce rapport est déterminé. Celui-ci semble décroître de façon exponentielle quand la taille et la densité adimensionnée des rugosités augmentent. On peut donc émettre les hypothèses suivantes : dès les premières phases de développement du biofouling, les performances des turbines pourraient fortement chuter. Mais si la colonisation continue à progresser, l'augmentation de la densité crée un effet peau de requin qui peut, à la place d'être considérée comme une rugosité, être assimilée à une augmentation de l'épaisseur de la pale. Par ailleurs, si les individus continuent de grossir de façon homogène, leurs effets sont également réduits. Il y a néanmoins quelques aspects du protocole expérimental de Orme *et al.* (2001) qui peuvent être remis en question :

- Les rugosités sont réparties uniformément sur la pale, or, comme expliqué dans la Section II.1, les colonies ont tendance à s'organiser en amas (clusters en anglais).
- Elles sont également positionnées sur l'intégralité de la surface. Or des études plus récentes montrent que les balanes semblent privilégier la moitié aval de la corde pour s'installer là où les courants sont les moins forts.
- Les effets des rugosités sur le bord d'attaque impactent fortement les performances aérodynamiques et les effets de portance et de trainée pourraient être affectés par cette configuration singulière.

Pour combler ces lacunes, Walker *et al.* (2020) proposent de faciliter l'étude à une seule balane placée sur une pale et représentée par une géométrie simplifiée de forme conique (Fig. II.8). Elle est constituée de deux cercles concentriques de $0,036c$ et $0,018c$ de diamètre et de $0,02c$ de haut et est équipé de neuf sondes permettant de suivre l'évolution du champ de pression sur la surface. Seize orifices supplémentaires entourent le cône à la surface de la pale. L'ensemble se situe à 60% de la corde de la pale. Cette dernière est faite sur la base d'un profil NACA 63-619 et est placée en soufflerie (air).

Deux dispositifs sont mis en place. Le premier permet une étude de l'aérodynamique de la pale fixe dans un écoulement rectiligne uniforme pour différents angles d'incidence de l'écoulement d'air. Le second, force la pale à osciller verticalement entre deux bornes avec un cycle prédéfini. Dans le cas stationnaire, les effets de la balane pour des angles de 5° , 10° et 15° sont comparés. Les champs de pressions et le coefficient de traînée montrent une influence bien plus prononcée pour des angles faibles. A 15° , les résultats sont quasiment similaires au cas sans rugosité. Il est probable que cette différence soit due au décrochage aérodynamique qui interviendrait avant la perturbation de l'air par la rugosité. Les essais dynamiques montrent des conséquences moins importantes que pour le cas stationnaire. Ils constituent toutefois une bonne transition entre les cas stationnaires et ceux d'une turbine complète.

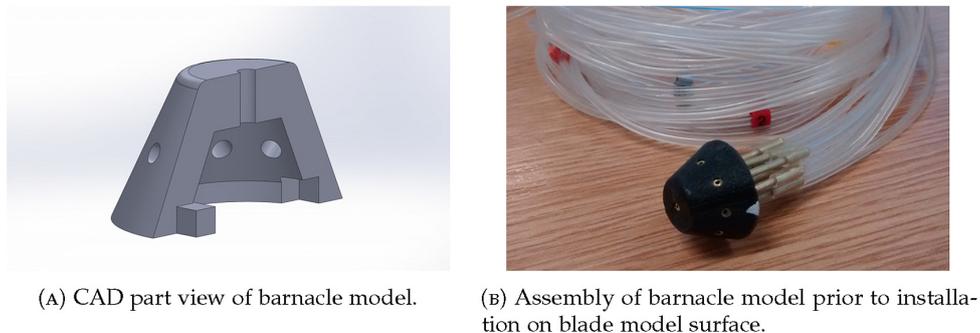


FIGURE II.8 – Balane simplifiée de l'étude de Walker *et al.* (2020). Géométrie (vue de coupe, A) et dispositif expérimental (B)

II.3.2 Étude de l'impact de rugosités sur divers types de rotors

Les études expérimentales prenant en compte le biofouling, ou plus généralement des rugosités sur une turbine en rotation sont très restreintes. On trouve quelques données d'études *in situ* qui apportent des pistes de réflexion. Khalfallah et Koliub (2007) enquêtent sur l'impact des poussières sur la puissance électrique d'une éolienne de 300 kW. Pendant 9 mois l'équipe de recherche laisse la poussière s'accumuler sur les pales de l'éolienne. Les pertes de puissance ne sont pas linéaires par rapport à l'épaisseur de la poussière : si une couche de 1.10^{-2} m induit une perte de 40 kW, une épaisseur vingt fois supérieure ne provoque qu'une chute de 75 kW par rapport à la puissance nominale. Ces observations nous confortent dans l'idée que les premières aspérités impactent beaucoup plus fortement les performances que celles qui viennent s'y ajouter par la suite. La

poussière se comporte ici comme le ferait un biofilm en milieu marin. Pour s'orienter sur des rugosités plus ponctuelles, les travaux de Corten et Veldkamp (2001) montrent une augmentation du C_P de 50% entre une éolienne dont les pales sont couvertes d'insectes et celle-ci après nettoyage (soit une perte de puissance de 33% entre le cas propre et encrassé). On notera toutefois que pour les faibles vitesses d'écoulement, l'impact des insectes est négligeable, ce n'est que pour les puissances élevées que la différence est significative. Par ailleurs, la majorité des individus se situent sur le bord d'attaque, contrairement aux espèces sessiles marines comme énoncé précédemment.

Howell *et al.* (2010) étudient expérimentalement en soufflerie les effets de rugosités ($h^+ = 0.005$) sur une maquette de turbine à axe vertical. L'étude de l'évolution du coefficient de puissance (C_P) en fonction des vitesses d'écoulement ne permet pas de conclure sur un impact constant des aspérités. Pour les écoulements lents, les rugosités accroissent les performances pour tous les TSR. Au delà de 5 m.s^{-1} , l'effet s'inverse et le polissage des pales induit une augmentation du C_P .

A notre connaissance, dans l'eau, une seule investigation *in situ* semble fournir des données sur l'impact du biofouling. La démarche est similaire aux travaux de Corten et Veldkamp (2001). Dans le projet *OIST Wave Energy Project*, deux hydroliennes de petites puissances sont immergées en milieu naturel pendant 10 mois. Leur potentiel électrique est suivi durant cette période. On peut y constater une décroissance linéaire sur cette durée allant d'environ 400 V à 220 V. Afin de décorrélérer les effets du biofouling des éventuelles variations de courant saisonnières, une mesure instantanée du potentiel est réalisée avant et après nettoyage des hydroliennes (Fig. II.9). Le voltage instantané est alors multiplié par 1,66. L'encrassement impliqué dans une telle perte de puissance est constitué essentiellement de sédiments, de biofilm et d'algues. L'équipe ne relève pas de coquille ni sur les pales, ni sur le moyeu central de l'Hydrolienne à Axe Horizontal (HAH).

En environnement contrôlé (ie. en laboratoire) seules deux études permettent de mettre en évidence les effets de rugosités sur les performances. Deux types d'aspérités sont testés sur une HAH dans Walker *et al.* (2014) : une couche épaisse de lithium (1,1 mm) et un arrangement aléatoire de ciment avec un rapport h^+ de 0,014. Les évolutions des coefficients de puissance et de poussée en fonction du TSR sont tracées. Pour le C_P , le lithium n'a quasiment aucun impact. En revanche, le ciment détériore considérablement les performances (19% sur le C_P max). L'effet est similaire sur le C_T qui perd 10% de

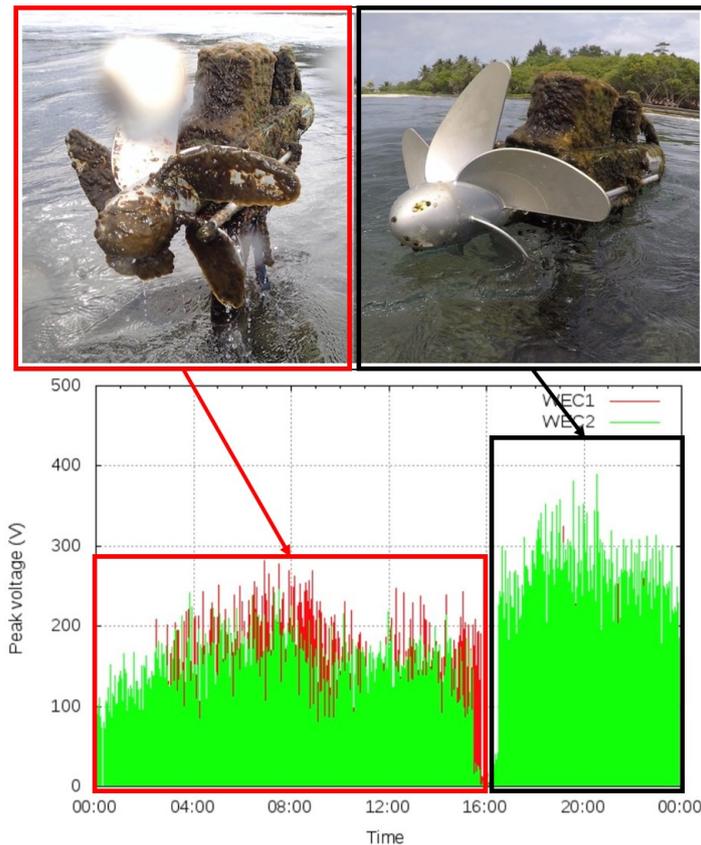


FIGURE II.9 – Production électrique d'une hydrolienne à axe horizontal avant (rouge) et après (noir) son nettoyage. D'après des photos de <https://groups.oist.jp/>

sa valeur avec les pales fortement encrassées. En rotation, les aspérités les plus petites semblent donc avoir des effets moindres comparé aux cas stationnaires.

Pour les Hydroliennes à Axe Vertical (HAV), Stringer et Polagye (2020) placent des balanes artificielles de différentes tailles et densités d'implantation sur une turbine à pales droites de profil NACA0018 et de corde 2 cm. La répartition est aléatoire. Plusieurs résultats singuliers découlent de cette étude. Premièrement, la hauteur moyenne des rugosités impacte plus fortement la puissance que la densité. Pour les structures les plus grosses et les plus denses, l'hydrolienne consomme même de l'énergie au lieu d'en produire. Les effets de la densité sont réduits pour les petites structures biofoulantes. Enfin, pour les TSR compris entre 2,2 et 2,6, une amélioration de la puissance générée est observée pour les petites rugosités.

Si, dans la majorité des cas la présence de rugosités dégrade les performances dynamiques des surfaces sur lesquelles elles sont placées, il existe des systèmes passifs les utilisant pour les améliorer. C'est notamment le cas des générateurs de vortex. Le

principe est de créer une turbulence sur la partie aval de la pale pour faire transiter la couche limite de laminaire à turbulente et ainsi l'aider à rester attachée plus longtemps à la surface. Marinos et Spyros (2015) étudient ces systèmes expérimentalement sur une pale en translation rectiligne uniforme stationnaire par rapport à un écoulement d'air. Trois h^+ sont testés (0,6 ; 0,7 et 0,8) pour des angles d'attaque allant de -5° à 16° . Les résultats montrent une claire amélioration des performances aérodynamiques après 8° . Le C_L continue à augmenter de façon quasiment linéaire en présence des générateurs tandis qu'il stagne en leur absence. Le coefficient de traînée (C_D) est, lui, légèrement augmenté entre -6° et 6° mais reste beaucoup plus réduit pour les angles compris entre 7° et 15° . Cela se traduit par une forte augmentation de l'aspiration sur l'extrados de la pale et une amélioration du coefficient de pression C_{pression} . Les différences majeures entre ce type de systèmes et le biofouling sont l'épaisseur de la rugosité (peut être considérée comme nulle dans le cas des générateurs de vortex) et sa position (aléatoire pour le biofouling, contrôlée pour les générateurs de vortex)

II.4 Modélisation numérique des rotors

Les études expérimentales sont essentielles pour comprendre les processus physiques, valider les modèles et construire des bases de données exploitables. Elles ont toutefois leurs limitations. Premièrement, celle du facteur d'échelle. En laboratoire, il est impossible d'étudier les performances d'une hydrolienne de puissance à taille réelle (ie. échelle 1). Il est possible, *in situ*, de travailler sur des modèles réduits, mais les tailles des espèces sessiles seront, elles à taille réelle et ne respecteront donc pas les ordres de grandeur. Par ailleurs, comme vu dans la Section II.3, même s'il semble relativement facile d'obtenir des données de pression sur les pales, il est beaucoup plus compliqué d'étudier en laboratoire l'impact du biofouling sur le sillage hydrodynamique. La simulation numérique est alors un outil incontournable pour mieux comprendre les interactions possibles entre la structure et le fluide. Dans cette partie, diverses méthodes de modélisation de rotor sont présentées et les avantages et limitations de chacune sont précisés. On y introduit également quelques travaux appliqués aux hydroliennes.

II.4.1 Méthodes simplifiées de calcul de performances des rotors

On peut classer les différents modèles suivant trois facteurs principaux : le temps de calcul, la fiabilité des résultats et l'échelle d'application. Le choix de la simulation devra prendre en compte chacun de ces paramètres. Dans cette sous-section sont décrites des méthodes d'évaluation des performances des turbines. La plupart d'entre-elles ne permettent pas, seule, de modéliser également le sillage des structures.

II.4.1.1 Théorie du disque de Froude (Actuator Disk Model - ADM)

La méthode de simulation la plus simple se nomme "disque de Froude" ou "disque actif" (Actuator Disk Model en anglais, ADM). Elle est particulièrement utile pour les pré-dimensionnements dans l'industrie. Inspirée des méthodes de modélisation d'hélice développées par Rankine (1865) pour le génie maritime, la théorie consiste à assimiler la surface balayée par le rotor à un disque perméable (Froude, 1889). La récupération d'énergie est alors calculée grâce aux variations de pression et de vitesse de part et d'autre du disque. Le fluide est supposé unidirectionnel, incompressible, non-visqueux et irrotationnel. U_d , U_{am} et U_{av} sont les vitesses du fluide respectivement au niveau du rotor, à l'infini en amont et en aval du disque. Elles sont considérées uniformes dans la section étudiée. Les effets de gravité et la géométrie des pales ne sont pas pris en compte. L'ADM étant à la base de nombreuses autres méthodes, ses principales équations sont résumées ci-dessous :

La quantité de matière étant conservée au passage du disque, l'équation de continuité devient :

$$\rho A_{am} U_{am} = \rho A_d U_d = \rho A_{av} U_{av}, \quad (II.1)$$

où A_d , A_{am} et A_{av} sont les aires de l'écoulement comme présenté sur la Fig. II.10 délimitée par les lignes de courant qui passent par les bouts de pale respectivement au niveau du rotor, en amont et en aval de celui-ci.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement permet d'exprimer la traînée comme :

$$T = (p_d^+ - p_d^-) A_d = \rho U_d (U_{am} - U_{av}) A_d, \quad (II.2)$$

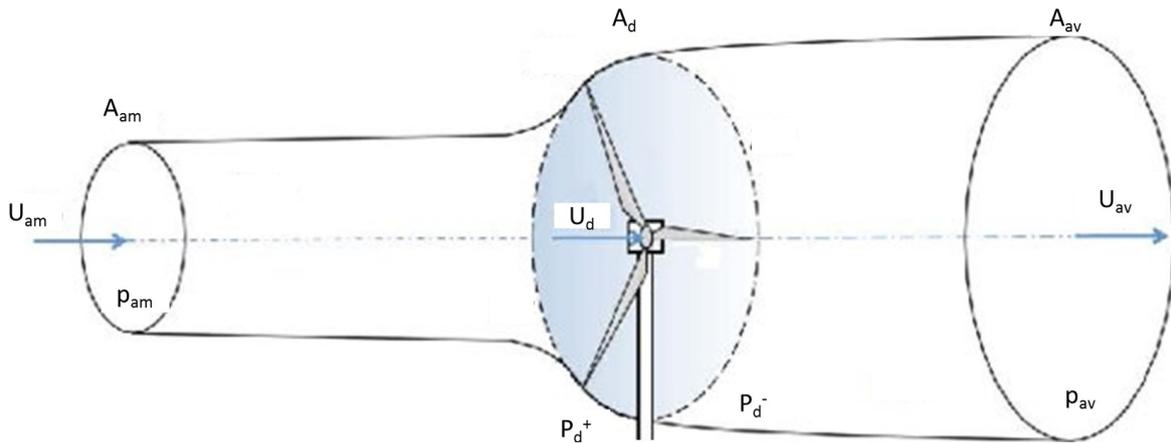


FIGURE II.10 – Schéma représentatif de l'ADM modifié depuis la figure de Corciulo (2016)

où p_d est la pression au niveau du disque (P_d^+ la pression en amont et P_d^- la pression en aval).

En considérant les lignes de courants dans l'écoulement étudié, on peut appliquer le théorème de Bernoulli en amont du disque :

$$p_{am} + \frac{1}{2}\rho U_{am}^2 = p_d^+ + \frac{1}{2}\rho U_d^2, \quad (\text{II.3})$$

et en aval :

$$p_d^- + \frac{1}{2}\rho U_d^2 = p_{av} + \frac{1}{2}\rho U_{av}^2, \quad (\text{II.4})$$

pour obtenir $p_d^+ - p_d^-$.

Ainsi, (II.3)-(II.4) donne :

$$(p_d^+ - p_d^-) = \frac{1}{2}\rho(U_{am}^2 - U_{av}^2). \quad (\text{II.5})$$

La vitesse du fluide au niveau du rotor peut alors être définie comme une portion de la vitesse aval. Il devient alors possible d'introduire le facteur d'induction axial a qui représente le ralentissement du fluide par la turbine et qui conditionnera ses performances pour un écoulement donné tel que :

$$U_d = (1 - a)U_{am}. \quad (\text{II.6})$$

En injectant (II.5) dans (II.2) et en remplaçant U_d par $(1 - a)U_{am}$, on obtient une relation simplifiée entre la vitesse amont et aval :

$$U_2 = (1 - 2a)U_1. \quad (\text{II.7})$$

Les forces de traînées peuvent alors être réécrites comme :

$$F_D = 2\rho A_d U_{am}^2 a(1 - a), \quad (\text{II.8})$$

et il est alors possible d'estimer la puissance extraite par le rotor :

$$P_{\text{rotor}} = U_d F_D = 2\rho A_d U_{am}^3 a(1 - a)^2. \quad (\text{II.9})$$

Ainsi les coefficients C_P (puissance) et C_D (traînée) adimensionnés sont donnés par :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho A U_{am}^2} = 4a(1 - a), \quad (\text{II.10})$$

$$C_P = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho A U_{am}^3} = 4a(1 - a)^2. \quad (\text{II.11})$$

L'étude de la fonction $C_P(a)$ montre que C_P ne peut excéder 0,593. Cette valeur constitue la limite de Betz, c'est la valeur maximale de la puissance adimensionnée extraite d'un courant. Elle est indépendante du fluide qui parcourt le tube de courant et ne prend pas en compte les pertes liées au sillage.

La méthode ADM, d'abord utilisée pour les éoliennes est peu à peu modifiée pour améliorer ses performances. Sorensen et Myken (1992) y introduisent des méthodes de différences finies pour la rendre compatible avec un écoulement instationnaire. Des termes de viscosité sont introduits par Idriss *et al.* (2002) pour atteindre de meilleures précisions sur les prédictions de performance et de sillages pour des éoliennes isolées. Dans la continuité, Watters et Masson (2007) référencent un certain nombre d'améliorations de l'ADM permettant de modéliser les structures vorticielles (tourbillons) en bout de pale. Plus récemment, Costa *et al.* (2014) proposent une méthode itérative unidimensionnelle et montrent ainsi que les caractéristiques du rotor deviennent négligeables dans le sillage de l'éolienne seulement deux diamètres en aval de sa position. L'eau étant moins visqueuse que l'air, la méthode a pu être réutilisée par Myers et Bahaj (2010) et Roc (2013) pour les hydroliennes avec de bons résultats. Enfin, Shives et Crawford (2017) diminuent les erreurs sur la traînée et la puissance en discrétisant le rotor entre 9 et 15 points.

L'ADM n'est pas assez précise pour déterminer, à elle seule, l'impact que pourrait avoir des rugosités sur les rotors. Elle sert toutefois de socle à un certain nombre de théories plus complexes comme la "théorie de l'élément de pale" (Blade Element Momentum en anglais, BEM) qui permettent de prendre en compte la géométrie des pales.

II.4.1.2 Théorie de l'élément de pale (Blade Element Momentum - BEM)

Faisant suite aux travaux de Froude et Betz, Southwell (1927) a pour objectif de concevoir un rotor 'parfait' qui permettrait d'atteindre le $C_{P_{\max}}$ avec une turbine réelle. Il lui faut donc introduire la notion de vitesse de rotation du rotor au modèle ADM. Dans un premier temps, les pressions et vitesses azimutales sont négligées. Ses résultats montrent que le rotor optimal ne peut être atteint que pour des vitesses spécifiques (TSR) élevées pour une pale sans variation de profil. Ainsi, pour approcher la limite de Betz, une pale doit être conçue pour s'adapter au mieux à la vitesse 'vue' localement par le profil. L'idée de la BEM est de coupler le modèle ADM avec une analyse locale des profils le long de la pale. Cette dernière est alors subdivisée en un certain nombre de sections considérées assez fines pour être analysées comme des profils 2D. On peut alors construire localement un triangle de vitesse et évaluer la traînée et la portance du profil pour estimer la vitesse réelle de rotation.

Pour compenser les hypothèses simplificatrices utilisées par l'ADM, un certain nombre de correcteurs analytiques et empiriques seront ajoutés :

- A l'origine le rotor est supposé être constitué par une infinité de pales. Southwell (1927) introduit le facteur de perte de Prandtl qui corrige les erreurs liées à cette approximation.
- Dans un cas réel, le fluide incident et le disque rotor ne sont pas parfaitement perpendiculaires. Il est alors possible de définir une nouvelle vitesse induite de rotation comme dans les travaux de Galloway *et al.* (2014). La BEM ne nécessite pas de fortes ressources de calcul, et est aujourd'hui utilisée pour comparer les performances de différents profils de pales ou évaluer les efforts que peuvent subir une éolienne flottante pour dimensionner le système de fixation (Ramachandran *et al.*, 2014). La méthode est largement utilisée dans l'industrie, d'autant que des versions plus récentes (Snel *et al.*, 1995) permettent de faire varier l'écoulement amont pour rendre les résultats plus réalistes. Il existe aussi des codes de correction permettant de mieux gérer le décrochage dynamique

que la BEM classique résout mal (Bianchini *et al.*, 2016).

Cette approche reste relativement grossière, elle est rarement utilisée seule on pourra toutefois citer les travaux de Vogel *et al.* (2018) et Koh et Ng (2016) qui l'ont adapté pour l'appliquer aux hydroliennes. La précision des modèles BEM reste relativement la même dans l'eau (hydrolienne) et dans l'air (éolienne) lorsque les résultats numériques sont comparés à l'approche expérimentale. Une version améliorée est également utilisée dans Walker *et al.* (2014). Son utilisation requière une caractérisation de l'état de surface des pales. Si le modèle montre de bons résultats face à l'expérience, on notera que les rugosités dans les cas tests sont homogènes. Il n'y a pas, ou peu, de variation brusque d'épaisseur le long de la pale comme pourrait en générer l'ajout d'espèces biofoulantes macroscopiques et rigides. Ce type d'approche est donc mieux adapté à une répartition uniforme de la rugosité comme celle d'un biofilm ou d'une couche d'algues par exemple. On notera que les résultats des études en stationnaire et en rotation avec la BEM sont opposés. Dans le premier cas, XFOIL (code permettant d'étudier l'écoulement autour d'un profil) a tendance à surestimer le C_P de la pale pour tous les TSR. Une fois la BEM appliquée sur le rotor complet, les performances à faibles TSR sont grandement sous-estimées tandis qu'elles sont sur-estimées au delà de $TSR = 7$. La BEM, seule, ne permet pas non plus la modélisation de la turbulence.

II.4.1.3 Théorie de la ligne portante (Lifting Line Theory - LLT)

La théorie de la ligne portante a été développée par Lanchester et Prandtl au début du 20^{ème} siècle. Pour s'affranchir des hypothèses imposées par l'ADM et la BEM, ils développent une méthode fondée sur la circulation autour des profils appelée "Théorie de la ligne portante" (Lifting Line Theory en anglais - LLT). Pour la LLT, la pale est également subdivisée en un grand nombre de sections (éléments de pales). L'application du théorème de Kutta-Jukowski (Joukowski, 1918) à chacune de ses sections permet de définir une circulation sur chaque segment de pale. Les hypothèses suivantes sont nécessaires :

- Le fluide est considéré comme incompressible et non-visqueux.
- L'allongement est grand (longueur grande devant la corde).
- Le fluide est attaché à la pale (pas de décrochage dynamique).
- Dans sa formulation initiale, la LLT est présentée comme adaptée uniquement aux

écoulement stables (stationnaire).

Initialement développée pour prédire les performances des turbines, la LLT permet également de modéliser un sillage primitif (sous forme filamentaire) à l'aide des vortex générés à la jonction de deux sections de pale (Fig. II.11). L'intensité de ces vortex dépend de la différence d'intensité des circulations sur les sections qui les portent. Il est alors possible de calculer la portance de chaque section et son influence sur ses voisines.

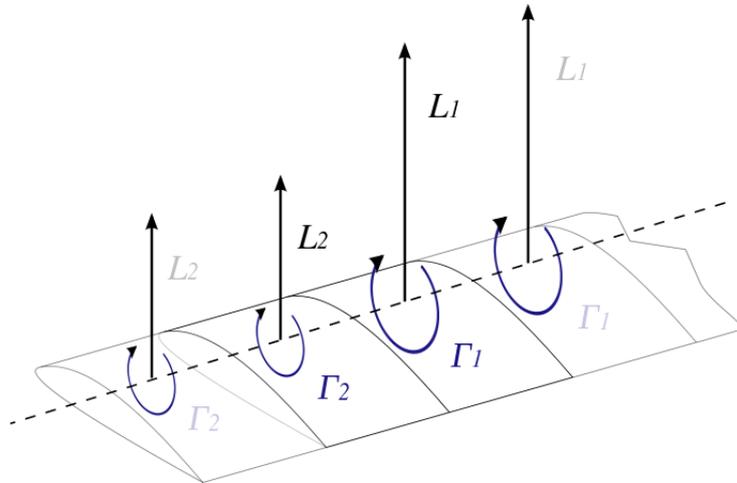


FIGURE II.11 – Schéma des recirculations générées par une pale subdivisée en sections pour la LLT (www.wikipedia.fr).

De récentes améliorations du modèle permettent de prendre en compte les erreurs liées aux hypothèses choisies. Par exemple, des facteurs de correction sont appliqués pour ajouter des effets visqueux. En outre, certains codes, comme QBlade (Marten, 2020), utilisent le principe de la marche en temps (pseudo-dynamique) pour permettre de simuler un écoulement instationnaire ou turbulent. Il s'agit d'une décomposition temporelle où chaque instant est résolu comme un cas stationnaire et corrigé en fonction des pas de temps précédents. Cette méthode donne de très bons résultats et a permis de particulièrement améliorer les prédictions de performance. Une validation de cette méthode est proposée dans Marten *et al.* (2015) pour l'éolienne à axe horizontal MEXICO avec des résultats attrayants au regard du ratio temps de calcul de la fiabilité. La LLT a pour avantage de pouvoir calculer, en plus des performances, l'évolution temporelle du sillage grâce aux lâchers tourbillonnaires aux extrémités des pales.

La LLT ne semble pas s'imposer dans le domaine marin. Très peu de travaux ont étudié

sa viabilité dans l'eau. Epps et Kimball (2013) proposent d'améliorer les algorithmes de résolution pour permettre leur adaptation à plusieurs types de turbines (éolienne, propulseur, turbine hydroélectrique...) mais concentrent leurs efforts sur la géométrie des structures plutôt que sur le milieu dans lequel elles tournent. Liang et Zong (2011) appliquent la LLT à un hydrofoil tridimensionnel. Des ajustements sont alors proposés. Pour les rotors dans l'eau, seuls les travaux de Eastridge (2016) semblent s'intéresser au sujet. Il s'agit ici de l'étude d'un propulseur et non d'une hydrolienne. Un certain nombre de propositions pour adapter la méthode au milieu aquatique y sont faites, entre autres une correction empirique de la viscosité du fluide et la prise en compte de possibles effets de cavitation.

À cause des hypothèses nécessaires à son application (en particulier celle d'un écoulement attaché), la LLT ne semble jamais avoir été utilisée seule pour prédire les comportements liés à la rugosité. Elle constitue pourtant un bon compromis entre le temps de calcul et la précision des simulation, d'autant plus qu'elle permet d'accéder à une première approximation du sillage.

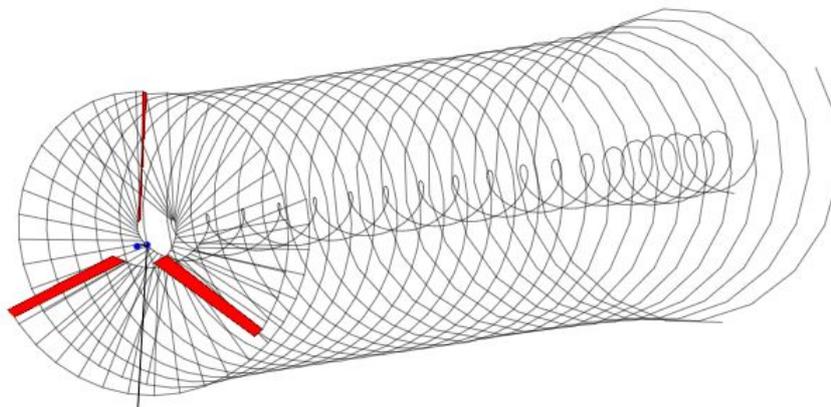


FIGURE II.12 – Simulation numérique utilisant un modèle LLT couplé à une méthode vorticielle filamentaire d'une turbine à axe horizontal dans QBlade.

Dans le cadre de ce travail, nous cherchons à évaluer l'impact du biofouling sur les performances des turbines mais également sur son sillage pour pouvoir estimer ses effets sur la production électrique à l'échelle d'un parc hydrolien. Ces impératifs nous poussent à éliminer les modèles qui nécessitent un écoulement stable (BEM et ADM) et qui ne permettent pas de modéliser l'écoulement aval. Le théorème de Kutta-Jukowski utilise l'hypothèse forte de profil mince qui suppose un écoulement attaché pour le calcul des circulation sur les éléments de pale. Or les travaux de Rivier *et al.* (2018) montrent que

l'implantation des espèces biofoulantes crée un décrochage hydrodynamique important. La LLT n'est donc pas adaptée au problème. Enfin, le biofouling implique des variations brutales d'épaisseur sur la longueur de la pale. Il est donc difficile de conserver un comportement physique et subdivisant la pale.

II.4.2 Modélisation explicite du rotor - CFD

La modélisation numérique en mécanique fluides (Computational Fluid Dynamics en anglais, CFD) permet d'étudier le mouvement d'un fluide, ses effets et interactions avec l'environnement par résolution numérique des équations de Navier-Stokes ou d'Euler.

II.4.2.1 Principe des méthodes CFD

Pour arriver à trouver des solutions aux équations décrivant les comportements physiques des fluides, plusieurs étapes sont nécessaires. Les systèmes informatiques sont bâtis sur des bases binaires et donc discontinues. Pour décrire des phénomènes continus aussi bien dans l'espace que le temps, il faut d'abord les discrétiser pour qu'il puissent être "interprétés" par l'ordinateur. Il existe trois grandes méthodes de discrétisation. La méthode des différences finies, basée sur les développement en série de Taylor autour d'un point, qui remplace les termes dérivés par des différences. La méthodes des volumes finis est basée sur des volumes disjoints dont l'ensemble définit le domaine de calcul qui forment un maillage. Pour chaque volume (aussi appelé cellule) sont attribués des surfaces et un centre. Pour transférer des informations physiques d'une cellule à une autre, des lois de conservations sont utilisées. Enfin, la méthode des éléments finis remplace les équations aux dérivées partielles par un système d'équation linéaire plus simple à résoudre (ie. la formulation variationnelle). Un certain nombre de modèles détaillés dans la Section II.4.2.2 utilisent les éléments finis pour discrétiser l'espace et les différences finies pour le temps. La forme générale des équations dites de "conservation" résolues par ces différentes approches se divisent en quatre termes. Un terme d'advection, un terme de diffusion, un terme source et un terme transitoire :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \varphi dV}_{\text{transitoire}} + \underbrace{\oint_S \rho \varphi \vec{u} \cdot d\vec{S}}_{\text{advection}} = \underbrace{\oint_S D_\varphi \vec{\nabla} \varphi \cdot d\vec{S}}_{\text{diffusion}} + \underbrace{\int_V S_\varphi dV}_{\text{source}}, \quad (\text{II.12})$$

où φ varie selon le type d'équation mais peut être égale à 1 (pour une équation de

continuité), une composante de vitesse (u) ou l'enthalpie, V est le volume étudié et \mathcal{S} sa surface, ρ est la masse volumique du fluide. D_φ et S_φ sont respectivement le coefficient de diffusion et le terme source.

Les conditions aux limites et initiales permettent de fermer le problème et de le résoudre.

II.4.2.2 Modélisation de la turbulence

a) Moyenne de Reynolds (Reynold Averaged Navier-Stokes ou RANS) La modélisation RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) introduite par Osborne Reynolds en 1895 est la plus communément utilisée. Les caractéristiques physiques de l'écoulement (par exemple, la pression et la vitesse) sont séparés en deux parties, une partie moyenne et une partie fluctuante. L'application de l'opérateur moyenne de Reynolds aux équations de la mécanique des fluides donne les équations pour l'écoulement moyen. Pour fermer le système et résoudre les équations ainsi obtenues, des modèles de turbulence sont nécessaires. Les plus courants assimilent les effets turbulents à des effets visqueux dépendant de l'espace et du temps selon l'hypothèse de Boussinesq (eddy viscosity) et sont calculés pour la première fois par Prandtl en 1925. L'avantage du RANS est principalement le temps de calcul encore abordable pour des simulations de rotor : quelques millions de points sont suffisants pour avoir une bonne convergence numérique des modèles. Les performances d'un calcul RANS sont fortement dépendantes du modèle utilisé. Les équations sont données dans le Chapitre III.

Parmi les plus connus, on trouve le Spalart-Allmaras. Avec une unique équation à résoudre en plus des équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement, il est efficace et a été développé pour des applications dans l'aérodynamique (Spalart et Allmaras, 1992). Le modèle ne considère pas de dissipation sur les tourbillons et convient particulièrement aux faibles nombres de Reynolds et aux écoulements attachés. Il a pour avantage de présenter une stabilité importante. Son utilisation est peu recommandée par exemple dans le cas d'écoulements fortement cisailés.

Pour introduire la partie dissipative dans les équations, Hanjalic et Launder (1972) proposent de résoudre en plus des équations de conservation de la quantité de mouvement et de conservation de la masse, deux équations de transport supplémentaires : une pour l'énergie cinétique turbulente (k) et l'autre pour le taux de dissipation d'énergie cinétique

turbulente (ε). Une loi de paroi pour représenter la couche limite en proche paroi est également nécessaire. Le modèle k - ε est plutôt adapté aux écoulements ne contenant pas de structures ou pour le calcul des champs lointains car il supporte assez mal les forts gradients de pression et les écoulements à courbure importante et les jets.

Le modèle k - ω est plus adapté pour traiter les problèmes liés à ce type d'écoulements, par exemple pour les écoulements internes (Wilcox, 2008). Proche du modèle k - ε , la variable ε y est alors remplacée par ω , le taux spécifique de dissipation de l'énergie cinétique (Kolmogorov, 1942). Le k - ω est également adapté aux faibles nombres de Reynolds. À cause de son approche moins linéaire, il est moins stable que le k - ε et le Spalart-Allmaras, ce qui le rend plus sensible aux conditions initiales et limites choisies. Les équations pour ce modèle, utilisées dans ce travail, sont détaillées dans le Chapitre III.

Enfin, Menter (1992) propose une combinaison des modèles k - ε et k - ω , le modèle k - ω -SST. Il est basé sur le k - ε en proche paroi et sur le k - ω pour le champ lointain. Il est robuste mais nécessite un maillage beaucoup plus fin que pour chacun des deux modèles qui le composent.

En ce qui concerne la représentation de la rugosité dans la modélisation RANS (et plus généralement pour les modélisations de la turbulence), deux approches ressortent. La première est celle de la loi de paroi (Chedevergne et Aupoix, 2017 ; Prakash et Laurendeau, 2020). L'idée est de modifier la façon dont le fluide se comporte proche d'une paroi. L'approche la plus commune (Nikuradse, 1931) consiste à considérer que la loi logarithmique de l'évolution spatiale de la vitesse dans la couche limite est conservée mais décalée dans l'espace. C'est la méthode utilisée, entre autre pour prendre en compte les états de surface pour l'étude des déplacements atmosphériques (Fig. II.13). Suite aux travaux expérimentaux de Colbrook (1939), Grigson (1992) introduit un terme traduisant la décroissance de la vitesse à l'approche de la paroi qui sera, entre autres, repris dans le Spalart-Allmaras. S'en suit un certain nombre de déclinaisons adaptées à des problèmes particuliers. Les lois aux parois sont rarement appliquées localement. Elles modélisent les rugosités de façon homogène sur les surfaces sur lesquelles elles sont appliquées.

La seconde représentation de la rugosité est explicite. La rugosité fait alors partie intégrante du support solide qui la porte. Elle est majoritairement utilisée pour l'étude d'excroissances peu nombreuses ou locales. La condition à la paroi reste alors une condition

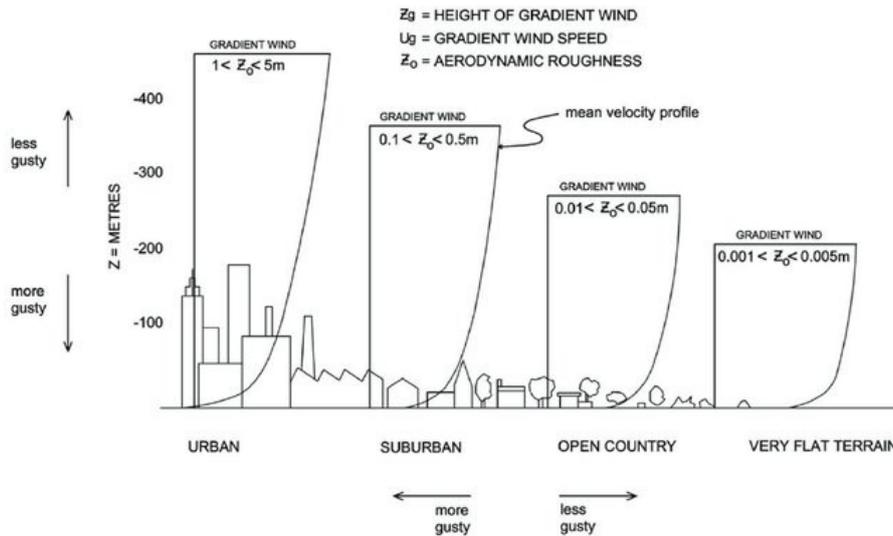


FIGURE II.13 – Formes du profil de vitesse dans la couche limite atmosphérique en fonction des différents états de surface d'après Cochran et Derickson (2005).

de non-glissement et l'interaction se fait sans loi supplémentaire à celle prévue dans le modèle de turbulence. Cette méthode est souvent privilégiée pour l'étude d'accrétion de glace sur les ailes ou les turbines d'avion. Kinzel *et al.* (2011) étudient les effets 3D de la présence de glace sur le bord d'attaque d'un profil d'aile d'avion. La structure de la zone gelée est inspirée de l'expérience et directement incluse dans la pale. Cette approche a également ses limitations : le coût de calcul est souvent bien supérieur car il faut fortement raffiner le maillage dans les zones étudiées pour pouvoir capturer leurs effets avec précision.

En ce qui concerne les hydroliennes, Rivier *et al.* (2018) et Delafin *et al.* (2019) confrontent leur simulation 2D d'une HAV à l'expérience avec de bons résultats. Dans les deux cas, le modèle numérique choisi est le $k-\omega$ -SST. Si pour Delafin *et al.* (2019) le but de l'étude est principalement de contribuer à la réalisation d'un modèle moins lourd en terme de temps de calcul pour simuler efficacement les fermes hydroliennes, Rivier *et al.* (2018) utilisent une modélisation explicite de la rugosité pour étudier l'impact du biofouling. Des balanes idéalisées (coniques) sont ajoutées à la structure du rotor et le sillage de l'hydrolienne est comparé entre le cas propre et le cas colonisé. Le cas avec les balanes montre des lâchés tourbillonnaires plus importants et un sillage plus turbulent. Les vortex supplémentaires émis par les pales amont dans le sillage perturbent d'autant plus l'écoulement autour des pales en aval. Les travaux de Rivier *et al.* (2018) contiennent également une étude tri-dimensionnelle d'une pale en écoulement stationnaire. Dans celle-ci, on observe plusieurs impacts importants de la rugosité sur l'écoulement

autour de la pale. Le décrochage hydrodynamique apparaît sur l'extrados (surface supérieure de la pale). A moins d'ajouter une rugosité particulièrement importante sur l'intrados, l'écoulement ne semble que très peu modifié dessus. La position de la première implantation joue également un rôle crucial. Selon sa taille, elle peut déclencher un décollement immédiat de l'écoulement. Par contre, l'accumulation de petites structures, loin du bord d'attaque n'a que peu d'effet. L'écoulement ne s'engouffre pas dans les interstices ou crée des boucles de circulation qui génèrent un effet "peau de requin" et dont les rugosités ne perturbent que peu le sillage.

Récemment, Song *et al.* (2019) proposent une approche numérique pour étudier le biofouling sur une HAH. A ce jour, il s'agit de la seule étude numérique 3D d'un rotor biofoulé que nous ayons pu trouver. Les auteurs incluent dans leur code une fonction de rugosité, qu'ils appliquent sur la paroi comme condition aux limites. L'implantation des espèces n'est donc pas explicite mais l'approche permet de facilement faire varier les différents paramètres : hauteur des rugosités et pourcentage de la surface couverte. Une rugosité numérique équivalente est appliquée pour chacun des dix scénarios. Elle est alors appliquée à l'ensemble du rotor de façon homogène. Dans tous les cas rugueux, la puissance est détériorée pour tous les TSR. Le C_P max est donc également plus faible. Il est toutefois atteint pour des valeurs de TSR plus faibles (3,5 au lieu de 4,3). Cela suggère qu'en cas de colonisation d'une hydrolienne en mer, le point de fonctionnement optimal sera sans doute modifié. Le TSR pouvant être réguler, il s'agit d'un point important à soulever pour limiter les pertes (autour de 9% si le TSR est adapté contre plus de 15% sinon). L'augmentation de la surface colonisée ou de la hauteur des rugosités entraînent systématiquement la détérioration des performances. Cet aspect peut être contesté car le modèle de paroi choisi sous-entend un impact logarithmique de la rugosité. Or le biofouling ne semble pas avoir un impact continu. L'ajout d'un individu à des positions spécifiques peut permettre le recollement ou le détachement de la couche limite. Cela remet également en cause l'idée de représenter le biofouling par une rugosité homogène et régulière.

b) Simulation Numérique Directe (DNS) La Simulation Numérique Directe est de loin la plus couteuse mais également la plus précise pour le calcul numérique d'écoulements turbulents. Elle consiste à résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes jusqu'à l'échelle de Kolmogorov (échelle de dissipation) sans utiliser de modèle de turbulence. Les coûts calculs sont très élevés et dissuadent souvent l'utilisateur

de choisir cette approche. D'autant qu'un excès de précision implique souvent beaucoup de perturbations numériques sur les résultats à gérer. Son utilisation se limite ainsi aux recherches nécessitant une précision extrême pour étudier des processus physiques complexes. Ducoin *et al.* (2017) applique la DNS à un rotor complet d'éolienne de type Savonius. Cette méthode permet d'étudier l'écoulement jusqu'à un $Re = 9 \times 10^4$ et d'observer les instabilités centrifuges autour de la corde médiane des pales difficiles à capturer avec des méthodes moins coûteuses comme le RANS et la LES.

c) Simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation - LES) En 1963, Smagorinsky (1963) propose une nouvelle approche pour modéliser les écoulements atmosphériques. Cette fois, les grandeurs physiques ne sont pas moyennées mais filtrées grâce à un opérateur mathématique (détails dans le Chapitre III). Les grandes structures fluides sont directement calculées numériquement à partir des équations de Navier-Stokes, tandis que les effets des petites échelles (ie. échelles sous-maille) sont modélisés. La LES se place donc entre le RANS et la DNS avec un temps de calcul plus court que le second et de meilleures performances que le RANS. À cause des ressources de calcul faibles, la LES a été très peu utilisée jusqu'aux années 1990 où elle se développe fortement pour répondre aux problèmes de combustion, aéro-acoustique, transfert de chaleur, etc...

Pour ce qui est de la modélisation d'hydroliennes, Churchfield *et al.* (2013), Pablo *et al.* (2017), Thomas *et al.* (2014) et Abuan et Howell (2019) valident leur modèle LES en comparant leur résultats avec des données expérimentales. Les domaines d'application sont variés : études des interactions hydrodynamiques entre deux turbines, prédiction des performances dans le but d'améliorer les rotors, impact de la turbulence sur les performances des hydroliennes, étude du bruit généré par les pales, etc... Le choix de la LES est souvent fait pour sa faculté à obtenir des résultats particulièrement précis pour prédire le sillages des hydroliennes.

La simulation des grandes échelles est privilégiée pour prédire les turbulences à coûts réduits par rapport à la DNS. Par contre, elle nécessite des modèles de paroi pour gérer les surfaces rugueuses ou avec des propriétés particulières comme celles que pourrait avoir le biofilm (Piomelli, 2008 ; Yang *et al.*, 2015 ; Bose et Park, 2018). L'étude de Qiuhaio *et al.* (2017) visant à étudier les effets de différentes conditions d'écoulement sur une HAH, prend en compte une rugosité de 6.10^{-3} m sur les pales au travers d'une fonction de paroi appliquée uniformément sur la surface. La validité de cette hypothèse n'y est

pas testée et l'impact de la rugosité n'est pas discuté. Pour les structures plus grosses, les rugosités sont intégrées explicitement aux pales. Rivier *et al.* (2018) comparent les performances de la LES et du RANS pour un rotor d'HAV biofoulé. Le modèle $k-\omega$ SST (RANS) montre des résultats 2D cohérents avec l'expérience dans le cas de l'étude du rotor complet. Pourtant, en 3D, le modèle de turbulence LES-Smagorinsky semble meilleur pour capturer les tourbillons générés par le biofouling. Le choix du modèle est confronté au manque de données expérimentales sur l'étude de macro-rugosités sur un rotor complet. Rivier *et al.* (2018) s'intéressent également plus à l'écoulement environnant qu'aux efforts qui s'appliquent sur la turbine. Le calcul des forces s'appliquant sur les pales est aussi un critère important pour déterminer le modèle idéal.

II.5 Couplage de modèles

Comme expliqué précédemment, chacun des modèles présentés dans la Section II.4 ont leurs avantages mais également leurs inconvénients. Pour tirer le meilleur parti de chaque modélisation, il est possible de réaliser un couplage entre deux (ou plus) modèles numériques. Les deux codes interagissent alors ensemble en échangeant des informations physiques sur le fluide comme la pression, la température, la vorticité, la vitesse...

Le plus gros défaut des modélisations explicites de la turbulence en description Eulérienne, est le temps de calcul. C'est d'autant plus vrai quand il s'agit de représenter des interactions fluide-structure. En effet, comme celles-ci utilisent des modèles de paroi, il faut des mailles assez fines en proche-paroi pour pouvoir représenter le comportement de la couche limite. Ce type de raffinement augmente grandement le nombre de mailles nécessaires pour le calcul et de ce fait son coût. Pour compenser cela la zone du rotor peut être remplacée par des disques poreux (ADM), un agencement de sections de pale (BEM) ou de lignes portant des informations physiques (Actuator Line Method - ALM). Une fois le comportement du fluide proche de la structure évalué, les données sont injectées dans un code permettant de modéliser le sillage (filaments de vortex, méthodes explicites Eulérienne ou Lagrangienne...). Sandoval *et al.* (2021) réalisent une étude comparative complète sur le couplage des trois modèles simplifiés avec un code CFD utilisant la modélisation RANS sur le sillage d'une hydrolienne. Si les trois approches permettent d'évaluer de façon correcte la perte de vitesse moyenne due au rotor dans le sillage avec

une différence inférieure à 20%, les auteurs notent les points suivants. L'ADM génère un sillage trop large à cause des grandes structures tourbillonnaires en bout de pale. La BEM, donne les meilleurs résultats sur le sillage moyen mais ne permet pas de faire apparaître les structures tourbillonnaires les plus petites. L'ALM sous-estime la perte d'énergie moyenne mais parvient à capturer les lâchers tourbillonnaires. Quoi qu'il en soit, les trois méthodes permettent une bonne estimation du sillage bien que l'ADM oublie la présence du moyeu central. L'utilisation de tels couplages ne peut pourtant pas s'appliquer au cas de l'étude du macro-fouling. En effet, l'ADM ne prend pas en compte les structures détaillées et la base de l'ALM et la BEM est la discrétisation de la pale. Ainsi, une variation brutale d'épaisseur le long de celle-ci ne saurait être prise en compte efficacement. Avec l'objectif de réduire les temps de calculs en CFD tout en conservant de bonnes prédictions sur les efforts, Papadakis et Voutsinas (2014) proposent un couplage d'un code Eulérien associé aux modèles numériques RANS Spalart-Allmaras et $k-\omega$ SST avec un code Lagrangien basé sur des particules tourbillonnaires. Le code qui en résulte (HopFlow) est appliqué au cas d'un profil de pale 2D dans un écoulement stationnaire et les résultats obtenus sont comparés à ceux produits par le code Eulérien seul. Si les efforts et le sillage n'ont presque pas été changés par le couplage, HopFlow montre une augmentation du temps de calcul de 10% par rapport au code Eulérien seul alors qu'il avait été conçu pour le diminuer. Le temps de calcul gagné dans chacun des codes, est inférieur au temps supplémentaire des échanges entre eux. Palha *et al.* (2015) choisissent le même type d'approche pour conserver les capacités des codes Eulériens à prédire les interactions fluide-structure tout en éliminant la diffusion dans le sillage à l'aide du code Lagrangien. Le couplage subit un test de performance. Pour les deux premiers tests, constitués de la simulation de deux vortex contre-rotatifs et de l'écoulement autour d'un cylindre, il répond très bien aux attentes autant pour le sillage que pour le calcul des efforts sur la structure. Le troisième test est moins concluant. Il s'agit d'un écoulement stationnaire autour d'une ellipsoïde censée représenter un profil de pale. Si la modélisation du sillage reste cohérente, le code perd sa capacité à simuler l'évolution temporelle des efforts sur la pale. Les auteurs n'émettent aucune hypothèse sur cette réaction et ne précisent pas les temps de calcul impliqués. Pour ce qui est de la modélisation tri-dimensionnelle, Anusonti-Inthra et Floros (2008) appliquent un couplage RANS/Vortex Particles à une pale en écoulement stationnaire lent. Son code montre une très bonne réponse pour le calcul des efforts et

une baisse de la dissipation numérique comparée au modèle RANS seul. Enfin Rajmohan *et al.* (2014) couplent avec succès un code RANS (Spalart-Allmaras) et un code Vortex Particles pour modéliser les interactions pour un rotor coaxial d'hélicoptère. Ils obtiennent de meilleurs résultats en utilisant cette approche qu'avec le code Lagrangien seul qui échoue à évaluer les efforts sur les pales et entraîne une erreur sur le calcul du sillage.

Le couplage entre modèle Eulérien/Lagrangien est donc principalement utilisé avec pour objectif de garder un calcul des efforts précis tout en limitant la dissipation numérique dans le sillage.

Chapitre III

Méthodologie

Ce Chapitre décrit les méthodes qui sont utilisées tout au long de cette thèse. La Section III.1 présente le cheminement de pensée et l'arbre de décision qui ont mené à choisir les différentes solutions et pistes de résolution du problème initial. Au cours de cette thèse les approches Eulérienne et Lagrangienne sont utilisées pour la modélisation de l'écoulement. La Section III.2 précise les équations et les valeurs des constantes choisies pour les différents paramètres de l'approche Eulérienne dans OpenFoam. La Section III.3 fait de même mais pour l'approche Lagrangienne dans Dorothy.

III.1 Choix de la méthode pour étudier l'impact du biofouling

Pour étudier les conséquences du biofouling, deux points sont étudiés : i) l'impact sur les performances et ii) les effets sur le sillage dans la perspective de déploiement de machines en ferme. Reproduire un hydrodynamisme similaire au site hydrolien est possible en laboratoire, toutefois, de telles expérimentations ne sont pas envisageables au M2C en raison d'une installation expérimentale non adaptée. Par ailleurs, il est difficile d'envisager des modèles réduits impliquant une turbine à échelle réduite et dont les espèces qui la colonisent peuvent être jusqu'à cent fois plus petites que la corde des pales. Faire varier la position, la densité et la taille des rugosités était également un critère important à prendre en compte et difficile à mettre en place en laboratoire en raison des dimensions naturelles des rugosités. La récolte de données expérimentales nécessite enfin un certain nombre

de capteurs, pour mesurer les pressions, les vitesses, les efforts et les caractéristiques turbulentes du sillage de la turbine. L'utilisation de sondes de pression est envisageable dans un écoulement stationnaire, sur une pale par exemple, mais devient beaucoup plus complexe pour une turbine en rotation où seuls les efforts totaux sont en général mesurés. Quant à la mesure du sillage, les sondes sont placées "loin" en aval de la turbine et ne permettent pas forcément de comprendre les interactions qui se produisent très proche de celle-ci. L'approche générale de cette étude s'est donc portée vers une modélisation numérique des hydroliennes. Au vu de la différence d'échelle entre les espèces sessiles et les rotors d'hydrolienne, les modélisations aux échelles des parcs hydroliens, qui ne prennent pas, ou très peu en compte la géométrie des turbines (comme le disque de Froude) ont été écartées. Selon sa progression, et le temps que la turbine passe immergée, la masse des espèces biofoulantes peut devenir significative comparée à celle des pales, conçues pour être légères et résistantes. Le principe fondamental de la dynamique permet de montrer qu'une fois la vitesse de la turbine stabilisée, cette variation de masse a peu d'importance. Mais les hydroliennes marines sont soumises aux marées et sont susceptibles de passer d'un sens de rotation à l'autre en passant par un point d'arrêt. La masse supplémentaire amenée par le biofouling pourrait, dans ce cas de figure, avoir des effets dynamiques non négligeables. Les HAV, ont, par exemple, des points de stabilité pour certaines positions des pales au démarrage. Il faut alors une énergie plus importante pour la mettre en mouvement. Ce phénomène est moins fort pour les HAH, mais il pourrait tout de même impacter le facteur de charge à long terme car si l'hydrolienne met plus de temps à démarrer, elle produira moins et ce pour chaque redémarrage. Ainsi, l'étude dynamique des turbines prenant en compte la variation de la masse semble intéressante. Pour la réaliser, il est possible d'ajouter un niveau de complexité dans le code de calcul numérique et de faire tourner la turbine grâce aux efforts appliqués par le fluide au lieu de forcer la rotation. Cette modélisation des interactions fluide-structure a pour avantage de mieux respecter la chaîne énergétique des hydroliennes *in situ* (Fig. III.1).

La seule énergie reçue par l'hydrolienne est celle du fluide. L'autre atout de cette modélisation est le suivi de l'évolution de la vitesse du rotor dans le temps. Elle permet donc d'estimer la vitesse minimale pour mettre la turbine (seule) en mouvement et d'évaluer le retard qu'elle prend par rapport à une pale moins lourde. Comme expliqué dans le Chapitre II, les variations importantes d'épaisseur sur la pale à cause du biofouling

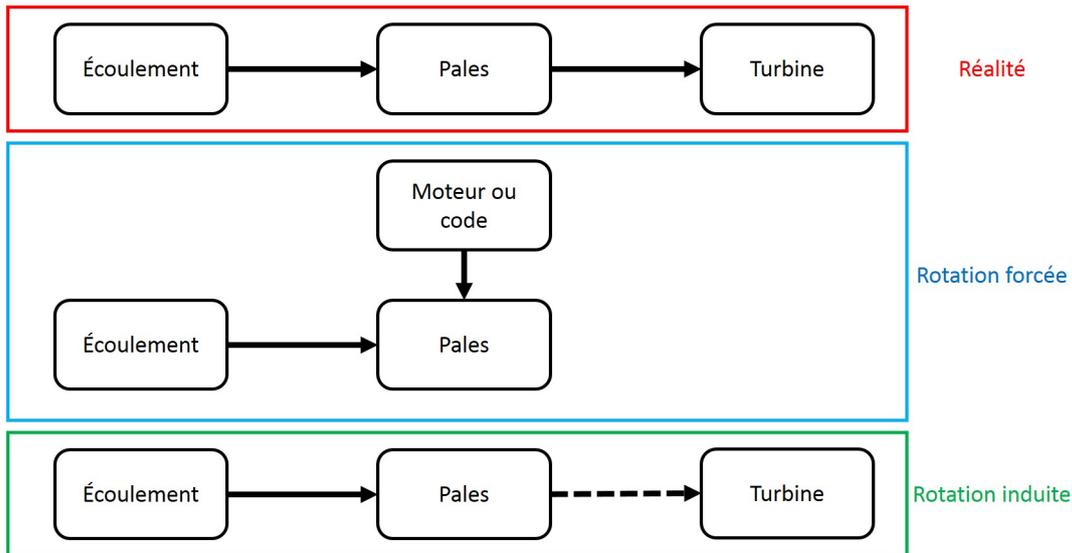


FIGURE III.1 – Schéma montrant les différentes chaînes énergétiques suivant l'approche choisie (Robin *et al.*, 2021b).

empêchent l'utilisation de la BEM et provoquent des décrochages hydrodynamiques qui ne respectent pas les conditions de Kutta-Joukowski au fondement de la LLT. Seule une approche par modélisation explicite de la turbulence respecte à la fois les besoins d'évaluation des performances et de caractérisation du sillage. L'arbre de décision respecté pour le choix des modèles est représenté Fig. III.2.

Dans cette thèse, deux modèles de turbulence explicites ont été retenus. Dans le Chapitre IV, leur fiabilités sont comparées sur un cas simple de pale avec une unique balane sur son extrados dans un écoulement stationnaire. Le reste des calculs a été réalisé avec le modèle LES-Smagorinsky détaillé dans la Section III.3. Dans un souci de reproductibilité et d'accessibilité, tous les calculs Eulériens sont réalisés avec le code OpenFoam dont les caractéristiques sont détaillées ci-après.

III.2 Résolution des Équations de Navier-Stokes par une approche Eulérienne avec le code OpenFoam

OpenFoam (Greenshields, 2018) est un logiciel de CFD gratuit, développé à l'origine à l'Impérial College de Londres (U.K). Les sources sont libres de droit (Open Source). Il est utilisé par une très large communauté aussi bien dans le domaine de la recherche

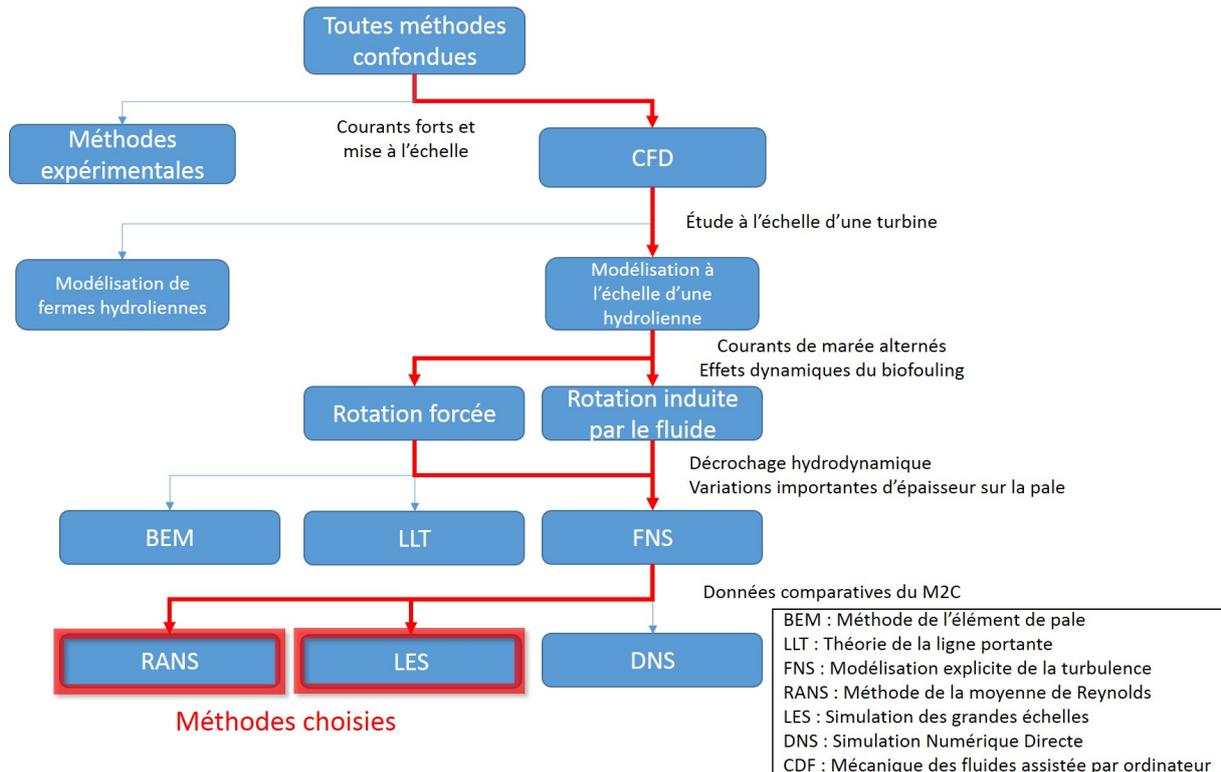


FIGURE III.2 – Arbre de décision pour le choix de la méthode d'étude de l'impact du biofouling sur les performances d'hydrolienne

académique que dans l'ingénierie. Le code en C++ est construit de façon modulaire. Chaque nouveau module apporte une spécificité au code. Grâce à l'accessibilité des sources, OpenFoam s'est développé au cours des deux dernières décennies comme un projet collaboratif continuellement amélioré par sa communauté. Ainsi, aujourd'hui, il est capable de résoudre des systèmes d'équations complexes appliqués à des problèmes multiphysiques, comme ceux pour les fluides turbulents, le transfert de chaleur, ou des réactions chimiques. Sur certaines versions d'OpenFoam, la déformation des solides peut même être calculée (foam-extend). De plus, OpenFoam est parallélisé efficacement à l'aide de bibliothèques MPI, ce qui rend possible son exécution par des machines très puissantes, les supercalculateurs, et réduit les temps de calcul.

Cependant, ce code a également des défauts. OpenFoam subit des mises à jour majeures tous les six mois, dont certaines sont incompatibles avec les précédentes. Par ailleurs, sa structure modulaire et son caractère libre de droit empêchent une bonne homogénéité du code et limitent sa prise en main rapide.

La mise en place d'une simulation dans OpenFoam nécessite un certain nombre d'étapes décrites ci-après.

III.2.1 Construction du maillage

Détailler la façon dont OpenFoam définit les maillages est essentielle pour la compréhension de la partie couplage.

Le maillage se réalise en deux étapes. La définition du domaine de calcul est réalisé à l'aide de la fonction *blockMesh*. Elle décompose l'espace en hexaèdres dont les côtés peuvent être droits ou en arcs de cercle. Les coordonnées des 8 points et arêtes qui composent chaque cellule sont stockées dans un fichier ASCII ou binaire. A chaque nœud est attribué un numéro unique qui croit dans un ordre tout le temps identique (Fig. III.3). Il en va de même pour chaque hexaèdre auquel on attribue un numéro de cellule et un centre dont les coordonnées sont récupérables.

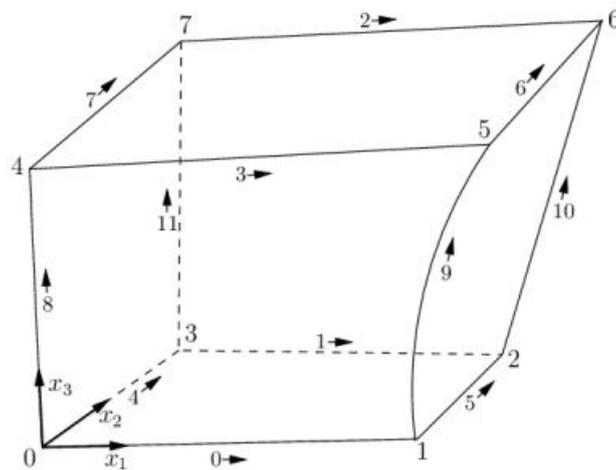


FIGURE III.3 – Schéma d'une cellule dans OpenFoam avec l'attribution des numéros de nœuds et d'arêtes, d'après le site internet : <https://www.openfoam.com/>.

blockMesh permet également de définir les surfaces qui serviront de limite et de réaliser des raffinements grossiers via des coefficients de grandissement fixes.

Une fois le maillage primaire réalisé, il est possible d'utiliser le module *snappyHexMesh* pour y inclure les structures et des raffinements locaux. Il s'agit d'un mailleur non-structuré qui scindent les structures hexagonales par itérations pour en générer de plus petites. L'avantage de cet utilitaire est sa facilité d'utilisation car le maillage est généré à l'aide d'un simple fichier de commande. L'inconvénient qui en résulte est la difficulté de résoudre des problèmes locaux quand *snappyHexMesh* interprète mal les configurations générales entrées. Il est toutefois possible de paramétrer le raffinement sur les surfaces et dans des volumes prédéfinis. Pour ce faire, *snappyHexMesh* fonctionne par "niveau de

raffinement". Chaque niveau correspond à une structure deux fois plus petite dans les trois directions. Une cellule de niveau n est donc séparée en huit nouvelles de niveau $n+1$ (Fig. III.4).

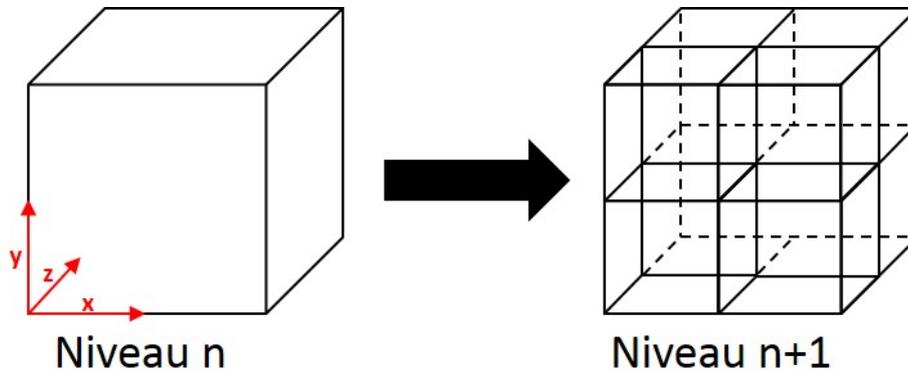


FIGURE III.4 – Schéma de passage d'une cellule de niveau n à une cellule de niveau $n+1$

Dans les volumes, il y a également un certain nombre de paramètres qui peuvent être contrôlés pour assurer la qualité du maillage final. Pour les simulations de l'ensemble de la thèse, les paramètres suivants ont été choisis :

- Le nombre de couches de transition entre deux volumes de niveaux différents est fixé à 8 pour éviter les variations de volume trop brusques qui pourraient mener à faire diverger le calcul.
- L'angle de non-orthogonalité maximal est fixé à 60° .
- La concavité maximale est fixée à 80° .
- L'asymétrie (skewness en anglais) maximale d'une cellule est fixée à 4.

Par ailleurs, pour résoudre l'interaction fluide-structure efficacement et "capturer" la couche limite, des couches de raffinement structurées sont placées en proche paroi. La première maille est la plus fine, l'épaisseur des suivantes dépend d'un coefficient d'expansion qui variera suivant les gradients de vitesse en présence. Un minimum de trois couches structurées est choisi pour tous les cas réalisés.

III.2.2 Conditions aux limites et initiales

Pour simplifier l'écriture des équations des conditions aux limites, on note $\delta\Omega_1$ et $\delta\Omega_2$ les surfaces d'entrée et de sortie du fluide. $\delta\Omega_{3,4,5,6}$ sont les quatre surfaces latérales du domaine (Fig. III.5). "walls" désigne les surfaces solides immergées dans le fluide (il s'agit

donc de la turbine ou de l'ensemble turbine-biofouling). Ainsi, les conditions aux limites sont :

$$u_i|_{\delta\Omega_1} = U_\infty x_1, \quad (\text{III.1})$$

$$p|_{\delta\Omega_2} = p_\infty, \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} n_j|_{\delta\Omega_{3,4,5,6}} = 0, \quad (\text{III.3})$$

$$u_i|_{\text{walls}} = 0, \quad (\text{III.4})$$

où les n_i sont les vecteurs normaux à leur surface respective. i dénote les indices de position tel que $i = 1, 2, 3$ dans les trois directions.

L'Eq. (III.1) correspond à une condition de vitesse moyenne à l'entrée du domaine. L'Eq. (III.2) fixe la pression de sortie à p_∞ (pression dynamique de chaque cas). L'Eq. (III.3) est une condition de glissement (gradient nul) pour limiter l'impact des effets de bord sur le calcul. L'Eq. (III.4) est la condition de non-glissement implémentée sur les surfaces solides de la simulation. La loi de paroi utilisée est décrite dans la sous-section suivante.

Les conditions initiales sont fixées dans tout le domaine de calcul Ω_D . Initialement, il était prévu de fixer la vitesse de l'écoulement dans le domaine à la valeur de U_∞ pour gagner du temps de calcul avant d'atteindre la stabilisation des résultats. Cette méthode n'a pas pu être appliquée car elle engendre des instabilités trop fortes au démarrage du calcul sur les turbines. Il a été choisi de mettre le fluide au repos à l'instant initial et de le laisser se propager dans le domaine grâce à la condition de vitesse à l'entrée. Ainsi les conditions initiales choisies sont :

$$u_i|_{\Omega_D} = 0, \quad (\text{III.5})$$

$$p|_{\Omega_D} = p_\infty. \quad (\text{III.6})$$

$$(\text{III.7})$$

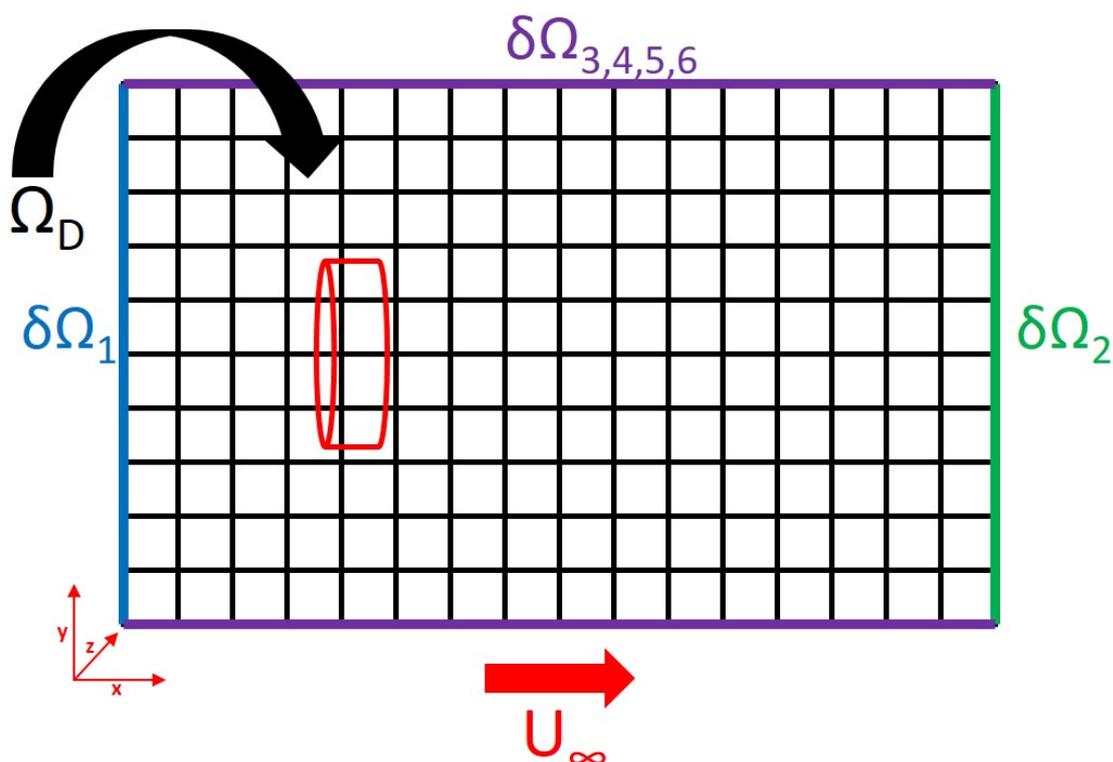


FIGURE III.5 – Schéma de coupe d'un maillage 3D avec surface d'entrée ($\delta\Omega_1$; bleu), de sortie ($\delta\Omega_2$; vert) et latérale ($\delta\Omega_{3,4,5,6}$; violet). Le maillage noir est le domaine de calcul Ω_D . La flèche rouge désigne le sens d'écoulement du fluide.

III.2.3 Loi de parois

Obtenir une bonne représentation de la couche limite turbulente demande une attention particulière à la modélisation de la turbulence en proche paroi. Dans le cas où un modèle est adapté à ce genre de problèmes ($k-\omega$ SST par exemple), l'utilisation d'une loi de paroi (ou fonction de paroi) n'est pas forcément nécessaire. Il faut toutefois un maillage particulièrement fin proche des surfaces solides ($y^+ \leq 1$ où $y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}$ avec u_τ la vitesse de friction) afin de résoudre au maximum les plus petits tourbillons et les gradients de vitesse, ce qui est très coûteux en temps de calcul. Une autre méthode est de remplacer le modèle de turbulence en proche paroi par une fonction de paroi qui décrit l'évolution de la vitesse du fluide et la viscosité turbulente en fonction de la distance au mur. Dans cette thèse, le seuil de $y^+ = 1$ n'a pas pu être respecté dans tous les calculs. Dans ce cas, la loi de paroi "nutwallkFunction" est utilisée. Celle-ci a été choisie pour sa compatibilité avec de nombreux modèles de turbulence. La contrainte de cisaillement est

alors :

$$\tau_{\omega} = \nu \cdot \frac{\delta U}{\delta n} |_{\omega}. \quad (\text{III.8})$$

Pour résoudre cette équation, elle est simplifiée en :

$$\tau_{\omega} = \nu \frac{U_c - U_{\omega}}{y}, \quad (\text{III.9})$$

où U_c est la vitesse du fluide au centre de la première cellule (la plus proche de la surface) et U_{ω} celle sur la paroi (définie par la condition à la limite). Dans l'épaisseur logarithmique, l'énergie cinématique est définie par :

$$k^+ = \frac{1}{\sqrt{C_{\mu}}} = k/u_{\tau}^2, \quad (\text{III.10})$$

En inversant l'équation on trouve la vitesse de friction u_{τ} ,

$$u_{\tau} = C_{\mu}^{\frac{1}{4}} k^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{III.11})$$

et la contrainte de cisaillement,

$$\tau_{\omega} = \rho u_{\tau}^2. \quad (\text{III.12})$$

Or $u_{\tau} = U/U^+$ donc l'Eq. (III.12) peut se réécrire :

$$\tau_{\omega} = \rho u_{\tau} \frac{U_c - U_{\omega}}{\frac{1}{K} \ln(Ey^+)}. \quad (\text{III.13})$$

La viscosité effective dans la couche s'écrit :

$$\nu_{\text{eff}} = \frac{u_{\tau} y}{\frac{1}{K} \ln(Ey^+)} = \frac{y^+ \nu}{\frac{1}{K} \ln(Ey^+)} = \nu + \nu_t, \quad (\text{III.14})$$

La viscosité turbulente pour cette loi de paroi est alors :

$$\nu_t = \nu \cdot \left(\frac{Ky^+}{\ln(Ey^+)} - 1 \right), \quad (\text{III.15})$$

La fonction de paroi n'est appliquée que lorsque $y^+ \geq 1$. Dans le cas contraire, le modèle de turbulence calcule les caractéristiques de la sous-couche visqueuse de la couche

limite.

