



HAL
open science

Analyse et optimisation des performances de turbines à axe vertical et flux transverse par simulations numériques

Matthieu Guilbot

► To cite this version:

Matthieu Guilbot. Analyse et optimisation des performances de turbines à axe vertical et flux transverse par simulations numériques. Génie civil. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2021. Français. ⟨NNT : 2021GRALI041⟩. ⟨tel-05580678⟩

HAL Id: tel-05580678

<https://theses.hal.science/tel-05580678v1>

Submitted on 4 Apr 2026

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.



HAL Authorization

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Mécanique des fluides, Procédés, Energétique**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Matthieu GUILBOT

Thèse dirigée par **Guillaume BALARAC**, Maître de Conférences, Grenoble INP, codirigée par **Stéphane BARRE**, Chargé de Recherche, CNRS, et co-encadrée par **Cyrille BONAMY**, Ingénieur de Recherche, CNRS

préparée au sein du **Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI)**

dans l'**Ecole Doctorale I-MEP2 - Ingénierie - Matériaux, Mécanique, Environnement, Energétique, Procédés, Production**

Analyse et amélioration des performances de turbines à axe vertical et flux transverse par simulations numériques

Thèse soutenue publiquement le **25 mars 2021**, devant le jury composé de :

M. Christophe CORRE

Professeur des Universités, École Centrale de Lyon, Président du jury et examinateur

Mme. Sandrine AUBRUN

Professeure des Universités, École Centrale de Nantes, Examinatrice

M. Éric GONCALVES

Professeur des Universités, ISAE-ENSMA, Rapporteur

M. Dominique THEVENIN

Professeur des Universités, Université de Magdebourg, Rapporteur

M. Guillaume BALARAC

Maître de Conférences, Grenoble INP, Directeur de thèse

M. Stéphane BARRE

Chargé de Recherche, CNRS, Codirecteur de thèse

M. Cyrille BONAMY

Ingénieur de Recherche, CNRS, Membre invité

M. Nathanaël GUILLAUD

Ingénieur R&D, HydroQuest, Membre invité



Remerciements

Et voilà la boucle est bouclée, ces trois belles années de thèse s’achèvent dans un contexte un peu particulier avec la crise sanitaire du Covid-19. Malgré une phase de rédaction très intense en pleine période de confinement, je retiendrais énormément de points positifs tant sur le plan professionnel que personnel. La réussite de cette thèse n’aurait été totale sans l’aide précieuse de certaines personnes que je tiens à remercier à présent.

J’adresse mes premiers remerciements à l’entreprise HydroQuest d’avoir monté ce projet de collaboration avec le LEGI et financé cette thèse dans le cadre d’une convention CIFRE. Je remercie tout particulièrement son président, Thomas Jaquier, de m’avoir donné cette opportunité de travailler sur un sujet aussi passionnant et dans l’ère du temps que celui des hydroliennes. Merci à toute l’équipe HydroQuest (Guillaume, Aloïs, Raphaël ...) de m’avoir accueilli à bras ouverts et accompagné durant ce long périple qu’est la thèse.

Je remercie très sincèrement mon référent entreprise, Nathanaël Guillaud, de m’avoir parfaitement encadré durant ces trois dernières années. J’ai beaucoup appris de tes connaissances en simulation numérique et en mécanique des fluides ; ce qui m’a permis de prendre rapidement en main mon sujet de thèse. Merci aussi pour ta bonne humeur inébranlable et ton talent inimitable concernant les répliques de films cultes. Ce fût un réel plaisir de travailler à tes côtés tant pour l’aspect professionnel que pour la dimension humaine !

J’adresse ensuite mes sincères remerciements à mon encadrement de thèse au sein du laboratoire. En premier lieu, je remercie mon directeur de thèse, Guillaume Balarac, pour tout le temps que tu as réussi à m’accorder malgré un emploi du temps surchargé. J’ai pu énormément profiter de tes compétences en modélisation de la turbulence et de ton expertise sur le code YALES2 mais aussi de ton insatiable curiosité scientifique. Travailler aux cotés d’une personne aussi compétente et passionnée que toi demeure une véritable source d’inspiration !

Ensuite, je tiens à remercier mon co-directeur de thèse, Stéphane Barre, qui a su donner une forte valeur ajoutée à ce travail de thèse en l’orientant vers des problématiques industrielles concrètes. Tes vastes connaissances en aérodynamisme et machines tournantes m’ont permis de bien mieux comprendre et appréhender le fonctionnement de ces turbines ; les “bécanes” comme tu aimes les appeler. Merci aussi pour m’avoir permis de m’évader de ma bulle “non-sphérique” de numéricien en me faisant participer aux campagnes d’essais en soufflerie : ce fût fort agréable !

Je remercie tout autant Cyrille Bonamy qui a gentiment accepté de compléter mon encadrement de thèse en cours d'aventure. Tes connaissances en méthodes numériques et ton savoir-faire avec le code OpenFoam nous ont permis d'améliorer sensiblement la qualité de nos simulations numériques et de balayer bon nombre d'incertitudes de numéricien. Merci aussi pour ta grande sympathie ainsi que nos petites sessions running fortement appréciables !

Je tiens aussi à remercier Patrick Bégou, ingénieur de recherche dans l'équipe MoST, qui veille depuis toujours au bon fonctionnement des codes de calcul et de ses petits doctorants. Merci pour tout le support informatique que tu effectues mais aussi pour toute la bonne humeur que tu apportes. Tes histoires de montagnard aguerris ou encore tes mots fléchés insolubles sont en grande partie à l'origine de la super ambiance qui règne au sein de l'équipe MoST !

Enfin, je remercie Jean-Luc Achard pour toutes nos discussions très enrichissantes et toutes les brillantes idées que tu as apportées à travers divers projets (Harvest, Owlwind ...).

J'adresse mes plus profonds remerciements à chacun des membres de mon jury de thèse pour toute l'attention portée à ce travail de recherche. Je remercie ainsi mes rapporteurs de thèse, Eric Gonzalez et Dominique Thévenin, pour avoir lu attentivement les 250 pages de ce manuscrit. Les retours positifs et remarques pertinentes issus de vos rapports m'ont permis de préparer ma soutenance orale avec sérénité. Je remercie aussi mes examinateurs de thèse, Sandrine Aubrun et Christophe Corre, pour vos félicitations et vos commentaires constructifs à l'issue de cette soutenance. Dans l'ensemble, les échanges avec chacun des membres du jury ont été d'une grande pertinence et m'ont permis d'entrevoir de nouvelles pistes à explorer.

L'investissement personnel que nécessite une thèse peut amener à des restrictions de vie sociale d'autant plus sévères en période de confinement. Bien heureusement, les personnes qui m'entourent se sont toujours montrées très compréhensives à cet égard et je leur en suis très reconnaissant. Je remercie tout d'abord mes collègues doctorants (Cyril, Jerem*, Sav, Thomas ...) d'avoir partagé ces petits moments de détente et de cohésion sociale pendant les pauses café ou durant quelques soirées festives mémorables. Je tiens aussi à remercier les permanents de l'équipe MoST (Manu, Sahut, Giovanni) pour leur bienveillance et leurs conseils avisés durant les réunions d'équipe. Je remercie enfin sans l'oublier mon acolyte de bureau, Francois Doussot, d'avoir partagé avec moi ce garage à vélo pendant plus de deux ans. Merci pour ton aide précieuse à mes débuts de thèse, notamment pour la prise en main des outils informatiques, et de ta vision éclairée du monde de demain. Je remercie sportivement toute la team Cancer (Max, Bebe, Lucio, Antoine, Pierre) pour ces aventures inoubliables dans les massifs alpins et celles à venir. Je remercie aussi tous mes anciens collègues d'école d'ingénieur (H, Forgeat, Brossard, Maxime Henry, Arthur, le Crew, les FAT) ainsi que ceux du lycée (Dims, Naneix, Perse, Cams) pour tous ces moments de convivialité et de partage passés avec eux ! Je remercie spécialement deux personnes qui m'ont côtoyé de près durant ces derniers mois difficiles : merci donc à toi mon Davdio et à toi Emelina d'avoir su me supporter, m'encourager et m'épauler dans ces moments importants.

Enfin, je remercie du fond du coeur toute ma famille pour leur amour et leur soutien éternel que ce soit dans les études ou ailleurs. Un grand merci à eux !

Table des matières

Table des matières	vi
1 Les turbines à axe vertical et flux transverse : état de l'art	9
1.1 Présentation chronologique des différentes turbines à axe vertical	9
1.1.1 Classification des convertisseurs d'énergie cinétique	9
1.1.2 De la turbine Darrieus aux turbines actuelles	12
1.1.3 Le module HARVEST	15
1.1.4 Les technologies HydroQuest	16
1.1.5 Le concept OWLWIND	17
1.2 Principe de fonctionnement d'une turbine à axe vertical	19
1.2.1 Écoulement autour d'un profil statique	19
1.2.2 Écoulement relatif autour d'une pale de VAT	21
1.2.2.1 Repère absolu et repère relatif	21
1.2.2.2 Vitesse relative W et angle d'incidence α	22
1.2.2.3 Coefficients des efforts normaux C_n et tangentiels C_t	23
1.2.2.4 Variation des efforts normaux F_n et tangentiels F_t	23
1.2.2.5 Coefficients des efforts longitudinaux C_x et transverses C_y	24
1.2.3 Paramètres géométriques caractéristiques d'une VAT	25
1.2.3.1 La solidité σ	25
1.2.3.2 Le rapport d'aspect global AR	26
1.2.3.3 Le rapport d'aspect local ou allongement β	26
1.2.3.4 Le confinement ϵ	26
1.2.3.5 Le ratio de blocage B_R	26
1.2.4 Paramètres physiques caractéristiques d'une VAT	27
1.2.4.1 Paramètre d'avance λ	27
1.2.4.2 Vitesse relative W et angle d'incidence α en fonction de λ	27
1.2.4.3 Coefficient de puissance total Cp^{total}	28
1.2.4.4 Coefficient de puissance local d'une pale Cp^{pale}	29
1.2.4.5 Courbe de puissance $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$	29
1.2.4.6 Coefficients globaux C_X , C_Y et C_Z	30

1.2.4.7	Nombres de Reynolds global Re_D et local Re_c	30
1.2.4.8	Intensité turbulente amont I_t	31
1.2.5	Le phénomène de décrochage dynamique	31
1.2.5.1	Le décrochage dynamique sur un profil oscillant	32
1.2.5.2	Le décrochage dynamique au sein d'une VAT	37
1.3	Paramètres d'influence sur les performances d'une turbine à axe vertical	41
1.3.1	Influence des paramètres géométriques	42
1.3.1.1	Influence de la solidité σ	42
1.3.1.2	Influence du nombre de pales N	44
1.3.1.3	Influence du rapport d'aspect AR ou β	45
1.3.1.4	Influence du profil de pale	47
1.3.2	Influence des paramètres physiques	48
1.3.2.1	Influence du nombre de Reynolds local Re_c	48
1.3.2.2	Influence de l'intensité turbulente amont I_t	50
1.3.3	Influence des paramètres extérieurs	51
1.3.3.1	Influence du milieu fluide	51
1.3.3.2	Influence du confinement ϵ	52
1.4	Revue bibliographique des performances optimales de turbines à axe vertical	53
2	Évaluation des performances d'une turbine à axe vertical via différentes ap- proches numériques	57
2.1	Introduction à la mécanique des fluides numérique	58
2.1.1	Équations de conservation	58
2.1.2	Modélisation de la turbulence	59
2.1.3	Simulations <i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i> : approche RANS	61
2.1.3.1	Hypothèse de Boussinesq	62
2.1.3.2	Modèles de turbulence RANS	63
2.1.4	Mécanismes énergétiques de la turbulence	65
2.1.5	Simulations des Grandes Échelles : approche SGE	67
2.1.5.1	Modèle de sous-maille	69
2.1.6	Approche Hybride RANS-SGE	70
2.1.7	Simulations Numériques Directes : approche SND	71
2.2	Présentation des différentes méthodes numériques	72
2.2.1	Méthodes des volumes finis	72
2.2.2	Résolution numérique en volumes finis	74
2.2.2.1	Résolution numérique en URANS	75
2.2.2.2	Résolution numérique en SGE	80
2.2.3	Conditions limites aux frontières	81
2.2.4	Prise en compte de la partie tournante	82
2.2.4.1	Modélisation de la partie tournante en URANS	82
2.2.4.2	Modélisation de la partie tournante en SGE	84

2.2.5	Types de maillages	85
2.2.5.1	Qualité de maillage	87
2.2.5.2	Traitement du maillage en proche-paroi	88
2.3	Validation des différentes approches numériques	91
2.3.1	Critère de convergence et présentation des configurations	91
2.3.2	Influence de la discrétisation spatiale	92
2.3.2.1	Convergence en maillage en URANS	93
2.3.2.2	Convergence en maillage en SGE	96
2.3.3	Influence de la discrétisation temporelle	100
2.3.3.1	Convergence en pas de temps en URANS	101
2.3.3.2	Convergence en pas de temps en SGE	102
2.3.4	Influence du nombre de tours simulés	102
2.3.4.1	Convergence en nombre de tours en URANS	102
2.3.4.2	Convergence en nombre de tours en SGE	104
2.4	Comparaison des performances évaluées via différentes approches numériques	106
2.4.1	Influence du modèle de turbulence RANS	106
2.4.2	Influence de l’approche de modélisation de la turbulence	108
2.4.3	Comparaison des approches numériques et expérimentale	112
2.4.4	Choix final de l’approche numérique	113

3 Optimisation du rotor d’une turbine à axe vertical via des simulations des grandes échelles 115

3.1	Amélioration du design d’un rotor de VAT : état de l’art	116
3.2	Analyse des performances d’un rotor classique de type H en milieu confiné	119
3.2.1	Présentation de la géométrie du rotor H	119
3.2.2	Analyse des performances globales du rotor H	119
3.2.3	Analyse des performances locales du rotor H	122
3.2.4	Influence du paramètre d’avance sur les performances locales du rotor H	126
3.3	Analyse des performances d’un rotor innovant de type OWL en milieu confiné	131
3.3.1	Présentation de la géométrie du rotor OWL	132
3.3.2	Analyse des performances globales du rotor OWL	133
3.3.3	Analyse des performances locales du rotor OWL	134
3.3.4	Comparaison des performances locales des rotors OWL et H sur $\lambda_{opt}^{OWL} = 4.80$	140
3.4	Analyse des performances d’un rotor optimal de type IDEAL en milieu confiné	145
3.4.1	Présentation de la géométrie du rotor IDEAL	146
3.4.2	Analyse des performances globales du rotor IDEAL	147
3.4.3	Bilan de pertes des rotors OWL et H par rapport au rotor IDEAL sur λ_{opt}	149
3.5	Analyse des performances des rotors H et IDEAL en milieu infini	151
3.5.1	Présentation des configurations en milieu infini	151
3.5.2	Analyse des performances globales des rotors H et IDEAL en milieu infini	152
3.5.3	Analyse des performances locales du rotor H en milieu infini	153

3.5.4	Comparaison des performances locales du rotor H en milieux infini et confiné sur $\lambda_{opt}^H = 3.72$	154
3.6	Modélisation des performances d'un rotor de VAT : estimation numérique	158
3.6.1	Estimation des performances d'un rotor de VAT à partir de SGE	158
3.6.1.1	Estimation du coefficient de puissance total du rotor H	159
3.6.1.2	Estimation du coefficient de puissance total du rotor OWL	160
3.6.2	Estimation des pertes d'un rotor de VAT à partir de SGE	162
3.6.2.1	Estimation des pertes du rotor H	163
3.6.2.2	Estimation des pertes du rotor OWL	164
3.7	Modélisation des performances d'un rotor de VAT : modèle semi-empirique	165
3.7.1	Modélisation des pertes d'un rotor de VAT à partir de modèles simplifiés	166
3.7.1.1	Modélisation des pertes de bras	166
3.7.1.2	Modélisation des pertes de bouts de pale	167
3.7.1.3	Application des modèles de pertes aux rotors OWL et H	168
3.7.2	Modélisation du terme de production de puissance d'un rotor réel de VAT à partir de modèles simplifiés	169
3.7.2.1	Modélisation du terme de production de puissance du coeur de pale des rotors OWL et H à partir du rotor IDEAL	170
3.7.2.2	Modélisation complète des performances du rotor OWL en milieu confiné	170
3.7.2.3	Modélisation complète des performances du rotor H en milieu confiné et milieu infini	172
4	Optimisation d'une configuration double-rotor de turbine à axe vertical via des simulations URANS	175
4.1	Étude de configurations de VAT bi-rotor : état de l'art	176
4.2	Analyse des performances de configurations 2D de VAT bi-rotor en milieu infini	178
4.2.1	Présentation des configurations en milieu infini	178
4.2.1.1	Caractéristiques géométriques	178
4.2.1.2	Largeur du domaine et correction de l'effet de blocage	178
4.2.1.3	Justification du choix de l'approche numérique	180
4.2.2	Analyse des performances de configurations 2D de VAT bi-rotor de faible solidité $\sigma = 0.1$ en milieu infini : effet de synergie en bi-rotor	182
4.2.2.1	Analyse quantitative globale de l'effet bi-rotor	182
4.2.2.2	Analyse quantitative locale de l'effet bi-rotor	184
4.2.2.3	Analyse qualitative de l'effet bi-rotor : étude du champ de vitesse	186
4.2.2.4	Analyse qualitative de l'effet bi-rotor : étude de l'incidence	190
4.2.3	Analyse des performances de configurations 2D de VAT bi-rotor de fortes solidités $\sigma = 0.3$ et $\sigma = 0.6$ en milieu infini : effet de solidité	193
4.2.3.1	Analyse quantitative de l'effet de solidité	193
4.2.3.2	Analyse qualitative de l'effet de solidité	197

4.3	Analyse des performances de configurations 2D et 3D de VAT bi-rotor en milieu confiné	202
4.3.1	Analyse des performances de configurations 2D de VAT bi-rotor de faible solidité $\sigma = 0.1$ en milieu confiné : effet du confinement	203
4.3.1.1	Présentation des configurations en milieu confiné	203
4.3.1.2	Analyse quantitative de l'effet de confinement	204
4.3.1.3	Analyse qualitative de l'effet de confinement	208
4.3.2	Analyse des performances d'une configuration 3D de VAT bi-rotor de faible solidité $\sigma = 0.1$ en milieu confiné : influence des effets 3D	209
4.3.2.1	Présentation de la configuration 3D bi-rotor OWL en milieu confiné	210
4.3.2.2	Analyse quantitative des effets dissipatifs 3D	210
A	Annexe A : Évaluation des performances d'un rotor de VAT via différentes approches numériques	223
A.0.1	Comparaison des performances du rotor IDEAL en milieu infini via des simulations URANS 2D et des SGE 2.5D : influence de la modélisation de la turbulence	223
A.0.2	Comparaison des performances du rotor IDEAL en milieu infini via des simulations URANS 2D : influence des schémas numériques	225
A.0.3	Évaluation des performances du rotor IDEAL en milieu infini via des SGE 2.5D : influence de la taille du domaine	225
A.0.4	Comparaison des performances locales du rotor OWL en milieu confiné via des simulations URANS 3D et des SGE 3D : influence de la modélisation de la turbulence	226
A.0.5	Comparaison des performances du rotor H en milieu confiné via des simulations URANS 3D et des SGE 3D : validation numérique	227
B	Annexe B : Analyse des performances d'un rotor de VAT via des simulations des grandes échelles	229
B.0.1	Comparaison des performances locales des rotors H et OWL : étude des bras	229
C	Annexe C : Analyse des performances d'une configuration double-rotor de VAT via des simulations URANS	233
C.0.1	Analyse des performances de configurations 2D de VAT bi-rotor de faible solidité $\sigma = 0.1$ et forte solidité $\sigma = 0.6$ en milieu infini	233
	Bibliographie	237

Introduction générale

Contexte général

Les différentes sources d'énergie actuelles

A l'échelle mondiale, la consommation en énergie primaire n'a cessé de croître durant ces dernières décennies. L'accroissement de la démographie mondiale et le développement économique des nouveaux pays industrialisés sont entre autres responsables de cette augmentation. Cette consommation énergétique globale s'élevait à 14 Gtep¹ en 2017 contre 7 Gtep en 1977, d'après l'IEA (pour *International Energy Agency*). En 2017, les énergies fossiles dominaient toujours le mix énergétique primaire mondial avec une part de plus de 80% : les produits pétroliers, le charbon puis le gaz naturel sont toujours restés les trois premières sources d'approvisionnement, comme illustré en Figure 0.1.(a).

La consommation mondiale d'énergie finale repose toujours en majorité sur les produits pétroliers avec une part de plus de 40%. D'après la Figure 0.1.(a), cette consommation de produits pétroliers n'a pas diminué en absolu depuis 1977. A l'échelle de la consommation mondiale, sa part relative a été diminuée uniquement à cause de la hausse de la consommation électrique passée de 10% à 19% sur la période 1977-2017, comme quantifié en Figure 0.1.(b).

A l'échelle française, la consommation d'énergie primaire s'élevait à 249 Mtep en 2019 avec une domination du nucléaire pour la production d'électricité et du pétrole destiné majoritairement à l'industrie des transports, comme représenté en Figure 0.2.(a). En 2019, les Énergies Renouvelables (EnR) ne représentaient quant à elles que 12% de la consommation d'énergie primaire française.

En France, la production primaire d'énergies renouvelables reste dominée par la production de bois-énergie destinée principalement au chauffage et à la production d'électricité d'origine hydraulique, comme illustré en Figure 0.2.(b). Cependant, la nette progression de la part des EnR dans le bouquet énergétique français est principalement due au fort développement de l'éolien, des pompes à chaleur et des biocarburants qui représentent à présent 30% de la production contre 6% en 2005.

Cette diversification des sources d'énergie primaire, notamment avec le développement des EnR au détriment des énergies fossiles, permettrait de limiter les impacts environnementaux d'une consommation énergétique en pleine expansion.

1. tep : tonne d'équivalent pétrole avec 1 tep = 42 GJ

FIGURE 0.1 – (a) Évolution de l’approvisionnement en énergie primaire dans le monde durant la période 1977-2017 ; (b) Variation de la répartition de la consommation finale d’énergie dans le monde entre les années 1977 et 2017. Source : IEA 2019

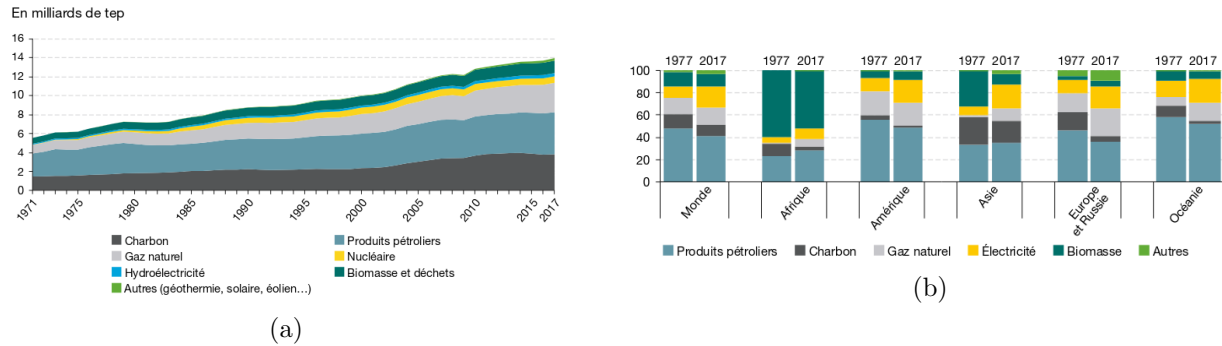
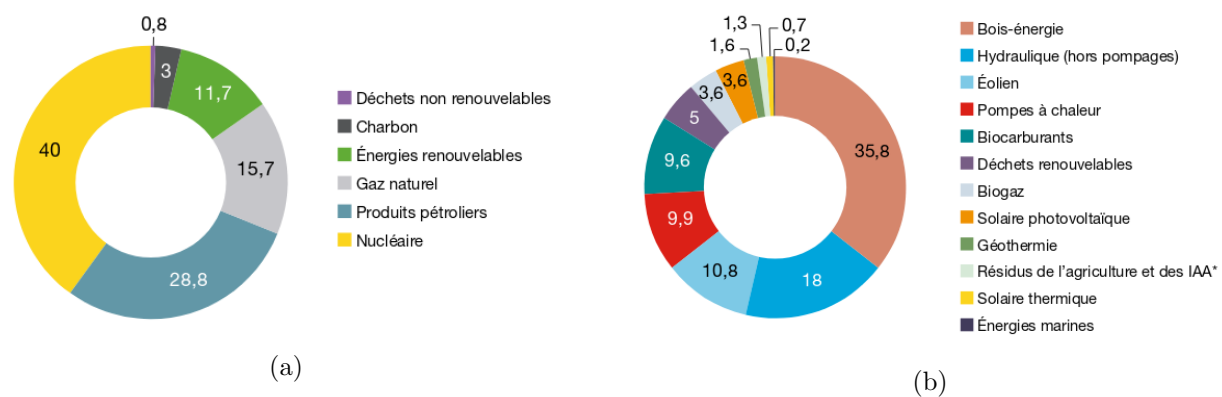


FIGURE 0.2 – (a) Répartition de la consommation en énergie primaire en France (2017) ; (b) Production primaire d’énergies renouvelables en France (2017). Source : IEA 2019



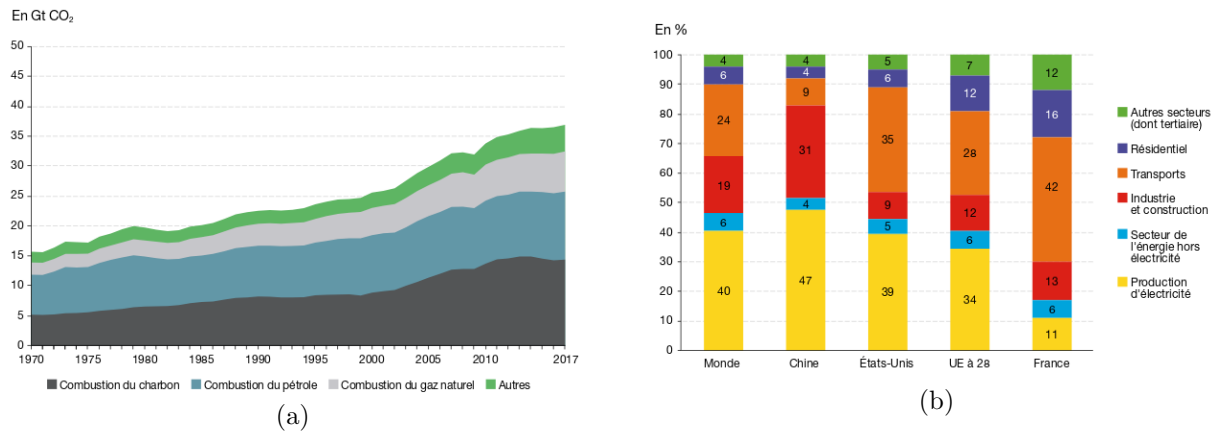
Les enjeux environnementaux

De nombreux indicateurs, telles que l’augmentation des températures à la surface du globe terrestre ou l’élévation du niveau des océans, mettent en évidence un changement climatique à l’échelle mondiale au cours du dernier siècle. La communauté scientifique s’accorde pour dire que les activités humaines y jouent un rôle majeur : l’équilibre climatique est principalement fragilisé par les émissions anthropiques de Gaz à Effet de Serre (GES).

En 2017, ces émissions de GES s’élevaient à 53,5 milliards de tonnes de CO₂ (GtCO₂ éq) à l’échelle mondiale, soit une augmentation de plus de 60% depuis 1990. Ramenées à la population totale, c’est l’équivalent de 5 tonnes de CO₂ par habitant qui est émis chaque année, soit 15% de plus qu’en 1990. D’après la Figure 0.3.(a), les émissions liées à la combustion d’énergies fossiles et leurs

procédés industriels représentaient près de 65% des émissions totales de GES en 2017. Au niveau de l'UE, ces émissions de GES atteignaient 4.1 Gt CO₂ éq dont 433 Mt CO₂ éq produits sur le seul territoire français. Dans l'UE, le 1^{er} secteur émetteur demeure l'industrie de l'énergie alors qu'en France c'est le secteur des transports, comme illustré en Figure 0.3.(b).

FIGURE 0.3 – (a) Évolution des émissions de CO₂ dues à la combustion d'énergies fossiles dans le monde; (b) Origine des émissions de CO₂ dues à la combustion d'énergie par région du monde. Source : IEA 2019



Suite à la COP21 de 2015, 175 pays du monde entier ont signé l'Accord de Paris définissant un cadre mondial visant à limiter le réchauffement climatique à l'échelle de la planète. Cet accord avait pour objectif de contenir la hausse des températures moyennes en-dessous de 2.0°C par rapport à l'ère pré-industrielle et de la limiter autant que possible à 1.5°C. En 2017, la France a alors présenté son Plan Climat afin d'accélérer la transition énergétique et écologique dans l'hexagone, notamment en abandonnant complètement les énergies fossiles d'ici 2040. Ce désengagement des énergies fossiles a pour but d'atteindre la "neutralité carbone" à l'horizon 2050 *i.e.* 0% d'émissions "nettes" de CO₂.

Cette limitation de l'impact environnemental de l'Homme passera donc par une modification profonde des moyens de production d'énergie avec le développement de nouvelles sources d'énergie durables, à la fois efficaces et éco-responsables. Devant l'urgence climatique, le développement des EnR devra alors s'opérer avec l'abandon rapide des énergies fossiles (pétrole, charbon, ...) fortement émettrices de GES.

Les nouvelles sources d'énergie du futur

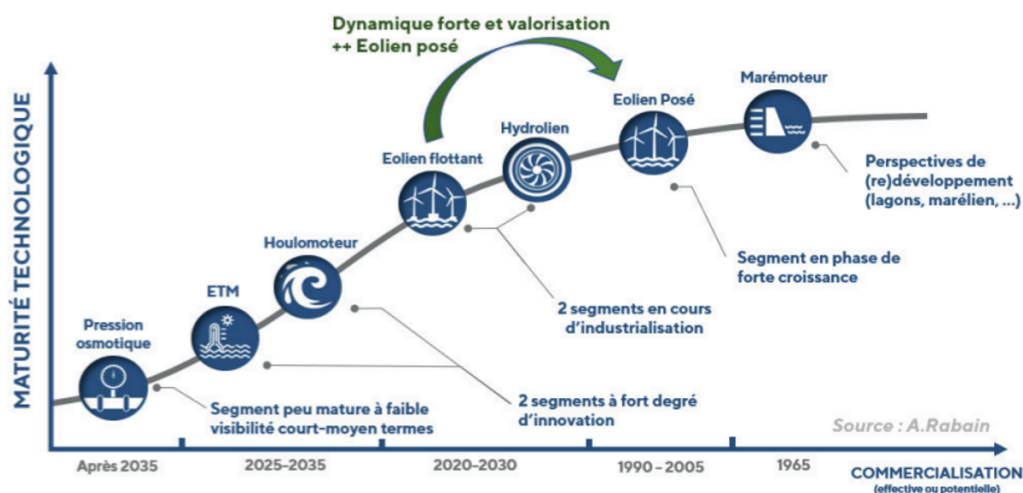
Face à cette demande énergétique en pleine croissance, les Énergies Marines Renouvelables (EMR) apparaissent comme des solutions alternatives durables aux énergies fossiles dont l'épuisement des ressources est inévitable. Les EMR comprennent l'ensemble des technologies permettant de produire

de l'énergie à partir des différentes sources d'énergie primaire issues du milieu marin. Les principales énergies marines renouvelables sont :

- l'énergie marémotrice exploitant l'énergie potentielle due à la variation du niveau de la mer (marnage) entre marée haute et marée basse
- l'énergie hydrolienne exploitant l'énergie cinétique contenue dans les courants marins
- l'énergie houlomotrice, appelée aussi "énergie des vagues", induite par les mouvements d'ondulation à la surface de la mer
- l'énergie éolienne off-shore exploitant l'énergie cinétique contenue dans les vents marins
- l'énergie thermique des mers créée par la différence de températures entre les eaux de surface et les eaux profondes
- l'énergie osmotique basée sur la différence de salinité entre les eaux douces et les eaux salées

Nous pouvons nous intéresser plus en détails aux filières de l'éolien off-shore et de l'hydrolien qui constituent le champ d'application direct de cette thèse. Chacune des filières marines présente un degré de maturité technologique plus ou moins avancé et propose des perspectives de développement à moyen ou plus long terme, comme résumé en Figure 0.4.

FIGURE 0.4 – Différents degrés de maturité technologique et stades de commercialisation des EMR. Source [1]



Le potentiel techniquement exploitable a été réévalué en 2019 par l'*International Energy Agency* à 7.5 Gtep pour l'éolien off-shore posé et à 28.5 Gtep pour l'éolien off-shore flottant, confirmant le rôle clé de cette filière marine. Concernant l'hydrolien marin, la rareté des sites adaptés explique un plus faible potentiel techniquement exploitable comparé aux autres EMR, estimé tout de même

à 0.08 Gtep à l'échelle de la planète.

La France dispose d'un grand potentiel de développement des énergies marines de part les atouts naturels de son territoire avec 11 millions de km^2 d'eaux sous sa juridiction. Malgré ce fort potentiel, les EMR françaises restent pour la plupart encore au stade de la recherche et de l'expérimentation. En France avant 2018, seule l'usine marémotrice de la Rance (240 MW) située en Bretagne produisait de l'électricité de façon industrielle à partir d'une énergie marine. En 2018, le 1^{er} démonstrateur d'éolienne flottante a enfin vu le jour en France avec le projet *Floatgen* (2 MW) au large du Croisic (Loire-Atlantique) sur le site marin d'expérimentation de Centrale Nantes. En 2019, au tour d'un nouveau démonstrateur d'hydrolienne marine avec le projet *OceanQuest* (1 MW) d'être immergé sur le site d'essais de Paimpol-Bréhat (Bretagne) puis raccordé au réseau électrique français.

Les principaux avantages de l'hydrolien et l'éolien off-shore face aux autres filières renouvelables décarbonées résident dans la fiabilité et la prédictibilité des ressources, des facteurs de charge plus élevés (40% pour l'éolien off-shore contre 25% pour l'éolien terrestre en 2019 selon WindEurope) et un impact environnemental limité. Cependant, la compétitivité de ces filières passera par une réduction des coûts élevés de production et une simplification des concepts permettant notamment de faciliter les opérations d'entretien et de maintenance.

En résumé : La forte croissance de la demande énergétique, l'épuisement des ressources fossiles mais surtout l'impact climatique des activités humaines sont en train de totalement remodeler le mix énergétique de demain. Les Énergies Marines Renouvelables (EMR) apparaissent comme des solutions alternatives aux énergies fossiles en exploitant des ressources naturelles et renouvelables, prédictibles et fiables, mais aussi éco-responsables. L'éolien off-shore, bénéficiant des développements technologiques de l'éolien terrestre, présente le degré de maturité le plus avancé des EMR et jouera un rôle essentiel dans la production future d'énergie à l'échelle mondiale. L'hydrolien, encore au stade de recherche et développement, constituera plutôt une filière régionale de transition énergétique avec une production d'énergie localisée. La réussite de ces deux filières passera par le déploiement de technologies toujours plus simples et toujours plus efficaces. Toutefois, une Analyse du Cycle de Vie (ACV) de ces nouveaux moyens de production devra être rigoureusement effectuée afin de proposer de nouvelles solutions énergétiques respectueuses de l'environnement sur le long terme.

Problématique et objectifs de l'étude

Cette thèse s'inscrit donc dans ce contexte actuel de transition énergétique avec le développement de nouvelles sources d'énergie propre, fiable et prédictible. Les EMR, comme l'éolien off-shore ou l'hydrolien, présentent un fort potentiel largement inexploité en France et dans le monde. Toutefois, les perspectives d'évolution de ces énergies vertes d'avenir restent conditionnées par la mise en place de solutions technologiques simples et performantes.

Les turbines à axe vertical et flux transverse (VAT) permettent de récupérer l'énergie cinétique des vents ou des courants marins et de la convertir en énergie électrique. Cependant, le développement des turbines à axe horizontal (HAT), plus simples dans leur principe de fonctionnement, a conduit à un retard technologique des VAT qui accusent à l'heure actuelle des rendements 10 à 15% inférieurs. L'amélioration des performances globales des VAT est donc une priorité afin d'assurer leur viabilité économique au regard des autres technologies disponibles sur le marché de l'énergie.

Cette thèse tente donc de répondre à la problématique générale suivante :

Comment améliorer les performances d'une turbine à axe vertical et flux transverse ?

L'objectif de ce travail de thèse réside dans l'amélioration des performances d'une VAT par voie numérique. Deux axes principaux de recherche ont alors été investigués : le premier se focalise sur l'amélioration du design d'un rotor seul de VAT alors que le second se concentre sur une optimisation plus globale d'une configuration double-rotor de VAT.

Ce manuscrit de thèse se décompose alors en 4 chapitres :

- Le Chapitre 1 présente un état de l'art général des VAT. Dans un premier temps, une chronologie du développement des VAT est présentée avec notamment les différentes technologies développées au sein du LEGI et par la SAS HydroQuest. Le principe de fonctionnement d'une VAT reposant sur le concept Darrieus est ensuite explicité. Les principaux paramètres géométriques et physiques d'une VAT sont ensuite définis et leurs impacts sur les performances de la turbine quantifiés.
- Le Chapitre 2 détaille les outils numériques mis en place afin d'évaluer les performances d'une VAT. Deux approches numériques de modélisation de la turbulence distinctes sont décrites : des simulations instationnaires établies autour d'une approche statistique (URANS) et des simulations reposant sur une séparation des échelles de la turbulence (SGE). Après une étape de validation, la capacité prédictive de ces deux approches numériques vis-à-vis des performances d'une VAT est évaluée, grâce notamment à une comparaison avec des données expérimentales.
- Le Chapitre 3 se concentre sur l'optimisation du design d'un rotor de VAT via des Simulations des Grandes Échelles (SGE). Dans un premier temps, une analyse des performances locales est menée sur trois géométries de rotor spécifiques en milieu confiné : un rotor "classique" (H), un rotor "innovant" (OWL) et un rotor "idéalisé" (IDEAL). Les effets dissipatifs 3D associés

à chaque rotor ont pu être identifiés et quantifiés via cette analyse locale des performances. Le gain du rotor OWL par rapport au rotor H a pu notamment être expliqué via un bilan de pertes en fonction du régime d'écoulement considéré. Dans un second temps, l'influence du confinement sur les performances locales d'un rotor de VAT (H) est analysée en milieu infini. Dans un dernier temps, une modélisation des pertes est effectuée à l'aide de modèles semi-empiriques, permettant de simplifier l'évaluation des performances d'un rotor de VAT prédites numériquement.

- Le Chapitre 4 s'intéresse à l'optimisation globale d'une VAT constituée de deux rotors contra-rotatifs via des simulations instationnaires de type URANS. Dans un premier temps, l'effet de "synergie" observé en configuration bi-rotor, et conduisant à une amélioration des performances, est mis en évidence en milieu infini. Ensuite, l'influence de la solidité sur une VAT bi-rotor est discutée puis reliée à un sens de contra-rotation optimal. Dans un second temps, l'influence du confinement sur les performances globales d'une VAT bi-rotor est quantifiée en milieu confiné. Finalement, l'impact des effets dissipatifs 3D sur l'effet bi-rotor est évalué, en étudiant notamment un prototype réel de VAT double-rotor (OWL).

Chaque chapitre est subdivisé en sections à la fin desquelles un résumé est ajouté par soucis de clarté. Un bref état de l'art spécifique aux deux axes principaux de recherche est donné au début des chapitres de résultats correspondants (3 et 4). Une introduction générale posant le contexte global de l'étude est faite en début de manuscrit. Une conclusion générale présentant les perspectives futures vient clore ce manuscrit de thèse.

Chapitre 1

Les turbines à axe vertical et flux transverse : état de l'art

1.1 Présentation chronologique des différentes turbines à axe vertical

1.1.1 Classification des convertisseurs d'énergie cinétique

Afin d'extraire l'énergie d'un fluide en mouvement, il existe une multitude de convertisseurs ayant leurs propres avantages et inconvénients (turbines, aile oscillante, pot vibrant, ...). Dans l'éolien tout comme dans l'hydrolien, la technologie la plus utilisée repose sur une turbine qui convertit l'énergie cinétique en énergie mécanique de rotation, transformée ensuite en énergie électrique via un alternateur. Deux principales catégories de turbines cinétiques se distinguent en fonction des forces les mettant en mouvement :

- les turbines animées par les forces de trainée
- les turbines mues par les forces de portance

La première catégorie découle du concept de turbine Savonius du nom de son inventeur [2]. La génération d'un couple moteur est induit par les forces de trainée qui s'appliquent de part et d'autre de "godets", apparentés à des demi-cylindres désaxés. Le principal avantage de la turbine Savonius réside dans sa capacité auto-démarrante pour de faibles vitesses d'écoulement incident. Cependant, le rendement de ce type de turbines demeure relativement faible.

La seconde catégorie se subdivise en deux sous-groupes :

- les turbines à flux axial
- les turbines à flux transverse

Les turbines à flux axial se caractérisent par un axe de rotation parallèle à la direction de l'écoulement ou "flux" incident : elles sont communément appelées turbines à axe horizontal et abrégées en

“HAT” (pour “*Horizontal-Axis Turbines*”). Il s’agit d’hélices entraînées par les forces de portance qui peuvent être orientées, grâce à un servo-moteur, face à l’écoulement afin de maximiser la conversion d’énergie. C’est notamment la technologie la plus répandue dans le secteur de l’éolien on-shore du fait de ses performances élevées, de l’ordre de 50%. Un exemple de turbine à axe horizontal est donnée avec l’éolienne *Haliade-X* de General Electric d’une puissance unitaire de 12 MW illustrée en Figure 1.1.(a). Le domaine de l’hydrolien utilise aussi cette technologie développée initialement pour l’éolien, comme l’atteste l’hydrolienne *D10* de la société Sabella d’une puissance nominale de 1 MW présentée en Figure 1.1.(b).

FIGURE 1.1 – Exemples de turbines à flux axial : (a) Éolienne *Haliade-X* de General Electric et (b) Hydrolienne *D10* de Sabella



(a)



(b)

Les turbines à flux transverse sont quant à elles constituées de pales reliées à un axe central par l’intermédiaire de bras ou de flasques. L’axe de rotation est le plus souvent perpendiculaire à la direction de l’écoulement : on parle alors de turbines à axe vertical simplifiées en “VAT” (pour “*Vertical-Axis Turbines*”). Un exemple de l’hydrolienne marine *OceanQuest* de HydroQuest d’une puissance unitaire de 1 MW est donnée en Figure 1.2.(b). Cependant, il existe aussi des turbines à flux transverse et axe horizontal, comme en témoigne le concept *TidGen* de la société Ocean Renewable Power Company (ORPC) présenté en Figure 1.2.(a).

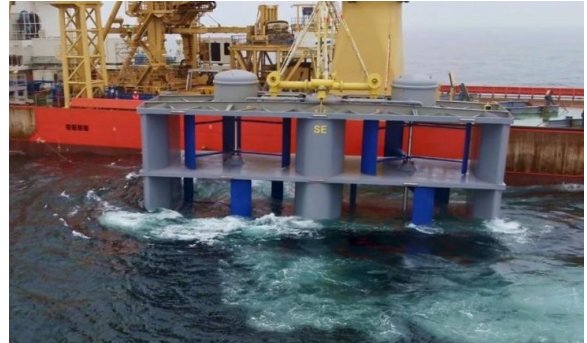
Dans cette thèse, il sera question de **turbines à flux transverse et à axe vertical (VAT)**. Il convient donc de préciser les quelques avantages des VAT face aux HAT avec notamment :

- l’**insensibilité à la direction de l’écoulement** incident. Ainsi, les coûts élevés de fabrication peuvent être diminués en s’affranchissant d’un système asservi d’orientation.
- l’**abaissement du centre de masse** avec les composants de génération électrique pouvant être placés à proximité du sol. Outre des opérations d’entretien et de maintenance facilitées, abaisser le centre de masse présente aussi un avantage structurel important en limitant le

FIGURE 1.2 – Exemples de turbines à flux transverse : (a) Hydrolienne à axe horizontal *TidGen* de ORPC et (b) Hydrolienne à axe vertical *OceanQuest* de HydroQuest



(a)



(b)

moment de basculement de la machine, notamment pour une application dans l'éolien off-shore flottant.

- la **réduction des émissions sonores** facilitant une implantation en milieu urbain. L'impact environnemental sur la faune et la flore s'en retrouve réduit.

Cependant, de nombreux challenges restent encore à relever pour cette technologie délaissée depuis des décennies, notamment en palliant certains inconvénients majeurs :

- des **performances plus faibles** que celles des HAT, avec des rendements maximaux de l'ordre de 40% contre 50% pour les HAT.
- une **fragilité mécanique accrue** à cause des chargements cycliques subis par les pales au cours d'un tour (fatigue des matériaux).
- des **problèmes d'auto-démarrage** à cause de certaines positions angulaires dans lesquelles la turbine ne génère aucun couple moteur, voire induit un couple résistif de freinage.

La résolution de toutes ces problématiques doit être modulée en fonction du milieu fluide considéré. Pour une éolienne fonctionnant dans un milieu de faible densité, le désavantage majeur réside dans les intenses vibrations induites par les efforts variables exercés sur les pales au cours d'un tour. Dans l'air, la prépondérance des efforts centrifuges devant les efforts aérodynamiques conditionnera le choix des matériaux, autrement une modification de la géométrie de la turbine devra être envisagée. Par exemple, la forme troposkienne de la turbine permettra un transfert plus facile des efforts centrifuges vers l'arbre de rotation en évitant les sollicitations en flexion des pales. Des études théoriques ont montré que pour une machine parabolique proche de cette forme troposkienne, 60% de la partie équatoriale contribue à 95% du couple moteur [3]. Cependant, le rendement global de la machine sera pénalisé : un compromis entre les aspects de conception mécanique (et électrique) et performances aérodynamiques devra être trouvé. Pour une hydrolienne opérant dans un milieu dense et corrosif, la prédominance des efforts hydrodynamiques devant les efforts centrifuges favorisera plutôt l'amélioration des performances de la machine. L'association de pales droites avec un

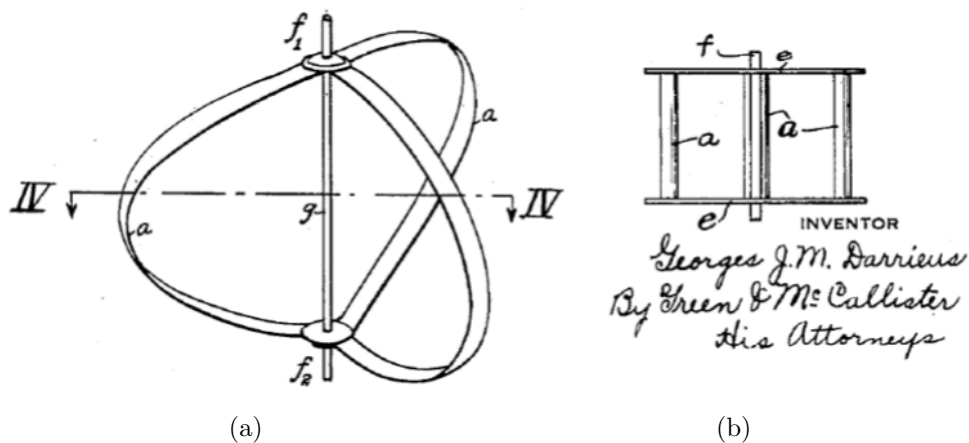
contrôle de l'angle de calage permettra d'augmenter le rendement global, en particulier aux faibles vitesses de rotation, et de résoudre le problème d'auto-démarrage. L'utilisation de profils de pale cambrés permettra aussi de favoriser l'auto-démarrage de ce type de turbines au détriment de performances réduites [4].

Indépendamment des contraintes inhérentes au milieu, l'**amélioration des performances** d'une turbine à axe vertical et flux transverse (VAT) a depuis longtemps été la priorité de nombreuses études afin d'assurer la viabilité économique de cette technologie. Nous allons donc présenter un rapide historique des différentes innovations technologiques portant sur le design de ces turbines très spécifiques.

1.1.2 De la turbine Darrieus aux turbines actuelles

Durant l'entre-deux-guerres, l'ingénieur français Georges J.-M. Darrieus déposa successivement deux brevets en 1925 [5] et en 1931 [6] concernant de nouveaux designs de turbines. La première géométrie était constituée de pales profilées semi-circulaires directement raccordées à un axe central comme présentée en Figure 1.3.(a) ; la seconde géométrie était composée de pales profilées droites connectées à l'arbre de rotation par des flasques comme illustrée en Figure 1.3.(b). Les pales de la turbine, soumises aux forces de portance, généraient alors un couple moteur sur l'arbre de rotation, pouvant ainsi convertir l'énergie cinétique d'un courant d'air ou d'eau en énergie mécanique. Ces **turbines Darrieus** constituent les géométries de référence pour toutes les turbines à axe vertical et flux transverse (VAT).

FIGURE 1.3 – Illustration des deux concepts de turbines à flux transverse et axe vertical brevetés par Darrieus. Source [6]

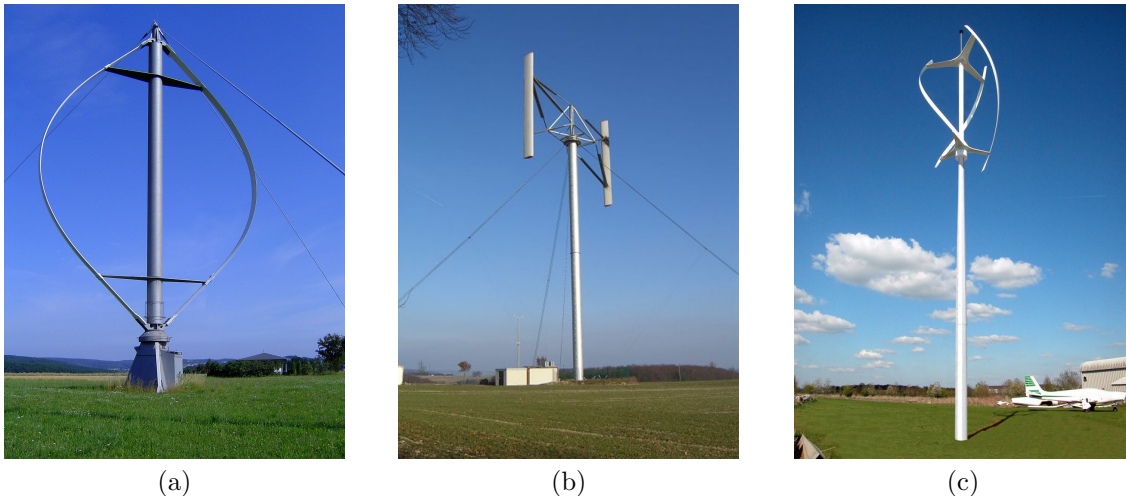


Cependant, il faudra attendre le premier choc pétrolier de 1973 pour que le concept de turbines

Darrieus connait un nouvel essor avec notamment le vaste projet de recherche des Laboratoires SANDIA, financé par le *Energy Research and Development Administration* des États-Unis, visant à développer d'autres sources alternatives d'énergie. Dans cette optique, de nombreuses configurations de turbines Darrieus furent testées en soufflerie afin de maximiser les performances : des rendements maximaux de l'ordre de 35% furent notamment trouvés [7]. Ce programme pris fin vers 1990 et une rétrospective des travaux des laboratoires SANDIA a été synthétisée par Sutherland *et al.* [8].

Fin des années 1990, le chercheur russe Alexandre M. Gorlov s'intéressa aux problèmes de vibrations et d'auto-démarrage des turbines Darrieus. Pour y remédier, il proposa d'améliorer le design du rotor Darrieus en utilisant des pales hélicoïdales plutôt que des pales droites [9], comme illustré en Figure 1.4.(c). Les travaux de Shiono *et al.* [10] dans les années 2000 confirmèrent l'amélioration de l'auto-démarrage et la réduction des vibrations grâce à l'enroulement hélicoïdal des pales des turbines Gorlov tout en gardant des performances du même ordre grandeur que celles des turbines Darrieus.

FIGURE 1.4 – Exemples de différentes géométries d'éoliennes à flux transverse et axe vertical : (a) Darrieus à pales semi-circulaires ; (b) Darrieus à pales droites ; (c) Gorlov à pales hélicoïdales



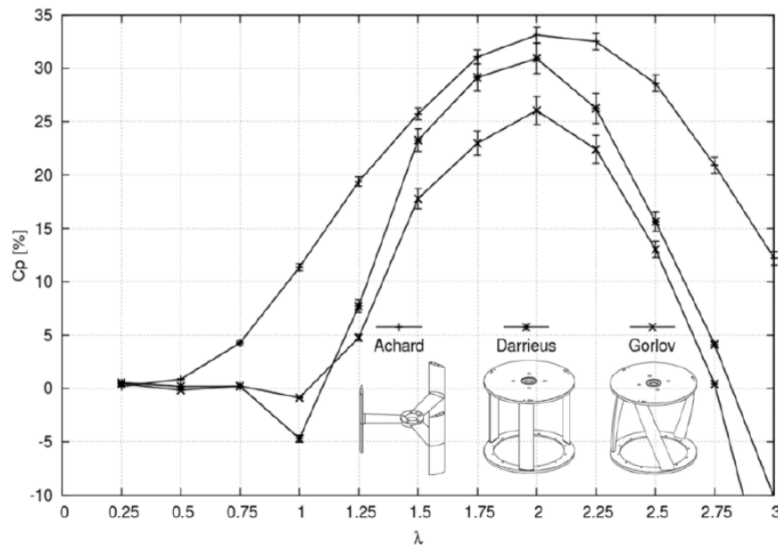
En 2004, un brevet sur la turbine Achard [11], du nom de son inventeur, s'inspirant des concepts des turbines Darrieus et Gorlov fut déposé. Cette turbine avait pour caractéristique principale d'avoir des pales en forme d'ailes volantes fixées à l'arbre central par des bras profilés situés dans le plan médian. De nombreuses variantes de cette turbine Achard ont été imaginées, comme présenté en Figure 1.5. L'objectif principal de ces modifications était de limiter au maximum les trainées parasites telle que la trainée d'interférence des raccords bras-pales. Les performances de ces géométries innovantes ont été comparées à celles de turbines "classiques" de type Darrieus ou Gorlov [12] : un rendement de 33% contre respectivement 31% et 25% avait été trouvé, comme quantifié en

Figure 1.6.

FIGURE 1.5 – Illustration de différents concepts de turbines à flux transverse et axe vertical brevetés par Achard. Source [11]



FIGURE 1.6 – Comparaison des performances obtenues pour différents concepts de turbines à flux transverse et axe vertical (Achard, Darrieus, Gorlov). Source [12]



En 2008, un concept de turbine à axe vertical avec des pales droites orientables fut breveté sous le nom de "turbine Kobold" [13] afin de pallier aux trois inconvénients majeurs d'une VAT précédemment cités. L'optimisation de l'incidence relative au cours d'un tour permettrait de limiter les variations d'amplitude des efforts (moins de vibrations), de générer un couple moteur non-nul pour n'importe quelle position (pas de problèmes d'auto-démarrage) et même d'augmenter la puissance

extraite par la turbine (amélioration des performances). Ce concept novateur nécessitait toutefois des coûts de production élevés.

Toutes ces innovations technologiques portaient directement sur le design de la turbine mais il est possible d'améliorer la conception d'une VAT à un niveau beaucoup plus global. Par exemple, l'ajout de carénages permet d'augmenter sensiblement les performances de la machine en accélérant localement le fluide qui traverse le rotor [14]. Autre exemple, l'empilement de plusieurs turbines déphasées sur une même tour conduit aussi à une augmentation du rendement global tout en favorisant l'auto-démarrage [15].

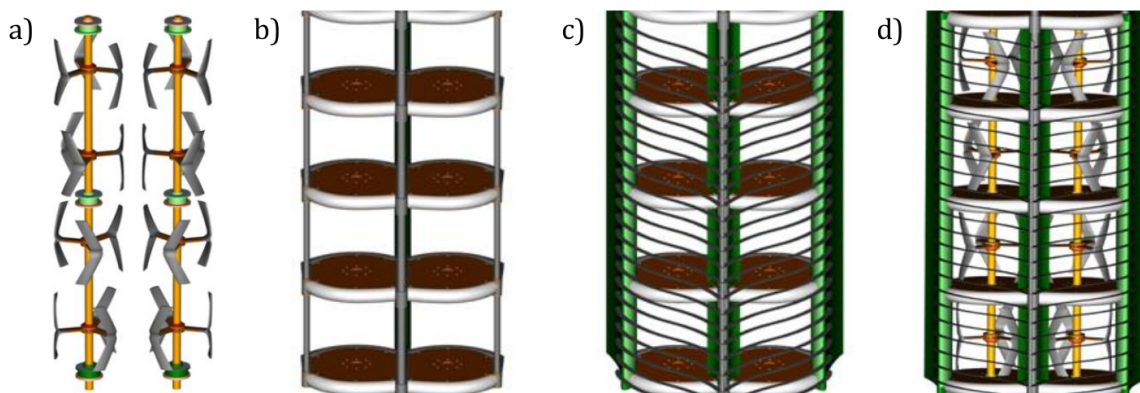
1.1.3 Le module HARVEST

Initié en 2004 sous la supervision de Jean-Luc Achard, le projet d'Hydroliennes à Axe de Rotation VERTICAL STabilisé (HARVEST) a été conduit au sein du Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) pendant une dizaine d'années. Le projet HARVEST visait à concevoir des parcs d'hydroliennes modulaires via un agencement particulier de turbines Achard placées au sein d'une structure bi-colonnes carénées.

De nombreuses thèses ont été portées au sein du projet HARVEST qui s'articulait autour de trois axes principaux :

- la mise en place d'un banc d'essais expérimental [12, 16, 17].
- le développement d'outils de simulations numériques validés par comparaison avec les résultats expérimentaux [18, 19, 20, 21, 22].
- le développement d'un prototype à l'échelle 1 :1 du module HARVEST [23].

FIGURE 1.7 – Illustration d'une tour HARVEST en configuration bi-colonnes carénées à 4 étages



Le module HARVEST, fruit de ces nombreux travaux de recherche, était constitué de plusieurs turbines Achard empilées les unes au-dessus des autres sur un axe de rotation commun, comme présenté en Figure 1.7.(a). L'ensemble constitué de ces turbines, légèrement déphasées les unes

par rapport aux autres, constituait une tour appelée aussi colonne. Deux colonnes contra-rotatives étaient alors juxtaposées dans une même structure de maintien possédant des plaques horizontales d'isolement, comme représenté en Figure 1.7.(b). Les deux tours étaient ensuite "habillées" par des carénages profilés au niveau des extrémités et d'une étrave centrale; des grilles de protection pouvaient être aussi rajoutées, comme détaillé sur la Figure 1.7.(c). Les avantages de cette tour bi-colonnes carénées HARVEST, illustrée complètement en Figure 1.7.(d), étaient multiples :

- une amélioration de l'auto-démarrage et lissage du couple moteur grâce au décalage angulaire (déphasage) des turbines entre elles.
- une amélioration des performances globales grâce aux carénages hydrodynamiques accélérant localement l'écoulement.
- une facilitation des systèmes d'ancrage grâce à l'annulation des efforts transverses induite par la contra-rotation des turbines.
- une grande modularité du système qui pouvait s'adapter à des profondeurs d'eau variées en ajustant le nombre d'étages de la tour.

1.1.4 Les technologies HydroQuest

En 2010, la SAS HydroQuest¹ fut créée afin d'industrialiser le concept HARVEST en se positionnant comme leader sur le marché des hydroliennes fluviales et estuariennes. Depuis sa création, de nombreux projets d'hydrolien fluvial utilisant les technologies *HydroQuest River* ont vu le jour. L'hydrolienne fluviale repose sur un module HARVEST bi-colonnes contra-rotatives, à un ou deux étages, maintenu face au courant par un système de relevage hydraulique lui-même fixé à une barge flottante. Les avantages d'un tel système sont sa grande modularité s'adaptant à de nombreux cours d'eau et sa facilité d'accès à la turbine pour des opérations d'entretien et de maintenance.

Une première hydrolienne de 12kW avait été installée avec succès en 2013 à Camopi, sur le fleuve Oyapock en Guyane française. Une hydrolienne de nouvelle génération de 40 kW avait ensuite été installée en 2014 et raccordée au réseau électrique à Orléans. Actuellement, un parc hydrolien composé de 4 hydroliennes fluviales est en exploitation depuis 2018 dans le Rhône au niveau du Parc de la Feyssine (Rhône) pour une puissance installée totale de 320 kW. Ce site peut potentiellement fournir 1 GWh par an, équivalent à la consommation de 400 foyers tout en évitant le rejet de 300 tonnes de CO2.

Fort de son expérience réussie dans l'hydrolien fluvial, la société HydroQuest s'est diversifiée en 2019 dans le marché de l'hydrolien marin avec la conception et la fabrication d'une hydrolienne marine bi-rotor à deux étages d'une puissance unitaire de 1 MW. Actuellement immergée aux larges des côtes bretonnes de Paimpol-Bréat (Bretagne), l'hydrolienne *OceanQuest* est la première hydrolienne marine connectée au réseau électrique français.

Un aperçu de la feuille de route de l'entreprise HydroQuest pour ces deux filières hydroliennes est donné en Figure 1.8.

1. <https://www.hydroquest.net/>

FIGURE 1.8 – Feuille de route de la SAS HydroQuest dans les secteurs de l’hydrolien fluvial et marin



1.1.5 Le concept OWLWIND

En 2017, de nouveaux travaux portant sur une amélioration du design du rotor d’une VAT ont été menés au sein du LEGI et ont conduit au dépôt de plusieurs brevets. L’un d’entre eux portait sur le concept ”OWLWIND“ d’une éolienne flottante constituée de 2 rotors contra-rotatifs innovants [24]. Depuis 2018, ces brevets sont détenus par HydroQuest qui se positionne comme un futur acteur sur le marché de l’éolien off-shore flottant.

La nouvelle géométrie du **rotor OWLWIND** s’apparentait à un ”simple“ cadre constitué de deux pales droites profilées. Ces pales étaient connectées via des raccords incurvés à deux bras profilés situés aux extrémités. Maintenu au niveau des extrémités supérieures et inférieures, le nouveau rotor était dépourvu d’arbre central. Cette géométrie innovante sera amplement décrite par la suite étant donné qu’elle constitue la géométrie de référence de notre étude.

La Figure 1.9 illustre le démonstrateur actuel de l’hydrolienne marine du projet *OceanQuest* constituée des ”anciens“ rotors de type H-Darrieus ainsi que le nouveau design de la future hydrolienne marine dotée des ”nouveaux“ rotors OWLWIND. Un projet en collaboration avec GEPS Techno, visant à développer des bouées de mesure ”autonomes“ en milieu marin alimentées via l’énergie éolienne, est illustré en Figure 1.10.

FIGURE 1.9 – Illustration de différents concepts d’hydrolienne marine développés par la SAS HydroQuest : ancienne génération (gauche) et nouvelle génération (droite)

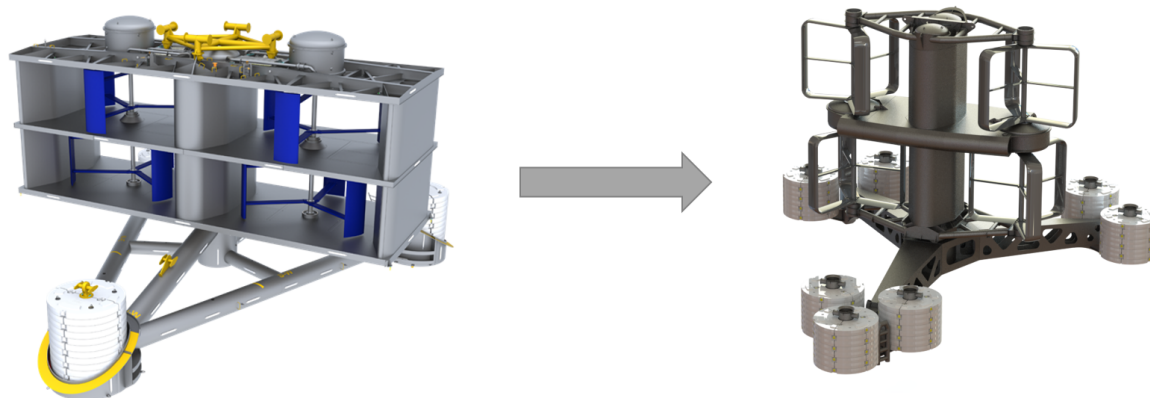
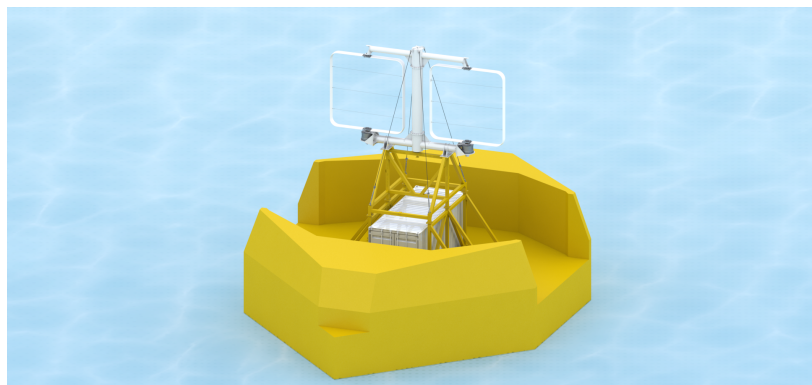


FIGURE 1.10 – Illustration d’un concept de bouée marine de mesures (GEPS Techno) auto-alimentée via l’énergie éolienne (HydroQuest)



Bien que l’amélioration du design des rotors soit bénéfique pour tout type d’application, les contraintes inhérentes au milieu devront être aussi considérées. Ainsi, le choix de la géométrie de rotor sera motivé par plusieurs facteurs autres que les seules performances aérodynamiques/hydrodynamiques (tenue mécanique, facilité de fabrication, adaptation à la génération électrique, émissions sonores). Cette thèse s’inscrit donc dans la continuité des développements antérieurs du LEGI et de HydroQuest visant au final à maximiser le rendement des machines. Notre étude se concentrera donc sur l’amélioration des performances de turbines à axe vertical (VAT), uniquement d’un point de vue aérodynamique/hydrodynamique, pour une variété d’applications de type éolien/hydrolien.

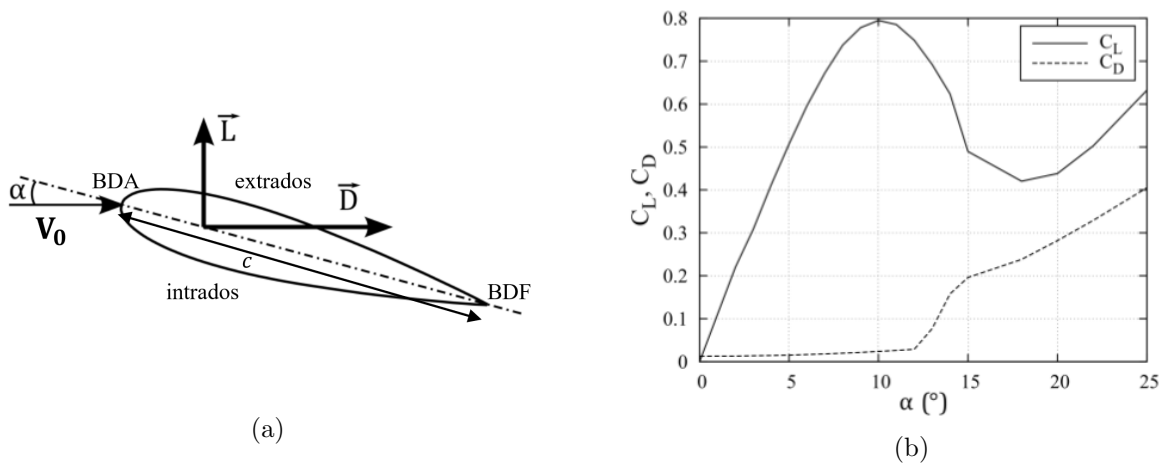
En résumé : Les turbines à axe horizontal (HAT) et les turbines à axe vertical (VAT) sont les deux principales technologies existantes afin de convertir l'énergie cinétique des vents ou des courants en énergie électrique. Le principal inconvénient des VAT réside dans un rendement global 10 à 15% plus faible que celui de leurs homologues HAT. De nombreuses études se sont alors concentrées sur l'optimisation de la géométrie de ces turbines dites "Darrieus" afin de maximiser leurs performances. Le projet HARVEST au sein du LEGI a notamment poursuivi ces efforts d'amélioration des performances des VAT avec le développement d'une tour bi-colonnes carénées constituée de deux rotors contra-rotatifs. Une fois la viabilité économique de cette technologie éprouvée, un transfert de technologies a été opéré avec la création en 2010 de la start-up HydroQuest. Depuis maintenant plus de 10 ans, la SAS HydroQuest développe et commercialise des hydroliennes fluviales et marines reposant sur le concept HARVEST. En 2017, le projet OWLWIND a démontré des résultats prometteurs à propos d'un nouveau concept de VAT bi-rotors contra-rotatifs. Cette thèse s'inscrit dans cette optique d'amélioration des performances en étudiant un concept novateur de turbine bi-rotor hautement performante.

1.2 Principe de fonctionnement d'une turbine à axe vertical

1.2.1 Écoulement autour d'un profil statique

Les turbines à axe vertical étudiées dans cette thèse sont des turbines mues par les forces de **portance** ; il convient donc de rappeler l'origine physique de cette force, clairement décrite par Babinsky [25].

FIGURE 1.11 – (a) Profil statique en incidence placé dans un écoulement uniforme ; (b) Évolution des coefficients de portance C_L et de traînée C_D en fonction de l'angle d'incidence α sur un profil NACA0018. Source [12]



Considérons un profil symétrique de type NACA placé dans un écoulement incident de vitesse uniforme V_0 , comme illustré en Figure 1.11.(a).

Nous pouvons tout d’abord définir la terminologie d’un profil aérodynamique/hydrodynamique. Le profil peut être assimilé à un contour fermé reliant un point extrême amont dit ”bord d’attaque“ (BDA) à un point extrême aval dit ”bord de fuite“ (BDF). Les surfaces inférieures et supérieures sont appelées respectivement ”intrados“ et ”extrados“. La ligne moyenne fictive du profil qui relie le BDA au BDF est appelée ”corde“ notée c . L’angle situé entre la corde et la direction de l’écoulement incident est appelé ”angle d’incidence“ ou ”angle d’attaque“ noté α .

Nous pouvons ensuite tenter d’expliquer les mécanismes physiques conduisant à la création de cette force de portance. La forme profilée d’une aile induit une courbure des lignes de courant autour de la géométrie avec une ”contraction“ des lignes en extrados et un ”rétrécissement“ en intrados. D’après les équations d’Euler, il existe une relation entre gradient de pression et courbure des lignes de courant tel que $\frac{\partial P}{\partial r} = \rho \frac{v^2}{r} > 0$ (r étant le rayon de courbure des lignes de courant). En considérant une pression uniforme P_0 loin de l’aile, il découle de la relation précédente que l’intrados se retrouve forcément en dépression avec $P_{intrados} < P_0$ et l’extrados en surpression $P_{extrados} > P_0$. Le différentiel de pression entre les deux cotés de l’aile est à l’origine de la force de portance.

En bref, l’asymétrie de l’écoulement induite par la présence du profil en incidence crée une zone de dépression en intrados et une zone de surpression en extrados. Cette différence de pression de part et d’autre du profil va alors créer une force aérodynamique \vec{F} que nous pouvons décomposer en 2 composantes \vec{L} et \vec{D} , comme représenté en Figure 1.11.(a) :

- une composante perpendiculaire à la direction de l’écoulement appelée ”portance“ notée \vec{L} (pour ”*Lift*“ en anglais). Cette force de portance assure la sustentation du profil en compensant le poids propre de l’aile.
- une composante parallèle à la direction de l’écoulement appelée ”trainée“ notée \vec{D} (pour ”*Drag*“ en anglais). Cette force de trainée est une force de frottements s’opposant au mouvement.

Les coefficients de portance C_L et de trainée C_D relatifs à un profil d’aile peuvent être alors définis :

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho AV_0^2} ; C_D = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho AV_0^2} \quad (1.1)$$

où V_0 est la vitesse incidente de l’écoulement, ρ la densité du fluide et A est la surface de référence.

Afin d’atteindre des performances aérodynamiques élevées, il faut maximiser le rapport $\frac{C_L}{C_D}$ appelé ”finesse“ du profil. En augmentant l’incidence α , la portance générée augmente linéairement sans pour autant que la trainée ne soit particulièrement affectée : la finesse $\frac{C_L}{C_D}$ augmente donc, comme quantifié sur la Figure 1.11.(b). Au-dessus d’une certaine incidence limite α_{stat} , l’écoulement ne suit plus le contour du profil et la couche limite décolle en présence d’un fort gradient de pression

adverse. S'ensuit une diminution brutale de la portance et une augmentation drastique de la trainée : c'est le phénomène de décrochage. Le décrochage, fortement nuisible aux bonnes performances aérodynamiques, sera donc à éviter.

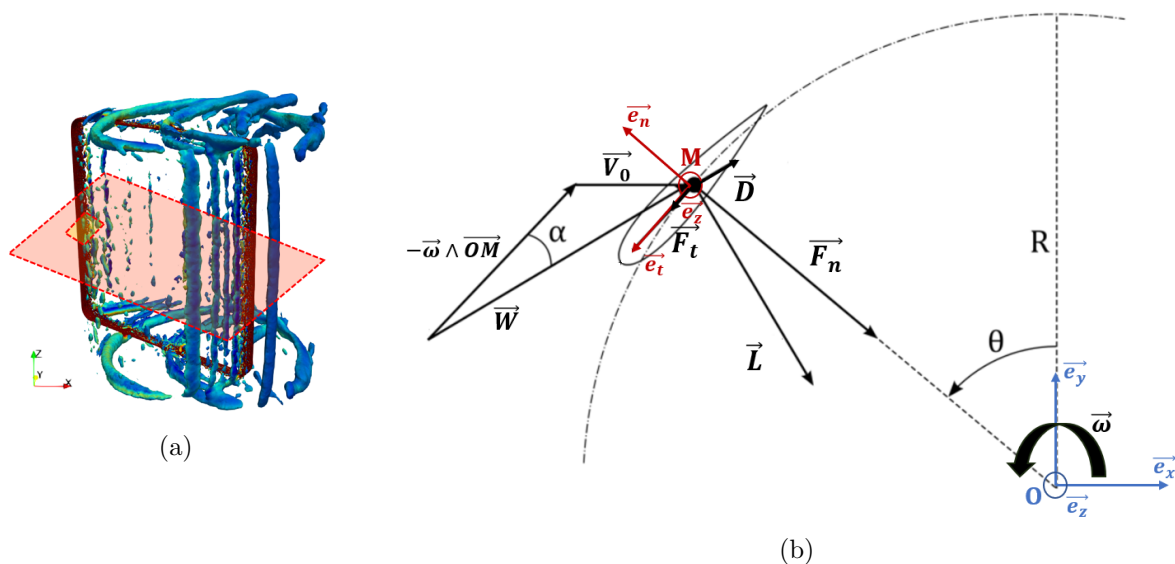
1.2.2 Écoulement relatif autour d'une pale de VAT

Dans le cadre de turbines à axe vertical de type Darrieus, le caractère instationnaire de l'écoulement est aussi à prendre en considération. Comme nous le verrons par la suite, la dynamique d'une couche limite autour d'une pale diffère du cas d'un profil statique en incidence fixe. L'influence de phénomènes instables et fortement instationnaires peut notamment conduire à des décollements de couche limite tardifs, s'observant à des angles d'incidences bien plus élevés que dans le cas statique. Les performances d'une turbine Darrieus ne peuvent donc se réduire à une simple estimation des coefficients de portance C_D et de trainée C_L d'un profil d'aile.

1.2.2.1 Repère absolu et repère relatif

Définissons dans un premier temps les différents repères utilisés afin d'analyser l'écoulement relatif autour d'une pale de turbine Darrieus. La Figure 1.12.(b) présente les deux repères utilisés dans

FIGURE 1.12 – (a) Plan de coupe \mathcal{S} d'une turbine à axe vertical et flux transverse de type OWL-WIND ; (b) Efforts s'exerçant sur une pale de turbine dans la plan de coupe \mathcal{S} et repères associés



notre étude :

- le repère absolu $(0, \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ dont le centre 0 coïncide avec le centre de rotation de la turbine. Les vecteurs $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ sont fixes au cours du temps.

- le repère relatif $(M, \vec{e}_n, \vec{e}_t, \vec{e}_z)$ où M est point moyen de la corde du profil. Les vecteurs \vec{e}_n et \vec{e}_t sont respectivement les vecteurs tangent et normal au cercle de rotation décrit par la pale ; ces vecteurs varient au cours d’une révolution.

Comme illustré en Figure 1.12.(b), la position relative de la turbine sera définie arbitrairement par la position angulaire θ de la pale $n^{\circ}1$ telle que :

$$\theta^{pale\ 1} = 0^\circ \text{ lorsque } \vec{e}_n \wedge \vec{e}_y = \vec{0} \quad (1.2)$$

Nous définissons alors deux intervalles angulaires spécifiques :

- le demi-disque amont pour $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$
- le demi-disque aval pour $\theta \in [180^\circ : 360^\circ]$

Dans notre étude, les géométries de turbine seront composées de 2 pales : nous aurons donc un déphasage de 180° entre les deux pales avec $\theta^{pale\ 2} = \theta^{pale\ 1} + 180^\circ$. Ainsi, lorsque la pale $n^{\circ}1$ décrira le demi-disque amont, la pale $n^{\circ}2$ décrira simultanément le demi-disque aval puis inversement.

1.2.2.2 Vitesse relative \vec{W} et angle d’incidence α

Considérons à présent une pale de turbine Darrieus placée dans un écoulement avec une incidence α et une vitesse “infinie” amont V_0 . Au cours d’un tour de turbine, la pale “voit” un écoulement avec une incidence et une norme de vitesse relative qui varient en fonction de la position angulaire considérée.

La vitesse relative \vec{W} est définie par la loi de composition des vitesses entre le référentiel fixe galiléen et le référentiel tournant de vecteur vitesse angulaire $\vec{\omega} = \omega \vec{e}_z$:

$$\vec{W} = \vec{V} - \vec{\omega} \wedge \overrightarrow{OM} \quad (1.3)$$

avec \vec{W} la vitesse relative, \vec{V} la vitesse absolue et $-\vec{\omega} \wedge \overrightarrow{OM} = -\omega R \vec{e}_t$ la vitesse d’entraînement. Appliqué à notre cas d’étude, la vitesse relative \vec{W} vue par la pale de la turbine peut alors s’exprimer :

$$\vec{W} \approx \vec{V}_0 - \vec{\omega} \wedge \overrightarrow{OM} \quad (1.4)$$

où $\vec{V}_0 = V_0 \vec{e}_x$ est la vitesse infinie amont.

La relation précédente ne reste valide que dans le demi-disque amont pour $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$ à condition que la “déflexion” de l’écoulement amont ne soit pas trop importante avec $\vec{V}_{\theta \in [0^\circ : 180^\circ]} \approx \vec{V}_0$. Dans le demi-disque aval pour $\theta \in [180^\circ : 360^\circ]$, le sillage de la pale amont modifie complètement le champ de vitesse d’où $\vec{V}_{\theta \in [180^\circ : 360^\circ]} \neq \vec{V}_0$. La relation (1.4) reste donc potentiellement vérifiée seulement dans le demi-disque amont, d’où le symbole \approx .

L'angle d'incidence vu par la pale est défini à partir de la vitesse relative W :

$$\alpha = \arctan \left(\frac{\vec{W} \cdot \vec{e}_n}{\vec{W} \cdot \vec{e}_t} \right) \quad (1.5)$$

Le triangle des vitesses ainsi que l'incidence relative vue par une pale de turbine ont été tracés en Figure 1.12.(b).

1.2.2.3 Coefficients des efforts normaux C_n et tangentiels C_t

Tout comme pour le profil d'aile statique, une incidence non-nulle sur le profil de pale va induire une résultante aérodynamique \vec{F} pouvant se décomposer en une force de portance \vec{L} et une force de trainée \vec{D} respectivement orthogonale et colinéaire à \vec{W} , comme illustré en Figure 1.12.(b).

Nous définissons alors les coefficients des forces de portance C_l et de trainée et C_d à partir de l'équation (1.1) en prenant $A = c * H$ (c est la corde des pales et H la hauteur des pales) :

$$C_l = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho c H V_0^2} ; C_d = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho c H V_0^2} \quad (1.6)$$

Plus couramment, cette résultante aérodynamique \vec{F} s'exprime dans le repère relatif $(M, \vec{e}_n, \vec{e}_t, \vec{e}_z)$ lié à la pale par une composante normale F_n , une composante tangentielle F_t et une composante verticale (ou axiale) F_z négligeable devant les deux autres. Les différentes composantes de cette résultante \vec{F} sont représentées dans un plan $\mathcal{S} = (xOy)$ en Figure 1.12.(b).

Nous définissons alors les coefficients de forces C_n , C_t et C_z associés à une pale :

$$C_n = \frac{F_n}{\frac{1}{2}\rho c H V_0^2} ; C_t = \frac{F_t}{\frac{1}{2}\rho c H V_0^2} ; C_z = \frac{F_z}{\frac{1}{2}\rho c H V_0^2} \quad (1.7)$$

Le coefficient de force normale C_n est employé pour le dimensionnement mécanique des pales qui sont soumises à de la flexion. Le coefficient de force tangentielle C_t est relié à la force motrice générée par les pales mettant en mouvement la turbine.

La relation qui lie ces coefficients C_n et C_t aux coefficients de portance C_l et de trainée C_d de la pale dépend de l'angle d'incidence α :

$$C_n = C_l \cos(\alpha) + C_d \sin(\alpha) \quad (1.8)$$

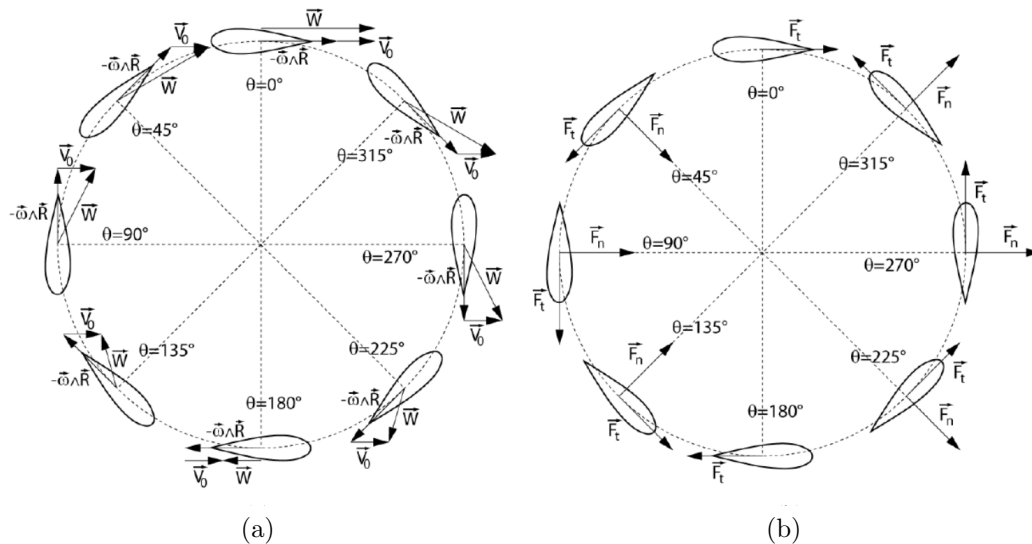
$$C_t = C_l \sin(\alpha) - C_d \cos(\alpha) \quad (1.9)$$

C'est donc bien la composante tangentielle de la portance qui est à l'origine de la force motrice d'une VAT (et la composante tangentielle de la trainée qui exerce une force résistive).

1.2.2.4 Variation des efforts normaux F_n et tangentiels F_t

Supposons à présent que la relation (1.4) est vérifiée sur tout le cercle de rotation de la pale pour $\theta \in [0^\circ : 360^\circ]$. Nous pouvons alors évaluer "théoriquement" les vitesses relatives incidentes ainsi

FIGURE 1.13 – (a) Évolution “théorique” du triangle des vitesses sur une pale au cours d’une révolution ; (b) Efforts normaux F_n et tangentiels F_t “théoriques” exercés sur une pale de turbine au cours d’une révolution



que les efforts subis par la pale durant un tour complet. La Figure 1.13.(a) présente cette évolution théorique du vecteur vitesse relative \vec{W} en fonction de la position angulaire θ . La variation de la vitesse relative entraîne inévitablement la variation de l’incidence relative α vue par la pale au cours d’un tour. Les efforts normaux F_n et tangentiels F_t qui en résultent sont alors variables au cours du temps, comme illustré en Figure 1.13.(b).

La variation cyclique des efforts normaux F_n explique la fragilité mécanique caractéristique des VAT à cause notamment du phénomène de fatigue des matériaux. Les efforts tangentiels F_t génèrent quant à eux un couple $M_{z^{pale}}$ variable selon l’axe de rotation \vec{e}_z . Ce couple $M_{z^{pale}}$ prend parfois des valeurs négatives pour certaines positions angulaires, en particulier à $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$, expliquant les problèmes d’auto-démarrage des VAT.

1.2.2.5 Coefficients des efforts longitudinaux C_x et transverses C_y

La résultante aérodynamique \vec{F} des efforts exercés par le fluide sur la pale peut aussi s’exprimer dans le repère fixe $(0, \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ par une composante longitudinale F_x , une composante transverse F_y et la composante verticale F_z inchangée. L’expression de ces nouvelles composantes F_x et F_y est obtenue via le changement de base entre $\mathcal{B}' = (\vec{e}_n, \vec{e}_t, \vec{e}_z)$ et $\mathcal{B} = (\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ par rotation d’angle

$\theta + \frac{\pi}{2}$ autour de l'axe \vec{e}_z . La matrice de passage inversible est notée $P_{\mathcal{B}}^{\mathcal{B}'}$ telle que :

$$\begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{bmatrix}_{\mathcal{B}} = \underbrace{\begin{bmatrix} -\sin(\theta) & -\cos(\theta) & 0 \\ \cos(\theta) & -\sin(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}}_{P_{\mathcal{B}}^{\mathcal{B}'}} \begin{bmatrix} F_n \\ F_t \\ F_z \end{bmatrix}_{\mathcal{B}'} \quad (1.10)$$

Nous pouvons alors définir deux nouveaux coefficients locaux C_x et C_y associés à une pale (C_z reste inchangé) :

$$C_x = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho c H V_0^2} ; C_y = \frac{F_y}{\frac{1}{2}\rho c H V_0^2} ; C_z = \frac{F_z}{\frac{1}{2}\rho c H V_0^2} \quad (1.11)$$

Ces coefficients locaux C_x , C_y et C_z associés aux efforts exercés sur une seule pale et exprimés dans le repère fixe ne seront que très peu utilisés : les coefficients globaux C_X , C_Y et C_Z associés à la turbine complète, présentés ci-dessous, seront préférés.

1.2.3 Paramètres géométriques caractéristiques d'une VAT

Les paramètres géométriques “de base” d'une turbine Darrieus sont résumés dans la Table 1.1. A partir de ces paramètres dimensionnels, nous pouvons construire des paramètres géométriques adimensionnels caractéristiques d'une VAT que nous allons présenter ci-dessous.

TABLE 1.1 – Caractéristiques géométriques d'une turbine à axe vertical

Nombre de pales	Profil de pale	Corde de pale	Hauteur de turbine	Diamètre de turbine	Hauteur de domaine	Largeur de domaine
N	NACA	c	H	$D = 2R$	H_{dom}	W_{dom}
$[-]$	$[-]$	$[m]$	$[m]$	$[m]$	$[m]$	$[m]$

1.2.3.1 La solidité σ

La solidité σ traduit le niveau de “porosité” de la turbine. En d'autres termes, elle quantifie le blocage de l'écoulement dû à la présence de la turbine. Plusieurs définitions peuvent être trouvées dans la littérature mais nous retiendrons uniquement la définition suivante :

$$\sigma = \frac{Nc}{2R} \quad (1.12)$$

Augmenter la solidité diminuera donc la “perméabilité” de la turbine. Ceci aura pour conséquence de ralentir d'autant plus l'écoulement dans le demi-disque aval. Autrement dit, une VAT récupérera d'autant plus d'énergie dans le demi-disque amont que sa solidité sera grande.

1.2.3.2 Le rapport d'aspect global AR

Le rapport d'aspect global AR est défini comme le rapport entre la hauteur et le diamètre de la turbine :

$$AR = \frac{H}{D} \quad (1.13)$$

Augmenter le rapport d'aspect AR conduira à des géométries de VAT de forme "élancée". A l'inverse, des VAT de faible AR présenteront un aspect plus "écrasé". Ce rapport d'aspect global sera notamment choisi en fonction des conditions d'écoulement liées au site d'exploitation (bathymétrie).

1.2.3.3 Le rapport d'aspect local ou allongement β

Le rapport d'aspect local β s'apparente à l'allongement d'une aile défini comme le rapport entre le carré de son envergure et la surface portante. Dans le cadre de turbines Darrieus à pales droites, nous pouvons définir ce rapport d'aspect local ou allongement de pale par :

$$\beta = \frac{H}{c} \quad (1.14)$$

Augmenter l'allongement permettra d'augmenter la finesse $\frac{C_L}{C_D}$ de la pale et de réduire la traînée induite des tourbillons de bouts de pale. Cependant, un grand allongement diminuera la résistance mécanique des pales et nécessitera l'ajout de structures de maintien supplémentaires.

1.2.3.4 Le confinement ϵ

Bien que ce ne soit pas une caractéristique intrinsèque d'une VAT, il convient de définir le confinement ϵ qui peut fortement impacter les performances d'une VAT. Deux types de confinement se distinguent en fonction des directions considérées. Nous définissons alors le confinement axial ϵ_{ax} et le confinement latéral ϵ_{lat} par :

$$\epsilon_{ax} = \frac{H_{dom}}{H} ; \epsilon_{lat} = \frac{W_{dom}}{D} \quad (1.15)$$

Le confinement permet de faire "converger" les lignes de courant au travers du rotor de la turbine. Les fuites de lignes de courant seront ainsi réduites et la vitesse débitante à travers le rotor augmentée. Cela entraînera une augmentation des performances proportionnelle au confinement de l'écoulement : le rendement maximum théorique de 59% (limite de Betz) pourra alors être nettement dépassé en milieu confiné. Des corrections sur cet effet de confinement permettront alors de transposer les performances évaluées en milieu confiné à un milieu supposé "infini".

1.2.3.5 Le ratio de blocage B_R

L'influence du confinement est directement reliée à un effet de blocage de l'écoulement relié au ratio de blocage B_R :

$$B_R = \frac{HD}{H_{dom}W_{dom}} = \frac{1}{\epsilon_{ax}\epsilon_{lat}} \quad (1.16)$$

Le ratio de blocage correspond au rapport entre l'aire balayée par la turbine et la section de la veine/bassin d'essais.

1.2.4 Paramètres physiques caractéristiques d'une VAT

Les paramètres géométriques étant maintenant définis, plusieurs paramètres physiques conditionnent le fonctionnement d'une turbine de type Darrieus. Les paramètres physiques dimensionnels, servant à construire les nombres sans dimension présentés ci-dessous, sont résumés dans la Table 1.2.

TABLE 1.2 – Caractéristiques physiques d'une turbine à axe vertical

Masse volumique	Viscosité cinématique	Viscosité dynamique	Vitesse amont	Vitesse angulaire
ρ	ν	$\mu = \rho\nu$	V_0	ω
$[kg.m^{-3}]$	$[m^2.s^{-1}]$	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$	$[m.s^{-1}]$	$[rad.s^{-1}]$

1.2.4.1 Paramètre d'avance λ

Le **paramètre d'avance** ou vitesse spécifique λ correspond au rapport entre la vitesse périphérique de la pale et la vitesse amont :

$$\lambda = \frac{R\omega}{V_0} \quad (1.17)$$

Le paramètre d'avance définira le point de fonctionnement de la turbine : des régimes d'écoulement bien différents pourront être observés en fonction du paramètre d'avance.

1.2.4.2 Vitesse relative W et angle d'incidence α en fonction de λ

Pour rappel, l'écoulement perçu par la pale est caractérisé par sa vitesse relative de norme W et son incidence α . A partir de l'équation (1.4), nous pouvons exprimer la norme de la vitesse relative W en fonction du paramètre d'avance λ :

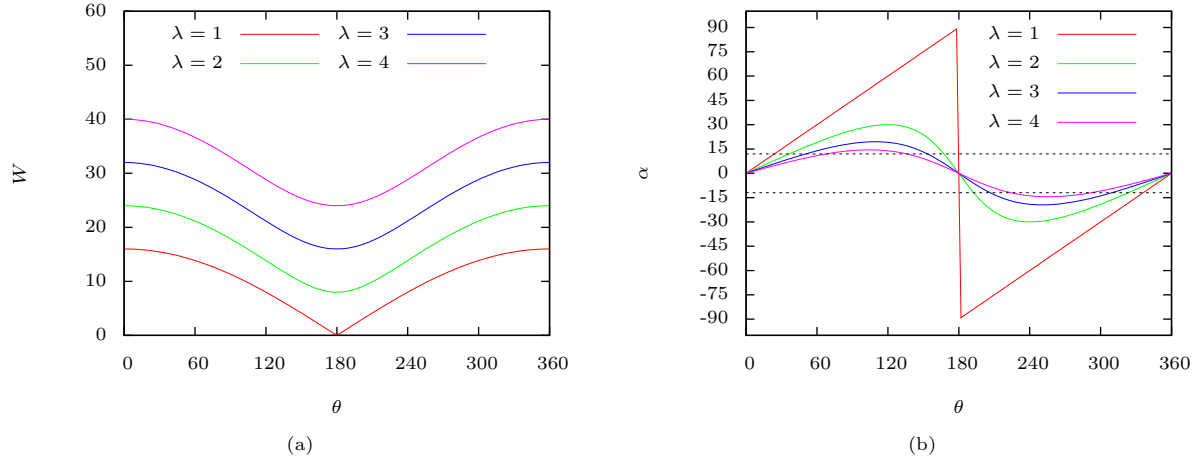
$$W \approx V_0 \sqrt{1 + 2\lambda \cos(\theta) + \lambda^2} \quad (1.18)$$

A partir des équations (1.4) et (1.5) tout en supposant $\vec{V} \approx V_0 \vec{e}_x$, nous pouvons aussi définir l'angle d'incidence α en fonction du paramètre d'avance λ :

$$\alpha \approx \arctan \left(\frac{\sin(\theta)}{\cos(\theta) + \lambda} \right) \quad (1.19)$$

Les Figures 1.14.(a) et 1.14.(b) présentent l'évolution théorique de la vitesse relative W et de l'angle d'attaque α en fonction de la position angulaire θ pour différents paramètres d'avance λ .

FIGURE 1.14 – (a) Évolution “théorique” de la norme de la vitesse relative W en fonction de la position angulaire θ ; (b) Évolution “théorique” de l’angle d’incidence α sur une pale en fonction de la position angulaire θ (avec $V_0 = 8m.s^{-1}$)



Diminuer le paramètre d’avance λ aura pour conséquence de diminuer la vitesse relative W mais entraînera dans le même temps une augmentation de l’incidence α . Les fortes incidences seront donc rencontrées aux faibles paramètres d’avance pour lesquels le phénomène de décrochage peut apparaître entraînant une chute de portance et donc des performances. A l’inverse, les fortes vitesses relatives seront observées aux paramètres d’avance élevés avec des angles d’incidence sur les pales modérés (sans décrochage).

1.2.4.3 Coefficient de puissance total Cp^{total}

Le **coefficient de puissance** total Cp^{total} , noté parfois plus simplement Cp , évalue la part de puissance mécanique $P_{meca} = Mz^{total} * \omega$ générée à partir de la puissance cinétique $P_{cin} = \frac{1}{2}\rho DHV_0^3$ disponible dans l’écoulement incident :

$$Cp^{total} = \frac{Mz^{total} * \omega}{\frac{1}{2}\rho DHV_0^3} \text{ avec } Mz^{total} = \iint_S (-P\vec{n} + \vec{\tau} : \vec{n})dS \quad (1.20)$$

avec Mz^{total} le couple moteur total récupéré par toute la turbine *i.e.* la composante selon l’axe de rotation \vec{e}_z du moment total des forces (de pression P et de viscosité $\vec{\tau}$) appliquées à la surface S de la turbine. La surface balayée au total par toute la turbine est $A = D * H$.

Ce coefficient de puissance total quantifie donc directement les performances aérodynamiques/hydrodynamiques d’une VAT (ou HAT). Dans la suite de notre étude, ce coefficient de puissance Cp^{total} sera analysé en détails pour différentes configurations de VAT. Parfois, le coefficient de moment C_M sera évoqué avec $\lambda C_M = Cp$.

1.2.4.4 Coefficient de puissance local d'une pale Cp^{pale}

Par analogie, nous pouvons aussi définir le coefficient de puissance local d'une pale Cp^{pale} :

$$Cp^{pale} = \frac{Mz^{pale} * \omega}{\frac{1}{2}\rho R H V_0^3} \quad (1.21)$$

avec Mz^{pale} le couple moteur récupéré par une seule pale de turbine (pale $n^\circ 1$ ou pale $n^\circ 2$) sur une demi-surface balayée totale $A = R * H$.

Dans notre cas d'étude de turbines bi-pales, nous avons la relation suivante :

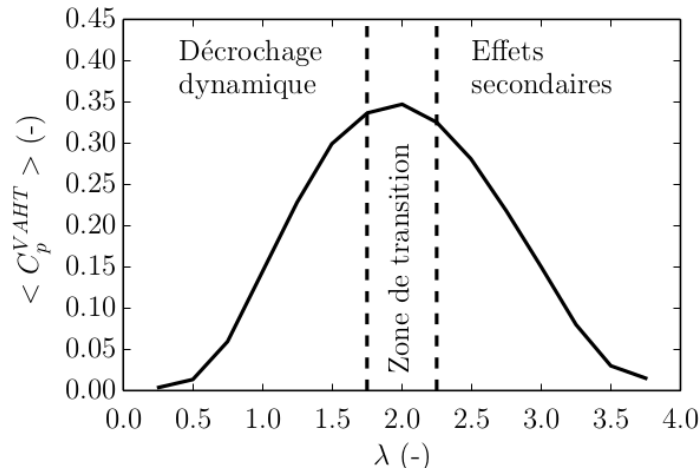
$$Cp^{total} = \frac{Cp^{pale\ 1} + Cp^{pale\ 2}}{2} \quad (1.22)$$

En moyenne sur une révolution complète, nous avons aussi la relation suivante : $\langle Cp^{total} \rangle = \langle Cp^{pale} \rangle$ où $\langle . \rangle$ désigne la moyenne temporelle calculée sur un tour de turbine.

1.2.4.5 Courbe de puissance $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$

La **courbe de puissance** (ou courbe de performances) correspond à l'évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle Cp^{total} \rangle$ en fonction du paramètre d'avance λ . Le coefficient de puissance moyen est calculé comme étant la moyenne temporelle $\langle . \rangle$ du coefficient de puissance total instantané $Cp^{total}(\theta)$ sur un ou plusieurs tours (se référer au Chapitre 2 - Section 2.3.4).

FIGURE 1.15 – Courbe de puissance $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$ caractéristique d'une VAT avec différents régimes de fonctionnement. Source [26]



La Figure 1.15 présente une courbe de puissance $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$ avec la forme caractéristique de “cloche” d’une VAT. Cette courbe est classiquement divisée en trois zones distinctes d’après Parashivoiu [26] : une première zone régie par des effets dits “primaires” (décrochage dynamique) aux faibles paramètres d’avance, une seconde zone caractérisée par des effets qualifiés de “secondaires” (effets dissipatifs) et une troisième zone de transition pour laquelle le ratio entre effets primaires et secondaires est optimal.

A partir de cette courbe, nous pourrions évaluer les performances optimales (maximales) d’une VAT en déterminant le **coefficient de puissance optimal** $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$, obtenu pour le maximum de puissance extraite tel que $\langle Cp^{total} \rangle_{opt} = \langle Cp^{total} \rangle_{max}$. Le paramètre d’avance correspondant est alors appelé **paramètre d’avance optimal** λ_{opt} . Cette courbe de puissance sera très fréquemment analysée dans notre étude portant sur l’amélioration des performances d’une VAT.

1.2.4.6 Coefficients globaux C_X , C_Y et C_Z

Par opposition aux coefficients locaux C_x , C_y ou C_z associés à une pale, nous pouvons définir des coefficients globaux C_X , C_Y et C_Z à partir des résultantes F_X , F_Y et F_Z des efforts exercés sur toute la turbine :

$$C_X = \frac{F_X}{\frac{1}{2}\rho DHV_0^2} ; C_Y = \frac{F_Y}{\frac{1}{2}\rho DHV_0^2} ; C_Z = \frac{F_Z}{\frac{1}{2}\rho DHV_0^2} \quad (1.23)$$

avec $F_I = \sum F_i$ la somme des efforts F_i s’exerçant sur toute la turbine.

Les coefficients globaux C_X , C_Y et C_Z associés à la turbine seront particulièrement utiles pour le dimensionnement mécanique du support global de la machine.

1.2.4.7 Nombres de Reynolds global Re_D et local Re_c

Le nombre de Reynolds traduit le rapport des effets d’inertie sur les effets de viscosité. Appliqué à notre cas d’étude de VAT, deux nombres de Reynolds peuvent être définis en fonction des grandeurs (longueur et vitesse) caractéristiques considérées.

Le nombre de Reynolds global Re_D associé à la turbine est défini par :

$$Re_D = \frac{V_0 D}{\nu} = \frac{\rho V_0 D}{\mu} \quad (1.24)$$

Les configurations industrielles d’éoliennes/hydroliennes opèrent généralement à des nombres de Reynolds très élevés de l’ordre de 10^6 pour des vitesses caractéristiques respectives $V_0^{air} \in [10 : 50m.s^{-1}]$ et $V_0^{eau} \in [2 : 5m.s^{-1}]$.

Le nombre de Reynolds local Re_c associé à une pale (ou Reynolds de corde) est défini par :

$$Re_c = \frac{R\omega c}{\nu} = \frac{\rho R\omega c}{\mu} \quad (1.25)$$

A noter que les nombres de Reynolds de corde Re_c varient en fonction du paramètre d'avance λ considéré; leur ordre de grandeur se situant autour de 10^4 pour notre étude de VAT.

1.2.4.8 Intensité turbulente amont I_t

L'intensité turbulente est un indicateur de l'agitation turbulente de l'écoulement par rapport au champ cinématique moyen. Elle correspond au rapport entre l'écart-type des fluctuations de vitesse et de la vitesse moyenne locale (prise comme étant égale à la vitesse infinie amont). Dans le cas des VAT, nous définissons l'intensité turbulente amont I_t par :

$$I_t = \frac{\sqrt{V'^2}}{V_0} \quad (1.26)$$

1.2.5 Le phénomène de décrochage dynamique

Dans le cadre de profils d'aile statique, l'augmentation de l'angle d'incidence s'accompagne d'une forte augmentation de la portance avec une augmentation modérée de la traînée. Au-delà d'une certaine valeur pour $\alpha > \alpha_{stat}$, une séparation de l'écoulement s'observe au niveau de la surface du profil et la portance chute drastiquement : c'est le **décrochage statique**. L'angle de décrochage statique α_{stat} dépend de plusieurs paramètres : profil NACA utilisé, nombre de Reynolds Re_c , état de surface du profil (lisse ou rugueux), turbulence amont I_t , ... Pour un profil lisse NACA0015 à un nombre de Reynolds $Re_c = 166\ 000$, l'angle de décrochage statique est estimé à $\alpha_{stat} \approx 11^\circ$ [27].

Dans le cadre de turbines de type Darrieus, les pales de turbine rencontrent des incidences relatives variables au cours d'une révolution, comme illustré en Figure 1.13.(a). Ce caractère fortement instationnaire de l'écoulement s'accompagne d'une génération de lâchers tourbillonnaires qui modifient la dynamique globale de la couche limite. Les conséquences principales de ces interactions dynamiques sont : une augmentation importante de la portance générée et un retard en incidence du décrochage. La chute des performances apparait donc pour des angles d'incidence supérieurs au cas statique avec $\alpha_{dyn} > \alpha_{stat}$: c'est le **décrochage dynamique**. Toutefois, une fois le profil décroché, le ré-attachement de l'écoulement s'effectue à des incidences bien plus faibles que dans le cas statique avec une traînée bien plus importante : on qualifie alors les évolutions de C_L et C_D de "boucles à hystérésis". L'aspect bénéfique du décrochage dynamique sur les performances reste donc à pondérer avec les fortes variations des chargements induites sur les pales, pouvant à terme entraîner leur usure prématurée.

Sous réserve de certaines conditions d'apparition, le phénomène de décrochage dynamique est donc essentiel pour la compréhension du fonctionnement d'une éolienne/hydrolienne. Nous allons donc détailler les mécanismes physiques identifiables qui caractérisent ce décrochage dynamique. Ensuite, nous évaluerons les différents paramètres d'influence de ce phénomène. Notre analyse portera d'abord sur un cas simplifié d'un profil oscillant puis sur un cas concret d'une turbine Darrieus.

1.2.5.1 Le décrochage dynamique sur un profil oscillant

Considérons dans un premier temps un profil pouvant pivoter autour d'un axe situé en $\frac{x}{c} = 0.25$ (x étant la distance au bord d'attaque du profil) suivant une loi d'incidence de type sinusoïdale :

$$\alpha(t) = \alpha_m + \alpha_a \sin(2\pi ft) \quad (1.27)$$

où α_m est l'angle d'incidence moyen, α_a l'amplitude d'oscillation et f la fréquence d'oscillation. Nous pouvons alors définir la fréquence réduite d'oscillation du profil k , comme étant le rapport entre échelle de temps caractéristique de convection $c/2V_0$ et échelle de temps caractéristique du mouvement du profil $1/2\pi f$:

$$k = \frac{\pi fc}{V_0} \quad (1.28)$$

La fréquence réduite quantifie le degré d'instationnarité de l'écoulement autour du profil oscillant.

Les différents régimes de décrochage dynamique

D'après McCroskey [28], deux régimes de décrochage dynamique existent : le décrochage dynamique léger lorsque l'incidence maximale α_{max} équivaut à l'angle de décrochage statique α_{stat} et le décrochage dynamique profond lorsque cette incidence dépasse amplement α_{stat} .

◦ Le décrochage dynamique léger

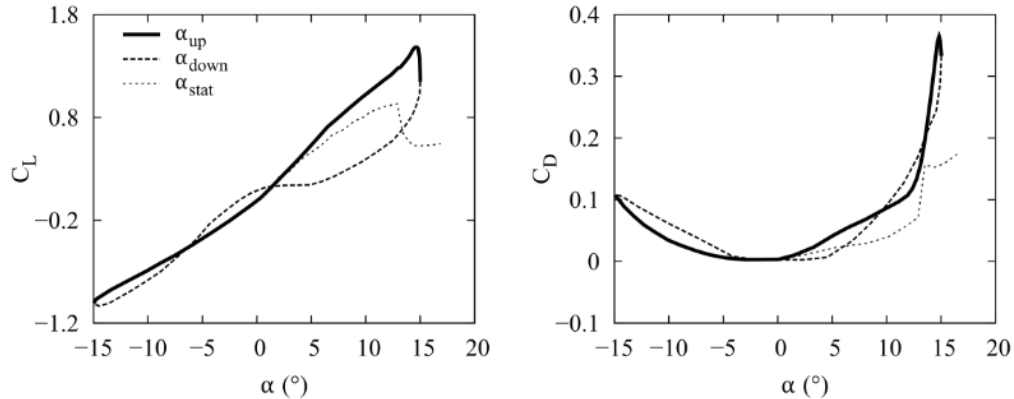
La phénoménologie du décrochage dynamique léger est relativement similaire à celle du décrochage statique *i.e.* une perte de portance et une augmentation de la traînée pour $\alpha > \alpha_{stat}$. Un léger retard en incidence du décollement de la couche limite suivi d'un ré-attachement plus tardif s'observe tout de même dans le cas dynamique. Cela se traduit sur les coefficients aérodynamiques C_L et C_D par des boucles d'hystérésis relativement "aplaties" avec toutefois une nette augmentation des forces de portance et de traînée par rapport au cas statique à forte incidence, comme illustré en Figure 1.16. McCroskey a notamment caractérisé deux types de décollements de couche limite en fonction de l'épaisseur du profil :

- un décollement de bord d'attaque pour les profils moyennement épais, dû à un décollement brutal de la couche limite soumise à un fort gradient de pression adverse. Ceci induit une variation importante des coefficients aérodynamiques.
- un décollement de bord de fuite pour les profils épais, caractérisé par un point de séparation qui remonte du bord de fuite vers le bord d'attaque. Ce type de décollement entraîne une influence moindre sur les boucles d'hystérésis des coefficients aérodynamiques.

◦ Le décrochage dynamique profond

Pour rappel, le décrochage dynamique profond apparaît lorsque l'angle de décrochage statique α_{stat} est largement dépassé au cours du mouvement. D'après McCroskey, ce phénomène instationnaire peut se décomposer en plusieurs étapes :

FIGURE 1.16 – Évolution des coefficients de portance C_L et de trainée C_D d'un profil oscillant en fonction de l'angle d'incidence en phase montante (α_{up}) et phase descendante (α_{down}) dans des conditions de décrochage dynamique léger avec $\alpha_{max} = 15^\circ$ et $k = 0.05$. Le cas d'un profil statique a été rajouté (α_{stat}). Source [29]

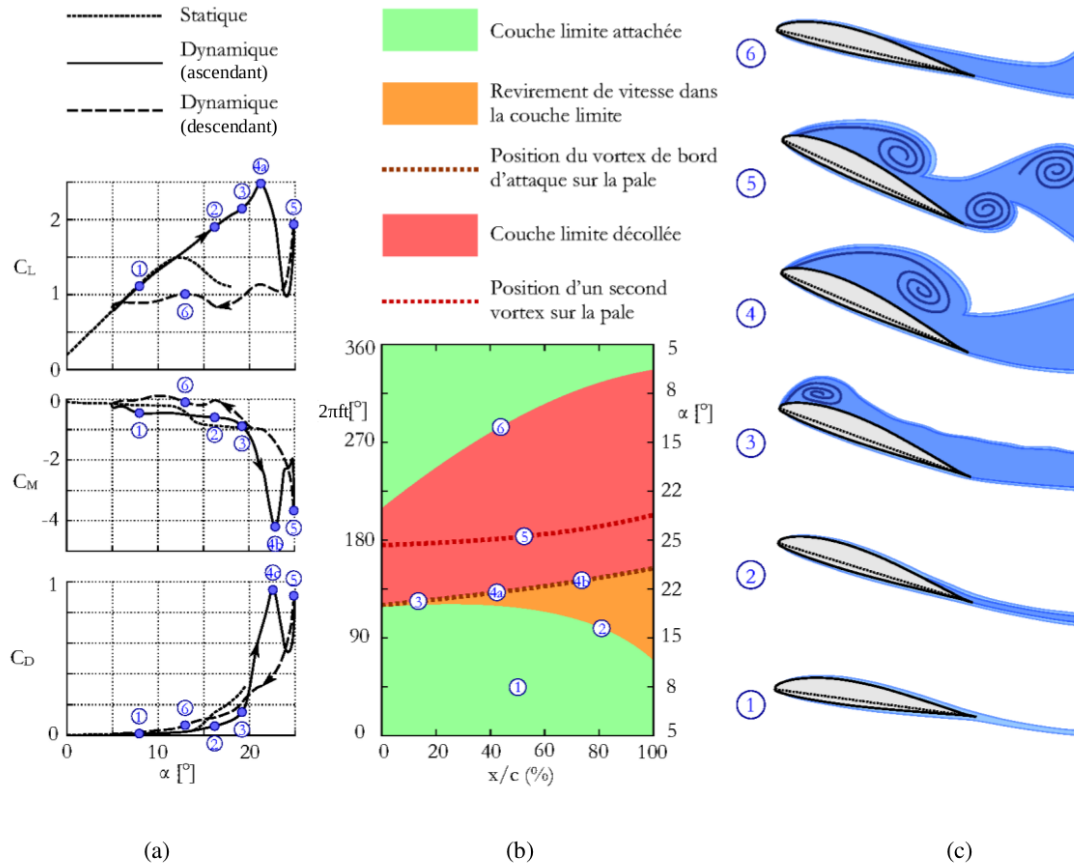


- Point 1 (phase montante) : L'incidence rencontrée par la pale est inférieure à l'angle de décrochage statique α_{stat} : la couche limite reste attachée au profil. L'évolution des coefficients aérodynamiques est semblable au cas statique.
- Point 2 : L'incidence dépasse légèrement α_{stat} : un revirement de vitesse apparaît dans la couche limite à partir du bord de fuite et progresse petit à petit vers le bord d'attaque à mesure que l'incidence augmente. Les coefficients aérodynamiques ne sont pas encore modifiés par rapport au cas statique.
- Point 3 : L'incidence dépasse amplement α_{stat} : un tourbillon de bord d'attaque appelé LEV (pour "*Leading-Edge Vortex*") apparaît sur l'extrados du profil tout en restant dans son voisinage. Ce tourbillon grossit et se déplace vers l'arrière du profil plus l'incidence augmente. Ce LEV induit une forte dépression supplémentaire sur l'extrados du profil : le coefficient de portance C_L augmente légèrement tandis que celui de trainée C_D augmente fortement.
- Point 4 : L'incidence atteint sa valeur maximale : le LEV occupe alors 90% de la corde du profil. Une fois que le LEV dépasse le bord de fuite, l'écoulement devient entièrement décollé et on assiste à une chute brutale de C_L puis de C_D .
- Point 5 : L'incidence dépasse l'angle de décrochage dynamique α_{dyn} : des lâchers tourbillonnaires supplémentaires peuvent avoir lieu comme la formation d'un second LEV moins intense. Dans certains cas, un tourbillon de bord de fuite contrarotatif appelé TEV (pour "*Trailing-Edge Vortex*") peut se former après le lâcher du LEV dans le sillage de la pale. Ces lâchers tourbillonnaires supplémentaires peuvent expliquer la ré-augmentation de C_L et C_D .
- Point 6 (phase descendante) : L'incidence diminue et l'écoulement va venir se recoller progressivement à partir du bord d'attaque jusqu'au bord de fuite. Le recollement complet de

la couche limite s'opère à des angles d'incidence plus faibles que dans le cas statique. Les coefficients aérodynamiques convergent ensuite vers les valeurs du cas statique avant le début d'un nouveau cycle.

La Figure 1.17 illustre ces différentes étapes du décrochage dynamique profond sur un profil oscillant Vertol VR-7 en incidence suivant la loi sinusoïdale $\alpha(t) = 15 + 10\sin(2\pi ft)$ en écoulement subsonique.

FIGURE 1.17 – (a) Évolution des coefficients de portance C_L , de moment C_M et de traînée C_D en fonction de l'angle d'incidence α ; (b) Évolution de l'état de la couche limite sur l'extrados du profil du bord d'attaque ($\frac{x}{c} = 0\%$) au bord de fuite ($\frac{x}{c} = 100\%$) en fonction de l'incidence α ; (c) Illustration de l'écoulement de couche limite autour du profil pour les étapes caractéristiques de ① à ⑥. Source [28] adapté par [30]

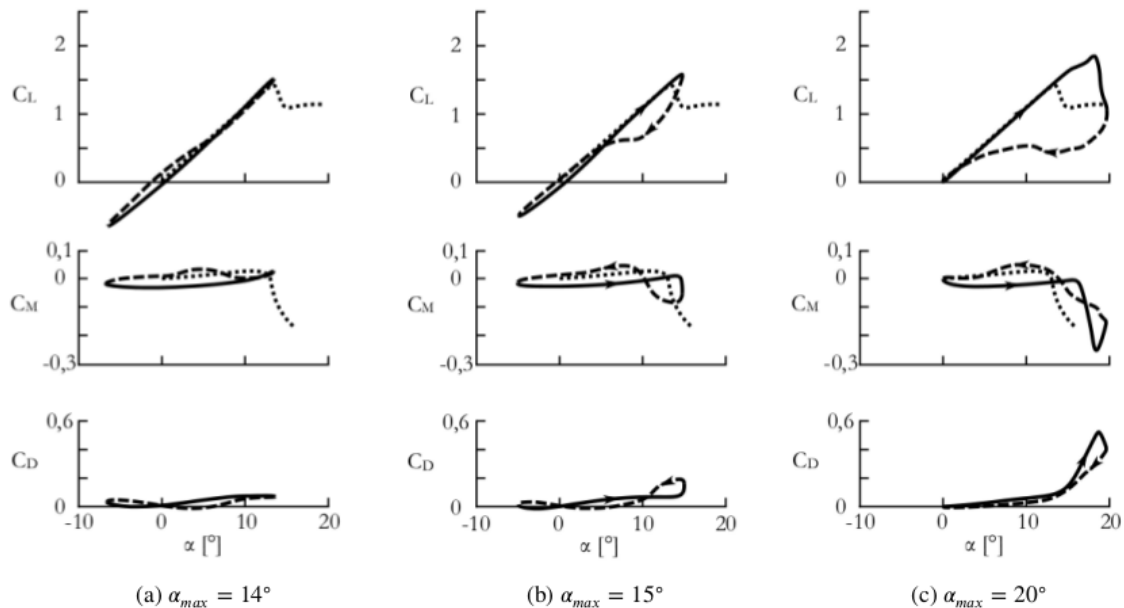


Les paramètres d'influence du décrochage dynamique

McCroskey a identifié plusieurs paramètres d'influence du décrochage dynamique. Parmi ces paramètres, l'angle d'incidence maximale α_{max} et la fréquence réduite k jouent un rôle majeur pour l'établissement de ce phénomène.

◦ Influence de l'angle d'incidence maximal α_{max}

FIGURE 1.18 – Évolution des coefficients de portance C_L , de moment C_M et de trainée C_D en fonction de l'angle d'incidence maximal α_{max} dans différents régimes de décrochage. Source [28] adapté par [30]



Comme expliqué précédemment, le niveau de décollement de la couche limite est à pondérer en fonction de l'incidence maximale α_{max} rencontrée au cours du mouvement, définissant alors le régime de décrochage. La Figure 1.18 présente l'influence de α_{max} sur l'évolution des coefficients aérodynamiques d'un profil oscillant de type NACA0012 en écoulement subsonique.

Pour $\alpha_{max} = 14^\circ$ (pas de décrochage), il n'y a pas décollement de couche limite : les boucles d'hystérésis des coefficients aérodynamiques ne sont que très légèrement altérées par rapport au cas statique.

Pour $\alpha_{max} = 15^\circ$ (décrochage dynamique léger), un décollement partiel de la couche limite est observable dans la phase ascendante qui sera caractérisée par un retard au décrochage du profil. Le recollement de la couche limite en phase descendante sera lui aussi retardé, pour des inci-

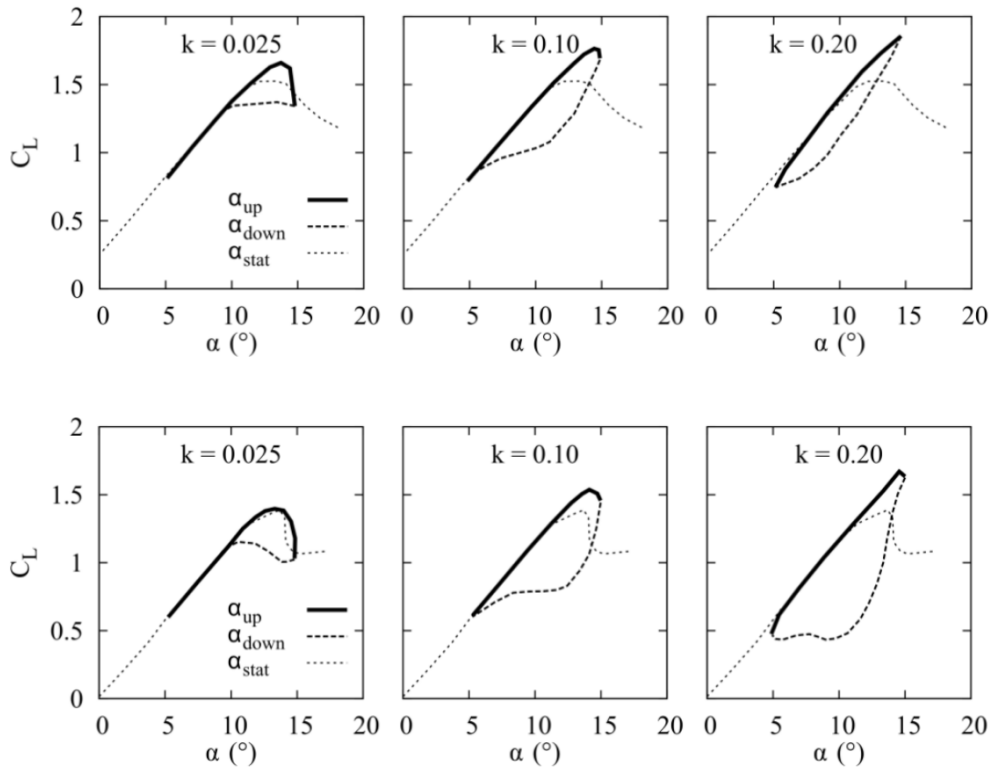
dences plus faibles que dans le cas statique. Les boucles à hystérésis des évolutions des coefficients aérodynamiques sont donc légèrement déformées : le coefficient de portance C_L est légèrement plus élevé en phase montante mais devient plus faible lors de la phase descendante.

Pour $\alpha_{max} = 20^\circ$ (décrochage dynamique profond), le décollement de la couche limite remonte jusqu'au bord d'attaque entraînant la formation puis l'advection du LEV en extrados du profil. Toute la dynamique tourbillonnaire précédemment décrite entrainera une forte modification de l'évolution des coefficients aérodynamiques avec un large effet d'hystérésis lié au recollement tardif de la couche limite.

◦ Influence de la fréquence réduite k

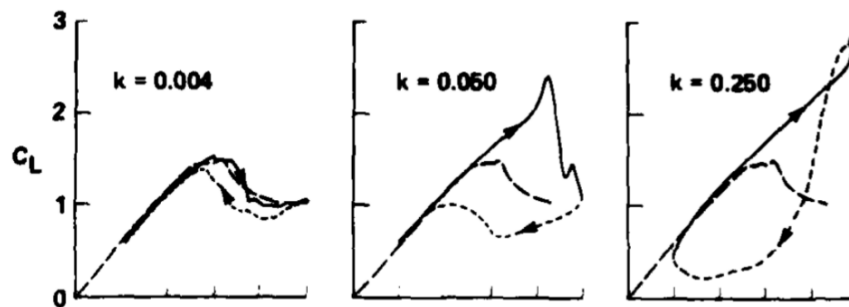
La fréquence réduite k caractérisant le degré d'instationnarité du mouvement peut également fortement impacter le décrochage dynamique. Toutefois, son influence dépend du régime de décrochage (léger ou profond) et du type de décollement de couche limite (bord d'attaque ou bord de fuite) considérés.

FIGURE 1.19 – Évolution du coefficient de portance C_L en fonction de la fréquence réduite k sur deux types de profils dans des conditions de décrochage dynamique léger : profil moyennement épais VR7 (haut) et profil épais NACA0012 (bas). Source [28]



En régime de décrochage léger, l'impact de la fréquence réduite k aura des effets opposés selon qu'il s'agisse d'un décollement de bord d'attaque ou de bord de fuite, en fonction de la géométrie de profil considérée. La Figure 1.19 démontre qu'une augmentation de k sur un profil moyennement épais de type VR-7, subissant un décollement de bord de fuite, diminuera la boucle d'hystérésis de C_L . Dans le cas d'un profil épais de type NACA0012 associé à un décollement de bord d'attaque, une augmentation de k intensifiera au contraire l'effet d'hystérésis sur le coefficient de portance C_L .

FIGURE 1.20 – Évolution du coefficient de portance C_L en fonction de la fréquence réduite k sur un épais profil NACA0012 dans des conditions de décrochage dynamique profond. Source [28]



En régime de décrochage dynamique profond, l'augmentation de la fréquence réduite entrainera un retard en incidence au décrochage plus important. Indépendamment de la géométrie de profil considérée, les boucles d'hystérésis "grossiront" avec la fréquence réduite k , comme en régime de décroche dynamique léger sur profil épais. La Figure 1.20 démontre l'influence d'une augmentation de k sur un profil oscillant NACA0012 suivant la loi d'incidence $\alpha(t) = 15 + 10\sin(2\pi ft)$ en écoulement subsonique. Cet effet d'hystérésis, amplifié aux fréquences réduites élevées, se traduit physiquement par un décollement de la couche limite, une formation du LEV puis un recollement de la couche limite retardés durant le cycle.

1.2.5.2 Le décrochage dynamique au sein d'une VAT

La sous-section précédente a démontré que le décrochage dynamique peut fortement impacter les coefficients aérodynamiques d'un profil oscillant notamment en atteignant des niveaux de portance inégaux que ceux du cas statique. Dans des régimes de fonctionnement spécifiques, le décrochage dynamique peut aussi apparaître dans les turbines Darrieus, modifiant sensiblement leurs performances.

Les paramètres d'influence du décrochage dynamique dans une VAT

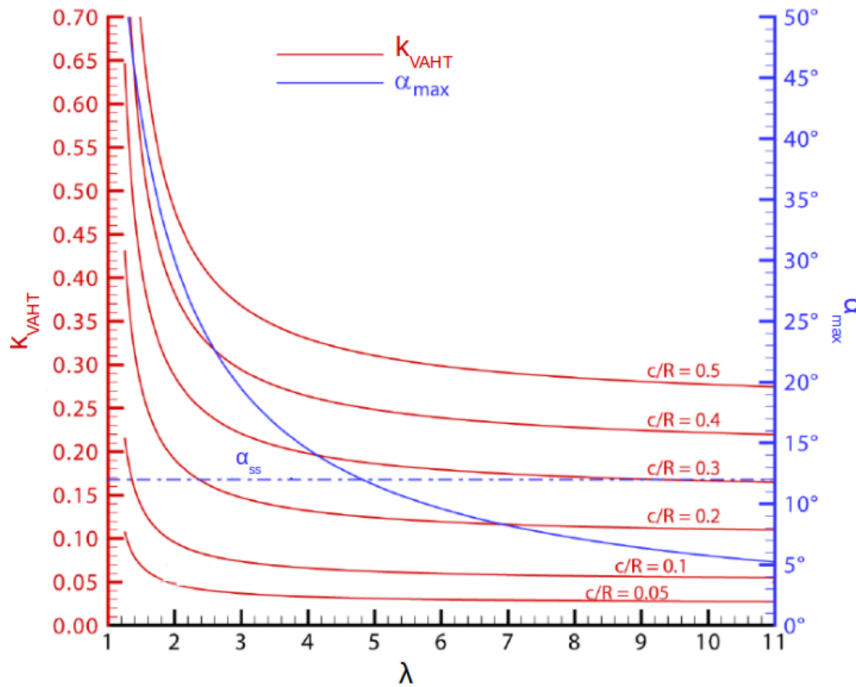
Afin de transposer l'analyse du décrochage dynamique aux turbines Darrieus (VAT), Laneville et Vittecoq [31] proposèrent de redéfinir la fréquence réduite k_{VAT} par :

$$k_{VAT} = \underbrace{\frac{c}{2R}}_{\frac{\sigma}{N}} \cdot \frac{1}{\lambda - 1} \cdot \left(\arctan \left(\frac{1}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} \right) \right)^{-1} \quad (1.29)$$

et l'angle d'incidence maximal α_{max}^{VAT} avec :

$$\alpha_{max}^{VAT} = \arctan \left(\frac{1}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} \right) \quad (1.30)$$

FIGURE 1.21 – Évolution de la fréquence réduite k_{VAT} et de l'angle d'incidence maximal α_{max}^{VAT} pour une VAT en fonction du paramètre d'avance λ pour différents solidités de pale $\frac{c}{R}$. Source [31] adapté par [21]

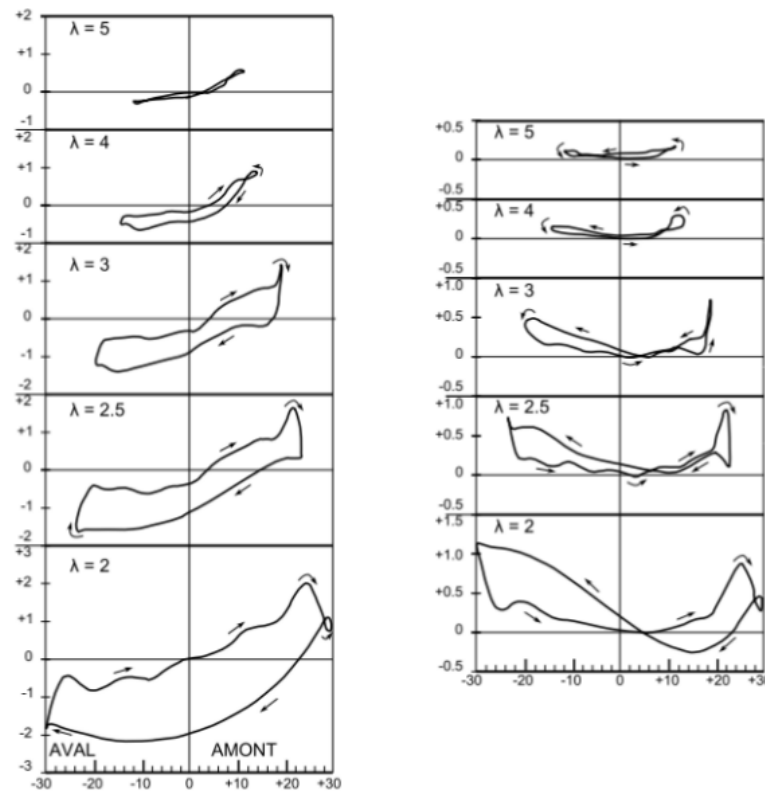


Ainsi, l'évolution de k_{VAT} varie en fonction de la "solidité de pale" $\frac{\sigma}{N}$ et du paramètre d'avance λ , comme illustré en Figure 1.21 (rouge). L'incidence maximale α_{max}^{VAT} atteinte sur une pale de turbine au cours d'une révolution est uniquement fonction de λ , comme reporté en Figure 1.21 (bleu).

De plus, la solidité σ a un impact direct sur la plage de fonctionnement des turbines Darrieus avec des paramètres d'avance λ bien spécifiques. En effet, une faible solidité opérera à des paramètres d'avance élevés ($\lambda \approx 5$ pour $\sigma = 0.1$) alors qu'une forte solidité fonctionnera plutôt à des paramètres d'avance plus faibles ($\lambda \approx 2$ pour $\sigma = 0.6$), comme détaillé en Section 1.3.1.1. Le processus de décrochage dynamique sera donc en grande partie conditionner par la solidité de la turbine.

En effet, les turbines de faible solidité opérant à de forts λ ne seront que très peu, voire pas du tout, assujetties au décrochage dynamique avec des incidences maximales sur leurs pales relativement faibles par rapport à α_{stat} . Les turbines de plus forte solidité fonctionnant à de faibles λ expérimenteront du décrochage dynamique à cause d'angles d'incidence bien plus élevés que α_{stat} . L'augmentation de la fréquence réduite avec la solidité permettra de retarder le décrochage dynamique et de maintenir un niveau de portance élevé au cours d'un tour, expliquant les relatives bonnes performances des VAT de forte solidité.

FIGURE 1.22 – Évolution des coefficients de portance C_l et de trainée C_d d'une pale de turbine Darrieus en fonction du paramètre d'avance λ . Source [31].



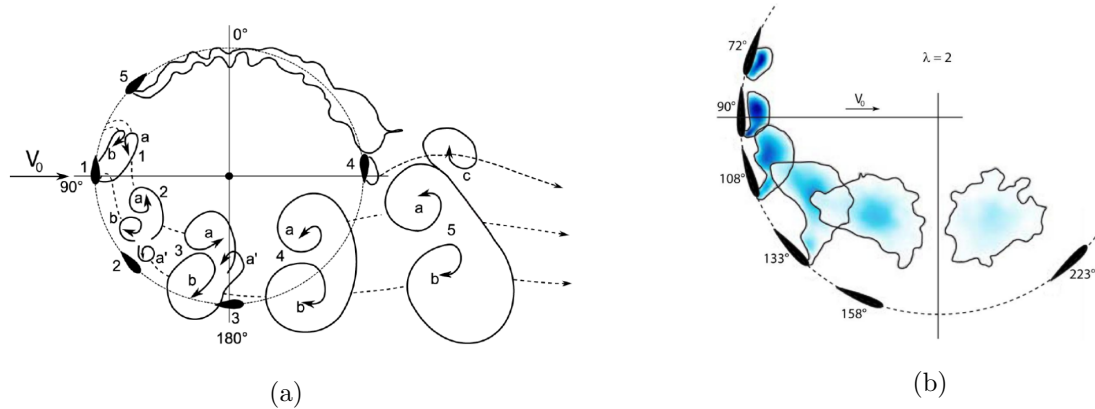
L'influence du paramètre d'avance λ sur les coefficients aérodynamiques d'une pale de turbine Darrieus est présenté en Figure 1.22. A $\lambda = 5$, le phénomène de décrochage dynamique est absent et les boucles d'hystérésis de C_l et C_d sont très légèrement déformées. A mesure que λ diminue et donc que k_{VAT} et α_{max}^{VAT} augmentent, un régime de décrochage dynamique léger apparaît ($\lambda = 4$). Cet effet s'intensifie et conduit à un régime de décrochage dynamique profond ($\lambda < 4$) avec des cycles d'hystérésis qui s'élargissent de plus en plus. La dissymétrie des boucles d'hystérésis des coefficients aérodynamiques aux faibles paramètres d'avance s'explique par les interactions entre les structures tourbillonnaires générées en amont vers $\theta = 90^\circ$ et la pale en aval décrivant $\theta \in [180^\circ : 360^\circ]$.

Les structures tourbillonnaires caractéristiques du décrochage dynamique d'une VAT

Le décrochage dynamique a fait l'objet de plusieurs études expérimentales afin de visualiser l'écoulement au sein d'une turbine Darrieus et les structures tourbillonnaires générées au cours d'une révolution.

Brochier *et al.* [32] a effectué des visualisations par injection de colorant autour d'une turbine Darrieus bi-pales munies de profils NACA0018 sur une configuration relativement similaire à l'étude quantitative précédente de Laneville et Vittecoq, comme illustré en Figure 1.22 ($\lambda = 2$). La Figure 1.23.(a) présente les résultats expérimentaux de visualisation à $\lambda = 2.14$ en régime de décrochage dynamique profond : les traits pleins fléchés représentent les tourbillons avec leurs sens de rotation alors que les traits fléchés pointillés correspondent à leurs trajectoires au sein de la turbine. Dans le demi-disque amont, nous pouvons observer la formation du LEV noté ① pour

FIGURE 1.23 – Visualisation des structures tourbillonnaires au sein d'une turbine Darrieus en régime de décrochage dynamique profond. Source [32] pour (a) et Source [33] pour (b)



$\theta \in [60^\circ : 90^\circ]$ ainsi que du TEV contra-rotatif noté ②, entraînant une augmentation de la portance. Le LEV est ensuite convecté puis lâché dans le sillage de la pale aux alentours de $\theta \approx 120^\circ$, provoquant la chute de la portance. Un second processus de décrochage dynamique est observable

en $\theta \approx 120^\circ$ avec la convection d'un nouveau LEV noté © le long du profil, pouvant expliquer la légère ré-augmentation de C_l dans le demi-disque aval.

Le processus de formation du LEV et son mouvement au sein du rotor d'une turbine Darrieus ont été analysés en détails par Ferreira [33] à l'aide d'une méthode PIV (pour "*Particle Image Velocimetry*"), comme illustré en Figure 1.23.(b).

En résumé : Les turbines à axe vertical et flux transverse (VAT) au centre de cette étude sont animées grâce à la force de portance. Une analogie simpliste consiste à assimiler une pale de VAT à un profil d'aile statique avec une incidence α , caractérisée par ses coefficients de portance C_L et de traînée C_D . L'augmentation des performances aérodynamiques est permise avec l'augmentation de l'incidence α induisant une amélioration de la finesse $\frac{C_L}{C_D}$ du profil. Au dessus d'une incidence critique pour $\alpha > \alpha_{stat}$, la couche limite est totalement décollée en extrados du profil entraînant une chute brutale des performances : le régime de décrochage statique est atteint. L'instationnarité de l'écoulement au sein d'une VAT conduit à des instabilités dynamiques qui modifient l'état de couche limite. Des structures tourbillonnaires complexes (LEV, TEV,...) se forment et entraînent des décollements tardifs de couche limite. Le retard en incidence au décrochage pour $\alpha > \alpha_{dyn} > \alpha_{stat}$ est caractéristique du régime de décrochage dynamique. Ce phénomène de décrochage dynamique peut apparaître au sein d'une VAT sous certaines conditions d'écoulement, notamment lorsque les incidences maximales rencontrées sont très élevées. Le décrochage dynamique sera tout particulièrement conditionné par la solidité σ de la turbine ainsi que par la gamme de paramètres d'avance λ considérée.

1.3 Paramètres d'influence sur les performances d'une turbine à axe vertical

Plusieurs paramètres géométriques/physiques d'une VAT peuvent être à l'origine d'une modification des performances globales. Dans un premier temps, nous allons donc lister l'ensemble de ces paramètres d'influence en fonction de leur type : géométrique, physique ou extérieur. Cette section donnera donc au lecteur des ordres de grandeur des possibles variations du coefficient de puissance optimal $\langle C_p^{total} \rangle_{opt}$. Dans un second temps, nous présenterons une synthèse de plusieurs études expérimentales de VAT afin de comparer judicieusement les performances maximales issues de la littérature avec celles obtenues sur le nouveau rotor "OWLWIND". Les différents paramètres des essais expérimentaux de référence seront précisés au fur et à mesure avec des détails supplémentaires disponibles en Section 2.4.3.

1.3.1 Influence des paramètres géométriques

1.3.1.1 Influence de la solidité σ

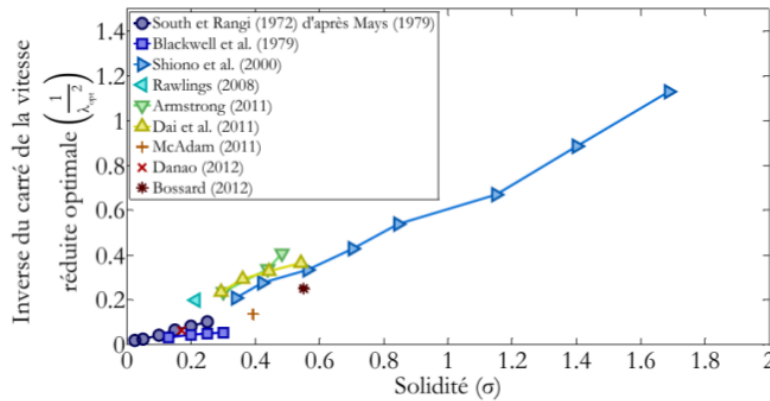
Les différentes définitions de la solidité ($\sigma = \frac{Nc}{R}$; $\sigma = \frac{Nc}{2R}$; $\sigma = \frac{Nc}{2\pi R}$) rendent difficile une analyse comparative de toutes les études de VAT à solidité variable issues de la littérature. Pour la suite, nous garderons la définition de la solidité présentée en équation (1.12) avec $\sigma = \frac{Nc}{2R}$ et nous adapterons les résultats de la littérature avec cette définition.

L'influence de la solidité σ reste à pondérer avec la grandeur dimensionnelle qui varie : le nombre de pales N , la corde de pale c ou alors le rayon de la turbine R . Cette grandeur peut à son tour modifier un autre paramètre géométrique de VAT, tels que le nombre de Reynolds de corde Re_c ou le ratio d'aspect global AR .

Plusieurs conclusions universelles peuvent être tirées quant à l'influence de σ sur les performances d'une VAT :

- Augmenter la solidité σ fera croître la valeur du couple moteur Mz^{total} tout en diminuant la vitesse de rotation ω de manière à ce que le produit $Mz^{total} * \omega$ ne dépasse pas la puissance maximale extractible (limite de Betz). Par conséquent, il existe une solidité optimale σ_{opt} qui maximise la puissance mécanique $P_{meca} = Mz^{total} * \omega$ extraite et donc le coefficient de puissance Cp^{total} .
- Pour une solidité σ fixée, la variation du paramètre d'avance optimal λ_{opt} évoluerait selon l'inverse de la racine carré de cette solidité selon la relation empirique $\lambda_{opt} \propto \frac{1}{\sqrt{\sigma}}$ d'après Bossard [17], comme tracé en Figure 1.24.

FIGURE 1.24 – Évolution du paramètre d'avance optimal λ_{opt} en fonction de la solidité σ . Source [17]

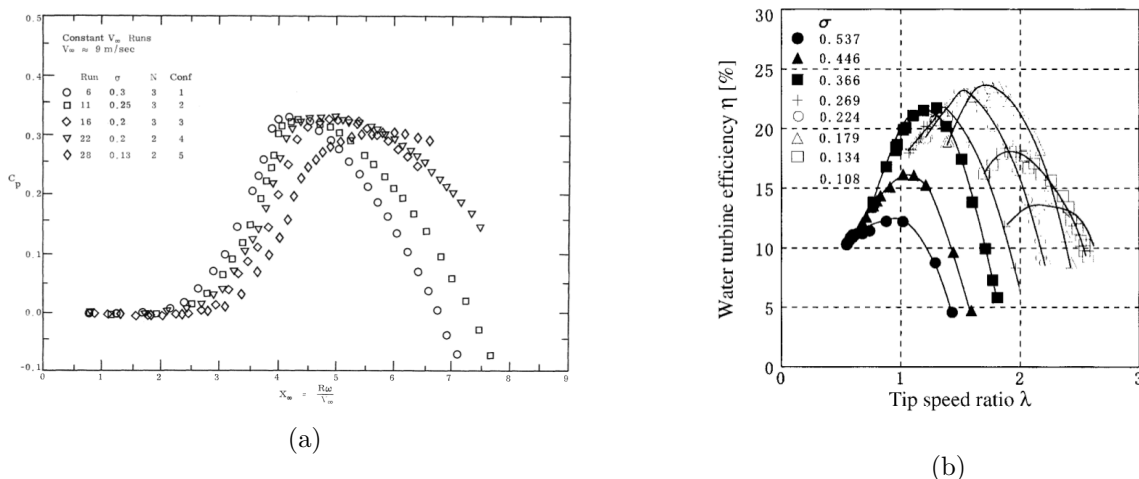


Concernant la solidité optimale σ_{opt} obtenue pour la puissance maximale extraite, sa valeur reste sujette à controverse dans la littérature avec des résultats expérimentaux contradictoires.

Blackwell *et al.* [7] avait estimé que pour une éolienne de type Darrieus de forme “troposkienne” la solidité optimale se situerait vers $\sigma_{opt} \in [0.20 : 0.25]$, comme quantifié en Figure 1.25.(a). Il avait observé un gain du coefficient de puissance maximal $\langle C_p^{total} \rangle_{opt}$ d’environ +10% pour une variation de solidité de $\Delta\sigma \approx 0.2$.

A l’inverse, Shiono *et al.* [10] avait trouvé une solidité optimale nettement supérieure pour une hydrolienne de type Darrieus en forme de “H” avec $\sigma_{opt} \approx 0.56$, comme illustré en Figure 1.25.(b). Les performances de la VAT à la solidité optimale avaient alors plus que doublées par rapport aux VAT de très faibles/fortes solidités, soit un gain de $\langle C_p^{total} \rangle_{opt}$ de +100% pour une variation de solidité plus étendue de $\Delta\sigma \approx 0.4$.

FIGURE 1.25 – Variation de la courbe de puissance $\langle C_p^{total} \rangle = f(\lambda)$ en fonction de la solidité σ . Source [7] pour (a) et Source [10] pour (b)



Une approche numérique hautement performante, mise en place par Guillaud *et al.* [34], a donné une première explication à ces différences en précisant que cette solidité optimale pouvait dépendre de la géométrie du rotor considérée, notamment du niveau de pertes associées au rotor. Les effets dissipatifs étant majoritaires aux paramètres d’avance élevés, seules les géométries de VAT présentant un design limitant au maximum ces pertes pourraient opérer à des vitesses de rotation élevées et par conséquent atteindre des solidités optimales plus faibles. Guillaud *et al.* [34] avait alors expérimenté une solidité optimale de l’ordre de $\sigma_{opt} \approx 0.15$ pour un rotor “idéalisé” de VAT, sans aucuns effets dissipatifs 3D. Ce résultat semblait corroborer avec l’estimation de σ_{opt} faite par Blackwell *et al.* qui avait étudié des designs “épurés” de VAT avec peu d’effets dissipatifs 3D.

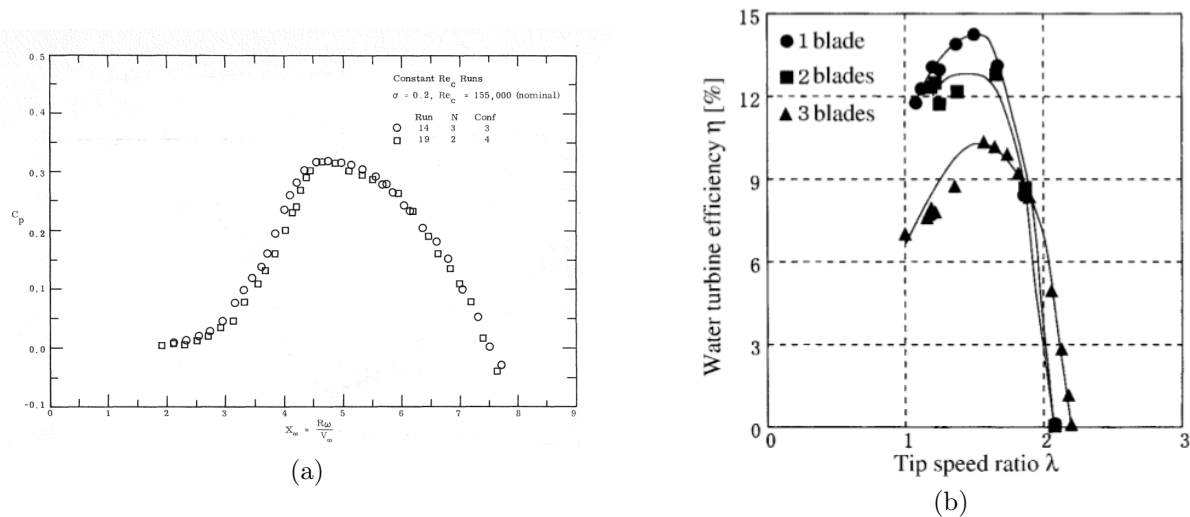
Dans notre propre étude de VAT, le choix d’utiliser une faible solidité $\sigma = 0.1$ fut décidé lors des campagnes d’essais en soufflerie en 2017, antérieures à ce travail de thèse. D’après les expérimentateurs,

une faible solidité permettait de limiter au maximum les contraintes mécaniques dans les pales tout en maintenant des performances aérodynamiques assez bonnes. Cependant, il a été confirmé par la suite, expérimentalement et numériquement, que cette solidité $\sigma = 0.1$ n'était pas la solidité optimale qui se situerait plutôt vers $\sigma_{opt} \approx 0.15$.

1.3.1.2 Influence du nombre de pales N

La seule variation du nombre de pales entraîne irrémédiablement une modification de la solidité avec les effets précédemment évoqués. L'influence du nombre de pales N peut alors être aussi discuté en considérant une solidité constante ou "iso-solidité", possible grâce à un changement de la corde c des pales. Les précédentes études expérimentales ont dénoté une nouvelle fois quelques divergences sur cet effet du nombre de pales N à iso-solidité.

FIGURE 1.26 – Variation de la courbe de puissance $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$ en fonction du nombre de pales N à iso-solidité. Source [7] pour (a) et Source [10] pour (b)



D'après Blackwell *et al.* [7], l'augmentation de N de 2 à 3 pales à iso-solidité ($\sigma = 0.2$) n'influencerait que très peu la courbe de performances $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$, comme illustré en Figure 1.26.(a).

A l'inverse, Shiono *et al.* [10] avait observé une diminution de l'ordre de -20% du coefficient de puissance $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ en passant d'une VAT bi-pales à une VAT tri-pales à solidité fixée ($\sigma = 0.56$), comme reporté en Figure 1.26.(b).

L'influence du nombre de pales N sur les performances d'une VAT a aussi été étudié numériquement par Delafin *et al.* [35] qui a alors donné un début d'explication à ces écarts. Dans son étude, trois configurations de turbines Darrieus-troposkiennes avaient été considérées avec $N \in [2 : 4]$ tout en gardant une solidité constante ($\sigma = 0.16$). L'augmentation du nombre de pales N n'avait modifié que très légèrement la courbe de puissance $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$, à l'image des résultats de Blackwell *et al.* [7]. L'auteur avait alors précisé que cette indépendance des performances avec le nombre de

pales était sûrement due à la simplification géométrique des VAT étudiées qui étaient dépourvues de bras. D’après Delafin *et al.* [35], l’augmentation du nombre de pales impliquerait une augmentation du nombre de bras de connexion avec l’axe central, entraînant alors une augmentation de la trainée globale et donc une chute de performances, à l’image des résultats de Shiono *et al.* [10].

De plus, ces études précédentes tout comme celle de Li *et al.* [36] s’accordent pour dire qu’augmenter le nombre de pales N présente des avantages structurels conséquents, notamment grâce à un lissage des coefficients de moment C_M et de forces C_n et C_t des pales. Les valeurs extrémales (amplitudes des fluctuations) des efforts normaux F_n se retrouvent aussi diminuées, limitant les contraintes mécaniques dans les pales. Dans le même temps, la fréquence des fluctuations des efforts tangentiels F_t est augmentée, favorisant l’auto-démarrage des turbines.

Au final, l’influence du nombre de pales N sur les performances d’une VAT semble être aussi dépendante de la géométrie de rotor considérée. Une turbine de type Darrieus-troposkienne ne verra que peu d’influence d’une augmentation du nombre de pales sur son rendement global. A l’inverse, une turbine de type H-Darrieus nécessitera l’ajout de structures de maintien supplémentaires (bras, disques, câbles, ...) reliées au nombre de pales utilisées, entraînant une chute importante des performances de la machine. Dans tous les cas, l’augmentation du nombre de pales N présente des avantages notables pour le dimensionnement mécanique et la conversion électrique (lissage du couple et capacité auto-démarrante).

Dans notre étude, un nombre de pales $N = 2$ avait été décidé durant les essais expérimentaux de référence : un compromis entre bonnes performances aérodynamiques (réduction de la trainée parasite des bras) et résistance mécanique (possibilité de reprendre les efforts en flexion des pales avec de “simples” câbles) avait été trouvé pour une application de type éolien.

1.3.1.3 Influence du rapport d’aspect AR ou β

Le rapport d’aspect global $AR = \frac{H}{D}$ ou le rapport d’aspect local $\beta = \frac{H}{c}$ peuvent eux aussi avoir un impact important sur les performances d’une VAT, en particulier sur des VAT de type H-Darrieus. Afin de se dissocier d’un quelconque effet de solidité, l’impact du rapport d’aspect sera uniquement discuté via un changement de la hauteur H de la turbine.

D’après Li et Calisal [37], l’augmentation du rapport d’aspect AR de 0.5 à 1.0 permettrait d’augmenter de 14% le coefficient de puissance optimal $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ avec une saturation du gain pour $AR \geq 3$. Les auteurs avaient notamment précisé qu’une géométrie réelle de VAT (avec effets dissipatifs 3D) de rapport d’aspect $AR = 3$ pouvait récupérer plus de 95% de la puissance extraite par une VAT idéalisée (sans effets dissipatifs 3D).

Plus récemment, Li *et al.* [38] a analysé numériquement plusieurs géométries de VAT de type H-Darrieus de solidité moyenne ($\sigma = 0.19$) avec différents rapports d’aspects AR . Il a observé un gain du $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ d’environ +22% pour une valeur de AR doublée de 0.6 à 1.2. Cette amélioration du

coefficient de puissance maximal s'accompagnait aussi d'une augmentation du paramètre d'avance optimal λ_{opt} , comme représenté en Figure 1.27.(a). Ce gain de performances obtenu avec les plus grands rapports d'aspect a été expliqué par une diminution de la vitesse induite générée par les tourbillons de bouts de pale. Cela s'est traduit tout particulièrement par une dissipation localement réduite au niveau des bouts de pale, comme quantifié en Figure 1.27.(b).

FIGURE 1.27 – (a) Variation de la courbe de puissance $\langle C_p^{total} \rangle = f(\lambda)$ en fonction du rapport d'aspect AR ; (b) Évolution selon $\tilde{z} = \frac{z}{H/2}$ du coefficient de puissance local $\langle dC_p^{total}(\tilde{z}) \rangle$ pour différents rapports d'aspect AR . Source [38]

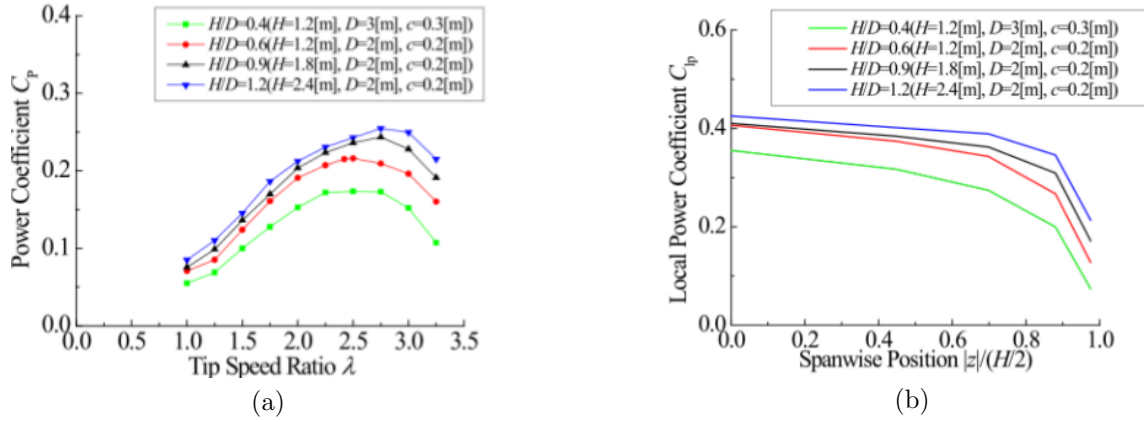
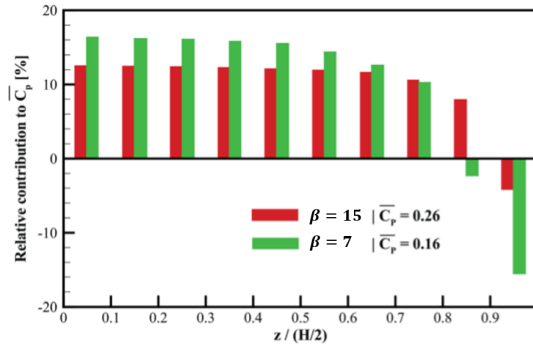


FIGURE 1.28 – Évolution selon $\tilde{z} = \frac{z}{H/2}$ de la contribution relative du coefficient de puissance local $\langle dC_p^{total}(\tilde{z}) \rangle\%$ pour différents allongements. Source [39]



D'autres études comme celle de Gosselin *et al.* [39] portant sur l'influence de l'allongement $\beta = \frac{H}{c}$ sont venues confirmer cette tendance : augmenter la hauteur H de la turbine permettrait de diminuer l'intensité des tourbillons marginaux de bouts de pale, limitant ainsi leurs effets dissipatifs 3D

dans les régions situées à proximité. De plus, augmenter l’allongement β autoriserait une répartition de puissance beaucoup plus uniforme le long de l’envergure de la pale suivant \vec{e}_z , comme présenté en Figure 1.28.

Tout comme pour la solidité le choix du rapport d’aspect, global $\frac{H}{D}$ ou local $\frac{H}{c}$, devra passer par un compromis entre performances aérodynamiques/hydrodynamiques et résistance mécanique. Pour la configuration mono-rotor, un rapport d’aspect $AR = 1$ et un allongement $\beta = 20$ avaient été initialement choisis durant les premières phases expérimentales. Pour la configuration double-rotor, ces rapports d’aspect avaient été augmentés respectivement à $AR = 1.8$ et $\beta = 36$.

1.3.1.4 Influence du profil de pale

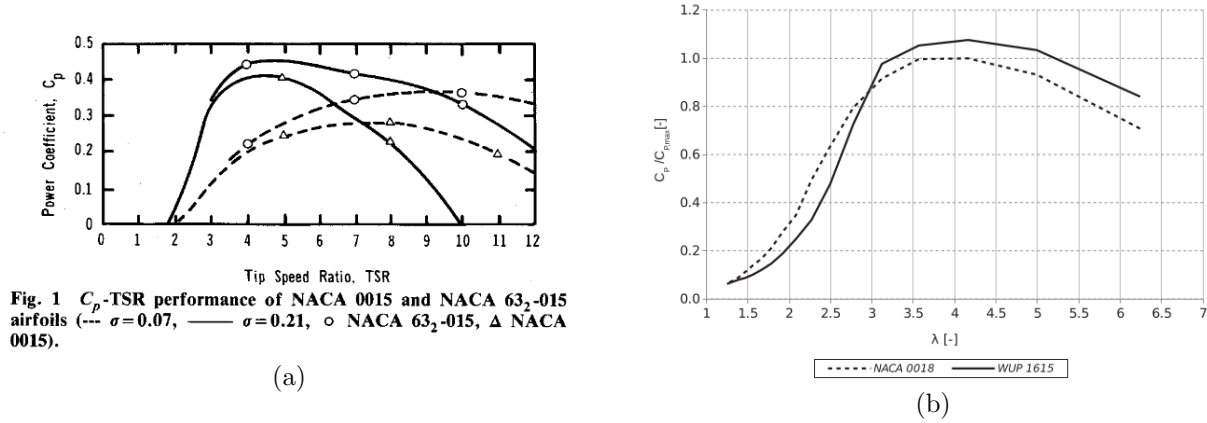
Le choix du profil de pale est primordial pour les performances d’une VAT car il conditionne directement les efforts aérodynamiques/hydrodynamiques exercés sur les pales en incidence. Classiquement, les turbines Darrieus sont munies de pales profilées de type NACA à 4 chiffres, profils largement employés dans l’industrie aéronautique. Leurs caractéristiques aérodynamiques bien connues ainsi que leur simplicité de fabrication en font des candidates idéales pour des pales de VAT.

Cependant, ces profils “classiques” sont à l’origine optimisés pour des nombres de Reynolds de plusieurs millions alors que les VAT opèrent à des nombres de Reynolds de corde bien inférieurs dans des conditions d’écoulement fortement instationnaires. La finesse $\frac{C_L}{C_D}$ de ces profils classiques, évoluant avec l’incidence variable α , n’atteint jamais son optimum durant une rotation. Ceci est dû au fait que ces profils NACA-xxxx expérimentent des angles de décrochage bien plus faibles pour ces nombres de Reynolds modérés. Pour un profil *NACA0015* par exemple, l’angle de décrochage statique α_{stat} se situe aux alentours de 11° à $Re = 1.66 \times 10^5$ contre 17° à $Re = 3.26 \times 10^6$ [27]. Le coefficient de puissance C_p^{total} , relié indirectement au coefficient de portance C_L , peut alors chuter significativement si le nombre de Reynolds est trop diminué.

Une des solutions consiste à utiliser des profils dits “laminaires” de type NACA à 6 chiffres présentant des angles de décrochage statique α_{stat} bien plus importants pour ces nombres de Reynolds modérés. Ces profils laminaires sont généralement cambrés ; ce qui permet de compenser les effets de courbure induits par la rotation de la turbine [40]. Les profils laminaires se caractérisent aussi par un bord d’attaque plus fin et une épaisseur maximale de profil reculée vers le bord de fuite. De part cette forme caractéristique, la couche limite laminaire reste attachée sur une grande partie du profil (jusqu’à 70% de la corde) : le décollement est “repoussé” à des incidences plus élevées et un niveau de portance élevé est maintenu plus longtemps. De plus, l’utilisation de ce type de profils cambrés permet d’améliorer considérablement l’auto-démarrage des VAT [41].

De nombreuses études numériques utilisant des algorithmes d’optimisation ont ainsi démontré l’intérêt d’utiliser des formes profilées innovantes pour les pales de turbines Darrieus. Migliore [42] avait ainsi étudié deux turbines à flux transverse avec différents types de profils NACA : un gain de $\langle C_p^{total} \rangle_{opt}$ d’environ +20% avec le profil laminaire *NACA63₂-015* avait été observé par rapport à un profil *NACA0015*, comme représenté en Figure 1.29.(a). Dans cette même optique

FIGURE 1.29 – Variation de la courbe de puissance $\langle C_p^{total} \rangle = f(\lambda)$ en fonction du profil de pale. Source [42] pour (a) et Source [43] pour (b)



d’optimisation du profil, Claessens [44] avait élaboré un nouveau design de profil laminaire dénommé *DU06 – W – 200*, dénotant un gain de +5% sur le $\langle C_p^{total} \rangle_{opt}$ par rapport au profil *NACA0018* de référence. Plus récemment, Bedon *et al.* [43] a trouvé un gain de +8% sur le $\langle C_p^{total} \rangle_{opt}$ avec son profil innovant *WUP1615* par rapport au même *NACA0018*, comme illustré en Figure 1.29.(b).

Par soucis de simplicité de fabrication, les profils utilisés durant les essais expérimentaux étaient des profils symétriques NACA “classiques” : *NACA0015* pour la configuration mono-rotor puis *NACA0018* pour la configuration bi-rotor.

1.3.2 Influence des paramètres physiques

1.3.2.1 Influence du nombre de Reynolds local Re_c

Rappelons tout d’abord la distinction entre nombre de Reynolds global Re_D et nombre de Reynolds local Re_c . Les turbines à axes vertical (VAT) sont mises en mouvement grâce à la force de portance, et plus précisément grâce à la composante tangentielle de cette force qui dépend fortement de l’état de couche limite (laminaire ou turbulente). Cette dynamique locale de l’écoulement autour des pales est caractérisée par le nombre de Reynolds de corde Re_c : c’est donc l’influence de ce nombre-ci qui sera investiguée par la suite. Le nombre de Reynolds de corde Re_c est relié au paramètre d’avance λ par $Re_c = \frac{\lambda V_0 c}{\nu}$, lui-même dépendant de la solidité σ étudiée. Nous veillerons donc à séparer l’effet du nombre de Reynolds Re_c de l’effet de solidité en étudiant des VAT à σ fixée.

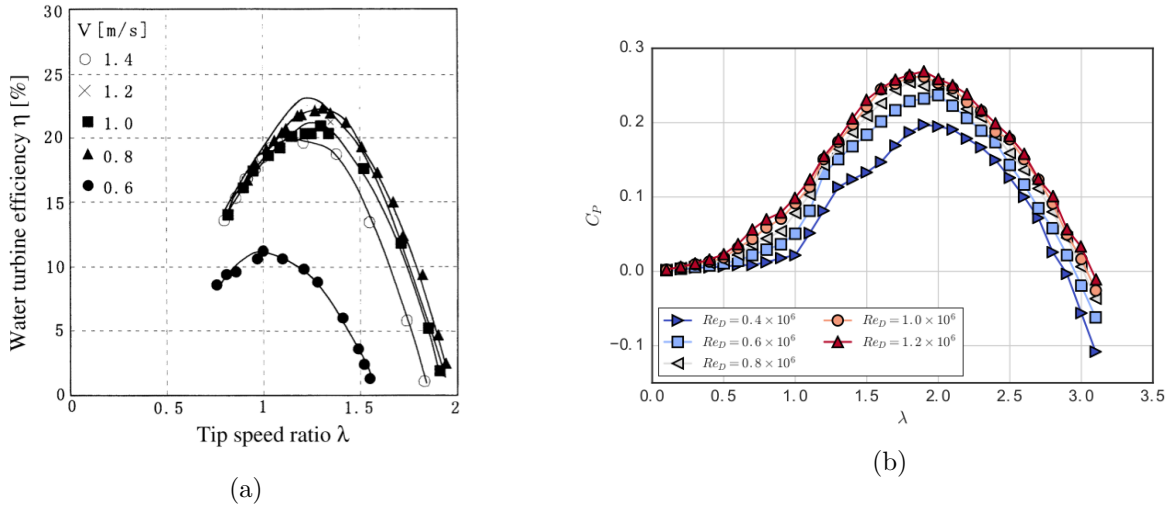
Cet “effet de Reynolds” sur les performances globales d’une VAT semble être bien compris dans la littérature avec deux effets principaux :

- L’augmentation du nombre de Reynolds entraîne l’augmentation du coefficient de puissance

$\langle C_p^{total} \rangle$ jusqu'à atteindre un certain palier : à partir de ce nombre de Reynolds, les performances de la VAT "saturent" à une valeur maximale.

- L'augmentation du nombre de Reynolds induit une légère diminution du paramètre d'avance optimal λ_{opt} , du fait d'une augmentation des angles d'incidence sur les pales à haut Reynolds.

FIGURE 1.30 – Variation de la courbe de puissance $\langle C_p^{total} \rangle = f(\lambda)$ en fonction du nombre de Reynolds. Source [10] pour (a) et Source [45] pour (b)



Une nouvelle fois, différentes valeurs de ce nombre de Reynolds "saturé" peuvent être trouvées dans la littérature, en particulier en fonction de la géométrie de VAT étudiée.

Blackwell *et al.* [7] avait testé différentes configurations d'éoliennes de type Darrieus-troposkienne dans une gamme de nombres de Reynolds de corde de $Re_c \in [100\ 000 : 300\ 000]$ pour des solidités assez faibles $\sigma \in [0.13 : 0.30]$. Il avait ainsi observé une sensibilité du coefficient de puissance $\langle C_p^{total} \rangle$ en fonction de Re_c , surtout pour les turbines de plus fortes solidités ($\sigma = 0.30$).

Shiono *et al.* [10] avait quant à lui trouvé une indépendance du nombre de Reynolds sur la courbe de puissance $\langle C_p^{total} \rangle = f(\lambda)$ d'une hydrolienne H-Darrieus de très forte solidité ($\sigma = 1.15$) à partir de $Re_c \approx 150\ 000$ pour $V_0 = 1.0\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, comme illustré en Figure 1.30.(a).

Bachant et Wosnik [46] ont alors confirmé cette "saturation en Reynolds" pour une hydrolienne de même type H-Darrieus de forte solidité ($\sigma = 0.41$) à partir de $Re_c \approx 210\ 000$ ou $Re_D = 1 \times 10^6$, comme reporté sur la Figure 1.30.(b). Les auteurs avaient alors souligné que cette valeur "seuil" de $Re_c \approx 210\ 000$ correspondait à la transition laminaire-turbulente d'une couche limite autour d'un profil. De plus, ils avaient expérimenté une légère diminution du paramètre d'avance optimal λ_{opt} à haut Reynolds, justifiée par le retard en incidence au décrochage pour une couche limite turbulente pleinement développée. Une seconde étude expérimentale de Bachant *et al.* [45] avait montré une dépendance en Reynolds jusqu'à $Re_c \approx 270\ 000$ pour une VAT de plus faible solidité ($\sigma = 0.15$).

L’auteur avait alors imputé cette sensibilité en Reynolds aux effets de “cambrure virtuelle” particulièrement marqués à forte solidité de pale $\frac{\sigma}{N}$.

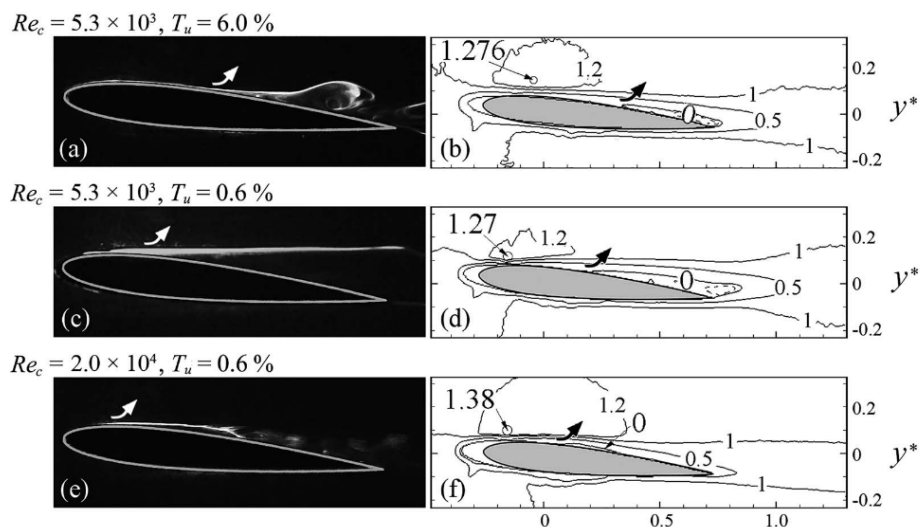
Au final, l’augmentation du nombre de Reynolds local Re_c a une influence primordiale sur les performances d’une VAT en affectant directement les évolutions des coefficients de portance C_L et de traînée C_D en fonction de l’incidence α .

Dans toute notre étude, nous imposerons $V_0 = 8m.s^{-1}$ de manière à s’affranchir de cet effet de Reynolds sur les performances de la turbine. Les seules variations du nombre de Reynolds local seront opérées lors du changement du paramètre d’avance λ , conduisant à $Re_c \in [80\ 000 : 140\ 000]$. Les essais expérimentaux de référence avaient quant à eux été effectués respectivement à : $V_0 \in [6 : 8m.s^{-1}]$ pour la configuration mono-rotor puis $V_0 = 5m.s^{-1}$ pour la configuration bi-rotor.

1.3.2.2 Influence de l’intensité turbulente amont I_t

L’intensité turbulente amont présente une influence similaire à celle de l’effet de Reynolds sur les coefficients aérodynamiques d’un profil en incidence statique : augmenter I_t tout comme augmenter Re_c aura pour conséquence d’augmenter la finesse $\frac{C_L}{C_D}$ du profil avec un retard au décrochage.

FIGURE 1.31 – Évolution du point de séparation (représentée par la flèche) pour un profil en incidence fixe à $\alpha = 5^\circ$ pour différents nombres de Reynolds Re_c et intensités turbulentes I_t (notée T_u). Source [47]



Cependant, l’influence de la turbulence amont sur la dynamique de la couche limite diffère totalement de l’effet de Reynolds en impactant différemment la localisation du point de séparation, comme illustré en Figure 1.31. D’après Wang [47], augmenter I_t aura pour conséquence de retarder la séparation de l’écoulement à cause d’un taux de mélange élevé alors qu’augmenter Re_c causera un

plus fort gradient de pression adverse entraînant une séparation prématurée de l'écoulement couplé à un ré-attachement plus rapide de la couche limite formant alors un "bulbe de séparation". Toutefois, l'influence de I_t sur la dynamique de la couche limite (séparation, ré-attachement, formation du bulbe de séparation) semblerait plus prononcée à des nombres de Reynolds Re_c plus faibles, en impactant fortement la transition laminaire-turbulente.

D'après Möllerström *et al.* [48], l'augmentation de la turbulence amont pour des intensités faibles ne modifierait que très peu les performances maximales d'une VAT. Pour des niveaux de turbulence amont plus élevés avec $I_t \in [16 : 20\%]$, l'influence sur le coefficient de puissance serait légèrement plus marquée avec un gain de $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ d'environ +2.5%. Dans tous les cas, il avait été remarqué que cette augmentation du $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ s'accompagnait d'une augmentation du paramètre d'avance optimal λ_{opt} .

Ainsi, l'augmentation de la turbulence amont I_t permettrait d'améliorer légèrement les performances d'une VAT en modifiant l'état de couche limite autour des pales. D'autres procédés pouvant "déclencher" la transition laminaire-turbulente de la couche limite existent, comme par exemple l'ajout de rugosités artificielles en bord d'attaque des pales.

Dans notre étude numérique, une intensité turbulente nulle avec $I_t = 0\%$ et des pales lisses (sans rugosités externes) seront considérées. Des écarts entre notre modèle numérique et les essais expérimentaux de référence ($I_t = 0.5\%$, avec rugosités externes) seront alors présents.

1.3.3 Influence des paramètres extérieurs

1.3.3.1 Influence du milieu fluide

Le changement du milieu fluide aura des conséquences directes sur différents aspects : choix de la géométrie du rotor, sélection de la solidité σ , utilisation de matériaux spécifiques, ... Par exemple, des turbines Darrieus-troposkiennes de faible solidité seront préférées pour une application de type éolien afin de "repandre" les efforts centrifuges prépondérants dans l'air. A l'inverse, des turbines H-Darrieus de forte solidité seront plutôt adoptées pour une application de type hydrolien de manière à "encaisser" les efforts hydrodynamiques conséquents dans l'eau.

De plus, à puissance mécanique $P_{meca} = P_{cin} * Cp^{total}$ égale, les hydroliennes seront nécessairement plus petites que les éoliennes. En effet, cette puissance étant proportionnelle à $P_{cin} = \frac{1}{2} \rho S V_0^3$, l'augmentation de la masse volumique d'un facteur 1000 ($\rho_{T_0=25^\circ C}^{air} = 1.184 kg.m^{-3}$ et $\rho_{T_0=25^\circ C}^{eau} = 997 kg.m^{-3}$) et la diminution des vitesses du fluide d'un facteur 5 environ ($V_0^{air} \approx 10 m.s^{-1}$ et $V_0^{eau} \approx 2 m.s^{-1}$) conduisent à des turbines dont la dimension $L = \sqrt{S}$ sera divisée d'un facteur 3, comme illustré sur la figure ci-contre.



L'application directe de notre étude est destinée au milieu de l'éolien marin avec l'utilisation du

concept OWLWIND d'éolienne flottante à double-rotor contra-rotatifs. Ainsi, le fluide considéré sera l'air pris à température ambiante $T_0 = 25^\circ C$ et pression atmosphérique $P_0 = 1 atm$.

1.3.3.2 Influence du confinement ϵ

La proximité de parois latérales (parois d'une veine de soufflerie, murs d'un bassin à houle, ...) vis-à-vis de la turbine induit un confinement de l'écoulement qui n'est plus libre de s'étendre : on parle d'un "effet de blocage". Cet effet de blocage peut se caractériser par deux aspects :

- un effet de blocage "solide" induit par la présence matérielle de la turbine.
- un effet de blocage "de sillage" produit par le développement du sillage en aval de la turbine.

Concrètement, ce blocage de l'écoulement, analogue à une restriction locale de la section de passage, a pour conséquence directe une accélération de la vitesse débitante à travers la turbine.

Sans correction de vitesse, une augmentation du confinement entraîne une amélioration "artificielle" des performances de la VAT : le coefficient de puissance maximal $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ est alors augmenté avec un paramètre d'avance optimal λ_{opt} plus élevé.

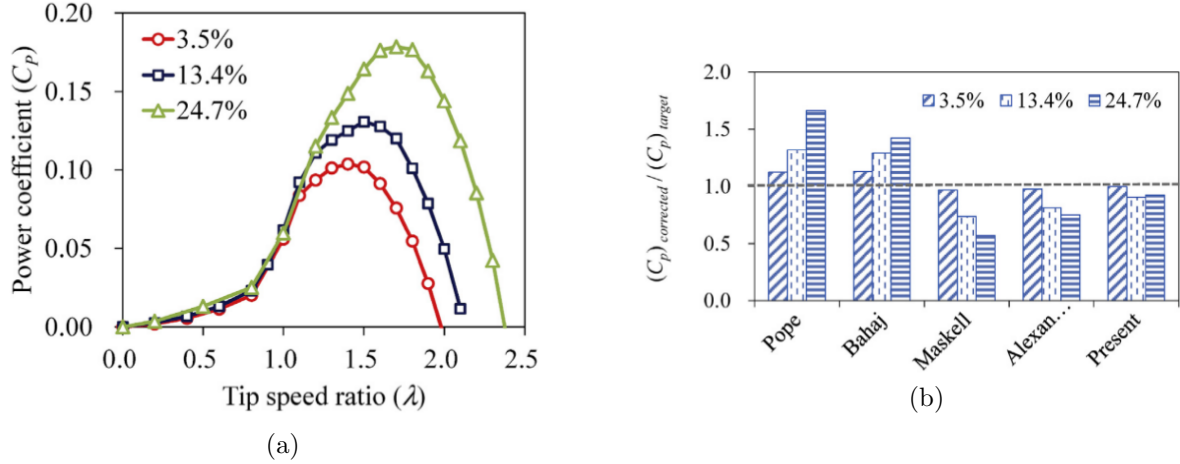
De nombreuses méthodes de correction ont alors été développées afin de tenir compte de cet effet de blocage et ainsi de pouvoir extrapoler des résultats expérimentaux en milieu confiné (soufflerie/bassin) dans un milieu supposé "infini". Jeong *et al.* [49] a listé ces différentes méthodes de correction et à comparer leur efficacité en évaluant les performances d'une turbine Darrieus dans trois veines d'essais avec des ratios de blocage B_R distincts : 3.5%, 13.4% et 24.7%. Il a ainsi montré que les coefficients de puissance $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ pour $B_R = 13.4\%$ et 24.7% étaient respectivement 1.3 et 1.8 fois plus grands que pour $B_R = 3.5\%$ avec un paramètre d'avance optimal λ_{opt} plus élevé, comme représenté en Figure 1.32.(a). L'auteur a alors proposé une méthode de correction innovante, calculée à partir des coefficients de traînée C_{Df} de l'écoulement libre (sans blocage) et C_{Du} de l'écoulement confiné (avec blocage), améliorant considérablement la "justesse" des performances prédites d'une VAT en milieu confiné, comme démontré en Figure 1.32.(b).

Dans notre étude numérique, la méthode initialement proposée par Pope et Harper [50] sera utilisée par soucis de simplicité ; la méthode de Jeong *et al.* [49] nécessitant le calcul supplémentaire de C_{Df} . Bien que cette méthode surestime légèrement le coefficient de puissance pour un ratio de blocage modéré ($B_R = 13.4\%$) d'après la Figure 1.32.(b), cette méthode de correction plus simple à mettre en pratique a déjà été utilisée par le passé et fait ses preuves, notamment durant les essais SANDIA [7]. Nous pouvons alors détailler cette méthode de "correction du confinement" utilisée dans la suite de cette thèse.

Cette correction de l'effet de blocage s'appuie sur l'évaluation d'une pseudo-vitesse "infinie" V_0^{inf} calculée à partir de la vitesse du milieu confiné mesurée V_0^{conf} :

$$V_0^{inf} = V_0^{conf} (1 + \epsilon_t) \text{ avec } \epsilon_t = \frac{1}{4} B_R * C_{Du} = \frac{1}{4 \epsilon_{ax} \epsilon_{lat}} * C_{Du} \quad (1.31)$$

FIGURE 1.32 – (a) Variation de la courbe de puissance $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$ en fonction du ratio de blocage B_R ; (b) Variation des erreurs relatives des coefficients de puissance maximaux $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ en fonction du ratio de blocage B_R pour différentes méthodes de correction de l’effet de blocage. Source [49]



en considérant un coefficient de traînée maximale $C_{Du} = 1.0$, à l’image des essais SANDIA. En réalité sur ces géométries de VAT, nous avons plutôt en moyenne $C_{Du} \approx 0.9$ avec une dépendance du paramètre d’avance λ et du ratio de blocage B_R .

Cette correction de confinement permet d’obtenir le coefficient de puissance Cp^{inf} d’un milieu supposé infini “*inf*” à partir du coefficient de puissance Cp^{conf} calculé en milieu confiné “*conf*” :

$$Cp^{inf} = \frac{Cp^{conf}}{(1 + \epsilon_t)^3} \text{ avec } \epsilon_t = \frac{1}{4\epsilon_{ax}\epsilon_{lat}} \quad (1.32)$$



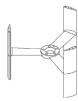


Pour notre étude numérique, toutes les configurations de VAT simulées à iso-confinement seront analysées sans qu’aucune correction ne soit appliquée; leurs performances étant directement comparables. Dans le cas contraire, la correction précédente de l’équation (1.32) sera appliquée sur les coefficients de puissance instantané Cp^{total} et moyen $\langle Cp^{total} \rangle$ correspondants.



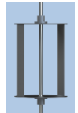


1.4 Revue bibliographique des performances optimales de turbines à axe vertical

Nous venons de passer en revue les principaux paramètres d’influence pouvant modifier les performances d’une VAT, quantifiées par leur coefficient de puissance total Cp^{total} . Une synthèse de plusieurs études expérimentales de la littérature, visant à optimiser les performances de VAT de type Darrieus, peut être trouvée dans la Table 1.3. Seules les performances optimales avec $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$

ont été reportées dans cette Table 1.3. Lorsque l'étude le permettait, la solidité optimale σ_{opt} et un nombre de Re_c saturé ont alors été sélectionnés (marqués en **gras** dans le tableau).

TABLE 1.3 – Évaluation des performances optimales de VAT issues de la littérature (*N.B. : Les valeurs "corrigées" $\langle C_p^{total} \rangle_{opt}^{inf}$ pour un milieu infini ont été calculées à partir de la méthode de Pope et Harper [50]*)

Référence Année	Blackwell <i>et al.</i> [7] 1976	Shiono <i>et al.</i> [10] 2000	Aumelas <i>et al.</i> [51] 2009	Li et Calisal [37] 2010	Bachant et Wosnik [46] 2016
Rotor	Darrieus-Tropsk	H-Darrieus	Achard	H-Darrieus	H-Darrieus
Pales	<i>NACA0012</i>	<i>NACA633 - 018</i>	<i>NACA0018</i>	<i>NACA634 - 021</i>	<i>NACA0020</i>
Illustration					
Fluide	Air	Eau	Eau	Eau	Eau
σ [-]	0.25	0.56	0.55	0.22	0.42
B_R [%]	9.2%	0.7%/2.4%	17.5%	5.1%	11.2%
Re_c [-]	280 000	100 000	150 000	270 000	210 000
$\langle C_p^{total} \rangle_{opt}^{conf}$ [%]	35%	24%	33%	29%	25%
$\langle C_p^{total} \rangle_{opt}^{inf}$ [%]	33%	24%/23%	29%	28%	23%

Référence Année	Bachant <i>et al.</i> [45] 2016	Barre et Maurice [24] 2017	Strom <i>et al.</i> [52] 2017	Jeong <i>et al.</i> [49] 2018	Barre et Maurice 2018
Rotor	H-Darrieus	Owlwind	H-Darrieus	H-Darrieus	Bi-Owlwind
Pales	<i>NACA0021</i>	<i>NACA0015</i>	<i>NACA0015</i>	<i>NACA4415</i>	<i>NACA0018</i>
Illustration					
Fluide	Eau	Air	Eau	Air	Air
σ [-]	0.15	0.10	0.47	0.64	0.15
B_R [%]	9.7%	16.0%	11.4%	24.7%	14.4%
Re_c [-]	270 000	120 000	64 000	58 000	94 000
$\langle C_p^{total} \rangle_{opt}^{conf}$ [%]	37%	33%	25%	18%	43%
$\langle C_p^{total} \rangle_{opt}^{inf}$ [%]	34%	29%	23%	15%	39%

De plus, les performances obtenues lors des essais de référence portant sur le nouveau design OWL-WIND (configurations mono-rotor et bi-rotor) ont été rajoutées afin de pouvoir les comparer à la littérature. Au vu du faible nombre de Reynolds $Re_c \approx 100\ 000$ et d'un ratio de blocage modéré $B_R \approx 15\%$, les performances obtenues avec ce rotor OWLWIND sont très encourageantes avec un rendement dépassant les 40% pour la plus forte solidité $\sigma = 0.15$ expérimentée. En extrapolant ces résultats sur des configurations industrielles (*i.e.* à des nombres de Reynolds plus élevés de l'ordre de 10^6), les performances de ce nouveau rotor pourraient être comparables à celles des HAT actuelles, levant ainsi une des principales limitations au développement des VAT.

Dans notre étude numérique, nous nous efforcerons de garder des paramètres géométriques/physiques (σ , B_R , Re_c , ...) aussi proches que possible des paramètres expérimentaux. Ces essais expérimentaux de référence seront détaillés dans le Chapitre 2 - Section 2.4.3. L'étude numérique menée au Chapitre 3 s'appuiera sur la configuration mono-rotor OWLWIND tandis que le Chapitre 4 aura pour objet d'étude la configuration bi-rotor OWLWIND. Toute modification d'un des paramètres expérimentaux sera clairement précisée au début du chapitre correspondant.

En résumé : Il existe de nombreux paramètres d'influence (géométriques, physiques ou extérieurs) pouvant modifier considérablement les performances d'une VAT. Bien qu'il soit difficile de dissocier certains effets des autres, des tendances générales peuvent être observées : saturation en Reynolds Re_c , existence d'une solidité optimale σ_{opt} , impact fort du confinement ϵ , ... Cependant, l'amélioration des performances s'opère le plus souvent au détriment de d'autres aspects comme les contraintes mécaniques. La littérature fait état de performances maximales de VAT bien distinctes dont la comparaison s'avère difficile au vu des nombreux paramètres d'influence. Les performances expérimentales du rotor "innovant" OWLWIND demeurent dans tous les cas nettement supérieures à celles des configurations "classiques" de VAT, d'où tout l'intérêt de cette thèse à étudier cette géométrie.

Chapitre 2

Évaluation des performances d'une turbine à axe vertical via différentes approches numériques

Introduction

Le Chapitre 1 précédent a présenté les différentes problématiques et enjeux actuels auxquels doivent faire face les turbines à axe vertical (VAT) pour se développer. Une revue bibliographique des précédentes innovations technologiques a révélé des perspectives encourageantes quant à l'amélioration des performances de turbines de type Darrieus. Ce Chapitre 2 présente les différentes méthodes disponibles afin de d'estimer les performances d'une VAT en vue d'une amélioration future.

Deux grandes catégories d'approches existent :

- l'approche expérimentale visant à étudier les écoulements du fluide au sein d'une veine d'essais et mesurer directement les efforts aérodynamiques/hydrodynamiques exercés sur la turbine. La plupart du temps, ces essais expérimentaux sont effectués sur des maquettes à échelle réduite et les résultats sont ensuite extrapolés pour des prototypes à échelle réelle via un principe de similitudes (en nombre de Reynolds Re , en nombre de Froude Fr , ...).
- l'approche numérique ou "CFD" (pour "*Computational fluid dynamics*") visant à résoudre numériquement les équations théoriques de la mécanique des fluides dans un domaine de calcul discrétisé. Dans cette approche, de nombreuses approximations et modélisations sont utilisées afin de réduire le temps du calcul numérique, modèles qui devront être validés par la suite.

L'approche expérimentale donne accès à des mesures directes (efforts, déformations, champ de vitesse, ...) sur des temps d'observation très longs avec des statistiques convergées, au détriment d'un coût élevé. Moins onéreuse, l'approche numérique permet de tester une plus grande variété de configurations mais sur des durées de simulation plus courtes.

Pour cette étude d'optimisation de VAT, l'approche numérique sera largement employée avec quelques références éparses aux essais expérimentaux servant de référence. Nous nous devons donc de détailler les approches et méthodes numériques employées dans ce manuscrit de thèse.

Dans un premier temps, une introduction à la mécanique des fluides numérique (CFD) sera donnée avec une présentation des équations de Navier-Stokes et de la modélisation de la turbulence. Différentes approches numériques de modélisation de la turbulence seront alors détaillées telles qu'une approche statistique (URANS) ou une méthode de séparation des échelles (SGE). Dans un second temps, les différentes méthodes numériques associées seront présentées, notamment la méthode des volumes finis (FVM). Les schémas et paramètres numériques utilisés pour la résolution des équations seront aussi précisés. Dans une troisième partie, une étape de vérification et validation des approches numériques sera effectuée afin de quantifier l'influence du numérique sur nos résultats de simulations. Finalement, la capacité prédictive de chacune des approches numériques (URANS ou SGE), pour l'estimation des performances d'une VAT, sera évaluée. Cette dernière partie nous conduira au choix de l'approche numérique à privilégier pour une problématique donnée.

2.1 Introduction à la mécanique des fluides numérique

2.1.1 Équations de conservation

Les équations de Navier-Stokes régissent la mécanique des fluides du point de vue macroscopique : elles permettent alors de prédire les mouvements complexes d'un fluide en écoulement. Ces équations sont issus des principes de conservation classiquement utilisés en mécanique : conservation de la masse et conservation de la quantité de mouvement. Ce sont des équations aux dérivées partielles non-linéaires sans solution analytique connue à ce jour. Plusieurs simplifications de ces équations de conservation peuvent être faites en fonction de la prédominance de certains termes devant d'autres (effets visqueux, effets inertiels, effets de pesanteur, ...).

La notion d'incompressibilité est une caractéristique importante de l'écoulement car elle permet de simplifier l'équation de continuité (conservation de la masse) présentée ci-après. Un fluide est qualifié d'incompressible lorsque ses variations de masse volumique $\rho [kg.m^{-3}]$ peuvent être négligées. L'hypothèse d'incompressibilité est applicable si le nombre de Mach associé à l'écoulement demeure faible avec $Ma = \frac{V}{c_s} < 0.3$ (V est la vitesse caractéristique et c_s la célérité du son). Appliqué à notre cas d'étude de VAT (dans l'air ou dans l'eau), l'écoulement pourra être considéré comme **incompressible**.

De plus, les équations de conservation sont complétées par une loi de comportement du fluide. L'hypothèse de fluide **newtonien** est alors considérée en supposant une relation linéaire entre les contraintes de cisaillement et le gradient de vitesse. Le coefficient de proportionnalité correspond au terme de viscosité dynamique $\mu [kg.m^{-1}.s^{-1}]$ traduisant les frottements internes du fluide. Cela implique que le tenseur des contraintes visqueuses $\bar{\tau}$ est directement proportionnel au tenseur

des taux de déformations \bar{D} défini par $D_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i})$:

$$\tau_{ij} = 2\mu D_{ij} = \mu \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.1)$$

Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, appelées **équations de Navier-Stokes**, pour un fluide newtonien en écoulement incompressible s'écrivent alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial V_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (V_i V_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\underbrace{\mu \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right)}_{\tau_{ij}=2\mu D_{ij}} \right] + b_i \end{cases} \quad (2.2)$$

avec V_i la composante de la vitesse selon x_i , p la pression statique du fluide, b_i la composante d'une force volumique extérieure selon x_i et t le temps.¹ Ici, l'écoulement est complètement décrit par le vecteur vitesse $\vec{V}(M, t)$ défini en tout point M de l'espace et à tout instant t : on parle de description eulérienne.

La première équation de conservation de la masse, dite aussi "équation de continuité", assure l'égalité entre le flux entrant de quantité matière et le flux sortant sur un volume de fluide considéré, sans production interne. Cette formulation, que l'on peut écrire en notation vectorielle $\nabla \cdot \vec{V} = 0$, n'est valable que pour un écoulement incompressible.

La seconde équation de conservation de la quantité de mouvement traduit le principe fondamental de la dynamique appliqué à une particule fluide en déplacement. Le membre de gauche correspond à la dérivée particulaire de la vitesse représentant l'accélération d'une particule de fluide en déplacement avec un terme de variation temporelle et un terme non-linéaire d'advection. Les membres de droite correspondent respectivement aux forces surfaciques de pression et aux forces de viscosité caractéristiques de la diffusion. Les forces volumiques extérieures sont quant à elles représentées par le terme b_i (forces de gravité, forces d'interaction électromagnétique, ...).

2.1.2 Modélisation de la turbulence

Afin de rendre universel tout problème de mécanique de fluide, nous pouvons réécrire les équations (2.2) de Navier-Stokes en considérant des variables adimensionnelles (notées avec le symbole $*$) :

$$\begin{cases} x_i = x_i^* \cdot L \\ V_i = V_i^* \cdot U \\ t = t^* \cdot \frac{L}{U} \\ p = p^* \cdot \rho_0 U^2 \end{cases} \quad (2.3)$$

1. A noter que la convention de sommation d'Einstein a été utilisée par soucis de concision

avec U et L une vitesse et une longueur caractéristique de l'écoulement.

Après simplification, nous obtenons les équations de Navier-Stokes adimensionnées suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial V_i^*}{\partial x_i^*} = 0 \\ \frac{\partial V_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial}{\partial x_j^*}(V_i^* V_j^*) = -\frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left[\frac{\partial V_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial V_j^*}{\partial x_i^*} \right] + b_i \frac{L}{U^2} \end{cases} \quad (2.4)$$

Cette forme adimensionnée des équations de Navier-Stokes fait apparaître un nombre sans dimensions exprimant le rapport des effets d'inertie sur les effets de viscosité : c'est le **nombre de Reynolds**.

$$Re = \frac{\rho U L}{\mu} = \frac{U L}{\nu} \quad (2.5)$$

où U est la vitesse du fluide, L une longueur caractéristique de l'écoulement et $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ [$m^2.s^{-1}$] est la viscosité cinématique du fluide (à $T_0 = 25^\circ$, $\nu_{air} = 15.6 \times 10^{-6} m^2.s^{-1}$).

Le nombre de Reynolds est donc défini à partir de grandeurs intrinsèques de l'écoulement : son expression pourra donc être modifiée d'un problème à l'autre. Dans notre cas d'étude des VAT, nous avons d'ailleurs défini précédemment deux nombres de Reynolds Re_D et Re_c distincts : le premier caractérise l'écoulement global autour de la turbine alors que le second est plutôt relié à l'écoulement local autour d'une pale.

Le nombre de Reynolds peut aussi s'interpréter comme étant le rapport entre échelle de temps du transport convectif $T_c = \frac{L}{U}$ et temps caractéristique du transport diffusif $T_d = \frac{L^2}{\nu}$.

Différents régimes d'écoulement existent et peuvent être classifiés en fonction de la valeur de ce nombre de Reynolds :

- Pour des faibles nombres de Reynolds avec $Re < Re_{crit}$, les filets fluides s'apparentent à des lignes régulières relativement parallèles entre elles : on parle de régime laminaire.
- Pour des grands nombres de Reynolds avec $Re > Re_{crit}$, ces filets fluides s'enchevêtrent et s'enroulent sur eux-mêmes de manière désordonnée : on parle alors de régime turbulent.

La valeur du nombre de Reynolds critique Re_{crit} , séparant les régimes laminaire et turbulent, dépend du problème considéré. Pour donner quelques exemples : $Re_{crit} \approx 100$ pour un écoulement autour d'une sphère lisse ; $Re_{crit} \approx 2\,000$ pour un écoulement dans une conduite circulaire lisse ; $Re_{crit} \approx 500\,000$ pour un écoulement sur une plaque plane sans gradient de pression adverse.

Dans le cadre d'écoulements autour d'éoliennes ou d'hydroliennes, les dimensions importantes ($L \approx 10m$) et les vitesses caractéristiques ($U_{air} \approx 10m.s^{-1}$ et $U_{eau} \approx 2m.s^{-1}$) induisent des nombres de Reynolds élevés de l'ordre de quelques millions : les écoulements étudiés seront donc fortement **turbulents**. Ces écoulements seront caractérisés par un mouvement principal dominant auquel

s'ajouteront des mouvements secondaires “erratiques” reliés à des fluctuations non-amorties au sein de l'écoulement principal (à cause de la prédominance des effets inertiels devant les effets visqueux). Ces mouvements secondaires sont identifiables par des structures tourbillonnaires de tailles caractéristiques variées.

Au final, le caractère “turbulent” d'un écoulement, relié à un nombre de Reynolds élevé, sera indirectement caractérisé par certaines de ses propriétés :

- un mouvement désordonné et chaotique (imprévisible) des particules fluides.
- un caractère tridimensionnel avec des mouvements fluides selon les trois directions spatiales.
- un caractère fortement instationnaire avec des fluctuations de pression/vitesse qui varient très rapidement dans le temps.
- une large gamme d'échelles spatiales des structures tourbillonnaires.

Ainsi, la prise en compte de la turbulence dans nos simulations numériques de VAT demeure primordiale ; l'écoulement principal pouvant être fortement impacté par les fluctuations turbulentes. Plusieurs approches numériques de modélisation de la turbulence existent et se distinguent par la part de l'écoulement explicitement résolu et le coût de calcul. Nous allons donc détailler deux approches numériques utilisées dans cette thèse : une approche statistique avec des **simulations instationnaires de type RANS** (URANS) et une approche de séparation des échelles turbulentes avec des **Simulations des Grandes Échelles** (SGE). La Simulation Numérique Directe (SND), explicitée par la suite, demeure encore à ce jour irréalisable sur ce type de configurations industrielles de VAT.

2.1.3 Simulations *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* : approche RANS

Une des méthodes de modélisation de la turbulence consiste à adopter une approche statistique de la turbulence dite “RANS” (pour “*Reynolds-averaged Navier-Stokes*”). Cette approche statistique repose sur la décomposition de Reynolds qui permet d'écrire un champ quelconque $f(\vec{x}, t)$ comme la somme d'un champ moyen $\langle f(\vec{x}, t) \rangle$ et d'un champ fluctuant (turbulent) $f'(\vec{x}, t)$:

$$f(\vec{x}, t) = \underbrace{\langle f(\vec{x}, t) \rangle}_{\text{valeur moyenne}} + \underbrace{f'(\vec{x}, t)}_{\text{fluctuations}} \quad (2.6)$$

En appliquant la décomposition de Reynolds au champ vectoriel de vitesse \vec{V} et au champ scalaire de pression p , les équations de Navier-Stokes (2.2) deviennent les **équations de Reynolds** :

$$\begin{cases} \frac{\partial \langle V_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \langle V_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle V_i \rangle \langle V_j \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \langle V_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle V_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \rho \langle V_i' V_j' \rangle \right] + b_i \end{cases} \quad (2.7)$$

Le tenseur de Reynolds $\bar{\sigma}$ apparaît dans l'équation précédente où :

$$\sigma_{ij} = -\rho \langle V_i' V_j' \rangle = -\rho \begin{pmatrix} \langle V_1'^2 \rangle & \langle V_1' V_2' \rangle & \langle V_1' V_3' \rangle \\ \langle V_2' V_1' \rangle & \langle V_2'^2 \rangle & \langle V_2' V_3' \rangle \\ \langle V_3' V_1' \rangle & \langle V_3' V_2' \rangle & \langle V_3'^2 \rangle \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Ce tenseur symétrique fait apparaître 6 inconnues supplémentaires. En considérant aussi $\langle p \rangle$ et les 3 composantes de vitesses moyenne $\langle V_i \rangle$, le système présente 10 inconnues. Le système d'équations non-linéaires fait apparaître quant à lui 4 équations (1 pour la conservation de la masse et 3 pour la conservation de la quantité de mouvement). Nous avons donc un **problème de fermeture** du système car nous avons plus d'inconnues que d'équations. Pour résoudre ce système, nous allons devoir ajouter des équations supplémentaires : c'est le rôle du **modèle de turbulence**. Le choix du modèle de turbulence est important car il peut être plus ou moins performant selon le type d'écoulement à modéliser. Nous allons brièvement présenter deux modèles de turbulence RANS adaptés à nos simulations numériques portant sur l'étude des performances des VAT.

2.1.3.1 Hypothèse de Boussinesq

Les modèles de turbulence RANS employés dans cette thèse reposent tous sur l'hypothèse de Boussinesq que nous allons brièvement décrire. Dans l'équation de Reynolds, le tenseur de Reynolds $\bar{\sigma}$ s'ajoute au tenseur des contraintes visqueuses $\bar{\tau}$. Il représente une contrainte supplémentaire qui tient compte de l'influence des fluctuations turbulentes sur le champ moyen. En 1877, Boussinesq [53] proposa de modéliser ce tenseur de Reynolds $\bar{\sigma}$ comme étant proportionnel au tenseur des taux de déformations du champ moyen $\langle \bar{D} \rangle$ défini par $\langle D_{ij} \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle V_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle V_j \rangle}{\partial x_i} \right)$. Le coefficient de proportionnalité correspond alors à une viscosité additionnelle dite "turbulente" notée ν_T .

$$-\langle V_i' V_j' \rangle = 2\nu_T \langle D_{ij} \rangle - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.9)$$

$k = \frac{1}{2} \langle V_i' V_i' \rangle$ représente l'énergie cinétique du champ turbulent par unité de masse et δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Les équations "moyennées" de Reynolds (2.7) deviennent alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial \langle V_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \langle V_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle V_i \rangle \langle V_j \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p^* \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_T) \left(\frac{\partial \langle V_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle V_j \rangle}{\partial x_i} \right) \right] + b_i \end{cases}$$

où $\langle p^* \rangle = \langle p \rangle + \rho \frac{2}{3} k$ correspond à la pression modifiée. Les 6 inconnues du tenseur de Reynolds sont réduites à la seule inconnue de la viscosité turbulente ν_T . Il ne reste donc plus qu'une seule équation à rajouter afin de fermer le système d'équations précédent.

Une analyse dimensionnelle conduit à l’hypothèse de “longueur de mélange” en exprimant ν_T comme le produit d’une longueur et d’une vitesse caractéristique :

$$\nu_T \propto l_m u_t \quad (2.10)$$

l_m est la longueur de mélange associée aux échelles caractéristiques de la turbulence ; autrement dit elle correspond à la taille des structures tourbillonnaires responsables de cet effet de mélange.

u_t est la vitesse liée à l’agitation turbulente pouvant être définie à partir de l’énergie cinétique turbulente avec :

$$u_t \propto \sqrt{k} \quad (2.11)$$

L’évaluation de cette viscosité turbulente est directement reliée au modèle de turbulence considéré. Nous allons donc présenter succinctement deux modèles de turbulence RANS utilisés par la suite dans notre étude numérique.

2.1.3.2 Modèles de turbulence RANS

Les modèles de turbulence RANS sont classifiés en fonction du nombre d’équations utilisées afin de déterminer la viscosité turbulente ν_T . Les modèles à 1 voire 2 équations sont les plus fréquemment utilisés pour la simulation numérique fluide des VAT, en particulier les modèles *Spalart – Allmaras* et *k- ω SST* [54, 55].

Modèle *Spalart – Allmaras*

Développé initialement par Spalart et Allmaras [56] en 1992, c’est un modèle de turbulence constitué d’une seule équation de transport portant sur un terme de viscosité modifiée $\tilde{\nu}$:

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + V_j \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} = c_{b1}(1 - f_{t2})\tilde{S}\tilde{\nu} - \left[c_{w1}f_w - \frac{c_{b1}}{\kappa^2}f_{t2} \right] \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 + \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right) + c_{b2} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} \right] \quad (2.12)$$

La viscosité turbulente ν_T est déduite de la viscosité modifiée $\tilde{\nu}$ par :

$$\nu_T = \tilde{\nu} f_{v1} \text{ avec } f_{v1} = \frac{\left(\frac{\tilde{\nu}}{\nu} \right)^3}{\left(\frac{\tilde{\nu}}{\nu} \right)^3 + C_{v1}} \quad (2.13)$$

Le lecteur est invité à se référer au website de la NASA ² expliqué par Rumsey *et al.* [57] afin de trouver les détails du modèle SA ainsi que toutes ses variantes.

Le modèle *Spalart – Allmaras* (SA) est relativement bien adapté aux écoulements externes soumis à d’importants gradients de pression adverse. Dans sa formulation originelle, le modèle SA utilisait une approche “bas-Reynolds” nécessitant une résolution fine de la région située en proche parois

2. <https://turbmodels.larc.nasa.gov/>

dite de “sous-couche visqueuse” (se référer au Chapitre 2 - Section 2.2.5.2). Ce modèle offre un bon compromis entre précision et temps de calcul par rapport à un modèle à 2 équations grâce à la résolution d’une seule équation de transport. Toutefois, ce gain de temps de calcul demeure négligeable en comparaison de la résolution de l’équation sur p qui reste la plus chronophage.

Le modèle *Spalart – Allmaras* (SA) est donc un modèle couramment utilisé dans l’industrie aéronautique et donc totalement applicable à notre étude d’évaluation des performances d’une VAT, comme justifié par Bachant et Wosnik [58]. De plus, ce modèle SA a déjà été validé dans le cadre d’une étude numérique d’un profil d’aile oscillant par Anez *et. al* [59] via des simulations URANS sous OpenFOAM.

Modèle k - ω SST

Proposé par Menter en 1993 [60], le modèle k - ω SST (pour “*Shear Stress Transport*“) est un modèle de turbulence à 2 équations : une pour l’énergie cinétique turbulente k et une pour le taux de dissipation spécifique ω . Ce modèle résulte d’une combinaison entre 2 modèles de turbulence : le modèle k - ϵ de Jones et Launder [61] et le modèle k - ω de Wilcox [62]. En partant de l’analogie $\epsilon \propto \omega k$, la combinaison des formulations k - ω et k - ϵ est réalisée par l’intermédiaire d’une fonction de masquage F_1 qui permet d’utiliser soit le modèle k - ω dans les couches limites ($F_1 = 1$) soit le modèle k - ϵ en dehors ($F_1 = 0$). Menter proposa alors de considérer le transport de la contrainte de cisaillement turbulente afin d’améliorer la prédiction des décollements, d’où le nom de ”*Shear-Stress Transport*“.

Les équations de transport de k et ω gouvernant le modèle k - ω SST s’écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial k}{\partial t} + V_j \frac{\partial k}{\partial x_j} - P_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_k \nu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + V_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha S^2 - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \end{cases} \quad (2.14)$$

avec une limitation sur le terme de viscosité turbulente :

$$\nu_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, F_2 D)} \quad (2.15)$$

Le lecteur est de nouveau invité à se référer au website de la NASA¹ pour obtenir les détails des constantes du modèle.

Le modèle k - ω SST (SST) allie les avantages de ces modèles avec la précision du modèle k - ω en écoulement proche paroi et l’insensibilité du modèle k - ϵ aux conditions limites pour l’écoulement libre. Il est réputé comme étant adapté pour simuler des écoulements en présence de forts gradients de pression adverse et prédire des décollements de couches limites. De ce fait, ce modèle de turbulence est largement utilisé dans l’industrie pour des calculs numériques de machines hydrauliques [63], mais aussi adapté pour l’étude de turbines cinétiques (VAT) [64].