III.2.4 Algorithme de résolution : couplage vitesse-pression

Il existe dans la bibliographie un grand nombre d'algorithmes pour résoudre efficacement les équations de continuité :

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0, \quad (\text{III.16})$$

et de quantité de mouvement pour un fluide incompressible :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{U}\mathbf{U}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{U} + \mathbf{f}. \quad (\text{III.17})$$

Pour bien comprendre le fonctionnement d'un de ces algorithmes, il est essentiel de noter un certain nombre de faits. Les inconnues des Eq. (III.16) et (III.17) sont $p, \mathbf{U} = (U_x, U_y, U_z)$ respectivement la pression et la vitesse tridimensionnelle. Il n'y a pas d'équation décrivant directement le comportement de la pression contrairement à un cas compressible où il est possible d'utiliser la loi des gaz parfait par exemple. Il s'agit d'un système de deux équations dépendantes l'une de l'autre. Résoudre l'Eq. (III.17) ne suffit pas car la vitesse de l'écoulement doit aussi respecter l'Eq. (III.16). Dans un premier temps l'Eq. (III.17) est réécrite sous forme matricielle :

$$\mathbf{M}\mathbf{U} = -\nabla p, \quad (\text{III.18})$$

où \mathbf{M} est une matrice de coefficients calculés par discrétisation en volumes finis. Ils sont donc tous connus.

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_{1,1} & M_{1,2} & M_{1,3} & \cdots & M_{1,n} \\ M_{2,1} & M_{2,2} & M_{2,3} & \cdots & M_{2,n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & \vdots & & \ddots & \vdots \\ M_{n,1} & M_{n,2} & \cdots & & M_{n,n} \end{pmatrix},$$

Grâce à elle, et en connaissant le champ de pression à l'itération précédente, nous pouvons prédire \mathbf{U} . Cette valeur du champ de vitesse est provisoire car elle ne respecte pas l'équation de continuité (Eq. (III.16)). Pour aller plus loin, on définit \mathbf{A} (aussi noté a_p

dans la bibliographie) comme étant une matrice diagonale constituée des termes diagonaux de \mathbf{M} :

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} M_{1,1} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & M_{2,2} & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & \vdots & & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & & M_{n,n} \end{pmatrix},$$

avec \mathbf{A}^{-1} son inverse :

$$\mathbf{A}^{-1} = \begin{pmatrix} 1/A_{1,1} & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 1/A_{2,2} & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & \vdots & & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & & 1/A_{n,n} \end{pmatrix}.$$

Si \mathbf{H} représente la matrice contenant les termes de \mathbf{M} non présents dans \mathbf{A} , il vient :

$$\mathbf{M}\mathbf{U} = \mathbf{A}\mathbf{U} - \mathbf{H}. \quad (\text{III.19})$$

\mathbf{H} permet de déterminer les termes sources pour l'équation de la pression (voir ci-après). Elle est parfois appelée "opérateur convection-diffusion".

En injectant l'Eq. (III.19) dans l'Eq. (III.18), on obtient :

$$\mathbf{A}\mathbf{U} - \mathbf{H} = -\nabla p, \quad (\text{III.20})$$

ce qui après multiplication par \mathbf{A}^{-1} devient :

$$\mathbf{A}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{U} = \mathbf{A}^{-1}\mathbf{H} - \mathbf{A}^{-1}\nabla p, \quad (\text{III.21})$$

soit :

$$\mathbf{U} = \mathbf{A}^{-1}\mathbf{H} - \mathbf{A}^{-1}\nabla p. \quad (\text{III.22})$$

Une fois cette nouvelle expression de \mathbf{U} obtenue, on peut la réinjecter dans l'Eq. (III.16) et il vient :

$$\nabla \cdot (\mathbf{A}^{-1} \nabla p) = \nabla \cdot (\mathbf{A}^{-1} \mathbf{H}), \quad (\text{III.23})$$

avec comme seule inconnue la pression p . On appelle cette équation "équation de la pression". Une fois celle-ci résolue, on peut réinjecter sa solution dans l'Eq. (III.20) pour la résoudre de façon explicite et qui respecte cette fois, l'équation de continuité. Les champs de vitesse et de pression sont maintenant connus. Toutefois, \mathbf{U} est obtenue grâce à p , elle même calculée à partir de \mathbf{H} dépendant de \mathbf{U} . La valeur du champ de p doit donc être mis à jour avec les nouvelles valeurs de \mathbf{U} . C'est là qu'interviennent les algorithmes SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) et PISO (Pressure-Implicit with Splitting of Operators). Leur fonctionnement est très similaire, mais leur différence réside dans leur manière de mettre à jour la matrice \mathbf{H} à chaque itération. L'algorithme SIMPLE réutilise le champ de vitesse obtenu explicitement (Eq. (III.20)) pour recommencer tout le processus : prédiction de \mathbf{U} , détermination de \mathbf{H} , calcul du champ de pression puis finalement du nouveau champ de vitesse. L'algorithme PISO, lui, détermine \mathbf{H} directement sans repasser par l'étape de prédiction et termine sa boucle de convergence de la même façon.

L'algorithme SIMPLE est privilégié pour les écoulements stationnaires. C'est à dire que :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = \frac{\mathbf{U}_p^{i+1} - \mathbf{U}_p^i}{\Delta t} = 0, \quad (\text{III.24})$$

où \mathbf{U}_p est la partie diagonale de \mathbf{U} .

De petits pas de temps augmentent donc la dominance de la partie diagonale de la matrice de vitesse. L'équation est alors plus stable et prend moins d'itérations à résoudre. L'algorithme SIMPLE n'est donc pas fait pour des situations où l'écoulement varie au court du temps et nécessite des termes de relaxation pour améliorer (artificiellement) la dominance de la partie diagonale. ils sont appliqués aussi bien à l'équation du moment qu'au champ de pression. On a par exemple :

$$p = \alpha p_{\text{new}} + (1 - \alpha)p_{\text{old}}, \quad (\text{III.25})$$

où α est le coefficient de relaxation. p est la pression calculée, p_{new} est la nouvelle pression prédite et p_{old} celle du pas de temps précédent.

Cette relaxation peut être appliquée à d'autres termes comme l'énergie turbulente ou la température.

L'algorithme PISO a été introduit plus tard (1986) pour les écoulements non stationnaires incompressibles. Sachant que le pas de temps est faible (car il doit capturer les variations temporelles de l'écoulement), il n'y a pas besoin de gonfler artificiellement les termes diagonaux avec des facteurs de relaxation. La condition à respecter est d'avoir un nombre de courant faible (<1) défini par :

$$C_o = \frac{u_i \Delta t}{\Delta x_i} \quad (\text{III.26})$$

où u_i est la vitesse de l'écoulement dans la direction i , Δt est l'intervalle entre deux pas de temps et Δx_i la distance dans la direction i entre deux nœuds de calcul.

Les différences de fonctionnement entre les deux algorithmes sont représentées sur la Fig III.6.

L'algorithme PIMPLE est utilisé dans cette thèse. Il est implémenté dans OpenFoam sous le nom de *pimpleFoam* et a pour objectif de mélanger les deux algorithmes SIMPLE et PISO pour plus d'efficacité et pour une utilisation plus contrôlée (en particulier au niveau du nombre d'itérations pour chacun des algorithmes). *pimpleFoam* réserve une partie de son code à l'évaluation d'un pas de temps (Δt) idéal en fonction des vitesses aux pas de temps précédents. Celui-ci doit respecter le critère de stabilité numérique CFL (nombre de courant). L'algorithme SIMPLE est ensuite appelé au moins une fois (réglable avec $n_{\text{Correctors}}$) pour pré-évaluer les valeurs des champs de pression et de vitesse. L'algorithme PISO est ensuite appelé et réalise $n_{\text{outerCorrectors}}$ itérations (en général fixé à 2). *pimpleFoam* récupère alors le résultat et teste 1) si le nombre maximal d'itération de l'algorithme pimple est atteint, ou 2) si les résidus sont inférieurs à la valeur fixé par l'utilisateur. Si l'une de ces conditions est vraie, alors *pimpleFoam* passe au pas de temps suivant. Pour être sûr de la convergence à tous les pas de temps, $n_{\text{outerCorrectors}}$ est fixé à 1000. Cela permet de ne sortir de la boucle de PIMPLE seulement si l'objectif sur les résidus est atteint. En pratique, sur les modèles que nous avons réalisés, PIMPLE réalise autours de 130 itérations pour le premier pas de temps de calcul puis ~ 30 itérations pour les suivants. Le schéma de fonctionnement de l'algorithme est présenté sur la Fig. III.7.

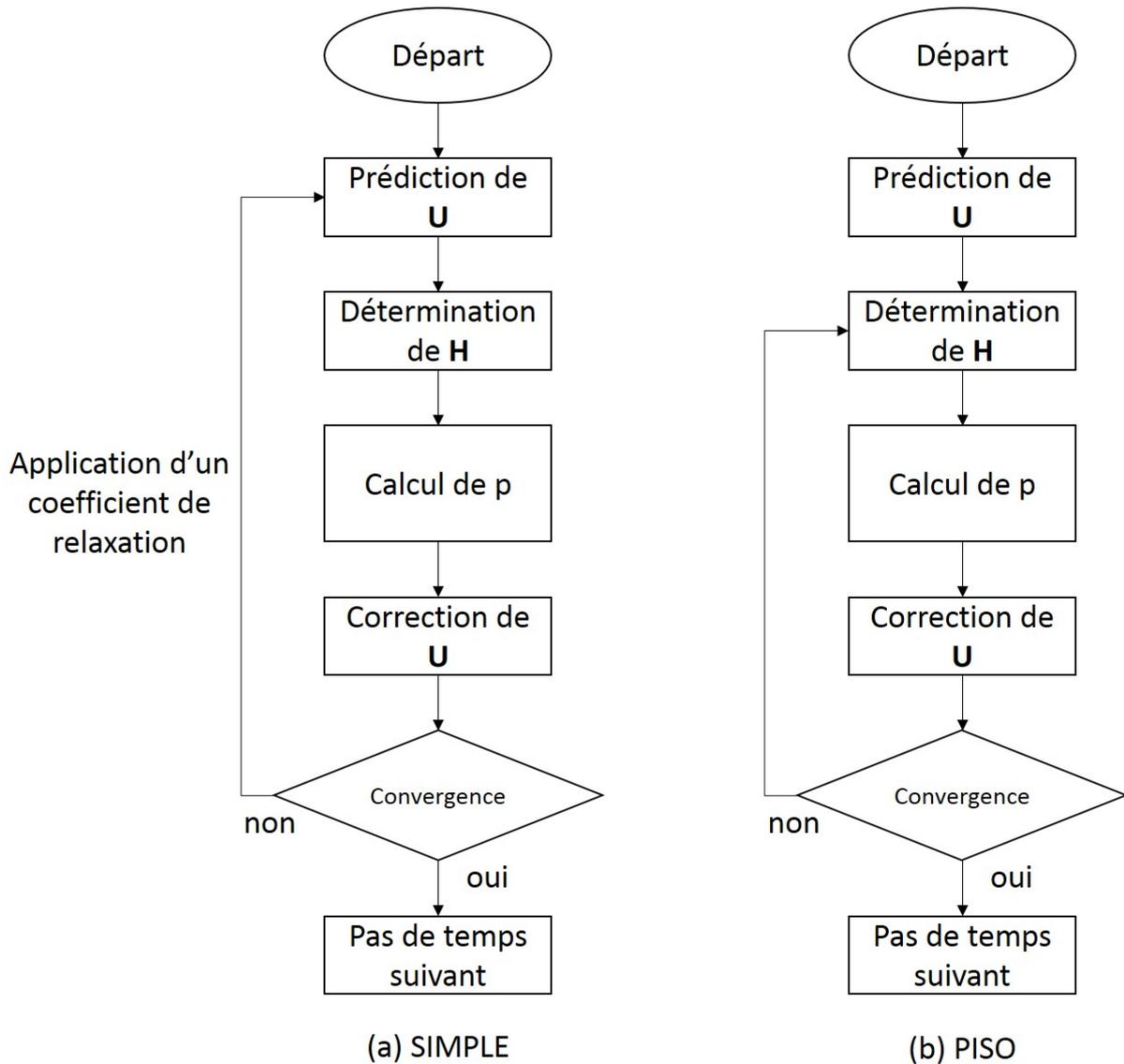


FIGURE III.6 – Schéma de fonctionnement des algorithmes SIMPLE (a) et PISO (b)

III.2.5 Mise en mouvement de la turbine

Dans cette thèse, on suppose les structures solides (hydroliennes ou biofouling) indéformables. Tous les efforts s'appliquant dessus sont donc convertis en forces ou en mouvement et non en déformation des structures. Dans le cadre de la simulation de l'hydrodynamique autour des hydroliennes, ces méthodes "classiques" de résolutions des équations de Navier-Stokes sont implémentées avec deux approches différentes qui simulent la rotation du rotor :

- Par maillage tournant (Sliding Mesh Model-SMM). Le maillage est subdivisé en deux, une zone fixe modélisant le champ lointain de l'hydrolienne, une autre rotative autour

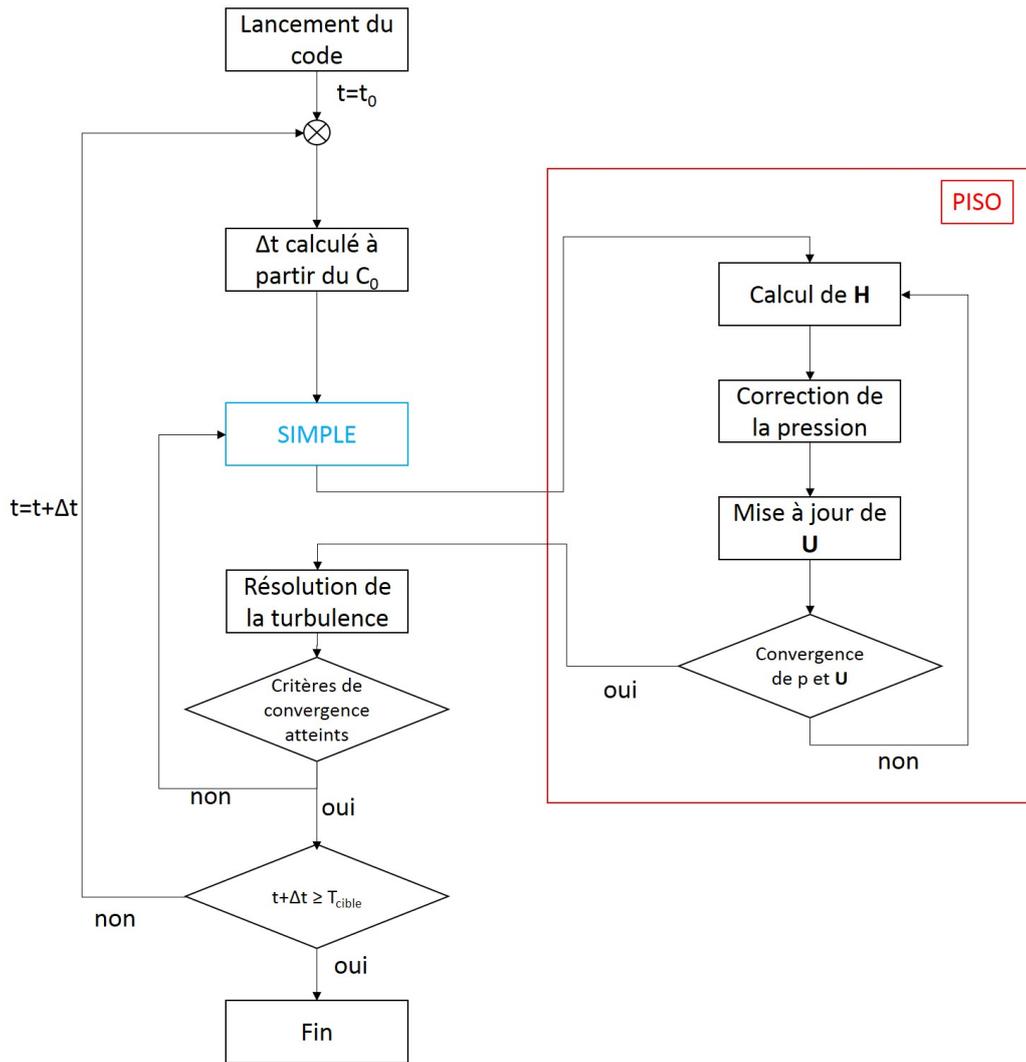


FIGURE III.7 – Schéma de fonctionnement de l’algorithme PIMPLE

du disque rotor. Chacun des domaines communique avec l’autre grâce à un maillage interstitiel (Arbitrary Mesh Interface-AMI). La méthode de mise en rotation du maillage peut être soit imposée par le code (rotation forcée) soit calculée grâce au calcul des efforts sur les pales (rotation induite). Les cadres d’utilisation de l’un ou l’autre sera discuté dans une partie ultérieure. Bien que cette méthode évite le remaillage autour des structures lié à leur déplacement, elle reste coûteuse en terme de temps de calcul. L’amélioration des capacités des calculs la rend toutefois de plus en plus abordable.

- Par champ tournant de référence (Rotating Reference Frame - RRF). Pour cette méthode, la turbine est statique. La rotation est alors simulée par la vitesse du fluide à laquelle on ajoute des composantes opposées à la rotation théorique de la pale. Pour conserver un fonctionnement réaliste, les forces de Coriolis et centripètes sont ajoutées à

l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

Dans cette thèse, la méthode par maillage tournant avec AMI est retenue car elle est la plus répandue et facile à implémenter dans OpenFoam. Le déplacement de la zone rotative est générée par deux méthodes distinctes. Soit la rotation est forcée par le code, à l'instar des simulations "classiques", soit la rotation est induite par le fluide. Dans le premier cas, la zone AMI se déplace à chaque itération temporelle Δt d'un angle pré-défini $\delta\omega_{\mathbf{R}}$ tel que :

$$\delta\omega_{\mathbf{R}} = \omega_{\mathbf{R}}\Delta t, \quad (\text{III.27})$$

Les méthodes de couplage fluide-structure varient selon la version d'OpenFoam et les modules utilisés. Pour la rotation induite par le fluide, à partir d'OpenFoam-2.3.xx, un couplage faible entre *pimpleFoam* et le solveur d'interaction fluide-structure est disponible. Les effets du fluide sur le solide et de du solide sur le fluide ne sont calculés qu'une fois par itération temporelle de *pimpleFoam*. En 2017, Gatin *et al.* (2017) modifient la structure du code dans Foam-extend (version collaborative d'OpenFoam) pour rendre le couplage plus fort. Leurs modifications sont intégrées à la version publique OpenFoam-6. Les ajustements et équations sont décrits ci-dessous. La méthode utilisée est la "6-DOF (degrees of freedom) body motion", en français le mouvement solide à 6 degrés de liberté.

Dans le cas où le solide a une vitesse non nulle dans l'espace, on peut réécrire l'équation de la quantité de mouvement (Eq. III.17) sous la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot ((\mathbf{U} - \mathbf{U}_{\mathbf{M}})\mathbf{U}) = -\frac{1}{\rho}\nabla p_{\text{d}} + \mu\nabla^2\mathbf{U} + \mathbf{f}, \quad (\text{III.28})$$

où $\mathbf{U}_{\mathbf{M}}$ est la vitesse relative du solide et p_{d} la pression dynamique définie telle que $p_{\text{d}} = p - \rho\mathbf{g} \cdot \mathbf{x}$ (avec \mathbf{x} la direction de l'écoulement).

Les forces (\mathbf{F}) et le moment (\mathbf{M}) sont divisés deux parties, une visqueuse et une de pression tel que :

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\text{p}} + \mathbf{F}_{\text{v}}, \quad (\text{III.29})$$

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_{\text{p}} + \mathbf{M}_{\text{v}}, \quad (\text{III.30})$$

où p représente la pression et ν la viscosité effective.

Les forces visqueuses et de pression sont calculées dans le référentiel inertiel en intégrant la pression et les contraintes de cisaillement sur la surface sur laquelle elles s'appliquent.

$$\begin{aligned}\mathbf{F}_p &= \sum_s \mathbf{n}_s p_s, \\ \mathbf{F}_\nu &= \sum_s \rho_s \nu_e \mathbf{n}_s \cdot \text{dev} \mathbf{T}, \\ \mathbf{M}_p &= \sum_s \mathbf{r}_s \times \mathbf{n}_s p_s, \\ \mathbf{M}_\nu &= \sum_s \mathbf{r}_s \times \rho_s \nu_e \mathbf{n}_s \cdot \text{dev} \mathbf{T},\end{aligned}$$

où s est la surface du solide, \mathbf{T} est le double de la partie symétrique de $\nabla \mathbf{u}$ et \mathbf{r} le vecteur radial du centre de la face par rapport au centre de gravité. Dans le cas de rotors, \mathbf{r} est le bras de levier. \mathbf{n} sont les vecteurs normaux à la surface considérée. Le mouvement est ensuite calculé à l'aide du principe fondamentalement de la dynamique :

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \mathbf{F}/m, \\ \frac{\partial \boldsymbol{\omega}_R}{\partial t} = \mathbf{I}^{-1} \cdot (\mathbf{M} - \boldsymbol{\omega}_R \times \mathbf{I} \cdot \boldsymbol{\omega}_R), \end{cases} \quad (\text{III.31})$$

où \mathbf{V} est la vitesse et $\boldsymbol{\omega}_R$ la vitesse angulaire de la turbine par rapport à son centre de rotation. m est la masse de la structure. OpenFoam permet de contraindre certains déplacements pour modéliser un problème donné. Ainsi, dans le cas des simulations de turbines présentées dans cette thèse, seuls les mouvements autour de l'axe de rotation du rotor sont conservés. La turbine n'est pas entraînée par le fluide.

III.2.6 Modèle de turbulence Eulérien RANS : $k-\omega$ SST

Pour des raisons pratiques de notation, les descriptions des modèles de turbulence RANS et LES dans OpenFoam prendront une forme indicielle et non matricielle. L'indice i prenant les valeurs 1,2,3 selon la direction. L'opérateur moyenne est défini par :

$$f(\bar{u}_i, t) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N f^{(n)}(u_i, t), \quad (\text{III.32})$$

où N est le nombre d'expériences indépendantes dans le même écoulement, et $f^{(n)}$ la grandeur physique moyennée à la position n .

Les méthodes RANS séparent les caractéristiques du fluide en deux parties à l'aide de l'opérateur moyenne de Reynolds telle que :

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}_i, t) = \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}_i) + \mathbf{u}'(\mathbf{x}_i, t), \quad (\text{III.33})$$

où $(\bar{\cdot})$ est l'opérateur moyenne de Reynolds et \mathbf{u} et \mathbf{u}' sont respectivement la moyenne et les fluctuations du champ de vitesse \mathbf{u} (ie. l'écart à la moyenne) avec $\overline{\mathbf{u}'} = 0$.

Si on applique l'opérateur moyenne aux équations de continuité et de la quantité de mouvement, on obtient les Eq. (III.34) et (III.35) :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (\text{III.34})$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = \bar{f}_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (\text{III.35})$$

L'équation de la quantité de mouvement peut se réécrire :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \bar{f}_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\frac{1}{\rho} \bar{p} \delta_{ij} + 2(\nu + \nu_t) \bar{S}_{ij} - \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (\text{III.36})$$

où $\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$ est la moyenne du tenseur des déformations. ν_t est viscosité turbulente et δ_{ij} représente le symbole de Kronecker.

Pour résoudre ce système, le terme $\overline{u'_i u'_j}$, qui correspond aux contraintes sur les fluctuations (tenseur des contraintes de Reynolds) doit être estimé.

Celui-ci se décompose en deux : les contraintes de cisaillement (Eq. (III.37)) pour $i \neq j$ et les contraintes normales (Eq. (III.38)) pour $i = j$:

$$\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III.37})$$

$$\overline{u'_i u'_i} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} - \frac{2}{3} \rho k_t \right) \quad (\text{III.38})$$

avec $\frac{\partial U_k}{\partial x_k} = \sum_i \frac{\partial U_i}{\partial x_i}$, $\bar{u}_i = U_i$ et $k_t = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$ l'énergie cinétique turbulente.

Le tenseur des contraintes sous sa forme complète est donné par :

$$\overline{u_i u_j'} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} k_t \delta_{ij} \quad (\text{III.39})$$

Dans la bibliographie, cette forme est simplifiée en

$$\overline{u_i u_j'} = \nu_t S_{ij}^* - \frac{2}{3} k_t \delta_{ij} \quad (\text{III.40})$$

où S_{ij}^* est la partie déviatorique (tenseur dont la trace est nulle) de S_{ij} ($S_{ij}^* = \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij}$).

Dans cette dernière équation (Eq. (III.43)), tous les termes sont connus sauf la viscosité turbulente ν_t . La différence entre les modèles RANS réside justement dans la façon dont est déterminée cette valeur.

Parmi ces modèles deux sont importants pour décrire le modèle $k-\omega$ SST : le $k-\varepsilon$ et le $k-\omega$ qui en est un mélange. Le $k-\varepsilon$ utilise un couple d'équations supplémentaires pour fermer le système et résoudre les équations de Navier-Stokes. L'équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente k_t est donnée par :

$$\frac{\partial(k_t)}{\partial t} + \frac{\partial(k_t U_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k_t}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon, \quad (\text{III.41})$$

et l'équation de transport pour le taux de dissipation turbulent ε :

$$\frac{\partial(\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon U_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (\text{III.42})$$

où P_k est le terme de production issu de la vitesse moyenne de cisaillement et $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{1\varepsilon}$ et $C_{2\varepsilon}$ sont des constantes du modèle, obtenues de façon empirique sur des écoulements de référence. Elles dépendent du problème physique résolu mais dont les valeurs par défaut sont données dans le tableau III.1.

Une fois k et ε trouvés, ν_t est calculé à l'aide de l'équation :

$$\nu_t = C_\nu \frac{k_t^2}{\varepsilon}, \quad (\text{III.43})$$

qui découle de la relation de Prandtl-Kolmogorov : $\nu_t = C_\nu k^{\frac{1}{2}} L$ où L est la taille des structures tourbillonnaires. C_ν est également une constante déterminée empiriquement.

Le modèle $k-\varepsilon$ montre des résultats peu probants en proche paroi, en particulier quand

σ_k	σ_ε	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	C_ν
1.00	1.30	1.44	1.92	0.09

TABLEAU III.1 – Valeurs des constantes par défaut du modèle k- ε

il s'agit de déterminer des points de séparation de l'écoulement ou de diffuser l'énergie. Son application est donc peu recommandée pour les systèmes tels que les turbo-machines ou les turbines où on s'intéresse justement particulièrement au décrochage dynamique de l'écoulement. Pour palier à ce problème Wilcox propose le modèle k- ω en 1988 qui n'a pas besoin de fonction de dissipation (dumping function en anglais). A la place d'utiliser le taux de dissipation turbulent ε , le k- ω utilise le taux de dissipation spécifique (w). La relation entre les deux s'écrit :

$$w = \frac{\varepsilon}{C_\nu k_t}. \quad (\text{III.44})$$

Si dans le modèle k- ω l'équation de transport de l'énergie cinétique reste inchangée, celle pour la dissipation spécifique turbulente s'écrit :

$$\frac{\partial(w)}{\partial t} + \frac{\partial(wU_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_w} \right) \frac{\partial w}{\partial x_j} \right] + \frac{\alpha w}{k} P_k - \beta w^2. \quad (\text{III.45})$$

où σ_w , α et β sont les constantes empiriques du modèle dont les valeurs sont données dans le tableau III.2.

α	β	σ_w	C_ν
$\frac{5}{9}$	$\frac{3}{40}$	$\frac{1}{2}$	0.09

TABLEAU III.2 – Valeurs des constantes par défaut du modèle k- ω

Le k- ω offre de bien meilleures performances que le k- ε en proche paroi. Il est toutefois très dépendant des conditions de turbulence en écoulement libre. Kok (1999) montre que de très faibles variations de la valeur de k à l'entrée du domaine modifient complètement le comportement de la viscosité dans la couche limite dont l'épaisseur varie grandement. C'est pour cela que Menter (1992) propose une fusion des deux modèles : le modèle k- ε sera utilisé dans l'écoulement lointain (ie. en dehors des parois) et le k- ω en proche paroi.

Lorsqu'on substitue ε par $C_\nu w k$ dans l'Eq. (III.42), on trouve :

$$\frac{\partial(w)}{\partial t} + \frac{\partial(wU_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_w} \right) \frac{\partial w}{\partial x_j} \right] + \frac{\alpha w}{k} P_k - \beta w^2 + 2 \frac{\sigma_w}{w} \frac{\partial k_t}{\partial x_i} \frac{\partial w}{\partial x_i}. \quad (\text{III.46})$$

La différence entre les deux modèles (Eq. III.46-Eq.III.45) est donc donnée par le terme $2 \frac{\sigma_w}{w} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial w}{\partial x_i}$. Il est alors possible d'introduire une fonction de mélange (F_1) dont la valeur est comprise entre 0 et 1 servant à rassembler les deux équations en une unique, tel que :

$$\frac{\partial(w)}{\partial t} + \frac{\partial(wU_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_w} \right) \frac{\partial w}{\partial x_j} \right] + \frac{\alpha w}{k} P_k - \beta w^2 + 2(1 - F_1) \frac{\sigma_w}{w} \frac{\partial k_t}{\partial x_i} \frac{\partial w}{\partial x_i}. \quad (\text{III.47})$$

Ainsi le modèle $k-\omega$ SST correspond au modèle $k-\omega$ quand $F_1 = 1$ et au modèle $k-\varepsilon$ quand $F_1 = 0$. Pour faire une transition douce entre l'utilisation des deux modèles la fonction F_1 suit une évolution arc-tangentielle :

$$\begin{cases} F_1 = \tanh(\arg_1^4) \\ \arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{k_t^{\frac{1}{2}}}{\beta^* \omega d}, \frac{500 \nu}{d^2 w} \right), \frac{4 \rho \sigma_w k_t}{CD k_w d^2} \right] \end{cases}. \quad (\text{III.48})$$

On notera qu'il est normal que F_1 soit fonction de la distance de la cellule au mur (Fig. III.8).

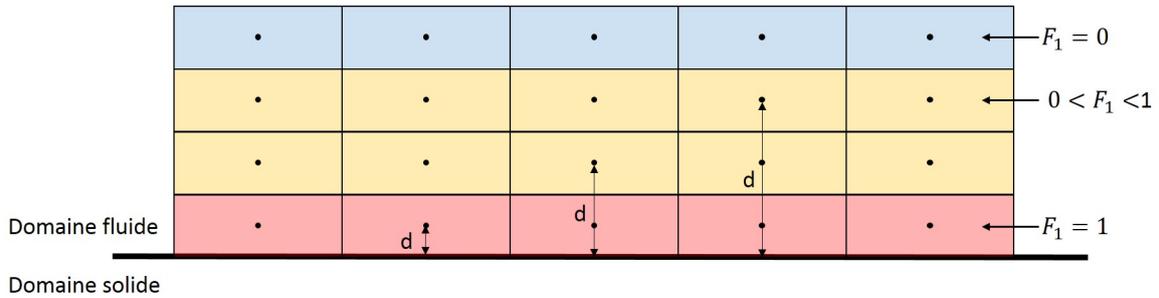


FIGURE III.8 – Schéma expliquant le mélange des modèles en fonction de la distance aux parois dans le cas où $y^+ \ll 1$ (donc sans fonction de paroi supplémentaire.).

A ce point, le modèle de turbulence est le $k-\omega$ BST. L'apport final qui mène au $k-\omega$ -SST est la modification du calcul de ν_t en lui intégrant une nouvelle fonction de mélange F_2 :

$$\nu_t = \frac{a_1 k_t}{\max(a_1 w F_2 S)}, \quad (\text{III.49})$$

avec :

$$\begin{cases} F_2 = \tanh(\arg_2^2), \\ \arg_2 = \max\left(\frac{2k_t^{\frac{1}{2}}}{\beta^* w d}, \frac{500\nu}{d^2 w}\right). \end{cases} \quad (\text{III.50})$$

III.2.7 Modèle de turbulence LES : le modèle de Smagorinsky

III.2.7.1 Description du modèle de turbulence

Dans un écoulement turbulent, il y a des tourbillons de tailles et d'énergies différentes. La LES consiste à séparer les tourbillons en fonction de leur longueur caractéristique. Certains seront calculés explicitement tandis que d'autres seront modélisés par des méthodes empiriques. Dans ce modèle, les tourbillons sont distingués à l'aide d'un filtre spatial (ou plus rarement fréquentiel) explicite ou implicite. Dans le modèle de Smagorinsky le maillage fait office de filtre implicite. Il est impossible de résoudre les tourbillons plus petits qu'une cellule car seule la vitesse au noeud de calcul, localisé au centre de la cellule est connu (Fig. III.9). On utilise donc un modèle sous-maille pour modéliser les tourbillons plus petits que la dimension des cellules.

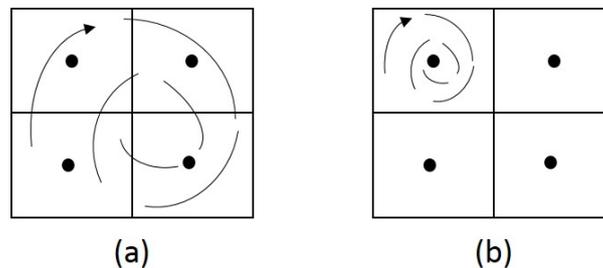


FIGURE III.9 – Schéma montrant la différence entre un tourbillon pouvant être résolu (a) et un tourbillon sous-maille dont les effets sont modélisés (b)

La méthode LES sépare la vitesse instantanée du fluide en deux parties en appliquant un filtre spatial tel que :

$$\mathbf{u}_i(\mathbf{x}_i, t) = \tilde{\mathbf{u}}_i(\mathbf{x}_i, t) + \hat{\mathbf{u}}_i(\mathbf{x}_i, t), \quad (\text{III.51})$$

où $\tilde{\mathbf{u}}_i$ sont les vitesses des structures turbulentes pouvant être explicitement résolues (plus grandes que la largeur du filtre, ici la taille de la cellule de calcul) et $\hat{\mathbf{u}}_i$ les vitesses des structures plus petites dont l'action est modélisée.

Appliquer ce filtre à l'équation de la quantité de mouvement (Eq. (III.30)) donne :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_i} + \tilde{f}_i \right) + (\nu + \nu_{\text{sgs}}) \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i}, \quad (\text{III.52})$$

où \tilde{P} , τ_{ij} et \tilde{f}_i sont respectivement la pression, le tenseur des contraintes sous-maille et les forces volumiques filtrées. On note $\tau_{ij} = u_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j$. Les différents modèles LES varient principalement par leur manière de déterminer la viscosité turbulente ν_{sgs} , dans ce cas appelée aussi viscosité sous-maille.

Le modèle Smagorinsky est à la base d'une grande partie des modèles de turbulence LES. Les tourbillons sous-mailles y sont considérés comme isotropes c'est à dire que leur déformation dans chacune des dimensions est faible comparée à leur taille et est identique dans toutes les directions. Le modèle vient d'un constat simple : ν_{sgs} est homogène à des m^2/s . Ainsi, si on caractérise les tourbillons par leur vitesse (U_0) et leur taille (l_0), on doit être capable de déterminer la viscosité turbulente tel que :

$$\nu_{\text{sgs}} \sim l_0 U_0. \quad (\text{III.53})$$

Les tourbillons sous-mailles étant plus petit qu'une cellule par définition, l_0 peut alors s'écrire :

$$l_0 = C_k \Delta_x, \quad (\text{III.54})$$

où C_k est le coefficient de Smagorinsky, compris entre 0 et 1.

Dans le modèle, ν_{sgs} prend alors la forme :

$$\nu_{\text{sgs}} = (C_k \Delta_x)^2 \sqrt{2S_{ij} S_{ij}}. \quad (\text{III.55})$$

C'est là l'une des forces principales de la méthode LES : elle nécessite un unique coefficient empirique pour fermer le système. Son point faible se trouve plutôt dans ses capacités à modéliser la dynamique du fluide en proche paroi. En effet, dans sa version originale, le modèle Smagorinsky génère des tourbillons partout, et donc également dans la sous-couche visqueuse de la couche limite qui est normalement laminaire. Pour palier ce problème, il existe des variantes du modèle Smagorinsky (Fig. III.10) telles que les méthodes de Van Driest, WALE ou encore de l'énergie cinétique sous-maille (SGS Kinetic

Energy en anglais).

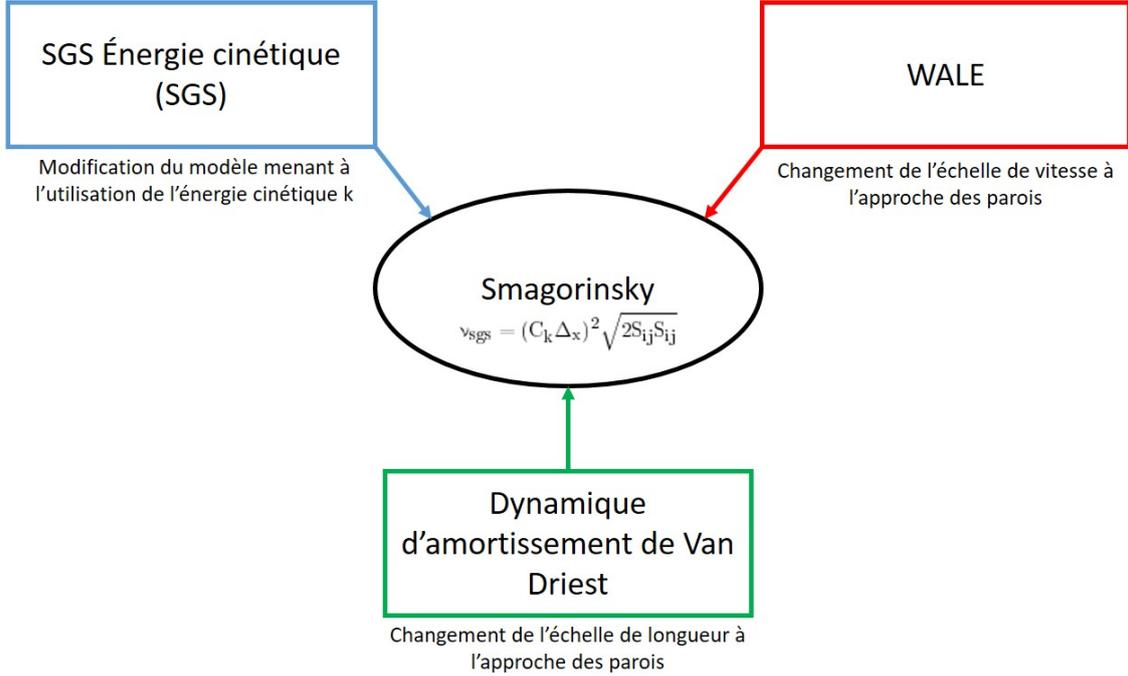


FIGURE III.10 – Méthodes de correction du modèle Smagorinsky

Cette dernière est retenue pour les simulations de la thèse. Pour l'appliquer, la viscosité sous-maille doit être redéfinie à l'aide de l'énergie cinétique turbulente $k_1 = \frac{1}{2}(\tilde{u}_i \tilde{u}_i)$ tel que :

$$\nu_{sgs} = (c_e \Delta_x \sqrt{k_1}), \quad (III.56)$$

où c_e est une constante du modèle SGS Kinetic Energy. Une équation de transport supplémentaire est introduite afin de déterminer k , permettant ainsi de fermer le système :

$$\frac{\partial k_1}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial k_1}{\partial x_i} = c_e \Delta_x \sqrt{k_1} \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} - C_\epsilon \frac{k_1^{\frac{3}{2}}}{\Delta_x} - \frac{1}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{c_e}{\sqrt{k_1}} \Delta \sqrt{k_1} \right) \frac{\partial k_1}{\partial x_i} \right] \quad (III.57)$$

où C_ϵ est une autre constante du modèle. Les valeurs des constantes sont données dans le tableau III.3

III.2.7.2 Qualité du maillage pour une simulation LES

Pour choisir le maillage qui déterminera la taille du filtre, il est pertinent de s'intéresser à la cascade d'énergie, des échelles inertielles aux échelles dissipatives. Pour cela, on

α	C_ε
0.094	1.048

TABEAU III.3 – Valeurs des constantes par défaut du modèle LES Smagorinsky avec une fermeture sur l'énergie cinétique

introduit le nombre d'onde N_o tel que :

$$N_o = \frac{2\Pi}{d_t}, \quad (\text{III.58})$$

où d_t est longueur caractéristique d'un tourbillon. On note que plus le tourbillon est petit, plus le nombre d'onde qui lui est associé est grand.

La variation de densité d'énergie cinétique en fonction du nombre d'onde des tourbillons est représentée sur la Fig. III.11. Cette représentation montre que la majeure partie de l'énergie cinétique est présente dans les grands tourbillons (valeurs de N_o faibles) calculés explicitement. Il est généralement admis qu'une simulation LES est bien dimensionnée si au minimum 80% de l'énergie cinétique (aire sous la courbe) est résolue, c'est à dire que la taille des cellules de calcul est suffisante pour capturer les tourbillons portant 80% de l'énergie cinétique. Pour évaluer cette taille, il faut déterminer l'échelle intégrale (l_0) qui correspond à la valeur moyenne de l'énergie cinétique des tourbillons dans la zone étudiée.

En pratique, il est recommandé d'évaluer l_0 grâce à une simulation RANS dans l'ensemble du maillage. Si le modèle utilisé est le $k-\omega$ par exemple, on a :

$$l_0 = \frac{k^{\frac{1}{2}}}{C_\mu \omega}. \quad (\text{III.59})$$

Une fois l_0 obtenu, on prend :

$$\Delta_x = \frac{l_0}{5} \quad (\text{III.60})$$

où Δ_x est la longueur caractéristique d'une cellule dans la zone étudiée. Ainsi, on s'assure une bonne qualité du maillage pour les calculs en LES.

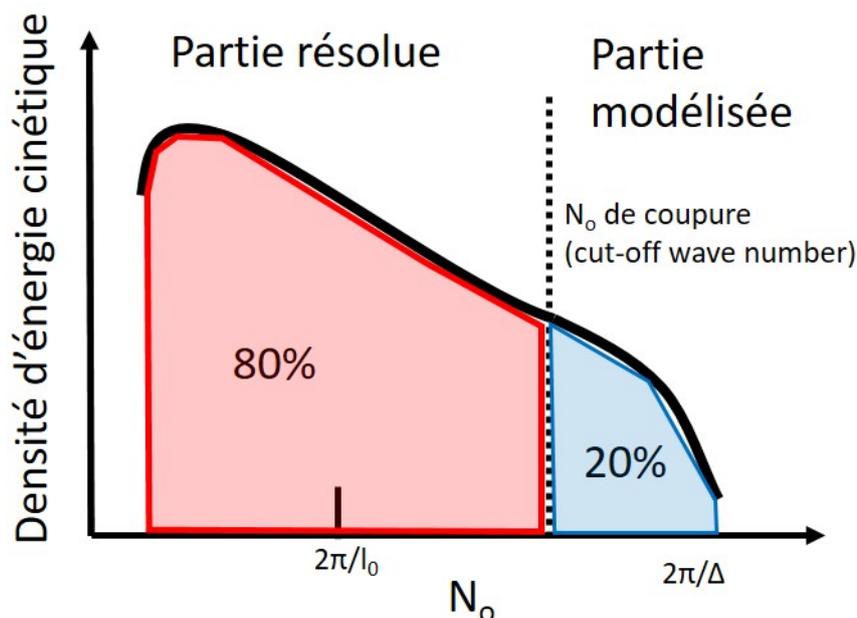


FIGURE III.11 – Répartition de l'énergie cinétique dans l'écoulement en fonction du nombre d'onde.

III.3 Code Lagrangien Dorothy

Dorothy est un code de CFD utilisant une approche Lagrangienne et développé au sein du LOMC en collaboration avec l'IFREMER depuis un peu plus de dix ans (Pinon, 2005 ; Cherfils, 2011 ; Mycek, 2013). Il a pour objectif de simuler l'écoulement autour d'une hydrolienne ou d'un champ hydrolien avec des temps de calcul réduits et ainsi de caractériser leur sillage et les efforts exercés sur la turbine. Il est écrit en Fortran90 et utilise la méthode particulière des vortex (Vortex Method en anglais). Pour cela, le domaine de calcul est discrétisé en particules qui portent des caractéristiques physiques comme une vitesse et une vorticité. Les équations de continuité (Eq.III.16) et de transport (Eq. III.28) de Navier-Stokes sont r ecrites pour correspondre au couplage vitesse/vorticité utilisé par Dorothy :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \\ \underbrace{\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \omega}_{\text{Transport}} = \underbrace{(\omega \cdot \nabla) \mathbf{u}}_{\text{Deformation}} + \underbrace{\nu \Delta \omega}_{\text{Diffusion}} \end{cases} \quad (\text{III.61})$$

On attribue à chaque particule une intensité vorticuelle (Ω) qui dépend de sa vortacité et de son volume V :

$$\Omega_i \approx \omega(x_i, y_i, z_i)V_i \quad (\text{III.62})$$

où i est l'indice de la i -ème particule.

Le champ de vitesse est déterminé grâce à la forme discrète de l'équation de Biot-Savart qui s'applique à toutes les particules fluides du domaine :

$$\mathbf{u}_{\omega,i} = \sum_j \mathbf{K}_{\delta}(\mathbf{X}_i - \mathbf{X}_j) \wedge \Omega_j, \quad (\text{III.63})$$

où j est l'indice de l'ensemble des autres particules et \mathbf{K}_{δ} est le noyau de Green modifié par une fonction de régulation précisée dans Pinon (2005). \mathbf{X} sont les vecteurs position des particules. Tout comme *pimpleFoam*, Dorothy utilise un schéma prédicteur-correcteur pour décrire l'évolution temporelle. Il s'agit du schéma de Runge-Kutta de second ordre qui fait appel d'abord à un schéma d'Euler pour évaluer la position et l'intensité vorticuelle des particules (Eq. III.64) puis à un correcteur trapézoïdal (Eq. III.65).

$$\begin{cases} \mathbf{X}_i^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{X}_i^n + \Delta t \cdot \mathbf{u}_i(\mathbf{X}^n, \Omega^n) \\ \Omega_i^{n+\frac{1}{2}} = \Omega_i^n + \Delta t((\Omega_i \cdot \nabla)\mathbf{u}_i(\mathbf{X}^n, \Omega^n)) \end{cases} \quad (\text{III.64})$$

$$\begin{cases} \mathbf{X}_i^{n+1} = \mathbf{X}_i^n + \frac{1}{2}\Delta t(\mathbf{u}_i(\mathbf{X}^n, \Omega^n) + \mathbf{u}_i(\mathbf{X}^{n+\frac{1}{2}}, \Omega^{n+\frac{1}{2}})) \\ \Omega_i^{n+1} = \Omega_i^n + \frac{1}{2}\Delta t((\Omega_i \cdot \nabla)\mathbf{u}_i(\mathbf{X}^n, \Omega^n) + (\Omega_i \cdot \nabla)\mathbf{u}_i(\mathbf{X}^{n+\frac{1}{2}}, \Omega^{n+\frac{1}{2}})) \end{cases} \quad (\text{III.65})$$

Le modèle de turbulence utilisé est également le Smagorinsky. Contrairement à OpenFoam, Dorothy utilise également la formulation vitesse-vortacité des équations de Navier-Stokes pour le cas avec modélisation de la turbulence :

$$\frac{\partial \hat{\omega}}{\partial t} + (\hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla)\hat{\omega} = (\hat{\omega} \cdot \nabla)\hat{\mathbf{u}} + \nu \Delta \hat{\omega} + \nabla \wedge (\nu_t \nabla \wedge \hat{\omega}). \quad (\text{III.66})$$

La viscosité turbulente (ν_t) est résolue grâce au modèle de Mansour (qui découle du modèle Smagorinsky) tel que :

$$\nu_t = (C_v h)^2 (2\omega^2)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.67})$$

où $C_v \approx 0,2$ est une constante du modèle et h taille de la maille séparant les échelles résolues des échelles dissipatives. Dans le cas d'un code particulaire, cette distance correspond au cut-off choisi par l'utilisateur pour la simulation.

Les méthodes particulières posent un certain nombre de problèmes quant aux interactions entre les particules. En particulier quand elles sont trop proches ou trop éloignées les unes des autres. Or celles-ci ont tendance à se regrouper dans les zones à fort rotationnel et donc à délaisser les zones moins turbulentes. Pour pallier ce problème, Dorothy prévoit un remaillageur qui permet de supprimer des particules pour en créer des nouvelles équivalentes mais réparties de façon plus homogène dans le domaine grâce à une fonction d'interpolation. Le remaillage permet également de se débarrasser des particules peu énergétiques qui alourdissent le calcul en ne modifiant que peu l'écoulement. Dorothy prévoit d'entrer un seuil d'intensité vorticelle en dessous duquel les particules sont supprimées au moment du remaillage (Fig. III.12).

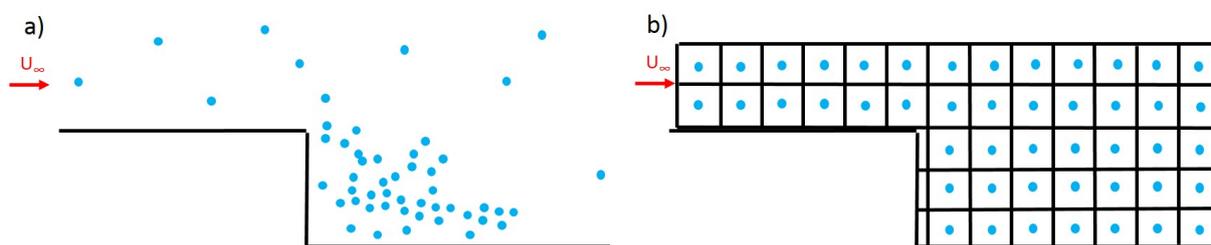


FIGURE III.12 – Position des particules de vorticité avant (a) et après (b) le remaillage.

Pour limiter les temps de calcul, Dorothy contient également un algorithme *TreeCode* dont le principe est d'assimiler un ensemble de particules, éloignées de la particule où le calcul est effectué, à une particule équivalente représentant cet ensemble. Il permet de réduire le nombre d'interactions dans le domaine de calcul en $O(N^2)$ à $O(N \log(N))$. Les particules "proches" sont séparées des particules "lointaines" en fonction de leur position dans l'écoulement. La ségrégation se fait de manière à obtenir au final des boîtes contenant toutes moins d'un certain nombre de particules N_{MAX} qui peut être modifié à volonté. L'utilisation du *TreeCode* dans Dorothy est décrit avec plus de précision dans Pinon (2005).

Chapitre IV

Effets tridimensionnels d'une balane isolée sur une pale en translation rectiligne dans le fluide

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre, les effets tridimensionnels d'une balane isolée sur une pale par simulation numérique sont étudiés et comparés aux observations en laboratoire de Walker *et al.* (2020). Les études bibliographiques et méthodologiques nous ont permis de sélectionner deux modèles de turbulence qui permettent de simuler l'impact du biofouling sur les performances et le sillage des hydroliennes : le RANS-k- ω SST et le LES-Smagorinsky. Dans cette partie, l'expérience est reproduite numériquement en utilisant chacun des modèles. Les résultats sur les efforts sont comparés et une analyse qualitative du sillage est proposée. Une partie de ces résultats font l'objet d'un article scientifique (voir Annexe) soumis au *Journal of Marine Sciences and Engineering*.

IV.2 Configuration numérique

IV.2.1 Modèles et constantes

Contrairement au cas des hydroliennes, ce travail se fait dans l'air pour rester fidèle aux conditions d'expérimentation de Walker *et al.* (2020). Il est donc nécessaire de remettre en question l'hypothèse de fluide incompressible. On introduit ici le nombre de Mach tel que :

$$\text{Ma} = \frac{U_\infty}{a} = \frac{U_\infty}{\sqrt{\gamma r T}}, \quad (\text{IV.1})$$

où a est la vitesse de propagation du son dans l'air, γ et T respectivement le coefficient de compressibilité et la température de l'air et r une constante spécifique égale à $287 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Dans les conditions atmosphériques dans lesquelles ont été réalisées les travaux de Walker *et al.* (2020), il est utilisé : $a = 330,6$ d'où $\text{Ma} = 0,14$. On admet communément qu'un fluide s'écoulant avec un nombre de Mach inférieur à 0,3 peut être considéré comme incompressible. Les équations de Navier-Stokes sont donc ici utilisées sous leurs formes incompressible.

Parameter	Value	Unit
ρ	1,177	kg.m^{-3}
ν	$1,57 \times 10^{-5}$	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
U_∞	45	m.s^{-1}
P_∞	$1,013 \times 10^5$	Pa

TABLEAU IV.1 – Paramètres physiques appliqués au cas d'écoulement rectiligne uniforme.

Les grandeurs physiques sont fournies dans le Tableau IV.1. Le modèle $k-\omega$ SST utilise les coefficients par défaut décrits dans le Chapitre III. Le taux de turbulence est de 2,5%. Ainsi, l'énergie cinétique turbulente est initialisée dans tout le domaine d'étude tel que $k = 1,898 \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-2}$ et le taux de dissipation spécifique à $\omega = 4,574$.

Pour le modèle de turbulence Smagorinsky, ces initialisations sont conservées et on prend $C_k = 0,094$ et $C_e = 1,048$ comme constantes du modèle.

IV.2.2 Structures 3D et maillage

Afin de réaliser la validation la plus réaliste possible, une structure 3D identique à celle de l'expérience est réalisée. Il s'agit d'une pale droite NACA 63-619 de 0,55 m de corde et 1,60 m de long. La balane est placée à 60% de la corde et à $\frac{1}{4}$ de la longueur (Fig. IV.1).

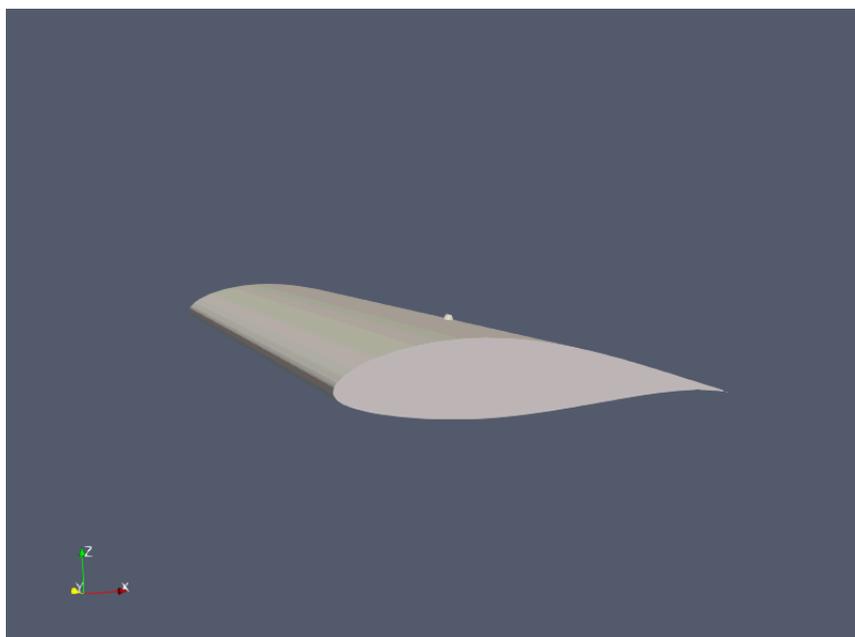


FIGURE IV.1 – Vue tridimensionnelle de la géométrie de la pale droite avec une balane conique

Une moitié de pale fait donc office de cas de référence (ie. cette moitié représente le cas non biofoulé) et la seconde moitié permet d'évaluer l'impact de la balane dans une même simulation. Il est ici considéré que la balane est assez éloignée de la partie propre pour ne pas y modifier l'écoulement. Deux géométries de balanes sont testées et comparées (Fig IV.2). La première de forme conique, est identique à celle de l'expérience. Il s'agit d'un cône ayant une base de 20 mm en bas et 10 mm en haut et d'une hauteur de 11 mm. La seconde géométrie, est une structure plus réaliste et détaillée réalisée à l'aide d'imagerie 3D au sein du M2C. Elle possède toutefois les mêmes caractéristiques générales.

Le domaine de calcul est plus grand que celui de la soufflerie expérimentale. Il s'agit d'un parallélépipède rectangle dont les dimensions sont les suivantes : 1,60 m de large (2,91 c), 8,00 m de haut (14,55 c) et 7,30 m de long (13,28 c). Ces valeurs sont choisies pour éviter les effets de bord et sont retenues lorsque la pression dynamique du domaine converge vers sa valeur théorique $q = 0,5\rho U_\infty^2 = 1191,71 \text{ Pa}$. Les cellules de calcul les plus grosses ont une longueur caractéristique de $5,60 \cdot 10^{-2} \text{ m}$. Un important raffinement

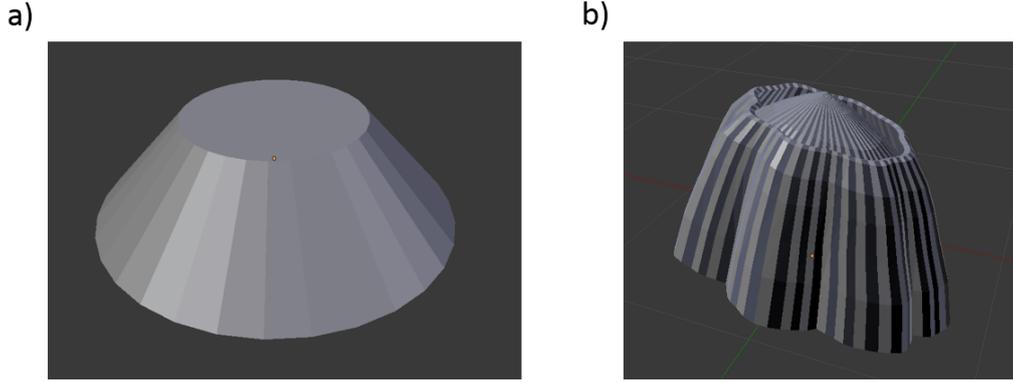


FIGURE IV.2 – Géométries de la balane conique (a) et de la balane réaliste (b)

est réalisé à l'approche de la structure : les zones propres sont recouvertes de cinq couches structurées à l'aide de *snappyHexMesh* dont la première est placée à $d = 7,9 \cdot 10^{-6} \text{m}$ de la structure pour atteindre $y^+ \sim 1$ (voir Fig. IV.3).

Pré-déterminé ici grâce à la suite d'équation suivantes utilisées pour les plaques planes, le nombre de Reynolds de la pale est :

$$\text{Re}_c = \frac{\rho U_\infty c}{\mu}. \quad (\text{IV.2})$$

Il permet de calculer le coefficient C_f tel que :

$$C_f = \frac{0.026}{\text{Re}_c^{\frac{1}{7}}}. \quad (\text{IV.3})$$

La tension de cisaillement à la paroi est :

$$\tau_{\text{wall}} = \frac{C_f \rho U_\infty^2}{2}, \quad (\text{IV.4})$$

tandis que la vitesse de friction s'exprime comme :

$$U_{\text{fric}} = \sqrt{\frac{\tau_{\text{wall}}}{\rho}}. \quad (\text{IV.5})$$

On détermine enfin la distance d , en fixant la valeur de y^+ souhaitée, tel que :

$$d = \frac{y^+ \mu}{U_{\text{fric}} \rho}. \quad (\text{IV.6})$$

Le module de maillage *snappyHexMesh* gère assez mal la petite structure de la

balane, le raffinement autour de celle-ci est donc ajusté "manuellement" grâce à une sphère de raffinement de niveau 9 soit des cellules dont la longueur caractéristique est de $2,19 \cdot 10^{-4}$ m. En prévision des petites structures tourbillonnaires que pourrait générer la balane, le sillage est également plus raffiné ($1,75 \cdot 10^{-3}$ m) sur toute la largeur du domaine. Le maillage final comprend au total environ 9 millions de nœuds de calcul (Fig. IV.3).

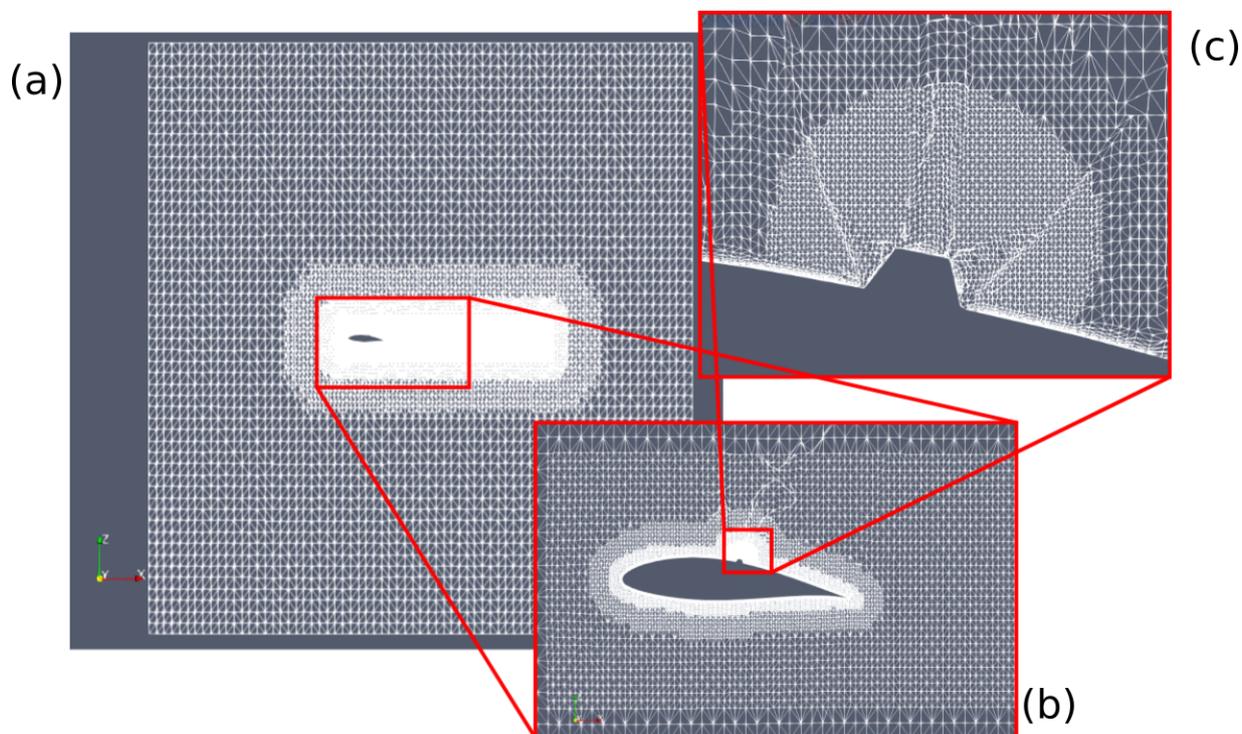


FIGURE IV.3 – Coupe du maillage global (a) avec un zoom sur la pale (b) et sur la balane (c).

Quatre angles d'incidence ($5^\circ, 10^\circ, 14^\circ$ et 15°) du fluide par rapport à la pale sont modélisés. Ainsi, les effets de la balane en fonction de l'angle d'incidence peuvent être comparés et la réponse des deux modèles de turbulence.

IV.3 Résultats

IV.3.1 Champ proche et efforts

Les champs de pressions sur la pale autour de la balane sont récupérés en réalisant une projection orthogonale de la surface sur le plan incliné portant la pale (Fig. IV.4). Cela revient à retirer la composante d'épaisseur de celle-ci. La courbure de la pale n'est pas corrigée car la zone d'étude est très petite par rapport à la taille de la corde. Cette méthode

permet par ailleurs, de bien identifier visuellement la position de la balane où la variation d'épaisseur est forte et le maillage particulièrement resserré. Afin d'adimensionner les résultats et de les rendre plus lisibles, c'est l'opposé du coefficient de pression qui est présenté. Les résultats montrent un instant donné et ne sont pas moyennés dans le temps ce qui explique certaines asymétries générées par la turbulence.

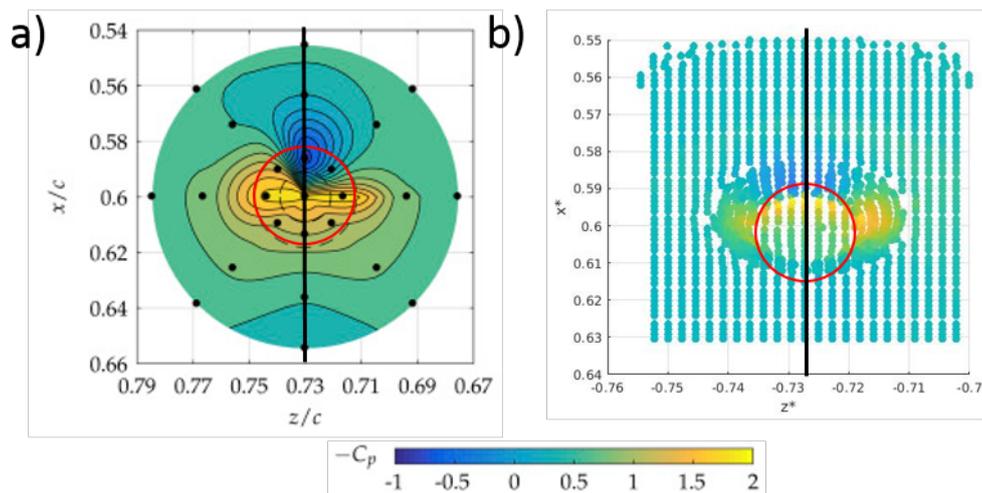


FIGURE IV.4 – Opposé du coefficient de pression obtenu expérimentalement (Walker *et al.*, 2020) (a) et numériquement (Robin *et al.*, 2021a)(b) autour de la balane pour un angle d'incidence de 5° . Les cercles rouges identifient la position de la balane. Les lignes noires suivent le transect médian d'extraction des valeurs.

Quel que soit l'angle d'incidence de la pale par rapport à l'écoulement, on observe une surpression sur la surface centrale amont de la balane. Celle-ci est suivie d'une forte dépression symétrique en son sommet et sur les côtés. La zone aval retourne très vite à la pression de référence où elle subit une très légère surpression. On constate toutefois une faible perturbation jusqu'à 3 rayons de balane en aval. Pour les angles d'incidence de 5° et 10° , un arc de dépression apparaît également en amont de la surpression. Initialement, l'étude ne prévoyait que trois angles différents : 5° , 10° et 15° . Toutefois, comme illustré sur la Fig. IV.5, pour 15° , les effets de la balane sont quasiment inexistant. Cela est lié aux caractéristiques géométriques de la pale provoquant le décrochage du fluide en amont de la balane pour cet angle. Un quatrième cas a donc été réalisé avec un angle d'incidence de 14° .

Pour 5° , 10° et 14° , les effets de la balane sont facilement identifiables mais disparaissent en quasi-totalité pour des angles plus importants. La zone d'incidence entre 14° et 15° est donc une zone critique peu stable et très sensible aux variations de l'angle d'incidence.

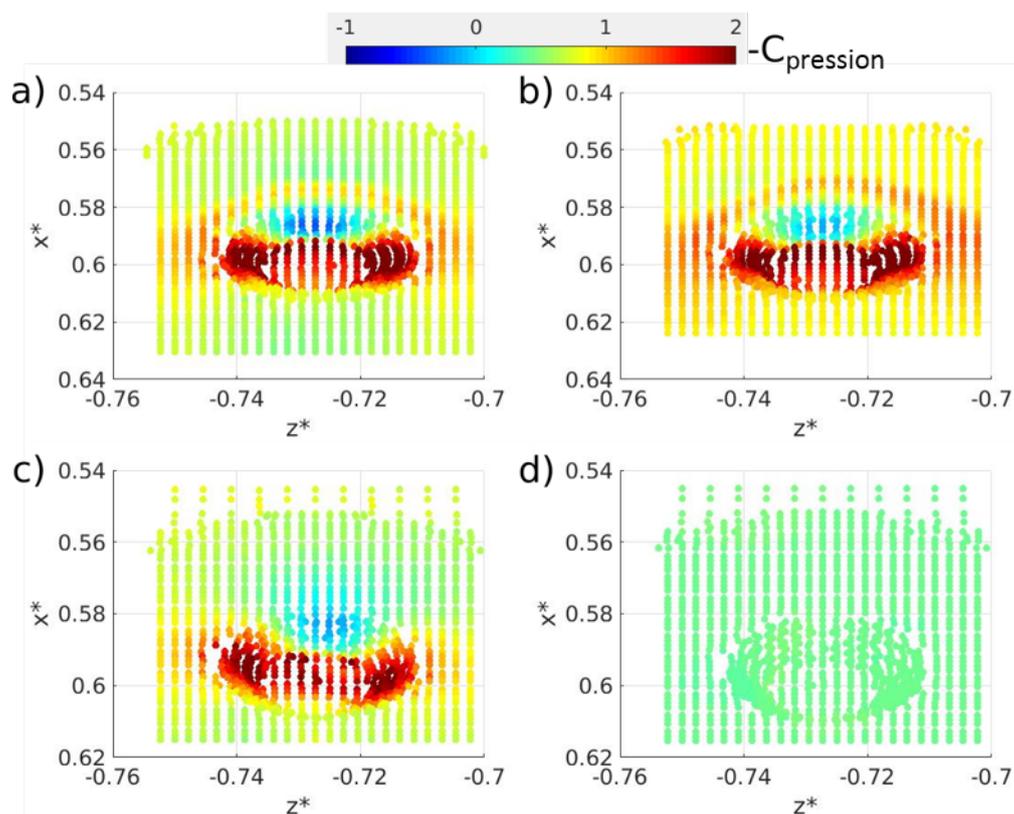


FIGURE IV.5 – Opposé du coefficient de pression $-C_{\text{pression}}$ autour de la balane pour 5° (a), 10° (b), 14° (c) et 15° (d) (Robin *et al.*, 2021a)

Plus celui-ci est faible, plus l'impact de la balane sur le champ de pression est important. Pour s'en assurer, la valeur de $-C_{\text{pression}}$ est tracée dans la Fig. IV.6, dans la direction x (sens de l'écoulement) et passant par le centre de la balane (transect médian Fig. IV.4). Les deux modèles de turbulence respectent le comportement de la pression le long de la pale. Le $k-\omega$ SST montre de meilleurs résultats pour les angles faibles (5° et 10°) surtout en amont et au niveau de la balane en comparaison aux expérimentations de Walker *et al.* (2020). L'amplitude des dépressions et des surpressions est également bien reproduite. Toutefois, le modèle sous-estime la légère surpression en aval. Il est important ici de noter que l'espacement des sondes dans le cas expérimental ne permet pas une précision suffisante pour capturer la première dépression (celle qui forme un arc sur le champ de pression). Il est probable que ce phénomène soit habituel mais pas décrit à cause de la précision des mesures. Le modèle Smagorinsky semble moins performant pour ces cas là : il surestime le champ de pression moyen et sous-estime les variations, en particulier celle de la surpression à $x^* = 0,58$.

Pour les angles d'attaque plus élevés ($> 10^\circ$), la tendance s'inverse et le Smagorinsky

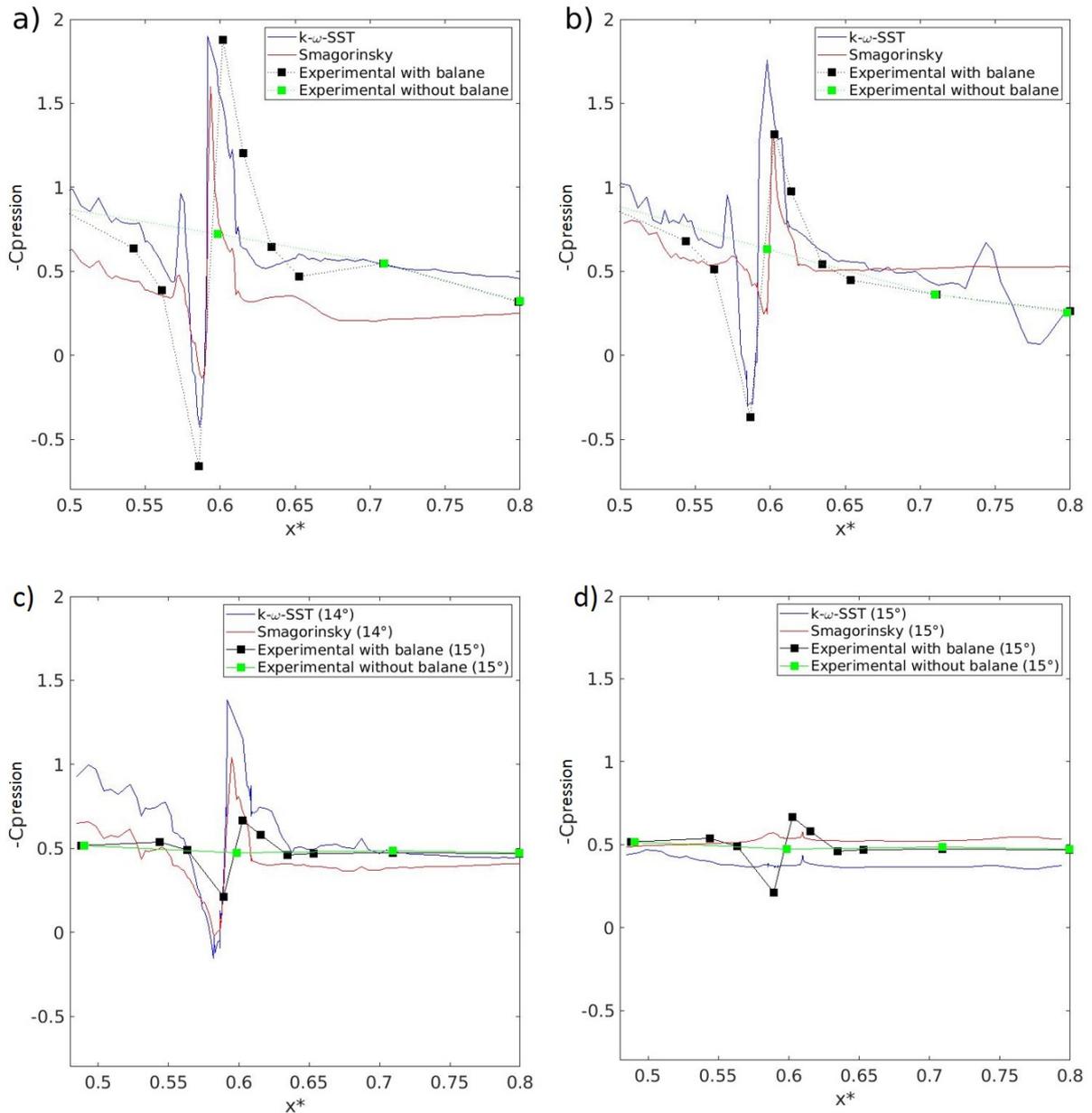


FIGURE IV.6 – Opposé du coefficient de pression $-C_{\text{pression}}$ le long du transect médian pour 5° (a), 10° (b), 14° (c) et 15° (d) (Robin *et al.*, 2021a). Les courbes numériques représentent un état instantané non-moyenné.

prédit mieux la répartition de pression à la surface de la pale. En revanche, aucun des modèles de turbulence ne simule correctement l'impact de la balane pour un angle de 15° tandis que les deux le surestiment pour 14° . Pour 15° , le modèle k- ω SST sous-estime les forces de pression aval à la balane. Un avantage supplémentaire de l'approche numérique dans ce cas est l'accès à une information spatialisée. En effet, il aurait fallu plusieurs dizaines de sondes de pression sur la pale pour tracer expérimentalement le profil de

pression complet autour de la pale alors qu'il est possible de le récupérer facilement via les simulations. Celui-ci montre une forme générale cohérente mais on dénote un certain nombre d'artefacts sur l'extrados en amont et sur l'intrados au le bord de fuite (valeurs instantanées non-moyennées). La vue générale sur la pale montre bien l'importance des variations de pression induites par la balane.