Au final, l'approche RANS permet de résoudre l'écoulement moyen tout en modélisant l'impact des fluctuations turbulentes sur ce champ moyen via un terme de diffusion turbulente proportionnel à ν_T . Le choix du modèle de turbulence permet alors de calculer ce terme de viscosité turbulente ν_T .

L'approche URANS (pour "Unsteady Reynolds-averaged Navier-Stokes") est une variante de l'approche RANS prenant en compte les instationnarités de l'écoulement moyen. Cela se traduit par le terme de variation temporelle $\frac{\partial}{\partial t}$ de l'équation (2.7) qui n'est plus négligé dans le bilan de quantité de mouvement. L'approche URANS est adaptée aux situations de "séparation d'échelles", c'est-à-dire lorsque les variations temporelles de l'écoulement global sont de fréquences bien plus faibles que celle des fluctuations turbulentes [65]. Dans le cas d'un phénomène périodique, la moyenne temporelle $\langle \cdot \rangle$ des équations de Reynolds (2.7) est remplacée par une moyenne de phase de fréquence correspondant à une période. Si une moyenne temporelle est utilisée, la fréquence de moyennage devra être plus faible que la fréquence des fluctuations turbulentes mais plus grande que celle des variations macroscopiques de l'écoulement global. Au final, l'approche URANS est relativement bien adaptée à la résolution d'écoulements instationnaires périodiques, comme par exemple l'écoulement au sein d'une turbine en rotation. Elle constituera donc une des deux approches numériques utilisée dans cette thèse.

2.1.4 Mécanismes énergétiques de la turbulence

Avant de présenter la seconde approche numérique de modélisation de la turbulence (SGE), nous devons comprendre les différents mécanismes énergétiques mis en jeu au sein d'un écoulement turbulent. Pour plus de précisions, le lecteur est invité à se référer aux ouvrages de Wilcox [62], Bradshaw [66], Métais [67] et Lesieur [68].

Afin de comprendre les mécanismes de production, dissipation et transfert d'énergie entre l'écoulement moyen et les fluctuations turbulentes, nous pouvons dans un premier temps nous intéresser à l'énergie cinétique moyenne définie par $K = \frac{1}{2} \langle V_i \rangle \langle V_i \rangle$ [$J.kg^{-1}$]. L'équation de l'énergie cinétique moyenne K s'écrit :

$$\underbrace{\frac{\partial K}{\partial t}}_I + \underbrace{\langle V_i \rangle \frac{\partial K}{\partial x_i}}_{II} = \underbrace{\langle V'_i V'_j \rangle \langle D_{ij} \rangle}_{III} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle V_i \rangle \langle V'_i V'_j \rangle + \frac{1}{\rho} \langle p \rangle \langle V_i \rangle - 2\nu \langle V_i \rangle \langle D_{ij} \rangle \right)}_{IV} - \underbrace{2\nu \langle D_{ij} \rangle \langle D_{ij} \rangle}_V \quad (2.16)$$

où $\langle D_{ij} \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle V_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle V_j \rangle}{\partial x_i} \right)$ correspond au tenseur des taux de déformation moyen.

Les termes (I) et (II) représentent respectivement la variation temporelle de l'énergie cinétique moyenne et l'advection de l'énergie cinétique moyenne. Le terme (III) quantifie le transfert d'énergie

cinétique de l'écoulement moyen vers l'écoulement turbulent. Ce terme est la plupart du temps négatif : il correspond à un puits d'énergie cinétique moyenne. Le terme (IV) représente la diffusion turbulente et moléculaire de l'énergie cinétique moyenne. Enfin, le terme (V) correspond à la dissipation visqueuse $-D$ de l'énergie cinétique moyenne transformée en chaleur avec $D = 2\nu\langle D_{ij}\rangle\langle D_{ij}\rangle$.

Dans un second temps, nous pouvons considérer l'énergie cinétique turbulente, associée à l'écoulement fluctuant, précédemment définie par $k = \frac{1}{2}\langle V'_i V'_i \rangle$ [$J.kg^{-1}$]. L'équation de l'énergie cinétique turbulente k est gouvernée par :

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t}}_I + \underbrace{\langle V_i \rangle \frac{\partial k}{\partial x_i}}_{II} = \underbrace{-\langle V'_i V'_j \rangle \langle D_{ij} \rangle}_{III} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle V'_j \frac{V'_i V'_i}{2} \rangle + \frac{1}{\rho} \langle p' V'_i \rangle - 2\nu \langle V'_i d'_{ij} \rangle \right)}_{IV} \underbrace{- 2\nu \langle d'_{ij} d'_{ij} \rangle}_V \quad (2.17)$$

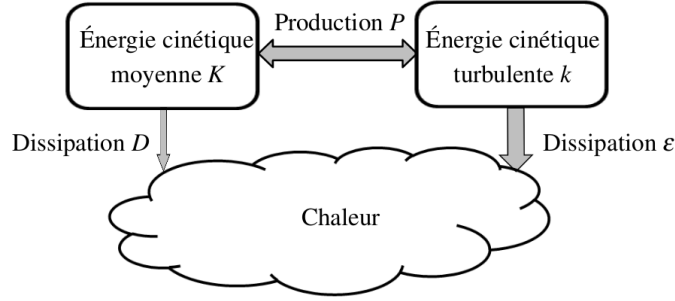
où $d'_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V'_j}{\partial x_i} \right)$ est le tenseur des taux de déformation du champ fluctuant (turbulent).

Nous pouvons de nouveau expliciter les différents termes de l'équation précédente. Les termes (I) et (II) sont semblables à ceux de l'équation de l'énergie cinétique moyenne K mais appliqués à l'énergie cinétique turbulente k . Le terme (III) quantifie la production d'énergie cinétique turbulente. Le terme (IV) représente la diffusion de l'énergie cinétique turbulente. Enfin, le terme (V) traduit la dissipation visqueuse $-\epsilon$ de l'énergie cinétique turbulente transformée elle aussi en chaleur avec $\epsilon = 2\nu\langle d'_{ij} d'_{ij} \rangle$.

La somme des équations (2.16) et (2.17) représente l'énergie totale du système. Les équations précédentes font ressortir un terme d'échange $P = \pm\langle V'_i V'_j \rangle \langle D_{ij} \rangle$ entre l'écoulement moyen et l'écoulement fluctuant. Autrement dit, l'énergie cinétique turbulente est produite à partir de l'écoulement moyen. De plus, un terme de dissipation visqueuse est apparu à la fois pour l'énergie cinétique moyenne et l'énergie cinétique turbulente avec D et ϵ . La dissipation visqueuse induite par l'écoulement fluctuant reste cependant supérieure à celle générée par l'écoulement moyen avec $D < \epsilon$: le processus de dissipation thermique de l'énergie cinétique est plus efficace via l'écoulement turbulent. Au final, la Figure 2.1 donne une illustration qui résume ces mécanismes énergétiques au sein d'un écoulement turbulent.

Maintenant que la production d'énergie cinétique turbulente k a été expliquée, nous pouvons nous intéresser plus spécifiquement aux mécanismes énergétiques internes à l'écoulement fluctuant. Les travaux de Richardson [69] de 1922, complétés par ceux de Kolmogorov [70] en 1941, décrivent les échanges énergétiques au sein d'un écoulement turbulent pleinement développé au travers d'une **cascade d'énergie**. Cette théorie repose sur le principe qu'un transfert d'énergie s'opère entre les grandes échelles de la turbulence vers les plus petites échelles. Les grandes structures tourbillonnaires caractérisées par l'échelle intégrale $l_I \approx L$ (avec L échelle caractéristique de l'écoulement moyen) contiennent une énergie cinétique élevée. Ces grands tourbillons énergétiques sont créés à partir

FIGURE 2.1 – Illustration des mécanismes énergétiques au sein d’un écoulement turbulent



de l’écoulement moyen via le terme de production d’énergie cinétique turbulente P . Cette énergie cinétique turbulente contenue dans les grandes échelles du mouvement est alors transférée à des échelles de tailles inférieures dans une zone où les effets d’inertie prédominent : c’est la zone inertielle. Cette énergie est ensuite transmise aux plus petites échelles de la turbulence qui seront transformées sous forme de chaleur par dissipation visqueuse. Les petites échelles sont alors caractérisées par la longueur de Kolmogorov l_κ dans une zone où les effets de viscosité ne sont plus négligeables. La théorie de Kolmogorov précise que la dynamique des petites tourbillons est universelle et peut être uniquement définie par le taux de dissipation ϵ et la viscosité cinématique ν en postulant $l_\kappa = (\frac{\nu^3}{\epsilon})^{1/4}$.

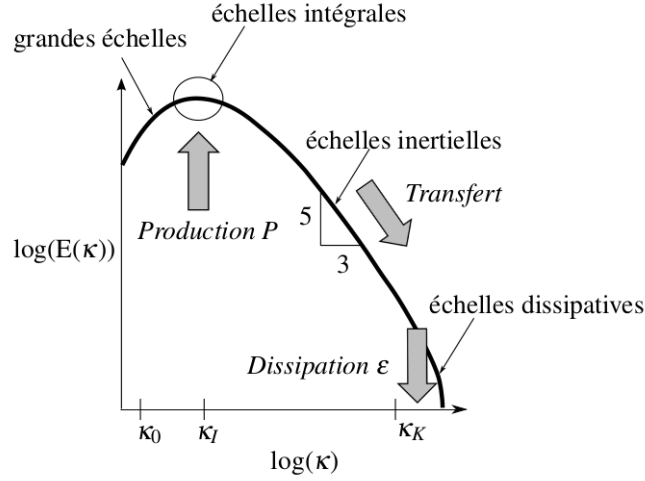
Cette cascade d’énergie est fréquemment représentée sous forme spectrale avec $k = \int_0^\infty E(\kappa)d\kappa$. $E(\kappa)$ correspond à la densité spectrale d’énergie cinétique turbulente et $\kappa = \frac{2\pi}{l}$ le nombre d’onde associé à l’échelle de longueur l . La zone inertielle, dans laquelle le transfert d’énergie entre les grandes échelles de la turbulence et les petites échelles s’effectue, est alors caractérisée par une loi en $\kappa^{-5/3}$, comme illustré en Figure 2.2.

Ainsi, l’approche RANS précédemment décrite modélise toutes les échelles de la turbulence, de l’échelle de Kolmogorov à l’échelle intégrale. Il existe une autre approche de modélisation de la turbulence qui consiste à résoudre explicitement les grandes échelles turbulentes et ne modéliser que les petites : on parle de Simulation des Grandes Échelles (SGE).

2.1.5 Simulations des Grandes Échelles : approche SGE

Dans le cas de Simulations des Grandes Échelles (SGE) ou ”*Large-Eddy Simulations*” (LES), une séparation des échelles caractéristiques de la turbulence est opérée. Les grandes échelles grandement énergétiques peuvent fortement impacter la dynamique de l’écoulement moyen. Elles dépendent des conditions limites du domaine fluide et donc de la géométrie considérée. A l’inverse, les petites échelles dissipatives présentent des mécanismes énergétiques universelles *i.e.* indépendants du problème considéré. La SGE propose une résolution directe des grandes échelles et une modélisation

FIGURE 2.2 – Illustration de la cascade d'énergie pour un écoulement turbulent



des petites via un **modèle de sous-maille**, supposé universel. Le lecteur désireux d'en apprendre davantage sur la Simulation des Grandes Échelles peut se référer aux ouvrages de Lesieur [71] et de Sagaut [72].

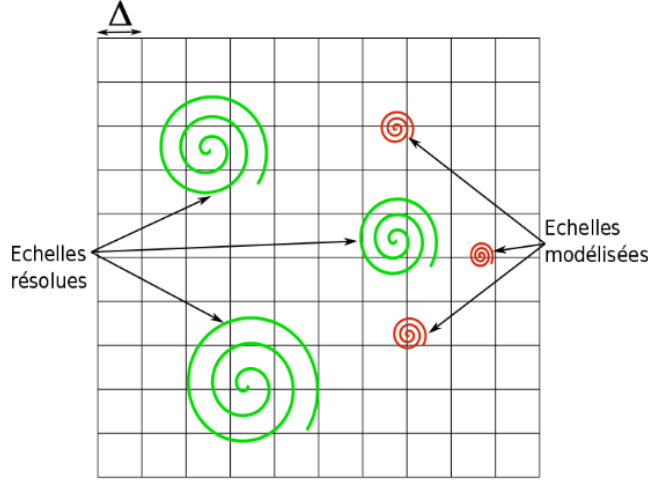
La séparation entre grandes échelles résolues et petites échelles modélisées s'opère via un filtrage des équations de la mécanique des fluides. Concrètement, un filtre passe-bas G_Δ est appliqué aux équations de Navier-Stokes (2.2). La taille de coupure Δ du filtre est le plus souvent implicitement définie par la taille locale du maillage, comme illustré en Figure 2.3.

Par analogie avec la décomposition de Reynolds dans laquelle l'opérateur "moyenne" $\langle \cdot \rangle$ avait été utilisé, l'application du filtre G_Δ permet d'écrire n'importe quel champ $f(\vec{x}, t)$ comme la somme d'un champ filtré $\bar{f}(\vec{x}, t)$ et d'un champ sous-filtre $f''(\vec{x}, t)$:

$$f(\vec{x}, t) = \underbrace{\bar{f}(\vec{x}, t)}_{\text{valeur filtrée}} + \underbrace{f''(\vec{x}, t)}_{\text{sous-filtre}} \quad (2.18)$$

avec $\bar{f}(\vec{x}, t) = f(\vec{x}, t) \otimes G_\Delta$ correspond au champ filtré de f , relatif aux grandes échelles turbulentes dont la taille est supérieure à Δ . G_Δ est le filtre passe-bas employé et \otimes l'opérateur de convolution. $f''(\vec{x}, t)$ représente les fluctuations turbulentes de f , induites par les petites échelles de taille inférieure à Δ .

FIGURE 2.3 – Représentation du filtrage spatiale en simulations des grandes échelles



Dans le cadre de la SGE, les **équations filtrées de Navier-Stokes** s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{V}_i \bar{V}_j = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_i} \right) + \bar{V}_i \bar{V}_j - \bar{V}_i \bar{V}_j \right] + b_i \end{cases} \quad (2.19)$$

Ces équations filtrées (2.19) des SGE demeurent très similaires aux équations moyennées de Reynolds établies en (2.7) via l'approche statistique RANS. Par analogie, le tenseur de Reynolds $\bar{\sigma}$ des équations moyennées est remplacé par le tenseur de sous-maille \bar{T} qui est défini comme suit :

$$T_{ij} = \bar{V}_i \bar{V}_j - \bar{V}_i \cdot \bar{V}_j \quad (2.20)$$

A l'image de l'approche RANS, une modélisation de ce terme est nécessaire afin de fermer le système d'équations qui comporte à présent 10 inconnues (3 \bar{V}_i , 1 \bar{p} , 6 T_{ij}) pour 4 équations.

2.1.5.1 Modèle de sous-maille

Les échelles dont la taille caractéristique est inférieure à l'échelle de coupure Δ du filtre sont appelées échelles sous-maille. L'interaction de ces petites échelles avec les plus grandes échelles résolues est prise en compte via le modèle sous-maille. Cette modélisation permet de fermer le système d'équations en réduisant les inconnues du terme T_{ij} à l'unique évaluation de la viscosité turbulente de sous-maille $\nu_{SM}(\vec{x}, t)$.

En repartant de l'hypothèse de Boussinesq, le tenseur de sous-maille $\overline{\overline{T}}$ peut être exprimé en fonction des taux de déformations $\overline{\overline{D}}$ avec :

$$T_{ij} = -2\nu_{SM}(\vec{x}, t)\overline{\overline{D}}_{ij} + \frac{1}{3}T_{11}\delta_{ij} \quad (2.21)$$

où $\overline{\overline{D}}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\overline{V}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\overline{V}_j}{\partial x_i}\right)$ est le tenseur des taux de déformations associé aux grandes échelles résolues.

Au final, les équations filtrées de Navier-Stokes (2.19) peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} \frac{\partial\overline{V}_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial\overline{V}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\overline{V}_i\cdot\overline{V}_j = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial\overline{p}^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\nu + \nu_{SM})\left(\frac{\partial\overline{V}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\overline{V}_j}{\partial x_i}\right)\right] + b_i \end{cases} \quad (2.22)$$

où $\overline{p}^* = \overline{p} + \frac{1}{3}\rho T_{11}$ représente la pression modifiée.

Modèle Smagorinsky-dynamique

La valeur de la viscosité turbulente de sous-maille ν_{SM} est dépendante du modèle de sous-maille employé. Le plus communément utilisé en SGE est le modèle de Smagorinsky [73] qui postule :

$$\nu_{SM} = C_s\Delta^2|\overline{\overline{D}}| \text{ avec } |\overline{\overline{D}}| = \sqrt{2\overline{\overline{D}}_{ij}\overline{\overline{D}}_{ij}} \quad (2.23)$$

C_s est la constante de Smagorinsky dont la valeur avait été initialement établie empiriquement autour de $C_s \approx 0.1$.

En 1991, Germano *et al.* [74] proposa une procédure d'adaptation dynamique de $C_s(\vec{x}, t)$ en fonction de la région d'écoulement considéré, notamment afin d'annuler la contrainte sous-maille $\overline{\overline{T}}$ en paroi pour ne pas surestimer le dissipation visqueuse induite. C'est ce modèle de sous-maille *Smagorinsky – dynamique* qui sera utilisé pour les Simulations des Grandes Échelles présentées de cette thèse.

2.1.6 Approche Hybride RANS-SGE

Ainsi, l'approche RANS permet d'accéder au champ moyen de l'écoulement tout en modélisant toutes les échelles de la turbulence. L'approche SGE diminue cette part de modélisation en résolvant directement les grandes échelles de la turbulence tout en modélisant les petites. Cette dernière approche permet donc de décrire explicitement une partie des écoulements turbulents, au détriment d'un coût de calcul bien plus élevé.

Des méthodes hybrides RANS-SGE ont alors été développées dans l’optique d’allier la précision des SGE avec la rapidité des méthodes RANS. Avec une méthode hybride, une pseudo-approche de SGE est utilisée dans certaines régions pour lesquelles une description fine de l’écoulement est nécessaire alors que l’approche RANS est préférée dans le reste du domaine. Ces méthodes hybrides ont pu être implémentées de part les nombreuses similitudes formelles entre RANS et SGE. En effet, ces deux approches numériques proposent de modéliser les échelles non-résolues par un effet dissipatif d’énergie via une viscosité turbulente ν_T (RANS) ou via une viscosité sous-maille ν_{SM} (SGE). La différence majeure réside dans le fait qu’en SGE, le terme de viscosité supplémentaire modélise le transfert de l’énergie entre grandes et petites échelles turbulentes alors qu’en RANS, il modélise le transfert d’énergie moyenne vers l’intégralité de l’énergie turbulente (petites et grandes échelles). De ce fait, la part d’énergie transférée en SGE est bien plus faible qu’en RANS, se traduisant par $\nu_{SM} < \nu_T$.

Les méthodes hybrides RANS-SGE couramment employées reposent sur le même principe visant à diminuer la viscosité turbulente ν_T du modèle RANS dans les régions de l’écoulement à décrire finement, en permettant la résolution directe de certaines échelles turbulentes comme en SGE. Cela se traduit par une modification des termes sources dans le(s) équation(s) de transport des modèles de turbulence RANS. Différentes méthodes hybrides existent dont les plus connues sont la DES (pour “*Detached-Eddy Simulation*”) et la SAS (pour “*Scale-Adaptive Simulation*”).

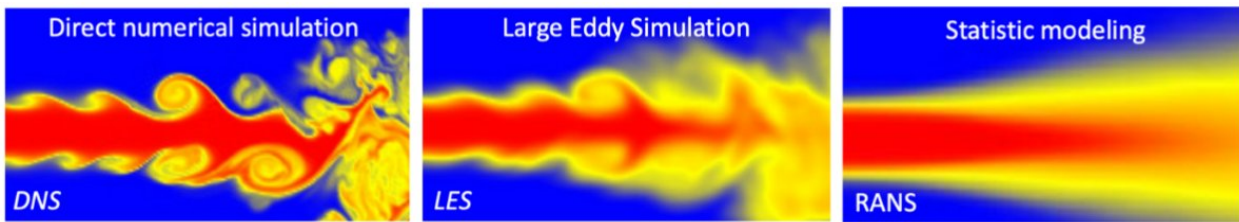
2.1.7 Simulations Numériques Directes : approche SND

Enfin, il existe une dernière approche numérique permettant de simuler la turbulence en mécanique des fluides numérique. Cette approche consiste à calculer directement toutes les échelles turbulentes, sans aucune modélisation : on parle de Simulation Numérique Directe (SND) ou “*Direct Numerical Simulation*” (DNS). La SND se réduit à une SGE dont l’échelle de coupure Δ du filtrage a été choisie du même ordre de grandeur que l’échelle de Kolmogorov l_κ . L’approche de SND nécessite donc une discrétisation du domaine de calcul extrêmement fine : Moin et Kim [75] ont estimé que le nombre d’éléments nécessaires à une SND serait proportionnel au $Re^{9/4}$ pour un écoulement tridimensionnel. Ainsi, la SND demeure encore à ce jour irréalisable pour des écoulements turbulents autour de machines tournantes avec des nombres de Reynolds aussi élevés (de l’ordre de 10^6 pour les éoliennes/hydroliennes). La Figure 2.4 illustre ces trois approches numériques de modélisation et simulation directe de la turbulence pour l’étude d’un jet turbulent.

En résumé : La dynamique d’un fluide est régie par les équations de conservation de Navier-Stokes. Le caractère non-linéaire de ces équations ne permet pas leur résolution analytique. De surcroit, l’aspect turbulent des écoulements étudiés au sein d’une VAT complexifie d’autant plus le problème : des simulations numériques fluide (CFD) sont donc mises en place. La modélisation de la turbulence est un des enjeux majeurs en CFD. Différentes approches de modélisation de turbulence existent et présentent un degré de modélisation inversement proportionnel au coût du calcul numérique. L’approche statistique RANS consiste à modéliser toutes les échelles de la turbulence via un modèle

de turbulence. La Simulation des Grandes Échelles (SGE) repose sur une séparation des grandes échelles directement résolues, et des petites échelles modélisées via un modèle de sous-maille. Des méthodes hybrides RANS-SGE permettent d'utiliser une pseudo-approche de SGE dans les régions où la dynamique de l'écoulement doit être décrite finement ; l'approche RANS étant employée pour les autres régions. Enfin, la Simulation Numérique Directe (SND) résout directement les équations de Navier-Stokes sans aucune modélisation ; son coût de calcul élevé rend cette approche encore inaccessible pour des configurations industrielles de machines tournantes. Les approches numériques URANS et SGE seront donc employées pour notre étude numérique.

FIGURE 2.4 – Simulation d'un jet turbulent via différentes approches numériques de modélisation de la turbulence. Source [76]



2.2 Présentation des différentes méthodes numériques

La mécanique des fluides numérique s'appuie sur une résolution numérique des équations de Navier-Stokes discrétisées en temps et en espace. Différentes **méthodes numériques** existent afin de résoudre numériquement les équations de la mécanique des fluides. Nous allons détailler la méthode des volumes finis, très largement employée en CFD, qui sera utilisée dans cette thèse. Les différents schémas numériques permettant de discrétiser les équations de la mécanique des fluides seront aussi présentés. Les conditions aux frontières avec notamment la prise en compte de la partie tournante seront détaillées. Enfin, les différentes typologies de maillage, adaptées à une méthode numérique spécifique, seront illustrées.

2.2.1 Méthodes des volumes finis

La Méthode des Volumes Finis (FVM) (pour "*Finite Volume Method*") consiste à décomposer le domaine fluide en plusieurs **petits volumes** sur lesquels les bilans de conservation sont effectués. La méthode FVM repose sur des approximations d'intégrales via le théorème de flux-divergence, appelé aussi théorème de Green-Ostrogradski, qui permet de transformer des intégrales volumiques en intégrales surfaciques :

$$\iiint_{\mathcal{V}} \vec{\nabla} \cdot \vec{F} d\mathcal{V} = \iint_{\partial\mathcal{S}} \vec{F} \cdot \vec{n} d\mathcal{S}$$

Les bilans de conservation sont obtenus à partir des équations de Navier-Stokes que nous pouvons réécrire sous forme vectorielle (pour un fluide newtonien en écoulement incompressible) :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{V} = 0 \\ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V} \otimes \vec{V}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\mu \nabla \vec{V}) + \vec{b} \end{cases} \quad (2.24)$$

Intégrées sur le volume de contrôle \mathcal{V} et en appliquant le théorème de flux-divergence, les équations (2.24) deviennent :

$$\begin{cases} \iiint_{\mathcal{V}} (\nabla \cdot \vec{V}) d\mathcal{V} = 0 \\ \iiint_{\mathcal{V}} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} d\mathcal{V} + \underbrace{\iint_{\partial \mathcal{S}} (\vec{V} \otimes \vec{V}) \cdot \vec{n} d\mathcal{S}}_{\text{convectif}} = - \iiint_{\mathcal{V}} \frac{1}{\rho} \nabla p d\mathcal{V} + \underbrace{\iint_{\partial \mathcal{S}} \frac{1}{\rho} (\mu \nabla \vec{V}) \cdot \vec{n} d\mathcal{S}}_{\text{diffusif}} + \iiint_{\mathcal{V}} \vec{b} d\mathcal{V} \end{cases} \quad (2.25)$$

La discrétisation spatiale et temporelle des différents termes dépend des schémas numériques implémentés dans le code CFD. Les intégrales surfaciques des termes convectif et diffusif sont alors approximées par des sommes discrètes.

À titre d'exemple, nous pouvons détailler l'expression du flux convectif tel qu'il est calculé dans le code YALES2 qui utilise une approche "node-centered", détaillée par la suite.

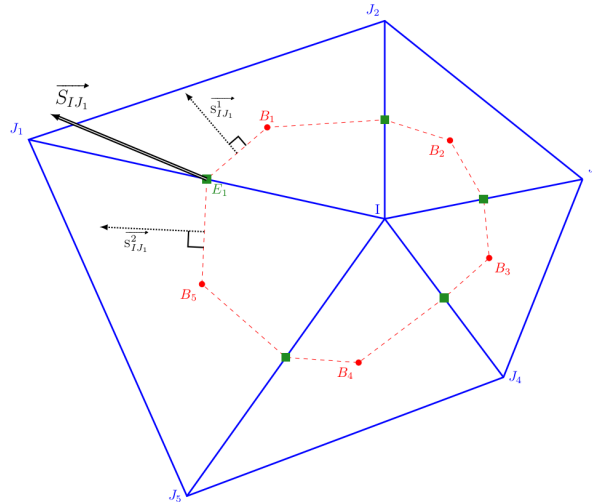
La Figure 2.5 présente une vue en coupe d'un volume de contrôle $\mathcal{V}_{\mathcal{I}}$ (en traits rouge) construit à partir des éléments tétraédriques du maillage (en traits bleus). Nous souhaitons déterminer le flux convectif $\phi_E = \rho v_E$ au point E situé à l'interface $[IJ_n]$ entre deux volumes de contrôle. Le flux ϕ_E pourrait être simplement approximé par la demi-somme des flux aux noeuds appartenant à $[IJ_n]$ avec $\phi_E \approx \frac{\phi_I + \phi_{J_n}}{2}$, conduisant à un schéma spatial centré d'ordre 2. Dans YALES2, cette discrétisation spatiale du terme convectif s'effectue à l'ordre 4 avec l'ajout d'un terme en $(\nabla \phi_I - \nabla \phi_{J_n})$ avec $\phi_E \approx \frac{\phi_I + \phi_{J_n}}{2} + \frac{\Delta_{IJ_n}}{6} (\nabla \phi_I - \nabla \phi_{J_n})$. Le flux convectif global du volume de contrôle $\mathcal{V}_{\mathcal{I}}$ s'obtient alors en sommant tous les flux des paires $[IJ_n]$ reliant le centre I du volume de contrôle :

$$\begin{aligned} \iint_{\partial \mathcal{S}} (\phi \otimes \phi) \cdot \vec{n} d\mathcal{S} &\simeq \sum_n \left[\frac{\phi_I + \phi_{J_n}}{2} + \frac{\Delta_{IJ_n}}{6} (\nabla \phi_I - \nabla \phi_{J_n}) \right] [\phi_p \cdot S_{IJ_n}] \\ &\simeq \sum_n \left[\frac{\phi_I + \phi_{J_n}}{2} + \frac{\Delta_{IJ_n}}{6} (\nabla \phi_I - \nabla \phi_{J_n}) \right] \left[\left(\frac{\phi_I + \phi_{J_n}}{2} + \frac{\Delta_{IJ_n}}{6} (\nabla \phi_I - \nabla \phi_{J_n}) \right) \cdot S_{IJ_n} \right] \end{aligned} \quad (2.26)$$

S_{IJ_n} représente le vecteur surface associé au terme $\vec{n} d\mathcal{S}$ et construit à partir des vecteurs $s_{IJ_n}^1$ et $s_{IJ_n}^2$. Δ_{IJ_n} est la longueur de l'arête $[IJ_n]$.

Ainsi, cette approche des volumes finis permet de résoudre numériquement des équations discrétisées à l'aide d'**approximations numériques** portant sur des intégrales volumiques. Nous allons donc détailler pour chacun des types de calcul, simulations URANS avec OpenFOAM et SGE avec YALES2, la résolution numérique des équations de Navier-Stokes discrétisées.

FIGURE 2.5 – Vue en coupe d’un volume de contrôle tétraédrique centré sur les nœuds selon l’approche ”*node-centered*“ de YALES2



2.2.2 Résolution numérique en volumes finis

Avec la méthode FVM, la discrétisation spatio-temporelle des équations de Navier-Stokes est obtenue via différents solveurs et schémas numériques. Le choix de ces paramètres numériques employés vont dépendre du code CFD utilisé et souvent de l’approche de turbulence choisie. Les ouvrages de Ferziger et Peric [77] et celui de Moukalled *et. al* [78] fournissent des détails concernant les méthodes numériques classiquement employées en FVM.

La résolution numérique des équations discrètes de Navier-Stokes dépend principalement du type d’**avancement temporel** choisi. En effet, deux approches existent pour exprimer les flux convectif et diffusif à l’instant recherché $n + 1$:

- l’approche explicite consiste à exprimer la variation d’une grandeur à l’instant $n + 1$ en fonction de cette grandeur à l’instant précédent n .
- l’approche implicite consiste à exprimer la variation d’une grandeur à l’instant $n + 1$ en fonction de cette grandeur aux instants n et $n + 1$.

L’avancement temporel est défini par le pas de temps Δt entre les instants $t = n$ et $t + \Delta t = n + 1$ (l’indice n fait référence à une itération, relative à un instant t). Le choix du pas de temps Δt sur un maillage donné peut impacter la stabilité des schémas numériques employés. Nous pouvons rappeler la définition du nombre *CFL* [79] (pour nombre de ”*Courant–Friedrichs–Lewy*“) :

$$CFL = \frac{V \Delta t}{\Delta x} \tag{2.27}$$

En explicite, la stabilité des schémas numériques est assurée par la condition nécessaire (mais pas suffisante) de stabilité avec $CFL < CFL_{max}$. Dans notre cas particulier, l'utilisation d'un schéma implicite du 4^{ème} ordre de type *Runge – Kutta* conduira à une valeur maximale du nombre de Courant à ne pas dépasser égale à $CFL_{max} = 1.6$. Cette condition CFL traduit le fait qu'une particule fluide, animée d'une vitesse V , ne peut parcourir un trop grand nombre d'éléments Δx du maillage durant un pas de temps Δt .

En implicite, les schémas numériques sont inconditionnellement stables : des nombres CFL bien plus grands que l'unité peuvent alors être employés. Cependant un grand nombre CFL (ou pas de temps Δt) induira une erreur numérique importante sur la discrétisation temporelle : une valeur optimale de CFL_{max} doit donc être trouvée.

La résolution du système d'équations non-linéaires se fera en implicite pour nos simulations URANS et en explicite pour nos simulations des grandes échelles. Nous allons donc préciser les schémas numériques utilisés dans chaque code CFD, adaptés à une approche de modélisation de la turbulence spécifique.

2.2.2.1 Résolution numérique en URANS

Les simulations de type URANS ont été menées avec le code open-source OpenFOAM [80]. La version v1806+³ a notamment été utilisée. OpenFOAM est un code C++ destiné à résoudre des équations aux dérivées partielles avec des applications multi-physiques diverses, principalement en mécanique des fluides [81, 82, 83, 84, 85] mais aussi pour les interactions fluides-structures [86], les échanges thermiques [87] et les réactions chimiques [88]. Des détails concernant les différents schémas et algorithmes numériques implémentés dans OpenFOAM peuvent être trouvés dans la thèse de Jasak [89], actualisée dans un de ses livres [90].

L'utilisation massive du code OpenFOAM dans la recherche académique ainsi qu'un intérêt grandissant pour le partenaire industriel (HydroQuest) étaient des raisons qui ont motivé ce choix. De plus, une communauté d'utilisateurs très active et son caractère gratuit et open-source rendent ce code d'autant plus attractif.

Dans les simulations URANS sous OpenFOAM, l'avancement temporel de la résolution des équations moyennées de Navier-Stokes est **implicite**. Cela permet notamment d'effectuer un avancement temporel avec des pas de temps relativement grands, ne satisfaisant plus la condition de stabilité avec $CFL \gg 1$. Un pas de temps implicite est beaucoup plus grand qu'un pas de temps explicite mais il nécessite des sous-pas de temps et l'utilisation de facteurs de relaxation afin d'assurer la convergence et la stabilité du calcul. Pour cela, le solveur *PimpleDynFoam* utilisant l'**algorithme PIMPLE**, combinaison des algorithmes SIMPLE et PISO, a été utilisé pour nos simulations URANS. Nous allons donc détailler le principe général du solveur couplé pression-vitesse PIMPLE d'OpenFOAM.

3. <https://www.openfoam.com/releases/openfoam-v1806>

Solveur numérique PIMPLE d'OpenFOAM

Considérons les équations de Navier-Stokes pour un fluide newtonien en écoulement incompressible réécrites sous forme vectorielle :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{V} = 0 \\ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V} \otimes \vec{V}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\mu \nabla \vec{V}) + \vec{b} \end{cases} \quad (2.28)$$

Une fois discrétisée par la méthode FVM, l'équation de quantité de mouvement peut s'exprimer sous forme matricielle pour l'ensemble des volumes de contrôle (cellules) :

$$\underbrace{\begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & \dots & M_{1p} \\ M_{21} & M_{22} & \dots & M_{2p} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ M_{p1} & M_{p2} & \dots & M_{pp} \end{bmatrix}}_{\mathbf{M}} \underbrace{\begin{bmatrix} \vec{V}_1^{n+1} \\ \vec{V}_2^{n+1} \\ \vdots \\ \vec{V}_p^{n+1} \end{bmatrix}}_{\mathbf{V}^{n+1}} = \underbrace{\begin{bmatrix} \vec{b}_1^{n+1} \\ \vec{b}_2^n \\ \vdots \\ \vec{b}_p^n \end{bmatrix}}_{\mathbf{B}^n} \quad (2.29)$$

p est le nombre de cellules total. \mathbf{M} est alors une matrice carré de dimension $p \times p$ constituée de coefficients connus, \mathbf{V}^{n+1} représente le vecteur vitesse à l'instant recherché $n + 1$, \mathbf{B}^n est le vecteur source connu de l'instant précédent n (gradient de pression, gravité, force électrostatique, ...). Pour simplifier notre exemple, nous ne considérerons que le gradient de pression comme terme source soit $\mathbf{B}^n = -\nabla p^n$. La matrice \mathbf{M} peut se décomposer en une matrice diagonale notée \mathbf{A} et une matrice non-diagonale. Nous pouvons alors définir la matrice "résiduelle" notée \mathbf{H} telle que $\mathbf{M}\mathbf{V} = \mathbf{A}\mathbf{V} - \mathbf{H}$.

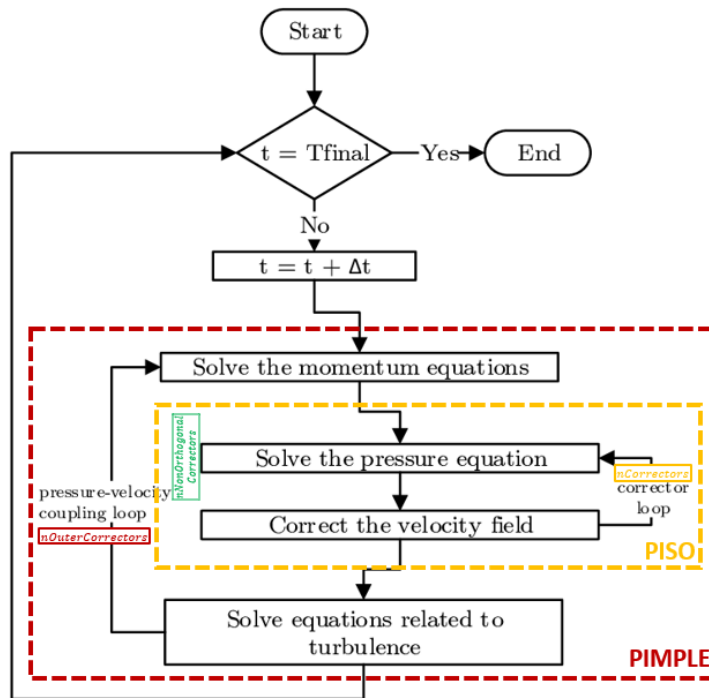
Les étapes principales de résolution de l'algorithme PISO sont les suivantes durant un pas de temps entre $t = n$ et $t + \Delta t = n + 1$:

- (1) étape de prédiction de vitesse \mathbf{V}^* à partir de l'équation de quantité de mouvement : $\mathbf{M}\mathbf{V}^* = -\nabla p^n$. L'équation de continuité n'est pas satisfaite avec $\nabla \cdot \mathbf{V}^* \neq 0$. La matrice résiduelle \mathbf{H} est alors recalculée avec le nouvelle vitesse prédite avec $\mathbf{H} = \mathbf{A}\mathbf{V}^* - \mathbf{M}\mathbf{V}^*$.
- (2) résolution d'une équation de Poisson sur la pression : $\nabla \cdot (\mathbf{A}^{-1} \nabla p^{n+1}) = \nabla \cdot (\mathbf{A}^{-1} \mathbf{H})$.
- (3) correction de la vitesse \mathbf{V}^{**} telle que $\mathbf{V}^{**} = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{H} - \mathbf{A}^{-1} \nabla p^{n+1}$. L'équation de continuité est vérifiée avec $\nabla \cdot \mathbf{V}^{**} = 0$.

Cette formulation du solveur PISO impose des pas de temps très faibles pour limiter au maximum les erreurs numériques, afin notamment de satisfaire l'équation de continuité de l'équation (3) tel qu'au final $\nabla \cdot \mathbf{V}^{n+1} = 0$.

Afin d'accélérer la rapidité du calcul numérique, il est possible d'utiliser des pas de temps bien plus grands en considérant plutôt un solveur de type PIMPLE. Dans ce cas, la correction de vitesse de l'étape (3) induit que l'équation de la quantité de mouvement de l'étape (1) n'est plus satisfaite. Il faut donc boucler ces différentes étapes afin de converger vers un champ de vitesse \mathbf{V}^{n+1} qui

FIGURE 2.6 – Schéma du solveur couplé pression-vitesse PIMPLE de OpenFOAM. Source : [91]



satisfasse à la fois l'équation de quantité de mouvement et la restriction de l'équation de continuité : on parle alors de **processus sous-itératif**. Un pas de temps est alors décomposé en plusieurs sous-itérations (ou sous-pas de temps) durant lesquelles les étapes de (1) à (3) sont effectuées. Le nombre de boucles dites "externes" du solveur PIMPLE est géré par la valeur de $nOuterCorrectors$ dans OpenFOAM. Ainsi, $nOuterCorrectors = 1$ permettra d'utiliser le solveur PISO alors que $nOuterCorrectors \geq 1$ conduira au choix du solveur PIMPLE. Il est aussi possible d'effectuer des sous-boucles dites "internes" en repartant directement de l'équation (2) de résolution de la pression, dont le nombre est fixé par $nCorrectors$ dans OpenFOAM. Cette étape (2) de résolution du Laplacien de pression peut d'ailleurs être effectuée plusieurs fois de suite : on parle de sous-boucles de "correction de non-orthogonalité", dont le nombre est défini par $nNonOrthogonalCorrectors$ dans OpenFOAM. Ces différentes boucles du solveur PIMPLE effectuées durant un seul et même pas de temps entre $t = n$ et $t + \Delta t = n + 1$ sont explicitées en Figure 2.6.

Paramètres numériques utilisés dans OpenFOAM

Concernant nos simulations URANS, différents **paramètres numériques** du solveur PIMPLE ont été implémentés dans OpenFOAM selon le type de calcul (2D ou 3D) considéré. Des intervalles de

valeurs classiquement utilisés dans OpenFOAM pour ces paramètres numériques ont été choisis⁴ [92], comme détaillé dans la Table 2.1.

TABLE 2.1 – Paramètres numériques utilisés pour le solveur PIMPLE dans OpenFOAM (*fvSolution*)

<i>nOuterCorrectors</i>	<i>nCorrectors</i>	<i>nNonOrthogonalCorrectors</i>
40 – 80	1 – 2	0 – 2

Ainsi pour toutes nos simulations URANS, ce sont au minimum 40 sous-itérations durant un pas de temps qui ont été effectuées. Dans le cadre des simulations URANS 3D, 2 boucles supplémentaires de "correction de non-orthogonalité" ont été imposées du fait d'une dégradation de la qualité de maillage dans certaines régions tridimensionnelles (raccords bras-pales).

De plus, une **inversion matricielle** est opérée pour la résolution implicite des équations de Navier-Stokes, notamment afin de résoudre l'équation de Poisson de l'étape (2). Les différents paramètres numériques utilisés pour l'inversion matricielle de chaque grandeur physique (V , p , quantité(s) turbulente(s)) sont détaillés en Table 2.2.

TABLE 2.2 – Paramètres numériques utilisés pour l'inversion matricielle dans OpenFOAM (*fvSolution*)

Grandeur	<i>solver</i>	<i>preconditioner</i>	<i>tolerance</i>	<i>relTol</i>
p	PCG	DIC	10^{-7}	0.01
V	PBiCGStab	DILU	10^{-6}	0.1
$\tilde{\nu}$ ou k, ω	PBiCGStab	DILU	10^{-6}	0.1

Schémas numériques utilisés dans OpenFOAM

En FVM, la discrétisation spatio-temporelle des équations est assurée par des **schémas numériques**, afin notamment de calculer les coefficients de la matrice M du système (2.29). Cette discrétisation des équations de Reynolds a été réalisée sous OpenFOAM à l'aide des deux jeux de schémas numériques distincts : le jeu de schémas numériques $n^{\circ}1$ utilisé pour l'initialisation du calcul et détaillé en Table 2.3 et le jeu de schémas numériques $n^{\circ}2$ employé pour la fin de la simulation et précisé en Table 2.4.

Durant toutes nos simulations URANS, la discrétisation temporelle a été modifiée au cours du calcul avec l'utilisation successive de deux schémas numériques décentrés implicites : un schéma temporel

4. <https://cfd.direct/openfoam/user-guide/v6-fvsolution/>

TABLE 2.3 – Schémas numériques utilisés dans OpenFOAM pour le début des calculs URANS - jeu $n^{\circ}1$ (*fvSchemes*)

Type	<i>timeScheme</i>	<i>gradScheme</i>	<i>divScheme</i>	<i>LaplacianScheme</i>
Opérateur	$\frac{\partial}{\partial t}$	∇	$\nabla \cdot$	Δ
Nom	Euler	<i>cellLimited</i> Gauss linear 1	<i>bounded</i> Gauss linearUpwind grad(ϕ)	Gauss linear corrected
Ordre	1^{er}	2^{nd}	2^{nd}	2^{nd}

TABLE 2.4 – Schémas numériques utilisés dans OpenFOAM pour la fin des calculs URANS - jeu $n^{\circ}2$ (*fvSchemes*)

Type	<i>timeScheme</i>	<i>gradScheme</i>	<i>divScheme</i>	<i>LaplacianScheme</i>
Opérateur	$\frac{\partial}{\partial t}$	∇	$\nabla \cdot$	Δ
Nom	backward	Gauss linear	Gauss linearUpwind grad(ϕ)	Gauss linear corrected
Ordre	2^{nd}	2^{nd}	2^{nd}	2^{nd}

Euler du 1^{er} ordre puis un schéma temporel décentrée arrière *backward* du 2^{nd} ordre. Concernant la discrétisation spatiale, des schémas d'ordre 2 avec interpolation linéaire ont été sélectionnés tout au long du calcul. Afin d'améliorer la stabilité numérique, des limiteurs (*cellLimited*, *bounded*) ont été initialement ajoutés à ces schémas spatiaux pour être ensuite désactivés en fin de calcul.

Des tests portant sur l'influence des schémas numériques et leurs limiteurs ont démontré un très fort impact sur l'évaluation des performances d'une VAT (se référer à l'Annexe A.0.2). Une comparaison fine avec d'autres résultats numériques issus de SGE 2.5D sous YALES2 a permis de choisir les schémas numériques adaptés pour nos simulations URANS (se référer à l'Annexe A.0.1).

Ainsi, la méthodologie employée dans nos simulations instationnaires URANS consistait à initialiser le calcul avec un jeu de schémas numériques très stables puis de le terminer avec des schémas plus précis mais plus instables; un compromis entre précision, robustesse et rapidité étant toujours recherché en CFD. Au final, quelque soit le type de simulations URANS effectué sous OpenFOAM, le calcul numérique était initialisé sur 10 révolutions complètes de turbine avec le jeu de paramètres $n^{\circ}1$ puis compléter par 5 révolutions supplémentaires avec le jeu de paramètres $n^{\circ}2$. L'analyse des performances de la turbine portait sur la dernière révolution, le plus fréquemment les forces/moments exercés sur la VAT étaient étudiés entre la 14^{eme} et 15^{eme} révolution.

2.2.2.2 Résolution numérique en SGE

Les Simulations des Grandes Échelles (SGE) ont été effectuées avec le code de calcul YALES2⁵, initié par Moureau *et al.* [93]. C’est un code calcul haute performance actuellement développé par le CORIA-Rouen en collaboration avec d’autres laboratoires du CNRS (LEGI, EM2C, IMAG, ...). Les principaux solveurs implémentés dans YALES2 sont destinés aux SGE avec différentes applications en mécanique des fluides comme la combustion [94], l’hydraulique [63], l’éolien [95], l’hydrolien [96] ou encore les écoulements multiphasiques [97].

Le choix de YALES2 était justifié par la grande expertise de l’équipe MoST (pour “*Modélisation et Simulation de la Turbulence*”) du LEGI sur ce code, notamment avec de nombreuses études antérieures portant sur des configurations industrielles impliquant des machines tournantes [98, 99, 100].

Solveur numérique de YALES2 - méthode de projection de Chorin

Les deux solveurs utilisés pour nos SGE dans YALES2 sont les solveurs ICS (pour “*InCompressible Solver*”) et ALE (pour “*Arbitrary Eulerian Lagrangian solver*”) qui permettent de résoudre les équations filtrées de Navier Stokes pour un fluide newtonien en écoulement incompressible. L’avancement temporel de la résolution numérique des équations filtrées est alors **explicite**; le système matriciel (2.29) précédent devient obsolète avec :

$$\underbrace{\begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 1 \end{bmatrix}}_{\mathbf{M}} \underbrace{\begin{bmatrix} \vec{V}_1^{n+1} \\ \vec{V}_2^{n+1} \\ \vdots \\ \vec{V}_p^{n+1} \end{bmatrix}}_{\mathbf{V}^{n+1}} = \underbrace{\begin{bmatrix} b_1^{\vec{n}} \\ b_2^{\vec{n}} \\ \vdots \\ b_p^{\vec{n}} \end{bmatrix}}_{\mathbf{B}^n} \quad (2.30)$$

p est toujours le nombre de cellules total. \mathbf{M} la matrice identité de dimension $p \times p$. \mathbf{V}^{n+1} est le vecteur vitesse que l’on souhaite déterminer à l’itération $n + 1$. Ce vecteur inconnu peut être maintenant directement “explicité” à partir du vecteur solution \mathbf{B}^n de l’itération précédente n .

Outre l’approche explicite utilisée, la principale différence de la résolution numérique dans YALES2 repose sur le découplage entre pression et vitesse via une méthode de projection de Chorin [101]. Quelque soit le solveur numérique employé (ICS ou ALE), les étapes de résolution des équations filtrées de Navier-Stokes dans YALES2 restent les mêmes :

- (1) étape de prédiction de vitesse avec l’estimation d’une vitesse fictive \mathbf{V}^* découplée de la pression. L’équation de continuité n’est pas satisfaite avec $\nabla \cdot \mathbf{V}^* \neq 0$.
- (2) résolution d’une équation de Poisson sur la pression :

$$\nabla^2 \left(\frac{p^{n+1}}{\rho} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{V}^*}{\Delta t}$$

5. <https://www.coria-cfd.fr>

- (3) étape de correction de la vitesse : mise à jour de la vitesse $\mathbf{V}^{n+1} = \mathbf{V}^* - \Delta t \cdot \nabla \left(\frac{p^{n+1}}{\rho} \right)$ avec maintenant $\nabla \cdot \mathbf{V}^{n+1} = 0$

Paramètres numériques utilisés dans YALES2

En SGE dans YALES2, la résolution numérique de l'équation de Poisson est aussi la plus chronophage : une optimisation de cette étape est donc essentielle. Le code YALES2 utilise une méthode du Gradient Conjugué ou DPCG [102] (pour "Deflated Preconditioned Conjugate Gradient") dans laquelle la résolution de l'équation de Poisson s'effectue d'abord sur une première grille grossière pour être ensuite interpolée sur la grille finale. Pour cette étape de résolution du Laplacien de pression, la valeur du seuil de convergence a été fixée arbitrairement à 10^{-7} , conduisant en moyenne à 200 – 300 sous-itérations pour atteindre la convergence.

Schémas numériques utilisés dans YALES2

Durant nos SGE, la discrétisation spatiale est effectuée à l'aide d'un schéma numérique d'ordre 4, précédemment détaillé pour le flux convectif. Une interpolation de type linéaire est utilisée bien que des développements sur des méthodes d'interpolation d'ordre plus élevé soient en cours de développement [103].

La discrétisation temporelle est elle aussi assurée par un schéma d'ordre 4 de type "TFV4A" [104], une variante du schéma *Runge-Kutta*. Ces schémas numériques d'ordre élevé ont été validés sur de nombreux précédents cas-tests industriels [98, 99, 100].

2.2.3 Conditions limites aux frontières

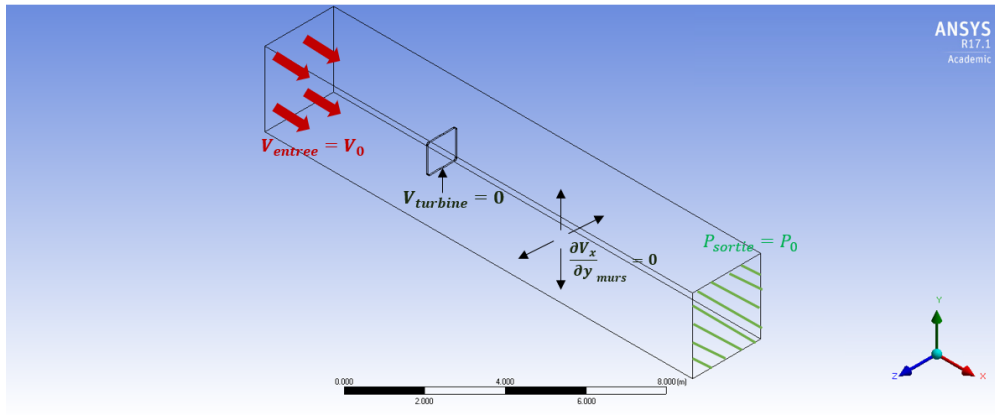
Afin de résoudre les équations de Navier-Stokes, nous devons spécifier des **conditions limites** sur les différentes frontières du domaine discrétisé. Deux catégories de conditions existent : les conditions de Dirichlet portant sur la valeur d'un champ (scalaire ou vectoriel) et les conditions de Neumann imposant la valeur du gradient d'un champ. Des conditions limites similaires seront utilisées pour chaque type de simulations, URANS ou SGE, afin de pouvoir ensuite comparer judicieusement les résultats issus de ces deux approches :

- une condition d'entrée de type Dirichlet sur la vitesse ("Velocity inlet") sera imposée avec $\vec{V}_{entree} = \vec{V}_0$ où $V_0 = 8m.s^{-1}$ dans toute notre étude (pas d'effet de Reynolds à V_0 fixée).
- une condition de non-frottement de type Neumann sur la vitesse ("Slip Walls") sera imposée sur les parois latérales du domaine avec $\frac{\partial V_x}{\partial y}_{murs} = 0$, traduisant un frottement pariétal nul.
- une condition de non-glisement de type Dirichlet sur la vitesse ("No-Slip Walls") sera définie sur les pales de la turbine avec $\vec{V}_{turbine} = \vec{0}$, traduisant l'adhérence du fluide à la paroi.
- une condition de sortie de type Dirichlet sur la pression ("Pressure outlet") sera définie avec $P_{sortie} = 0Pa$.

- une condition de symétrie (“*Symmetry plane*“) a été rajoutée au niveau du plan ($x0y$) médian pour toutes nos simulations URANS 3D afin de diminuer le temps de calcul.

La Figure 2.7 illustre un exemple de conditions aux frontières utilisées sur une configuration réelle ”REAL“ (OWL) de VAT pour les simulations URANS 3D et SGE 3D.

FIGURE 2.7 – Conditions limites aux frontières du domaine ”classiquement“ employées en FVM



2.2.4 Prise en compte de la partie tournante

Dans le cadre de cette étude, les méthodes numériques précédemment détaillées sont appliquées à des machines tournantes. Simuler la rotation de la turbine revient à imposer des conditions limites variables dans le temps et l’espace. Plusieurs techniques de modélisation du domaine tournant ont été employées dans cette thèse. Une nouvelle fois, nous allons présenter de manière séparée ces différentes techniques en fonction de l’approche considérée (URANS ou SGE), associé à un code numérique spécifique (OpenFOAM ou YALES2).

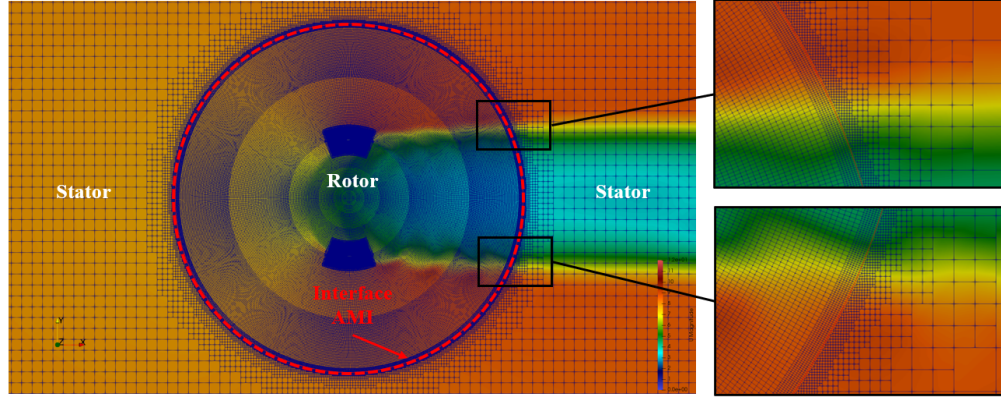
2.2.4.1 Modélisation de la partie tournante en URANS

Interface glissante AMI dans OpenFOAM

Une des méthodes employées pour simuler le mouvement de la turbine consiste à utiliser une interface glissante séparant deux régions distinctes du domaine fluide : une région immobile dite “Stator” et une région mobile dite “Rotor” incluant la turbine en rotation, comme illustré en Figure 2.8. La continuité des champs (V, p, \dots) entre Rotor et Stator est alors assurée par la présence d’une interface de type AMI [105] (pour “*Arbitrary Mesh Interface*“).

A chaque pas de temps, la position des cellules est recalculée de part et d’autre de l’interface AMI. Une interpolation complexe avec des facteurs de pondération est alors effectuée au niveau de cette interface. Les flux calculés dans la région amont de l’interface sont alors transmis à la région aval afin de modéliser les instationnarités de l’écoulement. La continuité de l’écoulement est donc assuré

FIGURE 2.8 – Interface glissante de type AMI : les régions du stator (fixe) et du rotor (en rotation) sont toutes deux représentées (IDEAL - URANS 2D)



à travers cette interface AMI, comme illustré en Figure 2.8.

Afin de tenir compte de la rotation, les forces centrifuges et forces de Coriolis sont rajoutées en tant que termes "sources" \vec{b} dans l'équation de quantité de mouvement établie en (2.24) avec :

$$\vec{b} = \underbrace{2\vec{\omega} \wedge \vec{V}}_{\text{centrifuge}} + \underbrace{\vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{OM})}_{\text{Coriolis}} \quad (2.31)$$

où $\vec{\omega} = \omega \vec{e}_z$ est le vecteur rotation du repère tournant par rapport au repère fixe.

Dans la région tournante (Rotor), la résolution des équations de Navier-Stokes s'effectue en considérant l'écoulement "relatif" animé de la vitesse relative $\vec{W} = \vec{V} - R\omega \vec{e}_t$ (se référer au Chapitre 1 - équation (1.4)).

D'un point de vue pratique, le maillage au niveau de l'interface AMI n'a pas besoin d'être coïncident et homogène. Des tests sur le raffinement local du maillage à l'interface ont démontré des résultats similaires pour des facteurs de grossissement compris entre 1 :1 et 1 :10. Cependant, il a été remarqué que le rapprochement de l'interface avec les pales de la turbine induisait une convergence du calcul plus difficile. La distance minimale entre interface AMI et turbine a été empiriquement évaluée à $d_{AMI \rightarrow turbine}^{min} = c$ où c est la corde de pale.

De part sa grande robustesse et sa rapidité par rapport à d'autres méthodes implémentées dans OpenFOAM (*OverSetMesh*), nous utiliserons cette méthode de l'**interface glissante AMI** pour toutes nos simulations instationnaires URANS (2D et 3D).

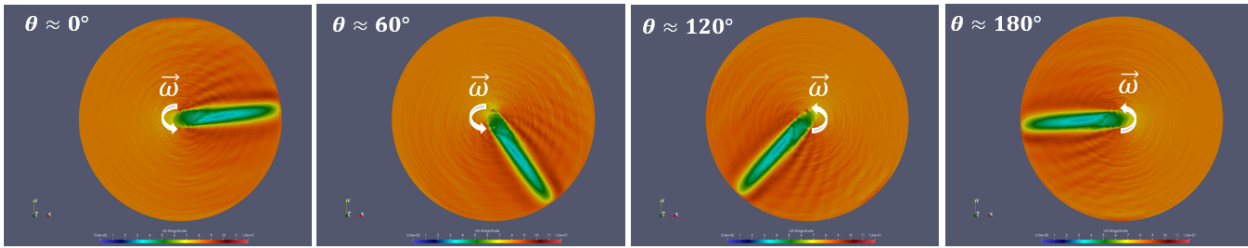
2.2.4.2 Modélisation de la partie tournante en SGE

Repère tournant avec le solveur ICS de YALES

Une autre méthode utilisée pour simuler la partie tournante consiste à se placer dans le référentiel lié à la turbine et résoudre les équations de Navier-Stokes directement dans le repère tournant. Avec cette approche, tout le domaine fluide est donc considéré en rotation. Nous l'appellerons par abus de langage méthode du “**repère tournant**”.

Par analogie avec la région du Rotor de la méthode précédente, la résolution des équations de Navier-Stokes (2.24) dans le repère tournant impliquera de considérer l'écoulement relatif soumis aux effets centrifuges et de Coriolis. De plus, une condition de vitesse tournante selon $-\vec{\omega}$ sera imposée en entrée afin de simuler un écoulement incident unidirectionnel, comme illustré en Figure 2.9.

FIGURE 2.9 – Méthode du “repère tournant” : le champ de vitesse (absolue) instantanée est représenté à différentes positions angulaires θ (IDEAL - SGE 2.5D)



Concrètement, cette méthode du repère tournant ne sera utilisable que pour des écoulements autour de géométries présentant une symétrie axiale. Dans notre cas d'étude, cette approche permettra notamment de simuler l'écoulement autour d'une rotor isolé de VAT en milieu "infini". A l'inverse, il sera impossible de simuler un écoulement autour d'une VAT en milieu confiné, notamment à cause de l'asymétrie engendrée par les parois latérales.

Nous limiterons donc cette méthode du repère tournant aux SGE destinées à étudier les performances d'une VAT en milieu infini. Toutes les autres SGE avec YALES2 seront effectuées avec une approche innovante de "remailage dynamique" couplée à un solveur "ALE", présentée ci-dessous.

Remailage dynamique avec le solveur ALE de YALES2

Les précédentes méthodes numériques reposent sur une description "eulérienne" de l'écoulement : le champ de vitesse est analysé à une position fixe de l'espace à un instant donné. Une seconde approche dite "lagrangienne" consiste à suivre directement les particules dans leur mouvement : les trajectoires des particules fluides sont alors définies à chaque instant. La combinaison de ces deux méthodes constitue l'**approche ALE** [106] (pour "*Arbitrary Eulerian Lagrangian*"). Contrai-

rement à l’approche eulérienne où les points du maillage sont fixes, ces derniers sont animés d’une vitesse \vec{x} . Cependant cette vitesse n’est pas nécessairement la vitesse des particules fluides comme dans l’approche lagrangienne. L’approche ALE résout ainsi les équations de Navier-Stokes avec une nouvelle vitesse d’advection $\vec{c} = \vec{V} - \vec{x}$ sur un maillage mobile.

Concrètement avec le solveur ALE de YALES2, le domaine fluide est divisé en trois zones différentes, comme représenté en Figure 2.10.(a) :

- une zone fixe dans laquelle les cellules sont immobiles (en bleu)
- une zone de rotation pure où les cellules tournent “en bloc” avec la même vitesse de rotation que le turbine avec $\vec{x} = r\vec{\omega}$ (en vert)
- une zone de transition dans laquelle les éléments du maillage sont déformés (en rouge)

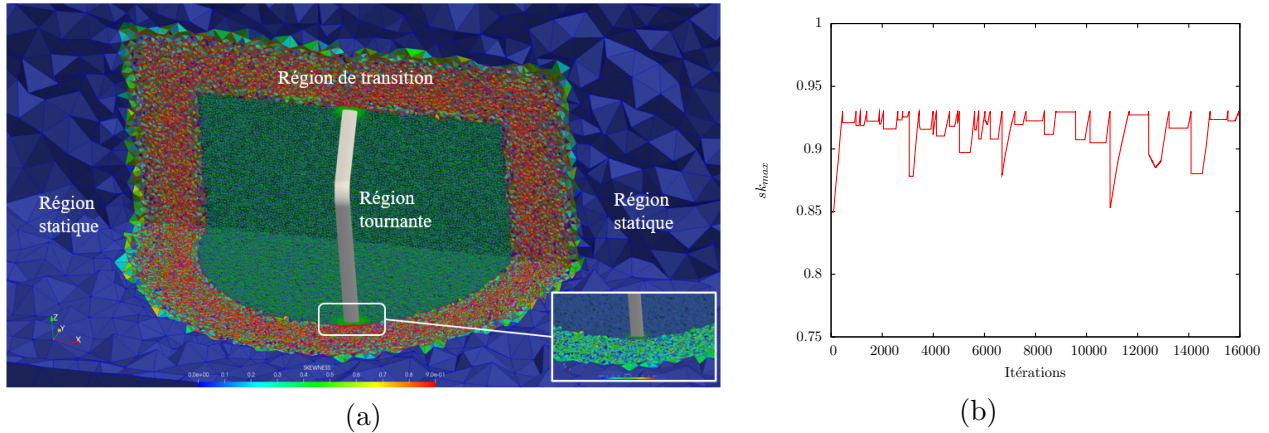
Dans cette zone de transition, les noeuds d’une même cellule peuvent appartenir simultanément à la région fixe et à la région en rotation pure. Une grande variation angulaire induira alors une déformation importante des éléments. Afin d’assurer une qualité de maillage correcte dans cette zone de transition, un **remaillage dynamique** est opéré en temps réel durant la simulation. Il consiste à re-générer un nouveau maillage sur lequel seront interpolés les précédents champs (V, p, \dots). Dans YALES2, cette génération du nouveau maillage est gérée par la librairie externe *MMG3D* [107]. Le déclenchement du processus d’adaptation se fera selon un critère de “déformation” de maillage à ne pas dépasser. Ce critère porte plus précisément sur la valeur de l’asymétrie maximale sk_{max} (se référer à la sous-sous-section 2.2.5.1) des cellules appartenant à la zone de transition. Nous avons arbitrairement imposé une valeur limite à $sk_{lim} = 0.93$. La Figure 2.10.(b) trace l’évolution de sk_{max} dans la zone de remaillage durant 16 000 itérations : une étape d’adaptation de maillage s’opère à chaque fois que $sk_{max} = sk_{lim}$. Au final, c’est 1 remaillage dynamique effectué toutes les 100 itérations environ ; ce qui correspond à une adaptation de maillage tous les 0.5° de rotation de turbine. De ce fait, cette approche ALE en SGE impliquera un coût et des ressources de calcul très importantes : environ 100 000 hCPU seront nécessaires pour effectuer 1 seule révolution de turbine.

Toutefois, nous utiliserons cette méthode de remaillage dynamique avec le solveur ALE pour toutes nos SGE en milieu confiné. Sa grande précision par rapport à des approches plus “classiques” (interface glissante par exemple) en fait un choix de premier lieu.

2.2.5 Types de maillages

L’approche FVM repose sur la division d’un domaine fluide continu en une somme discrète de petits volumes de contrôle. Le domaine fluide discrétisé ainsi se nomme **maillage** et ses éléments sont désignés par mailles ou cellules. Les sommets d’un élément sont identifiés comme étant les noeuds du maillage. Ils sont connectés aux sommets d’une cellule adjacente soit par un nombre de noeuds voisins identique, soit par un nombre variable. On parle alors soit de maillage structuré dans le cas d’une connectivité régulière, soit de maillage non-structuré dans l’autre cas.

FIGURE 2.10 – (a) Approche ALE avec remaillage dynamique : l’asymétrie (*skewness*) des cellules est représentée dans la région de transition ; (b) Évolution de l’asymétrie maximale sk_{max} dans la zone de remaillage au cours d’un calcul ALE (OWL - SGE 3D)



En 3D, les maillages structurés sont composés d’hexaèdres. Leur principal avantage est de limiter le nombre total d’éléments du maillage réduisant ainsi le coût du calcul numérique. Par exemple, la typologie ”structuré“ est particulièrement bien adaptée pour générer des maillages anisotropes de couches limites. Une fine discrétisation dans la direction normale à la paroi associée à une discrétisation plus grossière dans la direction longitudinale permettra de capter avec précision les gradients normaux dans la couche limite tout en réduisant localement le nombre d’éléments. Cependant, la génération de maillages structurés est limitée à des géométries simples du fait des contraintes imposées par une connectivité régulière dans tout le domaine.

Dans le cadre de nos simulations URANS, des **maillages structurés par blocs** composés d’hexaèdres avec **noeuds orphelins** seront générés.

Les maillages 3D non-structurés peuvent être constitués de prismes mais également de tétraèdres ou bien de pyramides. Ils présentent l’avantage de pouvoir s’adapter facilement à des géométries plus complexes en permettant d’effectuer des raffinement locaux sans dégrader la qualité du maillage. Cependant, ces maillages non-structurés demeurent assez coûteux en ressources de calcul et capacité de stockage.

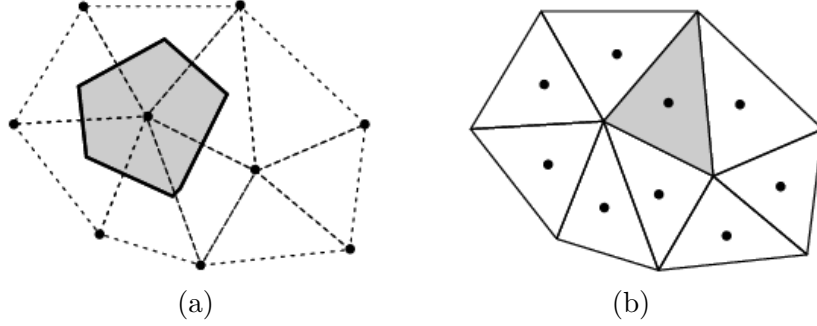
Dans le cadre de nos Simulations des Grandes Échelles, des **maillages non-structurés** composés uniquement de tétraèdres seront utilisés.

Dans la méthode FVM, les volumes de contrôle sont directement définis à partir des cellules du maillage. Deux types de méthodes FVM se distinguent et sont illustrés en Figure 2.11 :

- l’approche *cell-centered* pour laquelle les volumes de contrôle correspondent aux cellules du maillage. Les sommets des volumes de contrôle se confondent alors avec les noeuds du maillage.

- l’approche *node-centered* pour laquelle les volumes de contrôle sont centrés autour de chaque noeud du maillage.

FIGURE 2.11 – Illustration de volumes de contrôle construits à partir de 2 approches distinctes de FVM : *node-centered* (a) et *cell-centered* (b)



Dans cette thèse, les deux approches seront utilisées en fonction du code utilisé : *cell-centered* pour les simulations URANS sous OpenFOAM et *node-centered* avec les SGE avec YALES2. Dans YALES2, un volume de contrôle est défini à partir de ses sommets qui correspondent aux barycentres de l’élément de maillage considéré. Le centre du volume de contrôle coïncide approximativement avec un noeud du maillage. Ainsi, cette construction du volume de contrôle fait apparaître un possible décentrement du volume de contrôle par rapport au noeud de maillage correspondant, conduisant à des erreurs numériques d’interpolation [103].

2.2.5.1 Qualité de maillage

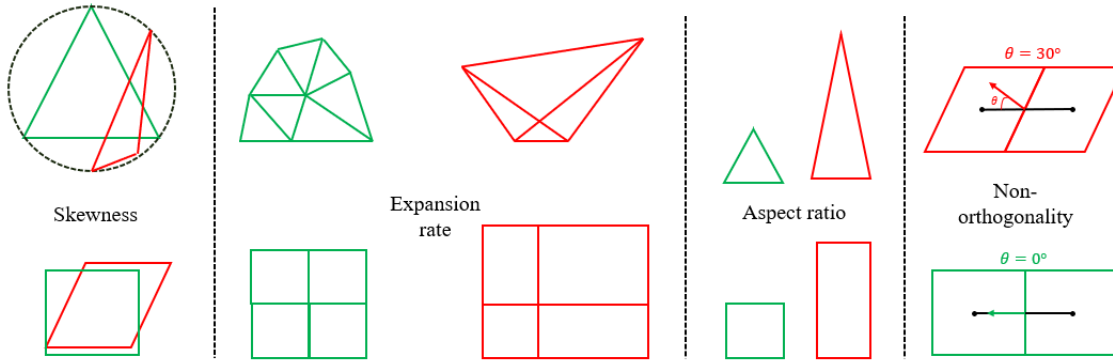
Une **bonne qualité de maillage** permettra de limiter les erreurs numériques et d’accélérer significativement la convergence du calcul. Plusieurs critères de qualité de maillage existent dont voici les principaux :

- l’asymétrie ou ”*skewness*“ (sk) qui quantifie la déformation d’une cellule par rapport à la cellule ”idéale“ de référence. $sk = 0$ assure une asymétrie minimale et donc une qualité optimale. Plusieurs méthodes de calcul existent mais nous n’utiliserons que la méthode basée sur le ”volume équilatéral“ avec $sk = \frac{\mathcal{V}_{opt} - \mathcal{V}}{\mathcal{V}_{opt}}$ où \mathcal{V}_{opt} est le volume en 3D ou la surface en 2D de la cellule ”optimale“ et \mathcal{V} le volume de la cellule considérée. Par exemple pour un maillage non-structuré 2D, \mathcal{V}_{opt} est la surface du triangle équilatéral construit à partir du cercle circonscrit de l’élément triangulaire considéré.
- le taux d’expansion ou ”*expansion rate*“ (er) d’un groupe de cellules qui quantifie l’augmentation de la taille d’une cellule à une autre selon une direction donnée. $er = 1$ assure une expansion de taille de mailles nulle et renvoie donc à un maillage homogène.

- le rapport d'aspect⁶ ou "aspect ratio" (ar) qui correspond au rapport des dimensions d'une cellule considérée. $ar = 1$ assure un rapport d'aspect optimal. Par exemple pour un maillage structuré 2D, cela correspond au rapport entre la longueur et la hauteur de l'élément rectangulaire.
- la non-orthogonalité ou "nonOrthogonality" ($nOrth$) qui traduit le désalignement entre deux cellules voisines. Mathématiquement, la non-orthogonalité est l'angle formé par le vecteur normal à une face commune entre deux volumes de contrôle et le vecteur reliant les centres de ces volumes.

Ces critères sont représentés en Figure 2.12 avec respectivement des bonnes ou mauvaises qualités de maillages 2D pour des éléments triangulaires (non-structuré) et rectangulaires (structuré).

FIGURE 2.12 – Illustration de bonnes et mauvaises qualités de maillages 2D pour des éléments triangulaires et rectangulaires



En fonction des schémas numériques implémentés, un critère de maillage peut devenir plus ou moins prépondérant. Pour nos simulations URANS et l'approche *cell-centered*, le critère de non-orthogonalité sera important de façon à bien évaluer les flux entrants et sortants d'une cellule. Pour nos SGE et l'approche *node-centered*, le taux d'expansion sera primordial afin de ne pas induire un décentrement trop important des volumes de contrôle par rapport aux noeuds de maillage. Pour toutes nos simulations numériques, le rapport d'aspect pourra être augmenté dans les régions où la dynamique de l'écoulement est connue d'avance, par exemple dans les couches limites.

2.2.5.2 Traitement du maillage en proche-paroi

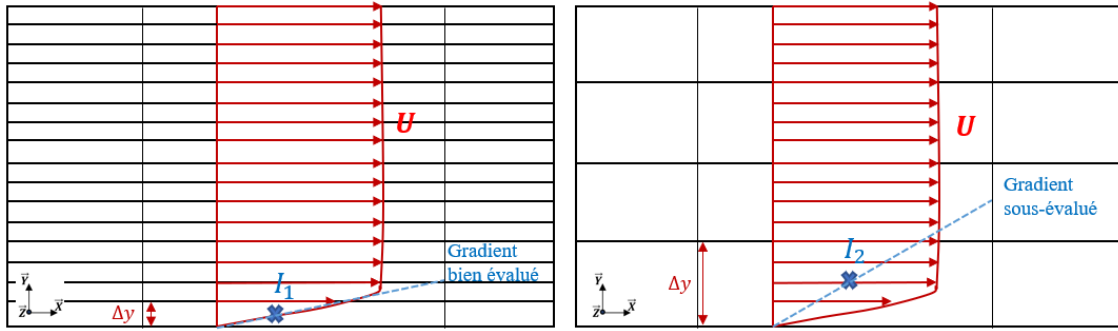
Au niveau d'une pale de turbine, la condition d'adhérence impose une vitesse du fluide nulle sur la surface de cette paroi, entraînant d'importants gradients de vitesse dans la direction normale. Ce gradient de vitesse à la paroi engendre une contrainte de frottement pariétale $C_f = \nu \frac{\partial V_x}{\partial y}$ qui caractérise l'état de couche limite (laminaire ou turbulente). Dans le cadre d'une étude de turbines Darrieus,

6. A ne pas confondre avec le rapport d'aspect $AR = \frac{H}{D}$ de la turbine

les pales rencontrent des incidences variables au cours d'un tour qui peuvent dépasser l'angle de décrochage statique α_{stat} voire dynamique α_{dyn} . Comme décrit précédemment, une séparation de l'écoulement avec un décollement de couches limites peut s'observer pour des fortes incidences, entraînant une chute de portance et donc des performances de la VAT. La bonne prédiction de l'écoulement proche-paroi demeure donc une priorité pour notre étude.

De ce fait, **aucun modèle de loi de paroi** ne sera employé : une résolution directe de la contrainte de frottement pariétale sera effectuée dans tous nos calculs, nécessitant une fine discrétisation des régions de couches limites. En effet, une sous-résolution du maillage proche-paroi entrainera une sous-prédiction de la contrainte C_f modifiant la dynamique locale de la couche limite, comme expliqué en Figure 2.13.

FIGURE 2.13 – Évaluation du gradient de vitesse à la paroi en fonction de la taille normale de 1^{ère} maille



Pour quantifier cette résolution nécessaire à atteindre dans la couche limite, plusieurs grandeurs adimensionnées liées à l'écoulement proche-paroi peuvent être établies. Ainsi, nous définissons la distance adimensionnée à la paroi notée y^+ :

$$y^+ = \frac{u_\tau \Delta y}{\nu} \quad (2.32)$$

où $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_0}}$ est la vitesse de frottement à la paroi et Δy la distance normale à la paroi. De même, nous formons la vitesse adimensionnée à la paroi u^+ par la relation :

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (2.33)$$

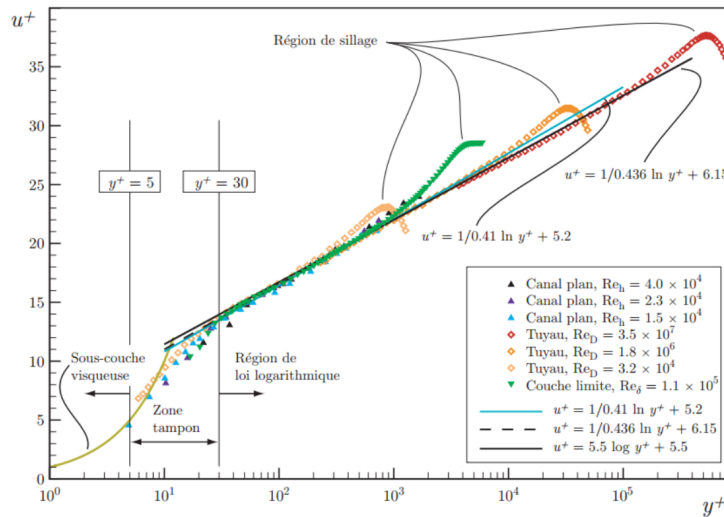
où U est la vitesse locale. La dynamique d'une couche limite à l'équilibre est régie par des lois universelles qui relient u^+ et y^+ :

- En $y^+ < 5$, les effets de viscosité prédominent : on parle de "sous-couche visqueuse". L'évolution de u^+ en fonction de y^+ est donnée par une loi linéaire avec $u^+ = y^+$.
- En $5 < y^+ < 30$, les effets d'inertie et de viscosité sont de même ordre de grandeur : c'est une région de transition appelée aussi "zone tampon".

- En $y^+ > 30$, les effets d'inertie prédominent : on parle de "sous-couche inertielle". L'évolution de u^+ en fonction de y^+ est donnée par une loi logarithmique avec $u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C^+$ (κ est la constante de Von-Karman et C^+ une constante).

La Figure 2.14 présente l'évolution de la vitesse u^+ en fonction de y^+ pour un écoulement à l'équilibre sur une plaque plane, issue d'un calcul de SND. Sans lois de paroi, la valeur de y^+ devrait être égale

FIGURE 2.14 – Profils de vitesse adimensionnée u^+ pour plusieurs valeurs de y^+ d'une couche limite à l'équilibre. Source [108]



à 1 pour une résolution optimale de l'écoulement de couche limite. En pratique, nous nous efforçons de placer le premier point de maillage au moins dans la sous-couche visqueuse avec $y^+ < 5$; une optimisation du coût CPU devant parfois être fait au détriment de la précision numérique.

En résumé : La méthode des volumes finis (FVM) consiste à discrétiser le domaine fluide en un ensemble de petits volumes appelé maillage. Des bilans de conservation de masse et de quantité de mouvement sont ensuite effectués sur ces volumes de contrôle avec certaines approximations numériques. La discrétisation spatio-temporelle des différents termes des équations de Navier-Stokes est réalisée par l'intermédiaire de schémas numériques. Le choix de ces schémas dépend de l'approche numérique considérée (URANS ou SGE) pour laquelle un compromis entre précision, stabilité et rapidité doit être fait. Ainsi, des schémas numériques d'ordre élevé (4^{ème} ordre) seront préférés pour les Simulations des Grandes Échelles alors que des schémas du 2nd ordre seront jugés suffisants pour résoudre correctement l'écoulement moyen en URANS. Des typologies de maillage particulières seront générées de manière adaptée à l'approche choisie : des critères de qualité de maillage spécifiques permettront alors de limiter au maximum les erreurs numériques.

2.3 Validation des différentes approches numériques

Deux approches de la turbulence, associées à des méthodes numériques spécifiques, ont été investiguées dans cette thèse : des simulations URANS sous OpenFOAM et des Simulations des Grandes Échelles avec YALES2. Ce Chapitre 2 vise à évaluer la capacité prédictive de chacune de ces approches numériques quant à l'évaluation des performances d'une VAT. Cependant, l'influence du numérique devra être négligeable devant les phénomènes physiques étudiés. Une étude de sensibilité de certains paramètres numériques a donc été menée rigoureusement avant d'effectuer toute comparaison. Plusieurs configurations géométriques nous serviront de référence : une géométrie IDEAL composée d'un rotor "idéalisé" et une géométrie REAL constituée d'un rotor "réel" complet de VAT. Un critère de convergence portant sur la variation du coefficient de puissance moyen sera établi. L'influence de la discrétisation en temps (pas de temps Δt et nombre de tours n simulés) et en espace (maillage) sera étudiée pour chacune des deux approches.

2.3.1 Critère de convergence et présentation des configurations

Afin d'étudier les performances d'une VAT, la quantité physique analysée sera le coefficient de puissance total C_p^{total} précédemment défini en (1.20). Pour cette étape de validation numérique, nous étudierons plutôt le coefficient de puissance total moyen :

$$\langle C_p^{total} \rangle = \frac{\langle M_z^{total} \rangle * \omega}{\frac{1}{2} \rho D H V_0^3} \quad (2.34)$$

où $\langle . \rangle$ désigne la moyenne temporelle effectuée sur un tour complet de turbine.

Le critère de convergence utilisé pour nos différents tests de sensibilité (maillage, pas de temps, nombre de tours, ...) porte sur la variation relative du coefficient de puissance moyen :

$$\epsilon = \frac{\langle C_p^{test} \rangle - \langle C_p^{ref} \rangle}{\langle C_p^{ref} \rangle} * 100 [\%] \quad (2.35)$$

En fonction de la précision souhaitée et d'un coût CPU acceptable, nous déterminerons la variation maximale ϵ_{max} tolérable. Par défaut, nous essayerons de limiter cette variation à $\epsilon_{max} = 1\%$.

Comme illustré en Figure 2.15, différentes géométries de VAT ont été considérées pour cette étude de sensibilité numérique :

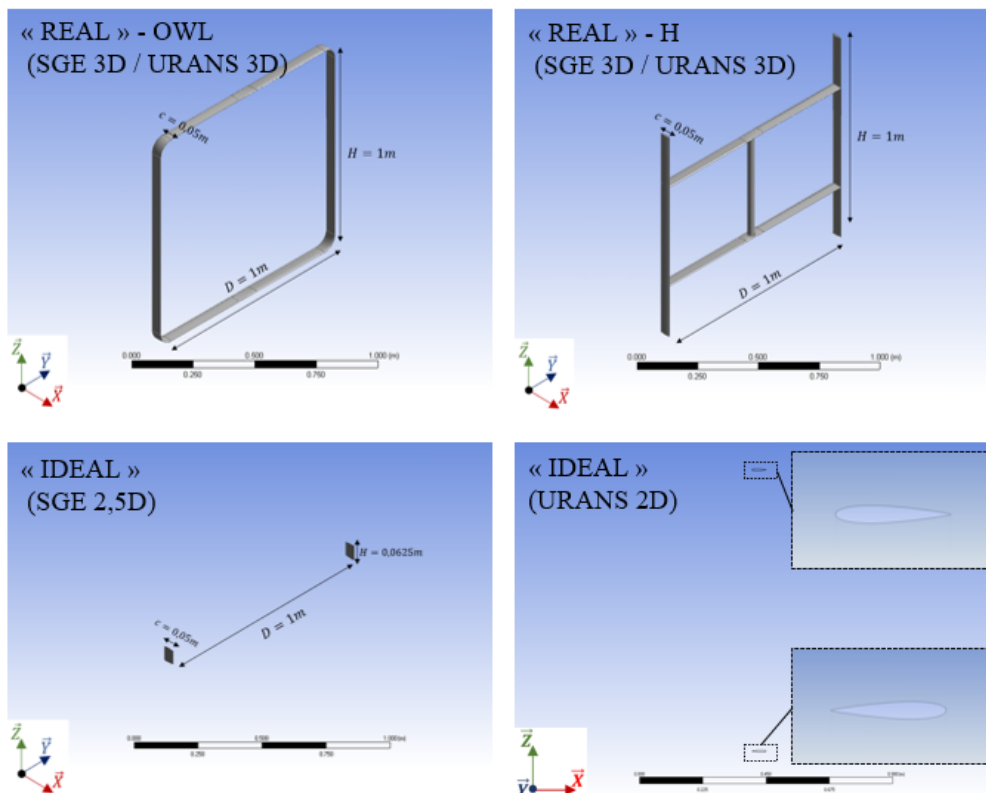
- une géométrie IDEAL comportant un rotor "idéalisé" composé de pales "infinies" dans un milieu déconfiné. Cette géométrie IDEAL sera simulée via des simulations URANS 2D ou des SGE 2.5D.⁷

7. A noter qu'avec l'approche 2.5D, tout plan (xOy) est un plan de symétrie : cette approche numérique se situe donc entre le 2D et le 3D

- deux géométries REAL constituées chacune d'un rotor "réel" de VAT dans un milieu confiné. Deux designs de rotors ont alors été considérés : un rotor "classique" de type H-Darrieus (H) et un rotor "innovant" de type OWLWIND (OWL). Ces géométries REAL seront étudiées via des simulations URANS 3D ou des SGE 3D.

Dans toute cette section, seul le rotor OWL sera étudié pour la configuration REAL (se référer à l'Annexe A.0.5 pour le rotor H). Ces configurations REAL (H ou OWL) et IDEAL seront décrites en détails dans le Chapitre 3 suivant.

FIGURE 2.15 – Présentation des différentes géométries de rotor de VAT étudiées numériquement



2.3.2 Influence de la discrétisation spatiale

Afin d'évaluer l'impact de la discrétisation spatiale du domaine de calcul sur les performances d'une VAT, une **convergence en maillage** a été menée à la fois en URANS et en SGE. Cette convergence en maillage permet d'évaluer le degré de raffinement nécessaire à partir duquel plus aucune dépendance au maillage n'est trouvée à propos de l'évaluation des performances. Plus concrètement, nous quantifierons la variation ϵ du coefficient de puissance moyen $\langle C_p^{total} \rangle$ entre deux maillages

plus ou moins raffinés. Nous fixerons ensuite arbitrairement une valeur limite de cette variation à ne pas dépasser en fonction de l’approche numérique (URANS 2D, URANS 3D, SGE 2.5D ou SGE 3D) et son coût de calcul inhérent.

2.3.2.1 Convergence en maillage en URANS

Ainsi, une convergence en maillage a été menée sur les deux configurations IDEAL et REAL précédentes via respectivement des simulations URANS 2D et URANS 3D. Différents maillages structurés par blocs avec noeuds orphelins ont alors été générés par l’intermédiaire du mailleur Hexpress⁸ de NUMECA.

Convergence en maillage en URANS 2D sur le rotor IDEAL

La première géométrie IDEAL utilisée pour cette analyse de convergence spatiale en URANS 2D est constituée simplement de 2 pales NACA0015. De nombreux tests de convergence en maillage ont ainsi pu être effectués avec ce type de calculs 2D peu coûteux, notamment sur l’influence du raffinement proche-paroi au niveau des pales. Les maillages 2D utilisés pour nos simulations URANS 2D sont notés X_i .

A l’inverse de l’approche des SGE, une stricte convergence en maillage est possible en URANS. La stratégie de génération de maillages URANS est la suivante :

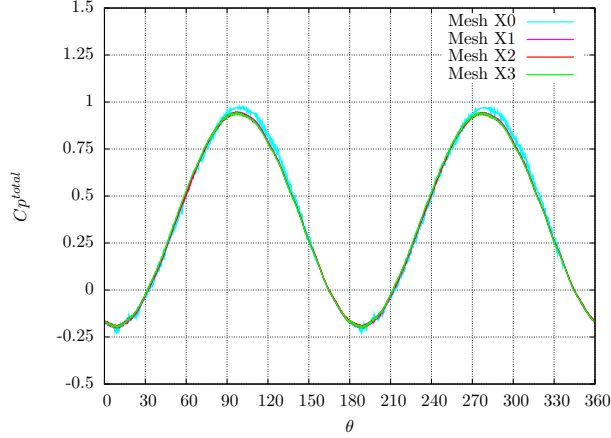
- (1) imposer une taille normale de 1^{ere} maille constante et égale à $\Delta y = 1 \times 10^{-5}m$.
- (2) choisir arbitrairement une taille longitudinale Δx de 1^{ere} maille sur toute la pale.
- (3) imposer un nombre de sous-couches constant et égal à $N_{CL} = 20$ pour un taux d’expansion $er = 1.10$ dans toute la couche limite.

L’étape (1) conduit à une approche ”bas-Reynolds“ du traitement à la paroi avec $y^+ \leq 1$. Ceci permet de ne pas dépendre d’une loi de paroi spécifique à un modèle de turbulence donné. L’étape (2) permet d’établir la convergence en maillage URANS. Entre deux maillages successifs X_i et X_{i+1} , un facteur $\frac{1}{2}$ est imposé sur Δx conduisant à une variation du rapport d’aspect ar sur la pale à Δy fixé. Cette diminution du Δx nous permet de connaître le rapport d’aspect maximal ar_{max} à ne pas dépasser pour avoir une bonne résolution de l’écoulement moyen à proximité des pales. L’étape (3) assure une discrétisation fine de la couche limite dans la direction normale, et ce quelque soit la valeur de Δy initialement choisie.

La Figure 2.16 présente les coefficients de puissance instantanés $C_p^{total}(\theta)$ sur $\lambda = 4.80$ pour les 4 maillages X_i testés en URANS 2D sur le rotor IDEAL. Hormis le maillage X_0 qui génère des oscillations, les performances prédites par ces maillages sont très proches : entre X_2 et X_3 , une variation infime de $\epsilon = 0.2\%$ est relevée sur le coefficient de puissance moyen $\langle C_p^{total} \rangle$. Ainsi, le **maillage X_2** composé de 326 000 hexaèdres a été sélectionné comme maillage de référence

8. <https://www.numeca.com/product/omnis-hexpress>

FIGURE 2.16 – (a) Évolution du coefficient de puissance total instantané C_p^{total} en fonction de la position angulaire θ sur différents maillages X_i ; (b) Caractéristiques des différents maillages X_i étudiés (IDEAL - URANS 2D - $\lambda = 4.80$)



(a)

Maillage	X_0	X_1	X_2	X_3
$N_{elements}^{pale}$ ($\times 10^2$)	0.96	2.01	3.44	6.37
Δx^{BDA} ($\times 10^{-5}m$)	35	12	6	3
Δx^{milieu} ($\times 10^{-5}m$)	300	70	35	17.5
Δx^{BDF} ($\times 10^{-5}m$)	10	2.5	1.25	0.625
Δy ($\times 10^{-5}m$)	1.0	1.0	1.0	1.0
N_{CL}	20	20	20	20
$N_{elements}^{total}$ ($\times 10^3$)	183	227	326	655

(b)

pour les simulations URANS 2D, illustré en Figure 2.17. Une transition de mailles assez uniforme a été imposée au niveau de l'interface AMI avec une transition de 1 :1, située à une distance $d_{AMI \rightarrow turbine} = 20c$ de la turbine.

Convergence en maillage en URANS 3D sur un rotor REAL (OWL)

La seconde géométrie REAL utilisée pour cette étude de convergence spatiale en URANS 3D correspond au rotor OWL placé dans un milieu confiné. Cette géométrie REAL simulée en URANS 3D est quasi-identique à celle étudiée en SGE 3D, présentée ci-après. L'unique différence avec les SGE 3D réside qu'en URANS 3D, seulement une demi-géométrie a été simulée en utilisant le plan de symétrie ($x0y$) situé en $z = 0m$.

Afin de limiter le nombre de tests effectués en 3D, la stratégie de convergence en maillage adoptée précédemment pour la configuration IDEAL en URANS 2D a été gardée. De manière arbitraire, la taille verticale de 1^{ere} maille a été choisie identique à celle dans la direction longitudinale avec $\Delta z = \Delta x$. Les maillages 3D employés pour nos simulations URANS 3D sont notés V_i .

La Figure 2.18 présente les coefficients de puissance instantanés $C_p^{total}(\theta)$ sur $\lambda = 4.80$ pour les 3 maillages V_i étudiés en URANS 3D sur le rotor REAL. Au final, une variation assez faible de l'ordre de $\epsilon = 1.1\%$ sur le coefficient de puissance moyen $\langle C_p^{total} \rangle$ a été trouvé entre V_1 et V_2 . Le **maillage** V_1 composé d'environ 20 millions d'hexaèdres a donc été choisi par la suite comme maillage de référence URANS 3D, illustré en Figure 2.19.

FIGURE 2.17 – Vue globale du maillage de référence X_2^{ref} pour le rotor IDEAL en URANS 2D

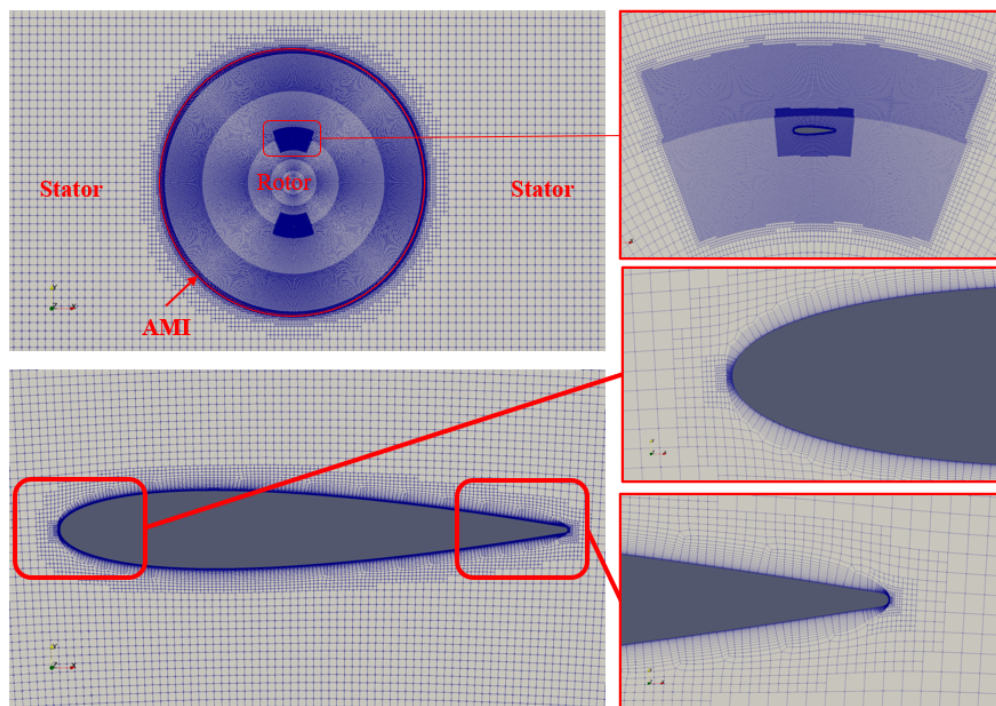
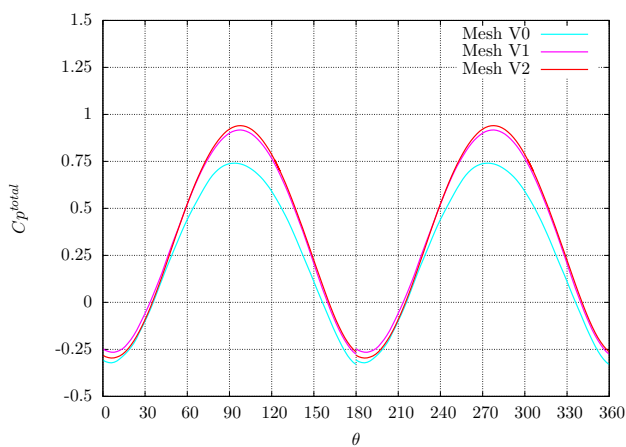


FIGURE 2.18 – (a) Évolution du coefficient de puissance total instantané C_p^{total} en fonction de la position angulaire θ sur différents maillages V_i ; (b) Caractéristiques des différents maillages V_i étudiés (OWL - URANS 3D - $\lambda = 4.80$)

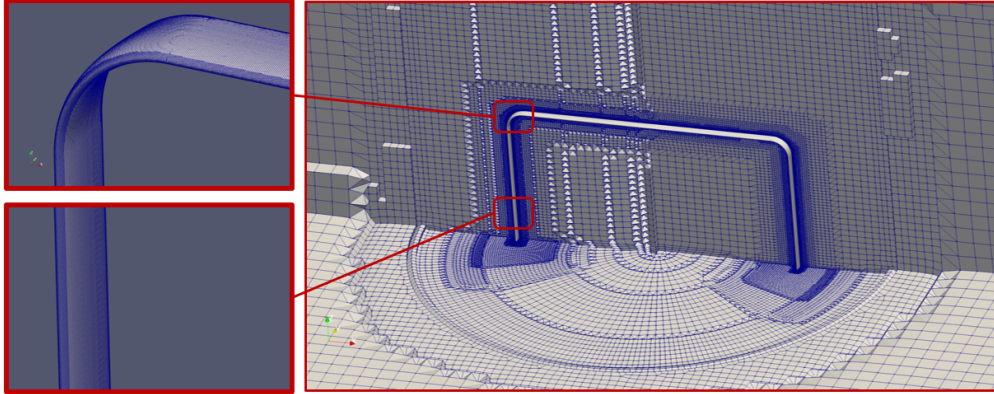


(a)

Maillage	V_0	V_1	V_2
$\Delta x^{BDA} (\times 10^{-5}m)$	50	25	12.5
$\Delta x^{milieu} (\times 10^{-5}m)$	100	50	25
$\Delta x^{BDF} (\times 10^{-5}m)$	25	12.5	6.25
$\Delta y (\times 10^{-5}m)$	1.0	1.0	1.0
N_{CL}	20	20	20
$N_{elements}^{total} (\times 10^6)$	11.8	19.8	23.8

(b)

FIGURE 2.19 – Vue globale du maillage de référence V_1^{ref} pour le rotor OWL en URANS 3D



Au final, certains critères de qualité de maillage ont pu être vérifiés sur X_2 et V_1 à l’aide de l’outil intégré *checkMesh* au code OpenFOAM. En particulier, le critère de non-orthogonalité a été respecté pour ces 2 maillages URANS de référence avec $nOrth(X_2) = 3^\circ$ et $nOrth(V_1) = 10^\circ$.

2.3.2.2 Convergence en maillage en SGE

Tout comme pour les simulations instationnaires URANS, une convergence en maillage a été menée en SGE. Cependant, le terme ”convergence en maillage en SGE“ peut porter à confusion. En effet, l’échelle de coupure du filtrage séparant la résolution des grandes échelles turbulentes des petites échelles modélisées, est directement liée à la taille locale du maillage : raffiner un maillage en SGE conduira donc à se rapprocher d’une SND. Le terme ”convergence en maillage en SGE“ est donc à prendre au sens du degré de raffinement nécessaire à partir duquel la non-résolution des petites échelles n’influe que très peu sur la dynamique globale de l’écoulement.

Plusieurs maillages non-structurés composés uniquement de tétraèdres ont alors été générés à l’aide du meilleur Meshing⁹ de la suite ANSYS.

Convergence en maillage en SGE 2.5D sur le rotor IDEAL

La première géométrie analysée pour cette étude de convergence en maillage des SGE s’apparente à la précédente géométrie IDEAL étudiée en URANS 2D. Par ailleurs, cette géométrie correspondrait plutôt à une configuration ”2.5D“ avec plusieurs mailles dans la direction verticale selon \vec{e}_z (à l’inverse, une seule maille selon \vec{e}_z était présente en URANS 2D). Des tests portant sur la hauteur d’extrusion du domaine nous ont conduit à choisir $H = 0.0625m$ pour nos SGE 2.5D portant sur cette configuration IDEAL (se référer à l’Annexe A.0.3). Les maillages 2.5D employés pour nos

9. <https://www.ansys.com/products/platform/ansys-meshing>

simulations SGE 2.5D sont référencés I_i .

La stratégie de génération de maillages SGE est la suivante :

- (1) imposer un rapport d’aspect constant pour la 1^{ère} maille avec $ar^{BDA} = 8$ sur les premiers 20% de la pale contre $ar^{milieu} = 32$ sur les 80% restants.
- (2) choisir arbitrairement une taille longitudinale de 1^{ère} maille Δx en fixant ainsi la taille normale Δy correspondante.
- (3) choisir un nombre de sous-couches N_{CL} de façon à conserver une hauteur globale de couche limite constante et égale $\delta = 2.50cm$; le taux d’expansion étant fixé à $er = 1.10$ dans toute la couche limite.

Cette stratégie de maillage SGE, différente de celle adoptée en URANS, part du constat qu’il n’y a pas vraiment de direction (longitudinale ou normale) à privilégier en SGE pour le maillage proche-paroi de la pale. D’après nos propres tests, l’importance de la discrétisation longitudinale avec x^+ est aussi importante que la discrétisation normale avec y^+ . En effet, une valeur de Δx trop élevée conduira à des performances nettement sous-évaluées, à cause de décollements prématurés de couches limites sur des profils de pale sous-discrétisés.

L’étape (1) induit un raffinement local proche du BDA avec $ar^{BDA} = 8$ qui se justifie par une variation importante des gradients transverses de pression dans cette région. En effet, la majorité de la portance induite par une différence de pression entre l’intrados et l’extrados est générée sur les premiers 20% de corde d’un profil NACA [109]. L’étape (2) permet d’établir la convergence en maillage SGE. Entre deux maillages successifs I_i et I_{i+1} , un facteur $\frac{1}{2}$ est imposé sur Δx et donc aussi sur Δy avec ar fixé. L’objectif sous-jacent de cette étape (2) est de converger vers une discrétisation normale de la pale correcte avec $y_{max}^+ < 5$ (1^{ère} maille dans la sous-couche visqueuse) tout en assurant une bonne discrétisation dans les autres directions. A noter que la dimension verticale Δz de la 1^{ère} maille a été choisie égale à Δx sur toute la pale. L’étape (3) assure une nouvelle fois une bonne discrétisation normale de toute la couche limite pour n’importe quelle valeur de Δy .

La Figure 2.20.(a) présente les coefficients de puissance instantanés $C_p^{total}(\theta)$ sur $\lambda = 4.80$ pour les 4 maillages I_i testés en SGE 2.5D sur le rotor IDEAL. Les coefficients de puissance C_p^{total} évalués en SGE présentent une forte dépendance au raffinement du maillage. Toutefois, les maillages I_3 et I_4 prédisent des performances relativement similaires avec une variation du coefficient de puissance moyen $\langle C_p^{total} \rangle$ d’environ $\epsilon = 1.9\%$ sur $\lambda = 4.80$. De plus, la Figure 2.20.(b) présente aussi les courbes de puissance $\langle C_p^{total} \rangle = f(\lambda)$ obtenues sur les 3 premiers maillages I_1 , I_2 et I_3 (le point de fonctionnement $\lambda = 4.80$ du maillage I_3 ayant été rajouté). Ainsi, il est important de relever que notre stratégie de maillage SGE a conduit à une estimation du paramètre d’avance optimal λ_{opt} indépendante du raffinement du maillage I_i considéré. C’est donc le **maillage I_3** avec 15.7 millions de tétraèdres qui sera retenu pour la suite de notre étude pour la configuration IDEAL en SGE 2.5D, illustré en Figure 2.21.

FIGURE 2.20 – (a) Évolution du coefficient de puissance total instantané C_p^{total} en fonction de la position angulaire θ sur différents maillages I_i ; (b) Évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle C_p^{total} \rangle$ en fonction du paramètre d'avance λ sur différents maillages I_i ; (c) Caractéristiques des différents maillages I_i étudiés (IDEAL - SGE 2.5D - $\lambda = 4.80$)

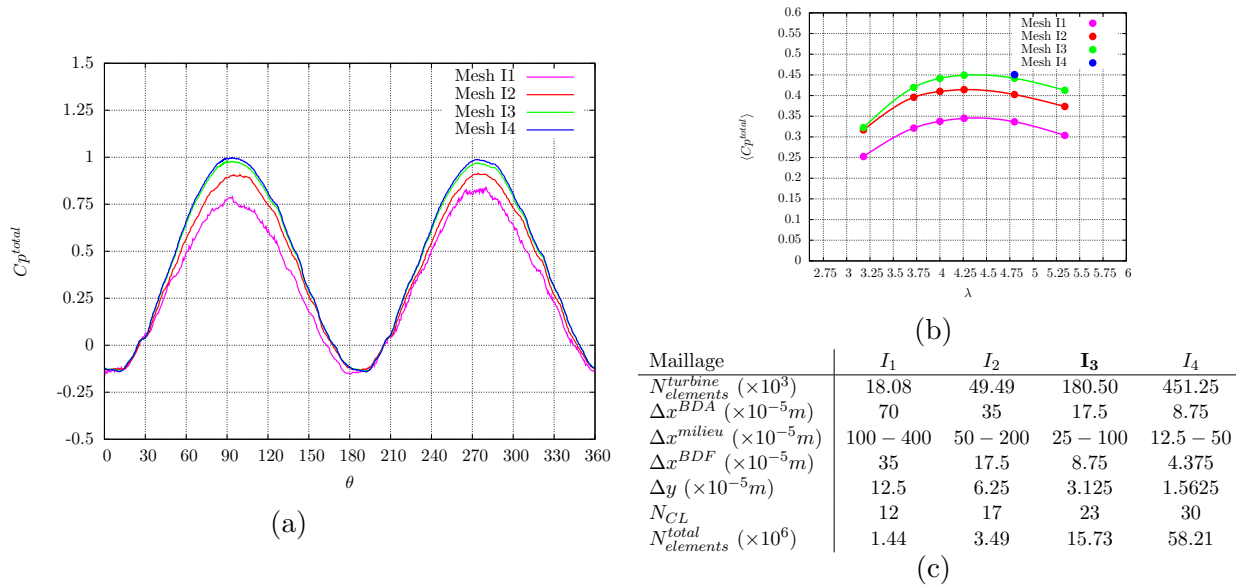
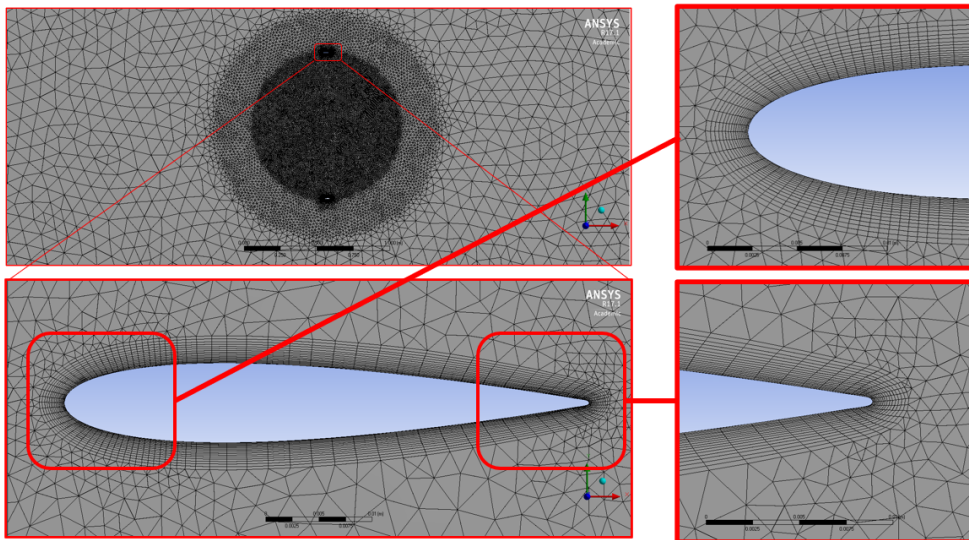


FIGURE 2.21 – Vue en coupe dans un plan médian (xOy) du maillage de référence I_3^{ref} pour le rotor IDEAL en SGE 2.5D

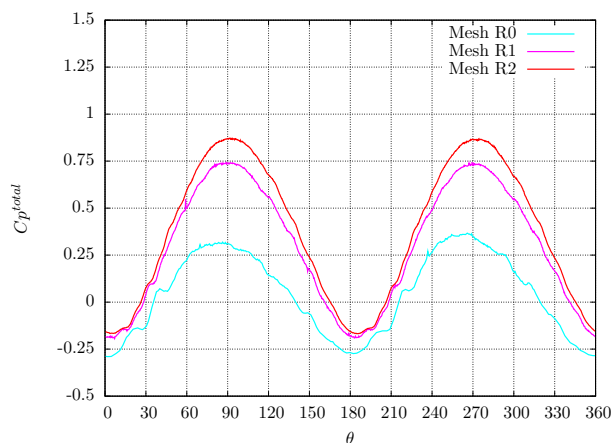


Convergence en maillage en SGE 3D sur un rotor REAL (OWL)

La seconde géométrie REAL servant de référence pour cette étude de convergence en maillage SGE est composée du rotor OWL placé dans un milieu confiné. La stratégie de génération de maillage SGE décrite précédemment pour la configuration IDEAL en SGE 2.5D a été conservée. Les maillages 3D employés pour nos simulations SGE 3D sont référencés R_i .

A noter la correspondance entre les maillages I_i et R_i qui présentent les mêmes caractéristiques bi-dimensionnelles dans le plan $(x0y)$ médian. La principale différence des nouveaux maillages R_i réside dans les régions géométriques tridimensionnelles (raccords bras-pales, raccords arbre-pales et bouts de pale) dans lesquelles un raffinement local a été effectué.

FIGURE 2.22 – (a) Évolution du coefficient de puissance total instantané C_p^{total} en fonction de la position angulaire θ sur différents maillages R_i ; (b) Caractéristiques des différents maillages R_i étudiés (OWL - SGE 3D - $\lambda = 4.80$)



(a)

Maillage	R_0	R_1	R_2
$N_{elements}^{pale} (\times 10^6)$	0.56	0.70	1.56
$\Delta x^{BDA} (\times 10^{-5}m)$	70	35	35
$\Delta x^{milieu} (\times 10^{-5}m)$	200	100 – 200	50 – 200
$\Delta x^{BDF} (\times 10^{-5}m)$	30	17.5	17.5
$\Delta y (\times 10^{-5}m)$	40	12.5	6.25
N_{CL}	4	12	17
$N_{elements}^{total} (\times 10^6)$	19.04	37.83	106.49

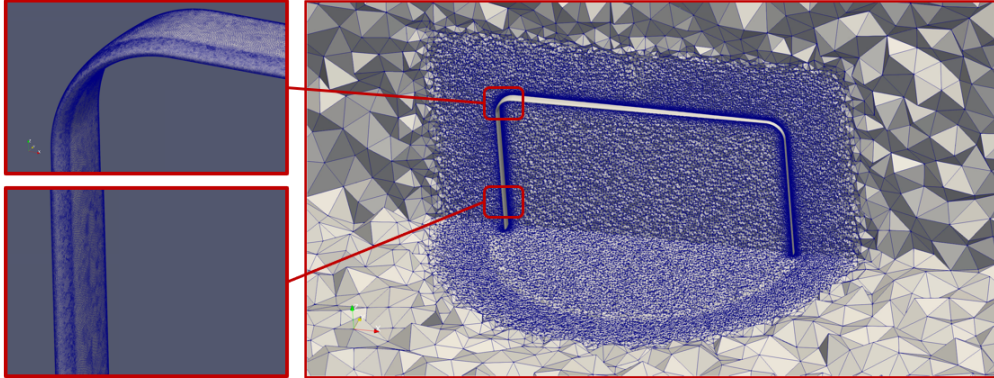
(b)

La Figure 2.22 présente les coefficients de puissance instantanés $C_p^{total}(\theta)$ du rotor OWL sur les 3 maillages R_i testés en SGE 3D, toujours sur $\lambda = 4.80$. Ainsi, un début de convergence est observable avec une diminution significative de l'écart des performances prédites entre R_2/R_1 par rapport à l'écart entre R_1/R_0 . Toutefois, un écart important de $\epsilon = 26.9\%$ sur le coefficient de puissance moyen $\langle C_p^{total} \rangle$ persiste entre R_2/R_1 . Rigoureusement, le maillage de référence pour cette configurations REAL devrait être un maillage de type R_3 , équivalent au maillage I_3 de la configuration IDEAL. Cependant le coût d'une SGE 3D sur une telle grille R_3 demeurerait exorbitant : un nombre d'éléments total estimé à $N_{elements}^{total} = 300 \times 10^6$ couplé à l'approche ALE et son remaillage dynamique ($100\ 000\ hCPU/tour$) rendent ce calcul irréalisable.

Le **maillage R_2** composé d'environ 106 millions de tétraèdres constituera donc notre maillage de référence pour les configurations REAL en SGE 3D, représenté en Figure 2.23. Bien que légèrement

sous-résolu, ce maillage R_2 nous permettra d’avoir déjà une très bonne approximation de la courbe de performances $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$ et notamment du paramètre d’avance optimal λ_{opt} ; l’indépendance de λ_{opt} vis-à-vis du maillage considéré ayant été démontré en SGE sur les précédents maillages I_i .

FIGURE 2.23 – Vue globale du maillage de référence R_2^{ref} pour le rotor OWL en SGE 3D



Au final, les critères de qualité de maillage propres à la SGE et au code YALES2 ont été respectés : un faible facteur d’expansion $er < 1.20$ à proximité de la turbine a permis de limiter au maximum les erreurs numériques (dues à des erreurs d’interpolation dans YALES2 induites par un possible décentrement des volumes de contrôle). Des tailles de 1^{ere} maille relativement faibles dans les 3 directions ont permis une fine résolution de l’écoulement local en proche-paroi (avec $\langle y^+ \rangle \approx 3 - 4$ et $\langle x^+ \rangle \approx 60 - 80$) avec une bonne estimation des gradients normaux et transverses.

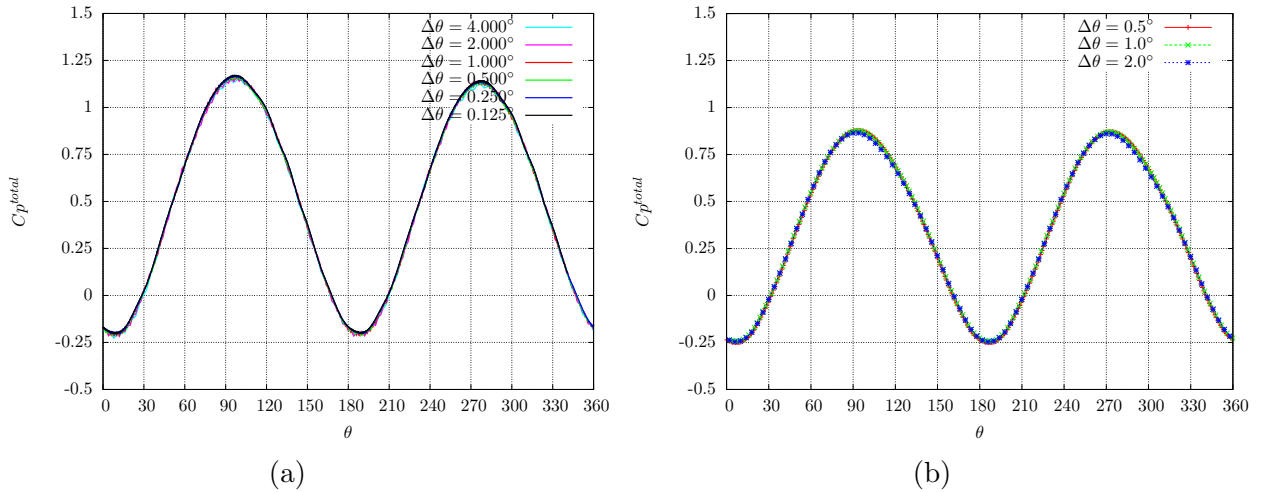
2.3.3 Influence de la discrétisation temporelle

Les écoulements au sein des turbines étudiées sont fortement turbulents et instationnaires : la prise en compte des instationnarités sur l’écoulement global doit donc être considérée. Le choix du pas de temps Δt est primordial car il définit la plus petite fenêtre temporelle dans laquelle l’écoulement va être analysé : il pourra donc avoir un impact sur la prédiction des performances d’une VAT. Physiquement, la diminution du pas de temps permet de capter toutes les instationnarités de l’écoulement ; en d’autres termes de résoudre un plus grand nombre d’échelles temporelles. Numériquement, la diminution du pas de temps permet aussi d’améliorer la stabilité de certains schémas numériques. Cependant, la réduction de ce pas de temps s’opère logiquement au détriment de la rapidité de la simulation : une **convergence en pas de temps** est donc nécessaire. Pour cela, nous évaluerons la variation ϵ du coefficient de puissance moyen $\langle Cp^{total} \rangle$ entre deux pas de temps Δt (ou pas d’angle $\Delta\theta = \omega * \Delta t$) différents. Nous tolérerons alors une variation maximale de $\epsilon_{max} = 1\%$ pour considérer la convergence en pas de temps comme atteinte.

2.3.3.1 Convergence en pas de temps en URANS

Au cours d'une simulation URANS, l'avancement temporel implicite permet d'imposer des pas de temps bien plus grands qu'en explicite; la condition $CFL < CFL_{max}$ n'étant plus à vérifier. Cependant, un compromis entre rapidité obtenu avec un grand Δt et précision/stabilité permise avec un petit Δt est nécessaire : une valeur optimale de CFL_{max} doit donc être établie empiriquement.

FIGURE 2.24 – (a) Évolution du coefficient de puissance total instantané C_p^{total} en fonction de la position angulaire θ pour différents pas d'angle $\Delta\theta$ (IDEAL - URANS 2D - $\lambda = 4.80$); (b) Évolution du coefficient de puissance total instantané C_p^{total} en fonction de la position angulaire θ pour différents pas d'angle $\Delta\theta$ (OWL - URANS 3D - $\lambda = 4.80$)



La Figure 2.24.(a) présente l'influence du pas d'angle $\Delta\theta$ sur le coefficient de puissance C_p^{total} de la configuration IDEAL en URANS 2D. Hormis des instabilités avec $\Delta\theta = 4.0^\circ$, les performances estimées sont identiques pour chacun des pas d'angle sur $\lambda = 4.80$. Cependant, une diminution du paramètre d'avance λ nécessitera aussi une diminution du pas d'angle $\Delta\theta$, comme expliqué par Balduzzi *et. al* [54]. Afin d'améliorer la stabilité numérique, nous diminuerons le pas d'angle final jusqu'à $\Delta\theta_{URANS\ 2D} = 0.25^\circ$ pour nos simulations URANS 2D, conduisant à $CFL_{max} \approx 50 - 60$.

La Figure 2.24.(b) présente l'influence du pas d'angle $\Delta\theta$ sur le coefficient de puissance C_p^{total} de la configuration REAL en URANS 3D. Une nouvelle fois, l'influence du pas d'angle est assez faible sur la prédiction des performances : entre $\Delta\theta = 1.0^\circ$ et $\Delta\theta = 0.5^\circ$, une variation de $\langle C_p^{total} \rangle$ de l'ordre de $\epsilon = 1.3\%$ a été observée. Nous choisirons donc un pas d'angle final $\Delta\theta_{URANS\ 3D} = 1.0^\circ$ pour toutes nos simulations URANS 3D. Des artefacts numériques (facteurs de relaxation, limiteurs) seront alors utilisés pour améliorer la stabilité numérique.

Nous retiendrons donc la valeur de $\Delta\theta_{\text{URANS}} \leq 1.0^\circ$ à ne pas dépasser dans toutes nos simulations URANS, valeur communément admise dans la littérature pour des simulations instationnaires URANS sur des VAT [54].

2.3.3.2 Convergence en pas de temps en SGE

En SGE, l’avancement temporel explicite impose un pas de temps Δt qui doit satisfaire cette fois-ci la condition de stabilité $CFL < CFL_{max}$ avec $CFL_{max} \approx 1.6$. De précédentes SGE appliquées à des configurations de VAT similaires ont démontré que $CFL = 0.7$ était un bon choix sous YALES2, d’après Guillaud [96]. Le pas de temps a donc été recalculé à chaque itération dans chaque élément du maillage tel que $\Delta t < 0.7 * \frac{\Delta x}{V}$.

Le pas d’angle “moyen” des SGE issu de cette condition CFL sera de l’ordre de $\Delta\theta_{\text{SGE}} \approx 0.005^\circ$.

2.3.4 Influence du nombre de tours simulés

Les écoulements instationnaires étudiés présentent un comportement global 2π -périodique en lien avec la géométrie de VAT considérée. Durant nos simulations numériques, la vitesse de rotation ω de la turbine et la vitesse d’entrée amont V_0 sont imposées simultanément à l’instant initial. Avant l’établissement d’un régime permanent, un régime transitoire caractérisé par la formation progressive du sillage apparait et conduit à une surestimation des performances prédites sur les premiers tours. En effet, durant les 4 premières révolutions environ, le facteur de blocage du sillage de la pale amont sur la pale aval est sous-estimé induisant une surestimation de la puissance extraite dans le demi-disque aval. L’augmentation du nombre de tours n simulés permettra d’atteindre un régime établi où l’écoulement global présentera alors une 2π -périodicité : une **convergence en nombre de tours** est donc aussi nécessaire. Le critère de convergence porte de nouveau sur une variation maximale du coefficient de puissance moyen $\langle Cp^{total} \rangle$ entre deux tours successifs fixée à $\epsilon_{max} = 1\%$.

2.3.4.1 Convergence en nombre de tours en URANS

La convergence en nombre de tours n simulés est établie en prenant une simulation URANS de référence et en simulant un grand nombre de révolutions de turbine ($n > 30$). Pour atteindre le critère de convergence, 10 tours sont suffisants en URANS 2D pour la configuration IDEAL contre 12 tours en URANS 3D pour la configuration REAL (OWL), sur le paramètre d’avance optimal λ_{opt} . Pour des paramètres d’avance plus élevés, un nombre de tours plus important est nécessaire : 14 tours au minimum pour tout type de simulation URANS.

Les Figures 2.25 et 2.26 présentent, respectivement pour les configurations IDEAL et REAL, les coefficients de puissance instantanés $Cp^{total}(\theta)$ sur les 15 premières révolutions pour différents paramètres d’avance λ . Les coefficients de puissance moyens $\langle Cp^{total} \rangle$ ont été rajoutés afin d’apprécier visuellement la satisfaction du critère de convergence.

FIGURE 2.25 – Évolution du coefficient de puissance total, instantané C_p^{total} et moyen $\langle C_p^{total} \rangle$, en fonction du nombre de tours n simulés sur différents paramètres d’avance λ (IDEAL - URANS 2D)

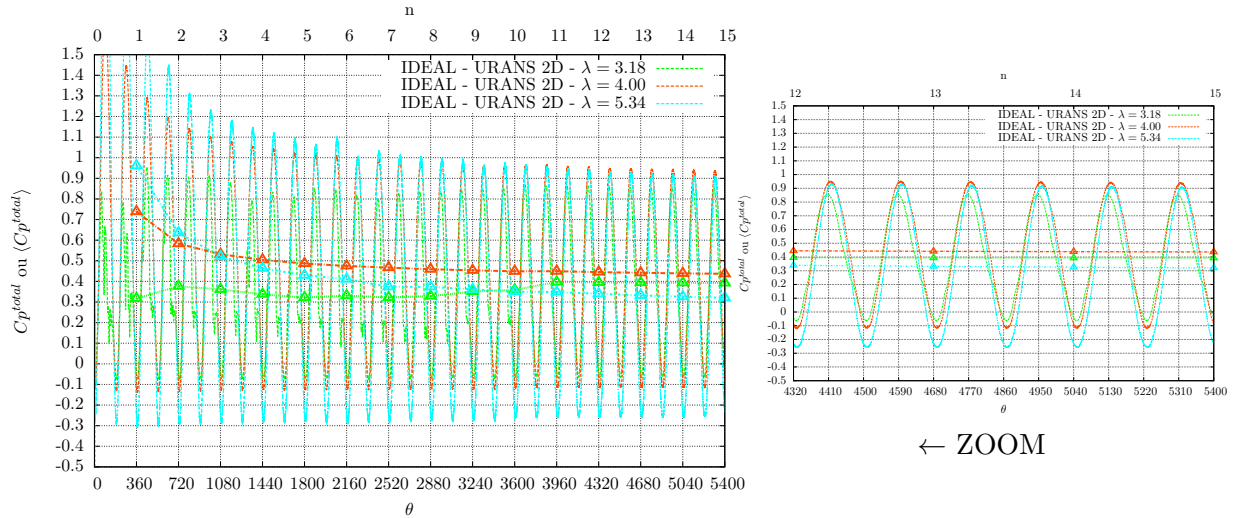
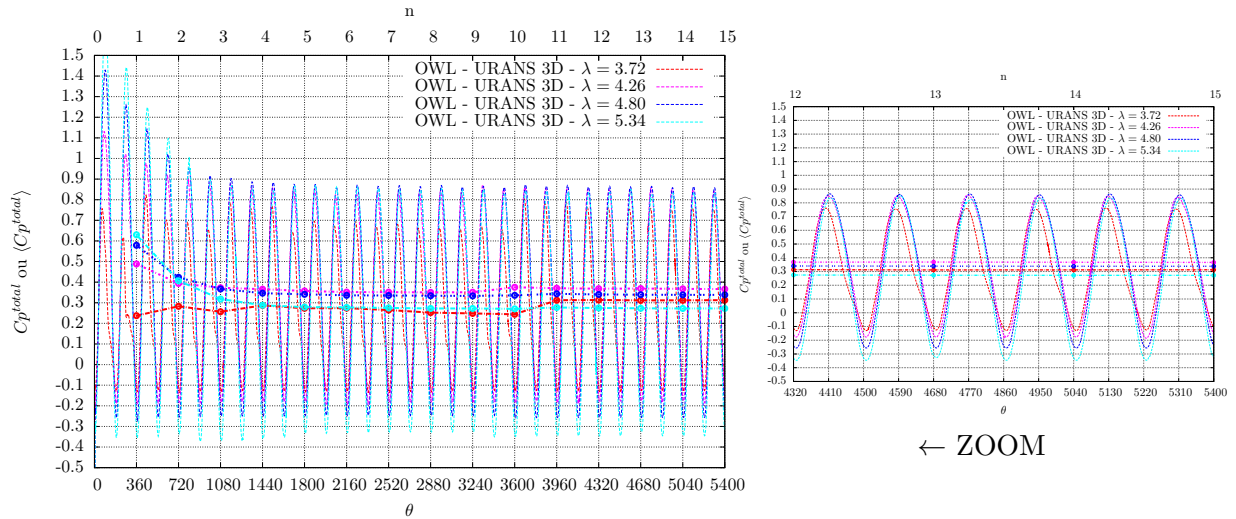


FIGURE 2.26 – Évolution du coefficient de puissance total, instantané C_p^{total} et moyen $\langle C_p^{total} \rangle$, en fonction du nombre de tours n simulés sur différents paramètres d’avance λ (OWL - URANS 3D)



Ainsi, nous effectuerons au minimum $n_{URANS} = 15$ tours de turbine durant toutes nos simulations URANS (2D ou 3D). Il faut rappeler que chaque simulation URANS sera initialisée avec un pas d’angle de $\Delta\theta = 1.0^\circ$ sur les 10 premières révolutions puis terminée par 5 tours avec $\Delta\theta = 0.25^\circ$. Cette diminution de $\Delta\theta$ peut entraîner des variations assez importantes de $\langle C_p^{total} \rangle$ entre la 10^{ème} et

11^{eme} révolution, en particulier pour les faibles paramètres d'avance qui nécessitent un pas d'angle convergé plus faible [54]. Cependant, cela n'affecte nullement la stricte convergence atteinte à partir de $n = 14$ tours pour tout λ .

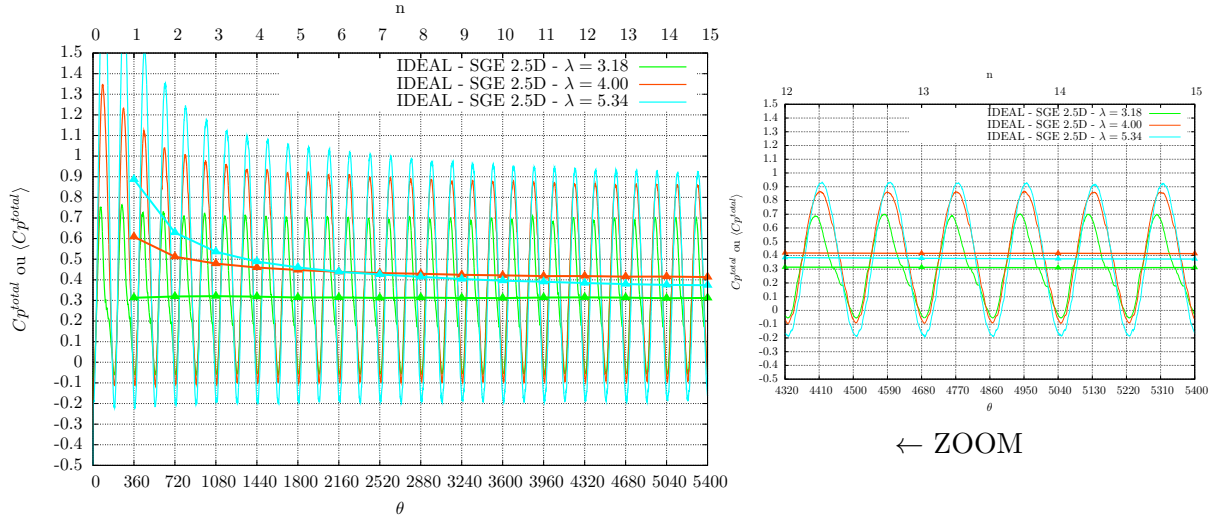
Ainsi, toute grandeur physique notée x issue de nos simulations URANS sera moyennée sur le dernier tour complet de turbine *i.e.* pour $n \in [14 : 15]$:

$$\langle x \rangle \underset{URANS_{2D/3D}}{=} \frac{1}{2\pi} \int_{\theta=28\pi}^{\theta=30\pi} x(\theta) d\theta \quad (2.36)$$

2.3.4.2 Convergence en nombre de tours en SGE

La convergence en nombre de révolutions n simulées en SGE est spécifique de la configuration (IDEAL ou REAL) considérée. Cette convergence en nombre de tours en SGE est légèrement plus rapide qu'en URANS : 8 tours pour la configuration IDEAL contre 10 tours pour la configuration REAL (OWL), toujours sur le paramètre d'avance optimal λ_{opt} .

FIGURE 2.27 – Évolution du coefficient de puissance total, instantané C_p^{total} et moyen $\langle C_p^{total} \rangle$, en fonction du nombre de tours n simulés sur différents paramètres d'avance λ (IDEAL - SGE 2.5D)



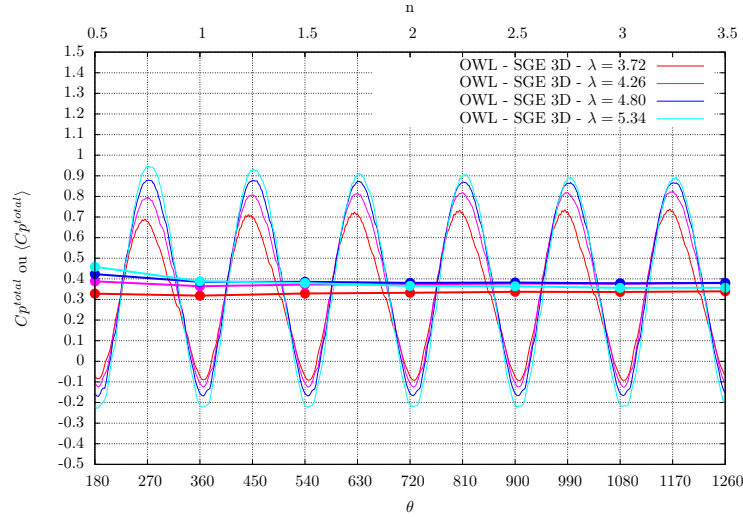
Pour la première configuration IDEAL simulée en SGE 2.5D, une méthode de convergence en nombre de tours similaire à celle employée en URANS 2D est utilisée (*i.e.* simuler un grand nombre de révolutions avec $n > 30$ sur un même maillage de référence I_3 jusqu'à satisfaire le critère de convergence). La Figure 2.27 présente les coefficients de puissance instantané C_p^{total} et moyen $\langle C_p^{total} \rangle$ du rotor IDEAL sur les 15 premières révolutions pour différents paramètres d'avance λ .

Nous simulerons donc $\mathbf{n}_{\text{SGE 2.5D}} = \mathbf{15}$ tours en SGE 2.5D et la moyenne temporelle des quantités physiques d'intérêt s'effectuera aussi pour $n \in [14 : 15]$:

$$\langle x \rangle \underbrace{=}_{\text{SGE}_{2.5D}} \frac{1}{2\pi} \int_{\theta=28\pi}^{\theta=30\pi} x(\theta) d\theta \quad (2.37)$$

Pour la configuration REAL (OWL et H), une autre méthode est employée afin de limiter le temps de calcul des SGE 3D. En effet, l'établissement du régime permanent s'est opéré progressivement sur différents maillages avec des interpolations successives entre une grille R_i et une grille plus fine R_{i+1} . Cette méthodologie permet de limiter le nombre de révolutions effectuées sur le maillage raffiné final R_2 tout en atteignant le régime établi périodique. La Figure 2.28 présente les coefficients de

FIGURE 2.28 – Évolution du coefficient de puissance total, instantané C_p^{total} et moyen $\langle C_p^{total} \rangle$, en fonction du nombre de tours n simulés sur différents paramètres d'avance λ (OWL - SGE 3D)



puissance instantané C_p^{total} et moyen $\langle C_p^{total} \rangle$ du rotor OWL sur les 3 tours simulés sur le maillage final R_2 , sachant que 9 révolutions initiales sont effectuées dont 6 sur R_0 et 3 sur R_1 . Seulement 2 tours sont ensuite nécessaires sur le maillage fin R_2 pour satisfaire le critère de convergence et atteindre un régime périodique. Au final, nous retiendrons $\mathbf{n}_{\text{SGE 3D}} = \mathbf{12}$ tours simulés en SGE 3D mais sur des maillages distincts. Du fait de la π -périodicité des écoulements au sein de VAT bipales, la moyenne temporelle des grandeurs physiques d'intérêt sera opérée sur le dernier demi-tour de turbine simulé en SGE 3D *i.e.* pour $n \in [11 : 12]$:

$$\langle x \rangle \underbrace{=}_{\text{SGE}_{3D}} \frac{1}{\pi} \int_{\theta=22\pi}^{\theta=24\pi} x(\theta) d\theta \quad (2.38)$$

En résumé : Avant de comparer les performances prédites par les approches URANS et SGE, des tests de sensibilité numérique des différents paramètres de simulation doivent être menés (influence du maillage, du pas de temps et du nombre de tours simulés). Cette étape de vérification permet de ne pas imputer au numérique un écart de performances observé entre telle ou telle configuration. Ainsi, il a été démontré que la discrétisation spatiale est le paramètre numérique prépondérant qui induit la plus grande variation des performances prédites : un maillage relativement fin à proximité des pales permettra d'évaluer correctement le bon champ de pression, responsable de la génération du couple moteur de la turbine. De plus, la discrétisation temporelle a elle aussi un impact non-négligeable sur l'évaluation des performances : un petit pas de temps permettra de capter toute la "richesse" des écoulements instationnaires étudiés alors qu'un grand nombre de révolutions autorisera l'établissement complet du sillage.

2.4 Comparaison des performances évaluées via différentes approches numériques

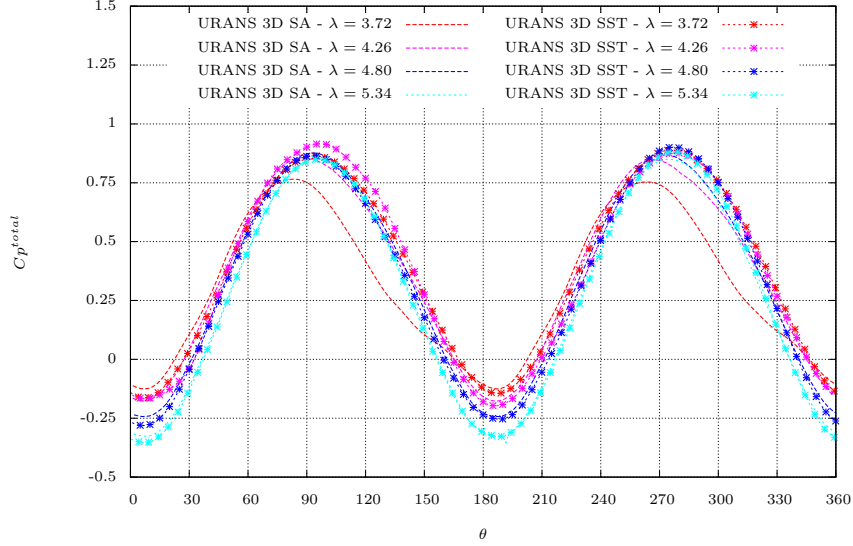
A présent, nous pouvons effectuer une comparaison détaillée des performances d'une VAT prédites via différentes approches numériques. L'influence des deux modèles de turbulence (SA ou SST) sur l'estimation du coefficient de puissance sera analysée pour nos simulations URANS. Une fois ce modèle de turbulence RANS choisi, les performances prédites par deux approches de modélisation de la turbulence distinctes (URANS ou SGE) seront rigoureusement comparées, et ce pour différents paramètres d'avance. Après une confrontation avec des résultats expérimentaux, le choix de la méthode numérique de prédilection sera décidé en fonction de la problématique considérée. Dans toute cette section, seul le rotor OWL de la configuration REAL sera considéré en milieu confiné, analogue à une configuration expérimentale.

2.4.1 Influence du modèle de turbulence RANS

Comme évoqué précédemment, l'approche statistique de la turbulence nécessite un modèle de turbulence afin de prendre en compte les fluctuations turbulentes sur l'écoulement moyen. Le modèle de turbulence classiquement utilisé pour des machines tournantes est le modèle $k-\omega$ SST (SST), et semblerait donc aussi adapté pour l'étude de turbines cinétiques d'après Rezaeiha *et al.* [64]. Pour des applications d'aérodynamique externe, le modèle *Spalart – Allmaras* (SA) est aussi classiquement sélectionné, et démontrerait aussi une bonne capacité prédictive de l'écoulement au sein d'une VAT d'après Bachant et Wosnik [58]. Nous allons donc évaluer l'influence de ces deux modèles de turbulence sur la prédiction des performances d'une VAT via nos simulations URANS 3D.

La Figure 2.29 présente le coefficient de puissance instantané $C_p^{total}(\theta)$ du rotor OWL en milieu confiné, évalué avec les modèles de turbulence SA et SST pour différents paramètres d'avance λ . Les courbes de puissance $\langle C_p^{total} \rangle = f(\lambda)$ associées au URANS sont données en Figure 2.32.(a) en

FIGURE 2.29 – Évolution du coefficient de puissance total instantané C_p^{total} en fonction de la position angulaire θ pour différents modèles de turbulence sur différents paramètres d'avance λ (OWL - URANS 3D)



orange. En précisant qu'expérimentalement il avait été trouvé $\lambda_{opt} = 4.80$, nous pouvons faire les remarques suivantes :

- Pour $\lambda \geq \lambda_{opt}$, l'influence du modèle de turbulence est moindre sur l'évaluation du coefficient de puissance C_p^{total} avec par exemple une variation du $\langle C_p^{total} \rangle$ de moins de 3% sur $\lambda = 5.34$.
- Pour $\lambda < \lambda_{opt}$, le modèle de turbulence impacte énormément la prédiction de puissance extraite avec une variation du $\langle C_p^{total} \rangle$ de plus de 26% sur $\lambda = 3.72$.

Pour les faibles paramètres d'avance, les forts angles d'incidence rencontrés par les pales induisent des phénomènes de décollements de couches limites, plus ou moins bien prédits par le modèle de turbulence. En se comparant à la SGE de la Figure 2.32.(a) ou à l'expérimental de la Figure 2.35, le modèle SST n'arrive pas à prédire correctement la séparation de l'écoulement entraînant une chute des performances pour les faibles paramètres d'avance, comme illustré en Figure 2.32.(a). Sur $\lambda = 3.72$, le modèle SST entraîne une nette sur-prédiction du $\langle C_p^{total} \rangle_{\lambda=3.72}$ qui s'apparente alors au coefficient de puissance optimal. Ainsi, ce modèle SST induit une importante sous-prédiction du paramètre d'avance optimal pour le rotor OWL : $\lambda_{opt}^{SST} \approx 3.72$ contre $\lambda_{opt}^{SGE} \approx 4.80$ obtenu numériquement via les SGE mais aussi expérimentalement avec $\lambda_{opt}^{EXP} = 4.80$.

Le modèle de turbulence SA quant à lui sous-estime plus légèrement ce paramètre d'avance optimal du rotor OWL avec $\lambda_{opt}^{SA} \approx 4.26$. De plus, le modèle de turbulence SA semble induire des performances maximales plus proches des résultats expérimentaux : $\langle C_p^{SA} \rangle_{opt} = 0.366$ contre

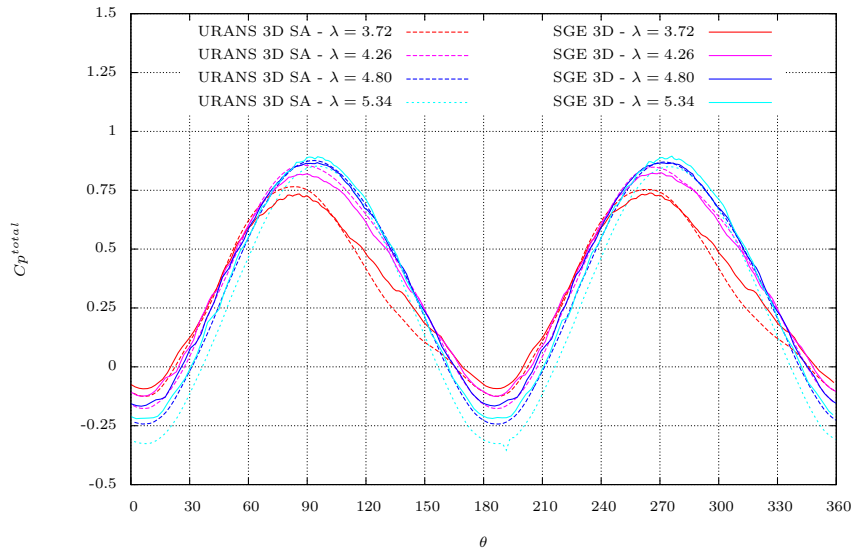
$\langle C_p^{SST} \rangle_{opt} = 0.394$ avec $\langle C_p^{EXP} \rangle_{opt} = 0.333$ pris ici comme référence. Ces résultats sont en adéquation avec les observations de Bachant et Wosnik [58] qui préconisaient de préférer le modèle de turbulence SA pour l'évaluation des performances d'une VAT.

Par conséquent, le **modèle de turbulence *Spalart-Allmaras*** sera choisi pour la suite de notre étude URANS. Même si des écarts persistent avec la SGE pour $\lambda > \lambda_{opt}$, les performances globales prédites en URANS SA restent du même ordre de grandeur. De surcroit, le modèle SA est apparu plus rapide et plus robuste que le modèle SST.

2.4.2 Influence de l'approche de modélisation de la turbulence

Afin de choisir l'approche numérique de modélisation de la turbulence adaptée, une comparaison stricte des performances prédites par les simulations URANS SA et les SGE a été effectuée.

FIGURE 2.30 – Évolution du coefficient de puissance total instantané C_p^{total} en fonction de la position angulaire θ sur différents paramètres d'avance λ (OWL - URANS 3D/SGE 3D)



Comme détaillé au Chapitre 3, une demi-révolution de turbine peut se décomposer en "secteurs angulaires moteurs" pour $\theta_{prod} \in [30^\circ : 150^\circ]$ et en "secteurs angulaires dissipatifs" pour $\theta_{diss} \in [0^\circ : 30^\circ] \cup [150^\circ : 180^\circ]$. La Figure 2.30 présente le coefficient de puissance total instantané $C_p^{total}(\theta)$ pour le rotor OWL estimé via les deux approches de modélisation de la turbulence (URANS SA et SGE). En limitant notre analyse à un demi-tour *i.e.* pour $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$, nous pouvons remarquer :

- Pour $\theta_{prod} \in [30^\circ : 150^\circ]$, les performances prédites par les deux approches numériques sont comparables avec des variations de C_p^{total} de $\pm 5\%$.

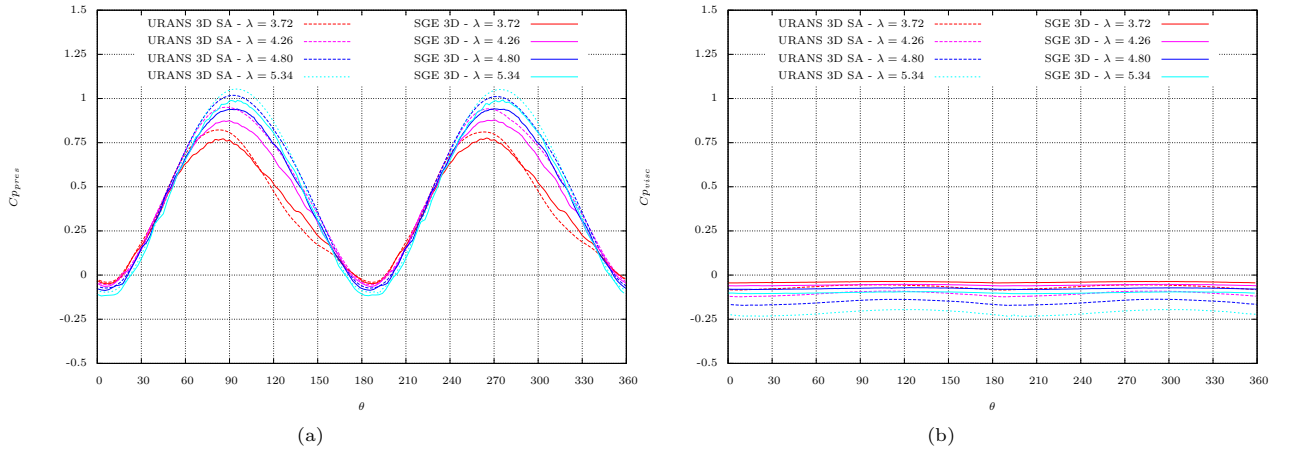
- Pour $\theta_{diss} \in [0^\circ : 30^\circ] \cup [150^\circ : 180^\circ]$, les performances prédites en URANS sont largement sous-estimées par rapport aux SGE avec des différences de Cp^{total} allant jusqu'à $\pm 50\%$ pour les paramètres d'avance les plus élevés.

L'écart principal des performances prédites en SGE et en URANS s'observe dans les secteurs angulaires dissipatifs ($\theta = \theta_{diss}$) où l'incidence relative de l'écoulement sur les pales est quasi-nulle, induisant une trainée visqueuse non-négligeable devant la trainée de pression. Ceci nous a amené à décomposer le couple total Mz_{tot} en un couple de pression Mz_{pres} et un couple visqueux Mz_{visc} :

$$Mz_{tot} = Mz_{pres} + Mz_{visc}$$

$$\text{où } Mz_{pres} = \left[\iint_S \overrightarrow{OM} \wedge (-P\vec{n}) dS \right] \cdot \vec{e}_z \quad \text{et } Mz_{visc} = \left[\iint_S \overrightarrow{OM} \wedge (\vec{\sigma} : \vec{n}) dS \right] \cdot \vec{e}_z \quad (2.39)$$

FIGURE 2.31 – Évolution des coefficients de puissance instantanés de pression Cp_{pres} (a) et de viscosité Cp_{visc} (b) en fonction de la position angulaire θ sur différents paramètres d'avance λ (OWL - URANS 3D/SGE 3D)



La Figure 2.31 détaille les évolutions des coefficients de puissance de pression Cp_{pres} ¹⁰ et de viscosité Cp_{visc} en fonction de la position angulaire θ pour différents paramètres d'avance λ . La principale différence des performances évaluées en URANS et SGE s'observe sur le terme visqueux avec une nette surestimation de la dissipation visqueuse en URANS, se traduisant par $Cp_{visc}^{URANS}(\theta) < Cp_{visc}^{SGE}(\theta)$ pour tout $\theta \in [0^\circ : 360^\circ]$. Cette différence est d'autant plus importante que le paramètre d'avance λ est élevé. Cette surestimation de la dissipation visqueuse en URANS modifie localement l'extraction de puissance selon la position angulaire θ considérée :

- Pour $\theta_{diss} \in [0^\circ : 30^\circ] \cup [150^\circ : 180^\circ]$, cette sous-estimation en URANS du coefficient de puissance visqueux avec $Cp_{visc}^{URANS}(\theta_{diss}) < Cp_{visc}^{SGE}(\theta_{diss})$ est associée à une égalité des coefficients de puissance de pression avec $Cp_{pres}^{URANS}(\theta_{diss}) \approx Cp_{pres}^{SGE}(\theta_{diss})$. Ceci entraîne au

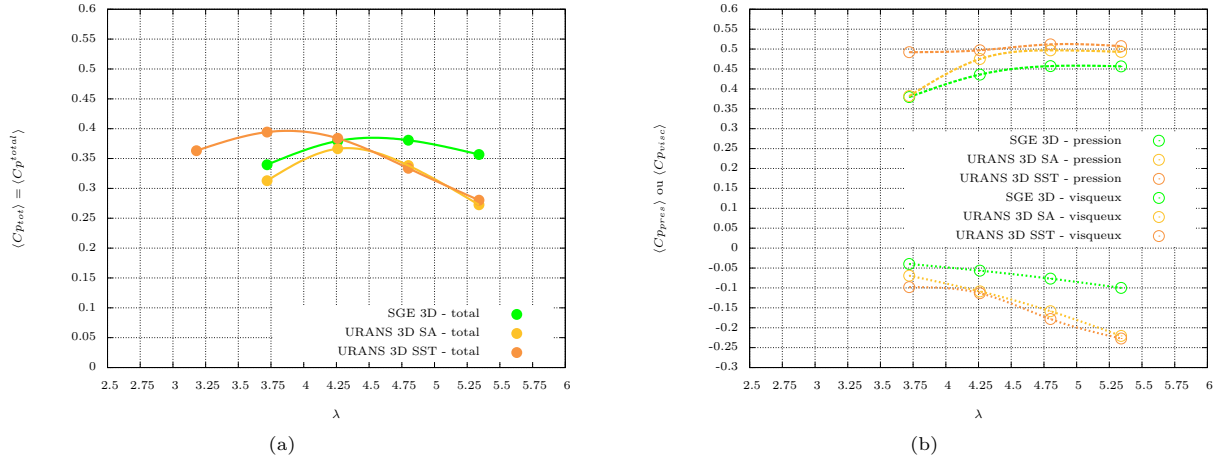
10. A ne pas confondre avec le coefficient de pression de la pale $C_p = \frac{p-p_0}{\frac{1}{2}\rho V_0^2}$

global des performances totales sous-estimées en URANS dans ces secteurs dissipatifs avec $Cp_{tot}^{URANS}(\theta_{diss}) < Cp_{tot}^{SGE}(\theta_{diss})$.

- Pour $\theta_{prod} \in [30^\circ : 150^\circ]$, la sous-estimation en URANS du coefficient de puissance visqueux avec $Cp_{visc}^{URANS}(\theta_{prod}) < Cp_{visc}^{SGE}(\theta_{prod})$ permet de “compenser” la surestimation en URANS du terme de pression avec $Cp_{pres}^{URANS}(\theta_{prod}) > Cp_{pres}^{SGE}(\theta_{prod})$. Cela se traduit au global par des performances totales comparables dans ces secteurs angulaires productifs avec $Cp_{tot}^{URANS}(\theta_{prod}) \approx Cp_{tot}^{SGE}(\theta_{prod})$.

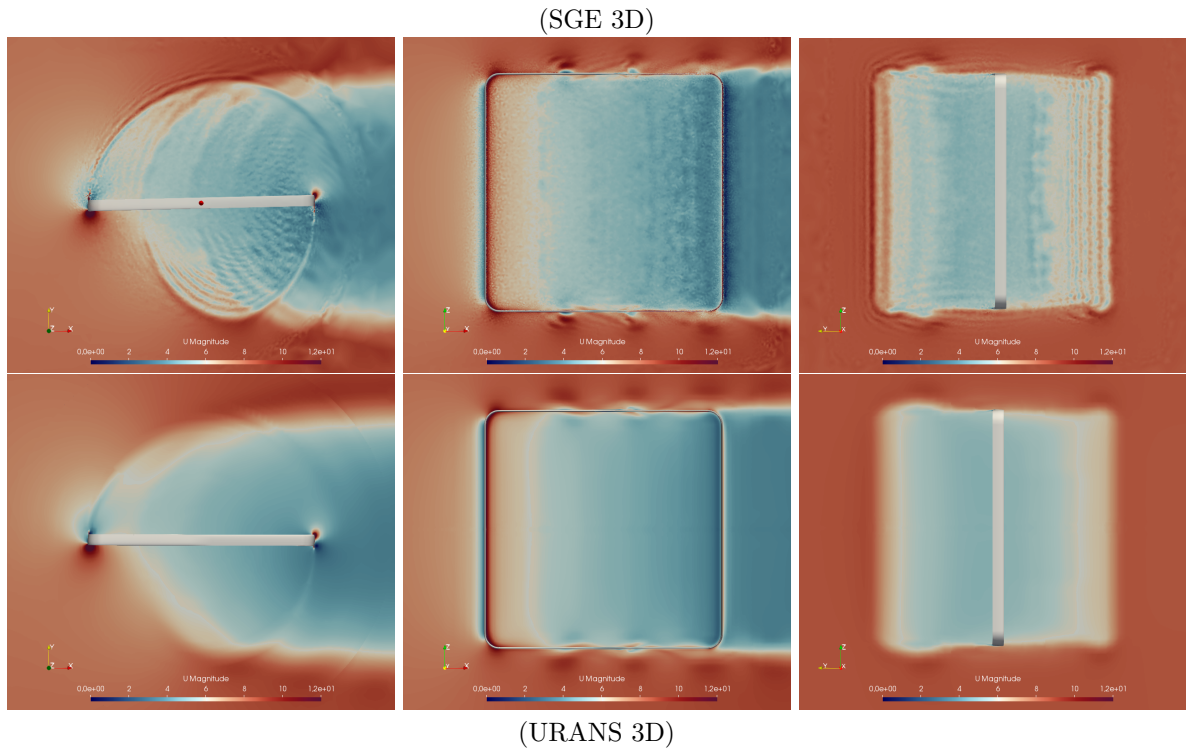
Un premier élément d’explication à cette dissipation visqueuse surévaluée en URANS pourrait être une diffusion turbulente sous-prédite par cette approche. Par ailleurs, les principaux écarts de performances entre URANS et SGE ont été clairement localisés dans le demi-disque aval pour $\theta \in [180^\circ : 360^\circ]$ au niveau de la partie “droite” motrice de la pale (se référer à l’Annexe A.0.4).

FIGURE 2.32 – Évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle Cp^{total} \rangle$ (a) et des coefficients de puissance de pression $\langle Cp_{pres} \rangle$ et de viscosité $\langle Cp_{visc} \rangle$ moyens (b) en fonction du paramètre d’avance λ (OWL - URANS 3D/SGE 3D)



La Figure 2.32.(b) présente les coefficients de puissance moyens de pression $\langle Cp_{pres} \rangle$ et de viscosité $\langle Cp_{visc} \rangle$ pour le rotor OWL en fonction du paramètre d’avance λ , et ce pour les deux approches numériques URANS et SGE. Au total, la somme des contributions $\langle Cp_{pres} \rangle + \langle Cp_{visc} \rangle$ conduit à des performances comparables entre le URANS SA et la SGE sur $\lambda_{opt}^{SA} = 4.26$, comme illustré en Figure 2.32.(a). La Figure 2.33 présente le champ de vitesse instantanée à $\theta = 90^\circ$ pour le rotor OWL sur $\lambda = 4.80$, évalué via ces deux approches précédentes de modélisation de la turbulence. Un bon accord sur la topologie de l’écoulement moyen est trouvé entre le URANS et la SGE sur ce point de fonctionnement.

FIGURE 2.33 – Vue globale de la configuration confinée “conf” du rotor OWL étudiée via des SGE 3D ou des simulations URANS 3D : le champ de vitesse instantané est représenté à $\theta = 90^\circ$ dans différents plans (xOy), (xOz) et (yOz) (OWL - URANS 3D/SGE 3D - $\lambda = 4.80$)

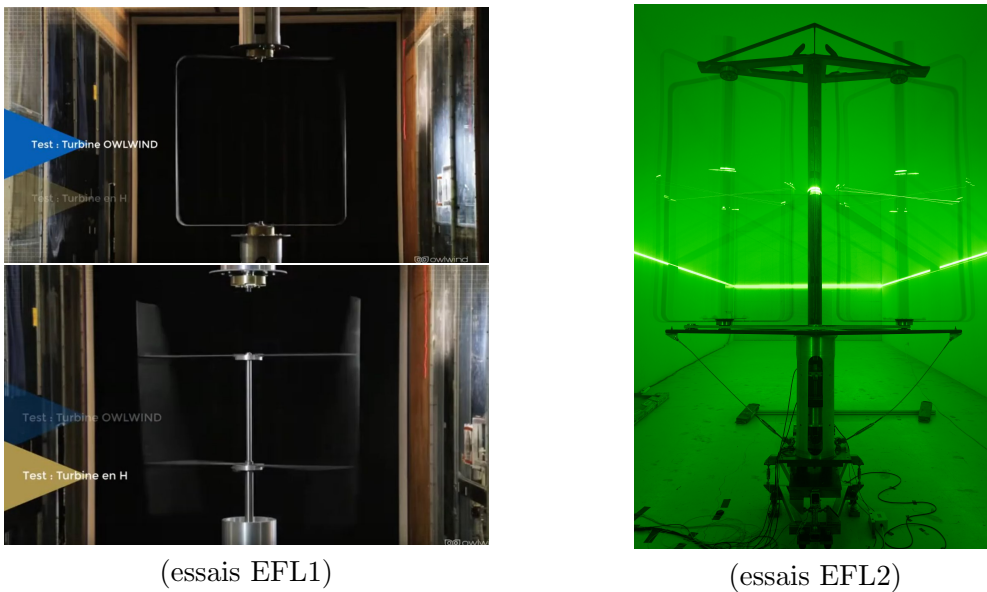


Concernant le rotor IDEAL, les précédentes conclusions issues de la comparaison entre URANS 2D et SGE 2.5D restent valables, comme présenté en Annexe A.0.1. Les Figures A.2 présentent le coefficient de puissance instantané $C_p^{total}(\theta)$ du rotor IDEAL pour les deux approches numériques (URANS SA et SGE) sur différents paramètres d’avance λ . Une nouvelle fois, les performances prédites par ces deux approches sur cette nouvelle configuration IDEAL sont relativement semblables, en particulier pour $\lambda = \lambda_{opt}$ (avec $\lambda_{opt}^{URANS} \approx 4.00$ pour le rotor IDEAL). Pour les forts paramètres d’avance, la surestimation de la dissipation visqueuse en URANS conduit encore à une sous-estimation des performances totales par rapport à la SGE. Pour les faibles paramètres d’avance, le décrochage des pales induit par les fortes incidences est difficilement prédictible en URANS, à cause notamment d’une forte dépendance du modèle de turbulence choisi mais aussi des schémas numériques employés (se référer à l’Annexe A.0.2).

2.4.3 Comparaison des approches numériques et expérimentale

Pour la configuration REAL avec les rotors OWLWIND et H en milieu confiné, des données expérimentales étaient disponibles. Ces mesures expérimentales des deux configurations mono-rotor ont été effectuées en 2017 sous la supervision de S. Barre et G. Maurice dans la soufflerie béton SA320 de l'ISAE-ENSMA à Poitiers (essais EFL1). Des essais postérieurs ont aussi été menés dans la même soufflerie en 2019 sur une configuration bi-rotor OWLWIND (essais EFL2), illustrée en Figure 2.34.

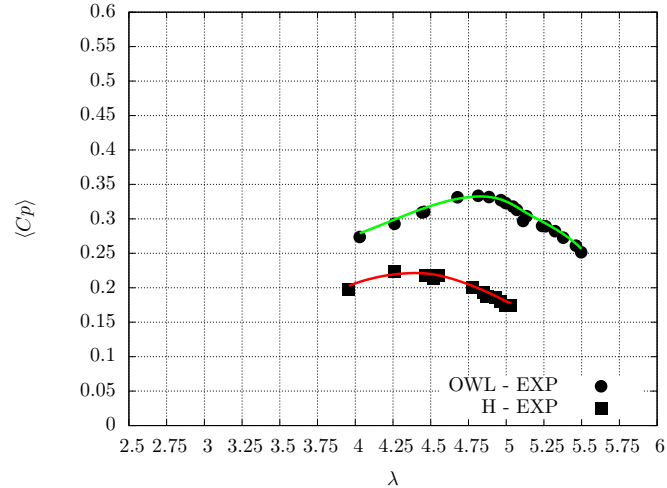
FIGURE 2.34 – Présentation des différentes configurations expérimentales : essais en soufflerie sur deux configurations mono-rotor de type H et OWLWIND (essais EFL1) et essais en soufflerie sur une configuration double-rotor OWLWIND (essais EFL2)



Les courbes de performances $\langle C_p^{total} \rangle = f(\lambda)$ obtenues via les SGE 3D (NUM) et l'approche expérimentale (EXP) sont données en Figure 2.35. Des écarts entre ces deux approches NUM et EXP sont observables : le numérique a tendance à légèrement sous-estimer le paramètre d'avance optimal λ_{opt} tout en surestimant le coefficient de puissance maximal $\langle C_p^{total} \rangle_{opt}$. Toutefois, un meilleur accord des performances prédites par le numérique et l'expérimental est trouvé avec le rotor OWL, notamment avec une surestimation du $\langle C_{p_{OWL}^{total}} \rangle_{opt}$ de seulement +12.6% pour un même $(\lambda_{opt}^{OWL})^{NUM} = (\lambda_{opt}^{OWL})^{EXP} = 4.80$.

Plusieurs explications physiques peuvent être données pour expliquer ces différences. Premièrement, ces écarts peuvent se justifier par la non-prise en compte de la rugosité des pales dans le modèle numérique avec une transition laminaire-turbulente de la couche limite différente (en particulier à

FIGURE 2.35 – Évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle C_p^{total} \rangle$ en fonction du paramètre d'avance λ (OWL/H - NUM/EXP)



ces nombres de Reynolds de transition). De plus, une incertitude sur l'intensité turbulente I_t amont était présente en expérimental, supposée négligeable avec un taux moyen de turbulence longitudinale d'environ 0.5%. Dans nos simulations numériques, cette turbulence amont a été supposée nulle avec $I_t^{NUM} = 0\%$. Concernant le rotor H, sa courbe de puissance a été obtenue expérimentalement pour une vitesse amont plus faible à $V_0 = 6m/s$ et non $V_0 = 8m/s$, conduisant à un effet de Reynolds impactant les performances globales. Comme expliqué au Chapitre 1, l'état de surface des pales, la turbulence amont ou encore le nombre de Reynolds sont tous des paramètres pouvant largement influencer les performances d'une VAT et donc expliquer ces différences.

Même si des écarts subsistent entre numérique et expérimental, les tendances observées entre les deux configurations mono-rotor demeurent semblables. Par rapport au rotor H, le rotor innovant OWL expérimente toujours un gain notable du coefficient de puissance total avec $\langle C_p^{total} \rangle_{opt}^{OWL} > \langle C_p^{total} \rangle_{opt}^H$ à un paramètre d'avance optimal plus élevé avec $\lambda_{opt}^{OWL} > \lambda_{opt}^H$. Ce gain notable de performances du rotor OWL par rapport au rotor H, retrouvé numériquement via les SGE, constituera l'objet d'étude du Chapitre 3.

2.4.4 Choix final de l'approche numérique

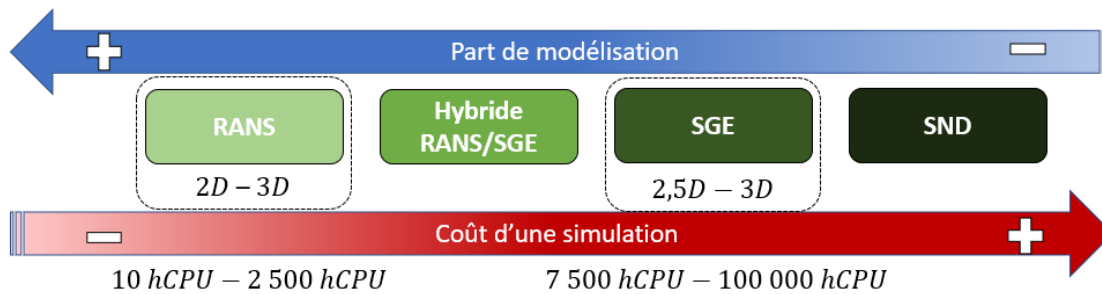
Au final, la comparaison détaillée des différentes approches numériques a démontré un assez bon accord entre URANS et SGE au point de fonctionnement optimal à $\lambda \approx \lambda_{opt}$. Par contre, pour des paramètres d'avance plus faibles, la dépendance du modèle de turbulence rend l'approche URANS moins fiable avec des variations de C_p^{total} importantes. Pour des paramètres d'avance élevés, l'approche URANS a tendance à surestimer la dissipation visqueuse entraînant une sous-prédiction des

performances (C_p^{total}) prédites par rapport à la SGE.

Ainsi, l'**approche des SGE** sera favorisée pour étudier en détails les performances d'un rotor de VAT sur **différents régimes d'écoulement**, pour différents paramètres d'avance λ . Le Chapitre 3 présentera une comparaison des performances globales et locales en fonction de la géométrie de rotor considérée (H, OWL ou IDEAL) via des SGE 3D.

Après recalage de certains paramètres numériques et choix du modèle de turbulence adapté, l'**approche URANS** demeure une bonne première approximation pour estimer les performances d'une VAT en **régime optimal** à $\lambda \approx \lambda_{opt}$. Cette approche sera préférée pour des études paramétriques pour lesquelles le coût de calcul global de plusieurs SGE est dissuasif, comme quantifié sur la Figure 2.36. Le Chapitre 4 se concentrera sur l'optimisation géométrique d'une configuration bi-rotor via des simulations instationnaires de type URANS 2D.

FIGURE 2.36 – Estimation du coût de calcul des différentes approches numériques de la turbulence. *N.B. : Le temps en hCPU pour effectuer 1 tour de turbine est donné à titre indicatif*



En résumé : La modélisation numérique de la turbulence a une forte influence sur la prédiction des performances d'une VAT. Si l'approche statistique URANS permet de fournir une bonne première estimation de la puissance extraite en régime d'écoulement optimal pour $\lambda \approx \lambda_{opt}$, la dépendance du modèle de turbulence sur l'évaluation du coefficient de puissance C_p^{total} pour $\lambda < \lambda_{opt}$ nous a conduit à favoriser les Simulations des Grandes Échelles (SGE). Après une comparaison avec des données expérimentales, seules les SGE sont parvenues à traduire la dynamique globale de l'écoulement au sein d'une VAT sur différents points de fonctionnement. Cependant, cette précision numérique des SGE s'opère au détriment d'un coût de calcul très élevé. En fonction de la problématique considérée, l'une ou l'autre approche numérique pourra être privilégiée.

Chapitre 3

Optimisation du rotor d'une turbine à axe vertical via des simulations des grandes échelles

Introduction

Le rotor d'une turbine à axe vertical (VAT) demeure un des composants essentiels car il va déterminer le rendement de la conversion énergétique et donc les performances globales de la turbine. Comme évoqué au Chapitre 1, les performances d'un rotor isolé de VAT demeurent inférieures à celles d'une HAT avec un coefficient de puissance environ 15% plus faible [110].

Cette étude se focalise donc sur une analyse détaillée des performances d'un rotor isolé de VAT afin de quantifier, localiser et supprimer les zones de pertes. Comme précisé au Chapitre 2, l'évaluation des performances d'une VAT sur différents paramètres d'avance demeure plus précise via l'approche numérique de Simulations des Grandes Échelles (SGE). Le Chapitre 3 sera donc dédié à l'amélioration du design d'un rotor de VAT via des SGE 3D afin de maximiser les performances globales de la turbine.

Dans un premier temps, un état de l'art focalisé sur l'optimisation du design d'un rotor de VAT de type H-Darrieus a été détaillé, conduisant notamment à l'identification des principales régions dissipatives. Dans un second temps, les performances globales de plusieurs rotors spécifiques de VAT ont été analysées numériquement à l'aide de SGE 3D. Un rotor "classique" de type H-Darrieus (H), un rotor "innovant" OWLWIND (OWL) et un rotor "idéalisé" IDEAL ont alors été considérés en milieu confiné, afin de reproduire le confinement des essais expérimentaux. Une analyse locale des performances a ensuite été menée afin de quantifier, par région et par position angulaire, les zones de production et de dissipation de puissance. Ensuite, une modélisation simplifiée des pertes a été effectuée sur chaque rotor : l'objectif final était de pouvoir remonter aux performances des configurations réelles 3D de VAT (H et OWL) à partir d'un "simple" calcul numérique 2.5D (IDEAL) voire

2D. Dans un dernier temps, l'influence du confinement sur les performances locales des rotors H et IDEAL a été étudiée en reconsidérant les géométries précédentes en milieu déconfiné cette fois-ci.

Note importante : Dans ce Chapitre 3, la π -périodicité des forces/moments exercés sur le rotor a été exploitée. Notre analyse des performances et notamment du coefficient de puissance C_p^{total} se restreindra donc à l'intervalle angulaire $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$. Durant ce demi-tour, les performances locales de la pale 1 décrivant $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$ (demi-disque amont) seront directement comparées à celles de la pale 2 décrivant $\theta \in [180^\circ : 360^\circ]$ (demi-disque aval). Par abus de langage, la pale 1 localisée dans la partie amont sera appelée "pale amont" alors que la pale 2 située dans la partie aval sera désignée par "pale aval".

3.1 Amélioration du design d'un rotor de VAT : état de l'art

De nombreux projets de recherche se sont focalisés sur l'amélioration du design du rotor d'une VAT afin de pallier l'écart de performances avec une HAT [111, 112, 113]. Cette phase d'optimisation passait tout d'abord par une étape d'identification des zones de pertes, sources de dissipation d'énergie. Comme précisément décrit par Guillaud *et al.* [34], les trois principales régions dissipatives d'un rotor de VAT de type H-Darrieus sont : les bras, les bouts de pale, les raccords bras-pales et, dans une moindre mesure, l'arbre central. De nombreuses études antérieures se sont alors concentrées sur la limitation des effets dissipatifs induits par une de ces régions, tout en présentant des améliorations de la géométrie du rotor afin de supprimer ces pertes.

Premièrement, une grande variété d'études s'est portée sur la limitation des effets dissipatifs des tourbillons de bout de pales avec l'ajout d'ailettes communément appelées "winglets" et inspirées de l'industrie aéronautique. Dans le cas d'une turbine Darrieus, une différence de pression entre l'intrados et l'extrados de la pale est à l'origine de la force de portance dont la composante tangentielle génère un couple moteur selon l'axe de rotation (se référer au Chapitre 1 - Section 1.2.2). Au niveau de l'extrémité de la pale, l'écoulement n'est plus bloqué physiquement par la présence d'un obstacle et évolue librement dans une zone de fort gradient de pression. Il est alors redirigé des zones de surpression vers les zones de dépression, créant ainsi des structures tourbillonnaires complexes. Le tourbillon de bout de pale ou tourbillon "marginal" est à l'origine de deux effets négatifs pour le couple moteur : d'une part, l'augmentation du frottement visqueux au niveau de la zone de création du tourbillon (trainée parasite) et d'autre part une diminution locale de la portance due à la déflexion des lignes de courant qui modifie l'incidence relative sur les pales (trainée induite).

Villeneuve *et al.* [114] a étudié l'impact de plaques terminales DES (pour "*Detached End-Plates*") sur les performances globales d'une VAT mono-pale de type H-Darrieus à l'aide de simulations *DES* (se référer au Chapitre 2 - Section 2.1.6). Il a observé un gain du coefficient de puissance $\langle C_p^{total} \rangle$ allant de +20% à +31% avec des plaques semi-annulaires et circulaires. Il a expliqué ce gain par l'uniformisation de la distribution surfacique des efforts aérodynamiques le long de l'envergure de la pale améliorant l'extraction de puissance à proximité des bouts de pale. A l'aide de simulations sta-

tionnaires RANS, Villeneuve *et al.* [115] avait aussi étudié l'influence de l'espacement entre ces DES et les extrémités des pales pour conclure qu'un espace minimal permettait d'améliorer le coefficient de portance tout en limitant celui de traînée. Ce gain de portance avait été expliqué par le fait que les DES venaient modifier la trajectoire des lignes de vorticité en augmentant la circulation le long de la pale et ainsi la force de portance générée. Johansen et Sorrensen [116] ont regard  numériquement l'influence des paramètres géométriques définissant la forme d'un winglet : sa hauteur, son rayon de courbure, ses angles de vrillage et de balayage. Ils ont alors tiré les conclusions suivantes : plus la hauteur était importante ou plus le rayon de courbure était faible, et plus la puissance extraite P_{meca} par le rotor était grande avec une augmentation de la traînée en contrepartie. Les angles de vrillage et de balayage n'avaient quant à eux que peu d'influence. Lain *et al.* [117] a quantifié les bénéfices aérodynamiques de deux types de winglets adaptés à une VAT constituée de trois pales à l'aide de simulations URANS 3D SST. Ces winglets avaient la particularité d'être symétriques ou asymétriques avec le même angle d'inclinaison de 45° mais avec des angles de balayage différents (60° contre 45°). Il a souligné une nette amélioration du $\langle Cp^{total} \rangle$ de +20% avec l'ailette symétrique justifiant ce gain par l'affaiblissement de l'intensité tourbillonnaire des vortex marginaux aux positions angulaires de portance maximale vers $\theta = 90^\circ$. Amato *et al.* [118] a quant à lui étudié trois géométries distinctes de winglets appliquées à une VAT mono-pale : une géométrie "cloisonnée", une forme elliptique et une forme plus classique avec différents angles d'inclinaison (60° et 90°) et différentes hauteurs de winglets. Il a observé une amélioration maximale des performances de l'ordre de +4%, avec une augmentation d'environ +10% sur le couple moteur amont avec l'ailette "classique" inclinée de 90° et de plus faible hauteur.

Deuxièmement, plusieurs études se sont focalisées sur les pertes générées par les structures de maintien (bras, disques, tiges, ...) assurant la fixation des pales à l'arbre central d'une VAT. Dans la plupart de ces études, les pertes induites par les tourbillons d'interférence au niveau des raccords bras-pales sont directement incluses dans les pertes des bras. Ces pertes seront alors quantifiées par un couple purement résistif des bras. La forme de ces structures porteuses des pales mais aussi leur position relative de fixation ont notamment été investiguées.

Hara *et al.* [119] a conduit une étude numérique centrée sur les effets dissipatifs des bras avec différentes sections (profilée, rectangulaire ou circulaire). Il a prouvé la prédominance des forces de pression par rapport aux forces visqueuses dans la génération du couple résistif global des bras. Il a démontré que les bras avec une section profilée de type NACA0018 induisaient un couple de frein plus faible. En se comparant à une configuration idéale dépourvue de bras, il a pu isoler les effets dissipatifs "directs" des bras des pertes induites sur la partie motrice des pales. Ainsi, il a montré que pour les bras profilées, la diminution du couple moteur induit sur les pales était plus importante que la dissipation pure des bras. Bachant *et al.* [45] a aussi analysé l'influence de la géométrie des bras (profilée ou circulaire) sur les performances d'une VAT à l'aide d'essais expérimentaux en bassin. Il a lui aussi expérimenté un couple de freinage moins important avec des bras profilés en NACA0021, devenant même négligeable aux faibles paramètres d'avance. Il a souligné l'importance du choix du profil des bras en montrant une courbe de performances $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$ totalement négative avec des bras cylindriques, en particulier pour des paramètres d'avance élevés. Strom *et al.* [52] a mené

une étude expérimentale très complète sur une multitude de structures de maintien des pales d’une VAT : des bras aux sections diverses (profilée, arrondie ou rectangulaire) et de différentes épaisseurs mais aussi des disques avec des diamètres variés, à l’image de Villeneuve *et al.* [114]. Il a aussi testé l’influence de la position relative des bras profilés, placés soit à mi-hauteur soit au niveau des extrémités. Tout comme ses prédécesseurs, il a trouvé que le système de maintien des pales le plus efficient était celui des bras profilés de faible épaisseur et fixés aux extrémités des pales. Il a aussi isolé les pertes de puissance induites sur les pales par les bras afin d’expliquer la différence importante de $\langle C_p^{total} \rangle$ entre les configurations des bras en position médiane et en position extrême. Il a montré que la non-suppression des pertes de bouts de pales et la réduction de la surface motrice des pales par l’ajout des bras en position médiane ne pouvaient, à elles seules, expliquer la chute de performances observée. Il a alors émis l’hypothèse que l’interruption de l’écoulement axial à mi-hauteur pourrait causer une séparation prématurée du LEV, bénéfique pour maintenir un niveau de portance élevé à fortes incidences. Enfin, Li *et al.* [37] a mené une étude plus générale sur ces effets dissipatifs 3D au sein d’une VAT à l’aide de simulations numériques 2D et d’essais expérimentaux. Il a analysé les pertes de puissance induites par des bras (profilés ou arrondis) à différentes positions (à 25% et 75% de la hauteur ou à 100% *i.e.* aux extrémités) démontrant des effets dissipatifs modérés dans le cas de la dernière configuration. De plus, il a proposé une formulation analytique pour le calcul du coefficient de puissance global $\langle C_p^{total} \rangle$ afin de prédire les performances globales d’une VAT à l’aide de “simples” calculs 2D. Pour cela, il a proposé de calculer les pertes des bras via une modélisation semi-empirique. Il a aussi étudié l’impact sur les performances générales de deux plaques terminales (profilées ou circulaires) montrant que les effets des bouts de pale sembleraient avoir un impact de plus faible ampleur que les effets des bras. Enfin, il a conclu que tous ces effets 3D pouvaient être négligés si le rapport d’aspect de la turbine demeurait faible avec $AR > 3.5$.

Dernièrement, des études ont portées sur l’influence de l’arbre central d’une VAT, et en particulier son impact sur la récupération de puissance en aval. En effet, la pale aval d’une turbine Darrieus évolue à la fois dans le sillage de la pale amont mais aussi dans celui de l’arbre central, diminuant d’autant plus la récupération d’énergie dans le demi-disque aval.

Rezaeiha *et al.* [120] a quantifié les pertes induites par la présence de cet arbre central sur les performances globales pour différents rapports de diamètres arbre/turbine $\delta = \frac{d_{arbre}}{D}$. Il a observé que ces pertes augmentaient de manière asymptotique pour $\delta \in [0 : 0.16]$; ceci dû notamment à un sillage de l’arbre plus étendu entraînant une région de sous-vitesse plus grande dans le demi-disque aval. Il a relevé une perte maximale sur le $\langle C_p^{total} \rangle$ de l’ordre de -5.5% pour $\delta = 0.16$. Zhang *et al.* [121] a lui aussi analysé l’influence du sillage d’un arbre en rotation avec des résultats similaires : plus le rapport des diamètres δ était important et plus les pertes induites par l’arbre étaient importantes. Il a noté une perte maximale allant jusqu’à -25% pour $\delta = 0.09$.

En résumé : D’après la littérature, il existe de nombreuses régions sources de dissipation (bras, bouts de pale, arbre) dans un rotor de VAT avec des effets négatifs sur l’extraction locale de puissance. Des pertes pouvant aller jusqu’à -30% sur le coefficient de puissance total $\langle C_p^{total} \rangle$ ont

notamment été relevées. Cependant, l'influence de ces régions dissipatives en fonction du régime d'écoulement ne demeure que partiellement comprise. En effet, la plupart des études numériques précédemment citées [114, 117] se focalisent uniquement sur un seul point de fonctionnement, le plus souvent pour $\lambda \approx \lambda_{opt}$. L'apport de cette étude réside donc dans toute la compréhension des mécanismes de conversion de puissance d'une VAT, d'un point de vue global et local, et ce pour différents paramètres d'avance λ . Aucune étude numérique portant sur l'influence des effets dissipatifs 3D d'une VAT en fonction du paramètre d'avance n'a encore été menée à ce jour via des Simulations des Grandes Échelles (SGE). Cette étude s'inscrit donc dans la continuité des travaux de Guillaud [96] centrés sur l'effet de solidité sur les performances d'une VAT via des SGE. A la grande différence de cette étude antérieure, notre propre étude se concentrera sur l'évaluation et l'amélioration des performances d'une VAT à solidité fixée ($\sigma = 0.1$).

3.2 Analyse des performances d'un rotor classique de type H en milieu confiné

Cette section vise à étudier les performances d'un rotor "classique" de type H-Darrieus fréquemment employé dans la littérature dédiée à l'étude des VAT [37, 52, 119], en vue d'une optimisation future. Toute cette section a été menée en milieu "confiné" avec des confinements latéraux et axiaux respectivement de $\epsilon_{lat} = 2.4$ et $\epsilon_{ax} = 2.6$. Cette étude des performances se concentrera tout particulièrement sur l'influence du régime d'écoulement, défini par le paramètre d'avance λ , sur les performances de ce rotor H.

3.2.1 Présentation de la géométrie du rotor H

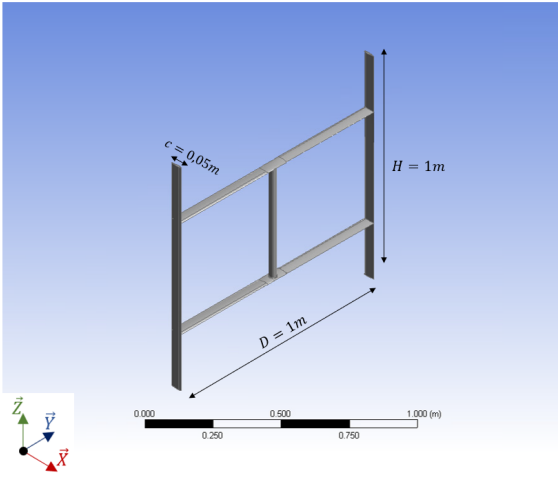
Cette section s'intéresse donc à un rotor de type H-Darrieus couramment utilisé pour des turbines à axe vertical (VAT). Ce rotor H est constitué de deux pales droites profilées NACA0015 connectées à un arbre central (avec $d_{arbre} = 0.03m$) par l'intermédiaire de deux bras profilés NACA0015, situés respectivement à $z = 0.25H$ et $z = 0.75H$. Les caractéristiques géométriques de ce rotor sont présentées dans la Figure 3.1. Ainsi, une faible solidité $\sigma = 0.1$ de turbine a été utilisée tout au long de cette étude.

Nous rappelons que cette configuration réelle du rotor H a été dans un premier temps étudiée numériquement en configuration "confinée" analogue à la configuration expérimentale de référence. Une vue globale de cette configuration confinée du rotor H est donnée en Figure 3.2. Des SGE 3D avec le code YALES2 ont alors été implémentées sur cette configuration confinée du rotor H, comme détaillé au Chapitre 2.

3.2.2 Analyse des performances globales du rotor H

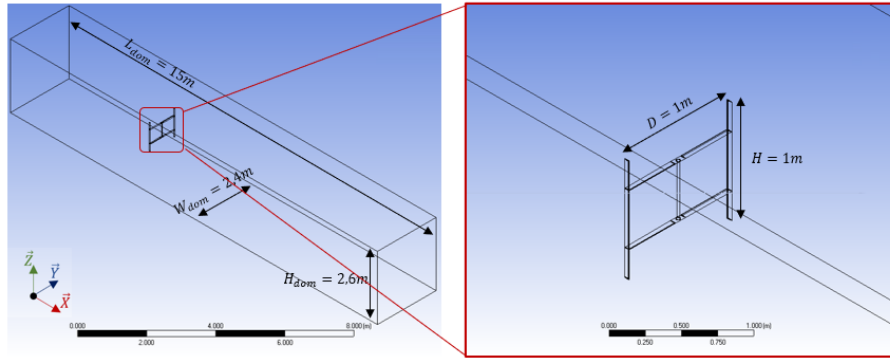
Dans cette sous-section, seules les performances globales relatives au rotor H tout entier seront considérées avec l'analyse du coefficient de puissance total Cp^{total} . La Figure 3.3 rappelle les performances générales obtenues via les deux approches, numérique (NUM) et expérimentale (EXP), sur

FIGURE 3.1 – Caractéristiques géométriques du rotor H



Nombre de pales (N)	2
Diamètre (D)	1m
Corde de pale (c)	0.05m
Solidité (σ)	0.10
Profil de pale	NACA0015
Hauteur (H)	1m

FIGURE 3.2 – Présentation de la configuration confinée "conf" du rotor H



la configuration du rotor H en milieu confiné. Les coefficients de puissance moyennés au cours d'un demi-tour $\langle Cp^{total} \rangle$ ont été représentés en fonction du paramètre d'avance λ . A l'aide des SGE, le rotor H a montré numériquement $\langle Cp_H^{total} \rangle_{opt} = 0.302$ pour $\lambda_{opt}^H = 3.72$. Pour rappel, la configuration expérimentale (EXP) a été étudiée avec $V_0 = 6m/s$ et non $V_0 = 8m/s$ comme celle analysée numériquement avec les SGE (NUM).

Les performances globales du rotor H ont aussi été évaluées numériquement pour chaque position angulaire θ via le coefficient de puissance instantané $Cp(\theta)$, comme illustré en Figure 3.4. Plusieurs paramètres d'avance λ ont été représentés. Les coefficients de puissance instantanés des pales amont $Cp^{pale 1}$ et aval $Cp^{pale 2}$ ont aussi été tracés. (se référer au Chapitre 1 - Section 1.2.4.4). En réduisant notre analyse à un demi-tour, les performances de la pale 2 (pale aval) décrivant $\theta \in [180^\circ : 360^\circ]$ seront directement comparées à celles de la pale 1 (pale amont) décrivant $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$.

FIGURE 3.3 – Évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle C_p^{total} \rangle$ en fonction du paramètre d'avance λ pour le rotor H

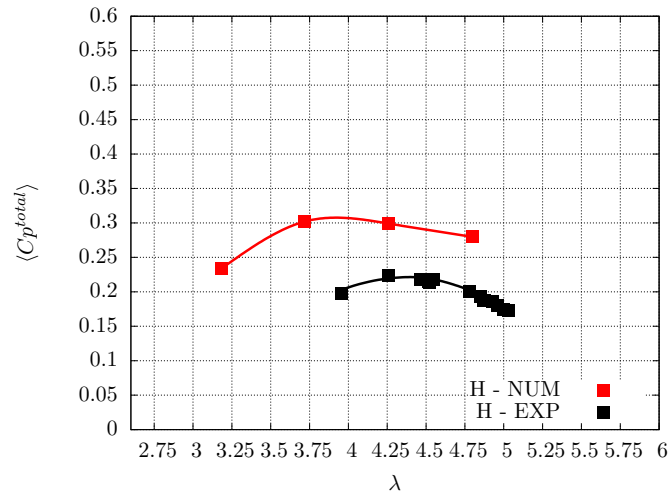
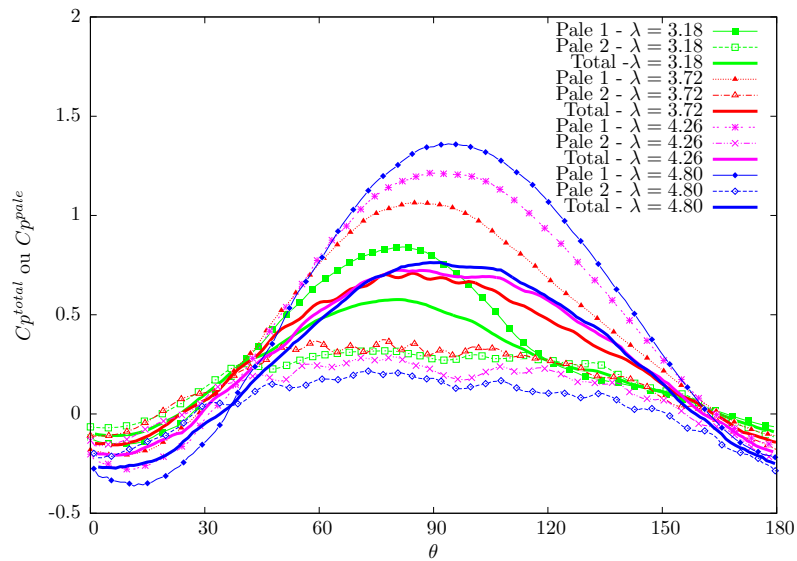


FIGURE 3.4 – Évolution du coefficient de puissance instantané, total C_p^{total} ou d'une pale C_p^{pale} , en fonction de la position angulaire θ pour le rotor H



D'après cette répartition instantanée de la puissance totale, nous pouvons dire que :

- La récupération de puissance s’effectue majoritairement dans le demi-disque amont pour $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$ avec globalement $Cp^{pale\ 1}(\theta) > Cp^{pale\ 2}(\theta)$. Cette génération de puissance en amont est d’autant plus importante que le paramètre d’avance λ est élevé, diminuant à l’inverse l’extraction de puissance en aval pour $\theta \in [180^\circ : 360^\circ]$. Ceci est dû à l’effet de blocage induit par la présence de la pale amont qui crée en aval une zone de sous-vitesse limitant la puissance extractible disponible. Toutefois, la récupération de puissance dans la partie aval reste non-négligeable, s’expliquant par la faible solidité $\sigma = 0.1$ employée.
- La génération globale de cette puissance dépend de la position angulaire θ considérée. Nous pouvons alors identifier des **secteurs angulaires “productifs”** à $\theta_{prod} \in [30^\circ : 150^\circ]$ pour lesquels $Cp^{total}(\theta_{prod}) > 0$ mais aussi des **secteurs angulaires “dissipatifs”** à $\theta_{diss} \in [0^\circ : 30^\circ] \cup [150^\circ : 180^\circ]$ pour lesquels $Cp^{total}(\theta_{diss}) < 0$. L’augmentation du paramètre d’avance a tendance à intensifier simultanément cette production et dissipation de puissance pour des positions angulaires spécifiques. En effet, augmenter λ revient à augmenter $Cp^{total}(\theta_{prod})$ tout en diminuant $Cp^{total}(\theta_{diss})$.

La récupération de la puissance totale dépend donc de la position angulaire θ considérée.

3.2.3 Analyse des performances locales du rotor H

Dans cette sous-section, les performances locales relatives à une partie du rotor H seront considérées avec l’analyse d’un coefficient de puissance local dCp . Afin d’identifier les régions “motrices” et les régions de “frein” du rotor H, un “découpage” de la géométrie a été effectué selon la hauteur z . Plus concrètement, le coefficient de puissance total $Cp^{total}(\theta)$ a été subdivisé en plusieurs coefficients locaux $dCp^{total}(\theta, z)$ définis par :

$$dCp^{total}(\theta, z) = \frac{dMz^{total}(\theta, z) * \omega}{\frac{1}{2}\rho dA_z^{total} V_0^3} \text{ avec } Mz^{total} = \int_z dMz^{total} dz \quad (3.1)$$

dMz^{total} correspond au couple local généré par un “petit” élément du rotor sur la surface balayée infinitésimal $dA_z^{total} = D * dz$ avec $dz = \frac{H}{60}$. Mz^{total} correspond au couple total récupéré par l’intégralité du rotor sur la surface balayée totale $A = D * H$.

De la même manière, le coefficient de puissance d’une pale (amont ou aval) $Cp^{pale}(\theta)$ a été subdivisé en plusieurs coefficients locaux $dCp^{pale}(\theta, z)$ tel que :

$$dCp^{pale}(\theta, z) = \frac{dMz^{pale}(\theta, z) * \omega}{\frac{1}{2}\rho dA_z^{pale} V_0^3} \text{ avec } Mz^{pale} = \int_z dMz^{pale} dz \quad (3.2)$$

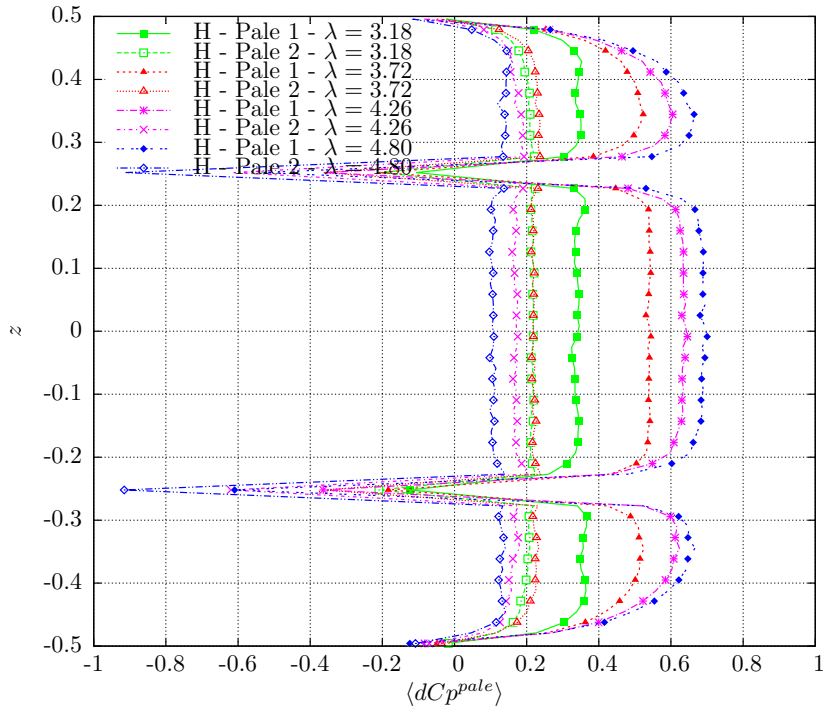
dMz^{pale} correspond au couple local généré par un “petit” élément d’une pale sur la surface balayée infinitésimal $dA_z^{pale} = R * dz$. Mz^{pale} correspond au couple total récupéré par un demi-rotor sur la demi-surface balayée totale $\frac{A}{2} = R * H$.

Tout comme avec le coefficient de puissance total Cp^{total} , nous avons aussi la relation suivante :

$$dCp^{total} = \frac{dCp^{pale\ 1} + dCp^{pale\ 2}}{2}$$

Dans un premier temps, les variations moyennes au cours d'une demi-révolution de cette puissance locale ont été étudiées. Les coefficients de puissance locaux $\langle dCp^{pale}(z) \rangle$ de chaque pale, moyennés sur un demi-tour de turbine, ont alors été analysés. L'évolution selon la position axiale z de ces coefficients locaux $\langle dCp^{pale}(z) \rangle$ du rotor H est donnée en Figure 3.5. D'après cette analyse locale

FIGURE 3.5 – Évolution selon z du coefficient de puissance local moyen $\langle dCp^{pale}(z) \rangle$ de chaque pale du rotor H



de puissance moyenne, nous pouvons faire les commentaires suivants :

- En moyenne sur un demi-tour, la majorité de la récupération de puissance locale s'effectue dans la partie amont avec la prédominance de $\langle dCp^{pale\ 1}(z) \rangle$, et plus particulièrement aux paramètres d'avance λ élevés.
- En moyenne sur un demi-tour, des **régions de dissipation de puissance** pour lesquelles $\langle dCp^{total}(z_{diss}) \rangle < 0$ en $z_{diss} = z_{bras} \pm 0.25m$ et en $z_{diss} = z_{bouts} = \pm 0.50m$ sont identifiables ainsi que des **régions de production de puissance** avec $\langle dCp^{total}(z_{prod}) \rangle > 0$ pour $z_{prod} = z_{pales} = z \setminus (z_{bras} \cup z_{bouts})$.

Les Figures 3.6, 3.7, 3.8 et 3.9 représentent la répartition instantanée de ce coefficient de puissance local $dCp^{pale}(\theta, z)$ pour chaque pale du rotor H et pour différents paramètres d'avance λ . Les contributions des pales amont et aval ont été toutes deux représentées à titre indicatif mais notre analyse se concentrera plutôt sur la répartition de puissance en amont avec $dCp^{pale\ 1}(\theta, z)$. Ces cartes de couleur permettent de visualiser assez facilement les secteurs angulaires “productifs” en θ_{prod} et “dissipatifs” en θ_{diss} pour des régions spécifiques du rotor considéré à z fixé et ce, pour un paramètre d'avance λ donné.

D'après cette répartition instantanée de puissance locale, différents mécanismes de conversion de puissance sont observables en fonction de la localisation z de la surface du rotor et de l'azimut θ :

- En $z_{bras} \pm 0.25m$, les bras génèrent localement une dissipation importante pour $\theta_{diss} \in [0^\circ : 30^\circ] \cup [150^\circ : 180^\circ]$ avec $dCp^{pale\ 1}(\theta_{diss}, z_{bras}) \ll 0$.
- En $z_{bouts} = \pm 0.50m$, les bouts de pales induisent aussi localement une diminution de la puissance extraite pour $\theta_{diss} \in [0^\circ : 30^\circ] \cup [150^\circ : 180^\circ]$ avec $dCp^{pale\ 1}(\theta_{diss}, z_{bouts}) < 0$.
- En $z_{pales} = z \setminus (z_{bras} \cup z_{bouts})$ et plus spécifiquement en $z_{coeur} = 0m$, le coeur de pale récupère au contraire une grande quantité de puissance durant $\theta_{prod} \in [30^\circ : 150^\circ]$ avec $dCp^{pale\ 1}(\theta_{prod}, z_{coeur}) \gg 0$.

La récupération de la puissance dépend toujours de la position angulaire θ mais aussi de la surface du rotor considérée, avec une dépendance particulière à cette position axiale z .

FIGURE 3.6 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local de la pale amont avec $dCp^{pale\ 1}(\theta, z)$ (a) et de la pale aval avec $dCp^{pale\ 2}(\theta, z)$ (b) du rotor H sur $\lambda = 3.18$

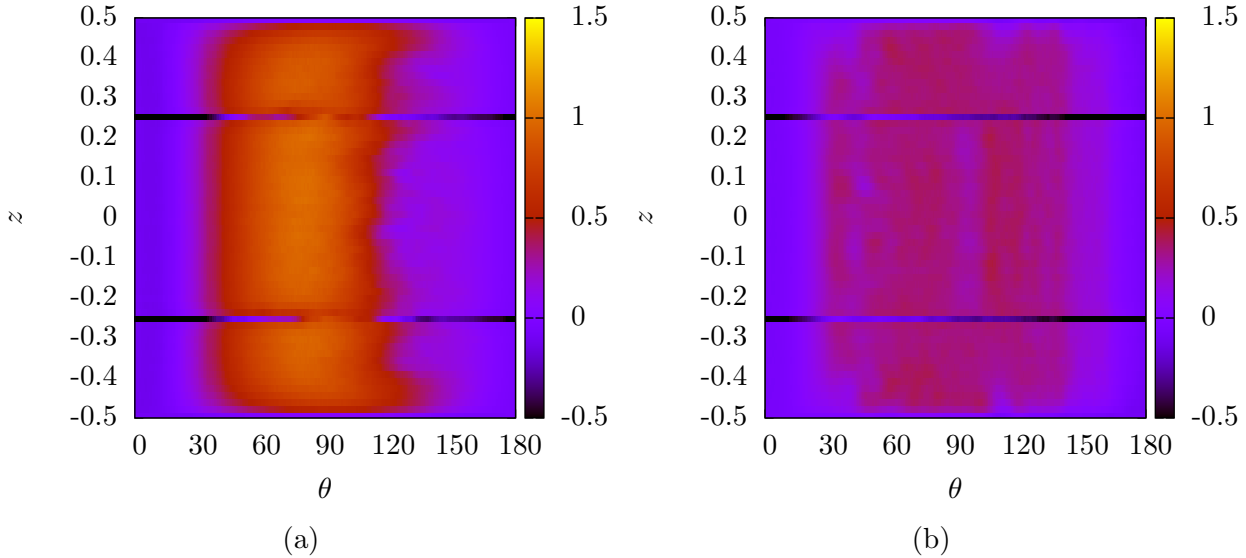


FIGURE 3.7 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local de la pale amont avec $dCp^{pale\ 1}(\theta, z)$ (a) et de la pale aval avec $dCp^{pale\ 2}(\theta, z)$ (b) du rotor H sur $\lambda = 3.72$

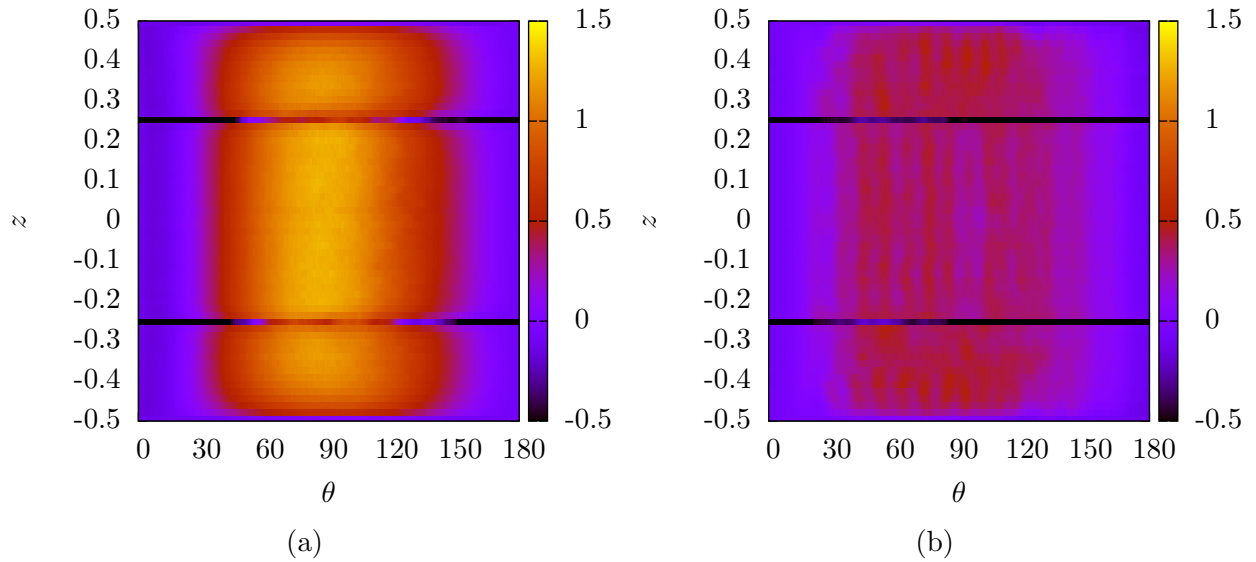


FIGURE 3.8 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local de la pale amont avec $dCp^{pale\ 1}(\theta, z)$ (a) et de la pale aval avec $dCp^{pale\ 2}(\theta, z)$ (b) du rotor H sur $\lambda = 4.26$

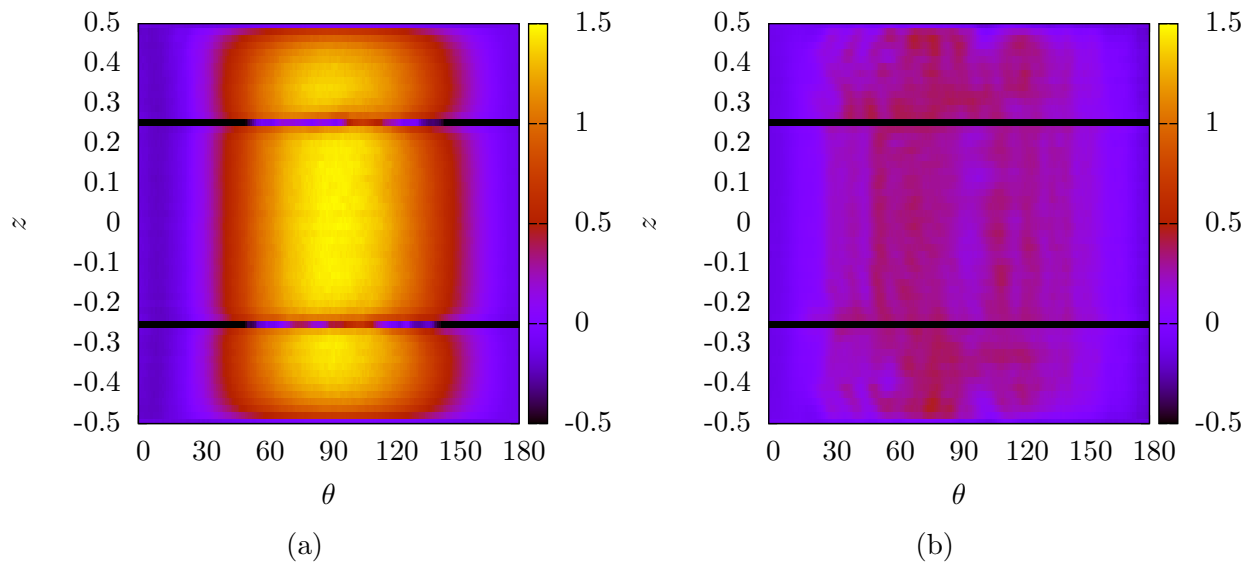
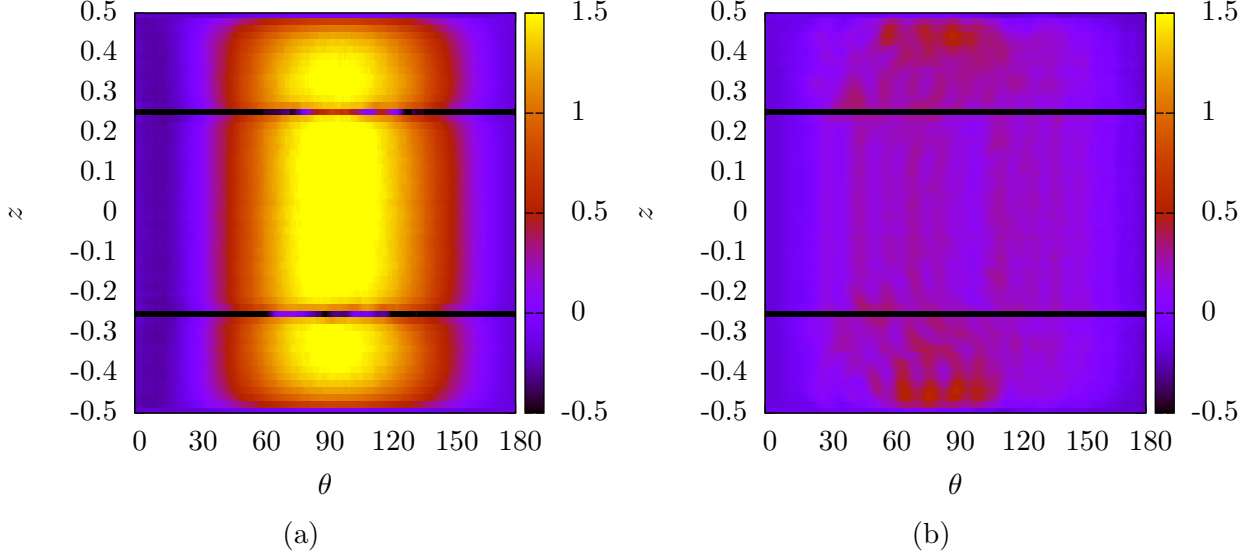


FIGURE 3.9 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local de la pale amont avec $dCp^{pale\ 1}(\theta, z)$ (a) et de la pale aval avec $dCp^{pale\ 2}(\theta, z)$ (b) du rotor H sur $\lambda = 4.80$



3.2.4 Influence du paramètre d’avance sur les performances locales du rotor H

De manière générale, l’influence du paramètre d’avance sur la conversion locale de puissance demeure primordiale et n’a pourtant été que très peu investiguée dans la littérature. En effet, la plupart des études numériques 3D précédemment citées pour l’optimisation de design de VAT suppose invariant le paramètre d’avance optimal λ_{opt} et ne s’intéressent donc qu’à ce seul point de fonctionnement [114, 117]. Dans notre étude, nous verrons toutefois qu’une modification du design d’un rotor Darrieus de VAT a une influence marquée sur λ_{opt} .