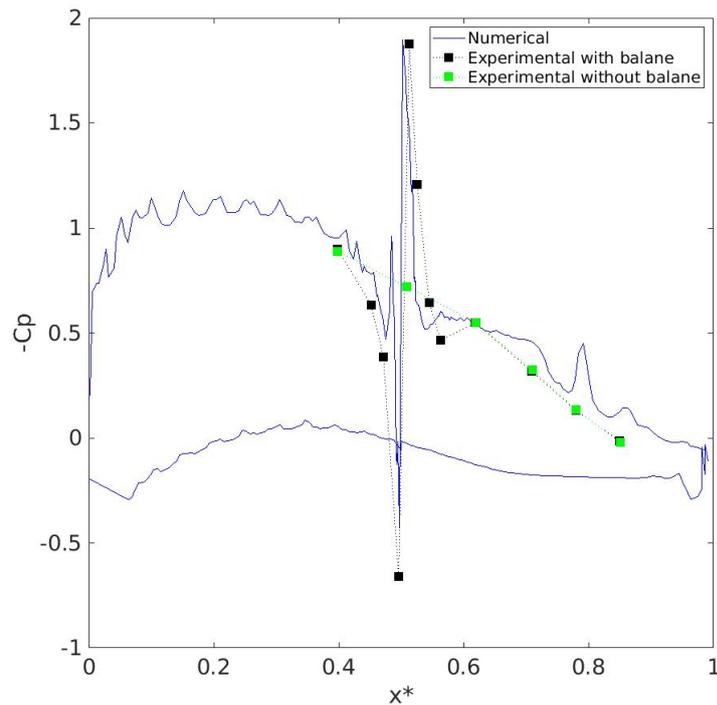


FIGURE IV.7 – Opposé du coefficient de pression sur l'ensemble de la section de pale à un instant donné pour un angle d'incidence de 5° (Robin *et al.*, 2021a).

Du point de vue des efforts, les deux modèles de turbulence produisent des résultats en accord avec l'expérience. L'implantation de la balane n'a pas d'impact significatif sur les forces normales. L'évolution du coefficient C_n en fonction de l'angle d'incidence (Fig. IV.8) suit un schéma classique : augmentation linéaire pour les angles d'incidence faibles puis une variation de plus en plus faible jusqu'à atteindre le décrochage (autour de 13°) qui fait ensuite chuter sa valeur.

Le coefficient de trainée (Fig. IV.9) se voit quant à lui fortement augmenté pour les angles faibles ($< 10^\circ$) même s'il conserve ses valeurs pour les angles plus forts (au dessus du décrochage). Si les données expérimentales reportaient une augmentation de 800% à 5° d'incidence, les modèles ne montrent qu'un accroissement de 768%. Ce qui correspond à une erreur relative de 3,6% sur la valeur de C_D pour cet angle avec la balane. Une

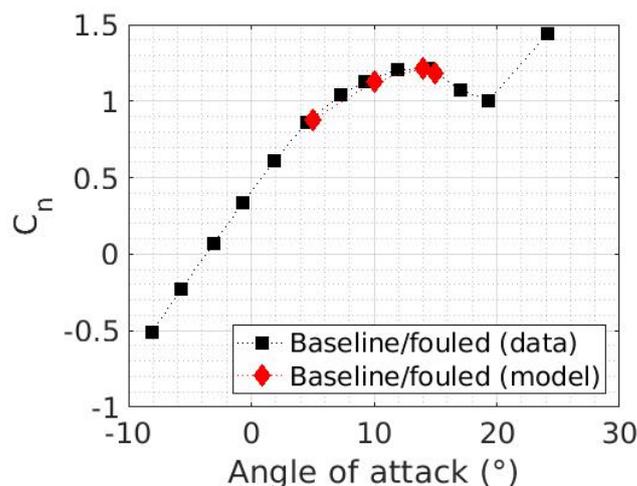


FIGURE IV.8 – Évolution du coefficient des forces normales en fonction de l’angle d’incidence. Les résultats numériques apparaissent en losanges rouges et expérimentaux en carrés noirs (Robin *et al.*, 2021a).

nouvelle fois, le coefficient de traînée à 14° correspond à la valeur attendue dans le cas encrassé tandis que le cas numérique à 15° se rapproche plus de la valeur attendue sur la partie propre de la pale. De manière générale, l’erreur relative des modèles numériques est plus faible sur le C_n (de l’ordre de 2%) que sur le C_D (entre 3,6% et 9,4%) (Tableau IV.2). La forte augmentation de l’erreur à 15° est lié à la sensibilité de la simulation à l’angle d’incidence.

TABLEAU IV.2 – Différences relatives des coefficients C_n et C_D en fonction de l’angle d’incidence du fluide. La valeur expérimentale de ces coefficients à 14° est estimée à l’aide d’une régression linéaire.

Coefficients	5°	10°	14°	15°
C_n	0,022	0,021	0,025	0,023
C_D	0,036	0,038	0,041	0,094

IV.3.2 Modélisation du sillage

En proche paroi, les deux modèles de turbulence réagissent de façon similaire. Les intensités des champs de vorticité et de vitesse sont identiques et le décrochage aérodynamique se situe à la même position pour chacun des cas. La Fig. IV.10 montre la vorticité derrière la partie propre de la pale par les deux modèles. Les lâchers tourbillonnaires sont clairement mieux décrits par le modèle Smagorinsky que par le modèle $k-\omega$ SST. Les structures sont plus détachées les unes des autres et le sillage

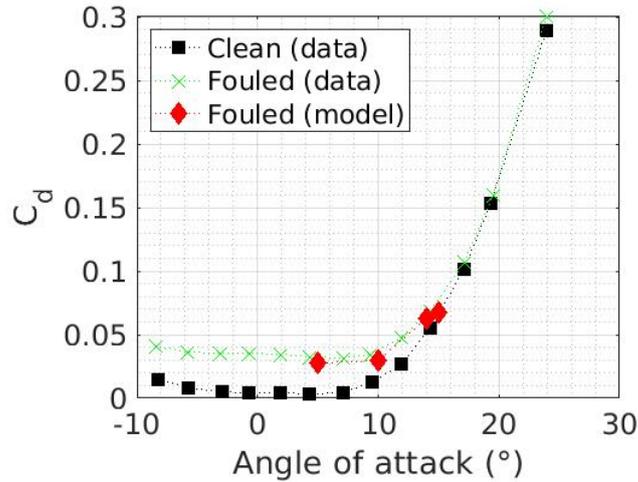


FIGURE IV.9 – Évolution du coefficient de trainée en fonction de l'angle d'incidence (Robin *et al.*, 2021a).

est moins lissé. Dans les deux cas, on constate un élargissement progressif du sillage provoqué par la diffusion de l'énergie. L'intensité vorticielle est toutefois mieux conservée par le modèle LES. Dans le cas propre les tourbillons sont réguliers et détachés les uns des autres. La longueur d'onde (L_λ) des lâchers est identique dans les deux cas et est de $0,5 c$. Le nombre de Strouhal peut être calculé tel que : $St_{propre} = \frac{e}{L_\lambda}$ où e est l'épaisseur de la surface projetée de la pale. Pour un angle d'incidence de 5° , $St_{propre} = 0,2c/0,5c = 0,4$.

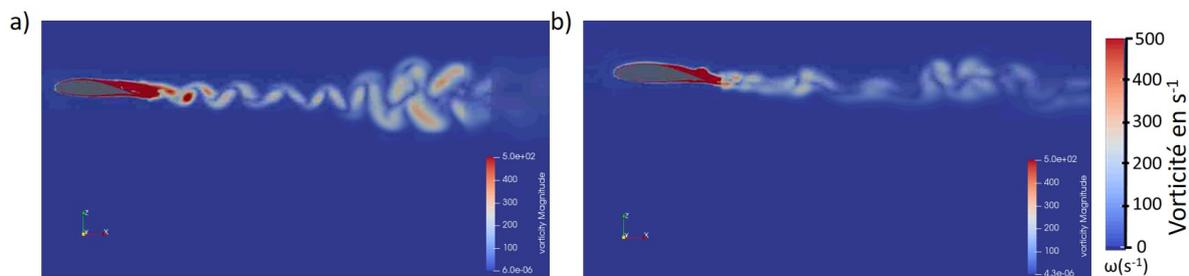


FIGURE IV.10 – Cas propre (sans biofouling) : Magnitude de la vorticité autour et derrière la pale avec les modèles de Smagorinsky (a) et $k-\omega$ SST (b) pour 5° d'angle d'attaque.

La présence de la balane casse la symétrie de cette structure régulière. Le modèle de turbulence Smagorinsky conserve de gros tourbillons dont la longueur caractéristique est de $0,28 c$ et qui se développent au dessus de la pale. En revanche, de nombreux petits vortex sont générés au bord de fuite et se dissipent créant une ligne de vorticité dans le sillage. Le modèle $k-\omega$ SST ne parvient pas à modéliser les gros tourbillons mais conserve tout de même les structures générées au bord de fuite (Fig. IV.11). Ce comportement

était attendu car le modèle $k-\omega$ SST permet de calculer l'écoulement moyen tandis que le modèle Smagorinsky permet de calculer explicitement les tourbillons plus gros que les cellules.

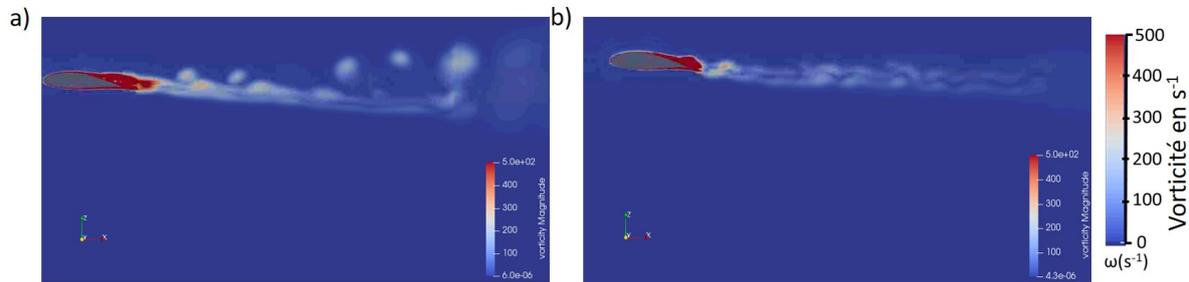


FIGURE IV.11 – Cas avec balane : Magnitude de la vorticité autour et derrière la pale avec les modèles de Smagorinsky (a) et $k-\omega$ SST (b) pour 5° d'angle d'attaque.

Le modèle LES-Smagorinsky est donc bien meilleur pour modéliser le sillage que le $k-\omega$ SST car il permet de capturer des structures tourbillonnaires détachées tandis que les modèles RANS n'est pas capable d'isoler les tourbillons du sillage car il résout un écoulement moyen, par définition, ces détaillées ne sont pas accessibles. Ainsi, dans la suite de cette étude, seuls les résultats du modèle Smagorinsky seront présentés. La Fig. IV.12 présente le profil de la magnitude de la vitesse autour de la pale pour un angle d'incidence de 5° . On observe un fort ralentissement du fluide immédiatement en aval de la balane ainsi qu'une légère accélération en son sommet. La zone de décrochage aérodynamique est ainsi allongée de 0,07 c.

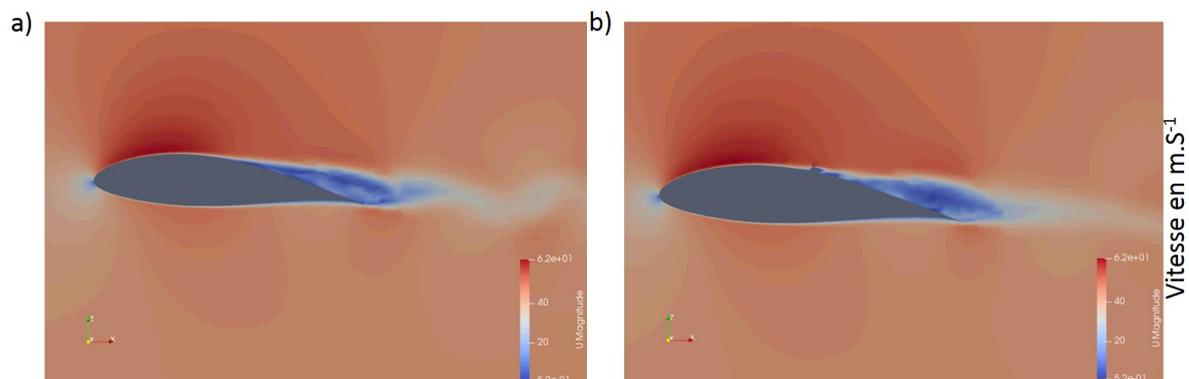


FIGURE IV.12 – Magnitude de la vitesse autour de la pale sans (a) et avec balane (b) pour 5° d'angle d'attaque.

Les figures IV.13 et IV.14 montrent l'évolution temporelle de la vorticité jusqu'à stabilisation de la forme tourbillonnaire du sillage. Que ce soit à 5° ou à 15° , avec ou

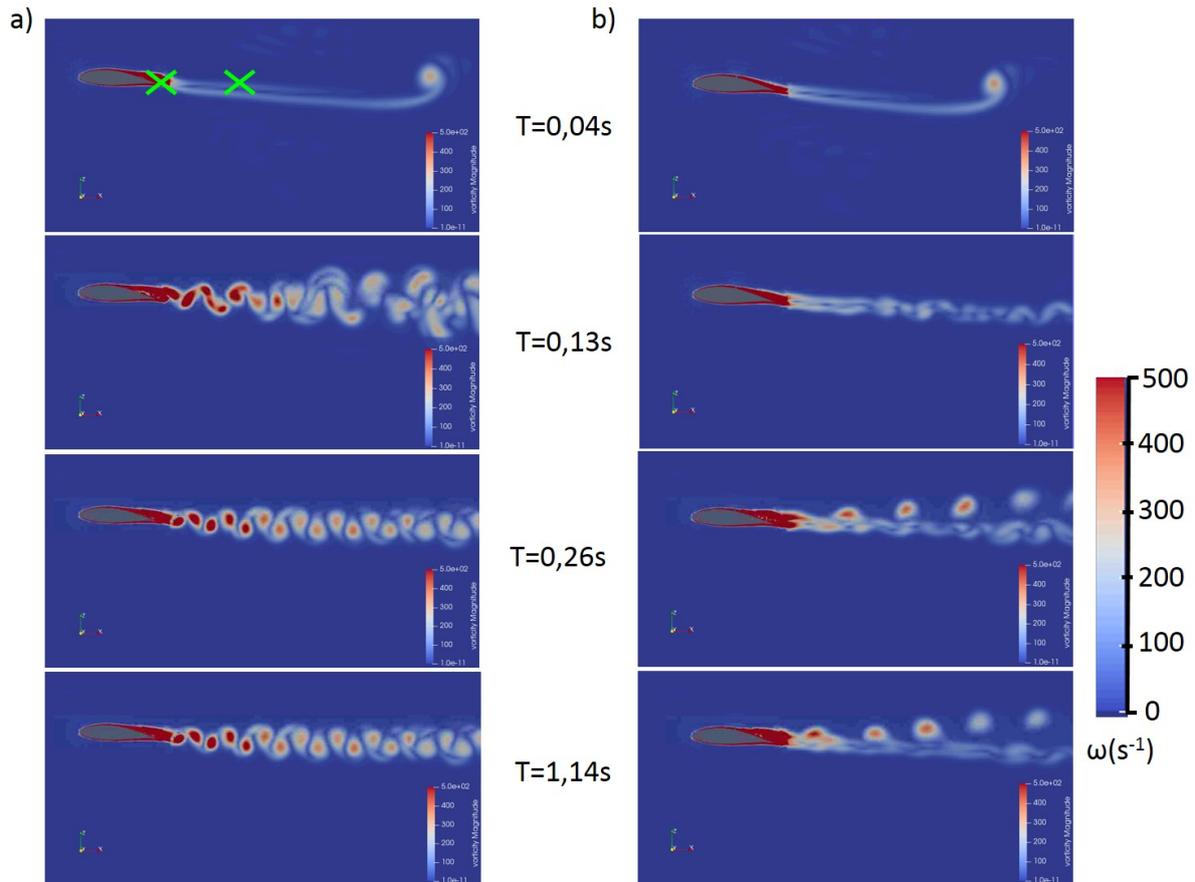


FIGURE IV.13 – Magnitude de la vorticité dans le sillage pour 5° d'angle d'incidence pour les cas sans (a) et avec (b) balane aux instants $T = 0,04$ s, $T = 0,13$ s, $T = 0,26$ s et $T = 1,14$ s. Les croix vertes représentent les sondes utilisées pour analyser la réponse fréquentielle de l'écoulement dans le sillage.

sans balane, le premier tourbillon marquant la propagation de la condition à la limite de vitesse jusqu'à la pale est toujours repérable. Son intensité est plus forte avec une pale de 15° d'incidence. A 5° , le sillage peut-être considéré comme stabilisé après $T = 0,26$ s. L'instant $T = 0,13$ s montre que l'écoulement ne se comporte pas du tout de la même façon avec et sans balane. Dans le premier cas, les tourbillons sont très petits et concentrés à l'aval du bord de fuite de la pale tandis que dans le second cas, les premiers tourbillons qui grossissent en perdant leur énergie génèrent un sillage conique de plus en plus large. Ce phénomène est similaire à celui qu'on retrouve dans les allées de Von Karman derrière un cylindre. Une fois l'écoulement stabilisé, le cas propre montre un sillage très régulier et symétrique avec des tourbillons lâchers alternativement de l'intrados puis de l'extrados.

Dans le cas propre, l'épaisseur du sillage augmente en suivant une courbe parabolique lente (Fig.IV.15). La présence de la balane détruit cette symétrie et présente des lâchers

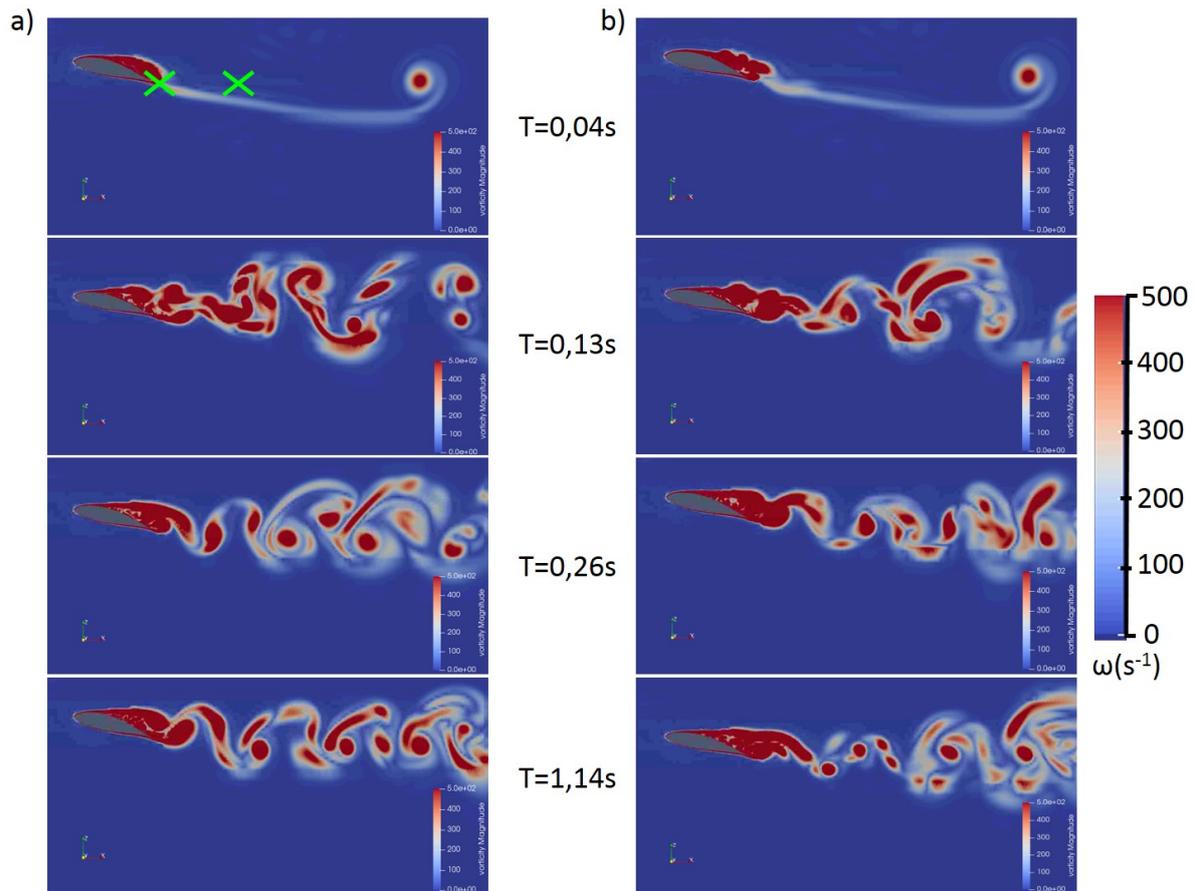


FIGURE IV.14 – Même légende que pour la Fig. IV.13 mais avec un angle d'incidence de 15° . Les croix vertes représentent les sondes utilisées pour analyser la réponse fréquentielle de l'écoulement dans le sillage.

de tourbillons du même ordre de grandeur vers le "haut". L'épaisseur du sillage du cas biofoulé suit une évolution plutôt linéaire en fonction de la distance à la pale. On constate également que L_λ est égal à $0,8 c$ en présence de la balane ($St = 0,25$). Il est donc possible d'avancer l'hypothèse selon laquelle seuls les tourbillons issus des lâchers de l'intrados sont conservés et la fréquence des lâchers est diminuée. Les autres restent piégés et sont rapidement dissipés dans le sillage du bord de fuite sous forme de petites structures tourbillonnaires.

Les sillages à 14° et 15° sont très similaires. Le sillage de la pale à 15° d'incidence est beaucoup plus difficile à analyser que celui à 5° : avec ou sans balane, celui-ci est beaucoup plus turbulent. Il faut attendre $T = 0,52s$ pour considérer le sillage comme stabilisé. On dénote tout de même une modification de l'écoulement aval en présence de la balane. La largeur du sillage augmente d'autant plus rapidement dans ce dernier cas. Les structures tourbillonnaires sont moins identifiables. Cela s'explique par la génération de tourbillons

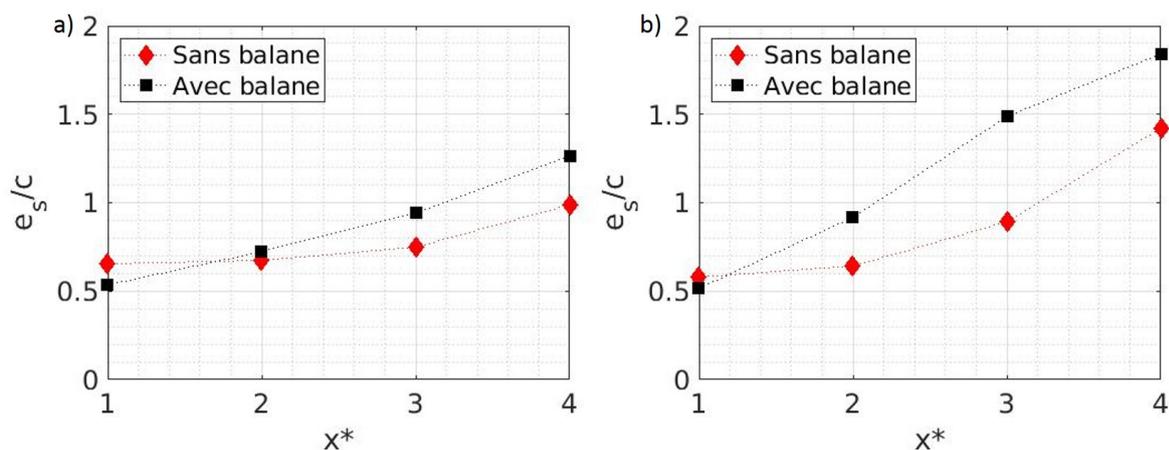


FIGURE IV.15 – Épaisseur du sillage adimensionnée par la corde en fonction de la position adimensionnée en aval de la pale pour 5° (a) et 15° (b) d'angle d'incidence du fluide par rapport à la pale. Le cas sans balane est représenté par les losanges rouges et le cas avec balane par les carré noirs.

supplémentaires au niveau de la balane qui interagissent avec les tourbillons normalement créés par la pale propre. La diffusion est donc plus importante.

Deux sondes sont placées dans le sillage au niveau du bord de fuite de la pale et à une corde derrière celui-ci pour observer l'évolution temporelle de la vorticité calculée numériquement (Fig. IV.13 et IV.14). La fréquence d'échantillonnage de ces sondes est de 100 Hz.

Dans le cas d'un angle d'attaque faible (5°), les premières vorticités significatives ($\sim 1300\text{Hz}$) arrivent avec un retard de 0,25s aux deux sondes (Fig. IV.16). Contrairement au cas sans balane, l'arrivée des tourbillons se fait de manière progressive. Cet effet ne se retrouve pas dans les résultats de la simulation avec un angle d'attaque à 15° (Fig. IV.17). On notera que l'amplitude de la vorticité converge dans les deux cas vers les mêmes ordres de grandeurs (1500 Hz pour la première et 300 Hz pour la seconde sonde). L'intensité vorticelle est également fortement réduite entre la première et la seconde sonde située à une seule corde en aval.

L'analyse de signaux temporels si perturbés est très compliquée sans utiliser d'outils mathématiques supplémentaires. La transformée de Fourier (FFT) permet de traiter un signal en passant du domaine physique au domaine fréquentiel (ou domaine spectral). Après avoir amputé le signal des premiers pas de temps pour sortir de la zone de transition et avoir un écoulement stabilisé, une transformée de Fourier est appliquée pour suivre la réponse fréquentielle de l'écoulement.

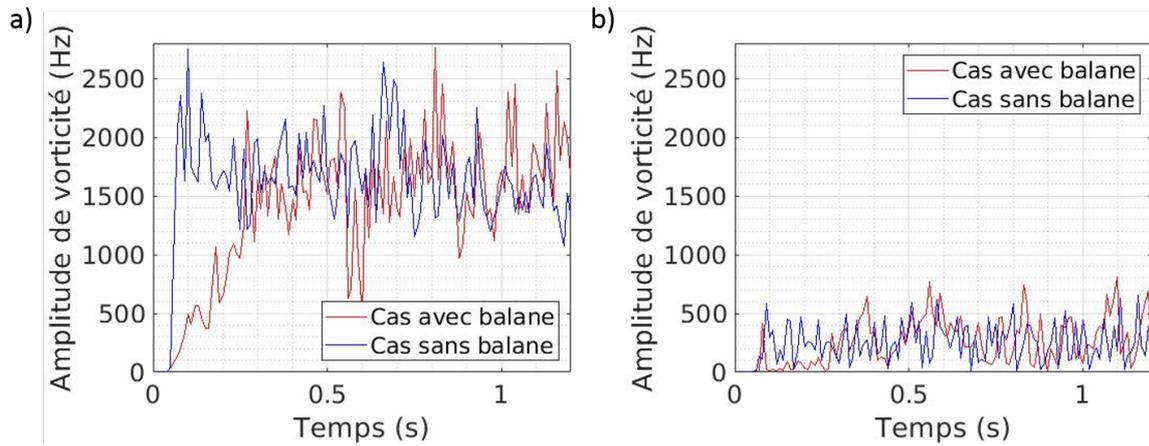


FIGURE IV.16 – Évolution temporelle de la vorticité au bord de fuite (a) et à une corde en aval (b) pour un angle d'incidence de 5° . Le cas avec balane est tracé en rouge et sans balane en noir.

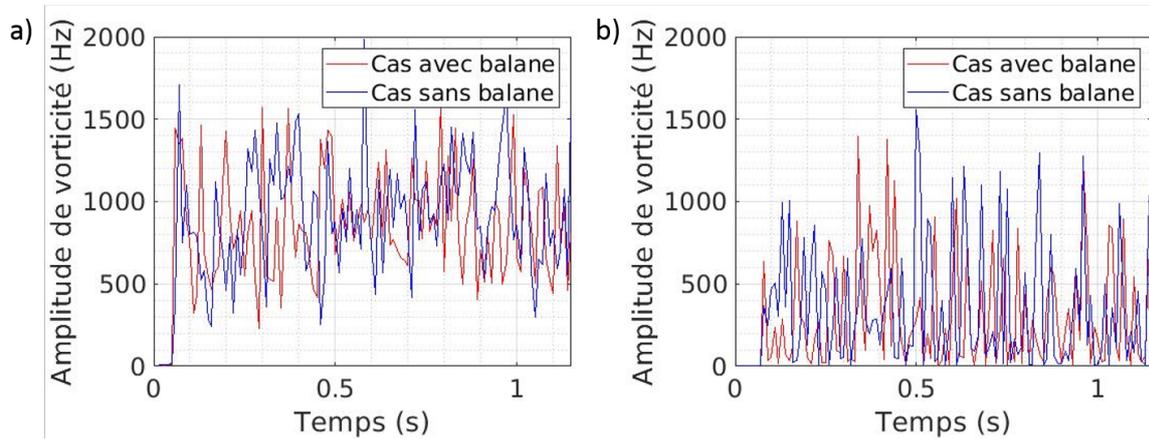


FIGURE IV.17 – Même légende que précédemment mais pour un angle d'incidence de 15°

A 5° d'inclinaison de pale (Fig. IV.18), il apparaît de façon claire que la présence de balane génère des harmoniques basses fréquences au niveau des deux sondes. Certaines harmoniques du cas sans balane se retrouvent également dans le signal du cas biofoulé au niveau de la première sonde ($F \sim 6, 9, 17, 31, 42\text{Hz}$). C'est moins le cas pour la seconde sonde. Ainsi pour cet incidence, la présence de la balane génère de gros tourbillons, à intervalle de temps relativement élevé, qui modifient fortement le sillage aval (il s'agit de ceux visibles Fig. IV.13). A 15° en revanche, les harmoniques communes aux deux cas se font plus rares ($F \sim 4, 36, 45\text{Hz}$). Comme observé dans les coupes de vorticité du sillage aval (Fig. IV.14), les écoulements sont très différents au niveau de leurs structures et réponses fréquentielles. Il est difficile de conclure avec ces informations sur la nature de ces modifications qui semblent chaotiques.

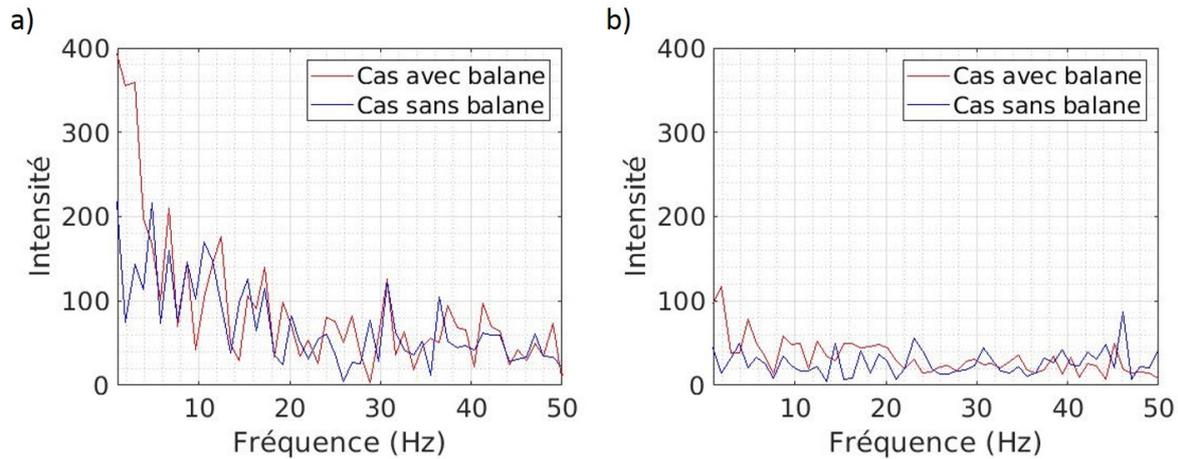


FIGURE IV.18 – Amplitude de la vorticité en fonction des fréquences dans le cas d'un angle d'incidence de la pale de 5° . En rouge apparaissent les résultats de la simulation au niveau du transect avec balane et en en bleu sans balane. Les sondes sont localisées immédiatement au bord de fuite (a) et 1 corde en aval de la pale (b).

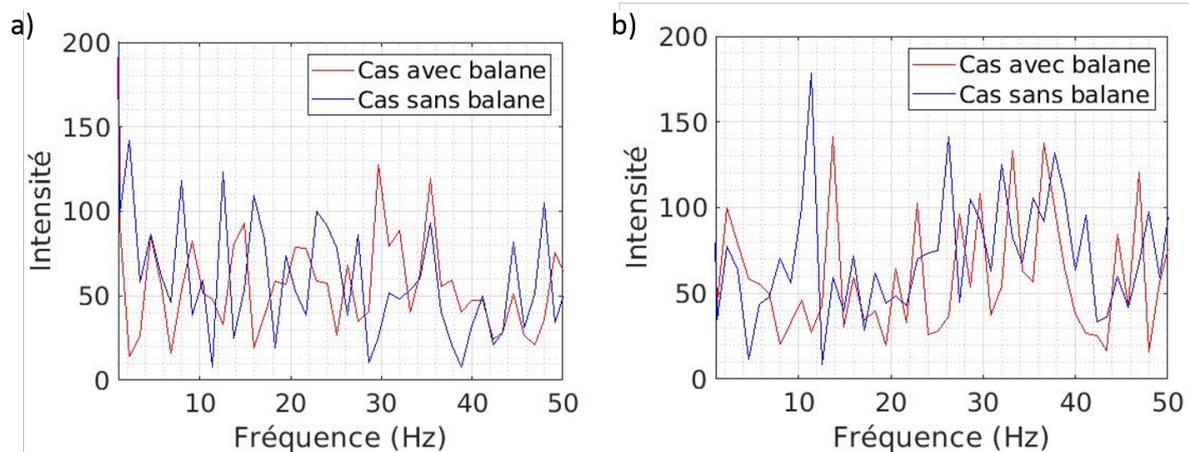


FIGURE IV.19 – Même légende que pour la Fig. IV.18 mais pour un angle de 15° .

IV.4 Discussion et conclusions

Dans ce chapitre, l'impact d'une balane seule sur les performances et le sillage d'une pale dans un écoulement rectiligne uniforme est étudié. Les modèles de turbulence $k-\omega$ SST et Smagorinsky sont confrontés à l'expérience. Le modèle $k-\omega$ semble donner des résultats plus proches de l'expérience concernant les efforts qui s'appliquent sur la pale. En particulier, pour la valeur moyenne et les variations induites par la balane sur les pressions. En revanche, le modèle de turbulence Smagorinsky a tendance à sur-estimer ces pressions. Il faut également noter que la discrétisation expérimentale des points de pressions est grossière par rapport à celle d'un maillage numérique en proche paroi.

Par exemple, elle ne permet pas de capturer la légère dépression en forme d'arc qui précède la surpression. Toutefois, la représentation du sillage est bien meilleure avec le modèle de turbulence LES et permet de capturer les structures turbulentes sans les lisser. La résolution explicite des plus grosses structures tourbillonnaires évite une diffusion précipitée du sillage. L'énergie cinétique du fluide est mieux conservée alors que les modèles RANS la diffuse numériquement. Dans la zone de transition entre la proche paroi et le sillage, la qualité du maillage peut être critiquée. En effet, l'étude de la vorticité à l'aide de deux sondes révèle une forte perte d'énergie turbulente (diffusion numérique) en une distance faible (une corde). Cela est lié aux fortes variations de la taille des cellules de calcul entre la position de la première et de la seconde sonde. Celle placée au bord de fuite se situe dans la zone de proche paroi où le maillage est affiné afin d'améliorer les résultats sur les performances aérodynamiques de la pale. Le nombre de tourbillons résolus explicitement y est donc maximisé et la quantité d'énergie cinétique également. La seconde sonde se trouve plus loin de la pale. Les cellules y sont plus grossières et le nombre de tourbillons qu'il est possible de modéliser est donc réduit. Cela signifie c'est que le modèle sous-maille sous-estime l'énergie cinétique présente dans les plus petites cellules. Il est évidemment possible d'affiner le maillage dans le sillage, mais cela se fera au détriment du temps de calcul qui est déjà élevé (car il s'agit d'une simulation tridimensionnelles).

Les effets de la balane sont très différents selon l'angle d'incidence de la pale par rapport à l'écoulement. Plus il est faible, plus l'impact est marqué sur les performances hydrodynamiques de la pale. Bien que la composante normale des efforts ne change pas, le coefficient de trainée se trouve, lui augmenté de 0.046 (soit 768% comparé au cas propre)    5   et de 0.042 (soit 543%)    10   d'angle d'attaque. Après le décrochage, l'impact de la balane sur les efforts devient négligeable. Elle altère toutefois quand même le sillage en modifiant la structure des lâchers tourbillonnaires. Pour les angles plus faibles, la balane génère des tourbillons qui se dissipent plus rapidement dans le sillage, ainsi plus large mais moins énergétique.

Il est à noter que l'échantillon temporel de l'étude est très faible (1,3 s), et que l'échantillonnage est limité par la taille des fichiers de résultats d'OpenFoam. Il est bon de critiquer la qualité des transformées de Fourier qui pourraient être améliorées en prolongeant le temps de calcul ou en abaissant le pas de temps d'échantillonnage.

Il est étonnant que le changement de structure de la balane n'implique pas de

modification visible ou quantifiable. Ce résultat pourrait s'expliquer par un maillage trop grossier autour de la balane réaliste qui est alors assimilé par le code à un cône. Même si les résultats sont cohérents par rapport aux données expérimentales, il est certain qu'une étude de convergence en maillage permettrait d'améliorer les simulations.

Ce chapitre dénote également la difficulté de décrire un sillage, en particulier quand celui-ci est très instationnaire. Pour les cas avec 5° d'incidence, les sillages atteignent un état stationnaire rapidement, ce qui facilite leurs analyses. L'amplitude de la vorticité, la fréquence des lâchers tourbillonnaires, la longueur d'onde et la taille caractéristique des tourbillons sont autant de grandeurs quantitatives qu'il est possible d'utiliser. Pour les angles d'incidence plus importants ($>10^\circ$), elles sont moins évidentes à mettre en œuvre, surtout pour être comparées aux cas moins perturbés ($<10^\circ$). Il faut alors trouver d'autres méthodes pour caractériser l'écoulement comme la largeur du sillage ou l'étude fréquentielle. Dans le cas étudié, il est difficile d'expliquer avec certitude le retard généré par la balane pour l'arrivée des premiers tourbillons significatifs à la seconde sonde. Pour mieux comprendre, un échantillonnage plus fréquent est nécessaire sur la période allant de 0 s   0,3 s. L'usage de sondes ponctuelles peut aussi être critiqué car il pourrait manquer des tourbillons qui sont décalés spatialement.

Il serait intéressant de compléter ce travail avec différentes configurations de colonisation. Ici, seule une balane est étudiée et positionnée de façon très particulière (60% de la corde). Dans un premier temps, la même balane pourrait être déplacée en amont et en aval de la pale à l'instar des travaux de Rivier *et al.* (2018). Les résultats attendus seraient une dégradation des performances aérodynamiques plus importante si la balane est placée plus en amont et une amélioration en aval. Il serait également logique qu'une balane plus en amont ait un effet pour des angles d'incidence plus importants ($>15^\circ$) tandis qu'une balane en aval réduirait la gamme d'angles impactés. Une fois l'étude paramétrique réalisée (position de la balane/incidence de la pale), il serait également possible de varier le type d'implantation lui-même : multiples balanes, changement d'espèce, ect...   plus long terme, il est également envisageable de modéliser des structures déformables au gré des mouvements fluides afin de pouvoir simuler une colonisation par des algues.

Finalement, cette étude est une première simulation 3D permettant de comprendre les phénomènes mis en jeu dans un cas simple de pale biofoulée. Pour le reste de la thèse, le modèle turbulence utilisé sera le Smagorinsky choisi pour ses capacités à modéliser

le sillage. En réalité, les espèces sessiles sont rarement positionnées si proche du bord d'attaque d'une pale, et l'hydrodynamique autour d'une pale situé dans un référentiel tournant est très différent de celui-ci. Le prochain chapitre propose donc une approche plus complète et réaliste d'une simulation numérique de turbine colonisée.

Chapitre V

Effets hydrodynamiques du biofouling sur un rotor tridimensionnel

V.1 Introduction

Dans le chapitre précédent (Chapitre IV), un cas simplifié est considéré pour d'une part choisir un modèle de turbulence adéquat à la modélisation de la turbine et d'autre part obtenir des premiers résultats sur l'impact de structures biofoulantes sur les efforts exercés sur la pale et sur le sillage turbulent. L'objectif du présent chapitre est d'estimer ces effets pour le cas de turbines 3D complètes et en rotation. Pour cela, les données expérimentales qui ont servi à valider les simulations des cas non colonisés sont présentées dans la Section V.2. La configuration numérique choisie est décrite en Section V.3. La Section V.4 confronte les résultats du modèle numérique avec les données expérimentales et la Section V.5 présente une turbine colonisée identique à celle étudiée précédemment. Les résultats sur les performances et le sillage sont comparés et interprétés. La Section V.6 discute et conclut sur les résultats obtenus. Enfin, des pistes d'amélioration de ces derniers sont proposées. Les principaux résultats de ce chapitre ont été publiés dans le *Journal of Marine Sciences and Engineering* (Robin *et al.*, 2021b).

V.2 Données expérimentales

V.2.1 Hydrolienne à axe horizontal

Les données expérimentales pour l'étude des hydroliennes à axe horizontal utilisées dans cette thèse sont issues d'une campagne expérimentale visant à étudier les effets de l'intensité turbulente sur le comportement des hydroliennes (Mycek *et al.*, 2014). Celle-ci a été réalisée dans le canal hydrodynamique d'IFREMER (Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la Mer) de 18 m de long, 4 m de large et 2 m de profondeur. La pompe permet de générer un courant variant de $0,1 \text{ m s}^{-1}$ à $2,2 \text{ m s}^{-1}$ et deux intensités turbulentes sont comparées ($I_\infty = 3\%$ et $I_\infty = 5\%$). La rotation de la turbine est contrôlée par un moteur permettant de réguler la valeur du TSR. Les coefficients de puissance (C_p) et de traînée (C_D) sont déterminés à partir des données fournies par un capteur de couple. Le sillage est caractérisé à l'aide d'un système LDV (Système de Vélocimétrie Laser par effet Doppler) opérant à une fréquence de 100 Hz. La turbine considérée est une HAH dont les caractéristiques sont résumées sur la Fig. V.1.

a)	Description	IFREMER-LOMC	b)
	Profile	NACA 63418	
	Rotor Radius (R)	350 mm	
	Hub Radius	46 mm	
	Hub length	720 mm	
	Pitch (set angle)	0°	
	Studied TSR	[0–10]	
	Sense of rotation	counter-clockwise	
	Reynolds (Re_∞)	[140–420] · 10^3	

FIGURE V.1 – Caractéristiques générales (a) et photographie (b) de l'hydrolienne IFREMER-LOMC, d'après Mycek *et al.* (2014)

Le dispositif a permis de comparer plusieurs points de fonctionnement du système en faisant varier la vitesse de l'écoulement, la vitesse de rotation du rotor et l'intensité turbulente.

V.3 Configuration numérique

Les structures 3D des turbines sont réalisées à l'aide de deux logiciels (Qblade et Blender) dont les sources sont libres d'accès et ouverte à la modification (Open Source). QBlade permet de générer la structure d'une pale à partir des différents profils qui la compose et de contrôler la taille, l'épaisseur et la torsion. Blender (<https://www.blender.org/>) sert de logiciel d'assemblage pour réaliser la duplication des pales et leur positionnement dans l'espace. Il est également utilisé pour fusionner les différentes structures entre elles comme les pales et le moyeu, ou l'addition des espèces sessiles sur les pales.

V.3.1 Modèles et constantes

Le modèle de turbulence de Smagorinsky est utilisé dans ce chapitre. Au vu des temps de calcul de chaque simulation 3D (voir Tableau V.3), un seul point de fonctionnement des turbines sera étudié en rotation forcée. L'intensité turbulente choisie est $I_\infty = 3\%$ pour éviter un impact majeur de la turbulence sur les résultats lorsque les pales seront colonisées. Les paramètres physiques de la simulation sont résumés dans le Tableau V.1.

TABLEAU V.1 – Tableau des paramètres physiques utilisés pour la turbine d'IFREMER-LOMC

Paramètres	Valeur	Unité
ρ	1025	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
ν	$1,3 \times 10^{-6}$	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$
U_∞	0,8	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
Ω_R	9,143	$\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$
λ	4	-
I_∞	0,03	-
k (initialisation)	8×10^{-4}	-

V.3.2 Géométrie 3D et maillage

La structure 3D se compose d'un volume unique incluant les pales et le moyeu de la turbine de Mycek *et al.* (2014) (Fig. V.2(a)). Quasiment identique au modèle original (pas de mât), cette maquette pose un certain nombre de problèmes. Le maillage autour des structures pouvant être extrêmement fin, l'ajout d'une surface étendue augmente

considérablement le nombre de nœuds de calcul, et de ce fait, les temps de calcul. L'utilisation de l'AMI est peu compatible avec cette structure. Soit la zone rotative englobe l'ensemble du volume et le moyeu est également mis en rotation lors du calcul, soit seule la partie amont de la turbine est incluse dans la zone rotative, et la rupture dans le maillage crée une discontinuité qui perturbe l'écoulement (Fig. V.3). Ce sont les raisons pour lesquelles une seconde structure est réalisée sans moyeu central (Fig. V.2(b)).

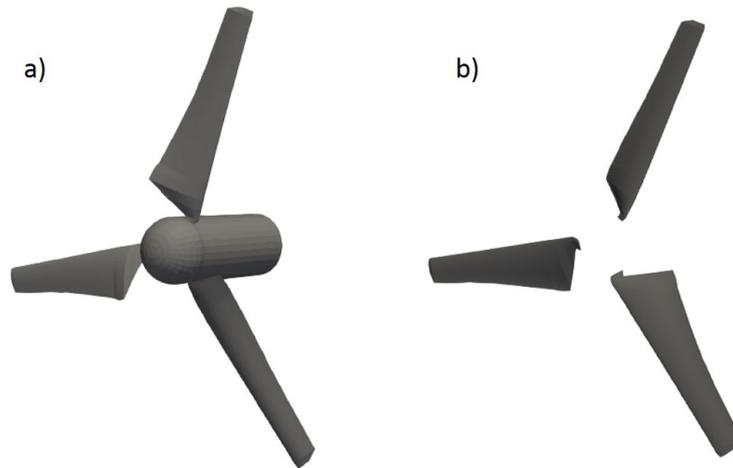


FIGURE V.2 – Structure 3D de la HAH avec (a) et sans (b) moyeu central

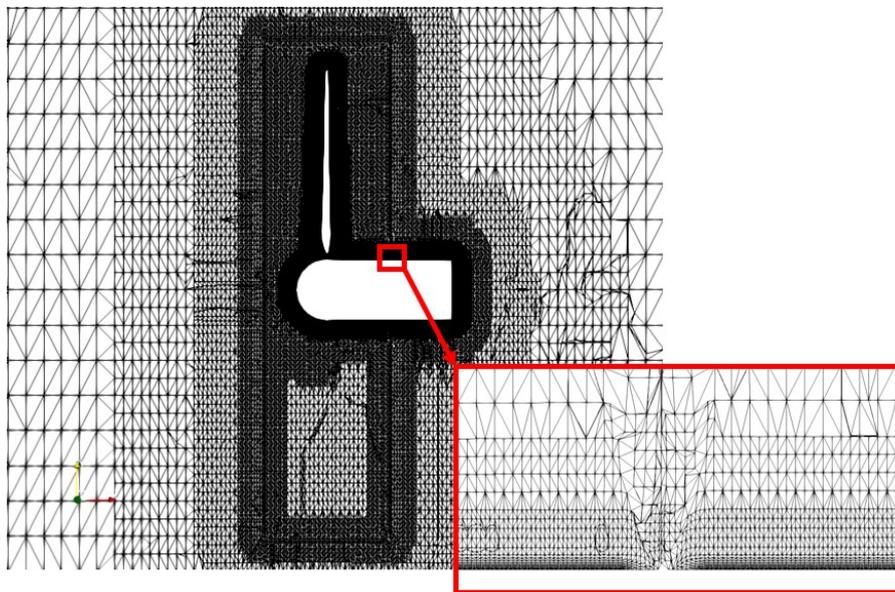


FIGURE V.3 – Rupture dans le maillage au niveau de l'AMI pour la turbine avec un moyeu central.

Ces structures sont placées dans un canal numérique de 4 diamètres de long et de large. L'écoulement se fait dans la direction colinéaire au vecteur \mathbf{x} (Fig. V.4). Ainsi, le maillage

primaire est plus resserré dans cette direction ($\Delta_x/D = 8 \times 10^{-2}$) que dans les autres directions ($\Delta_{y,z}/D = 1,6 \times 10^{-1}$) pour obtenir une valeur plus homogène du CFL dans les trois directions et ainsi assurer une meilleure stabilité numérique (Fig. V.4). La zone avale au rotor est particulièrement raffinée pour respecter le rapport (énergie résolue)/(énergie modélisée) nécessaire au bon fonctionnement du modèle de turbulence LES-Smagorinsky (Section III.2.7.2). Les résultats d'une simulation numérique doivent être indépendants du maillage. Les zones critiques pour l'étude des performances des hydroliennes sont situées en proche paroi. Elles doivent être particulièrement surveillées. Ainsi, sept maillages sont réalisés pour étudier l'indépendance des résultats par rapport au maillage au cours de son raffinement en proche paroi. Cinq niveaux de raffinement sont comparés pour le champ proche et deux pour le sillage. Les niveaux de raffinement en fonction du pas d'espace (Δ_x) des cellules sont répertoriés dans le Tableau V.2.

TABLEAU V.2 – Pas d'espace en x (Δ_x) en fonction des niveaux de raffinement.

Niveaux de raffinement	Longueur caractéristique
Niveau 1	$5,6 \times 10^{-2}$
Niveau 2	$2,8 \times 10^{-2}$
Niveau 3	$1,4 \times 10^{-2}$
Niveau 4	7×10^{-3}
Niveau 5	$3,5 \times 10^{-3}$
Niveau 6	$1,175 \times 10^{-3}$
Niveau 7	$8,75 \times 10^{-4}$
Niveau 8	$4,375 \times 10^{-4}$
Niveau 9	$2,1875 \times 10^{-4}$

Une bonne qualité des solutions dans le sillage est atteinte dès le Niveau 3 au delà duquel la diffusion numérique diminue fortement. En revanche, pour le calcul des efforts, un raffinement plus important est nécessaire. C'est la raison pour laquelle la convergence en maillage est plus orientée vers les efforts que subissent les pales et donc sur les proches parois. Les différents cas d'études sont résumés dans le tableau V.3

Le maillage complet du domaine de calcul est présenté sur la Fig. V.4 alors que les Fig. V.5 et V.6 montrent celui autour des pales pour les deux cas extrêmes (#2.1 et #2.4). Les éléments distordus sur ces figures sont dus aux outils de post-traitement qui ne coupent pas forcément toutes les cellules en leur centre mais à une position spécifiée par l'utilisateur.

Dans tous les cas, six couches structurées sont ajoutées en proche paroi. La taille de

TABLEAU V.3 – Résumé des cas pour la HAH, présentant successivement le nom du cas, le niveau de raffinement du maillage au niveau des pales et dans le sillage, la présence de moyeu ou non et le nombre de nœuds de calcul (Nb). Le temps physique calculé (T_{phy}) et le temps de calcul correspondant (T_{proc}) sont également donnés.

Nom	Niveaux pales	Niveaux sillage	Moyeu	Nb ($\times 10^6$)	T_{phy} (s)	T_{proc} (h/proc) ($\times 10^3$)
Cas de référence (#1)	Niveau 6	Niveau 1	Non	1	2,41	16,8
Cas Sillage (#2.0)	Niveau 6	Niveau 3	Non	1,9	3,11	25,2
Pales 5 (#2.1)	Niveau 5	Niveau 3	Non	1,6	1,39	13,4
Pale 7 (#2.2)	Niveau 7	Niveau 3	Non	3,5	1,57	53,8
Pales 8 (#2.3)	Niveau 8	Niveau 3	Non	9	2,41	184,4
Pales 9 (#2.4)	Niveau 9	Niveau 3	Non	12	1,05	108,6
Cas moyeu (#3)	Niveau 6	Niveau 3	Oui	3,2	1,29	13,4

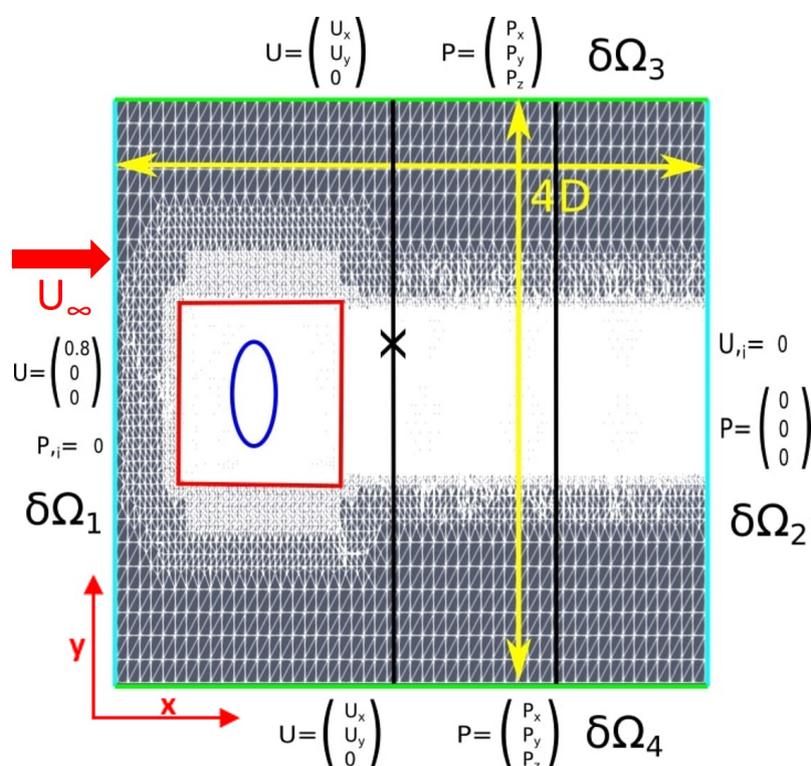


FIGURE V.4 – Coupe 2D du domaine de calcul avec les conditions aux limites selon le plan X-Y. $\delta\Omega_1$ et $\delta\Omega_2$ (lignes bleues) sont respectivement les surfaces d'entrée et de sortie du domaine. $\delta\Omega_3$ et $\delta\Omega_4$ sont les bords latéraux. Les lignes noires représentent les sondes linéiques (positionnées à 1.2D et 2D en aval de la turbine) et la croix noire, la sonde ponctuelle utilisée dans la Section V.4. Le carré rouge correspond à l'AMI délimitant la zone rotative et l'ellipse bleue représente la position du rotor (Robin *et al.*, 2021b).

leurs cellules dépend du niveau de raffinement sur les pales (par ex. 5 pour le cas #2.1 et 9 pour le cas #2.4).

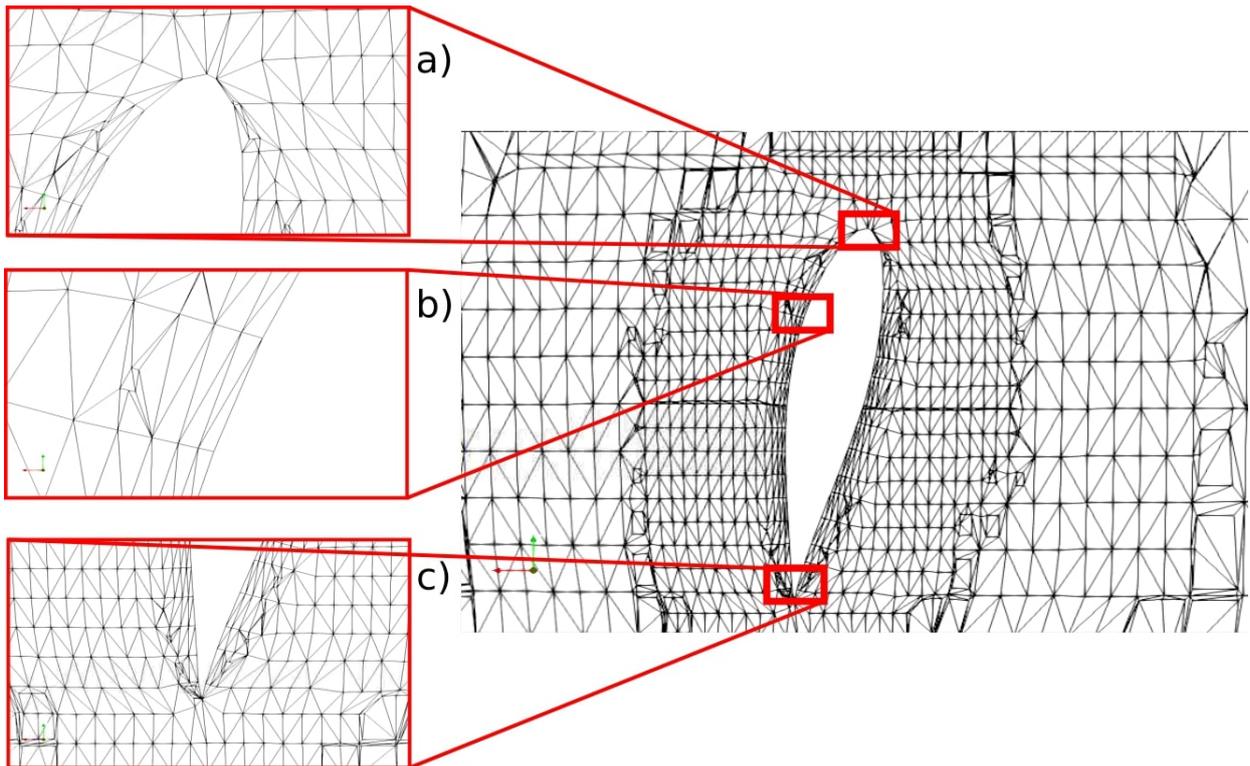


FIGURE V.5 – Coupe 2D du maillage autour des pales selon le plan X-Y dans le cas #2.1 (Robin *et al.*, 2021b)

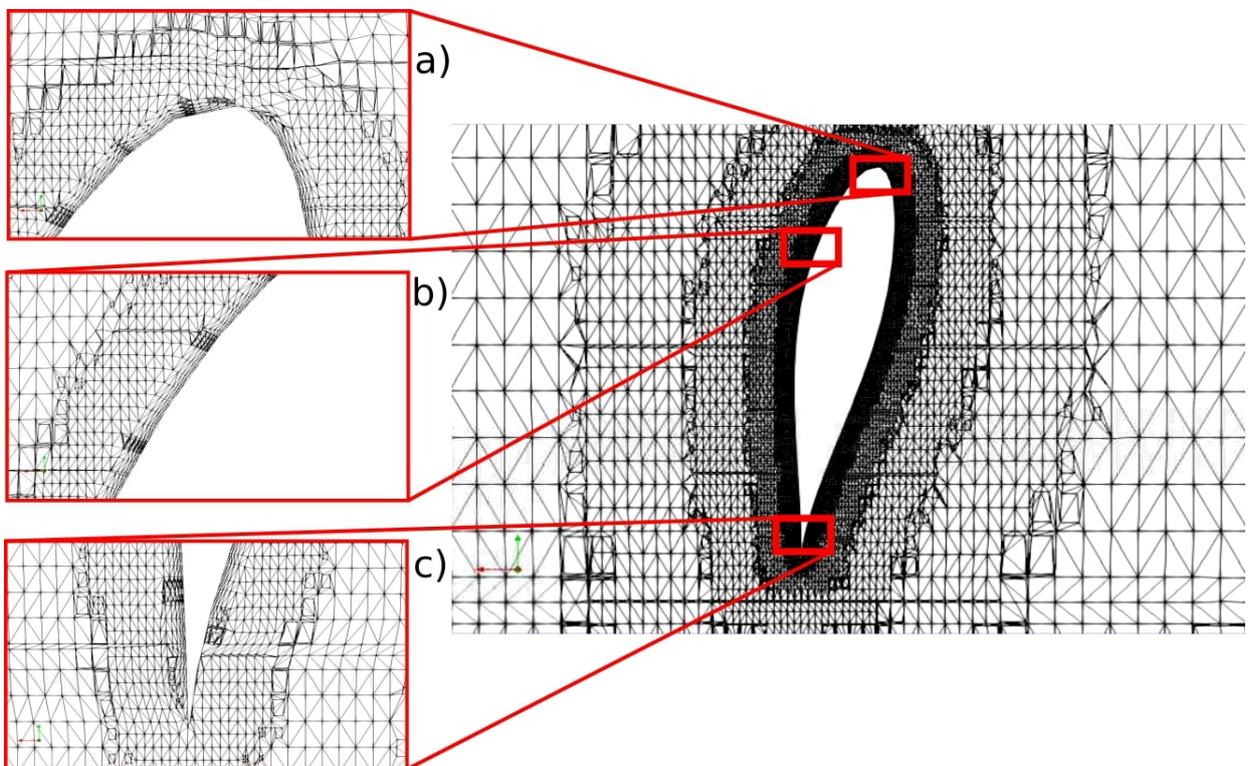


FIGURE V.6 – Coupe 2D du maillage autour des pales selon le plan X-Y dans le cas #2.4 (Robin *et al.*, 2021b).

V.4 Validation des simulations

V.4.1 Convergence en maillage

V.4.1.1 Sillage hydrolien

La convergence en maillage vise à s'assurer que les résultats numériques sont indépendants de la discrétisation du maillage. Dans le cadre de cette thèse, deux zones sont particulièrement importantes à contrôler : la proche paroi et le sillage. Les Fig. V.7(a) et (b) sont tracées suivant la position des sondes linéiques (Fig. V.4) placées en travers de l'écoulement dans le plan $z = 0$ aux positions $x^* = 1, 2$ et $x^* = 2$. Quel que soit le maillage utilisé dans le sillage la perte de vitesse maximale provoquée par la turbine est du même ordre de grandeur. Pour les cas #2.0 et #2.4, cette zone de ralentissement est coupée en deux par une zone de forte accélération. Celle-ci est principalement liée à l'absence de moyeu central sur les structures (Fig. V.8). L'eau s'engouffre au milieu des trois pales et forme ainsi un tube d'accélération. Bien que celui-ci soit bien visible dans le champ de vitesse, il semble peu impacter les valeurs extrêmes des ralentissements dans le sillage.

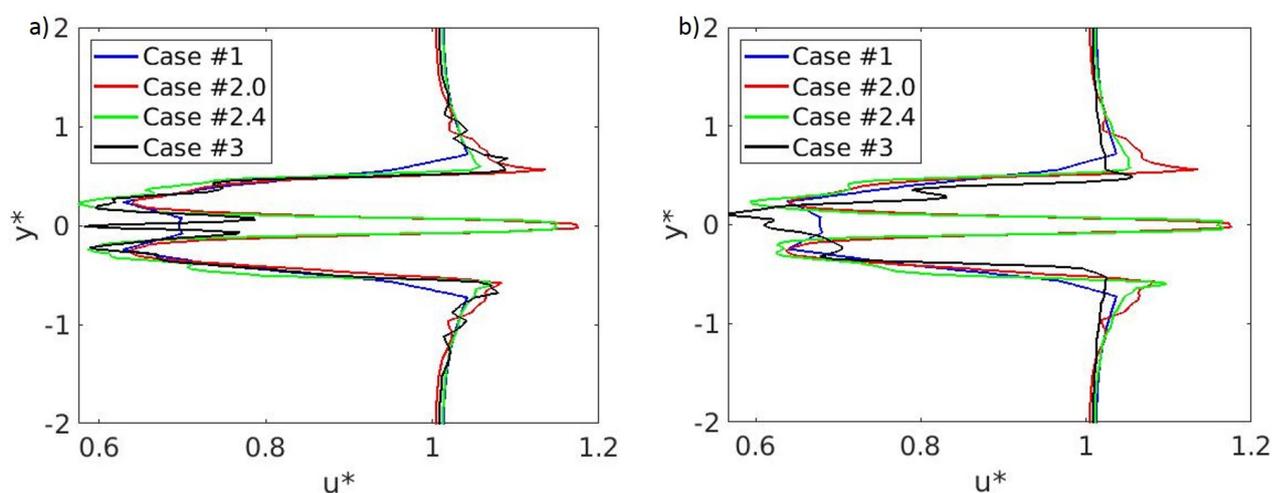


FIGURE V.7 – Vitesse en x adimensionnée u^* en fonction de y^* en $x^* = 1, 2$ (a) et $x^* = 2$ (b) pour les cas #1, #2.0, #2.4 et #3 (Robin *et al.*, 2021b)

Le cas #1 est très particulier, bien qu'il ne contienne également aucun moyeu, le tube d'accélération n'apparaît pas dans le sillage et la configuration sous-évalue le ralentissement maximal comparé aux cas #2.4 et #3 (12,2%). Ceci s'explique par le trop faible raffinement du maillage dans le sillage. Ce maillage "grossier", qui agit comme un

filtre, a tendance à lisser l'écoulement et ne permet pas de reproduire les fort gradients de vitesse. La LES montre ici des résultats similaires à ceux trouvés avec une approche RANS (non montrés ici). La part d'énergie résolue explicitement est trop faible en raison du maillage "grossier" et la modélisation sous-maille est prépondérante. La présence du moyeu central dans le cas #3 évite la formation du tube d'accélération. En revanche, la perte de vitesse maximale est proche de celle trouvée dans le cas #2.4 (3% de différence). Enfin, il semble important de discuter l'accélération en bout de pale ($y^* = 0,5$) des cas #2.0 et #3. Il est étonnant de relever de telles accélérations dans la direction X à ce niveau. Seule une comparaison avec l'expérience permettra de conclure à ce propos.

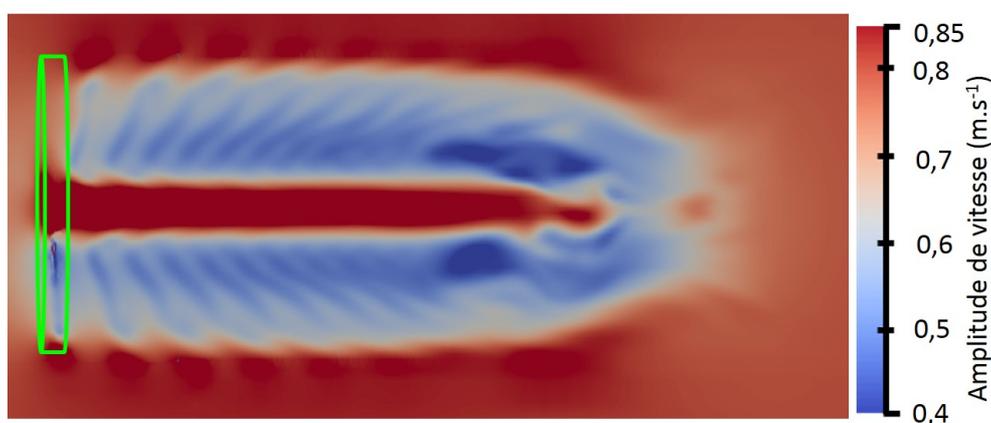


FIGURE V.8 – Amplitude de la vitesse derrière l'hydrolienne mettant en avant le tube d'accélération dans la partie centrale du sillage. La position du rotor est identifiée en vert.

La sonde ponctuelle placée dans le sillage permet de mettre en évidence l'évolution temporelle de l'écoulement à sa position (Fig. V.4, croix noire). Elle permet de suivre les turbulences des cas #1 et #2.0 dans le sillage. La Fig. V.9 compare l'évolution temporelle de la vorticité à l'intérieur de l'AMI (zone rotative) et à la position de la sonde. Dans la zone rotative, les profils de vorticité sont identiques, tandis que 1,2 diamètre derrière la turbine, les structures turbulentes apparaissent fortement amorties (3,37 fois plus faibles) dans le cas où le maillage dans le sillage est grossier (cas #1). Ce phénomène est principalement lié à la nature du modèle de turbulence LES utilisé, qui modélise moins bien les tourbillons sous-maille et provoque une dissipation trop importante si le maillage n'est pas assez fin.

Il est également important de se poser la question de l'impact du sillage sur le calcul des efforts. L'espace étant discrétisé et les cellules connectées les unes aux autres, les caractéristiques hydrodynamiques du fluide aval pourraient impacter le calcul des efforts

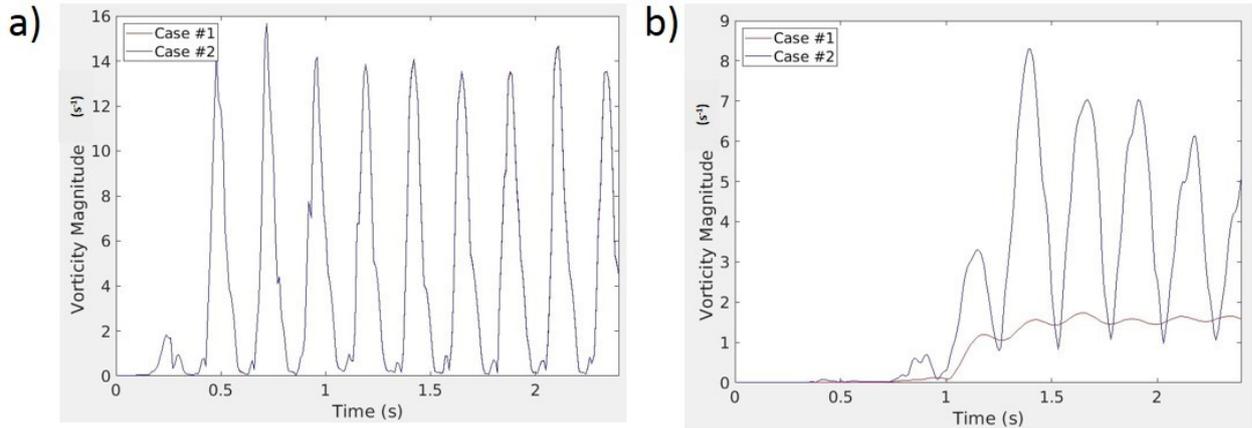


FIGURE V.9 – Évolution temporelle de la l'amplitude de la vorticité pour les cas #1 (en rouge) et #2.0 (en bleu) immédiatement derrière le rotor (a) et à $x^* = 1,2$ (b) (Robin *et al.*, 2021b).

au niveau des pales, et donc modifier les résultats. Le coefficient de puissance de la turbine des cas #1 et #2.0 est comparé sur la Fig. V.10. L'évolution temporelle des deux C_P est identique. On peut en déduire que le comportement de l'écoulement aval (en dehors de l'AMI) a un effet très négligeable sur la qualité des résultats sur les efforts. Pour des raisons de rapport (qualité du sillage) sur (temps de calcul), le niveau 3 de raffinement a été conservé pour le sillage dans tous les cas d'étude. Une discrétisation encore plus fine permettrait de résoudre des tourbillons plus petits, mais induirait des coûts de calculs bien plus importants.

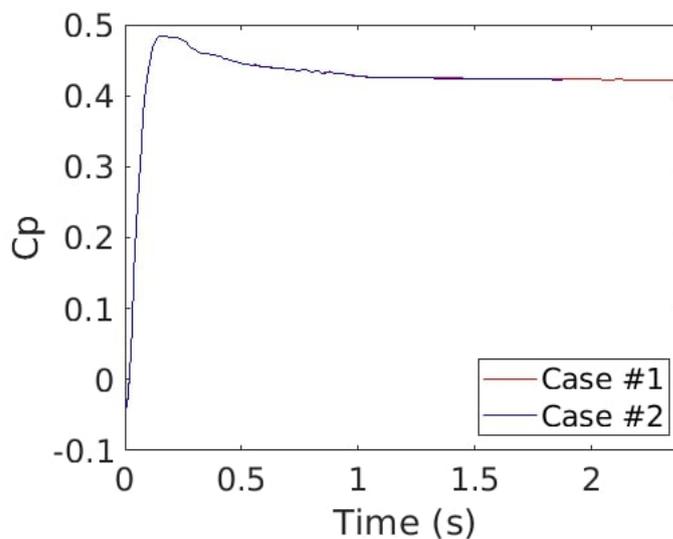


FIGURE V.10 – Évolution temporelle du coefficient de puissance C_P pour les cas #1 (en rouge) et #2.0 (en bleu)(Robin *et al.*, 2021b).

V.4.1.2 Efforts sur les pales

La Fig. V.11 montre l'évolution temporelle du C_P et du C_D pour les différents niveaux de raffinement du maillage autour des pales. Les valeurs sont considérées comme convergées après 1 s de temps physique. Le pas de temps de l'algorithme PIMPLE est compris entre 10^{-7} s et 10^{-3} s. Les cas #2.3 et #2.4 montrent des variations plus hautes fréquences de C_P et C_D ce qui indique une meilleure sensibilité du calcul aux turbulences pour les maillages les plus fins. Les plus grossiers ont tendance à donner des valeurs de C_P plus importantes qui diminuent à mesure que le maillage s'affine. La différence de résultats entre les différents cas décroît également quand les niveaux de raffinement augmentent, montrant qu'une convergence en maillage est atteinte.

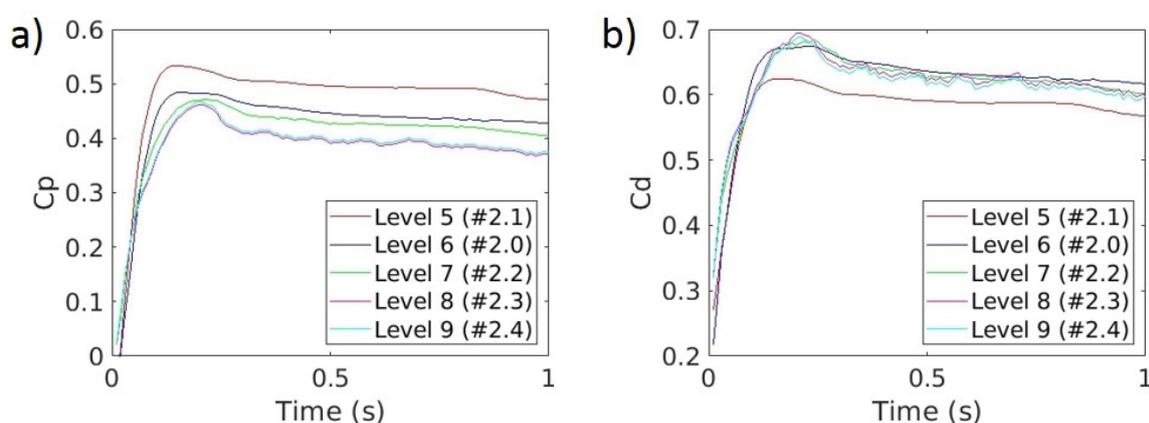


FIGURE V.11 – Évolution temporelle du coefficient de puissance C_P (a) et du coefficient de traînée C_D (b) pour les cas #2.0, #2.1, #2.2, #2.3 et #2.4 (Robin *et al.*, 2021b).

Le Tableau V.4 présente les valeurs finales de C_P moyennées sur les 50 dernières itérations temporelles de l'algorithme *pimpleFoam*. La différence relative de chaque cas par rapport au cas le plus raffiné (#2.4) y est introduite. La différence relative d'une grandeur par rapport à une autre est définie par :

$$\Delta A = |(A - A_{\text{ref}})|/A_{\text{ref}}, \quad (\text{V.1})$$

où A est la valeur d'intérêt et A_{ref} est la valeur de référence (dans ce cas précis, il s'agit des valeurs de C_P et C_D fournies par le cas #2.4).

Le même travail est réalisé pour le C_D . Contrairement au C_P , le raffinement du maillage ne conduit pas à une tendance claire quant à l'évolution des résultats (Fig. V.11(b)). En effet, si le maillage le plus grossier (cas #2.1) sous-évalue le coefficient de

TABLEAU V.4 – Tableau récapitulatif des valeurs convergées du C_P pour les différents niveaux de raffinement autour des pales. La différence relative est calculée par rapport au cas #2.4 (Robin *et al.*, 2021b)

Niveaux	Cas	C_P	Différence relative
Niveau 5	#2.1	0,4728	0,2688 ($\approx 27\%$)
Niveau 6	#2.0	0,4227	0,1341 ($\approx 13\%$)
Niveau 7	#2.2	0,4020	0,0787 ($\approx 8\%$)
Niveau 8	#2.3	0,3691	0,0095 ($\approx 1\%$)
Niveau 9	#2.4	0,3724	0

trainée, le niveau supérieur (cas #2.0) le sur-évalue par rapport au cas le plus fin (cas #2.4). Les cas #2.2, #2.3 et #2.4 produisent des valeurs de C_D proches. La sensibilité des résultats aux turbulences, traduite par les variations temporelles plus amples du C_D montre également une meilleure réponse pour les cas les mieux raffinés. Le Tableau V.5 répertorie les différences relatives de chaque cas par rapport au cas #2.4.

TABLEAU V.5 – Même légende que pour le Tableau V.4 mais pour le coefficient de trainée

Niveaux	Cas	C_D	Différence relative
Niveau 5	#2.1	0,5698	0,0501 ($\approx 5\%$)
Niveau 6	#2.0	0,6120	0,0203 ($\approx 2\%$)
Niveau 7	#2.2	0,5984	0,0025 ($\approx 0,3\%$)
Niveau 8	#2.3	0,5878	0,0020 ($\approx 0,2\%$)
Niveau 9	#2.4	0,5998	0

Ces tableaux permettent de tracer l'évolution des différences relatives C_P et C_D au cas #2.4 en fonction du niveau de raffinement (Fig. V.12).

La variation de C_P se stabilise une fois le niveau 8 atteint. La différence entre les cas #2.3 et #2.4 est en dessous de 1%. Le raffinement niveau 7 reste insuffisant car il induit une différence relative sur le C_P de 7,9%. Ce n'est pas le cas pour le C_D dont la différence relative à 2% est atteinte dès le niveau 6, ce qui permet de conclure que la convergence en maillage est atteinte pour le cas #2.3. De façon plus générale, le coefficient de puissance semble donc plus sensible au maillage que le coefficient de trainée qui ne varie que de 5% entre le maillage le plus grossier et le plus fin (contre 27% pour le C_P).

Pour s'assurer d'une bonne cohérence des résultats, le modèle est considéré comme convergé à partir du niveau 8 (cas #2.3).

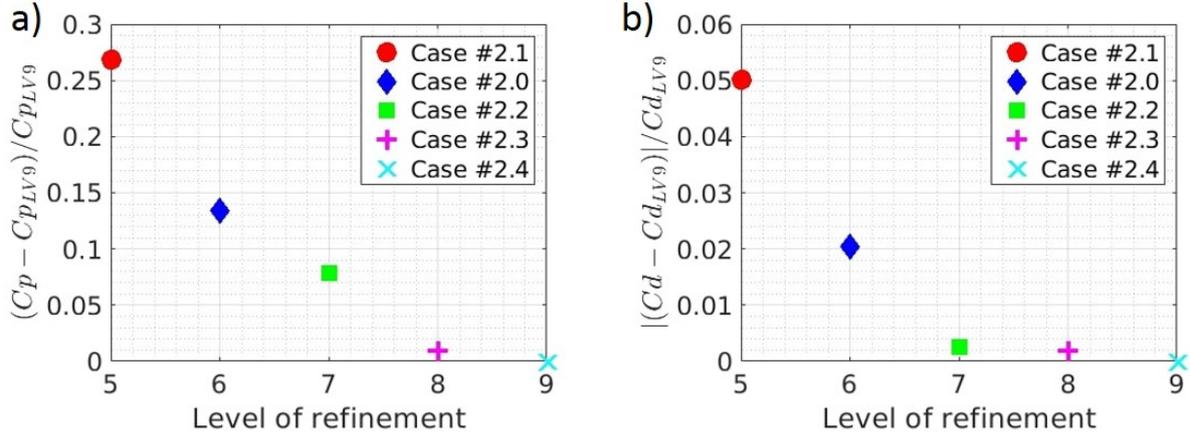


FIGURE V.12 – Évolution de la différence relative du C_P (a) et C_D (b) au cas #2.4 en fonction du niveau de raffinement (Robin *et al.*, 2021b). Attention les échelles verticales de (a) et (b) sont différentes.

V.4.2 Comparaison avec les données expérimentales

Comme les résultats des simulations #2.3 et #2.4 sont très proches, le maillage de niveau 8 (#2.3) est utilisé comme cas de référence pour être comparé à l'expérience. Le temps physique modélisé est allongé à 2,41 s (contre 1 s pour l'étude de convergence en maillage). Les deux profils de vitesse à la position des sondes linéiques (Fig. V.13) montrent une bonne corrélation avec les données expérimentales en terme de forme. La zone de ralentissement selon l'axe y correspond exactement à celle mesurée en terme de largeur. Toutefois, aux deux positions, le ralentissement est sous-estimé par le modèle numérique (de 8% à $x^* = 1,2$ et 12% à $x^* = 2$). Ce résultat peut-être lié à l'absence du moyeu central et du mât (bien que les sillages des cas #2.4 et #3 soient proches). En réalité, le tube d'accélération transmet petit à petit son énergie au fluide environnant et limite le ralentissement en aval. Le maillage dans le sillage pourrait également être affiné pour limiter la diffusion numérique.

Le facteur de détermination (ou corrélation) R^2 permet de déterminer la dispersion entre deux courbes et est calculé de la manière suivante :

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_1^n (y_i - \hat{y}_i)^2}{\sum_1^n (y_i - \bar{y})^2} \quad (V.2)$$

où y_i sont les données expérimentales, \hat{y}_i les solutions de la simulation numérique et \bar{y} la valeur moyenne des résultats expérimentaux. Bien qu'il soit conçu pour étudier les fonctions linéaires, R^2 permet tout de même d'évaluer la dispersion des résultats

numériques par rapport aux données expérimentales. Dans le cas présent, et en omettant volontairement les valeurs exubérantes générées par le tube d'accélération, on trouve $R^2 = 0,92$ à $x^* = 1,2$ et $R^2 = 0,90$ à $x^* = 2$, ce qui est très satisfaisant.

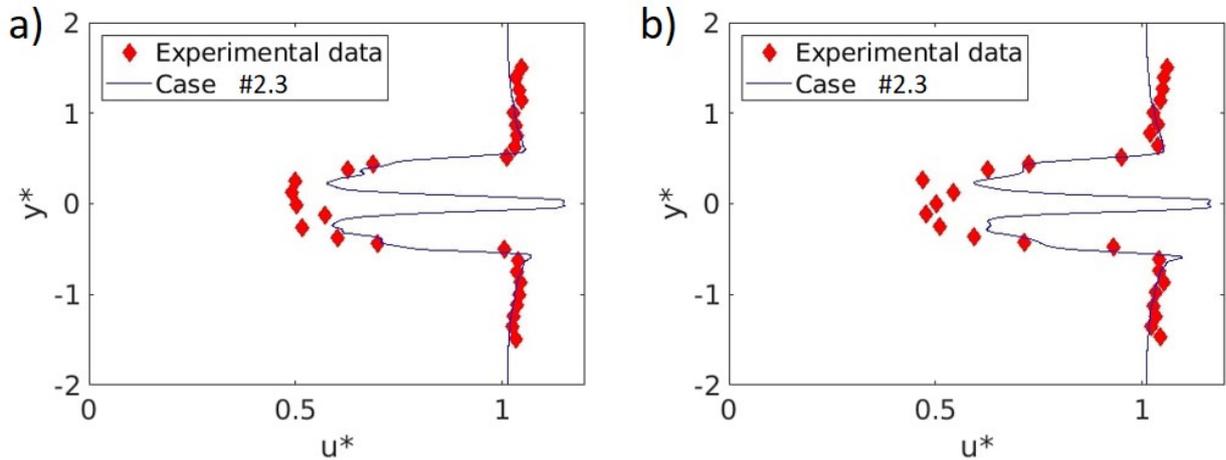


FIGURE V.13 – Profils de vitesse adimensionnée (u^*) en fonction de la position y^* dans le sillage à $x^* = 1,2$ (a) et $x^* = 2$ (b). Données expérimentales en losange rouges et sortie de modèle en bleu (Robin *et al.*, 2021b).

Avant de comparer les efforts calculés aux données expérimentales, il est important d'évaluer l'impact du moyeu central de la turbine sur les efforts qu'elle subit. Pour cela, les coefficients de puissance et de trainée sont comparés pour les cas #2.0 et #3 (Fig. V.14). On note ΔC_P et ΔC_D les différences respectives de C_P et C_D entre les cas avec et sans moyeu. La présence de ce dernier induit une augmentation du C_P et du C_D de respectivement 3,3% et 6,9%. Soit $\Delta C_P = 0,0158$ et $\Delta C_D = 0,042$.

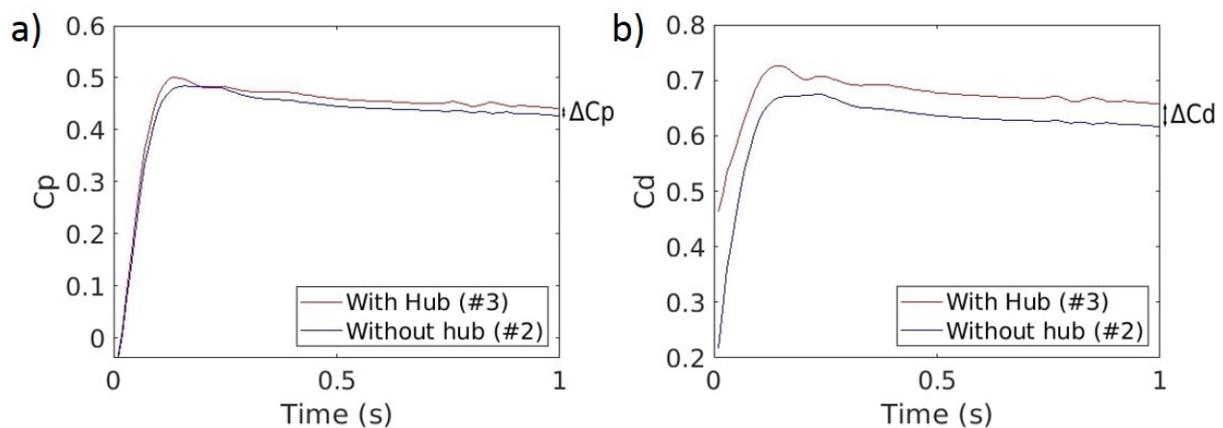


FIGURE V.14 – Évolution temporelle du coefficient de puissance C_P (a) et du coefficient de trainée C_D (b) pour les cas #2.0 en bleu (Niveau 6 ; sans hub) et #3 en rouge (Niveau 6 ; avec hub) (Robin *et al.*, 2021b).

Une fois ces correcteurs définis, on nomme C_P^* et C_D^* les valeurs corrigées de C_P et C_D tel que $C_P^* = C_P + \Delta C_P = 0,0158$ et $C_D^* = C_D + \Delta C_D$. Les valeurs expérimentales sont $C_{P\text{exp}} = 0,403$ et $C_{D\text{exp}} = 0,71$. Le Tableau V.6 résume les résultats finaux.

TABLEAU V.6 – Valeur des coefficients de puissance (C_P et C_P^*) et de trainée (C_D et C_D^*) de cas #2.4 et de leur différence relative avec les données expérimentales.

Coefficients	Valeur	Différence relative
C_P	0,3729	0,070
$C_P^* = C_P + \Delta C_P$	0,3887	0,031 ($\approx 3\%$)
C_D	0,5998	0,1552
$C_D^* = C_D + \Delta C_D$	0,6418	0,098 ($\approx 10\%$)

Que ce soit pour le coefficient de puissance ou de trainée, la correction montre sa pertinence en approchant les résultats des valeurs expérimentales. Il subsiste des erreurs relatives de 3,1% et 9,8%, sur le C_P et le C_D . Plusieurs raisons peuvent être avancées pour les expliquer. Le protocole présenté ici comporte un certain nombre d'approximations qui, cumulées, peuvent induire des erreurs. Premièrement, le temps physique étudié est très court à cause des limitations en capacité de calcul. Par ailleurs, si le critère de convergence était une variation du C_P de moins de 1% sur les 50 dernières itérations temporelle de *pimpleFoam*, celui-ci n'est peut-être pas suffisant pour assurer une bonne précision. Ensuite, l'absence de moyeu et de mât dans le modèle numérique nuit réellement aux comparaisons résultats expérimentaux/numériques. Bien qu'une solution aie été proposée pour corriger le phénomène, la seule simulation avec moyeu central réalisée ne comportait qu'un maillage de paroi de niveau 6, insuffisant d'après l'étude de convergence. Enfin, un seul point de fonctionnement a pu être étudié, une rotation plus rapide ou plus lente pourrait permettre de mieux évaluer la qualité du modèle.

V.5 Impact du biofouling sur l'hydrodynamisme des turbines et leur sillage

Les données sur l'implantation du biofouling sur les hydroliennes sont très peu nombreuses dans la bibliographie ouverte au public. Toutefois, l'équipe de Walker *et al.* (2020) est intervenue au moment de la remonté d'une de ces turbines et a relevé la répartition des espèces fixées sur une des pales (Fig. V.15). Le type de biofouling

montré dans ces travaux est celui attendu dans la zone du Raz Blanchard : des espèces sessiles (balanes ou moules, par exemple) avec peu ou pas d'algues. Cette répartition est donc reprise ici pour générer un modèle tridimensionnel de pale de la turbine d'IFREMER-LOMC incluant des balanes mises à l'échelle par rapport à la corde de la pale (Fig. V.16). Les trois pales sont colonisées de la même manière. Seules les balanes encore vivantes au moment de l'extraction sont conservées dans le modèle (les disques basaux sont les marques d'individus qui se sont décrochés ou qui sont morts). Cette espèce semble privilégier la zone aval aux 60% de corde. Un cluster en milieu de pale et un autre au bord de fuite à $\sim 70\%$ de la longueur de la pale sur le bord de fuite sont observés. Les individus complètement isolés sont rares. Malgré la rotation, les larves de balanes se fixent proche des autres formant ainsi des cluster protecteurs pour l'arrivée d'autres individus.

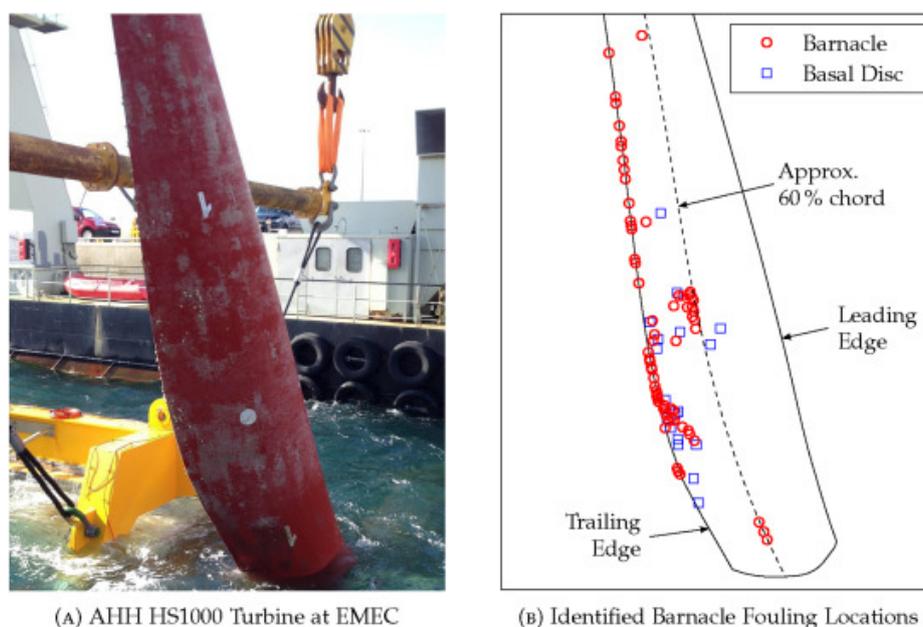


FIGURE V.15 – Photographie (a) et schéma dérivé (b) montrant l'implantation des balanes sur une pale d'hydrolienne après immersion (Walker *et al.*, 2020).

Le maillage autour de la turbine biofoulée est celui correspondant au cas #2.3 (raffinement de niveau 8). Ne pouvant pas utiliser une sphère de raffinement pour chaque balane comme dans le Chapitre IV pour des raisons de limitation du nombre de nœuds de calcul et de faisabilité manuelle, l'outil *surfaceFeature* est utilisé afin d'identifier des angles particuliers et de les affiner ensuite avec *snappyHexMesh*. Les balanes créant des variations brusques d'épaisseur sur la pale, leurs contours peuvent être facilement retrouvés et remaillés (Fig. V.17).

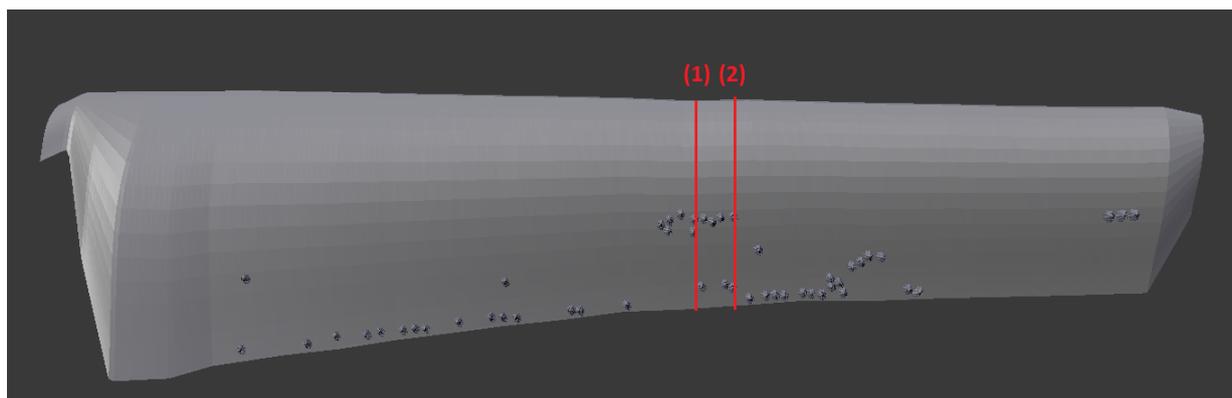


FIGURE V.16 – Structure 3D biofoulée selon les relevés *in situ*. Les segments rouges 1 et 2 représentent les plans de coupes choisis pour afficher l'écoulement autour des pales.

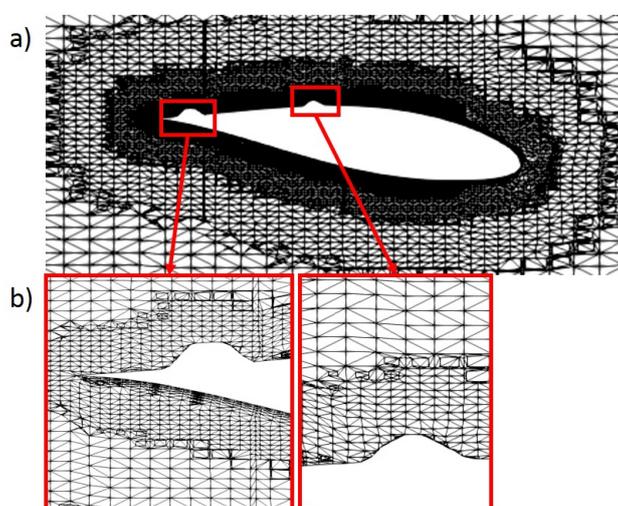


FIGURE V.17 – Maillage raffiné autour des pales (a) avec un gros plan sur les balanes (b)

D'un point de vue qualitatif, la présence de balanes modifie peu le sillage de la turbine. Les isovaleurs du critère Q ne montrent aucune modification particulière de l'écoulement aval (Fig. V.18) en présence de biofouling. C'est également le cas pour les champs de vitesse, de pression et de vorticité en dehors de l'AMI. Les interactions fluide-structure provoquées par ces rugosit es ne sont donc pas facilement identifiables dans l'écoulement.

L'analyse fréquentielle de la vorticité (FigV.19) révèle toutefois quelques différences dans la répartition des harmoniques dans le sillage. Celle-ci est réalisée à l'aide d'une sonde placée à $x^* = 1$ en aval du bout de pale (Croix noire Fig. V.4), sur une période identique dans les deux cas pour un échantillonnage fréquentiel de 100 Hz . Dans le cas propre, comme biofoulé, l'harmonique principale (H1) se trouve à 3,8 Hz. Ceci correspond à la fréquence de passage des pales en amont de la sonde. Cette analyse révèle, en outre, deux harmoniques supplémentaires pour le cas propre à 7,6 Hz (H2) et 11,9 Hz (H3) qui

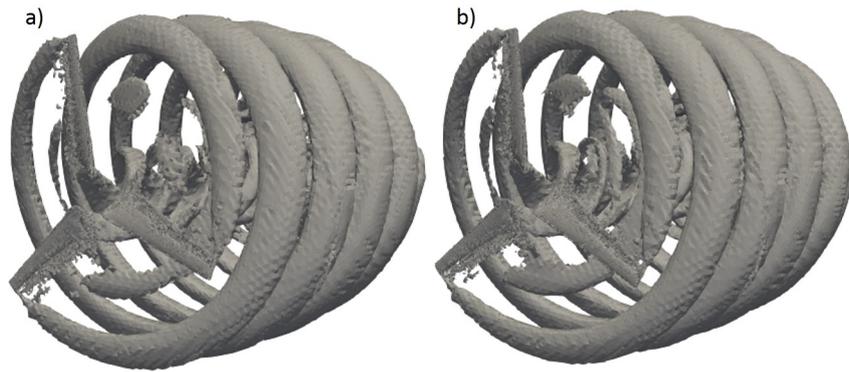


FIGURE V.18 – Isovaleurs du critère Q ($Q = 3$) pour le cas sans (a) et avec (b) biofouling.

n'apparaissent pas vraiment dans le spectre du cas biofoulé. Celle-ci correspondent aux harmoniques naturelles qui apparaissent pour les phénomènes physiques non-perturbés. L'énergie vorticelle totale (correspondant à l'air sous la courbe) est 23% plus élevée pour le cas biofoulé. Bien que l'intensité de l'harmonique principale (H1) soit plus faible, les deux autres harmoniques (H2 et H3) décrites pour le cas propre n'apparaissent pas et sont englobées dans l'harmonique principale. Cette perte de structure en Dirac montre une grande diversité dans les fréquences générées par le biofouling, signe d'un signal beaucoup plus perturbé. Ainsi, bien que les modifications dans l'écoulement ne soient pas directement visibles, cela permet d'émettre l'hypothèse suivante sur l'impact du biofouling sur le sillage : le biofouling génère des tourbillons de tailles et de formes variées qui interagissent les uns avec les autres menant à une perte de l'énergie contenue dans les plus gros tourbillons en les faisant diffuser plus rapidement.

Pour mieux comprendre l'origine de ces tourbillons, un gros plan sur les pales est nécessaire. La Fig. V.20 montre la vorticité sur des profils de pales colonisées par des balanes. Le premier élément important à noter est la position des balanes. Dans toutes les coupes réalisées, les individus sont situés en aval de la zone de décrochage (43% de la corde pour les profils choisis sachant que ce nombre peut varier en fonction de la position sur la pale) de l'écoulement par rapport à la pale. C'est également le cas des balanes situées à 60% de la corde. Dans le cas d'une unique balane, les tourbillons aval à celle-ci se propagent directement dans le sillage tandis que la présence d'une seconde dans le même plan crée une boucle de recirculation sur laquelle le fluide s'écoule comme s'il s'agissait d'une surface plane.

Les nouveaux C_P^* et C_D^* sont comparés avec les valeurs numériques et expérimentales

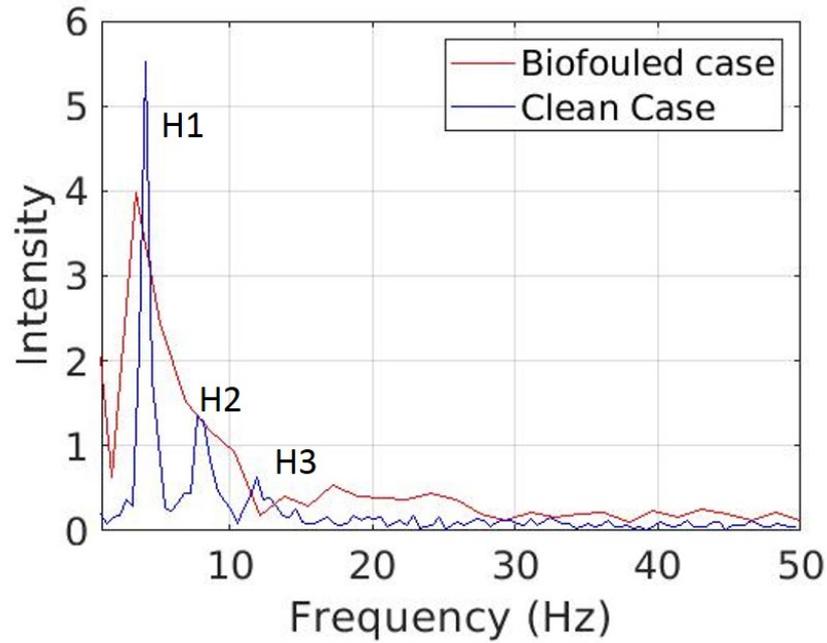


FIGURE V.19 – Spectre de fréquences vorticielles à $x^* = 1$ et $y^* = \frac{1}{2}$. H1, H2 et H3 sont les harmoniques primaire, secondaire et tertiaire du cas propre (Robin *et al.*, 2021a).

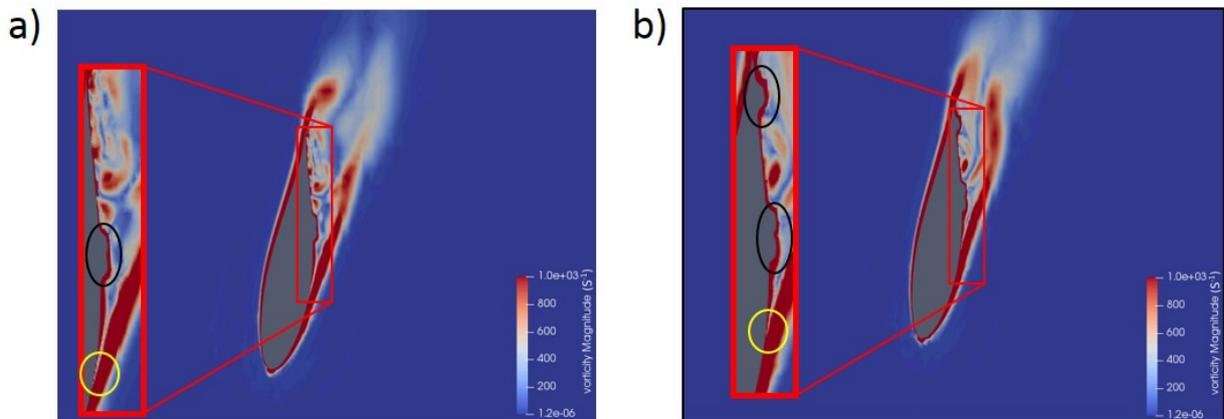


FIGURE V.20 – Amplitude de la vorticité autour d'une pale avec une (a) et deux balanes (b) respectivement dans les plans de coupe (1) et (2) de la Fig. V.16. Les ellipses noires identifient la position des balanes et les ellipses jaunes la position de décrochage hydrodynamique. Modifié d'après Robin *et al.* (2021a).

de l'hydrolienne propre (Fig. V.21). Le biofouling détériore le coefficient de puissance de 5,6%. En prenant en compte les résultats du chapitre précédent, cet effet pouvait sembler trivial. Toutefois, certaines sources bibliographiques montrent des résultats bien différents quant aux études en écoulement rectiligne uniforme d'une pale et en rotation d'un rotor complet. Sicot *et al.* (2006) montraient par exemple que l'augmentation des turbulences sur une pale dégradait les performances tandis qu'elle pouvait les améliorer

pour une éolienne en rotation. D'autre part, cette chute du coefficient de puissance reste faible par rapport aux données *in situ* qui l'estimait plutôt à 30% (Project OIST Wave Energy). Cette différence peut être expliquée par plusieurs facteurs relatifs aux choix de la configuration de colonisation. Ici, la surface colonisée est faible par rapport à celle des pales et l'étude ne prend pas en compte les algues et les particules sédimentaires présents dans les données *in situ*. Plutôt qu'un décrochage précoce causé par le biofouling, cette baisse de performance serait plutôt liée aux boucles de recirculation qu'induit la colonisation sur la pale (Fig. V.20).

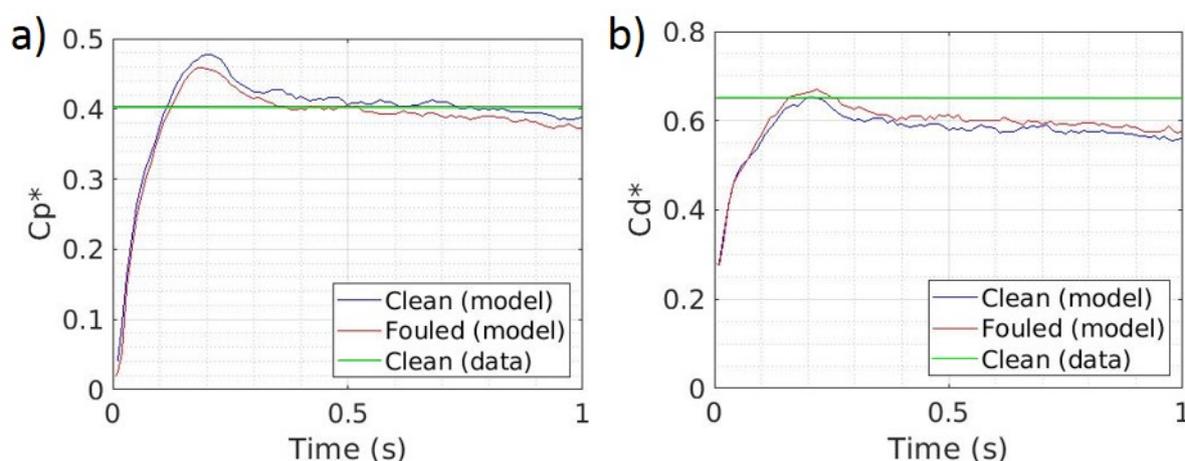


FIGURE V.21 – Évolution temporelle des coefficients de puissance (C_p^*) et de trainée (C_D^*) corrigés (Robin *et al.*, 2021a). Modélisation numérique pour une turbine propre (ligne bleue) et encrassée (ligne rouge) et données expérimentales pour une turbine propre (droite verte).

Le C_D augmente de 7,5% ce qui est significativement moins que les 800% décrits pour la pale seule pour un angle d'attaque de 5° . Ce résultat est normal car bien que les pales soient face à la direction principale de l'écoulement, l'angle réel d'attaque prenant en compte la rotation des pales est bien plus élevé. Il est donc logique de plus s'approcher d'un résultat obtenu pour un angle d'incidence élevé. Par ailleurs, les balanes ne sont pas réparties de façon homogène sur la pale, et la majorité d'entre-elles se situent à plus de 60% de la corde ce qui contribue à minimiser les effets sur la trainée. Dans le cadre de cette étude, les effets du biofouling sur la trainée est donc sans doute minimisé.

V.6 Discussion et conclusions

Dans ce chapitre, des simulations tridimensionnelles de l'hydrodynamique d'une HAH sont présentées et confrontées à l'expérience. L'étude de convergence en maillage permet d'estimer la taille minimale des cellules nécessaire à l'obtention d'un calcul dont les résultats sont indépendants du maillage. Une fois la convergence atteinte, des balanes sont ajoutées explicitement à la structure. Le sillage et les efforts sur les pales sont alors comparés avec le cas propre. La méthodologie choisie soulève un certain nombre de points à discuter.

D'abord, le temps physique calculé pour les différents niveaux de raffinement puis pour les cas biofoulé et propre, est très faible pour ce type d'étude. Bien que la thèse doive respecter des limitations en terme de temps de calcul, 1 s est un temps très court pour laisser l'écoulement se stabiliser et le sillage se développer. Le cas #2.4 étant la référence choisie pour être comparée aux résultats expérimentaux, il est le seul à avoir plus de 2,4 s de temps physique simulé, ce qui reste largement insuffisant. Ainsi, les résultats sur les efforts pourraient encore varier de quelques % si les calculs devaient être prolongés. C'est d'autant plus vrai pour le sillage qui requière plus de temps pour s'établir.

Toujours dans l'objectif de réduire les temps de calcul, l'absence de moyeu central et de mât dans les simulations joue un rôle important dans les résultats. La correction apportée comporte également des biais. En effet, celle-ci est réalisée à l'aide d'un maillage grossier par rapport à ceux identifiés comme étant suffisant pour avoir une indépendance des résultats vis-à-vis du maillage. Un maillage plus fin sur la structure avec moyeu et mât pourrait donner des résultats différents et encore plus proches de l'expérience. De plus, l'évaluation de cette correction est faite pour un seul point de fonctionnement de la turbine. Il est très probable qu'elle varie fortement si la vitesse de l'écoulement est modifiée. Il serait également intéressant de savoir si la vitesse de rotation de la turbine joue un rôle sur l'impact de ces deux structures. Pour cela une étude à plusieurs points de fonctionnement de la turbine devrait être réalisée. C'est là la troisième faiblesse de l'approche choisie dans ce chapitre. Pour assurer une bonne cohérence des résultats, la validation devrait être étendue à différents TSR et confrontée à l'expérience. Pour les TSR plus faibles, l'angle d'incidence des pales par rapport à l'écoulement diminue. Une augmentation de l'impact du biofouling sur le C_D serait alors attendue en accord avec le

Chapitre IV qui montre que plus l'angle est faible et plus les performances dynamiques sont dégradées par la balane. Les effets du biofouling sur le coefficient de puissance devraient, quant à eux, être très limités avec la modification du TSR. Pour en être certain, d'autres simulations sont nécessaires. Ici encore, la restriction sur le temps de calcul joue un rôle important dans le choix de n'étudier qu'un unique couple U_∞/TSR . Le coût de calcul est donc une contrainte forte qui s'applique à l'étude tridimensionnelle du fonctionnement des turbines hydroliennes.

C'est d'autant plus le cas, pour l'étude de l'impact du biofouling. Dans ce chapitre, seule une configuration d'implantation est étudiée. Celle-ci ne correspond qu'à une unique observation peu documentée : quel est le temps d'immersion de la turbine ? Y'a-t-il une colonisation similaire sur les autres pales ? L'intrados et l'extrados sont-ils colonisés de la même manière ? Changer de zone d'étude modifierait-il complètement le type de biofouling ?

Cela étant dit, la méthode permet tout de même de réaliser deux simulations identiques, à la structure près (avec et sans balane), et d'en comparer les résultats. Dans le cas de cette implantation "réaliste", les changements induits par le biofouling sont particulièrement faibles par rapport à ceux attendus dans la bibliographie (autour de 30%). On peut expliquer ces résultats par divers facteurs. D'abord, la surface colonisée par les balanes est faible par rapport à la surface complète de la pale (moins de 1%). Ensuite, que ce soit à cause d'un processus biologique ou par pur hasard, le recrutement des balanes ne se fait dans ce cas, que sur la partie aval de la pale. Or, la bibliographie montre que les effets importants sont plutôt générés par des individus isolés et positionnés proche de bord d'attaque. Ainsi, cette configuration particulière aura plutôt tendance à sous-estimer l'impact du biofouling sur les performances d'hydrolienne. La modification de l'écoulement autour d'une balane isolée pourrait également favoriser le recrutement de nouveaux individus en particulier dans son sillage direct. Une plus grande variété de colonisation devrait être étudiée pour évaluer les effets du biofouling sur les performances dans différentes situations. De nouvelles données *in situ* sur la caractérisation du biofouling sur les turbines sont nécessaires dans cette optique.

Pour ce qui est de l'impact dans le sillage proche, les faibles temps de calcul affectent les résultats. Les outils de post-traitement existants étant limités, suivre l'évolution de l'écoulement autour d'une certaine position sur la pale est très difficile. En effet, la rotation

de maillage empêche de traquer de façon simple et automatique les champs de vitesse, pression ou vorticité autour d'une section de pale identifiée. Pour ce faire, de nouveaux outils de post-traitement, prenant en compte la rotation du cylindre pourraient être développés. Le RRF (Rotating Reference Frame), pour lequel la turbine est fixe mais le champ de vitesse du fluide est rotatif, serait une alternative, bien qu'il nécessite le calcul de forces supplémentaires pour le fluide comme la force centripète et de Coriolis. L'analyse spectrale de la vorticité semble être une très bonne méthode pour mieux comprendre ce qu'il se passe dans le sillage plus lointain et est révélatrice d'interactions hydrodynamiques complexes au sein de l'écoulement de la turbine biofoulée.

On pourra également souligner que le domaine numérique d'étude est petit comparé à ceux utilisés dans la bibliographie. La longueur du domaine ne permet qu'une modélisation du sillage de 3 diamètres en aval de l'hydrolienne. Pour la largeur du domaine, divers essais ont été réalisés. Le champ de pression a été surveillé au passage de la turbine pour vérifier qu'il n'y ait pas d'effets de compression. Cette taille reste toutefois en accord avec les restrictions importantes sur le temps de calcul qui limite le temps physique modélisé. Il a été également montré que la condition limite à la sortie du domaine (et plus généralement la modélisation du sillage en dehors de l'AMI) n'impacte pas le calcul des efforts sur les pales.



Chapitre VI

Impact du biofouling sur le démarrage des hydroliennes : rotation induite par le fluide

VI.1 Introduction

Les effets hydrodynamiques du biofouling sur les hydroliennes ne sont pas les seules modifications physiques qu'il peut provoquer. L'idée d'étudier la phase de démarrage des turbines vient essentiellement de la constatation que selon le type de biofouling qui colonise les pales, celui-ci peut induire un changement de masse relativement important au fil du temps. A priori (il manque encore beaucoup de données *in situ* pour valider cette hypothèse), cette variation de masse sera relativement limitée dans des zones comme le Raz Blanchard où la colonisation est majoritairement faunistique mais pourrait être beaucoup plus importante dans d'autres habitats benthiques où les algues sont dominantes comme les zones peu profondes où la lumière est suffisante pour leur fixation et leur croissance.

Ce chapitre introduit l'étude d'une HAV. La dynamique de ces turbines est différente de celle des HAH car le sillage d'une pale en amont interagit avec le passage des autres pales en aval. Du point de vue du démarrage, ces turbines ont également montré une plus grande résistance à la mise en mouvement, particulièrement dans certaines configurations ici nommées "position de stabilité", et nécessitant un écoulement plus énergétique pour entrer en rotation.

Ainsi, la Section VI.2 présente une étude d'une HAV en rotation forcée. Après avoir détaillé la provenance des données expérimentales, la configuration du modèle numérique est décrit avant de confronter les résultats du calcul aux expérimentations. La Section VI.3 introduit le protocole et les différents cas tests réalisés pour la validation du modèle de rotation induite. Les résultats sont présentés Section VI.4. La Section VI.5 constitue une analyse critique des résultats et conclut sur les apports que peuvent apporter la rotation induite dans la modélisation des hydroliennes.

Dans ce chapitre, nous distinguerons les termes de "masse ajoutée" et de "masse supplémentaire" (m_s) apportée par les colonisations pour éviter les confusions. La "masse ajoutée" fait référence, dans la bibliographie, à la masse d'eau déplacée par le fluide autour d'un objet en accélération. Il s'agit donc d'un effet hydrodynamique indépendant de la masse des structures. Dans ce cas, la "masse ajoutée" se traduit directement dans les simulations numériques par une modification des efforts qui s'appliquent sur les pales et donc sur la dynamique de la phase de démarrage du rotor. La "masse supplémentaire" du biofouling décrit la masse additionnelle faisant partie de la structure solide indépendamment des effets que pourrait avoir la colonisation sur la "masse ajoutée". Cette masse "supplémentaire" est sommée aux équations de la dynamique tel que :

$$\sum \mathbf{F} = (m + m_s) \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t}. \quad (\text{VI.1})$$

L'application du mouvement induit par le fluide appliqué à une turbine hydrolienne présentée dans ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans le *Journal of Marine Science and Engineering* (Robin *et al.*, 2021b), de deux communications et actes de congrès au *Congrès Français de Mécanique* et à l'*European Wave and Tidal Energy Conference*.

VI.2 Étude numérique d'une turbine à axe vertical

VI.2.1 Données expérimentales

Au cours du programme HARVEST (Menchaca Roa, 2011), une HAV a été particulièrement étudiée. Surnommée géométrie A-10, la turbine est composée de trois pales droites de $3,2 \cdot 10^{-2}$ m de corde et de $1,75 \cdot 10^{-1}$ m de long. Le diamètre de la turbine étant également de $1,75 \cdot 10^{-1}$ m, sa surface projetée est donc un carré de côté D. Il s'agit

en fait d'une version réduite à échelle 1 : 5 du modèle original. Les profils des pales sont des NACA0018 dont la corde est projetée sur la trajectoire circulaire de rotation (en arc de cercle). Les essais se sont déroulés au sein du LEGI (Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels, Grenoble) pour plusieurs TSR ($\lambda = 1, 2, 3$) mais une unique vitesse d'écoulement est ici retenue : $U_\infty = 2,3\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Ils visaient à évaluer les effets d'un carénage (structure permettant de guider l'eau) sur les performances hydroliennes. Les données utilisées dans cette thèse correspondent au cas non-caréné faisant office de référence dans les travaux de Menchaca Roa (2011). En plus des trois pales verticales, le modèle réduit comprenait également trois pales transversales rattachant le moyeu central et les pales extérieures (Fig. VI.1).

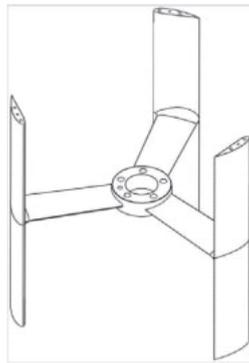


FIGURE VI.1 – Schéma de la turbine du LEGI d'après Menchaca Roa (2011)

VI.2.2 Configuration numérique

Les paramètres physiques de la simulation en rotation forcée sont choisis pour approcher au mieux la configuration expérimentale et sont décrits dans le Tableau VI.1.

TABLEAU VI.1 – Liste des paramètres physiques utilisés pour la turbine du **LEGI**

Paramètres	Valeur	Unité
ρ	998	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
ν	$1,05 \times 10^{-6}$	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$
U_∞	2,3	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
Ω_R	52,57	$\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$
λ	2	-
I_∞	0,05	-
k (initialisation)	2×10^{-2}	-

La structure 3D de la HAV respecte également la géométrie du modèle réduit de

la campagne expérimentale. Toutefois, ici encore, le mât et les pales transversales sont volontairement retirés pour limiter le temps de calcul (Fig. VI.2).

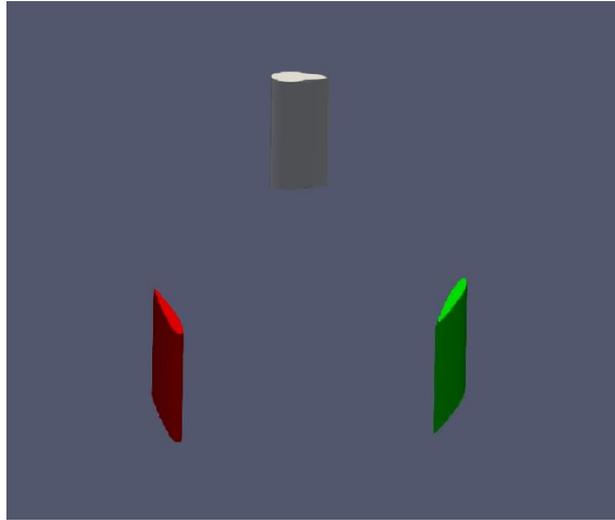


FIGURE VI.2 – Géométrie 3D de la HAV (Robin *et al.*, 2021b ;c)

Le domaine de calcul fait 4,6 diamètres de large et 11 diamètres de long. Les pales étant droites, le raffinement autour de celle-ci est créé à l'aide de cylindres de raffinement (Fig. VI.3). Deux couches de cellules structurées sont ajoutées autour de la surface.

Dans le cas des turbines à axe vertical, des discontinuités dans l'écoulement au niveau de l'AMI ont été relevées lors des premiers essais. Pour éviter ce problème, la zone limite entre les domaines fixe et rotatif est également raffiné. La géométrie des pales de cette turbine à axe vertical est plus simple que celle de l'hydrolienne à axe horizontal qui était courbée (*twisted*). C'est la raison pour laquelle un maillage de niveau 7 lui est appliqué autour des pales et de niveau 3 dans le sillage. Comme il s'agit d'une nouvelle étude, les différents niveaux ne correspondent pas à ceux présentés au Chapitre V. Les nouvelles longueurs caractéristiques des cellules en fonction du niveau sont données dans le Tableau VI.2.

VI.2.3 Validation : confrontation aux données expérimentales

La Fig VI.4 compare les résultats expérimentaux et numériques de la vitesse moyenne dans le sillage après la stabilisation de l'écoulement de la HAV à deux positions $x^* = 2$ et $x^* = 4$. La moyenne de la vitesse est réalisée sur 1,5s. Les prises de mesures sont réalisées selon deux transects suivant l'axe Y à $x^* = 2$ et $x^* = 4$ (Fig. VI.5, lignes noires). Comme pour la HAH, le modèle sous-estime fortement la perte d'énergie en proche-aval de la HAV.

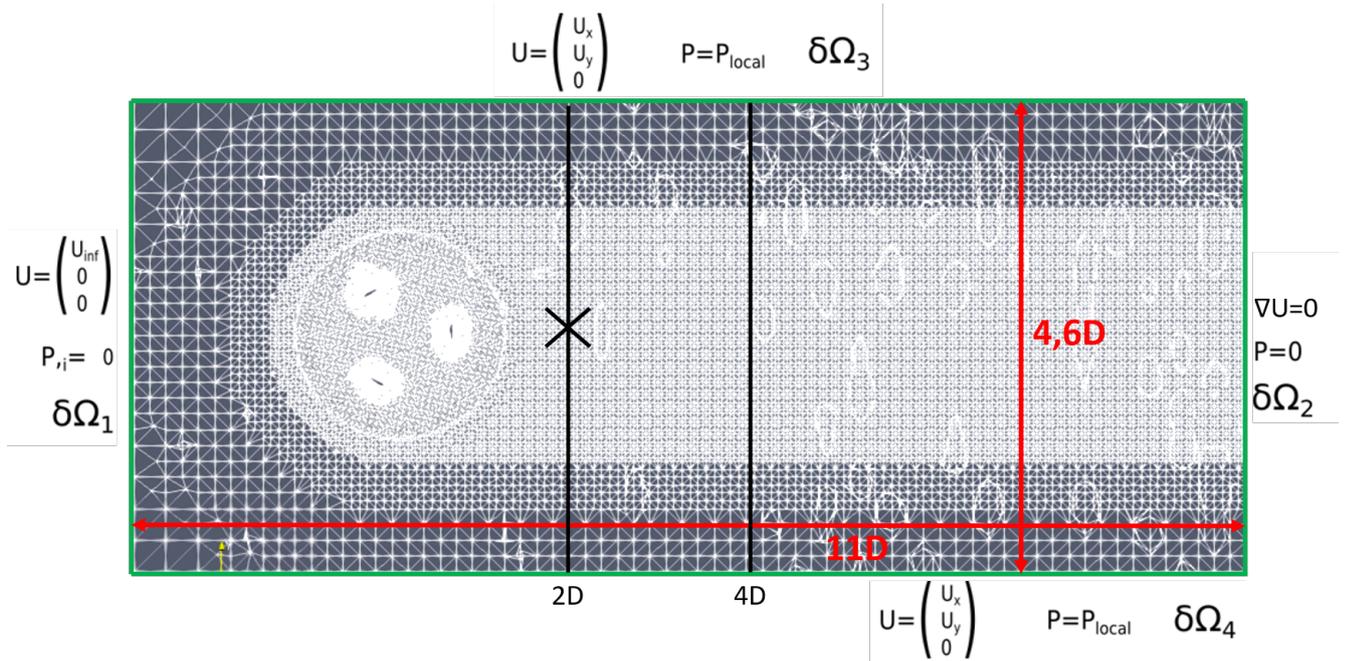


FIGURE VI.3 – Coupe du domaine selon le plan X-Z de calcul avec les conditions aux limites. $\delta\Omega_1$ et $\delta\Omega_2$ (lignes vertes) sont respectivement les surfaces d'entrée et de sortie du domaine. $\delta\Omega_3$ et $\delta\Omega_4$ sont les bords latéraux. Les lignes noires représentent les sondes linéiques (positionnées à 2D et 4D en aval de la turbine) et la croix noire, la sonde ponctuelle utilisée dans la Section V.4. Les cellules déformées sont liées à la visualisation 2D d'un maillage 3D.

TABLEAU VI.2 – Longueurs caractéristiques des cellules en fonction de leur niveau de raffinement pour la HAV.

Niveaux	Longueur caractéristique	Δ_x/D
Niveau 1	$2,7 \times 10^{-2}$	$1,5 \times 10^{-1}$
Niveau 2	$1,3 \times 10^{-2}$	$7,7 \times 10^{-2}$
Niveau 3	$6,7 \times 10^{-3}$	$3,9 \times 10^{-2}$
Niveau 4	$3,4 \times 10^{-3}$	$1,9 \times 10^{-2}$
Niveau 5	$1,6 \times 10^{-3}$	$9,7 \times 10^{-3}$
Niveau 6	$8,4 \times 10^{-4}$	$4,8 \times 10^{-3}$
Niveau 7	$4,2 \times 10^{-4}$	$2,4 \times 10^{-3}$
Niveau 8	$2,1 \times 10^{-4}$	$1,2 \times 10^{-3}$

Par ailleurs, la zone de ralentissement est plus large expérimentalement que pour le modèle numérique. Dans ce dernier, la perte d'énergie reste cantonnée entre $y^* = -0,5$ et $y^* = 0,5$ correspondant exactement à la hauteur de l'hydrolienne. Les données expérimentales montrent un élargissement du sillage immédiatement derrière la turbine. La présence du mât pourrait expliquer cette différence : celui-ci est plus long que les pales et traine également dans le sillage. Quant à la différence de valeur minimum des vitesses, il est

plus cohérent de l'incomber à l'absence des pales transversales dans le modèle numérique. A 4D, la vitesse minimale tend de nouveau vers les valeurs expérimentales. Le sillage est globalement plus cohérent en terme d'étalement et d'intensité. Autour de la perte principale d'énergie ($y^* = 0$), se trouve une zone d'accélération similaire à celle trouvée sur les simulations des HAH sans moyeu central. Elle peut également être imputée à l'absence du mât et des pales transversales.

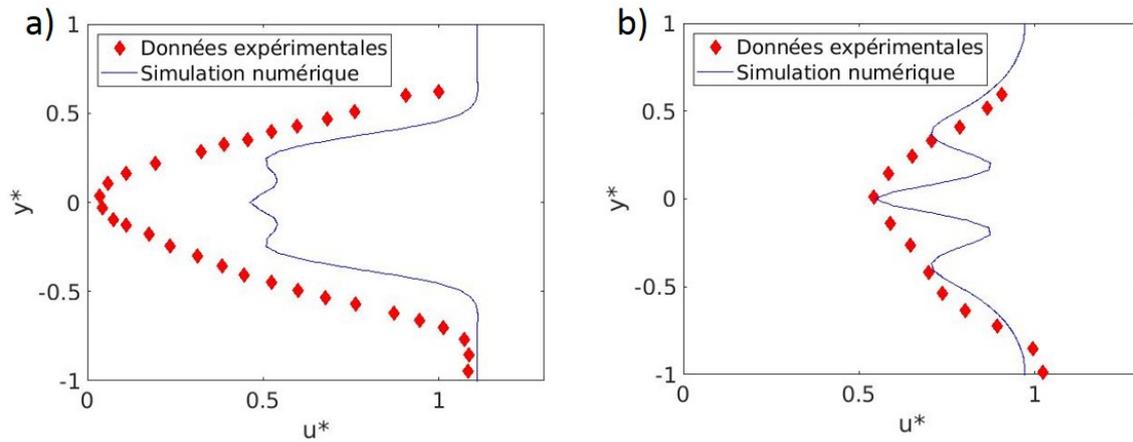


FIGURE VI.4 – Profil de vitesse adimensionnée (u^*) en fonction de la position y^* dans le sillage à $x^* = 2$ (a) et $x^* = 4$ (b). Données expérimentales en losange rouge et résultats numériques en ligne bleue.

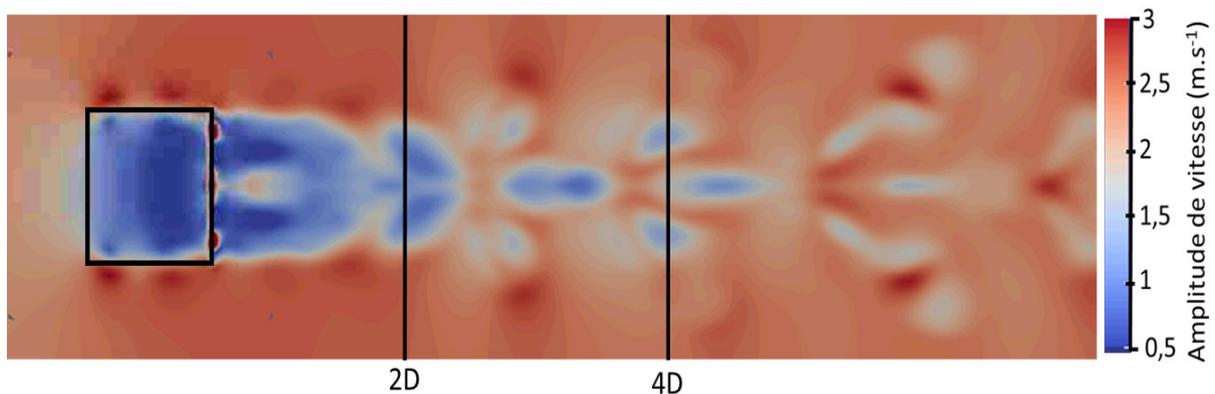


FIGURE VI.5 – Amplitude de la vitesse de l'écoulement dans le sillage une fois celui-ci développé dans le plan X-Y. La position de l'hydrolienne est indiquée par le rectangle noir.

À cause de la rotation rapide de la turbine et des interactions entre les pales, les efforts varient fortement et, une fois stabilisés, oscillent autour d'une valeur moyenne (Fig. VI.6). Celle-ci est calculée après 0,5 s de temps physique et sur la seconde de simulation restante.

Les valeurs expérimentales et numériques sont comparées dans le Tableau VI.3.

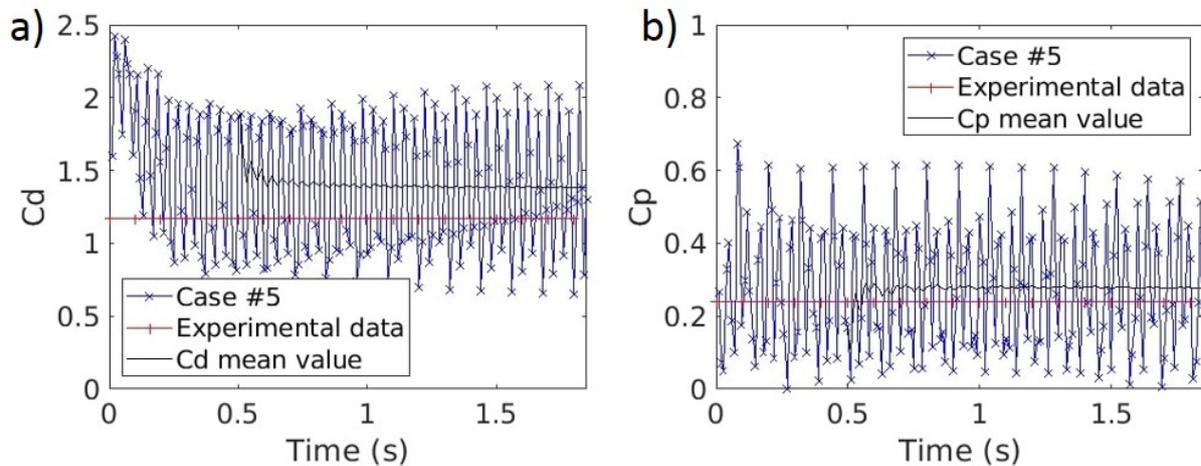


FIGURE VI.6 – Évolution temporelle du C_D (a) et du C_P (b). Les valeurs expérimentales et numériques apparaissent respectivement en rouge et en bleu (Case #5). La courbe noire est la moyenne des valeurs expérimentales (Robin *et al.*, 2021b).

TABLEAU VI.3 – Valeurs expérimentales et numériques des coefficients de puissance (C_P) et de traînée (C_D). La dernière colonne est la différence relative des résultats numériques par rapport aux résultats expérimentaux

Coefficients	Expérimentales	Numériques	Différence relative
C_P	0,24	0,2779	0,1576 ($\approx 16\%$)
C_D	1,13	1,3806	0,1800 ($\approx 18\%$)

Les erreurs relatives de cet essai numérique sont plus élevées que celles présentés dans le Chapitre V sur l'HAH. Elles peuvent toutefois être expliquées de plusieurs façons. D'abord pour le sillage, l'absence du mât et des pales transverses pourrait justifier la réduction du déficit de vitesse. Concernant les efforts, la variabilité du C_P et du C_D peut jouer un rôle important sur l'erreur. La fréquence d'acquisition est donc augmentée à 200 Hz. Il est également étonnant, au vu de la configuration numérique, que les coefficients de traînée et de puissance soient supérieurs à ceux trouvés expérimentalement. L'absence des structures manquantes devrait plutôt abaisser la valeur de ces coefficients. Le maillage plus grossier que celui présenté Section VI.2. celui utilisé dans le chapitre précédent et l'absence d'étude de convergence en maillage pourraient justifier de tels résultats. Ils ont toutefois été jugés suffisants pour réaliser l'étude en rotation induite qui suit.

VI.3 Description des protocoles de l'étude numérique pour la rotation induite

VI.3.1 Hydrolienne à axe vertical

Cette section vise à étudier les effets du biofouling sur la dynamique des pales d'une HAV en démarrage. Le cas de référence (#1) est identique à celui présenté dans la Section VI.2 à l'exception du maillage autour des pales qui est plus grossier (niveau 6) et du module de rotation forcée qui est désactivé. Á la place, les équations présentées en Section III.2.5 (Eq. III.31) mettent en rotation la turbine grâce aux efforts appliqués par le fluide. Le cas #1.1 réduit encore la finesse du maillage autour des pales (niveau 5) pour permettre d'étudier l'effet de ce dernier sur les résultats. Le second cas (#2) est identique au précédent mais la vitesse de rotation est forcée à la vitesse moyenne de rotation libre de la turbine du cas #1 après sa stabilisation (40,2 rad/s, cette valeur est discutée dans la Section VI.5). Pour les cas #3 et #4 (en rotation induite), un regroupement de moules (Fig. VI.7) est placé proche du bord de fuite de la pale sur l'extrados puis l'intrados.

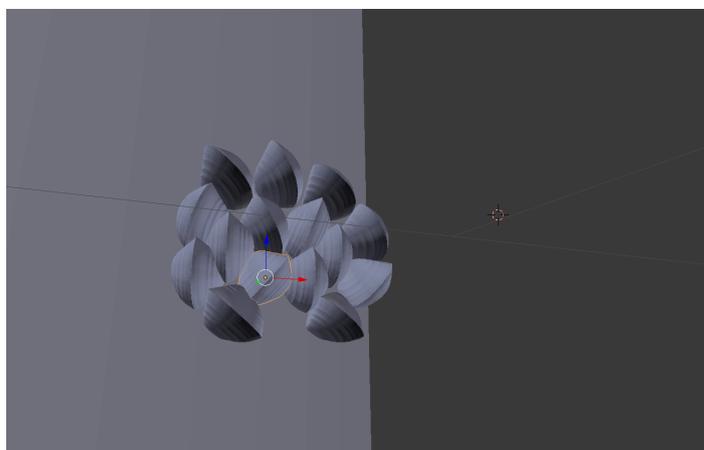


FIGURE VI.7 – Exemple de regroupement de moules tridimensionnelles sur une pale (Robin *et al.*, 2019).

Pour toutes ces simulations la masse des pales est la même. Celle-ci est déterminée à l'aide du module *surfaceInertia* d'OpenFoam conçu pour calculer le volume d'une surface fermée et lui attribuer une masse en fonction de la masse volumique souhaitée. Pour toutes les simulations en rotation induite, la masse volumique des pales est fixée à celle de l'eau (ici 998 kg/m^3) pour limiter les effets de la poussée d'Archimède. Cette approximation

sous-estime la masse de la pale si celle-ci est en acier d'aluminium (2700 kg/m^3) ou en composite carbone/époxy (1600 kg/m^3) en partant du principe que la pale est pleine. Cette masse volumique pourrait correspondre à celle d'une pale partiellement creuse faite dans l'un de ces matériaux. Les cas #4.2 et #4.3 prennent en compte la "masse supplémentaire" provoquée par la présence des moules. La masse volumique des moules est également prise égale à 998 kg/m^3 . Les effets hydrodynamiques (étudiés dans les cas #1,#2,#3 et #4.1) sont ainsi décorrélés des effets de masse (cas #4.2 et #4.3). La simulation #4.3 reprend tous les paramètres de la #4.2 mais avec un maillage plus fin autour des pales et une sphère de raffinement localisée sur la zone colonisée (Fig. VI.8). Les paramètres des différents cas sont répertoriés dans le Tableau VI.4 et VI.5.

TABLEAU VI.4 – Paramètres des différentes simulations incluant, le type de rotation, la masse de la turbine, la localisation du biofouling, le niveau de raffinement du maillage autour des pales et le nombre de nœuds de calculs. Le temps physique calculé (T_{phy}) et le temps de calcul correspondant (T_{proc}) sont également donnés.

Simulation	Rotation	Masse (kg)	Colonisation	Niveau	Nb($\times 10^6$)
Cas de référence (#1)	Induite	2,131	Aucune	6	0,9
Propre grossier (#1.1)	Induite	2,131	Aucune	5	0,45
Rotation forcée (#2)	Forcée	-	Aucune	6	0,9
Extrados sans changement de masse (#3)	Induite	2,131	Extrados	6	0,9
Intrados sans changement de masse (#4.1)	Induite	2,131	Intrados	6	0,9
Intrados avec changement de masse (#4.2)	Induite	2,185	Intrados	6	0,9
Intrados raffiné (#4.3)	Induite	2,185	Intrados	7	2

TABLEAU VI.5 – Le temps physique calculé (T_{phy}) et le temps de calcul correspondant (T_{proc}) pour chaque cas.

Simulation	T_{phy} (s)	T_{proc} (h/proc)($\times 10^3$)
Cas de référence (#1)	7,7	22,8
Propre grossier (#1.1)	7,9	7
Rotation forcée (#2)	3,16	9,8
Extrados sans changement de masse (#3)	6,5	16,8
Intrados sans changement de masse (#4.1)	4,52	16,8
Intrados avec changement de masse (#4.2)	5,46	16,8
Intrados raffiné (#4.3)	2,1	89,6

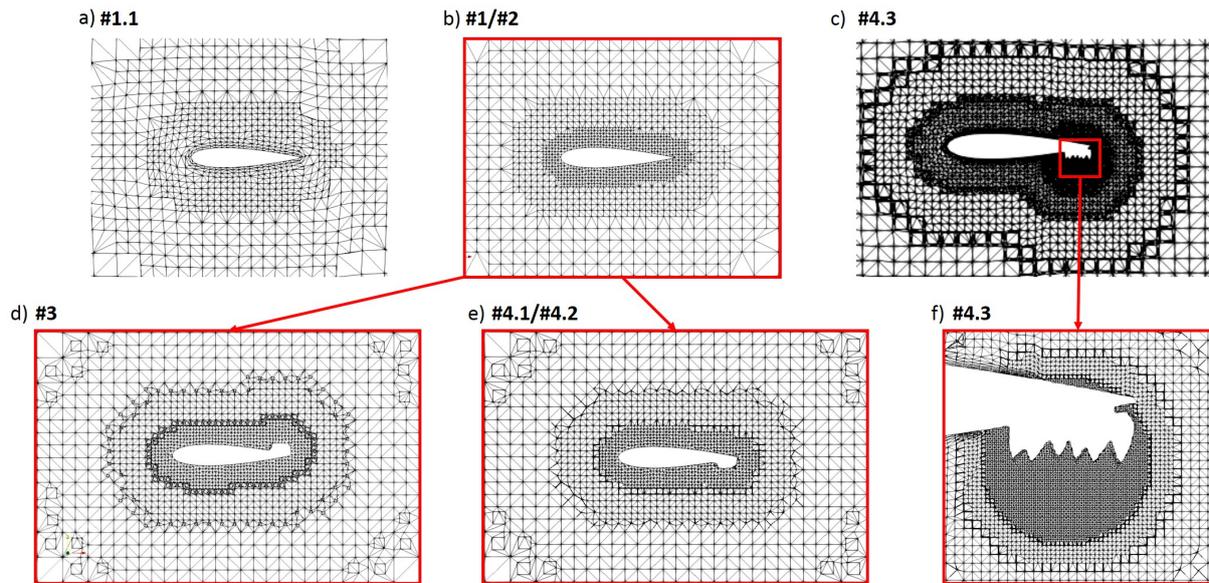


FIGURE VI.8 – Maillages correspondant aux différents cas d'étude : #1.1(a), #1 et #2 (b), #4.3 (c,f), #3 (d), #4.1 et #4.2 (e)

VI.3.2 Hydrolienne à axe horizontal

Les simulations de l'HAH sont réalisées dans les mêmes conditions physiques que celles présentées au Chapitre V. Seuls trois cas sont comparés pour l'étude de la rotation induite. Les deux premiers (#5.1 et #5.2) sont réalisés avec un maillage de niveau 6 autour des pales (taille caractéristique des cellules de $1,175 \times 10^{-3}$). A l'instar du cas #2 pour la turbine à axe vertical, le cas #5.2 est un cas en rotation forcé dont la vitesse angulaire est fixée à 16,99 rad/s, vitesse convergée de l'hydrolienne lors de sa rotation induite libre (#5.1). Le dernier cas (#5.3) comprend un maillage plus fin que les deux précédents (niveau 7) afin de vérifier les effets du maillage sur la rotation induite. Le Tableau VI.6 résume les différentes configurations étudiées pour la HAH.

TABLEAU VI.6 – Caractéristiques des différentes simulations sur l'hydrolienne d'IFREMER-LOMC : type de rotation et masse de la turbine

Simulation	Rotation	Masse (kg)
Cas de référence (#5.1)	Induite	0,3632
Rotation forcée (#5.2)	Forcée	-
Maillage raffiné (#5.3)	Induite	0,3632

VI.4 Résultats

Dans le cadre de l'analyse des résultats en rotation induite libre, il est important de souligner le fait que l'étude des efforts qui s'appliquent sur les pales a peu d'intérêt. En effet, les vitesses de rotation mises en jeu dans ces cas ne sont jamais atteintes dans le cadre d'un fonctionnement normal des hydroliennes *in situ*. Les seules situations où de telles vitesses puissent être atteintes sont les cas de dysfonctionnement des turbines en particulier une rupture de la chaîne de transmission entre le rotor et le reste de la machine. Dans cette section, les vitesses de rotation des turbines et la réponse du modèle numérique dans le sillage seront les meilleures sources de comparaison. Malheureusement, le manque de données expérimentales sur le sujet ne permet pas de comparaison avec des cas connus. Toutefois, le modèle numérique (en rotation forcée) utilisé dans cette thèse a été confronté à l'expérience dans les Sections V.4 et VI.2.3. Les points forts et faiblesses de celui-ci ayant été exposés, il peut donc être utilisé comme source de comparaison pour les cas de rotation induite.

VI.4.1 Hydrolienne à axe horizontal

L'évolution temporelle de la vitesse angulaire de la turbine d'IFREMER-LOMC (Fig. VI.9) montre, comme attendu, une augmentation progressive dans les cas induits. D'abord linéaire et très rapide pendant 0,2s, elle atteint un maximum autours de 18 rad/s (selon le cas) avant de redescendre vers une valeur seuil de 16,99 rad/s après une 1 s de rotation. Dans le cas d'une rotation induite, il est également important de préciser que la rotation de la turbine se fait dans le sens attendu (ie. dans le sens où le bord d'attaque est celui qui "fend" l'eau). L'impact du raffinement est faible comparé aux variations de la vitesse angulaire. Le cas #5.3 est plus rapide lors de sa phase d'accélération mais atteint un maximum plus faible que celui du cas #5.1.

La Fig. VI.10(a) montre l'évolution temporelle de l'intensité vorticielle à la position de la sonde présentée précédemment ($x^* = 1$, $y^* = \frac{1}{2}$). Les turbines en rotation induite passant par une phase d'accélération, il y a un déphasage initial entre le signal des cas forcés et induits. Celui-ci est ajouté au cas forcé afin de pouvoir comparer les signaux.

Pour l'HAH, les cas #5.1 et #5.2 montrent des comportements très similaires du fluide dans le sillage. Toutefois, le maillage plus fin autour des pales du cas #5.3 provoque une

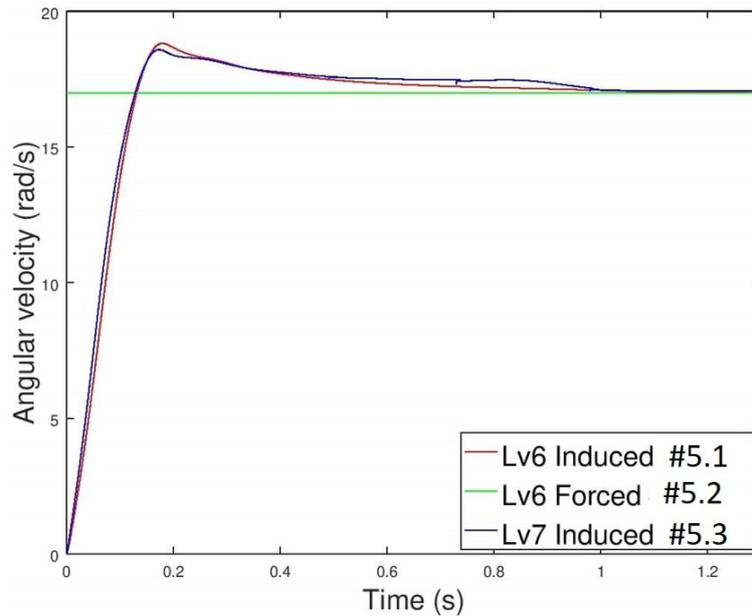


FIGURE VI.9 – Évolution temporelle de la vitesse angulaire du rotor d'HAH. Les courbes rouge (#5.1) et bleue (#5.3) décrivent deux niveaux de raffinement respectivement niveau 6 et 7. Le cas forcé (#5.2) est tracée en vert (Robin *et al.*, 2021b).

baisse de l'intensité de vorticité moyenne de 2,4%. L'analyse spectrale (Fig. VI.10(b)) révèle que le cas #5.3 est plus proche en terme de fréquence que le cas #5.1, mais surtout que le remaillage a eu pour effet de changer la fréquence de pic de la réponse fréquentielle du système de 5,4% pour la première harmonique (H1). Il fait également apparaître une harmonique plus haute fréquence à 16 Hz (H2).

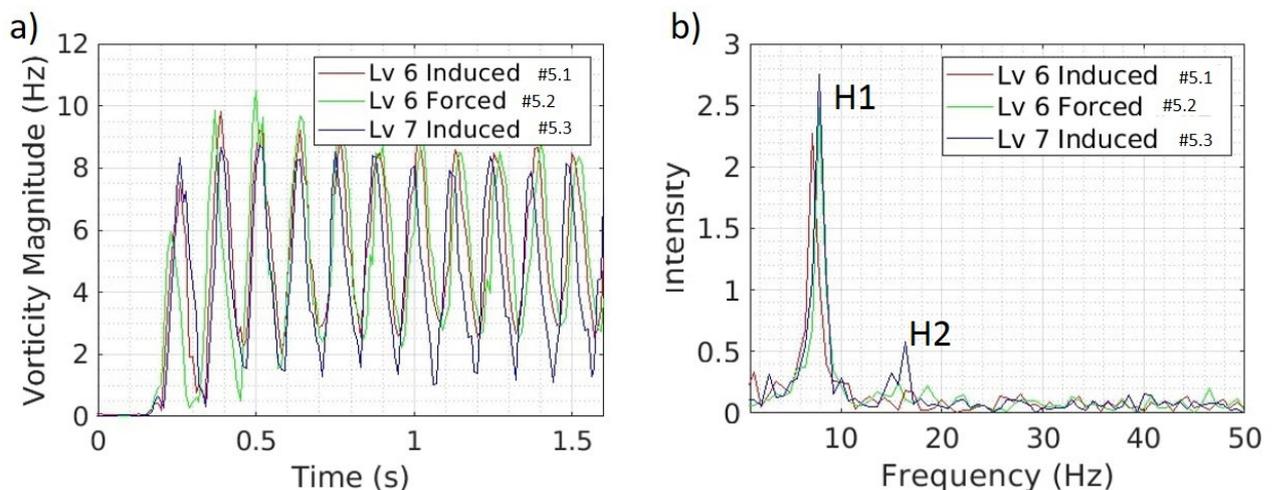


FIGURE VI.10 – Évolution temporelle de l'amplitude de la vorticité en $x^* = 1$ et $y^* = \frac{1}{2}$. Évolution fréquentielle de l'intensité de la vorticité (b). Cas de rotation induite en rouge (#5.1) et en bleu (#5.3) superposés au cas de rotation forcée en vert (#5.2)(Robin *et al.*, 2021b).

VI.4.2 Hydrolienne à axe vertical

Comme pour la turbine à axe horizontal, différents maillages sont testés autour des pales en rotation libre induite par le fluide. La figure VI.11 montre l'évolution des vitesses angulaires de la turbine pour les trois maillages réalisés. Il est à noter que le cas #4.3 est un cas biofoulé sachant que la suite de ces travaux montre que la colonisation des pales à un effet moindre à résolution spatiale numérique égale. La principale différence entre les trois cas est donc bien la qualité du maillage. Comme le montre ces courbes, la qualité du maillage à un impact très important sur les résultats des simulations en rotation induite. Toutefois, le cas raffiné #4.1 a consommé près de 130 000 h/proc, le cas #1 17 200 h/proc et le #1.1 seulement 2 688 h/proc. Avec une contrainte de capacité de calcul de 350 000 h/proc par an (finalement dépassée de 150 000 h/proc), utiliser un raffinement aussi important que celui du cas #4.1 n'est pas envisageable pour une étude paramétrique. C'est la raison pour laquelle le raffinement autour des pales choisi pour étudier la rotation induite correspond à celui du cas #1.

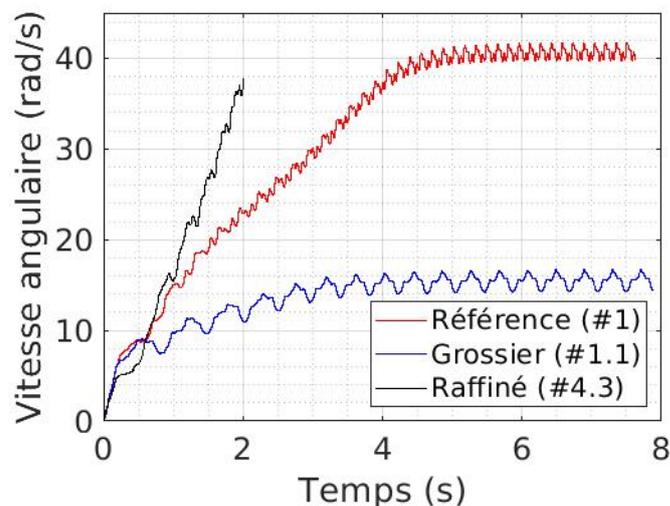


FIGURE VI.11 – Évolution temporelle de la vitesse angulaire du rotor pour les maillages des cas #1 (en rouge), #1.1 (en bleu) et #4.3 (en noir). Le cas #4.3 est toujours en cours de calcul, il n'a pas encore atteint sa vitesse seuil.

L'augmentation de vitesse ne se fait pas de façon aussi continue que celle de la HAH. Sur le cas propre, après stabilisation, on relève des oscillations régulières autour d'une vitesse moyenne. Trois aspects particuliers apportent des informations sur la dynamique de la turbine. On peut facilement identifier deux minimums, jouant un rôle de position de stabilité et un maximum, où la turbine atteint une vitesse extrême avant de freiner.

Le point de stabilité le plus fort du système est obtenu lorsque une des trois pales traîne à 90° en aval de la turbine (Fig. VI.12(a)). A partir de ce point, les efforts sur la turbine commencent à croître en faisant accélérer les pales. Un second point de stabilité est ensuite atteint (Fig. VI.12(b)) avant de converger la vitesse maximale lorsque la pale aval dépasse les -90° (Fig. VI.12(c)).