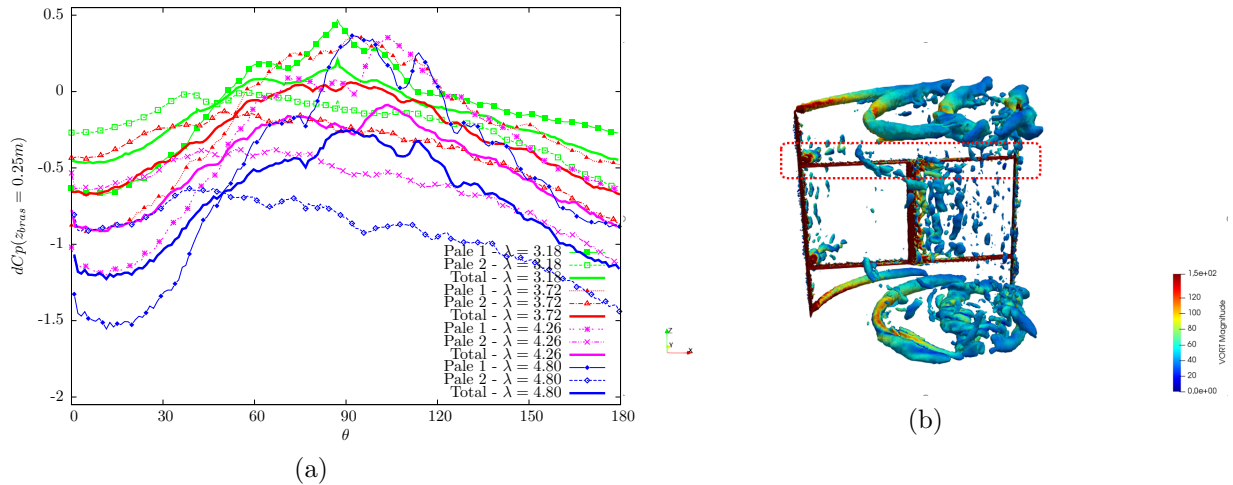
Maintenant que cette identification des régions de dissipation et de production a été faite, nous pouvons nous focaliser sur $dCp^{total}(\theta, z_{diss})$ et $dCp^{total}(\theta, z_{prod})$. Les Figures 3.10, 3.11 et 3.12 présentent ces coefficients de puissance locaux $dCp^{total}(\theta, z_{bras})$, $dCp^{total}(\theta, z_{bouts})$ et $dCp^{total}(\theta, z_{coeur})$ respectivement au niveau des bras, des bouts de pale et du coeur de pale pour plusieurs paramètres d’avance λ . Les contributions des pales amont et aval avec $dCp^{pale\ 1}$ et $dCp^{pale\ 2}$ ont aussi été rajoutées. Plusieurs analyses peuvent être faites :

- En $z_{bras} = \pm 0.25m$, l’augmentation de λ conduit à une diminution de $dCp^{total}(\theta, z_{bras})$ traduisant une dissipation des bras plus importante pour n’importe quelle azimuth θ , comme illustré en Figure 3.10.
- En $z_{bouts} = \pm 0.50m$, l’augmentation de λ entraine aussi une baisse de $dCp^{total}(\theta_{diss}, z_{bouts})$ correspondant à une dissipation plus marquée au niveau des bouts de pales pour $\theta_{diss} \in [0^\circ : 30^\circ] \cup [150^\circ : 180^\circ]$. De plus, pour $\theta = \theta_{prod}$, la variation de λ n’a que peu d’influence sur

la génération de puissance durant ces positions angulaires motrices avec $dCp^{total}(\theta_{prod}, z_{bouts})$ constant, comme représenté en Figure 3.11. En effet, l'augmentation de λ entrainera une augmentation de la puissance extraite par la partie droite motrice des pales, compensée par une augmentation de l'intensité des tourbillons marginaux induisant une plus forte traînée induite.

- En $z_{coeur} = 0m$, l'augmentation de λ mène à une importante augmentation de $dCp^{total}(\theta_{prod}, z_{coeur})$, autrement dit une forte augmentation de la puissance extraite par les pales aux positions angulaires "productives" pour $\theta_{prod} \in [30^\circ : 150^\circ]$ mais aussi à une légère augmentation de la dissipation aux positions angulaires "dissipatives" pour $\theta = \theta_{diss}$ avec une diminution de $dCp^{total}(\theta_{diss}, z_{coeur})$, comme tracé en Figure 3.12.

FIGURE 3.10 – (a) Évolution du coefficient de puissance local instantané $dCp(z_{bras} = 0.25m)$ en fonction de la position angulaire θ au niveau des bras du rotor H ; (b) Critère iso-Q pour l'identification des structures tourbillonnaires cohérentes au sein du rotor H : région des bras



Afin de visualiser cette influence du paramètre d'avance sur la récupération de puissance locale, nous avons défini une puissance locale surfacique adimensionnelle :

$$dP^* = \frac{dm_z * \omega}{dS} \quad (3.3)$$

dm_z correspond au couple local récupéré par un "petit" élément de surface infinitésimale dS . A noter que cette puissance surfacique locale dP^* diffère du coefficient de puissance local dCp qui est adimensionné par une aire frontale "balayée" dA et non une surface "physique" dS constituant réellement le rotor.

Les Figures 3.13, 3.14 et 3.15 représentent cette puissance surfacique dP^* à $\theta = 90^\circ$ pour les régions des bras, des bouts de pales et du coeur de pale du rotor H en milieu confiné. Les structures tour-

FIGURE 3.11 – (a) Évolution du coefficient de puissance local instantané $dCp(z_{bouts} = 0.50m)$ en fonction de la position angulaire θ au niveau des bouts de pale du rotor H; (b) Critère iso-Q pour l'identification des structures tourbillonnaires cohérentes au sein du rotor H : région des bouts de pale

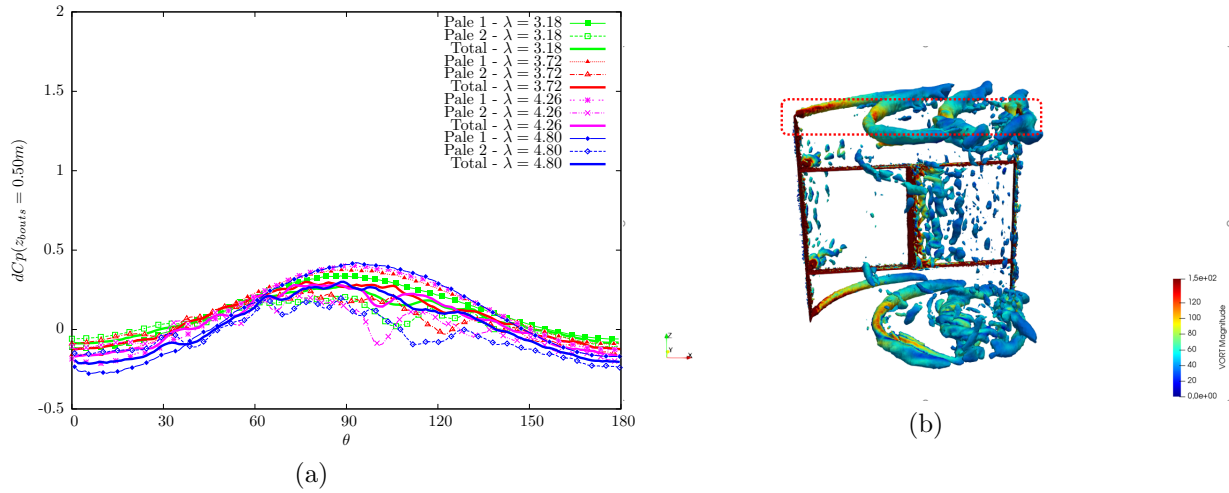
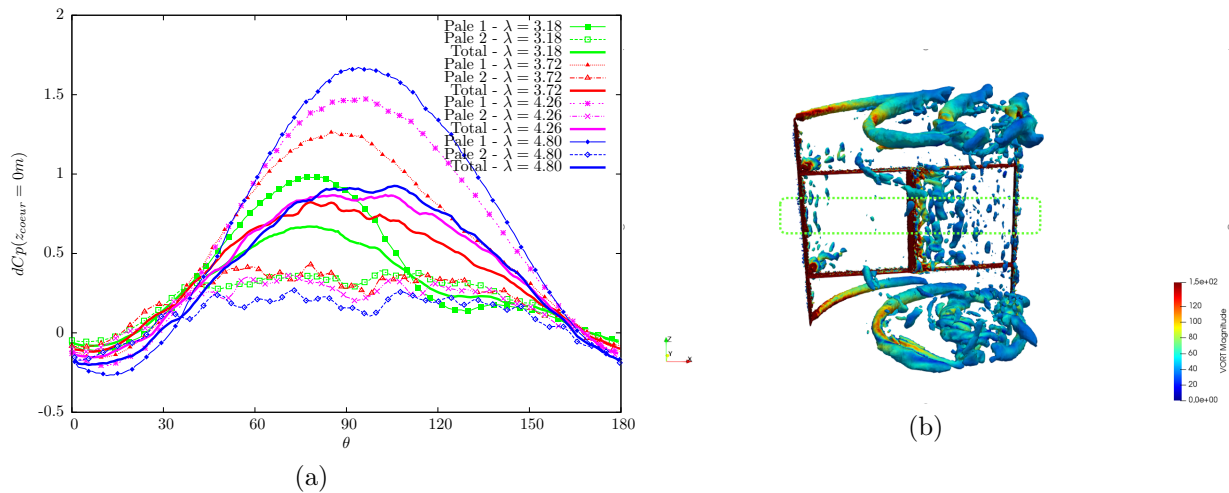


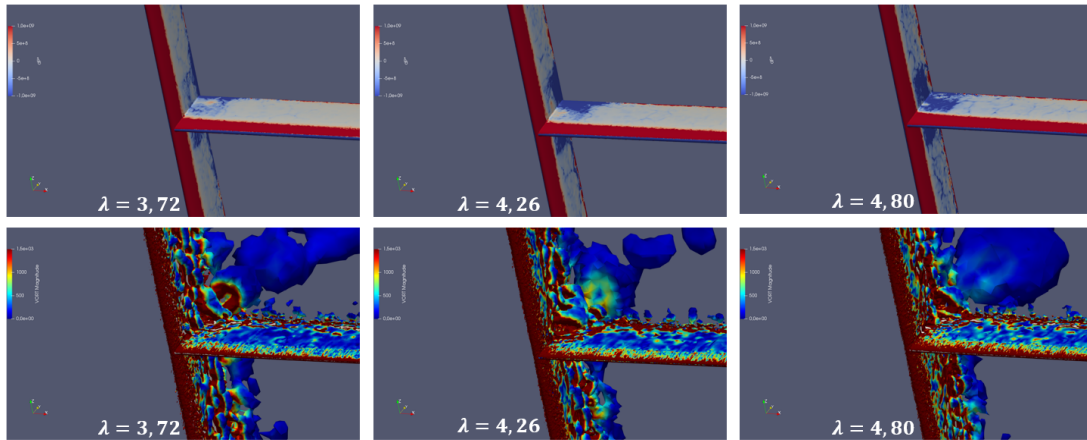
FIGURE 3.12 – (a) Évolution du coefficient de puissance local instantané $dCp(z_{coeur} = 0m)$ en fonction de la position angulaire θ au niveau du coeur de pale du rotor H; (b) Critère iso-Q pour l'identification des structures tourbillonnaires cohérentes au sein du rotor H : région du coeur de pale



billonnaires ont été identifiées à l'aide d'un critère iso-Q colorié par la magnitude de la vorticité Ω_{mag} . Les tourbillons marginaux de bouts de pales ainsi que les tourbillons d'interférence au niveau

des raccords bras-pales ont pu être ainsi observés. Les effets négatifs de ces structures tourbillonnaires sur l'extraction locale de puissance, en particulier pour des paramètres d'avance élevés, ont pu être mis en évidence grâce à la répartition de dP^* . En effet, l'augmentation de λ augmente localement la dissipation de puissance avec $dP^* < 0$ au niveau des bras (en particulier, vers les raccords bras-pales) et du BDF des bouts de pale coté intrados, comme représenté en Figures 3.13 et 3.14. Dans le même temps, l'élévation de λ améliore légèrement la production de puissance avec $dP^* > 0$ au niveau du coeur de pale, comme illustré en Figure 3.15. Ces observations qualitatives pour $\theta_{prod} = 90^\circ$ corroborent avec notre analyse quantitative précédente : l'augmentation du paramètre d'avance induit simultanément une augmentation des pertes dans les régions "dissipatives" et une augmentation de la puissance générée dans les régions "productives".

FIGURE 3.13 – Variation de la puissance surfacique locale dP^* (haut) et critère iso-Q colorié par Ω_{mag} (bas) en fonction du paramètre d'avance λ au niveau des raccords bras-pales du rotor H



Au final, cette analyse des performances locales du rotor H pourrait se résumer à l'étude de 3 coefficients de puissance locaux moyens $\langle dCp^{total} \rangle$, situés respectivement en z_{coeur} , z_{bras} et z_{bouts} . Ces coefficients de puissances locaux $\langle dCp^{total}(z_{coeur}) \rangle$, $\langle dCp^{total}(z_{bras}) \rangle$ et $\langle dCp^{total}(z_{bouts}) \rangle$ moyennés au cours d'une demi-révolution ont donc été comparés au coefficient de puissance total $\langle Cp^{total} \rangle$ du rotor H, comme illustré en Figure 3.16. La surface balayée de référence de l'équation 3.1 a été choisie arbitrairement égale à $dA_z^{total} = D * (4dz)$; les contributions des parties supérieures et inférieures des bras et bouts de pale ayant été toutes deux considérées pour le moyennage.

En résumé : Une analyse locale des performances du rotor H nous a permis d'identifier des régions de dissipation en $z_{diss} = z_{bras} \cup z_{bouts}$ ainsi que des régions de forte production en $z_{prod} = z_{coeur}$. Cependant la dissipation ou la production de puissance induite par ces régions reste à pondérer avec la position angulaire θ considérée, avec notamment des secteurs angulaires fortement moteurs

FIGURE 3.14 – Variation de la puissance surfacique locale dP^* (haut) et critère iso-Q colorié par Ω_{mag} (bas) en fonction du paramètre d'avance λ au niveau des bouts de pale du rotor H

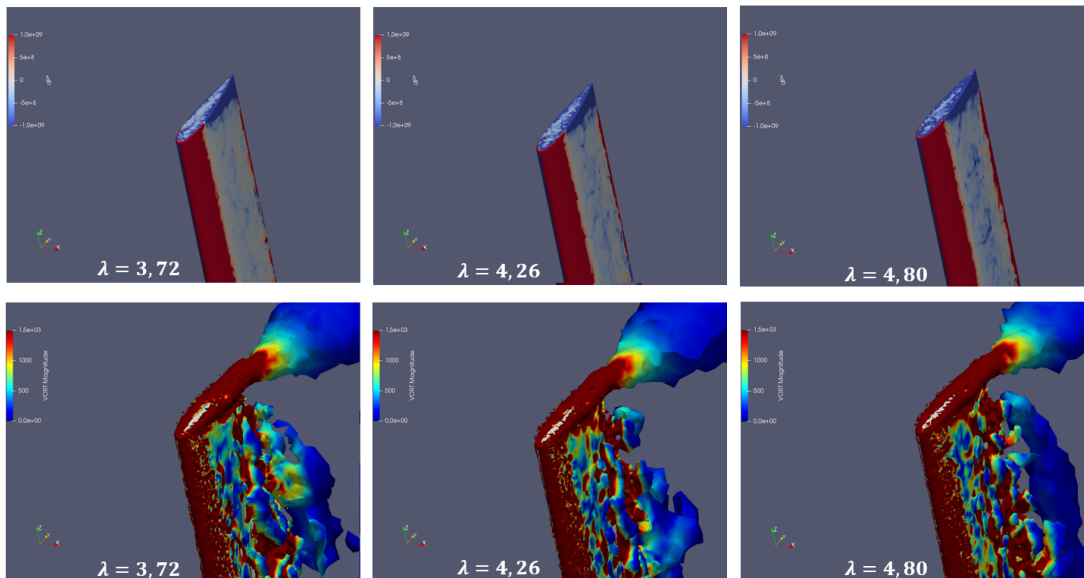


FIGURE 3.15 – Variation de la puissance surfacique locale dP^* (haut) et critère iso-Q colorié par Ω_{mag} (bas) en fonction du paramètre d'avance λ au niveau du coeur de pale du rotor H

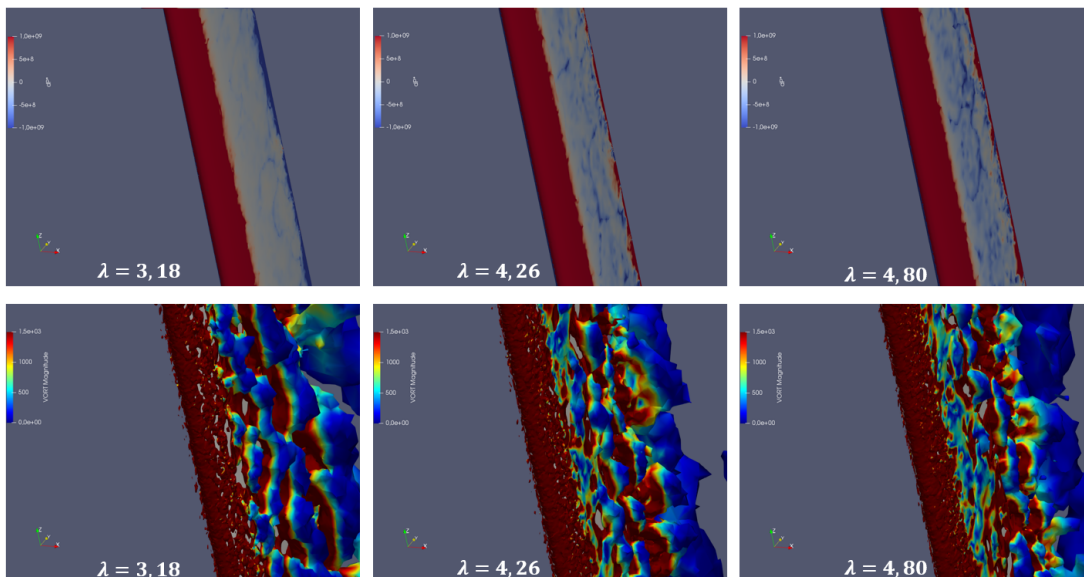
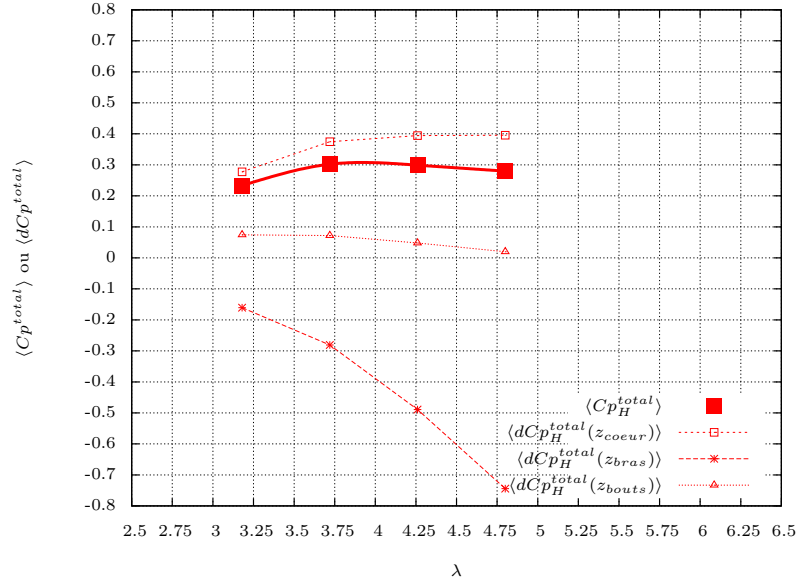


FIGURE 3.16 – Évolution du coefficient de puissance moyen, total $\langle C_p^{total} \rangle$ ou local $\langle dC_p^{total}(z_{loc}) \rangle$, en fonction du paramètre d’avance λ pour le rotor H



en θ_{prod} et des secteurs fortement dissipatifs en θ_{diss} . L’augmentation du paramètre d’avance λ augmente localement la production de puissance dans les régions situées en $z = z_{prod}$ pour $\theta = \theta_{prod}$ mais aussi accentue la dissipation dans les régions localisées en $z = z_{diss}$ pour $\theta = \theta_{diss}$.

3.3 Analyse des performances d’un rotor innovant de type OWL en milieu confiné

Cette section porte sur l’étude des performances d’un rotor au design innovant sous l’appellation OWLWIND [122] simplifiée à “OWL”. Tout comme le rotor H, ce rotor OWL a été étudié dans un milieu “confiné” identique avec $\epsilon_{lat} = 2.4$ et $\epsilon_{ax} = 2.6$. L’influence du paramètre d’avance λ sur les performances globales et locales a une nouvelle fois été investiguée en détails.

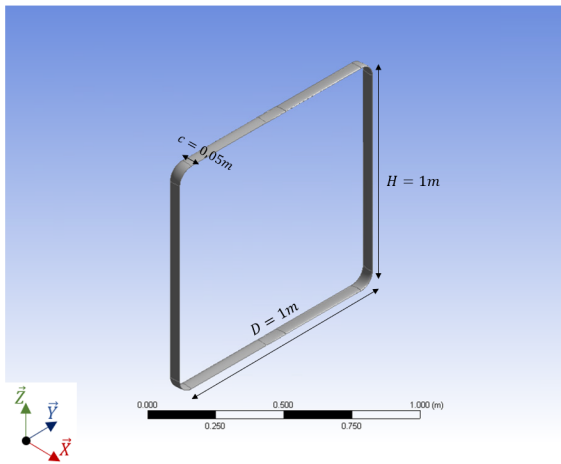
Cette géométrie OWL a fait l’objet de nombreux brevets techniques à présent détenus par la SAS HydroQuest et utilisés à des fins d’applications industrielles concrètes (éolien, hydrolien).

Aucune communication extérieure ne pourra donc être faite sur cette géométrie strictement confidentielle.

3.3.1 Présentation de la géométrie du rotor OWL

Le rotor OWL présente deux pales droites profilées NACA0015 ainsi que deux bras profilés de même section NACA0015, à l'image du rotor H. L'innovation de ce rotor OWL réside d'une part dans la position de ses bras qui se situent à présent aux extrémités en $z = \pm H$. Le bénéfice aérodynamique/hydrodynamique d'une telle position des bras faisant office à la fois de structures de maintien mais aussi de winglets a déjà été montré par Strom *et al.* [52]. De plus, des raccords bras-pales incurvés ont été ajoutés afin de limiter au maximum l'intensité tourbillonnaire au niveau des tourbillons marginaux de bouts de pale. L'optimisation du rayon de courbure des raccords a fait l'objet d'une étude approfondie par Dagaut [123] favorisant plutôt un faible rayon de courbure. Cependant, il avait été montré un gain des performances aérodynamiques trop faible au regard des contraintes mécaniques induites. Un rayon de courbure de $r_{raccords} = 60mm$ avait été arbitrairement choisi pour l'étude expérimentale. Enfin, l'arbre central a été retiré du rotor OWL ; la transmission du couple moteur se faisant directement au niveau du moyeu inférieur. Les caractéristiques du rotor OWL sont présentées dans la Figure 3.17. Ainsi, une faible solidité $\sigma = 0.1$ a été une nouvelle fois employée pour ce rotor.

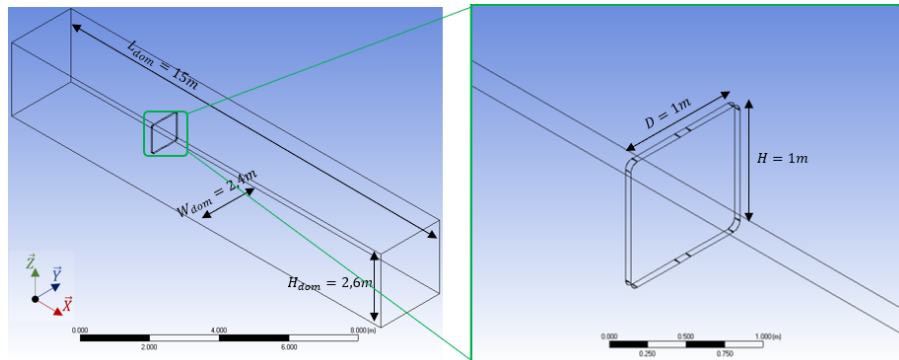
FIGURE 3.17 – Caractéristiques géométriques du rotor OWL



Nombre de pales (N)	2
Diamètre (D)	1m
Corde de pale (c)	0.05m
Solidité (σ)	0.10
Profil de pale	NACA0015
Hauteur (H)	1m

Nous pouvons préciser que cette configuration "confinée" du rotor OWL a été mise en place afin de se comparer strictement à la précédente configuration du rotor H. Comme décrit précédemment, des données expérimentales sur ce rotor OWL en milieu confiné étaient aussi disponibles. Une vue globale de cette configuration confinée du rotor OWL est donnée en Figure 3.18. Des SGE 3D ont donc aussi été mises en place avec le solveur YALES2 sur la géométrie OWL, comme détaillé au Chapitre 2.

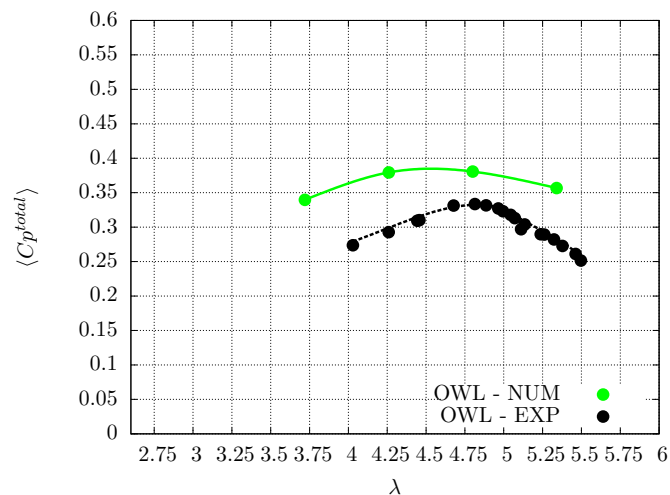
FIGURE 3.18 – Présentation de la configuration confinée ”conf“ du rotor OWL



3.3.2 Analyse des performances globales du rotor OWL

L'évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle Cp^{total} \rangle$ selon le paramètre d'avance λ du rotor OWL en milieu confiné a été tracée en Figure 3.19. Pour rappel, la courbe de puissance $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$ obtenue expérimentalement sur une configuration semblable a été rajoutée. Par

FIGURE 3.19 – Évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle Cp^{total} \rangle$ en fonction du paramètre d'avance λ pour le rotor OWL



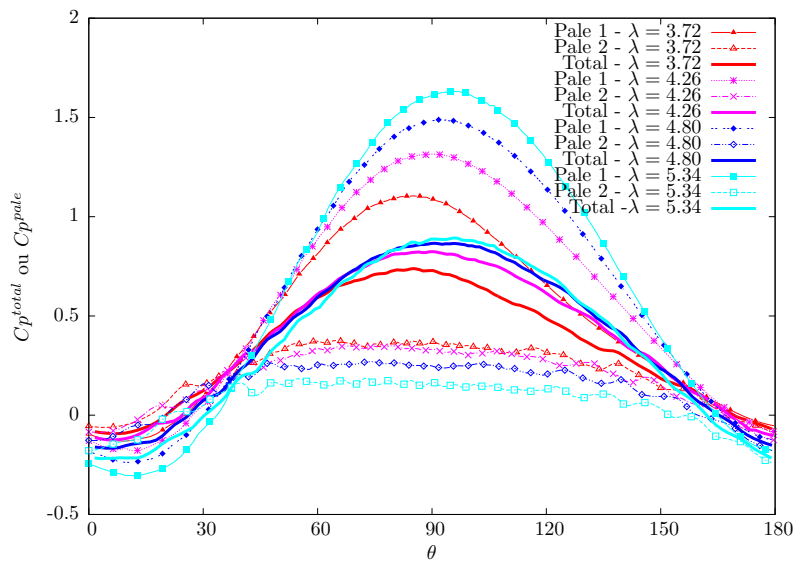
rapport au rotor H, les performances globales du rotor OWL ont nettement été améliorées avec une augmentation de l'ordre de +26% en numérique avec $\langle Cp_{OWL}^{total} \rangle_{opt} = 0.381$ pour $\lambda_{opt}^{OWL} = 4.80$ prédit par les SGE.

La Figure 3.20 présente l'évolution selon la position angulaire θ du coefficient de puissance instantané $Cp(\theta)$ sur plusieurs paramètres d'avance λ . Les coefficients de puissance instantanés de chaque

pale $Cp^{pale}(\theta)$ ont aussi été représentés. Les observations précédentes au sujet de la répartition amont/aval de la puissance totale restent valables : la majorité de la puissance est extraite par le rotor OWL dans son demi-disque amont avec $Cp^{pale\ 1}(\theta) > Cp^{pale\ 2}(\theta)$. De plus, les variations instantanées de cette puissance totale avec le paramètre d'avance restent valables pour le rotor OWL : augmenter λ conduira à une augmentation de $Cp^{pale\ 1}(\theta)$ mais aussi une diminution de $Cp^{pale\ 2}(\theta)$.

L'extraction de la puissance globale dépend toujours de la position angulaire θ considérée : des secteurs angulaires de production à $\theta_{prod} \in [30^\circ : 160^\circ]$ et de dissipation à $\theta_{diss} \in [0^\circ : 30^\circ] \cup [160^\circ : 180^\circ]$ ont aussi été identifiés. Nous pouvons noter l'élargissement de la plage angulaire de production de puissance pour $\theta = \theta_{prod}$ (et donc la restriction de celle de dissipation pour $\theta = \theta_{diss}$) pour le nouveau rotor OWL. Une nouvelle fois, l'élévation du paramètre d'avance λ implique une amélioration de la puissance globale extraite aux positions angulaires "productifs" avec $Cp^{total}(\theta_{prod})$ au détriment d'une détérioration dans les secteurs angulaires "dissipatifs" avec $Cp^{total}(\theta_{diss})$.

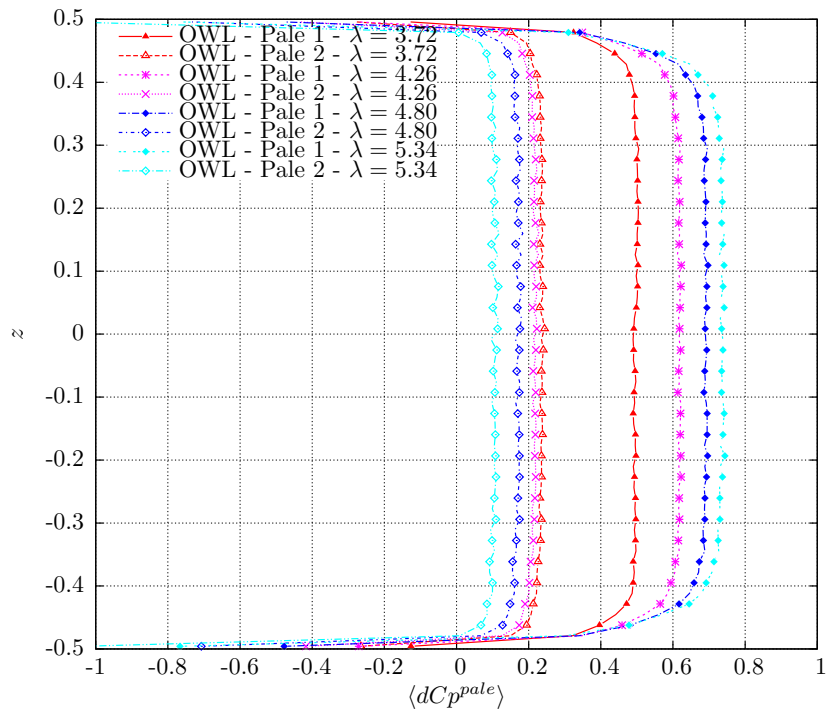
FIGURE 3.20 – Évolution du coefficient de puissance instantané, total Cp^{total} ou d'une pale Cp^{pale} , en fonction de la position angulaire θ pour le rotor OWL



3.3.3 Analyse des performances locales du rotor OWL

Les performances locales du rotor OWL ont été étudiées à l'aide du coefficient de puissance local instantané dCp précédemment défini. Il convient de rappeler que cette récupération locale de puissance dépend à la fois de la position axiale z de la surface considérée mais aussi de la position angulaire θ de la turbine. L'évolution selon la position axiale z des coefficients locaux moyens $\langle dCp^{pale}(z) \rangle$ de chaque pale du rotor OWL pour différents paramètres d'avance est tracée en Figure 3.21.

FIGURE 3.21 – Évolution selon z du coefficient de puissance local moyen $\langle dC_p^{pale}(z) \rangle$ de chaque pale du rotor OWL



La répartition instantanée de ces coefficients locaux $dC_p^{pale}(\theta, z)$ des pales du rotor OWL pour différents paramètres d'avance λ est donnée en Figures 3.22, 3.23, 3.24 et 3.25.

FIGURE 3.22 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local de la pale amont avec $dCp^{pale\ 1}(\theta, z)$ (a) et de la pale aval avec $dCp^{pale\ 2}(\theta, z)$ (b) du rotor OWL sur $\lambda = 3.72$

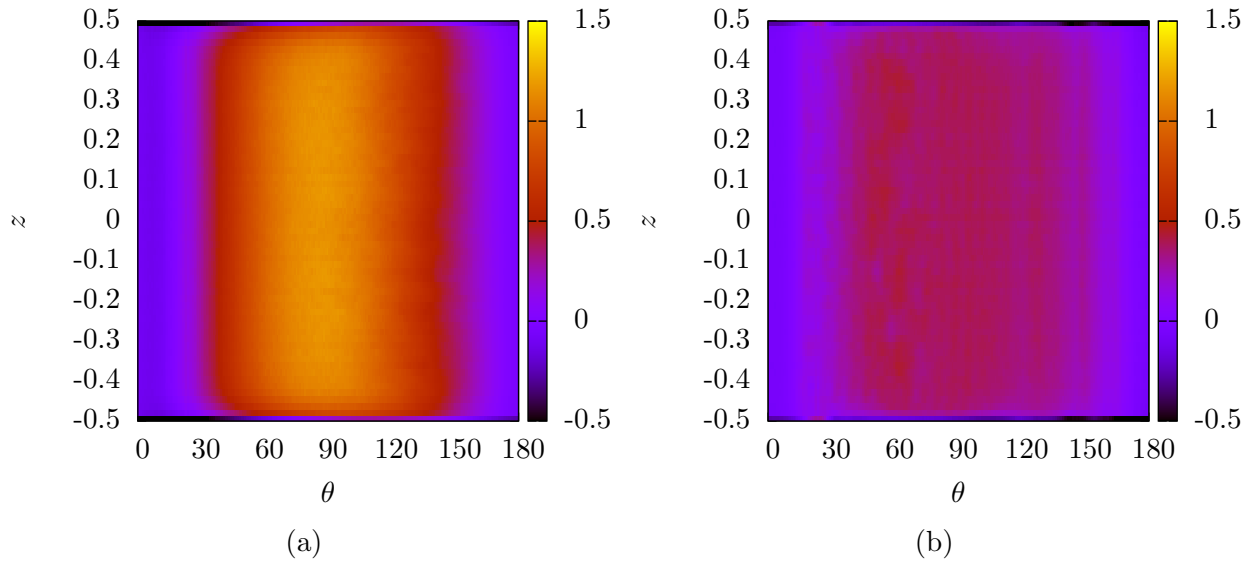


FIGURE 3.23 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local de la pale amont avec $dCp^{pale\ 1}(\theta, z)$ (a) et de la pale aval avec $dCp^{pale\ 2}(\theta, z)$ (b) du rotor OWL sur $\lambda = 4.26$

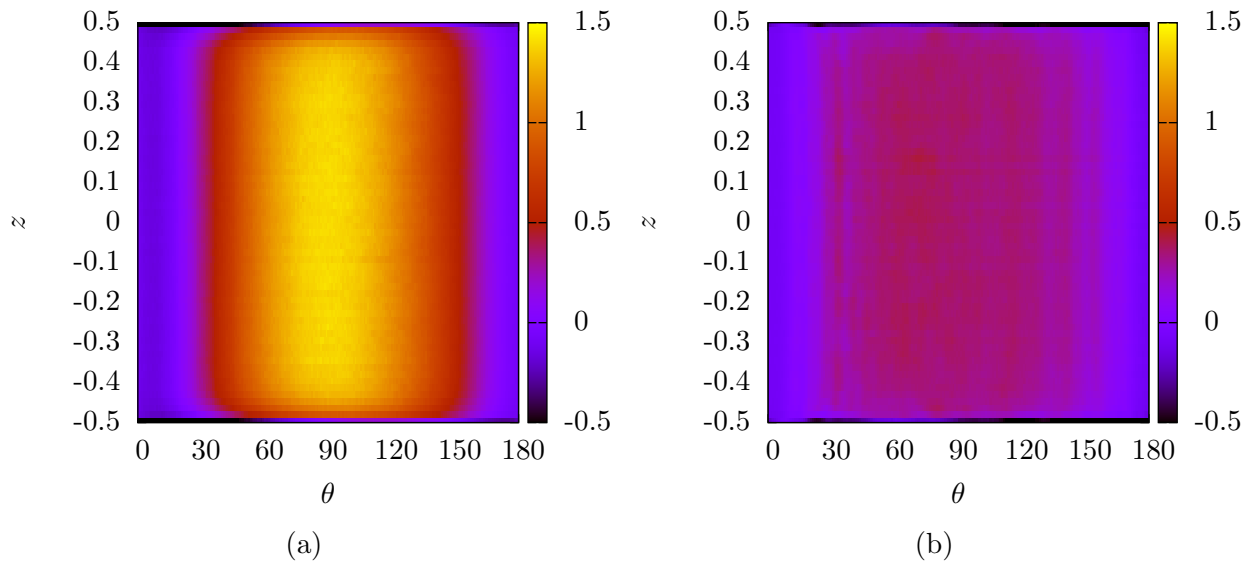


FIGURE 3.24 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local de la pale amont avec $dCp^{pale\ 1}(\theta, z)$ (a) et de la pale aval avec $dCp^{pale\ 2}(\theta, z)$ (b) du rotor OWL sur $\lambda = 4.80$

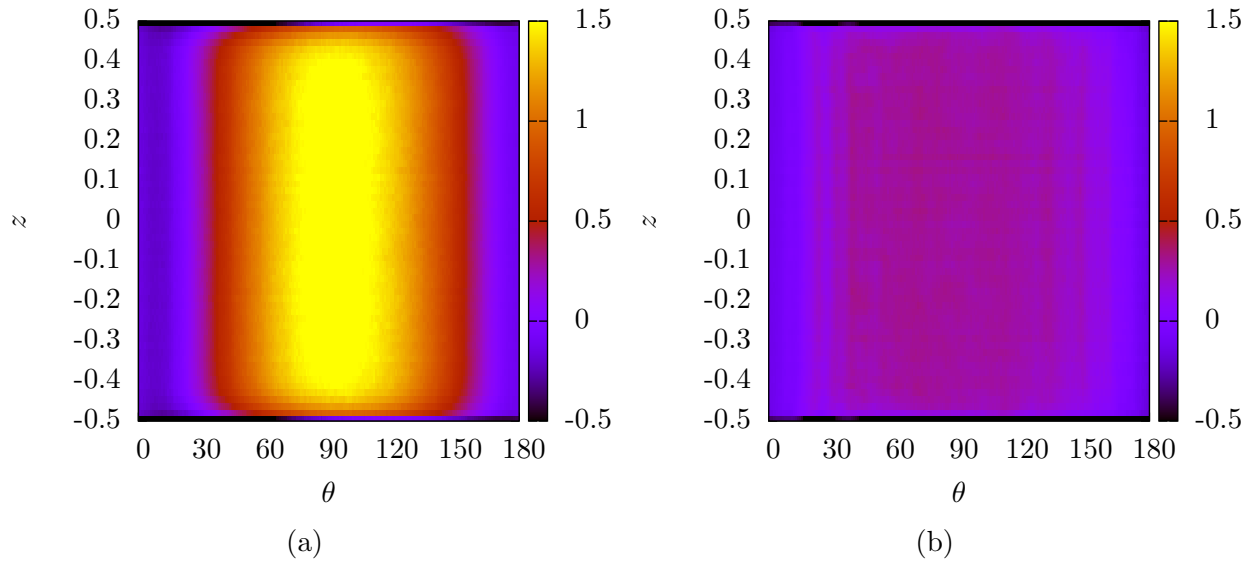
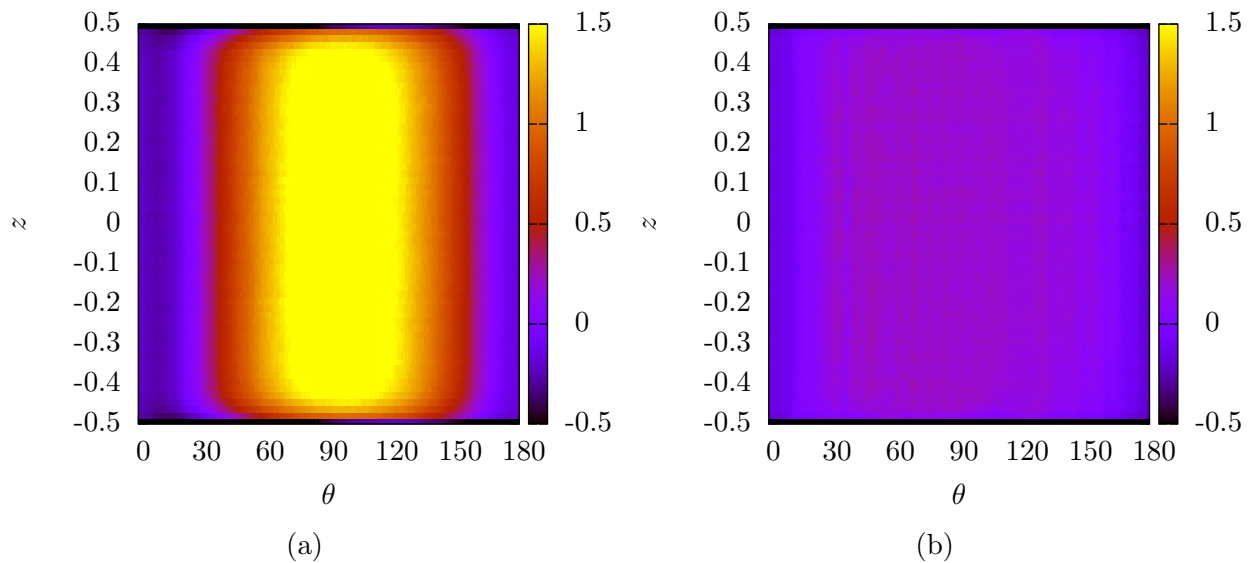


FIGURE 3.25 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local de la pale amont avec $dCp^{pale\ 1}(\theta, z)$ (a) et de la pale aval avec $dCp^{pale\ 2}(\theta, z)$ (b) du rotor OWL sur $\lambda = 5.34$



D'après cette analyse de puissance locale, les observations suivantes peuvent être faites :

- En moyenne sur un demi-tour, le demi-disque amont du rotor OWL contribue à la majorité de récupération de puissance locale avec la prédominance de $\langle dCp^{pale\ 1}(z) \rangle$, et ce d’autant plus que λ est élevé. De nouveau, des régions de production de puissance avec $\langle dCp^{total}(z_{prod}) \rangle > 0$ mais aussi des régions de dissipation avec $\langle dCp^{total}(z_{diss}) \rangle < 0$ peuvent être localisées au sein du rotor OWL, comme évalué en Figure 3.21.
- En instantané, les régions de dissipation situées en $z_{diss} = z_{bras}$ pour le rotor OWL diminuent l’extraction de puissance locale, et plus particulièrement dans les secteurs angulaires dissipatifs en $\theta = \theta_{diss}$. L’augmentation du paramètre d’avance λ intensifie la dissipation au niveau des bras du rotor OWL pour ces positions angulaires spécifiques avec $dCp^{total}(\theta_{diss}, z_{bras})$, comme quantifié en Figure 3.26.
- En instantané, les régions de production situées en $z_{prod} = z_{pales} = z \setminus z_{bras}$ pour le rotor OWL, voire celles de forte production localisées en $z_{coeur} = 0m$, améliorent la génération de puissance particulièrement pour $\theta = \theta_{prod}$. L’élévation du paramètre d’avance λ maximise la production de puissance au niveau du coeur de pale du rotor OWL pour ces positions angulaires précises avec $dCp^{total}(\theta_{prod}, z_{coeur})$, comme illustré en Figure 3.27.

Ainsi, les mécanismes de récupération de puissance en fonction du paramètre d’avance λ , d’un point de vue global (Cp) ou local (dCp), sont identiques entre les rotors OWL et H. A l’image du rotor H, augmenter le paramètre d’avance λ augmentera fortement le “terme de production” avec $dCp^{total}(\theta_{prod}, z_{prod})$ mais aussi le “terme de dissipation” avec $dCp^{total}(\theta_{diss}, z_{diss})$. La majeure différence du rotor OWL réside dans un nombre de régions dissipatives limité. En effet, plus qu’une seule région dissipative est identifiable au niveau des bras du rotor OWL en $z_{bras} = \pm 0.50m$.

Les Figures 3.28 et 3.29 illustrent le lien entre structures tourbillonnaires, identifiées grâce au critère iso-Q, et dissipation locale de puissance, quantifiée par dP^* , au sein du rotor OWL. Des tourbillons marginaux au niveau des raccords OWL de pale sont bel et bien présents mais leur intensité tourbillonnaire (reliée à Ω_{mag}) semble diminuée par rapport à celle des tourbillons de bouts de pale du rotor H. Visuellement, il semblerait déjà que les raccords OWL induisent une dissipation moins importante que celle des raccords H au regard des valeurs de dP^* .

Au final, l’évolution des coefficients moyens globaux $\langle Cp^{total} \rangle$ et locaux $\langle dCp^{total} \rangle$ des rotors OWL et H ont été comparés sur la Figure 3.30. L’influence du paramètre d’avance λ sur les performances locales des deux rotors a ainsi été évaluée respectivement dans les régions de dissipation avec $\langle dCp^{total}(z_{diss}) \rangle$ et les régions de forte production avec $\langle dCp^{total}(z_{prod}) \rangle$ pour chaque rotor. Le gain du rotor OWL est mis en évidence par une réduction conséquente de la dissipation induite par les bras situés en bouts de pale, très marquée aux paramètres d’avance élevés. De plus, ce gain du rotor OWL s’explique aussi par la suppression d’une des deux régions dissipatives (bras et bouts de pale) précédemment identifiées au sein du rotor H. Le rotor OWL, en limitant les effets dissipatifs, parvient donc à favoriser la conversion optimale de puissance des régions fortement motrices (coeur de pale) en “atteignant” des paramètres d’avance plus élevés.

FIGURE 3.26 – (a) Évolution du coefficient de puissance local instantané $dCp(z_{bras} = 0.50m)$ en fonction de la position angulaire θ au niveau des bras du rotor OWL; (b) Critère iso-Q pour l'identification des structures tourbillonnaires cohérentes au sein du rotor OWL : région des bras

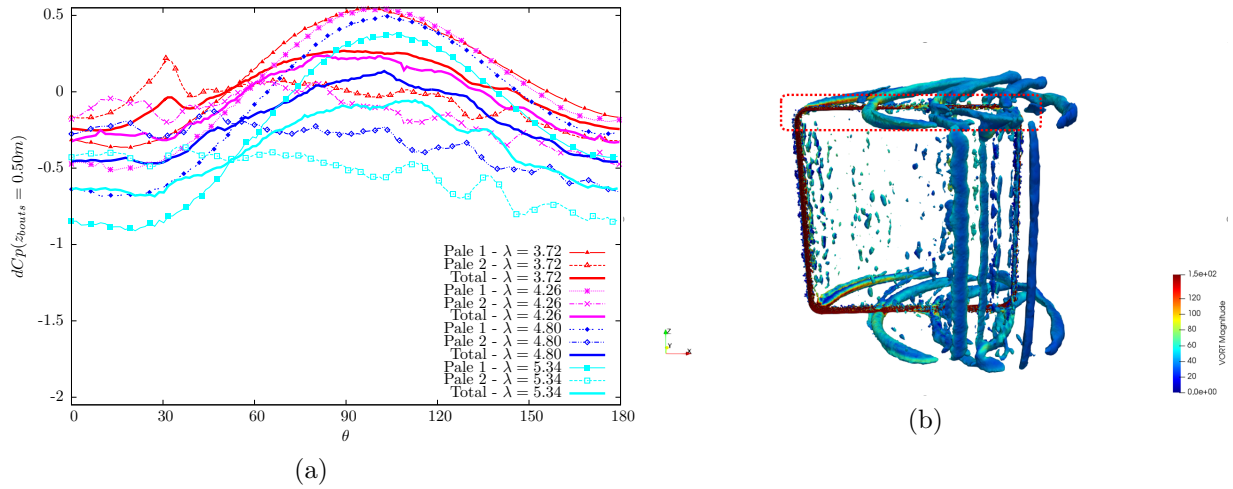


FIGURE 3.27 – (a) Évolution du coefficient de puissance local instantané $dCp(z_{coeur} = 0m)$ en fonction de la position angulaire θ au niveau du coeur de pale du rotor OWL; (b) Critère iso-Q pour l'identification des structures tourbillonnaires cohérentes au sein du rotor OWL : région du coeur de pale

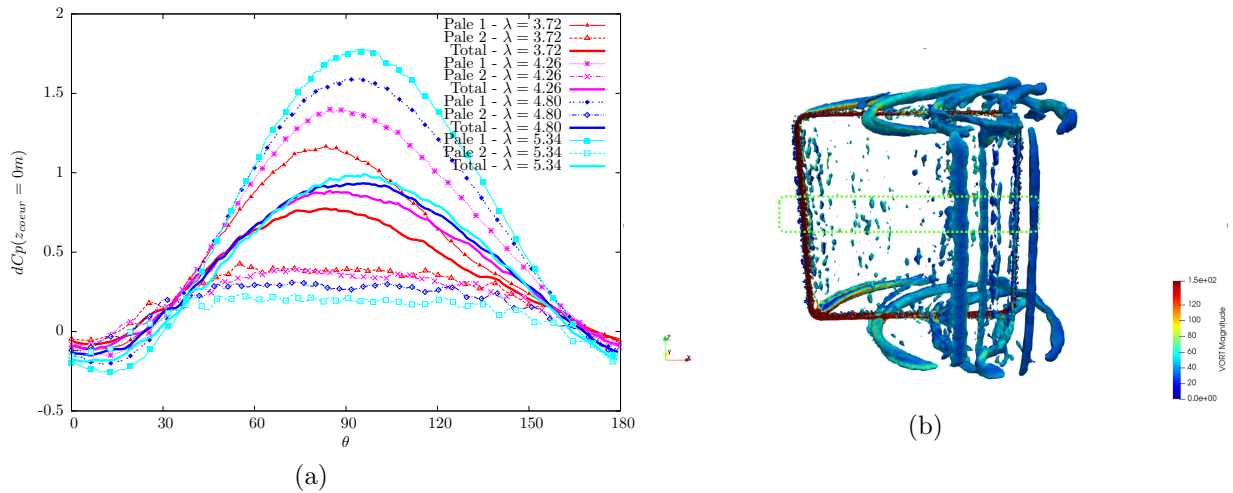


FIGURE 3.28 – Variation de la puissance surfacique locale dP^* (haut) et critère iso-Q colorié par Ω_{mag} (bas) en fonction du paramètre d'avance λ au niveau des raccords bras-pales du rotor OWL

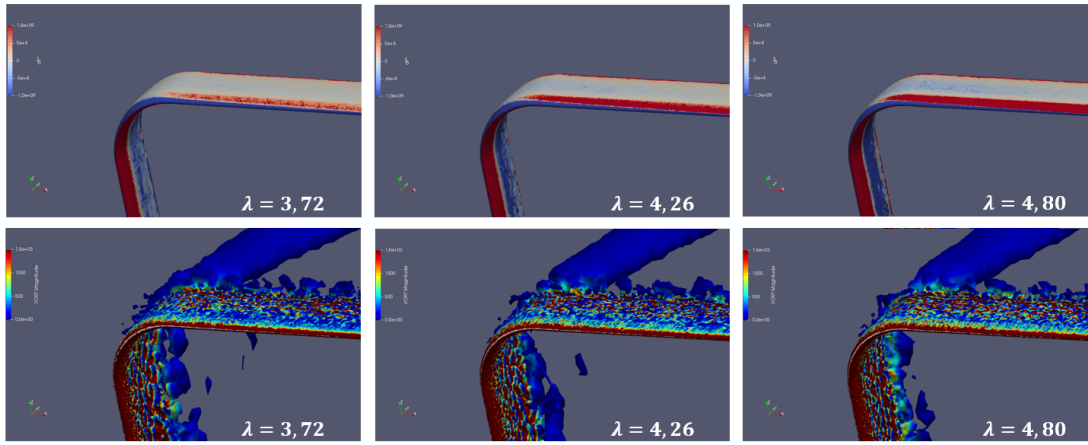
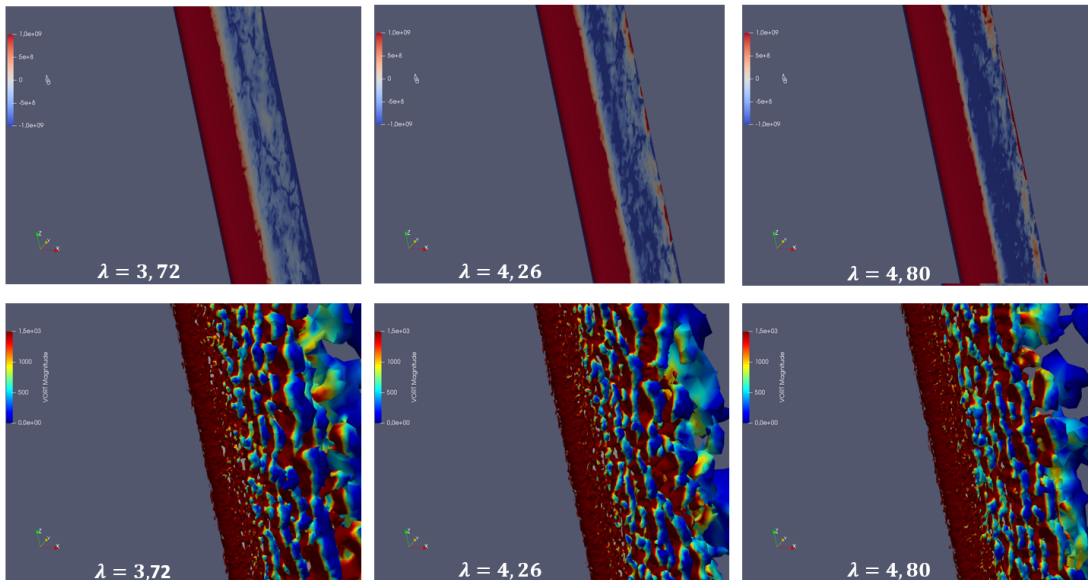


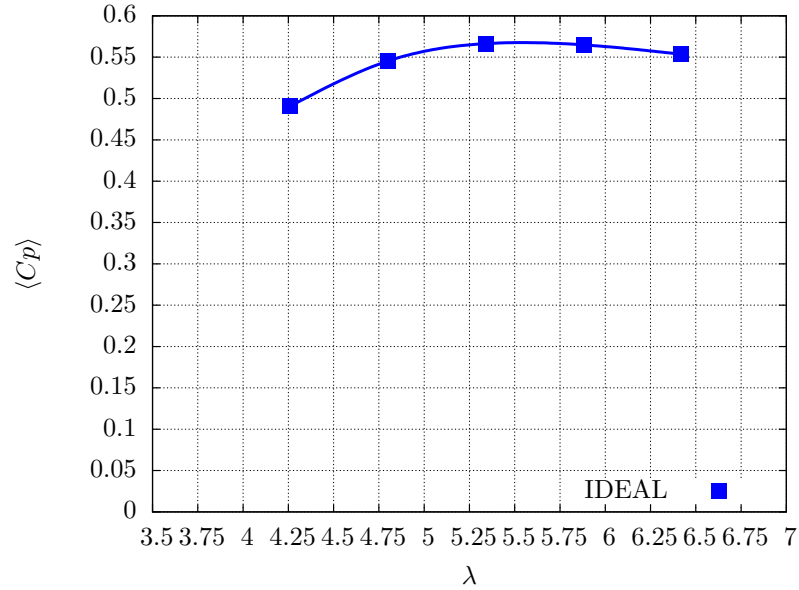
FIGURE 3.29 – Variation de la puissance surfacique locale dP^* (haut) et critère iso-Q colorié par Ω_{mag} (bas) en fonction du paramètre d'avance λ au niveau du coeur de pale du rotor OWL



3.3.4 Comparaison des performances locales des rotors OWL et H sur $\lambda_{opt}^{OWL} = 4.80$

Afin d'approfondir l'analyse du gain de performances observé avec le rotor OWL, une comparaison fine des performances locales a été menée sur le paramètre d'avance optimal $\lambda_{opt}^{OWL} = 4.80$ du rotor

FIGURE 3.30 – Évolution du coefficient de puissance moyen, total $\langle Cp^{total} \rangle$ ou local $\langle dCp^{total}(z_{loc}) \rangle$, pour les rotors H et OWL



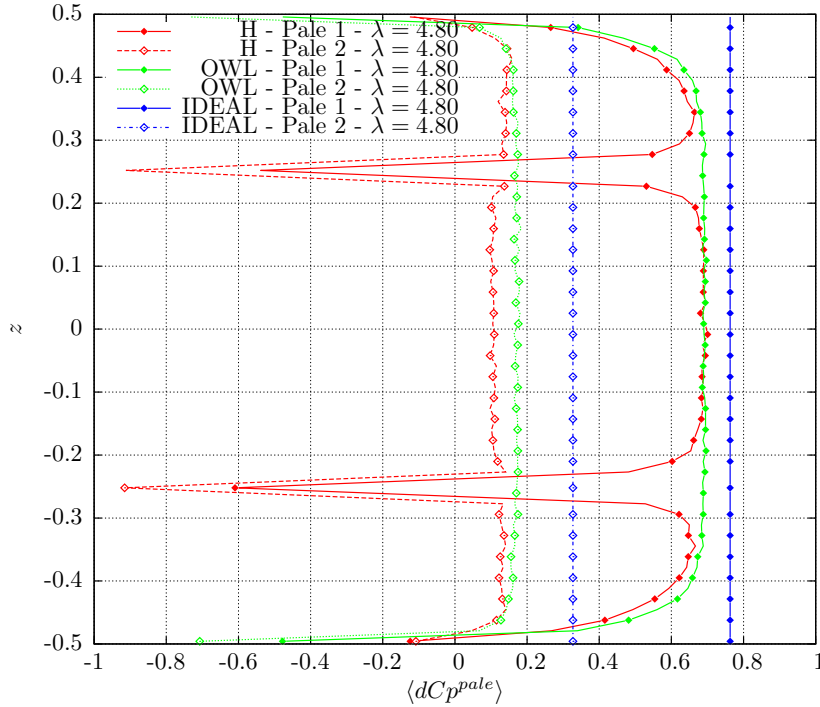
OWL. La Figure 3.31 présente l'évolution axiale selon z du coefficient de puissance local moyen $\langle dCp^{pale}(z) \rangle$ de pale pour les rotors H et OWL sur $\lambda = 4.80$. L'évolution obtenue avec le rotor IDEAL, présenté dans la section suivante, a été rajoutée.

D'après cette Figure 3.31, nous pouvons confirmer qu'il n'existe plus qu'une seule région source de dissipation pour le rotor OWL, située au niveau des bras en $z_{bras} = \pm 0.50m$, contre deux régions dissipatives localisées en $z_{bras} = \pm 0.25m$ et $z_{bouts} = \pm 0.50m$ pour le rotor H. Ainsi les régions de production du rotor OWL localisées en $z_{pales} = z \setminus z_{bras}$ s'en retrouvent étendues par rapport au rotor H. D'après cette Figure 3.31, plusieurs remarques supplémentaires peuvent être faites :

- En $z_{coeur}^{OWL} = z_{coeur}^H = 0m$, le coeur de pale du rotor OWL extrait légèrement plus de puissance au total avec $\langle dCp_{OWL}^{total}(z_{coeur}) \rangle > \langle dCp_H^{total}(z_{coeur}) \rangle$ à $\lambda = 4.80$. Ceci est dû en partie à la présence de l'arbre central du rotor H qui génère un effet de sillage supplémentaire avec des lâchers tourbillonnaires de Von-Karman limitant la puissance extraite par la pale aval, conduisant à $\langle dCp_{OWL}^{pale\ 2}(z_{coeur}) \rangle > \langle dCp_H^{pale\ 2}(z_{coeur}) \rangle$.
- En $z_{bras}^{OWL} = \pm 0.50m$ ou $z_{bras}^H = \pm 0.25m$, les bras du rotor OWL dissipent moins de puissance que les bras du rotor H avec $\langle dCp_{OWL}^{total}(z_{bras}) \rangle > \langle dCp_H^{total}(z_{bras}) \rangle$ à $\lambda = 4.80$. A noter que les pertes de bouts de pale du rotor OWL sont incluses dans cette dissipation des bras OWL.

Ainsi, pour un paramètre d'avance λ fixé, le rotor OWL arrive à limiter les pertes des régions dissipatives tout en concaténant deux régions dissipatives (bras et bouts de pales) en une seule et unique région (bras en bouts de pales).

FIGURE 3.31 – Évolution selon z du coefficient de puissance local moyen $\langle dCp^{pale}(z) \rangle$ de chaque pale des rotors H, OWL et IDEAL sur $\lambda = 4.80$



Par conséquent, les bras semblent être la première source de dissipation de puissance expliquant les écarts de performances entre ces deux rotors. C'est donc cette région dissipative à laquelle nous allons à présent nous intéresser. Afin d'étudier en détails l'évolution des pertes le long des bras de chaque rotor, un découpage radial selon cette fois-ci le rayon r a été opéré pour chaque rotor. Ce découpage permet alors de séparer les pertes générées par les bras en $r_{bras} \in [0m : 0.44m]$ et celles reliées aux raccords bras-pales pour $r_{raccords} \in [0.44m : 0.49m]$. A noter que la position radiale $r_{pales} = 0.50m$ correspond exactement à la partie droite fortement motrice des pales. Notre analyse se limitera à $r = r_{bras} \cup r_{raccords}$; la partie motrice des pales en $r = r_{pales}$ ayant déjà été étudiée en détails via le précédent découpage axial selon z . Le coefficient de puissance associé à un bras (amont ou aval) $Cp^{bras}(\theta)$ a donc été séparé en plusieurs coefficients locaux $dCp^{bras}(\theta, r)$:

$$dCp^{bras}(\theta, r) = \frac{dMz^{bras}(\theta, r) * \omega}{\frac{1}{2}\rho dA_r^{bras} V_0^3} \quad (3.4)$$

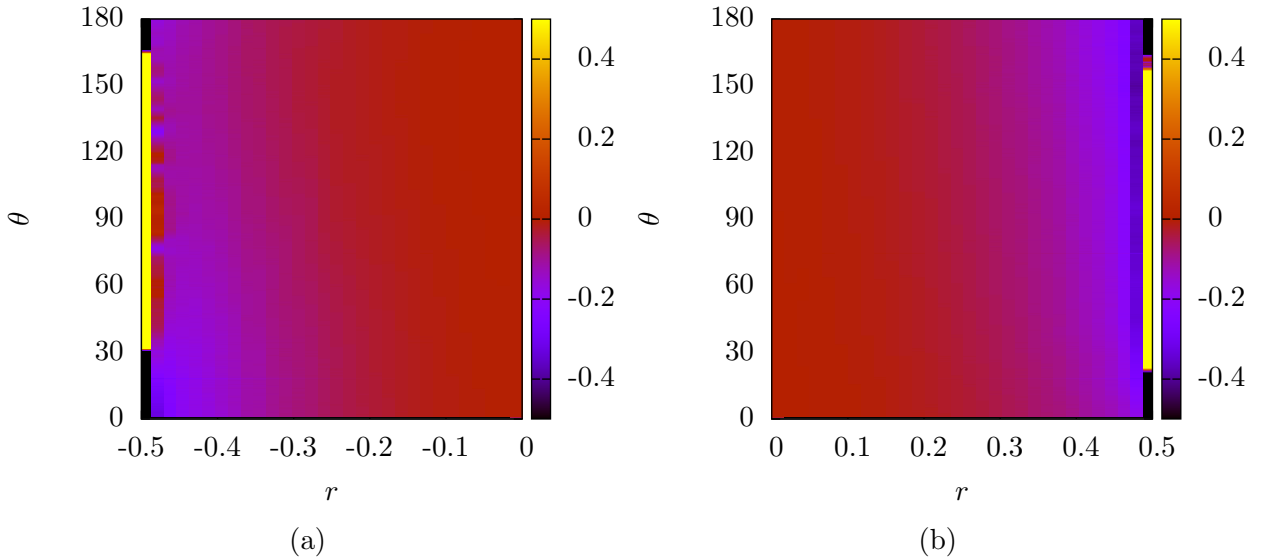
dMz^{bras} correspond au couple local généré par un "petit" élément d'un bras sur la surface balayée infinitésimal $dA_r^{bras} = \frac{H}{2} * dr$ avec $dr = \frac{D}{60}$. Nous pouvons alors calculer les couples locaux générés

par le bras ou le raccord bras-pale (amont ou aval / supérieur ou inférieur) avec respectivement $Mz^{bras} = \int_{r_{bras}} dMz^{bras} dr$ et $Mz^{raccords} = \int_{r_{raccord}} dMz^{bras} dr$.

Les Figures 3.32 et 3.33 présentent la répartition instantanée de ce coefficient de puissance local $dCp^{bras}(r, \theta)$ pour les rotors H et OWL sur $\lambda = 4.80$. Ces cartes de couleur nous indiquent que les bras dissipent localement de la puissance durant une demi-révolution avec $dCp^{bras}(r_{bras}, \theta) < 0$ pour toute azimuth $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$. Autrement dit, les bras dans la partie amont avec $dCp^{bras\ 1}(r_{bras}, \theta)$ aussi bien que les bras dans la partie aval avec $dCp^{bras\ 2}(r_{bras}, \theta)$ dissipent de l'énergie. Toutefois, les raccords bras-pales du rotor OWL permettent de générer un petit peu de puissance dans le demi-disque amont avec $dCp_{OWL}^{bras\ 1}(r_{raccords}, \theta) > 0$.

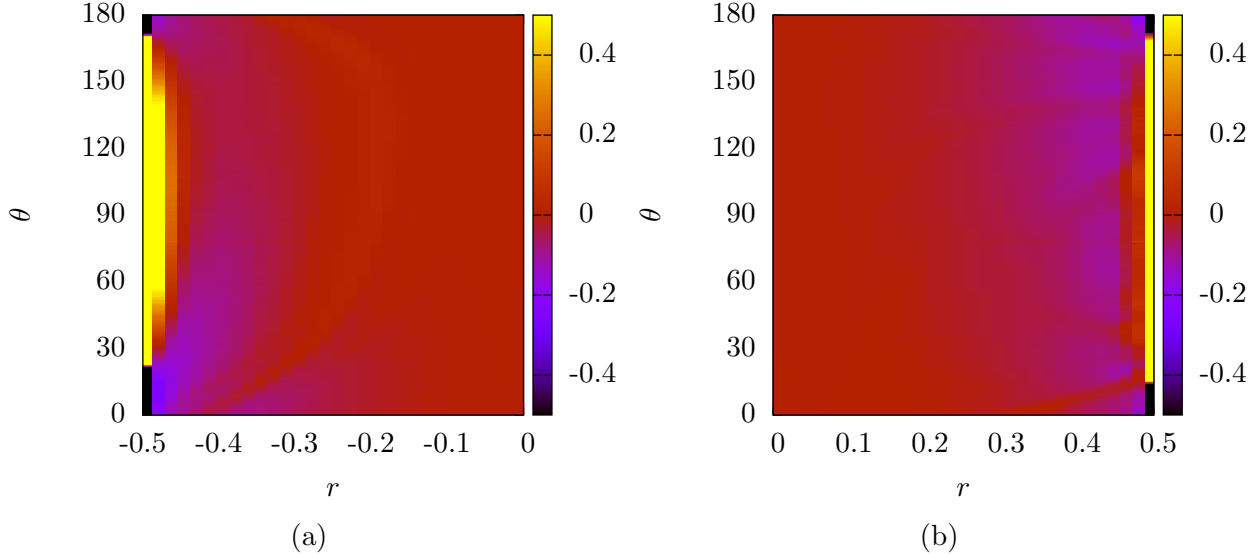
Par analogie avec les observations précédentes, il n'existe quasiment plus que des secteurs angulaires "dissipatifs" sur un demi-tour avec $(\theta_H^{bras})_{diss} = [0^\circ : 180^\circ]$ au niveau des bras du rotor H. Concernant le second rotor, les raccords incurvés du rotor OWL génèrent un petit peu de puissance dans les secteurs angulaires "productifs" précédemment identifiés pour $(\theta_{OWL}^{bras})_{prod} = [30^\circ : 160^\circ]$ pour $r = r_{raccords}$.

FIGURE 3.32 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local du bras amont $dCp^{bras\ 1}(r, \theta)$ (a) et du bras aval $dCp^{bras\ 2}(r, \theta)$ (b) du rotor H sur $\lambda = 4.80$



Le coefficient de puissance local instantané $dCp^{bras}(r, \theta)$ d'un bras (amont ou aval) a alors été moyenné sur une demi-révolution de turbine pour une analyse plus générale. L'évolution radiale selon r du coefficient local moyen $\langle dCp^{bras}(r) \rangle$ de chaque bras est présentée en Figure 3.34 sur $\lambda = 4.80$. Plusieurs observations importantes peuvent être faites :

FIGURE 3.33 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local du bras amont $dCp^{bras\ 1}(r, \theta)$ (a) et du bras aval $dCp^{bras\ 2}(r, \theta)$ (b) du rotor OWL sur $\lambda = 4.80$

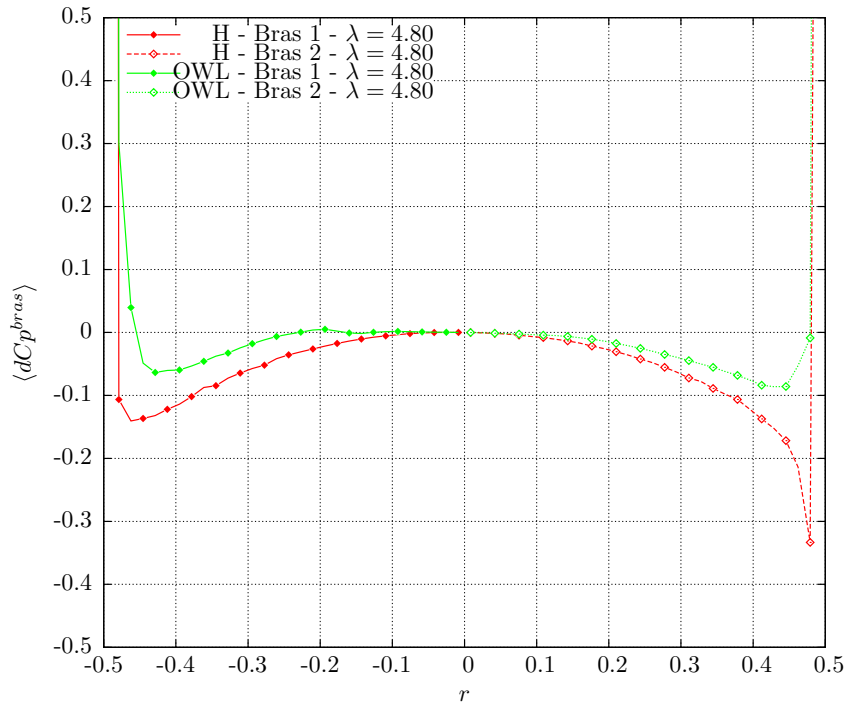


- En moyenne sur un demi-tour, la dissipation générée par les bras s’observe aussi bien dans la partie amont que dans la partie aval ; le demi-disque aval reste légèrement plus dissipatif avec $\langle dCp^{bras\ 2}(r_{bras}) \rangle < \langle dCp^{bras\ 1}(r_{bras}) \rangle$ pour les deux rotors H et OWL. Toutefois, la dissipation des bras OWL est moins importante que celle des bras H au total avec $\langle dCp_{OWL}^{bras}(r_{bras}) \rangle > \langle dCp_H^{bras}(r_{bras}) \rangle$.
- En moyenne sur un demi-tour, les raccords du rotor OWL arrivent à extraire un petit peu de puissance en amont $\langle dCp_{OWL}^{bras\ 1}(r_{raccords}) \rangle > 0$ sans pour autant en dissiper en aval avec $\langle dCp_{OWL}^{bras\ 2}(r_{raccords}) \rangle \approx 0$. A l’inverse, les raccords du rotor H dissipent un peu de puissance en amont et une quantité importante en aval, conduisant alors à $\langle dCp_{OWL}^{bras}(r_{raccords}) \rangle > \langle dCp_H^{bras}(r_{raccords}) \rangle$.

Par conséquent, l’intégration sur la longueur totale du bras et du raccord (sur $r = r_{bras} \cup r_{raccords}$) explique l’écart important observé au global entre les deux rotors avec $\langle Cp_{OWL}^{bras} \rangle > \langle Cp_H^{bras} \rangle$.

Cette analyse, menée à un paramètre d’avance λ donné, reste vérifiée pour d’autres points de fonctionnement (se référer à l’Annexe B.0.1). Le gain du rotor OWL se quantifie donc principalement par une dissipation propre de ses bras situés en bouts de pale moins importante que la seule dissipation des bras médians du rotor H (à laquelle il faudra rajouter les effets dissipatifs des bouts de pale pour un bilan de pertes complet).

FIGURE 3.34 – Évolution selon r du coefficient de puissance local moyen $\langle dCp^{bras}(r) \rangle$ de chaque bras des rotors H et OWL sur $\lambda = 4.80$



En résumé : Les mécanismes de conversion de puissance entre les rotors H et OWL demeurent identiques en fonction du régime d'écoulement considéré : augmenter le paramètre d'avance λ favorisera l'extraction de puissance dans les régions de production pour $\theta = \theta_{prod}$ mais intensifiera aussi la dissipation dans les régions dissipatives pour $\theta = \theta_{diss}$. En comparaison du rotor H, le rotor OWL concatène deux zones dissipatives (bras et bouts de pale) en une seule (bras aux extrémités) tout en diminuant en absolu les principales pertes des bras et des raccords bras-pales. La diminution du nombre de régions dissipatives a un double-effet positif sur la conversion de puissance totale : d'une part, les pertes des régions dissipatives (bras) sont limitées et d'autre part, la génération de puissance est augmentée au niveau des régions motrices (cœur de pale) grâce à une augmentation du paramètre d'avance.

3.4 Analyse des performances d'un rotor optimal de type IDEAL en milieu confiné

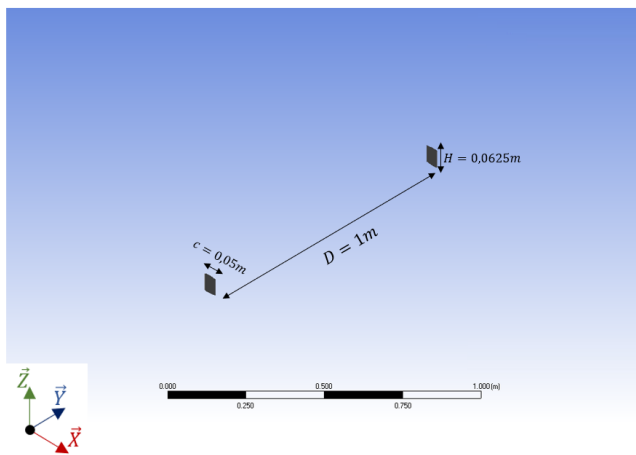
Les analyses précédentes de performances locales permettent de comprendre qualitativement le gain de rendement du rotor OWL. Cependant, elles ne présentent pas de résultats quantitatifs

concernant les pertes générées par les régions dissipatives précédemment identifiées. Pour ce faire, une comparaison avec un rotor "IDEAL", servant de référence pour ce bilan de pertes, a été effectuée.

3.4.1 Présentation de la géométrie du rotor IDEAL

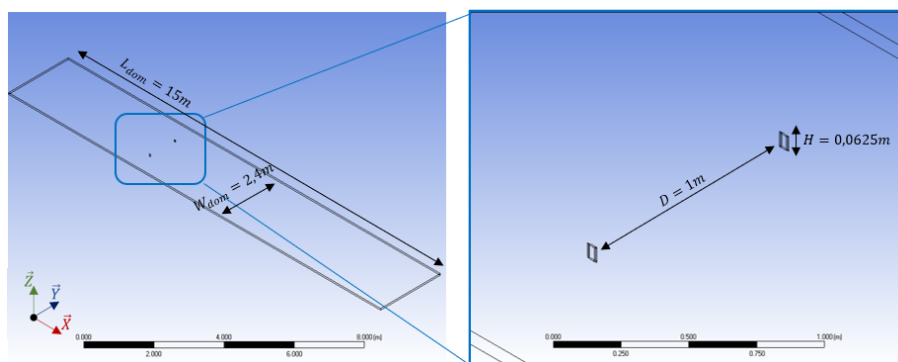
Le rotor IDEAL est constitué uniquement de deux pales "infinies" : il présente donc la particularité d'être dépourvu de bras et de bouts de pales afin de supprimer tous effets dissipatifs 3D. Cette géométrie est donc comparable au coeur de pale du rotor OWL ou à celui du rotor H sans arbre central. Les caractéristiques géométriques de ce rotor IDEAL sont présentées dans la Figure 3.35. Des tests concernant la hauteur d'extrusion des pales H ont été effectués afin de réduire au maximum la taille du domaine de calcul (se référer à l'Annexe A.0.3). Une hauteur égale à $H = 0.0625m$ a finalement été retenue pour cette géométrie IDEAL.

FIGURE 3.35 – Caractéristiques géométriques du rotor IDEAL



Nombre de pales (N)	2
Diamètre (D)	1m
Corde de pale (c)	0.05m
Solidité (σ)	0.10
Profil de pale	NACA0015
Hauteur (H)	0.0625m

FIGURE 3.36 – Présentation de la configuration confinée "conf" du rotor IDEAL



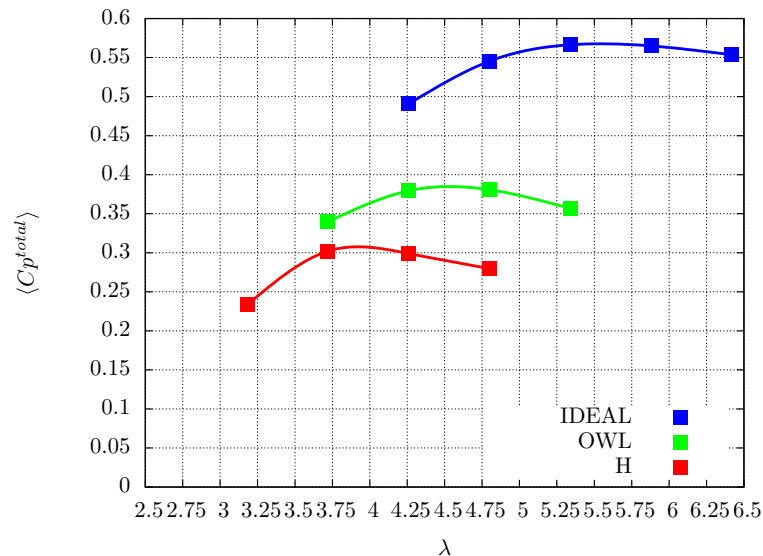
Dans un premier temps, une configuration "confinée" a été considérée avec $\epsilon_{lat} = 2.4$, comme présentée en Figure 3.36. Le confinement axial avec ϵ_{ax} ne peut pas être simulé avec cette approche. Des SGE 2.5D avec des conditions de symétrie sur les parois supérieures et inférieures ont donc été implémentées sur cette géométrie "idéalisée" avec le solveur YALES2.

Les performances du rotor IDEAL serviront de référence pour quantifier les pertes générées par les régions dissipatives des rotors "réels" H et OWL.

3.4.2 Analyse des performances globales du rotor IDEAL

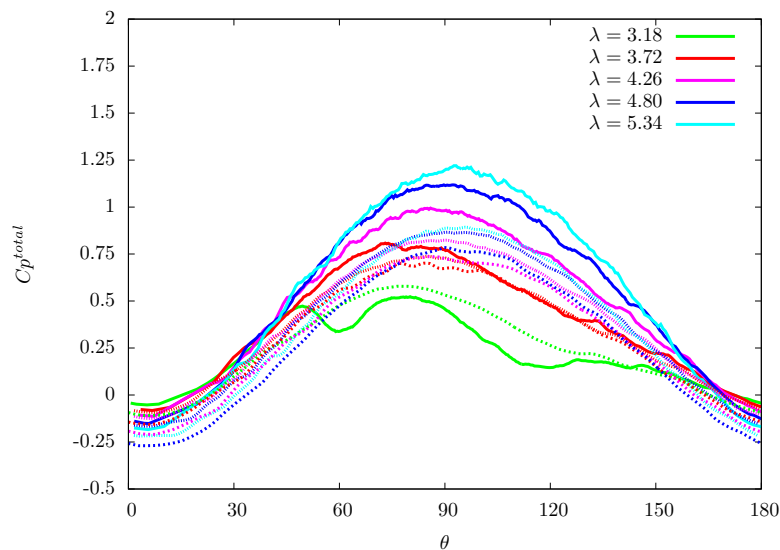
Les performances globales du rotor IDEAL ont été comparées à celles des rotors H et OWL via le coefficient de puissance total moyen $\langle C_p^{total} \rangle$, comme présenté en Figure 3.37. Logiquement, ce rotor IDEAL présente le coefficient de puissance maximal le plus élevé avec $\langle C_{p_{IDEAL}^{total}} \rangle_{opt} = 0.566$. Ce gain de performances du rotor IDEAL par rapport au rotor OWL demeure toutefois plus important que le gain de ce dernier par rapport au rotor H : +49% entre IDEAL/OWL contre +26% entre OWL/H précédemment. Le rotor IDEAL présente aussi un paramètre d'avance optimal plus élevé que ceux des deux autres rotors avec $\lambda_{opt}^{IDEAL} = 5.34$. En fait, la comparaison entre rotor IDEAL et rotor OWL en termes de performances s'apparente à la comparaison précédente entre rotors OWL et H : limiter les effets dissipatifs 3D permet d'augmenter à la fois $\langle C_p^{total} \rangle_{opt}$ et λ_{opt} comme expliqué précédemment.

FIGURE 3.37 – Évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle C_p^{total} \rangle$ en fonction du paramètre d'avance λ pour les rotors H, OWL et IDEAL



La Figure 3.38 présente l'évolution de Cp^{total} en fonction de la position angulaire θ pour différents λ communs aux trois rotors IDEAL, OWL et H. Cette fois-ci, les contributions respectives des pales dans les parties "amont" et "aval" n'ont pas été détaillées. D'après cette Figure 3.38, par rapport aux rotors H et OWL, le rotor IDEAL génère plus de puissance dans les secteurs angulaires "productifs" pour $\theta = \theta_{prod}$ et dissipe moins de puissance dans les secteurs angulaires "dissipatifs" pour $\theta = \theta_{diss}$. Ces variations de puissance extraite seront d'autant plus grandes que le paramètre d'avance λ sera élevé.

FIGURE 3.38 – Évolution du coefficient de puissance total instantané Cp^{total} en fonction de la position angulaire θ pour différents rotors : - - -H ;OWL ; —IDEAL

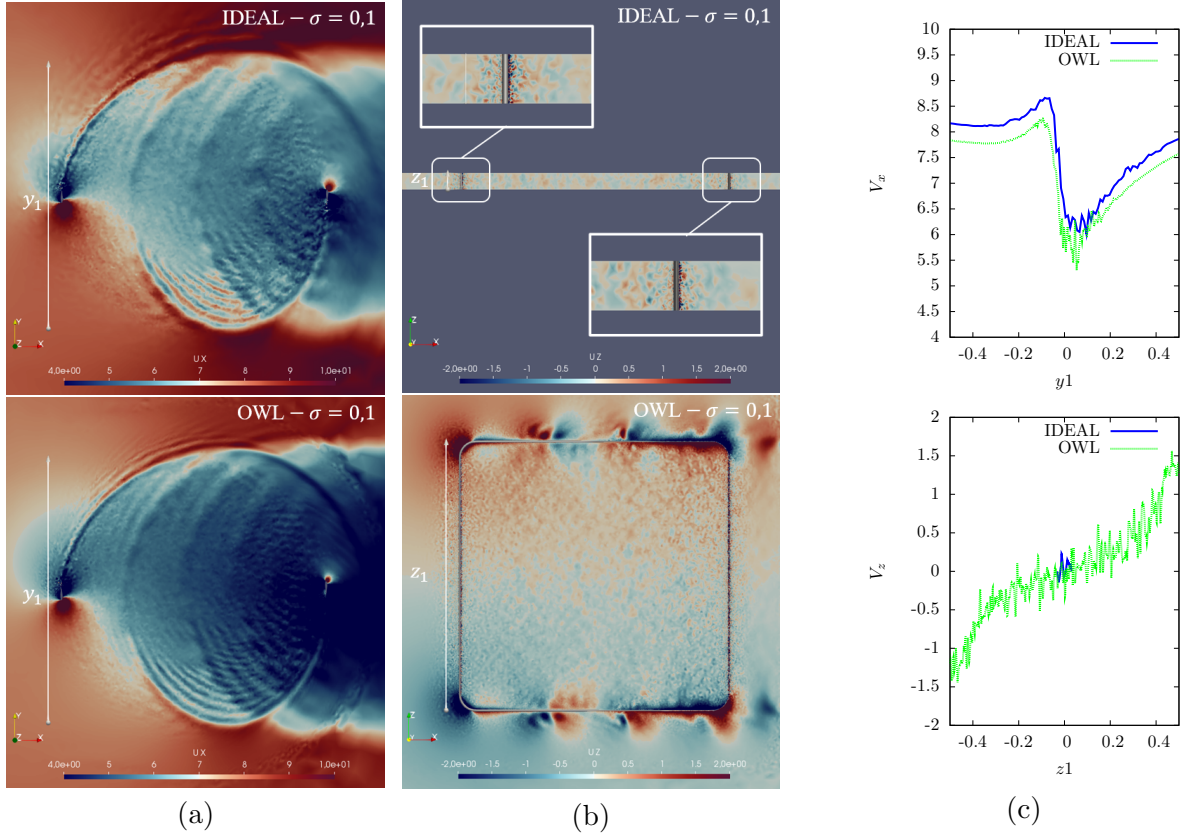


Les performances locales du rotor IDEAL n'ont pas vraiment de sens étant donné que la répartition d'un coefficient de puissance local dCp serait uniforme selon z ou r (du fait de l'absence d'effets 3D). Cependant, une comparaison entre puissance générée par le rotor IDEAL et puissance extraite par les coeurs de pale des rotors H et OWL a pu être effectuée, comme précédemment représenté en Figure 3.31. En comparant les rotors H et OWL sur $\lambda_{opt}^{OWL} = 4.80$, la puissance extraite par leur coeur de pale en $z_{coeur} = 0m$ demeure identique dans la partie amont mais diffère légèrement dans la partie aval à cause du sillage de l'arbre central dans le cas du rotor H. En comparant les rotors OWL et IDEAL sur $\lambda_{opt}^{OWL} = 4.80$, le rotor IDEAL récupère +11% de puissance en amont mais surtout +92% en aval par rapport au coeur de pale du rotor OWL.

En réalité, le rotor IDEAL est assimilable à un rotor de hauteur H infinie interdisant toute redirection axiale de l'écoulement avec une annulation de la composante verticale de vitesse V_z , comme représenté en Figure 3.39.(b). Avec le rotor IDEAL, les pertes de débit liées au contournement de l'écoulement observé dans le cas du rotor OWL (ou H) sont ainsi minimisées. L'écoulement est alors

forcé de passer à travers ce rotor IDEAL qui “perçoit” une vitesse débitante V_x plus importante, comme illustré en Figure 3.39.(a) et quantifié en (c).

FIGURE 3.39 – (a) Vue globale de la configuration “conf” des rotors IDEAL et OWL : les champs de vitesse longitudinale V_x dans un plan médian (xOy) (a) et de vitesse verticale V_z dans un plan médian (xOz) (b) sont représentés à $\theta = 90^\circ$; (c) Évolution des vitesses longitudinale V_x et verticale V_z respectivement sur une ligne y_1 et z_1 située juste en amont des rotors IDEAL et OWL



3.4.3 Bilan de pertes des rotors OWL et H par rapport au rotor IDEAL sur λ_{opt}

Dans cette sous-section, nous allons finalement quantifier les pertes de puissance induites par les régions dissipatives des rotors OWL et H et les comparer à la puissance de référence extraite par le rotor IDEAL. Les paramètres d’avance optimaux λ_{opt} respectifs seront pris en compte pour ce bilan de pertes soit $\lambda_{opt}^H = 3.72$, $\lambda_{opt}^{OWL} = 4.80$ et $\lambda_{opt}^{IDEAL} = 5.34$. Le découpage axial selon z a été préféré pour effectuer ce bilan de pertes. Les coefficients de puissance locaux moyens $\langle dCp^{total}(z) \rangle_{opt}$ seront alors une nouvelle fois considérés pour les bras, les bouts de pales et les coeurs de pale et

comparés entre eux. Les contributions des parties supérieures et inférieures seront une nouvelle fois considérées et moyennées pour les bras et les bouts de pale. Les valeurs absolues de ces coefficients moyens calculés pour chaque λ_{opt} respectif sont référencées dans la Table 3.1.

TABLE 3.1 – Valeurs des coefficients de puissance totaux et locaux pour les rotors IDEAL, H et OWL sur λ_{opt} . *N.B. : les valeurs en gras correspondent aux valeurs totales et celles entre parenthèses aux contributions amont/aval.*

ROTOR	IDEAL ($\lambda_{opt}^{IDEAL} = 5.34$)	OWL ($\lambda_{opt}^{OWL} = 4.80$)	H ($\lambda_{opt}^H = 3.72$)
$\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$	0.566 (0.840/0.293)	0.381 (0.627/0.135)	0.303 (0.433/0.172)
$\langle dCp^{total}(z_{bras}) \rangle_{opt}$	-	-0.197 (-0.069/-0.326)	-0.281 (-0.198/-0.364)
$\langle dCp^{total}(z_{bouts}) \rangle_{opt}$	-	-	0.072 (0.103/0.041)
$\langle dCp^{total}(z_{coeur}) \rangle_{opt}$	-	0.430 (0.691/0.170)	0.380 (0.542/0.218)

La comparaison des performances globales entre rotors OWL et H a déjà été évaluée mais les pertes et gains relatifs de l'extraction de puissance locale n'ont jamais été quantifiés. En considérant chaque paramètre d'avance optimal λ_{opt} respectif, nous pouvons relever les points suivants :

- Les bras du rotor OWL sont moins dissipatifs que les bras du rotor H avec des pertes diminuées d'environ -30% sur $\langle dCp^{total}(z_{bras}) \rangle_{opt}$, principalement dû à la faible génération de puissance positive au niveau des raccords incurvés du rotor OWL dans la partie amont.
- Le coeur de pale du rotor OWL est plus productif que celui du rotor H avec une augmentation de l'ordre de +13% sur $\langle dCp^{total}(z_{coeur}) \rangle_{opt}$ grâce à un double-effet bénéfique : une augmentation de la production de puissance avec l'élévation du paramètre d'avance optimal et une suppression des pertes d'interaction avec l'arbre central, notamment dû aux lâchers tourbillonnaires de Von-Karman générés en amont et advectés puis rencontrés en aval.

La comparaison des performances globales entre le rotor idéalisé IDEAL et le rotor optimisé OWL peut ensuite être effectuée. Les performances globales du rotor IDEAL suggèrent que les effets dissipatifs 3D du rotor OWL, bien que diminués en comparaison de ceux du rotor H, ne sont pas totalement supprimés. En effet, le rotor IDEAL présente une nette amélioration de la puissance extraite par rapport au coeur de pale du rotor OWL avec un gain de +48% de $\langle Cp_{IDEAL}^{total} \rangle_{opt}$ par rapport au $\langle dCp_{OWL}^{total}(z_{coeur}) \rangle_{opt}$. Cette augmentation s'explique par deux origines :

- la suppression de tous les effets dissipatifs 3D du rotor IDEAL, fonctionnant alors à un paramètre d'avance optimal beaucoup plus élevé que ceux des rotors OWL et H.
- l'augmentation du confinement axial induit par la géométrie idéalisée du rotor IDEAL. D'après la Figure 3.39, les lignes de courant aux abords du rotor IDEAL ne peuvent être défléchies verticalement (pas de composante de vitesse selon \vec{e}_z), comme c'est le cas avec les rotors H et OWL. Cette suppression de la composante verticale V_z de vitesse entraîne une augmentation de la composante longitudinale V_x de vitesse, conduisant à une augmentation du débit à travers le rotor IDEAL.

La seule limitation des effets dissipatifs 3D ne suffit pas à justifier le gain de puissance conséquent du rotor IDEAL. Au final, la dimension axiale (selon \vec{e}_z) théoriquement “infinie” du rotor IDEAL entraîne une augmentation conséquente du débit intra-rotor améliorant fortement les performances.

En résumé : Le rotor OWL, limitant les effets dissipatifs 3D, présente un coefficient de puissance optimal supérieur de 26% par rapport à celui du rotor H. Le gain du rotor OWL s’explique à la fois par une augmentation d’environ +13% de la puissance extraite dans les régions “productives” (coeur de pale) et d’une limitation de la dissipation de puissance dans les régions “dissipatives”, en particulier des pertes des bras diminuées d’environ -30% par rapport au rotor H. Le rotor IDEAL, dépourvu de tous effets dissipatifs 3D, présente un coefficient de puissance optimal supérieur de 48% par rapport à celui du rotor optimisé OWL. La seule explication de la limitation des effets dissipatifs 3D, couplée à une augmentation de la production de puissance due à un paramètre d’avance optimal plus élevé, ne suffit pas à justifier un tel gain. En réalité, un effet de confinement axial apparaît avec l’approche 2.5D en annulant toute composante verticale de vitesse à proximité de la turbine : aucune “fuite” des lignes de courant vers le haut ou vers le bas n’est alors possible avec ce rotor IDEAL. De part ces multiples effets, les performances globales du rotor IDEAL, assimilable à un rotor de rapport d’aspect infini ($AR \rightarrow +\infty$), s’en retrouvent nettement améliorées. La comparaison absolue des performances “brutes” des rotors OWL et H par rapport au rotor IDEAL demeure délicate à cause de cet “effet de blocage” supplémentaire de l’écoulement.

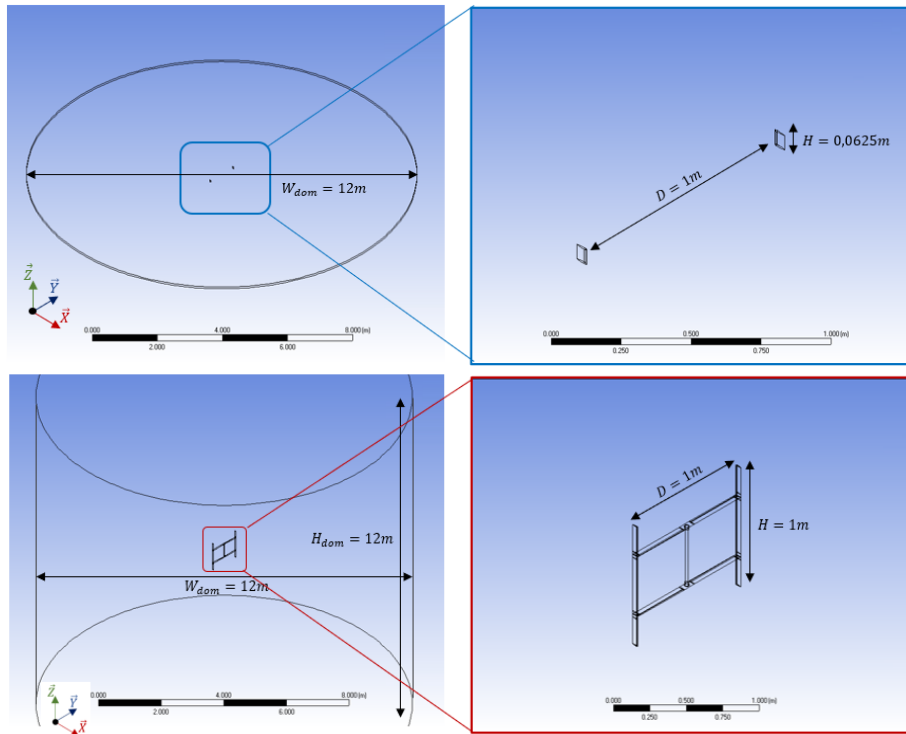
3.5 Analyse des performances des rotors H et IDEAL en milieu infini

La section précédente a laissé sous-entendre une influence marquée du confinement sur les performances d’un rotor “idéalisé” (IDEAL) de VAT. Cette section vise donc à quantifier cet effet de confinement sur les performances d’un rotor “réel” (H) de VAT. Pour cela, un milieu “infini” a été considéré afin de limiter au maximum l’effet de blocage de l’écoulement. Les rotors H et IDEAL, configurations extrêmes en termes d’effets dissipatifs, ont été considérés dans cette nouvelle configuration “infinie” dite aussi “non-confinée”. En théorie, les confinements latéraux et axiaux tendent vers l’infini avec $\epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$ et $\epsilon_{ax} \rightarrow +\infty$. En pratique, des tests sur la largeur de domaine ont été effectués et nous ont conduit à choisir $W_{dom} = 12m$ (se référer à l’Annexe A.0.3) et arbitrairement $H_{dom} = W_{dom}$ pour le rotor H, avec donc en réalité $\epsilon_{lat} = \epsilon_{ax} = 12$.

3.5.1 Présentation des configurations en milieu infini

Les configurations confinées des rotors H et IDEAL, référencées sous la dénomination “*conf*”, ont déjà été présentées en Figures 3.1 et 3.35. Les configurations infinies, désignées par l’appellation “*inf*”, de ces deux rotors sont illustrées en Figure 3.40.

FIGURE 3.40 – Présentation de la configuration infinie “*inf*” des rotors IDEAL (haut) et H (bas)

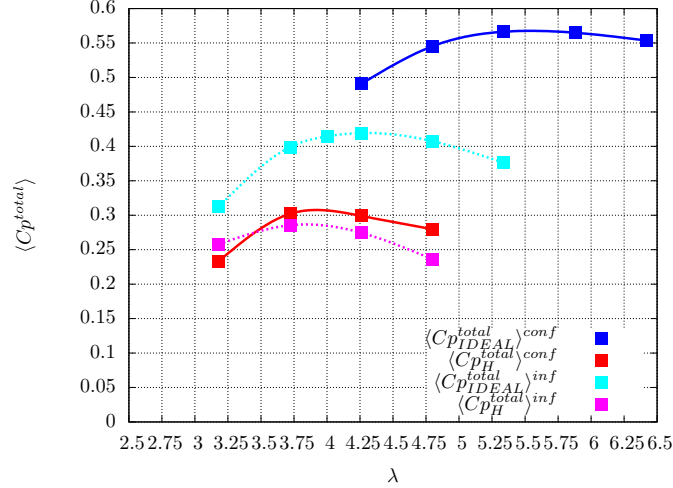


3.5.2 Analyse des performances globales des rotors H et IDEAL en milieu infini

Les performances globales des rotors H et IDEAL ont été évaluées à l’aide du coefficient de puissance total moyen $\langle C_p^{total} \rangle$ en milieux confiné et infini, comme illustré en Figure 3.41.

Les performances des rotors H et IDEAL demeurent logiquement inférieures en configuration non-confinée “*inf*”. De plus, il est important de noter que la différence de performances entre les deux configurations est beaucoup plus importante avec le rotor IDEAL : $\langle C_{p_{IDEAL}}^{total} \rangle^{inf} = 0.414$ traduisant une baisse de -27% contre $\langle C_{p_H}^{total} \rangle^{inf} = 0.285$ représentant une diminution d’environ -6% par rapport à la configuration confinée “*conf*”. L’effet du confinement latéral avec ϵ_{lat} se fait donc beaucoup plus ressentir sur les performances globales du rotor IDEAL à cause d’un effet de blocage doublement augmenté (par le confinement latéral géométrique et par le pseudo-confinement axial induit numériquement avec l’approche 2.5D). De la même manière, cet effet de confinement induit un décalage du paramètre d’avance optimal plus important dans le cas idéal que la cas réel du rotor H : $(\lambda_{opt}^{IDEAL})^{inf} = 4.26$ à comparer avec $(\lambda_{opt}^{IDEAL})^{conf} = 5.34$ contre $(\lambda_{opt}^H)^{inf} = (\lambda_{opt}^H)^{conf} \approx 3.72$.