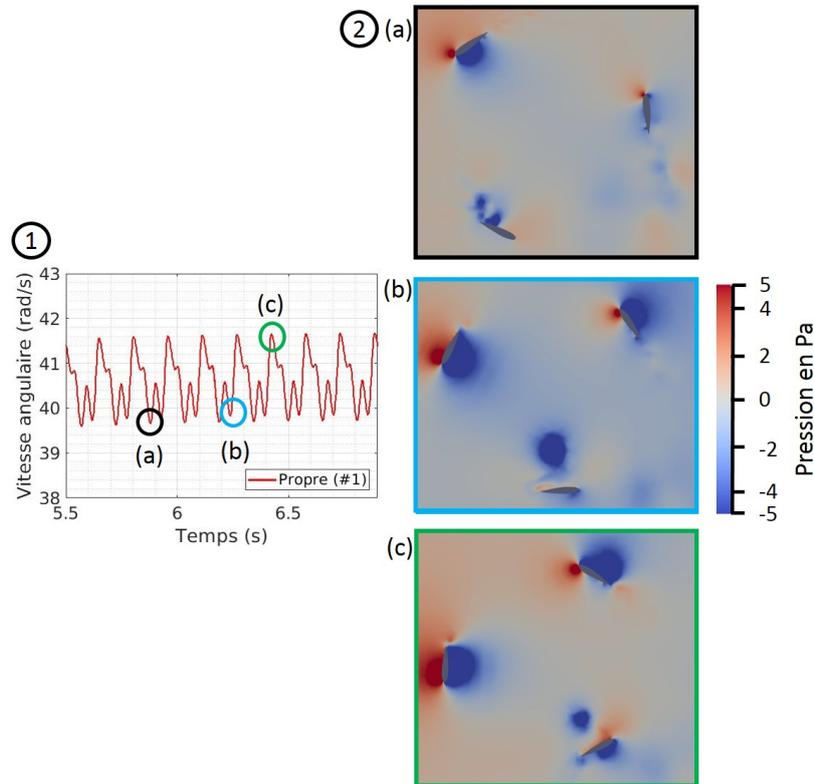


FIGURE VI.12 – Zoom sur la courbe stabilisée de la vitesse angulaire en fonction du temps du cas de référence #1 (①) avec le champ de pression dans le plan X-Z pour chaque position particulière du rotor (②, a,b,c).

À cause de la rotation bien plus rapide de la turbine à axe vertical et aux interactions entre les pales, l'évolution temporelle de l'amplitude de vorticité au niveau de la sonde ($x^* = 1,2$, $y^* = 0$, $z^* = 0$) est bien plus perturbée que pour l'HAH (Fig. VI.13(a)). L'analyse fréquentielle (Fig. VI.13(b)) montre d'ailleurs une très grande variété d'harmoniques dans le signal de vorticité. Cette comparaison démontre également une bonne réponse du modèle numérique au passage de la rotation forcée à la rotation induite avec des harmoniques d'intensité différentes mais de fréquences de pics similaires. Malgré la vitesse de rotation élevée, la transformée de Fourier renvoie des pics très étroits illustrant un sillage peu perturbé. L'ajout des moules pourrait déséquilibrer celui-ci en modifiant la répartition d'énergie sur d'autres fréquences.

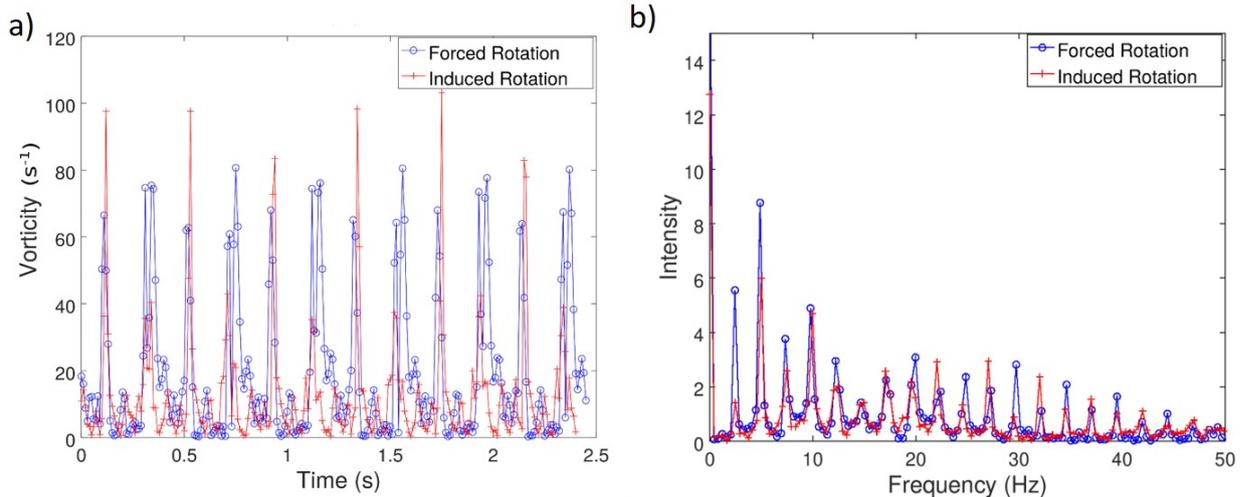


FIGURE VI.13 – Évolution temporelle de l'amplitude de vorticité au niveau de la sonde (a) et son signal dans le domaine fréquentiel (b) (Robin *et al.*, 2019).

La Fig VI.14 montre l'évolution de la vitesse de rotation de l'HAV de tous les cas avec une résolution de maillage identique autour des pales et de même masse (#1, #3, #4.1). La dynamique d'accélération de la turbine est beaucoup moins linéaire et contient des phases d'accélération et de ralentissements brusques. Chaque pic et creux de vitesse correspondent à une position bien particulière du rotor comme montré sur la Fig VI.12. Les périodes des oscillations diminuent quand la vitesse du rotor augmente sachant que trois périodes correspondent à une rotation complète de la turbine. Dans le cas #4.1, l'hydrolienne effectue 9 rotations, 10 pour les cas #1 et #3. Un tel nombre a pu être atteint grâce à un maillage plus grossier que celui des cas

Sans avoir à changer la masse de la turbine, il apparaît que la colonisation des pales impacte à la fois la dynamique de l'accélération de la turbine, mais également sa vitesse stabilisée. Le cas #3 montre que la présence des moules sur l'extrados tend à ralentir la turbine et la contraigne à mettre plus de 6 s pour atteindre sa valeur finale de 39,32 rad/s. La colonisation de l'intrados (cas #4.1) a un effet complètement inverse : la turbine accélère plus rapidement et se stabilise à 42,93 rad/s en moyenne au bout de 4,2 s, le cas propre étant considéré comme stable après 5 s. L'ajout des moules réduit également l'amplitude des oscillations. Les effets hydrodynamiques et la "masse ajoutée" sont donc importants. D'autant plus que la zone colonisée dans le modèle numérique est peu étendue (moins de 1% de la surface totale des pales), et placée proche du bord de fuite. La colonisation sur l'extrados dégrade les performances hydrodynamiques et ralentit

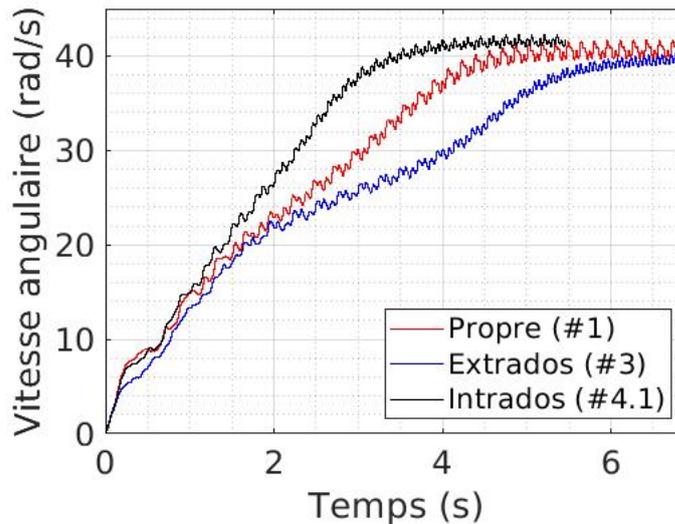


FIGURE VI.14 – Évolution temporelle de la vitesse angulaire du rotor pour une pale propre (rouge, #1), une colonisation sur l'intrados (noir, #4.1) et sur l'extradados (bleu, #3).

la turbine tandis que la colonisation sur l'intrados agit comme un aileron et lui permet de récupérer plus d'énergie pour sa rotation.

La comparaison des cas #4.1 et #4.2 met en évidence l'impact de la "masse supplémentaire" du biofouling sur la dynamique de la turbine pour lesquels les vitesses de rotation sont comparées (Fig. VI.15). La variation de masse ne semble pas influencer la vitesse maximale de la turbine. Toutefois, au cours de la phase d'accélération, cette "masse supplémentaire" crée un déphasage qui s'accroît de 0 à 0,01 s en 4 s. Ces résultats sont en accord avec la théorie qui voudrait qu'une fois la vitesse de rotation maximale atteinte, l'équation de la dynamique (Eq. (VI.1)) devienne le principe fondamental de la statique :

$$\sum F = 0. \quad (\text{VI.2})$$

Ici, la vitesse ne se stabilise pas complètement à cause de l'asymétrie due à la rotation de l'HAV par rapport à l'écoulement.

VI.5 Discussion et conclusions

Dans ce chapitre, une turbine à axe vertical est introduite afin de pouvoir étudier sa dynamique de démarrage. Le modèle numérique est comparé aux résultats expérimentaux. L'erreur relative sur les efforts est plus importante que pour les calculs du chapitre

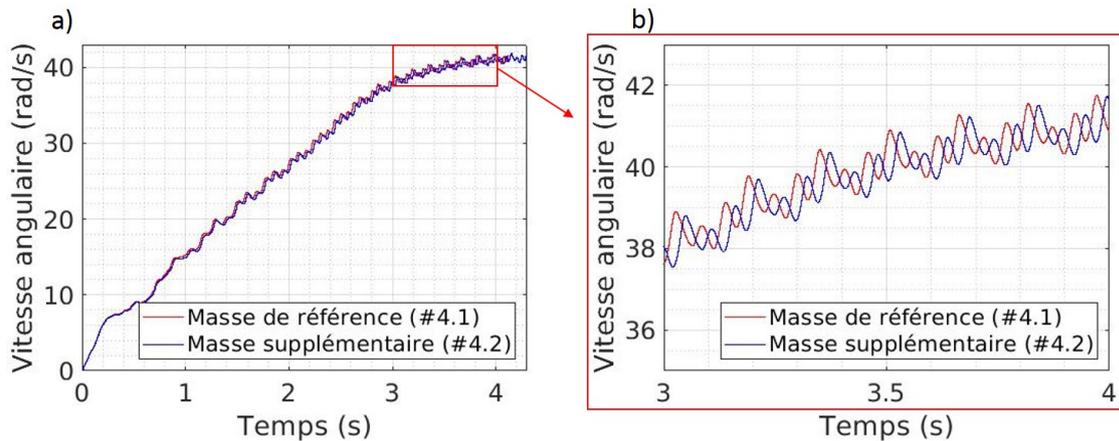


FIGURE VI.15 – Évolution temporelle de la vitesse angulaire pour le cas colonisé sur l'intrados avec (ligne bleue, #4.2) et sans (ligne rouge, #4.1) prendre en compte la masse supplémentaire (a). Un zoom sur la courbe est réalisé pour montrer le déphasage (b) (modifié d'après Robin *et al.* (2019)).

précédent (qui était de 3% pour le C_P et 10% pour le C_D). Cela s'explique à la fois par le fait que le maillage en proche paroi est plus grossier mais aussi qu'aucune étude de convergence en maillage n'a été réalisée sur ce cas d'étude, faute de temps, pour vérifier l'indépendance des résultats par rapport à ce dernier. Les conclusions sont donc valables pour une résolution spatiale donnée. La modification du comportement dynamique de la turbine lorsque le maillage est raffiné montre d'ailleurs que l'indépendance n'est pas atteinte. En revanche, dans le cas de l'HAH, le maillage n'a que peu d'impact sur les résultats, signe que l'étude de convergence reste au moins partiellement valable pour les cas induits. L'augmentation de la vitesse de rotation (rotation libre) aurait pu rendre la convergence en maillage obsolète, or cela ne semble pas être le cas. Une fois un niveau de raffinement suffisant atteint, même en rotation induite, les résultats varient peu en cas de raffinements supplémentaires.

Les contraintes sur les temps de calcul ont joué un rôle primordial sur le niveau de raffinement utilisé dans cette étude. Tout en gardant une cohérence sur le maillage des cas comparés, plusieurs configurations ont pu être confrontées. L'étude met en évidence les effets de "masse ajoutée" a un rôle plus important dans la dynamique du démarrage des turbines que celui de "masse supplémentaire" qui induit un simple retard. Si le biofouling venait à trop détériorer les performances hydrodynamiques des pales, les HAV (qui ont des positions de stabilité) pourraient se retrouver bloquées ou mettre beaucoup plus de temps à atteindre leur vitesse de fonctionnement réelle. C'est l'une des raisons

pour lesquelles les géométries de turbines à axe vertical ne sont pas conçues avec des pales droites. Cela permet de répartir les efforts sur différentes sections de la pale et de réduire ces effets de stabilité. Cette problématique pourrait être soulevée pour les HAV d'HydroQuest composées chacune de trois pales droites et prévues pour implantation dans le Raz Blanchard.

Dans le cadre de cette étude, les turbines sont petites et la masse des pales est faible, celle-ci n'étant pas adimensionnée par rapport aux efforts que subissent les pales, l'impact pourrait être plus important en fonctionnement *in situ*. D'autant plus que dans le cadre de cette étude la zone colonisée est très petite devant la surface des pales et les effets pourraient être bien plus forts en cas de colonisation complète ou localisée à plusieurs positions sur les pales. Pour l'étudier numériquement la procédure suivante pourrait être suivie :

- 1) Réaliser une étude de convergence en maillage en rotation forcée, puis vérifier la validité en rotation induite pour la vitesse maximale de fluide dans laquelle la turbine pourrait être plongée.
- 2) Réaliser une série de simulations en modifiant la vitesse de l'écoulement et en cherchant la vitesse minimale de mise en mouvement de la turbine par dichotomie. Une autre méthode serait de faire varier progressivement la vitesse d'entrée U_∞ jusqu'au démarrage de l'hydrolienne.
- 3) Définir, d'après des observations *in situ* (par ex. la turbine d'HydroQuest à Paimpol-Bréhat et relevée fin septembre 2021 deux ans d'immersion), un certain nombre de configurations de colonisation et étudier leurs effets sur le point critique de mise en mouvement de la turbine (si possible en prenant en compte la variation de masse) et sur sa dynamique de démarrage. Idéalement, il faudrait travailler sur une modélisation à l'échelle 1 en choisissant des masses de pales et d'espèces plus cohérentes.

La récolte de données expérimentales sur le démarrage des turbines est également nécessaire. Pour cela, la chaîne de transmission moteur/rotor pourrait être remplacée par un roulement à bille pour limiter les frottements solides. Ainsi, la turbine serait entraînée par les pales. Un accéléromètre pourrait également servir à suivre la dynamique de la turbine. Il est surprenant de constater que la vitesse de rotation libre soit inférieure à la vitesse forcée d'un cas avec un TSR égal à 2. Les résultats montrent que l'affinage du

maillage autour des pales augmentent à la fois l'accélération, mais également la vitesse finale libre de rotation. Pour ce qui est du sillage, il apparait clairement que l'absence du mât et des pales transversales nuit, au même titre que le moyeu pour la HAH, à la cohérence entre données numériques et expérimentales. Selon l'application qui est recherchée, il pourrait être nécessaire de les modéliser. Dans cette thèse, les données numériques du sillage sont comparées entre elles en prenant en compte cette différence avec les essais en canaux ou *in situ*.



Chapitre VII

Tentative de couplage Eulerien/Lagrangien

VII.1 Introduction

Les trois chapitres précédents montrent que l'une des plus grosses limitations de l'approche numérique pour l'étude de l'impact du biofouling sur les hydroliennes est le temps de calcul. L'étude de convergence en maillage révèle qu'une étude tridimensionnelle simplifiée (sans moyeu central pour l'HAH) nécessite au minimum 9 millions de nœuds de calcul. Si on suit les recommandations d'OpenFoam qui sont d'allouer environ 15 000 nœuds par processeurs, plus de 600 CPU (processeurs) doivent fonctionner en parallèle. Par ailleurs, le CFL (λ), impose à *pimpleFoam* un pas de temps relativement faible. A titre d'exemple, pour le cas avec le maillage le plus fin du Chapitre V où l'HAH est étudiée en rotation forcée, le CFL impose un pas de temps de $\Delta T = 1,4 \times 10^{-4}$ s. En réalité *pimpleFoam* ne prend pas que U_∞ en compte pour son propre calcul du CFL, mais également la vitesse de l'écoulement dans chaque cellule en fonction de sa longueur caractéristique. Or la condition limite de non-glissement imposée sur la surface des pales ($u_i|_{\text{walls}} = 0$) n'est valable que dans le référentiel tournant de ces dernières. Or, la vitesse considérée par *pimpleFoam* pour son calcul du CFL est celle du référentiel fixe. Dans ce dernier, la vitesse en paroi correspond à la somme de la vitesse de rotation et de la vitesse de l'écoulement. Elle est donc bien supérieure à U_∞ et le Δt s'en trouve d'autant plus réduit. En moyenne pour 4 secondes de simulation, plus de 150 000 h/proc sont

nécessaires. L'approche Lagrangienne étant réputée pour être moins consommatrice en temps de calcul, se tourner vers un code de calcul Lagrangien comme Dorothy semble cohérent.

La faiblesse des approches Lagrangiennes reste toutefois les problèmes d'interactions fluide-structure. Même si certains modèles commencent à montrer de bons résultats, les particules servant à représenter les caractéristiques de l'écoulement, peuvent être fortement repoussées par les parois, ce qui crée des instabilités numériques dans le calcul. Les travaux au LOMC orientent plutôt les recherches vers des couplages BEM/CFD (Lagrangienne) ou LLT/CFD (Lagrangienne). Toutefois, le choix d'intégrer les espèces sessiles de manière explicite à la structure empêche l'utilisation de ces méthodes. En effet, elles sont fondées sur les conditions de Kutta-Joukowski (Joukowski, 1918), qui ne prévoient pas les décrochages dynamiques qui ont pu être observés, entre autres dans le cas où le biofouling se situe proche du bord d'attaque.

Comme vu dans l'état de l'art (Chapitre II), le couplage entre un code Eulérien et un code Lagrangien a déjà été réalisé pour des cas d'écoulements très perturbés avec des interactions fortes entre le fluide et la structure (pales d'hélicoptère par exemple). Toutefois, à notre connaissance, aucun code n'est libre d'accès aujourd'hui et les organisations qui les ont développées ne souhaitent pas les distribuer. C'est dans ce contexte qu'un couplage entre OpenFoam et Dorothy est proposé dans cette thèse. OpenFoam sera, à terme chargé de résoudre les zones de proche paroi et Dorothy tout le reste de l'écoulement. Plus le domaine de calcul d'OpenFoam est petit, meilleures seraient les performances de calcul ; il faut néanmoins conserver une taille suffisante pour limiter les sur-contraintes du système dans OpenFoam via les conditions limites (Fig. VII.1).

La méthodologie de couplage et ses résultats ont fait l'objet d'une présentation et d'un acte de congrès l'*European Community on Computational Methods in Applied Sciences* (Robin *et al.*, 2021d).

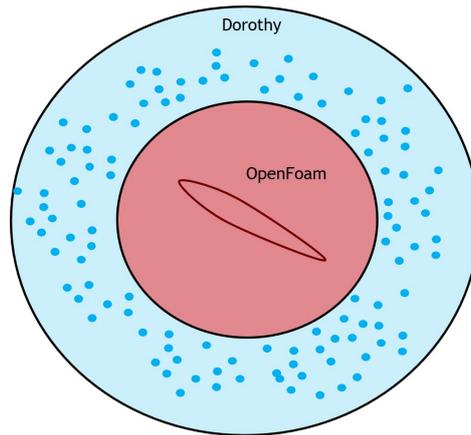


FIGURE VII.1 – Répartition idéale des zones résolues par OpenFoam (en rouge) et Dorothy (en bleu) autour d'une pale (en noir).

VII.2 Choix de la méthode

La manière la plus simple de faire interagir deux codes de taille conséquente et écrits dans des langages différents est d'utiliser un coupleur. OpenPALM (Morel *et al.*, 2019) est développé dans le but précis de coupler des codes de calcul appliqués à la physique et de leur permettre d'échanger des informations à un pas de temps de couplage dédié pour garder une bonne cohérence dans leurs comportements. OpenPALM a également comme avantage d'être libre de droit et de comporter une interface graphique, plus abordable pour les non-initiés. Le logiciel comprend deux modes de fonctionnement distincts pour le couplage d'exécutables. Pour la norme MPI-1, sans relance de processus, tous les processus sont lancés d'entrée de jeu en parallèle avec un nombre prédéfini de processeurs. Le mode MPI-2 permet lui d'utiliser la fonction "spawn" qui lance les processus quand le programme de couplage en a besoin. Or, la fonction `MPI_Comm_spawn()` n'est pas gérée par Myria, notre super calculateur, à cause de son gestionnaire de ressources SLURM. Le guide des utilisateurs d'OpenPALM ne précise pas cette différence d'utilisation et l'échec du lancement de certaines fonctions basiques du code (comme les premiers exercices du tutoriel), ont poussé à l'abandon de cette solution.

Finalement, le couplage a été réalisé avec des programmes shell permettant les échanges de variables entre les deux codes. Cette solution est provisoire et a été principalement réalisée pour vérifier la faisabilité du couplage et en tirer les premières conclusions. Dans cette optique, la version actuelle du code sépare le domaine de calcul en trois parties (Fig. VII.2). La zone résolue par OpenFoam reste inchangée et s'étend de X_0 à X_2 . Dorothy

recupère ses données d'entrée en X_1 et s'étend jusqu'en X_3 . La zone entre X_1 et X_2 est donc résolue parallèlement par les deux codes et sera utilisée comme zone de validation pour vérifier le bon fonctionnement du couplage. Pour gagner en efficacité de calcul la distance $X_0 - X_2$ devra par la suite être réduite au minimum (en continuant d'inclure l'hydrolienne).

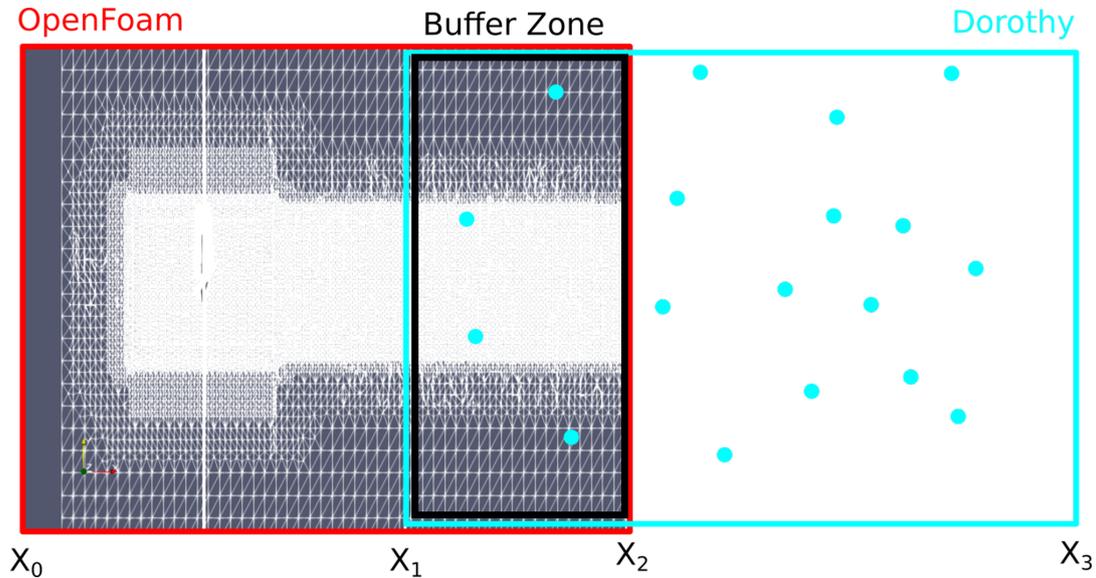


FIGURE VII.2 – Répartition des zones du domaine de calcul résolues par OpenFoam (en rouge) et Dorothy (en bleu) dans le système couplé. La zone tampon (Buffer zone) est encadrée en noir (Robin *et al.*, 2021d)

Dans le cas test, les positions X_0 , X_1 , X_2 et X_3 sont données par :

- $X_0 = -1,5\text{m}$ et $X_2 = 2,1\text{m}$ pour OpenFoam.
- $X_1 = 1\text{m}$ et $X_3 = 25\text{m}$ pour Dorothy.

VII.3 Description du code couplé

Les deux codes résolvant des formes des équations de Navier-Stokes différentes (OpenFoam utilise un couplage pression-vitesse tandis que Dorothy un couplage vorticité-vitesse), doivent alors s'échanger les caractéristiques de l'écoulement à la frontière X_1 qui les séparent. OpenFoam doit envoyer à Dorothy les vorticités et Dorothy transmettre un champ de vitesse à OpenFoam (Fig. VII.3). Cet échange est réalisé tous les pas de temps de couplage ΔT_C .

A chaque itération, l'algorithme de couplage suit les étapes majeures suivantes :

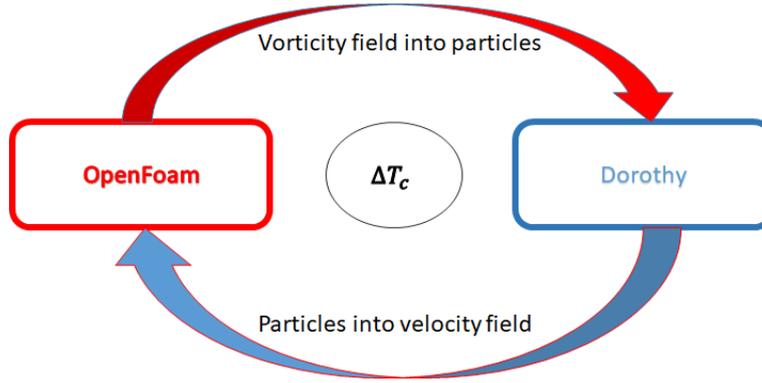


FIGURE VII.3 – Informations échangées entre OpenFoam (en rouge) et Dorothy (en bleu) au pas de temps de couplage ΔT_c (Robin *et al.*, 2021d).

- **Étape 0** : Initialisation. OpenFoam est le seul à calculer pendant le temps physique nécessaire aux premiers tourbillons pour atteindre la position X_1 (ici $T_0 = 1, 25s$). Ce temps sera réduit en même temps que la part du domaine résolu par OpenFoam.
- **Étape 1** : OpenFoam calcule les champs de vitesse et de pression dans le domaine de calcul grâce à *pimpleFoam*.
- **Étape 2** : Le champ de vortacité dans l'écoulement est reconstitué par OpenFoam.
- **Étape 3** : La vortacité est injectée dans Dorothy sous forme de particules.
- **Étape 4** : Dorothy laisse les particules se développer dans le sillage.
- **Étape 5** : Le champ de vitesse est extrait de la vortacité à la position X_2 pour être réinjecté dans OpenFoam comme condition limite.

De cette manière, les conditions d'entrée et de sortie aux limites d'OpenFoam et de Dorothy s'en trouvent modifiées. Pour OpenFoam, on a :

$$\mathbf{u}_i|_{\delta\Omega_{X_0}} = U_\infty \mathbf{x}_1, \quad (\text{VII.1})$$

$$p|_{\delta\Omega_{X_2}} = p(\mathbf{u}_{\text{Dorothy}}), \quad (\text{VII.2})$$

où $p(\mathbf{u}_{\text{Dorothy}})$ est déterminée automatiquement par *pimpleFoam* à sa première itération temporelle grâce aux vitesses extraites de Dorothy en X_2 (via le couplage vitesse/pression, présent dans l'algorithme).

Et pour Dorothy :

$$\boldsymbol{\omega}_i|_{\delta\Omega_{X_1}} = \boldsymbol{\omega}_{\text{OpenFoam}}, \quad (\text{VII.3})$$

$$\boldsymbol{\omega}_i|_{\delta\Omega_{X_3}} = \mathbf{0}, \quad (\text{VII.4})$$

où $\boldsymbol{\omega}_{\text{OpenFoam}}$ est la vorticité calculée à partir du champ des vitesses d'OpenFoam en X_1 .

Le transfert de données tous les $\Delta T_C = 0,05\text{s}$ est réalisé à l'aide de divers outils. Un module d'OpenFoam permet de donner le numéro, la position et le volume ainsi que la vitesse et la vorticité du fluide des cellules de calcul extraites en X_1 . Une fois le calcul d'OpenFoam mis en pause à la fin de pas de temps de couplage, le module est appelé par le programme shell. Les données sont écrites dans des fichiers ASCII et mises en forme avec le langage awk (langage de traitement de fichiers) pour pouvoir être lues, ensuite, par Octave (  quivalent gratuit de Matlab). Les intensités vorticielles des futures particules fluides sont déterminées telle que :

$$\boldsymbol{\Omega}_i = \boldsymbol{\omega}_i V_i, \quad (\text{VII.5})$$

où V_i est à la fois le volume de la i -ème cellule dans OpenFoam mais également celui de la particule équivalente dans Dorothy.

Les particules sont placées dans Dorothy au centre des anciennes cellules d'OpenFoam (Fig. VII.4). La vitesse d'émission des particules dans Dorothy est :

$$\mathbf{U}_i = \mathbf{u}_\Omega + \mathbf{u}_{\omega,i} - \mathbf{u}|_{\delta\Omega_{X_1}} \quad (\text{VII.6})$$

où \mathbf{u}_Ω est la vitesse de l'écoulement imposée dans tout le domaine par Dorothy, $\mathbf{u}|_{\delta\Omega_{X_1}}$ est la vitesse extraite d'OpenFoam à la cellule correspondante en X_1 et $\mathbf{u}_{\omega,i}$ est la vitesse induite par les autres particules dans le domaine de Dorothy sur la particule générée tel que :

$$\mathbf{u}_{\omega,i} = \sum_j \mathbf{K}_\delta(\mathbf{X}_i - \mathbf{X}_j) \wedge \boldsymbol{\Omega}_j. \quad (\text{VII.7})$$

L'outil de remaillage de Dorothy est utilisé pour supprimer les particules aux intensités vorticielles les plus faibles et rééquilibrer la répartition de celles restantes dans le domaine

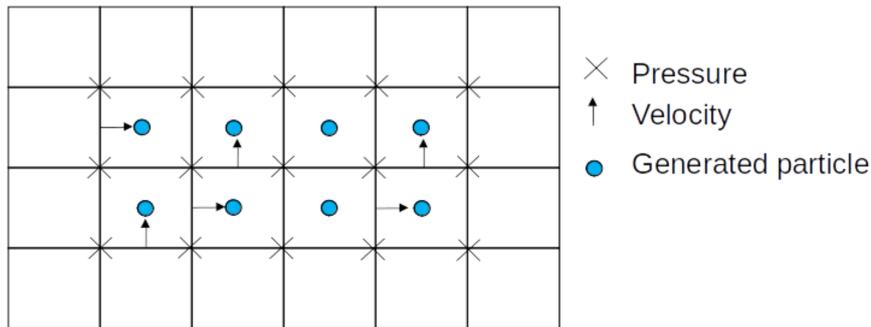


FIGURE VII.4 – Positions des particules (points bleus) dans Dorothy placé sur le maillage d’OpenFoam (quadrillage noir)(Robin *et al.*, 2021d).

de calcul. Les particules restantes sont alors advectées au cours de la résolution des équations de Navier-Stokes. Une fois les itérations temporelles correspondantes à ΔT_C effectuées, le calcul s’arrête, le champ de vitesse en X_3 est reconstruit à l’aide des outils de post-traitement de Dorothy qui génère une grille grâce aux équations de Biot et Savart. Le maillage en sortie du domaine d’OpenFoam étant connu (Fig. VII.5), les données issues de Dorothy sont alors interpolées sur le maillage d’OpenFoam à l’aide d’un programme Octave. La méthode d’interpolation peut être modifiée facilement. Dans le cas d’étude, une méthode d’interpolation linéaire est choisie. Les vitesses ainsi obtenues sont injectées comme condition limite au pas de temps suivant pour OpenFoam.

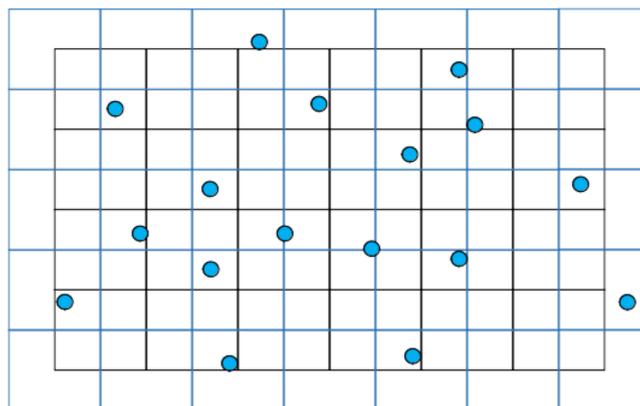


FIGURE VII.5 – Schéma d’interpolation des données issues de Dorothy (points bleus) sur le maillage d’OpenFoam (grille noire). Les données fournies par l’outil de post-traitement de Dorothy sont représentées par la grille bleue (Robin *et al.*, 2021d).

La Fig. VII.6 résume le fonctionnement complet de l’algorithme de couplage.

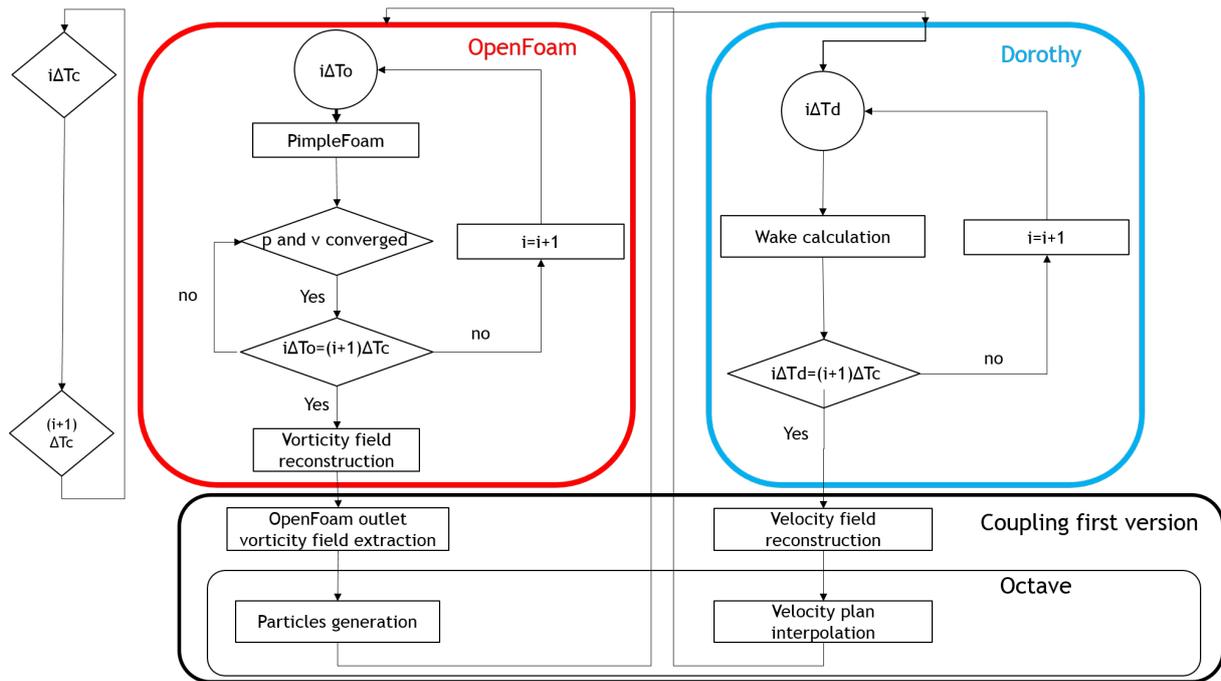


FIGURE VII.6 – Schéma fonctionnel de la méthode de couplage développée. Les parties propres à OpenFoam (encadré rouge), à Dorothy (encadré bleu) et au code de couplage (encadré noir) y sont représentées. (Robin *et al.*, 2021d).

VII.4 Résultats

Le code couplé est appliqué au cas de l'HAH en rotation forcé présenté au Chapitre V. Le plan d'extraction de OpenFoam vers Dorothy est placée en aval de l'AMI (X_1). Comme le montre la Fig VII.7, Dorothy génère bien à chaque pas de temps de couplage un nouveau plan de cellules qui sont advectées dans le sillage. Son remaillage permet de faire ressortir le caractère tubulaire du sillage de forme hélicoïdale, montrant que les caractéristiques physiques de l'écoulement d'OpenFoam sont bien transmises à Dorothy.

On remarque que certaines particules subsistent, malgré le remaillage, sur les bords de la zone cylindrique centrale. D'abord identifiées comme étant liées à une condition de glissement imparfaite dans OpenFoam, il s'avère que ces vorticités de faibles intensités (2 s^{-1}) sont plutôt engendrées par à une discontinuité dans le maillage au niveau de l'AMI. Celle-ci est seulement visible pour les premiers pas de temps dans le calcul et ses effets sont négligeables dans la simulation OpenFoam devant les turbulences que génère l'hydrolienne si bien qu'elle n'avait pas été relevée jusqu'alors. Ces vorticités parasites pourraient être supprimées de plusieurs manières : soit en les discriminant par rapport à leur position ou leur faible intensité dans le code de couplage, soit en abaissant le seuil

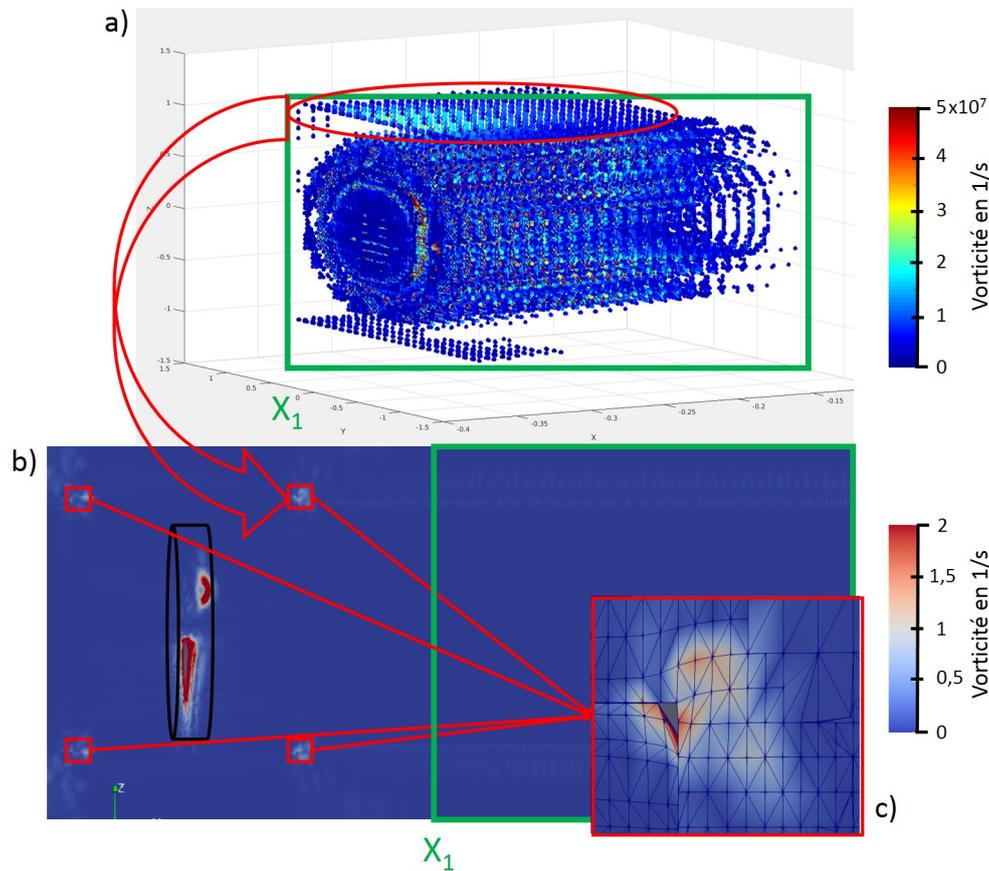


FIGURE VII.7 – Sillage de l’HAH dans Dorothy (a) dont la position dans le domaine OpenFoam (b) est identifiée par un rectangle vert. Les vorticités anormales sont entourées en rouge et un zoom sur leur origine est réalisé (carré rouge, (c))

de vorticité minimal dans Dorothy. Il est également nécessaire de reprendre le maillage OpenFoam autour de l’AMI.

Sans prêter attention aux valeurs des vorticités portées par les particules, le sillage se comporte comme attendu : la partie centrale, qui porte plus d’énergie tourbillonnaire, est conservée et advectée. L’intensité de la vorticité des particules baisse au fur et à mesure qu’elles s’éloignent du plan où elles ont été créées. Elles finissent par être supprimées par le remaillage quand leur énergie devient trop faible (intensité vorticelle $< 2 \cdot 10^3 \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$). Il y a toutefois un problème majeur : l’intensité vorticelle affichée dans Dorothy montre des valeurs aberrantes allant jusqu’à $5 \times 10^7 \text{s}^{-1}$. Pourtant, si les données en sortie d’OpenFoam sont comparées à celles interprétées par Dorothy à chaque pas de temps de couplage, les valeurs de vorticité du plan de particules correspondent bien à celles du plan d’extraction en X_1 (Fig. VII.8). Sur la Fig VII.7, le premier plan est d’ailleurs bien moins énergétique que tous les autres. Ce comportement ne provient donc pas d’une erreur de conversion des

vorticités d'OpenFoam en intensités vorticielles pour Dorothy, mais plutôt d'un problème qui génère un surplus ou une accumulation d'énergie dans le domaine de calcul.

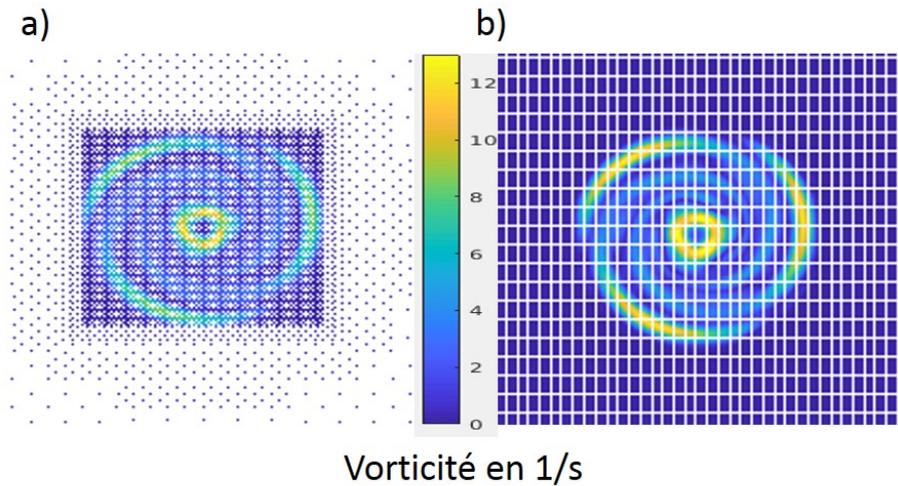


FIGURE VII.8 – Comparaison de l'amplitude des vorticités extraites d'OpenFoam (a) avec celle reconstruite par les outils de post-traitement de Dorothy à l'instant où le plan est ajouté (b) (Robin *et al.*, 2021d).

Les coupes transversales de la vitesse et de la vorticité dans chacun des domaines de calculs montrent que la vitesse de l'écoulement dans Dorothy est de 16 m/s dans le sillage de l'hydrolienne alors qu'il devrait plutôt s'agir d'une zone de ralentissement (Fig. VII.9).

Cette accélération génère deux tourbillons d'intensité cinq fois supérieure à celle attendue en X_1 . Plusieurs hypothèses peuvent être avancées quant à cette augmentation soudaine de la vitesse de l'écoulement.

- Soit la vitesse à laquelle les particules sont émises est sur-évaluée. En effet dans l'Eq. (VII.6), le terme $\mathbf{u}_{\omega,i}$ considère uniquement les particules déjà présentes dans Dorothy. Or pour bien interpréter l'écoulement, le code a également besoin des informations sur l'écoulement amont. Il faudrait alors générer des particules dans l'ensemble du domaine d'OpenFoam pour corriger le problème.

- Soit le pas de temps d'injection des particules joue un rôle important dans l'accumulation de l'énergie. En effet, si OpenFoam fournit le volume de chaque particule, l'extraction se fait selon un plan. ΔT_C doit donc prendre en compte le temps que met le fluide pour parcourir une cellule pour pouvoir évaluer le volume de la particule. En prenant $\Delta x = 3,9 \times 10^{-2} \text{m}$ et $U_\infty = 0,8 \text{m.s}^{-1}$, on trouve $\Delta T_C = \Delta x / U_\infty = 0,04875 \text{s}$. Cette valeur semble trop proche de celle utilisée pour le couplage pour être la source de telles

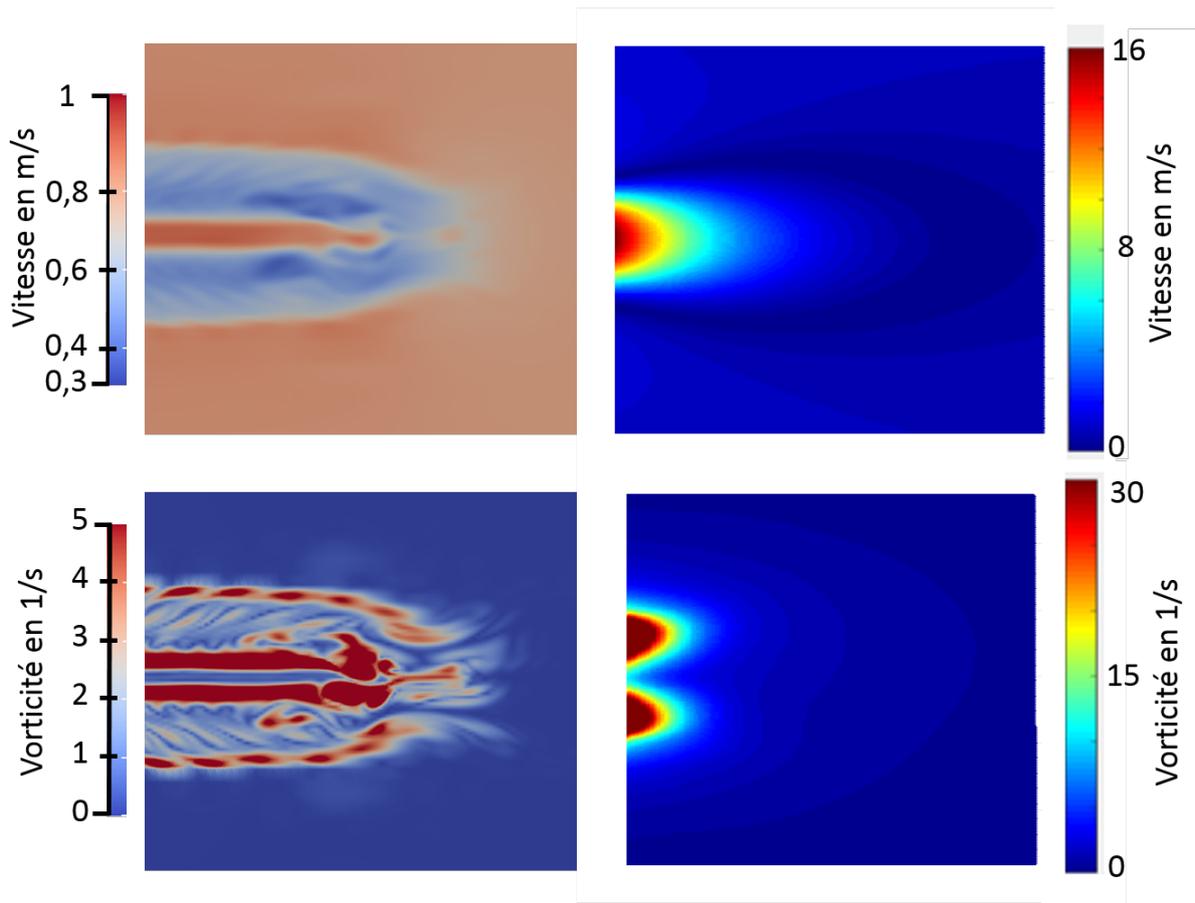


FIGURE VII.9 – Coupe de l'intensité de vitesse et de vorticité dans du plan XY dans OpenFoam (a) et Dorothy (b)(Robin *et al.*, 2021d).

divergences, elle peut néanmoins y contribuer.

Une première tentative de correction est réalisée pour limiter l'accumulation de l'énergie dans le sillage. Elle consiste à extraire un volume de vorticité plutôt qu'un simple plan d'OpenFoam. Si on note ΔX l'épaisseur de ce volume, ΔT_C serait alors défini par $\Delta T_C = \frac{\Delta X}{U_\infty}$. Ainsi, la quantité d'énergie envoyée dans Dorothy serait plus facilement contrôlée. Dans un premier temps, la zone tampon pourrait servir de volume à extraire. Le premier problème rencontré était que OpenFoam ne prévoit aucun module permettant d'extraire des volumes contenant des données physiques qui n'ont pas été prédéfinies avant le calcul. Un code a donc été développé en C++ dans cette optique. Fortement inspiré de l'outil de post-traitement "sonde" d'OpenFoam, il permet d'extraire la vitesse, la vorticité et la pression des cellules dont le numéro est connu. La zone tampon est réduite à $\Delta X = 0,3\text{m}$ et l'intervalle de couplage adapté $\Delta T_C = 0,375\text{s}$. L'écoulement dans Dorothy semble mieux représenter le sillage (Fig. VII.10) : on peut observer un effondrement du sillage de l'hydrolienne sur lui-même dans les deux cas.

Les fortes vorticités centrales générées par l'absence du moyen central sont également visibles à l'émission des particules. L'intensité vorticelle est toutefois encore sur-évaluée et s'accumule à chaque nouvelle itération temporelle de couplage. Passer à une extraction 3D sur la zone tampon a donc amélioré les résultats mais cela reste insuffisant pour obtenir des écoulements réalistes.

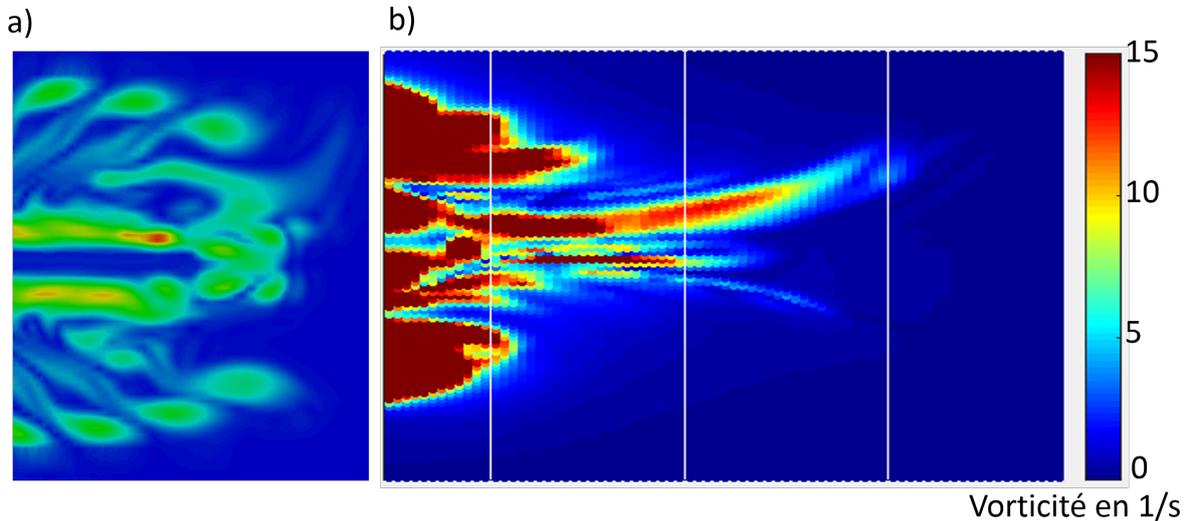


FIGURE VII.10 – Coupe de l'intensité de la vorticité dans le plan XY dans OpenFoam (a) et Dorothy (b) avec une extraction tridimensionnelle.

VII.5 Discussion et conclusions

Ce chapitre propose une alternative pour réduire le temps de calcul. Un programme shell est développé afin de tester la faisabilité et les limites d'un couplage entre OpenFoam et Dorothy. Ce dernier n'est pas satisfaisant en terme de résultats et d'opérabilité mais permet de mettre en exergue les verrous qui pourraient contraindre le développement d'un code plus complet.

Premièrement, la version d'OpenFoam classique semble peu adaptée pour générer des maillages discontinus comme le serait le maillage final où chaque pale seraient séparées par le code Lagrangien comme le montre la Fig. VII.1. Foam-Extend, projet collaboratif visant à intégrer les améliorations de plusieurs développeurs, contient déjà certaines utilisations Lagrangiennes d'OpenFoam et des améliorations du module de maillage. Utiliser Foam-Extend pourrait permettre de réduire le domaine de calcul d'OpenFoam aux cylindres maillés initialement prévus.

Ensuite, l'étape d'écriture de toutes les données physiques en ASCII, leurs réorganisation et mises en forme pour être enfin interprétées par Dorothy à chaque ΔT_C est très longue et ralenti le calcul. Ici, deux solutions sont envisagées. La première est de développer le couplage au sein du code Dorothy pour lui permettre de lire lui-même les données provenant d'OpenFoam. Ainsi, Dorothy pourrait agir comme un outil de post-traitement des solutions d'OpenFoam et permettrait d'étendre le calcul du sillage de l'hydrolienne à coût réduit. La seconde option, plus longue à mettre en œuvre, éviterait toute écriture des résultats. En changeant de gestionnaire de tâche (abandonner SLURM) ou en utilisant seulement l'option MPI-1, il serait possible de revenir à un couplage externe aux deux codes complets où les variables seraient directement échangées. Cela serait la solution la plus efficace mais également la plus fastidieuse.

Une autre solution est envisagée pour limiter l'accumulation de l'énergie dans le sillage de Dorothy. Elle serait de conserver un plan d'émission (source) mais de revoir la manière dont les particules sont générées. Au lieu de prendre la vorticité locale d'OpenFoam, tout le domaine pourrait être extrait et transformé en particules provisoires. A l'instar du TreeCode (voir Chapitre III), chaque particule de la source serait une particule équivalente à l'ensemble des particules en amont. Ce développement pourrait être réalisé directement au sein de Dorothy pour pouvoir utiliser les outils qui sont déjà existants et les adapter au problème.

Enfin, il semble important de préciser qu'un tel couplage ne réduira pas, *in fine*, le temps de calcul. Il permettra surtout d'étendre le domaine de calcul à c t réduit.



Chapitre VIII

Conclusions Générales

VIII.1 Conclusions

La problématique du biofouling va de paire avec la volonté de développer la filière hydrolienne. Comme le révèle l'état de l'art, ses effets hydrodynamiques ont été peu étudiés et encore plus rarement sur les hydroliennes. Une unique étude *in situ* s'intéresse à l'impact qu'il peut y avoir sur les turbines et montre une détérioration des performances de plus de 30%. Mais les habitats benthiques sont variés et induisent des populations d'espèces biofoulantes diverses. La modélisation numérique est en ce sens un avantage car elle permet d'évaluer les effets du biofouling pour chaque site d'implantation sans à avoir à y immerger un prototype. Mais cette approche n'est pas exempte de limitations et de défauts à prendre en compte pour une généralisation de la méthode à d'autres configurations.

Le Chapitre IV a permis de valider le choix d'utiliser des approches de modélisation explicite de la turbulence plutôt que des modèles simplifiés. La comparaison des données expérimentales avec les résultats des simulation montre une très bonne cohérence. Pour des temps de calculs similaires, le modèle de turbulence LES avec fermeture par une équation pour l'énergie cinétique, produit un sillage moins dissipatif que le modèle RANS $k\omega$ -SST. Il devrait donc être privilégié si les efforts et le sillage sont des phénomènes importants à étudier. Les simulations numériques avec la RANS ou la LES montrent tout de même une très forte sensibilité à l'angle d'incidence de la pale par rapport à l'écoulement lorsque la position de décrochage dynamique sur la pale se situe en amont de la rugosité. Il faut donc multiplier les simulations pour les angles qui en sont proches afin d'être capable de bien décrire l'amplitude d'angles où les espèces sessiles ont un impact significatif sur les

performances. Les cas modélisés en écoulement rectiligne uniforme au cours de cette thèse, révèlent que plus l'angle d'incidence est faible et plus le C_D est augmenté en proportion par la colonisation. Les forces normales, elles, varient très peu. Après 15° d'angle d'incidence, une balane placée à 60% de la corde n'a plus d'impact sur les performances de la pale. Elle continue toutefois à modifier l'aspect du sillage dont l'analyse qualitative est difficile à décrire. Dans ce chapitre, l'utilisation de l'analyse spectrale est limitée par la forte diversité de fréquences dans le sillage. L'analyse de l'épaisseur du sillage montre que les turbulences induites par le biofouling ont tendance à s'élargir plus rapidement et constitue un bon marqueur de l'augmentation de la diffusion par la présence d'une macro rugosité sur l'extrados.

Sur un rotor complet avec une implantation réaliste (Chapitre V) ces différents aspects sont conservés mais amoindris. Le C_P baisse de 5,6% et le C_D augmente de 7,5%. Il est difficile de dire si cette atténuation des effets est liée à la rotation de la turbine ou à la colonisation particulière des pales (avec toutes les balanes à plus de 60% de la corde). Quoi qu'il en soit, le biofouling contribue ici encore à détériorer les performances hydrodynamiques des pales. L'analyse fréquentielle est, cette fois, un outil particulièrement adapté pour analyser la répartition de l'énergie tourbillonnaire dans l'écoulement. En effet, le passage des pales en amont des sondes génère des tourbillons très énergétiques qui contraignent la position des pics primaire, secondaire et tertiaire. L'énergie tourbillonnaire est plus importante en présence de biofouling mais répartie sur bien plus de fréquences différentes. Le fait que l'harmonique primaire ait une intensité moindre tend à montrer que l'énergie contenue dans les tourbillons basses fréquences est répartie sur les autres. Ces résultats peuvent être particulièrement utiles dans le cadre de l'implantation de fermes hydroliennes. Laisser le biofouling se développer à l'échelle d'une turbine en détériore les performances, mais pourrait les améliorer à grande échelle : les tourbillons reçus par les machines avalées seraient plus nombreux et les plus gros auraient une énergie maximale réduite.

Il est important de noter que même si l'absence de moyeu central n'empêche pas la comparaison des cas numériques entre eux, elle reste contraignante pour celle avec les données expérimentales. Si les puissances de calcul sont suffisantes, il serait conseillé d'intégrer l'ensemble des structures solides plongées dans l'eau aux simulations.

La problématique de la masse supplémentaires (Chapitre VI) qu'amènent les espèces

colonisatrices à la structure a poussé à des questionnements très rarement soulevés pour des turbines à production d'énergie. Le plus souvent, les études sont effectuées en régime de rotation stabilisé, ce qui élimine les problématiques liées à la masse. Si les effets de la masse supplémentaire n'ont montré dans cette thèse aucun impact fort, il faut rappeler que dans le cas d'étude, elle constitue moins de 1% de la masse totale. Augmenter fortement cette masse pourrait empêcher certaines turbines (plutôt à axe vertical) de démarrer. La masse ajoutée de fluide a un impact non négligeable et modifie complètement la dynamique de démarrage des turbines. La rotation induite n'est peut-être pas essentielle pour l'étude de l'impact du biofouling sur les hydroliennes mais son développement et son application pourrait permettre l'émergence de nouvelles technologies.

Enfin, les temps de calcul ont été un limiteur important pour l'étude des macro-rugosités. Le travail objet du Chapitre VII visait initialement à réduire ces temps de calcul. Cependant, il montre plutôt qu'il permettrait d'étendre le domaine de calcul à coût de calcul réduits. Il prouve également que la mise en place d'un couplage Eulérien/Lagrangien est difficile et qu'il y a un certain nombre d'écueils à éviter. Dans le cadre de cette thèse, le couplage n'a pu être finalisé pour obtenir des résultats satisfaisants. Les programmes en langage shell sont certes faciles à développer mais lents à l'exécution (si on doit écrire les données) et difficilement utilisables. L'utilisation d'un coupleur est fortement recommandée pour faciliter les échanges entre les codes et gérer de façon dynamique le couplage. Il est aujourd'hui possible d'envisager l'écriture d'un code Eulérien/Lagrangien utilisant uniquement des codes libres de droit qui permettront à la communauté scientifique d'étudier avec beaucoup moins de difficultés les problématiques multi-échelles comme celle de l'impact du biofouling sur les hydroliennes.

Enfin, plus que répondre directement à la question de la quantité des pertes énergétiques liées au biofouling pour les hydroliennes, cette thèse est une recherche des méthodes qui permettront, à l'avenir, de les évaluer efficacement. Il est montré, par exemple, que les codes de modélisation fluide actuels ne sont pas adaptés à l'étude explicite de structures solides comportant des échelles spatiales très différentes (ici les espèces biofoulantes et les pales). Les codes couplés mêlant des approches Eulériennes et Lagrangiennes seraient ceux qui permettraient le meilleur compromis performances/qualité. Développer ou récupérer ce type de logiciel pour l'appliquer au biofouling ouvrirait un grand nombre de possibilités quant à son étude.

VIII.2 Perspectives

Comme le suggère le Chapitre II.8, l'impact du biofouling est très différent selon l'angle d'incidence des pales par rapport au fluide. Ainsi, avoir des simulations plus efficaces numériquement permettrait de faire varier le TSR et d'étudier d'autres points de fonctionnement (ce qui modifie l'angle relatif de la pale par rapport à l'écoulement). Un allègement des temps de calcul permettrait également la réintégration du moyeu central et du mât pour les cas de HAH et des pales transversales pour les HAV afin d'obtenir des résultats de sillage et d'efforts plus en adéquation avec la réalité.

Ce serait également l'occasion d'essayer de nouvelles configurations d'implantations. Avec plus de données *in situ* sur la position des espèces, il serait possible de développer un outil statistique qui proposerait une configuration aléatoire mais cohérente de colonisation. La génération des structures 3D est chronophage à réaliser manuellement, et coupler l'outil ainsi développé à un code comme Blender permettrait de modéliser un très grand nombre d'implantations automatiquement avant de les injecter dans les outils de modélisation fluide. Suite à l'immersion du prototype à Paimpol-Bréhat, les industriels ont constatés une colonisation plus importante sur le carénage des hydroliennes, qui est immobile, que sur les pales. Dans le cadre d'une étude approfondie, les structures solides pourraient inclure ces observations sur une étude d'hydrolienne, cette fois-ci, carénée pour en évaluer l'impact sur son sillage et ses performances.

Cette thèse se limite également à étudier la partie la conversion de l'énergie cinétique du fluide en énergie mécanique de la turbine. Elle offre toutefois une ouverture sur un nouveau genre d'approche qui permettrait peut-être l'émergence de nouvelles technologies ou une meilleure compréhension de la chaîne de conversion énergétique : la rotation induite. La volonté initiale était l'étude de la modification de la masse sur le démarrage de la turbine mais cela ouvre la voie vers une multitude de nouvelles approches. Une fois les modèles en rotation libre validés grâce à des données expérimentales, il est possible d'envisager le développement des modèles empiriques, pour caractériser les performances de l'hydrolienne à tous ses points de fonctionnement grâce à seulement sa vitesse de rotation libre et son accélération initiale par exemple. L'étude du démarrage des hydroliennes avec une masse biologique bien supérieure serait également nécessaire avant de conclure sur le faible impact de la masse supplémentaire.

La rotation induite libre n'étant pas une approche réaliste, l'étape de récupération d'énergie peut être modélisée par un frein dans un premier temps, puis par une chaîne de rétro-contrôle réaliste dans un second temps. Cette phase n'utilisant que des principes d'automatique, elle nécessiterait uniquement des calculs scalaires et ne devrait pas trop impacter les temps de calculs. Le système complet changerait la façon de modéliser les hydroliennes et l'étude de son fonctionnement, qui serait en accord avec la chaîne de transmission énergétique.

La cavitation est également ignorée dans cette thèse. Pour les TSR élevés (4-6), des bulles d'air peuvent être générées sur le bord d'attaque et dégrader les performances hydrodynamiques de la turbine. La présence d'espèces sessiles pourrait accentuer ce phénomène pour deux raisons : i) les macro-rugosités jouent un rôle important dans la génération de ces bulles car elles sont à l'origine de forts gradients de pression localisés (Chapitre IV), ii) même si elles n'en sont pas l'origine, les espèces sessiles pourraient créer des zones où les bulles d'air pourraient s'accumuler. Il existe déjà un certain nombre de codes pour étudier numériquement la cavitation. Au sein de la licence OpenFoam, se trouvent les solveurs *cavitatingFoam* et *interFoam*. Ils ne sont, pour l'instant, pas adaptés à l'utilisation de maillages rotatifs comme ceux utilisés dans cette thèse.

Enfin, une fois toutes ces études réalisées, il devrait être possible de caractériser et paramétriser complètement le biofouling et ses effets à l'échelle d'une turbine à l'aide de lois empiriques. Ces modèles pourraient déterminer les performances et certaines caractéristiques du sillage (énergies turbulente, distance d'influence, ...) en fonction de la vitesse de l'écoulement, du TSR, de la position, la densité et la taille du biofouling, avec peu de puissance de calcul. Ils pourraient permettre d'étendre ces résultats à plus grande échelle, comme celle d'une ferme hydrolienne.

A l'issue de cette thèse, les principales pistes qu'il conviendrait d'explorer sont donc les suivantes :

- Développement d'un code Eulérien/Lagrangien effectif.
- Intégration de l'approche dynamique via la rotation induite et d'une boucle de rétro-action.
- Prise en compte des phénomènes de cavitation.
- Multiplication des configurations d'étude (TSR, biofouling, type de turbine, etc...).
- Paramétrisation de l'impact du biofouling.

- Extension de l'étude aux échelles des fermes hydroliennes.

Bibliographie

- ABUAN, B. E. et HOWELL, R. J. (2019). The performance and hydrodynamics in unsteady flow of a horizontal axis tidal turbine. *Renewable Energy*, 133:1338–1351.
- ANUSONTI-INTHRA, P. et FLOROS, M. (2008). Coupled CFD and particle vortex transport method : Wing performance and wake validations. *Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, 417:1–12.
- ARNOLD, J., DAW, N. et LASEK, R. (1952). Marine fouling and its prevention ; prepared for bureau of ships, navy dept. 1:1–365.
- BAILLY DU BOIS, P., DUMAS, F., SOLIER, L. et VOISEUX, C. (2012). In-situ database toolbox for short-term dispersion model validation in macro-tidal seas, application for 2d-model. *Continental Shelf Research*, 36:63–82.
- BALACHANDAR, R. et BLAKELY, D. (2004). Surface roughness effects on turbulent boundary layers on a flat plate located in an open channel. *Journal of Hydraulic Research*, 42(3):247–261.
- BAYRAMOĞLU, A. et YILDIRIM, E. (2017). The relationship between energy consumption and economic growth in the usa : A non-linear ardl bounds test approach. *Energy and Power Engineering*, 9:170–186.
- BEECH, I. et SUNNER, J. (2004). Biocorrosion : towards understanding interactions between biofilms and metals. *Journal of Fluids Engineering*, 3:181–6.
- BENNIS, A.-C., ADONG, F., BOUTET, M. et DUMAS, F. (2021a). LANS- α turbulence modeling for coastal sea : An application to Alderney Race. *Journal of Computational Physics*, 432:110–155.

- BENNIS, A.-C., FURGEROT, L., Bailly du BOIS, P., ODAKA, T., LATHUILIERE, C. et FILIPOT, J.-F. (2020). Numerical modelling of three-dimensional wave-current interactions in complex environment : application to Alderney Race. *Applied Ocean Research*, 95:102021.
- BENNIS, A.-C., FURGEROT, L., Bailly du BOIS, P., POIZOT, E., MEAR, Y. et DUMAS, F. (2021b). A winter storm in Alderney Race : impacts of 3D wave-current interactions on the hydrodynamic and tidal stream energy. *Applied Ocean Research*, 2:1–9.
- BIANCHINI, A., BALDUZZI, F., FERRARA, G. et FERRARI, L. (2016). Critical analysis of dynamic stall models in low-order simulation models for vertical-axis wind turbines. *Energy Procedia*, 101:488–495.
- BOSE, S. T. et PARK, G. I. (2018). Wall-modeled large-eddy simulation for complex turbulent flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 50(1):535–561.
- CHAMBERS, L., STOKES, K., WALSH, F. et WOOD, R. (2006). Modern approaches to marine antifouling coatings. *Surface and Coatings Technology*, 201(6):3642–3652.
- CHEDEVERGNE, F. et AUPOIX, B. (2017). Accounting for wall roughness effects in turbulence models : a wall function approach. *EUCASS conference*, 300:1–15.
- CHERFILS, J.-M. (2011). *Développements et applications de la méthode SPH aux écoulements visqueux à surface libre*. Thèse de doctorat, Université du Havre (FR).
- CHURCHFIELD, M., LI, y. et MORIARTY, P. (2013). A large-eddy simulation study of wake propagation and power production in an array of tidal-current turbines. *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences*, 371:20120421.
- COCHRAN, L. et DERICKSON, R. (2005). Low-rise buildings and architectural aerodynamics. *Architectural Science Review*, 48:265–276.
- COLBROOK, C. (1939). Turbulent flow in pipes, with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws. *Journal of the Institution of Civil Engineers*, 11:133–156.
- CORCIULO, S. (2016). *Dynamic hydro-mechanical analysis of soil-monopile interaction in Offshore Wind Turbines*. Thèse de doctorat, Université de Milan (IT).

- CORKE, T. C., BAR-SEVER, A. et MORKOVIN, M. V. (1986). Experiments on transition enhancement by distributed roughness. *The Physics of Fluids*, 29(10):3199–3213.
- CORTEN, G. et VELDKAMP, H. (2001). Aerodynamics - insects can halve wind-turbine power. *Nature*, 412:41–2.
- COSTA, G., J., P. et SILVA, L. (2014). Improving actuator disk wake model. *Journal of Physics : Conference Series*, 524:012170.
- CRISP, D. J. (1955). The Behaviour of Barnacle Cyprids in Relation to Water Movement over a Surface. *Journal of Experimental Biology*, 32(3):569–590.
- DAFFORN, K., JOHNSTON, E. et GLASBY, T. (2009). Shallow moving structures promote marine invader dominance. *Biofouling*, 25:277–87.
- DELAFIN, P.-L., GUILLOU, S., SOMMERIA, J. et MAÎTRE, T. (2019). Mesh sensitivity of vertical axis turbine wakes for farm simulations. *Congrès Français de Mécanique*, 1:1–9.
- DUCOIN, A., SHADLOO, M. S. et ROY, S. (2017). Direct Numerical Simulation of flow instabilities over Savonius style wind turbine blades. *Renewable Energy*, 105:374–385.
- EASTRIDGE, J. (2016). *Investigation and Implementation of a Lifting Line Theory to Predict Propeller Performance*. Thèse de doctorat, Université de la Nouvelle Orléans (CA).
- EPPS, B. et KIMBALL, R. (2013). Unified rotor lifting line theory. *Journal of Ship Research*, 57:181–201.
- FOVEAU, A. et DAUVIN, J.-C. (2017). Surprisingly diversified macrofauna in mobile gravels and pebbles from high-energy hydrodynamic environment of the ‘Raz Blanchard’ (English Channel). *Regional Studies in Marine Science*, 16:188–197.
- FROUDE, R. (1889). On the part played in propulsion by difference in pressure. *Institute of Naval Architects*, 30:390–405.
- FURGEROT, L., LOPEZ, G., SENTCHEV, A., Bailly du BOIS, P., MORILLON, M., POIZOT, E., MEAR, Y. et BENNIS, A.-C. (2021). One year of measurements in Alderney Race : preliminary results from database analysis. *Philosophical transactions of the royal society A*, 378:20190625.

- FURGEROT, L., POPRAWSKI, Y., VIOLET, M., POIZOT, E., Bailly du BOIS, P., MORILLON, M. et MEAR, Y. (2019). High-resolution bathymetry of the Alderney Race and its geological and sedimentological description (Raz Blanchard, northwest france). *Journal of Maps*, 15(2):708–718.
- GALLOWAY, P. W., MYERS, L. E. et BAHAJ, A. S. (2014). Quantifying wave and yaw effects on a scale tidal stream turbine. *Renewable Energy*, 63:297 – 307.
- GATIN, I., VUKCEVIC, V., JASAK, H. et RUSCHE, H. (2017). Enhanced coupling of solid body motion and fluid flow in finite volume framework. *Ocean Engineering*, 143: 295–304.
- GIEC (2019). Réchauffement planétaire de 1,5 °C. *IPCC*, 1:1–110.
- GREENSHIELDS, C. J. (2018). *OpenFoam User Guide version 6*.
- GRIGSON, C. (1992). Drag Losses of New Ships Caused by Hull Finish. *Journal of Ship Research*, 36(02):182–196.
- HANJALIC, K. et LAUNDER, B. (1972). A reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 52:609–638.
- HEECHAN, J., SEUNG WOO, L. et SEUNG JIN, S. (2019). Measurement of transitional surface roughness effects on flat-plate boundary layer transition. *ASME Journal of Fluid Engineering*, 141:074501.
- HOLLOWAY, M. et CONNELL, S. (2002). Why do floating structures create novel habitats for subtidal epibiota ? *Marine Ecology-progress Series*, 235:43–52.
- HOOGWIJK, M. et GRAUS, W. (2008). Global potential of renewable energy sources : a literature assessment. *Background report prepared by order of REN21. Ecofys, PECSNL072975*, 1:1–45.
- HOWELL, R., QIN, N., EDWARDS, J. et DURRANI, N. (2010). Wind tunnel and numerical study of a small vertical axis wind turbine. *Renewable Energy*, 35(2):412–422.
- IDRISS, A., CHRISTOPHE, L. et CHRISTIAN, M. (2002). A viscous three-dimensional differential/actuator-disk method for the aerodynamic analysis of wind farms. *Journal Solar Energy engineering*, 124:345–356.

- JOUKOWSKY, N. (1912-1918). Vortex theory of screw propellere 1-4. *Trudy Otdeleniya Fizicheskikh Nauk Obshchestva Lubitelei Estestvoznaniya*, 16:1–31.
- KHALFALLAH, M. G. et KOLIUB, A. M. (2007). Effect of dust on the performance of wind turbines. *Desalination*, 209(1):209–220.
- KHAN, M., BHUYAN, G., IQBAL, M. et QUAYCOE, J. (2009). Hydrokinetic energy conversion systems and assessment of horizontal and vertical axis turbines for river and tidal applications : A technology status review. *Applied Energy*, 86(10):1823–1835.
- KINZEL, M. P., NOACK, R. W., SAROFEEEN, C. M., BOGER, D. et KREEGER, R. E. (2011). A CFD approach for predicting 3D ice accretion on aircraft. *SAE 2011 International Conference on Aircraft and Engine Icing and Ground Deicing*, 0044:1–22.
- KOH, W. et NG, E. (2016). Effects of reynolds number and different tip loss models on the accuracy of bem applied to tidal turbines as compared to experiments. *Ocean Engineering*, 111:104–115.
- KOK, J. (1999). Resolving the dependence on free-stream values for the k-omega turbulence model. *National Aerospace Laboratory NLR*, 295:18.
- KOLMOGOROV, A. (1942). Equations of turbulent motion of an incompressible fluid, izv. acad. sci., ussr. *Physics*, 6(1):1–2.
- LEER-ANDERSEN, M. et LARSSON, L. (2003). An experimental/numerical approach for evaluating skin friction on full-scale ships with surface roughness. *Journal of Marine Science and Technology*, 8:26–36.
- LIANG, H. et ZONG, Z. (2011). A lifting line theory for a three-dimensional hydrofoil. *Journal of Marine Science and Application*, 10:199–205.
- LOPEZ, G., BENNIS, A.-C., BARBIN, Y., BENOIT, L., CAMBRA, R., CONLEY, D., LAGARDE, J.-L., MARIÉ, L., PEREZ, L., SMET, S. et WYATT, L. (2018). Hydrodynamics of Raz Blanchard : Hf radar wave measurements. *ICOE*, 1:1–5.
- LOPEZ, G., BENNIS, A.-C., BARBIN, Y., SENTCHEV, A., BENOIT, L. et MARIÉ, L. (2020). Surface currents in the Alderney Race from high-frequency radar measurements

- and three-dimensional modelling. *Philosophical Transactions of The Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences*, 378:1–20.
- LOSSENT, J., GERVAISE, C., DI IORIO, L., LEJART, M., FOLEGOT, T. et CLORENNEC, D. (2016). Bruit rayonné par une hydrolienne en service, site de Paimpol-Bréhat ; évaluation de son impact sur la faune marine. *France Énergies Marines*, 1:1–27.
- MAGANGA, F., GERMAIN, G., FACQ, J.-v., GAURIER, B., RIVOALEN, E. et PINON, G. (2010). Caractérisation expérimentale du sillage généré par une hydrolienne - influence du taux de turbulence ambiant. *IFREMER*, 1:1–8.
- MAGIN, C. M., COOPER, S. P. et BRENNAN, A. B. (2010). Non-toxic antifouling strategies. *Materials Today*, 13(4):36–44.
- MARINOS, M. et SPYROS, V. (2015). Experimental investigation of the flow past passive vortex generators on an airfoil experiencing three-dimensional separation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 142:130–148.
- MARTEN, D. (2020). *QBlade : A Modern Tool for the Aeroelastic Simulation of Wind Turbines*. Thèse de doctorat, Université technique de Berlin (GER).
- MARTEN, D., LENNIE, M., PECHLIVANOGLU, G., NAYERI, C. et PASCHEREIT, C. (2015). Implementation, optimization, and validation of a nonlinear lifting line-free vortex wake module within the wind turbine simulation code qblade. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 138:1–11.
- MARTÍN-RODRÍGUEZ, A., BABARRO, J., LAHOZ, F., SANSÓN, M., MARTÍN, V., NORTE, M. et FERNÁNDEZ, J. (2015). From broad-spectrum biocides to quorum sensing disruptors and mussel repellents : Antifouling profile of alkyl triphenylphosphonium salts. *PLoS ONE*, 10.
- MELO, L. et BOTT, T. (1997). Biofouling in water systems. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 14(4):375–381.
- MENCHACA ROA, A. (2011). *Numerical Analysis of Vertical Axis Water Current Turbines Equipped with a Channelling Device*. Thèse, Université de Grenoble (FR).