FIGURE 3.41 – Évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle Cp^{total} \rangle$ en fonction du paramètre d'avance λ pour les configurations “*inf*” et “*conf*” des rotors H et IDEAL



3.5.3 Analyse des performances locales du rotor H en milieu infini

Dans cette sous-section, les différences de performances locales du rotor H en fonction du confinement vont être analysées en détails. Le découpage axial selon z avec le coefficient de puissance local moyen $\langle dCp^{total}(z) \rangle$ a été de nouveau considéré. Ainsi, les performances des configurations “*inf*” et “*conf*” du rotor H ont été évaluées en moyenne au cours d’un demi-tour au niveau de différentes régions locales : d’une part, dans les régions de forte dissipation en $z_{bras} = \pm 0.25m$ ou $z_{bouts} = \pm 0.50m$ et d’autre part, dans les régions de forte production en $z_{coeur} = 0m$. De plus, les performances locales des régions d’interactions ont été calculées en $z_{bras \rightarrow pales} = \pm 0.25m \pm (2dz)$ et $z_{bouts \rightarrow pales} = \pm 0.50m \pm (2dz)$ avec $dz \approx 0.017m$. Comme précédemment, les contributions des parties supérieures et inférieures ont été moyennées.

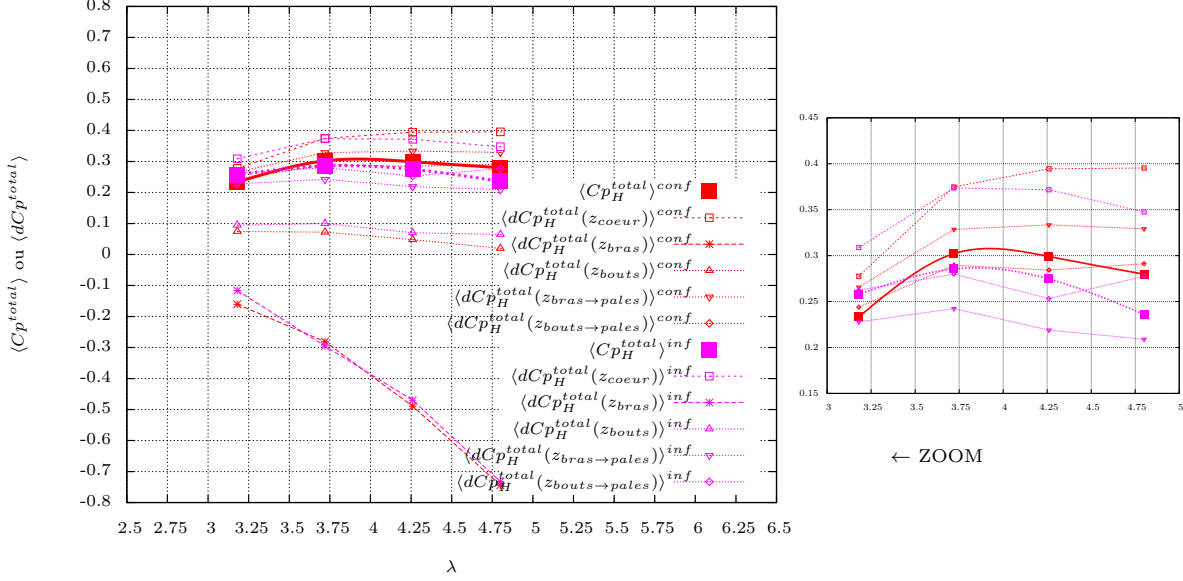
D’après la Figure 3.42, la chute de performances globales du rotor H en milieu infini, se traduisant par $\langle Cp_H^{total} \rangle^{inf} < \langle Cp_H^{total} \rangle^{conf}$, s’explique par :

- une diminution de la puissance générée par le coeur de pale avec $\langle dCp_H^{total}(z_{coeur}) \rangle^{inf} < \langle dCp_H^{total}(z_{coeur}) \rangle^{conf}$, d’autant plus grande que le paramètre d’avance λ est élevé.
- une diminution de la puissance extraite dans les zones d’interactions entre régions dissipatives et régions motrices des pales avec $\langle dCp_H^{total}(z_{bras \rightarrow pales}) \rangle^{inf} < \langle dCp_H^{total}(z_{bras \rightarrow pales}) \rangle^{conf}$ et $\langle dCp_H^{total}(z_{bouts \rightarrow pales}) \rangle^{inf} < \langle dCp_H^{total}(z_{bouts \rightarrow pales}) \rangle^{conf}$, d’autant plus importante que le paramètre d’avance λ est grand. En milieu infini, les pertes d’interactions bras-pales sont bien plus augmentées que celles des interactions bouts-pales.

La dissipation générée par les bras ou les bouts de pale est relativement supérieure en configuration “*conf*” du rotor H : cette légère différence ne peut justifier l’écart de performances observé au total.

En moyenne sur un demi-tour, les bras du rotor H génèrent des pertes de puissance du même ordre de grandeur quelque soit le confinement avec $\langle dCp_H^{total}(z_{bras}) \rangle^{inf} \approx \langle dCp_H^{total}(z_{bras}) \rangle^{conf}$. Les bouts de pale génèrent quant à eux en moyenne des pertes légèrement moins importantes en milieu infini avec $\langle dCp_H^{total}(z_{bouts}) \rangle^{inf} > \langle dCp_H^{total}(z_{bouts}) \rangle^{conf}$.

FIGURE 3.42 – Évolution du coefficient de puissance moyen, total $\langle Cp^{total} \rangle$ ou local $\langle dCp^{total}(z_{loc}) \rangle$, en fonction du paramètre d'avance λ pour les configurations "inf" et "conf" du rotor H



Au final, les performances locales du rotor H en configuration infinie "inf" présentent des tendances globalement similaires à celles de la configuration confinée "conf" en fonction du paramètre d'avance λ considéré. En particulier, augmenter le paramètre d'avance induira toujours une diminution de la puissance extraite dans les régions dissipatives (bras et bouts de pale). Cependant, l'influence du paramètre d'avance sur la puissance générée dans les zones de production (coeur de pale) semble bien plus complexe avec une diminution de $\langle dCp_H^{total}(z_{coeur}) \rangle^{inf}$ à $\lambda = 5.34$. Enfin, plusieurs régions d'interactions (entre bras/bouts et pales) ont démontré des variations de puissance locale importantes selon le paramètre d'avance, et ce en configuration non-confinée.

3.5.4 Comparaison des performances locales du rotor H en milieux infini et confiné sur $\lambda_{opt}^H = 3.72$

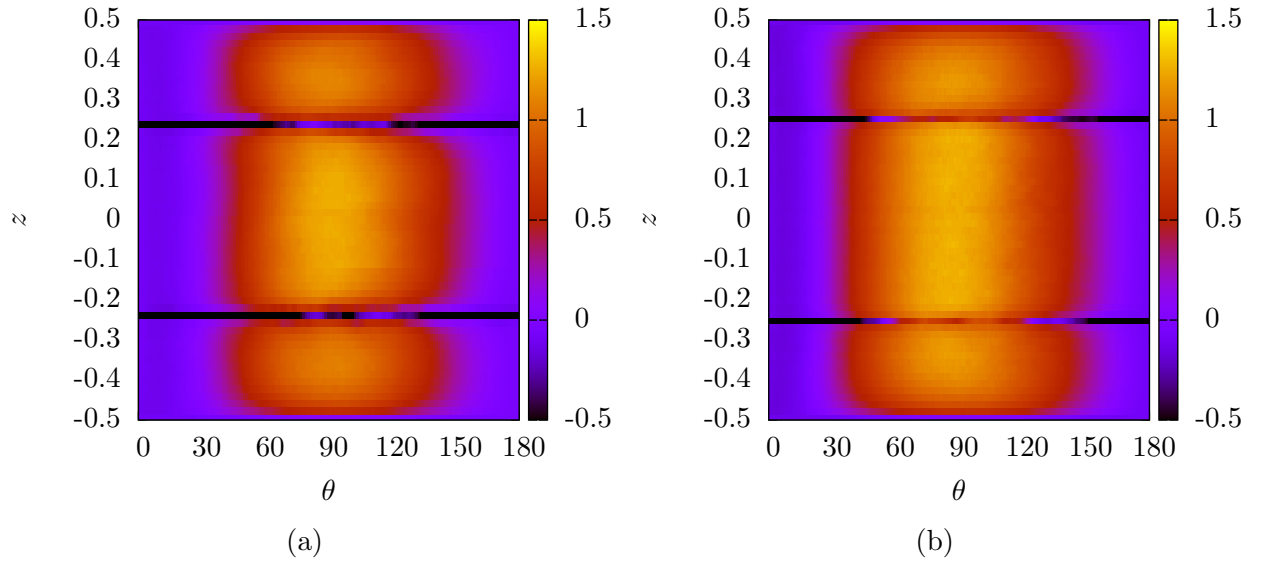
Dans cette dernière sous-section, une comparaison plus fine des performances locales du rotor H en fonction du confinement sera effectuée sur $(\lambda_{opt}^H)^{inf} = (\lambda_{opt}^H)^{conf} \approx 3.72$. A propos du rotor H, l'analyse précédente des performances locales a démontré que la chute des performances en milieu infini s'expliquait non seulement par une diminution de la production en coeur de pale à fort λ

mais aussi par une augmentation marquée des pertes d'interactions bras-pales pour tout λ . Sur $\lambda_{opt}^H = 3.72$, la génération de puissance en coeur de pale à $z_{coeur} = 0m$ est relativement identique entre les configurations "inf" et "conf", comme indiqué en Figure 3.42. C'est donc plutôt vers les pertes d'interactions bras-pales que notre analyse va se tourner.

Les Figures 3.43 et 3.44 représentent respectivement la répartition du coefficient de puissance local de la pale amont avec $dCp^{pale\ 1}(\theta, z)$ et celui de la pale aval avec $dCp^{pale\ 2}(\theta, z)$ sur $\lambda = 3.72$. Les coefficients $dCp^{pale\ 1}$ de la pale amont issus des deux configurations "inf" et "conf" du rotor H seront particulièrement analysés avec la Figure 3.43.

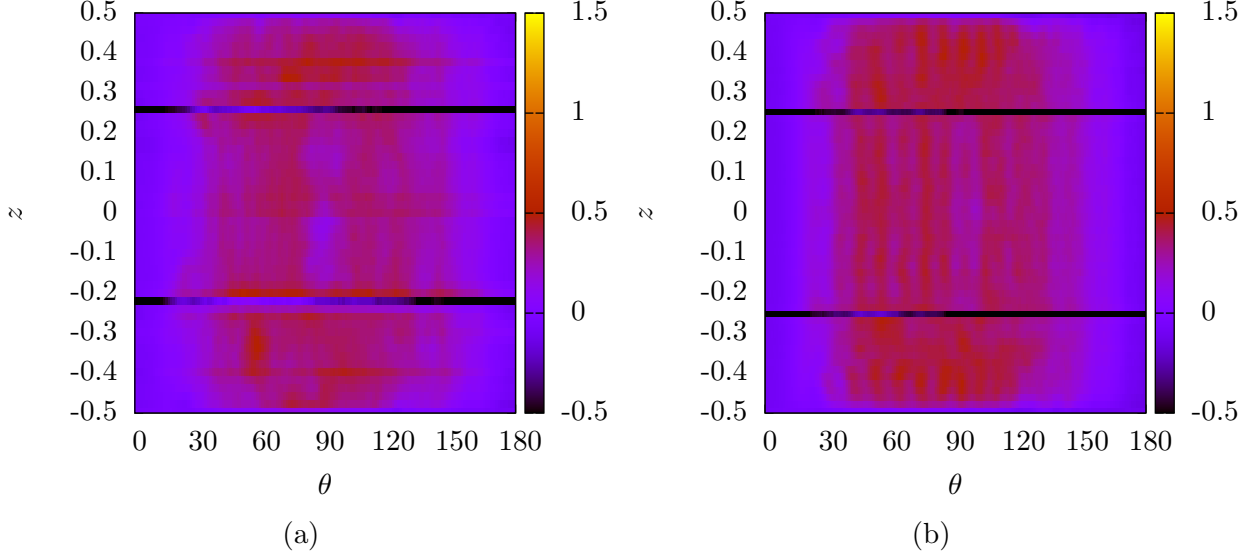
Les principales différences de puissance locale entre configurations "inf" et "conf" s'observe aux positions angulaires motrices pour $\theta_{prod} \in [30^\circ : 150^\circ]$ au niveau des bras en $z_{bras} = \pm 0.25m$ et au niveau de zones d'interactions bras-pales plus étendues en milieu infini en $(z_{bras \rightarrow pales})^{inf} \approx (z_{bras} \pm 5dz)$. Ainsi, une augmentation de la puissance dissipée par les bras amont est observable en configuration infinie avec $(dCp^{pale\ 1}(\theta_{prod}, z_{bras}))^{inf} < (dCp^{pale\ 1}(\theta_{prod}, z_{bras}))^{conf}$. A l'inverse, cette dissipation de puissance générée par les bras aval demeure plus faible avec $(dCp^{pale\ 2}(\theta_{prod}, z_{bras}))^{inf} > (dCp^{pale\ 2}(\theta_{prod}, z_{bras}))^{conf}$. De plus, une nette diminution de la puissance extraite en amont par les zones d'interactions bras-pales est identifiable en configuration infinie avec $(dCp^{pale\ 1}(\theta_{prod}, z_{bras \rightarrow pales}))^{inf} < (dCp^{pale\ 1}(\theta_{prod}, z_{bras \rightarrow pales}))^{conf}$.

FIGURE 3.43 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local de la pale amont avec $dCp^{pale\ 1}(\theta, z)$ en milieu infini "inf" (a) et milieu confiné "conf" (b) du rotor H sur $\lambda = 3.72$



Pour quantifier cela, les performances locales du rotor H en milieu infini ont été moyennées au cours d'un demi-tour avec $\langle dCp^{pale} \rangle$ dont l'évolution selon la position axiale z est donnée en Figure 3.45.

FIGURE 3.44 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local de la pale aval avec $dCp^{pale\ 2}(\theta, z)$ en milieu infini ”*inf*“ (a) et milieu confiné ”*conf*“ (b) du rotor H sur $\lambda = 3.72$

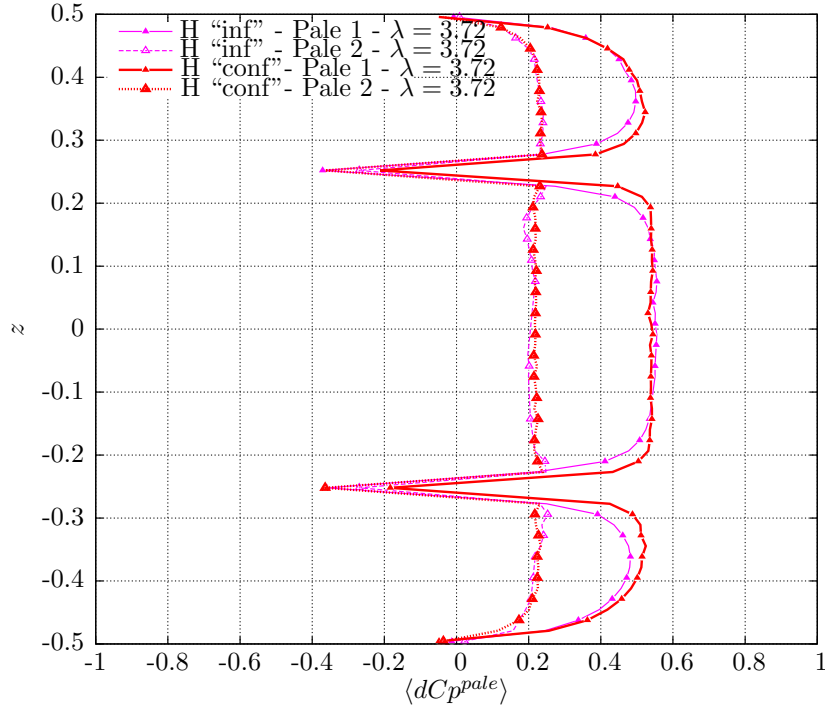


Les précédentes observations corroborent avec l’analyse des performances moyennes pour expliquer cette diminution du coefficient de puissance total $\langle Cp_H^{total} \rangle^{inf}$ en milieu infini sur $\lambda_{opt}^H = 3.72$. D’après cette Figure 3.45, nous pouvons relever qu’en moyenne sur un demi-tour :

- Dans la partie amont, les pertes d’interactions bras et pales sont deux fois plus intenses en milieu infini avec une diminution de $\langle dCp^{pale\ 1}(z_{bras \rightarrow pales}) \rangle^{inf}$ de -41.9%. Au total, les pertes d’interactions bras-pales induisent des différences importantes avec $\langle dCp^{total}(z_{bras \rightarrow pales}) \rangle^{inf} < \langle dCp^{total}(z_{bras \rightarrow pales}) \rangle^{conf}$ (écart d’environ 26%).
- Dans la partie amont, les bras ne récupèrent plus du tout de puissance en milieu infini et induisent même des pertes ”nettes“ avec une diminution importante de $\langle dCp^{pale\ 1}(z_{bras}) \rangle^{inf}$ d’environ -84.9%. Dans la partie aval, les bras induisent au contraire une plus faible dissipation en milieu infini avec une augmentation de $\langle dCp^{pale\ 2}(z_{bras}) \rangle^{inf}$ d’environ +38.2%. Au total, les pertes associées aux bras de rotor H sont comparables en milieux infini et confiné avec $\langle dCp^{total}(z_{bras}) \rangle^{inf} \approx \langle dCp^{total}(z_{bras}) \rangle^{conf}$ (écart d’environ 5%).
- Dans les parties amont et aval, la production de puissance du coeur de pale est identique d’une configuration à l’autre avec $\langle dCp^{total}(z_{coeur}) \rangle^{inf} = \langle dCp^{total}(z_{coeur}) \rangle^{conf}$ (écart d’environ 0.3%).

Au final, les performances globales moyennes d’un rotor H évaluées en configurations ”*inf*“ et ”*conf*“, à production de coeur de pale et dissipation de bras équivalentes, peuvent tout de même être modifiées à cause de pertes d’interactions complexes entre régions motrices et régions dissipatives. En particulier, les pertes d’interactions bras-pales deviennent relativement importantes à mesure

FIGURE 3.45 – Évolution selon z du coefficient de puissance local moyen $\langle dCp^{pale}(z) \rangle$ de chaque pale du rotor H pour les configurations ”*inf*“ et ”*conf*“



que le confinement diminue. De nouvelles zones de dissipation de puissance locale ont alors été observées en milieu infini, plus particulièrement à proximité des bras en $(z_{bras \rightarrow pales})^{inf} \approx (z_{bras} \pm 5dz)$.

En résumé : L'influence du confinement sur les performances d'une VAT dénote des tendances similaires quelque soit la géométrie de rotor considérée : plus le confinement est important et plus les performances globales seront augmentées. Cela se traduit par une augmentation du coefficient de puissance total mais aussi une élévation du paramètre d'avance optimal. Ces gains restent à pondérer avec la géométrie de rotor de VAT étudiée. Avec une géométrie idéalisée (IDEAL), l'effet de confinement entraîne une augmentation du coefficient de puissance de l'ordre de +27%. Sur une configuration réelle de VAT (H), le confinement influe plus légèrement sur les performances totales avec une augmentation du coefficient de puissance de seulement +6% (pour un ratio de blocage B_R multiplié par 23). Cependant, les mécanismes de conversion de puissance locale sont totalement modifiés par cet effet de confinement avec notamment des pertes des bras plus ou moins dissipatives en amont ou en aval mais surtout des pertes d'interactions bras-pales qui deviennent prépondérantes.

3.6 Modélisation des performances d'un rotor de VAT : estimation numérique

Les mécanismes de conversion de puissance au sein d'une VAT étant à présent bien compris, une modélisation complète des performances d'un rotor de VAT peut être entreprise. Nous pouvons donc tenter de modéliser intégralement les performances d'un rotor "réel" (H ou OWL) de VAT à partir d'un rotor "idéalisé" (IDEAL) afin de diminuer drastiquement le coût du calcul numérique.

Cette première section sera dédiée à l'estimation des gains et pertes de puissance des rotors H et OWL en milieu confiné à l'aide des précédentes SGE 3D. L'objectif sera de simplifier autant que possible l'expression du coefficient de puissance total $\langle Cp^{total} \rangle$ afin de le réduire à une simple estimation de quelques coefficients locaux de production/dissipation de puissance.

3.6.1 Estimation des performances d'un rotor de VAT à partir de SGE

Afin d'estimer les performances globales des rotors H et OWL, nous allons donc répartir des coefficients locaux des régions productives avec $\langle dCp^{total}(z_{coeur}) \rangle$ et ceux des régions dissipatives avec $\langle dCp^{total}(z_{bras}) \rangle$ et $\langle dCp^{total}(z_{bouts}) \rangle$, comme représenté précédemment en Figure 3.30. Pour alléger les notations, ces coefficients locaux seront à présent notés $\langle dCp^{coeur} \rangle$, $\langle dCp^{bras} \rangle$ et $\langle dCp^{bouts} \rangle$; la référence au découpage axial selon z sera donc implicitement incluse dans ces notations. Des coefficients locaux associés aux pertes "d'interactions" des régions dissipatives avec les zones motrices avec $\langle dCp^{bras \rightarrow pales} \rangle$ et $\langle dCp^{bouts \rightarrow pales} \rangle$ seront ajoutés. En effet, la présence des bras et des bouts de pale va réduire l'extraction de puissance dans les zones motrices situées à proximité comme nous pouvions déjà l'observer sur la Figure 3.31. Nous devons rappeler que les coefficients locaux $\langle dCp^{total} \rangle$ susmentionnés ont été moyennés entre parties supérieures et inférieures de chaque région pour une surface balayée locale égale à $dA_z = D * (4dz)$. L'indice "num" fera référence aux coefficients de puissance évalués uniquement à partir de simulations numériques.

A partir des précédentes SGE 3D, nous pouvons alors approximer le coefficient de puissance total $\langle Cp^{total} \rangle_{num}$ à partir des coefficients locaux $\langle dCp \rangle_{num}$ pondérés par des constantes k à déterminer :

$$\begin{aligned} \langle Cp^{total} \rangle_{num} \approx & k_{coeur} \langle dCp^{coeur} \rangle_{num} + k_{bras} \langle dCp^{bras} \rangle_{num} + k_{bouts} \langle dCp^{bouts} \rangle_{num} \\ & + k_{bras \rightarrow pales} \langle dCp^{bras \rightarrow pales} \rangle_{num} + k_{bouts \rightarrow pales} \langle dCp^{bouts \rightarrow pales} \rangle_{num} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Mathématiquement, $\langle Cp^{total} \rangle_{num}$ correspond à la "moyenne pondérée" des $\langle dCp \rangle_{num}$ par les coefficients k . Afin de déterminer ces 5 inconnues k , nous devons obtenir au moins 5 équations afin de résoudre le système linéaire. Pour cela, nous pouvons d'ores et déjà écrire 4 équations à partir de l'équation (3.5) en remplaçant par les valeurs numériques de $\langle Cp^{total} \rangle_{num}$ et des $\langle dCp \rangle_{num}$ pour chaque paramètre d'avance λ simulé. La dernière et 5^{eme} équation est donnée par le fait que $\langle Cp^{total} \rangle_{num}$ la somme des coefficients de pondération k doit être unitaire. Nous faisons l'hypothèse que ces coefficients de pondération k ne dépendent pas du paramètre d'avance λ . Nous allons maintenant détailler l'estimation du coefficient de puissance total $\langle Cp^{total} \rangle_{num}$ pour chacun des deux rotors H et OWL.

3.6.1.1 Estimation du coefficient de puissance total du rotor H

Pour le rotor H, deux régions dissipatives ont bien été identifiées : les bras et les bouts de pales. L'équation (3.5) ne pouvant être simplifiée, nous devons donc résoudre le système (S_1) de 5 équations linéaires avec 5 inconnues :

$$(S_1) = \begin{cases} \langle Cp_H^{total} \rangle_{\lambda=3.18} = k_{coeur} \langle dCp_H^{coeur} \rangle_{\lambda=3.18} + k_{bras} \langle dCp_H^{bras} \rangle_{\lambda=3.18} + k_{bouts} \langle dCp_H^{bouts} \rangle_{\lambda=3.18} \\ \quad + k_{bras \rightarrow pales} \langle dCp_H^{bras \rightarrow pales} \rangle_{\lambda=3.18} + k_{bouts \rightarrow pales} \langle dCp_H^{bouts \rightarrow pales} \rangle_{\lambda=3.18} \\ \langle Cp_H^{total} \rangle_{\lambda=3.72} = k_{coeur} \langle dCp_H^{coeur} \rangle_{\lambda=3.72} + k_{bras} \langle dCp_H^{bras} \rangle_{\lambda=3.72} + k_{bouts} \langle dCp_H^{bouts} \rangle_{\lambda=3.72} \\ \quad + k_{bras \rightarrow pales} \langle dCp_H^{bras \rightarrow pales} \rangle_{\lambda=3.72} + k_{bouts \rightarrow pales} \langle dCp_H^{bouts \rightarrow pales} \rangle_{\lambda=3.72} \\ \langle Cp_H^{total} \rangle_{\lambda=4.26} = k_{coeur} \langle dCp_H^{coeur} \rangle_{\lambda=4.26} + k_{bras} \langle dCp_H^{bras} \rangle_{\lambda=4.26} + k_{bouts} \langle dCp_H^{bouts} \rangle_{\lambda=4.26} \\ \quad + k_{bras \rightarrow pales} \langle dCp_H^{bras \rightarrow pales} \rangle_{\lambda=4.26} + k_{bouts \rightarrow pales} \langle dCp_H^{bouts \rightarrow pales} \rangle_{\lambda=4.26} \\ \langle Cp_H^{total} \rangle_{\lambda=4.80} = k_{coeur} \langle dCp_H^{coeur} \rangle_{\lambda=4.80} + k_{bras} \langle dCp_H^{bras} \rangle_{\lambda=4.80} + k_{bouts} \langle dCp_H^{bouts} \rangle_{\lambda=4.80} \\ \quad + k_{bras \rightarrow pales} \langle dCp_H^{bras \rightarrow pales} \rangle_{\lambda=4.80} + k_{bouts \rightarrow pales} \langle dCp_H^{bouts \rightarrow pales} \rangle_{\lambda=4.80} \\ k_{coeur} + k_{bras} + k_{bouts} + k_{bras \rightarrow pales} + k_{bouts \rightarrow pales} = 1 \end{cases}$$

En remplaçant par les valeurs numériques, nous obtenons le système linéaire (S_1) suivant :

$$(S_1) = \begin{cases} 0,2302 = 0,2776k_{coeur} + (-0,1605)k_{bras} + 0,0744k_{bouts} \\ \quad + 0,2656k_{bras \rightarrow pales} + 0,2439k_{bouts \rightarrow pales} \\ 0,2996 = 0,3747k_{coeur} + (-0,2809)k_{bras} + 0,0720k_{bouts} \\ \quad + 0,3285k_{bras \rightarrow pales} + 0,2895k_{bouts \rightarrow pales} \\ 0,2978 = 0,3945k_{coeur} + (-0,4892)k_{bras} + 0,0479k_{bouts} \\ \quad + 0,3334k_{bras \rightarrow pales} + 0,2842k_{bouts \rightarrow pales} \\ 0,2791 = 0,3954k_{coeur} + (-0,7442)k_{bras} + 0,0196k_{bouts} \\ \quad + 0,3292k_{bras \rightarrow pales} + 0,2911k_{bouts \rightarrow pales} \\ k_{coeur} + k_{bras} + k_{bouts} + k_{bras \rightarrow pales} + k_{bouts \rightarrow pales} = 1 \end{cases}$$

La résolution du système (S_1) par la méthode de Cramer [124] nous donne les valeurs des constantes de pondération k suivantes :

$$k_{coeur} = 0,72414 \approx \frac{44}{60} \text{ et } k_{bras} = k_{bouts} = k_{bras \rightarrow pales} = k_{bouts \rightarrow pales} = 0.068966 \approx \frac{4}{60} \quad (3.6)$$

Nous pouvons alors réduire l'évaluation numérique du coefficient de puissance total du rotor H à l'estimation de 5 termes pondérés par les constantes k : un seul terme de production $\langle dCp_H^{coeur} \rangle_{num}$; deux termes de dissipation $\langle dCp_H^{bras} \rangle_{num}$ et $\langle dCp_H^{bouts} \rangle_{num}$; deux termes d'interaction $\langle dCp_H^{bras \rightarrow pales} \rangle_{num}$ et $\langle dCp_H^{bouts \rightarrow pales} \rangle_{num}$.

Les termes de dissipation et d'interaction seront qualifiés par la suite de "termes de pertes" et notés $\langle dCp_H^{diss} \rangle_{num}$; à comprendre au sens de pertes relatives par rapport au coeur de pale.

Le coefficient de puissance total $\langle Cp_H^{total} \rangle_{num}$ du rotor H, estimé numériquement via des SGE 3D s'exprime alors par :

$$\langle Cp_H^{total} \rangle_{num} \approx \frac{44}{60} \langle dCp_H^{coeur} \rangle_{num} + \frac{4}{60} \left[\langle dCp_H^{bras} \rangle_{num} + \langle dCp_H^{bouts} \rangle_{num} + \langle dCp_H^{bras \rightarrow pales} \rangle_{num} + \langle dCp_H^{bouts \rightarrow pales} \rangle_{num} \right] \quad (3.7)$$

L'équation précédente nous indique que le terme de production $\langle dCp_H^{coeur} \rangle_{num}$ est prépondérant devant les autres termes de pertes, pondérés par le même coefficient $k = \frac{4}{60}$, et sont donc directement comparables entre eux.

La Figure 3.46 présente l'évolution des coefficients de puissance totaux $\langle Cp_H^{total} \rangle_{num}$ et locaux $\langle dCp_H \rangle_{num}$ du rotor H en fonction du paramètre d'avance λ . Par rapport à la Figure 3.16, les coefficients locaux associés aux pertes d'interactions avec $\langle dCp_H^{bras \rightarrow pales} \rangle_{num}$ et $\langle dCp_H^{bouts \rightarrow pales} \rangle_{num}$ ont été rajoutés tout comme le coefficient de puissance total $\langle Cp_H^{total} \rangle_{num}$ "approximé" numériquement via l'équation (3.7).

Ainsi, les pertes d'interactions demeurent secondaires par rapport aux pertes liées aux bras ou aux bouts de pale du rotor H. De plus, il est intéressant de relever que les pertes induites par les interactions bouts-pales sont plus importantes que celles induites par les interactions bras-pales. La bonne correspondance entre $\langle Cp_H^{total} \rangle_{num}$ et $\langle Cp_H^{total} \rangle$ pour différents paramètres d'avance λ valide notre modélisation numérique détaillée en équation (3.7).

3.6.1.2 Estimation du coefficient de puissance total du rotor OWL

Pour le rotor OWL, une seule région dissipative principale a été identifiée au niveau des bras situés aux extrémités. En effet, les pertes des bouts de pale sont directement incluses dans les pertes des bras avec $\langle dCp_{OWL}^{bouts} \rangle \subset \langle dCp_{OWL}^{bras} \rangle$; il en va de même pour les pertes d'interactions avec $\langle dCp_{OWL}^{bouts \rightarrow pales} \rangle \subset \langle dCp_{OWL}^{bras \rightarrow pales} \rangle$.

L'équation (3.5) peut donc se simplifier par :

$$\langle Cp^{total} \rangle_{num} \approx k_{coeur} \langle dCp^{coeur} \rangle_{num} + k_{bras} \langle dCp^{bras} \rangle_{num} + k_{bras \rightarrow pales} \langle dCp^{bras \rightarrow pales} \rangle_{num} \quad (3.8)$$

La résolution de l'équation précédente se réduit à résoudre un système d'équations linéaires (S_2)

Ainsi les constantes k de l'équation (3.8) pour le rotor OWL ont été évaluées à l'aide de 3 équations du système (S_2) (en vérifiant que les solutions k obtenues sont aussi solutions des 2 autres) par la méthode de Cramer :

$$k_{coeur} = 0.866667 \approx \frac{52}{60} \text{ et } k_{bras} = k_{bras \rightarrow pales} = 0.0666667 \approx \frac{4}{60} \quad (3.9)$$

L'estimation numérique des performances du rotor OWL, quantifiée par $\langle Cp_{OWL}^{total} \rangle_{num}$, peut donc se réduire à l'évaluation de : un terme source prépondérant $\langle dCp_{OWL}^{coeur} \rangle_{num}$ et de deux termes dissipatifs de même pondération $\langle dCp_{OWL}^{bras} \rangle_{num}$ et $\langle dCp_{OWL}^{bras \rightarrow pales} \rangle_{num}$.

Le coefficient de puissance total $\langle Cp_{OWL}^{total} \rangle_{num}$ du rotor OWL, estimé numériquement via des SGE 3D s'exprime alors par :

$$\langle Cp_{OWL}^{total} \rangle_{num} \approx \frac{52}{60} \langle dCp_{OWL}^{coeur} \rangle_{num} + \frac{4}{60} \left[\langle dCp_{OWL}^{bras} \rangle_{num} + \langle dCp_{OWL}^{bras \rightarrow pales} \rangle_{num} \right] \quad (3.10)$$

La variation des coefficients de puissance totaux et locaux du rotor OWL selon le paramètre d'avance est donné en Figure 3.47. Tout comme le rotor H, les pertes d'interactions demeurent faibles par rapport aux pertes des bras. L'adéquation entre $\langle Cp_{OWL}^{total} \rangle_{num}$ et $\langle Cp_{OWL}^{total} \rangle$ sur plusieurs paramètres d'avance λ permet de nouveau de valider notre modèle numérique explicité en équation (3.10).

Ainsi, la diminution du nombre de termes de dissipation avec seulement $\langle dCp_{OWL}^{bras} \rangle_{num}$ conduit à l'augmentation de la prépondérance du terme de production $\langle dCp_{OWL}^{coeur} \rangle_{num}$ (quantifiée par l'augmentation de sa constante de pondération passée de $k_H^{coeur} = \frac{44}{60}$ à $k_{OWL}^{coeur} = \frac{52}{60}$). Ceci explique alors de manière quantitative le gain total de puissance du rotor OWL par rapport au rotor H.

3.6.2 Estimation des pertes d'un rotor de VAT à partir de SGE

Dans cette sous-section, nous allons effectuer des bilans de pertes afin de donner des ordres de grandeur à propos des effets dissipatifs 3D rencontrés dans un rotor de VAT. Autrement dit, les principales pertes précédemment identifiées au niveau des bras et des bouts de pale vont être quantifiées, en prenant le coeur de pale comme référence. A partir de l'équation (3.5), nous pouvons alors calculer les pertes associées à chacune des régions dissipatives :

$$\Delta \langle dCp^{diss} \rangle = k_{diss} [\langle dCp^{coeur} \rangle_{num} - \langle dCp^{diss} \rangle_{num}]. \quad (3.11)$$

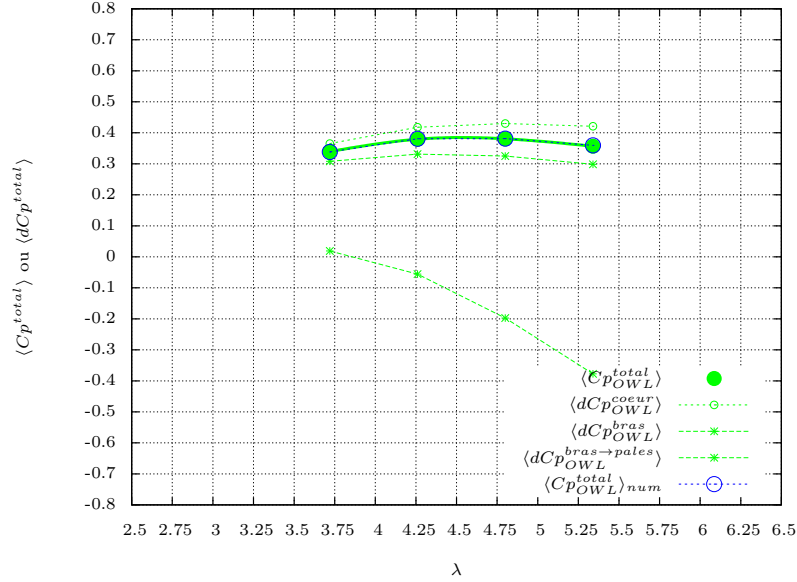
L'expression finale pour effectuer notre bilan des pertes sera la suivante :

$$\begin{aligned} \langle Cp^{total} \rangle_{num} \approx \langle dCp^{coeur} \rangle_{num} - \Delta \langle dCp^{bras} \rangle_{num} - \Delta \langle dCp^{bouts} \rangle_{num} \\ - \Delta \langle dCp^{bras \rightarrow pales} \rangle_{num} - \Delta \langle dCp^{bouts \rightarrow pales} \rangle_{num} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Il faut bien comprendre que cette équation (3.12) est strictement équivalente à l'équation (3.5). Cette expression permet d'avoir une quantification plus directe des pertes (par rapport au coeur de pale) au sein d'une VAT. L'indice "num" rappelle que ces pertes ont été évaluées numériquement à partir des SGE 3D.

Nous pouvons alors préciser l'origine de chacun de ces termes de pertes :

FIGURE 3.47 – Évolution du coefficient de puissance moyen total, ”exact“ $\langle Cp_{OWL}^{total} \rangle$ ou ”approximé“ $\langle Cp_{OWL}^{total} \rangle_{num}$, en fonction du paramètre d’avance λ pour le rotor OWL



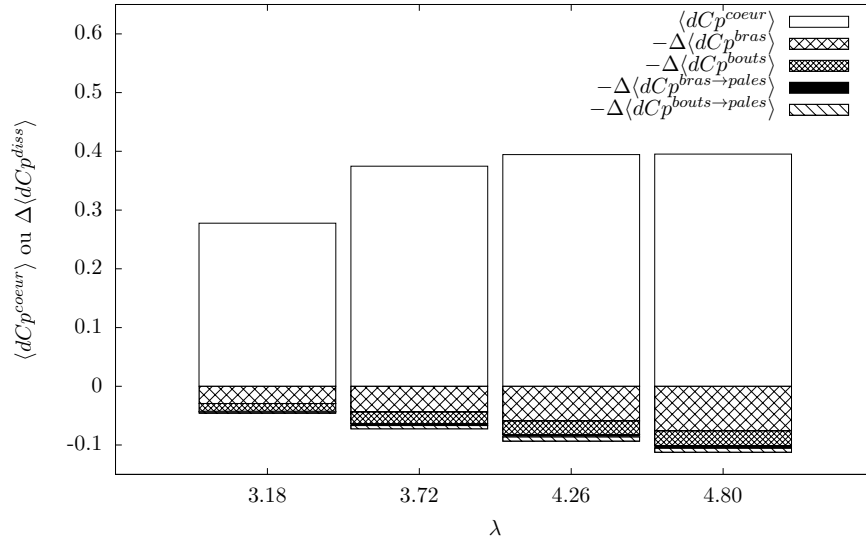
- $\langle Cp^{total} \rangle_{num}$ est le coefficient de puissance total du rotor considéré.
- $\langle dCp^{coeur} \rangle_{num}$ correspond au terme de production de puissance, générée par le cœur de pale.
- $\Delta \langle dCp^{bras} \rangle_{num}$ quantifie les pertes de puissance associées aux bras et aux raccords bras-pales.
- $\Delta \langle dCp^{bouts} \rangle_{num}$ évalue les pertes de puissance des bouts de pale.
- $\Delta \langle dCp^{bras \rightarrow pales} \rangle_{num} + \Delta \langle dCp^{bouts \rightarrow pales} \rangle_{num}$ traduit les pertes d’interactions entre régions dissipatives (bras et bouts de pale) et régions motrices à proximité (pales).

Dans le cas du rotor H, les pertes d’interactions de l’arbre central sur la pale aval $\Delta \langle dCp_H^{arbre \rightarrow pales} \rangle_{num}$ sont directement incluses dans le terme de production du cœur de pales $\langle dCp_H^{coeur} \rangle_{num}$, qui s’en retrouve donc diminué. En effet, le sillage induit par l’arbre central limite la puissance extraite par les pales dans le demi-disque aval. Cet effet sera donc à prendre en considération par la suite, notamment pour la modélisation du terme de production.

3.6.2.1 Estimation des pertes du rotor H

A partir de l’équation (3.12), les pertes du rotor H peuvent être évaluées numériquement à l’aide des précédentes SGE 3D. L’histogramme empilé 3.48 présente les valeurs absolues du terme de production $\langle dCp_H^{coeur} \rangle_{num}$ et des différents termes de pertes relatives $\Delta \langle dCp_H^{diss} \rangle_{num}$ pour le rotor H sur différents paramètres d’avance λ . De manière générale, plus le paramètre d’avance λ est élevé et plus les pertes $\Delta \langle dCp_H^{diss} \rangle_{num}$ sont importantes. Les pertes des bras $\Delta \langle dCp_H^{bras} \rangle_{num}$ du rotor H

FIGURE 3.48 – Bilan des pertes $\Delta\langle dCp_H^{diss} \rangle_{num}$ par rapport au coeur de pale pour le rotor H



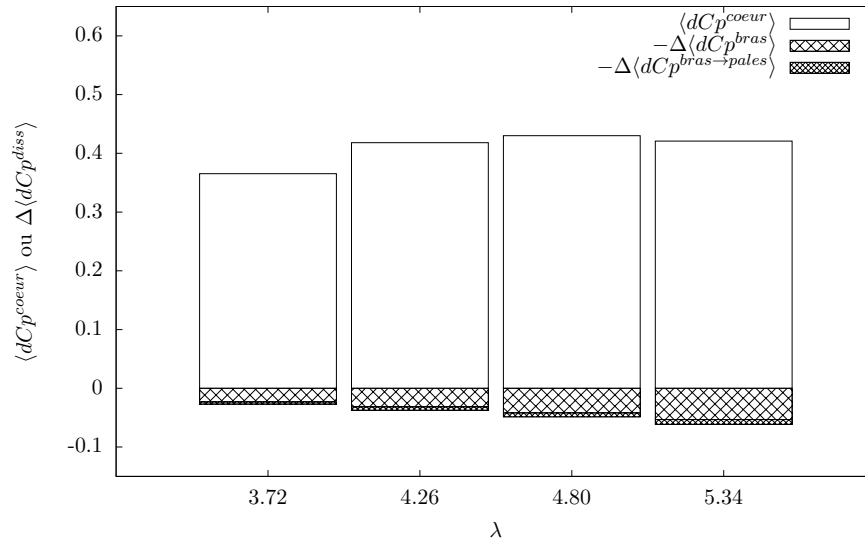
demeurent prépondérantes et constituent la première source de dissipation de puissance avec des pertes allant de -10.5% à -19.2% par rapport au coeur de pale du rotor H. Les pertes de bouts de pale $\Delta\langle dCp_H^{bouts} \rangle_{num}$ demeurent la seconde source de dissipation avec des pertes variant de -4.9% à -6.3%. Les pertes d'interactions $\Delta\langle dCp_H^{bras \to pales} \rangle_{num} + \Delta\langle dCp_H^{bouts \to pales} \rangle_{num}$ restent négligeables au regard des précédentes pertes évoquées avec une dissipation maximale de puissance d'environ -2%.

3.6.2.2 Estimation des pertes du rotor OWL

De manière identique, les pertes du rotor OWL ont pu être estimées numériquement via les SGE 3D. L'histogramme 3.49 présente la répartition absolue entre le terme de production $\langle dCp_{OWL}^{coeur} \rangle_{num}$ et les différents termes de pertes relatives $\Delta\langle dCp_{OWL}^{diss} \rangle_{num}$ pour le rotor OWL selon le paramètre d'avance considéré. Tout comme le rotor H, les pertes des bras $\Delta\langle dCp_{OWL}^{bras} \rangle_{num}$ du rotor OWL prédominent avec une dissipation de puissance de -6.3% à -12.6% par rapport au coeur de pale du rotor OWL. Les pertes d'interactions entre ces bras et les pales demeurent une nouvelle fois négligeables avec une perte maximale de -2%.

Au global, les pertes du rotor OWL sont nettement diminuées par rapport aux pertes du rotor H précédent. Sur le paramètre d'avance maximal de chaque rotor ($\lambda_{max}^{OWL} = 5.34$ et $\lambda_{max}^H = 4.80$), c'est -14.6% pour le rotor OWL contre -28.4% pour le rotor H de puissance totale perdue par rapport à leur coeur de pale respectif. Sur le paramètre d'avance optimal du rotor OWL ($\lambda_{opt}^{OWL} = 4.80$), ces pertes totales ont été diminuées en absolu d'un facteur $\times 2.3$ par rapport au rotor H.

FIGURE 3.49 – Bilan des pertes $\Delta\langle dCp_{OWL}^{diss}\rangle_{num}$ par rapport au coeur de pale pour le rotor OWL



En résumé : Les performances globales et locales des rotors H et OWL ont été estimées à l'aide de SGE 3D en fonction du paramètre d'avance λ considéré. Il a été montré que l'évaluation des performances globales, quantifiées par le coefficient de puissance total $\langle Cp^{total}\rangle_{num}$, se réduit à l'estimation d'un terme prépondérant de production $\langle dCp^{coeur}\rangle_{num}$ et de plusieurs termes de dissipation, dont principalement $\langle dCp^{bras}\rangle_{num}$ et $\langle dCp^{bouts}\rangle_{num}$. Les pertes $\Delta\langle dCp^{diss}\rangle_{num}$ associées à chacun des rotors H et OWL ont été estimées numériquement et ont permis d'expliquer quantitativement le gain de puissance du rotor OWL. Ainsi, les pertes relatives du rotor OWL, calculées par rapport à la puissance produite du coeur de pale, ont été divisées en moyenne d'un facteur 2 par rapport à celles du rotor H.

3.7 Modélisation des performances d'un rotor de VAT : modèle semi-empirique

La section précédente a démontré que les performances globales d'un rotor de VAT, quantifiées par le coefficient de puissance total $\langle Cp^{total}\rangle_{num}$, pouvait se réduire à l'expression d'un terme de production $\langle dCp^{coeur}\rangle_{num}$ et de plusieurs termes de dissipation $\Delta\langle dCp^{diss}\rangle_{num}$. Nous pouvons à présent tenter d'élaborer un modèle semi-empirique afin d'estimer plus simplement ce coefficient de puissance total qui sera alors "modélisé" par $\langle Cp^{total}\rangle_{mod}$. L'indice "mod" fera référence aux coefficients de puissance évalués à partir des modèles simplifiés et non issus de calculs numériques.

L'objectif sera donc de modéliser les différents termes de gain et de pertes de puissance afin d'évaluer simplement les performances globales d'un rotor de VAT. Nous allons donc repartir de l'expression du coefficient de puissance total via le bilan des pertes effectué précédemment :

$$\begin{aligned} \langle C_p^{total} \rangle_{mod} = & \langle dC_p^{coeur} \rangle_{mod} - \Delta \langle dC_p^{bras} \rangle_{mod} - \Delta \langle dC_p^{bouts} \rangle_{mod} \\ & - \Delta \langle dC_p^{bras \rightarrow pales} \rangle_{mod} - \Delta \langle dC_p^{bouts \rightarrow pales} \rangle_{mod} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Tout l'enjeu est de parvenir à estimer numériquement le terme de production de puissance $\langle dC_p^{coeur} \rangle_{mod}$ tout en modélisant de manière simple les termes de pertes $\Delta \langle dC_p^{diss} \rangle_{mod}$. L'objectif final serait de parvenir à estimer $\langle C_p^{total} \rangle_{mod}$, associé à une géométrie complète 3D de rotor de VAT, directement via une approche numérique de SGE 2.5D voire même d'un "simple" calcul URANS 2D. L'intérêt majeur de cette étude réside donc dans la limitation conséquente du temps de calcul avec une prédiction des performances "réelles" d'une VAT grandement améliorée.

3.7.1 Modélisation des pertes d'un rotor de VAT à partir de modèles simplifiés

La première difficulté réside dans l'expression des différents termes de pertes $\Delta \langle dC_p^{diss} \rangle_{mod}$ en fonction du paramètre d'avance et de nombres adimensionnés caractéristiques d'une VAT (AR, σ, β, \dots). Les pertes associées à chacune des régions dissipatives peuvent être de nature différente : des pertes liées au frottement visqueux (trainée de frottement), des pertes liées à la géométrie (trainée de forme) ou encore des pertes induites par une distribution de portance non-nulle (trainée induite). Deux régions principales sources de dissipation ont été identifiées au niveau des bras et des bouts de pale : leurs pertes associées doivent donc être modélisées via $\Delta \langle C_p^{bras} \rangle_{mod}$ et $\Delta \langle C_p^{bouts} \rangle_{mod}$. En première approximation, les pertes d'interactions seront considérées comme négligeables en comparaison des pertes des bras ou des bouts de pales avec $\Delta \langle dC_p^{bras \rightarrow pales} \rangle_{mod} = \Delta \langle dC_p^{bouts \rightarrow pales} \rangle_{mod} \approx 0$.

3.7.1.1 Modélisation des pertes de bras

Les pertes des bras sont issues de deux mécanismes physiques distincts : les pertes "d'interférences" de couches limites au niveau des raccords bras-pales et les pertes "pures" générées par le frottement visqueux sur la surface des bras (le trainée visqueuse étant dominante par rapport à la trainée de pression des bras en incidence nulle). Une fois ces effets couplés, les pertes associées aux bras concentrent la principale source de dissipation de puissance d'un rotor de VAT. Du fait de la complexité des pertes d'interférences, seules les pertes par frottement visqueux des bras seront modélisées.

La puissance associée à cette dissipation visqueuse des bras peut s'écrire (si m est le nombre de bras par pale) :

$$P^{bras} = \frac{mN\rho c\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^R W_\theta^2(\theta, r) C_{D,0}(\theta, r) r dr d\theta \quad (3.14)$$

Nous supposons alors que les bras rencontrent un écoulement de vitesse relative $W_\theta = V_0 \cos(\theta) - \omega r$ avec une incidence nulle et donc qu'ils ne génèrent aucune portance. Le coefficient de trainée $C_{D,0}$

pour $\alpha = 0^\circ$ (incidence nulle) peut alors être considéré comme constant et égal à $C_{D,0}(Re_c) \approx 0.01$ pour $Re_c = 10^5$ [27].

Après intégration sur la longueur totale du bras, la valeur moyenne sur un tour de la puissance dissipative totale des bras s'écrit :

$$\langle P^{bras} \rangle = \frac{mN}{8} \rho c R C_{D,0} V_0^3 (\lambda + \lambda^3) \quad (3.15)$$

Après adimensionnement par la puissance cinétique incidente $P_{cin} = \frac{1}{2} \rho 2R H V_0^3$, nous obtenons l'expression suivante pour le coefficient de pertes pures des bras :

$$\Delta \langle C p^{bras} \rangle_{mod} = \frac{m}{8} \frac{Nc}{H} C_{D,0} (\lambda + \lambda^3) \quad (3.16)$$

En faisant apparaître le rapport d'aspect global $AR = \frac{H}{2R}$ et la solidité $\sigma = \frac{Nc}{2R}$, le coefficient des pertes modélisées des bras s'exprime finalement par :

$$\Delta \langle C p^{bras} \rangle_{mod} = \frac{m}{8} \frac{\sigma}{AR} C_{D,0} (\lambda + \lambda^3) \quad (3.17)$$

Cette expression a déjà été démontrée et utilisée pour l'estimation des pertes des bras d'une VAT par Strom *et al.* [52] et Hara *et al.* [119].

3.7.1.2 Modélisation des pertes de bouts de pale

Les pertes des bouts de pales se traduisent par l'apparition des tourbillons marginaux au niveau des extrémités des pales. Ces pertes de bouts de pale sont aussi issues de deux phénomènes distincts : d'une part, des pertes "induites" par la modification de la distribution de portance au niveau des extrémités de pale et d'autre part, des pertes "visqueuses" liées à la formation de structures tourbillonnaires complexes en bouts de pale, comme identifié précédemment en Figure 3.11. Une fois ces effets additionnés, les pertes de bouts de pale qui en découlent constituent la seconde source de dissipation d'un rotor de VAT. De part la dynamique complexe des pertes visqueuses, seules les pertes induites des bouts de pale seront modélisées.

En première approche, nous pouvons reprendre l'expression du coefficient de trainée induite pour une distribution de portance de coefficient C_L et pour un allongement $\beta = \frac{H}{c}$ donné :

$$C_{D,i} = \frac{C_L^2}{\pi k_i \beta} \quad (3.18)$$

k_i est le coefficient d'Ostwald traduisant l'efficacité énergétique d'une aile d'allongement β donné.

Nous faisons alors l'hypothèse que le coefficient de portance évolue dans sa zone linéaire conduisant à $C_L = 2\pi\alpha(\theta)$ (hypothèse des faibles incidences). L'intégration sur un tour complet pourrait s'approximer par $\int_0^{\alpha_{max}} \alpha^2(\theta) d\theta = \left[\frac{\alpha_{max}^3}{3} \right]$ avec $\alpha_{max} \approx \frac{1}{\lambda}$.

La puissance des pertes induites par les tourbillons de bouts de pales pourrait alors s'écrire :

$$\langle P^{bouts} \rangle = \frac{pN}{8} \rho c \frac{H}{2} C_{D,i} V_0^3 (\lambda + \lambda^3) \quad (3.19)$$

nous permettant d'obtenir le coefficient de puissance de pertes des bouts de pale après adimensionnement par P_{cin} :

$$\Delta \langle Cp^{bouts} \rangle_{mod} = \frac{\pi}{3k_i} \frac{\sigma}{\beta} \left(\frac{1}{\lambda} + \lambda \right) \quad (3.20)$$

Le coefficient de pertes induites k_i varie en fonction du rotor considéré à cause de la position des bras pouvant faire office de winglets dans le cas du rotor OWL : $k_i \approx 1.46$ pour le rotor OWL contre $k_i \approx 1.03$ pour le rotor H d'après Kroo *et al.* [125].

3.7.1.3 Application des modèles de pertes aux rotors OWL et H

Nous pouvons à présent modéliser complètement (sous nos hypothèses simplificatrices) les pertes au sein d'un rotor de VAT. Le coefficient de puissance total d'un rotor complet se modélise par :

$$\langle Cp^{total} \rangle_{mod} \approx \langle dCp^{coeur} \rangle - \frac{m}{8} \frac{\sigma}{AR} C_{D,0} (\lambda + \lambda^3) - \frac{\pi}{3k_i} \frac{\sigma}{\beta} \left(\frac{1}{\lambda} + \lambda \right) \quad (3.21)$$

où le coefficient de traînée à incidence nulle vaut $C_{D,0}(Re_c = 10^5) \approx 0.01$ et où le nombre de bras par pale est égal à $m = 2$.

A partir de l'équation précédente, nous pouvons à présent modéliser les performances de chacun des rotors OWL et H et estimer directement le coefficient de puissance total $\langle Cp^{total} \rangle_{mod}$ en supposant la valeur de $\langle dCp^{coeur} \rangle$ connue.

Modèle de pertes pour le rotor OWL

Ainsi, la modélisation précédente appliquée au rotor OWL permet d'évaluer le coefficient de puissance total "modélisé" $\langle Cp_{OWL}^{total} \rangle_{mod}$ en fonction de $\langle dCp_{OWL}^{coeur} \rangle$. En considérant $k_i \approx 1.46$ [125] pour le rotor OWL, l'application numérique de l'équation (3.21) nous donne :

$$\langle Cp_{OWL}^{total} \rangle_{mod} \approx \langle dCp_{OWL}^{coeur} \rangle - 0.0025 \frac{\sigma}{AR} (\lambda + \lambda^3) - 0.717 \frac{\sigma}{\beta} \left(\frac{1}{\lambda} + \lambda \right) \quad (3.22)$$

L'expression précédente nous indique que les pertes du rotor OWL augmenteront avec la solidité σ . Par exemple, augmenter la corde c des pales induira une plus grande traînée visqueuse des bras due à une surface $S_{bras} = R * c$ plus grande. De plus, augmenter c conduira à une augmentation du coefficient de portance C_L et donc une traînée induite des tourbillons marginaux plus importante. Cette expression nous indique aussi que les pertes OWL seront plus importantes pour des rapports d'aspect AR et d'allongement β faibles. Par exemple, diminuer la hauteur H de la turbine induira une dissipation visqueuse des bras relativement plus grande ainsi qu'une traînée induite plus importante à cause d'une distribution de portance moins uniforme, comme expliqué par Gosselin *et al.* [39].

Modèle de pertes pour le rotor H

Ainsi, la modélisation des pertes appliquée au rotor H a conduit à l'estimation du coefficient de puissance total modélisé $\langle Cp_H^{total} \rangle_{mod}$ en fonction de $\langle dCp_H^{coeur} \rangle$. En prenant cette fois-ci $k_i \approx 1.03$ [125] pour le rotor H, l'application numérique de l'équation (3.21) équivaut à :

$$\langle Cp_H^{total} \rangle_{mod} \approx \langle dCp_H^{coeur} \rangle - 0.0025 \frac{\sigma}{AR} (\lambda + \lambda^3) - 1.017 \frac{\sigma}{\beta} \left(\frac{1}{\lambda} + \lambda \right) \quad (3.23)$$

L'expression (3.23) précédente du coefficient de puissance modélisé du rotor H est similaire à l'expression (3.22) pour le rotor OWL. A partir de cette modélisation, les pertes pures des bras des rotors OWL et H sont identiques alors que les pertes induites des bouts de pale sont légèrement plus élevées dans le cas du rotor H, dû notamment à une valeur du coefficient d'Ostwald k_i plus faible. Ceci s'explique par le fait que les bras du rotor H ne font pas office de winglets tout comme les bras du rotor OWL et donc génèrent une trainée induite de tourbillons marginaux plus importante.

Cependant, il faut préciser que cette similitude observée au niveau de la modélisation des pertes des rotors OWL et H s'explique par la déconsidération des pertes des raccords bras-pales. Cette approximation semble valable pour les raccords incurvés du rotor OWL, comme précisé par la suite. A l'inverse pour le rotor H, ces pertes d'interférences au niveau des raccords "droits" sont loin d'être négligeables ; un troisième et dernier terme de pertes devrait donc être ajouté pour prendre en compte les principaux effets dissipatifs du rotor H. De plus, l'égalité des pertes modélisées des bras OWL et H est contraire à notre précédente analyse locale de puissance au niveau des bras, comme quantifié en Figure 3.34. Ceci pourrait s'expliquer par une variation de l'incidence relative vue par les bras OWL, causée par la présence de tourbillons marginaux en $z = \pm H$, qui entrainerait une faible génération de portance limitant alors la dissipation totale des bras. Au final, cette modélisation très "simplifiée" des pertes d'un rotor de VAT demeure une première approximation et nécessiterait d'être affinée par la suite.

3.7.2 Modélisation du terme de production de puissance d'un rotor réel de VAT à partir de modèles simplifiés

Dans cette modélisation, une seconde difficulté s'ajoute avec l'évaluation du coefficient de puissance du coeur de pale $\langle dCp_H^{coeur} \rangle_{mod}$. Une première idée serait de considérer la puissance produite par le rotor IDEAL étudié précédemment. Cependant, la puissance extraite au coeur de pale d'un rotor réel (H ou OWL) de VAT n'est pas égale à celle extraite par le rotor idéalisé (IDEAL), comme quantifié en Figure 3.31. Une correction supplémentaire doit alors être prise en compte afin de modéliser correctement ce terme de production de puissance du coeur de pale.

3.7.2.1 Modélisation du terme de production de puissance du coeur de pale des rotors OWL et H à partir du rotor IDEAL

Dans le cas du rotor IDEAL, la modélisation de "pales infinies" introduit un effet de confinement supplémentaire conduisant à un blocage de l'écoulement important. Avec l'approche 2.5D du rotor IDEAL, les conditions de symétrie imposées sur les parois supérieures et inférieures du domaine de calcul ne permettent aucune déviation verticale possible de l'écoulement, comme illustré précédemment en Figure 3.39. Une correction de cet effet de blocage induit par le rotor IDEAL doit être appliquée.

L'objectif premier sera donc de trouver une relation entre $\langle dCp^{coeur} \rangle_{mod}$ et $\langle Cp_{IDEAL}^{total} \rangle_{num}$ tout en tenant compte du pseudo-confinement axial ϵ_{ax} induit. Qui plus est, les coefficients de puissance du coeur de pale des rotors H et OWL ne sont pas égaux entre eux avec $\langle dCp_H^{coeur} \rangle < \langle dCp_{OWL}^{coeur} \rangle$. Cela a déjà été expliqué par l'effet du sillage de l'arbre central dans le demi-disque aval du rotor H. Une correction additionnelle devra donc être faite dans le cas du rotor H afin de considérer cette interaction arbre-pales dans la partie aval.

Des corrections sur l'effet de blocage d'une VAT ont déjà été détaillées précédemment (se référer au Chapitre 1 - Section 1.3.3.2) et permettent d'extrapoler des performances de VAT prédites en milieu confiné "conf" dans un milieu supposé infini "inf". Pour rappel, la correction de l'effet de blocage employée dans cette thèse est celle proposée par Pope et Harper [50] avec une vitesse amont corrigée $V_0^{inf} = V_0^{conf} [1 + \epsilon_t]$ et $\epsilon_t \approx \frac{1}{4\epsilon_{ax}\epsilon_{lat}}$.

Cette correction de la vitesse de référence se traduit sur les performances d'un rotor de VAT par :

$$\lambda^{inf} = \frac{\lambda^{conf}}{[1 + \epsilon_t]} \text{ et } \langle Cp \rangle^{inf} = \frac{\langle Cp \rangle^{conf}}{[1 + \epsilon_t]^3} \quad (3.24)$$

Afin d'obtenir le coefficient de puissance du coeur de pale $\langle dCp^{coeur} \rangle_{mod}$ des rotors OWL et H à partir du coefficient de puissance $\langle Cp_{IDEAL}^{total} \rangle_{num}$ du rotor IDEAL obtenu numériquement en milieu confiné, nous devons adapter la formule précédente avec une correction portant uniquement sur le confinement axial $\epsilon_{ax} = 2.6$ (sachant que le confinement latéral $\epsilon_{lat} = 2.4$ a déjà été pris en compte dans nos SGE en milieu confiné). Nous supposons donc pour la suite de cette étude : $\epsilon_t \approx \frac{1}{4\epsilon_{ax}}$.

3.7.2.2 Modélisation complète des performances du rotor OWL en milieu confiné

Le coeur de pale du rotor OWL, étant dépourvu d'arbre central, est géométriquement identique au rotor IDEAL. La correction de l'effet de confinement axial de l'équation (3.24) reste donc valide pour le rotor OWL avec :

$$(\lambda^{OWL})_{mod} = \frac{(\lambda^{IDEAL})_{num}}{[1 + (\frac{1}{4\epsilon_{ax}})]} \text{ et } \langle dCp_{OWL}^{coeur} \rangle_{mod} = \frac{\langle Cp_{IDEAL}^{total} \rangle_{num}}{[1 + (\frac{1}{4\epsilon_{ax}})]^3} \quad (3.25)$$

Au final, les performances globales du rotor OWL en milieu confiné peuvent s'exprimer complètement à partir des performances du rotor IDEAL obtenues aussi en milieu confiné, et calculées via un

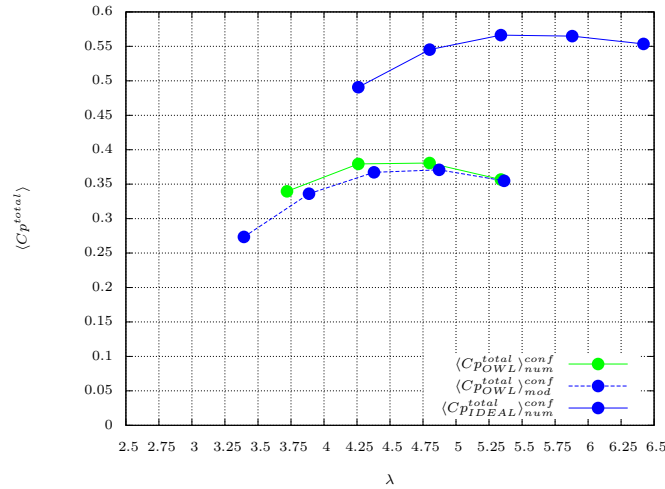
”simple“ calcul de SGE 2.5D :

$$\begin{aligned}
 (\lambda^{OWL})_{mod} &= \frac{(\lambda^{IDEAL})_{num}}{[1 + (\frac{1}{4\epsilon_{ax}})]} \\
 \langle C_{P_{OWL}}^{total} \rangle_{mod} &\approx \frac{\langle C_{P_{IDEAL}}^{total} \rangle_{num}}{[1 + (\frac{1}{4\epsilon_{ax}})]^3} - 0.0025 \frac{\sigma}{AR} (\lambda + \lambda^3) - 0.717 \frac{\sigma}{\beta} (\frac{1}{\lambda} + \lambda)
 \end{aligned} \tag{3.26}$$

La Figure 3.50 présente la comparaison des performances globales du rotor OWL en milieu confiné, soit évaluées directement à l’aide de SGE 3D avec $\langle C_{P_{OWL}}^{total} \rangle_{num}^{conf}$ ou soit modélisées à partir de SGE 2.5D avec $\langle C_{P_{OWL}}^{total} \rangle_{mod}^{conf}$ calculé à partir de $\langle C_{P_{IDEAL}}^{total} \rangle_{num}^{conf}$ et de l’équation (3.26). Une bonne estimation du paramètre d’avance optimal modélisé $(\lambda_{opt}^{OWL})_{mod}^{conf}$ est trouvé par rapport à $(\lambda_{opt}^{OWL})_{num}^{conf}$ estimé numériquement via les SGE 3D. De la même manière, un bon accord est trouvé entre coefficient de puissance modélisé $\langle C_{P_{OWL}}^{total} \rangle_{mod}^{conf}$ et celui estimé numériquement $\langle C_{P_{OWL}}^{total} \rangle_{num}^{conf}$ pour le rotor OWL en milieu confiné.

Ceci peut s’expliquer par le fait que les pertes d’interférences des raccords bras-pales du rotor OWL demeurent faibles et l’approximation sur les pertes d’interactions $\Delta \langle dC_{P_{bras \rightarrow pales}} \rangle_{mod} \approx 0$ reste valable. En particulier, la forme incurvée des raccords bras-pales du rotor OWL permet de limiter les trainées parasites d’interactions. La légère sous-estimation du coefficient modélisé $\langle C_{P_{OWL}}^{total} \rangle_{mod}^{conf}$ s’explique donc plutôt par une sous-estimation du terme modélisé de production $\langle dC_{P_{coeur}} \rangle_{mod}^{conf}$.

FIGURE 3.50 – Évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle C_{P_{OWL}}^{total} \rangle_{num}$ évalué numériquement ou modélisé empiriquement $\langle C_{P_{OWL}}^{total} \rangle_{mod}$ en fonction du paramètre d’avance λ pour le rotor OWL en milieu confiné ”conf“



3.7.2.3 Modélisation complète des performances du rotor H en milieu confiné et milieu infini

Dans le cas du rotor H, l'effet de blocage dû à l'arbre central modifie l'extraction de puissance du coeur de pale dans le demi-disque aval, réduisant ainsi la valeur de $\langle dCp_H^{coeur} \rangle_{mod}$ mais aussi celle de $(\lambda^H)_{mod}$. A noter que dans le cas des SGE 2.5D portant sur le rotor IDEAL, aucun arbre central n'avait été considéré. Un facteur correctif additionnel $k_{arbre \rightarrow pale}$, tenant compte de l'effet de sillage de l'arbre central, doit donc être ajouté pour corriger $\langle dCp_H^{coeur} \rangle_{mod}$. De manière arbitraire, nous avons aussi rajouter ce même facteur pour corriger le paramètre d'avance $(\lambda^H)_{mod}$ (l'augmentation des effets dissipatifs "décalant" la courbe de performances $\langle Cp \rangle = f(\lambda)$ vers des λ plus faibles) :

$$(\lambda^H)_{mod} = k_{arbre \rightarrow pale} \frac{(\lambda^{IDEAL})_{num}}{[1 + (\frac{1}{4\epsilon_{ax}})]} \text{ et } \langle dCp_H^{coeur} \rangle_{mod} = k_{arbre \rightarrow pale} \frac{\langle Cp_{IDEAL}^{total} \rangle_{num}}{[1 + (\frac{1}{4\epsilon_{ax}})]^3} \quad (3.27)$$

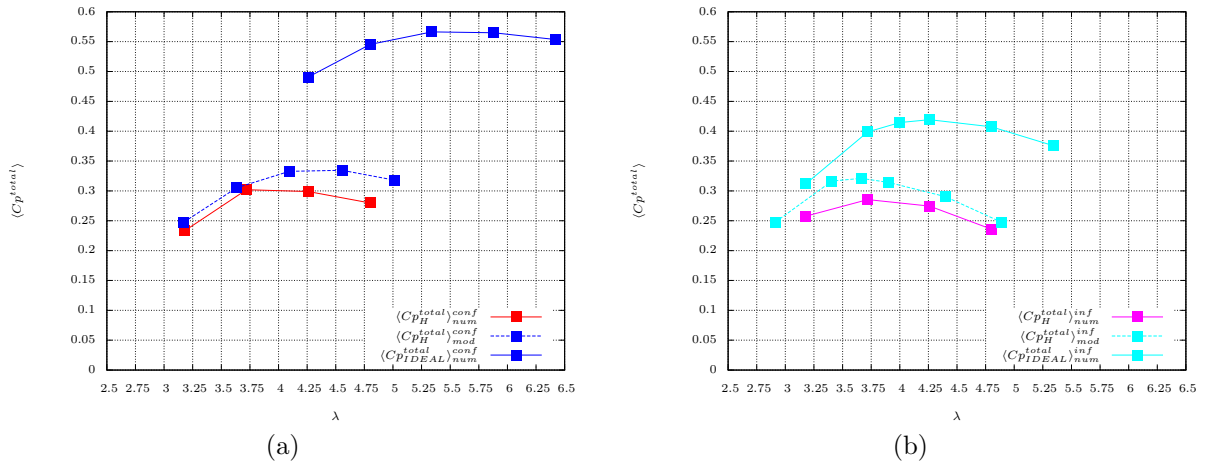
En première approximation, nous pouvons considérer que $k_{arbre \rightarrow pale}$ est constant alors qu'en réalité il dépend de λ . D'après Zhang *et al.* [121], la perte induite de l'arbre dans la partie aval est estimée à -6.5% pour un rapport des diamètres arbre/turbine $\delta = 3\%$ comme dans notre cas d'étude. Nous prendrons donc pour la suite de notre étude : $k_{arbre \rightarrow pale} = 0.935$.

Tout comme le rotor OWL, les performances globales du rotor H peuvent aussi être modélisées à partir des performances du même rotor IDEAL par :

$$\begin{aligned} (\lambda^H)_{mod} &= 0.935 \frac{(\lambda^{IDEAL})_{num}}{[1 + (\frac{1}{4\epsilon_{ax}})]} \\ \langle Cp_H^{total} \rangle_{mod} &\approx 0.935 \frac{\langle Cp_{IDEAL}^{total} \rangle_{num}}{[1 + (\frac{1}{4\epsilon_{ax}})]^3} - 0.0025 \frac{\sigma}{AR} (\lambda + \lambda^3) - 1.017 \frac{\sigma}{\beta} (\frac{1}{\lambda} + \lambda) \end{aligned} \quad (3.28)$$

La comparaison entre performances globales du rotor H en milieu confiné, estimées numériquement via des SGE 3D (H - "conf") ou modélisées à partir de SGE 2.5D (IDEAL - "conf"), est donnée en Figure 3.51.(a). Le coefficient de puissance $\langle Cp_H^{total} \rangle_{mod}^{conf}$ modélisé à partir de l'équation 3.28 est surestimé par rapport au coefficient de puissance $\langle Cp_H^{total} \rangle_{num}^{conf}$ évalué directement en SGE 3D. Cette surestimation des performances modélisées est sûrement due à une sous-prédiction du modèle de pertes, notamment avec l'approximation $\Delta \langle Cp_H^{raccords} \rangle \approx 0$ inexacte dans le cas du rotor H. En effet, les pertes des raccords bras-pales du rotor H semblent induire une dissipation importante, comme illustré précédemment en Figure 3.34. De plus, les pertes induites par l'arbre central sur la récupération de puissance dans le demi-disque aval ont été très simplifiées, notamment en considérant ces pertes invariantes selon le paramètre d'avance. Une modélisation plus fine des pertes d'interactions arbre-pales et une prise en compte des pertes des raccords bras-pales devraient donc être faite dans le cas du rotor H. Au final, le paramètre d'avance optimal $(\lambda_{opt}^H)_{mod}^{conf}$ issu de notre modèle demeure aussi surestimé à cause de cette déconsidération d'effets dissipatifs évoqués ci-dessus.

FIGURE 3.51 – Évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle Cp_H^{total} \rangle_{num}$ évalué numériquement ou modélisé empiriquement $\langle Cp_H^{total} \rangle_{mod}$ en fonction du paramètre d’avance λ pour le rotor H : (a) milieu confiné ”*conf*“ et (b) milieu infini ”*inf*“



La comparaison entre performances globales du rotor H en milieu infini, estimées numériquement par des SGE 3D (H - ”*inf*“) ou modélisées à partir de SGE 2.5D (IDEAL - ”*inf*“), est donnée en Figure 3.51.(b). A cause d’importants effets dissipatifs secondaires (interactions bras-pales) comme illustré en Figure 3.45, la modélisation des performances du rotor H demeure beaucoup plus complexe dans ce milieu déconfiné. Le coefficient de puissance total du rotor H modélisé $\langle Cp_H^{total} \rangle_{mod}^{inf}$ à partir de l’équation 3.28 (avec $\epsilon_{ax} = 12$) est toujours surestimé par rapport à $\langle Cp_H^{total} \rangle_{num}^{inf}$ évalué numériquement. Le paramètre d’avance optimal $(\lambda_{opt}^H)^{inf}_{mod}$ modélisé semble par contre un peu mieux prédit dans cette configuration infinie.

Au final, cette modélisation des performances d’un rotor de VAT a démontré des résultats prometteurs, notamment avec une bonne prédiction des performances modélisées du rotor OWL. Cependant, la déconsidération de plusieurs sources de dissipation, tels que les raccords bras-pales, a conduit à une surestimation des performances modélisées du rotor H. Ce modèle simpliste de pertes nécessiterait donc d’être affiné par la suite avant d’être testé et éprouvé sur d’autres configurations industrielles de VAT.

En résumé : Les performances globales d’un rotor ”réel“ de VAT (H ou OWL) ont pu être modélisées en milieu confiné à partir d’un calcul de SGE 2.5D (IDEAL) en fonction du paramètre d’avance. Les pertes de puissance associées aux bras et aux bouts de pales ont pu être modélisées simplement à l’aide de modèles semi-empiriques. Le terme de production a pu être évalué numériquement à partir de SGE 2.5D sur une géométrie idéalisée (IDEAL), moins coûteuse en ressources de cal-

cul. Par ailleurs, une correction portant sur le confinement axial induit numériquement a due être effectuée pour réévaluer ce terme source. Cette modélisation des performances d'un rotor de VAT a démontré des résultats prometteurs avec une bonne estimation du coefficient de puissance total du rotor OWL en milieu confiné. Cependant, ce modèle a aussi montré ses limites avec une sur-prédiction du coefficient de puissance du rotor H en milieux confiné et infini, due notamment à la déconsidération d'effets dissipatifs secondaires non-négligeables (pertes des raccords bras-pales, pertes d'interactions).

Chapitre 4

Optimisation d'une configuration double-rotor de turbine à axe vertical via des simulations URANS

Introduction

Au Chapitre 3 précédent, nous nous sommes concentrés sur l'amélioration des performances d'un rotor isolé de VAT présentant une géométrie de type H-Darrieus. Une modification du design, visant à limiter les effets dissipatifs 3D, a permis un gain notable des performances entre le rotor "classique" H et le rotor "innovant" OWLWIND. Pour la suite de notre étude, nous retiendrons donc le design de ce dernier. A présent, nous nous focalisons sur l'amélioration des performances d'une VAT constituée de deux rotors contra-rotatifs, qualifiée de "VAT **double-rotor**" ou "VAT **bi-rotor**". De nombreux paramètres géométriques associés à cette configuration bi-rotor restent à définir : distance inter-axes, sens de contra-rotation des rotors, ajout d'un montant central. L'impact de ces paramètres sur les performances globales de la machine demeure à ce jour peu documenté.

Dans un premier temps, une revue bibliographique des précédentes études expérimentales et numériques portant sur des VAT double-rotor a été dressée. Dans un second temps, des simulations numériques de type URANS 2D ont été mises en place sur plusieurs configurations bi-rotor de faible solidité en milieu "infini". L'effet de "synergie" bi-rotor pondéré par l'espacement inter-rotors, l'influence du sens de contra-rotation ou encore l'impact d'un mât central sur les performances ont notamment été étudiés. De plus, l'impact de la solidité vis-à-vis du sens de contra-rotation optimal a été spécifiquement investigué en considérant des VAT de plus fortes solidités. Dans un dernier temps, des simulations URANS 3D ont été conduites en milieu confiné sur un prototype réel de VAT double-rotor OWLWIND. Ainsi, l'influence du confinement responsable de l'effet de blocage a été quantifiée via une série de simulations URANS 2D menée à "iso-confinement" : l'une à faible confinement et l'autre à fort confinement. Enfin, une campagne de calculs URANS 3D portant sur

une configuration réelle de VAT double-rotor OWLWIND a permis d'évaluer l'influence des effets dissipatifs 3D par rapport aux effets précédemment analysés (bi-rotor, solidité, confinement).

4.1 Étude de configurations de VAT bi-rotor : état de l'art

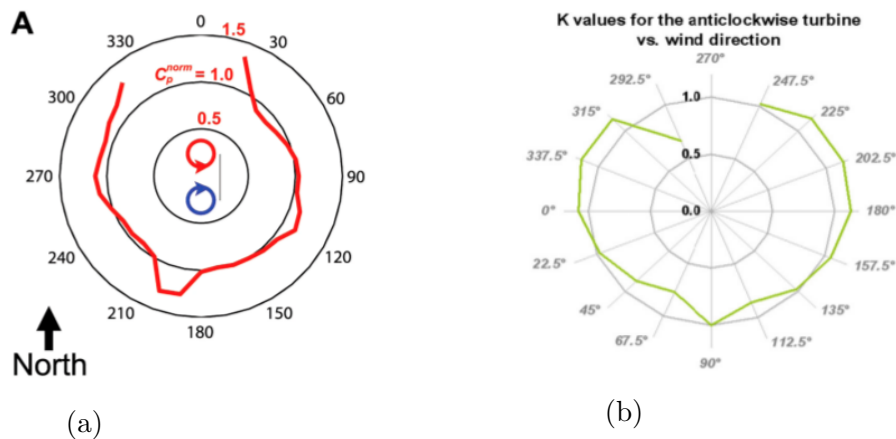
De nombreuses études de la littérature ont souligné un gain substantiel de performances en plaçant deux rotors contra-rotatifs de VAT mis côte à côte par rapport à un rotor isolé. En 2011, Dabiri [126] a mené une vaste campagne d'essais expérimentaux visant à tester différents arrangements de VAT double-rotor afin de maximiser le rendement global d'un parc éolien. Ainsi, il a été un des premiers à observer une augmentation de la puissance extraite pour un doublet de VAT en contra-rotation par rapport à une VAT mono-rotor et ce, sur une large plage angulaire d'écoulements incidents. Plus récemment, des campagnes expérimentales en soufflerie sont venues confirmer cette tendance d'amélioration des performances en situation bi-rotor. Brownstein *et al.* [127] a noté un gain moyen de +14% sur le coefficient de puissance $\langle Cp^{total} \rangle$ sur un secteur angulaire de vents incidents de plus de 60°. Vergaerde *et al.* [128] a relevé quant à lui un gain de $\langle Cp^{total} \rangle$ oscillant entre +13% et +16% en fonction de la configuration contra-rotative considérée.

Des études numériques ont elles aussi démontrées les avantages aérodynamiques/hydrodynamiques à utiliser un doublet de VAT : en 2015, Zanforlin et Nishino [129] ont mené une étude numérique complète de type URANS 2D sur diverses configurations bi-rotor : différents espacements inter-rotors, deux sens de contra-rotation et différentes positions relatives des rotors (amont, central, aval) ont été testés. En adéquation avec les résultats expérimentaux, ils ont démontré une amélioration maximale du $\langle Cp^{total} \rangle$ de +14% par rapport à une configuration mono-rotor, pour une incidence amont nulle. Cependant, cette augmentation de la puissance générée par un doublet de VAT pourrait être encore maximisée pour d'autres incidences amont non-nulles, comme le suggérait déjà les travaux de Dabiri. D'autres études numériques URANS 2D [130, 131] ont révélé des améliorations de performances similaires de l'ordre de +10%, à pondérer selon le sens relatif de contra-rotation considéré. De Tavernier *et al.* [132] a démontré numériquement un gain variable du $\langle Cp^{total} \rangle$ pouvant aller jusqu'à +10%, en fonction de la solidité considérée. Sur la gamme de solidités testées avec $\sigma = [0.06 : 0.15]$, les configurations associées aux plus fortes solidités ont permis d'obtenir les gains de performances les plus importants. Toutes ces études numériques s'accordent sur le fait que cet effet de synergie est d'autant plus accentué que la distance inter-rotors est faible. Autrement dit, plus les rotors sont rapprochés et plus la puissance extraite de la turbine double-rotor sera grande. De plus, ces études numériques ont permis d'observer les topologies d'écoulement au sein d'une VAT double-rotor et d'identifier les mécanismes physiques responsables de l'augmentation du couple moteur et donc de la puissance générée. Il a été notamment observé qu'une accélération de l'écoulement dans la région centrale induirait une incidence plus favorable dans la partie amont fortement motrice [129, 130, 132]. Dans le demi-disque aval, une "ré-énergisation" de l'écoulement se traduisant par une augmentation de la vitesse débitante serait aussi observable [129]. Néanmoins, d'autres explications peuvent être trouvées dans la littérature à propos de cet effet bénéfique du bi-rotor

responsable de l'augmentation des performances. Alexander et Santhanakrishnan [133] suggéraient par exemple la création d'une zone de surpression en amont de la VAT double-rotor, dirigeant ainsi l'écoulement de part et d'autre de la région centrale à travers les deux rotors contra-rotatifs. Cette redirection de l'écoulement incident permettrait alors d'augmenter en amont le débit passant à travers chaque rotor et donc de maximiser la puissance générée par la VAT.

De surcroît, l'effet de synergie des rotors contra-rotatifs permettrait non seulement une amélioration du rendement mais aussi une résorption du sillage plus efficace. D'après Kinzel *et al.* [134], seulement $6D$ suffiraient en aval de la turbine pour recouvrir 95% de la vitesse amont V_0 pour une VAT contre $14D$ pour une HAT. Dans cette optique, d'autres études numériques [135, 136] ont analysé différentes dispositions de rangées de VAT double-rotor afin d'optimiser le rendement global d'un parc éolien/hydrolien. Au regard de tous ces résultats, plusieurs chercheurs ont affirmé et continuent d'affirmer le choix judicieux d'utiliser des turbines à axe vertical (VAT) plutôt que des turbines axe horizontal (HAT), notamment à cause d'une densité surfacique de puissance extractible plus importante.

FIGURE 4.1 – Variation du coefficient de puissance total moyen normalisé $\frac{\langle C_p^{total}(MRT) \rangle}{\langle C_p^{total}(SRT) \rangle}$ en fonction de la direction de l'écoulement incident pour une VAT double-rotor. Source [126] pour (a) et Source [129] pour (b)



En résumé : Il a été démontré numériquement et observé expérimentalement un **gain de puissance de l'ordre de +10%** en plaçant deux rotors contra-rotatifs de VAT l'un à côté de l'autre. Bien que l'insensibilité à la direction de l'écoulement incident soit perdue en configuration bi-rotor, le gain de puissance d'une VAT double-rotor s'observe malgré tout sur une plage d'incidences amont assez étendue, comme illustré en Figure 4.1.

4.2 Analyse des performances de configurations 2D de VAT bi-rotor en milieu infini

4.2.1 Présentation des configurations en milieu infini

Dans cette section, des configurations bi-rotor simplifiées ont été étudiées en milieu supposé "infini" (sans effet de blocage) via des simulations URANS 2D. Nous allons donc détailler les caractéristiques géométriques et paramètres numériques des configurations étudiées.

4.2.1.1 Caractéristiques géométriques

TABLE 4.1 – Caractéristiques géométriques du rotor de référence ($\sigma = 0.1$)

Nombre de pales	Diamètre	Corde	Solidité	Profil de pales
N	D	c	σ	NACA
2	$1m$	$0.05m$	0.10	0018

Dans toute cette section, la configuration 2D de référence appelée "SRT" (pour "Single-Rotor Turbine") est une configuration de VAT mono-rotor composée donc d'un seul rotor.

Dans un premier temps, une faible solidité $\sigma = 0.1$ des VAT est considérée. Les caractéristiques géométriques du rotor de référence constituant la configuration SRT sont détaillées dans la Table 4.1. Différentes configurations constituées de deux rotors de référence en contra-rotation ont aussi été étudiées et sont identifiées par "MRT" (pour "Multi-Rotor Turbine"). Le sens "contra-rotatif" signifie que les vitesses angulaires ω des rotors sont opposées. Les trois principaux paramètres géométriques des configurations MRT sont :

- la distance inter-axes des rotors e appelée aussi "entraxe"
- le sens relatif de contra-rotation $\Delta\omega$
- la présence ou non d'un mât central (de forme elliptique, de demi-grand axe $0.2D$ et de demi-petit axe $0.1D$).

Les six configurations MRT étudiées dans cette section sont caractérisées dans la Table 4.2 et sont illustrées en Figure 4.3. Les deux possibles sens de contra-rotation, "avalant" avec $\Delta\omega = \omega+$ ou "refoulant" avec $\Delta\omega = \omega-$, sont précisés en Figure 4.4.

4.2.1.2 Largeur du domaine et correction de l'effet de blocage

Dans toute cette section, des simulations numériques en milieu dit "infini" ont été mises en place. Le domaine de calcul a donc été choisi de façon à ne pas entrainer un effet de blocage de l'écoulement trop important. Nous avons tout particulièrement étudié l'influence de la largeur du domaine W_{dom} qui définit le confinement latéral ϵ_{lat} de la configuration considérée (se référer au Chapitre 1 -

TABLE 4.2 – Caractéristiques géométriques des différentes configurations bi-rotor de faible solidité avec $\sigma = 0.1$ étudiées en milieu infini avec $\epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$ via des simulations URANS 2D

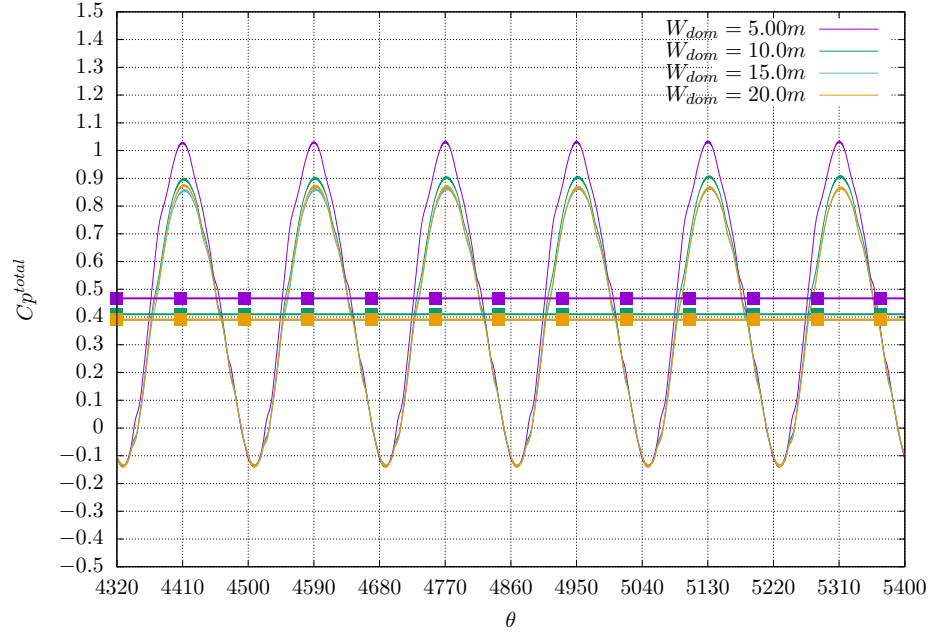
Configuration	MRT 1	MRT 2	MRT 3	MRT 4	MRT 5	MRT 6
Distance inter-axes e	$1.05D$	$1.05D$	$1.50D$	$1.50D$	$1.50D$	$1.50D$
Sens de contra-rotation $\Delta\omega$	+	-	+	-	+	-
Mât central	non	non	non	non	oui	oui

Section 1.2.3.4). Ce confinement latéral est défini respectivement pour les configurations mono-rotor SRT et double-rotor MRT par :

$$\epsilon_{lat}(SRT) = \frac{W_{dom}}{D} \text{ et } \epsilon_{lat}(MRT) = \frac{W_{dom}}{2D} \quad (4.1)$$

où W_{dom} est la largeur du domaine et D est le diamètre d'un rotor.

FIGURE 4.2 – Évolution du coefficient de puissance total, instantané C_p^{total} et moyen $\langle C_p^{total} \rangle$, en fonction de la position angulaire θ pour différentes largeurs de domaine W_{dom} (MRT 3 - $\sigma = 0.1$ - $\lambda = 4.0$)



Afin d'évaluer l'effet du confinement latéral sur les performances d'une VAT double-rotor, différentes largeurs de domaine de calcul ont été testées sur la configuration MRT 3 avec $W_{dom} \in [5m : 20m]$

sur $\lambda = 4.0$. Entre les largeurs $W_{dom} = 15m$ et $W_{dom} = 20m$, un écart de seulement 0.2% sur le coefficient de puissance moyen $\langle Cp^{total} \rangle$ a été trouvé, comme illustré en Figure 4.2.

Une largeur $W_{dom} = 20D$ a donc été retenue pour la suite de notre étude en milieu “infini”, conduisant à un confinement latéral $\epsilon_{lat} = 10$ pour les configurations MRT bi-rotor. Cette largeur $W_{dom} = 20D$ a été gardée identique pour le rotor isolé, conduisant alors à un confinement latéral plus faible $\epsilon_{lat} = 20$ pour la configuration SRT mono-rotor. Une longueur de domaine $L = 50D$ avec la turbine positionnée à $x = 20D$ de la frontière d’entrée a aussi été choisie afin d’obtenir un établissement complet du sillage.

De plus, une correction de l’effet de blocage, proposée par Pope et Harper [50] et détaillée en équation (1.32), a été appliquée sur les coefficients de puissance afin de s’affranchir d’un quelconque effet de confinement. Les confinements latéraux respectifs $\epsilon_{lat} = 10$ et $\epsilon_{lat} = 20$ des configurations MRT et SRT ont alors entraîné un gain “artificiel” du coefficient de puissance Cp^{total} , estimé via cette correction à :

- +3.6% pour la configuration SRT mono-rotor avec $\epsilon_{lat} = 20$.
- +7.2% pour les configurations MRT bi-rotor sans mât central (MRT 1, 2, 3 et 4) avec $\epsilon_{lat} = 10$.
- +7.5% pour les configurations MRT bi-rotor avec mât central (MRT 5 et 6) avec $\epsilon_{lat} = 10$.

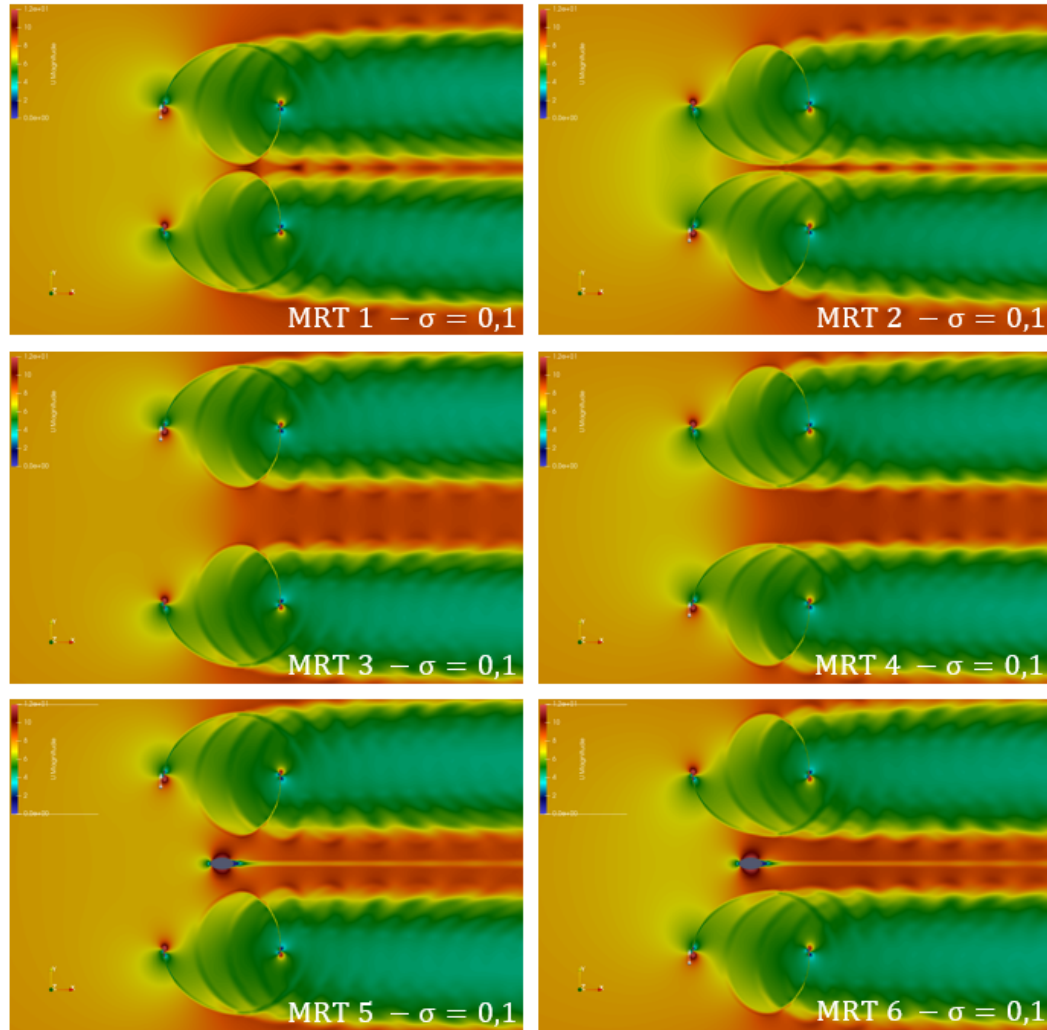
Les coefficients de puissance moyens $\langle Cp^{total} \rangle$ ont alors été corrigés et établis dans un milieu supposé “infini” avec $\epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$ afin de quantifier uniquement l’effet bi-rotor sur les performances globales.

4.2.1.3 Justification du choix de l’approche numérique

Il a été prouvé précédemment que le design “innovant” OWLWIND permettait de limiter considérablement les effets dissipatifs 3D : l’approche 2D utilisée pour cette étude de VAT double-rotor OWLWIND constitue donc une bonne première approximation. De plus, l’approche URANS couplée au modèle de turbulence *Spalart-Allmaras* (SA) a démontré une bonne capacité prédictive des performances d’une VAT de faible solidité $\sigma = 0.1$ pour $\lambda \approx \lambda_{opt}$ (se référer au Chapitre 2 - Section 2.4.2). Des tests complémentaires avec le modèle de turbulence *k- ω SST* (SST) ont conduit à des conclusions similaires quant à l’optimisation d’une configuration bi-rotor 2D. Dans cette étude d’amélioration des performances d’une VAT double-rotor, des régimes d’écoulement proches du régime optimal seront tout particulièrement analysés : c’est donc logiquement l’approche URANS 2D qui sera utilisée par la suite du fait d’un bon compromis entre précision et coût de calcul.

Le choix des paramètres numériques (maillage, pas de temps et nombre de tours simulés) a été détaillé précédemment au Chapitre 2 - Section 2.3.2.1. Pour rappel, des maillages structurés par blocs ont été générés via le mailleur *Numeca112 - Hexpress*. Pour les configurations bi-rotor MRT, le nombre total d’hexaèdres était d’environ 620 000 éléments sur le maillage de référence X_2 . Le pas de temps final était égal à $\Delta\theta = 0.25^\circ$ pour un nombre total de $n = 15$ tours simulés. Le choix des schémas numériques a aussi été précisé au Chapitre 2 - Section 2.2.2.1. Pour rappel, une

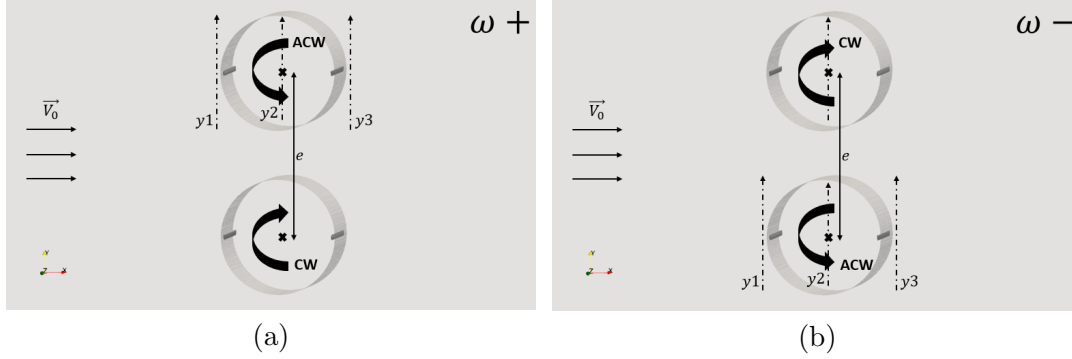
FIGURE 4.3 – Vue globale des différentes configurations MRT bi-rotor de faible solidité avec $\sigma = 0.1$ étudiées en milieu infini avec $\epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$ via des simulations URANS 2D : le champ de vitesse instantané est représenté à $\theta = 90^\circ$



initialisation des calculs URANS avait été opérée sur 10 révolutions “initiales” avec des schémas numériques très stables (jeu de paramètres numériques $n^{\circ}1$) suivies de 5 révolutions “finales” avec des schémas d’ordre plus élevé (jeu de paramètres numériques $n^{\circ}2$). La moyenne temporelle $\langle . \rangle$ du coefficient de puissance C_p^{total} était alors réalisée entre la 14^{eme} et 15^{eme} révolution de turbine *i.e.* au cours du dernier tour “final”.

Les conditions limites imposées aux frontières du domaine de calcul ont été évoquées au Chapitre

FIGURE 4.4 – Illustration des 2 sens de contra-rotation possibles : (a) sens “avalant” $\Delta\omega = \omega+$ et (b) sens “refoulant” $\Delta\omega = \omega-$



2 - Section 2.2.3. En particulier, une vitesse uniforme a été imposée en entrée avec $\vec{V}_0 = V_0 \vec{e}_x$ où $V_0 = 8 \text{ m.s}^{-1}$. Le paramètre d’avance $\lambda = \frac{R\omega}{V_0}$ était uniquement fonction de la vitesse angulaire ω et définissait alors le régime d’écoulement de la configuration de VAT étudiée.

4.2.2 Analyse des performances de configurations 2D de VAT bi-rotor de faible solidité $\sigma = 0.1$ en milieu infini : effet de synergie en bi-rotor

Dans cette sous-section, une comparaison de plusieurs configurations double-rotor MRT par rapport à une configuration mono-rotor SRT de référence est proposée. Dans un premier temps, seulement des VAT de faible solidité $\sigma = 0.1$ ont été considérées. L’objectif est de quantifier le gain de performances induit par l’effet de synergie en situation bi-rotor. Les “performances” d’une VAT sont toujours à comprendre au sens de performances aérodynamiques/hydrodynamiques, en ne tenant compte que de la puissance mécanique $P_{meca} = M_z^{total} * \omega$ extraite par la turbine à maximiser. Toutes les considérations mécaniques sont donc exclues de ce processus d’optimisation ; des configurations “réalistes” ont tout de même été choisies durant notre étude.

4.2.2.1 Analyse quantitative globale de l’effet bi-rotor

Afin de quantifier ces performances globales, nous définissons le coefficient de puissance moyen $\langle C_p^{total}(SRT) \rangle$ de la configuration SRT mono-rotor :

$$\langle C_p^{total}(SRT) \rangle = \frac{\langle M_z^{total}(SRT) \rangle * \omega}{\frac{1}{2} \rho D H V_0^3} \quad (4.2)$$

avec $M_z^{total}(SRT)$ le couple moteur total exercé sur l’unique rotor de la configuration SRT.

Dans le cas d'une configuration MRT double-rotor, le coefficient de puissance moyen $\langle Cp^{total}(MRT) \rangle$ s'exprime alors par :

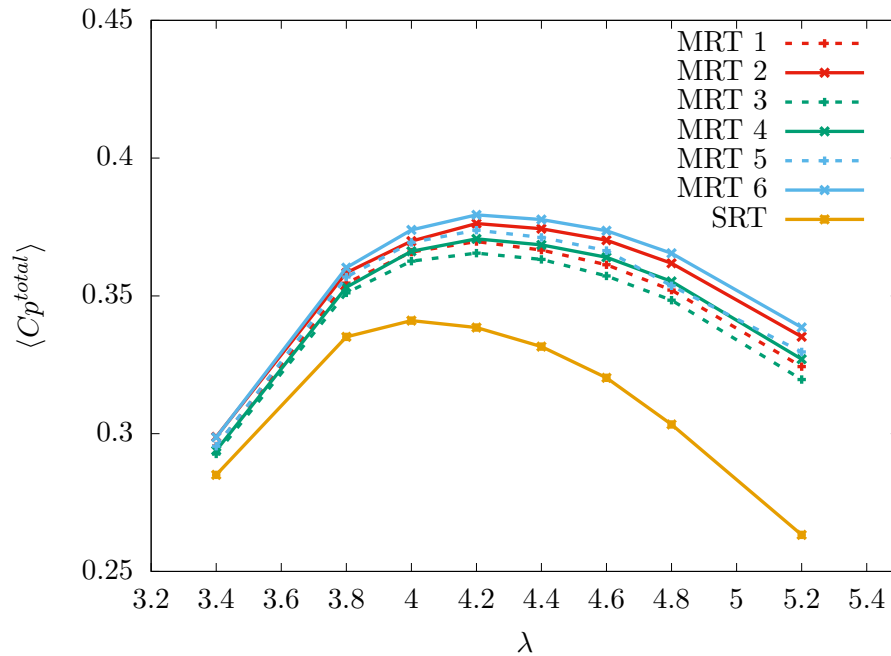
$$\langle Cp^{total}(MRT) \rangle = \frac{\langle Mz^{total}(MRT) \rangle * \omega}{\frac{1}{2}\rho 2DHV_0^3} \quad (4.3)$$

le couple $Mz^{total}(MRT) = Mz^{total}(CW) + Mz^{total}(ACW)$ correspondant alors à la somme des couples des deux rotors "CW" et "ACW" (pour "Clock Wise" et "Anti-Clock Wise") de la configuration MRT. La symétrie de l'écoulement observé dans le plan médian ($x0z$) situé en $y = 0m$ induit des forces/moments comparables sur les deux rotors avec notamment $Mz^{total}(CW) \approx Mz^{total}(ACW)$.