- MENTER, F. R. (1992). Influence of freestream values on k-omega turbulence model predictions. *AIAA Journal*, 30(6):1657–1659.
- MERCIER, P., GRONDEAU, M., SYLVAIN, G., THIEBOT, J. et POIZOT, E. (2020). Numerical study of the turbulent eddies generated by the seabed roughness. case study at a tidal power site. *Applied Ocean Research*, 97:102082.
- MOREL, T., DUCHAINE, F., THÉVENIN, A., PIACENTINI, A., KIRMSE, M. et QUÉMERAIS, E. (2019). Openpalm coupler : User guide and training manual. *CERFACS, ONERA*, 4.3:1–89.
- MYCEK, P. (2013). *Étude numérique et expérimentale du comportement d'hydroliennes*. Thèse de doctorat, Université du Havre (FR).
- MYCEK, P., GAURIER, B., GERMAIN, G., PINON, G. et RIVOALEN, E. (2014). Experimental study of the turbulence intensity effects on marine current turbines behaviour. part I : One single turbine. *Renewable Energy*, 66:729–746.
- MYERS, L. et BAHAJ, A. (2005). Simulated electrical power potential harnessed by marine current turbine arrays in the alderney race. *Renewable Energy*, 30(11):1713–1731.
- MYERS, L. et BAHAJ, A. (2010). Experimental analysis of the flow field around horizontal axis tidal turbines by use of scale mesh disk rotor simulators. *Ocean Engineering*, 37(2):218–227.
- NEILL, S. et COUCH, S. (2011). Impact of tidal energy converter (TEC) array operation on sediment dynamics. *European Wave and Tidal Energy Conference*, 1:1–9.
- NIKURADSE, J. (1931). Strömungswiderstand in rauhen rohren. *ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 11(6):409–411.
- NORSOK, N. (2007). N-003 : Actions and action effects. *Standards Norway, Edition*, 2:1–174.
- ORME, J., MASTERS, I. et GRIFFITHS, R. (2001). Investigation of the effects of the biofouling on the efficiency of marine current turbines. In *MAREC2001, International Conference of Marine Renewable Energies, London*, pages 91–99.

- PABLO, O., MAGNUS, H., THORSTEN, S. et PETER, B. (2017). Hydrodynamic loadings on a horizontal axis tidal turbine prototype. *Journal of Fluids and Structures*, 71:78–95.
- PALHA, A., MANICKATHAN, L., FERREIRA, C. et Van BUSSEL, G. (2015). A hybrid eulerian-lagrangian flow solver. *arXiv*, 03368:1–27.
- PAPADAKIS, G. et VOUTSINAS, S. G. (2014). In view of accelerating CFD simulations through coupling with vortex particle approximations. *Journal of Physics : Conference Series*, 524:012126.
- PELC, R. et FUJITA, R. M. (2002). Renewable energy from the ocean. *Marine Policy*, 26(6):471–479.
- PINON, G. (2005). *Modélisation numérique de jets transverses : application aux cas des inverseurs de poussée d'un avion en phase d'atterrissage*. Thèse, Université du Havre (FR).
- PIOMELLI, U. (2008). Wall-layer models for large-eddy simulations. *Progress in Aerospace Sciences*, 44(6):437–446.
- PRAKASH, A. et LAURENDEAU, E. (2020). Consistent surface roughness extension for wall functions. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 82:108552.
- QIUHAO, H., LI, y., DI, Y. et CHEN, J. (2017). A large-eddy simulation study of horizontal axis tidal turbine in different inflow conditions. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, 9:064501.
- RAJMOHAN, N., ZHAO, J. et HE, C. (2014). A coupled vortex particle/CFD methodology for studying coaxial rotor configurations. *5th Aeromechanics Specialists' Conference*, 1:1–11.
- RAMACHANDRAN, G., BREDMOSE, H., SORENSEN, J. et JENSEN, J. (2014). Fully coupled three-dimensional dynamic response of a tension-leg platform floating wind turbine in waves and wind. *Journal of Offshore mechanics and arctic engineering*, 136:020901.
- RANKINE, W. J. M. (1865). On the mechanical principles of the action of propellers. *Institute of Naval Architects*, 6:13–39.

- RAOUX, A., TECCHIO, S., PEZY, J., LASSALLE, G., DEGRAER, S., WILHELMSSON, D., CACHERA, M., ERNANDE, B., LE GUEN, C., HARALDSSON, M., GRANGERE, K., LE LOCH, F., DAUVIN, J. C. et NIQUIL, N. (2017). Benthic and fish aggregation inside an offshore wind farm : which effects on the trophic web functioning? *Ecological Indicators*, 72:33–46.
- REDFIELD, A. C. et DEEVY, E. S. (1952). Factors influencing the attachment and adherence of fouling organisms. *Marine fouling and its prevention*, 13:230–240.
- RETIÈRE, C. (1979). *Contribution à la connaissance des peuplements benthiques du golfe normanno-breton*. Thèse, Université de Rennes (FR).
- RIVIER, A., BENNIS, A.-C., JEAN, G. et DAUVIN, J.-C. (2018). Numerical simulations of biofouling effects on the tidal turbine hydrodynamic. *International Marine Energy Journal*, 1(2):101–109.
- ROBIN, I., BENNIS, A.-C. et DAUVIN, J.-C. (2021a). 3D numerical study of the impact of macro-roughnesses on a tidalturbine, on its performances and hydrodynamic wake (en cours d'examen). *JMSE*, 1:1–11.
- ROBIN, I., BENNIS, A.-C. et DAUVIN, J.-C. (2021b). 3D simulation with flow-induced rotation for non-deformable tidal turbines. *Journal of Marine Science and Engineering*, 9(3):1–26.
- ROBIN, I., BENNIS, A.-C. et DAUVIN, J.-C. (2021c). 3D simulation with flow-induced rotation for non-deformable tidal turbines. *14th European Wave and Tidal Energy Conference 2021*, 1:1–6.
- ROBIN, I., BENNIS, A.-C. et DAUVIN, J.-C. (2021d). Eulerian pressure-velocity/Lagrangian vorticity-velocity coupling applied to wake and forces calculation for biofouled tidal turbines. *4th WCCM-ECCOMAS Congress 2020*, 4127:1–12.
- ROBIN, I., BENNIS, A.-C., DAUVIN, J.-C. et GUALOU, H. (2019). Impact of tidal turbine biofouling on turbulence and power generation. *Congrès Français de Mécanique*, 1(3): 1–12.

- ROC, T. (2013). *Numerical Modelling for Hydrodynamic Impact and Power Assessments of Tidal Current Turbine Arrays*. Thèse de doctorat, University of Plymouth (UK).
- SANDOVAL, J., SOTO-RIVAS, K., GOTELLI, C. et ESCAURIAZA, C. (2021). Modeling the wake dynamics of a marine hydrokinetic turbine using different actuator representations. *Ocean Engineering*, 222:108584.
- SCHULTZ, M. P. et SWAIN, G. W. (1999). The effect of biofilms on turbulent boundary layers. *Journal of Fluids Engineering*, 121:44–51.
- SHIVES, M. et CRAWFORD, C. (2017). Tuned actuator disk approach for predicting tidal turbine performance with wake interaction. *International Journal of Marine Energy*, 17:1–20.
- SHUN-HAN, Y., JONAS, W. R., ERLAND, J. et ZHIQIANG, H. (2017). Biofouling on mooring lines and power cables used in wave energy converter systems—analysis of fatigue life and energy performance. *Applied Ocean Research*, 65:166–177.
- SICOT, C., DEVINANT, P., LAVERNE, T., LOYER, S. et HUREAU, J. (2006). Experimental study of the effect of turbulence on horizontal axis wind turbine aerodynamics. *Wind Energy*, 9(4):361–370.
- SMAGORINSKY, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91:99–164.
- SNEL, H., SCHEPERS, J. et NEDERLAND, S. E. C. (1995). *Joint Investigation of Dynamic Inflow Effects and Implementation of an Engineering Method*. ECN-C. Netherlands Energy Research Foundation ECN.
- SONG, S., SHI, W., DEMIREL, Y. et ATLAR, M. (2019). The effect of biofouling on the tidal turbine performance. *Applied Energy Symposium*, 1:1–10.
- SORENSEN, J. N. et MYKEN, A. (1992). Unsteady actuator disc model for horizontal axis wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 39(1): 139–149.
- SOUTHWELL, R. V. (1927). The elements of aerofoil and airscrew theory. by h. glauert. pp. 228. 14s. 1926. (cambridge university press.). *The Mathematical Gazette*, 13(189): 394–395.

- SPALART, P. et ALLMARAS, S. (1992). A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 46:92–0439.
- STRINGER, C. et POLAGYE, B. (2020). Implications of biofouling on cross-flow turbine performance. *SN Applied Sciences*, 2:464.
- TAORMINA, B., LAURANS, M., MARZLOFF, M. P., DUFOURNAUD, N., LEJART, M., DESROY, N., LEROY, D., MARTIN, S. et CARLIER, A. (2020). Renewable energy homes for marine life : Habitat potential of a tidal energy project for benthic megafauna. *Marine Environmental Research*, 161:105131.
- THOMAS, P. L., STEPHEN, R. T. et VICTOR, F. H. (2014). Assessing the influence of inflow turbulence on noise and performance of a tidal turbine using large eddy simulations. *Renewable Energy*, 71:742–754.
- TIRON, R., PINCK, C., REYNAUD, E. et DIAS, F. (2012). Is Biofouling a Critical Issue For Wave Energy Converters ? *22nd International Ocean and Polar Engineering Conference*, 1-4:669–679.
- TITAH-BENBOUZID, Hosna Benbouzid, M. (2015). Marine Renewable Energy Converters and Biofouling : A Review on Impacts and Prevention. *European Wave and Tidal Energy Conference*, Paper 09P1-4-2:1–9.
- UMAIR, A., IMRAN, A., APSLEY, D., STALLARD, T. et STANSBY, P. (2015). CFD simulations of a full-scale tidal turbine : comparison of LES and RANS with field data. *European Wave and Tidal Energy Conference*, 2:04001.
- VIDELA, H. (1996). *Manual of Biocorrosion*. Routledge.
- VOGEL, C., WILLDEN, R. et HOULSBY, G. (2018). Blade element momentum theory for a tidal turbine. *Ocean Engineering*, 169:215–226.
- WALKER, J., GREEN, R., GILLIES, E. et PHILLIPS, C. (2020). The effect of a barnacle-shaped excrescence on the hydrodynamic performance of a tidal turbine blade section. *Ocean Engineering*, 217:107849.
- WALKER, J. M., FLACK, K. A., LUST, E. E., SCHULTZ, M. P. et LUZNIK, L. (2014). Experimental and numerical studies of blade roughness and fouling on marine current turbine performance. *Renewable Energy*, 66:257–267.

- WATTERS, C. S. et MASSON, C. (2007). Recent advances in modeling of wind turbine wake vortical structure using a differential actuator disk theory. *Journal of Physics : Conference Series*, 75:012037.
- WILCOX, D. (2008). Formulation of the k - omega turbulence model revisited. *AIAA Journal*, 46:2823–2838.
- YANG, X., SADIQUE, J., MITTAL, R. et MENEVEAU, C. (2015). Integral wall model for large eddy simulations of wall-bounded turbulent flows. *Physics of Fluids*, 27:025112.

Annexes

Production scientifique

Liste des publications

- Robin, I., Bennis, A.-C. et Dauvin, J.-C. (2021a). **3D numerical study of the impact of macro-roughnesses on a tidal turbine, on its performances and hydrodynamic wake.** *Journal of Marine Science and Engineering*, 9(11), 1288.
- Robin, I., Bennis, A.-C. et Dauvin, J.-C. (2021b). **3D simulation with flow-induced rotation for non-deformable tidal turbines.** *Journal of Marine Science and Engineering*, 9(3) : 1-26.
- Raoux, A., Robin, I., Pezy, J.-P., Bennis, A.-C. et Dauvin, J.-C. (2021). **Multi-Disciplinary and Multi-Scale Assessment of Marine Renewable Energy Structure in a Tidal System,** *Journal of Energy and Power Technology*. *Journal of Energy and Power Technology*, 3 : 1-16.

Liste des actes de congrès

- Robin, I., Bennis, A.-C. et Dauvin, J.-C. (2021d). **Eulerian pressure-velocity/lagrangian vorticity-velocity coupling applied to wake and forces calculation for biofouled tidal turbines.** 4th WCCM-ECCOMAS Congress 2020, 4127 : 1-12.
- Robin, I., Bennis, A.-C., Dauvin, J.-C. et Gualou, H. (2019). **Impact of tidal turbine biofouling on turbulence and power generation.** CFM 2019, 1(3) : 1-12.
- Robin, I., Bennis, A.-C. et Dauvin, J.-C. (2021c). **3D simulation with**

flow-induced rotation for non-deformable tidal turbines. *EWTEC 2021*, 3 : 1-16.

Liste des exposés

- Séminaires M2C : 2 oraux (2018-2020).
- Journée des doctorants M2C : 2 oraux et 1 vidéo (2019, 2020, 2021).
- Journée des doctorants de l'ED PSIME : 1 oral (2019).
- 1 oral à EWTEC 2021 (Plymouth).
- 1 oral à ECCOMAS 2020 (Paris-2021).
- 1 oral au CFM 2019 (Brest).

Article

3D Numerical Study of the Impact of Macro-Roughnesses on a Tidal Turbine, on Its Performance and Hydrodynamic Wake

Ilan Robin ^{*}, Anne-Claire Bennis and Jean-Claude Dauvin 

Morphodynamique Continentale et Côtière (UMR CNRS 6143), Université de Caen Normandie, Rouen Normandie, 14000 Caen, France; anne-claire.bennis@unicaen.fr (A.-C.B.); jean-claude.dauvin@unicaen.fr (J.-C.D.)

* Correspondence: ilan.robin@unicaen.fr

Abstract: Biofouling is an important factor to consider when calculating the energetic efficiency of tidal farms. Despite the fact that biofouling effects have been widely investigated in the past for naval applications, very few studies concern tidal turbines. This paper proposes a numerical approach to assess the impact of biofouling on tidal turbines, which is efficient for testing many configurations. Two turbulence models are tested (RANS $k-\omega$ SST and LES Smagorinsky) for the motionless blade case to validate them. Then we chose to use the Smagorinsky model for the case of a complete tidal turbine rotor with realistically fouled blades. The pressure coefficient is strongly affected by the barnacle in the motionless blade case and the power coefficient is slightly degraded in the complete rotor case. Motionless blade cases do not represent the real biofouling behaviour for two reasons. First, sessile species settle in the down flow part of the chord where their impact is less important. Then, the surrounding turbulence provoked by the blades rotation in the rotor case reduces the impact of biofouling. In the wake, biofouling generates small vortexes that propagate into the larger ones, causing them to spread their energy.



Citation: Robin, I.; Bennis, A.-C.; Dauvin, J.-C. 3D Numerical Study of the Impact of Macro-Roughnesses on a Tidal Turbine, on Its Performance and Hydrodynamic Wake. *J. Mar. Sci. Eng.* **2021**, *9*, 1288. <https://doi.org/10.3390/jmse9111288>

Academic Editor: Eugen Rusu

Received: 14 October 2021
Accepted: 9 November 2021
Published: 18 November 2021

Publisher's Note: MDPI stays neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.



Copyright: © 2021 by the authors. Licensee MDPI, Basel, Switzerland. This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY) license (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

Keywords: marine renewable energy; tidal energy; fluid–structure interaction; biofouling; turbulence; numerical modelling

1. Introduction

When a surface is submerged in natural water, it is submitted to colonisation by numerous species. The accumulations of biological organisms on this surface is called biofouling. The first step of this phenomenon is the colonisation by micro-organisms like bacteria or micro-algae into a thin layer a few millimetres thick (biofilm) [1]. This thin film serves as a base for larger sessile species such as barnacles and mussels [2], which often organise in habitats allowing the arrival of mobile organisms (shrimps, crabs, ...). The speed, the kind and the arrangement of the colonisation depend on many factors [3]: depth, salinity, kind of surface, region, temperature, etc. Larvae are also able to select the substrate suitable for their development depending on the water streaming and chemical properties. Moreover, specific conditions can lead to particularities among the species. For example, in the Alderney Race located between France and United Kingdom, where the tidal stream is extremely energetic, the species evolving in such conditions are mainly smaller, with more developed fixing organs and a smoother surface [4]. Some studies show that biofouling also occurs on moving solids like ship propellers or tidal turbines. The biofouling is the origin of the artificial reef effect created by off-shore artificial constructions such as the wind turbine farms described in [5]. However, despite this positive effect, biofouling is a real challenge for the marine renewable implantation in sea water. Ref. [6] shows its negative impact on boat hulls. The experimental study shows a higher resistance on heterogeneous rough parts of the hull, which is very dependent on the position of the roughnesses [7]. More generally, studies of the effects of small roughnesses on the flow along a flat plate are well-understood in both air [8] and water [9]. Small structures promote

the boundary layer transition by making the boundary layer transition move upstream and also increase the rate of turbulence. With the development of renewable marine energies and some special cases in aviation, studies are aiming towards understanding the effects of various roughnesses on wing profiles [10]. Ref. [11] looks into the effect of ice accretion located on the leading edge and finds that the aerodynamic performance of the profile is significantly deteriorated by ice. Ref. [12] experimentally studied the effects of numerous cones distributed homogeneously over the surface of a blade in a wind tunnel. The study is carried out in stationary flow with solid cones ranging from 0.0035 c (chord) to 0.0285 c in height. Results show a strong increase in the drag. Ref. [13] investigates the aerodynamic impact of an isolated barnacle-shaped excrescence on a blade in a wind tunnel. The barnacle is 0.02 c high and is located at 60% of the chord. Three angles for the flow incidence are studied: 5°, 10° and 15° under two different operating modes: a stationary or oscillating blade. On the motionless blade, the barnacle has no impact on lift but considerably increases drag. The pressure coefficient field is very different between the 5° and 15° cases in the motionless case but seems very similar once the blade is set in motion.

Nevertheless, the marine environment at tidal sites is not easy to study in realistic conditions. So, the main parts of these studies are conducted in ideal conditions, easily replicable experimentally. In fact, marine currents are really strong and numerical approach is more suitable to predict biofouling in more realistic conditions. Most papers aim at developing models for small roughnesses. However with the development of CFD, more and more 2D studies are emerging: Ref. [14] investigates the effects of biofouling on a NACA0018 profile using numerous turbulence models (Reynolds Averaged Navier–Stokes (RANS): $k-\epsilon$, $k-\omega$ SST (Shear Stress Transport) and Large Eddy Simulation (LES): Smagorinsky). RANS $k-\omega$ -SST and LES-Smagorinsky gave close results for the blade performances but RANS models are less efficient than LES models to compute the vortexes in the wake. The results show that if the biofouling species are placed on the first half of the blade chord, their effects are maximised. Conversely, when biofouling is in the second half, the effects are reduced. This phenomenon is explained by the isolated roughnesses that create an early detachment of the boundary layer. Nevertheless, biofouling generates three-dimensional effects in the flow [15,16]. A 2D study is therefore not sufficient to fully understand such effects.

To our knowledge, the only work relating to the impact of biofouling on the performance of tidal turbines applied to a complete turbine is [17], where biofouling is a surface finish applied with a wall function on the whole turbine. In this paper, we propose to investigate the impact of a realistic fouling on an entire turbine. After a short introduction, Section 2 explains the methodology and methods used to carry out the numerical tests. Section 3 is the validation of the model and its comparison with the experimental data of [13]. Section 4 shows our results that are discussed. Section 4 draws the conclusion.

2. Materials and Methods

The numerical simulations are divided into two parts. The first part is a 3D model of a single blade with only one barnacle. This aims to validate the numerical model using the experimental results. The second part relates to the modelling of a complete biofouled rotor. That allows us to study the impact of a realistic implantation of sessile species on the performance and the wake of the tidal turbine. Unlike the work of [17], biofouling is explicitly represented in the mesh by integrating the barnacles into the 3D structure and not by using a roughness model applied to the turbine.

2.1. Experimental Setups

Experiments were carried out by [13,18] and their data were used for comparison with the numerical results.

The results of the **motionless blade experiment** chosen for the validation of the numerical model comes from [13]. Their experimental method is described hereafter. The tests were carried out in the Handley–Page wind tunnel with dimensions of 1.61 m high ×

2.13 m wide × 2.74 m long. The air flow velocity was 45 m·s⁻¹ with 2.5% turbulence. The blade is made from a NACA 63-619 foil of 0.55 m chord. It passes completely through the height of the wind tunnel. The barnacle is represented by a solid cone with a radius of 20 mm at its base and 10 mm at its top and a height of 11 mm, dimensions nearby to the *Balanus crenatus* found in the Alderney Race [4]. A total of 25 pressure orifices are positioned on and around the barnacle in order to follow the evolution of the pressure field. Three angles of attack are studied: 5°, 10° and 15°. Sensor HDI series gauge sensors measured the dynamic stall while pressure transducers were used to sample the pressure evolution along the blade. The experimental setup also allowed blade oscillation, but unsteady tests were not used here.

The **full rotor simulation** is built according to [18] and uses the IFREMER-LOMC¹ horizontal axis turbine. The water velocity was fixed to 0.8 m·s⁻¹ with 3% of turbulence intensity. The rotor rotation was forced by a motor to fix the Tip Speed Ratio (TSR) to 4. TSR is defined as follows :

$$\lambda = \frac{|\Omega_x|R}{U_\infty}, \tag{1}$$

where Ω_x is the angular velocity, R is the radius of the tidal turbine and U_∞ is the inlet flow velocity. The rotor characteristics are presented in Table 1.

Table 1. General characteristics of the IFREMER-LOMC turbine

Turbine Profile	IFREMER-LOMC NACA 63418	Unit
Rotor Radius (R)	350	mm
Hub Radius	46	mm
Pitch	0	degrees
TSR	4	-

Torque sensors were used to measure the power and drag coefficients of the entire structure, including the hub. Laser Doppler Velocimeters (LDV) were used to monitor the wake and vortices.

2.2. Governing Equations

The numerical model is used for validation (in air) and investigation (in water) cases. For the numerical simulations, the following hypothesis are considered:

- (i) Air and water are considered as viscous fluids.
- (ii) Both fluids are considered incompressible. This hypothesis can be questioned in the case of air, but the validation cases in air have a Mach number of 0.14. It is generally accepted that for a flow with a Mach number below 0.3, the fluid can be considered incompressible.
- (iii) Gravity is neglected.
- (iv) The study is carried out in the middle of the water column, so wave and bottom effects are neglected.

The 3D Navier–Stokes equations are suitable to solve the fluid motion under the incompressible assumption (with $i = 1, 2, 3$ representing the 3 directions in a Cartesian framework):

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} f_i + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \tag{3}$$

where u_i is the fluid velocity in the i -direction, t is the time, ρ is the fluid density (kg·m⁻³), p is the pressure, f_i represents the volumetric forces in the i -direction, and ν is the kinematic viscosity.

The RANS $k-\omega$ SST and LES Smagorinsky turbulence models give close results for the calculation of blade forces. However, the RANS approaches, including the $k-\omega$ SST model, known to be cheaper, do not give accurate results for the calculation of the wake. On the other hand, LES models like Smagorinsky offer better results for the generation and development of vortices in the wake but the computational cost is high. Thus, the both turbulence models are compared in this work.

2.2.1. Reynolds-Averaged Navier-Stokes Turbulence Model

In RANS models, the velocity u_i is decomposed into an averaged part ($\overline{u_i}$) and a fluctuating part (u'_i) such as:

$$u_i = \overline{u_i} + u'_i. \tag{4}$$

The low-frequency component is obtained by applying the Reynolds average ($\overline{\cdot}$) to the instantaneous velocity. This average is also applied to the pressure leading to the same decomposition.

In this framework, the Navier–Stokes equations are :

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0, \tag{5}$$

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_i} \overline{u_j}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \overline{f_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j}, \tag{6}$$

where \overline{p} is the mean pressure.

The mean value $\overline{u_i}$ is considered as varying slightly in time compared to the variation of fluctuation whereas the mean value of u'_i is zero. In order to solve Equations (5) and (6), the knowledge of the Reynolds stress tensor $\overline{u'_i u'_j}$ is necessary. After approximating this term using a turbulence viscosity depending on both turbulence kinetic energy (k) and specific dissipation rate (ω), the evolution equations for k and ω need to be solved to determine these quantities [19]. They are initialised as :

$$k = \frac{3}{2} (I |U_\infty|)^2, \tag{7}$$

where I is the turbulence intensity and U_∞ is the reference velocity (undisturbed velocity),

$$\omega = \frac{k^{0.5}}{0.009^{0.25} L}, \tag{8}$$

where L is a reference length scale equal to the chord of the profile (c) for the motionless blade simulation and to the rotor radius (R) for the full rotor simulation.

2.2.2. Large Eddy Simulation Turbulence Model

For LES, flow characteristics are separated into two parts according to the turbulent scales by applying a mathematical filter ($\tilde{\cdot}$). \tilde{u}_i is composed of the large eddies whose size is greater than the size of the filter. u^* carries the smaller eddies with a size inferior to the filter size. In the Smagorinsky turbulence model, the filter size is correlated with the mesh size and \tilde{u}_i is solved explicitly by solving :

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \left(-\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \tilde{f}_i \right) + (\nu + \nu_{sgs}) \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i}, \tag{9}$$

where \tilde{p} and \tilde{f}_i are the filtered pressure and volumetric forces, respectively. ν_{sgs} is the turbulent eddy viscosity. In the original Smagorinsky model, ν_{sgs} is computed as :

$$\nu_{sgs} = (C_k \Delta)^2 \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}, \tag{10}$$

where Δ is the width of the filter and S_{ij} is the resolved-scale strain rate tensor. However, the Sub Grid Scale Kinetic Energy (SGS TKE) variation of the Smagorinsky model is used here. This choice is made because of the ability of the SGS TKE to evaluate the forces and model the flows in the near walls. The classical Smagorinsky model does not allow modelling of the viscous sub-layer of the boundary layer without drastically increasing the number of cells [20]. Thus, ν_{sgs} is written:

$$\nu_{sgs} = C_e \Delta k_1^{0.5}, \tag{11}$$

where C_e is a constant of the SGS Kinetic Energy model constant and k_1 is the turbulent kinetic energy computed according to:

$$\frac{\partial k_1}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial k_1}{\partial x_i} = c_e \Delta_x \sqrt{k_1} \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} - C_\epsilon \frac{k_1^{\frac{3}{2}}}{\Delta_x} - \frac{1}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{c_e}{\sqrt{k_1}} \Delta \sqrt{k_1} \right) \frac{\partial k_1}{\partial x_i} \right], \tag{12}$$

2.3. Boundary Conditions

The boundary conditions are given by the following equations:

$$u_i|_{\delta\Omega_1} = U_\infty x_1, \tag{13}$$

$$p|_{\delta\Omega_2} = p_\infty, \tag{14}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} n_i|_{\delta\Omega_{3,4,5,6}} = 0, \tag{15}$$

$$u_i|_{walls} = 0, \tag{16}$$

where $\delta\Omega_1$ is the inlet, $\delta\Omega_2$ is the outlet and $\delta\Omega_{3,4,5,6}$ are the four other surfaces (bottom, up, front and back). *walls* represents solid structures, the blade surfaces here. n_i is the normal vector of the surface on which it is applied. p_∞ is the undisturbed pressure.

Equation (13) is a velocity inlet condition set to a constant value (U_∞) in the flow direction. Equation (14) describes the pressure outlet value (usually chosen to avoid to over-constrain the system). A slip velocity condition is considered on the surrounding surfaces to limit the side effects Equations (15) and (16) is a no-slip condition applied on the blades. This condition is only valid in the solid surface datum.

Meanwhile, the initial conditions were set to:

$$u_i|_\Omega = 0, \tag{17}$$

$$p|_\Omega = p_\infty, \tag{18}$$

where Ω is the computational domain.

2.4. Geometries, Meshes and Numerical Setups

For both cases, the 3D blade geometry is made using the open source software QBlade [21] that allows building of a blade using its various sections and twist. Two kinds of barnacles are studied to investigate the differences between them: a conical barnacle according to [13] experiment and a realistic barnacle generated using 3D digital imaging (Figure 1). The open CAD software Blender [22] is used to fix the barnacles to the structures.

SnappyHexMesh is a module of OpenFoam that generates unstructured meshes [19]. This module allows one to control the parameters of the mesh such as the number of refined layers near the walls, the size of the smallest computational cells, the skewness, the orthogonality, etc. Thus, all the meshes respect the following characteristics: skewness smaller than 4 and a non-orthogonality parameter lower than 60°. Near the walls, cells are always structured. The smallest cell length scale is $2.1875 \times 10^{-4} c$ and $5.6 \times 10^{-2} c$ for the biggest one. The meshes contain around 2 million cells for the motionless blade case and around 9 million for the full rotor simulation. The time step (ΔT) is computed by

OpenFoam using the $CFL < 0.5$ condition (Courant–Friedrichs–Lewy condition) on the computational domain to ensure the numerical stability of the code with:

$$CFL = u_{max} \cdot \left(\frac{\Delta T}{\Delta x_i} \right) < 0.5, \tag{19}$$

where u_{max} is the maximum velocity magnitude in the domain and Δx is the length of the local cell at the u_{max} position.

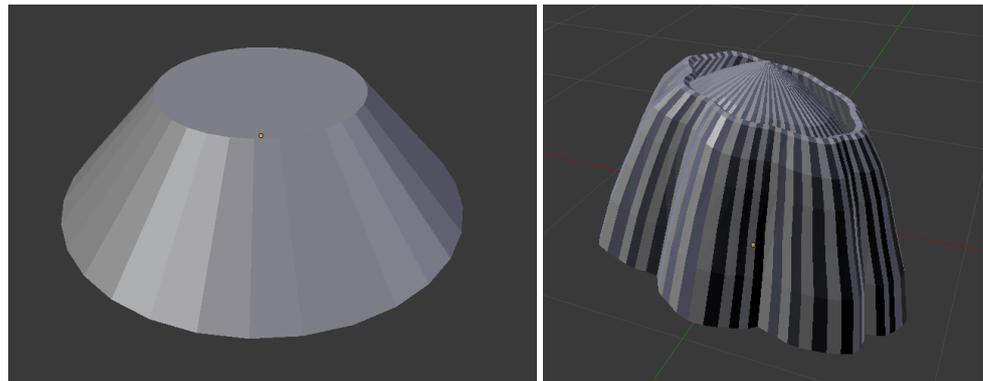


Figure 1. 3D structures of the conic (left) and realistic (right) barnacles.

2.4.1. Motionless Blade Simulation with a Single Barnacle

The blade structure made for this test is identical to that of the original experimental study [13]. This allows us to work on the validation of the full-scale model. The foil section is a 55 mm chord NACA 63-619. The barnacle is also placed at 60% of the chord at 40 mm from the centre of the blade in the y direction. The barnacle is thus located at 1/4 of the length of the blade. Half of the blade is used as a reference (clean blade), and the barnacle is placed in the middle of the second part of the blade (Figure 2). The experimental data show that the impact of the barnacle on the blade is limited to a few barnacle base diameters (0.3 c) around the barnacle. Thus, the barnacle should not impact the results of the clean part of the computational domain. Both barnacle geometries are tested and compared.

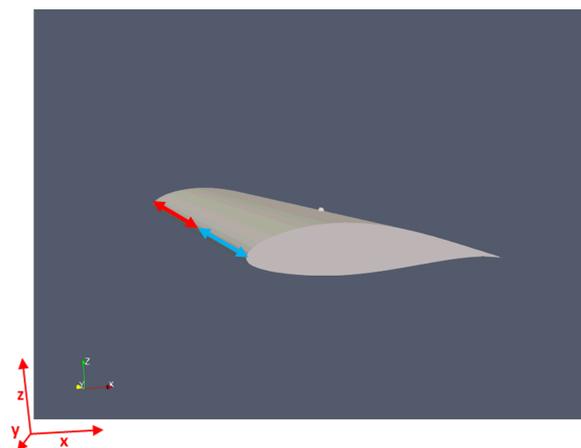


Figure 2. 3D geometry of the blade with one barnacle. The clean part of the blade is marked by the red arrow. The barnacle is in the middle of the section marked with the blue arrow.

Several sizes of computational domains were tested to remove the effects caused by boundary conditions for the smaller domain. Widths from 2 c to 8 c were tested and, after 3 c (1.65 m), numerical results were independent of the width. Thus the simulation channel is 1.60 m high × 8 m wide × 7.3 m long and limits the impact of the boundary conditions. The thinnest cells are located close to the blade walls to capture the boundary layer. The

dimensionless wall distance, y^+ is set to 1 on the clean section ($y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu}$, where y is the distance to the wall and u_τ is the friction velocity). Mesh is structured near the blade in six successive layers with an increase ratio of 1.3 between each layer. The wake expected position is refined using a refinement box to avoid the filtering by the mesh of the wake vortices. The refined mesh is shown in Figure 3. Irregularities on the 2D cut are due to 2D projections in 3D cells which are not distorted. The fluid used in motionless blade simulation is air (supposedly incompressible). The physical simulation parameters are given in Table 2.

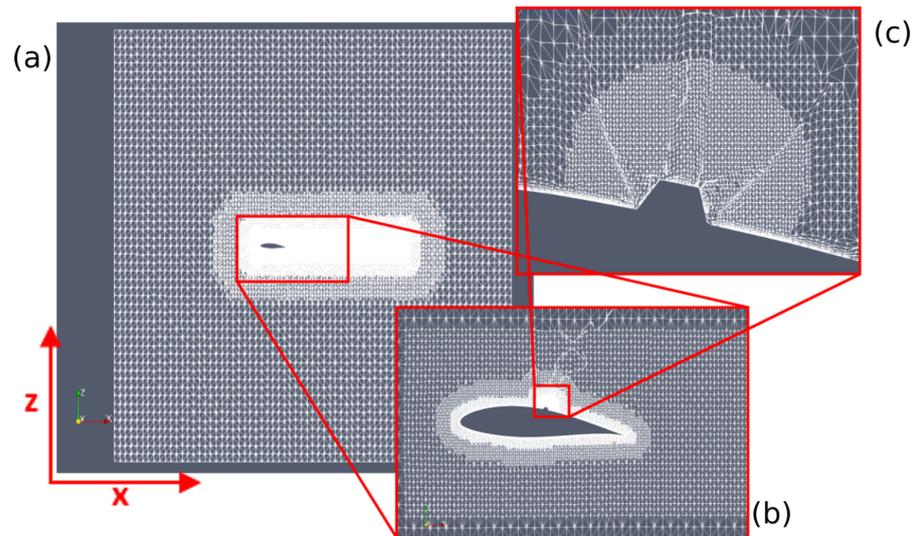


Figure 3. 3D geometry and mesh of the entire computational domain (a), around the blade (b), and around the conic barnacles (c). Distorted cells are due to the cutting plane and do not represent the 3D cells.

Table 2. Summary of the physical parameters used in simulations of the motionless blade cases.

Parameter	Value	Unit
ρ	1.177	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
ν	1.57×10^{-5}	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$
U_∞	45	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
p_∞	1.013×10^6	Pa
k	1.898	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2}$
ω	4.574	s^{-1}

Four angles of attack were tested and compared to experimental data (5° , 10° , 14° , 15°). The Reynolds number of the motionless blade cases (with the chord ($c = 0.055$ m) as reference length) is $Re_c = 1.5 \times 10^5$.

2.4.2. Full Rotor Simulation with a Realistic Barnacle Colonisation

In this section, a full rotor simulation is presented. The rotor hub is removed to limit the computation time. The turbine used in this work has been numerically studied previously for other subjects than biofouling (e.g., flow induced rotation) with clean blades [23]. Barnacles are fixed to the blades according to the realistic implantation on the blades of the AHH HS 1000 tidal turbine shown in [13] (Figure 4). We assume that the colonisation is identical on the three blades. The barnacles are settled on the downstream part of the blade, from 60% of the chord. Moreover, a large part of them are grouped in a patch. Indeed, the barnacles seem to favour the less energetic positions of the blades and their grouping contributes to protect them from the strongest currents. The chosen mesh for the clean case is the converged one used in [23]. It has been subjected to a mesh convergence study related to the forces applied to the rotor. For the fouled case, the general parameters of the

mesh are kept, and the barnacles are taken into account as part of the solid structures. The computational domain is a cube with sides equal to 4 rotor diameters. The cells are twice as thin in the X-direction, which is the direction of the main velocity. Both meshes (clean and fouled) are composed of about 9 million points. Around the turbine, a 1.5 diameter refinement cylinder forms a moving part of the mesh. It is connected to the static zone by an Arbitrary Mesh Interface (AMI) which transfers fluid information from one zone to the other. The rotation of this cylinder generates the rotation of the rotor by sliding on the static zone. The mesh is shown in Figure 5.

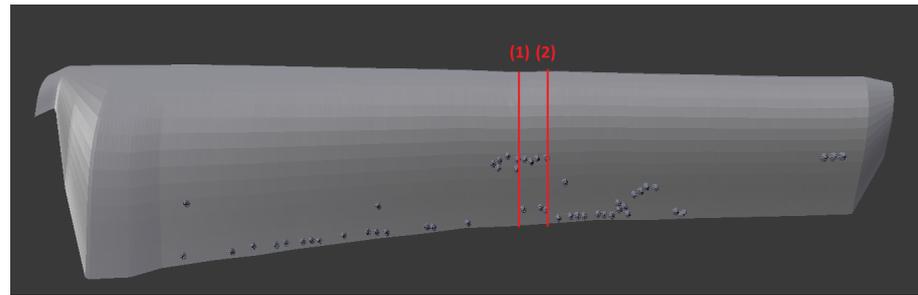


Figure 4. 3D geometry of one of the three blades of the rotor with barnacles. Red lines are cut positions for post-processing.

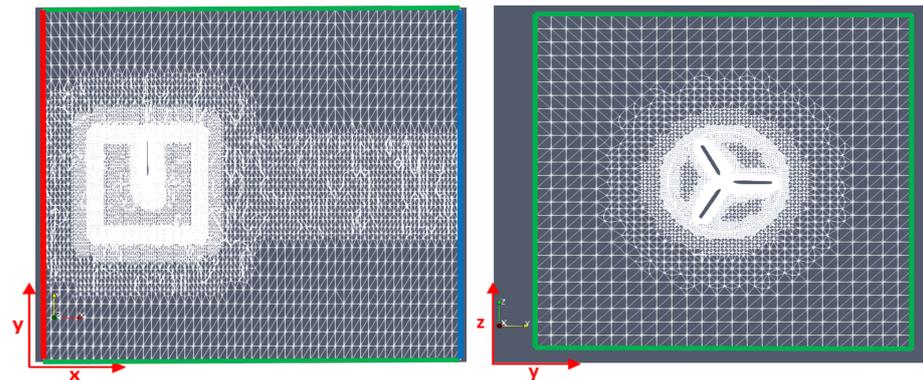


Figure 5. Views of the X–Y (left) and Y–Z (right) planes of the computational domain including the rotor geometry. Green lines are the no-slip boundary conditions, the red line is the inlet with the velocity condition and the blue line is the pressure outlet condition.

The full rotor is moving in the water. Physical and numerical parameters are given in Table 3.

Table 3. Summary of the physical parameters used in dynamic simulations of the rotor

Parameter	Value	Unit
ρ	1025	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
ν	1.3×10^{-6}	$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$
U_∞	0.8	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
p_∞	0	Pa
Ω_R	9.143	$\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$
I_∞	0.03	-

Ω_R is the rotor’s rotation speed and I_∞ is the turbulence intensity. The chord-based Reynolds number at the tip of the blades for the full rotor simulations is $Re_c = 1.7 \times 10^5$.

2.5. Test Case Summary

Four simulations were run for the single blade case with a single barnacle for four angles of incidence (5°, 10°, 14° and 15°). Two simulations were run with the full rotor

rotating structure: one with clean blades and one with a realistic colonisation of barnacles. To help distinguish the various configurations described above, the Tables 4 and 5 provide a summary of the various cases and give some additional numerical parameters.

Table 4. Summary of the numerical cases.

Case Name	Fluid	Rotation	Barnacle	Angle of Attack
Blade 5°	Air	No	Only one	5°
Blade 10°	Air	No	Only one	10°
Blade 14°	Air	No	Only one	14°
Blade 15°	Air	No	Only one	15°
Rotor clean	Water	Yes	Realistic	0°
Rotor colonised	Water	Yes	Realistic	0°

Table 5. Numerical parameters summary.

Case Name	ΔT_{min} (s)	ΔT_{min} (s)	ΔX_{min} (m)	Total Running Time
Blade 5°	$\sim 10^{-7}$	$\sim 10^{-4}$	2.2×10^{-4}	1.26
Blade 10°	$\sim 10^{-7}$	$\sim 10^{-4}$	2.2×10^{-4}	1.21
Blade 14°	$\sim 10^{-7}$	$\sim 10^{-4}$	2.2×10^{-4}	1.16
Blade 15°	$\sim 10^{-7}$	$\sim 10^{-4}$	2.2×10^{-4}	1.15
Rotor clean	$\sim 10^{-9}$	$\sim 10^{-4}$	4.4×10^{-4}	2.41
Rotor colonised	$\sim 10^{-12}$	$\sim 10^{-4}$	2.6×10^{-4}	1.505

3. Results

This section is separated into two parts. Section 3.1 refers to the validation and comparison of the models with the experimental data with a single blade with only one barnacle on it. It is completed by a short analysis of the wake. Section 3.2 presents the comparison of two simulations with a rotor. The first simulation is the reference case with clean blades (the results are compared to experimental data) and the second is the case with a realistic colonisation (Figure 4).

3.1. Motionless Blade Simulation with One Barnacle

To compare the numerical model results to experimental data, the pressure field around the barnacles is taken at every fluid cell centre (along the blade surface) in the studied area at fixed time points chosen after the flow stabilisation. On Figure 6 is presented the opposite of the pressure coefficient C_p given by $-C_p = \frac{p - p_\infty}{-q}$, with $q = 0.5\rho U_\infty^2 = 1191.71$ Pa. X^* is the scaled position as $X^* = (x/c, y/c, z/c) = (x^*, y^*, z^*)$, where x , y and z are, respectively, the stream-wise, the span-wise and the vertical directions. Nevertheless, with the LES model, results are not averaged, which explains slight asymmetries on pressure fields (Figure 6). The blade curvature is suppressed by projecting all the cells in a plane parallel to the blade mean angle. The mesh is refined around the complex geometries and the shape of the barnacle appears in the field extraction process.

The effects of the numerical conic barnacle are very similar to the experimental ones (Figure 6) (experimental pressure fields are available in [13]) : in all cases, the barnacle is preceded by an over-pressure followed by a strong depression at the top of it. The flow change extends further downstream (3 radii) than upstream (2 radii). On the sides, the impact is felt up to 4 radii. Even with a numerical model, the perfect symmetry of the results is not guaranteed because the turbulence of the fluid creates slight variations in the flow that impact the distribution of the fluid pressure near the wall. The orders of magnitude of the C_p coefficient are the same as those measured experimentally. The main value in the field is 5.2% higher in the numerical results. The effect of the angle of attack on the pressure field is consistent with measurements: the higher the angle, the smaller the biofouling effect. The pressure field is almost unchanged for an angle of attack of 15°.

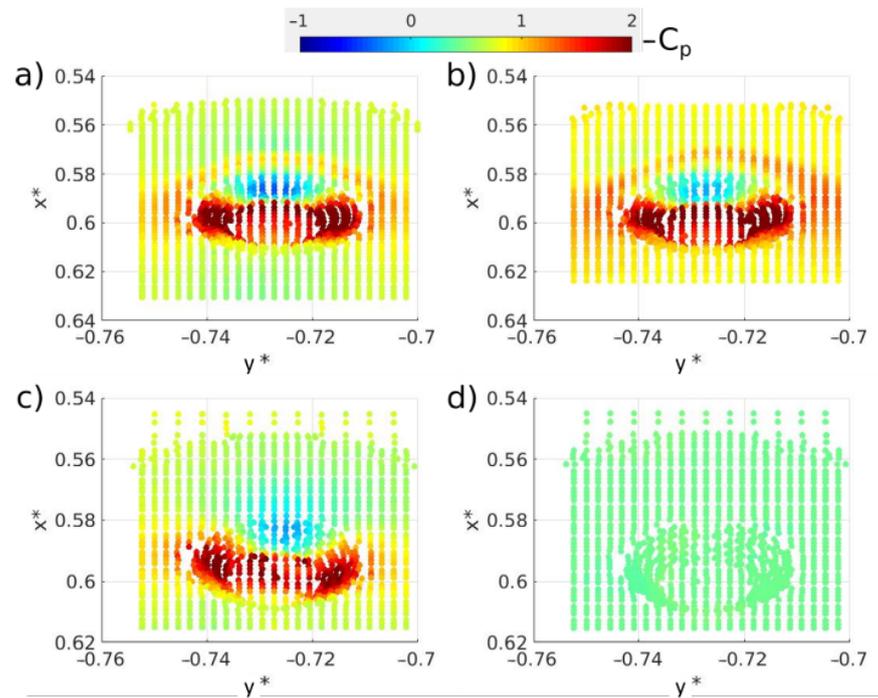


Figure 6. Opposite of the pressure coefficient ($-C_p$) around barnacle for an angle of attack of 5° (a), 10° (b), 14° (c) and 15° (d) on the blade surface. Results are from LES simulation.

To represent better the scales of the pressure variation and compare the models, the evolution of the opposite of C_p along the chord is plotted in Figure 7. The two models present different behaviours downstream of the barnacle. The $k-\omega$ SST model is better for the lowest angle of attack (5°), with the pressure increasing progressively along the chord as in the experimental data until it reaches its final value at the trailing edge. In contrast, the Smagorinsky model overestimates the pressure field which tends to decrease behind the barnacle. However, both turbulence models allow a good reproduction of the pressure drop in the fouling area.

With the 10° angle, the two turbulence models are closer in terms of mean value. However, the $k-\omega$ SST model better represents the overpressure in front of the barnacle. Downstream, both models underestimate the pressure along the blade.

The modelling is less accurate for 15° . Indeed, both turbulence models underestimate the impact of the barnacle on the flow. An additional computation is then performed to study the behaviour of the model in this critical range of values (Figure 8). At 14° , the simulated impact is more coherent with the measurements but some discrepancies are observed. We deduced that the experiment is highly sensitive to the angle of attack in the range between 14° and 15° . Small variations in the experiment or the 3D geometry can also interfere with results.

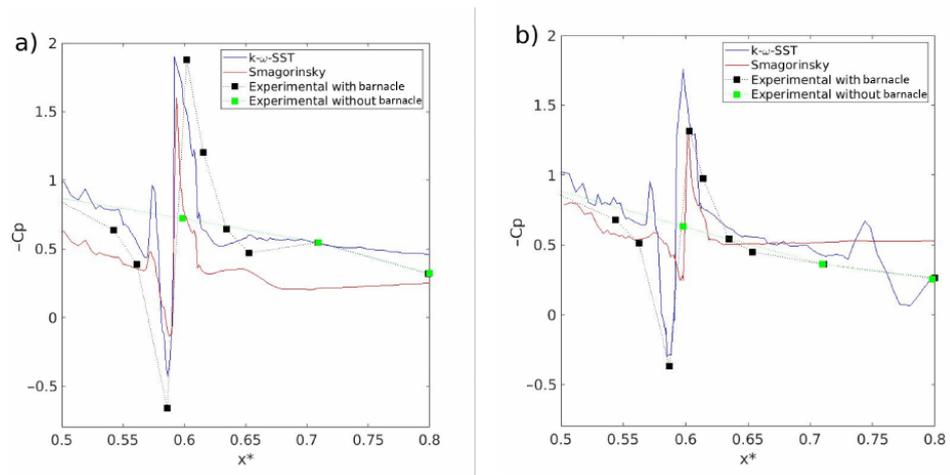


Figure 7. Opposite Pressure coefficient evolution ($-C_p$) according to the dimensionless x position (x^*) along the chord-wise position on the centre-line for an angle of attack of 5° (a) and 10° (b). Numerical results with $k-\omega$ SST (blue line) and Smagorinsky (red line) are presented for the fouled blade. Experimental values for clean and fouled blades are shown in green and black squares, respectively, from [13] data.

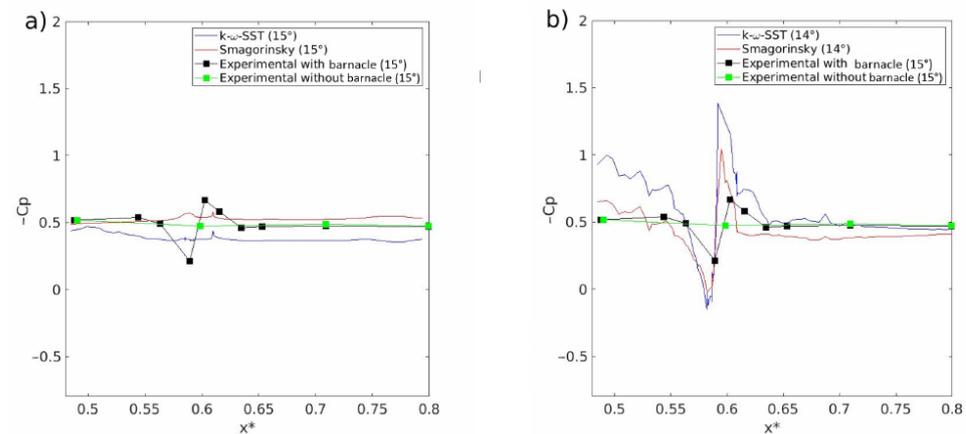


Figure 8. Opposite Pressure coefficient ($-C_p$) evolution according to the dimensionless x position (x^*) along the chord-wise position on the centre-line for an angle of attack of 15° (a) and 14° (b). Numerical results with $k-\omega$ SST (blue line) and Smagorinsky (red line) are presented for the fouled blade. Experimental values for clean and fouled blades are shown in green and black squares, respectively, (with an angle of attack of 15°) from [13] data.

Numerical simulation ensures a full C_p profile along the blade without having to invest in additional probes (Figure 9). For example, the small decrease in pressure before the overpressure ($0.56 < x^* < 0.57$) was not captured by the probes during the experimental session. This phenomenon only appears for low angles (up to 10°). Normal ($C_n = \frac{n}{q}$, where n is the forces normal to the blade per unit of span) and drag ($C_d = \frac{d}{q}$, where d is the pressure drag forces of the blade per unit of span) coefficients are computed (Figure 10). As shown in experimental data, the barnacle has no significant impact on C_n . The coefficient grows until it reaches the aerodynamic stall around 13° before decreasing with the angle. The drag coefficient is more impacted by the barnacle with an exponential increase for a mean angle greater than 10° . The barnacle causes an increase in this coefficient for low mean angles. However, when the angle continues to increase, the dynamic stall becomes more important and the effect of the barnacle fades. The numerical model reproduces this tendency. For the angle of attack of 15° , the pressure variations caused by the barnacle are

almost zero. The simulation then shows results close to those expected for a clean blade. The experimental data still show an impact for this angle but the numerical results at 14° overestimate these variations. Thus, the model seems very sensitive to the angle of attack parameter.

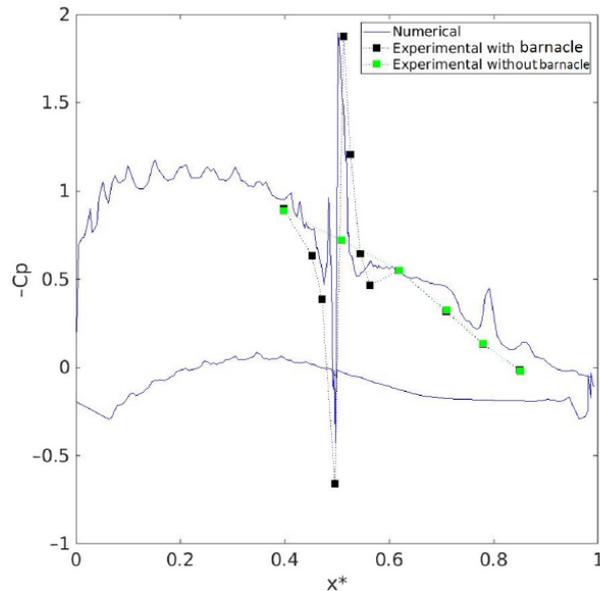


Figure 9. $-C_p$ evolution against the dimensionless x-position profile (including the lower face) at a fixed time point for numerical modelling with fouling (blue line) and experimental mean values for a clean blade (green squares) and a fouled blade (black squares) for an angle of attack of 5° from [13] data.

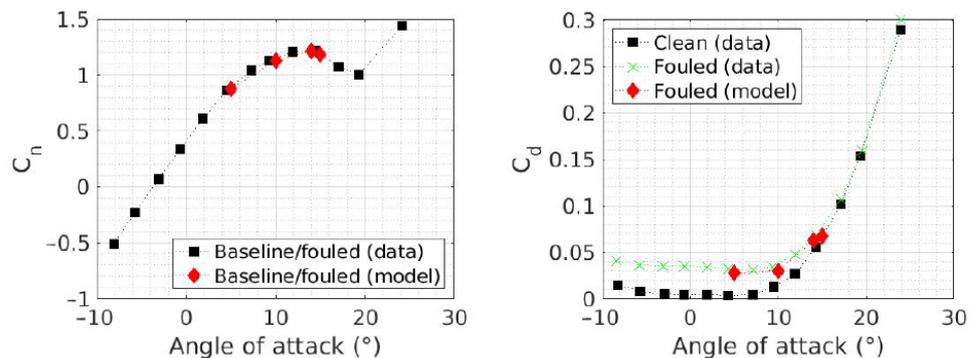


Figure 10. Normal (Left) and drag (Right) coefficients measurements against the mean angle for clean (black squares) and fouled (green crosses) blades from [13] data. Numerical results for fouled blades are represented by red lozenges.

The main difference between the two turbulence models is their ability to compute the wake. Figure 11 shows that the LES successfully separates the vortex releases from each other. The RANS model, which averages the physical quantities, only identifies the general shape of the wake. The intensity of the vortexes is also lower, indicating a higher numerical dissipation. Thus, the LES is chosen over the RANS for its better ability to represent the wake.

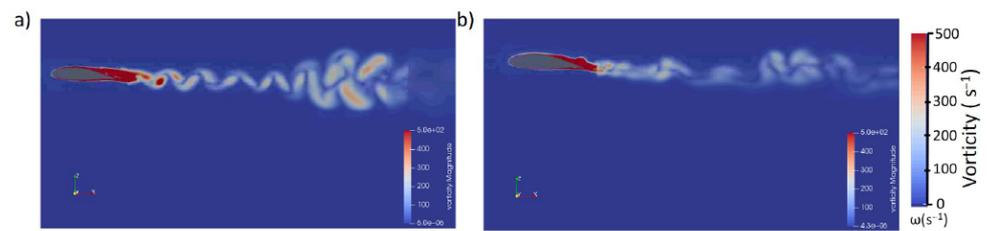


Figure 11. Magnitude of the vorticity around and behind the blade for the LES Smagorinsky (a) and the RANS $k-\omega$ SST turbulence model (b).

Figure 12 compares the time evolution of the wake of the clean part of the blade with the one in the plane of the barnacle with an angle of attack of 5° . In both cases, the first vortex is identical ($T = 0.4$ s) but, while the clean case starts to stabilise quickly with vortex releases alternating between the lower and upper surface, the barnacle case does not show vortices of high vorticity intensity ($>300 \text{ s}^{-1}$) during the first time steps. Once the wake is stabilised, the biofouling blade releases vortices that propagate “upwards” in a regular manner. The clean blade, on the other hand, shows a turbulence structure similar to Von Karman vortex streets.

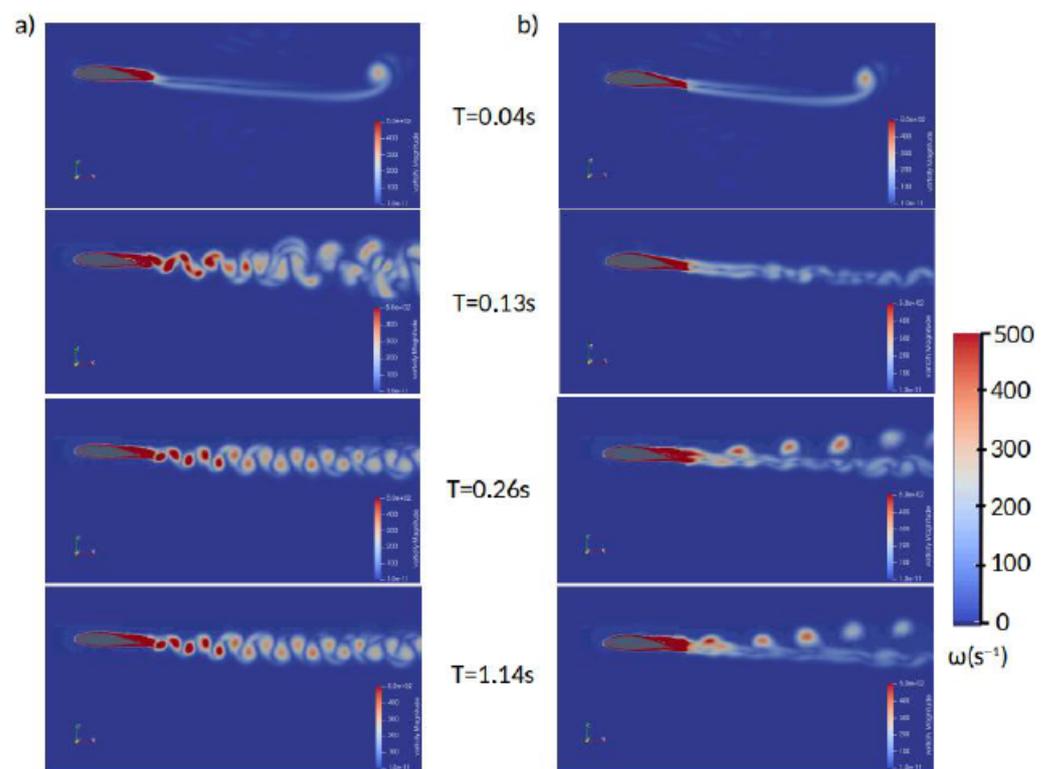


Figure 12. Magnitude of vorticity around and behind the blade at $T = 0.04$ s, $T = 0.13$ s, $T = 0.26$ s, and $T = 1.14$ s for cases without (a) and with (b) a barnacle.

Finally, the wake thickness is an interesting physical quantity to analyse: Figure 13 shows, as expected, that for the case without a barnacle as well as for the case with a barnacle, the wake thickness increases with the distance behind the blade. However, the behaviour of this increase is not the same in both cases. In the clean case, the increase is slower and follows a parabolic trend, while the case with the barnacle shows a faster and linear increase. Off the finer part of the mesh shown in Figure 3 which extends 4 chords downstream of the blade, the mesh is too coarse and diffuses the vortices too quickly to follow the evolution of the wake thickness. It would be interesting to know if, further

downstream, the wake thickness of the case without a barnacle eventually catches up with the one of the case with a barnacle.

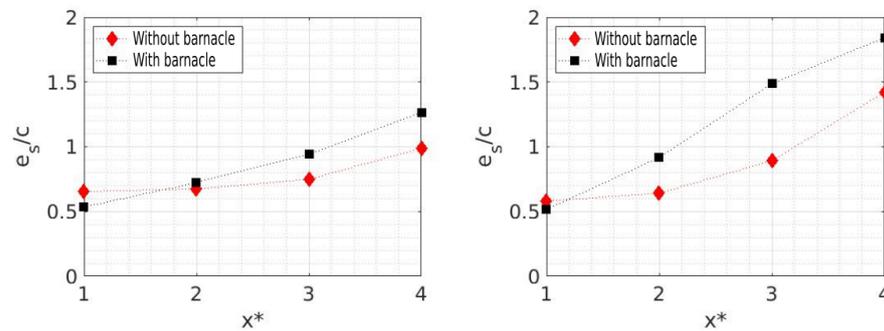


Figure 13. Dimensionless wake thickness as a function of dimensionless position in the wake without (red diamonds) and with (black squares) a barnacle for angles of attack of 5° (left) and 15° (right).

3.2. Full Rotor Simulation Simulation

3.2.1. Impact of Biofouling on Tidal Turbine Performances

The time evolution of the power and drag coefficients (C_{power} and C_d) for the complete rotor are shown in Figures 14 and 15. The realistic addition of the sessile species, according to [13], does not change the general behaviour of the turbine. However, a decrease in C_{power} by 1.6% is observed. It is explained by an early dynamic stall and the formation of re-circulation loops on the upper surface. However, under the chosen conditions, the barnacles do not seem to create any additional boundary layer stall, which transitions by itself relatively close to the leading edge. This can be explained by the particular position of the barnacles: the individuals naturally fix themselves in a zone that is already less energetic, where it is easier to settle. This small drop of C_{power} may also be related to the small area colonised. If the blade was more fouled, with larger or more numerous species, the result might be more significant. In any case, the difference of the pressure coefficient is not sufficient to conclude to a performance loss.

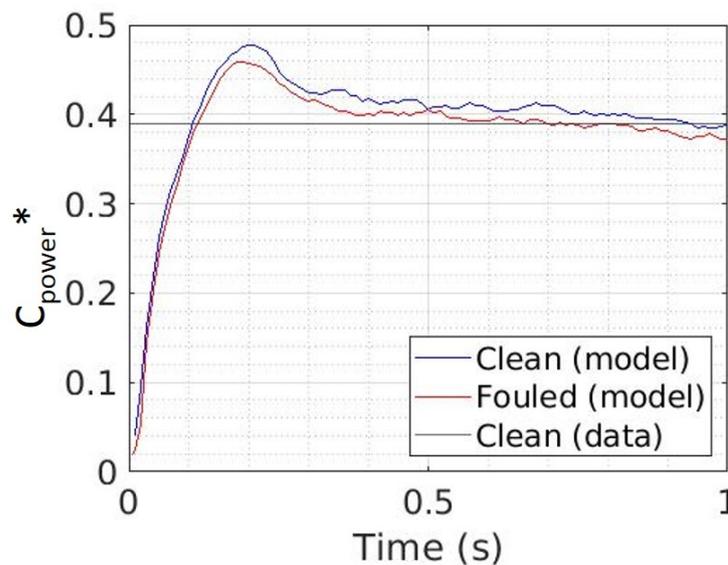


Figure 14. Time evolution of the corrected power coefficient (C_{power}^*). Measurements for a clean turbine are in black while numerical results for clean and fouled turbines are in blue and red, respectively.

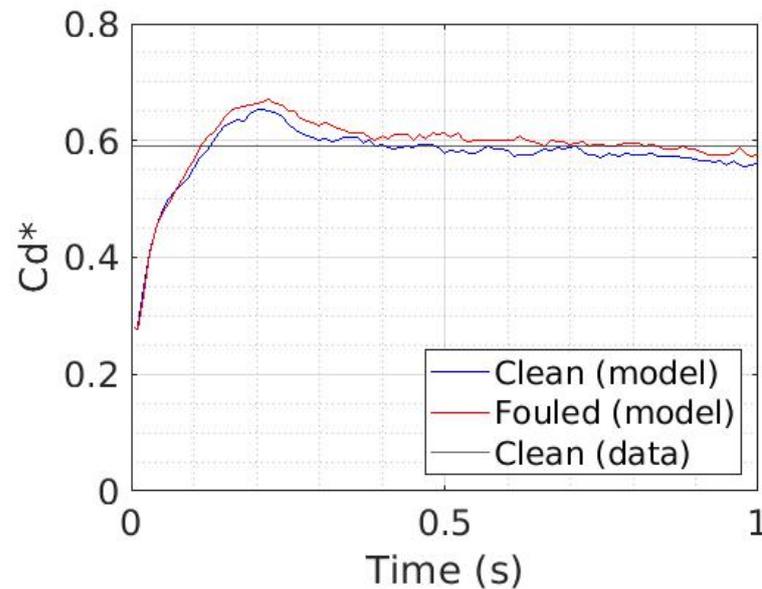


Figure 15. Same legend as for Figure 14 but for the corrected drag coefficient (C_d^*).

The drag coefficient increases by 7.5% (Figure 15). It is significantly less than for the motionless blade case simulation that reached a rising of 800% for low angles of attack. This result can be explained by two points. Barnacles do not take part in the dynamic stall, contrary to the motionless blade case where the barnacle is located at 60% of the chord. Then, the barnacles are not evenly distributed on the blade and remain relatively far from each other. 3D effects also play a role in the process: the vortexes generated by the more upstream barnacles are not directly sent into the wake as in 2D but continue to follow the blade on a different plane from the barnacle.

3.2.2. Impact of Biofouling on Tidal Turbine Wake

The chosen configuration does not allow us to see any significant impact of the colonisation on the wake of the tidal turbine. The fluid–structure interactions generated by the barnacles are small and are therefore quickly diffused and dissipated. The isovalues of the Q criteria show no significant differences in the wake or near wall. Nevertheless, a probe is placed downstream (1 diameter) of the turbine at the tip of the blade position (0.7, 0.35, 0) to study pressure, velocity and vorticity variations. The signals are relatively close for the clean and fouled cases. The amplitude of vorticity magnitude variation is lower in the biofouled case than in the clean one. The curve is also less smooth: showing that small vortexes regularly pass in the wake. A Discrete Fourier Transform (DFT) analysis of the vorticity signal is performed over 1.2 s with a time step of 0.005 s (240 samples) (Figure 16). The sample is one second long on the same time period for both cases. Both signals show a main harmonic around 2 Hz that corresponds to the tip vortex releases of the turbine. The intensity of the main harmonic (H1) is lower in the biofouled case than in the clean case. The first three harmonics are also slightly shifted (0.1 Hz) towards the high frequencies and less intense than in the clean case. In general, biofouling leads to an energetic decrease in the vortexes generated by the colonised surfaces.

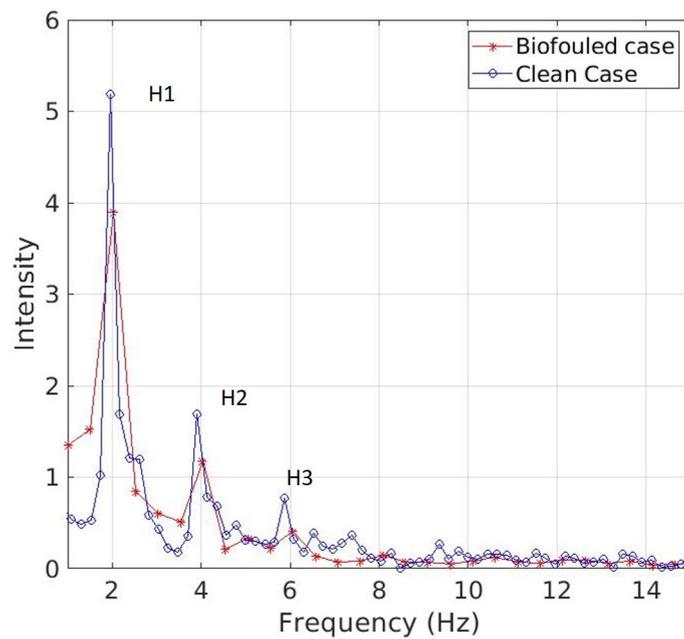


Figure 16. Discrete Fourier Transform of the vorticity numerical magnitude took one diameter behind the rotor at the tip of the blade position for a clean (blue line) and fouled (red line) tidal turbine. The probe appears on Figure 5.

A zoomed view of the blades allows us to understand how barnacles act on fluid to generate these vortices (Figure 17). These figures confirm the fact that barnacles are behind the boundary layer transition. Nevertheless, in the case of a single barnacle, the vortices generated by the fouling are directly sent downstream whereas in presence of a second barnacle in the same plan, the vortices remain blocked between the two barnacles. The recirculation loop acts as a new surface over which the fluid flows. This shows that a single barnacle can have more effect on the wake than a couple in the same plane.

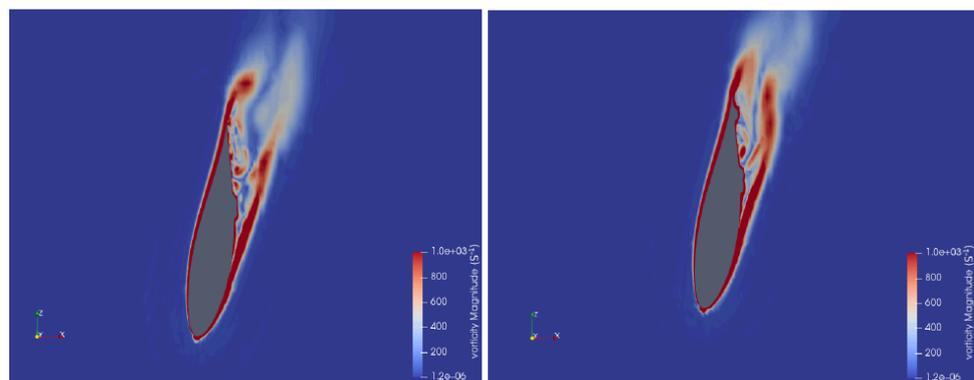


Figure 17. Zoomed view of two sections of one blade of the tidal turbine in the X–Z plan. The left refers to (1) and the right section refers to (2) on Figure 5.

4. Discussion and Conclusions

The three-dimensional study of explicit roughness raises difficult issues. The authors are aware that, despite the good results for the total forces, the pressure profiles shown in Figures 7–9, denote a non-physical behaviour (especially at the leading edge) even when averaged over time. This issue could perhaps be fixed using a finer mesh around the blade in the uniform straight flow. A mesh convergence study should therefore be carried out to overcome the issue.

For the full rotor, the authors were strongly constrained by the computational facilities. The mesh convergence was ensured by a preliminary study [23]. The numerical stability for the converged mesh requires very small time steps reaching (10^{-12} s). Thus, the simulations could only achieve three rotations in the clean case and two for the biofouled case. This produces drag and power coefficients which converge to a constant value, which allows us to conclude that the simulation is valid concerning the forces. However, the simulation time is too short to study a realistic behaviour of the wake, especially for the biofouled case. The DFT gives interesting results but should be performed on a longer time period.

The Reynolds number is also constant for the motionless blade and the full rotor simulations (around 1.6×10^5). A full scale turbine could have a higher Re in a realistic configuration. The increase in the Re would correspond to an increase in flow velocity relative to the blade profiles. However, experimental data from the motionless blade tends to show that the sooner the stall occurs, the less impact the biofouling has. The tests presented here may overestimate the actual losses due to biofouling.

This paper presents a numerical analysis of the impact of biofouling on turbines performances. Two turbulence models are compared to know which is the more suitable here. $k - \omega$ SST is better at predicting forces on the blade in the motionless blade cases (Figures 7 and 8) but the Smagorinsky model was used for the full rotor because of its capacity to compute the wake with accuracy (Figure 11).

Conclusions on the impact of biofouling on tidal turbines performances are close to the experimental results: for the motionless blade case, the barnacle does not impact the normal forces but highly increases the drag, especially for low mean angles. This phenomenon decreases when the angle continues to rise because of the natural stall of the profile that occurs upstream of the barnacle (Figures 6–8). No significant differences are noted between the conical and realistic barnacle structures. It is therefore recommended to work with the simplest model. A dynamic simulation of a full scale rotor is also performed with a realistic colonisation. Barnacles tend to be placed on the second part of the chord where the hydrodynamic stall creates a less energetic zone. This has the effect of greatly reducing their impact on the performance of the tidal turbine, which only loses less than 1% of its efficiency. The impact of the biofouling on the tidal turbine performance is clearly reduced in the full rotor case (Figures 14 and 15). First of all, the realistic position of barnacles (mostly in the second part of the chord) plays an important role on this result. Then, the fouled surface remains relatively low compared to the blade's surfaces. Lastly, the turbulence is quite different in the full rotor case; the blades generate big vortexes that propagate and possibly impact with the others. This increase in turbulence may be one of the reasons for the drop in the impact of the biofouling in realistic configurations. However, regardless of their position, biofouling generates drag (Figures 10 and 15). In the wake, the vortexes created by the biofouled structures are less energetic and diffuse more quickly (Figures 13 and 16). This phenomenon could even be advantageous for tidal farms where it is important that the downstream tidal turbines suffer little disturbance from the upstream tidal turbines in order to avoid rapid fatigue of the installations and a significant loss of production. However, it is important to remember that, although this is a realistic layout, there are as many configurations as there are geographical areas and therefore as many sessile species. Erect *Hydrozoans* that are not robust could have far greater effects than those highlighted here. More extensive colonisation could also change our results. Other implantation scenarios should now be explored. A characterisation and parametrisation of the biofouling will be considered to estimate the impact of the biofouling at different scale and development phases.

Author Contributions: Conceptualization, I.R. and A.-C.B.; methodology, I.R. and A.-C.B.; software, I.R.; investigation, I.R., A.-C.B.; writing—original draft preparation, I.R.; writing—review and editing, I.R., A.-C.B. and J.-C.D.; supervision, A.-C.B. and J.-C.D.; funding acquisition, A.-C.B. and J.-C.D. All authors have read and agreed to the published version of the manuscript.

Funding: The research was supported by the “Région Normandie” through a PhD grant (no grant number) and by the “Université de Caen Normandie” (no grant number).

Institutional Review Board Statement: Not applicable.

Informed Consent Statement: Not applicable.

Data Availability Statement: The authors will provide OpenFoam files and result data on request.

Acknowledgments: I. Robin was supported by the “Région Normandie” through a PhD grant and by the “Université de Caen Normandie”. A.-C. Bennis was funded by “Université de Caen Normandie”. The authors are grateful to the CRIANN for the calculation facilities and technical support. Thank you Patrice Robin for the English reviewing. The authors are grateful to the CRIANN for the calculation facilities and technical support. We thank Patrice Robin for his English revision.

Conflicts of Interest: The authors declare no conflict of interest. The funders had no role in the design of the study; in the collection, analyses, or interpretation of data; in the writing of the manuscript; or in the decision to publish the results.