La Figure 4.5 présente la courbe de puissance $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$ pour le cas de référence SRT ainsi que pour les six configurations MRT étudiées. Les gains et pertes ε relatives du coefficient de puissance optimal $\langle Cp^{total}(MRT) \rangle_{opt}$ des configurations MRT ont été quantifiés par rapport à la configuration mono-rotor SRT prise comme référence, comme reporté en Table 4.3, avec :

$$\varepsilon = \frac{\langle Cp^{total}(MRT) \rangle_{opt} - \langle Cp^{total}(SRT) \rangle_{opt}}{\langle Cp^{total}(SRT) \rangle_{opt}}$$

FIGURE 4.5 – Évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle Cp^{total} \rangle$ en fonction du paramètre d'avance λ pour différentes configurations MRT ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)



A partir de cette courbe de performances $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$, nous pouvons voir que :

TABLE 4.3 – Valeurs des coefficients de puissance optimaux $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ des différentes configurations MRT avec leur gain/perte ε respectif par rapport au SRT ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)

Configuration	SRT	MRT 1	MRT 2	MRT 3	MRT 4	MRT 5	MRT 6
$\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$	0.341	0.370	0.376	0.366	0.371	0.374	0.379
ε	-	+8.5%	+10.3%	+7.3%	+8.8%	+9.7%	+11.1%

- L’effet de synergie entre les deux rotors contra-rotatifs d’une VAT permet d’améliorer les performances globales avec une augmentation du $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ de l’ordre de +10%; ce qui est cohérent avec les gains observés dans la littérature pour des configurations MRT avec des entraxes e similaires [129, 130, 133]. De plus, cette augmentation des performances avec $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ en bi-rotor s’accompagne d’une légère augmentation du paramètre d’avance optimal qui passe de $\lambda_{opt}(SRT) \approx 4.0$ à $\lambda_{opt}(MRT) \approx 4.2$.
- Le rapprochement des rotors contra-rotatifs intensifie cet effet et conduit à une augmentation du coefficient de puissance $\langle Cp^{total} \rangle$ d’autant plus importante que la distance inter-axes e est faible. Par exemple, un gain de $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ allant jusqu’à +1.4% en passant de $e = 1.50D$ à $e = 1.05D$ a été relevé; une nouvelle fois en accord avec les tendances observées dans la littérature [130, 132].
- La direction optimale de contra-rotation $\Delta\omega_{opt}$, pour laquelle $\langle Cp^{total}(MRT) \rangle_{opt}$ est maximal, est identique pour toutes les configurations MRT et correspond au sens ”refoulant” $\omega-$. Des gains respectifs de +1.4% pour $e = 1.05D$ et +1.6% pour $e = 1.50D$ ont été relevés avec le sens $\omega-$ par rapport à $\omega+$. Aucun consensus à propos du sens optimal de contra-rotation $\Delta\omega_{opt}$ n’a été trouvé dans la littérature : certaines études ont montré $\Delta\omega_{opt} = \omega+$ [126, 129, 130] alors qu’inversement d’autres ont relevé $\Delta\omega_{opt} = \omega-$ [128, 132].
- La présence d’un mât central renforce cette interaction bénéfique du bi-rotor pour l’extraction de puissance : une augmentation de +2.2% sur le $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ a été trouvée avec l’ajout d’un montant central pour la configuration MRT 6 avec $e = 1.50D$. La littérature fait état d’une potentielle amélioration des performances allant jusqu’à +35% avec l’ajout de “déflecteurs” amont correctement définis [137, 138]. Cependant, la position et le profil de ces déflecteurs diffère de notre cas d’étude avec un mât elliptique en position centrale.

Au final, le gain de performances le plus important demeure celui de l’**effet bi-rotor** qui permet d’améliorer la conversion énergétique d’environ +10% par rapport à un rotor isolé. Le rapprochement des deux rotors, le sens de contra-rotation ou encore l’ajout d’un montant central représentent des améliorations de plus faible ampleur, d’environ +2% au maximum.

4.2.2.2 Analyse quantitative locale de l’effet bi-rotor

Afin d’analyser plus localement les performances des configurations bi-rotor, le coefficient de puissance d’une pale Cp^{pale} a été étudié instantanément en fonction de la position angulaire θ considérée

(se référer au Chapitre 1 - équation (1.21)). Par défaut, la pale $n^{\circ}1$ a été considérée (le raisonnement étant tout à fait analogue avec la pale $n^{\circ}2$).

La Figure 4.6 présente l'évolution temporelle des coefficients de puissance de la pale 1 $Cp^{pale\ 1}$ des configurations MRT et SRT sur $\lambda_{opt}(MRT) = 4.2$. Nous pouvons alors observer des pics de puissance aux alentours de $\theta_{max} \approx 92^{\circ}$ pour lesquels un maximum de puissance est converti avec $Cp^{pale\ 1}(\theta_{max}) = Cp_{max}^{pale\ 1}$. Les configurations bi-rotor MRT induisent toutefois un décalage du pic de puissance en fonction du sens de contra-rotation considéré : $\theta_{max}(\omega-) < 92^{\circ}$ et $\theta_{max}(\omega+) > 92^{\circ}$.

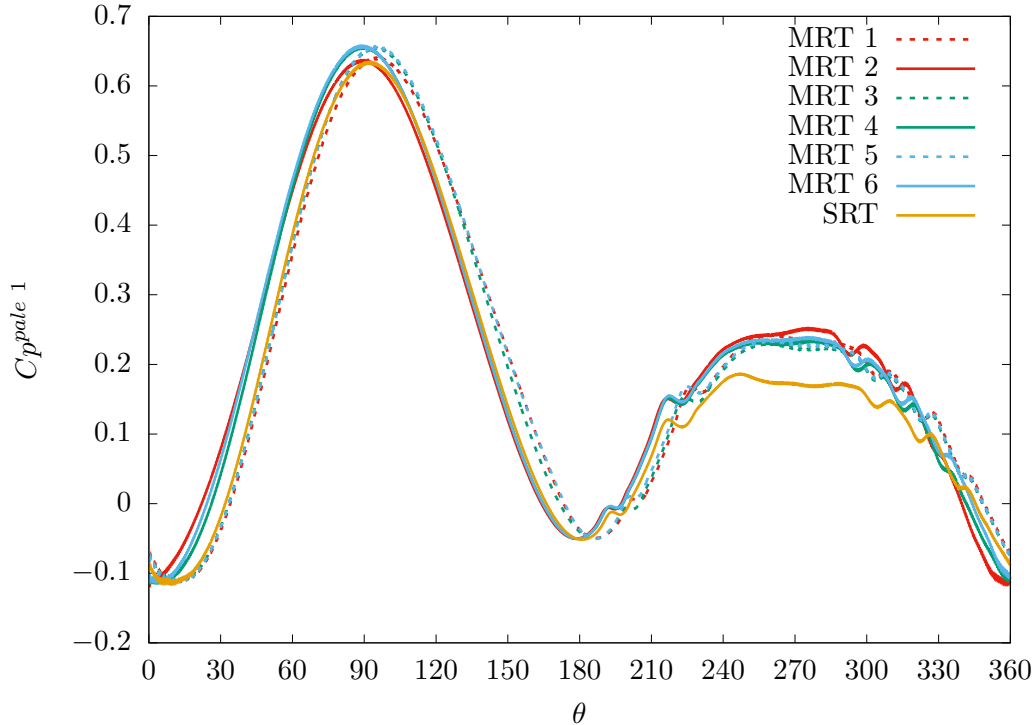
Une révolution complète a été alors subdivisée en quatre quartiles correspondant à des intervalles angulaires de même largeur : $\theta \in [0^{\circ} : 90^{\circ}]$, $[90^{\circ} : 180^{\circ}]$, $[180^{\circ} : 270^{\circ}]$ et $[270^{\circ} : 360^{\circ}]$. Les coefficients de puissance locaux $\langle Cp_{loc}^{pale\ 1} \rangle_{opt}$ d'une pale (par défaut, la pale $n^{\circ}1$) ont alors été calculés sur $\lambda_{opt}(MRT) = 4.2$ puis moyennés sur chacun des quatre quartiles tel que $\sum \langle Cp_{loc}^{pale\ 1} \rangle_{opt} = \langle Cp^{pale\ 1} \rangle_{opt}$. Pour rappel, nous avons $\langle Cp^{pale\ 1} \rangle_{opt} = \langle Cp^{pale\ 2} \rangle_{opt} = \langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ (se référer au Chapitre 1 - Section 1.2.4.4).

La Figure 4.7 présente la répartition locale des coefficients de puissance optimaux de la pale 1 en fonction du quartile considéré. L'Annexe C.0.1 présente le gain/perte relative de chaque configuration MRT par rapport au SRT pris comme référence sur chaque quartile.

A partir de ce graphe de répartition de puissance, nous pouvons ajouter que :

- L'effet bi-rotor permet une légère augmentation du coefficient de puissance $\langle Cp_{\theta \in [0^{\circ}:180^{\circ}]}^{pale\ 1} \rangle$ dans le demi-disque amont et une nette amélioration du $\langle Cp_{\theta \in [180^{\circ}:360^{\circ}]}^{pale\ 1} \rangle$ dans la partie aval : en relatif, un gain moyen de +9% a été relevé en amont contre +29% en aval par rapport à une configuration mono-rotor. Cependant, le gain absolu de puissance des configurations MRT dans la partie aval est du même ordre de grandeur que celui dans la partie amont (la partie aval ne contribuant qu'à 25% de la puissance totale générée par ces VAT de faible solidité avec $\sigma = 0.1$).
- La diminution de l'entraxe e intensifie les bénéfices et pertes locales de puissance respectivement dans chaque quartile. Par exemple, en considérant les configurations MRT 4 et MRT 2, le gain du $\langle Cp_{\theta \in [0^{\circ}:90^{\circ}]}^{pale\ 1} \rangle$ est passé de +18% à +22.2% en diminuant e de $1.50D$ à $1.05D$ contre une baisse de -4.9% à -8.1% du $\langle Cp_{\theta \in [90^{\circ}:180^{\circ}]}^{pale\ 1} \rangle$.
- La direction de contra-rotation $\Delta\omega$ modifie totalement la répartition de puissance récupérée dans le demi-disque amont. Avec le sens $\omega+$, le second quartile demeure bénéfique avec une augmentation moyenne du $\langle Cp_{\theta \in [90^{\circ}:180^{\circ}]}^{pale\ 1} \rangle$ de l'ordre de +16% au détriment d'une perte du $\langle Cp_{\theta \in [0^{\circ}:90^{\circ}]}^{pale\ 1} \rangle$ de l'ordre de -4.5% dans le premier quartile. A l'inverse, le sens $\omega-$ entraîne une augmentation de +26% du $\langle Cp_{\theta \in [0^{\circ}:90^{\circ}]}^{pale\ 1} \rangle$ associée à une diminution de -2.5% pour le $\langle Cp_{\theta \in [90^{\circ}:180^{\circ}]}^{pale\ 1} \rangle$.
- L'ajout du montant central, tout comme le rapprochement des rotors, ne modifie pas cette répartition locale de puissance mais amplifie les gains et pertes relatifs. A titre d'exemple avec

FIGURE 4.6 – Évolution du coefficient de puissance instantané de la pale 1 $Cp^{pale\ 1}$ en fonction de la position angulaire θ pour différentes configurations MRT sur $\lambda_{opt} = 4.2$ ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)



les configurations MRT 4 et MRT 6, le gain du $\langle Cp_{\theta \in [0^\circ:90^\circ]}^{pale\ 1} \rangle$ a évolué de +18% à +23.1% contre une baisse du $\langle Cp_{\theta \in [90^\circ:180^\circ]}^{pale\ 1} \rangle$ de -4.9% à -5.2% en ajoutant un mât central avec $e = 1.50D$.

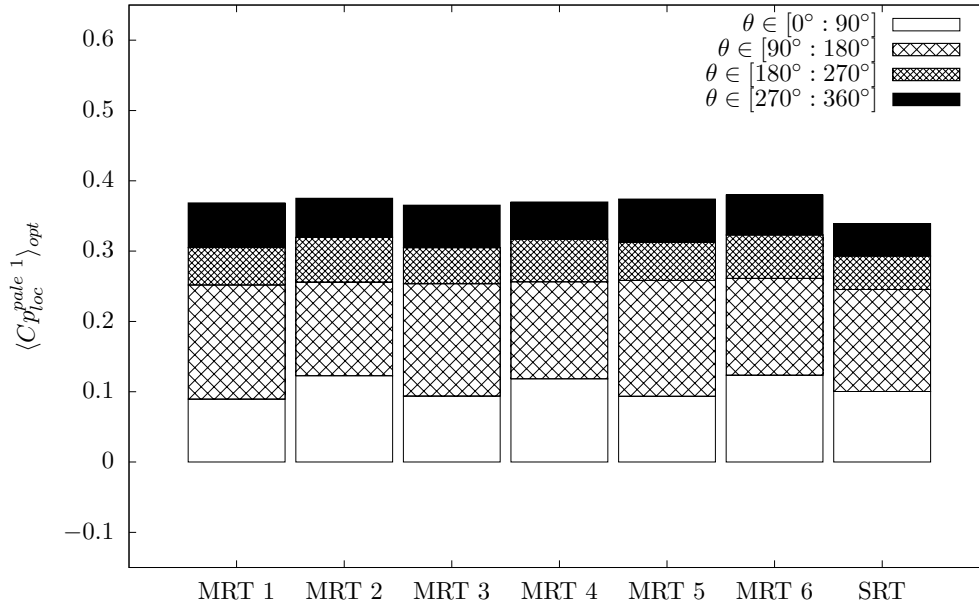
Par conséquent, la répartition de puissance locale d'une VAT double-rotor dépendrait principalement du **sens de contra-rotation** $\Delta\omega$ considéré. La diminution de l'espacement inter-rotors ou l'ajout d'un mât central accentueraient localement l'augmentation ou la diminution du $\langle Cp_{loc}^{pale\ 1} \rangle_{opt}$ mais n'influeraient pas sur cette subdivision de la puissance.

4.2.2.3 Analyse qualitative de l'effet bi-rotor : étude du champ de vitesse

A présent, nous allons nous intéresser aux mécanismes physiques responsables de cette augmentation de puissance d'une VAT en situation bi-rotor. Nous pouvons rappeler que le principe de récupération d'énergie d'une turbine Darrieus repose sur la force de portance qui dépend principalement du nombre de Reynolds et de l'angle d'incidence amont.

Dans un milieu fluide à géométrie fixée, le nombre de Reynolds $Re_c = \frac{\lambda V_0 c}{\nu}$ dépend uniquement de la vitesse caractéristique V_0 de l'écoulement. Par convention, cette vitesse V_0 est prise comme étant

FIGURE 4.7 – Variation du coefficient de puissance moyen de la pale 1 $\langle C_{p_{loc}}^{pale\ 1} \rangle_{opt}$ calculé localement sur chaque quartile pour différentes configurations MRT sur $\lambda_{opt} = 4.2$ ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)



la vitesse “infinie” amont non-perturbée par la turbine, conduisant dans notre cas à des nombres de Reynolds modérés avec $Re_c \approx 100\ 000$. En réalité, il faudrait plutôt considérer la vitesse débitante $\langle V_x \rangle$ qui traverse le rotor et qui correspond à la ”réelle“ vitesse perçue par la turbine.

De ce fait, une analyse des champs de vitesse moyenne au voisinage des rotors des configurations MRT et SRT a été réalisée sur $\lambda_{opt}(MRT) = 4.2$. La moyenne temporelle $\langle . \rangle$ des vitesses a été de nouveau effectuée sur une révolution complète de turbine sur $\theta \in [0^\circ : 360^\circ]$. Nous avons considéré uniquement le rotor ACW tournant dans le sens anti-horaire, correspondant au rotor supérieur pour $MRT(\omega+)$, au rotor inférieur pour $MRT(\omega-)$ et au seul rotor pour SRT .

Sur les Figures 4.8, 4.9 et 4.10, les évolutions des vitesses moyennes $\langle V_x \rangle$ et $\langle V_y \rangle$ ont été tracées respectivement sur trois lignes perpendiculaires à la direction de l’écoulement amont selon \vec{e}_y : y_1 juste en amont du rotor, y_2 au centre du rotor et y_3 juste en aval du rotor, comme illustré en Figure 4.4.

D’après la Figure 4.8, nos conclusions à propos de l’augmentation de la puissance extraite dans la partie amont sont les suivantes :

- L’augmentation du $C_{p_{\theta \in [0^\circ : 180^\circ]}^{pale\ 1}}$ n’est pas liée à une augmentation de la vitesse débitante moyenne $\langle V_x \rangle$ à travers le rotor. En d’autres termes, l’effet bénéfique du double-rotor ne

FIGURE 4.8 – Évolution des vitesses moyennes $\langle V_x \rangle$ et $\langle V_y \rangle$ sur une ligne y_1 située juste en amont du rotor anti-horaire ACW sur $\lambda_{opt} = 4.2$ ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)

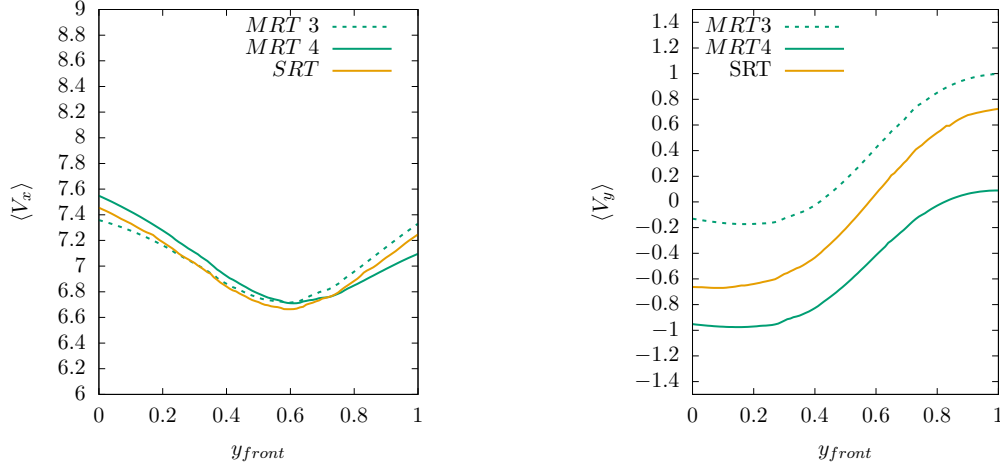


TABLE 4.4 – Valeurs des vitesses moyennes $\langle \tilde{V}_x \rangle_{y_1}$ et $\langle \tilde{V}_y \rangle_{y_1}$ intégrées sur la ligne y_1 sur $\lambda_{opt} = 4.2$ ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)

Configuration	SRT	MRT 1	MRT 2	MRT 3	MRT 4	MRT 5	MRT 6
$\langle \tilde{V}_x \rangle_{y_1} [m.s^{-1}]$	6.98	6.89	6.86	7.00	7.01	6.99	7.00
$\langle \tilde{V}_y \rangle_{y_1} [m.s^{-1}]$	-0.088	0.40	-0.64	0.30	-0.54	0.36	-0.60

peut s’expliquer par un amoindrissement de la part de l’écoulement contournant le rotor par l’extérieur, comme justifié par Alexander et Santhanakrishnan [133]. En effet, la présence d’un second rotor en configuration MRT renforce plutôt l’impermeabilité de la VAT double-rotor, qui “voit” alors une vitesse débitante $\langle V_x \rangle$ plus faible qu’une VAT mono-rotor, comme évalué dans la Table 4.4.

- Le surplus de puissance générée en amont est plutôt corrélé à l’annulation de la composante latérale de vitesse moyenne $\langle V_y \rangle$, comme observé par Zanforlin et Nishino [129]. En effet, cette composante transverse moyenne $\langle V_y \rangle$ tend vers 0 lorsque les pales passent à proximité de la région centrale. Ces localisations correspondent parfaitement aux secteurs angulaires pour lesquels un gain de puissance du MRT s’observe : respectivement pour $y_1 \in [0.5 : 1]$ soit $\theta \in [0^\circ : 90^\circ]$ avec $\omega-$ et pour $y_1 \in [0 : 0.5]$ soit $\theta \in [90^\circ : 180^\circ]$ avec $\omega+$.

Au final, le gain de puissance dans le demi-disque amont observé en configuration MRT semble être lié à une redirection de l’écoulement, avec notamment des changements de direction de l’écoulement selon \vec{e}_y assez importants.

FIGURE 4.9 – Évolution des vitesses moyennes $\langle V_x \rangle$ et $\langle V_y \rangle$ sur une ligne y_2 située au centre du rotor anti-horaire ACW sur $\lambda_{opt} = 4.2$ ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)

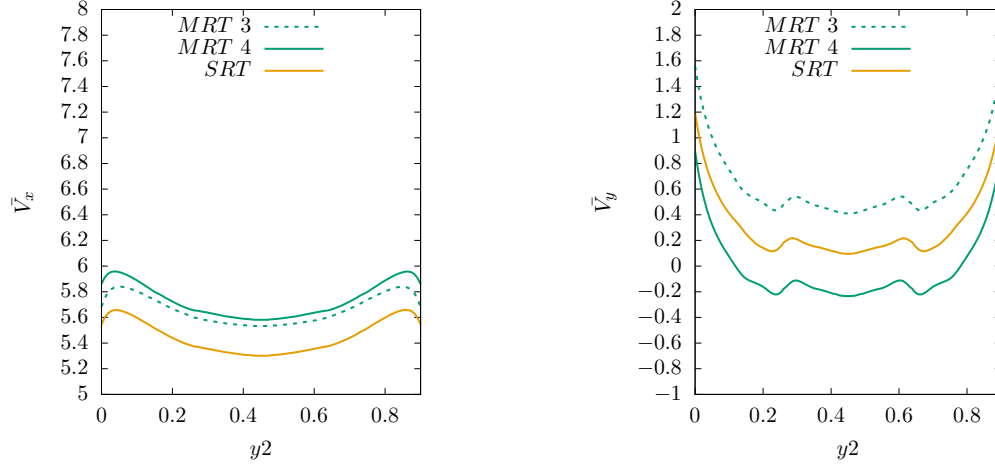


TABLE 4.5 – Valeurs des vitesses moyennes $\langle \tilde{V}_x \rangle$ et $\langle \tilde{V}_y \rangle$ intégrées sur la ligne y_2 sur $\lambda_{opt} = 4.2$ ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)

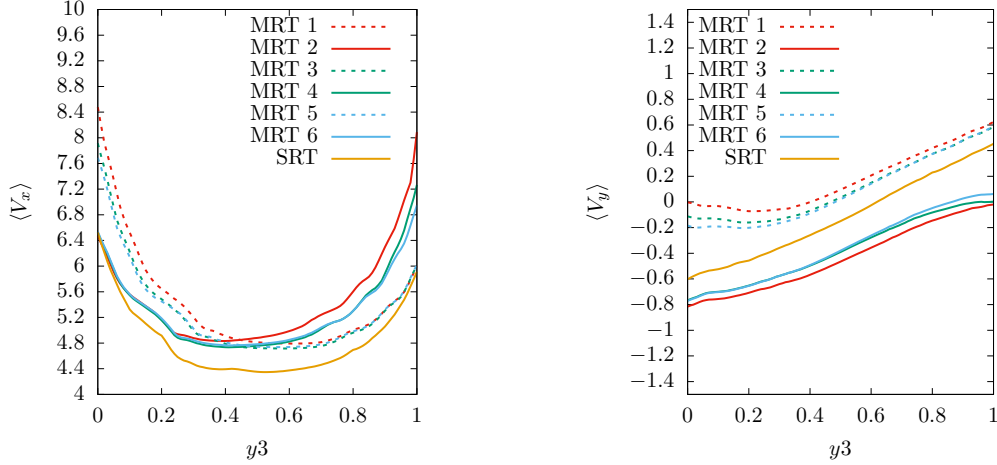
Configuration	SRT	MRT 1	MRT 2	MRT 3	MRT 4	MRT 5	MRT 6
$\langle \tilde{V}_x \rangle_{y_2}$ [$m.s^{-1}$]	5.45	5.67	5.78	5.66	5.73	5.72	5.79
$\langle \tilde{V}_y \rangle_{y_2}$ [$m.s^{-1}$]	0.30	0.74	-0.20	0.63	-0.034	0.65	-0.055

D’après la Figure 4.9, l’amélioration de la puissance extraite dans la partie aval s’explique par un mécanisme tout autre :

- L’augmentation du $Cp_{\theta \in [180^\circ; 360^\circ]}^{pale 1}$ est liée à un accroissement de la vitesse débitante $\langle V_x \rangle$, traduisant l’augmentation du débit traversant le rotor durant sa seconde moitié de révolution. Cette “ré-énergisation” de l’écoulement, comme le qualifiait Zanforlin et Nishino [129], permet d’augmenter le flux de quantité de mouvement disponible dans le demi-disque aval. De plus, l’augmentation de $\langle V_x \rangle$ semble être plus marquée avec la direction $\omega-$, comme quantifié dans la Table 4.5.
- L’amélioration du coefficient de puissance en aval, pour les configurations MRT($\omega+$), est aussi à relier avec une augmentation de la composante latérale de vitesse moyenne $\langle V_y \rangle$. Les lignes de courant semblent être plus déviées vers l’extérieur du rotor avec ce sens de contra-rotation, comme évalué en Figure 4.9.

Outre l’amélioration globale des performances d’une VAT double-rotor, l’interaction des rotors contra-rotatifs permet d’agir positivement sur le sillage d’une VAT. D’une part, une contraction des sillages des deux rotors voisins s’observe selon \vec{e}_y : en aval de la turbine à $x = 1D$, la variation de la

FIGURE 4.10 – Évolution des vitesses moyennes $\langle V_x \rangle$ et $\langle V_y \rangle$ sur une ligne y_3 située juste en aval du rotor anti-horaire ACW sur $\lambda_{opt} = 4.2$ ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)



la vitesse moyenne transverse $\Delta \langle V_y \rangle$ est réduite en situation bi-rotor, comme quantifié en Figure 4.10. En configuration de parcs, ceci permettrait alors un rapprochement latéral de VAT disposées les unes à côté des autres.

D'autre part, une meilleure résorption du sillage apparaît avec un déficit de vitesse moins important qu'en mono-rotor : en aval de la turbine à $x = 1D$, la vitesse moyenne débitante $\langle V_x \rangle$ est environ 10% plus grande en configuration bi-rotor, comme représenté en Figure 4.10. L'étude des sillages d'une VAT double-rotor n'étant pas notre sujet d'étude, le lecteur est invité à se référer aux travaux de Kinzel *et al.* [134] pour de plus amples informations sur la topologie des sillages de VAT double-rotor.

4.2.2.4 Analyse qualitative de l'effet bi-rotor : étude de l'incidence

A l'inverse du gain de puissance en aval, le gain de puissance à l'amont ne s'expliquerait pas par une augmentation du débit intra-rotor mais plutôt par un changement de direction de l'écoulement incident, avec notamment des perturbations de la vitesse latérale V_y . Ce changement de direction entraînerait alors une modification de l'incidence relative α vue par la pale dans le demi-disque amont et donc de la portance générée dans la partie amont.

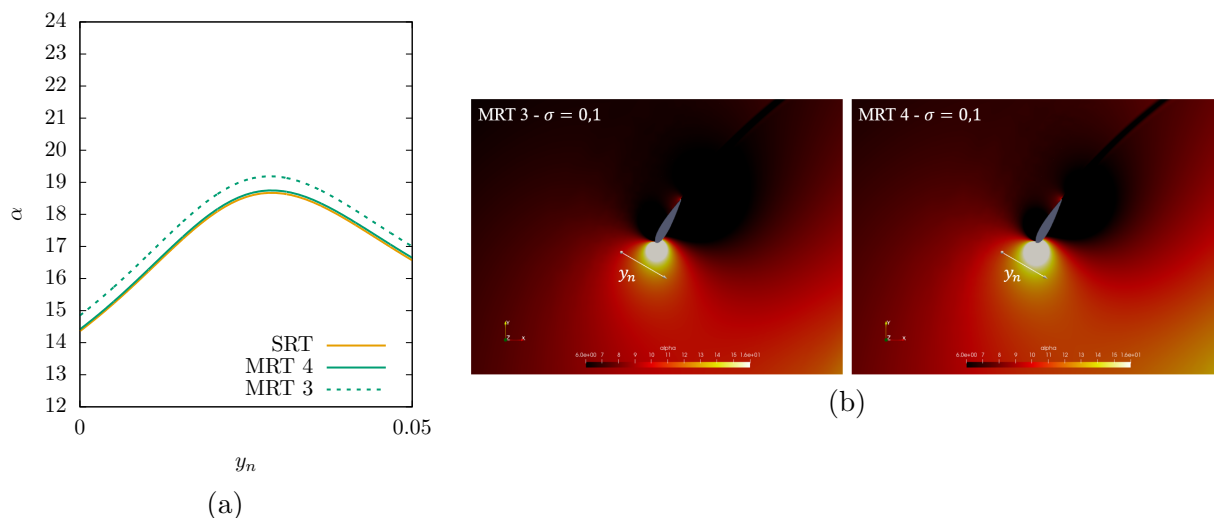
En repartant de la définition (1.5) de l'incidence et de la loi (1.3) de composition des vitesses, l'incidence α peut être définie exactement à partir des composantes longitudinale V_x et transverse V_y de vitesse absolue. En supposant $\vec{V} = V_x \vec{e}_x + V_y \vec{e}_y$, l'incidence α s'exprime en fonction de la position angulaire θ par :

$$\alpha = \arctan \left(\frac{V_x \sin(\theta) - V_y \cos(\theta)}{V_x \cos(\theta) + R\omega + V_y \sin(\theta)} \right) \quad (4.4)$$

Pour rappel, le gain de puissance induit par une redirection de l'écoulement a été observé principalement dans le demi-disque amont. Nous analyserons donc cette incidence α uniquement pour $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$. Pour cela, nous avons calculé ce scalaire α en tout point du domaine et nous l'avons analysé tout particulièrement le long d'une ligne y_n , définie selon \vec{e}_n^* *i.e.* normale à la trajectoire de la pale. Cette ligne y_n choisie arbitrairement a une longueur d'une corde c et est située à une demi-corde $\frac{c}{2}$ du BDA de pale, choix justifié par l'étude de Elsakka *et al.* [139].

Les Figures 4.11.(a), 4.12.(a) et 4.13.(a) présentent l'évolution de l'incidence α pour trois positions angulaires spécifiques $\theta = 60^\circ$, $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 120^\circ$ le long de la ligne y_n . Une vue globale de l'incidence locale expérimentée par la pale amont du rotor "ACW" à ces trois positions angulaires est donnée en Figures 4.11.(b), 4.12.(b) et 4.13.(b). La Figure 4.23 trace les lignes de courant de la vitesse relative \vec{W} pour les configurations MRT 3 et MRT 4.

FIGURE 4.11 – (a) Évolution de l'angle d'incidence α le long de la ligne y_n pour $\theta = 60^\circ$; (b) Champ de l'incidence locale α autour du rotor anti-horaire ACW à $\theta = 60^\circ$ pour les configurations MRT 3 & MRT 4 sur $\lambda_{opt} = 4.2$ ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)



D'après les Figures 4.11.(a), 4.12.(a) et 4.13.(a), le gain de puissance observé dans la partie amont avec l'augmentation de $Cp_{\theta \in [0^\circ : 180^\circ]}^{pale 1}$ pourrait entièrement s'expliquer par une incidence sur les pales plus élevée, dépendant uniquement du sens de contra-rotation $\Delta\omega$ considéré. Cette augmentation bénéfique de l'angle d'incidence α s'observe lorsque les pales se situent à proximité de la région centrale *i.e.* respectivement lorsque $\theta \in [0^\circ : 90^\circ]$ pour $\omega-$ et lorsque $\theta \in [90^\circ : 180^\circ]$ pour $\omega+$. Ainsi, l'amélioration du $Cp_{\theta \in [0^\circ : 90^\circ]}^{pale 1}$ des configurations MRT($\omega-$) peut s'expliquer par une augmentation locale de l'incidence α , comme illustré en Figure 4.11.(a). De même, la petite augmentation du $Cp_{\theta \in [90^\circ : 180^\circ]}^{pale 1}$ des configurations MRT($\omega+$) peut être aussi reliée à une incidence α plus élevée.

FIGURE 4.12 – (a) Évolution de l'angle d'incidence α le long de la ligne y_n pour $\theta = 90^\circ$; (b) Champ de l'incidence locale α autour du rotor anti-horaire ACW à $\theta = 90^\circ$ pour les configurations MRT 3 & MRT 4 sur $\lambda_{opt} = 4.2$ ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)

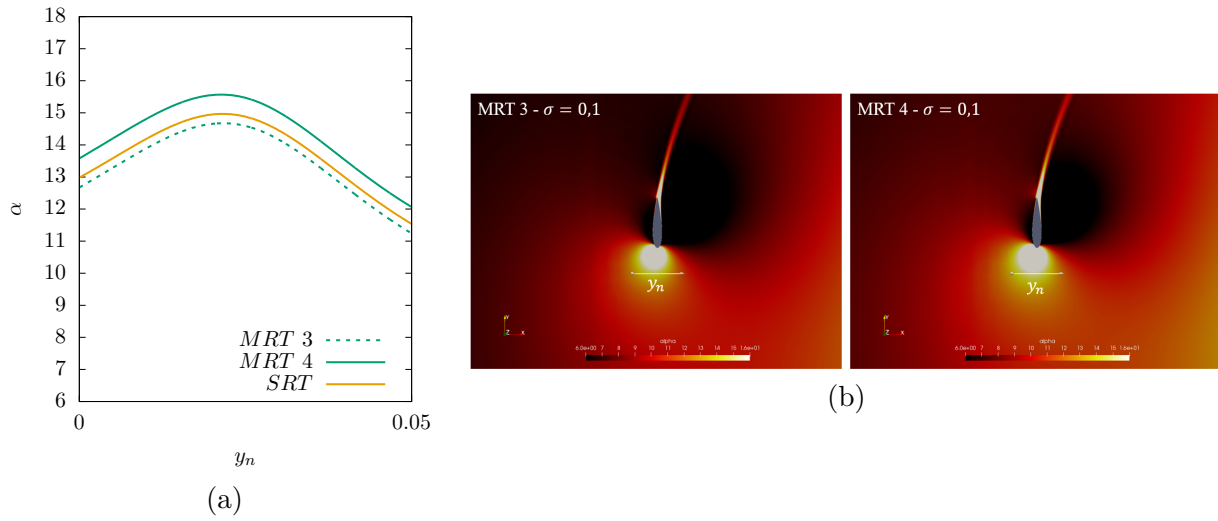
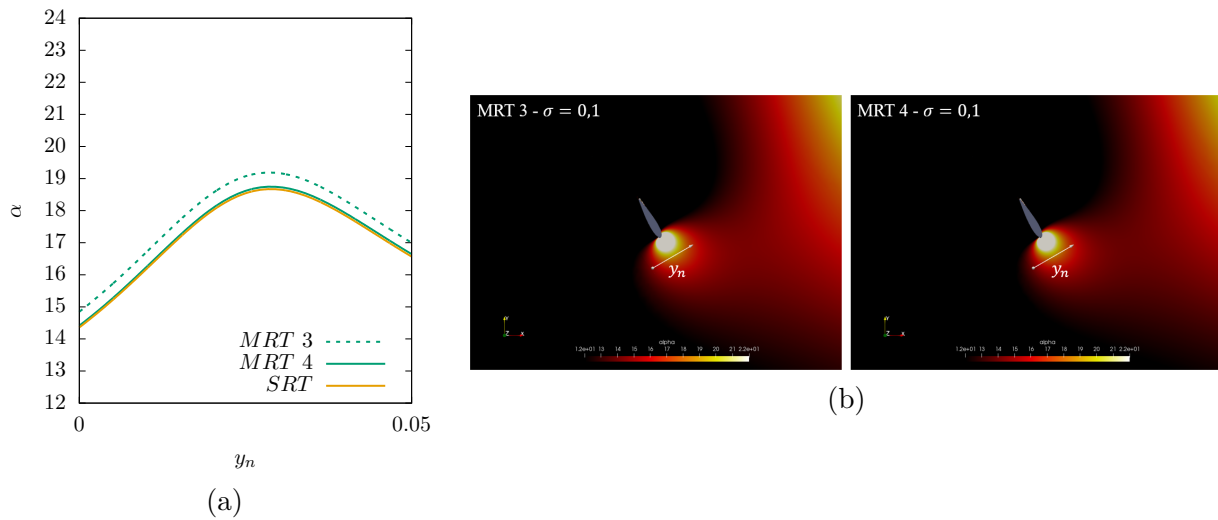


FIGURE 4.13 – (a) Évolution de l'angle d'incidence α le long de la ligne y_n pour $\theta = 120^\circ$; (b) Champ de l'incidence locale α autour du rotor anti-horaire ACW à $\theta = 120^\circ$ pour les configurations MRT 3 & MRT 4 sur $\lambda_{opt} = 4.2$ ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)



4.2.3 Analyse des performances de configurations 2D de VAT bi-rotor de fortes solidités $\sigma = 0.3$ et $\sigma = 0.6$ en milieu infini : effet de solidité

Dans la sous-section précédente, le gain de performances d'une configuration VAT double-rotor de faible solidité $\sigma = 0.1$ a été démontré et quantifié avec une amélioration maximale du $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ de l'ordre de +10%. Cette augmentation de la puissance totale a été expliquée par une incidence plus favorable dans la partie amont et une vitesse débitante plus élevée dans la partie aval ; les deux demi-disques contribuaient de manière égale à une amélioration du $\langle Cp^{total} \rangle$ d'environ +5% pour cette faible solidité $\sigma = 0.1$.

L'incidence α vue par la pale dans le demi-disque amont est principalement liée au paramètre d'avance λ : elle est donc susceptible d'être modifiée en changeant la solidité σ de la turbine. En effet, augmenter σ aura pour effet de diminuer les paramètres d'avance pour lesquels les incidences sur les pales seront plus élevées, comme expliqué par Guillaud *et al.* [34]. Ainsi, l'augmentation de la solidité pourrait avoir un impact sur les performances d'une VAT double-rotor d'autant plus important que la récupération d'énergie s'effectuera majoritairement dans le demi-disque amont. Il a été aussi souligné que les variations d'incidence α dans la partie amont dépendaient du sens de contra-rotation $\Delta\omega$ considéré. Par conséquent, la variation de σ pourrait aussi impacter le sens de contra-rotation optimal $\Delta\omega_{opt}$ et expliquer les écarts trouvés dans la littérature à ce sujet. Nous nous concentrerons donc ici sur l'impact de la solidité vis-à-vis de ce sens de contra-rotation optimal maximisant les performances d'une VAT double-rotor.

Pour mener cette étude, deux solidités supplémentaires $\sigma = 0.3$ et $\sigma = 0.6$, de corde de pales respective $c = 0.15m$ et $0.30m$, ont donc été investiguées. Seules les configurations bi-rotor comprenant l'entraxe le plus grand avec $e = 1.50D$ ont été considérées avec les configurations MRT 3 et MRT 4. Hormis la corde c , tous les paramètres géométriques des précédentes configurations MRT de faible solidité $\sigma = 0.1$ ont été conservés. La Figure 4.14 illustre les deux configurations MRT 3 et MRT 4 étudiées en forte solidité avec $\sigma = 0.6$.

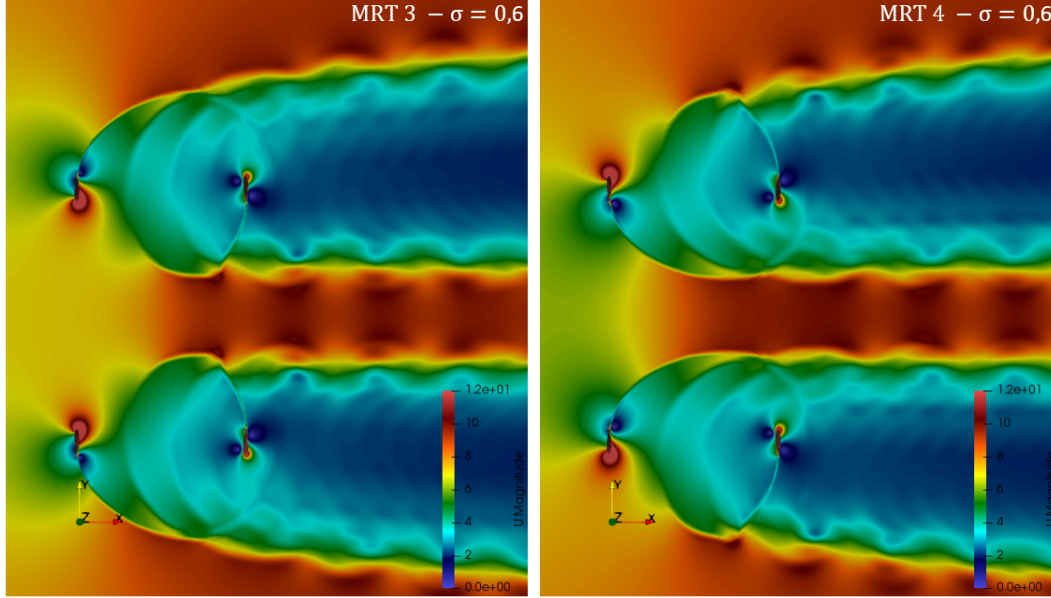
4.2.3.1 Analyse quantitative de l'effet de solidité

Dans un premier temps, les performances globales de VAT double-rotor ont été analysées en fonction de la solidité σ via le coefficient de puissance moyen $\langle Cp^{total} \rangle$, comme illustré en Figure 4.15.

La Table 4.6 présente les valeurs des performances maximales avec $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ des configurations MRT 3 et MRT 4 par rapport au cas SRT de référence, et ce pour les trois solidités testées $\sigma = 0.1$, 0.3 et 0.6 . A partir de ces valeurs, nous pouvons faire les commentaires suivants quant à l'effet de solidité :

- La solidité optimale de la configuration mono-rotor (SRT) se situe autour de $0.1 < \sigma_{opt} < 0.3$. Ce résultat est en adéquation avec la solidité optimale $\sigma_{opt} \in [0.2 : 0.25]$ trouvée par Blackwell *et al.* [7] sur un rotor de type Darrieus-troposkienne.

FIGURE 4.14 – Vue globale des configurations MRT 3 et MRT 4 bi-rotor de forte solidité avec $\sigma = 0.6$ étudiées en milieu infini avec $\epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$ via des simulations URANS 2D : le champ de vitesse instantanée est représenté à $\theta = 90^\circ$



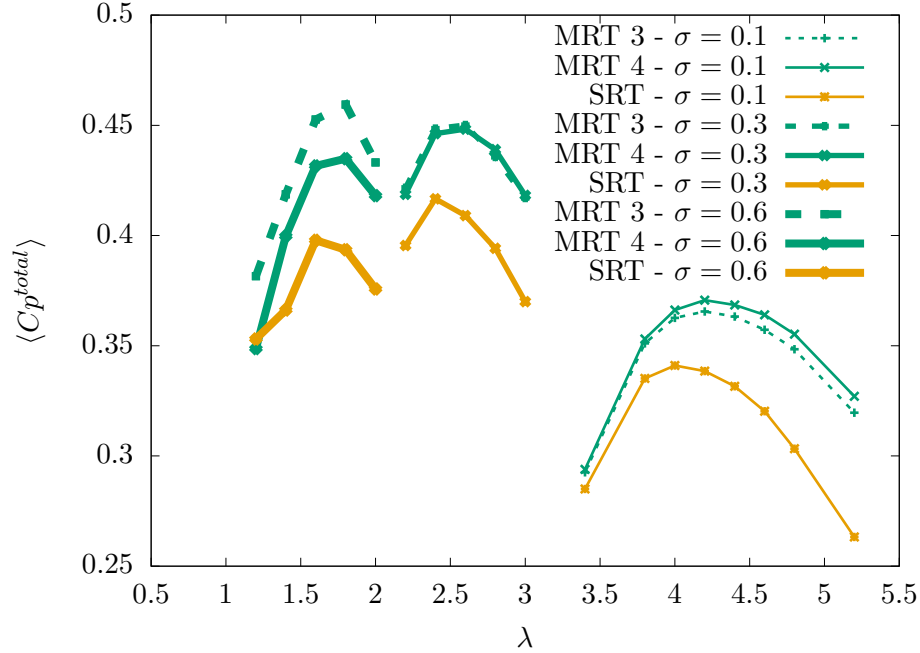
- Plus la solidité est forte et plus le gain de performances en double-rotor est important. Ce résultat est en accord avec l'étude de De Tavernier *et al.* [132] menée sur une gamme de solidités plus restreinte avec $\sigma \in [0.06 : 0.14]$. Nos configurations bi-rotor (MRT) avec $e = 1.50D$ ont démontré un gain maximal de $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ de +15.3% avec $\sigma = 0.6$ contre +8.8% avec $\sigma = 0.1$.
- Le sens optimal de contra-rotation dépend de la solidité de la turbine : $\Delta\omega_{opt} = \omega+$ pour $\sigma = 0.6$ alors que $\Delta\omega_{opt} = \omega-$ pour $\sigma = 0.1$.

TABLE 4.6 – Valeurs des coefficients de puissance optimaux $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ des différentes configurations MRT avec leur gain/perte ε respectif par rapport au SRT pour différentes solidités ($\sigma = 0.1, 0.3$ et $0.6 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)

Config	SRT ($\sigma = 0.1$)	MRT 3 ($\sigma = 0.1$)	MRT 4 ($\sigma = 0.1$)	SRT ($\sigma = 0.3$)	MRT 3 ($\sigma = 0.3$)	MRT 4 ($\sigma = 0.3$)	SRT ($\sigma = 0.6$)	MRT 3 ($\sigma = 0.6$)	MRT 4 ($\sigma = 0.6$)
$\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$	0.341	0.366	0.371	0.417	0.450	0.448	0.398	0.459	0.435
ε	-	+7.3%	+8.8%	-	+7.9%	+7.4%	-	+15.3%	+9.3%

Dans un second temps, les performances locales de VAT double-rotor de plus fortes solidités ont été

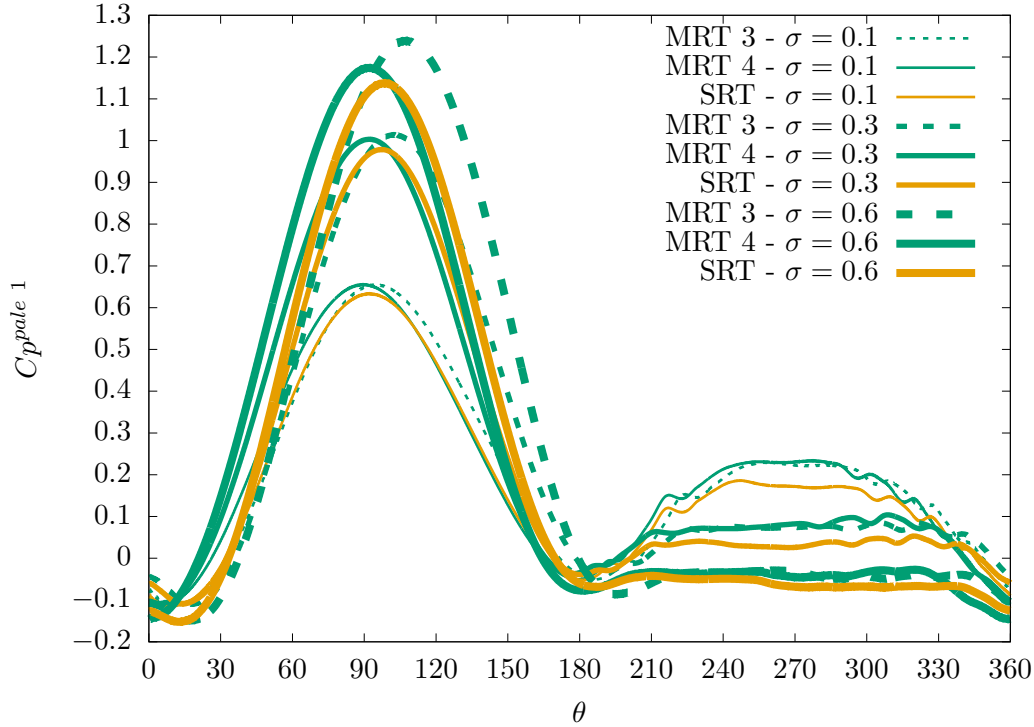
FIGURE 4.15 – Évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle Cp^{total} \rangle$ en fonction du paramètre d’avance λ pour différentes solidités ($\sigma = 0.1, 0.3$ et $0.6 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)



étudiées avec le coefficient de puissance instantané d’une pale Cp^{pale} . La Figure 4.16 trace l’évolution de Cp^{pale} au cours d’un tour complet pour les trois solidités testées $\sigma = 0.1, 0.3$ et 0.6 sur chaque paramètre d’avance optimal λ_{opt} respectif. Comme évoqué précédemment, l’augmentation de la solidité se traduit par une augmentation de l’effet de blocage de l’écoulement amont diminuant alors la récupération d’énergie dans le demi-disque aval. La pale aval située dans le sillage de la pale amont ne contribue quasiment plus au couple moteur global à $\sigma = 0.3$, voire même induit un couple de freinage comme c’est le cas à $\sigma = 0.6$. A l’inverse de la faible solidité, les variations de la puissance extraite en aval seront négligeables pour les configurations bi-rotor de forte solidité.

D’après cette Figure 4.16, l’augmentation de la solidité s’est traduit par un décalage des pics de puissance à des positions angulaires θ_{max} plus avancées : $\theta_{max} \approx 98^\circ$ à $\sigma = 0.6$ contre $\theta_{max} \approx 92^\circ$ à $\sigma = 0.1$. Une nouvelle fois, les maximums de puissance Cp_{max}^{pale} sont d’abord atteints avec le sens de contra-rotation “refoulant” avec $\theta_{max}(\omega-) < \theta_{max}(\omega+)$. Le principal changement à forte solidité réside dans la diminution du pic de puissance avec $\omega-$ par rapport à $\omega+$ se traduisant par $Cp_{max}^{pale}(\omega-) < Cp_{max}^{pale}(\omega+)$ à $\sigma = 0.6$. Pour rappel, la faible solidité avait démontré des valeurs de puissance maximale extraite similaires avec $Cp_{max}^{pale}(\omega-) \approx Cp_{max}^{pale}(\omega+)$ à $\sigma = 0.1$. Nous allons donc tenter d’expliquer qualitativement cette perte de puissance aux alentours de $\theta = \theta_{max}$ avec le sens de contra-rotation $\omega-$.

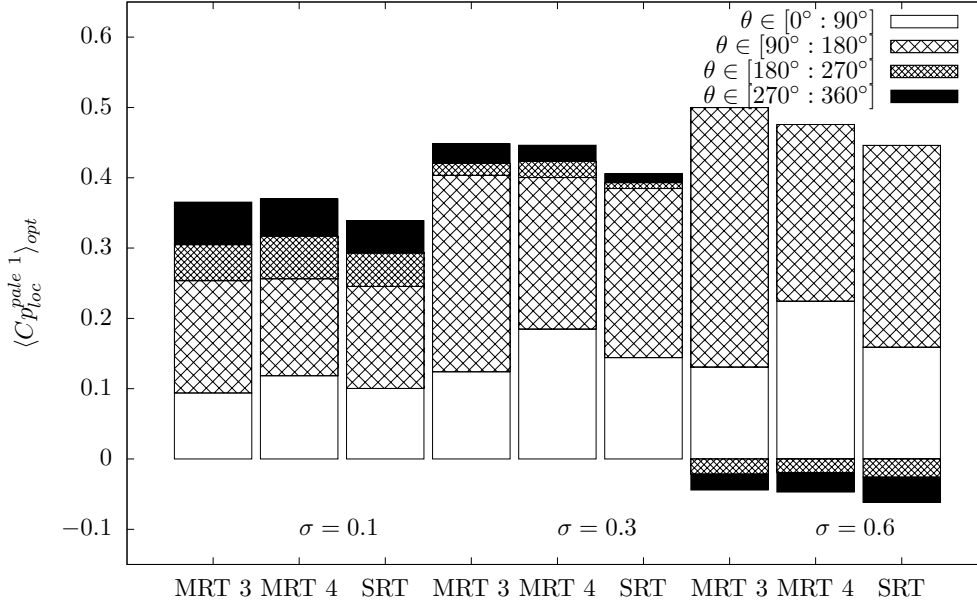
FIGURE 4.16 – Évolution du coefficient de puissance instantané de la pale 1 $Cp^{pale\ 1}$ en fonction de la position angulaire θ pour les configurations MRT 3 & MRT 4 sur respectivement $\lambda_{opt}^{\sigma=0.1} = 4.2$, $\lambda_{opt}^{\sigma=0.3} = 2.6$ et $\lambda_{opt}^{\sigma=0.6} = 1.8$ ($\sigma = 0.1, 0.3$ et $0.6 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)



La Figure 4.17 présente la répartition locale de chaque coefficient de puissance moyen optimal $\langle Cp^{pale\ 1} \rangle_{opt}$ de la pale 1 (sur chaque paramètre d'avance optimal respectif λ_{opt}) décomposé en coefficients de puissance locaux $\langle Cp_{loc}^{pale\ 1} \rangle_{opt}$ moyennés sur chacun des quatre quartiles. D'après cette répartition de puissance, nous pouvons relever les points essentiels suivants :

- Le changement de solidité n'a pas eu d'effet sur la répartition de puissance dans le demi-disque amont, notamment vis-à-vis du sens de contra-rotation considéré. En effet, par rapport à la configuration SRT, le demi-disque amont d'une configuration MRT présente toujours un gain de $Cp_{\theta \in [0^\circ; 90^\circ]}^{pale\ 1}$ selon $\omega-$ et un gain de $Cp_{\theta \in [90^\circ; 180^\circ]}^{pale\ 1}$ selon $\omega+$. Autrement dit, une configuration bi-rotor quelque soit sa solidité récupère plus de puissance lorsque ses pales passent à proximité de la zone centrale inter-rotors, dans laquelle une accélération de l'écoulement s'observe.
- L'augmentation de la solidité jusqu'à $\sigma = 0.6$ a fortement diminué la puissance extraite dans le deuxième quartile avec le sens $\omega-$. Cette diminution du gain de $Cp_{\theta \in [90^\circ; 180^\circ]}^{pale\ 1}$ des configurations MRT($\omega-$) à $\sigma = 0.6$ explique quantitativement l'inversion du sens optimal de

FIGURE 4.17 – Variation du coefficient de puissance moyen de la pale 1 $\langle C_{p_{loc}}^{pale\ 1} \rangle_{opt}$ calculé localement sur chaque quartile pour MRT 3 & MRT 4 sur respectivement $\lambda_{opt}^{\sigma=0.1} = 4.2$, $\lambda_{opt}^{\sigma=0.3} = 2.6$ et $\lambda_{opt}^{\sigma=0.6} = 1.8$ ($\sigma = 0.1, 0.3$ et $0.6 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)



contra-rotation $\Delta\omega_{opt}$ s'opérant à forte solidité.

4.2.3.2 Analyse qualitative de l'effet de solidité

Une analyse de l'écoulement dans le demi-disque amont, où la majorité de la puissance est extraite, a été menée sur la plus forte solidité $\sigma = 0.6$ avec un double-objectif : confirmer les mécanismes responsables des améliorations de puissance en configuration bi-rotor à forte solidité et expliquer l'inversion du $\Delta\omega_{opt}$ en justifiant notamment la diminution du $C_{p_{\theta \in [90^\circ : 180^\circ]}^{pale\ 1}}$ dans le deuxième quartile avec le sens de contra-rotation $\omega-$.

La Figure 4.18 trace l'évolution des vitesses moyennées sur un tour $\langle V_x \rangle$ et $\langle V_y \rangle$ sur la ligne y_1 située juste en amont du rotor ACW de référence. La Table 4.7 donne les valeurs intégrées de ces vitesses moyennes sur cette ligne y_1 . Ainsi, nous pouvons affirmer que :

- Le gain de performances des configurations MRT ne peut toujours pas s'expliquer par une augmentation du débit intra-rotor avec une diminution de $\langle V_x \rangle$ dans la partie amont en bi-rotor.

— Le gain de performances est à associer avec l’annulation de la composante latérale de vitesse moyenne $\langle V_y \rangle$, laissant une nouvelle fois suggérer une modification locale de l’incidence.

FIGURE 4.18 – Évolution des vitesses moyennes $\langle V_x \rangle$ et $\langle V_y \rangle$ sur une ligne y_1 située juste en amont du rotor anti-horaire ACW sur $\lambda_{opt} = 1.8$ ($\sigma = 0.6 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)

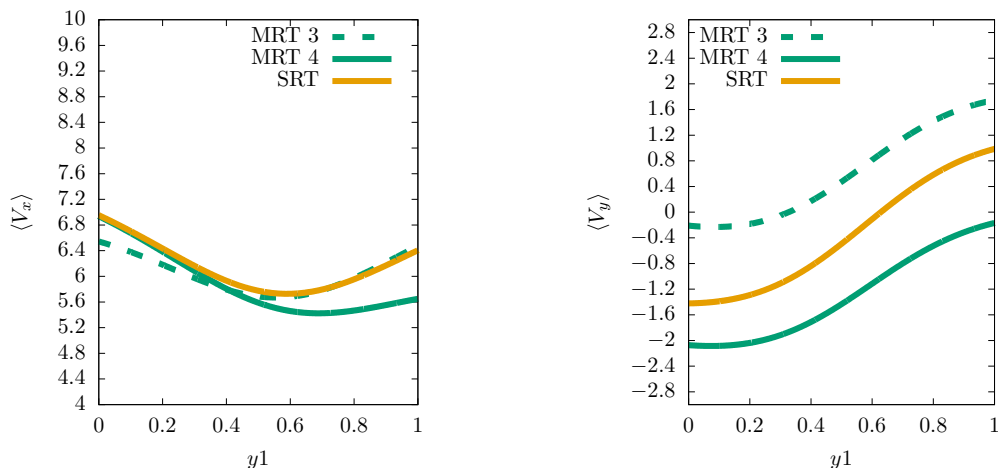


TABLE 4.7 – Valeurs des vitesses moyennes $\langle \tilde{V}_x \rangle_{y_1}$ et $\langle \tilde{V}_y \rangle_{y_1}$ intégrées sur la ligne y_1 sur $\lambda_{opt} = 1.8$ ($\sigma = 0.6 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)

Configuration	SRT	MRT 3	MRT 4
$\langle \tilde{V}_x \rangle_{y_1} [m.s^{-1}]$	6.13	6.01	5.87
$\langle \tilde{V}_y \rangle_{y_1} [m.s^{-1}]$	-0.38	0.59	-1.31

Les Figures 4.19, 4.20 et 4.21 analysent l’incidence locale α autour de la pale amont du rotor ACW pour $\sigma = 0.6$ pour les trois positions angulaires $\theta = 60^\circ$, $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 120^\circ$. La Figure 4.23 illustre les incidences relatives expérimentées par les pales dans la partie amont en traçant les lignes de courant de vitesse relative \vec{W} . D’après les Figures 4.19.(a), 4.20.(a) et 4.21.(a), la justification de l’amélioration des performances avec l’incidence est de nouveau vérifiée à $\sigma = 0.6$. A $\theta = 60^\circ$, l’incidence vue par la pale est plus importante avec le sens $\omega-$ entraînant un gain local de performances avec un $Cp_{\theta \in [0^\circ; 90^\circ]}^{pale 1}$ plus élevé. A $\theta = 120^\circ$, l’incidence demeure toujours plus élevée avec le sens opposé $\omega+$ associée à un $Cp_{\theta \in [90^\circ; 180^\circ]}^{pale 1}$ plus important.

Cependant, le lien de causalité entre une forte incidence et un gain de puissance locale ne reste valable que dans des conditions où l’angle d’incidence α reste inférieur à l’angle de décrochage dynamique α_{dyn} . Cette condition $\alpha < \alpha_{dyn}$ restait vérifiée pour des VAT de faible solidité comme

FIGURE 4.19 – (a) Évolution de l’angle d’incidence α le long de la ligne y_n pour $\theta = 60^\circ$; (b) Champ de l’incidence locale α autour du rotor anti-horaire ACW à $\theta = 60^\circ$ pour les configurations MRT 3 & MRT 4 sur $\lambda_{opt} = 1.8$ ($\sigma = 0.6 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)

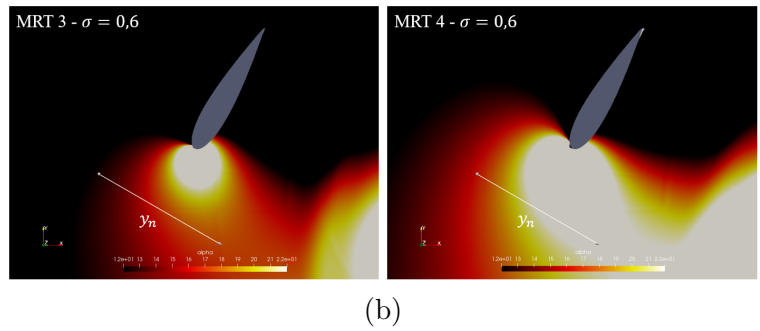
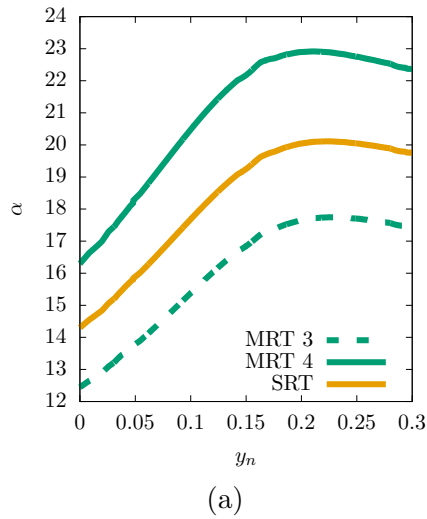
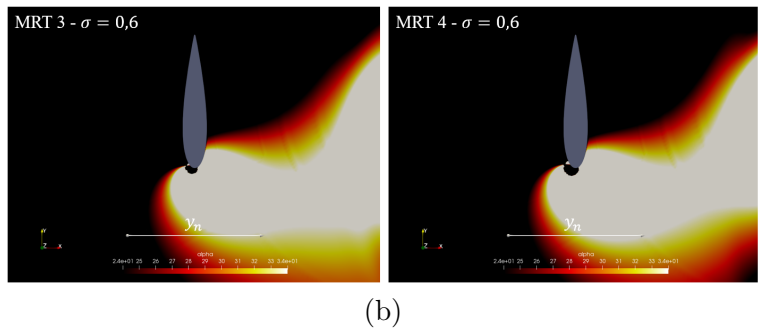
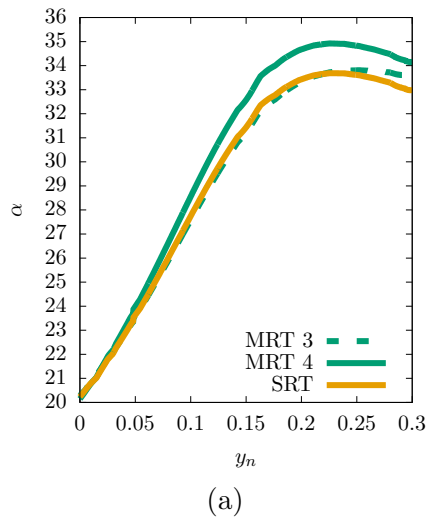
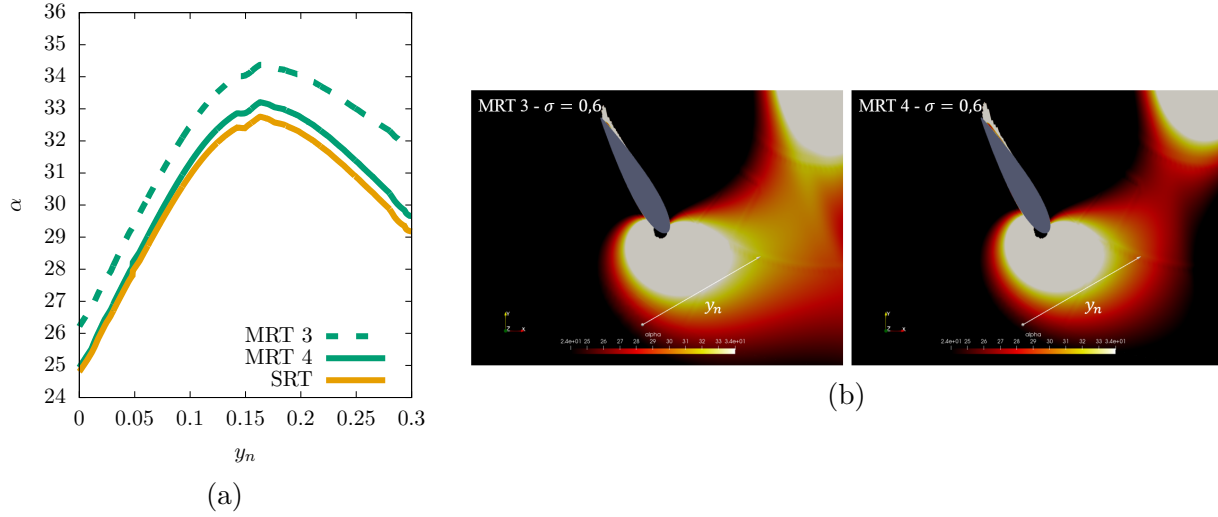


FIGURE 4.20 – (a) Évolution de l’angle d’incidence α le long de la ligne y_n pour $\theta = 90^\circ$; (b) Champ de l’incidence locale α autour du rotor anti-horaire ACW à $\theta = 90^\circ$ pour les configurations MRT 3 & MRT 4 sur $\lambda_{opt} = 1.8$ ($\sigma = 0.6 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)



à $\sigma = 0.1$ pour laquelle la turbine expérimentait un régime de “décrochage dynamique léger” (se référer au Chapitre 1 - Section 1.2.5.2). Pour les plus fortes solidités, l’augmentation générale des

FIGURE 4.21 – (a) Évolution de l’angle d’incidence α le long de la ligne y_n pour $\theta = 120^\circ$; (b) Champ de l’incidence locale α autour du rotor anti-horaire ACW à $\theta = 120^\circ$ pour les configurations MRT 3 & MRT 4 sur $\lambda_{opt} = 1.8$ ($\sigma = 0.6 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)



incidences relatives sur les pales peut conduire dans les cas extrêmes à un décrochage entraînant alors une chute des performances.

A $\sigma = 0.6$, une séparation de l’écoulement s’observe déjà à λ_{opt} et apparait en priorité avec le sens de contra-rotation $\omega-$. Ainsi, un léger décollement de couche limite est observable à partir du BDF et remontant vers le BDA sur l’intrados de la pale amont : la localisation du point de décollement dépend alors précisément du sens de contra-rotation considéré.

La Figure 4.22.(a) trace l’évolution sur une demi-révolution de la position de ce point de décollement pour laquelle la contrainte de frottement pariétal C_f s’annule (se référer au Chapitre 2 - Section 2.2.5.2). La configuration MRT 4 ($\omega-$) présente alors une position du point de séparation plus proche du BDA que la configuration MRT 3 ($\omega+$). Le décrochage du profil s’effectuera donc en premier lieu sur la configuration MRT 4 ($\omega-$) entraînant une chute de portance et donc des performances dans le second quartile avec $\theta \in [90^\circ : 180^\circ]$. La Figure 4.22.(b) illustre ce décollement de l’écoulement à $\theta = 120^\circ$ sur la pale amont, plus “avancé” pour MRT 4 que MRT 3. Ce décrochage “prématuré” avec le sens $\omega-$ explique la diminution de la puissance extraite dans le second quartile et la baisse du $Cp_{\theta \in [90^\circ : 180^\circ]}^{pale 1}(\omega-)$, conduisant alors à l’inversion du sens de contra-rotation optimal $\Delta\omega_{opt}$ à $\sigma = 0.6$.

Au final, l’effet de la solidité σ expliquerait les écarts trouvés dans la littérature à propos du sens de contra-rotation optimal : certaines études avaient trouvé $\Delta\omega_{opt} = \omega+$ pour $\sigma = 0.3$ [126, 129, 130, 138] alors que d’autres avaient découvert $\Delta\omega_{opt} = \omega-$ pour $\sigma \leq 0.2$ [128, 132].

FIGURE 4.22 – (a) Évolution de la position $\frac{x}{c}$ du point de décollement de l'écoulement en fonction de la position angulaire θ pour les configurations MRT 3 & MRT 4 (b) Vorticité axiale Ω_z autour de la pale amont du rotor anti-horaire ACW pour les configurations MRT 3 & MRT 4 à $\theta = 120^\circ$ ($\sigma = 0.6 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty - \lambda = 1.80$)

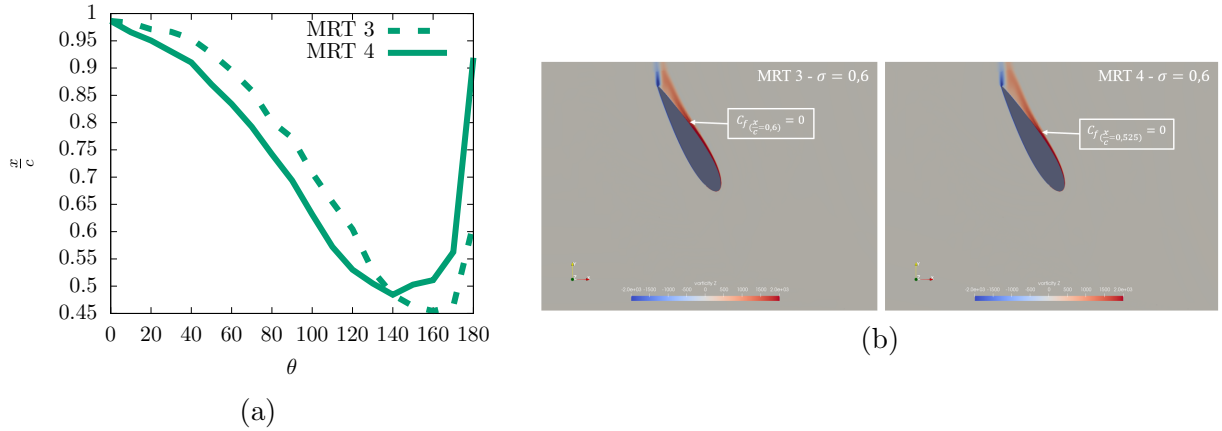
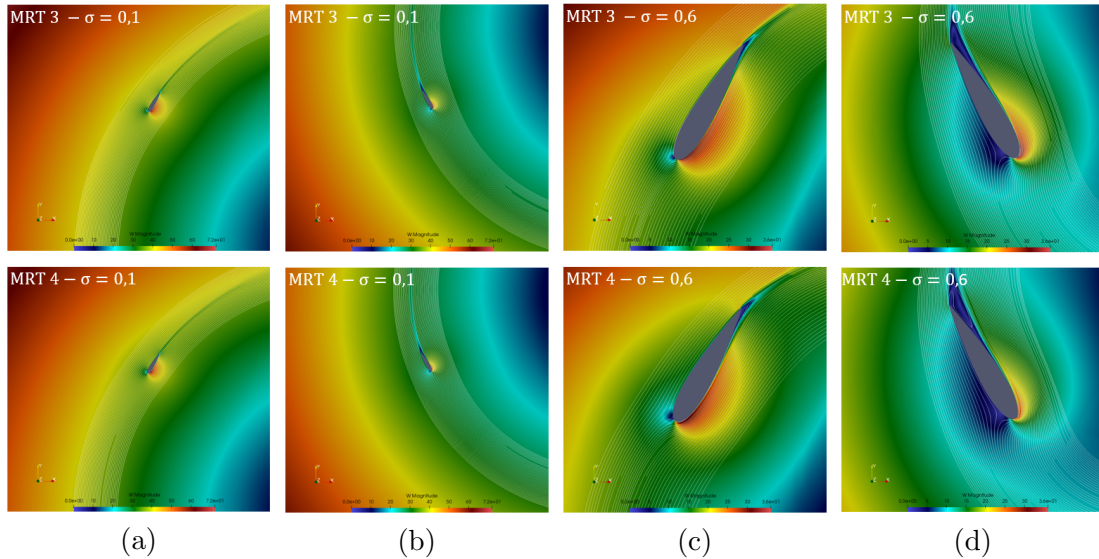


FIGURE 4.23 – Lignes de courant de la vitesse relative \vec{W} autour du rotor anti-horaire ACW pour les configurations MRT 3 & MRT 4 : pour $\sigma = 0.1$ à $\theta = 60^\circ$ (a) et à $\theta = 120^\circ$ (b) ; pour $\sigma = 0.6$ à $\theta = 60^\circ$ (c) et à $\theta = 120^\circ$ (d)

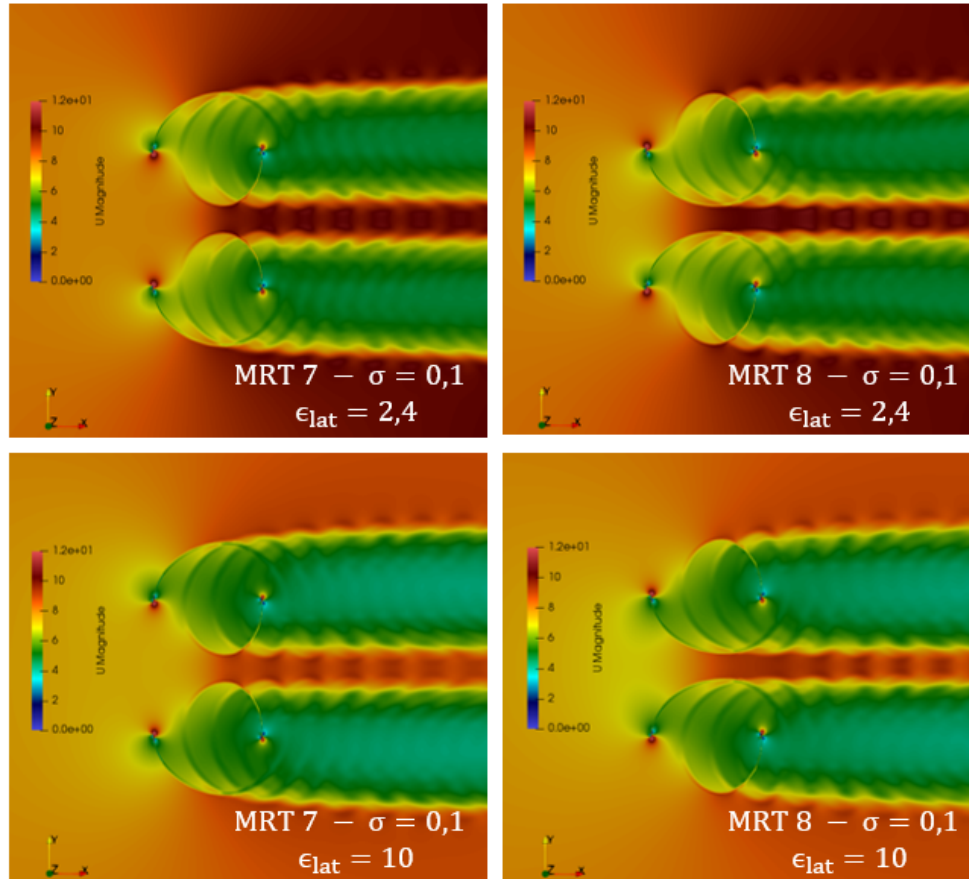


En résumé : L’ajout d’un second rotor contra-rotatif à proximité d’un premier rotor de VAT permet d’augmenter les performances globales de la machine, avec un gain du coefficient de puissance optimal $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ compris entre +10% et +15%, en fonction de la solidité considérée. Plus la solidité est forte et plus le gain de puissance en bi-rotor est important. Toutefois, ce gain de puissance présente une répartition de puissance indépendante de la solidité en étant uniquement fonction du sens de contra-rotation : le premier quartile présente un gain de $Cp_{\theta \in [0^\circ:90^\circ]}^{pale 1}$ dans le sens “refoulant” ($\omega-$) alors que le second quartile dénote un gain de $Cp_{\theta \in [90^\circ:180^\circ]}^{pale 1}$ avec le sens “avalant” ($\omega+$). Les troisième et quatrième quartiles présentent tous deux un gain de puissance avec une augmentation globale du $Cp_{\theta \in [180^\circ:360^\circ]}^{pale 1}$. Cependant, la récupération de puissance dans ces deux derniers quartiles devient négligeable à forte solidité. Ainsi, les mécanismes physiques responsables de l’amélioration globale des performances d’une configuration bi-rotor diffèrent selon la solidité considérée. A faible solidité ($\sigma = 0.1$), le gain de puissance s’explique à la fois par une amélioration de l’incidence dans le demi-disque amont et une augmentation de la vitesse débitante dans le demi-disque aval. A forte solidité ($\sigma = 0.6$), c’est principalement une incidence plus favorable dans le demi-disque amont qui est à l’origine du gain total de performances. Au final, l’augmentation de la solidité peut conduire à une trop forte augmentation des incidences, entraînant alors une séparation prématurée de l’écoulement dans le second quartile et donc une chute des performances notamment du $Cp_{\theta \in [90^\circ:180^\circ]}^{pale 1}$. Ce décrochage apparaît en priorité avec les configurations MRT($\omega-$) expérimentant les plus forts gains d’incidence ; ce qui expliquerait alors l’inversion du sens de contra-rotation optimal $\Delta\omega_{opt}$ observée à forte solidité.

4.3 Analyse des performances de configurations 2D et 3D de VAT bi-rotor en milieu confiné

La première partie a démontré un gain notable des performances sur des configurations simplifiées 2D de VAT en milieu “infini” grâce à l’effet bi-rotor. L’objectif de cette section est de confronter nos précédentes conclusions à propos de cet effet bi-rotor sur un prototype réel de VAT double-rotor OWLWIND en milieu “confiné”. Plus précisément, deux voies de recherche ont motivées cette section : l’impact du confinement sur le gain de performances des configurations MRT 2D ainsi que l’influence des effets 3D sur les performances d’une VAT double-rotor. De plus, des données expérimentales étaient aussi disponibles sur une configuration de VAT double-rotor OWLWIND (se référer au Chapitre 2 - Section 2.4.3). De nouvelles configurations de VAT double-rotor ont alors été étudiées via des simulations URANS 2D et URANS 3D autour de leur régime de fonctionnement optimal pour $\lambda \approx \lambda_{opt}$.

FIGURE 4.24 – Vue globale des configurations MRT 7 et MRT 8 bi-rotor de faible solidité avec $\sigma = 0.1$ étudiées en milieux confinés et déconfinés avec $\epsilon_{lat} = 2.4$ et $\epsilon_{lat} = 10$ via des simulations URANS 2D : le champ de vitesse instantanée est représenté à $\theta = 90^\circ$



4.3.1 Analyse des performances de configurations 2D de VAT bi-rotor de faible solidité $\sigma = 0.1$ en milieu confiné : effet du confinement

4.3.1.1 Présentation des configurations en milieu confiné

A présent, des configurations bi-rotor MRT de faible solidité $\sigma = 0.1$ ont été considérées en milieu "confiné" cette fois-ci. Dans cette sous-section, toutes les configurations bi-rotor MRT 2D étudiées sont dépourvues de montant central. En effet, l'impact du mât central sur les performances de la VAT double-rotor pourrait être faussé par un confinement très élevé à cause d'un blocage solide du mât important. La Table 4.8 résume les caractéristiques géométriques des six configurations MRT analysées en milieu confiné : deux nouvelles configurations MRT 7 et MRT 8 avec un entraxe intermédiaire $e = 1.25D$ ont substituées les configurations MRT 5 et MRT 6 précédentes. Les

configurations MRT 7 et MRT 8 en milieux confiné et déconfiné sont représentées en Figure 4.24. Par rapport aux configurations MRT étudiées précédemment en milieu infini, tous les paramètres géométriques ont été conservés hormis la largeur W_{dom} du domaine.

TABLE 4.8 – Caractéristiques géométriques des 6 différentes configurations bi-rotor MRT de faible solidité avec $\sigma = 0.1$ étudiées en milieu confiné avec $\epsilon_{lat} = 2.4$ via des simulations URANS 2D

Configuration	MRT 1	MRT 2	MRT 3	MRT 4	MRT 7	MRT 8
Distance inter-axes e	$1.05D$	$1.05D$	$1.50D$	$1.50D$	$1.25D$	$1.25D$
Sens de contra-rotation $\Delta\omega$	+	-	+	-	+	-
Mât central	non	non	non	non	non	non

Comme précisé précédemment, la largeur du domaine définit directement le confinement latéral ϵ_{lat} de la configuration : réduire cette largeur revient donc à augmenter le confinement et l’effet de blocage. Pour la suite de notre étude en milieu confiné, la plus petite largeur de domaine simulée $W_{dom} = 4.8m$ a été choisie pour les configurations bi-rotor MRT, conduisant à un confinement latéral très important avec $\epsilon_{lat} = 2.4$.

A présent, la largeur de domaine de calcul n’est plus identique entre les configurations MRT bi-rotor et le cas SRT mono-rotor : la largeur du cas mono-rotor a été alors divisée par 2 avec $W_{dom} = 2.4m$. Cette modification de la largeur du domaine a permis de se placer à ”iso-confinement“ entre toutes les configurations MRT et SRT afin de découpler l’effet bi-rotor de l’effet du confinement. A noter que ce confinement $\epsilon_{lat} = 2.4$ utilisé dans nos simulations numériques URANS 2D correspond au confinement latéral des configurations expérimentales de référence (avec respectivement $W_{dom} = 2.4m$ pour le mono-rotor et $W_{dom} = 4.8m$ pour le bi-rotor).

Aucune correction de l’effet de blocage ne sera donc appliquée dans cette étude en milieu confiné : les coefficients de puissance Cp^{total} seront alors présentés en valeurs ”brutes“ non-corrigées.

De plus, tous les paramètres numériques (maillage, pas de temps, nombre de tours, schémas, ...) utilisés précédemment pour nos simulations URANS 2D sous OpenFoam ont été conservés.

4.3.1.2 Analyse quantitative de l’effet de confinement

Les performances globales des configurations MRT et SRT ont été évaluées en milieu confiné avec $\epsilon_{lat} = 2.4$ via le coefficient de puissance moyen $\langle Cp^{total} \rangle$. Afin d’évaluer l’influence de confinement sur l’effet bi-rotor, les performances globales des configurations MRT précédentes en milieu infini ont aussi été considérées avec $\epsilon_{lat} = 10$. Le cas mono-rotor correspondant à $\epsilon_{lat} = 10$ (avec donc $W_{dom} = 10m$) a alors été rajouté afin de mener cette étude à iso-confinement. La Figure 4.25 présente les courbes de performances $\langle Cp^{total} \rangle = f(\lambda)$ des configurations MRT et SRT pour ces deux iso-confinements $\epsilon_{lat} = 2.4$ et $\epsilon_{lat} = 10$, sans aucune correction.

D’après cette Figure 4.25, nous pouvons alors faire les remarques suivantes :

FIGURE 4.25 – Évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle Cp^{total} \rangle$ en fonction du paramètre d'avance λ pour différentes configurations MRT à "iso-confinement" ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} = 2.4$ et 10)

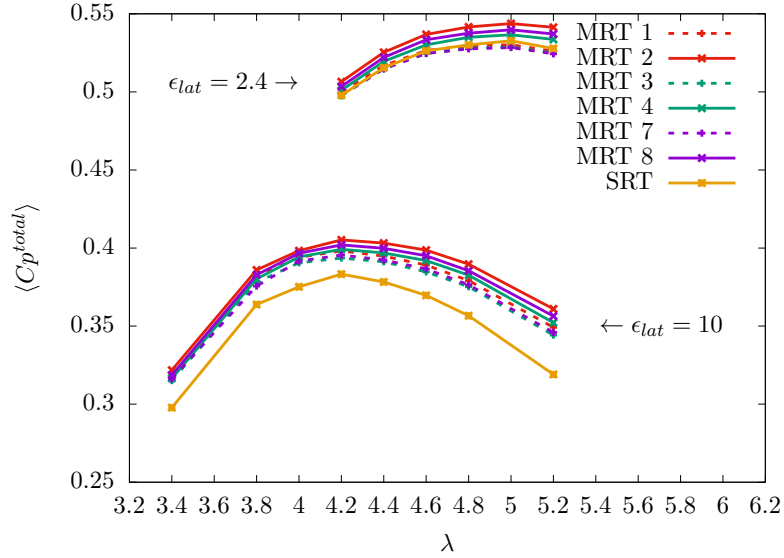


TABLE 4.9 – Valeurs des coefficients de puissance optimaux $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ des différentes configurations MRT avec leur gain/perte ϵ respectif par rapport au SRT en milieu déconfiné ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} = 10$)
N.B. : Les valeurs brutes des $\langle Cp^{total} \rangle$ sont présentées pour ce milieu déconfiné ($\epsilon_{lat} = 10$). A l'inverse, les valeurs corrigées des $\langle Cp^{total} \rangle$ étaient présentées en Table 4.3 pour un milieu "infini" ($\epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$)

Configuration	SRT	MRT 1	MRT 2	MRT 3	MRT 4	MRT 7	MRT 8
$\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$	0.383	0.398	0.405	0.394	0.400	0.395	0.402
ϵ	-	+3.9%	+5.7%	+2.9%	+4.4%	+3.1%	+5.0%

TABLE 4.10 – Valeurs des coefficients de puissance optimaux $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ des différentes configurations MRT avec leur gain/perte ϵ respectif par rapport au SRT en milieu confiné ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} = 2.4$)

Configuration	SRT	MRT 1	MRT 2	MRT 3	MRT 4	MRT 7	MRT 8
$\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$	0.533	0.530	0.544	0.529	0.537	0.528	0.540
ϵ	-	-0.6%	+2.1%	-0.8%	+0.8%	-0.9%	+1.3%

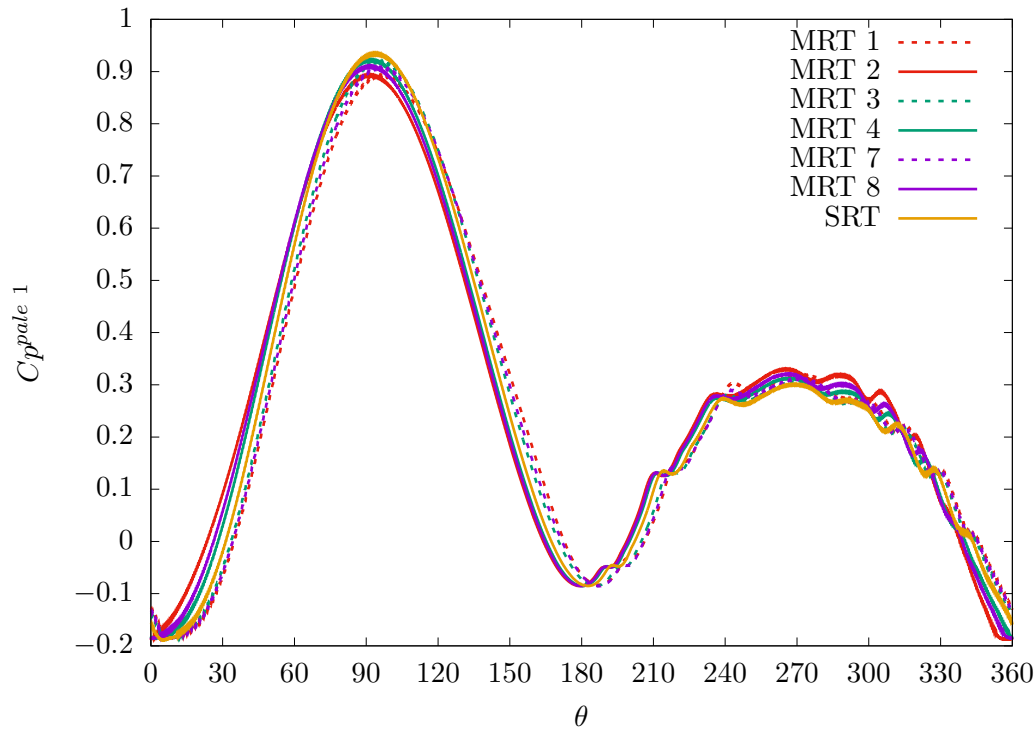
— Plus le confinement est important et plus la puissance extraite par la turbine est grande. Entre $\epsilon_{lat} = 2.4$ et $\epsilon_{lat} = 10$, le gain du coefficient de puissance $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ est d'un peu moins de

+35% pour les configurations MRT contre +40% pour les configurations SRT.

- Plus le confinement augmente et plus l'effet bi-rotor s'estompe. En milieu confiné, le gain maximal du coefficient de puissance $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ entre les configurations MRT et SRT diminue fortement : +2.1% à $\epsilon_{lat} = 2.4$ contre +5.7% à $\epsilon_{lat} = 10$ (pour rappel, +10.3% en milieu infini avec $\epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$).
- Le sens de contra-rotation optimal reste inchangé à fort confinement avec $\Delta\omega_{opt} = \omega-$ pour cette faible solidité $\sigma = 0.1$. En milieu confiné à $\epsilon_{lat} = 2.4$, un gain maximal du coefficient de puissance $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ de l'ordre de +2.6% s'observe entre MRT 1 et MRT 2. De son côté, le sens de contra-rotation opposé $\omega+$ n'induit que très peu, voire pas du tout, de gain de puissance en milieu confiné.

De manière générale, confiner l'écoulement semble diminuer l'effet bénéfique du bi-rotor sur les performances globales d'une VAT.

FIGURE 4.26 – Évolution du coefficient de puissance instantané de la pale 1 $Cp^{pale\ 1}$ en fonction de la position angulaire θ pour différentes configurations MRT en milieu confiné sur $\lambda_{opt} = 5.0$ ($\sigma = 0.1$ - $\epsilon_{lat} = 2.4$)



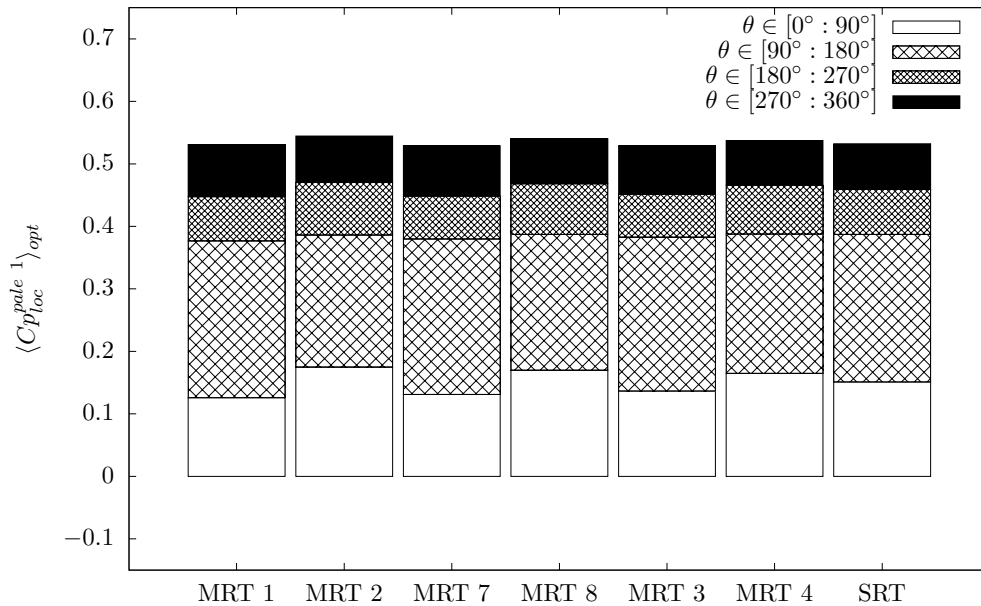
De plus, les performances locales des configurations MRT et SRT ont aussi été évaluées en milieu

confiné à $\epsilon_{lat} = 2.4$ via l'évolution du coefficient de puissance d'une pale $Cp^{pale} = f(\theta)$, comme représenté en Figure 4.26. A première vue, la puissance extraite localement dans la partie amont et dans la partie aval semble légèrement différente entre les configurations MRT et SRT.

La Figure 4.27 présente la répartition du coefficient optimal de la pale 1 $\langle Cp^{pale 1} \rangle_{opt}$ sur les quatre quartiles de référence pour les différentes configurations MRT et SRT en milieu confiné. D'après cette Figure 4.27, plusieurs observations peuvent être faites au sujet de l'effet de confinement sur les performances locales :

- La répartition de puissance en milieu confiné à $\epsilon_{lat} = 2.4$ est similaire à celle du milieu déconfiné à $\epsilon_{lat} = 10$: plus de 70% de la puissance est récupérée dans le demi-disque amont pour $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$ pour toutes les configurations MRT et SRT.
- Le faible gain de puissance en milieu confiné des configurations MRT($\omega-$) s'explique par une légère augmentation du $Cp_{\theta \in [180^\circ : 360^\circ]}^{pale 1}$ dans le demi-disque aval d'environ +9%. A l'inverse du milieu infini, aucun surplus de puissance n'est observable dans la partie amont *i.e.* aucun gain du $Cp_{\theta \in [0^\circ : 180^\circ]}^{pale 1}$ pour les configurations MRT 2D placées en milieu confiné à $\epsilon_{lat} = 2.4$.

FIGURE 4.27 – Variation du coefficient de puissance moyen de la pale 1 $\langle Cp_{loc}^{pale 1} \rangle_{opt}$ calculé localement sur chaque quartile pour différentes configurations MRT en milieu confiné sur $\lambda_{opt} = 5.0$ ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} = 2.4$)



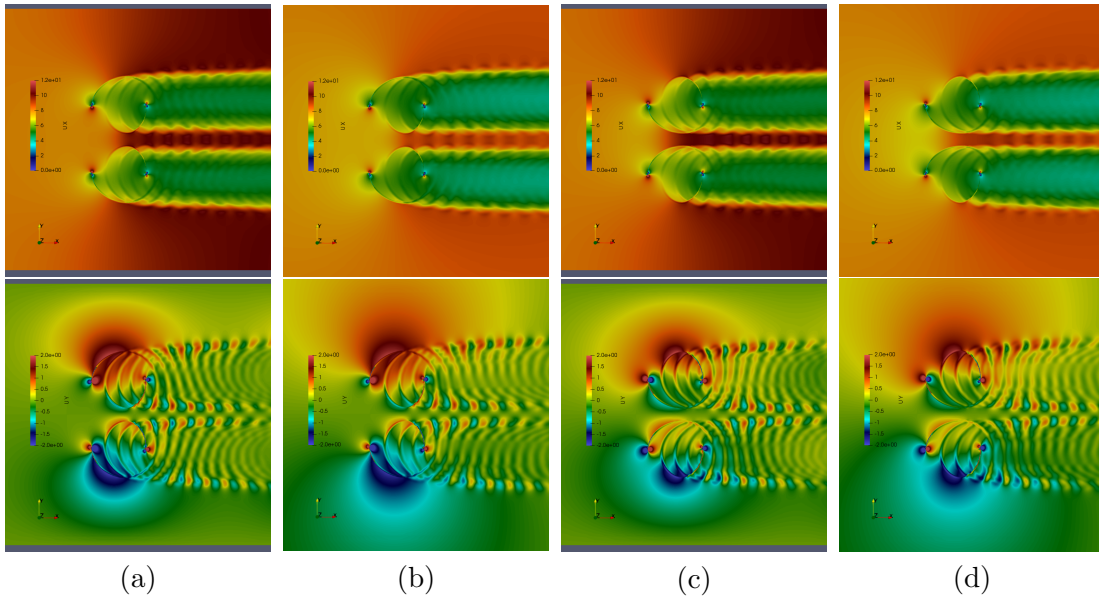
Au final, le confinement ne modifie pas la répartition relative de la puissance extraite, en majorité récupérée dans la partie amont pour $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$. Toutefois en configuration bi-rotor, le confinement limite fortement le potentiel gain de puissance dans cette région amont fortement motrice :

un gain de puissance des configurations MRT 2D n'est observable que dans la partie aval pour $\theta \in [180^\circ : 360^\circ]$. L'effet de confinement annihile l'effet de "synergie" du bi-rotor observé dans le demi-disque amont.

4.3.1.3 Analyse qualitative de l'effet de confinement

Nous pouvons alors tenter d'identifier les mécanismes physiques responsables de cette limitation de puissance extraite dans le demi-disque amont en milieu confiné. Pour cela, l'écoulement a été analysé autour du rotor ACW de référence pour les configurations MRT 7 et MRT 8 en milieu confiné ($\epsilon_{lat} = 2.4$) et en milieu faiblement confiné ($\epsilon_{lat} = 10$). Les champs de vitesse instantanée, longitudinale V_x et transverse V_y , ont notamment été étudiés à la position angulaire $\theta = 90^\circ$, comme illustré en Figure 4.28.

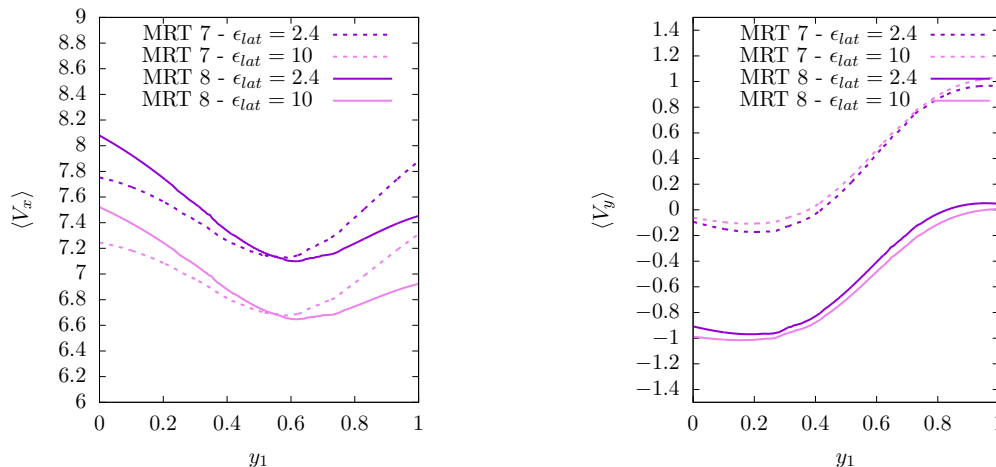
FIGURE 4.28 – Champs de vitesse longitudinale V_x et transverse V_y à $\theta = 90^\circ$ en milieu confiné ($\epsilon_{lat} = 2.4$) et milieu déconfiné ($\epsilon_{lat} = 10$) pour la configuration MRT 7 (a,b) et pour la configuration MRT 8 (c,d)



Les vitesses $\langle V_x \rangle$ et $\langle V_y \rangle$ moyennées sur un tour ont été tracées sur une ligne y_1 juste en amont du rotor ACW pour les configurations MRT 7 et MRT 8, comme illustré en Figure 4.29. Les deux "iso-confinements" $\epsilon_{lat} = 2.4$ et $\epsilon_{lat} = 10$ ont alors été comparés. D'après cette Figure 4.29, nous pouvons qualifier l'influence du confinement sur les performances globales par deux points :

- Le gain absolu de performances des configurations MRT et SRT en milieu confiné vis-à-vis du milieu déconfiné s'explique par une augmentation de la vitesse débitante à travers les rotors,

FIGURE 4.29 – Évolution des vitesses moyennes $\langle V_x \rangle$ et $\langle V_y \rangle$ sur une ligne y_1 située juste en amont du rotor anti-horaire ACW sur respectivement $\lambda_{opt}^{\epsilon_{lat}=2.4} = 5.0$ et $\lambda_{opt}^{\epsilon_{lat}=10} = 4.2$ ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} = 2.4$ et 10)



comme en témoigne les valeurs de $\langle V_x \rangle_{y_1}$ plus élevées à $\epsilon_{lat} = 2.4$.

- La “stagnation” des performances des configurations MRT en milieu confiné est associée à une légère diminution de la norme de la vitesse latérale moyenne juste en amont des rotors, comme en témoigne les valeurs de $|\langle V_y \rangle_{y_1}|$ plus faibles à $\epsilon_{lat} = 2.4$.

Ainsi, le gain de puissance en milieu confiné s’expliquerait par un “forçage” de l’écoulement à travers les deux rotors contra-rotatifs, conduisant à une augmentation du débit capté par la VAT double-rotor. Par ailleurs, le “bridage” de puissance des configurations MRT en milieu confiné se justifierait par une “limitation” d’une éventuelle redirection latérale de l’écoulement dans la partie amont. L’effet bénéfique du bi-rotor dans le demi-disque amont, relié précédemment à une augmentation locale de l’incidence, disparaît totalement avec le confinement.

Au final, l’effet du confinement surpasse l’effet bi-rotor qui s’estompe peu à peu au fur et à mesure que ϵ_{lat} diminue. Une nette amélioration des performances est donc observable en milieu confiné sans pour autant que l’effet bi-rotor y joue un rôle prépondérant.

4.3.2 Analyse des performances d’une configuration 3D de VAT bi-rotor de faible solidité $\sigma = 0.1$ en milieu confiné : influence des effets 3D

Cette dernière sous-section a pour but de confronter les précédentes observations faites sur les configurations bi-rotor 2D simplifiées sur une configuration réelle de VAT double-rotor OWLWIND. Des simulations URANS 3D ont alors été implémentées sur cette géométrie afin de tenir compte des effets dissipatifs 3D qui pourraient venir modifier la topologie générale de l’écoulement. Cette sous-

section a donc pour objectif de valider nos précédentes conclusions quant aux effets susmentionnés (bi-rotor, confinement) sur les performances d’une configuration MRT 3D de faible solidité $\sigma = 0.1$.

4.3.2.1 Présentation de la configuration 3D bi-rotor OWL en milieu confiné

Les caractéristiques du rotor OWLWIND utilisé dans ces deux nouvelles configurations bi-rotor MRT 3D ont déjà été détaillées dans la Table 4.1. La hauteur des deux rotors contra-rotatifs de type OWLWIND était égale à $H = 1.8m$. Les paramètres géométriques propres à une configuration double-rotor étaient les suivants :

- un entraxe intermédiaire $e = 1.25D$
- un sens de contra-rotation “avalant” ($\omega+$) ou “refoulant” ($\omega-$)
- la présence d’un mât central elliptique

Par analogie avec les configurations 2D précédentes, ces configurations bi-rotor OWLWIND seront appelées MRT 7 et MRT 8, respectivement pour les sens de contra-rotation $\omega+$ et $\omega-$. Elles seront comparées à la configuration mono-rotor OWLWIND de référence notée SRT, et déjà présentée au Chapitre 3 - Section 3.3. Une illustration de ces configurations MRT 7, MRT 8 et SRT simulées en URANS 3D est donnée en Figure 4.30.