Abbreviations

The following abbreviations are used in this manuscript:

Parameters	Definitions	Units
D	Rotor diameter	m
R	Rotor radius	m
c	Blade chord	m
$\delta\Omega_1$	Computational domain inlet surface	-
$\delta\Omega_2$	Computational domain outlet surface	-
$\delta\Omega_{3,4,5,6}$	Computational domain side surfaces	-
ν	Kinematic viscosity	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
ω	Rotor angular velocity	$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$
p	Fluid pressure	Pa
u	Fluid velocity	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
ρ	Fluid density	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
U_∞	Inlet velocity magnitude	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
p_∞	Undisturbed pressure	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
λ	Tip speed ratio	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$\overline{(\cdot)}$	Mean values	-
$\langle \cdot \rangle$	Filtered values	-
y^+	Dimensionless wall distance	-
Ω_R	Rotor's rotation speed	$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$
I_∞	Turbulence intensity	-
C_p	Dimensionless pressure coefficient	-
C_p^*	Corrected dimensionless power coefficient	-
C_d	Dimensionless drag coefficient	-

Notes

- ¹ The French Research and Sea Exploitation Institute-Waves and Complex Environment Laboratory in Le Havre

References

- Vinagre, P.A.; Simas, T.; Cruz, E.; Pinori, E.; Svenson, J. Marine Biofouling: A European Database for the Marine Renewable Energy Sector. *J. Mar. Sci. Eng.* **2020**, *8*, 495. [[CrossRef](#)]
- Titah-Benbouzid, H.; Benbouzid, M. Marine Renewable Energy Converters Biofouling: A Critical Review on Impacts and Prevention. In Proceedings of the EWTEC, Nantes, France, 6–11 September 2015; pp. 1–8.
- Kerr, A.; Beveridge, C.; Cowling, M.; Hodgkiess, T.; Parr, A.; Smith, M. Some physical factors affecting the accumulation of biofouling. *J. Mar. Biol. Assoc. UK* **1999**, *79*, 357–359. [[CrossRef](#)]
- Foveau, A.; Dauvin, J.C. Surprisingly diversified macrofauna in mobile gravels and pebbles from high-energy hydrodynamic environment of the ‘Raz Blanchard’ (English Channel). *Reg. Stud. Mar. Sci.* **2017**, *16*, 188–197. [[CrossRef](#)]

5. Raoux, A.; Tecchio, S.; Pezy, J.; Lassalle, G.; Degraer, S.; Wilhelmsson, D.; Cachera, M.; Ernande, B.; Le Guen, C.; Haraldsson, M.; et al. Benthic and fish aggregation inside an offshore wind farm: Which effects on the trophic web functioning? *Ecol. Indic.* **2017**, *72*, 33–46. [[CrossRef](#)]
6. Lindholdt, A.; Dam-Johansen, K.; Olsen, S.; Yebra, D.; Kiil, S. Effects of biofouling development on drag forces of hull coatings for ocean-going ships: A review. *J. Coat. Technol. Res.* **2015**, *12*, 415–444. [[CrossRef](#)]
7. Song, S.; Ravenna, R.; Dai, S.; DeMarco Muscat-Fenech, C.; Tani, G.; Kemal Demirel, Y.; Atlar, M.; Day, S.; Incecik, A. Experimental investigation on the effect of heterogeneous hull roughness on ship resistance. *Ocean Eng.* **2021**, *223*, 108590. [[CrossRef](#)]
8. Heechan, J.; Seung Woo, L.; Seung Jin, S. Measurement of Transitional Surface Roughness Effects on Flat-Plate Boundary Layer Transition. *ASME J. Fluid Eng.* **2019**, *141*, 074501.
9. Balachandar, R.; Blakely, D. Surface roughness effects on turbulent boundary layers on a flat plate located in an open channel. *J. Hydraul. Res.* **2004**, *42*, 247–261. [[CrossRef](#)]
10. Chakroun, W.; Al-Mesri, I.; Al-Fahad, S. Effect of Surface Roughness on the Aerodynamic Characteristics of a Symmetrical Airfoil. *Wind Eng.* **2004**, *28*, 547–564. [[CrossRef](#)]
11. Gholamhosein, S.; Mirzaei, M.; Nazemi, M.M.; Fouladi, M.; Doostmahmoudi, A. Experimental study of ice accretion effects on aerodynamic performance of an NACA 23012 airfoil. *Chin. J. Aeronaut.* **2016**, *29*, 585–595.
12. Orme, J.; Masters, I.; Griffiths, R. Investigation of the effects of the biofouling on the efficiency of marine current turbines. In Proceedings of the MAREC2001, International Conference of Marine Renewable Energies, London, UK, 27–28 March 2001; pp. 91–99.
13. Walker, J.; Green, R.; Gillies, E.; Phillips, C. The effect of a barnacle-shaped excrescence on the hydrodynamic performance of a tidal turbine blade section. *Ocean Eng.* **2020**, *217*, 107849. [[CrossRef](#)]
14. Rivier, A.; Bennis, A.C.; Jean, G.; Dauvin, J.C. Numerical simulations of biofouling effects on the tidal turbine hydrodynamic. *Int. Mar. Energy J.* **2018**, *1*, 101–109. [[CrossRef](#)]
15. Picioreanu, C.; Vrouwenvelder, J.H.; van Loosdrecht, M. Three-dimensional modeling of biofouling and fluid dynamics in feed spacer channels of membrane devices. *J. Membr. Sci.* **2009**, *345*, 340–354. [[CrossRef](#)]
16. Demirel, Y.K.; Turan, O.; Incecik, A. Predicting the effect of biofouling on ship resistance using CFD. *Appl. Ocean Res.* **2017**, *62*, 100–118. [[CrossRef](#)]
17. Song, S.; Shi, W.; Demirel, Y.K.; Atlar, M. The effect of biofouling on the tidal turbine performance. In *Applied Energy Symposium*; MIT: Cambridge, MA, USA, 2019; pp. 1–10.
18. Mycek, P. Numerical and Experimental Study of the Behaviour of Marine Current Turbines. Ph.D. Thesis, University of Le Havre, Le Havre, France, 2013. (In French)
19. Greenshields, C. *OpenFoam User Guide Version 6*; OpenFOAM Foundation: London, UK, 2018.
20. Ramirez-Pastran, J.; Duque-Daza, C. On the prediction capabilities of two SGS models for large-eddy simulations of turbulent incompressible wall-bounded flows in OpenFOAM. *Cogent Eng.* **2019**, *6*, 1679067. [[CrossRef](#)]
21. Marten, D.; Peukert, J.; Pechlivanoglou, G.; Nayeri, C.; Paschereit, C. QBLADE: An Open Source Tool for Design and Simulation of Horizontal and Vertical Axis Wind Turbines. *Int. J. Emerg. Technol. Adv. Eng.* **2013**, *3*, 264–269.
22. Community, B.O. *Blender-a 3D Modelling and Rendering Package*; Blender Foundation, Stichting Blender Foundation: Amsterdam, The Netherlands, 2018.
23. Robin, I.; Bennis, A.C.; Dauvin, J.C. 3D Simulation with Flow-Induced Rotation for Non-Deformable Tidal Turbines. *J. Mar. Sci. Eng.* **2021**, *9*, 250. [[CrossRef](#)]

Article

3D Simulation with Flow-Induced Rotation for Non-Deformable Tidal Turbines

Ilan Robin *, Anne-Claire Bennis and Jean-Claude Dauvin

Morphodynamique Continentale et Côtière (UMR CNRS 6143), Université de Caen (Campus 1), 14000 Caen CEDEX, France; ac.bennis@unicaen.fr (A.-C.B.); jean-claude.dauvin@unicaen.fr (J.-C.D.)

* Correspondence: ilan.robin@unicaen.fr; Tel.: +33-2315-657-55

Abstract: The overall potential for recoverable tidal energy depends partly on the tidal turbine technologies used. One of problematic points is the minimum flow velocity required to set the rotor into motion. The novelty of the paper is the setup of an innovative method to model the fluid–structure interactions on tidal turbines. The first part of this work aimed at validating the numerical model for classical cases of rotation (forced rotation), in particular, with the help of a mesh convergence study. Once the model was independent from the mesh, the numerical results were tested against experimental data for both vertical and horizontal tidal turbines. The results show that a good correspondence for power and drag coefficients was observed. In the wake, the vortices were well captured. Then, the fluid drive code was implemented. The results correspond to the expected physical behavior. Both turbines rotated in the correct direction with a coherent acceleration. This study shows the fundamental operating differences between a horizontal and a vertical axis tidal turbine. The lack of experiments with the free rotation speed of the tidal turbines is a limitation, and a digital brake could be implemented to overcome this difficulty.

Keywords: marine renewable energy; tidal energy; fluid–structure interaction; turbulence



Citation: Robin, I.; Bennis, A.-C.; Dauvin, J.-C. 3D Simulation with Flow-Induced Rotation for Non-Deformable Tidal Turbines. *J. Mar. Sci. Eng.* **2021**, *9*, 250. <https://doi.org/10.3390/jmse9030250>

Academic Editor: Matthew Lewis

Received: 29 January 2021
Accepted: 21 February 2021
Published: 26 February 2021

Publisher's Note: MDPI stays neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.



Copyright: © 2021 by the authors. Licensee MDPI, Basel, Switzerland. This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY) license (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

1. Introduction

Pushed by the energetic transition, a lot of countries are developing their sectors of renewable energies. Even though they represent 3/8 of the global wind energy potential [1], marine renewable energies have a number of advantages: The density of the recovered energy is higher with bigger wind turbines and less turbulent wind or tidal turbines in sea water. Fishermen are the first opponents to the implantation projects, yet the installation of wind or tidal turbine farms seems to favor the development of marine ecosystems owing to the reef and reserve effects [2]. Marine renewable energies have a huge potential with several thousands of TWh/month for offshore wind turbines alone [3]. Today, the tidal energy potential is less than that for wind or wave energies. Potentials are calculated depending on existing technologies, and as tidal turbines are more recent than wind turbines, their potential is less. Both technologies use a rotor that needs a certain amount of energy density to start. For that reason, new foil designs are proposed to allow turbines to start with lower speed flows [4]. Some other options include telescopic blades in order to control the momentum and the load as presented in Jamieson's patent US6972498B2: "Variable diameter wind turbine rotor blades". In such cases, the turbine starting point (the minimum flow velocity at which the turbine starts to turn) is critical for understanding the real contribution of such systems. Moreover, tidal turbines are often placed in bidirectional alternative flows, which subject them to numerous restarts.

This paper aims at introducing a method to simulate the flow induced by fluid–structure interactions applied on tidal turbines. This method allows one to study, at the same time, the turbine starting point, the acceleration phase and the turbine performance with a numerical approach.

Since its emergence in the 18th century, there have been two approaches in fluid mechanics: Eulerian [5] and Lagrangian modeling. For a free stream, Lagrangian models are more effective in terms of calculation time. However, when it comes to fluid–structure interactions, which are essential for studying energy recovery systems such as tidal turbines, particles badly interact with walls [6,7]. Therefore, Euler equations have spread faster in industry and the research community. They have been widely used to predict wind turbines' [8,9] and tidal turbines' [10] performance. With the development of computer science and the increase in computing capacity, numerical modeling has also progressed from one-dimensional to three-dimensional (3D) cases [11], passing through two-dimensional (2D) cases [12]. This last type is a good compromise between computation time and accuracy. Even if 3D models are more suitable for predicting turbine energy recovery than 2D, their computational costs are higher when solving the Navier–Stokes equations (around 30 times higher than 2D).

Simpler models have been developed to reduce these costs, mainly used first for wind turbines. The actuator disk [13], which does not take the blade design into account, can only be used to pre-evaluate the turbine production owing to its high rotor size, but its accuracy remains low. The blade element momentum method (BEMM) subdivides the blade into 2D foils with different lift and drag and deduces the total performance of the turbine from it. The BEMM is initially used to predict and improve wind turbine designs but can also be used for tidal turbines [14]. The method is limited by its poor management of 3D effects. Blade tip vortices are ignored, and it is not possible to account for large variations in blade thickness. The model has to be applicable to the study of high roughness on the blades (in particular, to be able to take into account biofouling). The lifting line theory method (LLTM) uses Kutta and Joukowski's conditions on finite sections to compute the circulation around the blade and deduces its performance [15]. Vortex filaments are used to model the wake. This method requires strong conditions such as the flow being attached to the blade that are not respected by fouled blades. Coupled methods involving these prediction methods and Navier–Stokes codes have also emerged for predicting tidal turbine performance at a large scale [16], but they are subject to the same conditions.

Despite the computation costs, a full 3D Eulerian Navier–Stokes simulation is the most accurate way to model the tidal turbine motion. This kind of approach has already been carried out in the past (e.g., [17]). Nevertheless, it is widespread to use a forced rotation to set the blades in motion, whether experimentally or numerically. This motion is effective for representing performance at certain operating points but does not respect the energy recovery chain: energy is provided by the rotor engine or by the code according to the type of experiment. This does not allow studying the starting points of turbines or their acceleration. Flow-induced rotation is more respectful of the energy recovery chain: both kinetic and converted energies come from the stream. We propose simulating the flow-induced rotation of the tidal converter. From what we know, this aspect has still not been addressed. Flow-induced solvers have already been used to compute a heaving buoy [18] or a floating ship [19] but not in an energy recovery system.

In this work, the turbine was considered as a non-deformable solid. This means that the blades do not bend under the forces applied by the fluid. The distance between each point of the solid is constant. In fact, when they rotate, the blades of tidal turbines are under high stresses, and therefore, they are deformed [20]. However, this type of interaction makes the problem much more complex. Solving the deformations requires a high computing time because the calculation code must be able to solve the fluid and solid deformation equations.

After a short introduction, Section 2 presents the methodology pursued. The experimental setups are first described, and then, the governing equations are detailed. The difference between flow-induced rotation and forced rotation is explained. The boundary and initial conditions are given, and 3D geometries and meshes are presented. Section 3 is dedicated to the mesh convergence, the model validation with experimental data, and the flow-induced simulation. Conclusions are drawn in Section 4.

2. Methodology

2.1. Experimental Setup

2.1.1. Horizontal Axis Tidal Turbine Experimental Setup

The numerical simulations were built to reproduce the laboratory experiment of [21], which we briefly describe hereafter. IFREMER (the French Research and Sea Exploitation Institute) facilities were used for the lab experiment. The flume tank size was $2 \times 4 \times 18$ m and could generate a stream-wise flow velocity of 0.1 to $2.2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Two turbulence intensities were tested ($I_\infty = 3\%$ and $I_\infty = 15\%$). The turbine was set in motion by a motor that forced the rotation speed and controlled the tip speed ratio (TSR). The TSR is a nondimensional number used for turbine studies, defined as the ratio between the rotor tip velocity and the upstream flow velocity:

$$\lambda = \frac{|\Omega_x|R}{U_\infty}, \tag{1}$$

where Ω_x is the angular velocity, R is the radius of the tidal turbine and U_∞ is the inlet flow velocity.

The IFREMER-LOMC (LOMC is the Waves and Complex Environment Laboratory in Le Havre) turbine characteristics are given in Figure 1. More details about the twisted blades are given in [21].

Description	IFREMER-LOMC
Profile	NACA 63418
Rotor Radius (R)	350 mm
Hub Radius	46 mm
Hub length	720 mm
Pitch (set angle)	0°
Studied TSR	[0–10]
Sense of rotation	counter-clockwise
Reynolds (Re_∞)	$[140–420] \cdot 10^3$

(a) Turbine model general description.



(b) Photography of a turbine model

Figure 1. General characteristics (a) and design (b) of the IFREMER-LOMC turbine [21], University of Le Havre, 2013.

Power and drag coefficients were measured using a torque sensor rather than a load cell. The wake was monitored with an LDV (laser Doppler velocimeter) system. The experimental trials included the hub and mast. The torque measurement included forces on these parts. The load and wake characteristics are shown and compared in Section 3.

2.1.2. Vertical Axis Tidal Turbine Experimental Setup

Numerical simulations were also performed for the Darrieus vertical turbine presented hereafter. This turbine following the A-10 geometry was built during the HARVEST program [22]. The blades are straight and built from a 0.032 m chord NACA0018 profile foil. The profile is projected on the turbine rotation circle.

The model was a 1:5 scale of the original turbine [23]. The rotor was 0.175 m in height, and its diameter was 0.175 m (Figure 2). The inlet flow was water moving at $V_\infty = 2.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Laboratory tests were performed in the current flume of LEGI (Grenoble-Alpes University and CNRS), and a motor was used to force the turbine rotation to reach TSRs of 1.0, 2.0 and 3.0. The trials aimed at studying the impact of various fairings on the tidal turbine performance. A free turbine experiment was carried out as a reference case. The complete structure also included a mast and three diametrical blades. We used the laboratory data in Section 3 for the comparison with the model results.

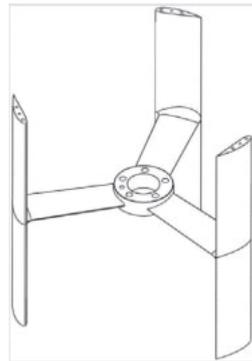


Figure 2. Geometry of the Darrieus tidal turbine [22], University of Grenoble, 2011.

2.2. Governing Equations

This study used the 3D Eulerian Navier–Stokes equations for solving the motion of an incompressible fluid (for $i = 1, 2, 3$):

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_i} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} f_i + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j}, \tag{3}$$

where u_i is the fluid velocity in the i -direction, t is time, ρ is the fluid density ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$), p is the pressure, f_i represents the volumetric forces and ν is the kinematic viscosity.

The authors of [12] show that turbulence can be solved with accuracy using k - ω -SST (shear stress transport) or LES (large eddy simulation). In this study, the Smagorinsky LES model [24]) was chosen because of its capacity to predict the formation and the transportation of the vortices.

LES is based on a flow separation into two parts by applying a spatial filter (see Equation (4)) such that:

$$u_i(x_i, t) = \bar{u}_i(x_i, t) + u'_i(x_i, t), \tag{4}$$

where \bar{u}_i represents the turbulent structures whose length scales are larger than the filter width. These structures are explicitly solved. By contrast, u' is for structures with length scales smaller than the filter width, and the effects of these structures are parameterized.

The Smagorinsky scheme uses a discrete spatial filter. The Navier–Stokes equations can then be written as [25]:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = \bar{f}_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\Delta^2}{12} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} [(v + \nu_t) \bar{S}_{ij}], \tag{5}$$

where \bar{P} , \bar{S}_{ij} and \bar{f}_i are the filtered pressure, deformation tensor and volumetric forces, respectively. ν_t is the turbulent eddy viscosity. Δ is the width of the filter.

In OpenFoam, ν_t is given by

$$\nu_t = C_k \Delta k^{0.5}, \tag{6}$$

where k is the turbulent kinetic energy computed according to:

$$\frac{C_e}{\Delta} k^2 + \frac{2}{3} \text{tr}(D_i) k + 2C_k \Delta (D_i) : D_i, \tag{7}$$

with $D_i = \frac{1}{2} (\nabla u_i + \nabla u_i^T)$ being the tensor of deformations.

PimpleFoam was used as a fluid solver, and it is described in the OpenFoam documentation [26] as a “Transient solver for incompressible, turbulent flow of Newtonian fluids on

a moving mesh”. It is based on an algorithm coupling velocity to the pressure equations. Equation (8) was used to construct a first estimate of the velocity U_i^* . The pressure, P , was deduced from Equation (9) using U_i^* . The velocity matrix could then be corrected. This operation was repeated until the solution reached the convergence criteria, which were set to 10^{-6} for the error, before moving to the next time step (Figure 3).

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \nabla \cdot (u_i u_j) + \nabla \cdot R_i = -\nabla p. \tag{8}$$

$$\nabla^2 p = f(u_i, \nabla p). \tag{9}$$

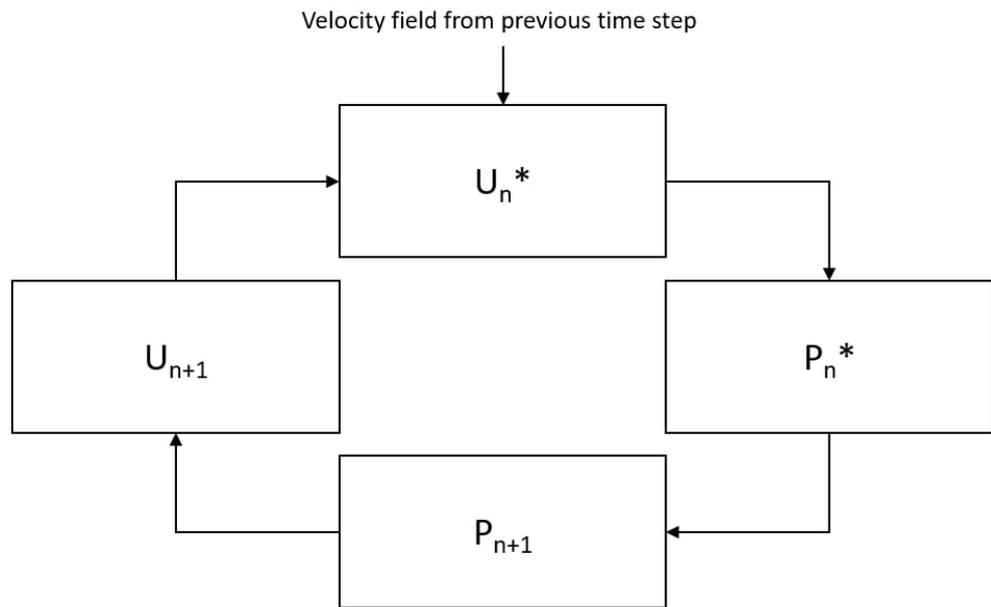


Figure 3. Scheme of one iteration of PimpleFoam performed and repeated until the reaching of the convergence criteria. U_n^* and P_n^* are, respectively, the estimate of the velocity matrix and pressure matrix. P_{n+1} and U_{n+1} are the corrected pressure and velocity fields at iteration n.

The motion of the structure was computed using the module named `sixDoFRigidBodyMotion`, which was added to PimpleFoam to model the fluid–structure interaction. This module computes the forces acting on the blades and converts them into point displacement for the close-rotor mesh. Without this module, these point displacements are fixed with a constant value that constrains the rotation of the rotor at a certain speed. In our “forced rotation” cases, the `sixDoFRigidBodyMotion` module was disabled and the rotation speed was set to obtain a certain tip speed ratio. The forces on the blade could be retrieved (Figure 4). When the rotation was induced by the flow, the forces and momentum were calculated from the flow characteristics using Equations (10) and (11). They were then converted into acceleration or moments of inertia depending on the system constraints using Equation (12). When the system was stabilized at the final free speed, all the energy brought by the fluid was converted into rotation speed. The forces acting on the blades were, therefore, equal to zero.

$$F_i = \sum_{surface} f_n \cdot n_i + f_{shear} \cdot t_i, \tag{10}$$

$$M_i = \sum_{surface} r_i (f_n \cdot n_i + f_{shear} \cdot t_i), \tag{11}$$

where F_i is the total force applied on the surface, and M_i is the moment in the i-direction. n_i and t_i are surface normal and tangential vectors in the blade datum, respectively. f_n and

f_{shear} are the related norms. r_i is the lever arm. The summation surface is the blade's surfaces.

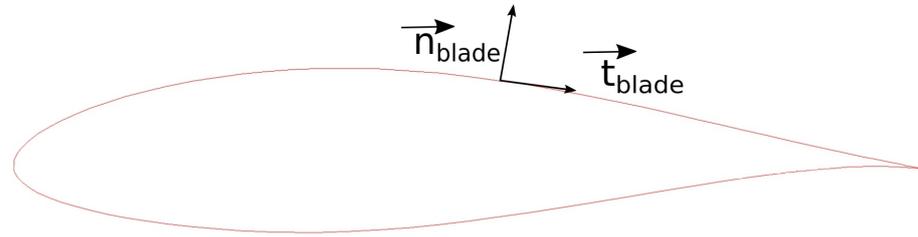


Figure 4. \vec{n}_{blade} and \vec{t}_{blade} for a blade profile (red line).

In the flow-induced cases, the rotor angular acceleration (α) was calculated using the following equation:

$$\sum_{surface} M_i = \alpha I_i, \tag{12}$$

where I_i is the moment of inertia. Note that $\alpha = 0$ in the case of a forced rotation.

In OpenFoam 6.x, solid and fluid equations are strongly coupled together within PimpleFoam in order to represent physical motions with accuracy. After the initialization phase of the flow, the forces and displacements were computed for each PimpleFoam iteration. When all the variables reached their convergence criteria, the model started a new time step. A more accurate description of the solver is available in [9]. The difference between forced and flow-induced approaches is shown in Figure 5.

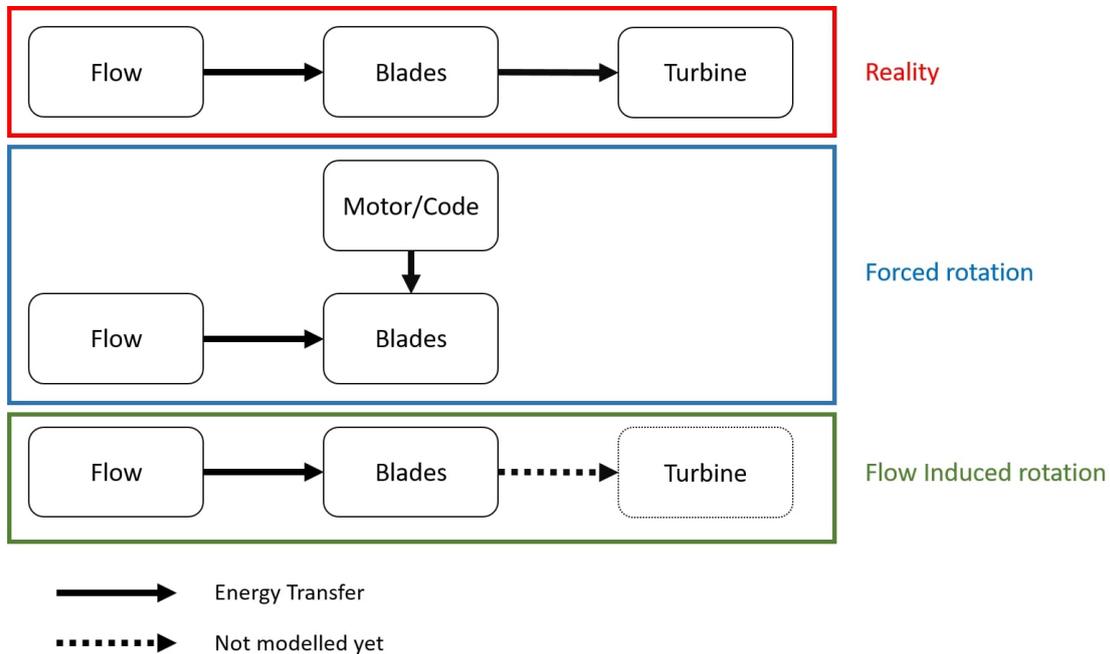


Figure 5. Energy recovery chain for real life (red box), the forced rotation (blue box) and the flow induced rotation (green box). Black arrows represent the energy transfer.

Boundary and Initial Conditions

The numerical configuration was built to reproduce the laboratory experiments described in Section 2.1. The boundary conditions were:

Boundary conditions:

$$u_i|_{\delta\Omega_1} = U_\infty x_1, \quad (13)$$

$$p|_{\delta\Omega_2} = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} n_i|_{\delta\Omega_{3,4,5,6}} = 0, \quad (15)$$

$$.u_i|_{rotor} = 0, \quad (16)$$

Meanwhile, the initial conditions were set to:

Initial conditions:

$$u_i|_{\Omega} = 0, \quad (17)$$

$$p|_{\Omega} = 0, \quad (18)$$

where Ω is the computational domain, $\delta\Omega_1$ is the inlet, $\delta\Omega_2$ is the outlet and $\delta\Omega_{3,4,5,6}$ are the four other surfaces (bottom, up, front and back). n_i is the normal vector of the surface on which it is applied.

Equation (13) describes the inlet velocity set to a constant value (U_∞) that follows the x-direction. A pressure outlet value is given by Equation (14). A slip velocity condition was applied on the bottom, up, front and back surfaces (Equation (15)). Equation (16) was applied on the rotor surface. This equation is only valid in the rotor datum. The flow speed near the blades is equal to the rotor local rotation speed in the experiment datum.

Initial conditions were applied on the entire domain (Equations (17) and (18)). As the flow is supposed to tend to U_∞ , the condition on the velocity could be set to this value. However, to improve the numerical convergence of the code, we preferred to let the flow develop itself by setting a zero velocity at $t = 0$. As PimpleFoam is a velocity–pressure solver, the pressure was solved with the velocity propagation.

2.3. 3D Geometries and Mesh

All the 3D blade geometries of this work were generated using the open source software QBlade [27]. The hub geometry was completed with Blender (open CAD software) to model the entire rotor and hub.

All the meshes were made using the meshing tool SnappyHexMesh of OpenFoam. They were unstructured except on walls where structured layers were added to control the boundary layer. A numerical flume was built to avoid side effects and to capture the turbulent wake. The AMI (arbitrary mesh interface) method used in [12] was activated to avoid mesh deformation during the rotor rotation.

2.3.1. Horizontal Axis Turbine

Based on the characteristics of the turbine described in Section 2.1, two geometries were designed. The first one included three blades and a hub in a single volume (Figure 6). The entire turbine was in motion according to [21]'s calculation. This geometry was created in order to obtain comparable results with the experimental data and to enable a comparison between results with and without a hub. Indeed, the mesh around the hub strongly increased the computational cost. Therefore, it was relevant to work without a hub (Figure 7). That is why the second geometry contains only the blades.

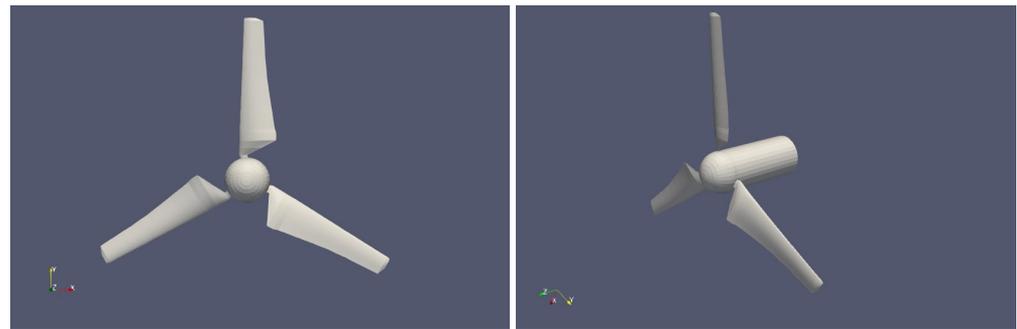


Figure 6. Three-dimensional views of the horizontal tidal turbine with a hub: front (left panel) and sideways (right panel) views.

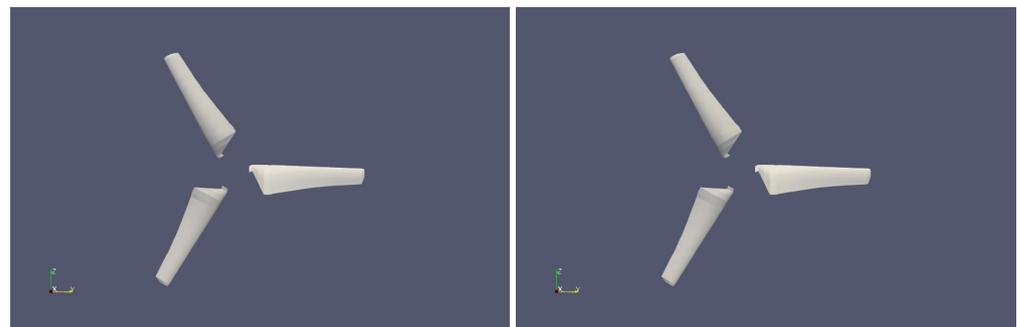


Figure 7. Same legend as for previous figure but without a hub.

The simulation channel was 4 diameters long and wide. The flow mainly followed the X-axis; thus, the cells were smaller in the X-direction to help respect the CFL condition, ensuring the numerical stability of the code. The mesh behind the rotor was refined to capture the wake (for all the cases except the reference case). The global mesh is shown in Figure 8, where the boundary conditions are reported. As the blades of the IFREMÉR-LOMC turbine were twisted, the convergence required a finer mesh. For the horizontal axis trial, 5 levels of refinement on the blades were made. Each level was twice smaller than the previous one (Table 1). Level 1 was a cell of 5.610^{-2} m in length. The dimensions of the mesh cases are presented in Table 2.

Table 1. Summary of the characteristic lengths of the cells relative to the levels of refinement.

Levels	Characteristic Length
Level 1	5.6×10^{-2}
Level 2	2.8×10^{-2}
Level 3	1.4×10^{-2}
Level 4	7×10^{-3}
Level 5	3.5×10^{-3}
Level 6	1.175×10^{-3}
Level 7	8.75×10^{-4}
Level 8	4.375×10^{-4}
Level 9	2.1875×10^{-4}

Table 2. Summary of test cases for the horizontal axis turbine according to the level of refinement on the blades and in the wake, the presence or absence of a hub, and the total number of points in the mesh (Nb).

Mesh	Level on Blades	Level in Wake	Hub	Nb($\times 10^6$)
Reference case (#1)	Level 6	Level 1	No	1
Wake case (#2.0)	Level 6	Level 3	No	1.9
Blade 5 (#2.1)	Level 5	Level 3	No	1.6
Blade 7 (#2.2)	Level 7	Level 3	No	3.5
Blade 8 (#2.3)	Level 8	Level 3	No	9
Blade 9 (#2.4)	Level 9	Level 3	No	12
Hub case (#3)	Level 6	Level 3	Yes	2.2
Flow-induced L6 (#4.0)	Level 6	Level 3	No	1.9
Forced free rotation speed L6 (#4.1)	Level 6	Level 3	No	1.9
Flow-induced L7 (#4.2)	Level 7	Level 3	No	3.5

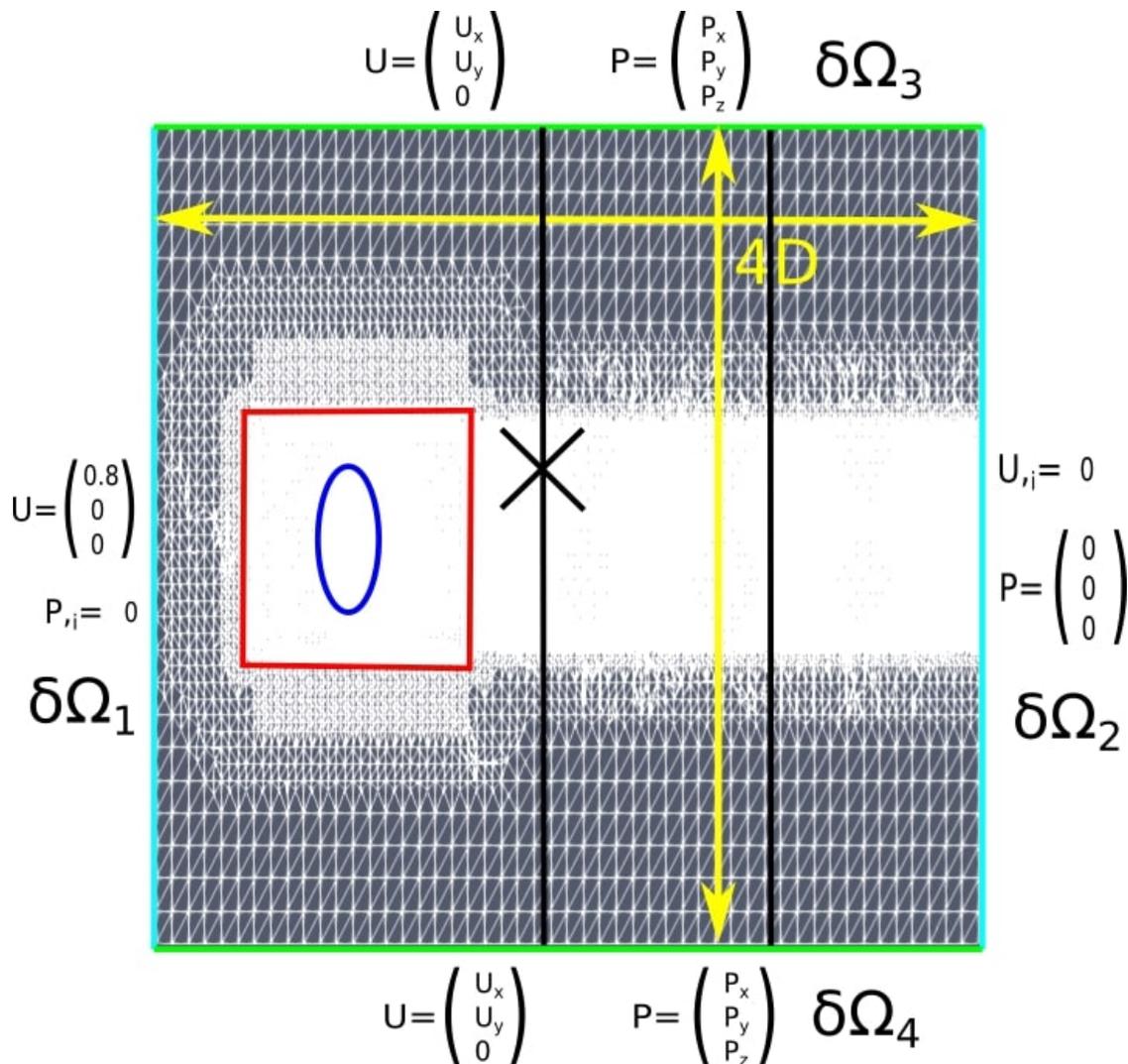


Figure 8. View of the X–Y plane of the computational domain with boundary conditions. D is the rotor diameter. U is the flow velocity in $m \cdot s^{-1}$, P is the pressure in Pa, and P_{local} is the pressure at the calculated point closest to the wall. The red square delimits the arbitrary mesh interface (AMI) zone, and the blue circle shows the rotor position. The two black lines (1.2D and 2D) and the black cross are the extraction lines and the probe, respectively, used in the model validation in Section 3.2.

The thickness of the smallest layer is 3.5×10^{-3} m for the coarsest case (#2.1) (Figure 9) and 2.1875×10^{-4} m for the finest (#2.4) (Figure 10).

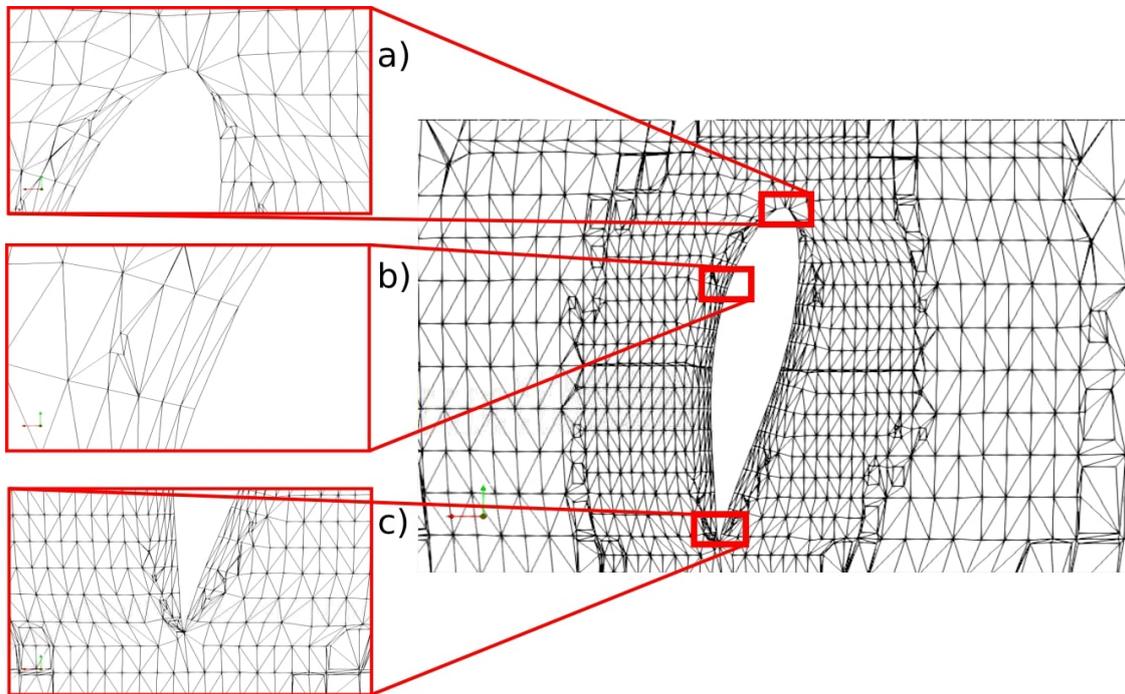


Figure 9. Blade section for a level 5 refinement—the coarsest mesh (#2.1) with a close-up on leading edge (a), trailing edge (c) and upper surface (b). Distorted elements are due to the visualization section.

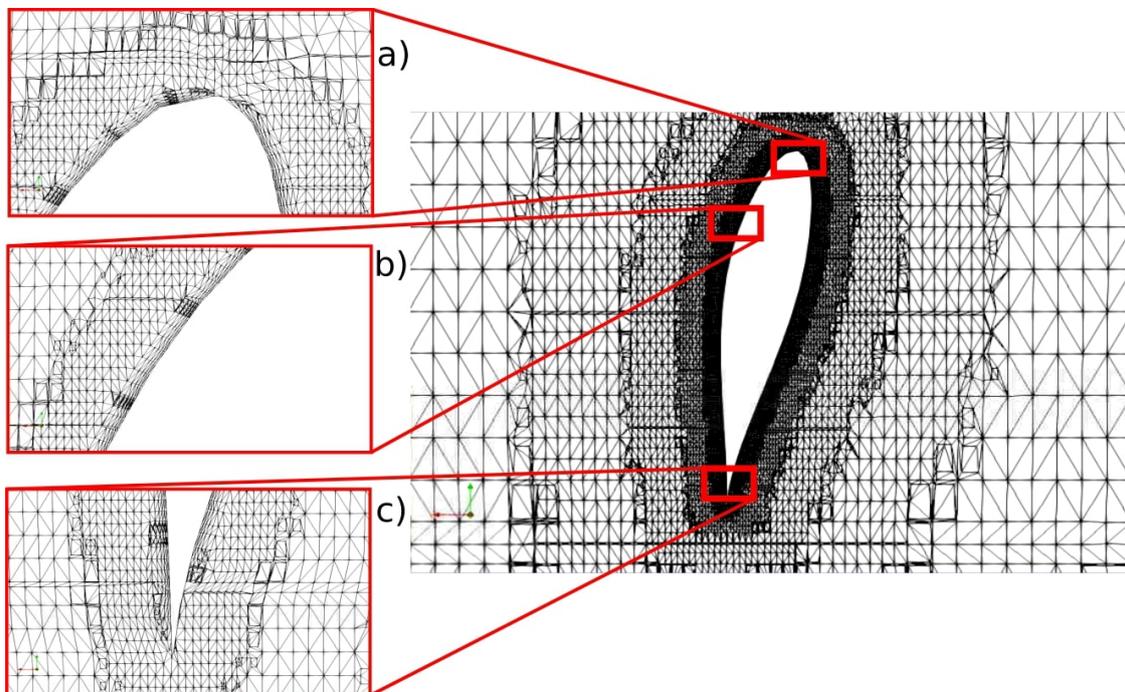


Figure 10. Blade section for a level 9 refinement—the finest mesh (#2.4) with a close-up on leading edge (a), trailing edge (c) and upper surface (b). Distorted elements are due to the visualization section.

2.3.2. Vertical Axis Turbine

The vertical axis turbine is a Darrieus tidal turbine designed according to the geometry built during the HARVEST program [22] and described in Section 2.1 (Figure 11).

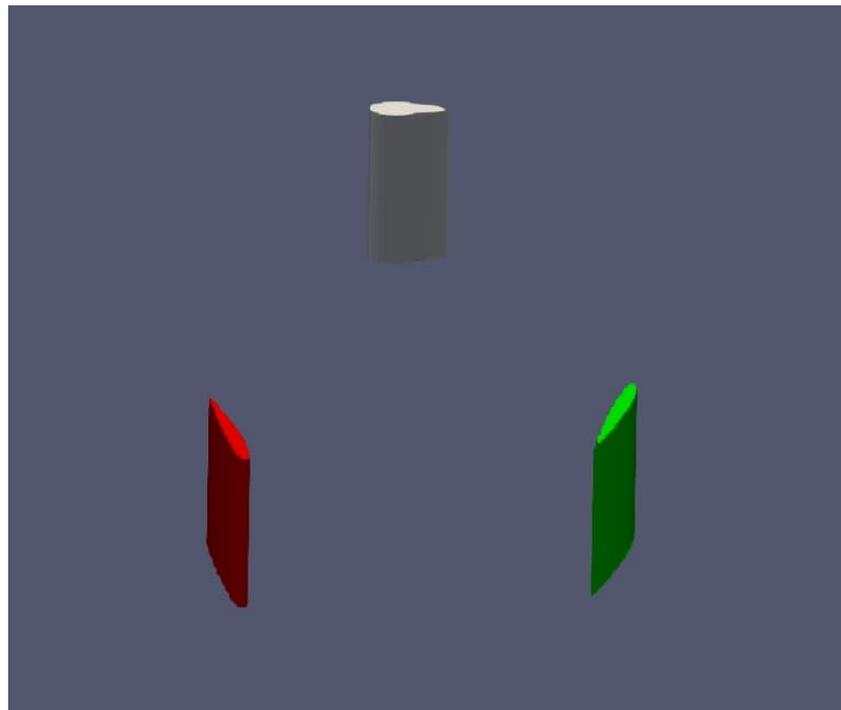


Figure 11. Three-dimensional geometry of the blades of the vertical axis tidal turbine without hub for a sideways view.

The vertical axis turbine’s mesh was $4.6D$ wide and $11D$ long. The levels were the same as described in the horizontal case. Refinement around the blades was produced using refinement cylinders. Only one mesh was used (Figure 12), but two different motions of the AMI were run: flow-induced and forced motions. The cases are presented in Table 3.

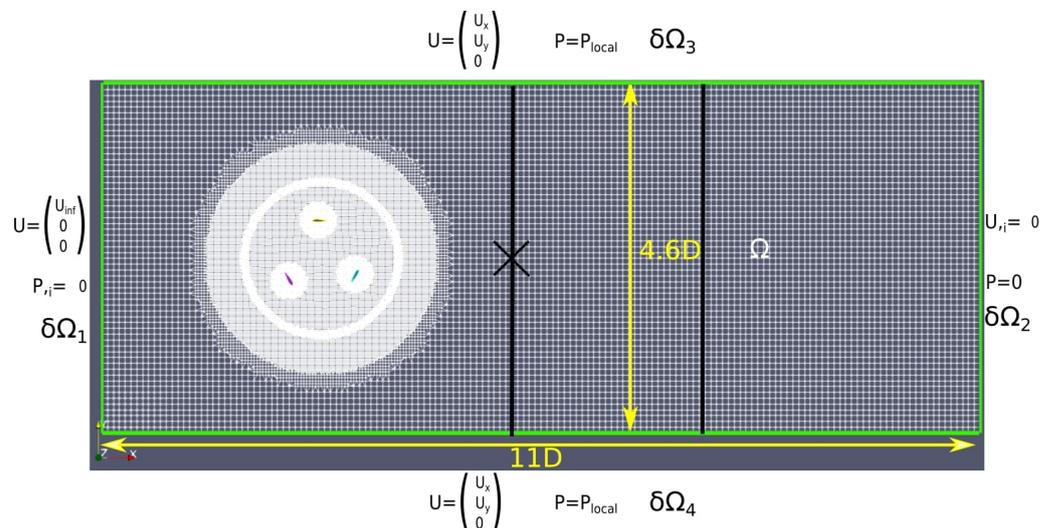


Figure 12. View of X–Y plane for the computational domain with boundary conditions (in green). D is the rotor’s diameter in m. U is the flow velocity in $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, and P is the pressure in Pa. The two black lines ($2D$ and $4D$) and the black cross are the extraction lines and the probe, respectively, used in the model validation in Section 3.2.

Table 3. Summary of test cases for vertical axis turbine according to the level of refinement on the blades and in the wake, the presence or absence of a hub, and the total number of points in the mesh (Nb).

Mesh	Level on Blades	Level in Wake	Hub	Nb (×10 ⁶)
Forced for validation (#5)	Level 6	Level 3	No	1.2
Forced free speed (#6.1)	Level 6	Level 3	No	1.2
Flow induced (#6.2)	Level 6	Level 3	No	1.2

2.4. Numerical Setup

The turbulence intensity was equal to 5% in all the simulations according to the experiment. In all the simulations, the time step was calculated to respect the CFL condition, ensuring the numerical stability of the code for $CFL < 0.5$, such that:

$$CFL = u_{max} \cdot \left(\frac{\Delta T}{\Delta x_i} \right) < 0.5, \tag{19}$$

where u_{max} is the maximum velocity magnitude in the domain, ΔT is the computing time step in OpenFoam and Δx is the length of the local cell at the u_{max} position.

The physical parameters of each simulation are described in Table 4 below:

Table 4. Table of the physical parameters used in simulations for horizontal and vertical axis cases.

Parameter	Horizontal Axis Turbine	Vertical Axis Turbine	Unit
ρ	1025	998	kg·m ⁻³
ν	1.3×10^{-6}	1.05×10^{-6}	m ² ·s ⁻¹
U_∞	0.8	2.3	m·s ⁻¹
Ω	9.143	52.2	rad·s ⁻¹
λ	4	2	-

The comparisons between the experimental data and numerical results will be presented using the relative difference, which is expressed for a variable A as:

$$\Delta A_{ref} = (A - A_{ref}) / A_{ref}, \tag{20}$$

where A_{ref} is the value of A that is independent of the mesh size.

3. Results and Discussion

3.1. Mesh Convergence

The mesh convergence aimed at ensuring that numerical results were independent from the mesh resolution. The impact of the mesh refinement is first described for the wake before studying it on the blades. Two non-dimensional numbers should be defined: $u^* = U/U_\infty$ and $X^* = (x/D, y/D) = (x^*, y^*)$. The velocity magnitude is compared for different cases in two x^* -positions taken in the $z = 0$ plane (Figures 13 and 14). The study was limited to the closest positions of the experimental report because of the short physical time computed due to the very expensive computation time with a 3D grid. All the cases show close results for the minimum values of u^* . However, for the three cases without a hub, the flow accelerated behind where the hub was supposed to be. This effect was reduced when the wake was coarse (case #1), but we observe that it had other significant impacts such as an important loss of the energy in the wake. This phenomenon was due to the size of the filter applied by the Smagorinsky scheme on the coarse mesh.

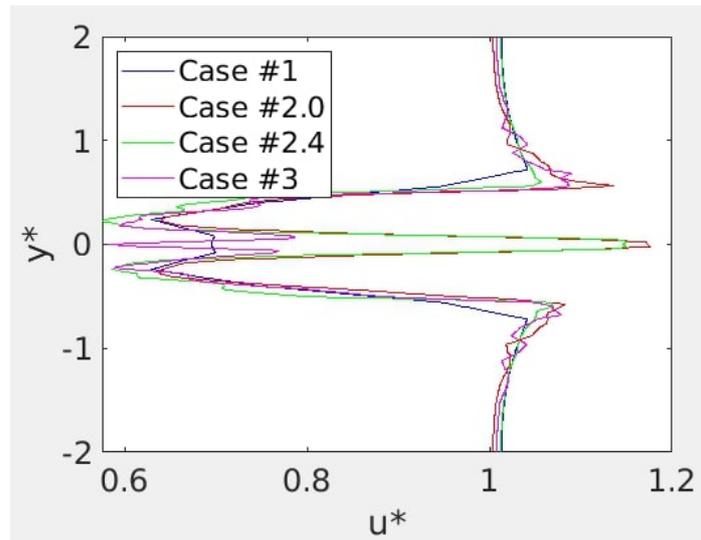


Figure 13. u^* magnitude along y^* for #1, #2.0, #2.4 and #3 at $x^* = 1.2$.

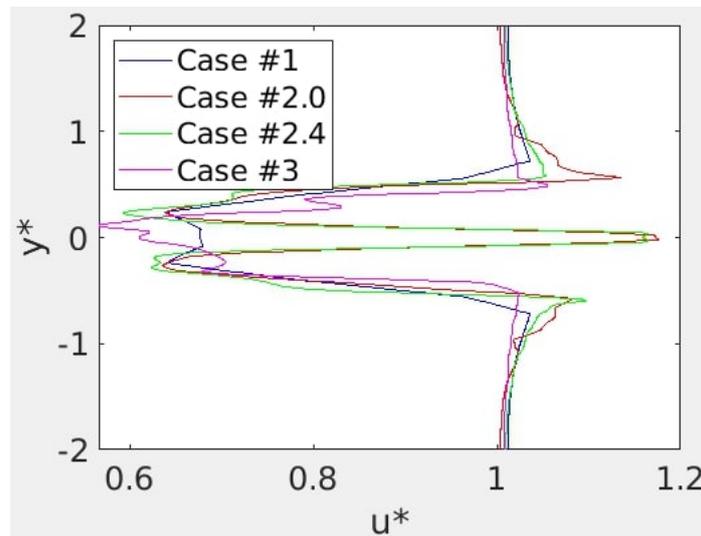


Figure 14. Same legend as previous one but for $x^* = 2$.

A probe was placed downstream in order to compare the characteristics of the flow. A comparison between cases #1 and #2 shows that the turbulent structures delivered by the rotor, which were exactly the same in the AMI, close to the rotor, were highly dimmed in the wake when the mesh was too coarse (Figure 15). Thus, the level 3 mesh was kept for all the other simulations because it was sufficient for capturing the main turbulent vortices.

Moreover, as shown in Figure 16, the refinement in the wake did not impact the calculation of the forces applied on the rotor. The refinement in the AMI zone was sufficient, and information from downstream did not impact the upstream flow. As long as the AMI zone is refined and large enough, the wake impact on the performance calculation can be ignored.

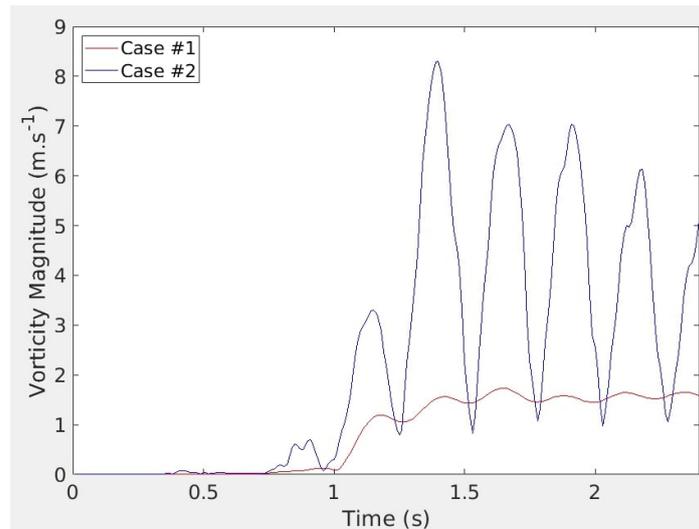


Figure 15. Time evolution of the vorticity magnitude close to the rotor, inside the AMI zone ($x^* = 2$), for coarse (#1 with red line) and refined (#2 with blue line) meshes.

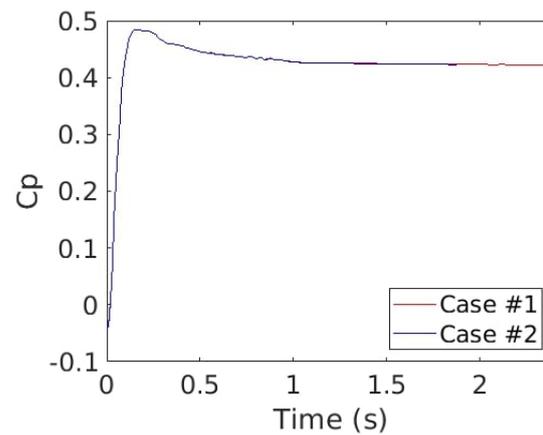


Figure 16. Time evolution of the power coefficient (C_p) with coarse (red line) and fine (blue line) mesh refinement in the wake.

Mesh convergence on the blades was performed. Two coefficients—the power coefficient $C_p = \frac{M_x \Omega}{\frac{1}{2} \rho \pi R^2 U_\infty^3}$ and the drag coefficient $C_d = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho \pi R^2 U_\infty^2}$, where M_x is the sum of the momentum around the x axis and F_x is the sum of the forces projected in the x direction—were calculated. The values given are the ones reached after coefficient stabilization and averaged for 100 time steps.

The comparison of cases with and without a hub (Figure 17) shows, as expected, that the removal of the hub implies a drop in the C_p of about 3.6%. A difference in the converged values is noted: $\Delta C_p = 0.0158$. This ΔC_p will be used in Section 3.2.

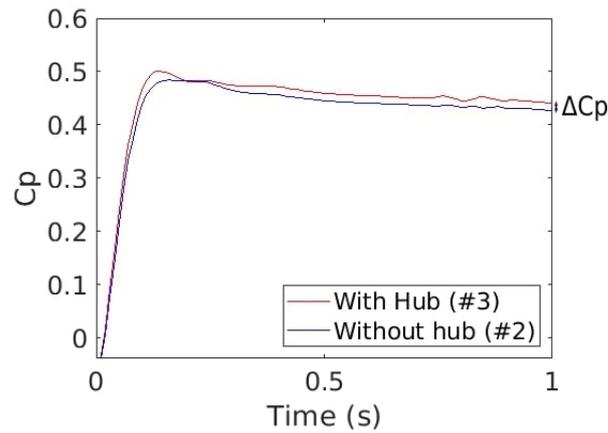


Figure 17. Time evolution of Cp for the cases with (#3 red line) and without a hub (#2.0 blue line).

Figure 18 shows the time evolution of Cp for five different levels of refinement on the blades (5 to 9). The model converged after 1 s of physical time. The more the mesh was refined around the blade, the more sensitive it was to flow variations. Coarse meshes gave higher Cps than finer ones. The differences between the various case results were lower when the level increased. The converged values are compared in Table 5.

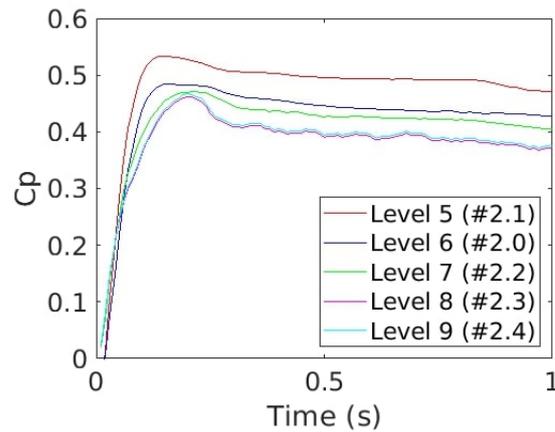


Figure 18. Cp time evolution for cases #2.0 (blue), #2.1 (red), #2.2 (green), #2.3 (pink) and #2.4 (cyan).

Table 5. Summary of the Cp values after 1 s of simulation depending on the level of refinement on the blades. The relative difference compared to the level 9 simulation is given in the last column.

Level	Case	Cp	Relative Difference
5	#2.1	0.4728	0.2688
6	#2.0	0.4227	0.1341
7	#2.2	0.4020	0.0787
8	#2.3	0.3691	0.0095
9	#2.4	0.3724	0

Figure 19 shows that the evolution of the relative difference of Cp compared to the case #2.4 was, as expected, decreasing. The difference between levels 8 and 9 was below 2%. The convergence was reached for a level 8 refinement mesh.

The same method is applied on C_d . The ΔC_d is around $\Delta C_d = 0.042$ (Figure 20). This is low knowing that the hub generates drag.

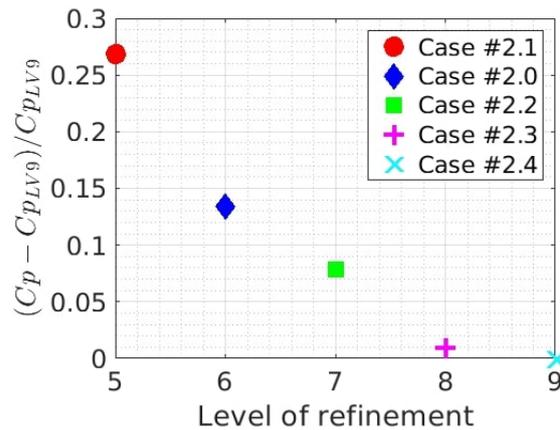


Figure 19. Relative difference between C_p after 1 s of simulation for cases #2.0 (blue lozenge), #2.1 (red dot), #2.2 (green square), #2.3 (pink plus), #2.4 (cyan cross) and #2.4.

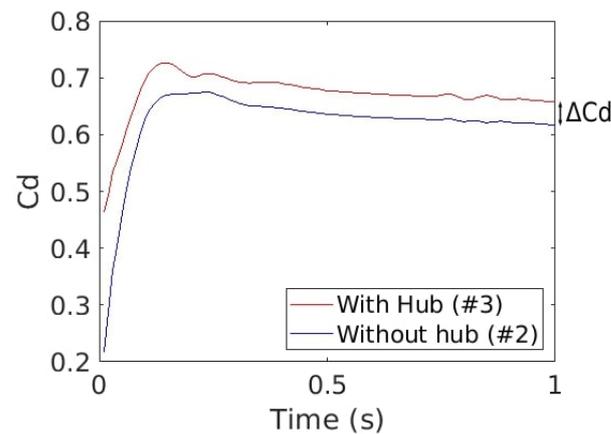


Figure 20. C_d time evolution for the cases with (#3) and without a hub (#2.0).

The time evolution of the C_d coefficient (Figure 21) shows really similar results for cases #2.0, #2.2, #2.3 and #2.4. The C_d computed for the case #2.1 is weaker than the other results and case #2.0 slightly above. The solution is stable reaching refinement Level 7. This assertion is confirmed when plotting the relative values of each converged C_d (Figure 22). All the values of coefficients obtained after the time convergence are given in Table 6.

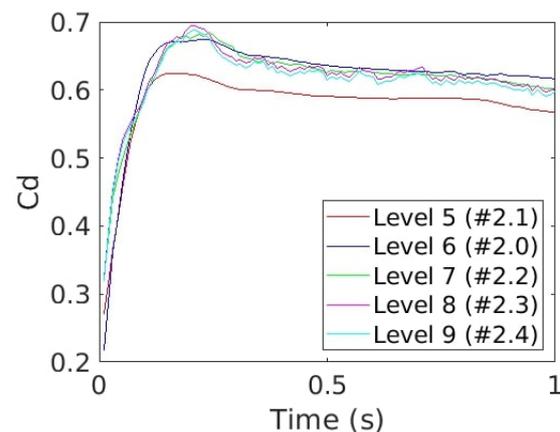


Figure 21. C_d time evolution according to the level of refinement for cases #2.0 (blue), #2.1 (red), #2.2 (green), #2.3 (pink) and #2.4 (cyan).

Table 6. Summary of the C_d values after 1 s of simulation depending on the level of refinement on the blades. The relative difference compared to the level 9 simulation is given in the last column.

Level	Case	C_d	Relative Difference
5	#2.1	0.5698	0.0501
6	#2.0	0.6120	0.0203
7	#2.2	0.5984	0.0025
8	#2.3	0.5878	0.0020
9	#2.4	0.5998	0

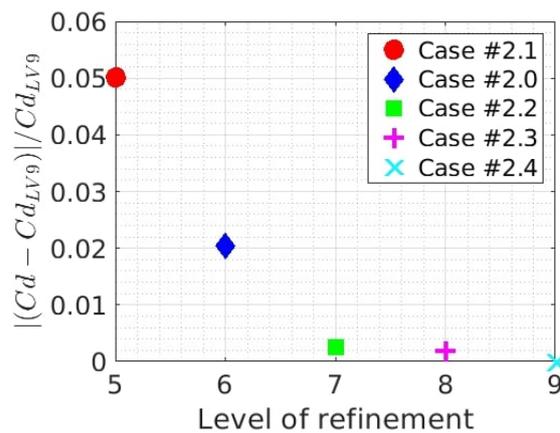


Figure 22. Relative difference in C_d according to the level of refinement for cases #2.0 (blue lozenge), #2.1 (red dot), #2.2 (green square), #2.3 (pink plus), #2.4 (cyan cross) and #2.4.

The drag coefficient converged faster than the power coefficient with a stable value from level 7 with a 2% difference between cases #2.2 and #2.4. The C_p and C_d coefficients converged for the level 8 case.

3.2. Validation with Experimental Data

In this section, the testing of the numerical results against the experimental data to validate the model is described.

3.2.1. Horizontal Axis Turbine

The convergence study showed that the solutions of cases #2.3 and #2.4 were close. Thus, we used the results of #2.4 for comparison with the experimental data.

The simulations of the wake were in agreement with the data, with a decrease in the flow velocity due to the turbine with a minimum value at the center of the rotor. Nevertheless, the model seemed to underestimate the energy losses in the wake, particularly near the center of the rotor. This may be due to the high velocity tunnel generated by the missing hub that transfers energy to the surrounding flow. The R^2 coefficient was used as a correlation factor such that $R^2 = 1 - \frac{\sum_1^n (y_i - \hat{y}_i)^2}{\sum_1^n (y_i - \bar{y})^2}$, where y_i are the experimental data, \hat{y}_i are the solutions of the simulation and \bar{y} is the mean of the experimental data. This coefficient is usually used for linear function comparisons. It allows us to determine the dispersion between two curves. It was calculated for the results plotted in Figures 23 and 24. The three central data of the velocity profile were removed from the calculation because the acceleration tube was only due to the missing hub. $R^2 = 0.92$ at $x^* = 1.2$ and $R^2 = 0.90$ at $x^* = 2$, which is good for this kind of model.

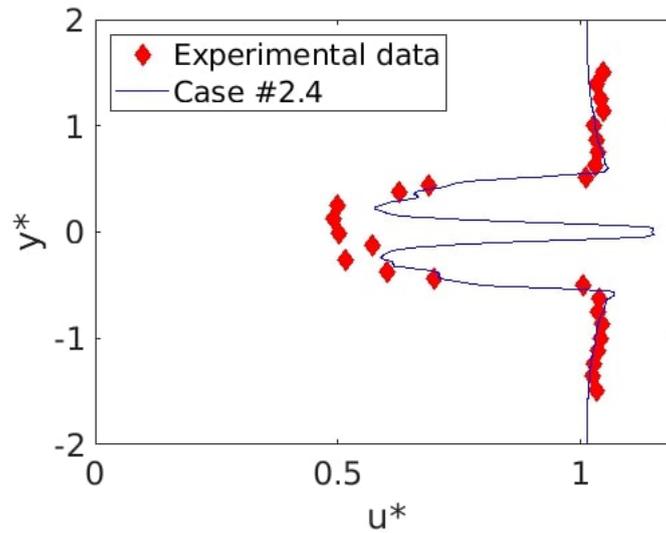


Figure 23. Non-dimensional velocity profiles according to the non-dimensional position for experimental data (red lozenges) and model (#2.4) as $x^* = 1.2$. The mismatch at $y^* = 0$ was due to the missing hub in the numerical case.

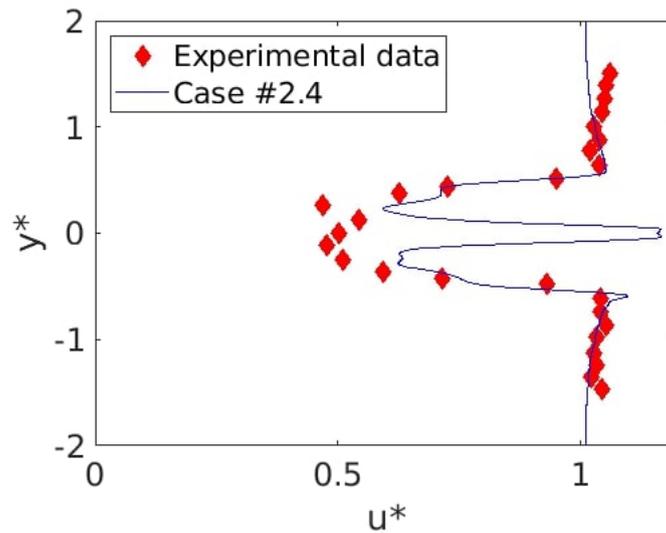


Figure 24. Same legend as for previous figure, but profiles were taken at $x^* = 2$. The mismatch at $y^* = 0$ was due to the missing hub in the numerical case.

As the study was performed for 3D geometries without a hub, the C_p and C_d were adjusted. This correction was based on the simulations with and without a hub shown in Figures 17 and 20 and discussed in Section 3.1. Thus, the C_p^* and C_d^* for the case with a hub were defined as $C_p^* = C_p + \Delta C_p = 0.0158$ and $C_d^* = C_d + \Delta C_d$. The experimental values of C_p and C_d in this configuration were $C_{p_{exp}} = 0.403$ and $C_{d_{exp}} = 0.71$.

The final results are reported in Table 7:

Table 7. Coefficient values with their relative differences with the experiment data.

Coefficient	Value	Relative Difference
C_p	0.3729	0.070
C_p^*	0.3887	0.031
C_d	0.5998	0.1552
C_d^*	0.6418	0.09

Despite the solution being independent from the mesh and the hub correction being effective, the model underestimated both coefficients. A possible explanation is the use of a level 6 mesh to estimate the corrections due to the missing hub not being sufficient. Our computing resources do not allow running simulations with a finer mesh and hub. The difference could also have come from the experimental conditions, where the flume was smaller than the numerical one, which could have generated side effects affecting the data.

3.2.2. Vertical Axis Turbine

The vertical axis geometry was made with straight blades. This implies that it was easier to capture the structure within the code. Nevertheless, the horizontal axis turbine rotated faster than the horizontal one. The forces applied on the blades and the wake were more chaotic. Figures 25 and 26 show the time-averaged (over 1.5 s) non-dimensional speed in the wake, in 2D and 4D, behind the turbine. The averaging was performed once the flow was settled. The model seemed to underestimate the energy losses near the rotor, but this effect was decreased downstream. This difference may be due to the lack of a hub and transverse blades in the model, but the null velocity downstream for the turbine in the experimental data can also be discussed. $R^2 = 0.63$ at $x^* = 2$ and $R^2 = 0.59$ at $x^* = 2$. These low values can be explained by the shift between the data and numerical results.

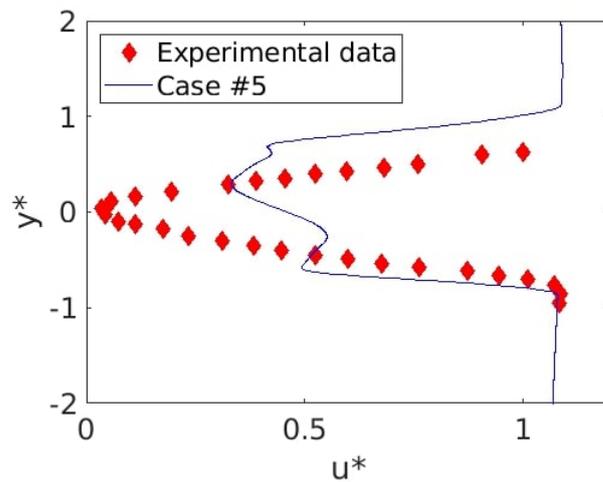


Figure 25. u^* depending on the y^* position comparison between case #5 (blue line) and experimental data (red lozenges) at $x^* = 2$.

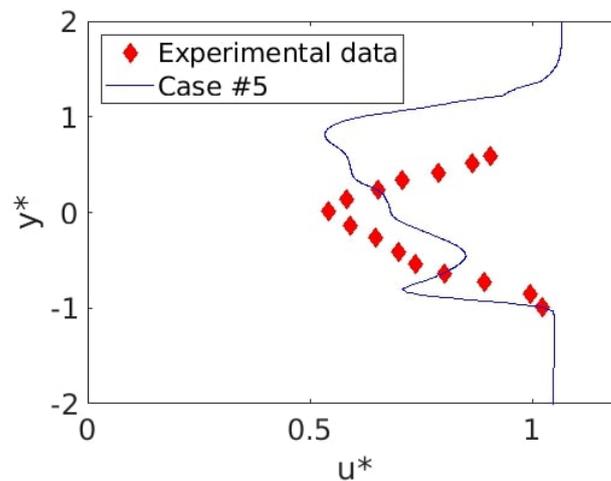


Figure 26. u^* depending on the y^* position comparison between case #5 (blue line) and experimental data (red lozenges) at $x^* = 4$.

Due to the high-velocity rotation, the C_p on the blades varied very rapidly. As shown in Figures 27 and 28, the values did not directly converge but oscillated around a value that evolved in time. This is why once the signal stabilized, the average was taken on the last values to evaluate the mean coefficients. The results are given in Table 8. The error in this case is greater than the one on the horizontal axis. This is due to the relatively coarse mesh. However, Section 3.3 shows that the mesh refinement does not change the solution of flow-induced simulations in free rotation.

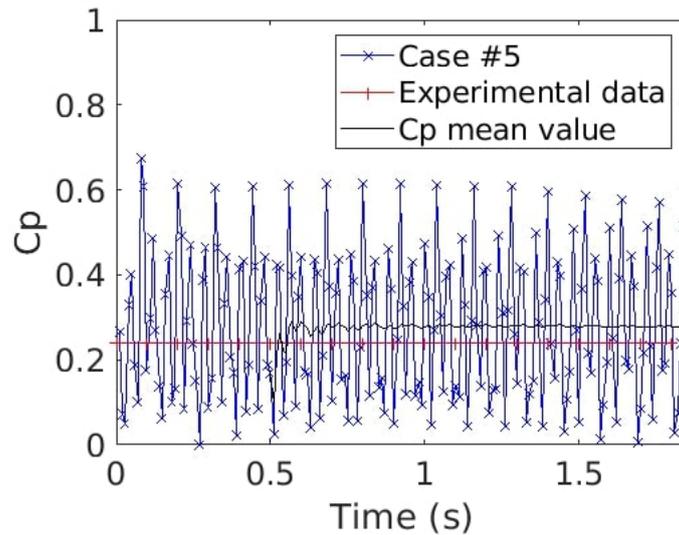


Figure 27. Time evolution of the power coefficient C_p for case #5 (blue line with crosses) and experimental data (red line with plus). The black line is the C_p mean value starting at 0.5 s.

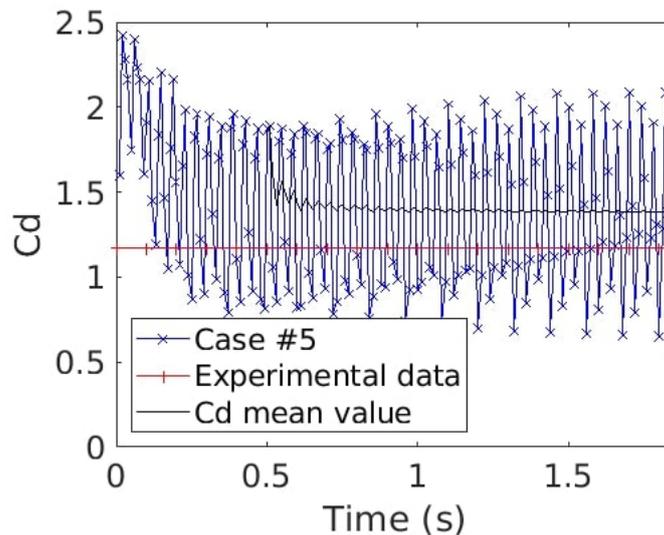


Figure 28. Time evolution of the drag coefficient C_d for case #5 (blue line with crosses) and experimental data (red line with plus). The black line is the C_p mean value starting at 0.5 s.

Table 8. Coefficient values with their relative differences with the experiment data.

Coefficient	Experimental	Numerical	Relative Difference
C_p	0.24	0.2779	0.1576
C_d	1.13	1.3806	0.1800

3.3. Flow-Induced Model Validation

The lack of experimental data is critical when validating flow-induced models. As explained before, it is widespread to force the rotation with a motor in experimental approaches. The free rotation speed value cannot be determined with certainty, but owing to the mesh convergence study (see Section 3.1), we know that the model is adequate for estimating forces in forced rotation cases. There are two ways to check the model validity. Firstly, the time evolution of the rotor speed. As long as the motion is computed only using the fluid forces, the direction of rotation and the rotor acceleration are parameters to be monitored. The total mass of each solid geometry was calculated based on its density, fixed to the fluid density to avoid the Archimedean thrust effects. Then, for each free speed case, an equivalent forced case was created. The speed of the forced rotation simulations was the one reached by the free case. The signals in the wake were compared. If the signals matched, the implantation of the flow-induced rotation did not change the behavior of the fluid solver. This validation method was applied on the vertical and the horizontal axis simulations.

3.3.1. Free Horizontal Tidal Turbine

For the horizontal axis turbine, three cases are compared (#4.0, #4.1 and #4.2). The two first cases were built with a level 6 refinement on the blades. Case #4.0 was a free flow-induced simulation. As presented in Figure 29, the rotational speed quickly converged to $16.989 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$. The direction of the rotation was consistent with the blade orientation: as we let the turbine rotate freely, it is important that the turbine rotation matches reality. Case #4.1 used the same mesh as #4.1, but the rotation speed was fixed to the final rotation speed of case #4.0. Case #4.2 was a free flow-induced case but with a finer mesh on the blades (twice smaller). The angular velocities for each case are plotted in Figure 29. For the two flow-induced cases, the curves passed through two distinct phases. The acceleration phase was short, less than 0.2 s. After reaching a maximum, the angular velocity slowly stabilized around its final value. In this type of trial, we were expecting that the final value would be the global maximum of the curve. The overtaking can be explained by the fact that the code needs to compute numerous time steps to convert the acceleration into speed. This method was used to ensure the stability of the code. The angular speed behavior for #4.0 and #4.2 was the same. The final value towards which the code converged was very close in both cases. The mesh refinement for one of the blades seemed to have a weak effect on the rotation speed results. Case #4.1 was a forced case using the converged rotation speed as the inlet velocity.

In order to study the impact of the flow-induced rotation on the fluid motion, a numerical probe was placed down the flow one diameter downstream of the turbine in the tip of the blade wake. Figure 30 shows the vorticity magnitude over time at the probe location. The three cases had similar behaviors. The signals were also a bit shorter in case #4.2 than in case #4.0. A phase shift is observed between case #4.1 and the two others. It is due to the acceleration phase of the rotor in the flow-induced simulations. Once the shift was corrected by removing the time steps corresponding to the acceleration phase, the signals of the three cases were very close (Figure 30). However, we can observe a small variation of the amplitude between cases #4.0 and #4.2. The mesh refinement on the blades slightly changed the vortex generation, and a finer mesh allowed capturing smaller vortical structures.

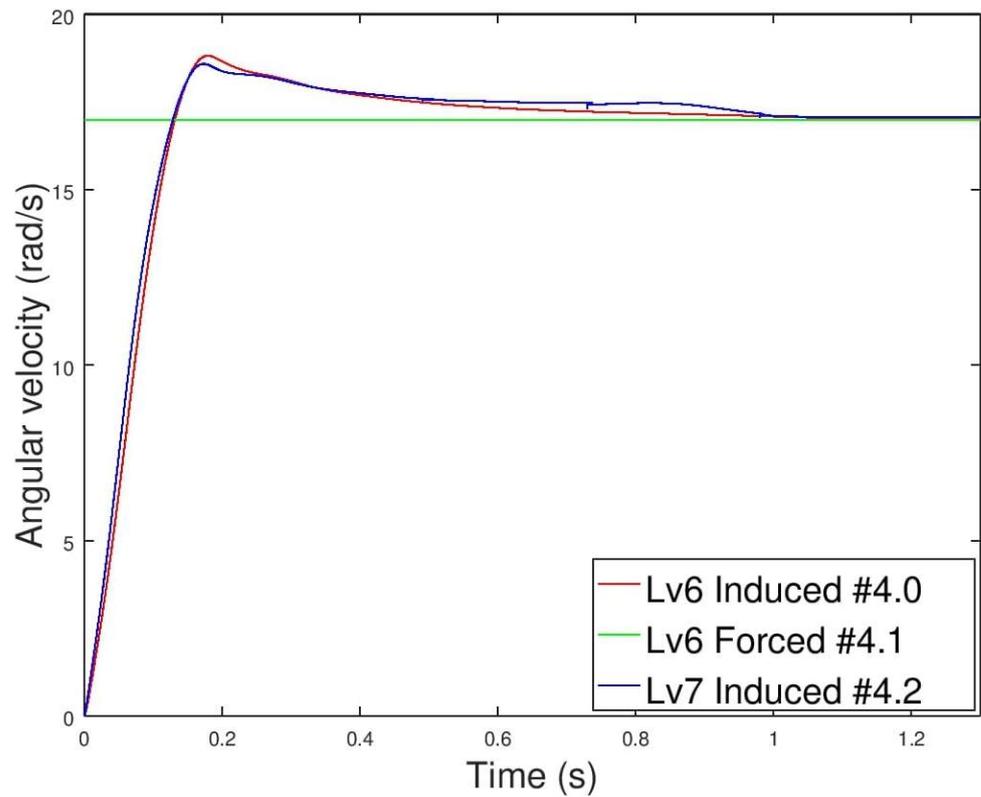


Figure 29. Time evolution of the angular velocity for cases #4.0 (red line), #4.1 (green line) and #4.2 (blue line).

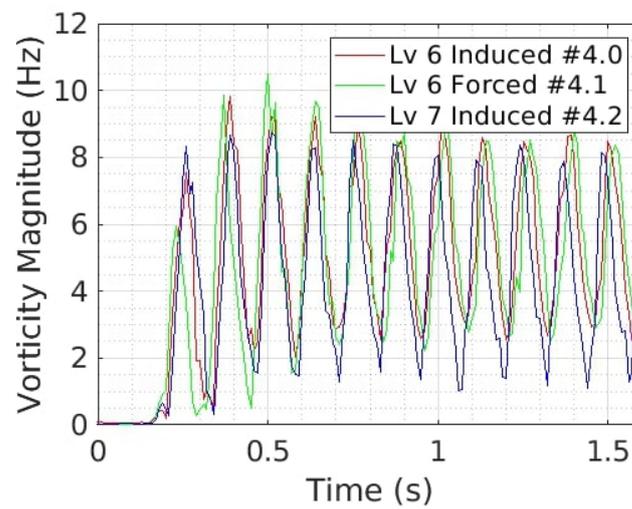


Figure 30. Time evolution of the vorticity magnitude at the probe position ($x^* = 1, y^* = 0.5$) after phase shift correction for #4.0 (red line), #4.1 (green line) and #4.2 (blue line).

To check if the signal was definitely the same, a fast Fourier transform was applied for the stabilized period from 0.3 to 1.6 s (Figure 31). For the horizontal axis turbine, the signal had a primary peak around 7.8 Hz. This peak corresponded to the passage of a tidal turbine blade upstream. The mesh refinement on the blades barely impacted the wake signal.

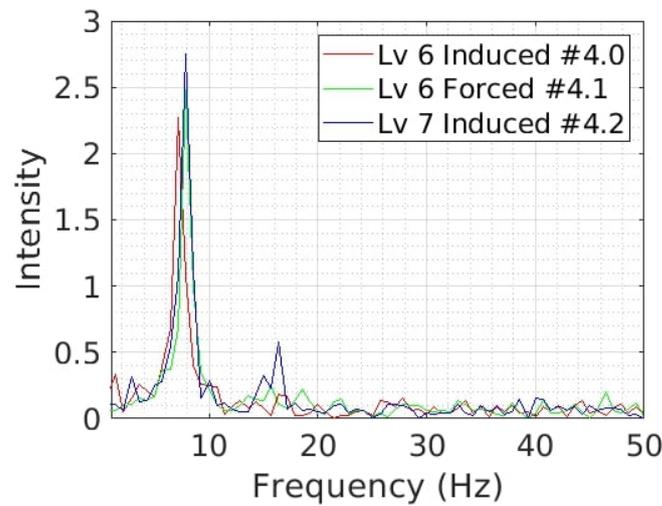


Figure 31. Frequency-based spectra of vorticity for the cases #4.0 (red line), #4.1 (green line) and #4.2 (blue line).

3.3.2. Free Vertical Tidal Turbine

The same methodology was used for the vertical axis turbine. The final free flow-induced angular velocity averaged on two full rotations reached $15.5 \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$. Unlike that for the horizontal axis turbine, the flow-induced angular velocity signal contained peaks. They were due to the effect of the upflow blade on the two others through the generated vortices (Figure 32). Because of this, the signal in the wake contained a lot more harmonics than the signal of the horizontal axis turbine (Figure 33). The difference in the harmonics intensity was due to the acceleration/deceleration phases in the flow-induced case. It was more difficult to analyze the signal of the vertical axis turbine because of the interactions between the blades through the fluid. However, the main frequencies were conserved between the forced and flow-induced cases, with a primary peak around 4 Hz. Once again, the flow-induced rotation did not seem to disturb the fluid solution as shown in Figure 34.

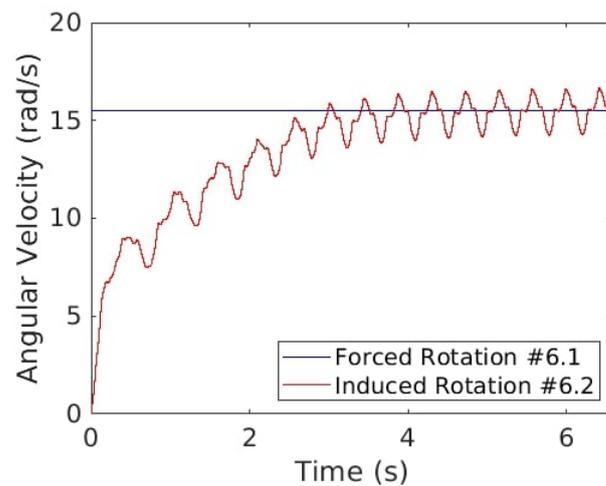


Figure 32. Time evolution of the angular velocity for forced (blue line, #6.1) and induced (red line, #6.2) rotation.

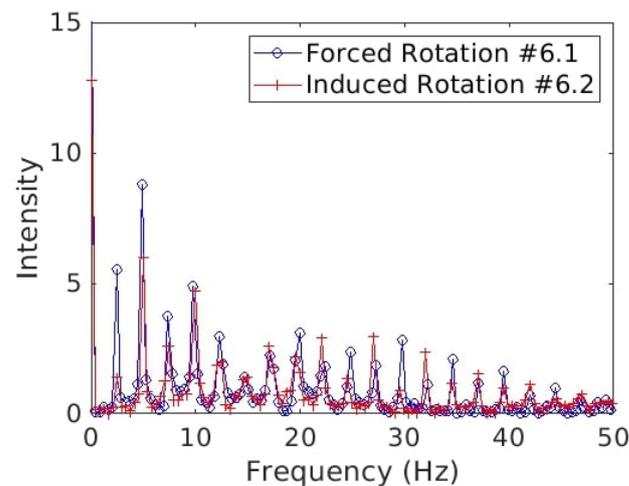


Figure 33. Frequency-based spectra of the vorticity for forced (blue line, #6.1) and induced (red line, #6.2) rotation cases.

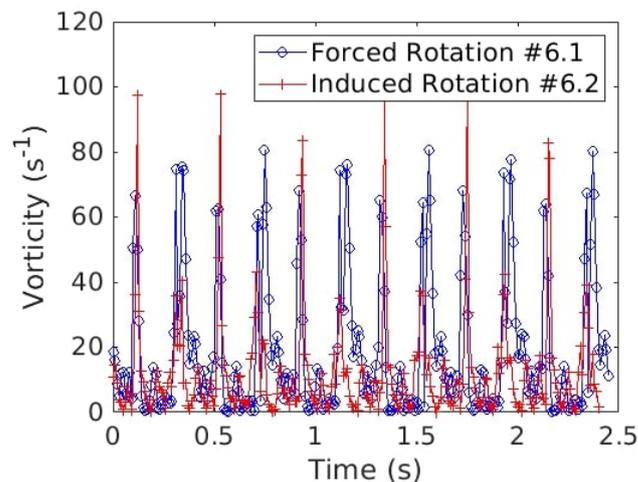


Figure 34. Time evolution of the fluid vorticity at the probe location for forced (blue line, #6.1) and induced (red line, #6.2) rotation.

4. Conclusions

In this paper, a numerical study for horizontal and vertical axis tidal turbines was carried out. Simulations showed that the results were sensitive to mesh precision. After reaching a level 8 refinement, the solution became independent of the mesh resolution. The level of refinement varied with the size of the turbulent structures that we wanted to simulate. To study the performance of a turbine, a finer refinement should be applied near the blades. It becomes useless to have a fine mesh in the wake if the only goal of the study is to predict the turbine's performance. Nevertheless, a coarse mesh does not allow capturing small-size fluid structures in the wake. The comparison with experimental data shows that our model underestimated the energy losses in the wake as well as the C_p and C_d , but the error did not exceed 10% for the converged mesh case. The results given by a relatively coarse mesh are still better than a 2D simulation [28] for performance and far-field wake predictions. This may be due to the fact that 3D simulations capture the tip vortices that have a strong effect on the performance and the wake behavior.

A flow-induced rotation approach is also presented. The results were compared to equivalent forced rotation to assess their coherence. The rotor behavior was consistent with the free turbines turning in the correct direction at a very high rotational speed. The lack of experimental data for turbine free rotation is a limitation to completely validating the

model. Nevertheless, flow-induced rotation code cannot be used in this format: a brake should be implemented to model the energy recuperation and the control system of the turbine. Then, it would be possible to study both the turbine performance, directly based on its energy production, and its starting phase. We could also predict the amount of electricity produced as a function of the flow and rotor speeds using an energy conversion model. The rotor speed would be controlled by the brake's power. Once this step has been reached, a new comparison with "forced rotation" cases could be made for validation. Flow-induced rotation will help in studying the impact of mass variation (due to a change in the turbine material or fouling by organisms such as barnacles and mussels on the rotor, i.e., their settlement on the rotor and their numbers) on the starting phase. However, that will also be useful for developing a new type of turbine that could start with a low flow speed, by studying the starting phase and the performance at the same time. Prototype turbines with vertical axes and variable diameters are currently being developed, and we believe that our approach could be used before the scale models are built.

Author Contributions: Conceptualization, I.R. and A.-C.B.; Methodology, I.R. and A.-C.B.; Software, I.R.; Investigation, I.R., A.-C.B.; Writing–Original Draft Preparation, I.R.; Writing–Review & Editing, I.R., A.-C.B and J.-C.D.; Supervision, A.-C.B and J.-C.D.; Funding Acquisition, A.-C.B. and J.-C.D. All authors have read and agreed to the published version of the manuscript.

Funding: The research was supported by the "Région Normandie" through a PhD grant (no grant number) and by the "Université de Caen Normandie" (no grant number).

Institutional Review Board Statement: Not applicable.

Informed Consent Statement: Not applicable.

Data Availability Statement: The author will provide OpenFoam files and result data on request.

Acknowledgments: The authors are grateful to the CRIANN for the calculation facilities and technical support. We thank Patrice Robin for his English revision.

Conflicts of Interest: The authors declare no conflict of interest. The funders had no role in the design of the study; in the collection, analyses, or interpretation of data; in the writing of the manuscript; or in the decision to publish the results.

Abbreviations

Parameters	Definitions	Units
D	Rotor diameter	m
R	Rotor radius	m
$\delta\Omega_1$	Computational domain inlet surface	-
$\delta\Omega_2$	Computational domain outlet surface	-
$\delta\Omega_{3,4,5,6}$	Computational domain side surfaces	-
\mathbf{n}	Surface normal vector	-
\mathbf{n}_{blade}	Surface normal vector in the blade referential	-
\mathbf{t}	Surface tangential vector in the blade referential	-
ν	Kinematic viscosity	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
ω	Rotor angular velocity	$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$
Ω	Computational domain	-
p	Fluid pressure	Pa
ρ	Fluid density	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
U_∞	Inlet velocity magnitude	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
λ	Tip speed ratio	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$

References

1. Eurel, K.; Sullivan, P.; Gleason, M.; Hettinger, D.; Heimiller, D.; Lopez, A. An Improved Global Wind Resource Estimate for Integrated Assessment Models. *Energy Econ.* **2019**, *64*, 552–567.
2. Raoux, A.; Tecchio, S.; Pezy, J.; Lassalle, G.; Degraer, S.; Wilhelmson, D.; Cachera, M.; Ernande, B.; Le Guen, C.; Haraldsson, M.; et al. Benthic and fish aggregation inside an offshore wind farm: Which effects on the trophic web functioning? *Ecol. Indic.* **2019**, *72*, 33–46.
3. Weiss, C.; Guancho, R.; Ondiviela, B.; Castellanos, O.; Juanes, J. Marine renewable energy potential: A global perspective for offshore wind and wave exploitation. *Energy Convers. Manag.* **2018**, *177*, 43–54.
4. Encarnacion, J.; Johnstone, C.; Ordonez-Sanchez, S. Design of a Horizontal Axis Tidal Turbine for Less Energetic Current Velocity Profiles. *J. Mar. Sci. Eng.* **2019**, *7*, 197.
5. Euler, L. Principes généraux du mouvement des fluides. *Mémoires de L'académie des Sciences de Berlin* **1757**, *11*, 274–315.
6. Lee, C.; Kim, B.; Kim, N. A simple lagrangian PDF model for wall-bounded turbulent flows. *KSME Int. J.* **2000**, *14*, 900–911.
7. Mycek, P.; Pinon, G.; Lothodé, C.; Dezotti, A.; Carlier, C. Iterative solver approach for turbine interactions: Application to wind or marine current turbine farms. *Appl. Math. Model.* **2017**, *41*, 331–349.
8. Hansen, M.; Sorensen, J.; Michelsen, J.; Sorensen, N. A global Navier-Stokes rotor prediction model. In Proceedings of the 35th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, USA, 6–9 January 1997.
9. Liu, Y.; Xiao, Q.; Incecik, A.; Peyrard, C.; Wan, D. Establishing a fully coupled CFD analysis tool for floating offshore wind turbines. *Renew. Energy* **2017**, *112*, 280–301.
10. Osbourne, N.; Groulx, D.; Penesis, I. Three dimensional simulation of a horizontal axis tidal turbine—Comparison with experimental results. In Proceedings of the 2nd Asian Wave and Tidal Energy Conference (AWTEC), Tokyo, Japan, 27–30 July 2014.
11. Antheaume, S.; Maître, T.; Achard, J.-L. Hydraulic Darrieus turbines efficiency for free fluid flow conditions versus power farms conditions. *Renew. Energy* **2008**, *33*, 2186–2198.
12. Rivier, A.; Bennis, A.C.; Jean, G.; Dauvin, J.C. Numerical simulations of biofouling effects on the tidal turbine hydrodynamic. *Int. Mar. Energy J.* **2018**, *1*, 101–109.
13. Abdul Rahman, A.; Venugopal, V.; Thiebot, J. On the Accuracy of Three-Dimensional Actuator Disc Approach in Modelling a Large-Scale Tidal Turbine in a Simple Channel. *Energies* **2018**, *11*, 2151.
14. Vogel, C.; Willden, R.; Houlby, G. Blade element momentum theory for a tidal turbine. *Ocean Eng.* **2018**, *169*, 215–226.
15. Dumitrescu, H.; Cardos, V. Wind Turbine Aerodynamic Performance by Lifting Line Method. *Int. J. Rotating Mach.* **1998**, *169*, 141–149.
16. Grondeau, M.; Guillou, S.; Mercier, P.; Poizot, E. Wake of a Ducted Vertical Axis Tidal Turbine in Turbulent Flows, LBM Actuator-Line Approach. *Energies* **2019**, *12*, 4273.
17. Song, S.; Demirel, Y.K.; Atlar, M.; Shi, W. Prediction of the fouling penalty on the tidal turbine performance and development of its mitigation measures. *Appl. Energy* **2020**, *276*, 115498.
18. Devolder, B.; Schmitt, P.; Rauwoens, P.; Elsässer, B.; Troch, P. A Review of the Implicit Motion Solver Algorithm in OpenFOAM to Simulate a Heaving Buoy. In Proceedings of the 18th Numerical Towing Tank Symposium, Marstrand, Sweden, 28–30 September 2015.
19. Srivastava, A.; Akhtar, H.; Gupta, A.; Kumar, R. Hydrodynamic Analysis of the Ship Hull. *Int. J. Emerg. Technol. Eng. Res.* **2019**, *4*, 25–28.
20. Guo, X.; Gao, Z.; X., L.; Yang, J.; Moan, T. Loading and Blade Deflection of a Tidal Turbine in Waves. *Offshore Mech. Arct. Eng.* **2019**, *141*, 041902.
21. Mycek, P. Numerical and Experimental Study of the Behaviour of Marine Current Turbines. Ph.D. Thesis, University of Le Havre, Le Havre, France, 2013.
22. Menchaca Roa, A. Numerical Analysis of Vertical Axis Water Current Turbines Equipped with a Channelling Device. Ph.D. Thesis, University of Grenoble, Saint-Martin-d'Hères, France, 2011.
23. Kiho, S.; Shiono, M.; Suzuki, K. The power generation from tidal currents by darrieus turbine. *Renew. Energy* **1996**, *9*, 1242–1245.
24. Smagorinsky, J. General circulations experiments with the primitive equations. *Mon. Weather Rev.* **1963**, *91*, 99–164.
25. Katopodes, N. Chapter 8—Turbulent Flow. In *Free-Surface Flow; Environmental Fluid Mechanics Butterworth*, 2019, 540–615.
26. Greenshields, C. *OpenFoam User Guide*, Version 6; *OpenFOAM Foundation* 2018, 3.5.
27. Marten, D.; Peukert, J.; Pechlivanoglou, G.; Nayeri, C.; Paschereit, C. QBLADE: An Open Source Tool for Design and Simulation of Horizontal and Vertical Axis Wind Turbines. *Int. J. Emerg. Technol. Adv. Eng.* **2013**, *3*, 264–269.
28. Delafin, P.L.; Guillou, S.; Sommeria, J.; Maitre, T. Mesh sensitivity of vertical axis turbine wakes for farm simulations. In Proceedings of the Congrès Français de Mécanique, Brest, France, 26–30 August 2019.

Original Research

Multi-Disciplinary and Multi-Scale Assessment of Marine Renewable Energy Structure in a Tidal System

Aurore Raoux ^{*}, Ilan Robin, Jean-Philippe Pezy, Anne-Claire Bennis, Jean-Claude Dauvin

Normandie Univ., UNICAEN, Laboratoire Morphodynamique Continentale et Côtière M2C, UMR 6143 M2C, 24 rue des Tilleuls, F-14000 Caen, France; E-Mails: raoux.aurore@gmail.com; ilan.robin@unicaen.fr; jean-philippe.pezy@unicaen.fr; anne-claire.bennis@unicaen.fr; jean-claude.dauvin@unicaen.fr

* **Correspondence:** Aurore Raoux; E-Mail: raoux.aurore@gmail.com

Academic Editor: Andrés Elías Feijóo Lorenzo

Special Issue: [Renewable Energy in Marine Environment](#)

Journal of Energy and Power Technology
2021, volume 3, issue 1
doi:10.21926/jept.2101012

Received: October 08, 2020
Accepted: March 05, 2021
Published: March 17, 2021

Abstract

The French coast of the Atlantic and English Channel (EC) is promising for the development of Marine Renewable Energy (MRE), including wind, wave, and tidal stream, due to the high velocity of currents in some parts of the area. This paper, focusing on wind and tidal energy, discusses how the implementation of MRE converters influences biodiversity, and vice versa, through biofouling and reef effects. The understanding of these interactions requires the knowledge of the hydro-sedimentary conditions and the macrofauna. The research on these topics, performed at the Continental and Coastal Morphodynamic laboratory (M2C) (UNICAEN, France), is presented through a multi-disciplinary approach by i) studying the hydrodynamic conditions and the macrofauna in Alderney Race, ii) studying the biofouling effects on tidal turbines and their influence on the turbulent wake, iii) assessing the hydro-sedimentary impacts induced by the offshore wind farm, like scouring, and iv) taking an ecosystem approach on MRE, such as the reef effect. From an ecological perspective, the reef effect can be responsible for changes in the structure and function of the ecosystem. Although several studies have analyzed this effect at the species-or community-scale, the propagation



© 2021 by the author. This is an open access article distributed under the conditions of the [Creative Commons by Attribution License](#), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium or format, provided the original work is correctly cited.

of the reef effect at the ecosystem-scale remains unclear. Thus, understanding these ecosystem-scale effects is urgent for future research. From an engineering perspective, biofouling changes the structural characteristics (i.e., supplementary mass) of the converters and thus, affects their performance.

Keywords

English Channel; Alderney Race; energy characterization; environmental impacts; fluid-structure interaction; tidal turbine; offshore wind farm; biofouling effect; reef effect

1. Introduction

The European Union (EU) had set a target to derive 20% of its consumed energy from renewable energy sources by 2020. With more than 11 million km² of water under its jurisdiction, France holds a huge potential for marine renewable energy. Currently, the construction of eight anchored offshore wind farms (OWFs) and four floating OWFs has been planned in metropolitan France (Figure 1). Among them, five anchored offshore wind farms will be built on the English Channel.

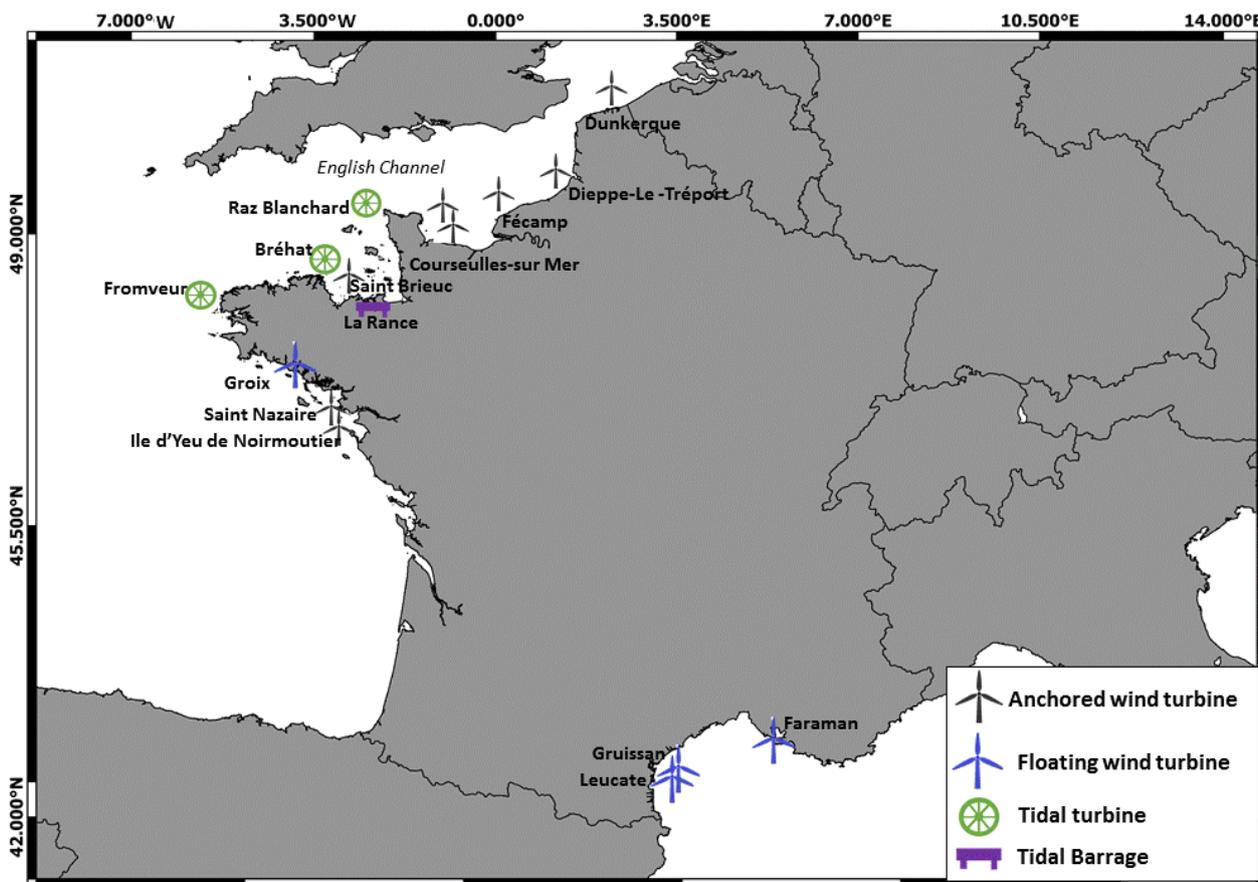


Figure 1 Marine renewable energy development along the French metropolitan coast.

Till the end of 2020, no OWFs have been constructed due to the long administrative procedures and numerous appeals in courts at the French and the European levels [1]. Nevertheless, several

studies have been performed to identify the environmental conditions and ecosystem functioning in selected sites before the implementation of OWFs. These surveys considered several biological groups, including macrobenthos, fish, birds, and mammals (including bats), while assessing the quality of seawater and hydro-sedimentary conditions.

Tidal energy is complementary to wind energy. The tidal power in Europe is estimated at 10 gigawatts (GW), with 4 GW in France. French tidal energy sites are located in Brittany (Fromveur and Bréhat) and Normandy (Raz Blanchard) (Figure 1). The site with the highest tidal energy is the Alderney Race (Raz Blanchard) (3 GW). However, it is also the most complicated site due to complex hydrodynamics, with strong tidal currents (up to 12 knots), ocean waves, highly-energetic turbulent cells, and an uneven sea bed with different geological features (e.g., submarine faults, pebble dunes, etc.). Ten turbine-farms should be installed in Alderney Race to obtain a total power of 20 MW. The first French tidal turbines were connected to the electrical network in 2019 in the Ushant Race at Fromveur and at Bréhat (Figure 1).

In the last decade, research laboratories at the University of Caen Normandy had invested in renewable energy development in the marine environment, especially in the Normandy territory at the western part of the English Channel, in the north of Cotentin in the Raz Blanchard area, and the eastern part of the EC in the extended Bay of Seine.

The Continental and Coastal Morphodynamic laboratory (M2C) had developed multi-disciplinary approaches, such as in situ observations, high-frequency radar measurements, physical experimentations, trophic food models, and numerical modeling (Figure 2). The challenge was not only to accompany the development of MRE for each scientific discipline but also to share expertise and develop common projects on ecosystem functioning. This could be achieved by using physical and numerical modeling at different scales of observations, ranging from the consequences of biofouling of tidal turbines on energy production to the regional suspected impacts of offshore wind farming. Although previous studies have highlighted that the colonization of MRE structures by marine species (also called biofouling) can be responsible for both ecological and engineering consequences, its effects at the ecosystem-scale and on the performance of the offshore infrastructure remain poorly understood. Using a multi-disciplinary approach comprising benthos ecology, trophic web, and numerical modeling, along with expertise on the characteristics of the EC, the M2C laboratory can make an important contribution to the understanding of key issues surrounding the MRE in the EC. The EC is a coastal sea with a strong tidal regime and dominant western winds, which ensures large-scale electricity production in the future. Notably, the M2C is also a member of the Working Group on Marine Benthos and Renewable Energy Developments (WGMBRED), a part of the International Council for the Exploration of the Sea (ICES), since 2013. Thus, this paper aims to present the progress of our research in the development of MRE in the EC.

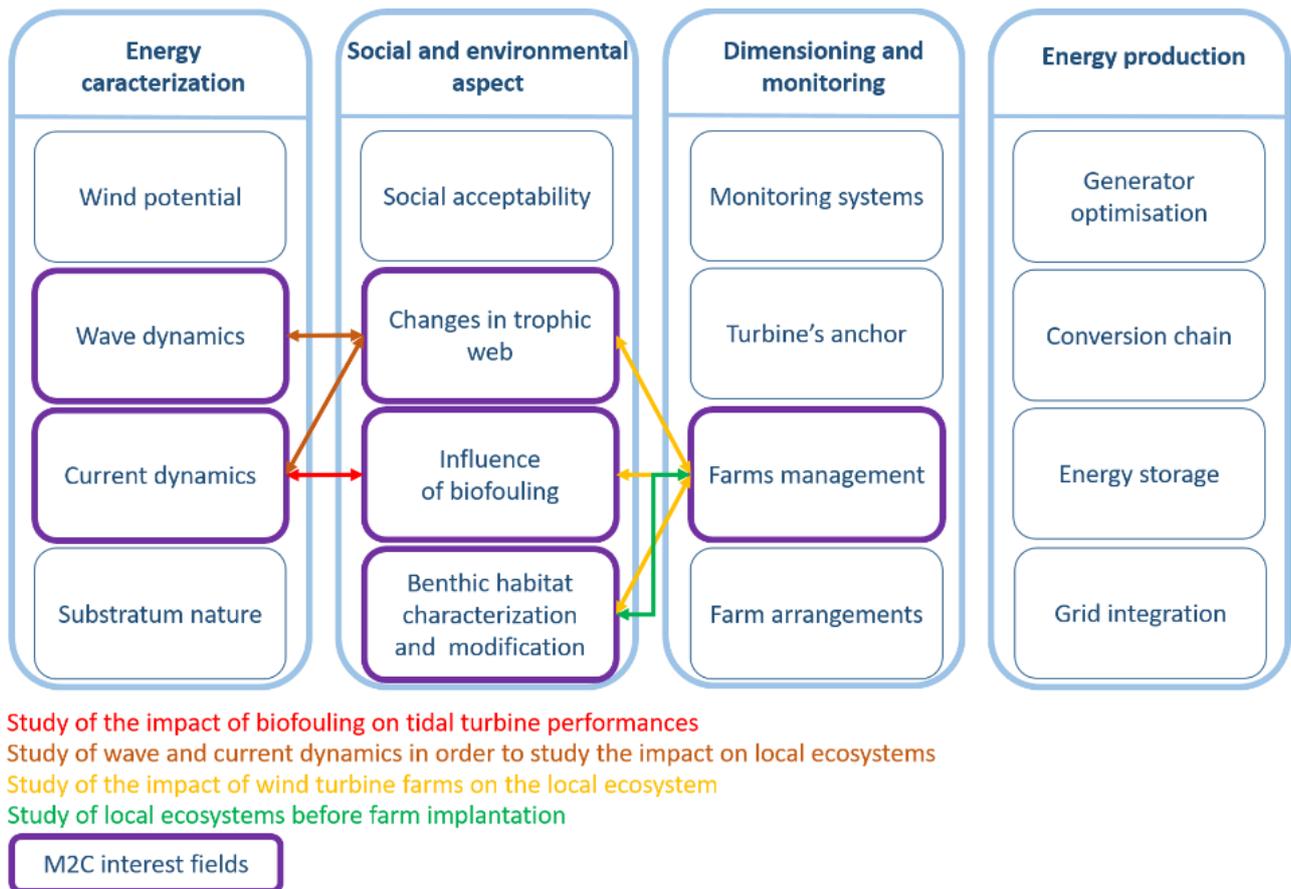


Figure 2 Multi-disciplinary approaches developed by the Continental and Coastal Morphodynamic laboratory (M2C) on MRE.

2. Context: The English Channel, a Megatidal Sea

The English Channel (EC) is a shallow epi-continental sea shared between the United Kingdom in the north and France in the south, with a maximum depth of 174 m in the Hurd Deep (150 km in length and 1.5 to 5 km in width) (Figure 1) [2]. Its western basin is deeper than the Eastern basin and is influenced by the Atlantic waters. It shows the presence of a summer thermocline offshore Plymouth, while the eastern basin is mainly affected by the input of freshwater from the Seine River. The tidal regime is dominated by semidiurnal tides with a period of 12 h and 25 min. The tidal ranges are greater along the French coast, mainly in the Mont-Saint-Michel Bay than along the British coast. The tidal residual propagates from the west to the east, with a water replacement time of approximately 500 days. Due to the Coriolis force, current velocities are higher along the French coast than the English coast, reaching greater than three knots in north Brittany, off the Cotentin Peninsula. In the Dover Strait, velocities exceed eight knots off the Cap de La Hague. Significant gyres are present around the Channel Islands and to the east of the capes of Fréhel, Barfleur, Antifer, and Gris Nez. Tidal currents dominate sedimentation processes; extensive pebbly sediments dominate areas of strong tidal currents located offshore and to the east of the capes, whereas fine sands and muddy fine sands appear in areas of weak tidal currents in bays and estuaries. Coarse sands and pebbles cover more than 80% of the EC seabed area; another particular feature of the sediments is their high proportions of calcareous biogenic material, reaching up to 80% in the bioclastic sediments in the central part of the western EC [2]. Located between $48^{\circ} 30' N$ and 51°

10' N, EC is a temperate sea and is a biogeographical transition zone between the Lusitanian and Boreal provinces, influenced by a balance between warm, temperate species during warm periods and boreal species during cool periods [2].

Moreover, the EC is among the most active coastal marine zones where cumulative human impacts are the greatest. The eastern basin is more impacted than the western basin due to widespread traditional activities such as maintenance of fisheries and the emergence of new activities such as granulate extraction and offshore wind farm installations [2, 3].

3. Hydrodynamic conditions in Alderney Race

To determine the shear of surface currents and sea states, high-frequency (HF) radars were implemented in Cap de la Hague in 2017. They monitored in real-time the surface hydrodynamic (currents and sea states). This innovative system, using two transmitting frequencies (24.5 MHz and 13.5 MHz), produced rare data of the spatialized hydrodynamic of the Alderney Race. First, these data have enabled validation of the numerical model (3D-fully wave-current model); for surface currents, a good agreement has a Root-Mean-Square-Error between 14 and 40 cm/s for the neap tide and between 18 and 60 cm/s for the spring tide [4, 5]. Maximum errors were found in shallow zones with consistently high current velocities. Second, some regions with a strong current shear were highlighted in the radar data; a new methodology for the radar data analysis in such regions is under development.

In addition to the HF radar measurements, some efforts in numerical modeling were performed during HY2DM. An innovative Large Eddy Simulation (LES) method, called LANS-alpha, was implemented in a coastal hydrodynamic numerical model, MARS3D [6], to improve the simulation of the marine turbulence [7, 8]. This method differs from the classical dissipative LES in that this is a reformulation of the equations of fluid mechanics with alteration of the existing non-linear terms and the addition of extra non-linear terms. LANS-alpha does not use a sub-grid scale viscosity, unlike dissipative LES. After a validation step for a wind-driven motion over a seamount, this method was applied to the Alderney Race. A re-energization of the flow was observed with two types of turbulence energy decay in the inertial zone as expected for two-dimensional turbulence. This method mainly affects the turbulence induced by deformation; rotation-induced turbulence is slightly modified. The computing time is reduced by 30% by the use of LANS-alpha.

Furthermore, M2C researchers studied the impact of the wave-current interactions on the tidal stream energy using numerical modeling. The 3D-fully wave-current simulations were performed with the coupled model, which combined the hydrodynamic numerical model, MARS 3D, and the spectral wave model, WAVEWATCH-III [9]. Data from this coupled model were tested and compared with in situ observed data and were found to have good scores [10]: i) the RMSE related to the sea level was around 0.13 m and 0.44 m at Cherbourg and Dièlette, respectively, ii) the PBIAS (percent bias) related to wind at ten-meters height was around 10% and lesser than 4% for magnitude and direction, respectively, iii) the significant wave height PBIAS was around 6% with an R^2 (coefficient of determination) of 0.97, iv) the NRMSE (Normalized RMSE) related to the magnitude of current was around 0.11. The inclusion of wave effects has contributed to a decrease in the error in tidal energy estimate, which was lesser than 10% for the considered time-period (21-25 November 2017). Additionally, the impact of Eleanor's storm (on 2-3 January 2020) on tidal energy was simulated using the coupled model. This storm occurred during a spring tide. A strong reduction in tidal current

magnitude (0.4-0.5 m/s) was observed with PBIAS reduction by a factor of 1.89 and 1.76 for simulations with only tides and with both tides and wind, respectively [11].

4. Macrofauna in the Alderney Race

In the research project entitled “Pile & Tide”, financed by the ADEME (Agence de l’Environnement et de la Maîtrise de l’Energie), the M2C laboratory was in charge of the investigation of the benthic habitats (seabed composition and benthic communities) in the Alderney Race strait. The area is located in the western basin of the English Channel to the North of the Normand-Breton Gulf, with the strongest tidal currents in Europe. The water depth here varies between 20 and 80 m. The sea bed is mainly composed of granite and calcareous rocks of the Cambrian, Silurian, and Cretaceous ages; some surficial sediments in small patches between rocky substrate are mainly composed of gravel and pebbles [12].

The data on the macrofauna of such a dynamic area are very rare and were obtained in the 1970s from the doctoral thesis of Retière (1979) [13], who described a mussel community, *Musculus discors* (L., 1767), in the area of the Alderney Race. Additionally, the horse mussel, *Modiolus modiolus* (Lamarck, 1799), was reported to form mussel beds. However, *M. modiolus* was not recorded recently in samplings in 2015-2016 [12], and its persistence in this area, which corresponds to the southern limit of its distribution in the north-eastern Atlantic, needs to be confirmed

During three sampling campaigns between 2015 and 2016, a total of 38 benthic stations were visited with a Rallier du Baty dredge. A single gear was used to sample the sea bed in hydrodynamic areas. Of the 38 operated dredges, 24 were unsuccessful, containing little to no sediments, and only 14 yielded sufficient volume of sediment (0.5 to 32 L) composed of gravels and pebbles with or without sessile epifauna [12]. Despite a low number of effective stations, the collected fauna showed high diversity with 140 different taxa, dominated by crustaceans (69 taxa). The fauna was characterized by small species living either in interstitial positions, or as infauna, or protected (like erect hydrozoans). Most of the sampled species were adapted to live in high-energy hydrodynamic conditions and hard irregular sea beds. Following Michez et al. (2015) [14], three benthic habitats were identified [12]: (1) very mobile and coarse infralittoral sediments with scattered fauna; (2) circalittoral pebbles under strong hydrodynamic conditions with scattered fauna; and (3) mobile coastal circalittoral gravel and pebbles consisting of *Spirobranchus triqueter* (L., 1758), barnacles, and encrusted bryozoans. New locations of two crustacean species in the English Channel were reported for the amphipod, *Elasmopus thalyae* (Gouillieux and Sorbe, 2015) [15], found at the soft and hard bottoms of the Arcachon Bay [16] and the tanaid, *Zeuxo holdichi* (Bamber, 1990), described from the Arcachon Bay [17].

To provide additional information to standard benthic observations, Foveau et al. (2017) [18] had developed a new underwater imagery system to monitor the seafloor and benthic communities of the Alderney Race. Despite the difficulty in the acquisition, the underwater images highlighted the heterogeneous nature of the seabed in the Alderney Race. A total of 380 photos of the seafloor were obtained during a 2016 survey, among which 38% were usable [18]. Two main sediment types were recognized: (1) gravel and blocks, mixed in a more or less cohesive way, and (2) bedrock. Sessile fauna was identified from the images, which included the barnacle, *Balanus crenatus* (Bruguère, 1789), hydrozoans belonging to the genus *Sertularia*, as well as poriferans and

bryozoans. From the images, it was not possible to determine mobile species due to their small size and infaunal lifestyle.

In summary, the sea bed was mainly composed of a hard bottom with small enclaves of coarse sediments in the spaces between large granite blocks. This area remained difficult to explore due to its high heterogeneity and steep slopes (in some places, the vertical depth varied by 10 m over a horizontal distance of 5 m [18]). Due to strong currents, the hard bottom was poorly colonized by sessile fauna, except the mussel, *Musculus discors*, and the barnacle, *Balanus crenatus*, which dominated the epifauna. Nevertheless, the infauna was rich and consisted mainly of small species adapted to live in clean mobile sediments.

5. Impact of Macrofauna on Tidal Turbine Performances

After identifying the macrofauna of the Alderney Race, the M2C researchers investigated its influence on the tidal turbine performance. In particular, the effects induced by biofouling on the turbulent wake were studied. Assessing these effects is a relevant issue for the tidal industry to minimize the maintenance of the turbines. Numerical modeling is challenging due to the need to solve the geometry of biofouling species in the mesh and to produce long time series for the diagnosis of turbine performance. Computational Fluid Dynamic (CFD) simulations were carried out to understand how species changed the flow near the blades using three main types of turbulence models (RANS, LES, DNS) available in OpenFoam [19]. The computational domain was composed of two meshes-one was fixed, while the other rotates and contained the rotor. The Arbitrary Mesh Interface (AMI) method was used to send the flow from one mesh to the other. As explained in Figure 3, the LES (Large Eddy Simulation) method with the Smagorinsky model was the best choice for this application; turbulent structures induced by biofouling were better represented than using RANS, and the computing time was less than using the DNS model. The simulated turbulent wake was found to be sensitive to the presence of organisms. When the colonization was located near the leading edge, the effects were much more significant. Moreover, a single organism or a small colony can disrupt the wake more than a large colony, leading to a sharkskin effect. Three-dimensional effects were also investigated by Robin et al. (2019) [20] for the cases of forced and flow-induced rotations. Flow-induced rotation conforms to the energy chain better than forced rotation. In flow-induced rotation, the primary energy contained in the flow is transformed into mechanical energy before being converted into electricity. The wakes in both cases were compared, and, as expected, the signals were similar for similar speeds of rotation. It showed that flow-induced code does not interfere with the flow results. Moreover, biofouling modifies the rotor weight, which mainly affects the turbine's behavior when the flow strongly depends on time. The modification of the mass impacts the rotor's restart (transition mode) if it is heavily loaded with organisms. This problem was unlikely to occur in the Alderney Race but can appear at tidal turbines in shallower seas. The M2C researchers are currently working on the coupling between OpenFoam (CFD) and Dorothy (vortex model) numerical codes to reduce the computing time. OpenFoam will handle the close-blade field while Dorothy will solve the wake in the far-field. Thus, we will have an efficient tool to study the impacts of different colonizations on the performance of the tidal turbines.

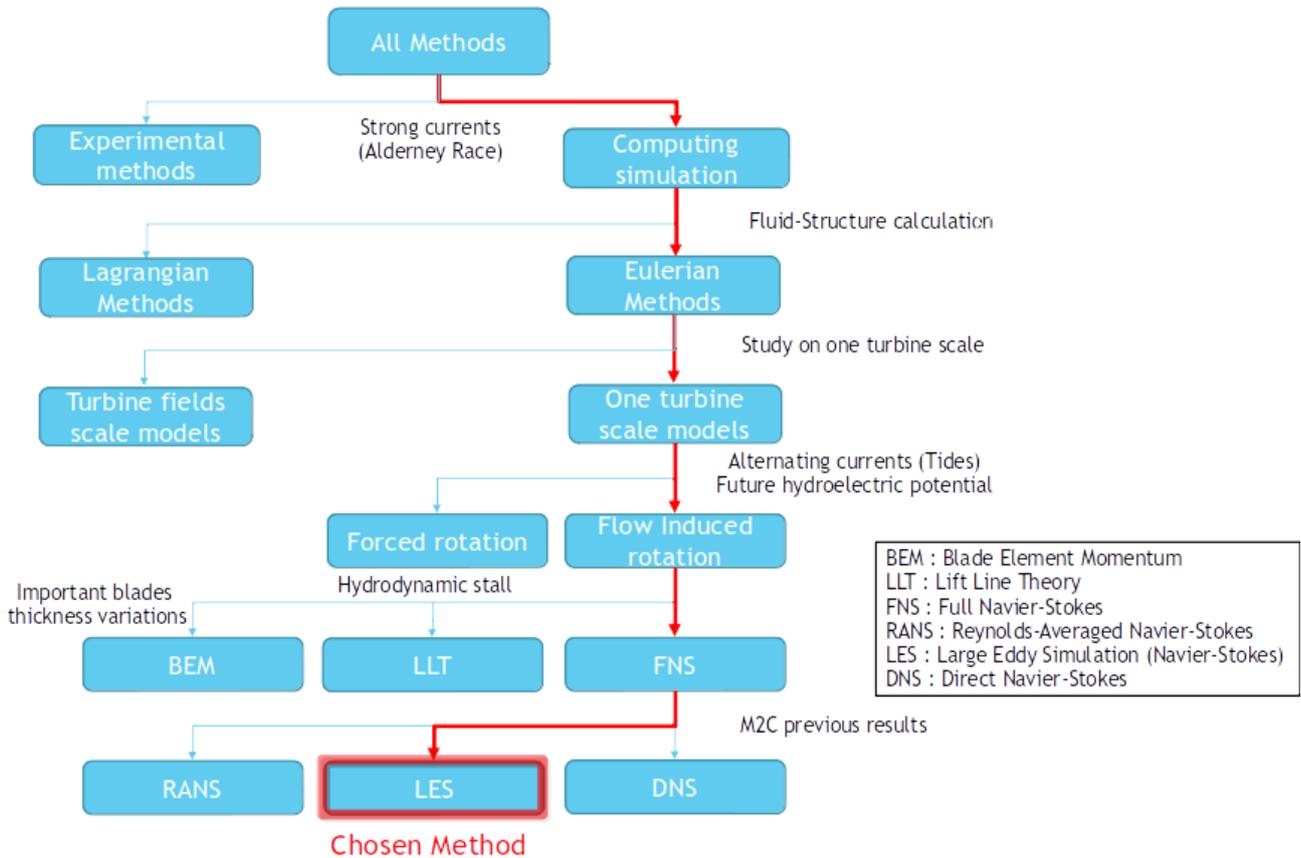


Figure 3 Decision tree for CTD method selection.

6. Assessment of the Environmental Impacts of the Offshore Wind Farm Foundations

In the Ofelia project (Interreg IVa France-England), the M2C was in charge of the numerical modeling for the assessment of the hydro-sedimentary impacts of the monopiles on the future Courseulles s/mer wind farm [21, 22]. A subgrid-scale parameterization was developed and implemented in the three-dimensional hydrodynamical model, MARS 3D. This parameterization, based on Ganthy (2011) [23] and Kombiadou et al. (2014) [24] for the *Zostera noltei* meadows, was able to reproduce the changes in the flow due to the monopiles and the impacts on the seabed morphology by adding drag forces to the momentum and turbulence equations. Comparisons with simulations where the monopiles were explicitly solved in the mesh were done to evaluate the performance of the parameterization over a tidal cycle. We observed similar behaviors between the two types of simulations, where currents increased at the side of the monopile and decreased in front and downstream of the monopile. For a network of four monopiles, and according to the tidal cycle, wakes downstream of the monopile interacted with the other monopiles modifying the current velocity. For the effect of sediment transport, the increase in the flow around the monopile caused resuspension and erosion (scour), while the decrease in the flow generated sediment deposits around the monopile. These effects were in agreement with the ones observed experimentally (in-situ or laboratory) [25, 26]. This new parameterization may be used to efficiently simulate the hydro-sedimentary changes induced by the monopiles. For other types of foundations, like gravity-based or tripod, results have to be carefully interpreted, and the expressions of the forces need to be adjusted.

7. Toward an Ecosystem Approach of Marine Renewable Energy

Noting that there was no integrated study of the effects of MRE on the ecosystem in the countries where they were implemented [1, 27], the M2C laboratory promoted a sampling strategy to collect local data for future environmental monitoring programs of OWFs. The M2C developed an MRE ecosystem approach based on local biomass data (i.e., zooplankton, meiofauna, benthos, and demersal fish) and the link between demersal fish and the benthos, through stomach content studies [1, 27]. Then, a trophic web model based on these data was built. In parallel, the M2C, in collaboration with the Biology of Aquatic Organisms and Ecosystems (BOREA) laboratory, explored a new way to understand the potential impacts of OWFs through food web models and flow analysis. They developed an ecosystem-integrated view of the future CSM OWF site to describe the marine ecosystems before OWF construction and to simulate the reef effect after OWF construction (Figure 4) [27, 28]. Among the different trophic web modeling approaches currently available, the modeling tool Ecopath with Ecosim (EwE) was used [29-31] to describe the initial state of both future OWF sites. This was a mass-balance, zero-dimension modeling approach, which had previously been used to analyze the impact of a wide range of anthropogenic perturbations on marine ecosystems such as fishing, sea dumping operations, new species introductions, and infrastructure development [32-37]. However, surprisingly few studies have combined trophic web modeling strength with OWF impact assessment [27, 38]. Thus, the M2C laboratory applied the EwE approach to model the trophic web of the area intended for the CSM OWF and the DLT OWF construction to obtain knowledge of both the systems and to characterize their ecological properties through Ecological Network Analysis (ENA) [1, 27, 28].

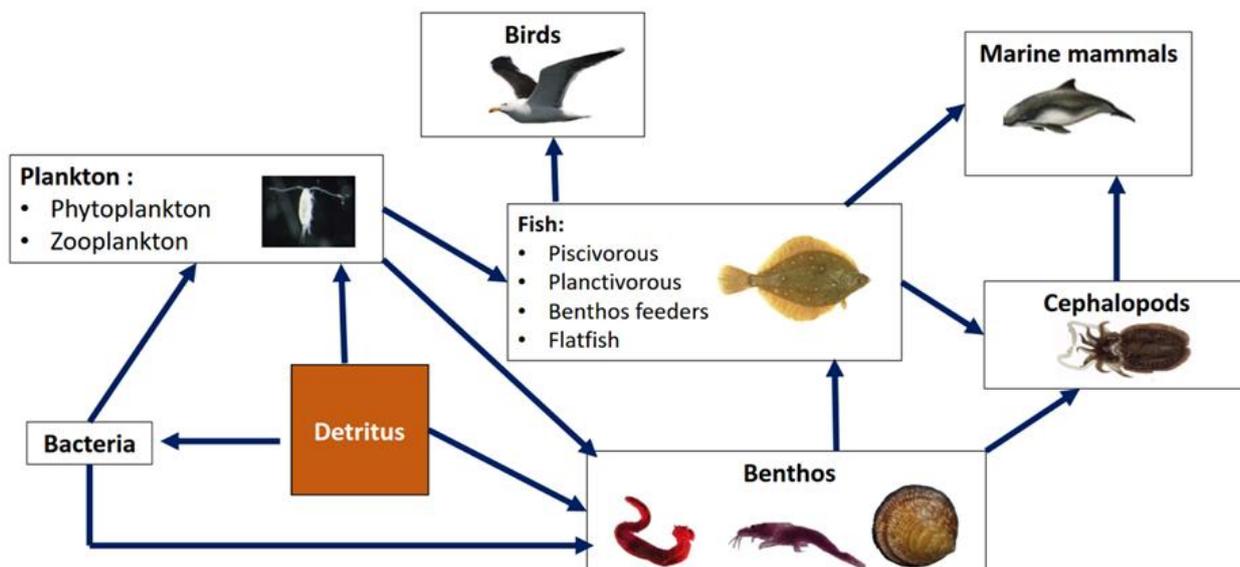


Figure 4 Trophic web of the Courseulles-sur-Mer ecosystem model (modified from Raoux et al., 2017 [27]).

7.1 Ecopath Models of the Future CSM OWF and DLT OWF Sites

An ecosystem model composed of 37 compartments (from phytoplankton to seabirds) was built to describe the situation “before” the CSM OWF construction and was called Before Offshore Wind

Farm (BOWF) [27]. The compartment selection and aggregation were based on trophic interactions. Additionally, special attention was given to commercial species by placing them in monospecific compartments (for more details, see Raoux et al., 2017 [27]). This model was built by using the data collected during the Environmental Impact Assessment (EIA) of the CSM OWF site. The main results highlighted that the CSM trophic web is controlled by an intermediate trophic level dominated by the keystone species, the pouting (*Trisopterus luscus*). Similarly, an ecosystem model (from phytoplankton to seabirds) was built to describe the structure and function of the DLT OWF construction site. Ecosystem species were grouped into 28 compartments of similar trophic behavior (same prey and same predators). Additionally, benthic invertebrate macrofauna was subdivided into consumed and non-consumed species (more details in Pezy et al., 2018a). This model was built by using the data collected from sampling operations following the methods described by Pezy et al. (2018a) [1]. The main results highlighted that the trophic web is most likely detritus-based and that the ecosystem biomass is dominated by “non-consumed benthic invertebrates”. This could be a trophic dead-end for fish due to the size of these filter feeders compared to the size of the fish in the DLT area. All information regarding the input and output parameters of the CSM and the DLT Ecopath models can be found in Raoux et al. (2017) [27] and Pezy et al. (2018a) [1], respectively.

The area intended for the construction of the CSM OWF and the DLT OWF had gravelly sand. The ecosystem biomass of both sites was dominated by benthic invertebrate filter feeders, with biomass of 22.5 gC.m⁻² at the CSM site (dominated by the bivalve, *Polititapes rhomboides*) and 45 gC.m⁻² at the DLT site (dominated by the dog cockle, *Glycymeris glycymeris*, and the banded carpet clam, *Polititapes rhomboides*) [1, 39]. The comparison of the ENA between the gravelly sand of the OWF planned at CSM and at DLT highlighted that the total activity and ascendancy values were higher for the CSM OWF. This was because the CSM OWF model had a greater number of compartments than the DLT OWF model and a higher intake of nutrients from the Seine River [40]. Additionally, between the two sites, the recycling value was higher at the area intended for the DLT OWF construction due to higher bivalve biomass at the DLT site [39]. This result highlighted the importance of considering an ecosystem perspective with physical and biological coupling in the OWF surveys. Thus, even if both these sites had a similar type of sediment, they had different emergent properties that could be explained partly by higher biomass and species richness at the DLT site.

7.2 Simulation of the Reef Effect Due to the OWF Construction

The reef effect has been described for epibenthic and demersal fauna as well as for benthopelagic fish (including commercial species) close to wind farm foundations [27, 28, 41-47]. Filter feeders, such as mussels and amphipods, tend to colonize and dominate the vertical structures of the turbines. Benthic predators such as crabs commonly inhabit the base of the foundations, and the scour protections [48]. In the North sea, several fish species (such as the pouting (*Trisopterus luscus*) and cod (*Gadus morhua*) have been shown to aggregate around the foundations, possibly because of the enhanced food supplies which could potentially improve their productivity [42-44]. Additionally, studies have also pointed out that the increase in the biomass of filter feeders, such as the blue mussel (*Mytilus edulis*), on turbines can alter the pelagic primary productivity by reducing the local concentration of phytoplankton [46, 47, 49]. This depletion of phytoplankton and primary

production affect the benthic and fouling community and is responsible for changes in the functioning of the ecosystem, such as the local biogeochemical cycle [46, 49].

As mentioned previously, so far, there is no holistic study on the impact of the reef effect induced by OWF constructions on entire ecosystems. Hence, as a complementary approach to the traditional impact assessment, the objective of the M2C laboratory, in collaboration with BOREA, was to develop an integrated ecosystem overview of the reef effect. Thus, an Ecosim model (the temporal dynamic module of EwE) was derived from projecting the evolution of the ecosystem over the next 30 years, after the simulated increase in the biomass of specific benthic and fish compartments associated with the OWF construction. Key findings from these analyses showed that the reef effect is predicted to lead to a detritivore-dominated trophic web [27], which is similar to the hypothesis of Norling and Kautsky (2008) [50]. An increase in the biomass of benthic invertebrates and benthos-feeding fish in response to the reef effect is predicted to attract apex predators, as hypothesized by Lindeboom et al. (2011) [45] and by Reubens et al. [44]), who demonstrated that poutings fed on the macrobenthos produced on the Thornton bank wind turbines in the Belgian part of the North Sea. Additionally, as mentioned previously, colonization of MRE structures by epibenthic communities (mussels and barnacles) can also affect the offshore infrastructure and its performance. Thus, one of the main challenges of the development of MRE is to understand how biofouling affects turbine performance.

8. Important Gaps within the OWF Environmental Impact Assessment (EIA) Studies

The EIA considers the sensitivity to potential disruptions of some groups of valuable species without accounting for the links between them [27]. Thus, the effects of the construction of OWFs on the structure and function of the ecosystem remain unclear. There is an urgent need for the OWF EIA to adopt a holistic and integrated view of the ecosystem in their analyses. Additionally, iconic or flagship species are particularly emphasized for their endangered status and popularity among the masses [51]. Thus, monitoring of biological entities other than top predators, particularly within the benthic community (including hard artificial structures), has not yet been sufficiently accounted for [27, 51, 52]. However, several studies have stressed the need to include the benthos within ecosystem monitoring of the MREs [51, 52]. As mentioned below, the reef effect is considered to be the most important impact on the ecosystem with the arrival of new species. It is thus necessary to analyze the evolution of this new hard-substrate community. Additionally, a European review concluded that knowledge of changes in the functioning of soft-bottom benthic ecosystems due to MRE operations is limited and will require hypothesis-driven research combined with ecological modeling. This study also revealed that benthic sensitivity to MRE is higher than previously indicated [51]. Finally, Dannheim et al. (2019) [52] stressed the urgency to integrate benthic research on the MRE impact assessment with scientific approaches at the ecosystem level.

9. Next steps

The hydrodynamic of the Alderney Race is very complex, and further research is necessary to understand the physical mechanisms and their impacts on sediment transport and macrofauna. The M2C researchers are planning to work on the characterization of the current shear and the interactions between waves, current, and turbulence near the bottom.

Laboratory experiments will be conducted to evaluate the impacts of species on the turbulent flow near the blade and in the wake. These results will be compared to the numerical results acquired by the M2C researchers.

The reef effect creates important hard-bottom macrobenthic biomasses, but it also increases the availability of prey to higher trophic levels, especially demersal fishes. It will be essential to identify the part of the benthic biomass consumed by fish around the EMR by using stomach content or isotope analyses to construct a more realistic trophic model due to EMR deployments. This approach was proposed by the M2C laboratory for the CSM EMR site simultaneously with the evaluation of the changes in the soft-bottom and hard-bottom communities. The role of the EMR structures as a source for connecting populations of various species with a benthopelagic development began in October 2020 in the framework of a three-year Ph. D. program. This topic involved benthologists and physicians ensuring a multi-disciplinary approach by the M2C laboratory to establish the English Channel as a model for the Megatidal Sea, where humans are highly dependent on the coastal ecosystem, which is under strong environmental forces.

Acknowledgements

These works were co-funded by the Normandy Region, the group 'Eoliennes Offshore du Calvados', the group 'Eoliennes en mer Dieppe-Le Tréport', the ANR HYD2M project (ANR-10-IEED-0006-07), the ADEME Pile&Tide project, the Interreg IVa France-Angleterre OFELIA project and the CPER Manche 2021 project. We also acknowledge Nathalie Niquil (BOREA, University of Caen), Guiomar Lopez (M2C, University of Caen), Laurent Benoit (M2C, University of Caen), Laurent Perez (M2C, University of Caen), Martial Boutet (M2C, University of Caen) and Feddy Adong (M2C, University of Caen). Results acquired with Ifremer MARS software. The authors acknowledge the Centre Régional Informatique et d'Applications Numériques de Normandie (CRIANN) for providing the computational resources and support.

Author Contributions

All authors have made a substantial, direct and intellectual contribution to the work, and approved it for publication.

Competing Interests

The authors have declared that no competing interests exist.

References

1. Pezy JP, Raoux A, Dauvin JC. An ecosystem approach for studying the impact of offshore wind farms: A French case study. *ICES J Mar Sci.* 2020; 77: 1238-1246.
2. Dauvin JC. The English Channel: La Manche. In *World Seas: An Environmental Evaluation*. 2nd ed. Volume I: Europe, the Americas and West Africa. Cambridge, MA: Academic Press Published; 2019. p. 153-188.
3. Halpern BS, Walbridge S, Selkoe KA, Kappel CV, Micheli F, D'Agrosa C, et al. A global map of human impact on marine ecosystems. *Science.* 2008; 319: 948-952.
4. Lopez G, Bennis AC, Barbin Y, Sentchev A, Benoît L, Marié L. Surface currents in the Alderney

- Race from high-frequency radar measurements and three-dimensional modelling. *Philos Trans Royal Soc A*. 2020; 378: 20190494.
5. Lopez G, Bennis AC, Barbin Y, Benoît L, Cambra R, Conley D, et al. Surface hydrodynamics of the Alderney Race from HF radar measurements. *Proceedings of 13th European Wave and Tidal Energy Conference; 2019 September 1st; Naples, Italy*. Paris: Centre pour la Communication Scientifique Directe.
 6. Lazure P, Dumas F. An external-internal mode coupling for a 3D hydrodynamical model for applications at regional scale (MARS). *Adv Water Resour*. 2008; 31: 233-250.
 7. Adong F, Bennis AC. Turbulence models for coastal simulation: Application to Alderney Race. *Proceedings of 13th European Wave and Tidal Energy Conference; 2019 September 6th; Naples, Italy*. Paris: Centre pour la Communication Scientifique Directe. p. 1-8.
 8. Bennis AC, Adong F, Boutet M, Dumas F. LANS- α turbulence modeling for coastal sea: An application to Alderney Race. *J Comput Phys*. 2021; 432: 110155.
 9. Tolman HL. User manual and system documentation of WAVEWATCH III® version 4.18. NOAA/NWS/NCEP/MMAB; Technical Note 316; 2014.
 10. Bennis AC, Furgerot L, Du Bois PB, Dumas F, Odaka T, Lathuiliere C, et al. Numerical modelling of three-dimensional wave-current interactions in complex environment: Application to alderney race. *Appl Ocean Res*. 2020; 95: 102021.
 11. Bennis AC. Final report of the HYD2M project [Internet]. Plouzane: France energies marines; 2020. Available from: <http://hyd2m.criann.fr/en/accueil/projet-2/>.
 12. Foveau A, Dauvin JC. Surprisingly diversified macrofauna in mobile gravels and pebbles from high-energy hydrodynamic environment of the 'Raz Blanchard' (English Channel). *Reg Stud Mar Sci*. 2017; 16: 188-197.
 13. Retière C. Contribution à l'étude des peuplements benthiques du golfe normano-breton. Rennes, France: Université of Rennes; 1979.
 14. Michez N, Bajjouk T, Aish A, Andersen AC, Ar Gall E, Baffreau A, et al. Typologie des habitats marins benthiques de la Manche, de la Mer du Nord et de l'Atlantique Version 2. Paris, France: Muséum national d'Histoire naturelle; SPN 2015-45; 2015.
 15. Gouillieux B, Sorbe JC. *Elasmopus thalyae* sp. nov. (Crustacea: Amphipoda: Maeridae), a new benthic species from soft and hard bottoms of Arcachon Bay (SE Bay of Biscay). *Zootaxa*. 2015; 3905: 107-118.
 16. Foveau A, Dauvin JC. *Elasmopus thalyae* (Crustacea: Amphipoda: Maeridae) in high energetic area off the North-west Cotentin peninsula, English Channel. *Cah Biol Mar*. 2017; 58: 363-366.
 17. Foveau A, Pezy JP, Bauxi N, Baffreau A, Bachelet Q, Chouquet B, et al. Range extension of the tanaidid *Zeuxo holdichi* (Bamber, 1990) along the northern coasts of France? *Cah Biol Mar*. 2018; 59: 329-333.
 18. Foveau A, Haquin S, Dauvin JC. Using underwater imagery as a complementary tool for benthos sampling in an area with high-energy hydrodynamic conditions. *J Mar Biol Oceanogr*. 2017; 6.
 19. Rivier A, Bennis AC, Jean G, Dauvin JC. Hydrodynamic consequences of biofouling organisms on marine energy converters. *Int J Mar Energy*. 2018; 2: 101-109.
 20. Robin I, Bennis AC, Dauvin JC, Gualous H. Impact of tidal turbine biofouling on turbulence and power generation. *Proceedings of 24e Congrès Français de Mécanique; 2019 August 26th; Brest, France*. Paris: Centre pour la Communication Scientifique Directe. pp. 1-12.
 21. Rivier A, Bennis AC, Pinon G, Gross M, Magar V. Regional numerical modelling of offshore

- monopile wind turbine impacts on hydrodynamics and sediment transport. Boca Raton, FL: CRC Press; 2015. pp. 807-813.
22. Rivier A, Bennis AC, Pinon G, Magar V, Gross M. Parameterization of wind turbine impacts on hydrodynamics and sediment transport. *Ocean Dyn.* 2016; 66: 1285-1299.
 23. Ganthy F. Rôle des herbiers de zostères (*Zostera noltii*) sur la dynamique sédimentaire du Bassin d'Arcachon. Bordeaux, France: Université de Bordeaux; 2011.
 24. Kombiadou K, Ganthy F, Verney R, Plus M, Sottolichio A. Modelling the effects of *Zostera noltei* meadows on sediment dynamics: Application to the Arcachon lagoon. *Ocean Dyn.* 2014; 64: 1499-1516.
 25. Rogan C, Miles J, Simmonds D, Iglesias G. The turbulent wake of a monopile foundation. *Renew Energ.* 2016; 93: 180-187.
 26. Gunnoo H, Abcha N, Ezersky A. Frequency lock-in and phase synchronization of vortex shedding behind circular cylinder due to surface waves. *Phy Lett A.* 2016; 380: 863-868.
 27. Raoux A, Tecchio S, Pezy JP, Lassalle G, Degraer S, Wilhelmsson D, et al. Benthic and fish aggregation inside an offshore wind farm: Which effects on the trophic web functioning? *Ecol Indic.* 2017; 72: 33-46.
 28. Raoux A, Lassalle G, Pezy JP, Tecchio S, Safi G, Ernande B, et al. Measuring sensitivity of two OSPAR indicators for a coastal food web model under offshore wind farm construction. *Ecol Indic.* 2019; 96: 728-738.
 29. Polovina JJ. Model of a coral reef ecosystem. I. The ECOPATH model and its application to French Frigate Shoals. *Coral Reefs.* 1984; 3: 1-11.
 30. Christensen V, Walters CJ. Ecopath with Ecosim: Methods, capabilities and limitations. *Ecol Modell.* 2004; 172: 109-139.
 31. Christensen V, Walters CJ, Pauly D, Forrest R. Ecopath with Ecosim version 6 user guide. Lenfest Ocean Futures Project. Vancouver, Canada: University of British Columbia, 2008. pp. 1-235.
 32. Langseth BJ, Rogers M, Zhang H. Modeling species invasions in Ecopath with Ecosim: An evaluation using Laurentian Great Lakes models. *Ecol Modell.* 2012; 247: 251-261.
 33. Heymans JJ, Tomczak MT. Regime shifts in the Northern Benguela ecosystem: Challenges for management. *Ecol Modell.* 2016; 331: 151-159.
 34. Pezy JP, Raoux A, Marmin S, Balay P, Niquil N, Dauvin JC. Before-after analysis of the trophic network of an experimental dumping site in the eastern part of the Bay of Seine (English Channel). *Mar Pollut Bull.* 2017; 118: 101-111.
 35. Pezy JP, Raoux A, Marmin S, Balay P, Dauvin JC. What are the most suitable indices to detect the structural and functional changes of benthic community after a local and short-term disturbance? *Ecol Indic.* 2018; 91 :232-240.
 36. Raoux A, Baux N, Pezy JP, Balay P, Lesourd S, Dauvin JC. Evaluating ecosystem functioning of a long-term dumping site in the Bay of Seine (English Channel). *Ecol Indic.* 2020; 115: 106381.
 37. Tecchio S, Rius AT, Dauvin JC, Lobry J, Lassalle G, Morin J, et al. The mosaic of habitats of the Seine estuary: Insights from food-web modelling and network analysis. *Ecol Modell.* 2015; 312: 91-101.
 38. Raoux A, Pezy JP, Ernande B, Niquil N, Dauvin JC, Grangeré K. Isotopic analyses, a good tool to validate models in the context of marine renewable energy development and cumulative impacts. *Estuar Coast Shelf Sci.* 2020; 237: 106690.
 39. Pezy JP, Raoux A, Dauvin JC. The environmental impact from an offshore windfarm: Challenge

- and evaluation methodology based on an ecosystem approach. *Ecol Indic.* 2020; 114: 106302.
40. Billen G, Garnier J, Lassaletta L. The nitrogen cascade from agricultural soils to the sea: Modelling nitrogen transfers at regional watershed and global scales. *Philos Trans R Soc Lond B Biol Sci.* 2013; 368: 20130123.
 41. De Mesel I, Kerckhof F, Norro A, Rumes B, Degraer S. Succession and seasonal dynamics of the epifauna community on offshore wind farm foundations and their role as stepping stones for non-indigenous species. *Hydrobiologia.* 2015; 756: 37-50.
 42. Reubens JT, Degraer S, Vincx M. The ecology of benthopelagic fishes at offshore wind farms: A synthesis of 4 years of research. *Hydrobiologia.* 2014; 727: 121-136.
 43. Reubens JT, Braeckman U, Vanaverbeke J, Van Colen C, Degraer S, Vincx M. Aggregation at windmill artificial reefs: CPUE of Atlantic cod (*Gadus morhua*) and pouting (*Trisopterus luscus*) at different habitats in the Belgian part of the North Sea. *Fish Res.* 2013; 139: 28-34.
 44. Reubens JT, Degraer S, Vincx M. Aggregation and feeding behaviour of pouting (*Trisopterus luscus*) at wind turbines in the Belgian part of the North Sea. *Fish Res.* 2011; 108: 223-227.
 45. Lindeboom HJ, Kouwenhoven HJ, Bergman MJ, Bouma S, Bresseur SM, Daan R, et al. Short-term ecological effects of an offshore wind farm in the Dutch coastal zone; a compilation. *Environ Res Lett.* 2011; 6: 035101.
 46. Slavik K, Lemmen C, Zhang W, Kerimoglu O, Klingbeil K, Wirtz KW. The large-scale impact of offshore wind farm structures on pelagic primary productivity in the southern North Sea. *Hydrobiologia.* 2019; 845: 35-53.
 47. Mavraki N, Degraer S, Vanaverbeke J, Braeckman U. Organic matter assimilation by hard substrate fauna in an offshore wind farm area: A pulse-chase study. *ICES J Mar Sci.* 2020; 77: 2681-2693.
 48. Coates DA, Deschutter Y, Vincx M, Vanaverbeke J. Enrichment and shifts in macrobenthic assemblages in an offshore wind farm area in the Belgian part of the North Sea. *Mar Environ Res.* 2014; 95: 1-12.
 49. Maar M, Bolding K, Petersen JK, Hansen JL, Timmermann K. Local effects of blue mussels around turbine foundations in an ecosystem model of Nysted off-shore wind farm, Denmark. *J Sea Res.* 2009; 62: 159-174.
 50. Norling P, Kautsky N. Patches of the mussel *Mytilus* sp. are islands of high biodiversity in subtidal sediment habitats in the Baltic Sea. *Aquat Biol.* 2008; 4: 75-87.
 51. Wilding TA, Gill AB, Boon A, Sheehan E, Dauvin JC, Pezy JP, et al. Turning off the DRIP ('Data-rich, information-poor')-rationalising monitoring with a focus on marine renewable energy developments and the benthos. *Renew Sust Energ Rev.* 2017; 74: 848-859.
 52. Dannheim J, Degraer S, Jackson AC, Bergström L, Birchenough S, Brzana R, et al. Benthic effects of offshore renewables: Prioritizing the known unknowns. *ICES J Mar Sci.* 2019; 76: fsz018.

Impact du biofouling sur les performances et le sillage des hydroliennes : une approche exploratoire 3D

Résumé : La réduction des émissions de gaz à effet de serre imposée aux états pour limiter le réchauffement climatique mondial passe par une réorganisation de la répartition des sources d'énergies. La part des énergies renouvelables (ENRs) est vouée à augmenter dans les prochaines décennies. La technologie hydrolienne a comme avantage de fournir une énergie faiblement carbonée prédictible contrairement à la majorité des autres ENRs. Son développement soulève toutefois des problématiques qui lui sont propres : dans l'eau, en milieu naturel, des organismes vivants colonisent les surfaces des turbines immergées, c'est le biofouling. Celui-ci induit des changements sur le comportement des hydroliennes que cette thèse cherche à décrire et quantifier à l'aide d'outils numériques. Plusieurs aspects de l'impact du biofouling sont étudiés : d'abord le cas simplifié d'une pale droite fixe dans un écoulement rectiligne uniforme montre que le biofouling génère surtout de la traînée qui modifie le sillage tourbillonnaire. Puis une hydrolienne à axe horizontal dont les pales sont colonisées de façon réaliste est étudiée. Les résultats montrent une diminution de la puissance de l'hydrolienne et une augmentation de sa traînée. Le sillage, globalement plus turbulent, contient moins d'énergie dans ses gros tourbillons. Les effets de la variation de masse sur le démarrage des machines sont ensuite étudiés à l'aide d'un système innovant d'Interaction Fluide-Structure (IFS) : le mouvement induit par le fluide. Le biofouling pourrait avoir un effet conséquent sur l'amorçage de la mise en rotation, et pourrait même bloquer les hydroliennes à axe vertical. Enfin, une tentative de couplage entre des codes Eulérien et Lagrangien est présentée, avec comme objectif de faciliter l'étude de problématiques fluides multi-échelles en abaissant les temps de calcul requis. **Mots clés :** Biofouling, Hydrolienne, Dynamique des fluides, Sillage, Approche numérique.

Impact of biofouling on the performance and wake of tidal turbines : an exploratory 3D approach

Abstract : The reduction of greenhouse gas emissions which has been imposed on states in order to limit global warming needs re-organizing the energy mix. The share of renewable energies in the energy mix is due to grow in the next decades. Tidal power's advantage is to deliver low carbon predictable energy, unlike the majority of other renewable energies. Though, its development raises specific problematics : in water, in natural environment, live organisms colonize the surfaces of immersed turbines, which is called biofouling. Biofouling induces the changes in the behaviour of tidal turbines this work tries to describe and quantify with the help of numerical tools. Several aspects of biofouling are here studied : first, the simplified case of a straight blade in a uniform straight flow shows that biofouling principally generates drag which changes the blade's wake. Then, a horizontal axis turbine whose blades are realistically colonized is being studied. The results show the turbine's power is lessened and its trail increases. The wake, which is overall more hectic, contains less energy in its strong vortices. We then study the effects of mass variations on the start-up of the machines, with an innovative system of interactions between fluid and structure : the movement is induced by the fluid. Biofouling could well have a strong impact on the initiation of the rotation, and could even block vertical axis turbines. Finally, we tried to present a mix of Eulerian and Lagrangian codes, aiming at making the study of multiscale fluid problems easier, by making the computing time shorter. **Keywords :** Tidal Turbine, CFD, Renewable Energy, Performances, Wake.