Il est important de remarquer que le rapport d’aspect de ces nouvelles configurations MRT 3D est plus élevé que celui du mono-rotor SRT 3D avec $AR_{MRT\ 3D} = 1.8$ contre $AR_{SRT\ 3D} = 1.0$. De plus, il faut aussi relever que le profil de pale a été modifié entre la configuration mono-rotor SRT 3D (*NACA0015*) et les configurations bi-rotor MRT 3D (*NACA0018*). Par conséquent, l’analyse du seul effet bi-rotor sur les performances globales de ces configurations 3D demeure délicate.

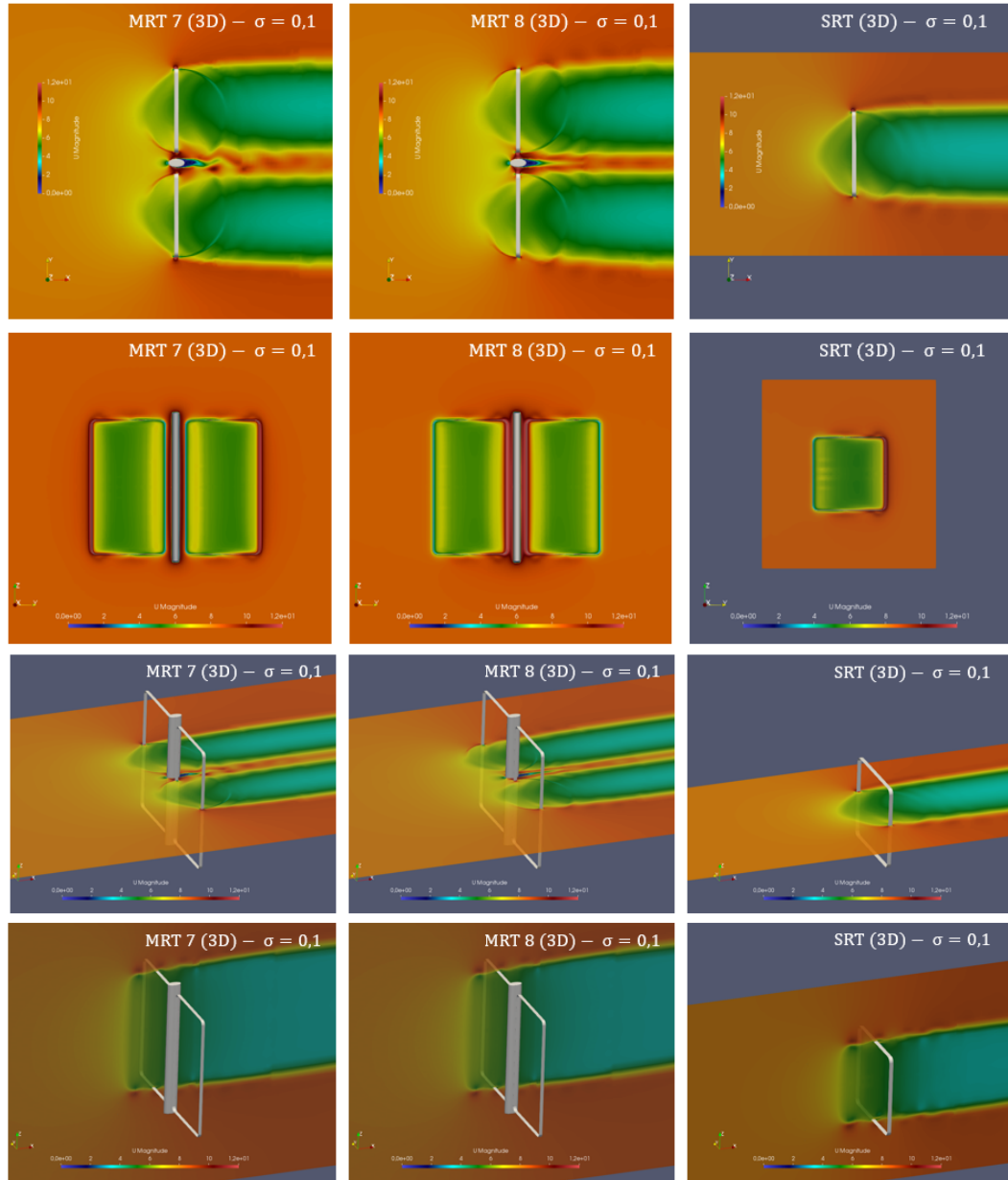
4.3.2.2 Analyse quantitative des effets dissipatifs 3D

TABLE 4.11 – Valeurs des coefficients de puissance optimaux $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ des différentes configurations MRT 3D avec leur gain/perte ε respectif par rapport au SRT 3D en milieu confiné ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} = 2.4$)

Configuration	SRT	MRT 7	MRT 8
$\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$	0.376	0.364	0.371
ε	-	-3.2%	-1.3%

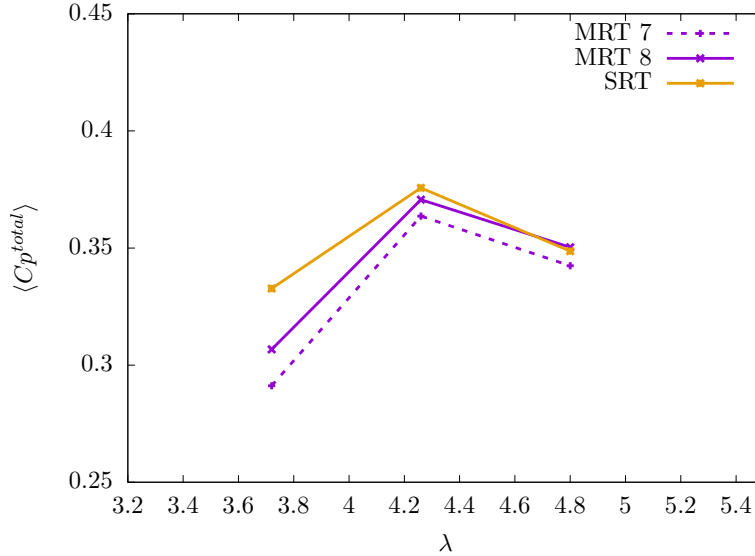
Les performances globales des configurations SRT, MRT 7 et MRT 8 constituées respectivement d’un ou deux rotors OWLWIND ont été évaluées sur trois paramètres d’avance ($\lambda = 3.72, 4.26$ et 4.80), comme illustré en Figure 4.31. Les coefficients de puissance maximaux $\langle Cp^{total} \rangle_{opt}$ de ces configurations 3D sont données en Table 4.11.

FIGURE 4.30 – Vue globale des configurations bi-rotor 3D (MRT 7 et MRT 8) et de la configuration mono-rotor 3D (SRT) de faible solidité avec $\sigma = 0.1$ étudiées en milieu confiné avec $\epsilon_{lat} = 2.4$ via des simulations URANS 3D : le champ de vitesse instantané est représenté à $\theta = 0^\circ$



D'après ces valeurs, nous pouvons alors faire les remarques suivantes :

FIGURE 4.31 – Évolution du coefficient de puissance total moyen $\langle C_p^{total} \rangle$ en fonction du paramètre d’avance λ pour différentes configurations MRT 3D et SRT 3D ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} = 2.4$)

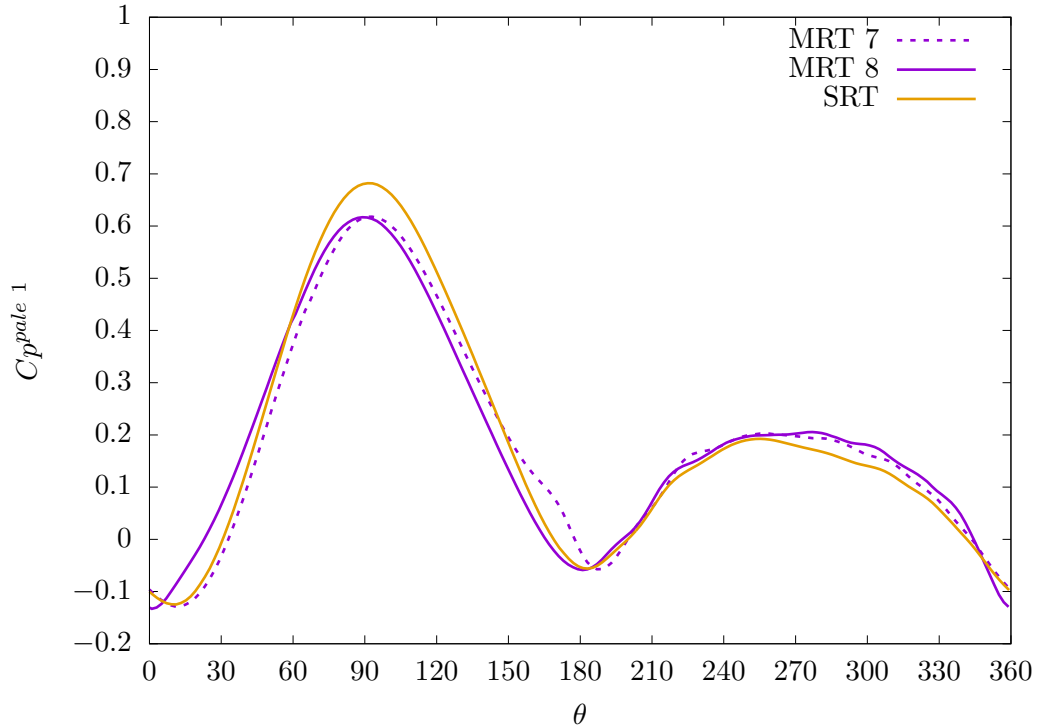


- L’influence du confinement semble annihiler l’effet bi-rotor bénéfique sur les performances globales d’une VAT. En effet, une baisse de -3.2% et -1.3% sur $\langle C_p^{total} \rangle_{opt}$ s’observe entre MRT 7/SRT et MRT 8/SRT sur $\lambda_{opt} = 4.26$.
- Le sens $\omega-$ semble toutefois rester le sens de contra-rotation optimal pour cette VAT de faible solidité $\sigma = 0.1$, même avec les effets 3D pris en compte. Un léger gain d’environ +2% sur $\langle C_p^{total} \rangle$ est identifiable entre MRT 8 et MRT 7 pour chaque paramètre d’avance λ .

Au vu des faibles écarts observés sur les performances totales entre MRT et SRT, nous pouvons confirmer que l’effet bi-rotor est relégué au second plan devant l’influence du confinement. Se placer dans un milieu confiné limite considérablement une potentielle amélioration des performances globales d’une VAT double-rotor, voire même induirait une détérioration des performances dans la cas d’une configuration réelle avec tous les effets dissipatifs 3D considérés.

De plus, les performances locales d’une pale du rotor ACW de chacune des configurations 3D ont été analysées via la courbe $C_p^{pale} = f(\theta)$ sur $\lambda_{opt} = 4.26$, comme illustré en Figure 4.32. En 3D, la pale comprend trois régions distinctes : la partie droite de la pale (assimilable au 2D), le bras de connexion et le raccord bras-pale. En considérant l’intégralité de la pale 1 comme représenté en Figure 4.32, une différence notable des performances locales s’observe dans le demi-disque amont pour $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$ entre configurations MRT et SRT. Ainsi, l’effet bi-rotor pourrait induire localement une baisse des performances dans la partie amont si tous les effets dissipatifs 3D sont considérés.

FIGURE 4.32 – Évolution du coefficient de puissance instantané de la pale 1 $C_p^{pale\ 1}$ en fonction de la position angulaire θ pour différentes configurations MRT 3D et SRT 3D sur $\lambda_{opt} = 4.26$ ($\sigma = 0.1$ - $\epsilon_{lat} = 2.4$)



La Figure 4.33 détaille la répartition de puissance extraite par la pale 1 au cours d'un tour sur les quatre quartiles précédemment définis. Dans le demi-disque amont pour $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$, une diminution de la puissance extraite a été relevée en configuration bi-rotor OWLWIND avec une perte moyenne de -8% sur le $C_p^{pale\ 1}_{\theta \in [0^\circ : 180^\circ]}$ par rapport au mono-rotor. Cette perte de puissance amont des configurations MRT a été contrebalancée dans la partie aval avec un gain situé entre +15% et +20% sur le $C_p^{pale\ 1}_{\theta \in [180^\circ : 360^\circ]}$. Tout comme en 2D confiné, l'effet bi-rotor 3D reste bénéfique uniquement dans le demi-disque aval pour $\theta \in [180^\circ : 360^\circ]$. Toutefois, la prise en compte des effets dissipatifs 3D entraîne cette fois-ci une nette diminution de la puissance générée dans le demi-disque amont pour $\theta \in [0^\circ : 180^\circ]$.

Afin de localiser les régions responsables de ces écarts entre 2D et 3D, le rotor OWLWIND de référence (ACW) a été "découpé" en plusieurs régions distinctes, comme illustré en Figure 4.34. Trois régions spécifiques ont alors été définies : la partie droite de la pale "PaleInf" (ou coeur de pale), la région du "Bras" et la région du "Raccord" bras-pale.

FIGURE 4.33 – Variation du coefficient de puissance moyen de la pale 1 $\langle C_{p_{loc}}^{pale\ 1} \rangle_{opt}$ calculé localement sur chaque quartile pour différentes configurations MRT 3D en milieu confiné sur $\lambda_{opt} = 4.26$ ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} = 2.4$)

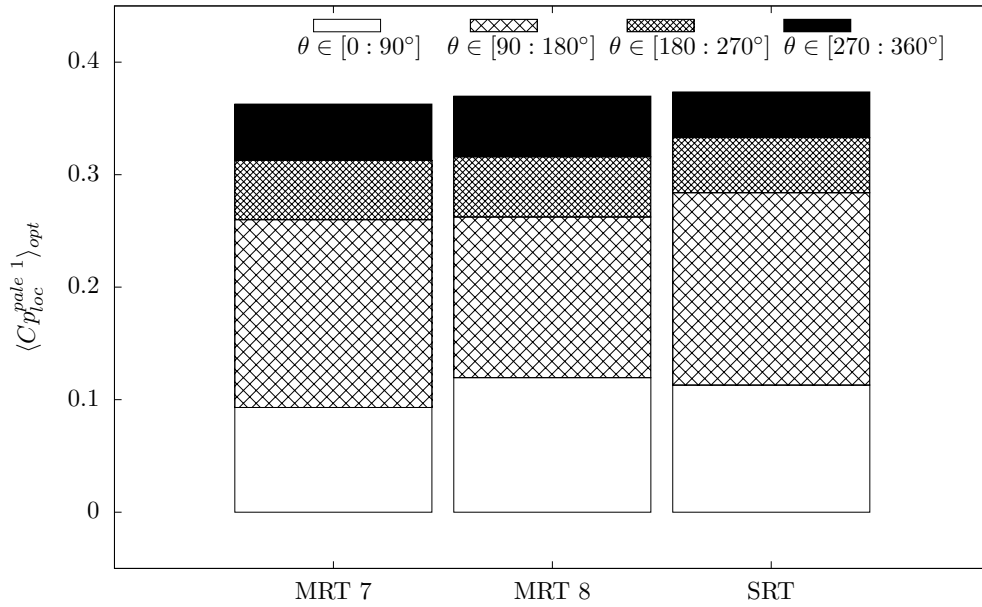
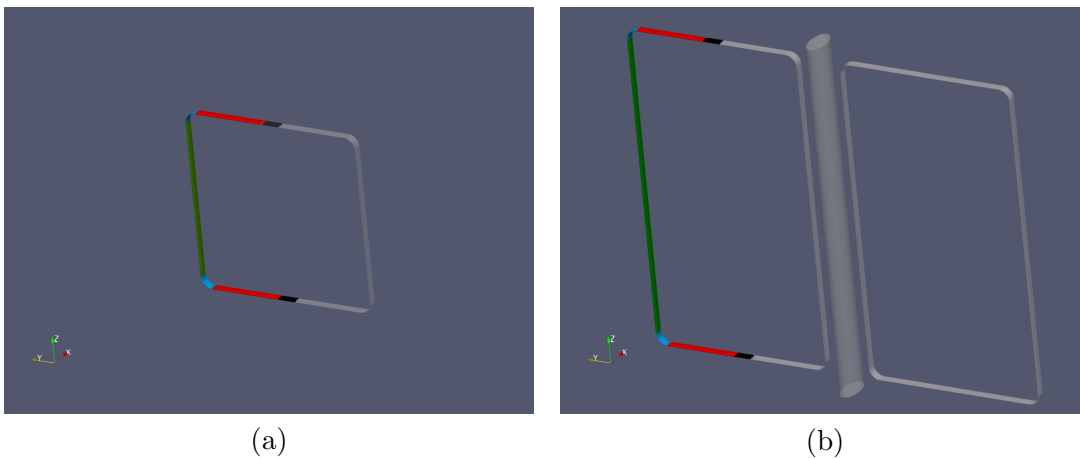


FIGURE 4.34 – Illustration du ”découpage“ de chaque rotor OWLWIND anti-horaire (ACW) pour les configurations SRT 3D mono-rotor (a) et MRT 3D bi-rotor (b). 3 régions distinctes ont alors été définies : ■ PaleInf; ■ Raccord; ■ Bras



Nous pouvons alors définir un coefficient de puissance Cp^{reg} associé à chacune des régions :

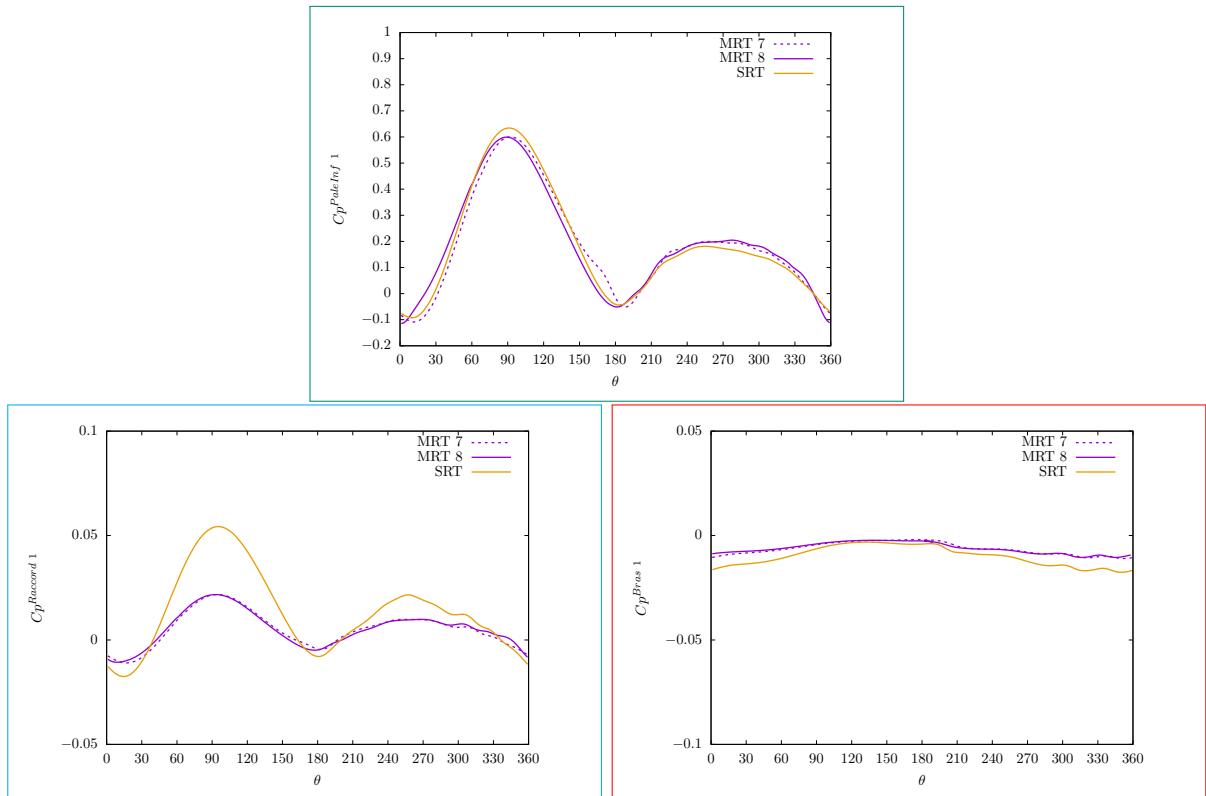
$$Cp^{reg} = \frac{Mz^{reg} * \omega}{\frac{1}{2}\rho DHV_0^3} \quad (4.5)$$

où Mz^{reg} est le couple récupéré par la région en question.

Le coefficient de puissance total d'une pale complète Cp^{pale} s'obtient simplement en sommant tous les coefficients de puissance de régions Cp^{reg} , tel que $\sum Cp^{reg} = Cp^{pale}$.

FIGURE 4.35 – Évolution du coefficient de puissance instantané $Cp^{reg} 1$ pour chaque région en fonction de la position angulaire θ pour différentes configurations MRT et SRT 3D sur $\lambda_{opt} = 4.26$:

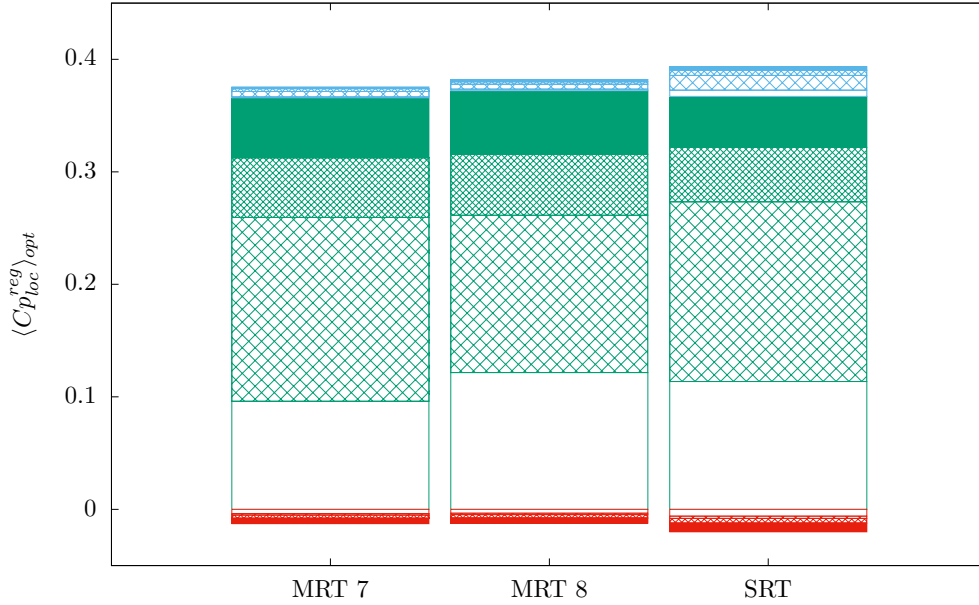
PaleInf ; Raccord ; Bras ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} = 2.4$)



La Figure 4.35 présente les coefficients de puissance instantanés $Cp^{reg} 1$ pour chacune de ces régions pour les différentes configurations MRT et SRT 3D. A première vue, la récupération de puissance du coeur de pale "PaleInf" semble être légèrement moins importante dans le demi-disque amont avec les configurations bi-rotor MRT 3D. De plus, une forte diminution de la puissance générée par le "Raccord" bras-pale s'observe avec ces configurations bi-rotor MRT 3D. La puissance dissipée

par la région du "Bras" semble être quant à elle du même ordre de grandeur entre les configurations MRT et SRT 3D.

FIGURE 4.36 – Variation du coefficient de puissance moyen $\langle Cp_{loc}^{reg\ 1} \rangle_{opt}$ calculé localement sur chaque quartile pour différentes configurations MRT 3D pour différentes régions sur $\lambda_{opt} = 4.26$: ■ PaleInf; ■ Raccord; ■ Bras ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} = 2.4$)



Les performances locales associées à chacune de ces régions ont ensuite été moyennées sur chaque quartile via un coefficient de puissance local par région $\langle Cp_{loc}^{reg\ 1} \rangle$. D'après la Figure 4.36, nous pouvons conclure que :

- En milieu confiné, le gain de puissance totale du bi-rotor ne s'observe que dans la partie aval au niveau des zones motrices telles que le coeur de pale. Par exemple, nous observons une augmentation de $Cp_{\theta \in [180^\circ:360^\circ]}^{PaleInf\ 1}$ d'environ +15% des configurations MRT 3D par rapport au mono-rotor.
- En considérant les effets dissipatifs 3D, la perte de puissance globale en bi-rotor s'explique par des pertes dans la partie amont localisées au niveau du coeur de pale mais surtout au niveau du raccord bras-pale. Par exemple, nous avons relevé une diminution de -5% sur le $Cp_{\theta \in [0^\circ:180^\circ]}^{PaleInf\ 1}$ contre -227% sur le $Cp_{\theta \in [0^\circ:180^\circ]}^{Raccord\ 1}$ des configurations MRT 3D par rapport au SRT 3D.

La perte de puissance générée par les bras des configurations MRT 3D est relativement similaire avec celle de la configuration SRT 3D. Bien qu'une différence soit identifiable sur le $Cp_{\theta \in [0^\circ:360^\circ]}^{Bras\ 1}$

entre ces configurations MRT et SRT, ceci est principalement dû à un "effet d'adimensionnement". En effet, la contribution absolue des bras reste quasiment la même entre ces configurations 3D avec $Mz_{\theta \in [0^\circ:360^\circ]}^{Bras\ 1}(SRT) \approx Mz_{\theta \in [0^\circ:360^\circ]}^{Bras\ 1}(MRT)$. Au final, la dissipation relative des bras devient alors plus importante pour la configuration mono-rotor dont la surface balayée A est plus faible, conduisant alors à $Cp_{\theta \in [0^\circ:360^\circ]}^{Bras\ 1}(SRT) < Cp_{\theta \in [0^\circ:360^\circ]}^{Bras\ 1}(MRT)$.

En résumé : Le confinement a une influence prépondérante sur les performances globales d'une VAT. Augmenter le confinement aura pour effet d'augmenter nettement la puissance extraite par la turbine, simple ou double-rotor, grâce à un "forçage" de l'écoulement traversant le(s) rotor(s). En milieu peu confiné ($\epsilon_{lat} = 10$), l'effet bi-rotor conduit à une amélioration locale de la puissance extraite dans le demi-disque amont et dans le demi-disque aval, respectivement grâce à une amélioration de l'incidence amont et une augmentation de la vitesse débitante dans la partie aval. A mesure que le confinement augmente, l'effet bénéfique du bi-rotor s'affaiblit petit à petit jusqu'à disparaître totalement. En milieu très confiné ($\epsilon_{lat} = 2.4$), l'effet double-rotor induit une hausse de la puissance extraite uniquement dans le demi-disque aval. Plus aucun gain de puissance n'est alors observable dans le demi-disque amont. De plus, cet effet bi-rotor couplé aux effets dissipatifs 3D pourrait même entraîner une dissipation de la puissance globalement récupérée en amont. Une chute des performances locales a été observée notamment au niveau des raccords bras-pales du double-rotor OWLWIND. Ainsi, l'effet bi-rotor est annulé par l'effet de confinement qui "interdit" une éventuelle redirection bénéfique de l'écoulement amont. Le gain de puissance est alors uniquement "dicté" par l'augmentation du débit intra-rotor, majoritairement causée par le confinement de l'écoulement et non par l'effet bi-rotor.

Conclusion et Perspectives

L'objectif général de cette thèse était de poursuivre les efforts initiés par Guillaud [96], et ses prédécesseurs, quant à l'amélioration des performances d'une turbine à axe vertical et flux transverse (VAT) via différentes approches numériques. Cette amélioration des performances, quantifiées par le coefficient de puissance (C_p), passait avant tout par une compréhension globale de la dynamique de l'écoulement en fonction du régime de fonctionnement, imposé par le paramètre d'avance (λ).

Conclusion générale

Afin de répondre à cette problématique d'amélioration des performances d'une VAT, différentes approches numériques ont été mises en place en utilisant chacune une modélisation de la turbulence spécifique : des simulations instationnaires (URANS) sous OpenFOAM ainsi que des Simulations des Grandes Échelles (SGE) sous YALES2.

Dans un premier temps, une étape de validation numérique a permis de choisir la méthode numérique adéquate pour simuler une configuration particulière de VAT. La comparaison avec des résultats expérimentaux a démontré un bon accord des deux approches numériques pour estimer les performances d'une VAT : un écart d'un peu plus de 10% a été observé entre le coefficient de puissance optimal $\langle C_p \rangle_{opt}$ du rotor OWL évalué numériquement et celui relevé expérimentalement.

Cependant, seule l'approche numérique des SGE est parvenue à simuler correctement l'écoulement au sein d'une VAT dans des régimes de fonctionnement "hors-optimal", en reproduisant notamment de manière fiable toute la courbe de performances $\langle C_p \rangle = f(\lambda)$. L'approche URANS a quant à elle démontré une bonne capacité prédictive des performances d'une VAT uniquement pour des points de fonctionnement proches de l'optimal ($\lambda \approx \lambda_{opt}$). Pour les faibles paramètres d'avance ($\lambda < \lambda_{opt}$), le coefficient de puissance évalué via l'approche URANS restait très dépendant du modèle de turbulence choisi, avec toutefois une meilleure prédictibilité du modèle *Spalart – Allmaras* par rapport au modèle $k-\omega$ SST. Pour les forts paramètres d'avance ($\lambda > \lambda_{opt}$), l'approche URANS surestimait la dissipation visqueuse par rapport aux SGE, entraînant une sous-prédiction du coefficient de puissance. Sur la courbe de performances, cela se traduisait par une sous-évaluation du paramètre d'avance optimal prédit en URANS.

Au final, le choix de l'approche numérique a été motivé par un compromis entre précision et coût de calcul. Ainsi, deux axes principaux de recherche ont été menés en parallèle via ces deux approches numériques distinctes. Le premier axe d'étude se concentrait sur l'optimisation locale du design

d'un rotor de VAT à partir de SGE alors que le second axe se focalisait sur une optimisation plus globale d'une configuration de VAT double-rotor à partir de simulations URANS.

Concernant le premier axe d'étude, une comparaison de trois designs de rotor de VAT a été menée via des SGE : un rotor "classique" (H), un rotor "optimisé" (OWL) ainsi qu'un rotor "idéalisé" (IDEAL) et dépourvu de tous effets dissipatifs 3D ont été considérés. Une analyse locale des performances a alors été conduite afin d'identifier les zones de production et de dissipation de puissance, en fonction du paramètre d'avance. Il a été démontré que l'augmentation du paramètre d'avance conduisait à une amélioration de la puissance extraite dans les régions motrices couplée à une intensification des pertes dans les régions dissipatives. La principale zone de dissipation a été identifiée comme étant celle des bras, avec des pertes maximales de -19% et -13% respectivement pour les rotors H et OWL. Une seconde source majeure de dissipation a été localisée pour le rotor H comme étant celle des bouts de pales avec des pertes allant jusqu'à -6%. Le gain de puissance du rotor OWL vis-à-vis du rotor H a été donc expliqué par la concaténation de deux zones dissipatives en une seule et unique région : les bras du rotor OWL feraient alors office de "winglets" limitant considérablement la trainée induite des tourbillons marginaux. Les raccords incurvés du rotor OWL permettraient aussi de diminuer la trainée d'interférence des couches limites entre bras et pales. Au global, ceci s'est traduit sur les performances du rotor OWL par une augmentation du coefficient de puissance optimal $\langle Cp \rangle_{opt}$ de +26% mais aussi du paramètre d'avance optimal λ_{opt} de +13% par rapport au rotor H. La comparaison des performances du rotor IDEAL par rapport au rotor OWL a démontré des tendances similaires avec une forte augmentation de +48% sur $\langle Cp \rangle_{opt}$, justifiée par un effet de confinement additionnel. Au final, limiter les effets dissipatifs 3D aurait donc un avantage doublement bénéfique sur les performances d'une VAT : une réduction de la dissipation de puissance à vitesse de rotation fixée et une amélioration de la production de puissance grâce à l'augmentation du paramètre d'avance optimal.

A partir de l'analyse locale précédente, une modélisation des pertes d'un rotor de VAT a pu être entreprise, en estimant de manière semi-empirique les principaux effets dissipatifs (bras et des bouts de pale). Ainsi, la trainée visqueuse des bras et la trainée induite au niveau des bouts de pale ont été modélisées via des modèles aérodynamiques simplifiés. Les performances d'un rotor "réel" de VAT (H ou OWL) ont alors pu être évaluées à partir des performances d'un rotor "idéalisé" (IDEAL), limitant considérablement le coût du calcul numérique. Une bonne précision des performances modélisées a été trouvée pour le rotor OWL via ce modèle de pertes qui a toutefois montré ses limites avec le rotor H, notamment à cause d'hypothèses simplificatrices telle que la déconsidération des pertes de raccords bras-pales.

Concernant le second axe d'étude, une optimisation d'une VAT constituée de deux rotors contra-rotatifs a été menée via des simulations instationnaires de type URANS. Différents paramètres géométriques ont été investigués afin de maximiser le coefficient de puissance de ces configurations bi-rotor. Il a été démontré que le rapprochement des rotors entre eux, un sens de contra-rotation adapté ou encore l'ajout d'un mât central conduisaient à une augmentation importante de la puissance extraite par la VAT bi-rotor, et ce d'autant plus que la solidité (σ) était élevée. Des gains maximaux

du coefficient de puissance optimal $\langle Cp \rangle_{opt}$ allant de +10% ($\sigma = 0.1$) jusqu'à +15% ($\sigma = 0.6$) ont notamment été observés entre une configuration bi-rotor optimisée et la configuration mono-rotor servant de référence.

D'une part, l'augmentation de la puissance extraite en situation bi-rotor a été expliquée par une amélioration de l'incidence relative expérimentée par les pales dans le demi-disque amont. La répartition du surplus de puissance qui en résultait était alors uniquement fonction du sens de contra-rotation ($\Delta\omega$) considéré. Par rapport au cas mono-rotor, le premier quartile du demi-disque amont conduisait à une hausse des performances en sens "avalant" ($\Delta\omega = \omega+$) alors que le second quartile dénotait un gain de performances en sens "refoulant" ($\Delta\omega = \omega-$). D'autre part, une redirection de l'écoulement à travers chacun des deux rotors contra-rotatifs a permis une augmentation de la vitesse débitante dans le demi-disque aval. Au global, ces deux effets amont et aval ont contribué à part égale à l'amélioration des performances d'une VAT bi-rotor de faible solidité ($\sigma = 0.1$). Pour une VAT de plus forte solidité ($\sigma = 0.6$), seul l'effet d'une incidence amont plus favorable expliquait le gain de puissance en configuration bi-rotor.

De plus, le sens de contra-rotation optimal ($\Delta\omega_{opt}$) était dicté uniquement par la solidité considérée : le sens "refoulant" demeurait le plus favorable pour les faibles solidités ($\Delta\omega_{opt} = \omega-$ pour $\sigma = 0.1$) alors que le sens "avalant" le devenait pour les fortes solidités ($\Delta\omega_{opt} = \omega+$ pour $\sigma = 0.6$). En effet, l'augmentation de l'incidence amont en configuration bi-rotor était la plus importante en sens "refoulant" ($\Delta\omega = \omega-$). A forte solidité, une augmentation trop importante de cette incidence a conduit à un décrochage prématuré des pales dans la partie amont avec cette direction de contra-rotation, expliquant alors l'inversion du sens optimal $\Delta\omega_{opt}$ avec la solidité σ .

Tout comme pour la configuration mono-rotor, le confinement de l'écoulement semblerait être le paramètre d'influence majeur impactant fortement les performances d'une VAT. Des gains potentiels du coefficient de puissance optimal $\langle Cp \rangle_{opt}$ allant jusqu'à +35% en bi-rotor et +40% en mono-rotor ont été relevés en milieu confiné. Ainsi, il a été montré que l'effet du confinement annulait complètement l'effet de synergie du bi-rotor en interdisant toute redirection bénéfique de l'écoulement amont. Cela se traduisait par un gain négligeable de puissance d'environ +2% entre une configuration bi-rotor optimisée et la configuration mono-rotor de référence, toutes deux considérées en milieu confiné. Finalement, ce gain de puissance d'une VAT double-rotor en configuration confinée a été expliquée par une augmentation du débit intra-rotor, causée par un effet de "blocage" de l'écoulement et non d'un quelconque effet de "synergie" bi-rotor.

Perspectives

L'amélioration du design d'un rotor de VAT, qui a conduit à la géométrie OWLWIND (OWL), a permis de réduire le niveau de pertes globales à environ 10% de la puissance extraite par la région motrice du coeur de pale. Les seules pertes restantes du rotor OWL sont localisées au niveau des raccords incurvés situés aux extrémités des pales. A leur niveau, un gradient local de pression est à l'origine de la formation de structures tourbillonnaires (tourbillons marginaux) qui traduisent la présence d'une trainée parasite supplémentaire. L'intensité tourbillonnaire est directement proportionnelle au niveau des pertes induites. Il pourrait donc être judicieux de limiter voire de supprimer ces tourbillons au niveau des raccords bras-pales du rotor OWL.

Par exemple, l'utilisation de raccords "Karman" [140] permettrait de diminuer ce gradient de pression localisé au niveau des extrémités de pale. Un tel dispositif serait efficace à condition que l'augmentation de la trainée visqueuse globale demeure négligeable devant la réduction de trainée induite. L'augmentation du rapport d'aspect AR du rotor pourrait être aussi une autre alternative afin de minimiser ces pertes induites de tourbillons marginaux. D'après la littérature [39], l'utilisation d'un grand rapport d'aspect permettrait d'uniformiser la distribution de portance sur toute l'envergure des pales, traduisant ainsi une diminution des effets de bouts de pale.

L'optimisation de la configuration bi-rotor a révélé un sens de contra-rotation optimal uniquement fonction de la solidité des VAT. Cependant, seulement trois solidités avaient été testées dans notre étude. Il pourrait donc être intéressant de considérer des solidités intermédiaires (avec $\sigma \in [0.15 : 0.3]$) afin d'établir la valeur exacte de solidité pour laquelle l'inversion du sens de contra-rotation optimal s'observe.

Enfin, une optimisation de la forme du mât central et de sa position relative par rapport aux rotors contra-rotatifs pourrait être menée afin de maximiser les performances d'une configuration réaliste de VAT double-rotor [138].

Ainsi, cette étude d'amélioration des performances d'une turbine à axe vertical et flux transverse s'est effectuée d'abord à un niveau très local (design du rotor) pour être ensuite étendue à un niveau plus global (configuration double-rotor). L'optimisation de la configuration double-rotor a notamment laissé entrevoir des perspectives intéressantes quant à un potentiel effet de synergie via un "auto-confinement" des machines entre elles. L'optimisation d'un parc éolien/hydrolien, avec notamment une analyse fine des sillages, constituerait donc la suite logique de cette étude.

Au final, les améliorations de performances présentées ici se sont basées uniquement sur des critères aérodynamiques/hydrodynamiques. Dans le cadre d'une conception globale d'éolienne/hydrolienne, ces améliorations restent donc conditionnées par de nombreux autres critères d'optimisation à prendre en compte (mécaniques ou électriques par exemple).

Annexe A

Annexe A : Évaluation des performances d'un rotor de VAT via différentes approches numériques

- A.0.1 Comparaison des performances du rotor IDEAL en milieu infini via des simulations URANS 2D et des SGE 2.5D : influence de la modélisation de la turbulence

FIGURE A.1 – Coefficient de puissance total moyen $\langle C_p^{total} \rangle$ en fonction du paramètre d'avance λ (IDEAL - SGE 2.5D/URANS 2D)

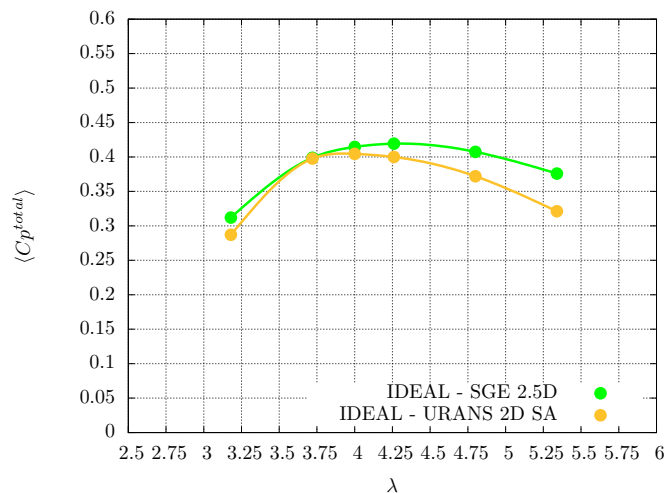
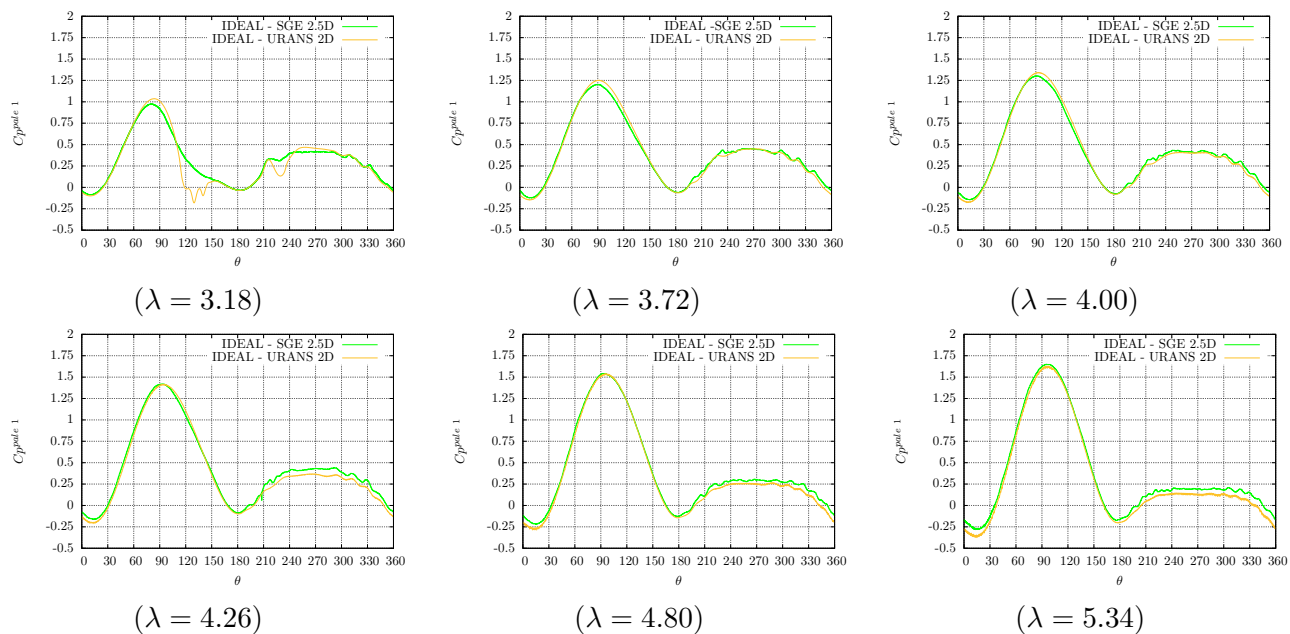
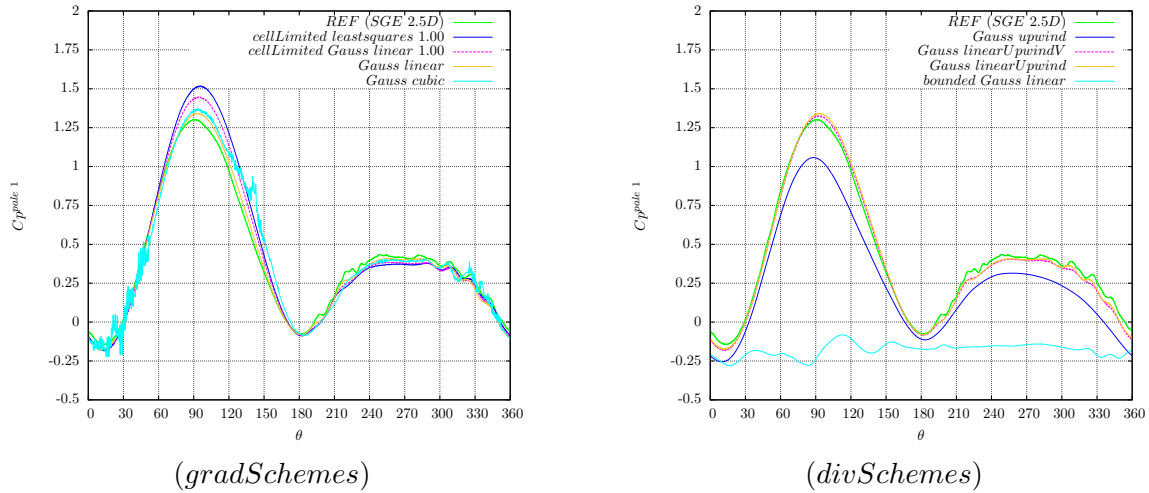


FIGURE A.2 – Coefficient de puissance instantané de la pale 1 $C_p^{pale\ 1}$ en fonction de la position angulaire θ : influence de l'approche numérique de modélisation de turbulence (IDEAL - SGE 2.5D/URANS 2D)



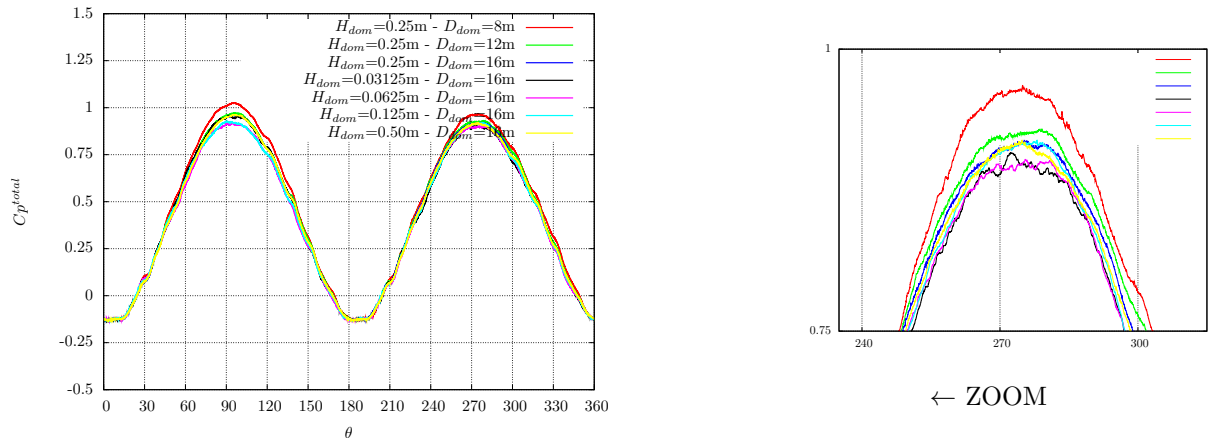
A.0.2 Comparaison des performances du rotor IDEAL en milieu infini via des simulations URANS 2D : influence des schémas numériques

FIGURE A.3 – Coefficient de puissance instantané de la pale 1 $Cp^{pale\ 1}$ en fonction de la position angulaire θ : influence des schémas numériques en URANS (IDEAL - URANS 2D - $\lambda = 4.00$)



A.0.3 Évaluation des performances du rotor IDEAL en milieu infini via des SGE 2.5D : influence de la taille du domaine

FIGURE A.4 – Coefficient de puissance total instantané Cp^{total} en fonction de la position angulaire θ : convergence en taille de domaine pour le rotor IDEAL en SGE (IDEAL - SGE 2.5D - $\lambda = 4.80$)



A.0.4 Comparaison des performances locales du rotor OWL en milieu confiné via des simulations URANS 3D et des SGE 3D : influence de la modélisation de la turbulence

FIGURE A.5 – (a) Illustration du découpage du rotor OWL en plusieurs régions; (b) Variation relative ϵ du coefficient de puissance moyen $\langle C_p^{reg} \rangle$ pour chaque région du rotor OWL : influence de l'approche numérique de modélisation de turbulence (OWL - SGE 3D/URANS 3D - $\lambda = 4.80$)

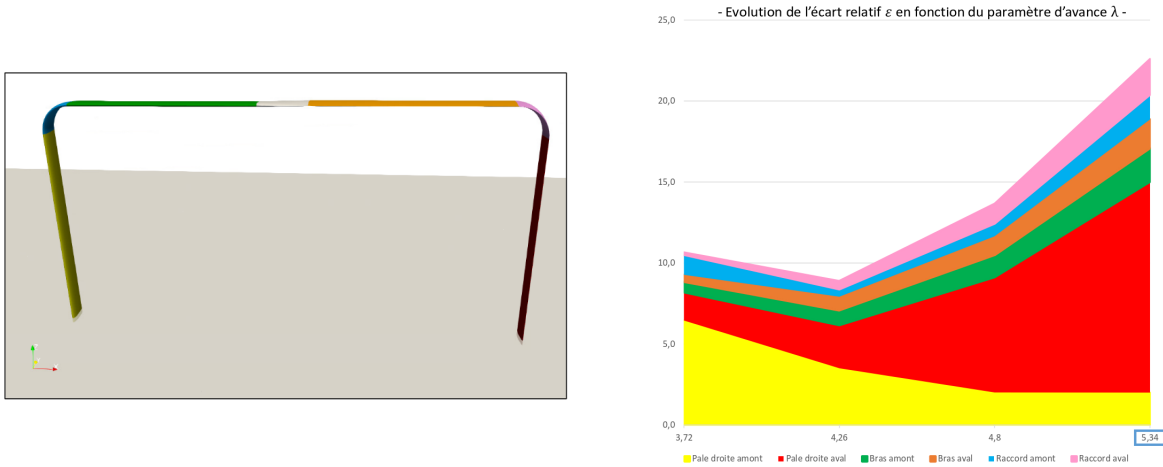
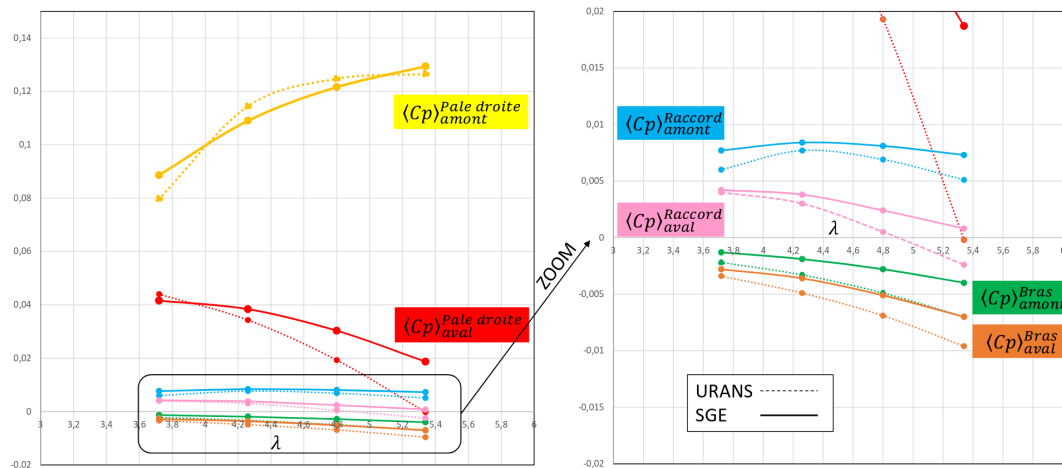


FIGURE A.6 – Coefficient de puissance moyen $\langle C_p^{reg} \rangle$ pour chaque région du rotor OWL : influence de l'approche numérique de modélisation de turbulence (OWL - SGE 3D/URANS 3D - $\lambda = 4.80$)



A.0.5 Comparaison des performances du rotor H en milieu confiné via des simulations URANS 3D et des SGE 3D : validation numérique

FIGURE A.7 – Coefficient de puissance total instantané C_p^{total} en fonction de la position angulaire θ : convergence en nombre de tours n pour le rotor H en URANS (H - URANS 3D - $\lambda = 4.26$)

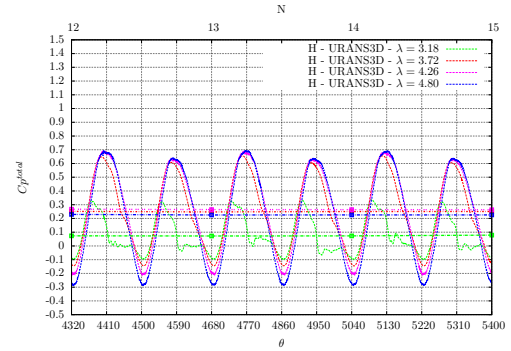
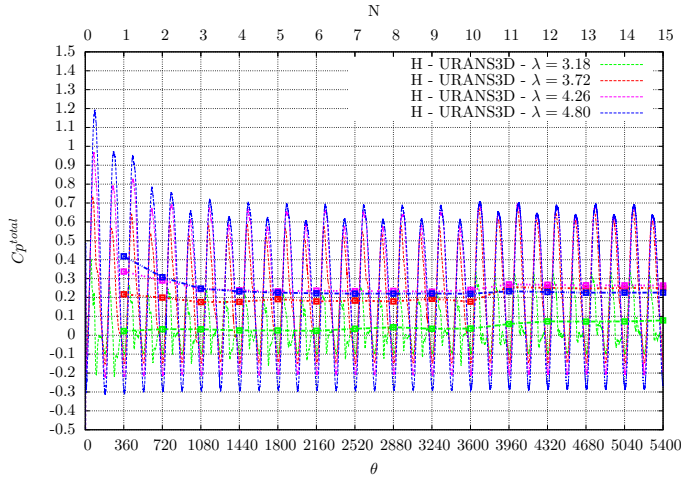
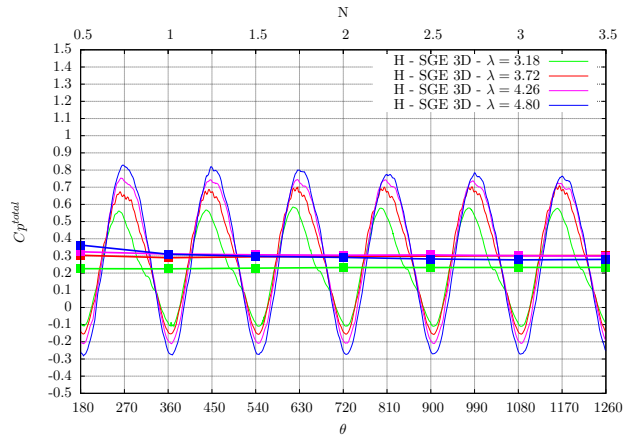
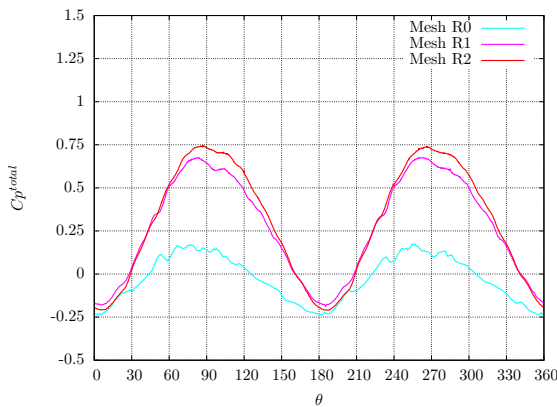


FIGURE A.8 – Coefficient de puissance total instantané C_p^{total} en fonction de la position angulaire θ : convergence en maillage pour le rotor H en SGE (H - SGE 3D - $\lambda = 4.26$)

FIGURE A.9 – Coefficient de puissance total instantané C_p^{total} en fonction de la position angulaire θ : convergence en nombre de tours n pour le rotor H en SGE (H - SGE 3D - $\lambda = 4.26$)



Annexe B

Annexe B : Analyse des performances d'un rotor de VAT via des simulations des grandes échelles

B.0.1 Comparaison des performances locales des rotors H et OWL : étude des bras

FIGURE B.1 – Évolution selon r du coefficient de puissance local moyen $\langle dC_p^{bras}(r) \rangle$ de chaque bras des rotors H et OWL sur différents paramètres d'avance λ

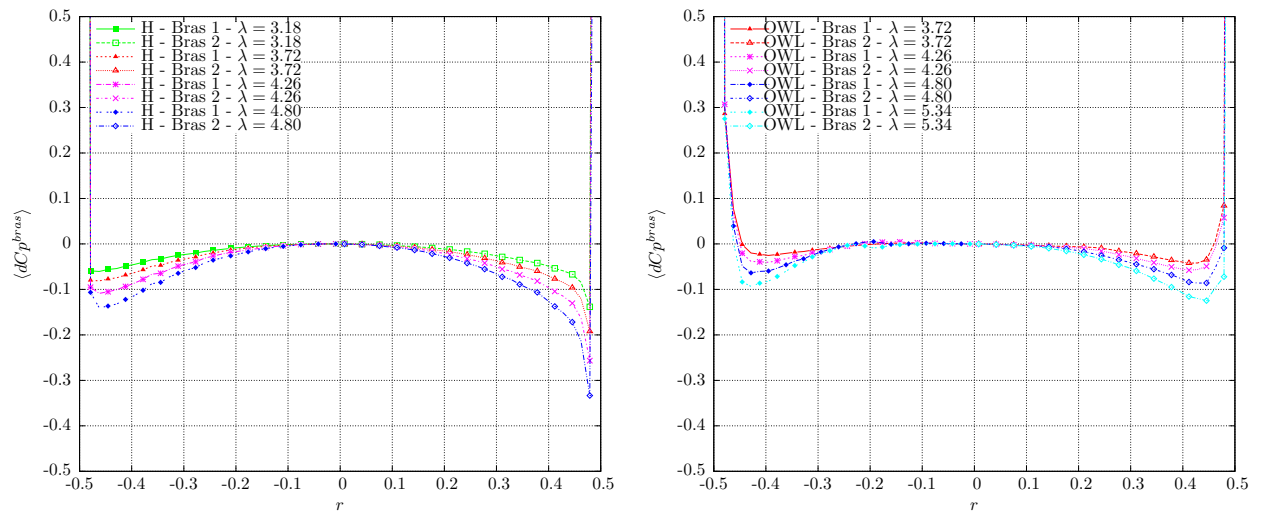


FIGURE B.2 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local pour le bras amont $dCp^{bras\ 1}(r, \theta)$ (gauche) et pour le bras aval $dCp^{bras\ 2}(r, \theta)$ (droite) pour le rotor H sur différents paramètres d'avance λ

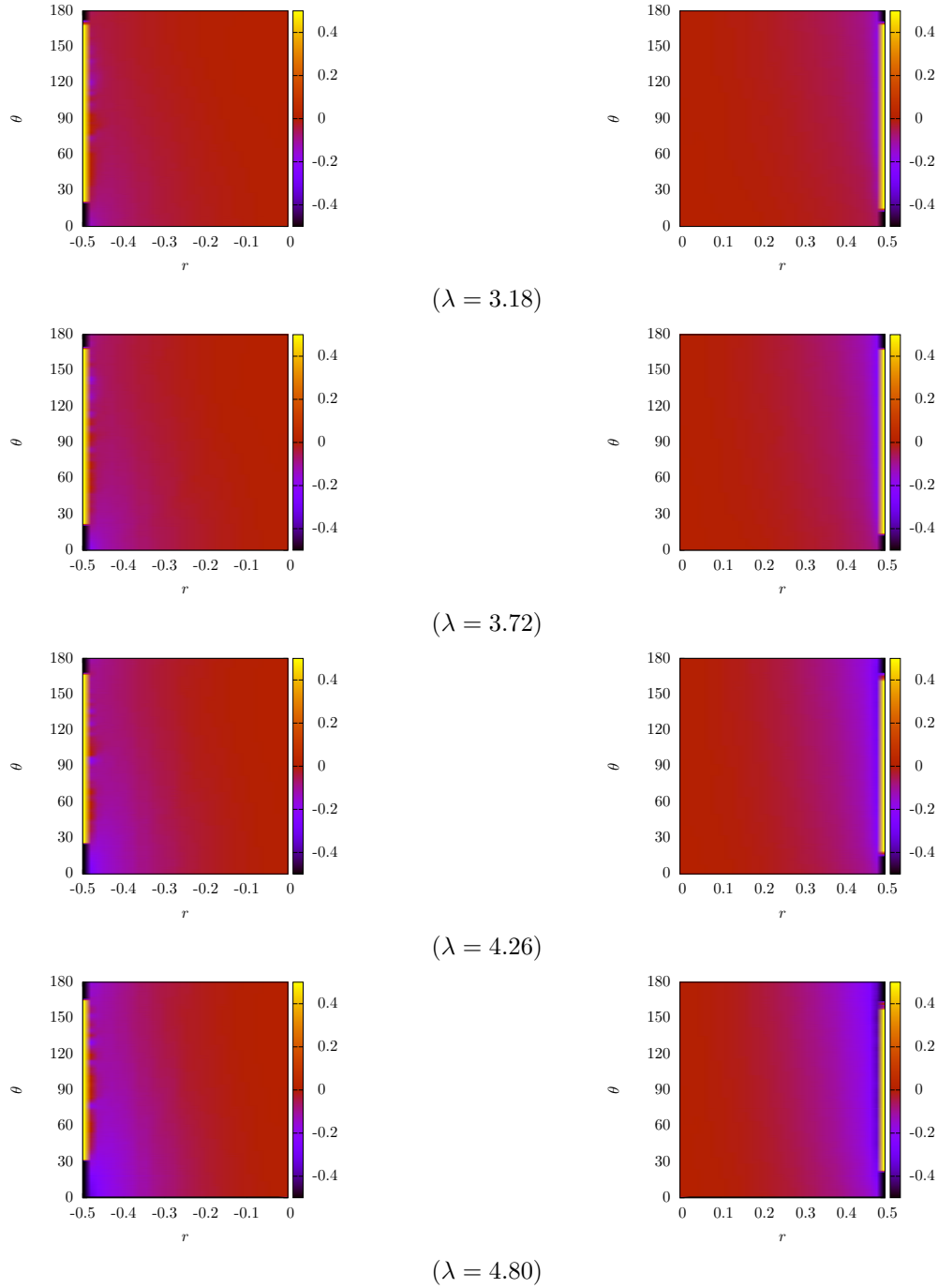
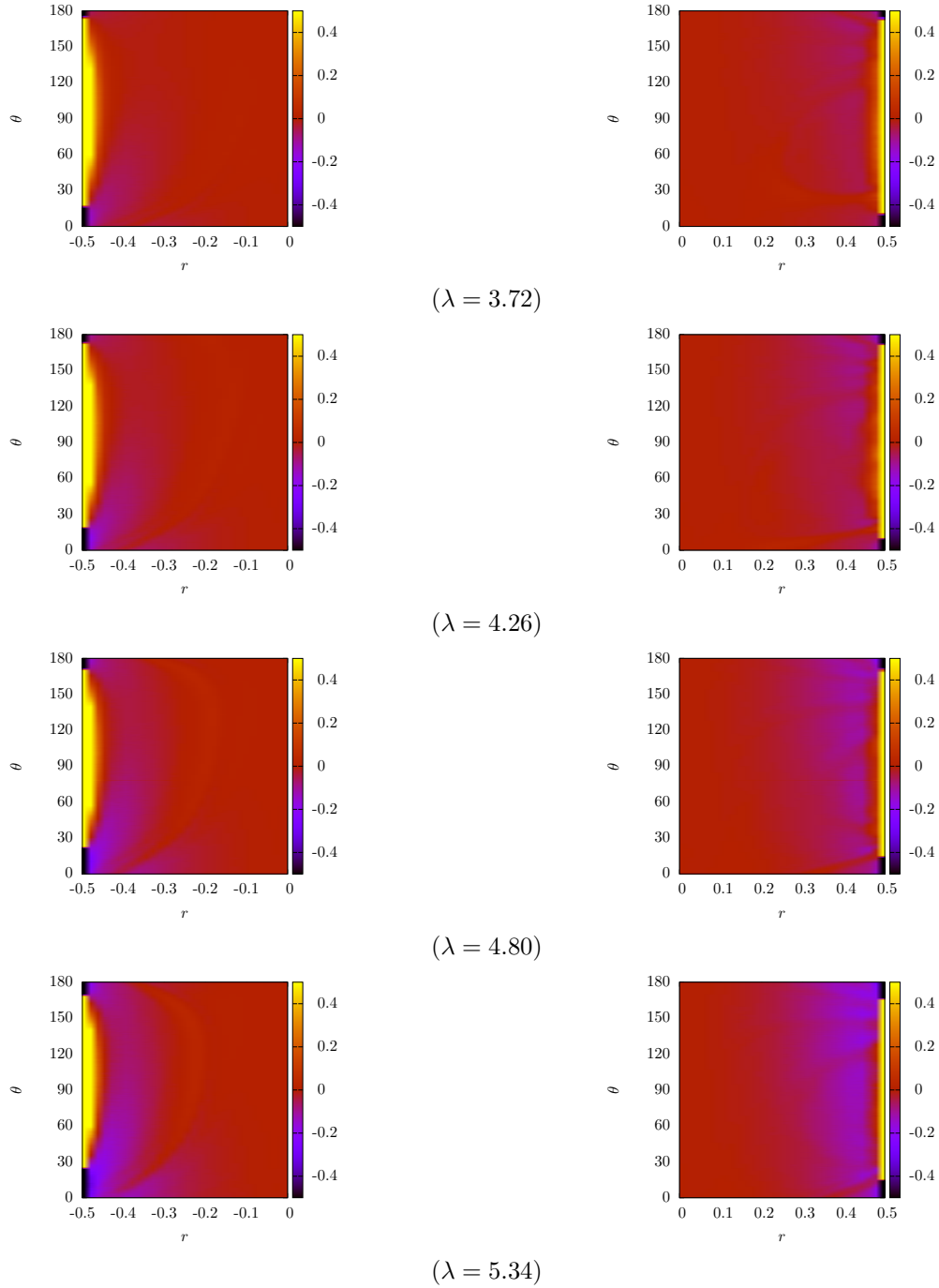


FIGURE B.3 – Répartition instantanée du coefficient de puissance local pour le bras amont $dCp^{bras\ 1}(r, \theta)$ (gauche) et pour le bras aval $dCp^{bras\ 2}(r, \theta)$ (droite) pour le rotor OWL sur différents paramètres d'avance λ



Annexe C

Annexe C : Analyse des performances d'une configuration double-rotor de VAT via des simulations URANS

C.0.1 Analyse des performances de configurations 2D de VAT bi-rotor de faible solidité $\sigma = 0.1$ et forte solidité $\sigma = 0.6$ en milieu infini

FIGURE C.1 – Gain/perte relative ε du coefficient de puissance moyen de la pale 1 $\langle C_{p_{loc}^{pale\ 1}} \rangle_{opt}$ calculé localement sur chaque quartile pour différentes configurations MRT de faible solidité par rapport à la configuration SRT ($\sigma = 0.1 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty - \lambda_{opt} = 4.2$)

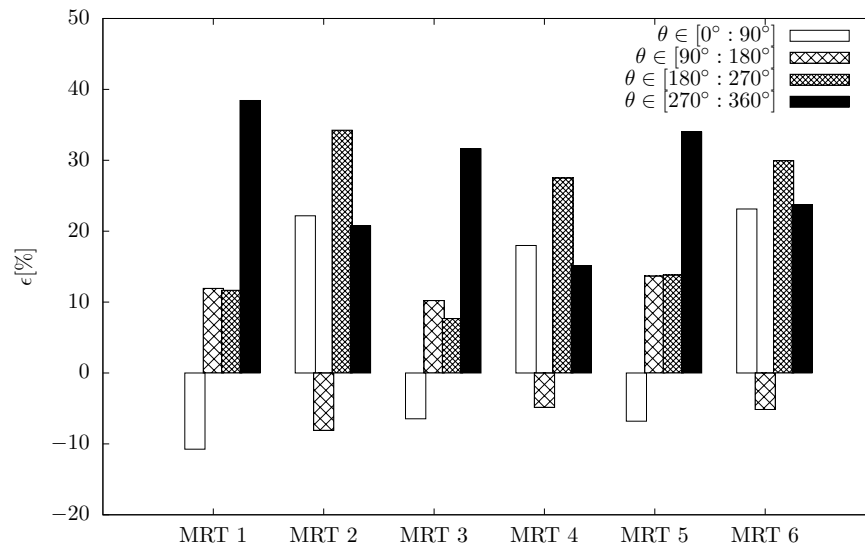


FIGURE C.2 – Gain/perte relative ε du coefficient de puissance moyen de la pale 1 $\langle C_{p_{loc}}^{pale\ 1} \rangle_{opt}$ calculé localement sur chaque quartile pour les configurations MRT 3 & MRT 4 de diverses solidités par rapport à la configuration SRT ($\sigma = 0.1, 0.3$ et $0.6 - \epsilon_{lat} \rightarrow +\infty - \lambda_{opt} = 4.2, 2.6$ et 1.8)

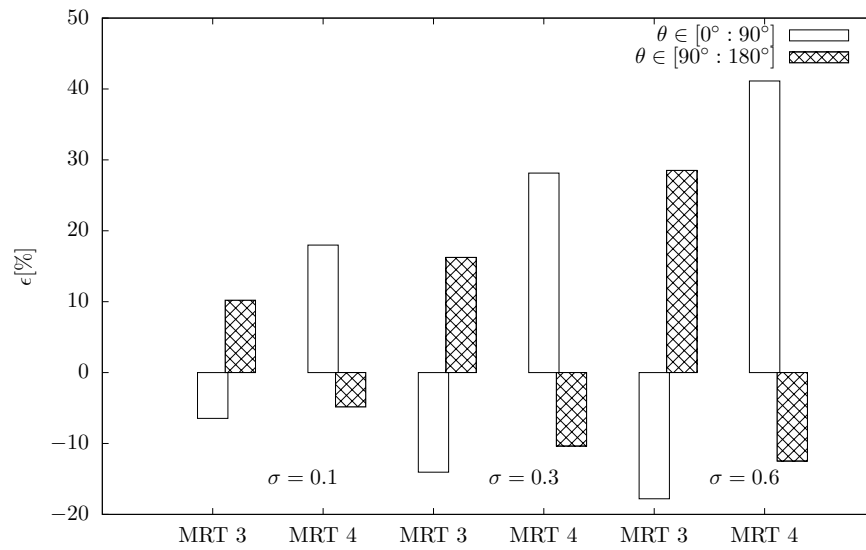


FIGURE C.3 – Champs de pression P (haut) et de vitesse V (bas) à $\theta = 60^\circ$, 90° et $\theta = 120^\circ$ en milieu infini ($\epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$) pour les configurations MRT 3 & MRT 4 de faible solidité ($\sigma = 0.1 - \lambda_{opt} = 4.2$)

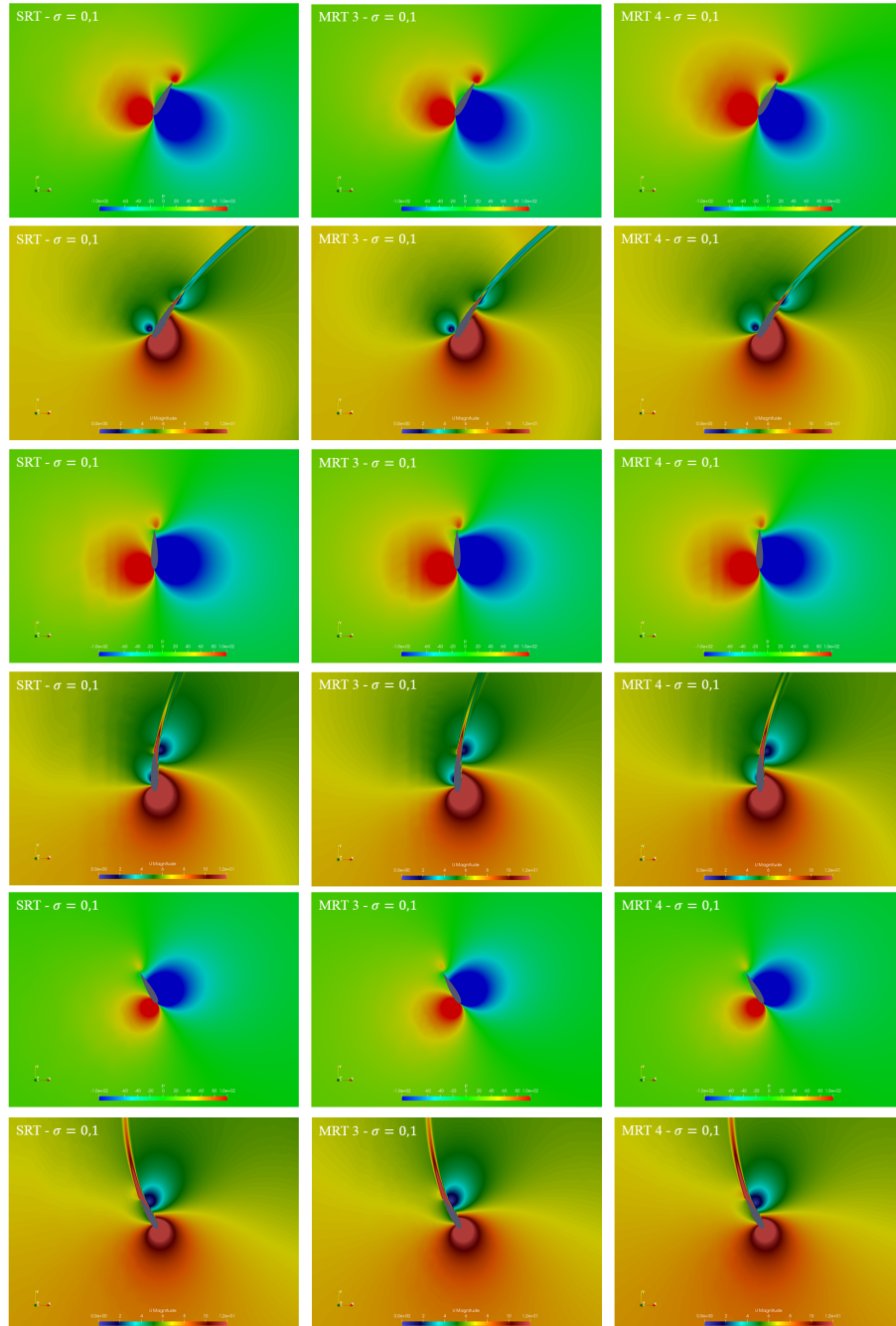
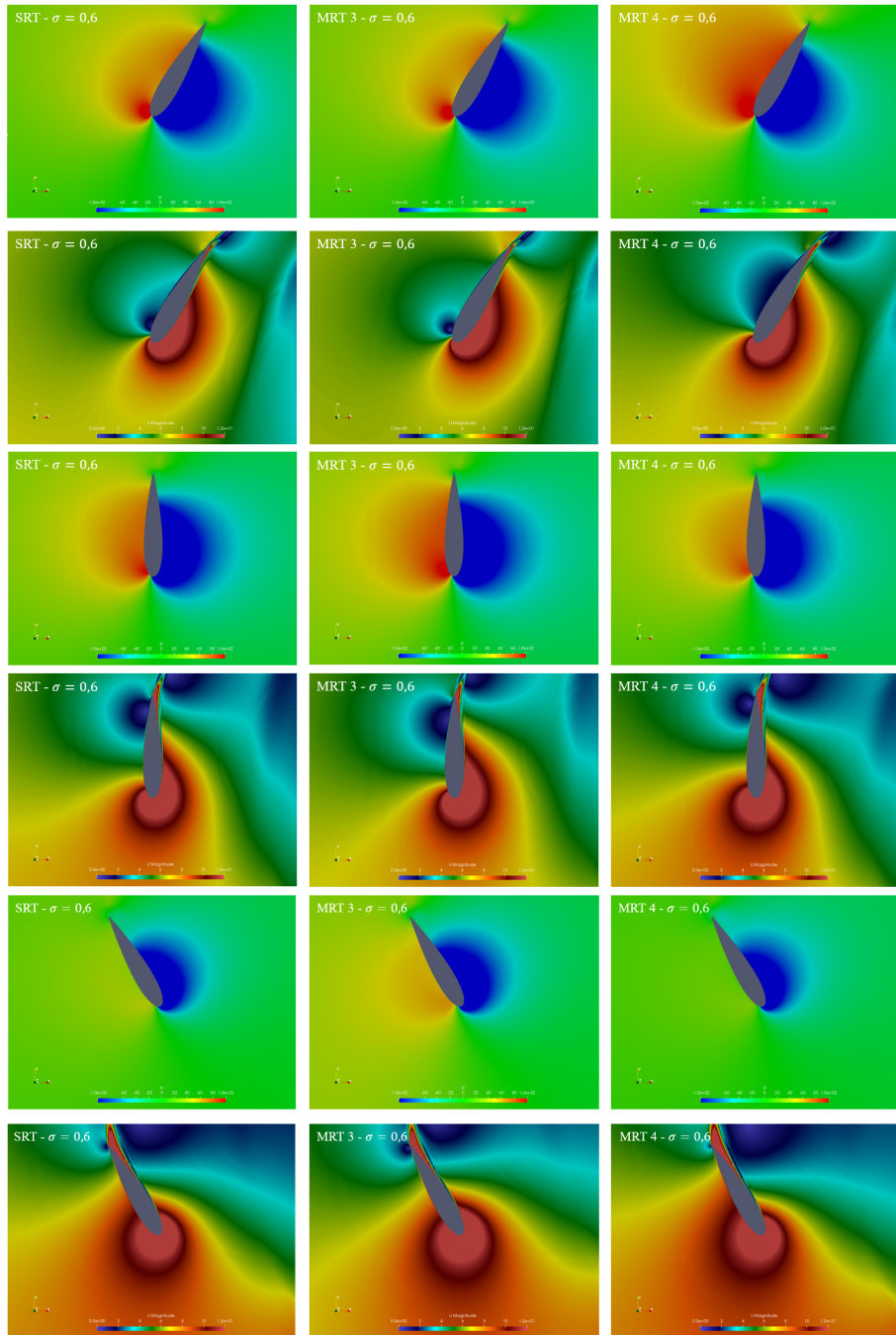


FIGURE C.4 – Champs de pression P (haut) et de vitesse V (bas) à $\theta = 60^\circ$, 90° et $\theta = 120^\circ$ en milieu infini ($\epsilon_{lat} \rightarrow +\infty$) pour les configurations MRT 3 & MRT 4 de forte solidité ($\sigma = 0.6 - \lambda_{opt} = 1.8$)



Bibliographie

- [1] A. Robin et al. Mais pourquoi diable chercher à convertir des énergies renouvelables en mer ? Technical report, 04 2020.
- [2] S.J. Savonius. Rotor adapted to be driven by wind or flowing water. Technical report, 01 1929. 1697574.
- [3] B.F. Blackwell and G.E. Reis. Blade shape for a troposkien type of vertical-axis wind turbine. Technical report, Sandia Labs., Albuquerque, N. Mex.(USA), 1974.
- [4] B. Kirke and L. Lazauskas. Enhancing the performance of vertical axis wind turbine using a simple variable pitch system. 15 :187–195, 01 1991.
- [5] G. J.-M. Darrieus. Turbine à axe de rotation transversal à la direction du courant. Technical report, 1925. Brevet français 604.390.
- [6] G. J.-M. Darrieus. Turbine having its rotating shaft transverse to the flow of the current. Technical report, 1931. US Patent 1835018.
- [7] B.F. Blackwell et al. Wind tunnel performance data for the darrieus wind turbine with naca 0012 blades. Technical Report SAND76-0130, 1976.
- [8] H.J. Sutherland et al. A retrospective of vawt technology. *Sandia Report*, (SAND2012-0304), 2012.
- [9] A.M. Gorlov. Helical turbine assembly operable under multidirectional fluid flow for power and propulsion systems. Technical report, 1997. US 5642984 A.
- [10] M. Shiono et al. Output characteristics of darrieus water turbine with helical blades for tidal current generations. In *The Twelfth International Offshore and Polar Engineering Conference*. International Society of Offshore and Polar Engineers, 2002.
- [11] J.-L. Achard and T. Maître. Hydraulic turbomachine. Technical Report FR 04 50209, 2006.
- [12] V. Aumelas. *Modélisation des hydroliennes à axe vertical libres ou carénées : développement d'un moyen expérimental et d'un moyen numérique pour l'étude de la cavitation*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.

- [13] D. Coiro et al. Dynamic behaviour of the patented kobold tidal current turbine : Numerical and experimental aspects. *Acta Polytechnica*, 45 :77–84, 01 2005.
- [14] B.L. Gilbert and K.M. Foreman. Experiments With a Diffuser-Augmented Model Wind Turbine. *Journal of Energy Resources Technology*, 105(1) :46–53, 03 1983.
- [15] K. Okuma et al. Experimental study on water turbine characteristics of darrieus type runner with staggered blade arrangement. *Turbomachinery*, 31(9) :554–561, 2003.
- [16] N. Dellinger. *Instrumentation d'un tunnel hydrodynamique pour la caractérisation de turbines à flux transverse*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.
- [17] J. Bossard. *Caractérisation expérimentale du décrochage dynamique dans les hydroliennes à flux transverse par la méthode PIV (Particle Image Velocimetry). Comparaison avec les résultats issus des simulations numériques*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2012.
- [18] L. Guittet. *Outil de prédimensionnement des hydroliennes Darrieus : Aspects expérimental et numérique*. Drt, Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), 2005.
- [19] S. Antheaume. *Implicit Time Spectral Method for time-periodic Incompressible flows*. Theses, Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), 11 2010.
- [20] E. Amet. *Simulation numérique d'une hydrolienne à axe vertical de type Darrieus*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), 2009.
- [21] J. Zanette. *Hydroliennes à flux transverse : contribution à l'analyse de l'interaction fluide-structure*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2010.
- [22] A. Menchaca Roa. *Analyse numérique des hydroliennes à axe vertical munies d'un carénage*. Theses, Université de Grenoble, 09 2011.
- [23] T. Jaquier. *Hydroliennes à flux transverse : développement d'un prototype HARVEST en canal*. Theses, Université de Grenoble, 12 2011.
- [24] J.-L. Achard et al. Floating vertical axis wind turbine : Owlwind project. In *8th International Conference on Energy and Environment, CIEM*, Bucharest, Romania, 2017.
- [25] H. Babinsky. How do wings work? *Physics Education*, 38(6) :497–503, 11 2003.
- [26] I. Paraschivoiu. *Wind turbine design : with emphasis on Darrieus concept*. Presses inter Polytechnique, 2002.
- [27] E. Jacobs and A. Sherman. Airfoil section characteristics as affected by variations of the reynolds number. Technical Report NACA-TR-586, 1937.
- [28] W.J. McCroskey. The phenomenon of dynamic stall. Technical report, DTIC Document, 1981.
- [29] T. Lee and P. Gerontakos. Investigation of flow over an oscillating airfoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 512 :313–341, 2004.

- [30] L. Beaudet. *Etude expérimentale et numérique du décrochage dynamique sur une éolienne à axe vertical de forte solidité*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2014.
- [31] A. Laneville and P. Vittecoq. Dynamic stall : the case of the vertical axis wind turbine. *Journal of Solar Energy Engineering*, 108(2) :140–145, 1986.
- [32] G. Brochier et al. Water channel experiments of dynamic stall on darrieus wind turbine blades. *Journal of Propulsion and Power*, 2(5) :445–449, 1986.
- [33] S. Ferreira et al. Visualization by piv of dynamic stall on a vertical axis wind turbine. *Experiments in Fluids*, 46(1) :97–108, 2009.
- [34] N. Guillaud et al. Large eddy simulations on vertical axis hydrokinetic turbines - power coefficient analysis for various solidities. *Renewable Energy*, 147 :473 – 486, 2020.
- [35] P.-L. Delafin et al. Effect of the number of blades and solidity on the performance of a vertical axis wind turbine. *Journal of Physics : Conference Series*, 753 :022033, 09 2016.
- [36] Q. Li et al. Effect of number of blades on aerodynamic forces on a straight-bladed vertical axis wind turbine. *Energy*, 90 :784 – 795, 2015.
- [37] Y. Li and S.M. Calisal. Three-dimensional effects and arm effects on modeling a vertical axis tidal current turbine. *Renewable Energy*, 35(10) :2325 – 2334, 2010.
- [38] Q. Li et al. Effect of rotor aspect ratio and solidity on a straight-bladed vertical axis wind turbine in three-dimensional analysis by the panel method. *Energy*, 121 :1 – 9, 2017.
- [39] R. Gosselin et al. Parametric study of h-darrieus vertical-axis turbines using cfd simulations. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, 8, 09 2016.
- [40] A. Furukawa et al. Theoretical considerations in an approximate method for estimating the blade performance of a darrieus-type cross-flow water turbine. *Nihon Kikai Gakkai Ronbunshu, B Hen/Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Part B*, 53(492) :2507–2513, 1987.
- [41] J.R. Baker. Features to aid or enable self starting of fixed pitch low solidity vertical axis wind turbines. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 15(1) :369 – 380, 1983.
- [42] P.G. Migliore. Comparison of naca 6-series and 4-digit airfoils for darrieus wind turbines. *Journal of Energy*, 7(4) :291–292, 1983.
- [43] G. Bedon et al. Performance-optimized airfoil for darrieus wind turbines. *Renewable Energy*, 94 :328 – 340, 2016.
- [44] M. Claessens. The design and testing of airfoils in small vertical axis wind turbines. 01 2006.
- [45] P. Bachant et al. Experimental study of a reference model vertical-axis cross-flow turbine. *PLOS ONE*, 11 :1–20, 09 2016.

- [46] P. Bachant and M. Wosnik. Effects of reynolds number on the energy conversion and near-wake dynamics of a high solidity vertical-axis cross-flow turbine. *Energies*, 9 :1–18, 2016.
- [47] S. Wang. Turbulent intensity and reynolds number effects on an airfoil at low reynolds numbers. *Physics of Fluids*, 26, 11 2014.
- [48] E. Möllerström et al. Turbulence influence on optimum tip speed ratio for a 200 kw vertical axis wind turbine. *Journal of Physics : Conference Series*, 753 :032048, 09 2016.
- [49] H. Jeong et al. Blockage corrections for wind tunnel tests conducted on a darrieus wind turbine. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 179 :229 – 239, 2018.
- [50] A. Pope and J.J. Harper. Low speed wind tunnel testing. *The Journal of the Royal Aeronautical Society*, 71(678) :445–445, 1967.
- [51] V. Aumelas et al. Development of an experimental facility for cross flow water turbine models. *ISSN 4th International Conference on Energy and Environment*, 2009.
- [52] B. Strom et al. Impact of blade mounting structures on cross-flow turbine performance. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, 10 :034504, 05 2018.
- [53] J. Boussinesq. *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Imprimerie nationale (Paris), 1877.
- [54] F. Balduzzi et al. Critical issues in the cfd simulation of darrieus wind turbines. *Renewable Energy*, 85 :419–435, 01 2016.
- [55] F. Villalpando et al. Assessment of turbulence models for flow simulation around a wind turbine airfoil. *Modelling and Simulation in Engineering*, 2011, 03 2011.
- [56] P. Spalart and S. Allmaras. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. *AIAA*, 439, 01 1992.
- [57] C. Rumsey et al. Description of a website resource for turbulence modeling verification and validation. *40th AIAA Fluid Dynamics Conference*, 06 2010.
- [58] P. Bachant and M. Wosnik. Modeling the near-wake of a vertical-axis cross-flow turbine with 2-d and 3-d rans. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, 8(5) :053311, 2016.
- [59] J. Anez et al. Unsteady simulation of ffa-w3-301 airfoil in openfoam. 01 2020.
- [60] F. Menter. *Zonal Two Equation k-w Turbulence Models For Aerodynamic Flows*. 1993.
- [61] W.P. Jones and B.E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(2) :301 – 314, 1972.
- [62] D.C. Wilcox. *Turbulence modeling for CFD*, volume 2. DCW industries La Canada, CA, 1998.
- [63] F. Doussot. *Simulation numérique de l'écoulement de charge partielle dans les turbines Francis : analyse de la topologie et de la dynamique des vortex inter-aubes*. Theses, Université Grenoble Alpes, 12 2019.

- [64] A. Rezaeiha et al. On the accuracy of turbulence models for cfd simulations of vertical axis wind turbines. *Energy*, 180 :838 – 857, 2019.
- [65] S. Wilhelm. *Etude des pertes de charge dans un aspirateur de turbine bulbe par simulations numériques instationnaires*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 01 2017.
- [66] P. Bradshaw. *An introduction to turbulence and its measurement : thermodynamics and fluid mechanics series*. Elsevier, 2013.
- [67] O. Métais. *Large eddy simulation of turbulence : Fundamentals and applications*. 2018.
- [68] M. Lesieur. *Turbulence in fluids : stochastic and numerical modelling, volume 1*. Springer Science and Business Media., 2012.
- [69] L. Richardson. Weather prediction by numerical process. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 48(203) :282–284, 1922.
- [70] A. Kolmogorov. On degeneration of isotropic turbulence in an incompressible viscous liquid. *Proc. Acad. Sci. USSR*, 31 :538, 1941.
- [71] M. Lesieur et al. *Large-eddy simulations of turbulence*. Cambridge University Press, 2005.
- [72] P. Sagaut. *Large eddy simulation for incompressible flows : an introduction*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [73] J. Smagorinsky. General Circulation Experiments with the Primitive Equations. *Monthly Weather Review*, 91(3) :99, 01 1963.
- [74] M. Germano et al. A dynamic subgrid scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(7) :1760–1765, 1991.
- [75] P. Moin and J. Kim. Tackling turbulence with supercomputers. *Scientific American*, 276(1) :62–68, 1997.
- [76] G. Balarac. Numerical predictions of turbulent flows : Multiscale approaches and multiphysic couplings in fluid and solid mechanics. Technical Report in Tec21 Winter School, 2020.
- [77] J.H. Ferziger and M. Peric. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer Berlin Heidelberg, 2001.
- [78] F. Moukalled et al. *The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics : An Advanced Introduction with OpenFOAM® and Matlab®*, volume 113. 10 2015.
- [79] R. Courant et al. Über die partiellen differenzgleichungen der mathematischen physik. *Mathematische Annalen*, 100 :32–74.
- [80] H.G. Weller et al. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Computers in Physics*, 12(6) :620–631, 1998.
- [81] P. Higuera et al. Realistic wave generation and active wave absorption for navier–stokes models : Application to openfoam®. *Coastal Engineering*, 71 :102 – 118, 2013.

- [82] J.L. Favero et al. Viscoelastic flow analysis using the software openfoam and differential constitutive equations. *Journal of non-newtonian fluid mechanics*, 165(23-24) :1625–1636, 2010.
- [83] D. Lysenko et al. Large-eddy simulation of the flow over a circular cylinder at reynolds number 3900 using the openfoam toolbox. *Flow, Turbulence and Combustion*, 89, 12 2012.
- [84] A. Iturrioz et al. Validation of openfoam® for oscillating water column three-dimensional modeling. *Ocean Engineering*, 107 :222 – 236, 2015.
- [85] E. Robertson et al. Validation of openfoam numerical methods and turbulence models for incompressible bluff body flows. *Computers & Fluids*, 123 :122 – 145, 2015.
- [86] S. Hoerner. *Characterization of the fluid-structure interaction on a vertical axis turbine with deformable blades*. Theses, Université Grenoble Alpes ; Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 03 2020.
- [87] C. Kunkelmann and P. Stephan. Cfd simulation of boiling flows using the volume-of-fluid method within openfoam. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, 56(8) :631–646, 2009.
- [88] F. Zhang et al. *Direct Numerical Simulation of Chemically Reacting Flows with the Public Domain Code OpenFOAM*, pages 221–236. 12 2015.
- [89] H. Jasak. *Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method With Applications to Fluid Flows*. PhD thesis, Imperial College, University of London, 1996.
- [90] H. Jasak and T. Uroić. *Practical Computational Fluid Dynamics with the Finite Volume Method*, pages 103–161. 02 2020.
- [91] T. Mukha and M. Liefvendahl. Large-eddy simulation of turbulent channel flow. Technical report, 05 2015.
- [92] T. Holzmann. *Mathematics, Numerics, Derivations and OpenFOAM®*. 11 2019.
- [93] V. Moureau et al. Design of a massively parallel cfd code for complex geometries. *Comptes Rendus Mécanique*, 339(2) :141 – 148, 2011. High Performance Computing.
- [94] V. Moureau et al. From large-eddy simulation to direct numerical simulation of a lean pre-mixed swirl flame : Filtered laminar flame-pdf modeling. *Combustion and Flame - COMBUST FLAME*, 158 :1340–1357, 07 2011.
- [95] P. Benard et al. Large-eddy simulation of wind turbines wakes including geometrical effects. *Computers & Fluids*, 173 :133 – 139, 2018.
- [96] N. Guillaud. *Simulation et optimisation de forme d’hydroliennes à flux transverse*. Theses, Université Grenoble Alpes, 2017.
- [97] N. Odier et al. Numerical analysis of the flapping mechanism for a two-phase coaxial jet. *International Journal of Multiphase Flow*, 106 :164 – 178, 2018.

- [98] S. Wilhelm et al. Analysis of head losses in a turbine draft tube by means of 3d unsteady simulations. *Flow, Turbulence and Combustion*, 97, 12 2016.
- [99] P. Benard et al. Large-eddy simulation of wind turbines wakes including geometrical effects. *Computers & Fluids*, 173, 03 2018.
- [100] N. Guillaud et al. Large eddy simulations on vertical axis hydrokinetic turbines - power coefficient analysis for various solidities. *Renewable Energy*, 147, 08 2019.
- [101] A.J. Chorin. A numerical method for solving incompressible viscous flow problems. *Journal of Computational Physics*, 2(1) :12 – 26, 1967.
- [102] M. Malandain et al. Optimization of the deflated conjugate gradient algorithm for the solving of elliptic equations on massively parallel machines. *Journal of Computational Physics*, 238 :32–47, 04 2013.
- [103] M. Bernard et al. A framework to perform high-order deconvolution for finite-volume method on simplicial meshes. *Int. J. Numer. Methods Fluids*, pages 1–33, 2020.
- [104] M. Kraushaar. *Application of the compressible and Low-Mach number approaches to Large-Eddy Simulation of turbulent flows in aero-engines*. Theses, Institut National Polytechnique de Toulouse, 12 2011.
- [105] P.E. Farrell and J.R. Maddison. Conservative interpolation between volume meshes by local galerkin projection. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 200(1) :89 – 100, 2011.
- [106] J. Donea et al. *Arbitrary Lagrangian–Eulerian Methods*, chapter 14. American Cancer Society, 2004.
- [107] C. Dobrzynski. Mmg3d : User guide. Technical Report RT-0422, INRIA, 2012.
- [108] C. Duprat. *Simulation numérique instationnaire des écoulements turbulent dans les diffuseur de centrales hydrauliques en vue de l'amélioration des performances*. Theses, Institut National Polytechnique de Grenoble, 06 2010.
- [109] K.W. McAlister and R.K. Takahashi. Naca 0015 wing pressure and trailing vortex measurements. Technical Report 91-A-003, 1991.
- [110] E. Anderson et al. Broad overview of energy efficiency and renewable energy opportunities for department of defense installations. 01 2011.
- [111] P. Kumar et al. Review on the evolution of darrieus vertical axis wind turbine : Large wind turbines. *Clean Technologies*, 1 :205–223, 08 2019.
- [112] E. Möllerström et al. A historical review of vertical axis wind turbines rated 100 kw and above. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 105 :1 – 13, 2019.
- [113] G. Saini and R.P. Saini. A review on technology, configurations, and performance of cross-flow hydrokinetic turbines. *International Journal of Energy Research*, 05 2019.

- [114] T. Villeneuve et al. Improving the efficiency and the wake recovery rate of vertical-axis turbines using detached end-plates. *Renewable Energy*, 150 :31 – 45, 2020.
- [115] T. Villeneuve et al. Lift enhancement and drag reduction of lifting blades through the use of end-plates and detached end-plates. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 184 :391 – 404, 2019.
- [116] J. Johansen and N. Sørensen. Numerical analysis of winglets on wind turbine blades using cfd. 01 2007.
- [117] S. Lain et al. Numerical study of the effect of winglets on the performance of a straight blade darrieus water turbine. *Energies*, 11 :297, 01 2018.
- [118] F. Amato et al. Numerical analysis of the influence of tip devices on the power coefficient of a vawt. *World Academy of Science, Engineering and Technology, International Journal of Mechanical, Aerospace, Industrial, Mechatronic and Manufacturing Engineering*, 7 :1053–1060, 2013.
- [119] Y. Hara et al. Numerical analysis of effects of arms with different cross-sections on straight-bladed vertical axis wind turbine. *Energies*, 12 :2106, 06 2019.
- [120] A. Rezaeiha et al. Effect of the shaft on the aerodynamic performance of urban vertical axis wind turbines. *Energy Conversion and Management*, 149 :616–630, 10 2017.
- [121] L. Zhang et al. Numerical investigations of the effects of the rotating shaft and optimization of urban vertical axis wind turbines. *Energies*, 11 :1870, 07 2018.
- [122] J.L. Achard et al. Eolienne flottante à turbines jumelles à axe vertical et architecture optimisée. Technical report, 04 2018.
- [123] J. Dagaut. Optimisation d'un rotor d'éolienne à axe vertical par simulation des grandes échelles. Technical report, 2017.
- [124] G. Cramer. *Intr. à l'analyse de lignes courbes algébriques*. 1750.
- [125] I. Kroo et al. Highly nonplanar lifting systems. *Transportation Beyond 2000 : Technologies Needed for Engineering Design*, 09 1995.
- [126] J.O. Dabiri. Potential order-of-magnitude enhancement of wind farm power density via counter-rotating vertical-axis wind turbine arrays. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, 3(4) :043104, 2011.
- [127] I. Brownstein et al. Aerodynamically interacting vertical-axis wind turbines : Performance enhancement and three-dimensional flow. *Energies*, 12 :2724, 07 2019.
- [128] A. Vergaerde et al. Experimental validation of the power enhancement of a pair of vertical-axis wind turbines. *Renewable Energy*, 146 :181 – 187, 2020.
- [129] S. Zanforlin and T. Nishino. Fluid dynamic mechanisms of enhanced power generation by closely spaced vertical axis wind turbines. *Renewable Energy*, 99 :1213–1226, 12 2016.

- [130] S. Giorgetti et al. Cfd investigation on the aerodynamic interferences between medium-solidity darrieus vertical axis wind turbines. *Energy Procedia*, 81 :227–239, 12 2015.
- [131] N. Parneix et al. Efficiency improvement of vertical-axis wind turbines with counter-rotating lay-out. 2016.
- [132] D. De Tavernier et al. Towards the understanding of vertical-axis wind turbines in double-rotor configuration. *Journal of Physics : Conference Series*, 1037 :022015, 06 2018.
- [133] A. Alexander and A. Santhanakrishnan. Mechanisms of power augmentation in two side-by-side vertical axis wind turbines. *Renewable Energy*, 148 :600 – 610, 2020.
- [134] M. Kinzel et al. Energy exchange in an array of vertical-axis wind turbines. *Journal of Turbulence*, 13 :38, 09 2012.
- [135] S.H. Hezaveh et al. Increasing the power production of vertical-axis wind-turbine farms using synergistic clustering. *Boundary-Layer Meteorology*, 07 2018.
- [136] K. Duraisamy and V. Lakshminarayan. Flow physics and performance of vertical axis wind turbine arrays. 06 2014.
- [137] X. Jin et al. Investigation into parameter influence of upstream deflector on vertical axis wind turbines output power via three-dimensional cfd simulation. *Renewable Energy*, 115 :41 – 53, 2018.
- [138] Y. Jiang et al. Experimental and numerical investigation of twin vertical axis wind turbines with a deflector. *Energy Conversion and Management*, 209 :112588, 2020.
- [139] M. Elsakka et al. Cfd analysis of the angle of attack for a vertical axis wind turbine blade. *Energy Conversion and Management*, 182 :154 – 165, 2019.
- [140] P. Vecchia and F. Nicolosi. Aerodynamic guidelines in the design and optimization of new regional turboprop aircraft. 10 2011.

Résumé

Cette thèse s'articule autour de l'analyse et l'amélioration des performances d'une turbine à axe vertical et flux transverse (VAT) par voie numérique. Le caractère fortement instationnaire et turbulent des écoulements au sein d'une VAT rend leur modélisation complexe. Ainsi, plusieurs approches numériques, avec des modélisations de la turbulence distinctes, ont été mises en œuvre afin d'évaluer les performances d'une VAT. Des simulations statistiques de type URANS sous OpenFoam ainsi que des Simulations des Grandes Échelles (SGE) avec le code YALES2 ont été réalisées. Deux voies de recherche portant sur l'amélioration du design de configurations de VAT ont alors été investiguées. Dans un premier temps, une configuration mono-rotor a été optimisée à l'aide de SGE en étudiant deux géométries de rotors spécifiques : un rotor « classique » de type H-Darrieus et un rotor « innovant ». Cette étude a permis de mieux comprendre la dynamique globale de l'écoulement au sein d'une VAT en fonction du régime d'écoulement considéré. À l'aide d'une analyse locale des pertes, l'écart de performances entre ces deux rotors a pu être quantifié. Un bon accord avec les observations expérimentales a été trouvé avec notamment un gain du rotor « innovant » d'environ +30 % sur le coefficient de puissance (C_p). Dans un second temps, plusieurs configurations bi-rotor constituées chacune de deux rotors contra-rotatifs ont été optimisées via des simulations URANS. Différents paramètres géométriques (distance inter-axes, sens de contra-rotation, mât central) ont été testés afin de maximiser la puissance totale extraite par la machine. Un effet de « synergie » a été observé en configuration bi-rotor conduisant à des gains de C_p de l'ordre de +10 % par rapport à une VAT mono-rotor. Une analyse fine de l'écoulement a permis notamment de lier le sens de rotation optimum à la solidité des turbines. Ce travail, mené en collaboration avec l'entreprise HydroQuest, a donc conduit à une amélioration locale des performances, en modifiant directement le design d'un rotor, et une amélioration plus globale sur des configurations double-rotor tendant vers l'optimisation d'un parc éolien/hydrolien.

Mots-clés: turbine à axe vertical, modélisation de la turbulence, simulations des grandes échelles, simulations instationnaires URANS

Abstract

This thesis focuses on the analysis and improvement of the performances of a vertical-axis and cross-flow turbine (VAT) by means of numerical simulations. The highly unsteady and turbulent nature of the flows involved inside a VAT makes their modeling complex. Several numerical methods with distinct turbulence approaches have therefore been used in order to evaluate VAT performances. URANS simulations and Large-Eddy Simulations (LES) have been performed with OpenFoam and YALES2, respectively. To improve the VAT design, two lines of research were investigated. Initially, a single-rotor configuration was optimized using LES by studying two specific rotor geometries: a "classic" H-shape Darrieus rotor and an "innovative" rotor. This study provided a better understanding of the overall flow dynamics within a VAT according to the flow regime. Thanks to a local loss analysis, the performances gap between both rotors was quantified. A good agreement with experimental observations was found, in particular a gain of the "innovative" rotor of about +30% on the power coefficient (C_p). Secondly, several double-rotor configurations, each consisting of two counter-rotating rotors, were optimized through URANS simulations. Various geometric parameters (inter-axis distance, counter-rotational direction, central mast) were tested in order to maximize the total power extracted by the machine. A "synergy" effect was observed in twin-rotor configuration leading to a power gain of around +10% compared to a single-rotor VAT. A detailed flow analysis linked the optimal counter-direction with the turbine solidity. This work, carried out in collaboration with the HydroQuest company, has then led to a local performance improvement, by directly modifying the design of the rotor and a more global enhancement on double-rotor configurations tending towards the optimization of a wind/tidal farm.

Keywords: vertical-axis turbine, turbulence modelling, large-eddy simulations, URANS simulations

